

# 二次粒子生成標的と二次ビームライン

## 1 はじめに

J-PARCでは、加速された一次陽子ビームを生成標的に当て、そこで発生する二次粒子を集めて二次ビームとして実験エリアまで輸送し実験ユーザーへと供給している。そのような施設の一つ、ハドロン実験施設 [9,10] では、現在生成標的が1台だけ設置されており、主に  $\pi$  中間子、 $K$  中間子、反陽子などの二次ビームを用いて、様々な素粒子原子核物理実験が行われている。

2016年時点のハドロン実験ホールのレイアウトを Fig. 1 に示す。主リングで 30 GeV まで加速された一次陽子ビームは、約 2 秒かけて少しずつゆっくりと取り出され（“遅い取り出し”）、ハドロン実験ホールへと輸送されて生成標的 T1 に照射される。そのうちの約 50 %が標的物質と核反応を起こし、残りは素通りして最下流のビームダンプで全て吸収される。T1 標的には、3本の荷電二次ビームライン（K1.8、K1.8BR、K1.1BR）と1本の中性二次ビームライン（KL）が設置されており、さらにもう2本の荷電二次ビームライン（K1.1、 $\pi$ 1.0）の設置が計画中である。このうち、K1.1BR ビームラインは、新しい一次陽子ビームラインを建設するため、2018年現在ではシャットダウンして既に一部が撤去されている。

本講義では、これら荷電二次ビームラインの特徴や設計について解説すると共に、二次ビームの線源である生成標的について、現状と将来へ向けた取り組みを紹介する。

## 2 ビーム光学の基礎

ビーム光学についての詳しい内容は、本加速器セミナー OHO シリーズの過去のテキストでも何回か解説されている [1] ので、ここでは、本講義

のあとの議論で参照する箇所だけを掻い摘んで簡単に説明する。

### 2.1 輸送行列

ビームラインを通過する粒子の運動は、中心となる軌道軸と運動量を基準として、そこからのズレの大きさをパラメータとして記述するのが便利である。すなわち、中心軌道軸に垂直な方向の位置  $x$  と角度  $\theta$ 、そして中心運動量  $p$  からのズレの割合  $\delta = \Delta p/p$  で表す。あるビームライン要素を通過した前後でこれらのパラメータが  $(x_0, \theta_0, \delta_0) \rightarrow (x_1, \theta_1, \delta_1)$  と変化した時、両者の間の関係は、

$$\begin{cases} x_1 = C_1 x_0 + S_1 \theta_0 + D_1 \delta_0 + (\text{高次項}) \\ \theta_1 = C_2 x_0 + S_2 \theta_0 + D_2 \delta_0 + (\text{高次項}) \\ \delta_1 = C_3 x_0 + S_3 \theta_0 + D_3 \delta_0 + (\text{高次項}) \end{cases} \quad (2-1)$$

と書ける。1次の項だけを抜き出せば、上の式は、粒子のパラメータをベクトル  $\mathbf{x} = (x, \theta, \delta)$  として、次のような行列の形で書き表せる。

$$\mathbf{x}_1 = R \mathbf{x}_0, \quad R = \begin{pmatrix} C_1 & S_1 & D_1 \\ C_2 & S_2 & D_2 \\ C_3 & S_3 & D_3 \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

この  $R$  を輸送行列と呼ぶ。静磁場のみで構成される通常のビームラインでは、粒子の運動量は変化しないので、 $C_3 = S_3 = 0$ 、 $D_3 = 1$  であり、行列式は 1 となる。

$$\det R = C_1 S_2 - S_1 C_2 = 1 \quad (2-3)$$

また、位置と角度の運動量依存性を示す係数  $D_1$ 、 $D_2$  をそれぞれ運動量分散、角分散と呼ぶ。

より一般には、軌道軸に垂直な方向は水平方向と鉛直方向の2つあるので、先の  $x$  を水平方向として、鉛直方向の位置  $y$  と角度  $\phi$  が独立パラメータとして加わる。さらに、軌道軸方向の位置ずれ（中心軌道との軌道長の差） $\ell$  も追加して、合計 6 パラメータのベクトル

$$\mathbf{x} = (x, \theta, y, \phi, \ell, \delta) \quad (2-4)$$

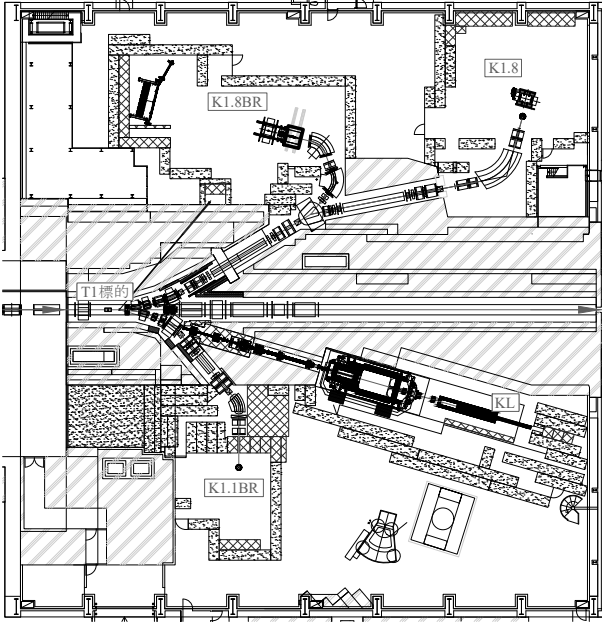


Fig. 1 ハドロン実験ホールのレイアウト。

で記述する。この時、輸送行列は $6 \times 6$ 行列となる。

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \dots & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & \dots & R_{26} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_{61} & R_{62} & \dots & R_{66} \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

ビームラインは、要所要所でビームを収束させたり平行にしたりして、最終目的地点までビームを輸送する。ビームラインの光学を設計する際は、上記の輸送行列要素が、収束とか平行とかの要求に対応した値になるように拘束条件をつけて、磁場の強度やドリフト距離などを決定する。具体的な拘束条件の例を以下に挙げる。

#### $R_{12} = 0$

初期位置  $x_0 = 0$  から発した粒子は、初期角度  $\theta_0$  に依らず位置  $x_1 = 0$  に収束する。従って、これは point-to-point フォーカスを意味する。この時、 $R_{11}$  が像倍率、 $R_{22}$  が角倍率を表す。

#### $R_{22} = 0$

初期位置  $x_0 = 0$  から発した粒子は、初期角度  $\theta_0$  に依らず角度  $\theta_1 = 0$  になる。従って、

これは point-to-parallel を意味する。

#### $R_{11} = 0$

初期角度  $\theta_0 = 0$  で発せられた粒子は、初期位置  $x_0$  に依らず位置  $x_1 = 0$  に収束する。従って、これは parallel-to-point フォーカスを意味する。

#### $R_{21} = 0$

初期角度  $\theta_0 = 0$  で発せられた粒子は、初期位置  $x_0$  に依らず角度  $\theta_1 = 0$  になる。従って、これは parallel-to-parallel を意味する。

#### $R_{16} = 0$ かつ $R_{26} = 0$

位置  $x_1$  も角度  $\theta_1$  も運動量  $\delta_0$  に依存しない。このようなビームを achromatic (無色な、色収差のない) と言う。

#### $R_{12} = 0$ かつ $R_{16} \neq 0$

point-to-point フォーカスだが、ビーム位置  $x_1$  が運動量  $\delta_0$  に依存する。これを dispersive focus と呼び、このような地点で各ビーム粒子の位置を測定することでその粒子の運動量を測ることができる。

上記の添え字 1、2 をそれぞれ 3、4 に置き換えれば、鉛直方向における拘束条件になる。

実際のビームライン設計の手順としては、まず各ビームライン要素の並びから輸送行列を計算し、上記のような拘束条件を付けてフィットして、磁場強度等を決定する。その次に、線源でのサイズや角度の分布を想定してビーム粒子をランダムに発生させ、その軌道を 1 粒子毎にシミュレート (ray trace) して、ビームラインのアクセプタンスや、ユーザーの実験標的におけるビームサイズ等を計算する。前者の輸送行列のフィットを行う計算コードの例としては TRANSPORT [2] があり、後者の ray trace のコードの例としては TURTLE [3] がある。TRANSPORT は 2 次まで、TURTLE は 3 次までの輸送行列をサポートしている。

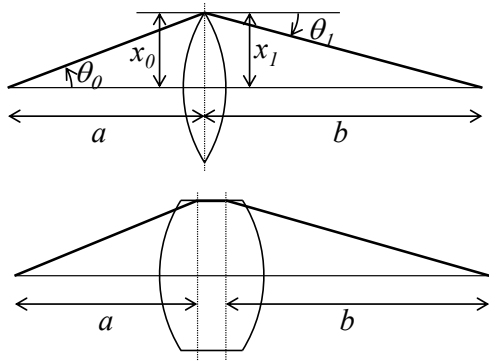


Fig. 2 薄いレンズ (上) と厚いレンズ (下) の光学の模式図。a、b を主面 (縦の点線) からの距離に取れば、厚いレンズでもガウスの結像公式 (2-7) は成り立つ。

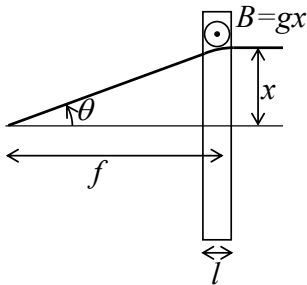


Fig. 3 四極磁場によるレンズの模式図。

さて、具体的な輸送行列の例を見ていこう。簡単のために、ここでは水平方向の位置と角度だけの  $2 \times 2$  行列を考える。

磁場の無いドリフト区間では、初期角度は変化を受けずに、その初期角度と区間長さ  $L$  の分だけ位置が変化するので、その輸送行列は、

$$R_{\text{drift}}(L) = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2-6)$$

である。

焦点距離  $f$  の薄いレンズ (四極磁石) は、Fig. 2 においてガウスの結像公式

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (2-7)$$

を用いると ( $\theta_1$  の符号が  $\theta_0$  の逆になることに注意)、

$$R_{\text{lens}}(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (2-8)$$

である。電荷  $e$ 、運動量  $p$  と磁場  $B$  との関係は、回転軌道半径を  $r$ 、軌道長を  $l$ 、回転角を  $\theta$  として、

$$p = eBr, \quad r = l/\theta \quad (2-9)$$

である\* から、磁場勾配が  $g$  の四極電磁石の焦点距離  $f$  は、Fig. 3 から、

$$f = \frac{x}{\theta} = \frac{xp}{eBl} = \frac{p}{egl} \quad (2-10)$$

で与えられる。ただし、ここで  $\theta$  と  $l$  は十分に小さいとした。例えば、磁極の内接円半径が 0.1 m、磁場の有効長が 0.5 m の四極電磁石があって、その磁極面での磁場強度が 1 T である時、 $g = 1/0.1 = 10$  T/m であるから、運動量  $p = 1.8$  GeV/c、電荷 1 の粒子に対する焦点距離は、 $p/e = (1.8 \times 10^9)/(3 \times 10^8) = 6$  Tm より  $f = 1.2$  m となる。運動量が  $p = 30.9$  GeV/c なら、 $f = 20.6$  m になる。

## 2.2 輸送行列の組み合わせ

式 (2-2) から明らかなように、ビームライン要素 1、2、... で構成される区間の輸送行列は、各要素の輸送行列  $R_1, R_2, \dots$  の積で求められる。

$$R = \dots R_2 R_1 \quad (2-11)$$

ただし、積の順番に注意すること。この、ビームライン要素の連なりが個々の輸送行列の積として計算できるという点が、輸送行列による記述の最大の利点である。

輸送行列の組み合わせの例を考えてみよう。簡単のために位置と角度の  $2 \times 2$  行列だけを考える。薄いレンズの前に長さ  $a$  のドリフト空間を付け加えた輸送行列は、

$$R = R_{\text{lens}}(f) R_{\text{drift}}(a) = \begin{pmatrix} 1 & a \\ -1/f & 1 - a/f \end{pmatrix} \quad (2-12)$$

\*  $p/e = Br$  は静磁場中での粒子の曲がりにくさを表すので、磁気剛性率 (magnetic rigidity) と呼ばれる。

となる。ここで  $a = f$  とおくと、

$$R = \begin{pmatrix} 1 & f \\ -1/f & 0 \end{pmatrix} \quad (2-13)$$

となり、 $R_{22} = 0$ 、すなわち point-to-parallel の輸送になる。まさに焦点距離の定義そのものである。逆に、薄いレンズの後に長さ  $b$  のドリフト空間を付け加えた輸送行列は、

$$\begin{aligned} R &= R_{\text{drift}}(b) R_{\text{lens}}(f) \\ &= \begin{pmatrix} 1 - b/f & b \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2-14)$$

であり、 $b = f$  とおけば、

$$R = \begin{pmatrix} 0 & f \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (2-15)$$

となり、 $R_{11} = 0$ 、すなわち parallel-to-point の輸送になる。さらに、レンズの前に長さ  $a$  のドリフト空間、後に長さ  $b$  のドリフト空間を合わせた場合の輸送行列は、

$$\begin{aligned} R &= R_{\text{drift}}(b) R_{\text{lens}}(f) R_{\text{drift}}(a) \\ &= \begin{pmatrix} 1 - b/f & a + b - ab/f \\ -1/f & 1 - a/f \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2-16)$$

となる。ここで  $a, b$  が式 (2-7) を満たすとすると、

$$R = \begin{pmatrix} -b/a & 0 \\ -1/f & -a/b \end{pmatrix} \quad (2-17)$$

となる。 $R_{12} = 0$  なので、これは point-to-point フォーカスを意味する。この時、像倍率は  $R_{11} = -b/a$ 、角倍率は  $R_{22} = -a/b$  であり、これらが負となっているのは像が反転することを意味する。これも、良く知られた凸レンズの性質である。

### 2.3 四極電磁石の使い方

よく知られるように、光学レンズと違って、四極磁石によるレンズの機能は、直交する2つ (通常は水平方向と鉛直方向) の平面同士で逆になる。

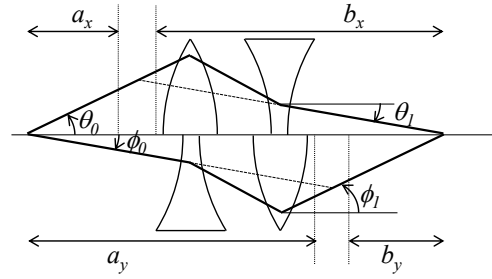


Fig. 4 四極電磁石ダブルットによるビーム収束の模式図。

つまり、水平方向に収束 (凸レンズ) する場合は鉛直方向に発散 (凹レンズ) する。従って、両方向ともビームを収束させるには、複数の四極磁石を組み合わせる必要がある。

焦点距離  $f_1, f_2$  の2枚のレンズを距離  $d$  だけ離して並べた時、合成レンズの焦点距離  $f$  は、次のレンズの組み合わせの公式で与えられる。

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} \quad (2-18)$$

ここで  $f_2 = -f_1$  の時  $f = f_1^2/d > 0$  となるので、凸レンズと凹レンズの組み合わせで凸レンズを作ることが可能である。このような、2台の四極磁石の連なり (ダブルット) によるビーム収束の模式図を Fig. 4 に示す。水平方向と鉛直方向とで、収束と発散の順番は逆でも、どちらも同時に収束させることが可能である。ただし注意が必要なのは、図で明らかなように、水平方向と垂直方向とで像倍率  $-b_x/a_x, -b_y/a_y$  と角倍率  $-a_x/b_x = \theta_1/\theta_0, -a_y/b_y = \phi_1/\phi_0$  が異なることである。そのため、ダブルットにより収束した像は、元の像に比べて、例えば水平方向にサイズが小さくなった場合には鉛直方向には逆に大きくなる。これが1次の像歪み (first-order image distortion) である。

四極磁石を3台並べた場合 (トリプレット) には状況が異なる。この場合は、Fig. 5 に示したように、水平方向と垂直方向の像倍率をどちらも  $-1$  にすることができる。

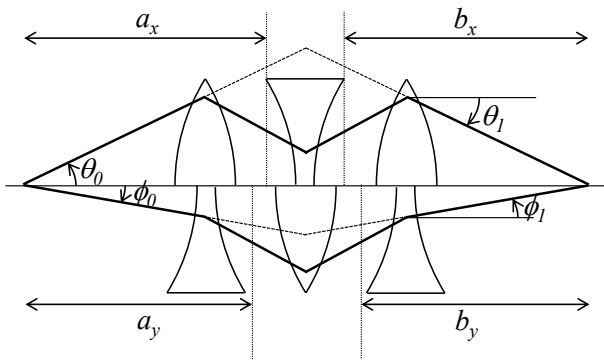


Fig. 5 四極電磁石トリプレットによるビーム収束の模式図。

## 2.4 実際のビームラインの例 1: $\pi 1.0$ ビームライン

非常に単純な二次ビームラインの例として、 $\pi 1.0$  ビームラインを取り上げる。これは、J-PARC ハドロン実験施設で現在計画中のテスト実験用ビームラインで、Fig. 6 にあるようなレイアウトのものである。もともと T1 標的のモニター用に壁にパイプが埋め込まれているので、そこを通過して出てくる二次粒子をテスト実験に利用する、というのがコンセプトで、既存の K1.8BR 実験エリアとの干渉を避けるため、2 台の偏向電磁石 D1、D2 を用いて計 135 度という大きな角度で曲げている。最大運動量は、この偏向電磁石が出せる最大磁場から決まっています、1.0 GeV/c である。ビーム光学上の要素としては、偏向電磁石の前後に 1 台ずつ四極電磁石 (Q1、Q2) があるだけの、非常にシンプルなものである。 $\pi 1.0$  ビームラインの 1 次のビームエンベロープを Fig. 7 に示す。最終収束点 (FF) で水平方向及び鉛直方向に結像させるよう、 $R_{12} = R_{34} = 0$  を拘束条件として 2 台の四極電磁石の磁場強度を求めた。 $R_{16} \neq 0$  なので、dispersive focus である。この例では最終収束点の位置を Q2 出口面から 2 m としてあるが、実験の要請により、四極電磁石の磁場強度を調整することで収束位置を変えることができる。

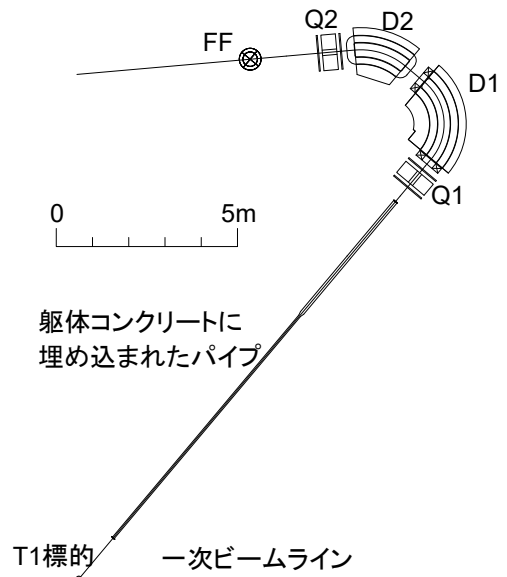


Fig. 6  $\pi 1.0$  ビームラインのレイアウト。

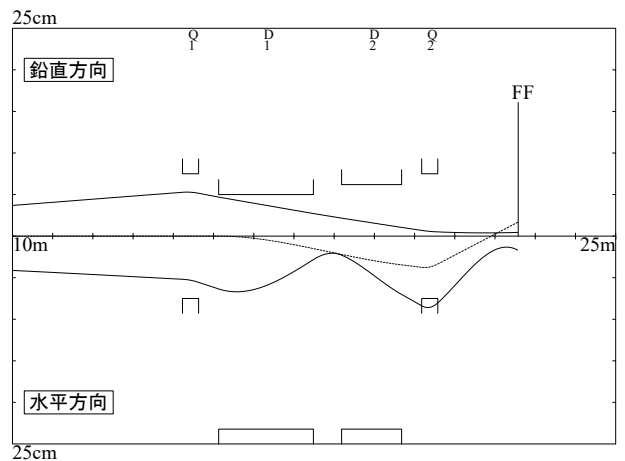


Fig. 7  $\pi 1.0$  ビームラインの 1 次のビームエンベロープ。上半分は鉛直方向、下半分が水平方向のエンベロープで、点線は水平方向の運動量分散を表す。図の左端からさらに 10 m 上流が生成標的の位置である。

### 3 二次ビームの強度

二次ビームの強度  $Y$  は以下の式で求められる。

$$Y = I\eta \frac{d^2N}{dpd\Omega} \Delta\Omega \frac{\Delta p}{p} p D \quad (3-1)$$

ここで、 $I$  は一次陽子ビームの強度、 $\eta$  は一次粒子当たりの二次粒子生成効率 (二次粒子が生成されて標的から放出される確率)、 $\Delta\Omega$  と  $\Delta p/p$  はそれぞれ二次ビームラインの立体角と運動量のアクセプタンス、 $p$  は二次ビームの中心運動量である。 $D$  は二次粒子の崩壊係数で、二次粒子の寿命を  $\tau$ 、ビームラインの長さを  $L$  とすると、

$$D = \exp\left(-\frac{L}{\gamma\beta c\tau}\right) \quad (3-2)$$

で与えられる。ここで、 $\beta$  は二次粒子の速度を光速  $c$  で割った量であり、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  である。しばしば使われる関係式としては、粒子の静止質量を  $m$ 、全エネルギーを  $\mathcal{E}$  として、

$$\beta = \frac{pc}{\mathcal{E}}, \quad \gamma = \frac{\mathcal{E}}{mc^2}, \quad \gamma\beta = \frac{pc}{mc^2}, \quad (3-3)$$

$$\mathcal{E}^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$$

がある。例えば、荷電  $K^-$  中間子の寿命は  $\tau = 12.38 \text{ ns}$  ( $c\tau = 3.71 \text{ m}$ )、質量は  $m = 0.4937 \text{ GeV}/c^2$  なので、 $p = 1.8 \text{ GeV}/c$  の時  $\gamma\beta = 3.65$  になるから、 $\gamma\beta c\tau = 3.65 \times 3.71 = 13.5 \text{ m}$  ごとに強度が  $1/e$  に減るということである。従って、特に低い運動量領域で  $K^-$  中間子等のような寿命の短い粒子を二次ビームとして用いる場合は、出来る限りビームラインの総長を短くすることが肝心である<sup>†</sup>。

$\frac{d^2N}{dpd\Omega}$  は、単位運動量、単位立体角、1 反応陽子当たりの生成二次粒子数であり、二次粒子の生成

<sup>†</sup> しかしながら、J-PARC のような大強度施設の場合は、生成標的で発生する極度の高放射線・高熱場のために、二次ビームライン電磁石を標的に近づくのにも限界がある上、必要な放射線遮蔽も非常に厚くなるため、一次陽子ビーム強度が増すほど二次ビームラインの総長が長くなって、一次ビームに対する二次ビームの強度比が低くなってしまふ、というジレンマを抱えている。従って、いかに効率よく冷却し遮蔽するかが重要となる。

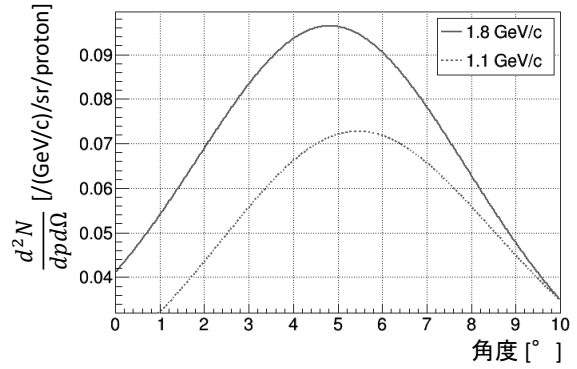


Fig. 8 30 GeV 陽子入射における 1.8 GeV/c と 1.1 GeV/c の  $K^-$  中間子の生成角度分布。横軸の角度は実験室系での角度である。

微分断面積  $\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$  との関係は次式で表される。

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \sigma_p \frac{d^2N}{dpd\Omega} \quad (3-4)$$

ここで、 $\sigma_p$  は標的による陽子の吸収断面積で、標的物質の質量数を  $A$  として、おおよそ  $A^{2/3}$  に比例する。J.R. Sanford と C.L. Wang は、入射陽子の運動量が  $10 \text{ GeV}/c$  から  $35 \text{ GeV}/c$  までの実験データを用いて次のような経験式をまとめた [4]。

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = f(p) \cdot g(p, \theta) \quad (3-5)$$

ここで、 $f(p)$  は前方の運動量分布、 $g(p, \theta)$  は角度依存性を表し、それぞれ、

$$f(p) = Ap^B \left(1 - \frac{p}{p_i}\right) \exp\left(-C \frac{p^D}{p_i^E}\right) \quad (3-6)$$

$$g(p, \theta) = \exp\left(-F\theta(p - Gp_i \cos^H \theta)\right) \quad (3-7)$$

で与えられる。 $p_i$  と  $p$  はそれぞれ入射陽子と生成二次粒子の運動量 [GeV/c]、 $\theta$  は実験室系での二次粒子の生成角度 [rad] である。 $A \sim H$  は二次粒子の種類に応じたパラメータで、実験データへのフィットにより求められている。 $\pi^\pm$  中間子、 $K^\pm$  中間子、反陽子に対する各パラメータの値を Table 1 にまとめた。特筆すべきは、これらのパラメータは標的物質の種類に依らないことである。これを用いて、例えば、入射陽子の運

Table 1 Sanford と Wang による各二次粒子の生成微分断面積のパラメータ。

	A	B	C	D	E	F	G	H
$\pi^+$	1.092	0.6458	4.046	1.625	1.656	5.029	0.1722	82.65
$\pi^-$	0.821	0.5271	3.956	1.731	1.617	4.735	0.1984	88.75
$K^+$	0.05897	0.6916	3.744	4.520	4.190	4.928	0.1922	50.28
$K^-$	0.02210	1.323	9.671	1.712	1.643	4.673	0.1686	77.27
反陽子	0.001426	1.994	9.320	1.672	1.480	4.461	0.2026	78.00

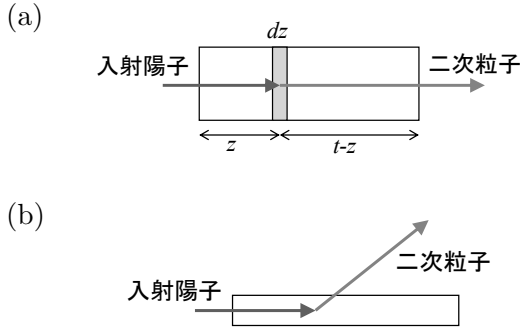


Fig. 9 標的に入射陽子から二次粒子が生成される反応の模式図。(a) 0度で生成される場合。(b) 大角度で生成される場合。

動量が  $30.9\text{GeV}/c$  の時の、運動量  $1.1\text{ GeV}/c$  と  $1.8\text{ GeV}/c$  の  $K^-$  中間子の生成角度分布をプロットすると Fig. 8 のようになる。0度ではなく  $5\sim 6$  度前後で最大になっていることが分かる。なお、二次陽子の生成微分断面積については、同様の経験式が C.L. Wang によって与えられている [5]。

二次粒子の運動量が低くなると、その収量は上記の Sanford と Wang の式よりも急激に落ち込んでいく。これは低運動量領域での運動学的効果によるもので、“kinematic reflection” というモデルで理解される。詳細は参考文献 [6] を参照されたい。

生成効率  $\eta$  は、入射陽子が標的物質と反応し、かつ生成された二次粒子が標的から放出される確率であり、標的の材質、厚さや形状、二次粒子の生成角度等によって決まる。陽子の相互作用長を  $\lambda_p$  とすると、これは単位長さ当たり陽子が反応する割合の逆数であるから、厚さ  $t$  の標的を通過

する陽子の割合は  $\exp(-t/\lambda_p)$  である。吸収断面積  $\sigma_p$  との関係は、標的の密度を  $\rho$ 、アボガドロ数を  $N_A$  として、

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{\rho N_A}{A} \sigma_p \quad (3-8)$$

である。例として、Fig. 9(a) のように、二次ビームの生成角が  $0$  度の場合を考えると、標的の深さ  $z$  から  $z + dz$  の間の微小区間における生成効率  $d\eta$  は、陽子が厚さ  $z$  だけ標的を通過する確率と、厚さ  $dz$  で反応する確率、そして、生成された二次粒子が残りの標的厚さ  $t - z$  の中で吸収されずに通過する確率の積で与えられるので、二次粒子の相互作用長を  $\lambda_s$  として、

$$d\eta = \exp\left(-\frac{z}{\lambda_p}\right) \cdot \frac{dz}{\lambda_p} \cdot \exp\left(-\frac{t-z}{\lambda_s}\right) \quad (3-9)$$

である。これを標的の厚さ  $t$  まで積分すれば、

$$\eta = \begin{cases} \frac{1}{1 - \lambda_p/\lambda_s} \left( \exp\left(-\frac{t}{\lambda_s}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\lambda_p}\right) \right) & (\lambda_p \neq \lambda_s) \\ \frac{t}{\lambda_p} \exp\left(-\frac{t}{\lambda_p}\right) & (\lambda_p = \lambda_s) \end{cases} \quad (3-10)$$

が得られる。

次に、Fig. 9(b) のように、入射ビーム方向に十分に細長い標的から大角度で二次ビームを生成する場合を考える。この場合、生成された二次粒子の標的内での吸収は無視できるから、 $\eta$  は入射陽子の標的での反応確率だけとなり、

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\lambda_p}\right) \quad (3-11)$$

である。これは、式(3-10)で、 $1/\lambda_s \rightarrow 0$ とした極限に等しい。生成標的でのビームロス量として、よく「相互作用長で50%ロス」という言い方をするが、それはこの式(3-11)における $\eta$ が50%という意味である。生成二次粒子の吸収が無い分だけ二次ビーム強度が大きくなるので、低運動量の $K$ 中間子など、前方よりも有限角に生成ピークがある場合は、その角度に生成角を合わせた上で標的の横幅をなるべく小さく(当然、入射陽子ビームの横幅も小さく)する方が望ましい。

## 4 二次粒子の分離

生成標的に一次ビームが照射されることで生じる二次粒子は、種類も運動量も様々である。その中から、目的に合った種類と運動量の粒子だけを選び出して実験エリアへと導くことで、二次ビームとして利用できるようになる。一様磁場中を通過する荷電粒子が受ける偏向角度は電荷に比例して運動量に反比例するので、電磁石を用いることで二次粒子の電荷と運動量を選別できる。しかし、磁場だけでは粒子の種類まで選別することが出来ない。そこで、運動量の揃った異粒子間では質量の違いは速度の違いとなって現れることから、偏向が速度に依存する電場を用いて、粒子を選別する<sup>‡</sup>。特に、 $K$ 中間子や反陽子といった、生成断面積の小さい( $\pi$ 中間子に比べるとその差は2桁以上!)粒子を二次ビームとして利用するには、この粒子選別は非常に重要である。

### 4.1 静電セパレータ

質量 $m$ 、電荷 $e$ の粒子が、進行方向( $z$ )に垂直な方向( $y$ )にかけられた静電場 $E$ の中を通る場合の運動方程式は、

$$\gamma m \frac{d^2 y}{dt^2} = eE \quad (4-1)$$

<sup>‡</sup>電場を用いる方法以外にも、例えば、物質中を通過する荷電粒子が受けるエネルギーロスが速度に依存していることを利用する方法もある。

で与えられる。セパレータ電場による速度の変化の割合は非常に小さいので無視している。粒子の運動量と速度をそれぞれ $p$ 、 $v = c\beta$ として、式(4-1)を $z$ についての微分方程式に直せば、

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{eE}{\gamma m v^2} \quad (4-2)$$

これを、静電場の長さ $l$ まで積分すると、

$$y = \frac{eEl^2}{2pc\beta}, \quad y' = \frac{dy}{dz} = \frac{eEl}{pc\beta} \quad (4-3)$$

が得られる。従って、必要(不要)な粒子の速度と質量をそれぞれ $\beta_w(\beta_u)$ 、 $m_w(m_u)$ とすると、必要粒子と不要粒子が受ける偏向の差、すなわち、異なる種類の粒子間の分離の大きさは、

$$\begin{aligned} \Delta y' &= \frac{eEl}{pc} \left( \frac{1}{\beta_w} - \frac{1}{\beta_u} \right) \\ &\approx \frac{eEl}{2(pc)^3} \left( (m_w c^2)^2 - (m_u c^2)^2 \right) \end{aligned} \quad (4-4)$$

となる。

これは、静電場から受ける偏向が速度(あるいは質量)に依存していることを示している。このことを利用して、2枚の平行平板電極に高電圧をかけて、電極間に発生した静電場の中にビームを通すことで粒子の種類を選別する装置が、静電セパレータである。実際には、必要な種類の粒子が電場から受ける偏向(式(4-3))をキャンセルするように、電場に直交する向きの磁場をかけて、異なる種類の不要な粒子を中心軌道から逸らし、目的の粒子だけが狭いスリットを通過できるようにする。ビーム光学としては、静電セパレータで鉛直方向に平行ビームを作った( $R_{44} = 0$ )後、スリット(しばしば“マススリット”と呼ぶ)位置で鉛直方向に収束させる( $R_{34} = 0$ )ことにより、セパレータでの角度の差 $\Delta y'$ を、スリットでの位置の差 $\Delta y_2$ に変換する。

静電セパレータと四極電磁石を組み合わせたビームラインの模式図をFig. 10に示す。このシステムによる質量分離の性能は、

$$S \equiv \frac{\Delta y_2}{y_2} \quad (4-5)$$



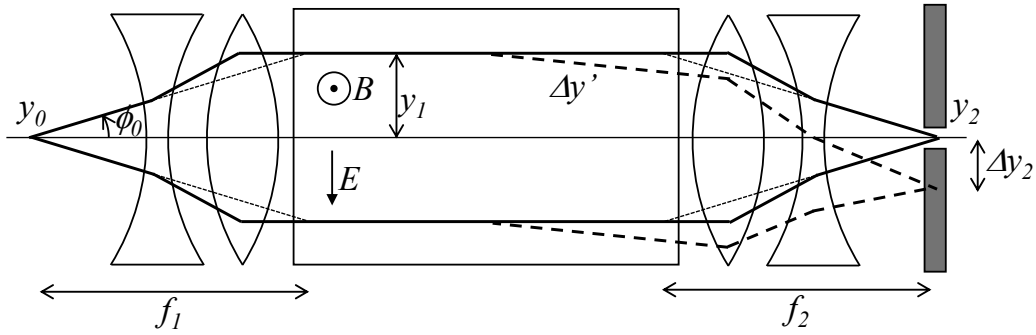


Fig. 10 静電セパレータと四極磁石を組み合わせたビームラインの模式図。

と定義した分離性能指数  $S$  で評価できる。ここで、 $y_2$  はスリット位置での鉛直方向のビームサイズである。セパレータ前後の四極磁石ダブルットの焦点距離をそれぞれ  $f_1$ 、 $f_2$  とし、線源での鉛直方向のビームサイズと角度をそれぞれ  $y_0$ 、 $\phi_0$ 、セパレータでのビームサイズを  $y_1$  とすると、 $\Delta y_2 = f_2 \Delta y'$ 、 $y_2 = \frac{f_2}{f_1} y_0$  であり、 $y_0$  が十分小さければ  $y_1 \approx f_1 \phi_0$  であるから (2.2 節の輸送行列の組み合わせの例を参照)、式 (4-5) は

$$\begin{aligned}
 S &= \frac{f_2 \Delta y'}{(f_2/f_1) y_0} \\
 &= \frac{y_1 \Delta y'}{y_0 \phi_0} \quad (4-6)
 \end{aligned}$$

となる。これを見れば、セパレータの分離性能は生成標的での鉛直方向のビームサイズと角度、すなわちアクセプタンスに反比例することが分かる。二次ビーム強度はビームラインのアクセプタンスに比例する (式 (3-1)) ので、これは、二次ビームの強度と純度とは本質的に相反する要求である、ということの意味している。従って、二次ビームラインの設計においては、実験ユーザーの要望に合わせて強度と純度とのバランスをうまく取ることをが重要である。また、生成標的における鉛直ビームサイズに反比例するという事は、標的に入射する一次陽子ビームの鉛直サイズが小さければ小さいほど質量分離性能が高くなる、ということである。また、標的の長さ (奥行き) が長いとそれだけ二次ビームラインから見た時の線源の像がぼけるので、標的はなるべく短い方が良い。このことと二次ビーム強度とを両立させるた

めには、必然的に標的の密度は出来る限り高い方が好ましい、ということになる。

ただし実際には、標的周辺にいろいろな物質が存在するので、一次陽子のビームハローがそれらに当たって発生した不要粒子 ( $\pi$  中間子) や、途中の二次ビームライン機器で散乱した  $\pi$  中間子が混ざり込んでくる他、標的で発生した短寿命の中性  $K$  中間子 ( $K_S^0$ ) が崩壊して  $\pi$  中間子を放出するので、線源での  $\pi$  中間子の像がぼける。このような線源での像がはっきりしない  $\pi$  中間子を “cloud  $\pi$ ” と呼び、計算での二次ビームの純度 ( $K/\pi$  比) が実際の測定値と一致しない原因となっている。cloud  $\pi$  の影響を減らすための対策の一つの例としては、セパレータを 2 台用意し、1 台目のセパレータ通過後のスリットで二次ビームの像を再定義し、それを 2 台目のセパレータで粒子分離する、という方法がある。

静電セパレータの構造には、大きく分けて、電場と同じ区間に一様磁場を発生させる磁場共存型 (Fig. 11) と、電場の前後に独立した補償磁石を配置する磁場分離型 (Fig. 12) の 2 種類がある。両者のメリット、デメリットを列挙すると次のようになる。

#### 磁場共存型

- 目的の粒子に対しては入口から出口まで常に偏向が 0 なので、アクセプタンスが大きい。
- 電極と同じ長さだけ磁極とコイルが必要なので、コストが高い。

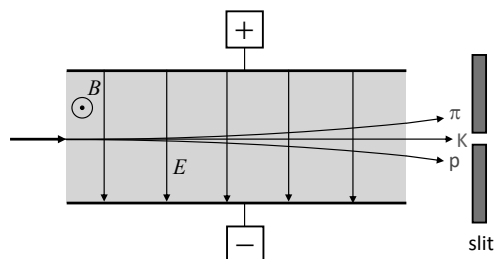


Fig. 11 磁場共存型静電セパレータの模式図。

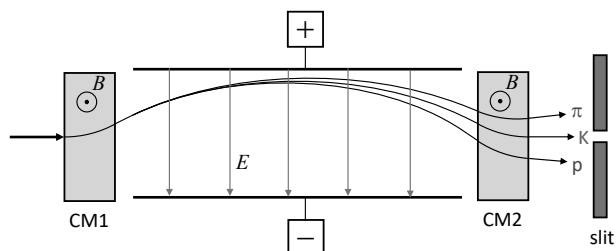


Fig. 12 磁場分離型静電セパレータの模式図。

- 別の磁石を置く必要がないのでビームラインの総長を短く出来る。

#### 磁場分離型

- 目的の粒子も静電場区間は放物線を描くためアクセプタンスが狭くなる。
- 電極の長さに比べてずっと小さい電磁石を置くだけで済むので、構造が単純になり、コストも下げられる。
- 前後に置く補償電磁石の分だけ、ビームラインの総長が長くなる。

以上のことから、一般的に  $1 \text{ GeV}/c$  程度以下の低運動量のビームラインでは磁場共存型が、それよりも高い運動量のビームラインでは磁場分離型が使われている。

J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインで使われている磁場分離型静電セパレータの写真を Fig. 13 に示す。静電セパレータによる粒子分離自体は古くからある技術であるが、昔は、セパレータ本体から離れた場所に高電圧発生器を置き、それと本体とを高電圧ケーブルで接続する構造であったため、ケーブルやその接続端子部で

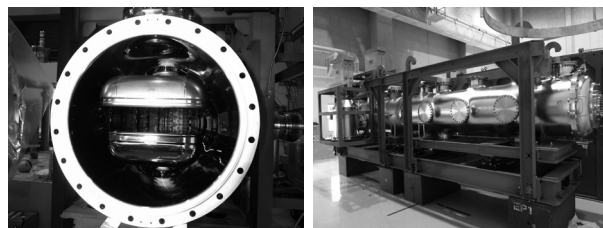


Fig. 13 K1.8 ビームライン用磁場分離型静電セパレータの写真。

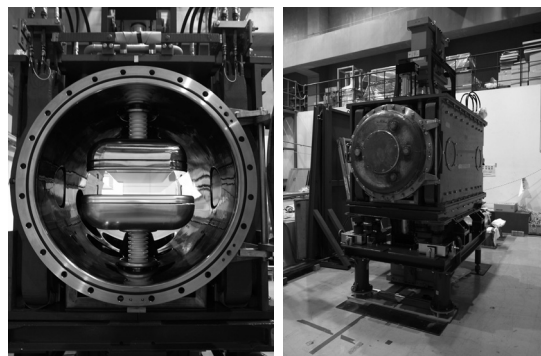


Fig. 14 K1.1 ビームライン用磁場共存型静電セパレータの写真。

のトラブルが頻発していた。1970 年代後半、高エネルギー加速器研究機構 (当時は高エネルギー物理学研究所) 12GeV 陽子シンクロトロン施設 (12GeV PS) の山本明らは、本体の真空容器に高電圧発生器を直接マウントすることでその問題を解決し、従来よりも高い電場勾配を実現する静電セパレータを開発した [7]。写真の K1.8 ビームライン用静電セパレータは、基本的な構造はそれを踏襲しつつ、J-PARC の高放射線環境にも耐えるように有機樹脂類をセラミックに置き換えた耐放射線仕様のものである [8]。電極間のギャップは  $10 \text{ cm}$ 、最大電圧は  $800 \text{ kV}$  である。1 枚の電極の長さが  $3 \text{ m}$  で、それをビーム方向に 2 枚連結することで長さ  $6 \text{ m}$  の静電場を生み出している。

Fig. 14 が、同じくハドロン実験施設の K1.1BR ビームラインで使われている磁場共存型静電セパレータの写真である。磁場を発生させるコイルとヨークが真空容器を囲っている。12GeV PS の K5 ビームラインで使われていたものをオーバーホールして再利用している。電極の長さは  $2 \text{ m}$ 、ギャップ

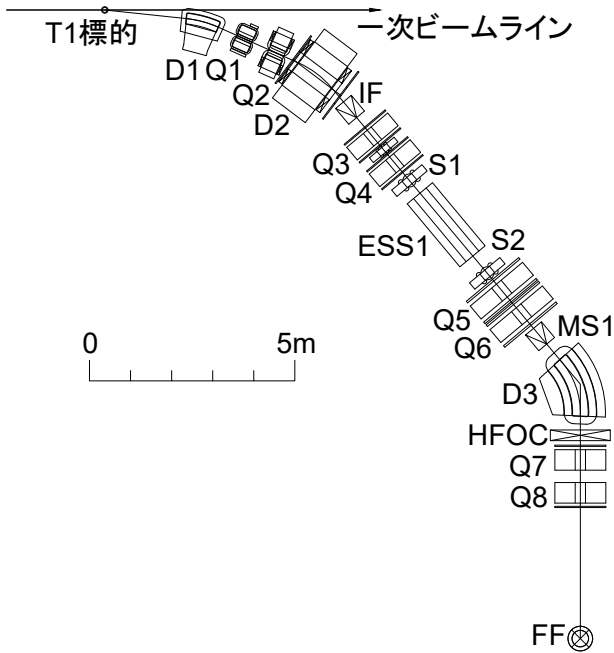


Fig. 15 K1.1BR ビームラインのレイアウト。

が10 cmで、最大電圧は800 kVである。

#### 4.1.1 実際のビームラインの例 2: K1.1BR ビームライン

静電セパレータを用いた荷電二次ビームラインの実際の例として、J-PARCハドロン実験施設のK1.1BRビームライン [10] を見てみよう。これは、K1.1ビームラインの途中から分岐する形で設計されたビームラインで、主に静止  $K$  中間子を用いた実験のために、1.0 GeV/c以下の低運動量の  $K$  中間子ビームを提供するビームラインである。レイアウトを Fig. 15 に示す。ビームラインの総長は21.5 mである。Fig. 8 で見たように、低運動量の  $K^-$  中間子は5~6度に生成のピークがあるので、1次ビーム軸に対する生成角は6度にとっている。

Fig. 16 が、K1.1BRビームラインの1次のビームエンベロップである。まず、2台の偏向電磁石 (D1、D2) によって1次ビームラインより取り出された2次ビームは、最初のダブレット四極電磁石 (Q1、Q2) によって鉛直方向に収束され結像する ( $R_{34} = 0$ )。この中間像 (IF) の地点でスリッ

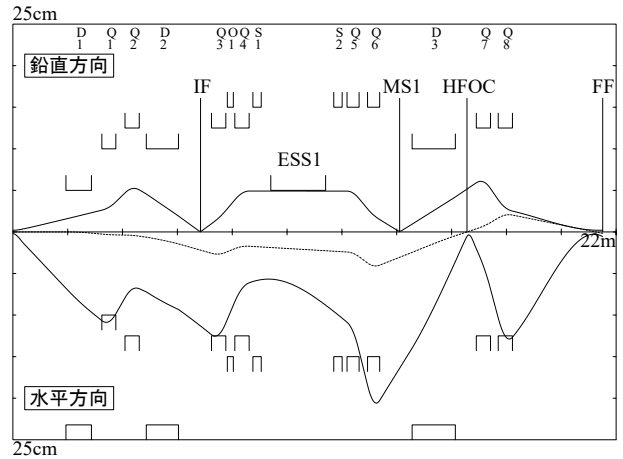


Fig. 16 K1.1BR ビームラインの1次のビームエンベロップ。上半分は鉛直方向、下半分が水平方向のエンベロップで、点線は運動量分散を表す。

トを通すことで、cloud  $\pi$  を取り除き、二次ビームの像を再定義する。2つ目のダブレット四極電磁石 (Q3、Q4) で平行ビームを作り ( $R_{44} = 0$ )、静電セパレータ ESS1 を通過させ、次のダブレット四極電磁石 (Q5、Q6) によってマススリット (MS1) で鉛直方向に結像させる ( $R_{34} = 0$ )。その後、偏向電磁石 D3 で45度曲げた後、水平方向に分散なく収束させて ( $R_{12} = R_{16} = 0$ ) スリット HFOC を通すことで、さらに純度を向上させている。最後にダブレット四極電磁石 (Q7、Q8) によって最終収束点 (FF) で水平方向、鉛直方向ともに結像する ( $R_{12} = R_{34} = 0$ )。

計算コード TURTLE を用いて、静電セパレータに750 kVの電圧をかけた時の、0.8 GeV/cの  $\pi^-$  中間子と  $K^-$  中間子の MS1 での鉛直位置分布を計算した結果を Fig. 17 に示す。マススリットの開口を  $\pm 2\text{mm}$  とした時、アクセプタンスは  $3.7 \text{ msr} \cdot \% \Delta p/p$ 、50 kW 陽子ビームでの0.8 GeV/c  $K^-$  中間子の強度は  $2.3 \times 10^5/\text{spill}$ 、純度は  $K^- : \pi^- = 1 : 4$  である。ただし、これには cloud  $\pi$  は含まれていない。

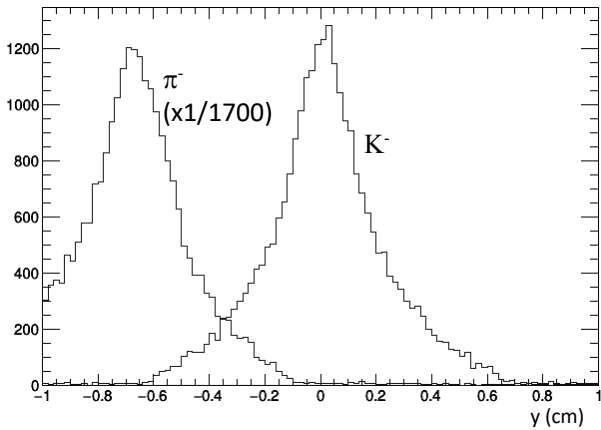


Fig. 17 K1.1BR ビームラインのマススリットにおける、0.8 GeV/c の  $\pi^-$  中間子と  $K^-$  中間子の鉛直方向の位置の分布。

## 4.2 RF セパレータ

式 (4-3) から分かるように、静電セパレータによる分離の大きさはビーム運動量の 3 乗に反比例するので、運動量が高くなると加速度的に分離が困難となる。例えば、電極間のギャップが 10 cm、長さが 6 m の静電セパレータ電極にそれぞれ  $\pm 300$  kV の電圧をかけた場合、 $E = 600$  kV / 10 cm = 6 MV/m となるから、 $\pi$  中間子と  $K$  中間子との分離の大きさは、 $p = 2$  GeV/c の時  $\Delta y' = 0.5$  mrad であるのに対し、 $p = 4$  GeV/c では  $\Delta y' = 0.06$  mrad と 1 桁近く小さくなってしまふ。従って、実用的な 4 GeV/c の  $K$  中間子ビームを作るには数十 m もの長さの静電セパレータが必要になり、それ以上の高運動量領域に適用するのは現実的でなくなる。そこで、代わりに RF セパレータを用いた粒子選別が必要になる。

### 4.2.1 2 空洞法

RF 空洞を使った粒子分離の方法として最も単純なものは、1 次ビームがバンチ構造を持っている場合で、2 次粒子の生成のタイミングが離散的になるので、生成標的から RF 空洞までの到達時間の違いによって粒子の種類を選別するものであ

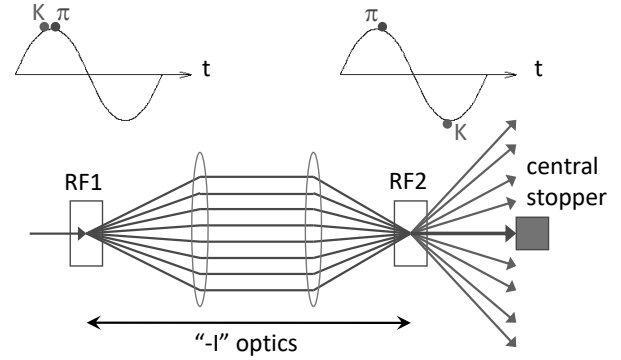


Fig. 18 2 台の RF 空洞を用いた粒子分離法の概念図。ここでは  $\pi$  中間子から  $K$  中間子だけ分離する場合を描いている。

る。しかしながら、J-PARC ハドロン実験施設では、バンチ構造を持たない遅い取り出しビームであるため、この方法は適用できない。そこで、RF 空洞を 2 台用意し、その間の距離の飛行時間の差を用いて粒子を分離する [11]。

2 台の RF 空洞を用いた粒子分離法の概念図を Fig. 18 に示す。まず、2 台の RF 空洞間を “-I” ( $I$  は単位行列) の光学で結ぶ。そして、1 台目の空洞 RF1 で偏向を受けた不要粒子が、2 台目の空洞 RF2 でも全く同じ大きさで同じ向きに偏向を受けると、2 つの RF の位相を調整する。すると、RF1 への入射時の位相に関わらず、不要粒子が 2 つの RF から受ける偏向は必ずキャンセルし、不要粒子は中心軌道に沿って下流の中心ストッパーで吸収される。一方、それとは異なる質量、従って異なる速度を持つ粒子は、RF2 での位相が異なるので偏向はキャンセルされず、RF1 への入射時の位相によって散らばる。そのため、ストッパーの外側を通り抜けて生き延びる。この方法の場合、不要粒子は (理想的には) 全てストッパーに吸収されるが、必要粒子の一部もストッパーに吸収されてしまうので、二次ビームの強度よりも純度を重視する場合に適した方法となる。逆に、RF2 の位相を必要粒子の飛行時間に合わせると、必要粒子が必ず中心軌道を通り、それ以外の粒子が散らばるので、スリットで中心だけ通す形になる。この場合は、必要粒子は全てスリットを通り抜ける

ものの、不要粒子の一部も通り抜けるので、純度よりも強度を重視する方法である。また、前者の中心ストッパー方式では、必要粒子が散らばるため、RF2以降の機器のアーチャーを大きく取るか、RF偏向方向のビームサイズを常に小さくするように光学を工夫するか、あるいは、その散らばりをキャンセルする3台目のRF空洞を用意する必要がある。

なお、 $K^-$ 中間子を使う場合は、反陽子の量が少ないので $\pi^-$ 中間子を落とすことだけ考えればよいが、 $K^+$ 中間子を使う場合は $\pi^+$ 中間子だけでなく陽子も分離して落とさなければならない。そのため、さらにもう1台RF空洞を設置して $\pi^+$ 中間子と陽子の両方を落とす必要がある。また、2空洞法のバリエーションとして、鉛直方向だけでなく水平方向に偏向するRF空洞も設置すると、不要粒子は鉛直方向にも水平方向にも中心軸に沿ったままだが、必要粒子は $x$ - $y$ 面上でドーナツ形の分布になるので、必要粒子を少しでも落とすことなく不要粒子を中心ストッパーに吸収させることが可能である。

2台のRF空洞から受ける偏向の合計は、RF1への入射時の位相を $\varphi$ 、RF1とRF2の間の位相差を $\Delta\varphi$ とすると、

$$\begin{aligned} y' &= -A \sin \varphi + A \sin(\varphi + \Delta\varphi) \\ &= 2A \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \cos \left( \varphi + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \end{aligned} \quad (4-7)$$

となる。1行目の右辺最初の項の負号は、2台のRF空洞間の“-I”光学による。各RF空洞における偏向の振幅 $A$ は、前節で述べた静電セパレータによる偏向(式(4-3))と同じで、

$$A = \frac{eEl}{pc\beta} \quad (4-8)$$

で与えられる。ただし、ここでの $l$ はRF空洞の長さである。必要(不要)な粒子の速度と質量をそれぞれ、 $\beta_w(\beta_u)$ 、 $m_w(m_u)$ とし、RF1とRF2との間の距離を $L$ 、RF周波数を $f$ とすれば、RF2の位相は、必要粒子と不要粒子との間で

$$\Delta\varphi_w^u = \frac{2\pi fL}{c} \left( \frac{1}{\beta_w} - \frac{1}{\beta_u} \right)$$

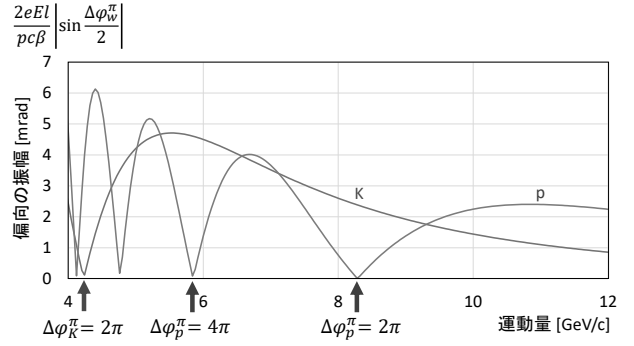


Fig. 19 RF 空洞 2 台による、粒子の偏向の振幅の大きさ。振幅の大きい運動量領域で粒子分離可能となる。

$$\approx \frac{\pi fL}{c} \frac{(m_w c^2)^2 - (m_u c^2)^2}{(pc)^2} \quad (4-9)$$

だけ異なる。従って、不要粒子の偏向がキャンセルするようにRF2の位相を合わせた時、必要粒子は $2A \sin \frac{\Delta\varphi_w^u}{2}$ の振幅で偏向を受けることになる。

RF空洞2台による偏向の大きさを具体的に計算してみよう。以下、二次ビームとして必要な粒子は $K$ 中間子と反陽子であると想定し、それに対して不要な $\pi$ 中間子をどれくらい消し去ることができるかを評価する。

一例として、RF空洞の周波数を $f = 2.857$  GHz、電場勾配を $E = 6$  MV/m、長さを $l = 2.25$  m、2台のRF空洞間の距離を $L = 16.8$  mとした場合を考える。2台目のRF空洞の位相を $\pi$ 中間子に合わせると、 $\pi$ 中間子が2台のRF空洞から受ける偏向の和はキャンセルして0になる。この時、 $K$ 中間子あるいは反陽子を受ける偏向の振幅の大きさを、運動量を横軸としてプロットすると、Fig. 19のようになる。“ $K$ ”とラベルされた青線が $K$ 中間子、“ $p$ ”とラベルされた赤線が反陽子の場合である。各曲線におけるノード(谷)の位置が、高運動量側からそれぞれ $\Delta\varphi_K^\pi = 2\pi$ 、 $\Delta\varphi_p^\pi = 2\pi, 4\pi, \dots$ の位相差に対応する。 $\pi$ 中間子の偏向が0であるから、 $K$ 中間子/反陽子の偏向が大きい運動量領域で粒子選別が可能である。一つの目安として、4.1節で6 mの静電セパレータによる2 GeV/cの $K$ - $\pi$ の分離が

$\Delta y' = 0.5 \text{ mrad}$ であったことから、その  $0.5 \text{ mrad}$  より大きい偏向であれば粒子選別可能であるとすると、非常に広い範囲の運動量でビームとして利用可能となる。その中でも特に、 $K$  中間子の偏向は大きいが反陽子の偏向が  $0$  となる特定の運動量では、2 台の RF 空洞だけで  $\pi^+$  中間子と陽子の両方を落として  $K^+$  中間子を分離することが可能である。

#### 4.2.2 実際のビームラインの例 3: K10 ビームライン

ハドロン実験施設の将来計画として、実験ホールを拡張して、生成標的と二次ビームラインの数を増やす拡充計画が現在盛んに議論されている [13]。Fig. 20 が、拡張されたハドロン実験ホールのレイアウトである。1 次ビームラインの下流方向へホールを  $105 \text{ m}$  延長し、新たに T2、T3 という 2 台の生成標的を設置して、それぞれから 2 本ずつ二次ビームラインを伸ばす。その中の一つである K10 ビームラインは、最高  $10 \text{ GeV}/c$  までの高運動量の  $K$  中間子や反陽子を提供するビームラインである。K10 ビームラインでは、粒子分離の方法として現在 2 つのオプションが検討されており、1 つが静電セパレータ、もう一つが RF セパレータを使った方法である。前者の静電セパレータを使うオプションでは、長さ  $9 \text{ m}$  の静電セパレータを 3 台並べて計  $27 \text{ m}$  の静電場区間を設けて粒子分離を行うことにより、 $K$  中間子なら  $4 \text{ GeV}/c$ 、反陽子なら  $6 \text{ GeV}/c$  までの運動量のビームを供給する。後者の RF セパレータを使うオプションでは、RF 空洞 2 台を用いた粒子選別によって、最高  $10 \text{ GeV}/c$  までの  $K$  中間子と反陽子のビームが利用可能となる。

RF セパレータを用いる場合の K10 ビームラインのレイアウトと 1 次のビームエンベロップを、それぞれ Fig. 21 と Fig. 22 に示す。二次ビームの生成角は  $3$  度と、既存の K1.8 や K1.1BR ビームラインの  $6$  度より小さい。これは、Sanford と Wang の式 (3-7) によると、 $10 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  中

間子や反陽子の  $3$  度での生成断面積が  $6$  度でのそれよりも約  $5$  倍大きいからである。長さ  $2.25 \text{ m}$  の RF 空洞を 2 台 (RF1、RF2)、 $16.8 \text{ m}$  の距離だけ離して配置している。

まず、標的から発せられた 2 次ビームは、計 3 台の偏向電磁石 (D1 ~ D3) によって 1 次ビームラインより取り出されつつ、最初のトリプレット四極電磁石 (Q1 ~ Q3) によって中間像スリット (IF) の位置で鉛直方向に収束される ( $R_{34} = 0$ )。これは、先の K1.1BR ビームラインと同様、cloud  $\pi$  を取り除く目的である。それと同時に水平方向では、水平スリット HF1 の位置で収束した ( $R_{12} = 0$ ) 後、中間像スリットまでで位置、角度ともに色収差を消している ( $R_{16} = R_{26} = 0$ )。これは、それ以降のビームサイズを出来る限り小さく抑えるためである。その後、5 台の四極電磁石 (Q4 ~ Q8) を用いて、1 台目の RF 空洞 (RF1) において平行かつサイズの小さなビームを作っている ( $R_{44} = 0$ )。同じ磁場強度の四極電磁石ダブレットを 2 組並べる (Q9 ~ Q12) ことによって、2 台目の RF 空洞 (RF2) までの区間を “-I” の輸送行列で結ぶ。その後、トリプレット四極電磁石 (Q13 ~ Q15) によって中心ストッパー (CS) で鉛直方向に結像させる ( $R_{34} = 0$ )。ここで、RF 空洞で受けた偏向によるストッパーでの位置の広がり元が元のビーム幅より十分大きくなり、かつ、ストッパーの後でビームが広がり過ぎないように、RF 空洞からストッパーまでの輸送行列の対角成分を小さく ( $R_{33}^{RF2 \rightarrow CS} \sim 0$ ,  $R_{44}^{RF2 \rightarrow CS} \sim 0$ ) して、非対角成分の大きさを調整している。その後、運動量測定のために 2 台の偏向電磁石 (D4、D5) で曲げた後、最後のトリプレット四極電磁石 (Q16 ~ Q18) によって最終収束点 (FF) で水平方向、鉛直方向ともに分散無しで結像する ( $R_{12} = R_{16} = R_{34} = 0$ )。

周波数  $f = 2.857 \text{ GHz}$ 、電場勾配  $E = 6 \text{ MV}/\text{m}$  の RF をかけた時の、 $6 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^-$  中間子と  $K^-$  中間子の CS での鉛直位置分布を TURTLE で計算した結果を Fig. 23 に示す。ただし、これには cloud  $\pi$  は含まれていない。RF2 での位相を  $\pi^-$  中間子に合わせた結果、 $\pi^-$  中間子の像

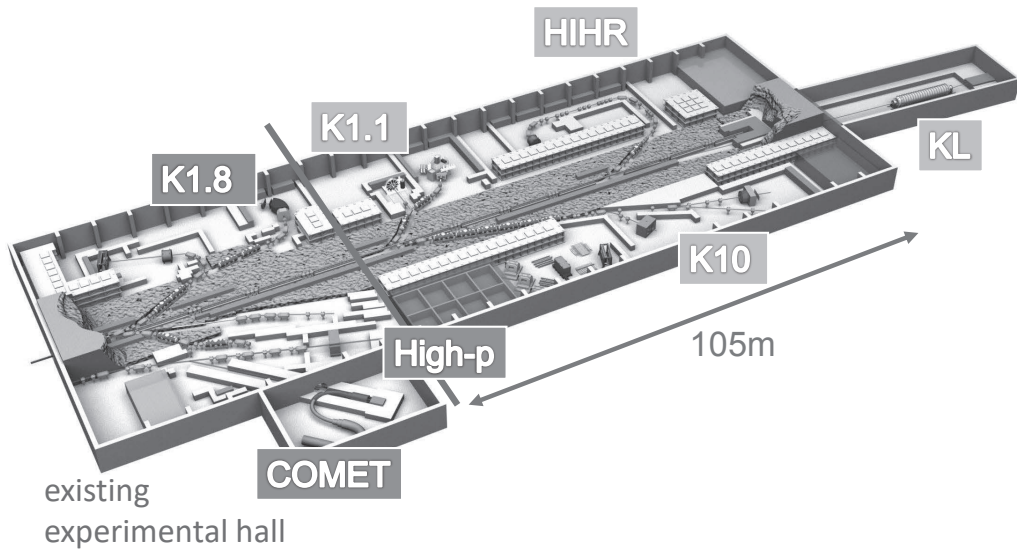


Fig. 20 拡張したハドロン実験ホールのレイアウト。

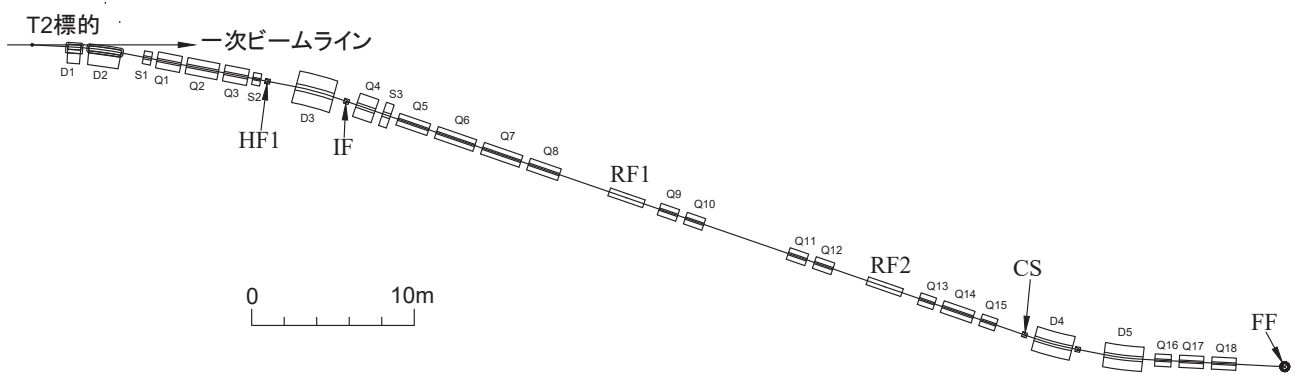


Fig. 21 K10 ビームライン (RF オプション) のレイアウト。

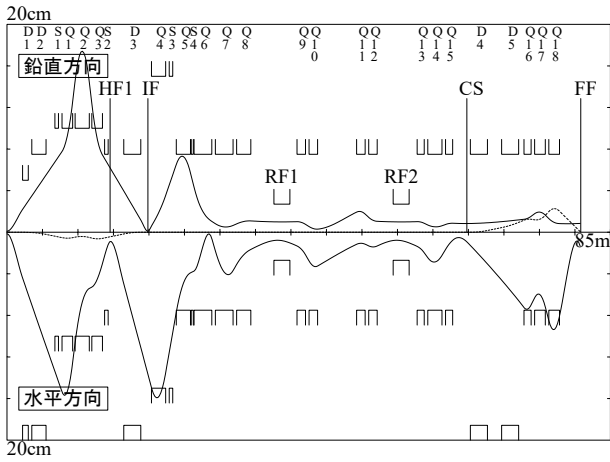


Fig. 22 K10 ビームライン (RF オプション) の 1 次のビームエンベロープ。上半分は鉛直方向、下半分が水平方向のエンベロープで、点線は運動量分散を表す。

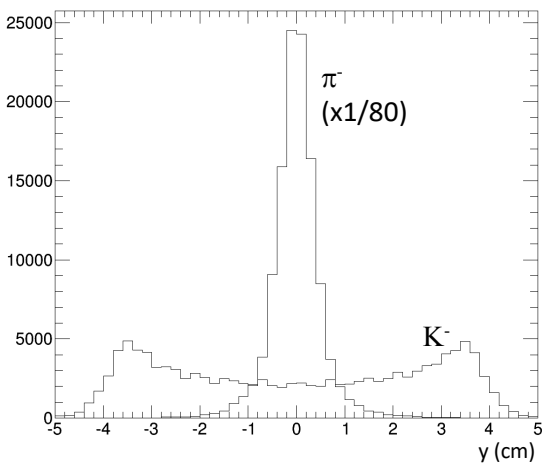


Fig. 23 K10 ビームライン (RF オプション) の Beam stopper における、6 GeV/c の  $\pi^-$  中間子と  $K^-$  中間子の鉛直方向の位置の分布。

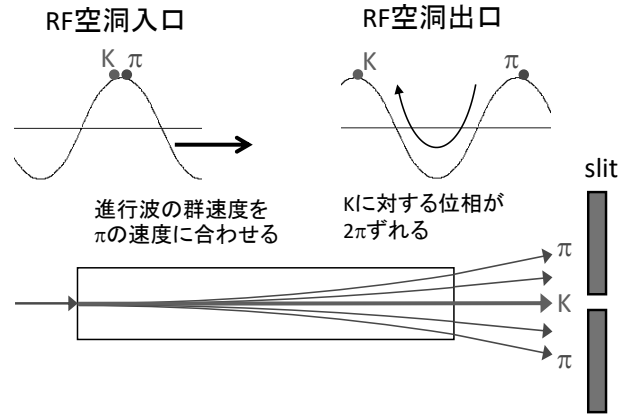


Fig. 24 RF 空洞を 1 だけ用いた粒子分離法の概念図。ここでは  $\pi$  中間子から  $K^-$  中間子だけ分離する場合を描いている。

は中心に集中している一方で、 $K^-$  中間子は空洞での位相によって上下に振られているのが分かる。太さ  $\pm 1$  cm の中心ストッパーを置いた時、アクセプタンスは  $0.5 \text{ msr} \cdot \% \Delta p/p$ 、50 kW 陽子ビームでの  $6 \text{ GeV}/c$   $K^-$  中間子の強度は  $6.9 \times 10^6/\text{spill}$ 、純度は  $K^- : \pi^- = 1 : 2.3$  である。

#### 4.2.3 1 空洞法

前小節の議論では、1つの RF 空洞内における二次ビーム粒子と RF との位相のずれ (phase slip) を無視していたが、二次ビームの運動量が低い場合はそのずれが無視できなくなる。この位相差は当然粒子の速度に依存するので、逆にそれを利用して、1台の RF 空洞だけで粒子を選別することが可能である [12]。

Fig. 24 に、RF 空洞 1 台だけを使った粒子選別方法の概念図を示す。RF 進行波の群速度を不要粒子の速度に合わせると、不要粒子は RF 空洞の全長に渡って入射時と同じ位相の電場勾配を感じるので、最大の偏向を受ける。一方、必要な粒子はそれとは異なる速度を持つため、空洞の入口と出口では RF の位相がずれる。その位相のずれがちょうど  $2\pi$  になるような特定の運動量では、必要粒子が RF 空洞から受ける偏向は、入射時の位相に関わらず必ずキャンセルして 0 になる。



従って、不要粒子は初期位相によって散らばるのに対し、必要粒子は常に中心軌道に沿うので、下流のスリットを通すことで粒子を選別することができる。

RF 空洞を通る粒子の運動方程式は、

$$\gamma m \frac{d^2 y}{dt^2} = eE \sin(\varphi + \Delta\varphi) \quad (4-10)$$

ここで、 $E$  は RF 空洞の電場勾配、 $\varphi$  は入射時の位相である。 $\Delta\varphi$  が、粒子と RF 進行波との位相差で、波数  $k$  と角速度  $\omega$  を用いて、

$$\Delta\varphi = kz - \omega t \quad (4-11)$$

で与えられる。粒子の速度と進行波の群速度をそれぞれ  $\beta_u$ 、 $\beta_\psi$  とし、進行波の周波数を  $f$  とすると、 $k = 2\pi f/c\beta_\psi$ 、 $t = z/c\beta_u$  だから、

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi f}{c} \left( \frac{1}{\beta_\psi} - \frac{1}{\beta_u} \right) z \quad (4-12)$$

となる。右辺の  $z$  の係数を

$$\Delta k \equiv \frac{2\pi f}{c} \left( \frac{1}{\beta_\psi} - \frac{1}{\beta_u} \right) \quad (4-13)$$

とおき、式 (4-10) を  $z$  についての微分方程式に書き換えると、

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{eE}{\gamma m v^2} \sin(\varphi + \Delta k z) \quad (4-14)$$

となる。これを RF 空洞の長さ  $l$  まで積分すれば、

$$\frac{dy}{dz} = \frac{eEl}{pc\beta_u} \sin\left(\varphi + \frac{\Delta kl}{2}\right) \frac{\sin \frac{\Delta kl}{2}}{\frac{\Delta kl}{2}} \quad (4-15)$$

が得られる。従って、

$$\Delta\varphi_\psi^u \equiv \Delta k_\psi^u l = \frac{2\pi fl}{c} \left( \frac{1}{\beta_\psi} - \frac{1}{\beta_u} \right) \quad (4-16)$$

とおけば、1 台の RF 空洞から受ける偏向の振幅は、 $\sin \frac{\Delta\varphi_\psi^u}{2} / \frac{\Delta\varphi_\psi^u}{2}$  というファクターだけ小さくなることが分かる。すなわち、偏向の振幅の大きさは、

$$\left| \frac{dy}{dz} \right| = \frac{eEl}{pc\beta_u} \left| \frac{\sin \frac{\Delta\varphi_\psi^u}{2}}{\frac{\Delta\varphi_\psi^u}{2}} \right| \quad (4-17)$$

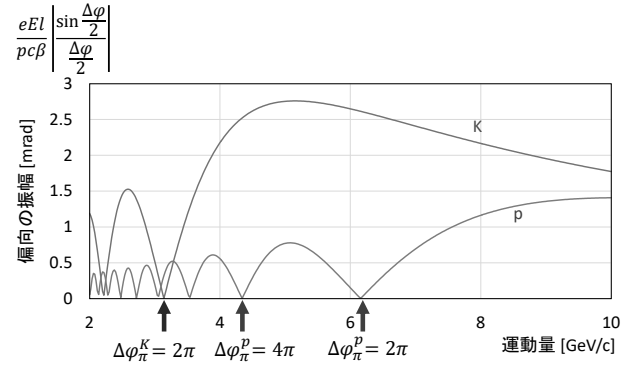


Fig. 25 進行波の群速度を  $\pi$  中間子の速度に合わせた場合の、RF 空洞 1 台での位相のずれによる  $K$  中間子 (“K”) と反陽子 (“p”) の偏向の振幅の大きさ。振幅の小さい運動量領域で粒子分離可能となる。

となる。

例として、周波数  $f = 8.857$  GHz、電場勾配  $E = 6$  MV/m、長さ  $l = 3$  m の RF 空洞 1 台による偏向の振幅を計算してみよう。これまでの例と同様、不要粒子として  $\pi$  中間子を、必要粒子として  $K$  中間子又は反陽子を想定する。

まず、進行波の群速度を  $\pi$  中間子の速度に合わせた場合 ( $\Delta\varphi_\psi^\pi = 0$ 、 $\beta_\psi = \beta_\pi$ )、 $\pi$  中間子が受ける偏向は最大になるので、 $K$  中間子や反陽子の偏向が 0 になる運動量で粒子選別が可能となる。 $K$  中間子/反陽子と進行波との位相差は、 $\pi$  中間子との位相差に等しくなる ( $\Delta\varphi_\psi^{K/p} = \Delta\varphi_\pi^{K/p}$ ) から、各運動量に対する  $K$  中間子/反陽子の偏向の振幅の大きさ (式 (4-17)) をプロットすると、Fig. 25 のようになる。各曲線におけるノードの位置が、高運動量側からそれぞれ  $\Delta\varphi_\pi^K = 2\pi$ ,  $4\pi$ ,  $\dots$ 、 $\Delta\varphi_\pi^p = 2\pi$ ,  $4\pi$ ,  $\dots$  の位相差に対応する。 $K$  中間子/反陽子の偏向が 0 になるところが粒子選別可能な運動量であるから、そのような運動量領域はこれらの各ノードの非常に狭い範囲だけとなる。従って、ビームとして利用可能な運動量はかなり離散的であり、ビームラインとしては使い勝手が極めて悪い。

次に、進行波の群速度を  $K$  中間子又は反陽子の速度に合わせた場合 ( $\Delta\varphi_\psi^{K/p} = 0$ 、 $\beta_\psi = \beta_{K/p}$ )、

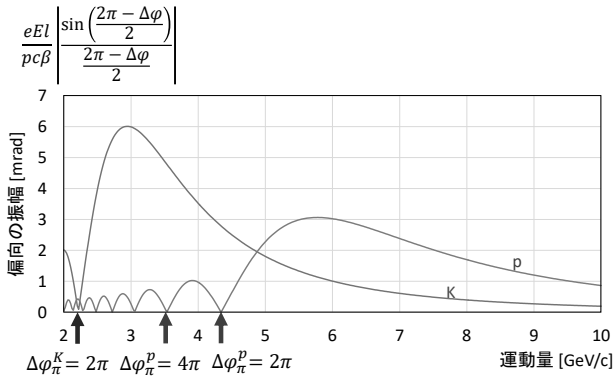


Fig. 26  $\pi$  中間子と進行波との位相差を  $2\pi$  に合わせた場合の、RF 空洞 1 台での位相のずれによる  $K$  中間子 (“K”) と反陽子 (“p”) の偏向の振幅の大きさ。振幅の大きい運動量領域で粒子分離可能となる。

$K$  中間子や反陽子が受ける偏向が最大になるので、粒子選別が可能となるのは  $\pi$  中間子の偏向が 0 になる運動量である。この時、 $\pi$  中間子と進行波との位相差は  $K$  中間子/反陽子との位相差に等しくなる ( $\Delta\varphi_{\psi}^{\pi} = \Delta\varphi_{\pi}^{K/p}$ ) から、 $\pi$  中間子の偏向の振幅の大きさをプロットすると Fig. 25 と同じグラフになる。違いは、先の例では縦軸が  $K$  中間子/反陽子の偏向だったのに対し、この例では  $\pi$  中間子の偏向となることである。 $\pi$  中間子の偏向が 0 になるところが粒子選別可能な運動量であるから、結局、使用可能な運動量領域は先の例と全く同じになる。

ここまでの 2 例は、オーソドックスに進行波の群速度と粒子の速度を等しくした場合であったが、別の使い方として、特定の粒子と進行波との位相差をちょうど  $2\pi$  に合わせることも考えられる。この場合、その粒子が RF 空洞を通過した際に受ける偏向は、入射時の位相に依らず必ずキャンセルして 0 になる。例えば、 $\pi$  中間子と進行波との位相差を  $2\pi$  に合わせた場合 ( $\Delta\varphi_{\psi}^{\pi} = 2\pi$ )、 $K$  中間子/反陽子と進行波との位相差は  $\Delta\varphi_{\psi}^{K/p} = 2\pi - \Delta\varphi_{\pi}^{K/p}$  となるから、 $K$  中間子/反陽子が受ける偏向の振幅の大きさは、Fig. 26 のようになる。Fig. 25 の時と同様、各曲線におけるノードの位置が、高運動量側からそれ

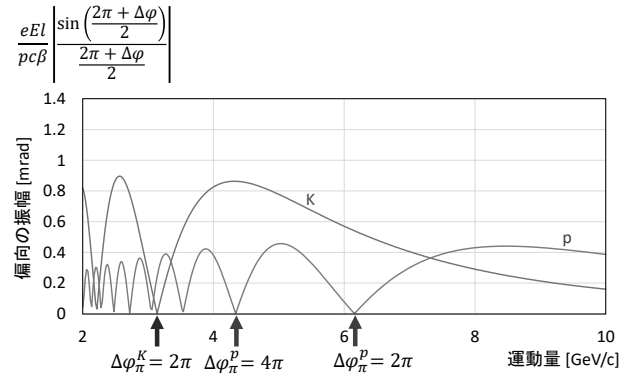


Fig. 27  $K$  中間子 (“K”) または反陽子 (“p”) と進行波との位相差を  $2\pi$  に合わせた場合の、RF 空洞 1 台での位相のずれによる  $\pi$  中間子の偏向の振幅の大きさ。振幅の大きい運動量領域で粒子分離可能となる。

ぞれ  $\Delta\varphi_{\pi}^{K} = 2\pi, 4\pi, \dots, \Delta\varphi_{\pi}^{p} = 2\pi, 4\pi, \dots$  に対応する。 $\pi$  中間子の偏向が 0 なので、 $K$  中間子/反陽子の偏向が大きい範囲が、粒子選別可能な運動量領域となる。4.2.1 節での例と同じく、0.5 mrad を目安としてそれより大きい偏向であれば粒子選別可能であるとすると、 $K$  中間子なら 2.3 ~ 7 GeV/c 程度、反陽子なら 4.5 GeV/c から 10 GeV/c 以上までの非常に広い範囲の運動量でビームとして利用可能となる。

逆に、 $K$  中間子もしくは反陽子と進行波との位相差を  $2\pi$  に合わせた場合 ( $\Delta\varphi_{\psi}^{K/p} = 2\pi$ )、 $K$  中間子/反陽子の偏向がキャンセルされて 0 になる。この時、 $\pi$  中間子と進行波との位相差は  $\Delta\varphi_{\psi}^{\pi} = 2\pi + \Delta\varphi_{\pi}^{K/p}$  となるから、 $\pi$  中間子が受ける偏向の振幅の大きさは、Fig. 27 のようになる。 $K$  中間子/反陽子の偏向が 0 なので、 $\pi$  中間子の偏向が大きい範囲が、粒子選別可能な運動量領域となる。Fig. 26 と比べると全体的に振幅が小さくなるが、最近の RF 技術の進歩から電場勾配が大きくなっていることを考えれば、広い運動量範囲で粒子選別できる可能性がある。

この 1 空洞方式の RF セパレータを用いるビームラインのレイアウトと光学は、RF 空洞を 2 台用いる場合から、2 台目の RF 空洞と、1 台目から 2 台目の RF 空洞までを四極磁石 4 台で “-I”

で結ぶ区間を省いた物となる。従って、先の K10 ビームラインの例では約 19 m、ビームラインの総長が短くなる。このことは、特に寿命の短い K 中間子を用いる場合、強度的に大きなメリットとなる。

## 5 生成標的

### 5.1 要求項目

前節までの荷電二次ビームラインの話の中で、何回か、二次ビームの線源となる生成標的と一次ビームに対する要求が出てきた。まとめると次の 3 点である。

1. 二次粒子ビームの純度を上げるため、一次ビームの鉛直方向の幅はなるべく小さい方が良い。
2. 二次粒子ビームの強度と純度を上げるため、標的の密度はなるべく高い方が良い。
3. 特に低運動量の二次ビームの強度を稼ぐため、標的と 1 次ビームの水平方向の幅はなるべく小さい方が良い。

要は、全方位で出来る限り点線源に近づけよ、ということである。さらに、本講義では割愛したが、中性二次ビームライン KL から、不要な中性子のバックグラウンドを低減させるために、やはり、なるべく点線源に近い方が望ましい、という要求がある。その結果、ハドロン実験施設の生成標的における一次陽子ビームのサイズは、ガウス分布を想定して水平方向の標準偏差が  $\sigma_x = 2.5$  mm、鉛直方向が  $\sigma_y = 1.0$  mm としている。

この点線源という要求が、ハドロン生成標的の最大の特徴であり、最も設計を難しくしている条件である。なぜならば、照射する一次陽子ビームのサイズを小さくすれば、それだけ標的が受けるエネルギー密度が高くなるからである。大強度加速器施設において、標的など直接ビームが照射される機器の健全性を保つためには、まずエネルギー密度を下げるのが定石であるが、ハドロン標

的に対してはそれが許されない。比較を挙げると、ニュートリノ実験施設の生成標的における一次陽子ビームのサイズは  $\sigma_x = \sigma_y = 4$  mm、中性子実験施設の水銀標的では  $\sigma_x = 39$  mm、 $\sigma_y = 18$  mm である。2018 年夏の時点で、中性子施設とニュートリノ施設は約 500 kW の陽子ビーム強度でユーザー利用運転を行っているのに対し、ハドロン実験施設は約 50 kW とパワーでは 1 桁小さいが、エネルギー密度で比べるとほぼ同等かそれ以上である。さらに、標的の密度まで考慮すると、ニュートリノ施設の黒鉛 (密度  $\rho = 1.8$  g/cm<sup>3</sup>)、中性子施設の水銀 ( $\rho = 13.5$  g/cm<sup>3</sup>) に対し、ハドロンは金 ( $\rho = 19.3$  g/cm<sup>3</sup>) であるから、標的での発熱密度は、ハドロン標的が現状でも J-PARC 内で最高となる。

大強度加速期施設の生成標的として一般に要求される項目には、当然、

- 放射線的、化学的に安定、安全であること、
- 大強度ビームに耐えられる冷却効率を持つこと、

があるが、それ以外に大事な項目として、

- 高い残留放射能によるメンテナンス時の作業被曝を低減すること、

がある。ビーム照射後の標的自体は極度に放射化している (もし直接抱き抱えたら数分で致死量の放射線を浴びるレベル) ため、普段は分厚い遮蔽体に囲まれており、周辺機器のメンテナンスの際の空間線量率を十分低く保つようになっている。さらに、標的の交換など、標的自体に触る必要がある時は、全て遠隔操作で標的の設置、取り出し等が可能であるように設計されている。

### 5.2 固定標的

前節で述べたような要求項目を満たすため、ハドロン実験施設では、これまで主に白金もしくは金を生成標的の材質として採用してきた。もともと 750 kW 対応の標的としてニッケル製回転標的

を開発していたが、それだとビームロスが30%であった。しかし、遅い取り出しでは一次陽子ビーム強度をすぐにそこまで上げるのが困難であるという状況の中、二次ビーム強度を出来るだけ稼ぎたいという要求があり、ニッケルよりも密度の高い白金、金に変更することでビームロスを約50%に上げることにしたのである。

Table 2に、ニッケル回転標的以降のハドロン標的の遍歴をまとめた。ビーム強度が数kW程度までの初期の頃は非常に単純な自然空冷の白金標的が使われたが、その後は、白金もしくは金の標的本体に銅ブロックを接合し、その銅ブロックに冷却水配管を埋め込んで水冷するという、間接水冷方式の標的となった。最も密度の高い白金から金へ材質を変更した理由は、金の方が熱伝導が良いことと、比較的熱膨張係数が銅に近いことである。特に熱膨張係数が問題になるのは、異材同士の接合では両者の膨張係数の違いから大きなせん断応力が生じるためである。参考のために、いくつかの材料について代表的な物性値をTable 3に載せる。

現在ハドロン実験施設で使用している標的 [14, 15] の断面図と写真をFig. 28に示す。標的本体の材質は金で、冷却水配管を埋め込んだ無酸素銅ブロックを接合して冷やす間接水冷方式である。冷却水配管は外径15mm、厚さ1mmのステンレス鋼(SUS316L)製のシームレス管である。金と銅、ステンレス鋼の接合には、HIP (Hot Isostatic Pressing) による拡散接合を用いている。材料の構成は、2013年まで使用していた一つ前の標的と同じであるが、最大の違いは、冷却効率を上げるために、金本体から冷却水配管までの距離を近づけたことである。また、このような構成の標的の場合、最も可能性の高い壊れ方が、金と銅との接合が剥がれて冷却能力が失われることであるので、一気に剥がれ落ちることをなるべく防止するために金の一部を銅に埋め込む形とした。金の大きさは、高さ11mm(そのうち銅の外に剥き出しの部分が6mm)、幅15mmで、水平、鉛直方向共に、入射ビームの $\pm 3\sigma$ の範囲をカバーする。総

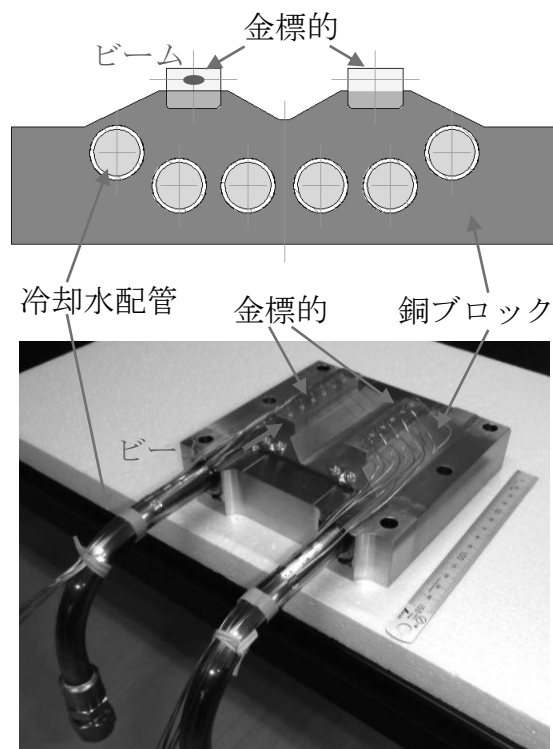


Fig. 28 現在のハドロン生成標的の断面図と写真。

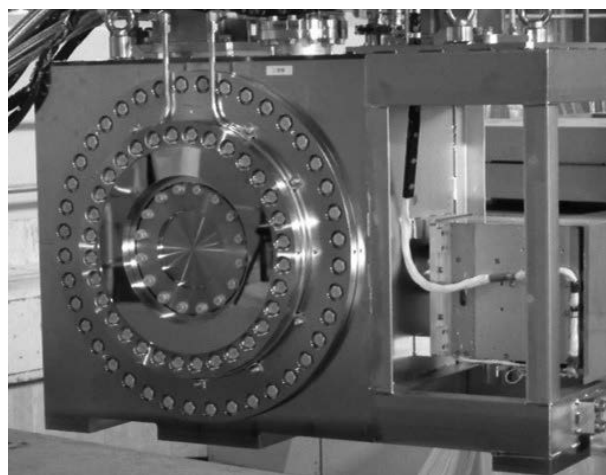


Fig. 29 現在のハドロン生成標的を収納しているステンレス製気密容器の写真。

Table 2 過去のハドロン生成標的の履歴。



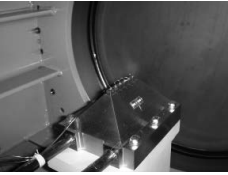

期間	2009年10月 ~2010年3月	2010年10月 ~2010年11月	2012年1月 ~2012年7月	2012年12月 ~2013年5月
ビーム強度	3 kW	5 kW	10 kW	24 kW
材質	白金 (60 mm)	白金 (60 mm)	白金 (60 mm)	金 (66 mm)
冷却方法	自然空冷	自然空冷	間接水冷	間接水冷
外観				

Table 3 金属の物性値。

	白金 Pt	金 Au	ニッケル Ni	銅 Cu	タングステン W	ベリリウム Be	チタン Ti
原子量	195	197	58.69	63.55	183.84	9.012	47.867
密度 (g/cm <sup>3</sup> )	21.45	19.36	8.902	8.961	9.25	1.85	4.506
比熱 (J/g/K)	0.136	0.128	0.439	0.385	0.14	1.664	0.52
熱伝導率 (W/m/K)	71.6	318	90.9	401	173	200	21.9
融点 (°C)	1768	1064	1455	1085	3422	1287	1668
沸点 (°C)	3825	2856	2913	2562	5555	2469	3287
ヤング率 (GPa)	163	79	200	115	411	287	116
熱膨張係数 (10 <sup>6</sup> /K)	9.37	14.2	13.4	17.9	4.5	11.3	8.6
相互作用長 (cm)	8.844	10.14	15.18	15.06	9.95	42.10	27.80

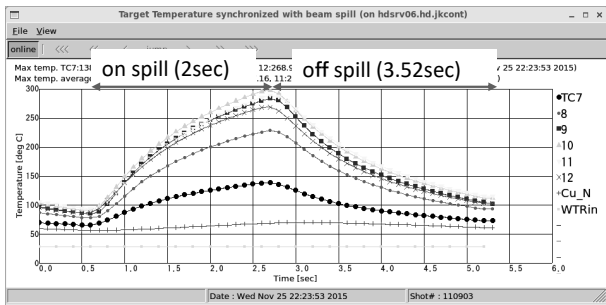


Fig. 30 標的温度のモニター画面。

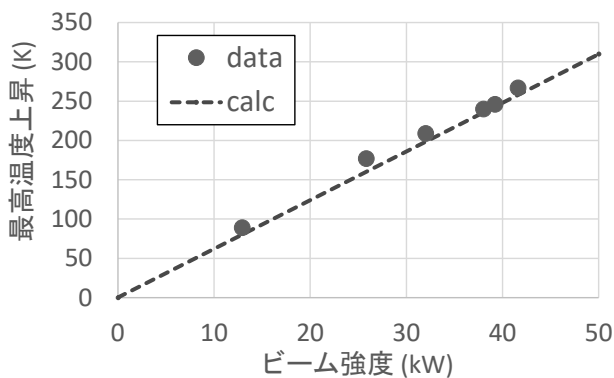


Fig. 31 現在の標的で実測した最高温度のビーム強度依存性。

長は 66 mm で、熱応力緩和のためビーム方向に 6 分割されている。温度監視のため、6 分割された各々のピースに K 型シース熱電対が取り付けられている。標的は二山構造になっていて、熱疲労や放射線損傷により冷却効率が落ちるなどした場合には、備え付けられた水平駆動機構を用いて遠隔操作で標的を交換できるようになっている。2013 年に発生した放射性物質漏洩事故の教訓から、万が一金が損傷して放射性物質を発生させてもそれを拡散させないように、標的自体はステンレス製の気密容器 (Fig. 29) の中に収められ、更に、その容器内にヘリウムガスを循環させて放射性物質濃度を測定することで、標的の健全性を常に監視している [14, 16, 17]。

この標的は、2014 年 9 月に設置、2015 年 4 月からビーム照射を開始して、これまでトラブル無く安定運転を続けている。Fig. 30 は、100 ms ごとに熱電対で測定している金の各ピースの温度のモニター画面である。約 2 秒間のビーム取り出し中

に温度が上がり、その後の 3.52 秒で冷えていく様子が良く分かる。測定した最高温度を、一次ビーム強度を横軸としてプロットしたものが Fig. 31 である。一次陽子ビーム強度は順調に増強を続け、2018 年には最高 51 kW を達成した。現在の標的の設計上の最大ビーム強度は 53 kW であるため、ほぼその限界まで迫ったことになる。

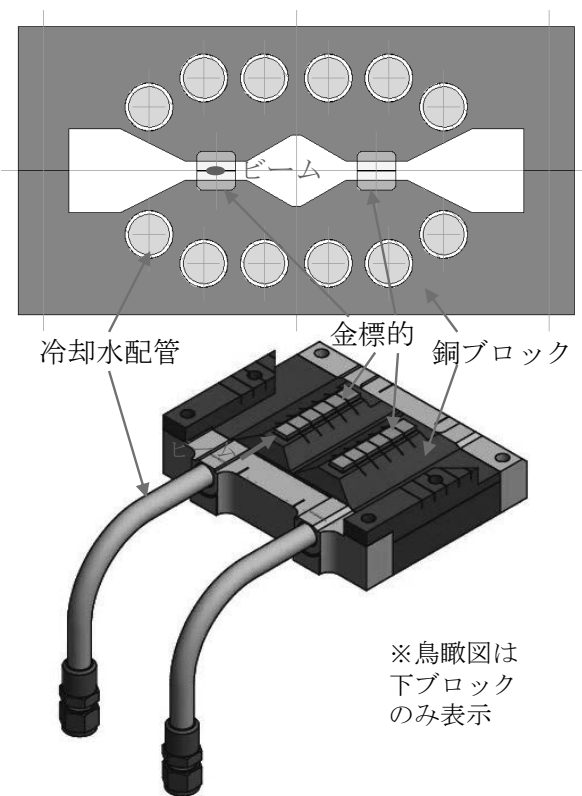


Fig. 32 次期ハドロン標的の断面図と鳥瞰図。

そこで、ハドロン実験施設では、より高いビーム強度に耐えられる新しい標的を現在製作中である [18, 19]。Fig. 32 がその新しい標的の構造図である。基本的には現在の金標的の構造を踏襲しており、標的自体である金を、水配管を埋め込んだ銅ブロックで冷やす冷却方式は全く一緒である。しかし、より冷却効率を高くするため、金の下だけでなく上にも銅ブロックを接合している。ただ、そうすると金は上下とも拘束されて熱膨張の逃げ道が塞がれ、中心に大きな熱応力が発生してしまうため、ビーム方向だけでなく、上下にも金を分割する。熱計算より上下の金はそれぞれ約 0.1 mm

熱膨張すると予想されることから、分割した上下の金の間には 0.3 mm の隙間を設ける。

金本体の大きさも、二次ビーム収量と冷却効率の観点から最適化を施した。3 節で述べたような二次粒子の吸収の効果を考慮に入れて最適化した結果、新標的では金の横幅を 12 mm とした。また、銅から剥き出しの部分の金の高さは現標的も新標的も変わらず 6 mm であるが、銅への埋め込み深さは、現標的の 5 mm から新標的では 2 mm へと小さくした。これは、金よりも銅の方が熱伝導率が良いため、発熱中心から冷却水までの熱の移動経路としてなるべく早く銅になった方が冷却効率が高くなるからである。ビーム方向の長さは、ビーム幅と同様二次ビームのバックグラウンド抑制の観点から制限されているため、現標的から変更なしで 66 mm である。

金と銅、およびステンレス製冷却水配管との接合方法は、現標的と同じ HIP である。

標的の熱強度評価は次のような手順で進められる。

1. モンテカルロシミュレーションによる発熱分布の計算
2. 有限要素法による温度と熱応力の算出
3. 許容応力との比較

高エネルギー粒子が厚い物質に入射する場合、二次粒子、三次粒子、…の生成、散乱、吸収により複雑な発熱分布となるため、粒子シミュレーションコードによる計算が必須である。有限要素法の計算には、発熱分布だけでなく、材料の物性値や冷却効率を入力する必要がある、また許容応力の設定には材料の強度のデータが必要であるので、それらが不明な場合はその測定も行わなければならない。例えば、ハドロン実験施設の金標的の場合は、特に高温における金の機械強度のデータが乏しかったため、実際の HIP 接合の際と同じ熱処理を加えた金の圧延材を用意し、それから JIS Z2241 13B 号試験片を作製して、最高 400 °C までの温度環境で引張試験を行った [19]。

この引張試験によって得られた金の応力-歪み曲

線のデータと、モンテカルロコード MARS [23] により計算した発熱密度分布を用いて、有限要素計算コード ANSYS [24] で実際のスピル時間構造に合わせた過渡解析を行った。同じやり方で現標的について計算した結果が Fig. 31 の計算値で、実測と良く一致している。想定したビーム条件は、エネルギー 30 GeV、平均強度 90 kW、取り出し時間 2 秒、繰り返し 5.52 秒、ビーム幅  $(\sigma_x, \sigma_y) = (2.5 \text{ mm}, 1.0 \text{ mm})$  である。その計算結果が Fig. 33 である。金本体の最高温度は 374 °C、接合部の温度は最高 263 °C となり、ミーゼス相当応力は、金本体と接合部でそれぞれ最大 8.1 MPa、9.0 MPa となった。

許容応力については、応力の種類に応じて次のように設定した。

熱応力： $S_M \times 3$

低サイクル疲労： $10^4$  疲労強度/2

高サイクル疲労： $10^7$  疲労強度/2

ここで、低サイクル疲労は連続ビームの on/off の繰り返しを想定しており、平均 1 時間に 1 回インターロックでビーム運転が停止すると仮定したものである。高サイクル疲労は 1 スピル毎の繰り返しを想定しており、5.52 秒周期で  $10^7$  サイクルは約 1.5 万時間に相当する。設計応力強さ  $S_M$  は、JIS B8266 (圧力容器の構造-特定規格) における溶接管の基準を参考に、引張強度  $\times 0.85/3$  と 0.2% 耐力  $\times 0.85/1.5$  のいずれか小さい方とした。疲労強度は、過去の文献値では室温での金の疲労強度が  $10^4$  サイクルでおおよそ引張強度の 0.7 倍、 $10^7$  サイクルで引張強度の 0.4 倍になっていることから、 $10^4$  疲労強度として引張強度/2、 $10^7$  疲労強度として引張強度/3 とした。これらに用いる引張強度、0.2% 耐力には、温度毎に金の引張試験によって得られた値を使用する。

ANSYS 計算の結果をもとに、応力の種類ごとに評価した結果を Table 4 にまとめた。疲労に対しては、一回の熱サイクルにおける応力の振幅と疲労強度とを比較するが、同じ振幅でも平均応力によって強度が異なるため、平均応力に応じた補

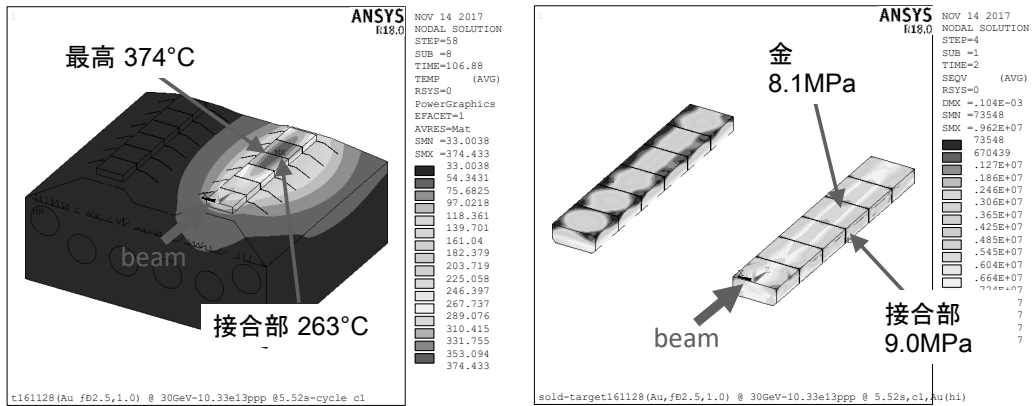


Fig. 33 ANSYS 計算によって得られた、90 kW 標的の温度分布 (左) とミーゼス相当応力分布 (右)。

Table 4 90 kW 標的の熱解析の結果のまとめ。

応力分類		応力計算結果	許容応力
金本体 (374 °C)	熱応力	8.1 MPa	13.0 MPa
	高サイクル疲労 (shot 毎) に対する等価応力振幅	7.9 MPa	8.2 MPa
	低サイクル疲労 (連続運転の on/off) に対する等価応力振幅	8.2 MPa	12.3 MPa
接合部 (263 °C)	熱応力	9.0 MPa	13.2 MPa
	高サイクル疲労 (shot 毎) に対する等価応力振幅	9.0 MPa	12.2 MPa
	低サイクル疲労 (連続運転の on/off) に対する等価応力振幅	9.2 MPa	18.4 MPa



正をかけたものが等価応力振幅である。応力の大きさだけで見ると接合部がもっとも大きい、金本体のほうが温度が高い分だけ許容応力が小さくなるため、最大許容ビーム強度は金本体の高サイクル疲労によって制限される結果となった。

以上のような熱強度計算により、新しい間接水冷標的は十分な安全率をもって90 kWの一次陽子ビームに耐えられると評価された。この標的は、現在実機を製作中であり、来年秋に設置する予定である。

### 5.3 回転標的

ハドロン実験施設では、新しい間接水冷標的よりもさらに高いビーム強度に耐えられる生成標的として、直接冷却型の回転標的を現在開発中である。これは、母材のディスクの縁に金もしくは白金を接合したもので、その構成から通称“ユーロコイン”と呼ばれている。冷却は現在、水冷とヘリウムガス冷却の2通りを検討している。水冷の場合は立てたディスクの下1/4程度を直接水に沈めて冷却し、ガス冷却の場合はディスクにヘリウムガスを吹き付けて冷却する。

先に述べたように、ハドロン実験施設ではもともとニッケル製の回転標的を開発していたが、この時は、標的の上方、鉄とコンクリートの遮蔽体計3mを隔てた外側に駆動モーターを設置し、そこから長いシャフトを通じて回転トルクを標的ディスクに与えていた。しかし、全体の構造が大きく複雑で、それらが全て標的の近傍に置かれる上、気密容器内への回転導入も課題であった。そこで、現在開発中の回転標的では、発想を転換して、循環させる冷媒の流れを回転駆動にも用いることにした。すなわち、水冷の場合は水車を、ガス冷却の場合は風車を使うのである。この駆動方式のメリットは、離れたところにポンプ等を置きそこから気密容器まで配管を繋げるだけなので、高放射線環境に置かれる物量を最小限に抑えられることと、容器の気密の確保が容易なことである。

水冷とガス冷却とを比較すると次の通りである。

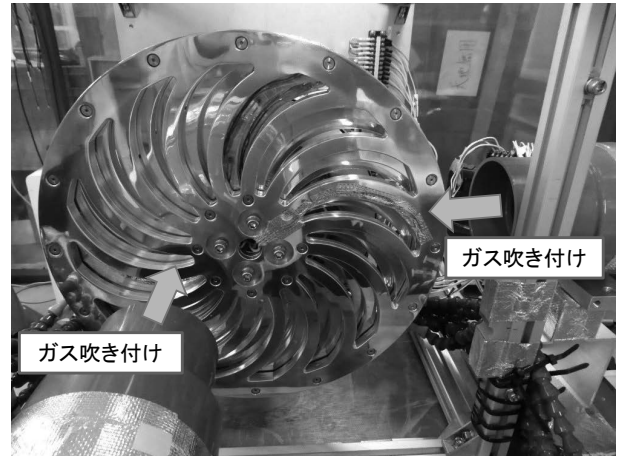


Fig. 34 回転標的のガス冷却効率の測定の様子。

#### 水冷・水車方式

- 冷却効率が良い。
- 回転トルクが大きい。
- 大量のトリチウムや水素ガス、NO<sub>x</sub>が発生する。
- 独立した水循環系が必要。
- 水分が入るのでHeガス循環系も変更が必要。

#### ヘリウムeガス冷却・風車方式

- トリチウム等の発生が極めて少ない。
- 冷却効率が不明。
- 回転トルクが小さい。
- 大流量のヘリウムガスポンプが必要。

この中でも特に、トリチウム等の“汚い”物質の生成が最も大きなポイントであり、今のところヘリウムガス冷却を第一候補として考えている。

ヘリウムガス冷却の回転標的の実現には多くのR&Dが必要である。例を挙げると、ユーロコインの製作方法、ガスタービン(風車)駆動とその制御、ヘリウムガスの冷却効率の測定、高気密の大流量ガスポンプの開発、温度モニターや回転速度モニターの開発、等々がある [20]。この中でも特に、ヘリウムガス冷却の実現の鍵を握るのが冷却効率の測定である。Fig. 34がその測定の様子を写した写真である。標的を模擬したアルミ製のディ

スクにヒーターと熱電対が埋め込まれており、回転速度やガスの吹き付け方、ディスクの形状などを変えながら、ディスクとガスとの熱伝達率の測定と向上を進めている [21]。

これまでのところ空気での測定しか行われていないが、ヘリウムガスに換算して  $50 \text{ W/m}^2/\text{K}$  の熱伝達率を達成しつつある。この熱伝達率の値を用いて、 $150 \text{ kW}$  の入射ビーム強度に対して回転標的の熱計算を行った結果が、Fig. 35 である。回転速度は  $120 \text{ rpm}$  としている。標的の発熱を分散させることにより、この程度の熱伝達率でも温度や応力を低く抑えることが出来ている。今後、更なる冷却効率の向上を進め、受け入れ可能な最大ビーム強度をさらに高めたいと考えている。

本講義では、標的本体を中心に取上げたが、それを収納する気密容器の方が、万が一標的が損傷を受けた場合に放射性物質の拡散を防ぐ役割を持つので、放射線安全の上ではより重要である。容器の中でも特に、直接一次ビームに晒されるビーム窓の重要性は極めて大きい。気密容器やビーム窓については参考文献 [14, 22] を参照されたい。

また、大強度ビームを受ける生成標的やビーム窓では、材料の放射線損傷の影響が避けられない。しかしながら、放射線損傷による材料の物性変化の実データは非常に限られているのが現状である。現在、そのようなデータの蓄積を目指す国際共同研究 RaDIATE (Radiation Damage In Accelerator Target Environments) [25] が進められており、J-PARC もメンバーとして実験に参加している。

## 5.4 他の施設における生成標的

最後に、J-PARC の他の実験施設における生成標的を簡単に紹介する。中性子源の水銀液体標的については本セミナーで高田氏による講義があるので、ここでは、固体標的であるニュートリノ標的とミュオン標的を取り上げる。なお、これらの標

的の現状と将来の展望については、参考文献 [26] でより詳しく解説されているので、是非参照して頂きたい。

### 5.4.1 ニュートリノ標的

Fig. 36 に示した J-PARC ニュートリノ実験施設 [27, 28] では、長基線ニュートリノ振動実験 (T2K) が行われている。この実験では、一次陽子ビームを標的に当て、発生した  $\pi$  中間子の崩壊により放出されるニュートリノを、神岡にあるスーパーカミオカンデで検出し、飛行中にニュートリノの種類が変わる確率を観測する。ニュートリノを効率よく神岡に向けて飛ばすため、電磁ホーンと呼ばれる特殊な電磁石の内側にロッド状の生成標的を設置し (Fig. 37)、その電磁ホーンが作るトロイダル磁場によって  $\pi$  中間子を前方にフォーカスさせる [29]。

ハドロン実験施設では遅い取り出しによりリングからゆっくりとビームが取り出されるのに対し、ニュートリノ実験施設では、キッカー電磁石によってリング中の全陽子が一度に取り出される (“速い取り出し”)。従って、標的の材質は、大量の陽子が一度に照射されることで発生する熱衝撃に耐えられるものでなければならない。選ばれたのは、東洋炭素 (株) の等方性黒鉛 IG-430 である。ニュートリノ収量が最大になるようシミュレーションにより最適化した結果、標的ロッドの長さは約  $900 \text{ mm}$ 、直径は  $26 \text{ mm}$  となっている。この長さは陽子の相互作用長の約 2 倍であり、標的でのビームロス率は  $85 \%$  である。

Fig. 38 が、ニュートリノ実験施設の生成標的の写真と内部構造図である [30–33]。黒鉛標的の本体は、チタン合金 (Ti-6Al-4V) 製の鞘の中に格納され、ヘリウムガスで冷却される。黒鉛は、放射線損傷により熱伝導率が減少したり寸法が変化したりするが、照射時の温度を高くするとその損傷効果が抑制されることが知られている。そのため、一次陽子ビーム強度に合わせてヘリウムガス流量を調整することで、標的温度を  $800^\circ\text{C}$  程度

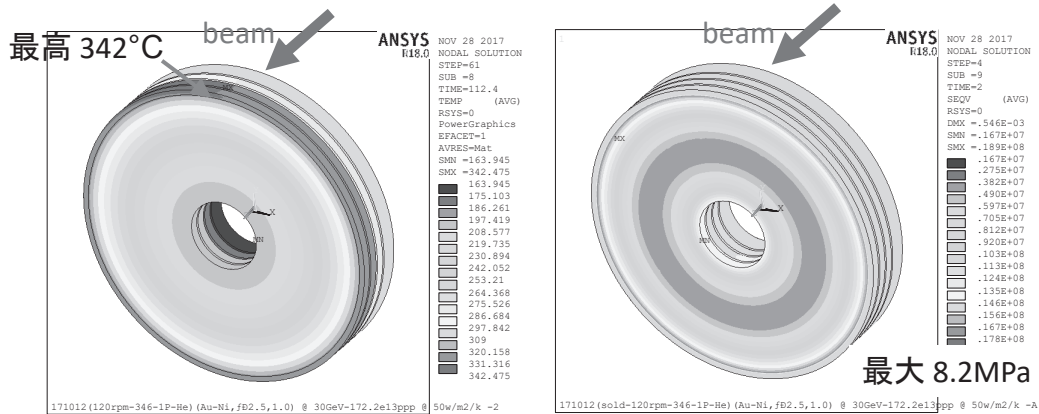


Fig. 35 回転標的の熱解析の結果。

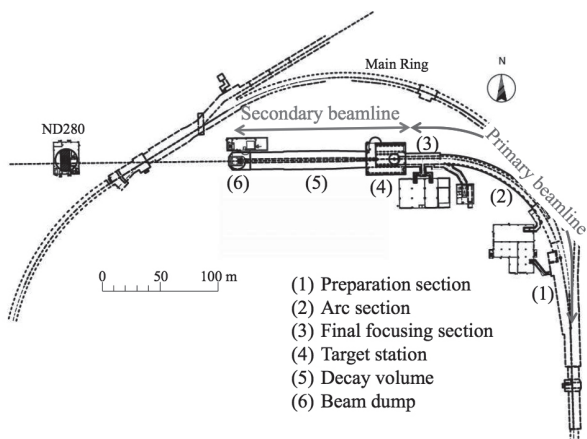


Fig. 36 ニュートリノ実験施設のレイアウト。

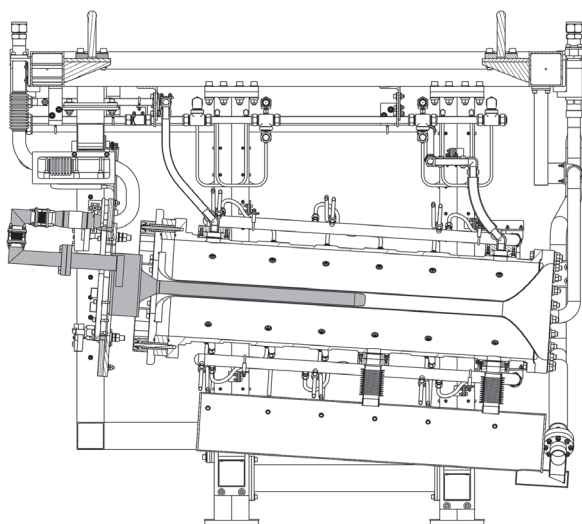
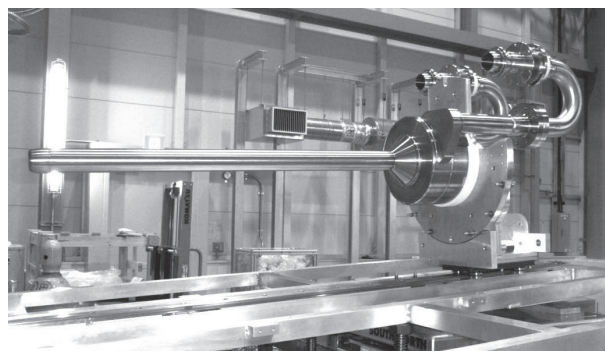


Fig. 37 ニュートリノ実験施設にある電磁ホーン。中心にロッド状の生成標的 (グレーの部分) を設置する。

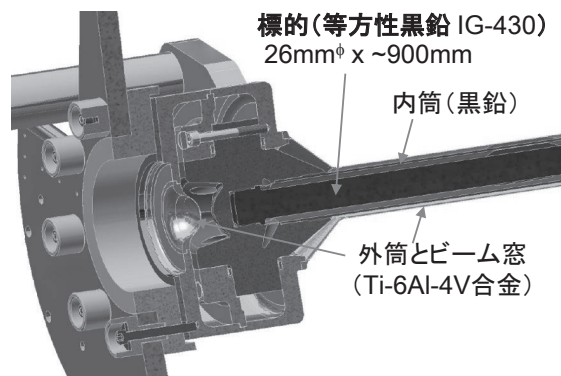


Fig. 38 ニュートリノ実験施設の生成標的の写真と内部構造図。

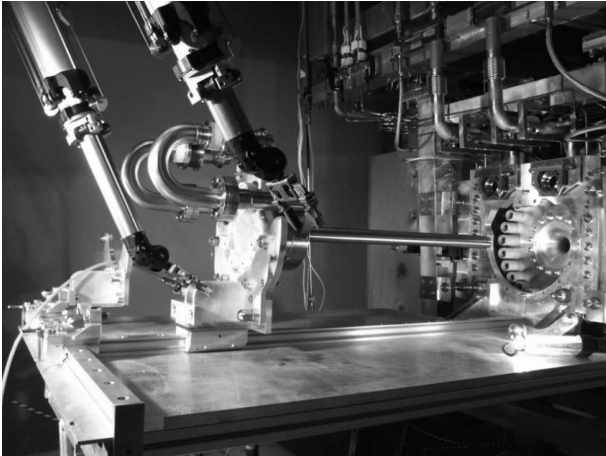


Fig. 39 マニピュレータで電磁ホーンから標的を抜き取るところの写真。

Table 5 現在の 750 kW 仕様標的と計画中的 1.3 MW 対応の標的との比較。

	750 kW	1.3 MW
ヘリウムガス圧	1.6 bar	5 bar
圧損	0.83 bar	0.88 bar
流量	32 g/s	60 g/s
ビーム発熱	23.5 kW	40.8 kW
上流ビーム窓温度	105 °C	157 °C
下流ビーム窓温度	120 °C	130 °C
黒鉛最高温度	736 °C	909 °C

に保っている。冷媒として水ではなくヘリウムガスを採用した理由は、この黒鉛温度を高く保つための他、水よりもトリチウムなどの発生量を抑制できること、水は非圧縮性なのでパルスビームによる衝撃波が発生すること、である。

標的のメンテナンスや交換の際は、電磁ホーンと一緒に完全遠隔操作でビームラインから取り出し、ホットラボ内でマニピュレータを使って電磁ホーンから標的だけ抜き取るシステムが開発されている (Fig. 39)。2015 年に標的のヘリウムガス配管を交換した際、実際にこの設備を用い、交換作業を成功させている。

標的を含めた機器設備は、最大 750 kW の一次陽子ビーム強度を受入れられるよう設計されてお

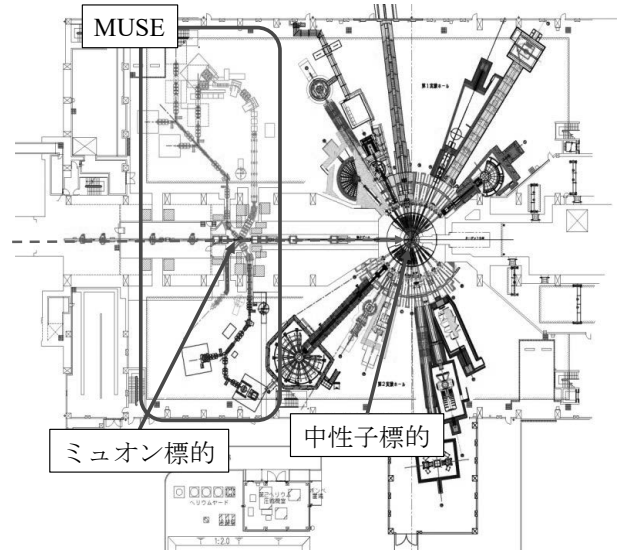


Fig. 40 物質生命科学実験施設のレイアウト。

り、2018 年夏時点における運転強度は 485 kW を達成している。現在、最大強度を 1.3 MW に増強する計画が進められている。1.3 MW でも標的の温度を同程度に保つために、ヘリウムガス流量を増やす必要があるが、そのために上昇するガス圧力に耐えられるように、チタン合金の鞘やその末端のビーム窓の厚さ等を最適化する。Table 5 に、現在の 750 kW 仕様の標的と、計画中的の 1.3 MW 対応のものとの比較をまとめた。

#### 5.4.2 ミュオン標的

MUon Science Establishment (MUSE) [34] は、物質生命科学実験施設にあり、RCS シンクロトロンで加速された 3 GeV、25 Hz の大強度陽子ビームを用いてパルス状ミュオンを生成し、様々な物性・素粒子実験を展開している。Fig. 40 が、ミュオン標的と中性子標的のある物質生命科学実験施設のレイアウトである。ミュオン標的は中性子標的の上流に設置されている。これまで 500 kW の陽子ビーム強度でユーザー利用運転を行っており、パルス状ミュオンの強度では世界最高を達成した。さらに、2018 年夏前に設計強度 1 MW での 1 時間連続運転も成功させている。

ミュオン標的の材質は厚さ 20 mm の等方性黒

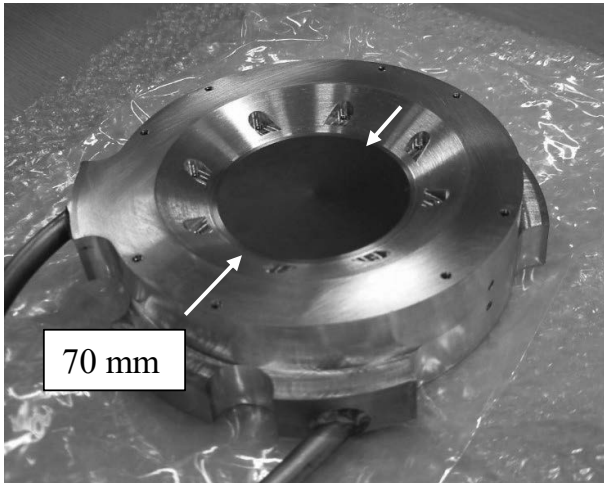


Fig. 41 間接水冷固定ミュオン標的の写真。

鉛 IG-430 で、ビームロス は 5 % である。施設開  
 關当初は、黒鉛の周りに銅フレームを接合し、そ  
 の銅フレームに冷却水配管を埋め込んだ間接水冷  
 固定標的 [35] を使用していた。その固定標的の写  
 真が Fig. 41 である。黒鉛と銅との熱膨張の差を  
 吸収するために、両者の間にチタンの層を挟んで  
 いる。1 MW の一次陽子ビームによる発熱は、モ  
 ンテカルロコード PHITS による計算から約 4 kW  
 であり、標的温度は黒鉛中心で最高 1500 °C と予  
 想されている。

この固定ミュオン標的の寿命は、黒鉛の放射線  
 損傷によって決まっており、一次陽子ビーム強度  
 が 1 MW では半年に 1 回の交換が必要だと見積  
 もられていた。メンテナンスコストの削減のため  
 には、この寿命を長期化させて交換頻度を減らす  
 ことが必要である。そこで、黒鉛の放射線損傷を  
 分散させるため、回転標的を開発した。

回転標的とすることにより、黒鉛単体の寿命は  
 大幅に伸びるが、その代わりに軸受によって標的  
 の受命が制限される。従って、特に軸受の潤滑剤  
 の選定には注意が必要である。ミュオン標的にお  
 いては、軸受は  $10^{-5}$  Pa の高真空、100 MGy/年  
 の高放射線場、130 °C の高温の環境に晒される  
 ため、固体潤滑剤を用いる必要がある。候補とな  
 る固体潤滑剤の比較表を Table 6 に載せた。二硫  
 化モリブデン ( $\text{MoS}_2$ ) と銀の場合は、ボールやリ

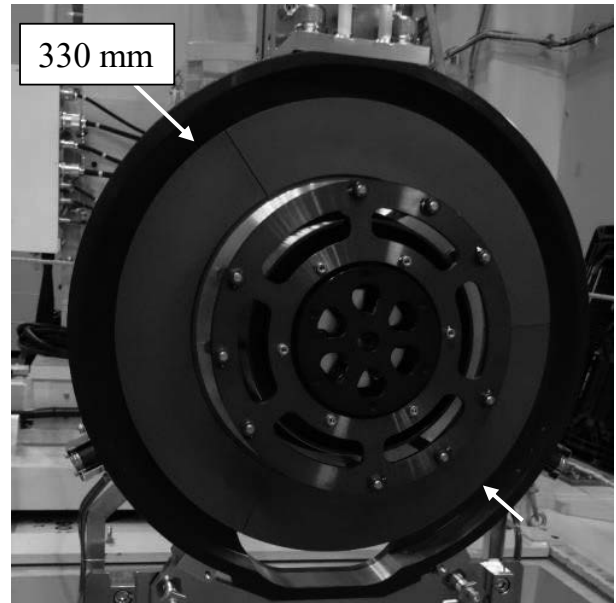


Fig. 42 回転ミュオン標的の写真。

ング、リテーナーといった軸受の各パーツにコー  
 ティングされるが、二硫化タングステン ( $\text{WS}_2$ )  
 の場合はボールの間にセパレータとして挿入され  
 る。長寿命が魅力的な二硫化タングstenは、こ  
 れまで耐放射線性のデータが無かったが、原研高  
 崎研において電子ビーム照射試験を行った結果、  
 50 ~ 100 MGy まで照射してもベアリングの耐久  
 性に影響は見られなかった [36]。これにより、二  
 硫化タングstenを採用した。

開発した回転標的の写真が Fig. 42 である。回  
 転速度は、放射線損傷の分散が目的であるため、  
 高速である必要はなく、15 rpm に設定している。  
 標的の冷却は熱輻射によって行い、最高温度は  
 1 MW 運転時に 620 °C と予想されている。

2014 年 10 月に固定標的から回転標的への交換  
 が行われ、それ以降 4 年間、大きなトラブル無く  
 安定した運転を続けている [37]。Fig. 43 は、そ  
 の標的交換時に使用されたキャスク (高放射化物  
 の運搬のための遮蔽容器) の写真であり、内部に  
 組み込まれたグリッパーにより、完全遠隔操作で  
 標的を吊り上げて収納することが可能である。

Table 6 軸受けの固体潤滑剤の比較。

	型式	耐熱温度	圧力	耐放射線性	回転速度	保管	寿命 (15 rpm 時)
MoS <sub>2</sub>	コーティング	300 °C	10 <sup>5</sup> ~ 10 <sup>-5</sup> Pa	一般的	< 500 rpm	大気	1100 時間
銀	コーティング	350 °C	10 <sup>3</sup> ~ 10 <sup>-10</sup> Pa	一般的	< 500 rpm	真空	5800 時間
WS <sub>2</sub>	セパレータ	350 °C	10 <sup>5</sup> ~ 10 <sup>-5</sup> Pa	実績無し	< 210 rpm	大気	110000 時間

## 6 終わりに

J-PARC をテーマにした今年の OHO セミナーで講義のオファーを私が頂いた時、もともと主催者側から提案された講義タイトルは「固体標的の技術」だった。しかし、標的だけでなくビームラインの話もしたいからとタイトルに「二次ビームライン」をくっつけ、そしていざテキストにまとめてみると、逆に二次ビームラインの方が半分以上を占めてしまった。そうなった理由の一つは、生成標的は、ビームダンプではなくあくまで二次ビームの線源なので、単に入射ビーム強度に耐えれば良いのではなく、どんな二次ビームが欲しいのかに依っていること、つまり、二次ビームラインの性質を理解することなしには何故そのような標的設計になっているかが分からないことである。もうひとつの理由は、J-PARC の将来には、単にビーム強度を上げる「量」の変化だけでなく、既存の設備にはない新しい性質を持った多彩な二次ビームラインを建設することによる「質」の変化もあるのだということ、受講生の方々に知って頂きたかったことである。ビームを加速するでもなく、物理実験に使用するでもなく、その間を結ぶ、ある意味非常に地味で目立たない仕事ではあるが、“いかにビームを調理してユーザーに届けるか？”ということに、今回の講義を通じて少しでも興味を持って頂けたら幸いである。

本講義テキストを執筆するにあたり、多くの方にご協力を頂きました。まず、今回の OHO セミナーで講義の機会を与えて下さった小関忠氏と田中万博氏。静電セパレータの資料を提供して頂いた J-PARC ハドロンセクションの家人正治氏と皆川道文氏。各施設の生成標的の資料をまとめて

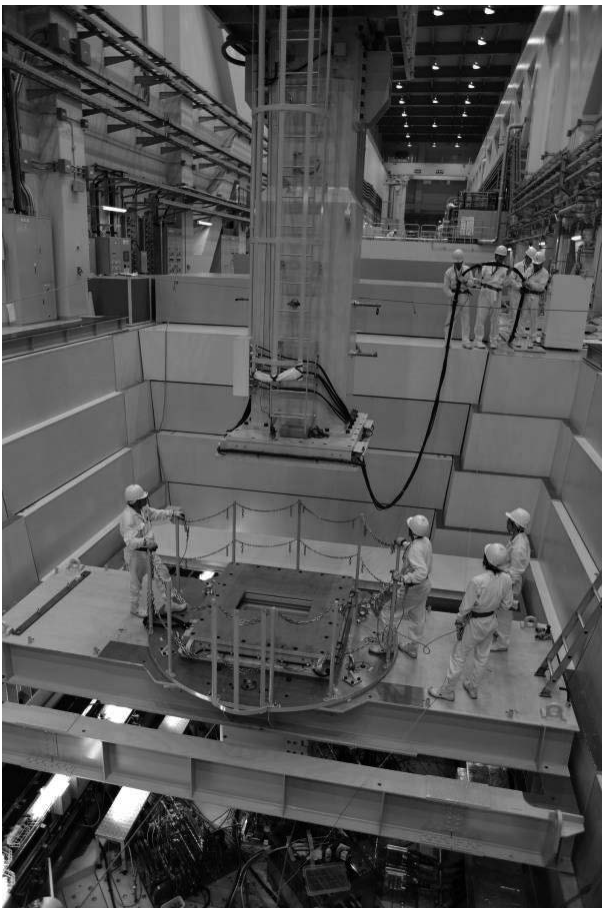


Fig. 43 ミュオン標的交換時の写真。

提供して頂いた J-PARC ニュートリノセクション石田卓氏とミュオンセクション牧村俊助氏。この場を借りて、感謝の言葉を申し上げたいと思います。どうもありがとうございました。

## 参考文献

- [1] 例えば、佐藤康太郎, “ビーム輸送の物理”, 高エネルギー加速器セミナー OHO'07 (2007).
- [2] [http://aea.web.psi.ch/Urs\\_Rohrer/MyWeb/trans.htm](http://aea.web.psi.ch/Urs_Rohrer/MyWeb/trans.htm)
- [3] [http://aea.web.psi.ch/Urs\\_Rohrer/MyWeb/turtle.htm](http://aea.web.psi.ch/Urs_Rohrer/MyWeb/turtle.htm)
- [4] J.R. Sanford and C.L. Wang, “Empirical formulas for particle production in p-Be collision between 10 and 35 BeV/c”, BNL internal reports No.11299 and 11479 (1967).
- [5] C.L. Wang, “Empirical formula for inclusive proton spectra between 10 and 300 GeV”, BNL internal reports No.22610.
- [6] A. Yamamoto, KEK Reports 81-13 (1981).
- [7] A. Yamamoto, A. Maki and A. Kusumegi, Nucl. Instr. and Meth. **148** (1978) pp.203-207.
- [8] M. Ieiri *et al.*, “Electrostatic separators in the hadron experimental facility at J-PARC”, Nucl. Instr. and Meth. **B317** (2013) pp.338-341.
- [9] K. Agari *et al.*, “Primary proton beam line at the J-PARC hadron experimental facility”, Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** (2012) 02B008-1-19.
- [10] K. Agari *et al.*, “Secondary charged beam lines at the J-PARC hadron experimental hall”, Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** (2012) 02B009-1-16.
- [11] P. Bernard, P. Lazeyras, H. Lengeler and V. Vaghin, “Particle separation with two- and three-cavity RF separators at CERN”, CERN Reports 68-29 (2968).
- [12] Ph. Bernard, H. Lengeler and J.Cl. Prelaz, “Some New Possibilities for RF-Separation at CERN”, eConf C710920 (1971) pp.269-271.
- [13] ハドロン実験施設拡張検討委員会, “J-PARC ハドロン実験施設の拡張計画”, 2016, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~jparchua/share/WhitePaperJ160827.pdf>
- [14] H. Takahashi *et al.*, “Indirectly Water-Cooled Production Target at J-PARC Hadron Facility”, J. Radioanal. Nucl. Chem. **305** (2015) pp.803-809, doi: 10.1007/s10967-015-3940-9.
- [15] H. Takahashi *et al.*, “J-PARC ハドロン実験施設における間接水冷型生成標的の開発”, Proceedings of the 12th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2015, pp.1045-1049.
- [16] H. Watanabe *et al.*, “J-PARC ハドロン施設における標的監視用ヘリウムガス循環装置の構築”, Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2016, pp.944-948.
- [17] R. Muto *et al.*, “Monitoring System for the Gold Target by Radiation Detectors in Hadron Experimental Facility at J-PARC”, Proceedings of the 13th International Conference on Radiation Shielding, EPJ Web of Conferences **153** (2017) 07004-1-6.
- [18] H. Takahashi *et al.*, “J-PARC ハドロン実験施設における新しい二次粒子生成標的の開発”, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2017, pp.660-663.
- [19] H. Takahashi *et al.*, “J-PARC ハドロン実験施設における新しい二次粒子生成標的の開発 (2)”, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2018, THP038.
- [20] H. Watanabe *et al.*, “J-PARC ハドロン実験施設における2次粒子生成標的耐放射線回転センサの開発”, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2017, pp.655-659.
- [21] R. Iwasaki *et al.*, “J-PARC ハドロンビームライン用回転円板型標的の開発”, Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2016, pp.949-953.
- [22] H. Watanabe *et al.*, “J-PARC ハドロン実験施設におけるベリリウム製ビーム窓の設計”, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2018, WEP038.

- [23] <https://mars.fnal.gov/>
- [24] <https://www.ansys.com/>
- [25] <https://radiate.fnal.gov/>
- [26] 牧村俊助, 石田卓, “メガワット大強度陽子ビーム運転に向けた二次粒子生成標的・ビーム窓開発の現状と動向”, 高エネルギーニュース Vol.36 No.3 (2017) pp.501-509.
- [27] 藤井芳昭, 山田善一, “ニュートリノ実験施設の概要”, 高エネルギーニュース Vol.28 No.2 (2009) pp.67-75.
- [28] K. Abe *et al.*, “The T2K Experiment”, Nucl. Instr. and Meth. **A659** (2011) pp.106-135.
- [29] 市川温子, 関口哲郎, 中平武, “T2K 実験ニュートリノ生成機器”, 高エネルギーニュース Vol.28 No.4 (2009) pp.246-254.
- [30] T. Nakadaira *et al.*, “T2K target”, AIP Conf. Proc. **981** (2008) pp.290-292.
- [31] C.J. Densham *et al.*, “DESIGN AND DEVELOPMENT OF THE T2K PION PRODUCTION TARGET”, Proceedings of PAC09, Vancouver, BC, Canada, WE6RFP033.
- [32] C.J. Densham *et al.*, “DESIGN OF THE T2K TARGET FOR A 0.75-MW PROTON BEAM”, Proceedings of HB2010, Morschach, Switzerland, THO2A01.
- [33] T. Nakadaira, “The graphite target for J-PARC neutrino beam-line”, J. Radioanal Nucl. Chem. **305** (2015) pp.777-782.
- [34] W. Higemoto *et al.*, “Materials and Life Science Experimental Facility at the Japan Proton Accelerator Research Complex IV: The Muon Facility”, Quantum Beam Sci. **1** (2017) 11(1-24), doi: 10.3390/qubs1010011
- [35] S. Makimura *et al.*, “Present Status of Muon Production Target at J-PARC/MUSE”, Proceedings of the 2nd International Symposium on Science at J-PARC, JPS Conf. Proc. **8** (2015) 051002-1-8, doi: 10.7566/JPSCP.8.051002
- [36] S. Makimura *et al.*, “Development of Muon Rotating Target at J-PARC/MUSE”, J. Radioanal Nucl. Chem. **305** (2015) pp.811-815, doi: 10.1007/s10967-015-3949-0
- [37] S. Makimura *et al.*, “Perspective of Muon Production Target at J-PARC MLF MUSE”, Proceedings of 14th Int. Conf. on Muon Spin Rotation, Relaxation and Resonance ( $\mu$ SR2017), JPS Conf. Proc. **21** (2018) 011058, doi: 10.7566/JPSCP.21.011058