

電子ニュートリノ反応測定に向けた原子核乾板を用いた 運動量測定と粒子識別

横浜国立大学大学院 理工学府
数物・電子情報系理工学専攻 物理工学教育プログラム 南野研究室
学籍番号 19NC220
谷原 祐史

令和 3 年 1 月 25 日

概要

長距離ニュートリノ実験 (T2K 実験)において電子ニュートリノ反応の精密測定は重要課題である。この時我々はニュートリノを直接観測することができないので、ニュートリノと原子核間の相互作用によって生じる（陽）電子や荷電パイ中間子、陽子などといった荷電粒子を間接的に捉えることでニュートリノを観測している。T2K 実験ではニュートリノにおける物質と反物質の対称性の破れの探索を行なっているが、電子ニュートリノ及び反電子ニュートリノと標的原子核との反応の測定精度が不十分なため、最も大きな系統誤差の要因の 1 つとなっている。電子ニュートリノを前置ニュートリノ検出機で高精度で測定するためには電子ニュートリノ反応事象と γ 線バックグラウンドを区別する必要がある。この要求をクリアするために私は原子核乾板検出器を開発した。

原子核乾板は、ニュートリノと原子核の相互作用によって生じる荷電粒子の飛跡を高い位置精度と角度精度で 3 次元的に記録することができる検出器である。原子核乾板は、既存の前置ニュートリノ検出機に比べて圧倒的に優れたサブミクロンの位置分解能を持っているので、電子ニュートリノ反応の主要なバックグラウンドとなる γ 線バックグラウンドを大きく低減することができる。このため、これまで γ 線バックグラウンドのために測定が困難であった低エネルギー領域において電子ニュートリノ反応を測定することができる。電子ニュートリノの反応の測定には、荷電カレント反応によって生じる電子を検出することになるが、これまでビーム実験等で原子核乾板の 400MeV/c 以下の電子や陽電子に対するレスポンスは測定されたことが無かった。そこで、私は東北大学電子光理学研究センター (Research Center For Electron Photon Science : ELPH) で原子核乾板検出器を用いた陽電子ビーム試験を行い、原子核乾板の低運動量の電子（陽電子）に対する運動量再構成能力や粒子識別能力の評価を行った。

目 次

第 1 章 ニュートリノ	3
1.1 ニュートリノとは	3
1.2 ニュートリノ振動	3
1.3 原子核-ニュートリノ相互作用	7
1.3.1 CCQE(荷電カレント準弾性散乱) 反応	7
1.3.2 CC1 π (荷電カレント 1 π 生成) 反応	8
1.3.3 CC2p2h(荷電カレント複数核子) 反応	9
1.3.4 NC(中性カレント) 反応	10
1.3.5 ニュートリノ反応と粒子識別の重要課題	11
第 2 章 原子核乾板によるニュートリノ反応測定	12
2.1 原子核乾板	12
2.1.1 原子核乾板とは	12
2.1.2 原子核乾板で測定可能な物理量	12
2.2 原子核乾板の作成	13
2.2.1 ベース処理	13
2.2.2 乳剤塗布	16
第 3 章 ELPH 陽電子ビーム照射実験	18
3.1 実験概要	18
3.1.1 目的	18
3.1.2 実施場所	18
3.1.3 陽電子ビームの生成と照射	18
3.2 実験方法	21
3.2.1 検出器の設置	21
3.2.2 検出器の構造と作成	24
原子核乾板	24
水 ECC(Emulsion Cloud Chamber)	25
鉄 ECC(Emulsion Cloud Chamber)	26
3.2.3 ビーム照射方法	27
3.2.4 電動アクチュエータ	29
検出器積載部の概要と設計	29
電動アクチュエータの駆動プログラムの設計	30

3.3	ELPH ビームテストでの飛跡データの取得と接続	33
3.3.1	測定方法	33
	現像処理	33
	膨潤処理	33
	HTS(Hyper Track Selector) による飛跡のスキャン	37
	スキャン時に発覚した問題点	41
	スキャンしたデータの処理	45
第 4 章	データ解析	49
4.1	ビームスポットと飛跡選択	49
	照射スポットを 1 次元位置・角度分布で評価	50
	切り出した飛跡のチェック	51
4.2	電離損失と VPH(Volume Pulse Height)	57
4.3	Volume Pulse Height を用いた粒子識別	57
	VPH の角度依存性	57
	VPH 分布の広がり	61
	VPH の測定とフィルム枚数の関係	62
4.4	運動量測定	64
	4.4.1 角度法を用いた運動量測定と角度測定精度の評価	64
	多重電磁散乱	64
	角度測定精度の評価	65
	運動量測定	67
第 5 章	まとめと展望	73
謝辞		74
参考文献		75

第1章 ニュートリノ

1.1 ニュートリノとは

1930年、パウリは β 崩壊でエネルギー保存則と角運動量保存則を成り立たせるためには、電子と共に質量が極めて小さく、電荷が0でスピンが $1/2$ である粒子が放出されていることを仮定すれば良いと主張した。この主張を根元に、1932年にフェルミがニュートリノの存在を予言した。そして1956年にライネスらの実験によって原子炉から生じたニュートリノの検出に成功した。

全ての物質は、レプトンとクォークと呼ばれる素粒子から形成される。図1.1に表すようにクォークは6種類あり、それぞれ2つを1組として第1世代、第2世代、第3世代とする。電子の仲間は荷電レプトンと呼ばれ、電子、 μ 粒子、 τ 粒子の3つに分類される。ニュートリノもレプトンの仲間で電荷を持たないため中性レプトンと呼ばれる。[1]

	第一世代(first)	第二世代(second)	第三世代(third)
レプトンLEPTON	電子ニュートリノ 電子	ミューニュートリノ ミューオン	タウニュートリノ タウ
クォークQUARK	アップ ダウン	チャーム ストレンジ	トップ ボトム

図1.1: レプトンとクォーク [1]

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノには、図1.2に表すように電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の3種類がありこれらが飛行している間に別の種類のニュートリノ(例： $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$)に姿を変えてしまうことをニュートリノ振動と呼んでいる。ニュートリノには、3つの異なる質量固有状態がある。これを ν_1, ν_2, ν_3 とすると相互作用の固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ は、質量固有状態が混合した状態として表現することができる。

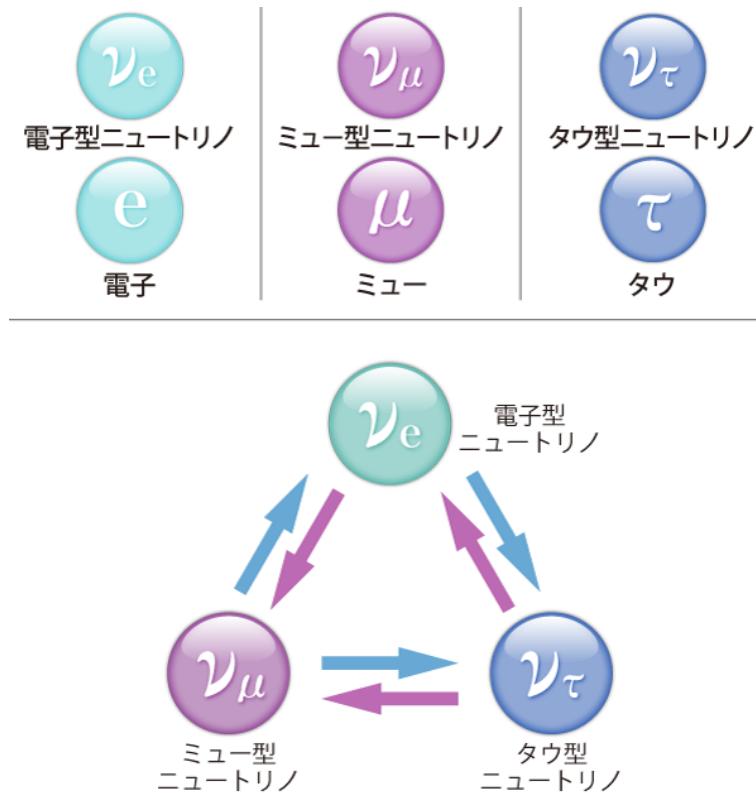


図 1.2: ニュートリノの種類とニュートリノ振動 [2]

1. 2 世代

まずは簡単のため、 ν_e と ν_μ の 2 世代で議論する。先述のようにニュートリノフレーバーは異なる質量状態の混合状態であるので、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.2.1)$$

と表わすことができる。

ここで、

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.2.2)$$

は、ユニタリー行列である。 $(UU^* = I)$

式(1.2.1)より、

(1.2.3)

$$\nu_e = \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2 \quad (1.2.4)$$

$$\nu_\mu = -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2 \quad (1.2.5)$$

と表現することができる。この固有状態の時間発展は、

$$\nu_e(t) = \cos \theta \nu_1 \exp(-i \frac{E_1 t}{\hbar}) + \sin \theta \nu_2 \exp(-i \frac{E_2 t}{\hbar}) \quad (1.2.6)$$

$$\nu_\mu(t) = -\sin \theta \nu_1 \exp(-i \frac{E_1 t}{\hbar}) + \cos \theta \nu_2 \exp(-i \frac{E_2 t}{\hbar}) \quad (1.2.7)$$

自然単位系を扱うことと前提とすれば、光速 $c = 1$ 、プランク定数 $\hbar = 1$ である。

$$E_1 = \sqrt{p^2 + m_1^2} \quad (1.2.8)$$

$$E_2 = \sqrt{p^2 + m_2^2} \quad (1.2.9)$$

であり、更に、ニュートリノは、超相対論的であると仮定されるので、Lorentz 因子 $\gamma \gg 1$ である。すなわち、

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{\sqrt{p^2 + m_0^2}}{m_0} \gg 1 \quad (1.2.10)$$

なので、 $p \gg m_0$ ゆえ、

$$E = \sqrt{p^2 + m_0^2} = p \sqrt{1 + (\frac{m_0}{p})^2} \simeq p + \frac{m_0^2}{2p} \quad (1.2.11)$$

したがって、 ν_μ の時間発展は、 $\Delta m^2 = m_1^2 + m_2^2$, $z = p + \frac{m_1^2}{2p}$, $t = \frac{x}{c} = x$ とすると、

$$|\nu_\mu(t)\rangle = \exp(-izt)(-\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle) \exp(-i(\frac{\Delta m^2}{2p})x) \quad (1.2.12)$$

と表すことができる。

ニュートリノは、粒子であると同時に波であるので、量子力学的解釈が可能なので、 $\nu_m u$ から $\nu_e u$ へと変化する確率 ($\nu_m u$ の消失確率) $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_\mu(t) \rangle|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (1 - \cos(\frac{\Delta m^2}{2p}x)) \quad (1.2.13)$$

$p \gg m$ なので $E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p$

更に、 $x = L$ と置き、 $\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1 - \cos \theta}{2}$ もを利用して、(1.12) を変形すると、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin(\frac{\Delta m^2}{4E} L) \quad (1.2.14)$$

となる。ここで、 \hbar, c を残した状態で計算した際の \sin の中身を検討する。 $\frac{\Delta m^2 c^3}{4E \hbar} L \rightarrow \frac{\Delta m^2 c^4}{4E \hbar c} L$ について、次元を考えると、 $\frac{[\text{MeV}]^2 [\text{cm}]}{[\text{MeV}] [\text{MeV} \cdot \text{cm}]}$ ゆえ、無次元である。 \sin の引数は、[rad] ゆえ、この

単位はラジアンである。

ここで、 $\Delta m c^2$ [eV²]、E [MeV]、L [m] の単位で測定することを考えて、測定値をそのまま(1.13)に代入できるように式を変形する。

$$[\text{eV}] = [10^{-6} \text{MeV}], [\text{m}] = [10^2 \text{cm}], \hbar c = 197 \times 10^{-13} \text{MeV} \cdot \text{cm} \quad (1.2.15)$$

であるから、

$$\frac{\Delta m^2 c^4}{4E\hbar c} L \rightarrow \frac{\Delta m^2 c^4 L [\text{eV}^2 \cdot \text{m}]}{E [\text{MeV}]} \frac{10^{-10}}{4 \times 197 \times 10^{-13}} \rightarrow 1.27 \frac{\Delta m^2 L [\text{eV}^2 \cdot \text{m}]}{E [\text{MeV}]} \quad (1.2.16)$$

となるので、(1.13) は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin(1.27 \frac{\Delta m^2}{E} L) \quad (1.2.17)$$

と書き換えることができる。これが 2 世代の場合のニュートリノ振動の起こる確率である。

2. 3 世代

続いて、 ν_e, ν_μ, ν_τ の 3 種類からなる 3 世代を扱う。ニュートリノフレーバーは、質量状態の混合した状態なので(1.1) 同様の記述ができ、以下のようになる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.2.18)$$

(1.18) のユニタリー行列 U は、Pontecorvo 氏、牧氏、中川氏、坂田氏の 4 名によって提唱された PMNS 行列 U_{PMNS} として知られている [3]。

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2.19)$$

ただし、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ とした。

第 1 番目の行列は、大気ニュートリノによる行列、第 2 番目はリアクターによる行列、第 3 番目は、太陽ニュートリノによる行列である。第 2 番目の行列の一部の要素には $e^{-i\delta_{CP}}$ が含まれている。この δ_{CP} は、Dirac の CP 位相と呼ばれ、CP 対称性の破れを議論する上で重要なポイントとなる。

2 世代の時と同様に各々の固有状態（フレーバー）の時間発展を求めたのちに ν_μ の消失確率

$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ を計算すると、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{31} \frac{\sin^2(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL)}{\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL} (\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E})^2 \\
&+ \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{31} \sin 2\theta_{12} \frac{\sin^2(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL)}{\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - aL} \cdot \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \cdot \frac{\sin aL}{aL} \cdot \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} + \delta_{CP}) \\
&+ \cos \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \frac{\sin^2 aL}{(aL)^2} \cdot \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}
\end{aligned} \tag{1.2.20}$$

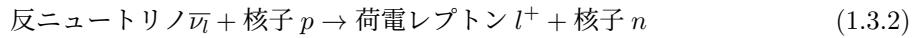
と近似的に求められる。ここで aL は物質効果を表す項で a が物質効果そのものを表す。飛行距離 L が大きければ大きいほど物質効果の影響が大きくなる。

1.3 原子核-ニュートリノ相互作用

日本における長距離ニュートリノ実験である T2K(Tokai to Kamioka) 実験では、ニュートリノと反ニュートリノにおける対称性の破れの探索を行なっている。ニュートリノは 3 世代存在するが、中でも ν_τ は、生成することも検出することも難しいため、主に ν_μ と ν_e や $\bar{\nu}_\mu$ と $\bar{\nu}_e$ 間の変化を測定している。これらはいずれもニュートリノ自体を直接観測することができないので、ニュートリノ原子核間の反応を通じて生じる荷電レプトンを精度良く識別することで、ニュートリノの種類を識別する。ここでは、ニュートリノと原子核間で起こる相互作用について述べる。

1.3.1 CCQE(荷電カレント準弾性散乱) 反応

荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE:Charged Current Quasi Elastic) は、ニュートリノと原子核内の核子と反応して、対応する荷電レプトンと核子を放出するような反応である。一般的には、以下のような式で表される。



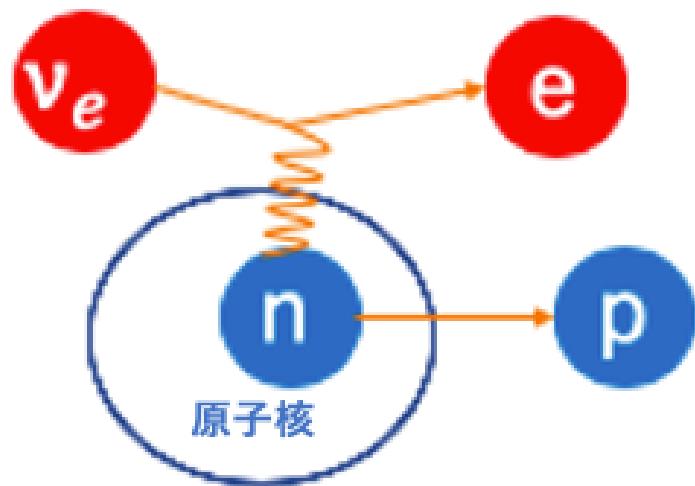
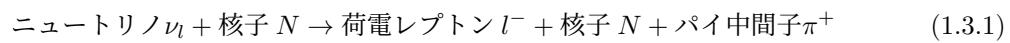


図 1.3: 電子ニュートリノの CCQE 反応

1.3.2 CC1 π (荷電カレント 1 π 生成) 反応

荷電カレント 1 π 生成反応 (CC1 π : Chaeged Current 1 π) は、ニュートリノと原子核内の核子と反応して、対応する荷電レプトンと核子に加え、1つのパイ中間子を生成するような反応である。一般的には、次のような式で表される。



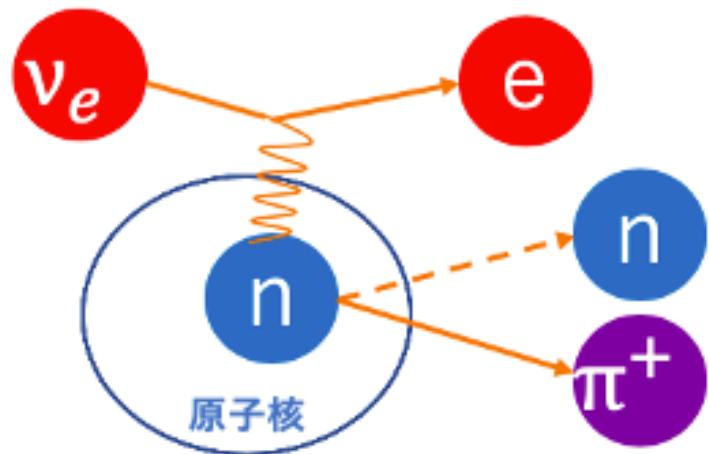


図 1.4: 電子ニュートリノの CC1 π 反応

1.3.3 CC2p2h(荷電カレント複数核子) 反応

荷電カレント複数核子反応 (CC2p2h:Charged Current 2 particle 2 hole) は、ニュートリノと原子核内の 2 つの核子 n, p (中性子、陽子) が反応して、荷電レプトンと 2 つの陽子を放出するような反応である。一般的には、次のような式で表される。

$$\text{ニュートリノ } \nu_l + \text{中性子 } n \rightarrow \text{荷電レプトン } l^- + \text{陽子 } p + \text{陽子 } p \quad (1.3.1)$$

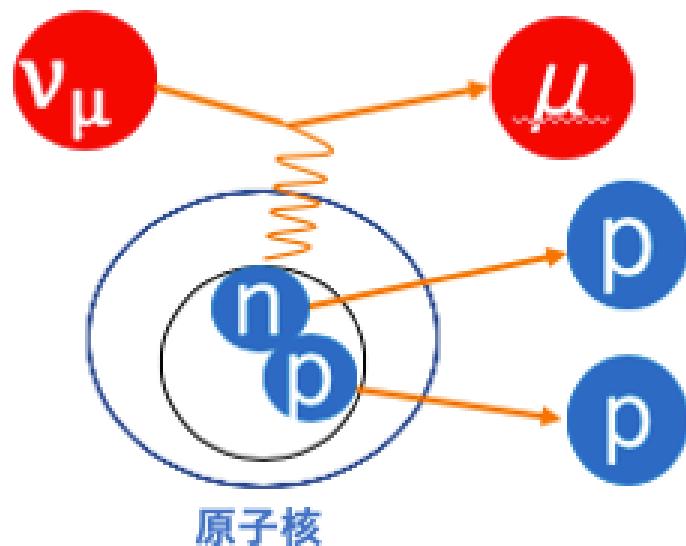


図 1.5: ミューニュートリノの 2p2h 反応

1.3.4 NC(中性カレント) 反応

中性カレント反応 (NC:Neutral Current) では、これまでに述べてきた反応とは違い、反応するニュートリノは終状態でもニュートリノとして存在し、反応の前後で粒子の電荷が変わらない。これを式で表すと以下のようになる。

$$\text{ニュートリノ} \nu_l + \text{核子} N \rightarrow \text{ニュートリノ} \nu_l + \text{核子} N \quad (1.3.1)$$

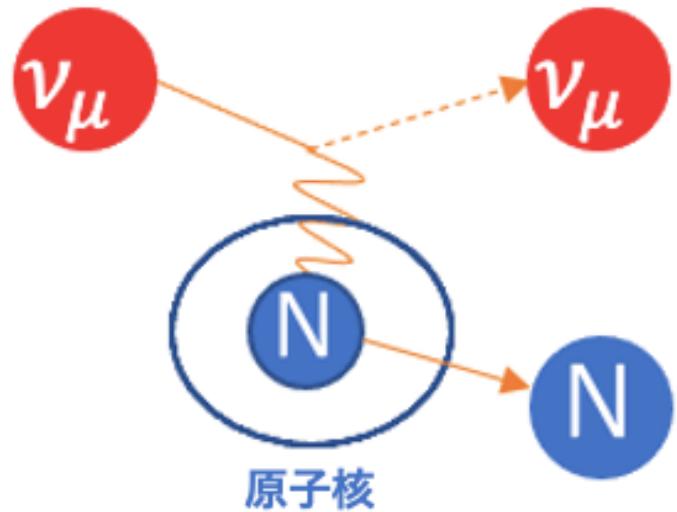


図 1.6: ミューニュートリノの NC 反応

1.3.5 ニュートリノ反応と粒子識別の重要課題

電荷を持たないニュートリノや中性子を直接観測することは難しい（図では点線で示している）ので、反応を識別するためには、反応後に放出される荷電粒子を識別する必要がある。荷電粒子の識別の重要性について具体例として電子ニュートリノの CCQE 反応と CC1 π 反応がある。図 1.3 と図 1.4 のように同じ電子ニュートリノでも 2 つの類似した反応があり、両者を識別するためには陽子 (p) とパイ中間子 (π^+) を正確に識別できれば良いことがわかる。もし電子のシグナルに加えて陽子のシグナルが検出されれば、CCQE 反応を示唆しており、パイ中間子のシグナルが検出されれば CC1 π 反応を示唆していることになる。

原子核乾板には通過する荷電粒子の飛跡を記録する性質があり、その強みを生かして粒子識別を高い精度で行えることが期待できる。本論文では、電子ニュートリノの荷電カレント反応によって生じる電子（陽電子）の検出へ向け、陽電子ビームを照射して得たデータを用いて原子核乾板検出器の運動量測定と粒子識別能力に関して述べる。

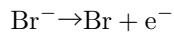
第2章 原子核乾板によるニュートリノ反応測定

2.1 原子核乾板

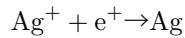
2.1.1 原子核乾板とは

原子核乾板（フィルム）は写真フィルムの一種であり、通過する荷電粒子の飛跡を記録する検出器として長く素粒子実験に用いられている。サブミクロンの非常に優れた位置分解能を持ち三次元で飛跡を検出することができる。検出素子になっているのは乳剤中のゼラチンに分散されている臭化銀(AgBr)結晶であり、原子核乾板は乳剤をプラスチックベースの両面に塗布して作る。以下では原子核乾板が荷電粒子の飛跡を記録する原理について述べる。

飛跡を記録するのは乳剤部である。乳剤中の臭化銀結晶(AgBr)の近くに荷電粒子が通過すると、結晶内部に電子 e^- と正孔対 Ag^+ が生じる。



その後電子は格子間銀イオン Ag^+ と結合して銀原子を生成する。



(2.1.1)

銀原子周辺ではさらに電子トラップが起こりやすい状態になり、忽ち潜像核と呼ばれる銀クラスターが形成される。それを現像(Development)によって潜像核を化学的に成長させ直径 $1\mu\text{m}$ の銀粒子として可視化する。こうすることで顕微鏡で観察可能な状態になる。

2.1.2 原子核乾板で測定可能な物理量

1. 運動量

原子核乾板は、高い位置分解能と角度分解能を持っているため、乾板間に鉄や鉛などの物質を挟み、多重電磁散乱による角度変化(散乱角)を測定することで運動量を測ることができる。

2. エネルギー

荷電粒子の飛跡がECC内部でストップした場合、ストップするまでに通過した長さから入射時点のエネルギーを測定することができる。

3. 電離損失

荷電粒子は、物質内で Bethe-Bloch の式にしたがってエネルギーを失う。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1.1)$$

$m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギー [MeV]、 r_e は電子古典半径 [m]、 N_A はアボガドロ数 [/mol]、 z は荷電粒子の電荷、 Z は原子番号、 ρ は物質の密度 [g/cm³]、 A は原子の質量数 [g/mol]、 T_{max} は電子との衝突の最大エネルギー [MeV]、 I は平均イオン化ポテンシャル [MeV]、 β は入射粒子の速度と光速の比、 δ は密度効果の補正項である。荷電粒子の電荷 z が等しければ、 β 以外全て定数なので、 $-\frac{dE}{dx}$ は β の関数になる。すなわち電離損失 $-\frac{dE}{dx}$ が測定できれば速度も測定できるのである。

原子核乾板では、飛跡の濃さとして電離損失を測定することができる。電離損失が大きい場合、エネルギーを多く失う分、銀粒子が密になり濃くなる。逆に電離損失が小さい場合は、銀粒子が疎の状態になり薄くなる。

2.2 原子核乾板の作成

2.2.1 ベース処理

まず初めに乳剤を塗布するベース（支持体）となるプラスチック板（厚さ 210 μm）の処理から始める。これは、主として乳剤の塗布性を向上させる目的がある。下処理が行われていないと適切に乳剤を塗布することができず、乾燥後に剥がれてしまう。そのため、乳剤の塗布を行うにあたり、事前に必ずベース下処理を行なっておく必要がある。以下に手順を記す。

1. プラスチックロールを適切な大きさにカット。

まず、プラスチックの切り分け作業の環境を構築する。図 2.1 のようなプラスチックロールの中空部分にバーを通してロールがバーから抜けないように固定したのちに図 2.2 に示すように 2 本の Y 字の支柱にバーの両端が滑らかに回転するように設置する。



図 2.1: カット前のプラスチックベース：ロール状に巻かれたものを使用する

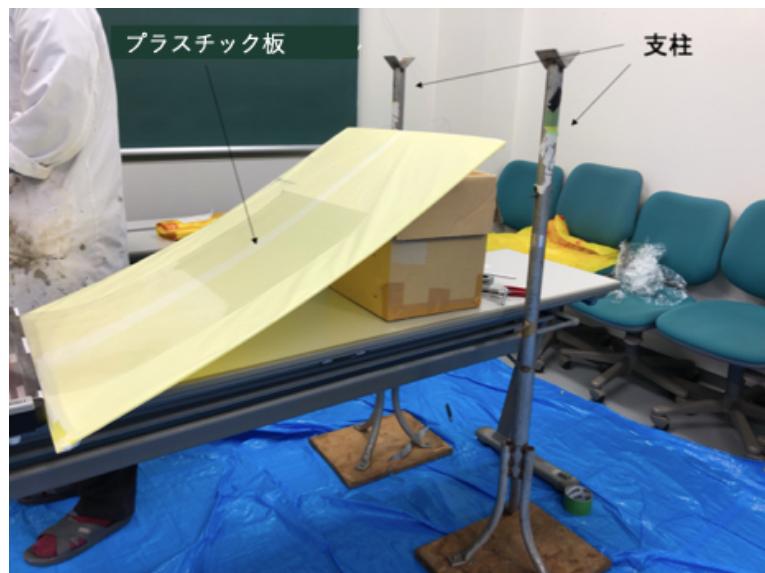


図 2.2: プラスチックベースカッティング環境

図 2.2 中央部の段ボールはプラスチック板(黄)を支えるためのものである。プラスチック板はベースが机などに直接触れないようにするためのものである。プラスチック板は事前にグラシンを外に巻き、アルコールスプレーで拭き取り清潔な状態にしておく。ECC(Emulsion

Cloud Chamber) 用の乾板を製造する際は横幅 30cm 程度のプラスチックロールを用い、長さ約 1m に切断する。

2. ゼラチンでコーティングする。

加熱装置 (図 2.3) を用いてゼラチン溶液を 40~50 °C に加熱しておき、適切な温度になつたらベースカットを開始し、満遍なくベースをゼラチンに潜らせるという作業を繰り返した。ベース表面に目視できる程度の傷 (ブロッキング) が現れるようになったら塗布性の低下を防ぐために使っているロールからのベースの回収を終了し、新しいロールに取り替える。1 と 2 の作業を繰り返し行う。

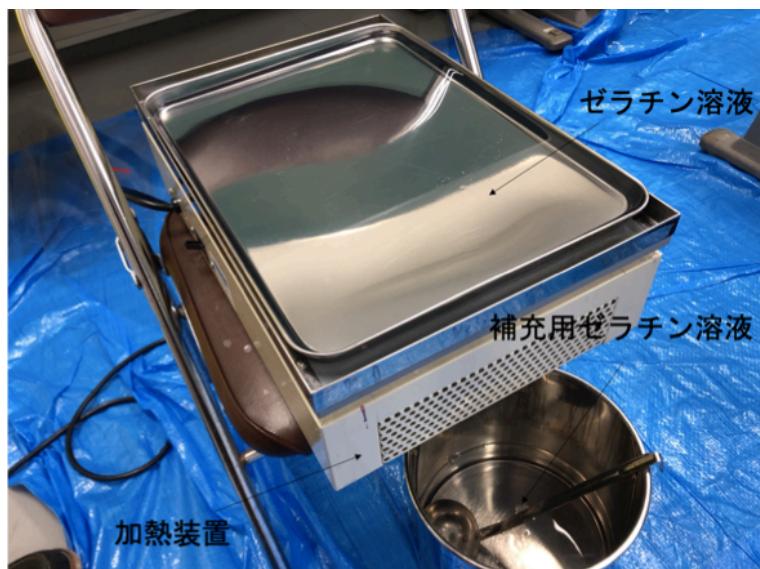


図 2.3: ゼラチン処理環境

3. 乾燥と回収。

ゼラチン溶液でコーティングしたベースは、室温程度の部屋で約 10 時間程度乾燥させる (図 2.4)。のちに、乾いたベースを回収し 1 からの作業を繰り返すというのが一連の流れである。

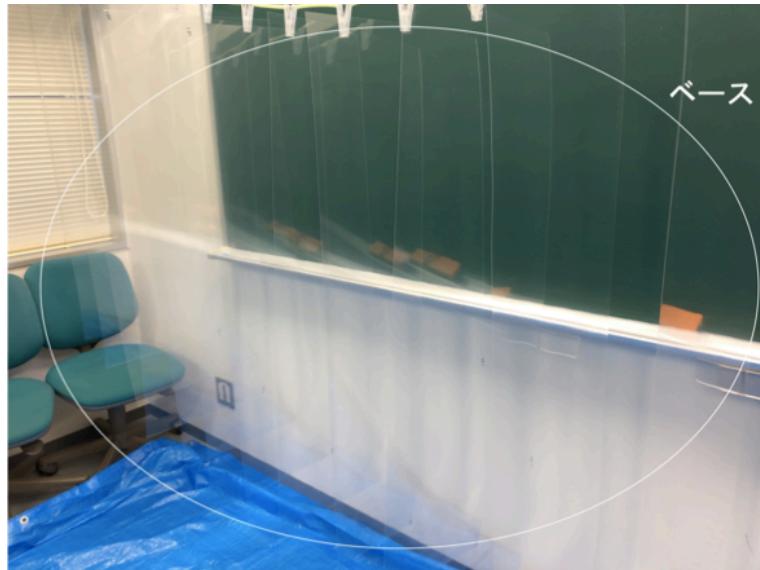


図 2.4: 下処理が完了し乾燥中のベース

2.2.2 乳剤塗布

下処理が終わったベースの両面に対して乳剤¹の塗布をする。乳剤には感光性があり、完全に光を絶った環境下で扱う必要がある。そのため、光の出入り口を黒幕等で覆った暗室で塗布作業を行なう。

1. 乳剤の取り分け

均等な厚さに塗布することを目的として、予め塗布する量だけの乳剤をビーカーに取り分ける。

2. 暗室の加湿

乳剤の塗布を行う際、湿度が 80%以下だと塗布最中に部分的に乾燥してしまい、平面性を損なう恐れがあるため、80~90%に保つ必要がある。したがって塗布の開始 1 時間前から暗室内の加湿を始める。

3. 塗布台にアクリル板を設置しその上にプラスチックベースを置く

プラスチックベース表面に乳剤を均一に塗布するためには、凹凸の無い極めて平面な場所に密着させる必要がある。まず、表裏に真空チャック用の溝を掘ったアクリル板を塗布台に置き十分に密着させた。その上にプラスチックベースを置き、十分に密着させた。そしてアクリル板の真空チャック用の溝に合わせてプラスチックベースの外側の長辺、短辺にビニールテープを貼り付け流した乳剤が外に溢れないように、かつ取り分けた乳剤が均等な厚さに広がるようにする。

¹銀・ゼラチン比率 45:55

4. 溶かした乳剤を流し込む

ベース上に乳剤を流し込み、塗布棒を用いて全体を均等にならすように塗りつける。泡が付着してしまうと平面性を損ない、測定精度の低下の要因になってしまうため塗布直後のチェックは細心の注意を払う必要があり、見つけたら直ちに除去を行う。

5. 乾燥

1 サイクル（5 枚程度）塗布が終了すると乳剤の流動性が無くなるまで 30 分間静置させた後、乾燥テントへ移し、相対湿度 70%で 2 日間乾燥させる。

以上の過程を踏んで測定用の原子核乾板は完成である。これを直ちにパッキングして、冷暗所下（ワインセラー）に保管しておく。

第3章 ELPH陽電子ビーム照射実験

3.1 実験概要

3.1.1 目的

電子ニュートリノ事象を同定するためには電子ニュートリノと標的原子核との荷電カレント反応によって生じる電子を測定する必要がある。しかし、400MeV/c以下の低運動量の電子と陽電子の原子核乾板に対する応答はこれまで測定されたことはなかった。そこで本研究で150MeV/c、300MeV/c、500MeV/c、800MeV/cの運動量の異なる4種類の陽電子ビームを5つの角度方向から原子核乾板検出器に照射するビーム実験を行い、粒子識別能力や運動量再構成能力を評価した。

3.1.2 実施場所

東北大学電子光物理学研究センター (Research Center For Electron Photon Science : ELPH) のGeVガンマ照射室に原子核乾板検出器を設置して陽電子ビームの照射を行った。

3.1.3 陽電子ビームの生成と照射

ELPHの概要図を図3.1に示す。以下、今回のビーム実験で使用した施設の概要と陽電子ビームの生成プロセスについて述べる。

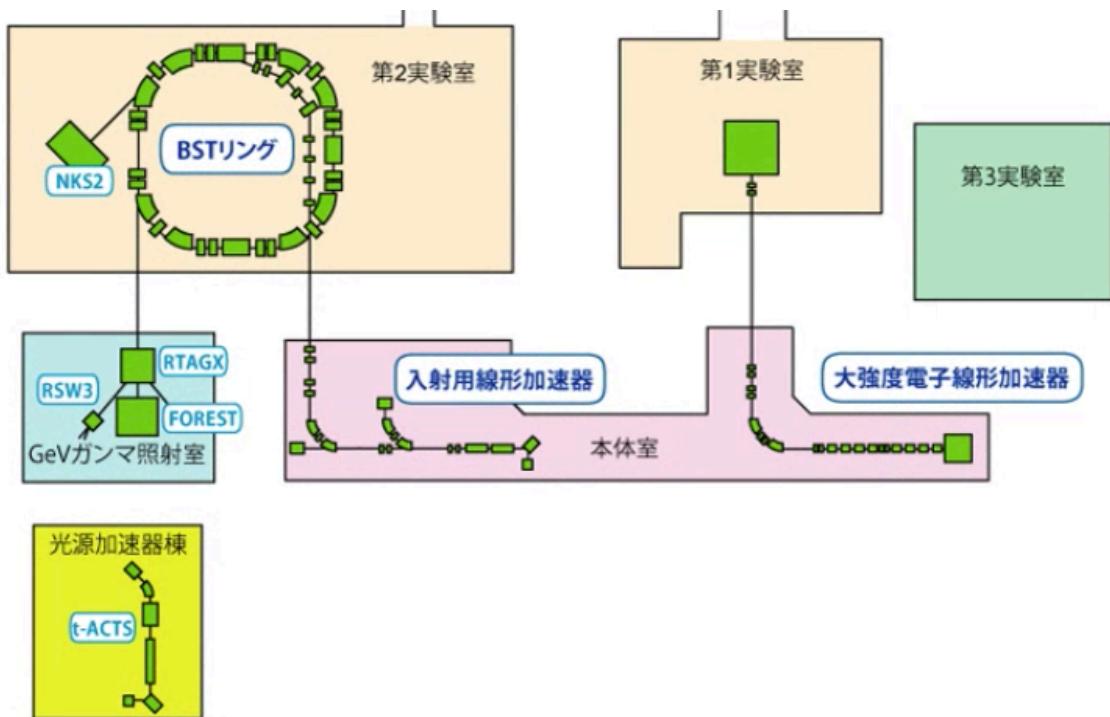


図 3.1: 東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) の概要図

1. 入射用線形加速器

BTS リングに電子ビームを照射させるための加速器としての役割を担っている。最大 $100\text{MeV}/c$ 程度まで加速することが可能である。

2. BST(Booster STorage) リング

入射用線形加速器から撃ち込まれた電子ビームを最大 $1.3\text{GeV}/c$ まで加速させるシンクロトロン (円形加速器) の役割を担っている。リングを周回する電子ビームの軌道上に細い炭素ファイバーが挿入されており、これにより電子が制動放射を起こして γ 線が発生する。

3. GeV ガンマ照射室

我々が検出器のセットアップをし、ビーム照射を行った部屋である。この部屋は地下にあり、BST リングで発生した γ 線が放射される。GeV ガンマ室内のガンマ線源には鉛シャッターがあり、照射時はこの鉛シャッターを開く。図 3.2 のようにシャッターから約 30 cm のところにターゲットとして重金属 (本照射試験ではタンクスチンと金を使用) を照射時に貼り付ける。この重金属によって γ 線は陽電子と電子の対生成が起こる。それらは直ちに制動放射によって γ 線を発生、そして陽電子と電子の対生成と繰り返し、多数の陽電子が得られる。

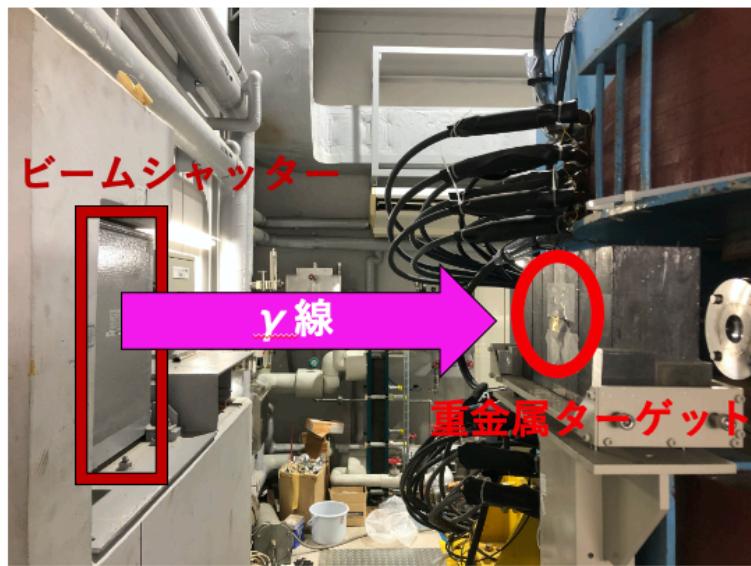


図 3.2: ビームシャッターと重金属ターゲット

重金属ターゲットを抜けた先には荷電粒子除去用双極電磁石 RTAGX を用いてがあり、これによって-30 度および-23 度ビームラインに陽電子ビームの照射をすることができる。本試験では-30 度のビームラインを使用した。



図 3.3: 荷電粒子除去用双極電磁石 RTAGX とビームパイプ

3.2 実験方法

3.2.1 検出器の設置

今回は、メインの検出器として水 ECC と鉄 ECC を使用し、その他共同実験者の原子核乾板検出器を複数配置して実験を行った。配置の概略図を図 3.4 に示し、ビーム上流部から見た配置写真を図 3.5 に、ビーム下流部から見た配置写真を図 3.6 に示す。ビーム下流部にはシンチレーションファイバーで構成されるホドスコープとプラスチックシンチレーターと光電子増倍管 (PMT) で構成されている陽電子数カウンターを設置して、ビーム照射時にビームプロファイルと陽電子数測定を行なった。

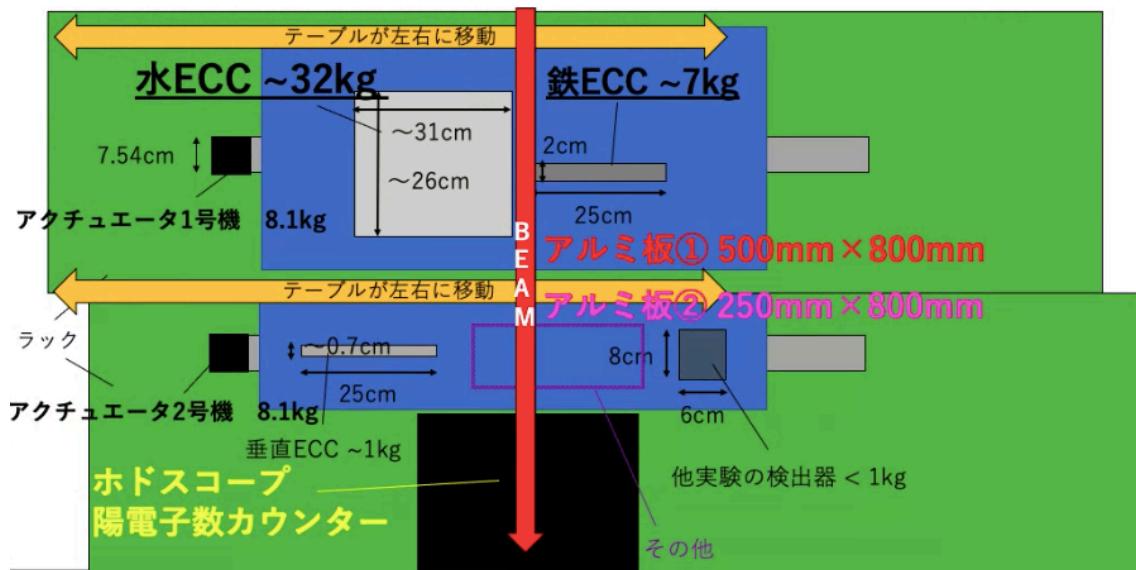


図 3.4: ビーム実験時の検出器の配置図

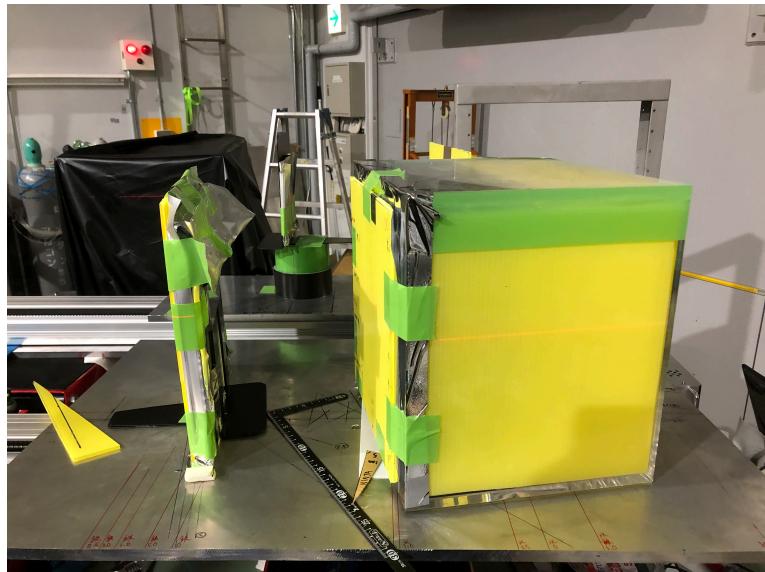


図 3.5: ビーム上流側から見た原子核乾板検出器の配置：手前側のテーブルに載っているのは左から鉄 ECC、水 ECC である



図 3.6: ビーム下流側から見た検出器の配置：最下流側にホドスコープと陽電子数カウンターを置いている

原子核乾板は飛跡密度が大きくなり過ぎてしまうと解析が困難になってしまうので、飛跡密度をコントロールすることが重要である。そのために原子核乾板検出器を電動アクチュエータを用いてリモートで動かしながら陽電子ビームを照射した。電動アクチュエータに検出器を積載するためのテーブルとして十分な耐久力のあるアルミニウム板を採用した。本実験では、2日間という限られた時間で複数の検出器にビーム照射を行うためにアクチュエータを2台（ビーム上流側からアクチュエータ1号機、2号機と呼ぶ）用いて多くの検出器を積載し照射を行うことで原子核乾板の取り替え時の時間ロスを最小にしている。アクチュエータ1号機には、メインターゲットである水ECCと鉄ECCを設置し、2号機には原子核乾板の性能評価のための垂直ECCと水平ECC、及び共同実験者の検出器を設置している。

検出器の高さ方向のビーム照射位置はジャッキで実験セットアップ全体を上下させて調整した。図

3.7 のようにジャッキの上に電動アクチュエータを置き、ジャッキで高さ方向の位置を変更した。

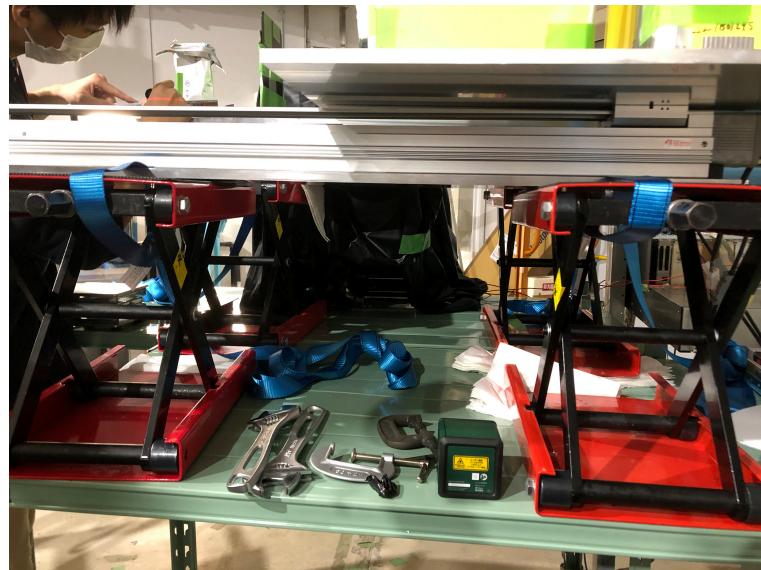


図 3.7: 2 台のジャッキの上に実験セットアップ全体を設置

3.2.2 検出器の構造と作成

原子核乾板

本実験では、ベース層の厚さ $210\mu\text{m}$ 、乳剤層 1 層あたりの厚さ $70\mu\text{m}$ の原子核乾板（フィルム）を使用した。図 3.8 にその構造を示す。



図 3.8: 本実験で使用した原子核乾板（フィルム）の構造

水 ECC(Emulsion Cloud Chamber)

水 ECC[5] は、図 3.9 のような構造である。水 ECC では、原子核乾板検出器を入れる容器としてデシケーターを用いている。その中には 2 枚の原子核乾板の間に鉄を 1 枚挟んでパッキングしたユニットという飛跡検出部分が合計 25 ユニットある。各ユニット間を水で満たすために厚さ 2mm のアクリル製のスペーサーを入れている。ユニットが動かないようにするためにデシケータ内の空いたスペースに支持体を入れている。SS はデシケータの内外の飛跡を接続するためのフィルムであり、デシケータの内壁と外壁に取り付けている。CS はビームの運動量情報を付与するための原子核乾板検出器であり、照射するビームの運動量ごとにデシケータの外壁のビーム上流側に取り付けた。水 ECC の写真を図 3.10 に示す。

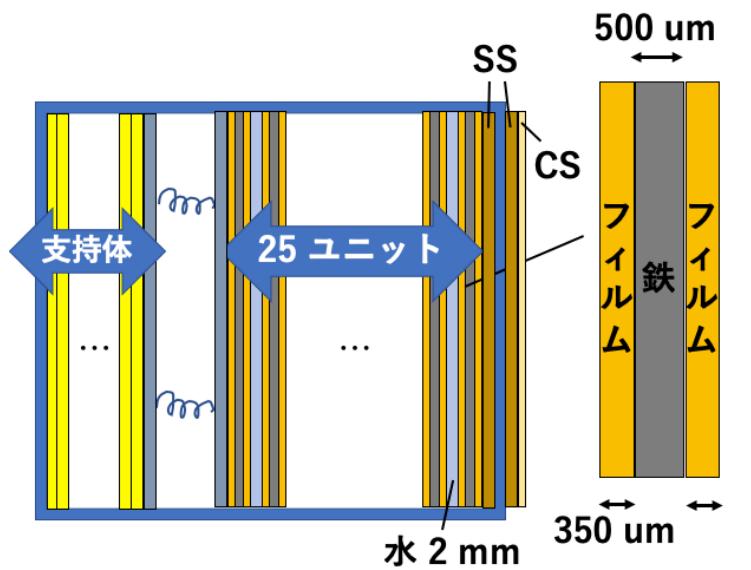


図 3.9: 水 ECC の構造

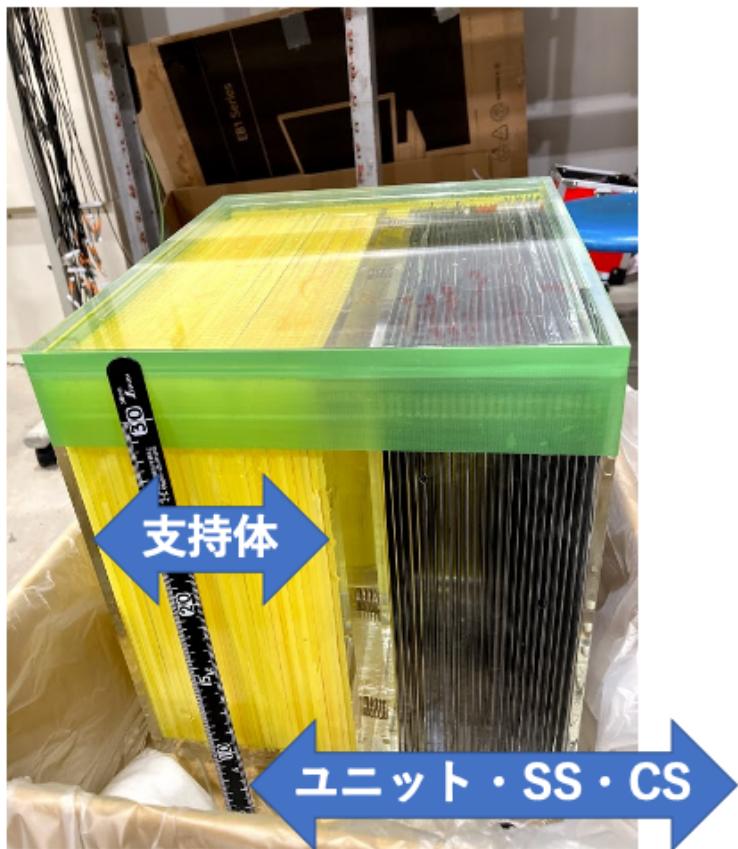


図 3.10: 本照射試験で使用した水 ECC

鉄 ECC(Emulsion Cloud Chamber)

鉄 ECC は、多重電磁散乱 (MCS:Multiple Coulomb Scattering) による散乱角を検出して飛跡の運動量を測定する検出器である。この検出器は、図 3.11 に表すように原子核乾板 25 枚と鉄 24 枚を交互に積載させた構造である。ビーム上流側には水 ECC と同様に CS を運動量ごとに取り付けた。本論文では、鉄 ECC を用いた解析を行なう。

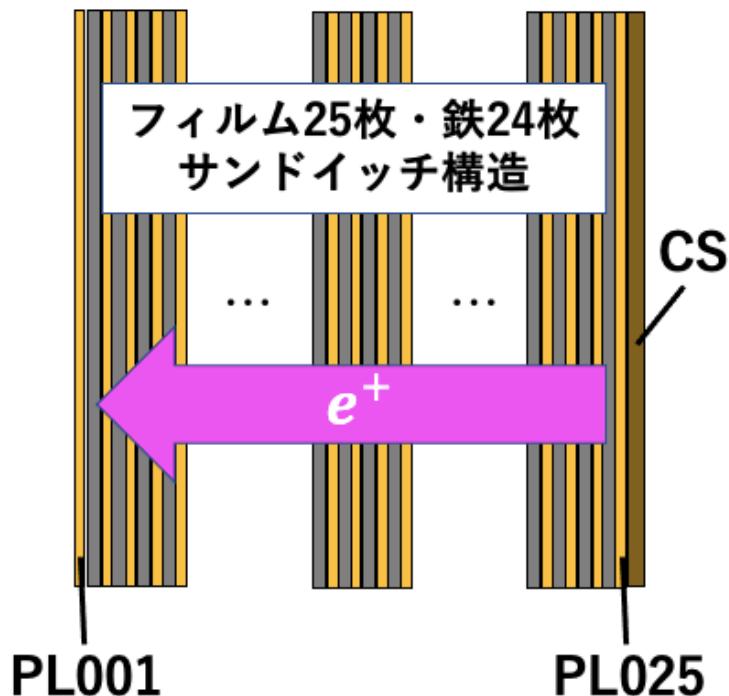


図 3.11: 鉄 ECC の構造：ビーム上流部の原子核乾板から PL025,PL024,...,PL001 と名前を付ける。

3.2.3 ビーム照射方法

本試験では、鉄 ECC と水 ECC に 150 MeV/c, 300 MeV/c, 500 MeV/c, 800 MeV/c の 4 運動量を $\tan\theta = -3.0, -0.5, 0.0, 1.0, 5.0$ の 5 角度からビームを照射した。運動量ごとに実験セットアップ全体の高さを調整し、ビーム照射と同時に電動アクチュエータを用いて左右方向の位置を機械制御により調整することで、ターゲットに陽電子を撃ち込んだ。あらかじめ決定した照射位置を表 3.1 にまとめた。図 3.12 は照射位置のイメージ図である。

	150 MeV/c	300 MeV/c	500 MeV/c	800 MeV/c
$\tan\theta = 3.0$	(240,29.5)	(240,219)	(240,156)	(240,99)
$\tan\theta = -0.5$	(178,29.5)	(178,219)	(178,156)	(178,99)
$\tan\theta = 0.0$	(90,29.5)	(90,219)	(90,156)	(90,99)
$\tan\theta = 1.0$	(134,29.5)	(134,219)	(134,156)	(134,99)
$\tan\theta = -5.0$	(10,29.5)	(10,219)	(10,156)	(10,99)

表 3.1: ビーム照射位置 (x,y) 単位 : mm

照射手順の詳細を述べる。照射は、150 MeV/c から 800 MeV/c, 500 MeV/c, 300 MeV/c の順に

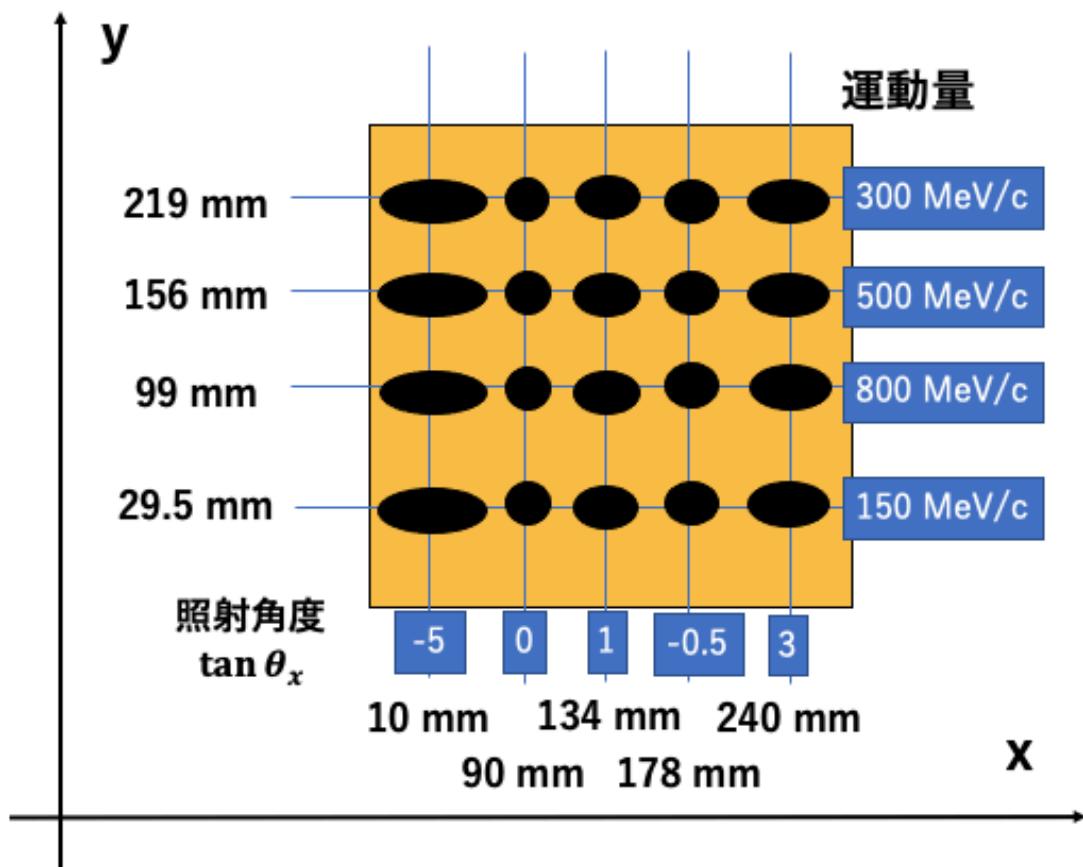


図 3.12: 照射イメージ図

行った。運動量ごとにビームを停止させているタイミングで地下フロアの GeV ガンマ照射室に行き、検出器の高さを調節した。あらかじめ決めておいた高さに目盛り線を入れておき、レーザー墨出し器を用いて水平性を保ちつつ作業を行った。高さの調節が完了したらビーム照射を開始し、地上の別室にて、電動アクチュエータを遠隔操作で駆動させた。(詳細は次項で述べる) 照射が終了したらビームを止め、再度 GeV ガンマ室に行き、検出器本体の角度を調節した。あらかじめ指定の角度ごとに設置位置のガイドラインを作っておき、その位置に手動で動かし、再度照射を行う。この作業を 1 運動量につき 5 回繰り返し、それを 2 日かけて 4 運動量分+予備実験分を行った。

3.2.4 電動アクチュエータ

実験で使用した電動アクチュエータは図 3.13 に示すオリエンタルモーター製の EAS6X-E080-AZAAD-1 で、アクチュエータを動作させるためのモーターとして AZM66AC を使用した。電動アクチュエータの左右方向の可搬質量は約 60kg で最大速度 200mm/s で動作させることができる。スライダの駆動範囲は約 81cm で、プログラムを設定することで繰り返しの往復運動が可能である。制御には MEXE02 というソフトウェアを使用した。

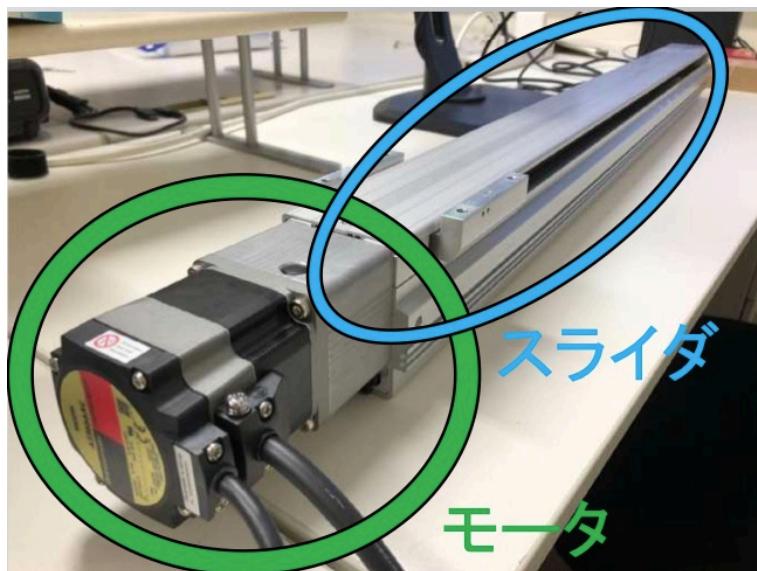


図 3.13: 電動アクチュエータ

検出器積載部の概要と設計

アクチュエータのスライダ部分にアルミニウム板を取り付け、その上に検出器を設置した。板の寸法は、検出器を回転させた時に検出器が外にはみ出ない、かつアクチュエータの総荷重制限の 60kg を超えないように設計した。アクチュエータ 1 号機の方には水 ECC と鉄 ECC を積載するた

めに幅 500mm x 長さ 800mm x 厚み 12mm のアルミニウム板を取り付けた。アルミニウムの密度が 2.7 g/cm^3 なので、アルミニウム板の質量が $2.7 \times 50 \times 50 \times 1.2 = 12,960 \text{ g}$ すなわち約 13kg となり、水 ECC と鉄 ECC を積載しても電動アクチュエータの耐荷重リミットである 60kg 以内である。2 号機の方は小さな検出器を複数設置することと両アクチュエータの駆動時に板同士が接触、干渉しないことを考慮して、幅を半分にし、幅 250mm x 長さ 800mm x 厚み 12mm とした。重さは先程のおよそ半分の 6kg 程度である。本論文では、アクチュエータ 1 号機での測定に焦点を置いて述べる。

電動アクチュエータの駆動プログラムの設計

電動アクチュエータを駆動するためにソフトウェア MEXE02 を用いた。このソフトウェアは、速度や位置といった各種パラメータの設定を始め、駆動時間や駆動回数、駆動のタイミングなどを設定することができる。本ビーム試験に際して、電動アクチュエータを自動運転させるためのプログラムの設計と制御を行なった。

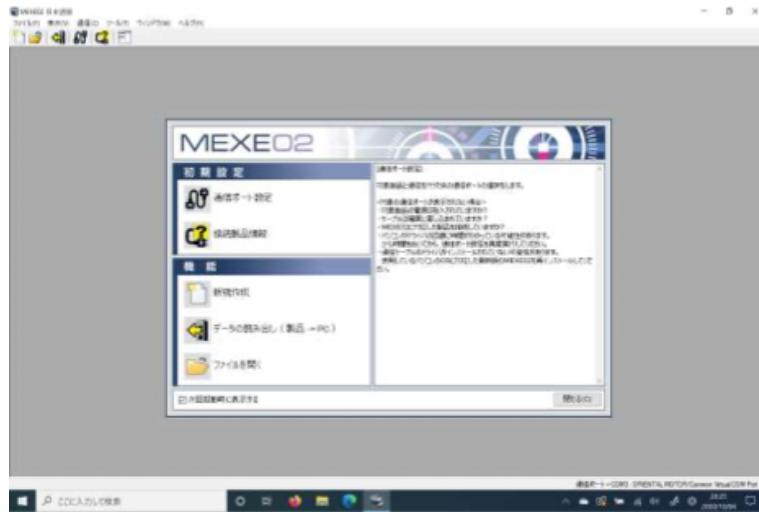


図 3.14: 電動アクチュエータ駆動用ソフトウェア MEXE02

あらかじめ決定した位置に正確にビームを照射するためには、電動アクチュエータの設置位置を実験室の基準点とレーザー角田シミを用いて正確に計測し、始点を決めておく必要がある。今回は電動アクチュエータのスライダが原点の状態にあるときにアルミニウム板を取り付けて、板のビームに近い側の端から 10cm のところにビーム軸が来るような位置にアクチュエータを設置した。アクチュエータにかかる回転モーメントや重心の位置を考慮した上で以下の図 3.15 のような位置に水 ECC と鉄 ECC を設置した。

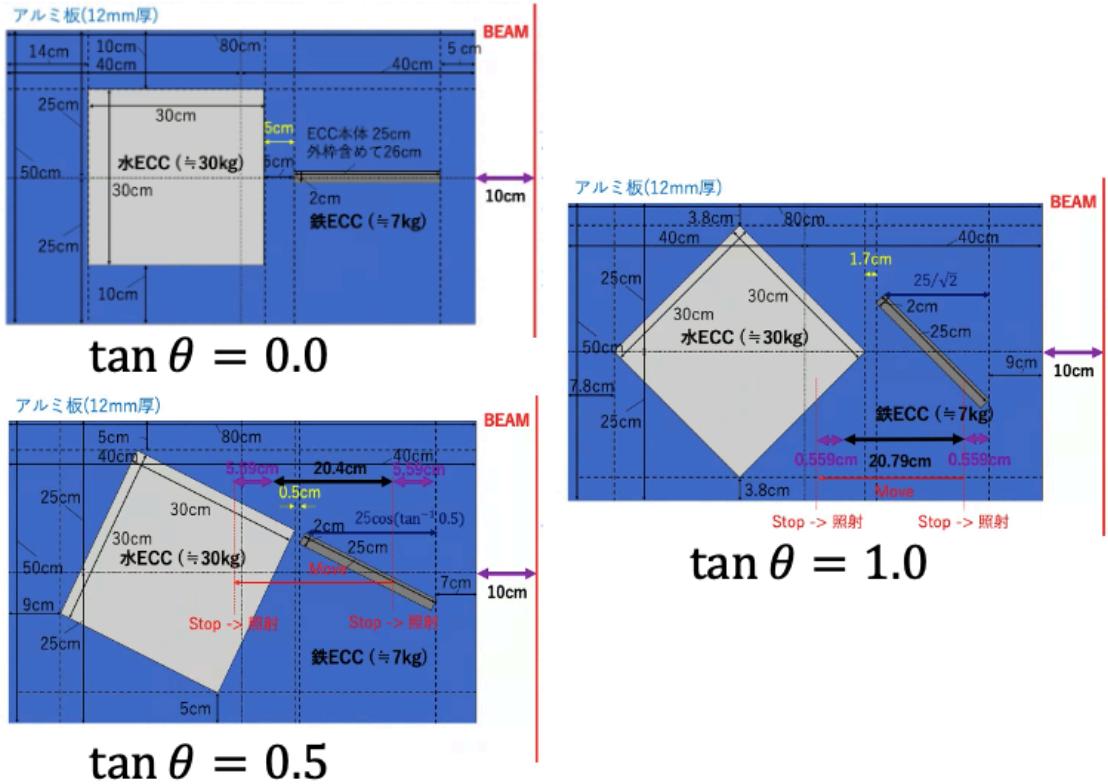


図 3.15: アクチュエータとビーム軸の位置関係 ($\tan \theta = 0.0, 0.5, 1.0$)

ビーム軸とスライダの位置関係を決めたのち、プログラムの設計を行った。図 3.16 のように原子核乾板検出器をアルミニウム板上で回転させるとビーム軸と照射位置の位置関係が変わってしまうためその位置補正の計算を行う。

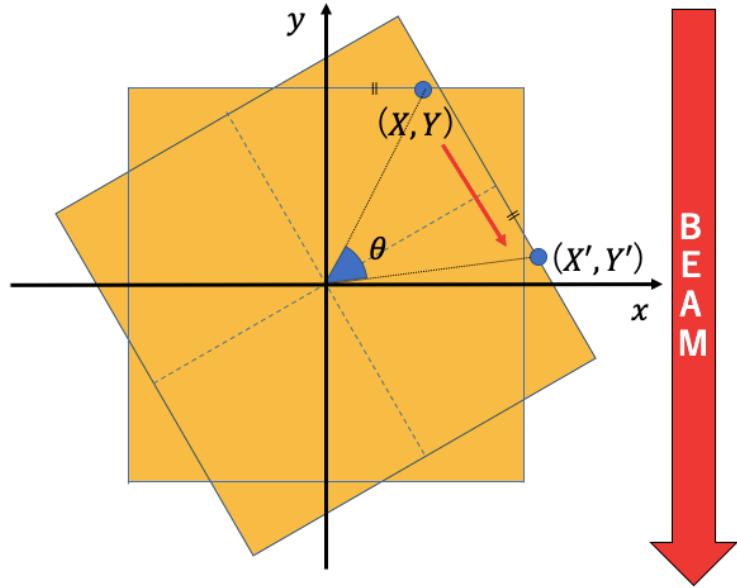


図 3.16: 回転による位置ズレの模式図

θ だけ回転させたとき、回転前に見えていた (X, Y) の位置は、 (X', Y') に移る。この X', Y' を求めることで、0 度のときの位置からどれだけズレるかがわかるので、どの位置にスライダを移動させればターゲットにビームを当てることができるかを決定できる。両位置関係は、回転行列を用いて以下のように表記することができる。

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \quad (3.2.1)$$

図 3.15 の下向きにビームを照射していると考えると Y' は、架台の移動には無関係なパラメータなので、 X' のみを考えると、

$$X' = X \cos \theta + Y \sin \theta \quad (3.2.2)$$

と表すことができる。表 3.1 のビーム照射位置と角度の関係から X' を計算し、スライダが移動する位置のパラメータを決定した。速度のパラメータは、水 ECC 内の水が駆動によって溢れない範囲で出来だけ早く駆動させてターゲットではない領域にビームが当たる時間を最小にするために 50 mm/s とした。最後に、ターゲットへの照射時間（スライダの停止時間）について考える。本ビーム試験では、ビーム照射は 10 秒間の照射と 6 秒間のインターバルが繰り返して行われる。すなわちどのようなタイミングでターゲットがビーム軸に辿り着いても最低 5 秒間ビームを当てたいならば停止時間を 11 秒間に設定する必要がある。注意すべきなのは、ビームの当てすぎによってフィルムに処理し切れないほどの飛跡が蓄積することである。ビームの運動量が大きいほど強度も大きくなり 1 秒あたりの飛跡本数も多くなる。これらを考慮して、150 MeV/c, 300 MeV/c の低運動量のときは、10 秒間ビームが当たるように停止時間を 16 秒、500 MeV/c, 800 MeV/c の

高運動量のときは、最低 6 秒間、多くても 10 秒間で照射が終わるように停止時間を 12 秒と決めてプログラムを組み照射を行った。

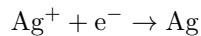
3.3 ELPH ビームテストでの飛跡データの取得と接続

3.3.1 測定方法

現像処理

原子核乾板（フィルム）の乳剤層では、荷電粒子が通過すると臭化銀 (AgBr) にヒットし、臭化銀に潜像核と呼ばれる銀粒子が発生する。これだけでは荷電粒子の飛跡として顕微鏡で観察できないので、潜像核を有する臭化銀を銀粒子に還元することで潜像核を化学的に成長させるのが現像 (Developing)[6] である。

現像の流れは、まず、アルカリ性溶液の還元剤に原子核乾板を浸して、潜像核を取り巻く銀イオン Ag^+ を Ag に還元させる。



そして、このままだと反応が進み続けてしまうので酸性溶液を加えて反応を止める。これをストップという。

最後に、反応せずに残った臭化銀 (AgBr) をチオ硫酸ナトリウム ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$) によって除去をする。



この後、表面に銀の微粒子が浮き出るのでそれをエタノールとケイドライを使ってしっかり拭き取る銀取り作業を行った。フィルムに蓄積するシグナルをより効率よく見るためには、出来るだけ宇宙線等によるバックグラウンドの蓄積を避けなければならない。よって、現像の作業は照射試験終了後直ちに行う。

膨潤処理

現像を行うと原子核乾板中の銀イオンが溶け出ることによって、フィルム 1 枚あたり $140\mu\text{m}$ だった乳剤層が $60\mu\text{m}$ 程度薄くなり、 $80\mu\text{m}$ 程度になる（フィルムによってばらつきがある）。飛跡を読み取り機で認識するためには乳剤層の厚さは $60\mu\text{m}$ から $70\mu\text{m}$ 程度でなければならず、これではスキャン時の飛跡認識力が低下してしまう。よって、フィルムを照射試験時点の厚みに戻すための作業を行う。これを膨潤という。膨潤は、まず現像と銀取り後の原子核乾板を水に数時間～1 日程度浸して膨らませる。その後、20%程度のグリセリン溶液に 30 分～60 分間程度浸し、水とグリセリンを置換させる。完了したら取り出し、2 日程度乾燥させる。以上の手順で乾燥後はグリセリン分の厚みがフィルムに加わる。

ここでは、ELPH ビーム照射試験での鉄 ECC 内のフィルムの膨潤について述べる。

1. 現像後のフィルムの厚さを測定。

マイクロメータを用いて厚みを測定した。図 3.17 に示すように四隅 (①～④) の厚さを測定しその平均値を原子核乾板の厚さとする。

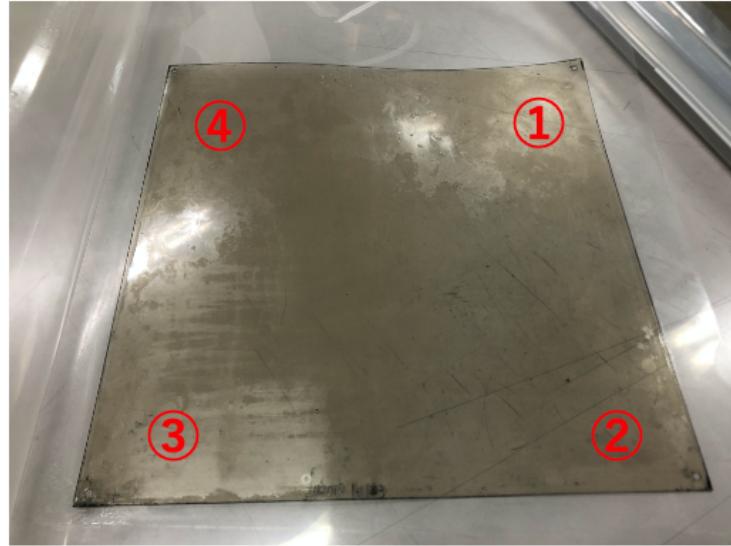


図 3.17: フィルム厚の測定

2. フィルムを水に浸けて、一定時間ごとに取り出して厚さを測定し、目標の厚さに達するまで繰り返す。

目標の厚さになるまでの時間は、最初に測定したフィルムの厚さに依る。厚さが薄いほど多くの時間を要し最大 1 日程度かかる。グリセリン置換後に目指す厚さが $350\mu m$ であることから水浸による目標の厚さを逆算して考える。最初に測定した現像後のフィルムの厚さを x [μm]、置換用のグリセリン溶液の濃度を $y\%$ とすると、ベース層の厚みが $210\mu m$ なので、現像後に溶け出さずに残った乳剤層の厚みは、 $x - 210[\mu m]$ である。現像前のフィルムの厚みは、 $350\mu m$ であるから乳剤層の厚みは $350 - 210 = 140\mu m$ である。したがって、溶け出した乳剤層の厚みは、 $140 - (x - 210) = 350 - x[\mu m]$ と表せる。これを $y\%$ のグリセリン溶液で置換するので、水で膨らませる量は溶け出した厚みの $100/y$ 倍である必要がある。したがって、水浸時の目標厚 [μm] は、

$$x + \frac{100(350 - x)}{y} \quad (3.3.1)$$

と表せる。目標厚になるまでの目安となる時間を試算するために時間経過とフィルム厚 (鉄 ECC PL022(Fe22)～PL025(Fe25)) の関係を測定した結果が図 3.18 である。

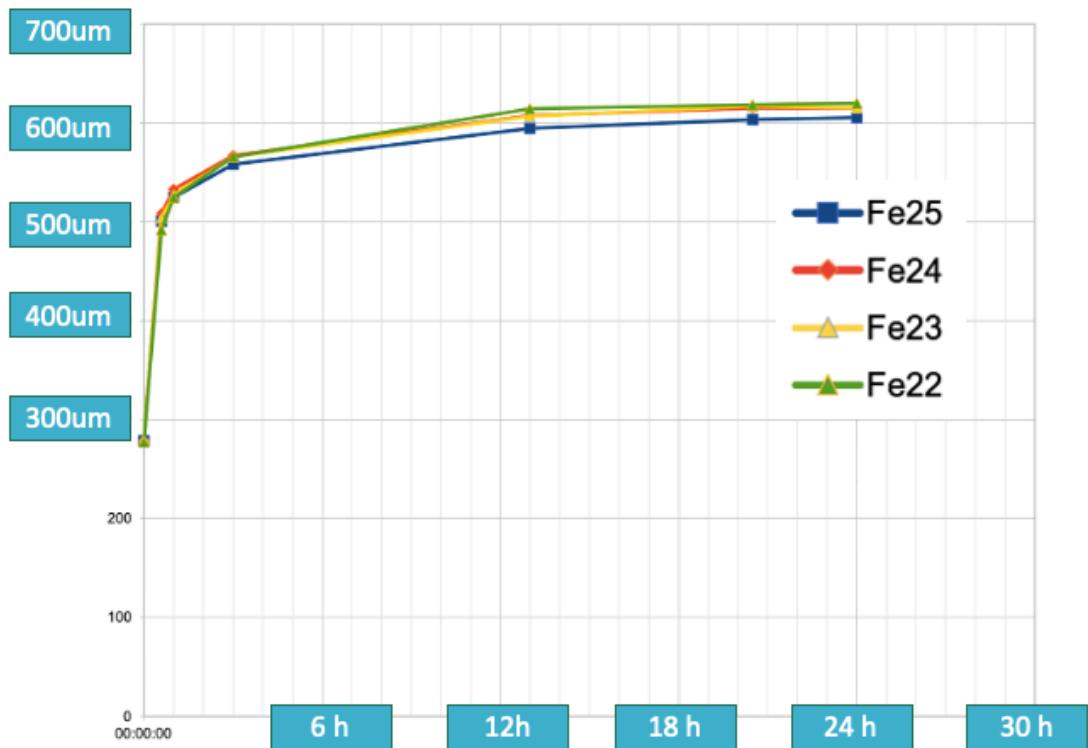


図 3.18: 時間経過とフィルムの厚さの関係 (フィルムを水に浸けた時間を 0 としている)

現像後の厚さが $280\mu\text{m}$ 前後のとき、20%のグリセリン溶液で置換させるとすると、水浸時の目標厚は、約 $630\mu\text{m}$ であるが、図 3.18 の結果より、24 時間経過しても厚みは $600\sim610\mu\text{m}$ 前後で頭打ちになっていることがわかる。これ以上浸していても膨らまない限界点にきていくと考えられるので、20%のグリセリン溶液では、十分に膨潤できないことが予想される。そこで 21.5%と少し濃度の高いグリセリン溶液に浸すことを考えると、水浸時の目標厚は、 $605\mu\text{m}$ となるからこの場合は 12 時間程度でクリアしていることになる。結果を踏まえて、水浸後一定時間ごとに厚みを測定し 12 時間～24 時間を目安に取り出して最終的な厚みを測定した。

3. 目標厚になったら適当な濃度に調合したグリセリン溶液にフィルムを浸けて 30～60 分程度待って取り出す。

今回は 20% と 21.5% の 2 種類のグリセリン溶液を準備した。水に浸けて 12 時間～24 時間経過後の厚みに応じて適切な濃度のグリセリン溶液に浸けて置換を行った。膨潤中の様子が図 3.19 である。



図 3.19: フィルムをグリセリン溶液に浸けている様子

その後、フィルムを乾燥ラックに吊るし、48 時間程度乾燥させて膨潤は完了である。乾燥中の様子が図 3.20 である。

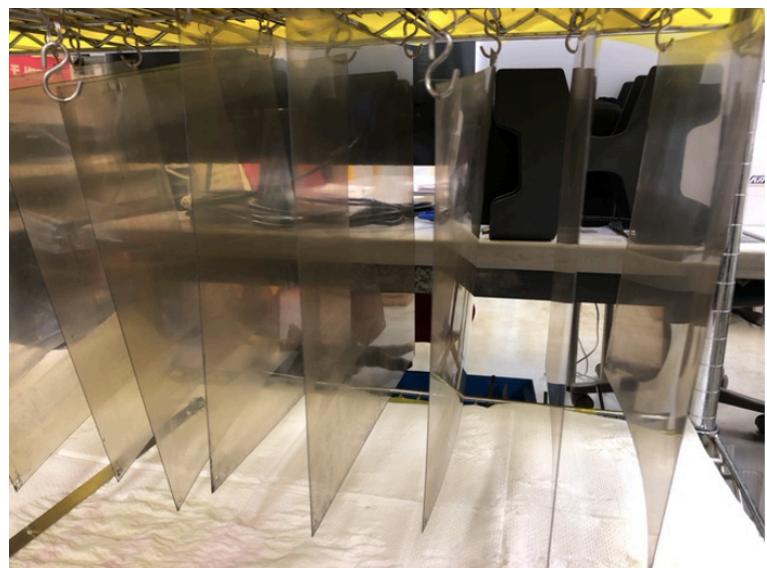


図 3.20: グリセリン溶液から取り出し乾燥中のフィルム

全てのフィルムの膨潤前の厚み、水浸時の厚み目標値、実際の水浸後の厚み、グリセリン

(Gly) 置換後の厚み、使ったグリセリン溶液の濃度をまとめた膨潤記録が表 3.2 である。フィルム ID はビーム上流部から PL025、PL024、...、PL001 とした。

フィルム ID	膨潤前厚 $x[\mu\text{m}]$	水浸後目標厚 $[\mu\text{m}]$	水浸後厚 $[\mu\text{m}]$	Gly 置換後厚 $[\mu\text{m}]$	Gly 溶液濃度 $y[\%]$
PL025	278.75	610.14	605.50	348.25	21.5
PL024	279.00	609.23	614.75	361.25	21.5
PL023	280.75	607.00	615.25	351.50	20.0
PL022	277.25	615.62	620.00	358.25	21.5
PL021	280.75	607.00	601.00	352.25	20.0
PL020	288.00	598.00	602.00	344.50	20.0
PL019	287.00	602.00	607.75	360.25	20.0
PL018	282.75	602.00	598.00	349.25	20.0
PL017	284.00	595.54	593.00	348.25	21.5
PL016	282.75	590.97	590.00	349.25	21.5
PL015	284.00	596.45	592.00	356.00	21.5
PL014	282.75	590.06	588.00	357.25	21.5
PL013	288.25	597.00	606.75	362.00	20.0
PL012	295.75	567.00	585.25	363.25	20.0
PL011	296.75	563.00	570.50	357.75	20.0
PL010	291.25	564.50	566.50	359.00	21.5
PL009	289.00	594.00	609.50	359.00	20.0
PL008	288.25	597.00	593.25	361.75	20.0
PL007	281.75	599.19	581.00	361.50	20.0
PL006	289.50	592.00	593.75	351.25	20.0
PL005	287.25	601.00	622.75	361.75	20.0
PL004	287.00	580.02	579.25	357.00	21.5
PL003	289.50	592.00	600.50	355.00	20.0
PL002	294.50	572.00	576.25	361.00	20.0
PL001	286.00	583.67	576.00	360.00	21.5

表 3.2: 膨潤記録

乾燥後に測定したフィルムの厚さは概ね $350\mu\text{m}$ 前後になり、現像後に消失した乳剤層をグリセリンによって膨らませることに成功した。

HTS(Hyper Track Selector) による飛跡のスキャン

膨潤が完了したフィルムは、飛跡の読み取り準備が完了した状態である。フィルムの読み取りには、図 3.21 のような名古屋大学理学部 F 研究室が所有する HTS (Hyper Track Selector : 超広視野型高速原子核乾板読み取り装置) [7][9] を用いて行なった。



図 3.21: 飛跡の読み取りに使用した HTS (Hyper Track Selector : 超広視野型高速原子核乾板読み取り装置)。読み取り速度は、 $4700 \text{ cm}^2/\text{h}$ である。

スキャンは、荷電粒子の飛跡が記録された乳剤層 1 層（平均 $70\mu\text{m}$ ）を 16 層の断層図として撮像し、その中に記録されているデータを選別してトラックデータとして記録する。測定可能な主要な物理量は、飛跡の位置情報 (x, y)、角度情報 ($\tan \theta_x, \tan \theta_y$)、銀粒子のヒット数情報 PH(Pulse Height)、飛跡の濃さ情報 VPH(Volume Pulse Height) である。詳細は 4 章で述べるが、PH は乳剤層 1 層では 0 から 16 までの整数値、原子核乾板 1 枚では上面乳剤層と下面乳剤層の合計となるので 0 から 32 までの整数値を取る。また VPH は荷電粒子の電離損失に対応する量である。

HTS によるスキャンは以下の手順で進めた。

1. フィルムをアクリル板にセットする。

図 3.22 のようにフィルムをアクリル板に密着させ、外側を囲うようにシールドを置いた。シールドは読み取り時にフィルム上に流し込むオイルがこぼれないようにするためのものである。アクリル板にフィルムを正確に固定しないと読み取りの段階で位置がずれてしまい、後のデータ処理でフィルム板間での飛跡の接続が難しくなってしまうため注意した。

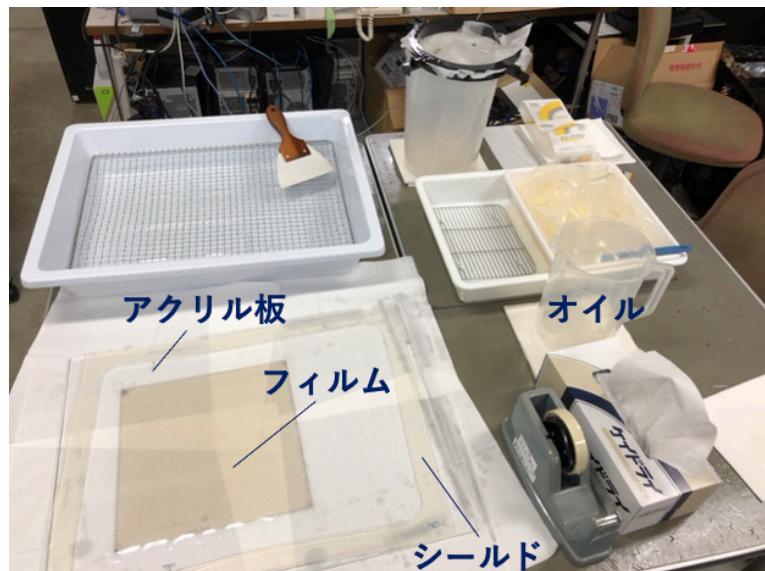


図 3.22: HTS でフィルムを読み取る準備ができた状態。

2. フィルムを取り付けたアクリル板を駆動式ステージにセットしてスキャンを始めた。
駆動式ステージにアクリル板を載せ、真空を入れるとステージとアクリルが密着し、HTS 稼働中も位置の固定された状態が保たれる。そしてフィルムの表面認識をするためにレンズやフィルム、アクリル板と屈折率が同じシリコンオイルを流し込んでから、レンズの位置を調整してスキャンを開始した。
今回鉄 ECC に用いたフィルムの大きさは、25cm x 25cm であるが、HTS のスキャンエリアは 12.5cm x 10cm のサイズのフィルムが基準となっているので、1 度のスキャンでは読み取ることができるのは大きさではない。したがって、図 3.23 のようにフィルム 1 枚につきスキャンエリアを 6 分割して読み取りを行った。1 エリアごとに手動でアクリル板の位置を動かしスキャンエリアを調整する。順調にいけば、およそ 1 エリアにつき 10~20 分程度を要するため、フィルム 1 枚あたり 1 時間半~2 時間程度でスキャンが完了した。これを 25 枚全て行なった。

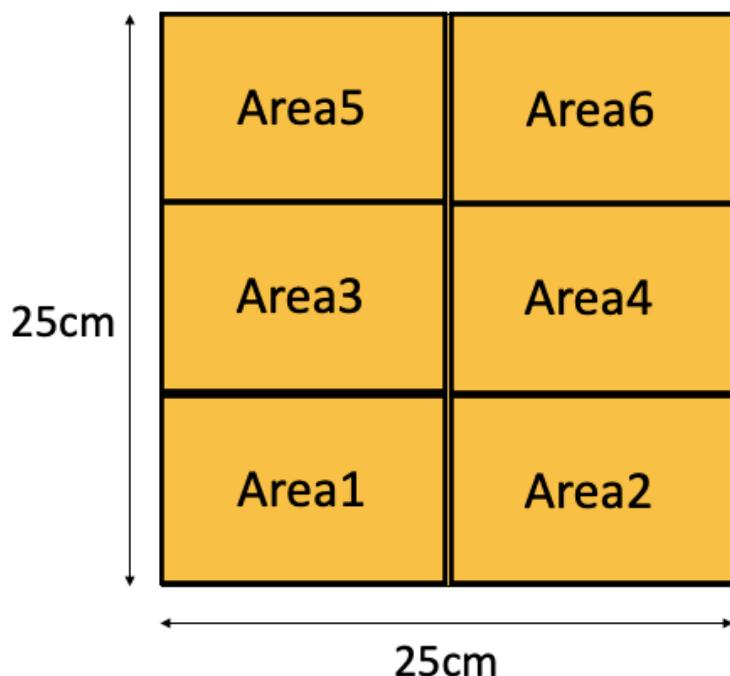


図 3.23: フィルムのスキャンエリア：6 分割して Area1 から順に読み取っていく

膨潤後 (Gly 置換後) のフィルムは、表 3.2 より $350\mu m \pm 10\mu m$ 程度のばらつきがある。そのため読み取るフィルムごとに”ThickOfLayer”というスキャンする厚みを設定するパラメータを毎回調整して、飛跡を最大効率で読み取ることができるようとした。図 3.24 に示しているのは、スキャン時に得られるプロットの 1 つであり、乳剤層として認識された画像の枚数を表している。図 3.24 の左側のプロットが上面乳剤層の分布、右側のプロットが下面乳剤層の分布であり、上の 2 次元プロットが位置分布、下の 1 次元プロットは乳剤層として認識された画像の枚数をヒストグラムで表しているものである。乳剤層の厚みが不均一であることを考慮して、下側の 1 次元ヒストグラムが 32 (閾値) 以上のところでピークをとっていれば HTS がフィルムに記録された飛跡を十分に認識していると判断した。このピークが 32 より少ないところにきていれば、乳剤層内で飛跡を認識することができていない部分があるということなのでスキャンする厚みのパラメータの調整を行い、閾値を超えるまで繰り返した。

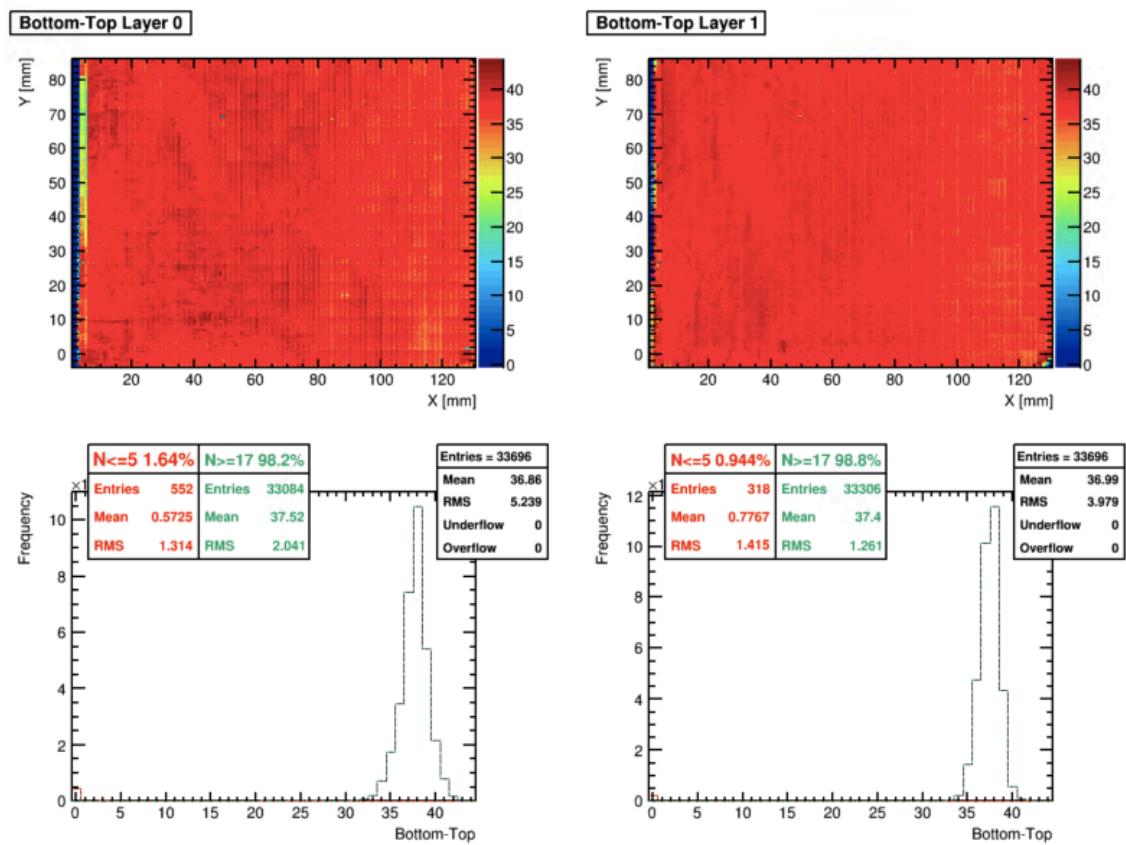


図 3.24: スキャンで得られるプロットの 1 つ。鉄 ECC の PL025 をスキャンした時の分布である。

スキャン時に発覚した問題点

PL013(図 3.25) のスキャン時にパラメータの変更で解決できない問題が発生したのでその詳細を述べる。

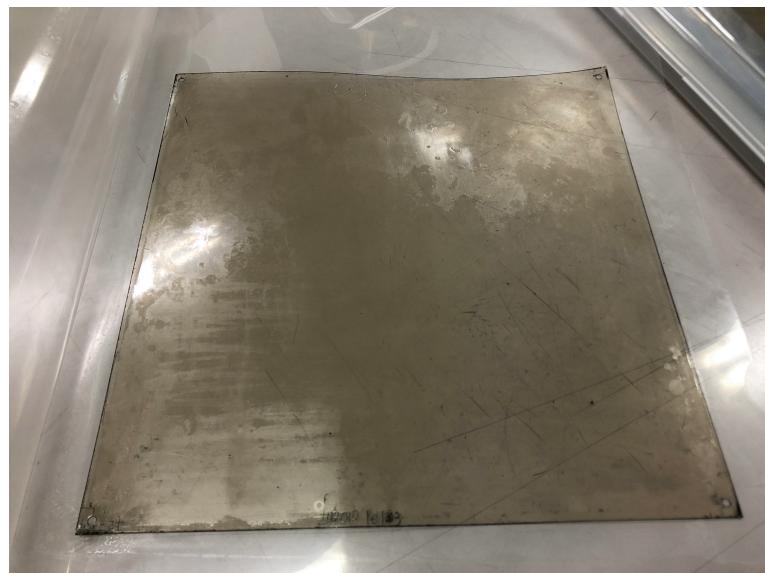


図 3.25: フィルム (PL013)

PL013 をスキャンして得られる、乳剤層として認識した画像の枚数を表したプロットを図 3.26 に示す。

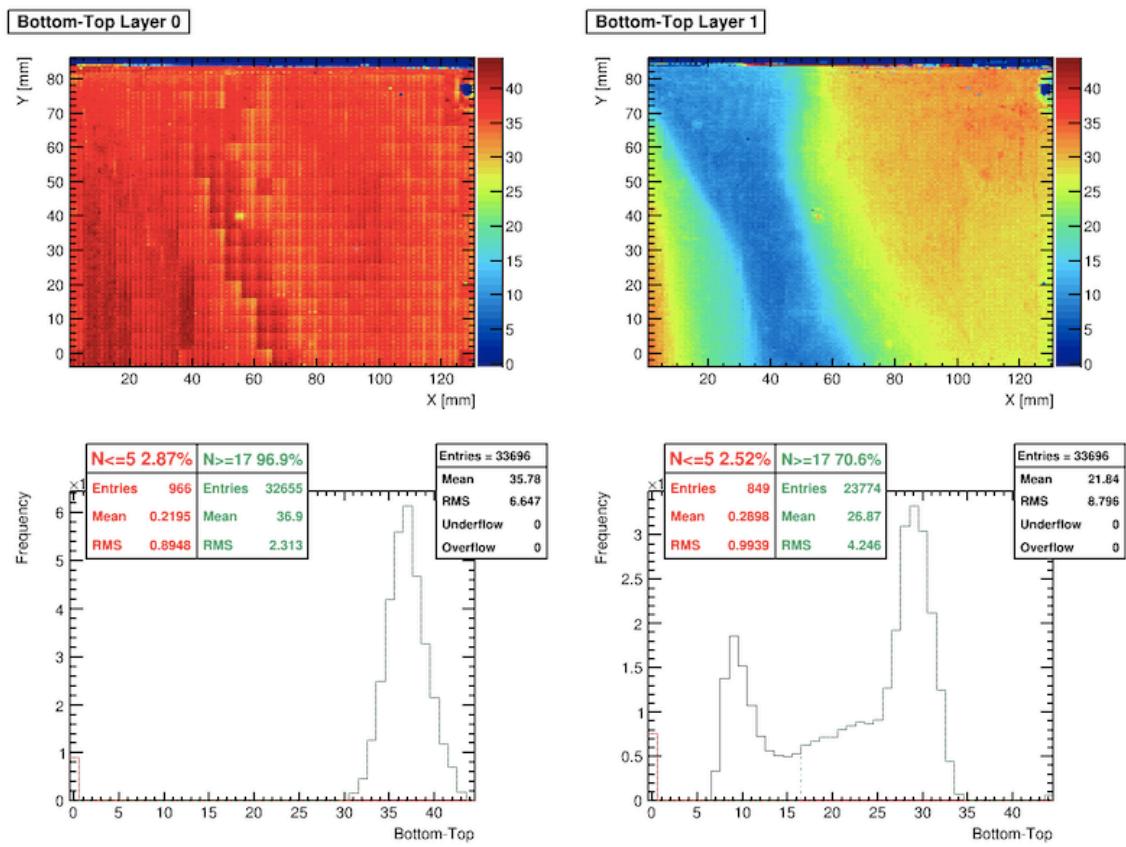


図 3.26: PL013(Area6) のスキャン結果

濃い赤色の部分が乳剤層として認識した画像の枚数の多いエリアで、青色部分が少ないエリアである。前項の図 3.24 の分布と比較すると、下面乳剤層では位置による乳剤層の認識数にばらつきがあることがわかる。このような問題は、Area2 と Area4 のスキャンでも起こり、厚み方向のスキャンパラメータを変更しても改善することはなかった。PL013 全体の厚みに不定性があることを確認するために下面乳剤層とアクリル板の境目にあたる部分の銀粒子数の分布を全エリアが繋がるように並べて図 3.27 に示す。

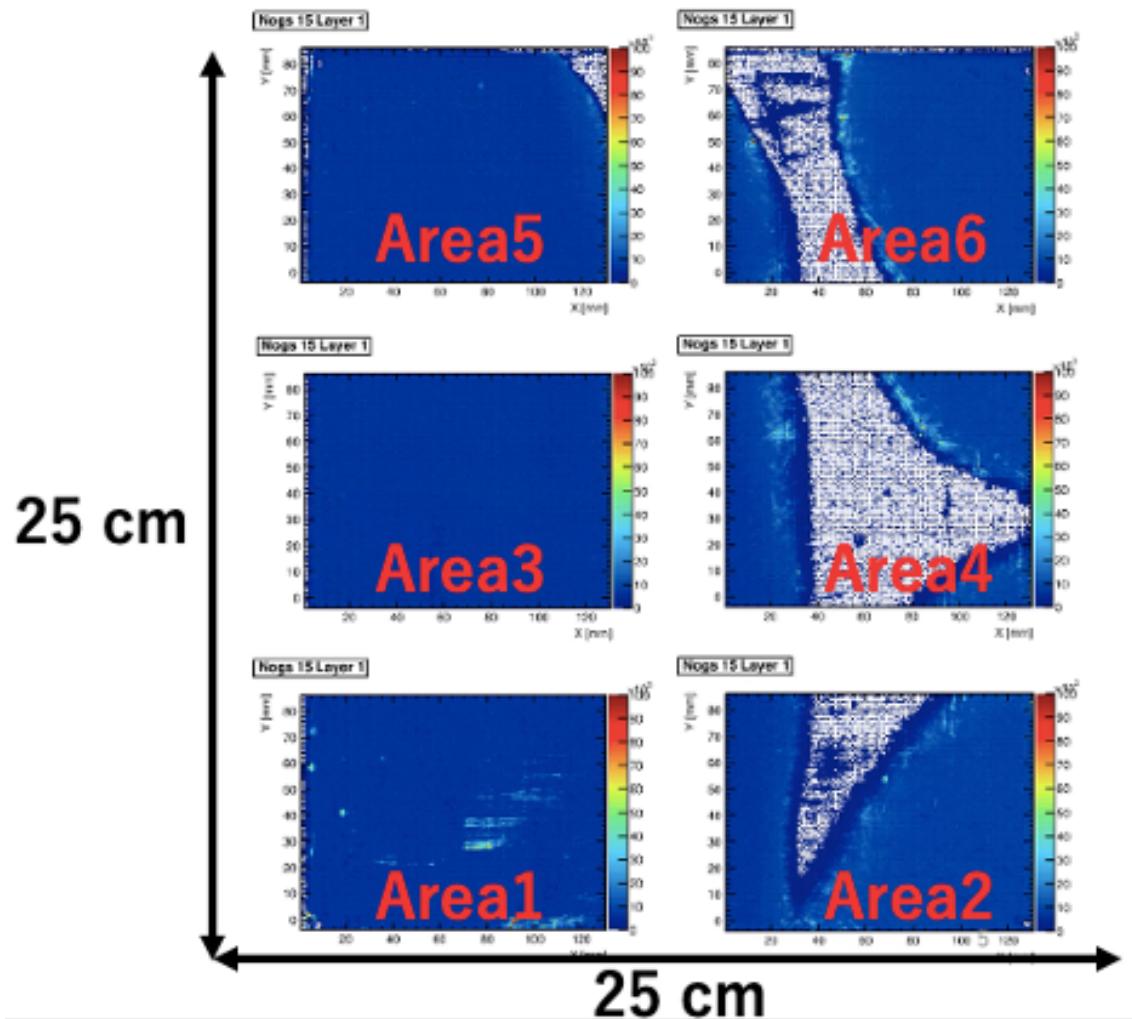


図 3.27: 下面乳剤層とアクリル板の境目にあたる部分の銀粒子数の 2 次元位置分布 (PL013)

白抜けしている部分が銀粒子を認識しておらず、乳剤層が存在していない部分になっている。全体で見ると白抜けエリアが複数のエリアにまたがってつながっており、パラメータ等では解決できないレベルでフィルムの広範囲で損傷があることが分かった。スキャン前に厚みを測定する際、四隅の厚さの平均値をフィルムの厚さと定義していたが、分布の四隅にあたる部分を見ると損傷がなく、厚みの測定に支障は無かったので、この問題を明らかにすることことができなかったのである。実際に損傷部の厚さを測定すると、 $13\mu m$ とかなり薄い状態であるということが分かった。原因として、暗室下での塗布時に平面性を保った塗布を行うことができず、端と中心部で塗布ムラが出てしまったことによるものであると考えられる。塗布後のフィルムは、感光を防ぐために直ちにパッキングして暗室に保管されるため、こういった塗布ムラに気づくことができるものが、実験終了後のスキャン時になってしまったのである。

この問題は膨潤を再度行ったところで改善されるものでは無いため、本解析では PL013 のデータを除外して飛跡の接続を行うことにした。

スキャンしたデータの処理

スキャンによって、乳剤層 1 層中の飛跡データ（マイクロトラック）がエリアごとに得られた。陽電子トラックとして解析を行うためには、これを鉄 ECC 全体の飛跡データに変換していく必要がある。その手順を以下に示す。

- マイクロトラックからベーストラックを作成。

マイクロトラックの情報からプラスチックベース層中の仮想的な飛跡を作成した。このベース中の仮想的な飛跡をベーストラックという。図 3.28 にマイクロトラックとベーストラックのイメージを示す。

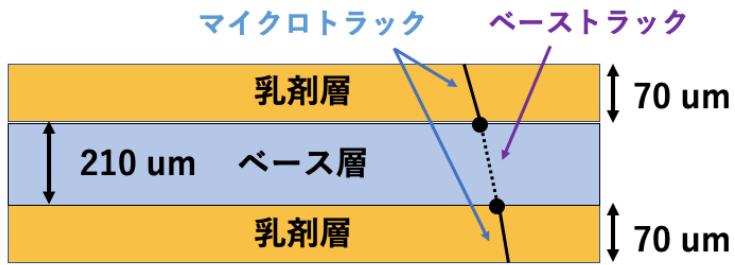


図 3.28: マイクロトラックとベーストラックのイメージ図

- エリアごとのデータを合体してフィルム 1 枚全体のデータにした。

図 3.23 のように分割してスキャンした Area1 から Area6 までのベーストラックデータを合体（マージ）して 1 枚のフィルムのベーストラックデータを作成した。図 3.29 の左のプロットは、PL004 の Area1 の位置分布、右のプロットは Area1 から Area6 までを合体した PL004 全体の位置分布である。

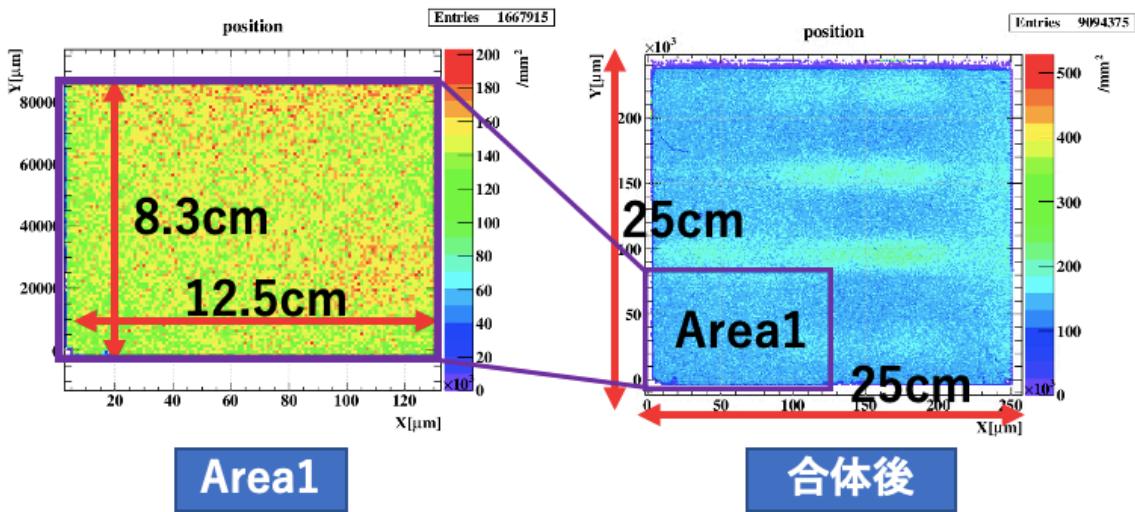


図 3.29: (左) Area1 の位置分布 (PL004) (右) 全体の位置分布 (PL004)

エリアごとでは見えなかった 1 つ 1 つの照射スポットが合体後の位置分布では見えるようになっている。

3. アライメントをとる。

これまで述べてきたように、フィルムは製造後、実験施設に運搬し、原子核乾板検出器の製作とインストール（設置）を行い、ビームの照射後、アンインストールを行い解体し、フィルムを持ち帰って暗室下で現像、銀取り、膨潤の過程を踏んでスキャンを行なっている。輸送時や検出器作成時にフィルム間の位置関係が変わったり、現像や膨潤の過程で生じるフィルムの歪みやスキャン時のフィルムセットのミリ単位のズレ等が原因で、ビーム照射時の座標系とスキャン時の座標系は同様のものではなくなってしまう。フィルム間のベーストラックを繋ぎ合わせるためにビーム照射時のフィルム間の相対的な位置関係を求めておくことをアライメントと呼ぶ。具体的にアライメントをとる際、基準となるフィルムの飛跡に対して接続するフィルムの位置ズレや回転の補正を行なう。アライメントによる座標系の変換は以下の数式で示す一次変換と平行移動を組み合わせたアフィン変換によって行う。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} \quad (3.3.2)$$

x', y' は基準とする座標系での位置、 x, y は変換したい座標系での位置であり、 a, b, c, d は回転、伸縮を表すパラメータ、 p, q は平行移動を表すパラメータである。手順は、まず初めにフィルム全体間のアライメントを取り、その後局所的なエリアに分けて細かいアライメントを取り、飛跡の相対的な位置関係を補正し、接続を試行するという流れで行った。実際にアライメントをとった結果の 1 つを図 3.30 に示した。

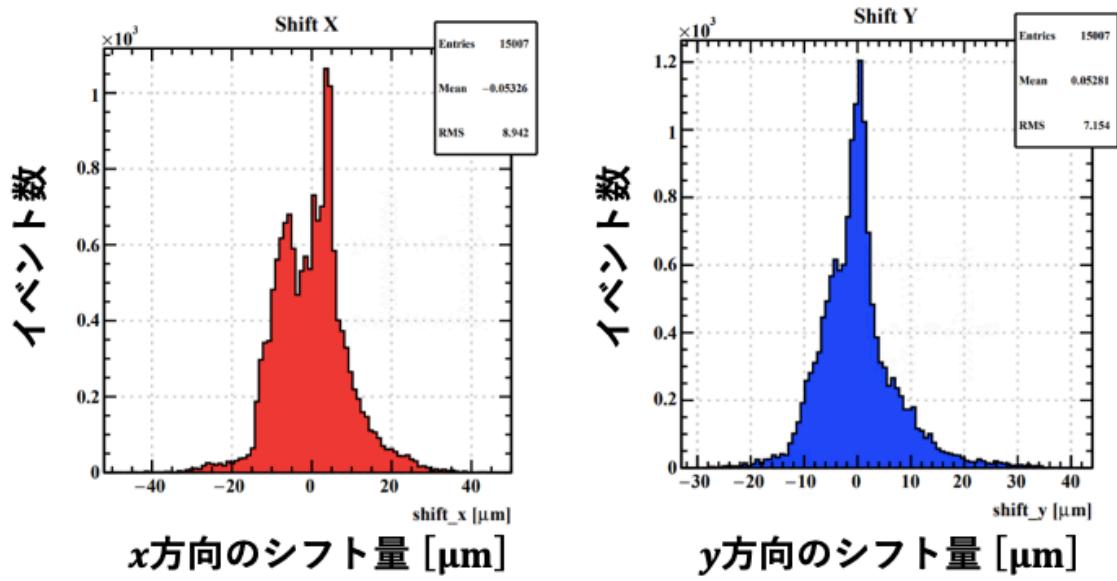


図 3.30: PL004 と PL005 間でアライメントをとった結果：基準の座標系に対してどれだけ位置がシフトしているかを示している。左側が x 方向のシフト量、右側が y 方向のシフト量を表したグラフである。

4. リンクレットを作成。

位置関係の補正が完了したのちに、2枚のフィルム間の飛跡を接続した。これをリンクレットと呼んでいる。図 3.31 には実際に PL004 と PL005 で飛跡の接続を行った後の位置分布を示す。

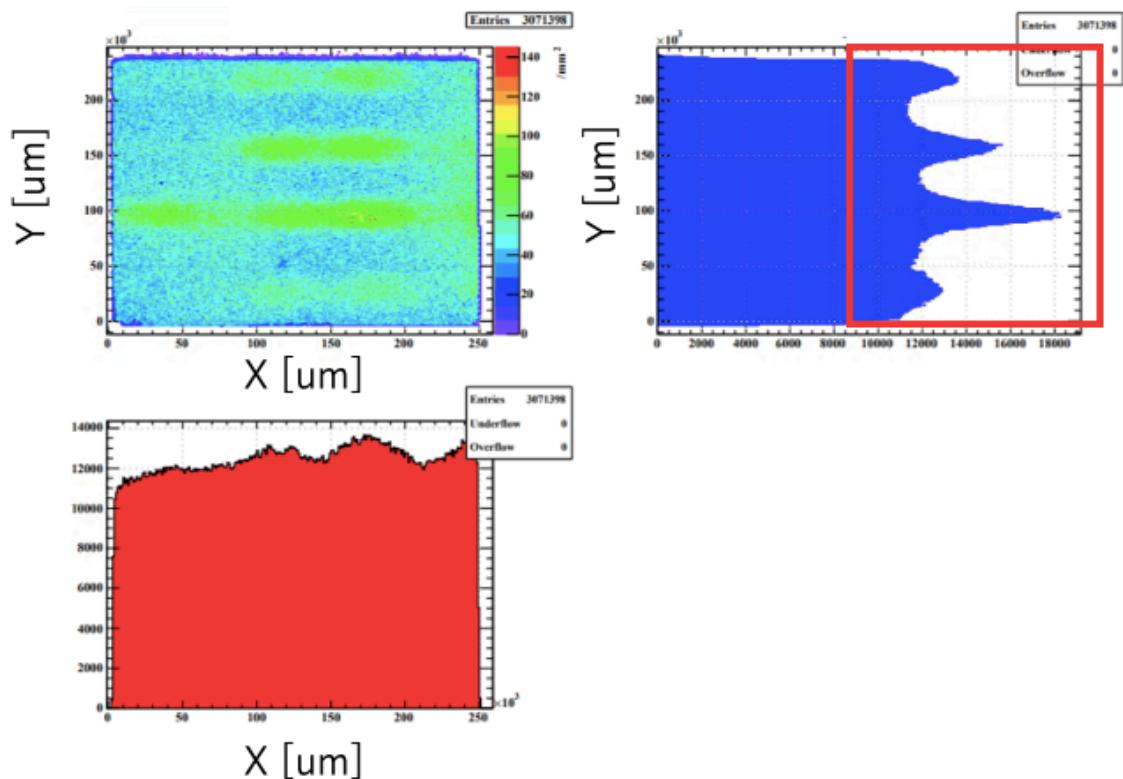


図 3.31: PL004 と PL005 間で飛跡接続をした結果：図上部の左は 2 次元位置分布、右は縦軸に位置 y、横軸にイベント数をとった 1 次元位置分布、図下部の左は縦軸にイベント数、横軸に位置 x をとった 1 次元位置分布

PL004 のベーストラックにおける位置分布のときよりも照射スポットが明確になり、運動量ごとに照射したビームがピークとして見えている。

5. mfile を作成。

完成したリンクレットファイルを使って ECC 内の飛跡を接続した。これを mfile という。本解析では、フィルムに損傷のあった PL013 とプログラムミスでつながらなかった PL001～PL003 を除く、PL004-PL025 までの飛跡を繋げ mfile を作った。

第4章 データ解析

4.1 ビームスポットと飛跡選択

ビーム実験は、位置と角度を決めて特定の運動量を照射している。本項では陽電子スポットの取り出しについて述べる。ビーム照射位置を図 4.1 に①～⑫の番号で示した。

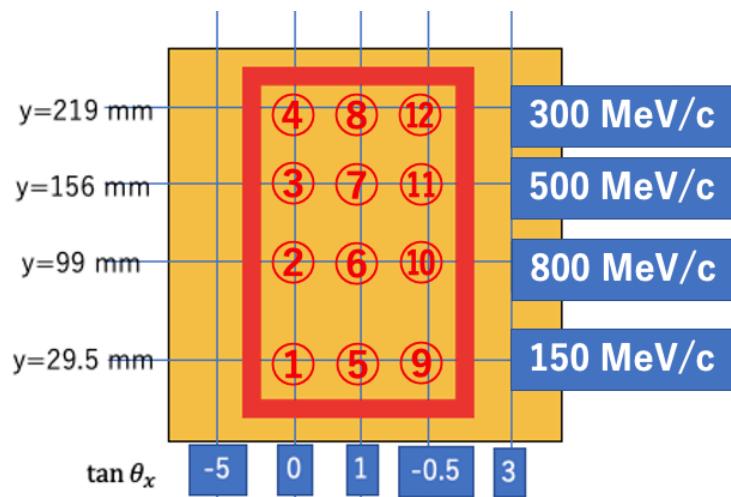


図 4.1: 照射記録

図 4.2 には、最上流フィルム (PL025) の飛跡分布を示している。原子核乾板検出器を駆動しながらビームを照射していたため、図 4.2 の照射スポットはぼやけているが、ビームを正しく照射できていることが確認できた。本項目では、照射スポット内の陽電子トラックの取り出しについて述べる。

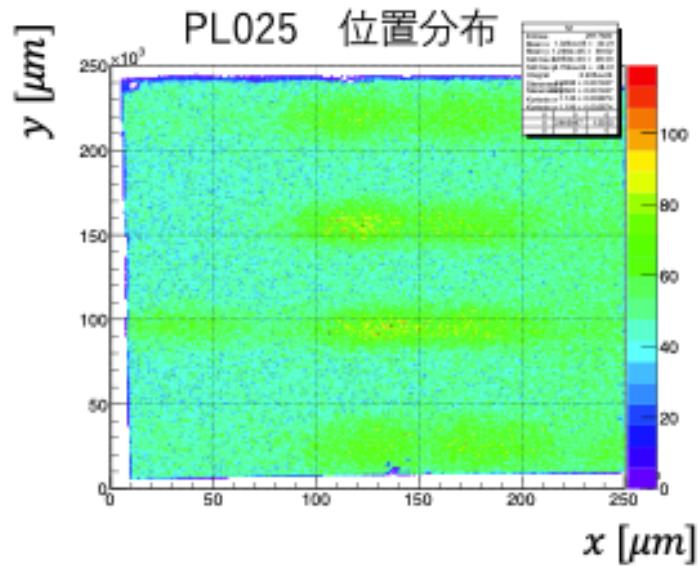


図 4.2: 最上流フィルム (PL025) の飛跡分布

照射スポットを 1 次元位置・角度分布で評価

ビームは、照射角度 ($\tan \theta_x$) ごとに照射位置を変え、陽電子の運動量ごとに y 方向の照射位置を変えている。そのため、 $\tan \theta_x$ と y それぞれの 1 次元分布を見れば、照射スポットを見つけることができる。ビーム最上流側のフィルムである PL025 の飛跡の y 方向位置分布と飛跡の角度 ($\tan \theta_x$) 分布を図 4.3 に示す。

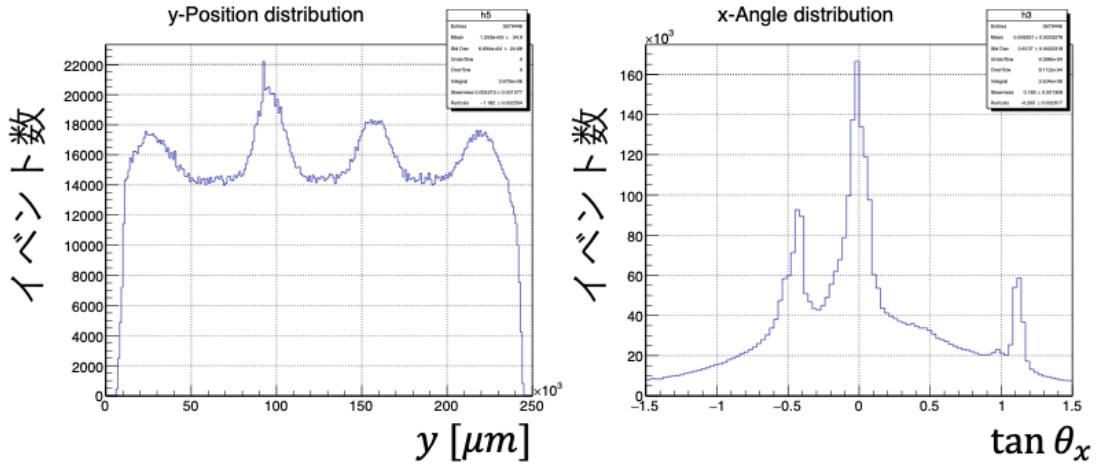


図 4.3: ビーム最上流側のフィルム (PL025) の飛跡の y 方向位置分布と飛跡の角度 ($\tan \theta_x$) 分布

飛跡の y 方向位置分布に 4 つのピークが確認できた。これは y が小さい方から 150 MeV/c, 800 MeV/c, 500 MeV/c, 300 MeV/c の照射スポットである。飛跡の角度 ($\tan \theta_x$) 分布には $\tan \theta_x = -0.5, 0.0, 1.0$ のところにピークが確認できた。それぞれのスポットは、正規分布になっているためガウス関数でフィッティングしてピークの中心値 $\pm 1\sigma$ 以内の飛跡を切り出した。

なお、 $\tan \theta_x = -5.0, 3.0$ の大角度照射スポットは、飛跡読み取りマシンで大角度の特別なスキャンを行って読み取る必要があるため今回は解析対象から除外した。

切り出した飛跡のチェック

それぞれの照射スポットから飛跡を切り出して、陽電子飛跡を正しく取り出せているかの確認を行った。確認のために用いたのが、乳剤 32 層あたりの銀粒子ヒット数である PH (Pulse Height) と飛跡の濃さ情報である VPH (Volume Pulse Height) であり、図 4.4 に模式図を示す。

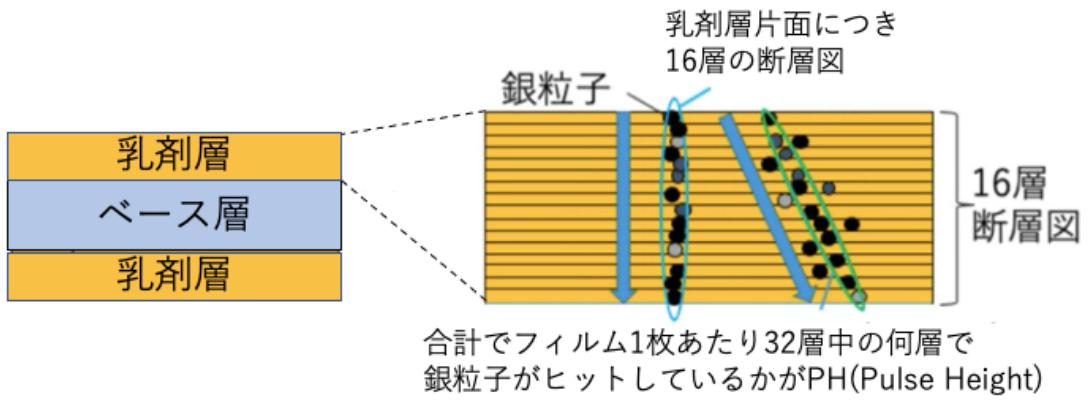


図 4.4: PH(Pulse Height) と VPH(Volume Pulse Height) の模式図 : 小角度の場合 潜像核(銀粒子)が一列に並びやすく飛跡の再構成がされやすいが、大角度場合は銀粒子がまっすぐに並びにくく、飛跡として再構成されても PH が低くなる傾向がある。VPH が大きいものほど飛跡は濃い色になる。

もし陽電子飛跡であれば、銀粒子は 32 層中 9 割以上にヒットしているため PH が大きな値を持つ。よって、PH が小さいものは乳剤層内で止まってしまった飛跡であったり、ノイズであると考えられるため、これらを除外する。ここでは照射スポット①に関して述べる。まずこの照射スポットにおける飛跡の平均 VPH と PH の分布を図 4.5 に表す。なお、平均 VPH と平均 PH は、 i 番目のフィルムのベーストラック(ベース層内の仮想的なトラック：図 3.28 を参照)の VPH と PH を VPH_i 、 PH_i としたとき式 (4.1.2) のように表すことができる。

$$VPH_{ave} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n VPH_i \quad (4.1.1)$$

$$PH_{ave} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n PH_i \quad (4.1.2)$$

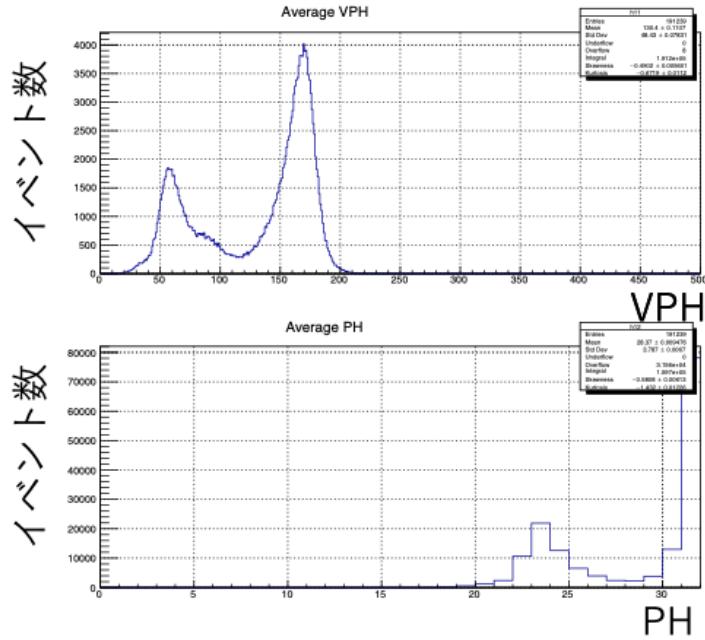


図 4.5: 照射スポット①の（上）平均 VPH 分布（下）平均 PH 分布

図 4.5 より、VPH と PH のどちらにも 2 つのピークが存在していた。どちらかのピークが陽電子飛跡でもう一方がノイズであると考えられる。そこで、VPH 分布の 2 つのピークをそれぞれガウス関数でフィッティングし、中心値 $\pm 1\sigma$ の範囲に入っている飛跡切り出して、平均の位置と角度の分布をプロットしたのが、図 4.6(図 4.5 の左側のピークのイベント) と図 4.7(図 4.5 の右側のピークのイベント) である。平均の位置・角度は、 i 番目のフィルムのベーストラックの位置を x_i, y_i 、角度を $\tan \theta_{xi}, \tan \theta_{yi}$ として式 (4.1.3)～(4.1.6) のように表す。

$$x_{ave} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (4.1.3)$$

$$y_{ave} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (4.1.4)$$

$$\tan \theta_{x(ave)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \tan \theta_{xi} \quad (4.1.5)$$

$$\tan \theta_{y(ave)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \tan \theta_{yi} \quad (4.1.6)$$

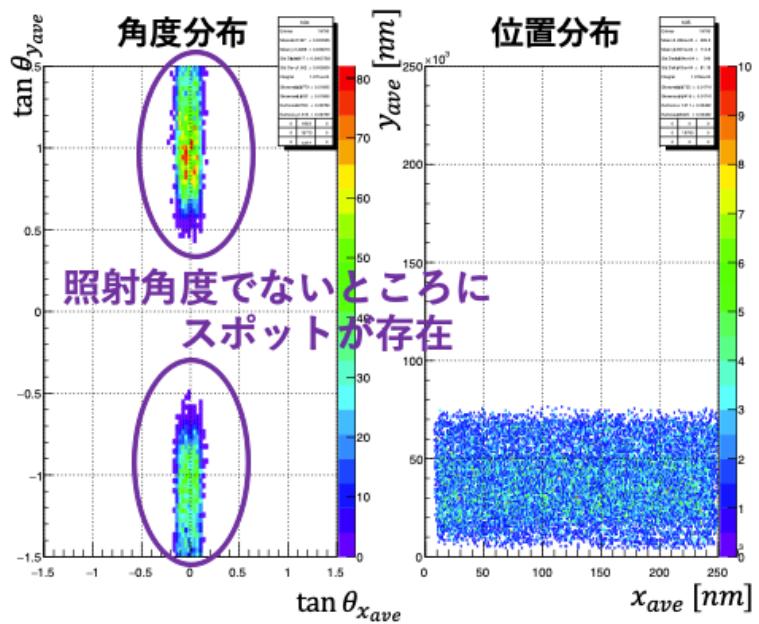


図 4.6: $49.39 \leq \text{VPH} \leq 68.24$ の範囲にある飛跡の角度分布と位置分布

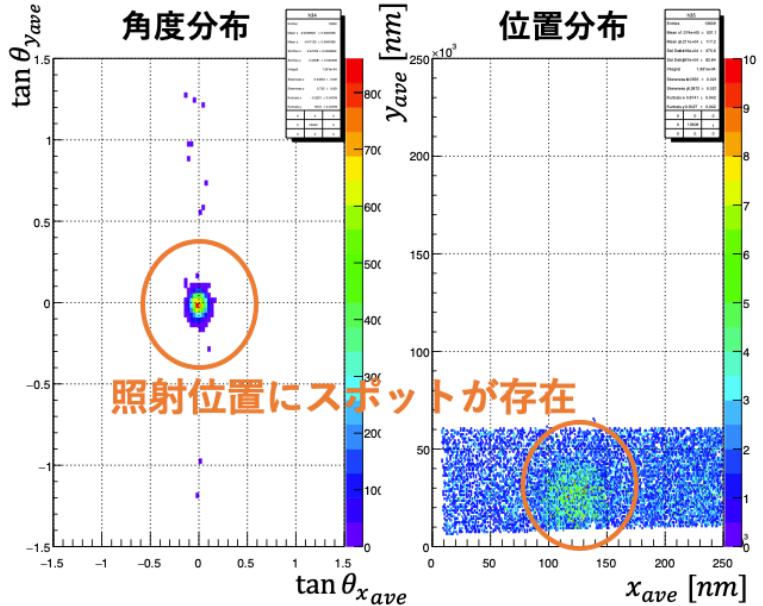


図 4.7: $155.92 \leq \text{VPH} \leq 178.68$ の範囲にある飛跡の角度分布と位置分布

まず、図 4.6 の角度分布より、 $-1.5 \leq \tan \theta_{y(ave)} \leq 0.5, 0.5 \leq \tan \theta_{y(ave)} \leq 1.5$ の照射角度ではない領域にスポットが存在しており、図 4.6 の位置分布から横方向に一様に分布が広がっていた。したがって、これは位置を決めて照射した陽電子飛跡ではなく、電動アクチュエータの駆動中に入り込んでしまった飛跡や照射前にフィルムを縦置きにしていた際に入り込んでしまった宇宙線などによるものであると考えられる。一方で、図 4.7 の角度分布は、照射位置と照射角度にスポットが存在していた。したがってこれが①の陽電子の飛跡群である。この飛跡の x_{ave} 位置分布と飛跡の角度 ($\tan \theta_{y_{ave}}$) 分布をガウス関数でフィッティングしたものを図 4.8 に表す。

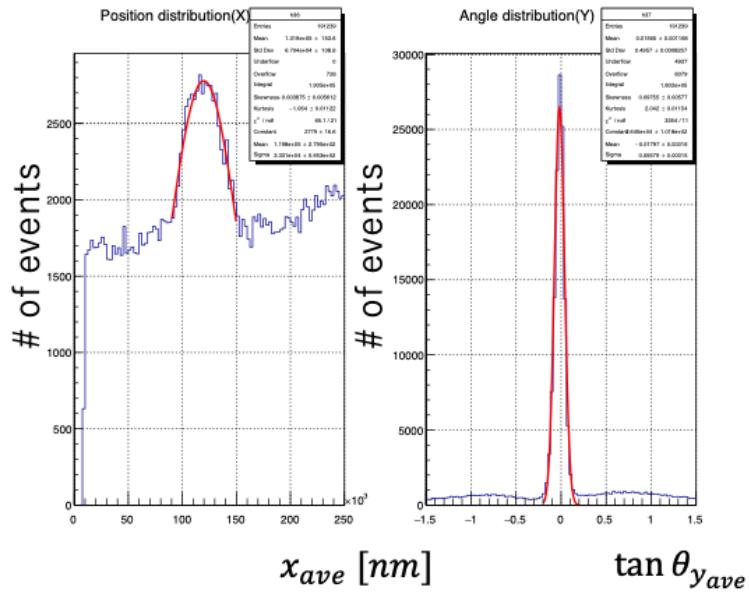


図 4.8: 飛跡の x_{ave} 位置分布と飛跡の角度 ($\tan \theta_{y_{ave}}$) 分布

スポットの中心値 $\pm 1\sigma$ の範囲に入っている飛跡の VPH・PH 分布は図 4.9 のようになった。

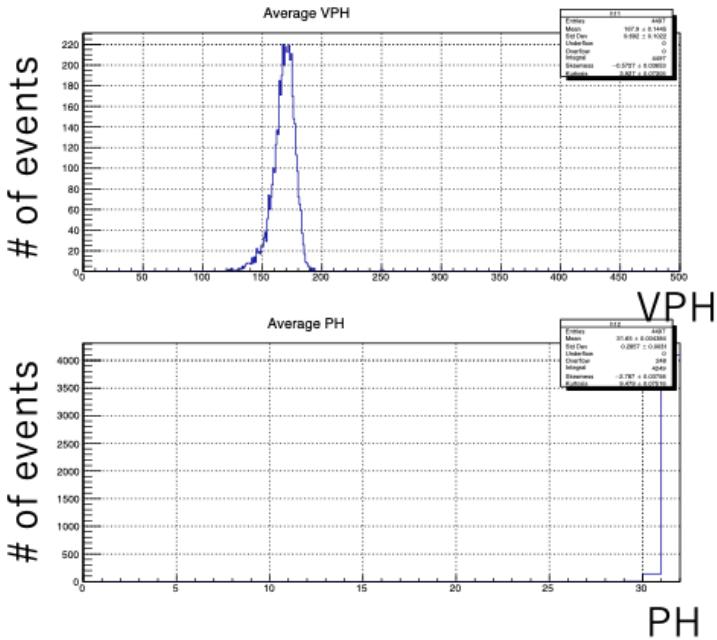


図 4.9: 飛跡選別後の（上）VPH 分布（下）PH 分布

PH の 30 以上の飛跡が残り、陽電子の飛跡を切り出すことができた。

以上のような方法で全てのスポットの取り出しを行った。スポット①～⑫の陽電子飛跡を切り出すための位置と角度の範囲を表 4.1 にまとめる。

150 MeV/c	800 MeV/c	500 MeV/c	300 MeV/c
① $99950 \leq x \leq 144850$ $0 \leq y \leq 60460$ $-0.135 \leq \tan \theta_x \leq 0.104$ $-0.050 \leq \tan \theta_y \leq 0.056$	② $100270 \leq x \leq 143530$ $70510 \leq y \leq 122930$ $-0.135 \leq \tan \theta_x \leq 0.104$ $-0.026 \leq \tan \theta_y \leq 0.009$	③ $95850 \leq x \leq 134750$ $131310 \leq y \leq 181690$ $-0.135 \leq \tan \theta_x \leq 0.104$ $-0.033 \leq \tan \theta_y \leq 0.022$	④ $87320 \leq x \leq 127680$ $194810 \leq y \leq 244990$ $-0.135 \leq \tan \theta_x \leq 0.104$ $-0.042 \leq \tan \theta_y \leq 0.022$
⑤ $160510 \leq x \leq 213290$ $0 \leq y \leq 60460$ $-0.557 \leq \tan \theta_x \leq -0.333$ $-0.059 \leq \tan \theta_y \leq 0.052$	⑥ $157060 \leq x \leq 205140$ $70510 \leq y \leq 122930$ $-0.557 \leq \tan \theta_x \leq -0.333$ $-0.023 \leq \tan \theta_y \leq 0.017$	⑦ $152060 \leq x \leq 202140$ $131310 \leq y \leq 181690$ $-0.557 \leq \tan \theta_x \leq -0.333$ $-0.031 \leq \tan \theta_y \leq 0.025$	⑧ $156860 \leq x \leq 198940$ $194810 \leq y \leq 244990$ $-0.557 \leq \tan \theta_x \leq -0.333$ $-0.038 \leq \tan \theta_y \leq 0.032$
⑨ $125460 \leq x \leq 192340$ $0 \leq y \leq 60460$ $1.075 \leq \tan \theta_x \leq 1.158$ $-0.038 \leq \tan \theta_y \leq 0.032$	⑩ $129350 \leq x \leq 176850$ $70510 \leq y \leq 122930$ $1.075 \leq \tan \theta_x \leq 1.158$ $-0.013 \leq \tan \theta_y \leq 0.030$	⑪ $1118550 \leq x \leq 168450$ $131310 \leq y \leq 181690$ $1.075 \leq \tan \theta_x \leq 1.158$ $-0.027 \leq \tan \theta_y \leq 0.033$	⑫ $112710 \leq x \leq 172690$ $194810 \leq y \leq 244990$ $1.075 \leq \tan \theta_x \leq 1.158$ $-0.028 \leq \tan \theta_y \leq 0.050$

表 4.1: 陽電子飛跡を切り出す範囲のまとめ : x, y の単位は [μm]

4.2 電離損失とVPH(Volume Pulse Height)

荷電粒子が物質内を通過する際、物質内の原子核とのクーロン相互作用によって、荷電粒子はエネルギーを失い、原子核内の電子にエネルギーが与えられる。これを電離損失といい、荷電粒子の種類やその運動量によって電離損失は異なる。運動量と電離損失の関係を図 4.10 に表す。

VPH とは、前項でも述べたように飛跡の濃さを表す尺度のことである。飛跡は、荷電粒子がより多くのエネルギーを失うと多数の銀イオンが還元されるので濃く残る。逆にエネルギーの損失が少ないほど薄く見える。すなわち VPH は電離損失に比例する量である。同じ運動量でも粒子の種類によって電離損失量が変わるので、VPH で粒子の識別が可能である。

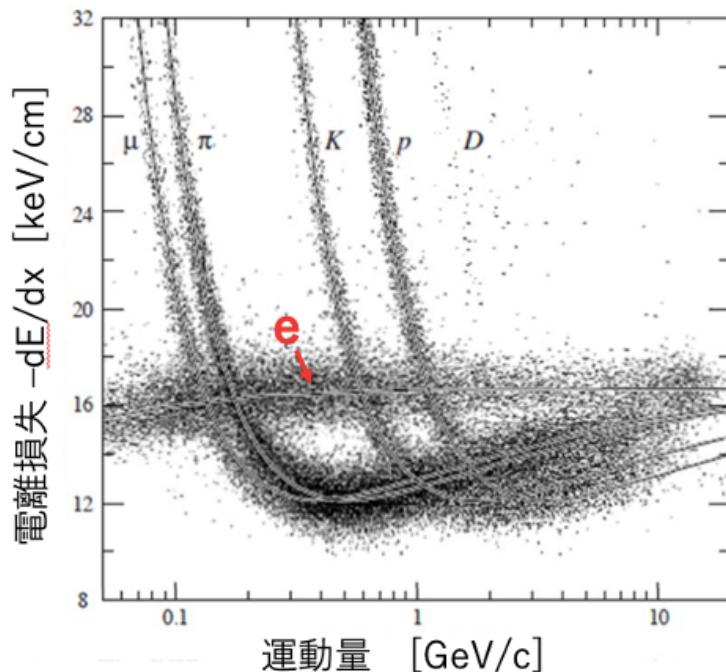


図 4.10: 運動量と電離損失の関係

4.3 Volume Pulse Height を用いた粒子識別

VPH の角度依存性

各照射スポットにおいて 20 枚以上のフィルムを貫通した陽電子飛跡の平均 VPH 分布を図 4.11 から 4.13. に示す。

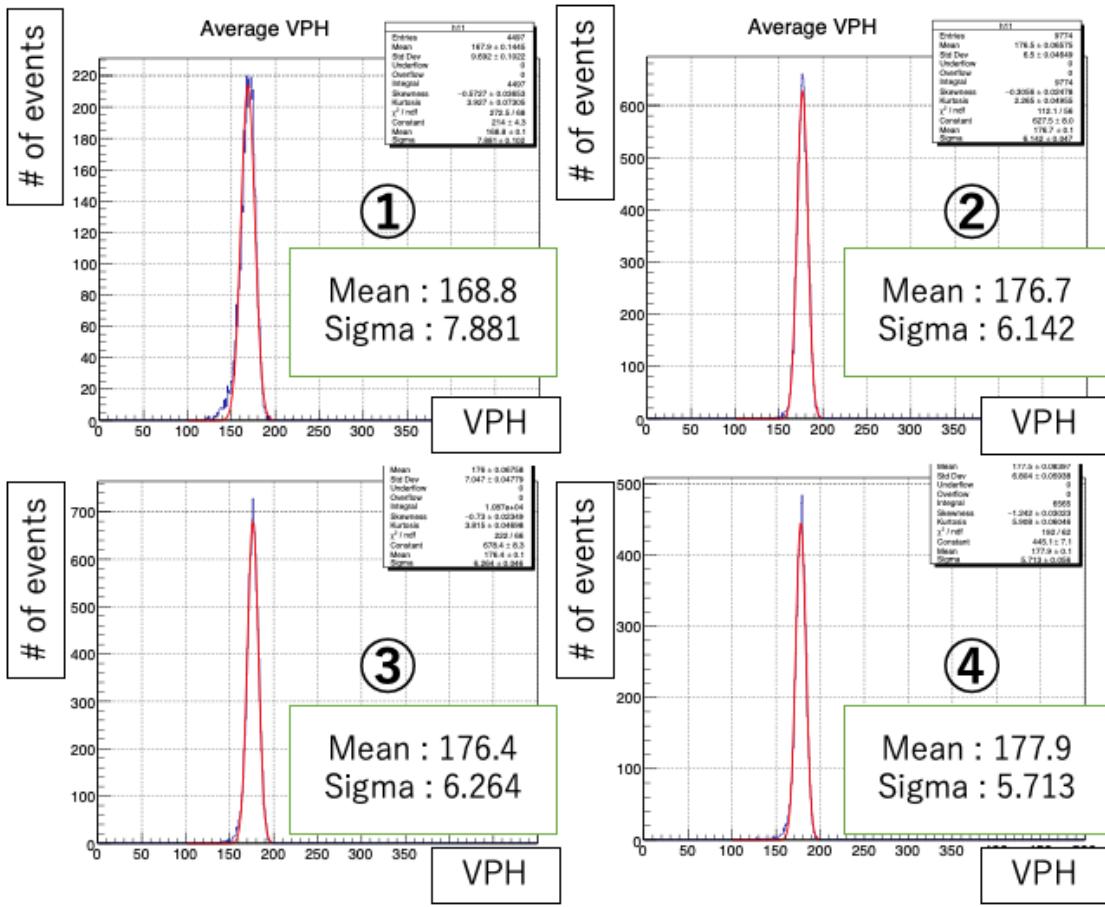


図 4.11: 平均 VPH 分布 ($\tan \theta = 0$) :

①150MeV/c ②800MeV/c ③500MeV/c ④300MeV/c の陽電子飛跡である

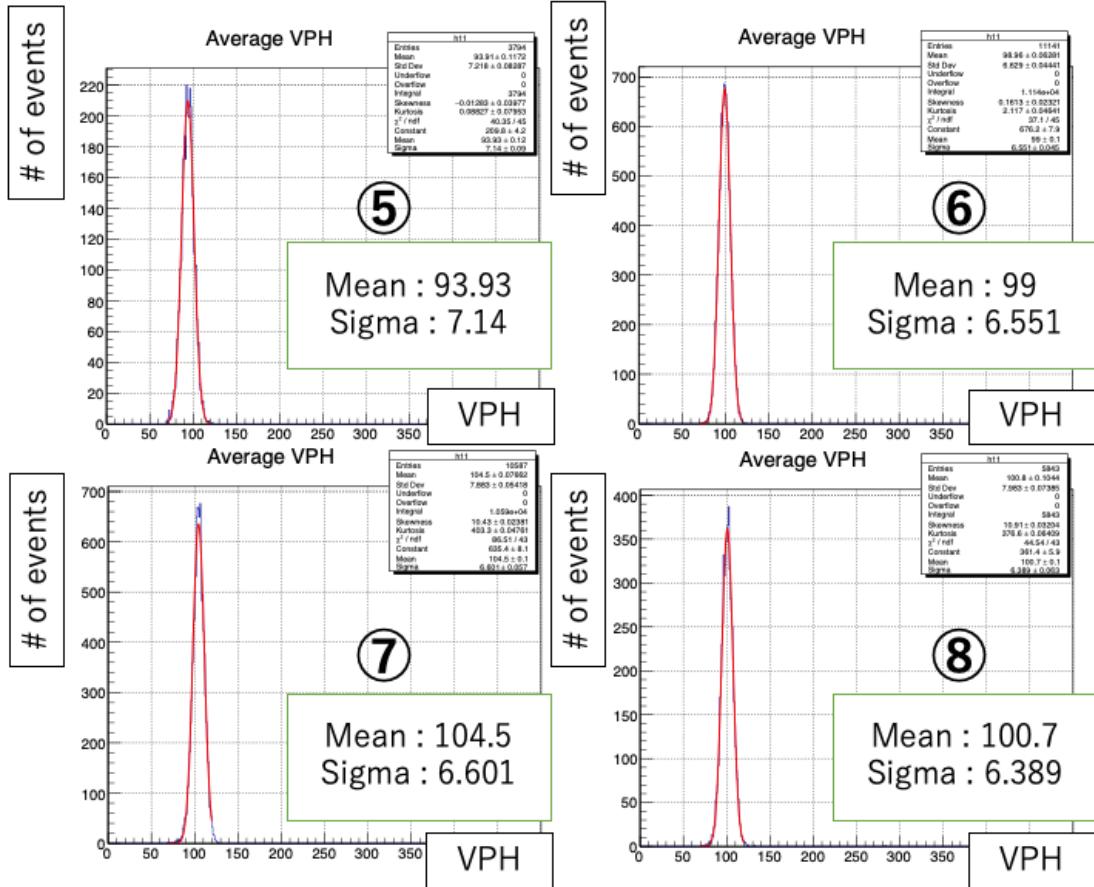


図 4.12: 平均 VPH 分布 ($\tan \theta = -0.5$) :

⑤150MeV/c ⑥800MeV/c ⑦500MeV/c ⑧300MeV/c の陽電子飛跡である

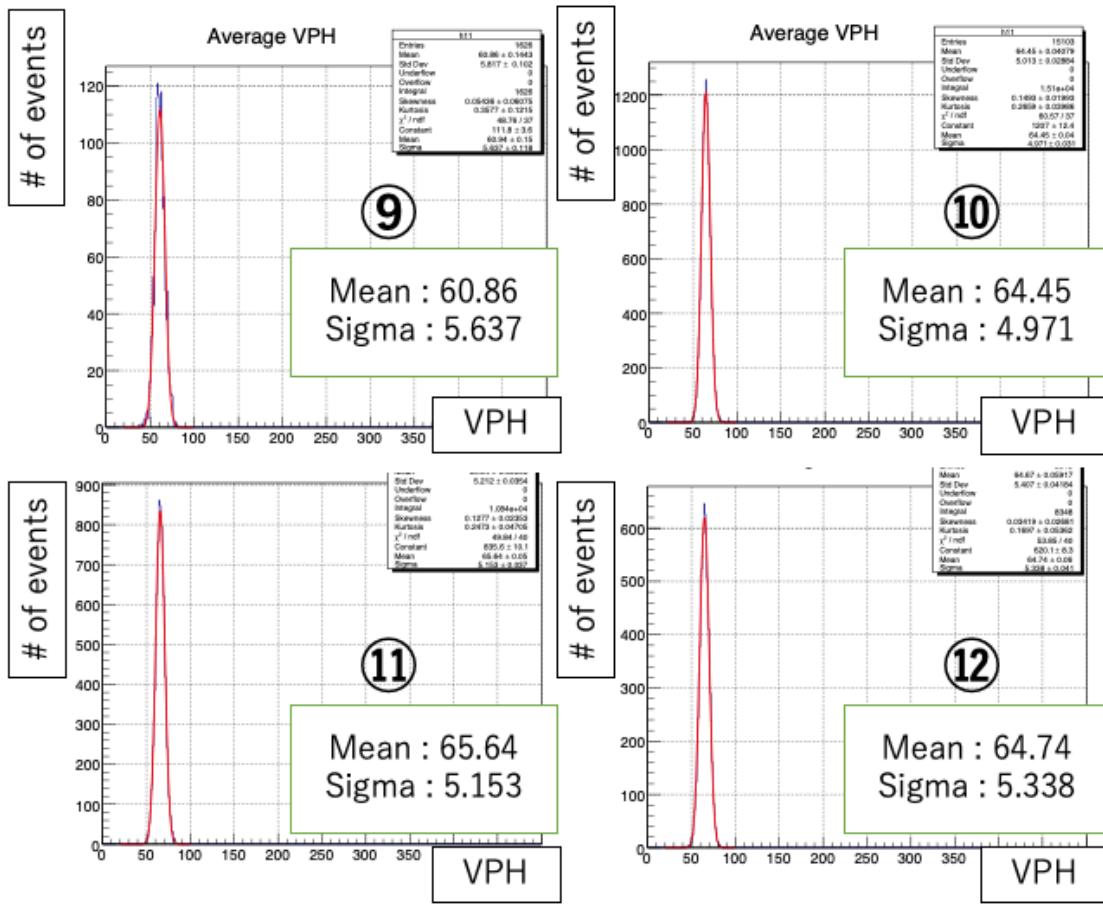


図 4.13: 平均 VPH 分布 ($\tan \theta = 1.0$) :

⑨150MeV/c ⑩800MeV/c ⑪500MeV/c ⑫300MeV/c の陽電子飛跡である

分布をガウス関数でフィッティングして得られるピークの中心値を照射角度ごとにプロットすると図 4.14 のようになった。エラーバーは分布の 1σ である。

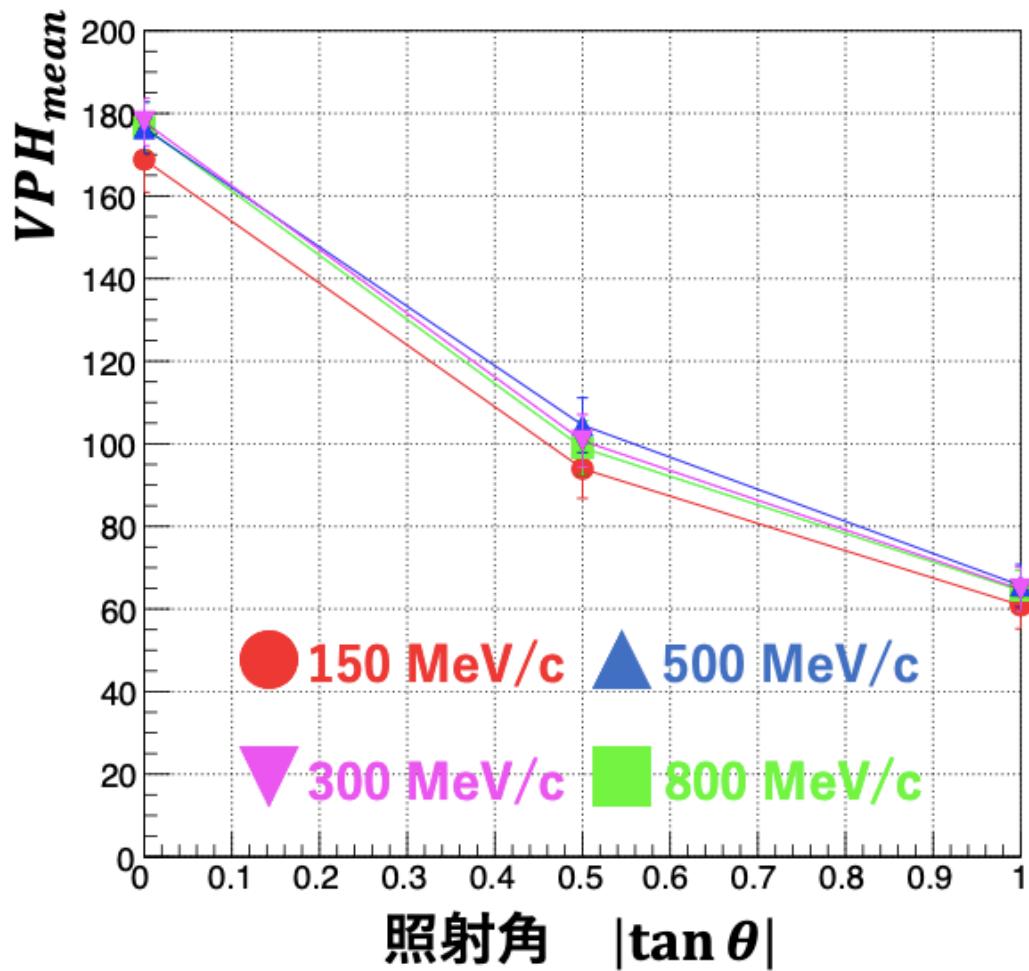


図 4.14: VPH ピークの中心値の角度依存性

VPH の中心値は、角度に依存して小さくなっていくが、VPH 分布の幅には、角度依存性は見られなかった。

また、VPH の中心値は運動量によってほぼ不变であることがわかり、電子（陽電子）の運動量依存性は無いと考えられる。図 4.10 の運動量と電離損失の関係から電子の場合は $1\text{GeV}/c$ 以下の運動量のとき電離損失がほぼ一定の値を取っており、それと一致する結果が得られた。

VPH 分布の広がり

VPH 分布の広がりを分布の幅 (1σ) に対するピークの中心値の比と定義してプロットすると図 4.15 のようになった。

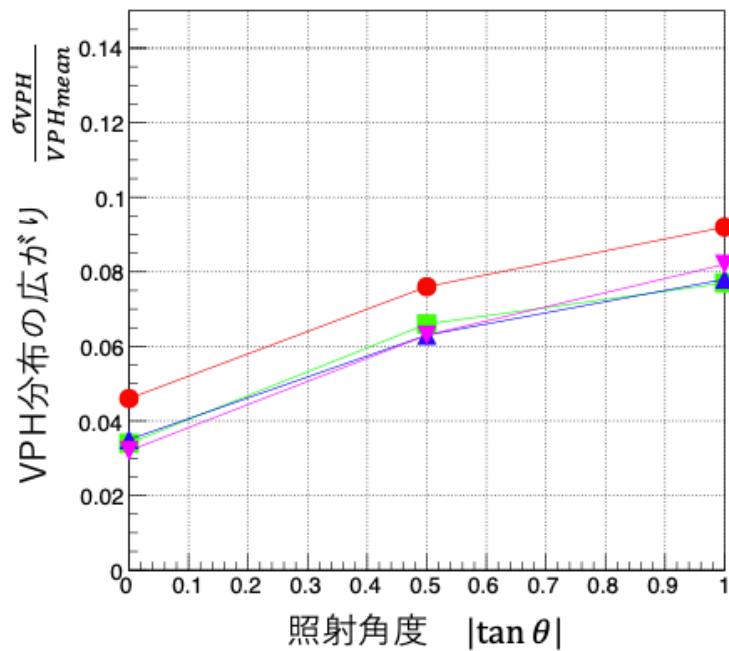


図 4.15: VPH 分布の広がり

分布の広がりには角度依存性があるが、 $|\tan \theta| \leq 1.0$ の範囲では全て 10%以内に収まっていた。これより飛跡の角度によって粒子識別の感度が落ちることは無いと言える。

VPH の測定とフィルム枚数の関係

ここまでは 20 枚のフィルムを用いて VPH を計算してきたが、フィルム枚数によって VPH 分布の広がりがどの程度変わるかを調べた。その結果を図 4.16 に示す。

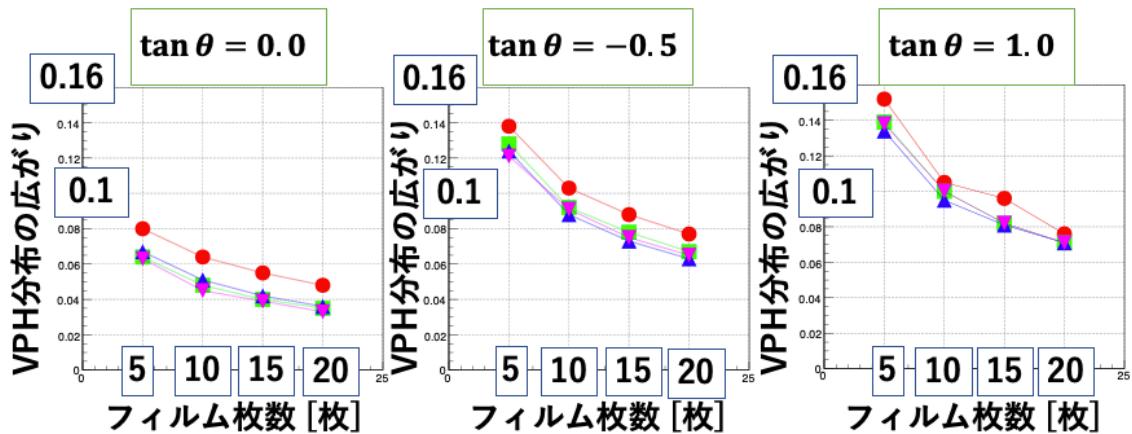


図 4.16: VPH 分布の広がりとフィルム枚数の関係

入射角度が小さければ、フィルム枚数が少なくとも、分布の広がりは小さかった。フィルム枚数が 15 枚以上であれば、どの角度も分布の広がりは 10% 以内になっており、粒子識別の感度は高くなる。陽子と電子のように電離損失量が大きく異なる粒子を識別する際は VPH のみを用いることで可能であるが、荷電パイ中間子と電子のように電離損失量が近接している場合は、荷電パイ中間子と電子の VPH のピークが重なってしまうことがある。そのため、VPH による区別に加えて多重電磁散乱を用いた角度変化（散乱角）を用いた運動量測定を行うことで電子と荷電パイ中間子を区別する必要がある。次項では、運動量測定について述べる。

4.4 運動量測定

4.4.1 角度法を用いた運動量測定と角度測定精度の評価

多重電磁散乱

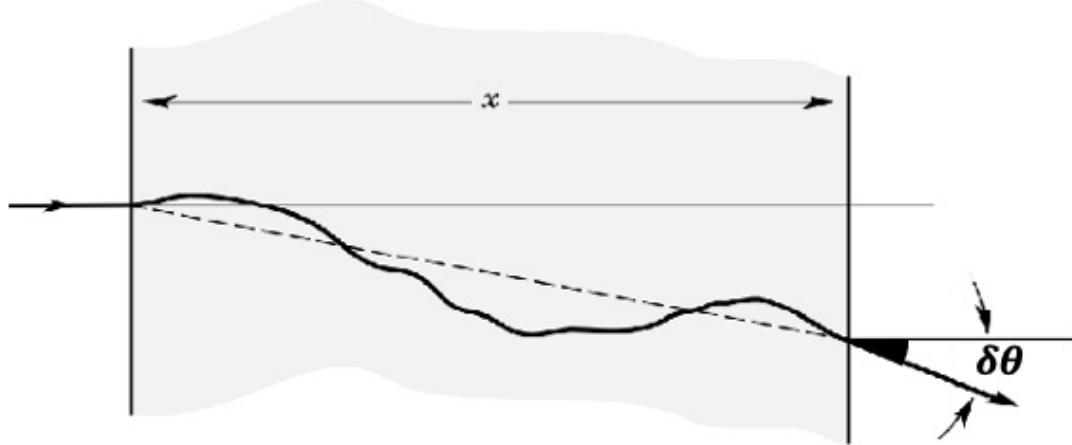


図 4.17: 多重電磁散乱のイメージ図

荷電粒子が物質を通過する際、物質中の原子核によって散乱され、速度と方向が変化する。これを多重電磁散乱 (MCS : Multiple Coulomb Scattering) という (図 4.17)[10]。荷電粒子が厚さ $x[\text{cm}]$ の物質を通過した時の多重電磁散乱による角度変化の分布は、角度の測定精度による影響が無い場合は幅 $\delta\theta$ の正規分布に従うので、飛跡の角度変化を多数測定することで運動量 p と $\beta = \frac{v}{c}$ の積 $p\beta$ を測定することが可能である。物質の放射長（荷電粒子が物質内で減速する際にエネルギーが $\frac{1}{e}$ になるまでに通過する平均の長さ:Radiation Length）を $X_0[\text{cm}]$ とすると、 $\delta\theta$ は、

$$\delta\theta = \frac{13.6}{p\beta} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right) \quad (4.4.1)$$

と表すことができる。なお、 z は入射粒子の電荷であるが、これは本解析では陽電子を扱うので $z = 1$ である。また物質の放射長は、鉄による影響が支配的であるため、鉄の放射長 $X_0 = 1.758[\text{cm}]$ とし、陽電子が通り抜けた鉄層の長さ $x[\text{cm}]$ （鉄 1 枚あたり 0.05cm であり、入射角度や通過した枚数で変わる）である。実際には角度の測定精度による影響が無視出来ないので、多重電磁散乱による散乱角を求めるために角度の測定精度を評価する必要がある。これを次項で述べる。

角度測定精度の評価

ECC 中でのフィルム間の角度変化を測定することで角度測定精度を求める [12]。まず初めにセル長 (Cell Length) をフィルム間に鉄を 1 枚挟む時はセル長を 1、鉄を 2 枚挟む時はセル長を 2 のように定義する。また、セル長 N_{cell} ごとの角度差を以下のように定義する。 k はフィルム番号とする。

$$d\theta_{N_{cell}} = \tan \theta_{k+N_{cell}} - \tan \theta_k \quad (4.4.2)$$

本解析において、セル長=1 のときの角度差分布は全ての陽電子飛跡で PL025-PL024, PL024-PL023,... の角度差を求めて作る分布であり、セル長=2 のときの角度差分布は全ての陽電子飛跡で PL025-PL023, PL024-PL022,... の角度差を求めて作る分布である。角度差分布の幅の 1σ が多重電磁散乱による散乱角と角度測定精度の二乗和の平方根になるので、角度測定精度を $\delta\theta_{det}$ とすると、 $d\theta_{1\sigma}$ は以下のように表すことができる¹。

$$d\theta_{1\sigma} = \sqrt{\delta\theta^2 + (\sqrt{2}\delta\theta_{det})^2} \quad (4.4.3)$$

ここで式 (4.4.3) を二乗して式 (4.4.1) を代入して整理すると、

$$d\theta_{1\sigma}^2 = \frac{1}{X_0} \left(\frac{13.6}{p\beta} \right)^2 x \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right)^2 + (\sqrt{2}\delta\theta_{det})^2 \quad (4.4.4)$$

となる。 $\frac{1}{X_0} \left(\frac{13.6}{p\beta} \right)^2$ と $(\sqrt{2}\delta\theta_{det})^2$ は定数で、これらを a 、 b とし、変数部分の $x \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right)^2$ を l_{fix} (修正セル長 [cm]) とすると、

$$d\theta_{1\sigma}^2 = al_{fix} + b \quad (4.4.5)$$

$$a = \frac{1}{X_0} \left(\frac{13.6}{p\beta} \right)^2 \quad (4.4.6)$$

$$b = (\sqrt{2}\delta\theta_{det})^2 \quad (4.4.7)$$

$$l_{fix} = x \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right)^2 \quad (4.4.8)$$

と表せる。なお、 x は陽電子が通り抜ける鉄層の長さであり、 N_{cell} を用いて $x = 0.05N_{cell}$ と表せる。式 (4.4.6) よりこれは傾き a 、切片 b の一次関数となる。すなわち、各セル長で角度差を測定しその幅の 1σ の二乗値をプロットし、それを最小二乗法でフィッティングしたときの傾きと切片値を用いることで、式 (4.4.7) と式 (4.4.8) を変形した以下の式より角度の測定精度と陽電子トラック全体の運動量を求めることができる。

$$p\beta = \sqrt{\frac{13.6^2}{a} \frac{1}{X_0}} \quad (4.4.9)$$

$$\delta\theta_{det} = \sqrt{\frac{b}{2}} \quad (4.4.10)$$

300MeV/c($\tan \theta=0$ の場合) の 20 フィルム以上貫通した全ての陽電子トラックを用いてセル長ごとに角度差を測定し、その角度差分布の 1σ の 2 乗と修正セル長の関係をプロットしてフィッティングすると図 4.18 のようになった。

¹ フィルム間の角度差を測定しているので、2 枚のフィルムにおける測定誤差を含んでいるため $\sqrt{2}$ 倍している。

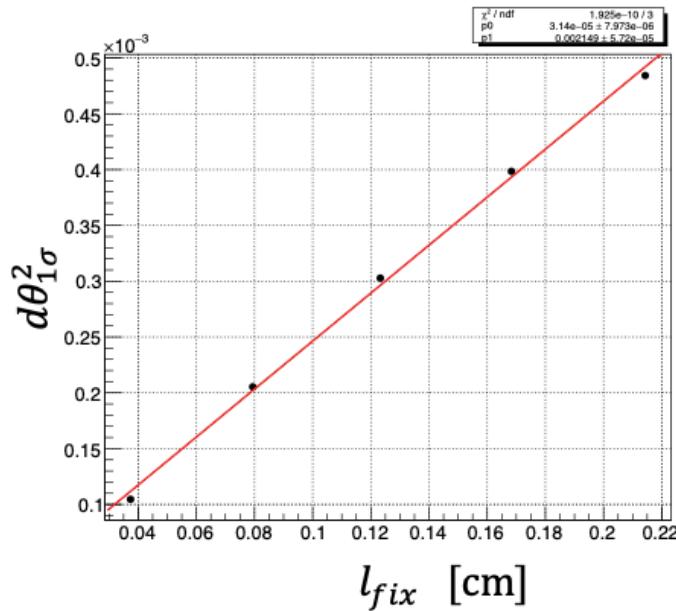


図 4.18: 300MeV/c($\tan \theta=0$ の場合) の 20 フィルム以上貫通した全ての陽電子トラックを用いて求めた修正セル長と角度差の 1σ の 2 乗の関係

この結果、 $a = 0.002149$ 、 $b = 3.14 \times 10^{-5}$ となった。この結果より、300MeV/c($\tan \theta=0$ の場合) の陽電子トラックを用いて角度の測定精度を求めるとき、 $\delta\theta_{det} = \sqrt{\frac{3.14 \times 10^{-5}}{2}} = 3.96\text{mrad}$ 、となった。角度精度は飛跡の入射角にのみ依存し、飛跡の運動量には依存しないものとして、角度ごとにそれぞれ 150MeV/c, 300MeV/c, 500MeV/c, 800MeV/c の陽電子飛跡を使って求めた $\delta\theta_{det}$ を平均したものをその角度における角度測定精度とした。この方法で角度測定精度を求める結果は表 4.2 のようになった。

角度	$\tan\theta = -0.5$	$\tan\theta = 0.0$	$\tan\theta = 1.0$
角度精度 [mrad]	4.02	3.74	9.62

表 4.2: 角度精度

各飛跡の運動量を測定する場合はセル長ごとに角度差を測定し、角度差の分布幅の二乗と修正セル長の関係をプロットする。そして、表 4.2 の角度精度を y 切片として固定値として最小二乗法で上記の点をフィッティングした時の傾きから運動量が求められる。しかし本解析では違う手段で運動量を求めたので次項で詳細を述べる。

運動量測定

電子（陽電子）の場合、原子核近傍を通過する際に電界の影響を受け、減速し、X線が放射される制動放射という現象が起こる。したがって、電子は鉄層を通過するごとに運動量を失っていくことになるので、上流側と下流側では運動量は大きく変わることが考えられる。はじめ $P_0[\text{MeV}/c]$ の運動量を持っていた電子が $x[\text{cm}]$ の鉄層を N_{cell} 枚通過した時の運動量を $P[\text{MeV}/c]$ とすると式(4.4.11)のように表せる。

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{N_{cell}x}{X_0}\right) \quad (4.4.11)$$

式(4.4.11)より、垂直に入射した電子の場合、20枚の鉄層を通過したとき運動量が入射時の0.56倍になってしまう。したがって陽電子の運動量測定において使用するフィルムの枚数が多いほど角度の測定数は増えるが、下流部のフィルムを使って角度測定するため運動量を再構成するのが難しくなると考えられる。そこで、上流から6枚(PL025-PL020)のフィルムを使用して運動量を求めたときと上流から11枚(PL025-PL015)のフィルムを使用して運動量を求めたとき、上流から20枚(PL025-PL005(PL013を除く))のフィルムを使用して運動量を求めたときの3つの結果を比較する。本解析で私が行った運動量測定方法を以下にまとめる。なお、本項では $\tan \theta = 0$ の陽電子トラックの運動量測定について述べる。

- 運動量の求め方

フィルム間角度差の分布は、ほぼ0を中心とした正規分布をとるので角度差分布の幅は二乗平均平方根(RMS)にほぼ一致する。そこで、飛跡1本ずつセル長1から4までの各セル長ごとに角度差を測り、RMS(角度差分布の幅)を計算によって求めた。例えばセル長1の場合で上流から6枚のフィルムを用いる場合は、PL025とPL024、PL024とPL023、PL023とPL022、PL022とPL021、PL021とPL020の5つの角度差を使ってRMSを計算する。同様にセル長が4の場合で上流から6枚のフィルムを用いる場合はPL025とPL021、PL024とPL020の間の2つの角度差を使ってRMSを計算する。図4.19と図4.20は、ある1つの飛跡のセル長1からセル長4までの角度差(x, y 方向の角度差)の分布である。

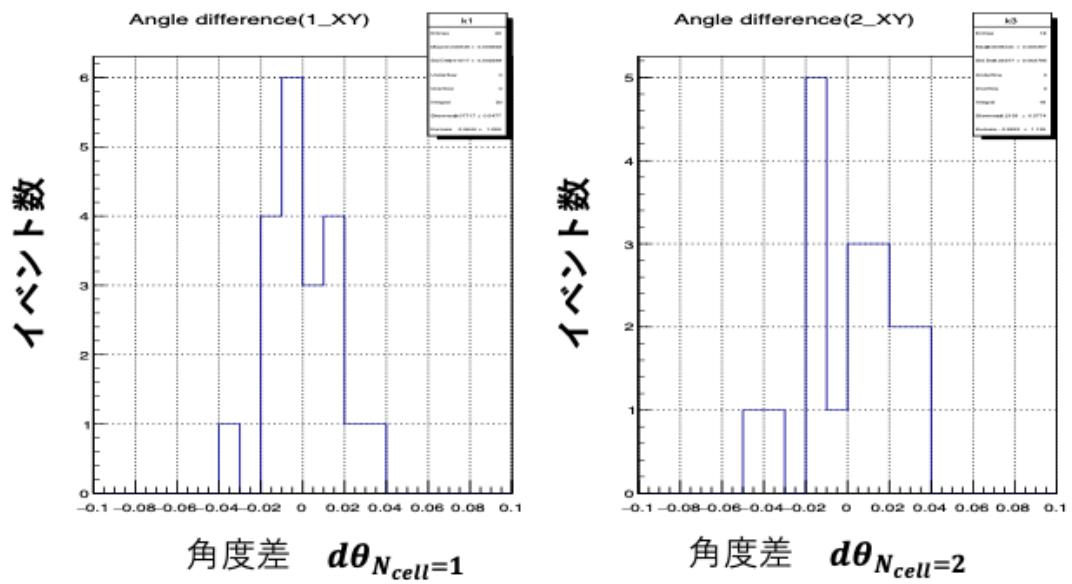


図 4.19: ある 1 つの飛跡の上流から 10 枚のフィルムを用いた場合の（左）セル長 1 のときの角度差分布と（右）セル長 2 のときの角度差分布

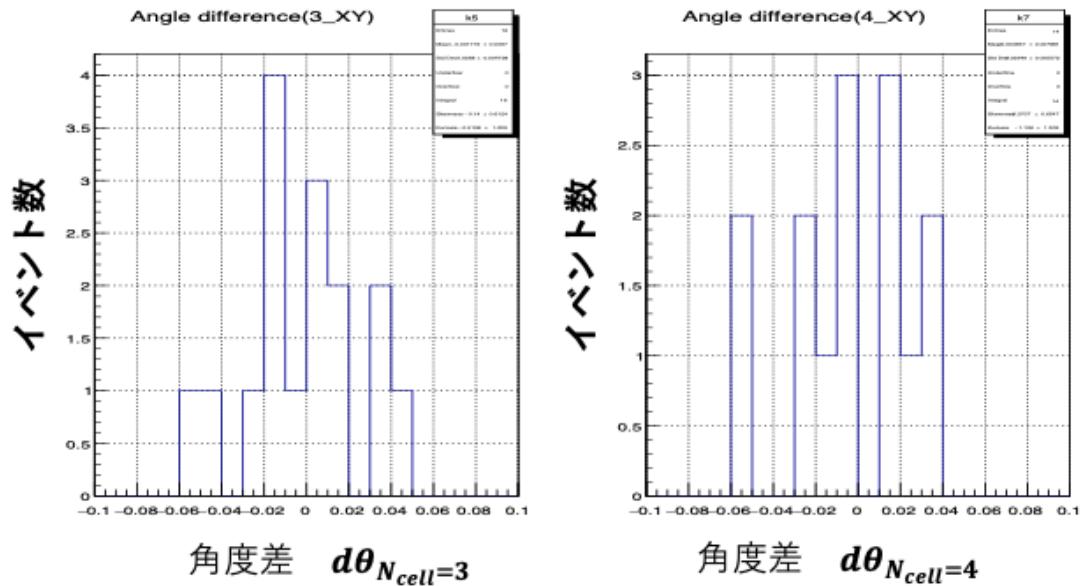


図 4.20: ある 1 つの飛跡の上流から 10 枚のフィルムを用いた場合の（左）セル長 3 のときの角度差分布と（右）セル長 4 のときの角度差分布

それぞれのセル長で RMS が求まつたら、前項で決定した角度測定精度を用いて $\delta\theta$ (RMS が $\delta\theta$ と角度測定精度の二乗和になっていることより) を求め、式 (4.4.1) を用いて運動量の逆数を求めた。セル長 1 から 4 でそれぞれ求めた運動量の逆数の平均をその飛跡における運動量の逆数 $\frac{1}{p\beta}$ とした。着目するスポット内の陽電子飛跡 1 本 1 本に対して、同様に $\frac{1}{p\beta}$ を求めて分布を作ると正規分布になるのでこれをガウス関数でフィッティングしたときの中心値を照射スポット全体の陽電子飛跡の逆運動量とした。

上流から 11 枚 (PL025-PL015) のフィルムを使用して逆運動量を測定した結果が図 4.21 と図 4.22 であり、図 4.23 と図 4.24 が運動量分布である。

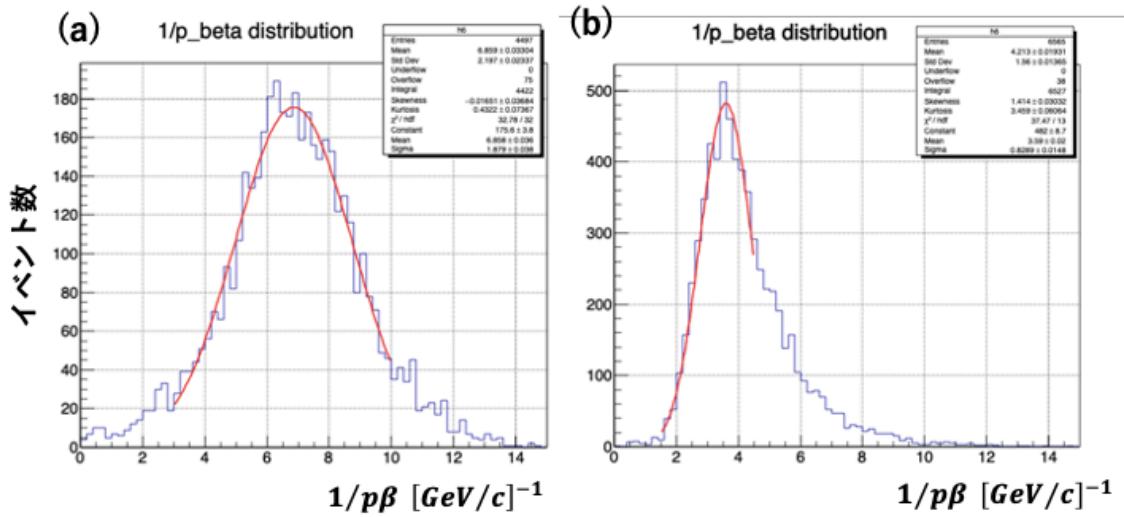


図 4.21: 逆運動量分布(上流から 11 枚のフィルムを使用した場合): 左側が (a) $150 \text{ MeV}/c (\tan \theta = 0)$ の陽電子飛跡の逆運動量分布、右側が (b) $300 \text{ MeV}/c (\tan \theta = 0)$ の陽電子飛跡の逆運動量分布

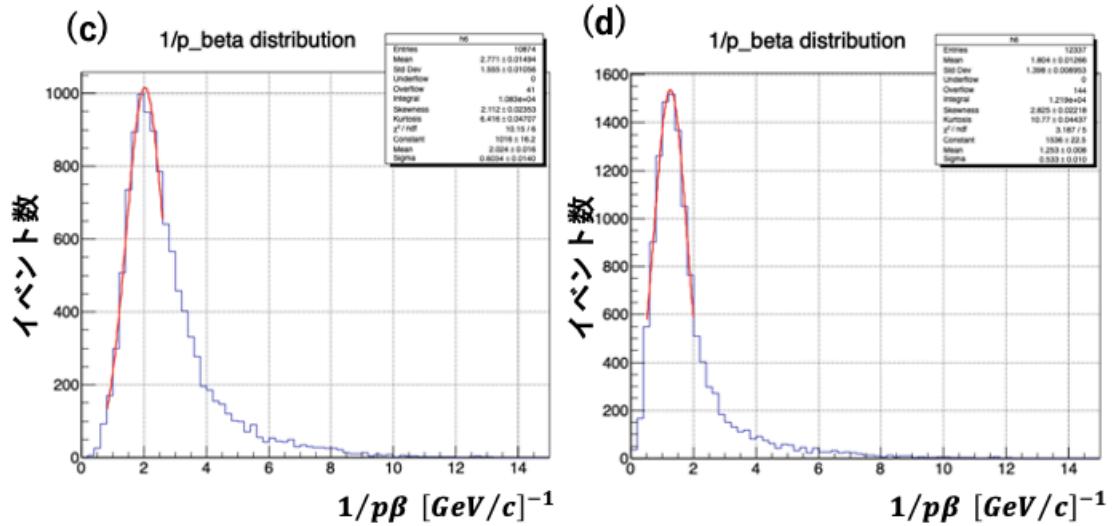


図 4.22: 逆運動量分布(上流から 11 枚のフィルムを使用した場合): 左側が (c) $500 \text{ MeV}/c (\tan \theta = 0)$ の陽電子飛跡の逆運動量分布、右側が (d) $800 \text{ MeV}/c (\tan \theta = 0)$ の陽電子飛跡の逆運動量分布

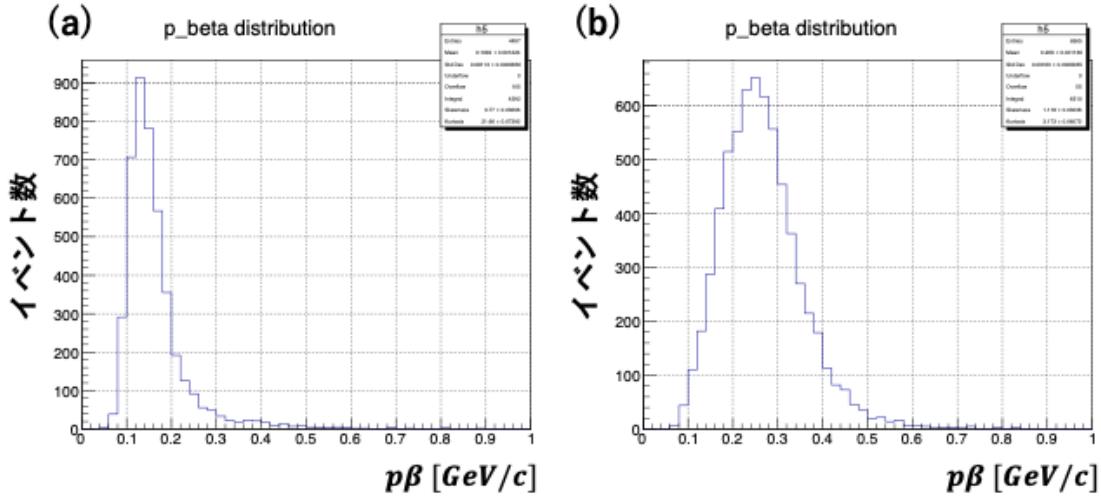


図 4.23: 運動量分布 (上流から 11 枚のフィルムを使用した場合) : 左側が (a) $150 MeV/c$ ($\tan \theta = 0$) の陽電子飛跡の運動量分布、右側が (b) $300 MeV/c$ ($\tan \theta = 0$) の陽電子飛跡の運動量分布

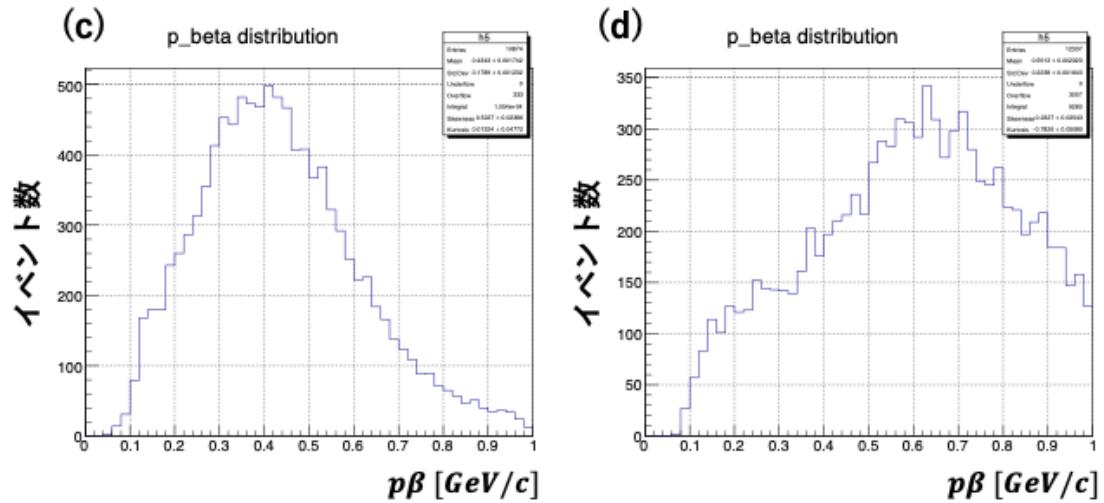


図 4.24: 運動量分布 (上流から 11 枚のフィルムを使用した場合) : 左側が (c) $500 MeV/c$ ($\tan \theta = 0$) の陽電子飛跡の運動量分布、右側が (d) $800 MeV/c$ ($\tan \theta = 0$) の陽電子飛跡の運動量分布

図 4.21 と図 4.22 の逆運動量分布をガウス関数でフィッティングすると中心値は、(a) $6.858[GeV/c]^{-1}$ (b) $3.588[GeV/c]^{-1}$ (c) $2.024[GeV/c]^{-1}$ (d) $1.253[GeV/c]^{-1}$ となった。この逆数が運動量になるので、(a) $145.8 MeV/c$ (b) $278.7 MeV/c$ (c) $494.1 MeV/c$ (d) $798.1 MeV/c$ となった。ビーム照射時の

運動量（期待値）と比較すると (a) は 2.8% のズレ、(b) は 7.1% のズレ、(c) は 1.2% のズレ、(d) は 0.3% のズレとなった。同様にして上流から 6 枚 (PL025-PL020) のフィルムを使用したとき、上流から 20 枚 (PL025-PL005) のフィルムを使用したときで逆運動量から運動量を求め、全ての結果を表 4.3 から 4.5 にまとめる。

ビーム運動量	$150\text{MeV}/c$	$300\text{MeV}/c$	$500\text{MeV}/c$	$800\text{MeV}/c$
$\frac{1}{p\beta}$ 分布の中心値	5.986	3.219	1.873	1.05
$\frac{1}{p\beta}$ 分布の標準偏差 (1σ)	2.191	1.098	0.872	0.464
運動量 (測定値)	167.1 MeV/c	310.6 MeV/c	534.0 MeV/c	952.3 MeV/c
ビーム運動量とのズレ	+11.4%	+3.6%	+6.8%	+19.0%

表 4.3: 上流から 6 枚 (PL025-PL020) のフィルムを使用して運動量を求めた結果

ビーム運動量	$150\text{MeV}/c$	$300\text{MeV}/c$	$500\text{MeV}/c$	$800\text{MeV}/c$
$\frac{1}{p\beta}$ 分布の中心値	6.858	3.588	2.024	1.253
$\frac{1}{p\beta}$ 分布の標準偏差 (1σ)	1.879	0.828	0.603	0.503
運動量 (測定値)	145.8 MeV/c	278.7 MeV/c	494.1 MeV/c	798.1 MeV/c
ビーム運動量とのズレ	-2.8%	-7.1%	-1.2%	-0.3%

表 4.4: 上流から 11 枚 (PL025-PL015) のフィルムを使用して運動量を求めた結果

ビーム運動量	$150\text{MeV}/c$	$300\text{MeV}/c$	$500\text{MeV}/c$	$800\text{MeV}/c$
$\frac{1}{p\beta}$ 分布の中心値	7.651	4.001	2.383	1.431
$\frac{1}{p\beta}$ 分布の標準偏差 (1σ)	1.688	0.766	0.552	0.430
運動量 (測定値)	130.7 MeV/c	249.9 MeV/c	419.6 MeV/c	698.8 MeV/c
ビーム運動量とのズレ	-13.9%	-16.7%	-16.1%	-12.7%

表 4.5: 上流から 20 枚 (PL025-PL005) のフィルムを使用して運動量を求めた結果

使用するフィルム枚数を増やして運動量の測定を行ったところ、11 枚使用して測定すると運動量再構成時の期待値からのズレは最大 7% であったが、上流から 20 枚のフィルムを用いて運動量を測定するとビーム運動量から 15% 程度ずれる結果となった。これは、電子の場合は鉄層を通過すると制動放射の影響で運動量が減少してしまうためである。そのため使用するフィルム枚数が 10 枚前後より多くなると、より制動放射の影響が出たことで運動量も低く再構成されたと考えられる。最も期待値とのズレが少なかった上流から 11 枚のフィルムを用いて運動量を測定したとき $150\text{MeV}/c$ の陽電子飛跡で 27.3%、 $300\text{MeV}/c$ の陽電子飛跡で 23.0%、 $500\text{MeV}/c$ の陽電子飛跡で 29.8%、 $800\text{MeV}/c$ の陽電子飛跡で 42.5% の分解能で運動量を測定できた。

第5章　まとめと展望

本論文では、ELPH 陽電子ビーム照射実験とそのデータ解析についてを述べた。陽電子飛跡を用いた粒子識別の尺度となる VPH 分布の広がりの評価に関しては、角度依存性があるものの運動量依存性がなく、 $|\tan \theta| \leq 1.0$ で 10% 以内であった。大角度においても測定フィルムの枚数を増やすことで、分布の広がりを抑えることができる。電離損失量の差が大きい電子と陽子に関しては両分布の山が重なることなく VPH を用いて識別することが可能であることがわかった。一方、電子とパイ中間子のように電離損失が近接している粒子の場合は分布同士が重なってしまうことが考えられ VPH のみで分離することは難しい。そのため、粒子識別のための追加情報として多重電磁散乱による角度変化（散乱角）から運動量を測定した。電子は、荷電パイ中間子や陽子と違って、運動エネルギーを制動放射によって指數関数的に失うという特徴がある。そのため運動量は、上流部で測定する場合と下流部で測定する場合では大きく変化する。そのため検出器の上流部から下流部にかけて測定に使用するフィルムの枚数を増やしすぎてしまうと制動放射による影響が顕著に現れてしまうため、運動量測定結果はビーム運動量から大きくズレてしまう結果となった。こうした電子の運動量測定におけるズレを小さくするには、フィルム枚数を上流部 10 枚程度を使って運動量測定をすることが効果的であることが考えられる。今後更にフィルム枚数を細かく変えて運動量測定を行うこと、角度が $\tan \theta = 0$ 以外の飛跡でも同様のことが言えるのかを解析していく。

今後の展望としては、次の 2 点ある。1 点目は、大角度スキャンにより $\tan \theta = -3.0$ と $\tan \theta = 5.0$ の両トラック群のスキャンを行うことで大角度の陽電子トラックを解析することである。HTS によるスキャンは、大角度になるほど検出効率が落ちてしまうという課題があるのでこれを克服しなければならない。2 点目は、同じ条件で製造したフィルムを用いて様々な荷電粒子のビームを打ち込み較正することが必要となる。理由は、銀とゼラチン比の異なる乳剤を用いてるとフィルムの性質が異なってしまいデータを比較するのが難しくなってしまうからである。

謝辞

本論文を作成するにあたって多くの方にサポートしていただきました。主にご指導いただいた本研究室の南野彰宏准教授には、日頃の研究からELPHビーム照射実験の際など多くのご指導とご鞭撻をいただきました。修論提出が近くなった際も、何度もチェックと助言をしていただきました。心から感謝申し上げます。

また名古屋大学の福田努様（YLC 特任助教）、松尾友和様（研究員）、鈴木陽介様（D1）をはじめとするNINJAメンバーの多くのスタッフの方々に右も左もわからず頭を抱える私に解析や実験に関して多くのご指導をいただきました。心から感謝申し上げます。

そして、南野研究室の同期である片山さんと佐々木君は互いに様々な悩みを話したり、雑談をしたりと心の支えになってくれました。今年度は、新型コロナウイルスの影響で心身共に疲弊してしまった中、こうした仲間の繋がりの重要性を感じました。本当に感謝しています。

原子核乾板の世界に飛び込み、多くの方々に支えられてきた中、私自身うまくいかなかったことも多く、反省すべきこともたくさんあります。このような経験を糧にこれから先もっと成長をしていきます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] スーパーカミオカンデ -スーパーカミオカンデについて- , <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>
- [2] 大学共同利用機関法人 高エネルギー加速器研究機構 -ニュートリノ振動と KEK- , <https://www.kek.jp/ja/>
- [3] Mark Thomson (2013) Modern Particle Physics, United Kingdom : Cambridge University Press.
- [4] 東北大学電子光理学研究センター -研究施設概要- , <https://www.lns.tohoku.ac.jp>
- [5] 鈴木陽介, “原子核乾板を用いた水標的ニュートリノ反応検出機の開発及び解析手法の確立”
名古屋大学 修士論文 (2019)
- [6] 三角尚治 et al. 新型原子核乾板の大型現像処理環境の構築とその現像結果. 日本大学生産工学部研究報告 A (理工系) , 52(1):1–10, (2019).
- [7] 中野敏行 et al, “最新の原子核乾板飛跡読み取り技術” , 日本写真学会誌,79 (1),54-59(2016).
- [8] Masahiro Yoshimoto et al., ”Hyper-track selector nuclear emulsion readout system aimed at scanning an area of one thousand square meters”, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015, 00000 (21 pages)
- [9] 森本祐介, “原子核乾板による 1GeV 領域のニュートリノ-原子核反応の検出” , 東邦大学 博士論文 (2020)
- [10] P.A. Zyla et al.,(Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys.2020, 083C01 (2020).
- [11] Nobuko Kitagawa et al., “Electron identification and energy measurement with Emulsion Cloud Chamber ” , Physics Procedia 80, 87-89, (2015)
- [12] N. Agafonova et al., “Momentum measurement by the Multiple Coulomb Scattering method in the OPERA lead emulsion target ” New J. Phys.14 013026 (2012)
- [13] 松尾 友和, ”タウニュートリノ反応のハドロンバックグラウンドの研究”, 東邦大学 博士論文 (2012)