

2022 年度 卒業論文

鉄 Emulsion Cloud Chamber を用いた
大角度陽電子飛跡の再構成

横浜国立大学理工学部
数物電子情報系学科 物理工学 EP
南野研究室

学籍番号 1864257

森田大暉

2022 年 3 月 21 日

概要

ニュートリノ-原子核反応断面積の精密測定のために NINJA (Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) 実験が行われている。この NINJA 実験では、原子核乾板と標的物質（水、鉄など）を層状に重ねた検出器である ECC (Emulsion Cloud Chamber) を用いている。現在、測定精度の向上のために、ECC における $400\text{MeV}/c$ 以下の電子及び陽電子の飛跡の各物理量の測定精度を検証することが求められている。特に、大角度の飛跡に関してはまだ物理解析が行われておらず、理解を進めることが重要である。そのため、2020 年に ECC に対して $800\text{MeV}/c$ 以下の陽電子ビームを照射した実験（ELPH 陽電子ビーム照射試験）が行われた。

本研究では、ELPH 陽電子ビーム照射試験で陽電子を照射した鉄 ECC について、飛跡の再構成を行った。特に、先行研究 [1] で行われていなかった大角度飛跡 ($\tan\theta = 3.0$) についても、再構成を行った。再構成は、(a) スキャン（マイクロトラックの作成）、(b) 原子核乾板 1 枚での飛跡再構成（ベーストラックの作成）、(c) ベーストラックのノイズカット、(d) 複数フィルム間での飛跡接続の順で行った。その結果、大角度側 ($\tan\theta = 3.0$) の飛跡について、飛び飛びのフィルムでしか飛跡がつながっていないことが確認された。原因としては、大角度側の飛跡の再構成の際に原子核乾板のベース側の飛跡データしか用いなかっただため、また途中のトラックランキングで本来飛跡として拾うべきものもカットしてしまったためだと考えられる。今後、本研究で見つかった問題点を修正し、改めて再構成を行った飛跡を用いて物理解析を行い、結果を評価する。

目次

第1章 ニュートリノ	3
1.1 ニュートリノについて	3
1.2 T2K 実験	5
1.3 ニュートリノと原子核の反応	6
第2章 NINJA 実験	10
2.1 概要	10
2.2 検出器構成	10
2.3 原子核乾板	12
2.4 ECC	13
2.5 NINJA で用いられた ECC	14
2.6 NINJA の現状と今後の課題	15
第3章 ECC を用いた数百 MeV/c 程度の陽電子飛跡の再構成	16
3.1 ELPH 陽電子ビーム照射実験の解析	16
3.2 取得した陽電子飛跡の再構成の流れ	18
3.3 フィルムのスキャン	18
3.4 原子核乾板 1 枚あたりの飛跡再構成	19
3.5 ノイズ飛跡のカット	21
3.6 2 枚のフィルム間での飛跡接続	26
3.7 複数フィルム間での飛跡接続	27
第4章 飛跡再構成の結果	29
4.1 結果	29
4.2 考察	30
第5章 まとめと今後の展望	31
参考文献	37

第 1 章

ニュートリノ

1.1 ニュートリノについて

ニュートリノは、重力相互作用を除いて弱い相互作用しか起こさない中性レプトンである。1930 年、 β 崩壊において放出される電子のエネルギースペクトルが連続的であることを説明するために、パウリによって初めて提案された。^[2]その後、1956 年にライネスとコーウンらによって、実際に原子炉からの反電子ニュートリノが発見された。^[3]現在までに、ニュートリノは各荷電レプトンの世代に対応する 3 種類（電子ニュートリノ、ミュー・ニュートリノ、タウ・ニュートリノ）があることがわかつており、これらのニュートリノはすべて標準模型において質量を持たないとされている。^[4]

1.1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、時間発展によりニュートリノの種類が変化する現象であり、1962 年に坂田昌一、牧二郎、中川昌美によって、ニュートリノの世代が変化するニュートリノ振動が提唱された。^[5]また、1988 年にスーパーカミオカンデ検出器によってニュートリノ振動の存在が初めて確認された。^[6]

ニュートリノ振動はニュートリノが質量を持たないと起こり得ないため、標準模型では説明ができない。そのため、現在注目されている物理となっている。以下にその理論を簡単に説明する。

まず、ニュートリノが質量を持ち、弱い相互作用固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ (フレーバー) と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の関係は式 (1.1) のようになっていると仮定する。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ここで、 $U_{\alpha i}$ は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (PMRS 行列) と呼ばれるユニタリ行列の行列要素であり、一般に式 (1.2) のように表される。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}s_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{13}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2)$$

c_{ij}, s_{ij} はそれぞれ $\cos\theta_{ij}, \sin\theta_{ij}$ を表し、 θ_{ij} を混合角と呼ぶ。また、 δ は複素位相であり、レプトンの CP 対称性を決定するパラメータであることから、CP 位相角とも呼ばれる。

以下、簡単のため 2 世代でのニュートリノ振動について考える。まず、式 (1.1)、式 (1.2) は、フレーバーが $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$ 、質量固有状態が $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ のみであるとすると、式 (1.3) のように表される。

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで、質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ は、ニュートリノがエネルギー E_i 、運動量 p_i 、位置 $x = 0$ で生成されたとすると

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

の時間依存性を示す。このとき、 m_i をニュートリノの質量、 L をニュートリノの飛行距離とすると、ニュートリノが相対論的な粒子であることから、

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.5)$$

$$t \approx L \quad (1.6)$$

と近似できる。よって、式 (1.3) は式 (1.4)、式 (1.5)、式 (1.6) を用いて

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-im_1^2 L/2E_i} |\nu_1(0)\rangle \\ e^{-im_2^2 L/2E_i} |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

となる。

これより、ニュートリノが距離 L だけ飛行した後にフレーバーが $\alpha \rightarrow \beta$ に変化して観測される確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(t)$ (出現確率) は、混合角 θ と質量差 $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ を用いて

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sin^2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]}\right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

このような議論を 3 世代の場合にも適用すると、式 (1.9) のように表される。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

また、ある世代のニュートリノが距離 L だけ飛行した後に、世代が変わらないまま観測される確率(生存確率)も、式 (1.9) を利用して求める事ができる。例えば、電子ニュートリノについては式 (1.10) のように表せる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) \quad (1.10)$$

現在のニュートリノ振動測定実験(後述の T2K 実験など)では混合角や CP 位相角、質量差が主な測定対象となっている。その測定のためには、式 (1.9) からもわかるように、ニュートリノ発生源から異なる距離の 2 地点で観測を行い、

- 観測地点同士の距離 (L)
- ニュートリノのエネルギー (E)
- 観測地点での各世代のニュートリノの個数 (個数比をとることで、出現確率または生存確率が求められる。)

を精度よく求める必要がある。

1.1.2 ニュートリノにおける未解決問題

ニュートリノ振動の各パラメータ

先述の通り、ニュートリノ振動は現在の標準理論では説明がつかない現象であり、各パラメータを精度良く測定することは理論の発展に直結する。

1.2 T2K 実験

1.2.1 概要

T2K(Tokai to Kamioka) 実験は、ニュートリノ振動の精密測定を通してニュートリノの性質の理解を目指している実験である。実験は 2006 年に提案され、以下の 2 つの物理的目標を達成することを目指し設計された。[7]

1. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の発見 ($\theta_{13} > 0$ の確認)
2. ν_μ 消失現象における振動パラメータの精密測定

また、現在は

3. CP 位相角の精密測定

が主要な研究目標として掲げられている。

現在の結果としては、2022 年 1 月時点で、目標 1,2 はほとんど達成された。[8, 9] また、CP 位相角の測定に関しても、ニュートリノと反ニュートリノの CP 対称性が 99.7%(3σ) の信頼度で破れていることを示されている。[10]

1.2.2 装置構造と測定原理

実験系は、

- 加速器 (J-PARC)
- 前置検出器
- 後置検出器 (スーパーカミオカンデ)

から構成される。



図 1.1 T2K 概観

測定は、加速器によって生成したニュートリノビームを、前置検出器、後置検出器の両者で検出することで行われる。この前置・後置検出器によって、ニュートリノ反応事象の個数比及びニュートリノのエネルギーを測定することで、ニュートリノ振動を観測している。後述の NINJA 実験は、この前置検出器部分にて行われている実験である。

1.2.3 今後の課題

T2K 実験においては、今後、統計誤差と系統誤差の 2 つの誤差の削減を進めることが課題となっている。このうち、統計誤差においては・ニュートリノ生成量の増大 (J-PARC ニュートリノビームの増強)・検出器の標的物質の増大 (ハイパーカミオカンデの建設) によって削減できる。

一方、系統誤差についてはニュートリノと標的物質の反応断面積モデルの不確定性が主要な誤差となっている。そのため、ニュートリノ-原子核相互作用を精密測定することが現在課題となっている。これについて次節で詳しく述べる。

1.3 ニュートリノと原子核の反応

ニュートリノは、そのエネルギーによって原子核との主要な反応モードが異なる。この節では、T2K 実験及び NINJA 実験において主要な測定対象となる、CCQE、CC1 π 、NC、2p2h の 4 種類のモードを示し、T2K 実験の系統誤差との関係について述べる。

1.3.1 荷電カレント準弾性散乱 (CCQE)

荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi Elastic:CCQE) 反応は、ニュートリノと核子が反応し終状態としてニュートリノに対応する荷電レプトンと核子を放出する反応である。特に、ニュートリノのエネルギーが~1GeV であるときに主要な反応モードである。反応は、式 (1.11)、式 (1.12) のように表される。

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad (1.11)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (1.12)$$

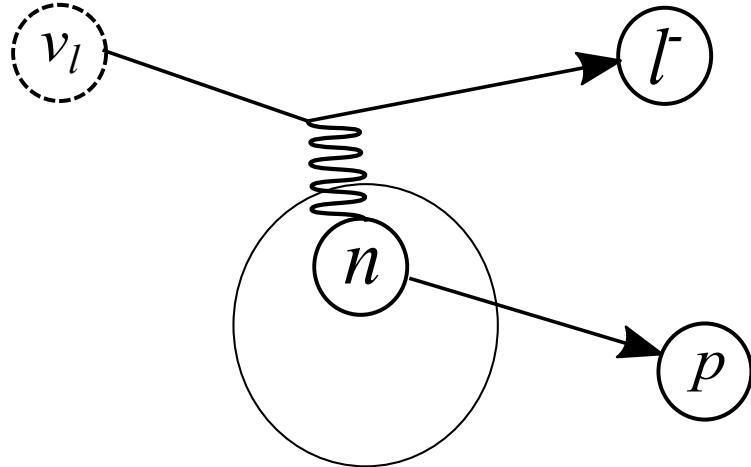


図 1.2 荷電カレント準弾性散乱 (CCQE)

また、CCQE 反応は 2 体反応であることから、もとのニュートリノエネルギーを式 (1.13) のように算出できる。

$$E_\nu = \frac{(m_N - E_b)E_l - m_l^2/2}{(m_N - E_b) - E_l + p_l \cos\theta_l} \quad (1.13)$$

ここで E_ν はニュートリノのエネルギー、 m_l, p_l, E_l, θ_l は観測された反応由来の荷電レプトンの質量、運動量、エネルギー、散乱角、 m_N は反応前の核子の質量、 E_b は核子を原子核内に束縛するエネルギー (束縛エネルギー) である。

1.3.2 荷電カレント 1π 生成 (CC1 π)

荷電カレント 1π 生成は、ニュートリノと核子が反応し、終状態で荷電レプトン、核子、パイ中間子が放出される反応であり、ニュートリノのエネルギーが 1~2GeV の際に主要な反応モードとなる。この反応は共鳴状態である Δ 粒子を介するモード (Δ Resonance、式 (1.14)) と Δ 粒子を介さず、ニュートリノと原子核がコヒーレントに反応し、パイオンを放出するモード (CC Coherent、式 (1.15)) がある。 Δ Resonance では核子 (N) とニュートリノが反応して Δ 粒子が生成され、その後核子とパイオンに崩壊する。CC Coherent ではニュートリノと原子核 (A) が反応しパイオンとレプトンが生成されるが、反応前後で原子核の状態は変化しない。



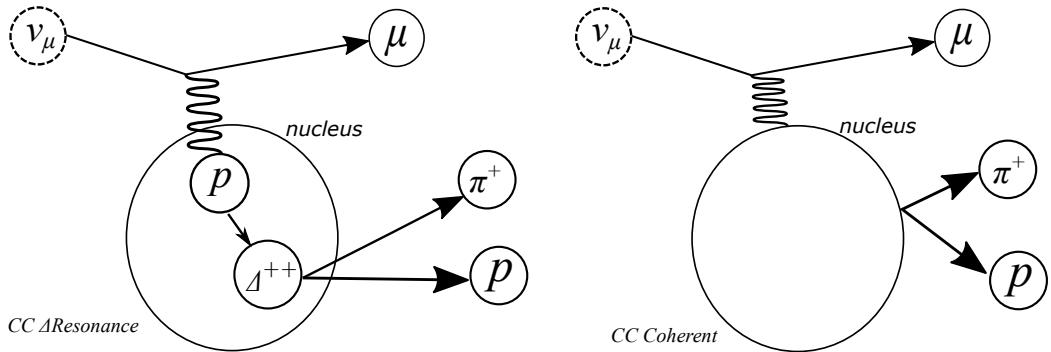


図 1.3 荷電カレント 1π 生成
左 : Δ Resonance 右 : CC Coherent

1.3.3 中性カレント反応 (NC)

ニュートリノが Z ボソンを介して相互作用する反応を中性カレント反応と呼び、例えば式 (1.16) で表される反応がそうである。NC では、反応前後で核子 (N) の状態が変化しない。



1.3.4 2p2h 反応 (2particle 2hole)

原子核内で 2 核子が相関を持った状態で存在するとき、その核子とニュートリノが反応することで終状態に 2 核子が放出される反応である。電子散乱実験においてはその存在が確認されているが、ニュートリノにおいてはまだ実験で確認されてはいない。

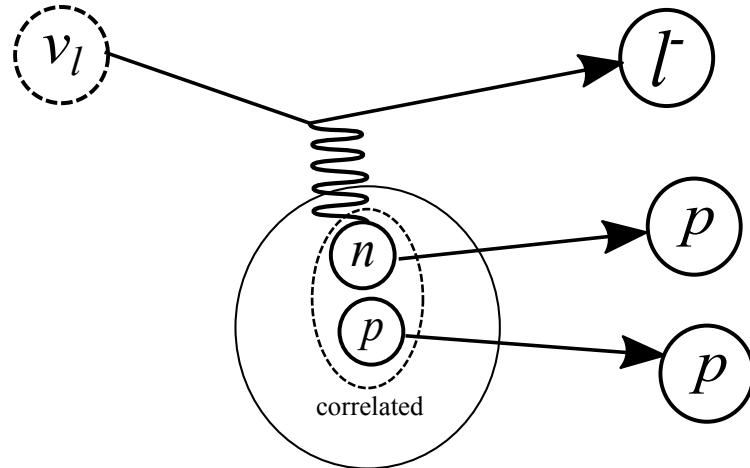


図 1.4 2p2h 反応

1.3.5 ニュートリノ-原子核反応に関する T2K 実験の系統誤差

T2K 実験では、CCQE 反応をニュートリノ反応事象のシグナルとして捉えており、ニュートリノエネルギーの再構成も式 (1.13) を用いて行われている。ただ、CC1 π 反応のときに π 中間子を検出できなかった場合や、2p2h 反応のときに陽子を検出できなかった場合においては、それらは電子ニュートリノの CCQE として誤って検知される。また、NC においても式 (1.16) のように終状態で π^0 が生じた場合、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ によって電磁シャワーが発生し、 ν_e の CCQE と誤認される場合がある。^{*1}そこで、T2K ではニュートリノ-原子核反応の物理モデルを仮定し、各反応の反応断面積を予想することで誤検知を修正している。しかし、利用するモデルは複数の種類があり、そのモデルごとにニュートリノ振動の観測結果は異なった値が生じる。特に、2p2h は現在までに観測されていないこともあり、モデルによる不定性に大きく影響している。そのため、ニュートリノ-原子核反応について詳細な反応断面積測定を行い、モデルを決定することが必要とされている。

^{*1} ただし、CC1 π による誤認と比べるとそれほど多くは発生しない

第 2 章

NINJA 実験

この章では、ニュートリノ-原子核相互作用の精密測定実験である NINJA 実験について述べる。また、今後の NINJA 実験の精度向上のために ECC(Emulsion Cloud Chamber) の $400\text{MeV}/c$ 程度の電子または陽電子に対する物理量測定精度を検証する必要があることを示す。

2.1 概要

NINJA(Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) 実験は、原子核乾板と J-PARC のニュートリノビームを用いて、 $\sim 1\text{GeV}$ 領域でのニュートリノ反応の精密測定を目的とした実験である。原子核乾板は、その位置分解能がサブミクロン程度と、他の検出器と比べて非常に高い。NINJA ではこの利点を活かし、反応によって発生する低運動量の粒子を捕捉及び粒子種を識別することで、ニュートリノ-原子核反応のモードをイベントごとに判別することが可能にしている。

2.2 検出器構成

NINJA は・ECC・エマルジョンシフター (Shifter)・シンチレーショントラッカー (Tracker)・ミューオン検出器の 4 つを組み合わせ、図 2.1 のように構成されている。

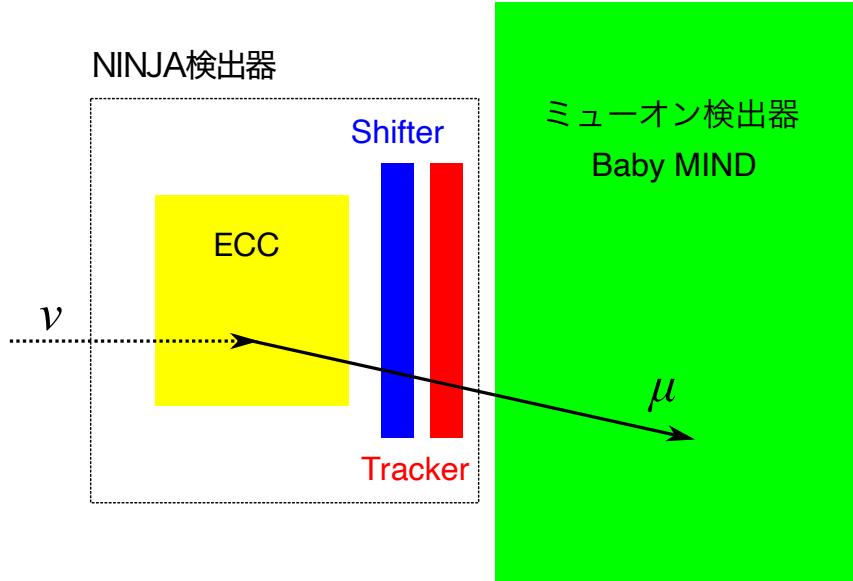


図 2.1 NINJA 検出器とミューオン検出器の概観

各部分の役割について簡単に解説する。

- ECC
ニュートリノ反応の検出及び反応点近傍の詳細解析を目的とした部分。
- ミューオン検出器 (Baby MIND)
ミューオンの同定及びエネルギー測定を行う部分。ECC だけでは識別できない π 中間子とミューオンを識別するために用いられる。
- エマルジョンシフターとシンチレーショントラッカー [11]
ECC と Baby MIND で検出された飛跡をつなぐために、追加の飛跡検出を行う部分。ECC はサブミクロン程度の位置分解能を持つ代わりに時間情報を持たない。対して、ミューオン検出器は時間分解能を持つ代わりに位置分解能は $\mathcal{O}(cm)$ 程度であることから、ミューオン検出器で検出された飛跡を ECC の飛跡に直接接続することは非常に難しい。そのため、エマルジョンシフターとシンチレーショントラッカーを用いて、サブミクロン程度の位置・角度情報と 4 時間程度の時間分解能^{*1} をもつ飛跡を取得し、ミューオン検出器の飛跡→シフターとトラッカーで得た飛跡→ECC 中の飛跡とマッチングを行っていくことで、ECC とミューオン検出器の飛跡接続を可能にしている。

本研究では、この ECC について、今後の測定で精度を向上させるために行われたものである。以降、ECC と ECC を構成する原子核乾板について詳しく述べる。

^{*1} 2020 年 4 月に行われたテ스트ラン (Run9) での値。今後、新型検出器によって時間分解能は向上することが見込まれている。

2.3 原子核乾板

原子核乾板は、荷電粒子に対して感度を持つ特殊な写真フィルムであり、通過した荷電粒子の位置・角度を撮影できる。乾板本体は、AgBr 結晶をゼラチン溶媒中に混ぜた乳剤をプラスチックやガラス等の表面に塗布して作られている。乳剤中の AgBr 結晶 1 つ 1 つが感度を持つ検出素子となっており、このおかげでサブミクロン程度の高い位置分解能を持つ。特に、単寿命で短い距離しか飛ばない粒子に対して非常に有効な検出器である。ただし、飛跡の時間情報を失ってしまう欠点もある。

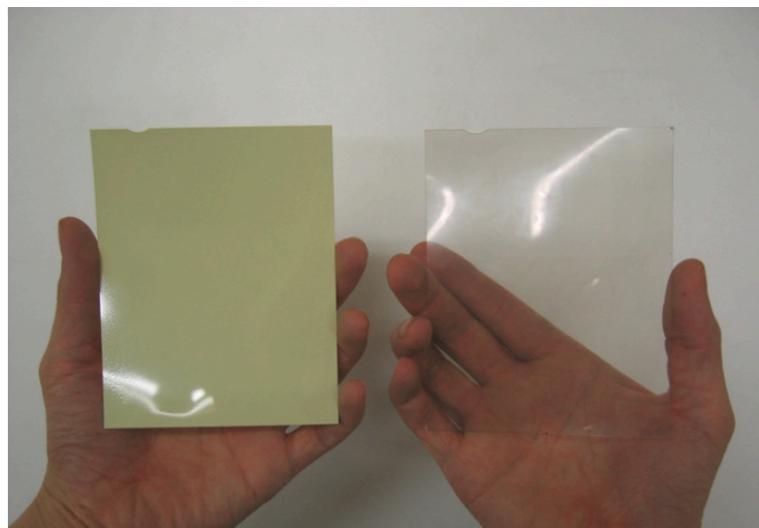


図 2.2 原子核乾板 [12](左：現像前 右：現像後)

原子核乾板には以下のような手順で飛跡が記録される。

1. 荷電粒子が乳剤部分を通過すると、乳剤内部で電子が電離する。
2. 電離した自由電子が AgBr 結晶表面の結晶欠陥（電子トラップ）に捕獲され、結晶欠陥が負に帯電する。
3. 負に帯電した結晶欠陥に銀イオンが引き寄せられ、銀原子に還元される。
4. 2,3 の過程が繰り返されることで、荷電粒子が通過した部分に潜像核と呼ばれる金属銀が生じる。
5. 潜像核が生じた原子核乾板に対し現像処理を行うことで、潜像核を中心に周囲の銀イオンが還元され、荷電粒子の飛跡に沿って銀塊が連なって生じる。

実際に原子核乾板によって撮影されたニュートリノ反応を図 2.3 に示す。

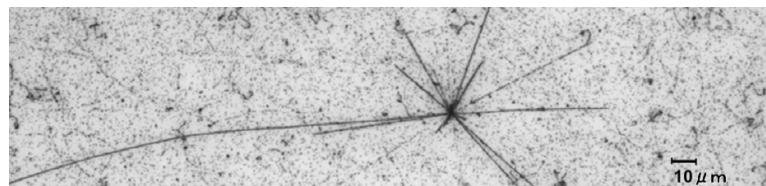


図 2.3 原子核乾板におけるニュートリノ反応の顕微鏡写真

2.4 ECC

ECC(Emulsion Cloud Chamber) は原子核乾板と標的物質（水、鉄など）を交互に重ねた検出器であり、荷電粒子に対して感度を持つ。ECC が持つ利点は、

- 数百 μm ~数 mm という細かいセグメントを持つ
- リアルタイムで信号を読み出す必要がなく、位置分解能を保ったまま大型化ができる。
- 原子核乾板の間に挟む標的物質を変えることで、様々な原子核を標的にできる。
- 4π 方向に感度を持つ^{*2}

である。また、ECC を用いて測定可能な物理量は以下のように挙げられる。

• 運動量

原子核乾板によって標的物質通過前後の飛跡の位置差・角度差を精密に測定することで、荷電粒子の運動量を測定することが可能である。その原理を簡単に述べる。

荷電粒子が原子核乾板間の標的物質中を通過するとき、多重電磁散乱によって荷電粒子の進行方向はわずかに変化する。[13, 34.3 節] このときの散乱角 θ_0 は、

$$\theta_0 = \frac{13.6 MeV}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{xz^2}{X_0 \beta^2} \right] \quad (2.1)$$

と表せる。 βc は荷電粒子の速度、 p は運動量、 z は荷電粒子の電荷、 X_0 は標的物質の放射長、 x は標的物質の通過距離である。さらに、散乱角の分布はガウス関数として近似でき、標的物質に垂直な平面についての角度ズレ分布の RMS (二乗平均平方根) θ_{RMS} は θ_0 に一致する。そこで、2つの原子核乾板を用いて散乱角の分布を求め、式 (2.1) に代入する事によって、 $p\beta$ を算出できる。

• 電離損失 (エネルギー損失、 $\frac{dE}{dx}$)

荷電粒子が物質内を通過するとき、Bethe-Bloch の式 (2.2) に従ってエネルギーを損失する。[14, 2.2.2 節]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{MAX}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.2)$$

r_e : 古典電子半径 ($2.87 \times 10^{-13} cm$)

z : 荷電粒子の電荷

m_e : 電子質量

β : 荷電粒子の速度 (v/c)

N_a : アボガドロ数

$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$

I : 平均イオン化ポテンシャル

δ : 密度効果の補正項

Z : 通過する物質の原子番号

C : shell correction

A : 通過する物質の原子量

W_{MAX} : 通過物質の原子核と荷電粒子の衝突で

ρ : 通過する物質の密度

移動する最大エネルギー

原子核乾板において、損失したエネルギーは電子が電離するために使われる。よって、電離損失の値が大きいほど銀原子が多く還元し、濃い飛跡を描く。この $\frac{dE}{dx}$ は ECC において、スキャンされた

^{*2} 飛跡を読み取る際の処理によって、角度範囲は制限される。

飛跡データを構成するピクセル数 (VPH:Volume Pulse Height と呼ぶ。^{*3}) に対応する。さらに、電離損失は図 2.4 にあるように、粒子の種類及び運動量によってその値が異なる。よって、ECC において VPH と運動量を測定することで、通過した荷電粒子の種類も特定することができる。

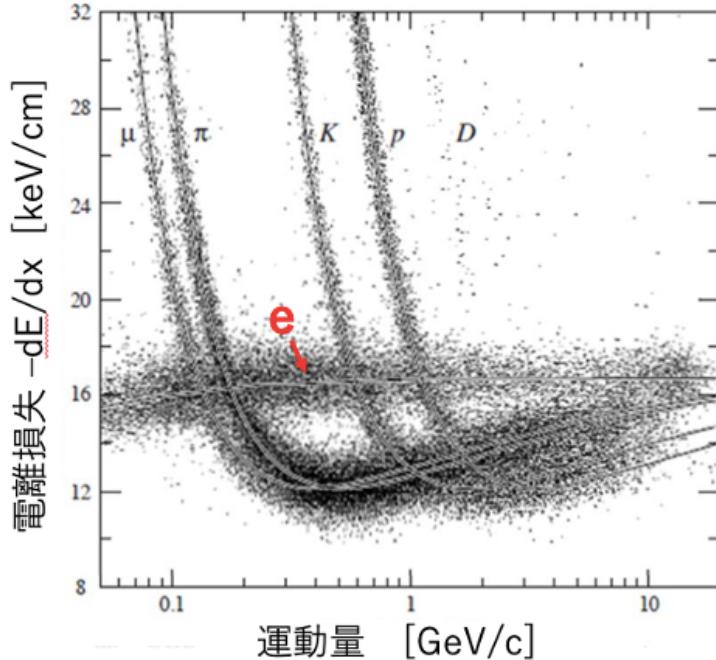


図 2.4 e, μ, π, K, p, D の運動量に対する電離損失 [1]

- エネルギー

荷電粒子の飛跡が ECC 中で停止した場合、粒子の種類がわかれればその粒子における $\frac{dE}{dx}$ がわかるので、 $\frac{dE}{dx}$ を通過距離だけ積分することでエネルギーを推定できる。前述の通り、ECC では粒子識別が可能なため、エネルギーの測定が可能となっている。

2.5 NINJA で用いられた ECC

NINJA 物理ラン (E71a)^{*4}で用いられた ECC は図 2.5 に表すとおりである。これは、標的物質の異なる 3 種類の ECC を組み合わせてできており、ビーム上流側から

- 水 ECC：ニュートリノと水の原子核反応の測定を行う ECC
- 鉄 ECC：多重電磁散乱による運動量測定に特化した ECC
- SS(Special Sheet)：フィルム間の幅を広く設けることで、水・鉄よりも角度分解能を向上させた ECC

^{*3} VPH の厳密な定義は、[15]p68 を参照されたい。

^{*4} 2019 年 11 月～2020 年 2 月に行われたラン。ニュートリノ-水反応の統計量のある物理解析を行うことを目的としている。これ以前のランについては [11, 16] を参照されたい。

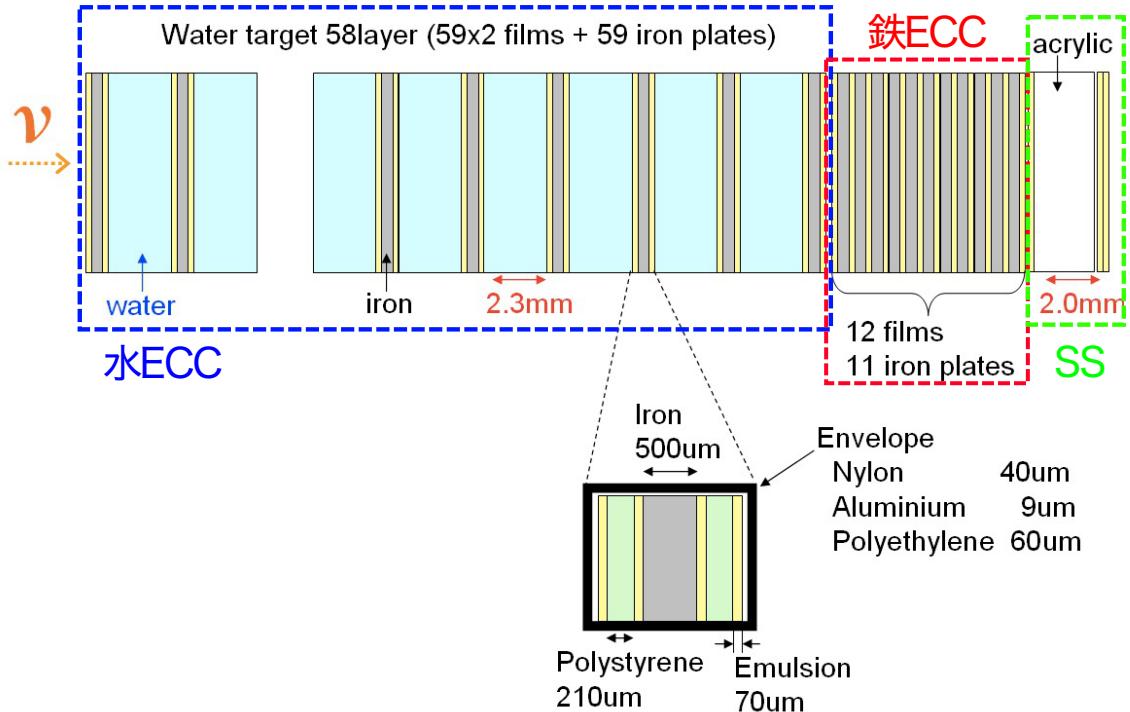


図 2.5 NINJA 物理ランで用いられた ECC の模式図 [11]

が組み合わされている。

2.6 NINJA の現状と今後の課題

NINJA 実験は 2014 年から開始し、2015 年のランで初めてニュートリノ反応の検出が確認された [17]。最新の結果としては、 $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ の反応について結果が報告されている [18, 19]。また、2020 年 2 月現在では物理ラン (E71a) の解析が進められている。今後、標的物質の質量を増やし、統計量をさらに増加させたランも計画中である。

そして、今後の解析では、電子ニュートリノの反応を解析することが一つの目標になっている。特に NINJA では、既存の検出器よりも精度良く観測できることが期待されている。というのも、電子ニュートリノ反応 ($\nu_e + n \rightarrow e^- + p$) の観測では、 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ 反応が終状態の粒子の電荷が一致するために主要な背景事象となっていたが、NINJA では ECC を用いて終状態の粒子を区別することで、これらの反応を識別することができるためである。

しかし、ECC の $400 MeV/c$ 以下の電子・陽電子に対する応答は今まで調べられたことがなかった。このエネルギー領域は、NINJA が測定対象とするニュートリノの反応で発生する電子・陽電子のものと被っており、応答を調べることは重要な課題である。そのため、本研究での解析対象である ELPH 陽電子ビーム照射実験が行われた。次章以降で詳しく解説する。

第 3 章

ECC を用いた数百 MeV/c 程度の陽電子飛跡の再構成

この章では、ELPH 陽電子ビーム照射実験について説明する。また、ECC 全体で飛跡を再構成した際用いた手法、および著者の作業内容について述べる。

3.1 ELPH 陽電子ビーム照射実験の解析

3.1.1 概要

前章でも述べたとおり、今までに $400\text{MeV}/c$ 以下の電子または陽電子への ECC の応答は測定されたことがなかった。そこで、2020 年の 10 月に鉄 ECC、水 ECC、原子核乾板のみの 3 種類の ECC に対して陽電子ビームを照射した試験（ELPH 陽電子ビーム照射実験）が行われた。

本研究においては、谷原氏の先行研究 [1] で取扱わなかった大角度飛跡 ($\tan\theta = 3.0$) の再構成を重点的に行なった。

3.1.2 鉄 ECC の構造と照射スポット

ELPH 陽電子ビームで用いた鉄 ECC は、1 枚 $350\mu\text{m}$ 厚の原子核乾板 25 枚と $500\mu\text{m}$ の鉄板 24 枚を交互に重ねた構造になっている。鉄板、原子核乾板のサイズはどちらも $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ の広さをもつ。（図 3.1）また、原子核乾板を詳しく見ると、 $210\mu\text{m}$ のポリスチレン（以降、ベースと呼ぶ）の両面に乳剤を $70\mu\text{m}$ 厚で塗布して作られている。（図 3.2）^{*1}

この鉄 ECC に対し、ELPH 陽電子ビーム照射実験では、運動量が $800, 500, 300, 150\text{MeV}/c$ の 4 種類、照射角度が $\tan\theta = 0.0, -0.5, 1.0, 3.0, -5.0$ の 5 種類で、計 20 スポットに陽電子を照射した。照射スポットを図 3.3 に示す。また、原子核乾板のフィルムはビーム最上流が PL25、ビーム最下流が PL1 と順に番号付けされている。（図 3.1）

^{*1} 原子核乾板の構造については、NINJA の物理ランで用いられたものと同一である。また、ECC の構造についても、枚数が異なるのみで、構造は変わらない。NINJA の物理ランでは、原子核乾板 12 枚、鉄 11 枚を交互に重ねている（図 2.5）。

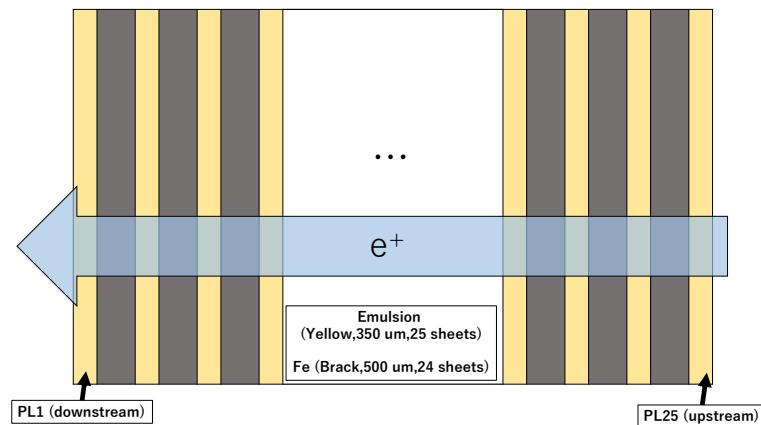


図 3.1 ELPH で用いられた鉄 ECC の構造

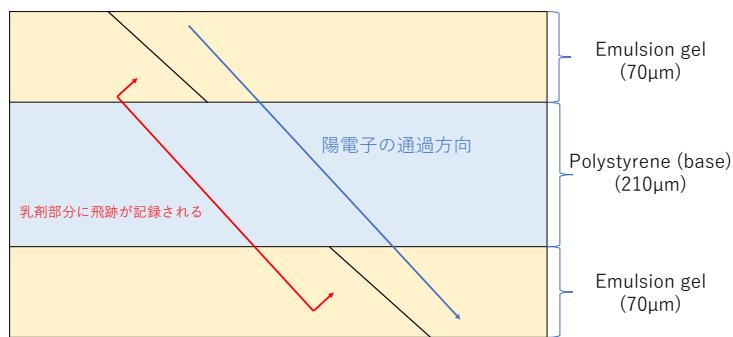


図 3.2 ELPH で用いられた原子核乾板の構造。陽電子飛跡は乳剤部分にのみ記録される。

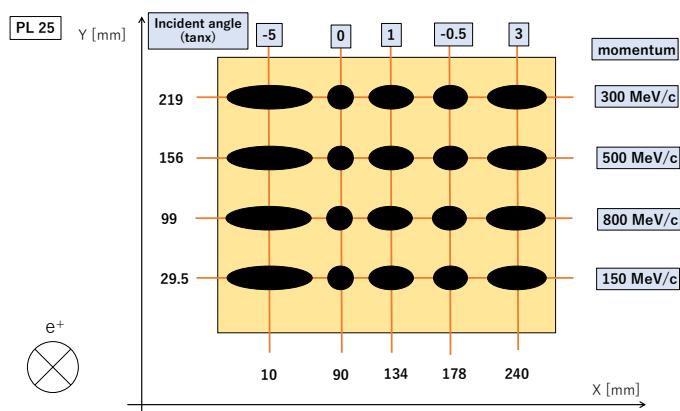


図 3.3 ビーム上流から見たときの、最上流フィルムのビーム照射スポット。運動量 5 種類 × 照射角度 4 種類の 20 スポットに照射している。照射角度が大きいほどビームスポットが大きくなっているのは、同じ太さのビームに対して、ECC の角度を変えながら照射しているためである。

3.2 取得した陽電子飛跡の再構成の流れ

照射された陽電子飛跡は

1. フィルムの現像&膨潤^{*2}
2. フィルムのスキャン（飛跡の電子データ化）
3. 原子核乾板 1 枚あたりの飛跡再構成
4. ノイズ飛跡のカット
5. 2 枚のフィルム間での飛跡接続
6. 複数フィルム間での飛跡接続

の手順を踏んで ECC 全体でつながる飛跡に加工した。^{*3}これらの処理は、原子核乾板全体かつ、全角度領域の飛跡に対して行った。以降、処理手順について著者が実際に行った処理も交えながら説明する。なお、フィルムの現像以前の処理については谷原氏によって行われているため、本論文では割愛する。谷原氏が行った処理については、[1] を参照されたい。

3.3 フィルムのスキャン

フィルムに写った飛跡は、名古屋大学基本素粒子研究室（F 研）が所有する飛跡読み取り装置 Hyper Track Selector (HTS) (図 3.4) を用いてデジタルデータに変換した。スキャンによって原子核乾板の乳剤層に記録された飛跡がデジタルデータに変換される。

スキャンは、原子核乾板を 1 枚ずつ、図 3.5 のようにフィルムを 6 つのエリアに分割して行った。ここで得た飛跡は、マイクロトラックと呼ばれる。

マイクロトラックの取得方法について述べる。まず、HTS では乳剤層部分を何層かの断層画像（レイヤー）で撮影し、取得したレイヤー画像を 2 値化して銀粒子が写っているピクセルとないピクセルを区別する。次に、撮影されたレイヤーを x,y 方向にそれぞれ独立にずらしながら重ね合わせ、銀粒子があるピクセルが一直線上にならぶときを探し出し、飛跡を検出する。（図 3.6）このときレイヤーをずらした量 (Shift) とスキャンに利用した乳剤厚 (Thick) で飛跡の角度を計算でき、x(y) 方向の角度は式 (3.1) から計算される。

$$\tan\theta_{x(y)} = \frac{Shift_{x(y)}}{Thick} \quad (3.1)$$

この Shift と Thick の最大値によって取得できる飛跡の最大角度も決まる。ここで今回、 $|\tan\theta| \leq 1.35$ と $|\tan\theta| > 1.35$ の飛跡を取得する際に、異なる最大値を利用している。まず、 $|\tan\theta| \leq 1.35$ (小角度) の飛跡については、Thick=60 μm で設定し 16 レイヤー分撮像、Shift の最大値は 180 ピクセルまでとしている。これにより、 $\tan\theta = \frac{180pixel}{60\mu m} = \frac{81\mu m}{60\mu m} = 1.35$ ^{*4}までの飛跡が読み取れる。対して、それ以上の飛跡 (大角度) については Thick=30 μm でベース側に近い方から 16 レイヤー分撮像し、Shift の最大値を 360 ピクセルとしてマイクロトラックを取得している。これにより、 $\tan\theta = \frac{360pixel}{30\mu m} = \frac{162\mu m}{30\mu m} = 5.4$ までの飛

^{*2} 膨潤とは、フィルムに吸水・乾燥を行いフィルム厚を調整する処理のことである。原子核乾板は材質の関係上、現像処理を行うことで乳剤部分の厚みが変化する。しかし、厚さが変化したままではスキャンができないため、膨潤処理が必要になる。

^{*3} 2 以降の手順については NETSCAN 法と呼ばれる。

^{*4} 2 値化された画像は 1 ピクセルあたり 0.45 μm 四方の大きさをもつ



図 3.4 HTS(Hyper Track Selector) の写真。手前側黒い大型の機械がスキャン部分となっており、これを用いて原子核乾板飛跡の読み取りを行う。奥の緑の棚は PC 群となっており、読み取った飛跡の処理に使われる。

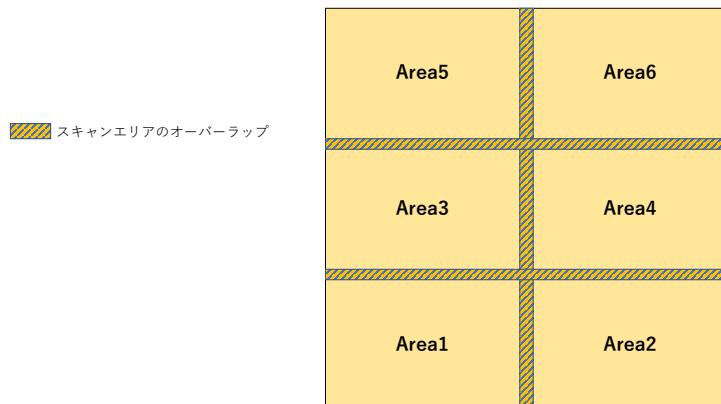


図 3.5 フィルムのスキャンエリア

跡を取得できる。(図 3.7)

3.4 原子核乾板 1 枚あたりの飛跡再構成

スキャン後、得られたマイクロトラックについて、上下乳剤層にそれぞれ存在するマイクロトラックのうち同じ荷電粒子由来と考えられるトラック同士を対応付けした。その後、2つのマイクロトラックとベースとの接点同士を結んで仮想的な飛跡をつくった。ここで作られた仮想的な飛跡をベーストラックと呼ぶ。今後の処理では、ベーストラックを各原子核乾板における荷電粒子の飛跡として取扱う。(図 3.8)

この処理は、原子核乾板の変形によって生じる、飛跡の位置や角度の誤差を低減するために行われてい

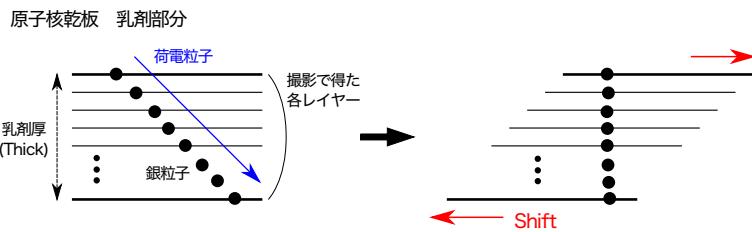


図 3.6 スキャン原理の模式図。各レイヤーに写った銀粒子を、レイヤーごとにシフトさせ、銀粒子が一直線に並ぶシフト量を探索する。

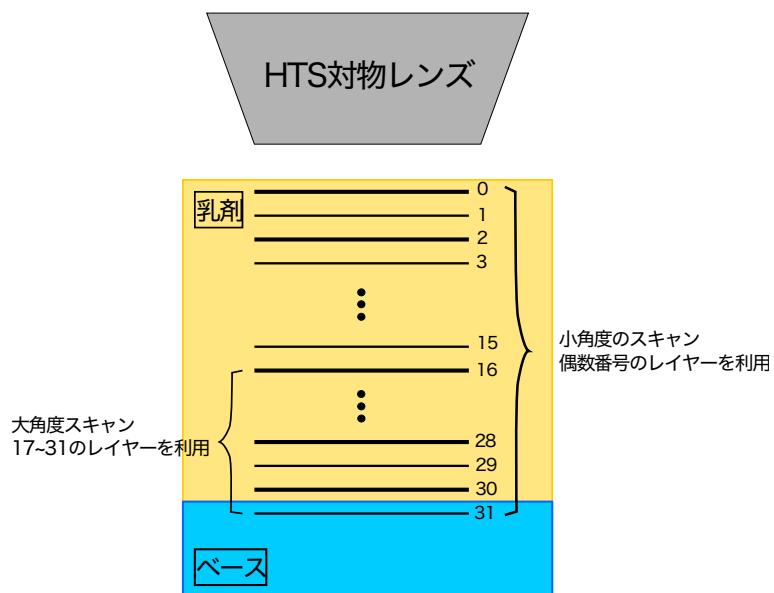


図 3.7 16 層・32 層スキャンの模式図

る。まず、乳剤部分は温度変化や湿度変化、さらに現像処理によって大きく変形するため、マイクロトラックはスキャン時に照射時と同じ形を保っていない可能性が高い。しかし、ベースとマイクロトラックの接点については、その位置が保存されていると考えられるため、接点同士を結んだ飛跡は陽電子がベース内を通過した飛跡だといえる。

また、ベースとマイクロトラックの接点は照射前後で変化しないことから、ベーストラックの位置及び角度については、その接点の情報から定める。(図 3.8)

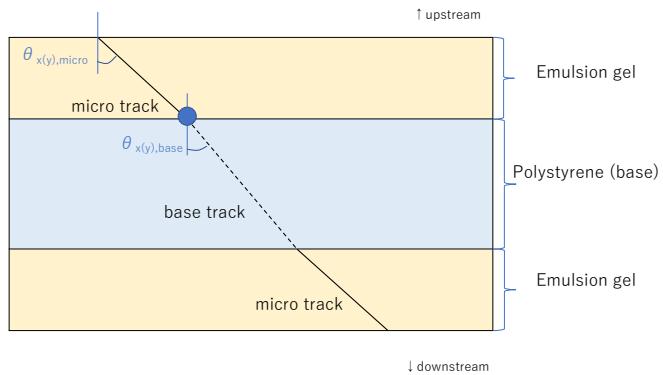


図 3.8 ベーストラックとマイクロトラック。図の青点がベーストラックの x,y 座標の基準点である

3.5 ノイズ飛跡のカット

ベーストラックは、原子核乾板を通過した全ての荷電粒子から成り立つ。そのため、陽電子や宇宙線の飛跡の他に、コンプトン散乱された電子による飛跡などもベーストラックに含まれる。また、乳剤中の銀イオンは荷電粒子の通過以外の要因でも還元されて銀粒子になることがあり^{*5}、そういった銀粒子の並び方によっては、荷電粒子由来でないのに誤ってマイクロトラック・ベーストラックとして再構成されることがある。こういった飛跡は再構成の精度を落としたり、処理に無駄に時間をかけることになるため、ノイズとして処理フローからカットする必要がある。そのために、ranking cut と呼ばれるノイズ飛跡カットの処理が行われる。

ranking cut の詳細について説明する。まず、ベーストラック (base) とベーストラックを作るために作った2つのマイクロトラック (micro) に対し、飛跡の直線性を示すパラメータ L を以下のように定義する。

$$L = \sqrt{\sum_{i=1,2} \sum_{direction} (\tan\theta_{base} - \tan\theta_{micro_i})^2} \quad (3.2)$$

i は上下面のマイクロトラックを表す。direction は x,y 方向または radial,lateral 方向のどちらかを示す。radial,lateral 方向の定義は、図 3.9 に示す通りである。この L が小さいほど、ベーストラックとマイクロトラックが 1 直線に並ぶよう飛跡が再構成されている飛跡、すなわち、原子核乾板を通過した荷電粒子の飛跡であると考えられる。

^{*5} このような銀粒子のことを Fog と呼ぶ。

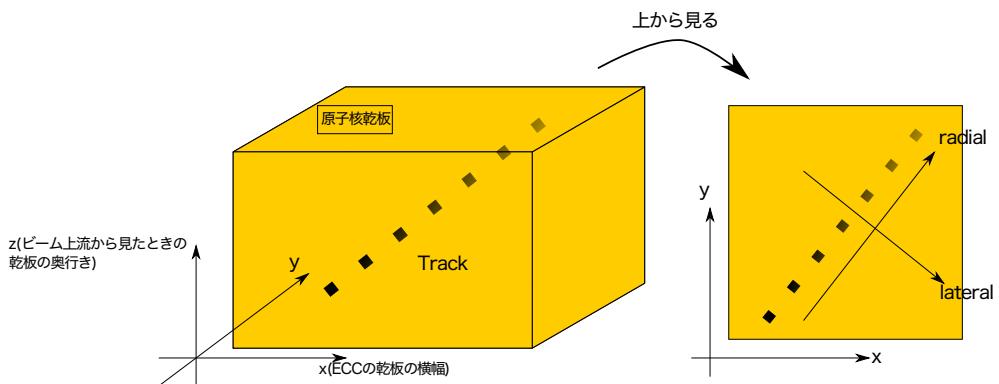


図 3.9 Radial,lateral 座標系

次に、L を横軸、VPH を縦軸に取りベーストラックの分布図を作成すると、図 3.10 の右のように、ノイズ由来のベーストラック (noise) と、原子核乾板を貫通した荷電粒子由来のベーストラック (signal) に分離することができる。この noise をカットすることを(1)xy 方向,(2)radial,lateral 方向の順に行った。

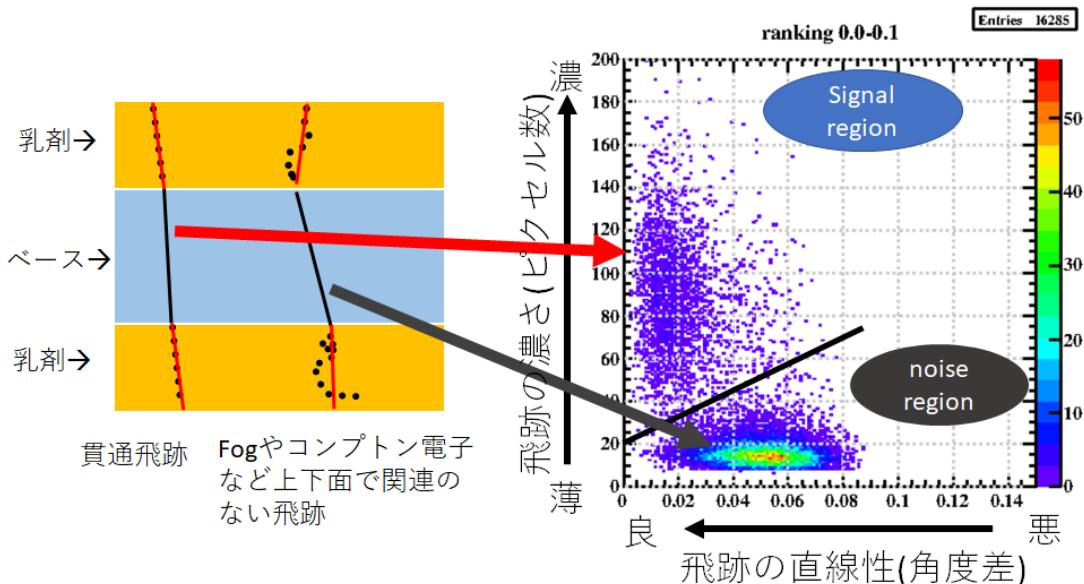


図 3.10 ranking cut[16]

トラックランキングについて、処理後の結果を示す。

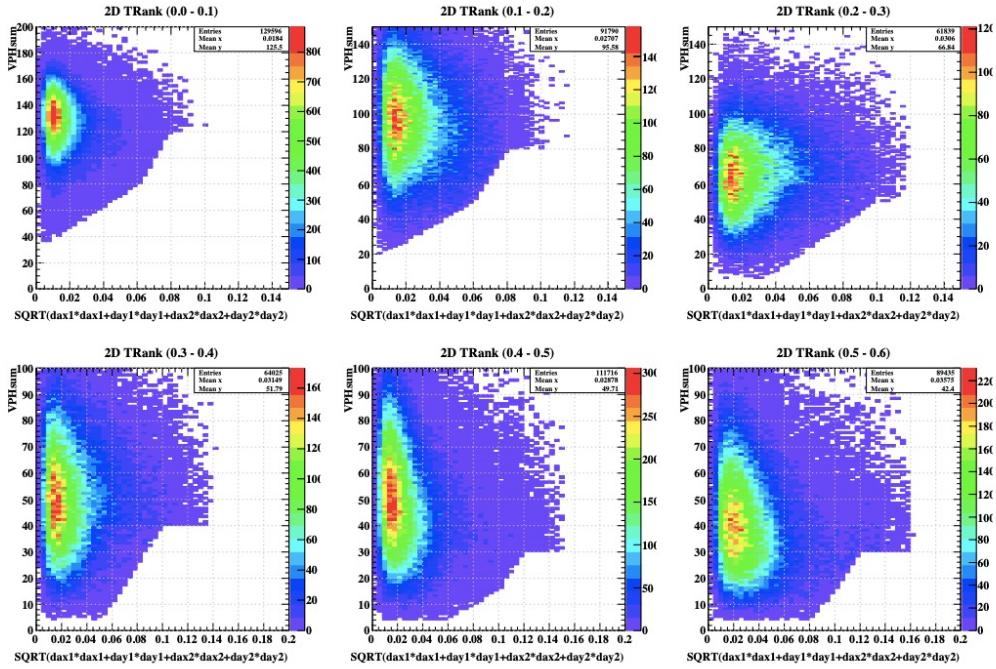


図 3.11 PL25,Area4,0.0 < $\tan\theta$ < 0.6 領域における VPH(縦)L(xy 方向)(横) の分布図。各領域で右下部分がかけたようになっている部分が、トラックランキングの過程でカットされた飛跡である。

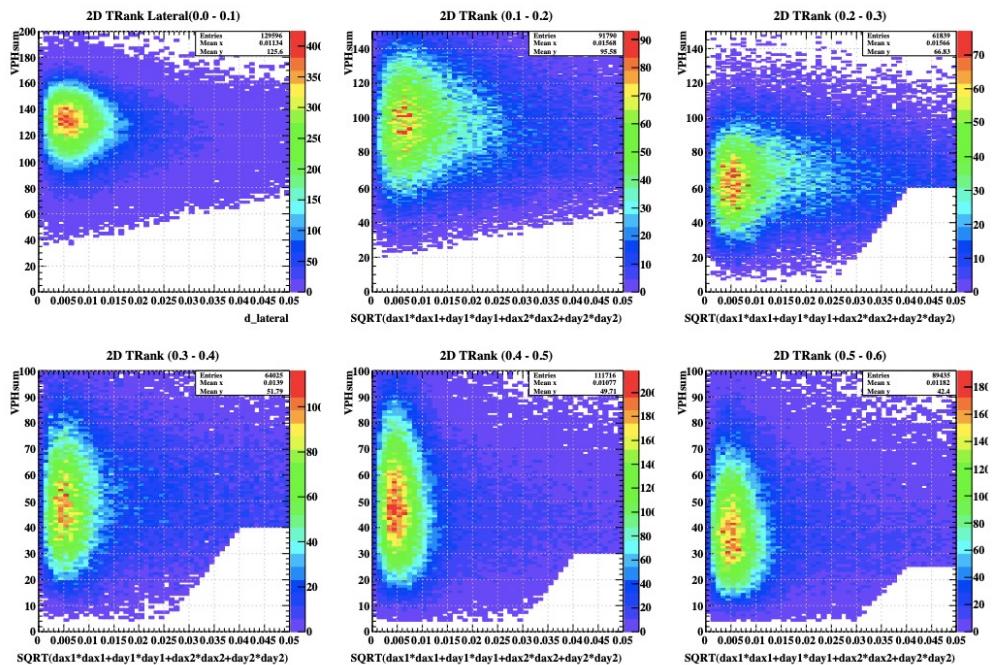


図 3.12 PL25,Area4,0.0 < $\tan\theta$ < 0.6 の角度領域における VPH(縦)L(radial,lateral 方向)(横) の分布図

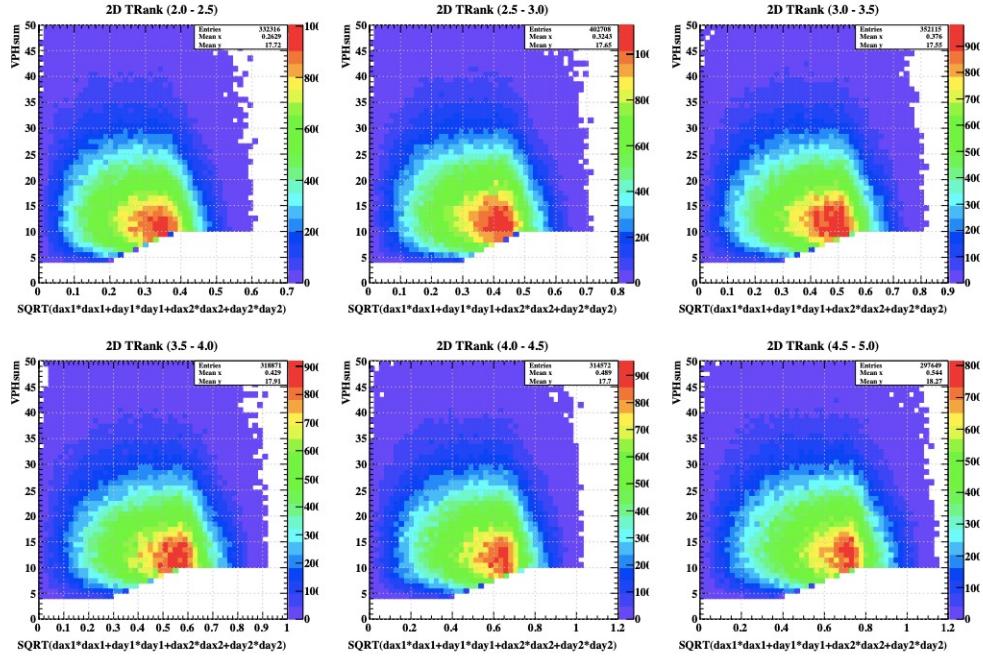


図 3.13 PL25,Area4, $2.0 < \tan\theta < 5.0$ の角度領域における VPH(縦)L(横)(xy 方向) の分布図

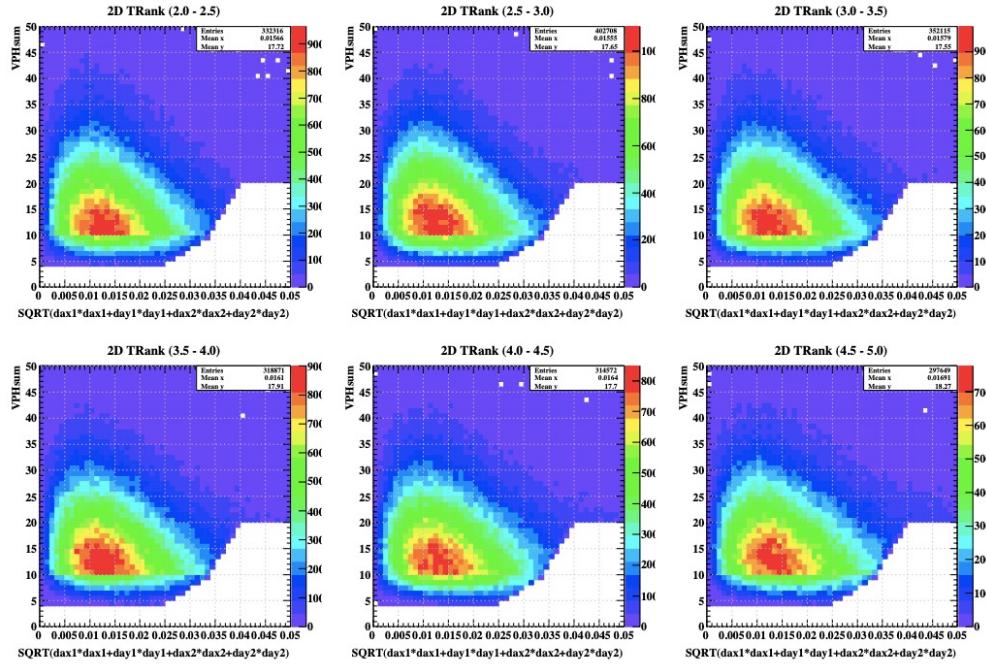


図 3.14 PL25,Area4, $2.0 < \tan\theta < 5.0$ の角度領域における VPH(縦)L(横)(radial,lateral 方向) の分布図

図 3.11, 3.12, 3.13, 3.14 にあるように、大角度、小角度両者とともに、それぞれの分布図の右端部分にカットがかかっている。

次に、トラックランキング後に得られたベーストラックの角度分布を示す。

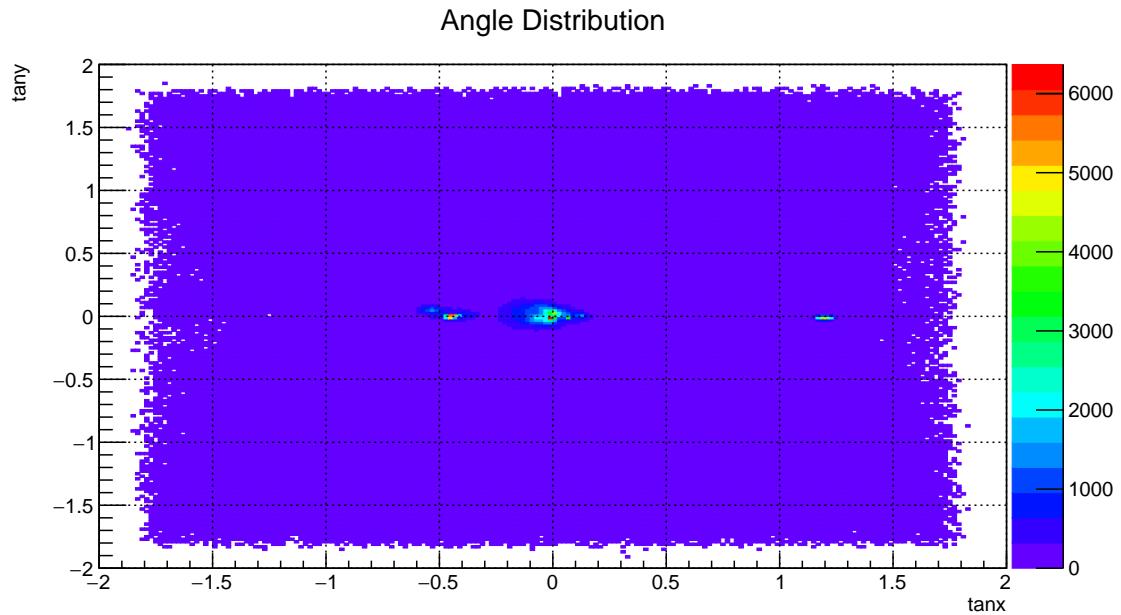


図 3.15 PL25,Area6, 小角度側のスキャンで得られた飛跡の角度分布

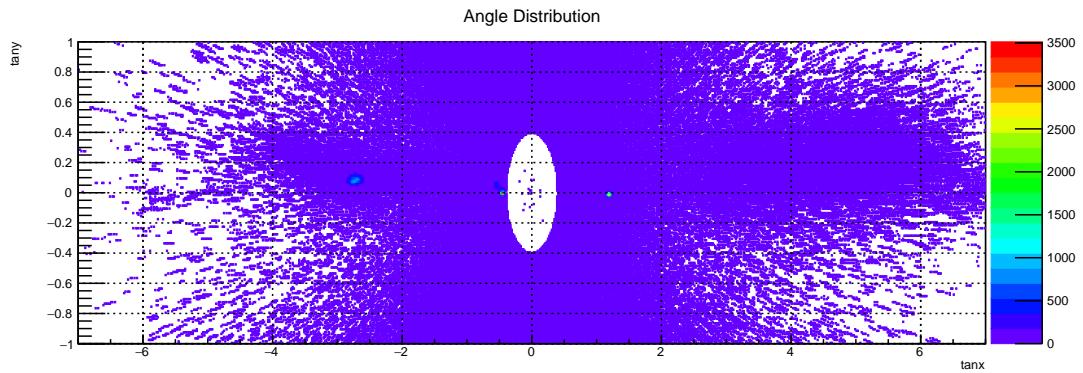


図 3.16 PL25,Area6, 大角度側のスキャンで得られた飛跡の角度分布

図 3.15 にあるように、小角度スキャンでは $\tan\theta = 0, -0.5, 1$ 付近に照射スポットが見えており、ビーム由来のベーストラックが取得できていることがわかる。⁶また、大角度スキャン(図 3.16)でも $\tan\theta = -3.0$ の付近にスポット(水色の点)が見え、 $\tan\theta = 5.0$ の付近にも、スポットは見えないが飛跡が分布しており、照射したビーム由来のベーストラックが再構成されていると考えられる。

図 3.17 は PL25,Area6, 大角度スキャンで得た飛跡のうち、 $-3 < \tan x < -2.4, -0.1 < \tan y < 0.2$ のベーストラックの位置分布である。ベーストラックがスポット状に現れているのが見えており、かつ

⁶ HTS 及び NETSCAN 法で用いた座標系の関係上、 $\tan\theta$ の正負が反転しているが、問題はない。以降は $\tan\theta$ の絶対値のみを議論に用いる。

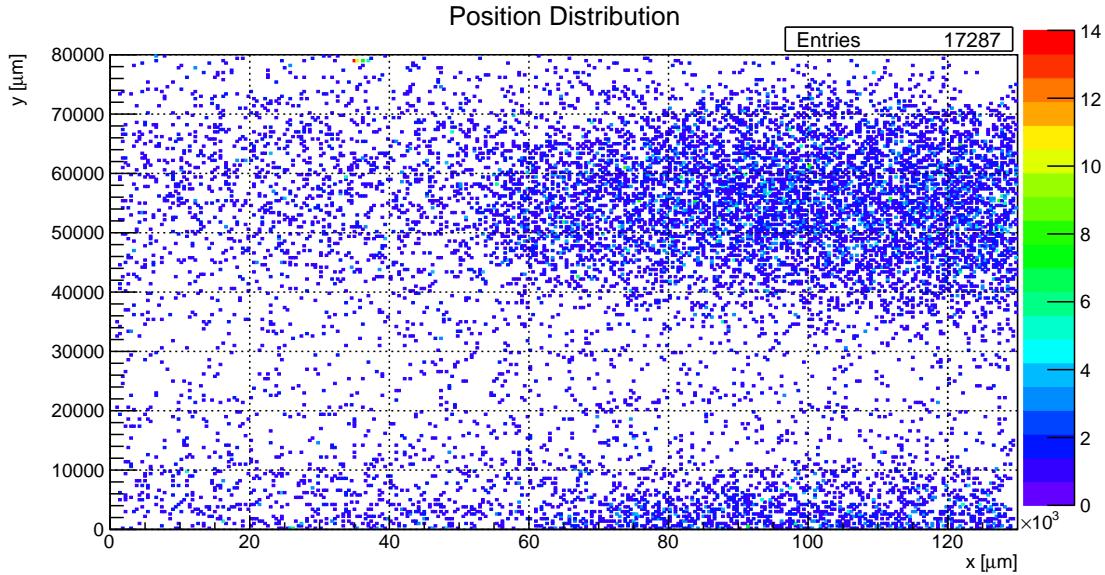


図 3.17 PL25,Area6, 大角度スキャンで得た飛跡のうち、 $-3 < \tan x < -2.4, -0.1 < \tan y < 0.2$ の
ベーストラックの位置分布

Area6 は $\tan\theta = 3.0$ の照射スポットが含まれていることから、ビーム由来の飛跡が取得できていると思われる。

3.6 2枚のフィルム間での飛跡接続

ranking cut を行った後、複数の原子核乾板（以降、フィルムと表記）間でベーストラックを同じ荷電粒子由来の飛跡として関連づける処理を行った。これは(1) 2枚のフィルムのベーストラックを関連付け(2) 複数のフィルムでのベーストラックの関連付けという順で行われる。この節では、(1) 2枚のフィルムのベーストラックを関連付ける処理について説明する。

処理は、以下のように行われる。

1. (a) 隣接する2枚のフィルム（例:PL25とPL24, PL18とPL17など）において、それぞれのフィルムに存在するベーストラックをフィルム間中心まで外挿する。
2. それぞれのフィルムから外挿したベーストラック同士の位置ズレ・角度ズレを求め、一定のしきい値内にあったベーストラック同士を同じ荷電粒子由来のベーストラックとして関連付ける。このとき、関連付けされた2つのベーストラックをリンクレットと呼ぶ。
3. 1-2の作業を (b) フィルム1枚飛ばしで隣り合う2枚のフィルム (c) フィルム2枚飛ばしで隣り合う2枚のフィルムの組み合わせでも行う。

このとき、接続のしきい値は解析の目的に合わせて自由に設定が可能である。本研究では、・ビーム由来の陽電子を数多くつなぎたいこと・後に多重電磁散乱を用いた運動量解析を行うことに合わせ、角度ズレのしきい値を多重電磁散乱によって起こると予想されるズレの 2σ を十分許容するように設定した⁷。使用

⁷ 位置ズレの許容値についてはまだ妥当かどうか検討していない。

した値を表 3.1 に示す。 dz は、2 つの原子核乾板間の距離である。

表 3.1 リンクレット作成時の xy 方向の位置ズレ・角度ズレ許容値

	xy 方向の角度ズレ ($\delta \tan\theta [\tan]$)	xy 位置ズレ [μm]
(a) 隣接	$0.06 + 0.15 \times \tan\theta$	$\sqrt{(40 + 30 \times \tan\theta)^2 + (dz/2 \times \delta \tan\theta)}$
(b) フィルム 1 枚飛ばし	$0.09 + 0.19 \times \tan\theta$	$\sqrt{(40 + 30 \times \tan\theta)^2 + (dz/2 \times \delta \tan\theta)}$
(c) フィルム 2 枚飛ばし	$0.1 + 0.16 \times \tan\theta$	$\sqrt{(40 + 30 \times \tan\theta)^2 + (dz/2 \times \delta \tan\theta)}$

また、このように 2 つのフィルムでベーストラックを関連付けした後、リンクレットに対して radial,lateral 方向のズレを用いて選別をかけた。具体的にはまず、1 つのリンクレットに含まれる下流側のベーストラックから radial,lateral 座標系を図 3.9 と同様に定める。次に、その系において上流側のベーストラックとの位置ズレ、角度ズレを比較し、あるしきい値以下になったリンクレットだけを選別する。ここでもしきい値は解析目標に合わせて自由に設定でき、本研究では radial 方向の角度ズレに対し、多重電磁散乱によって起こると予想されるズレの 2σ を許容するように設定した。用いたしきい値を表 3.2,3.3*8 に示す。なお、しきい値として $\tan\theta$ についての 1 次関数となっているが、これは従来の NETSCAN 法

表 3.2 リンクレット作成時の radial 方向の位置ズレ・角度ズレ許容値

	radial 方向の角度ズレ	radial 位置ズレ [μm]
(a) 隣接	$0.04 + 0.05 \times \tan\theta$	$30 + 30 \times \tan\theta$
(b) フィルム 1 枚飛ばし	$0.05 + 0.06 \times \tan\theta$	$30 + 30 \times \tan\theta$
(c) フィルム 2 枚飛ばし	$0.07 + 0.05 \times \tan\theta$	$30 + 30 \times \tan\theta$

表 3.3 リンクレット作成時の lateral 方向の位置ズレ・角度ズレ許容値

	lateral 方向の角度ズレ	lateral 位置ズレ [μm]
(a) 隣接	0.05	30
(b) フィルム 1 枚飛ばし	0.05	30
(c) フィルム 2 枚飛ばし	0.05	30

に則って決めており、妥当かどうかは今後検討する必要がある。また、これらのしきい値の決め方の詳細については、付録 1 を参照されたい。

3.7 複数フィルム間での飛跡接続

リンクレットの作成を PL25~PL14 までで考えられるすべての組み合わせで行った後、さらにリンクレット同士をつなぎ合わせ、(2) 複数のフィルムでベーストラックを関連付けする作業が行われる。これは、同じベーストラックを持つリンクレット同士*9を複数フィルムに渡って次々につなぎ合わせていくことで行われる。

*8 radial 方向位置ズレ、lateral 方向角度ズレ、lateral 方向の位置ズレについても、適切かどうかは未検討である。

*9 例えば PL25 と PL24, PL24 と PL23 をつないだすべてのリンクレットのうち、PL24 で同じベーストラックにつながっているものなど。

このようにして複数フィルム間でつなぎあわされたベーストラックをチェインと呼ぶ。リンクレット、チェインのイメージ図を図 3.18 に示す。

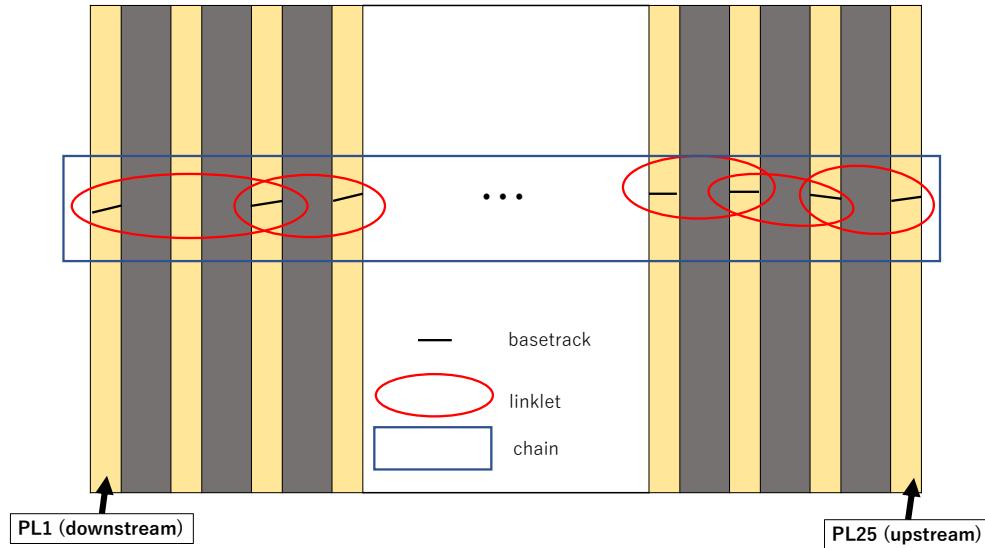


図 3.18 リンクレットとチェインのイメージ図

そして、チェインは ECC 中でつながっている飛跡であることから、チェインには・陽電子由来の飛跡、・宇宙線由来の飛跡、・その他ノイズ成分が含まれていると考えられる。そのため、物理解析ではこのチェインから陽電子由来の飛跡を選び出し、ほしい物理量を解析することを行う。また、今回照射した陽電子は ECC を貫通するのに十分なエネルギーをもっているため、ノイズ成分を除けば、12 枚のフィルムすべてにベーストラックが存在しているチェインが多くなるはずである。しかし、もしこまでの処理のうち、マイクロトラックやベーストラックが何らかの理由で取得できていなかったり、リンクレットの接続がうまくいっていなかった場合には、チェインが 12 枚の原子核乾板でつながらず途中で切れてしまったり、ある原子核乾板を飛ばしてつながってしまうことがありうる。そこで、チェインがどの程度問題なくつながっているか確認するため、作成したチェインに対し簡易的な評価を行った。評価の詳細は次章で示す。

第 4 章

飛跡再構成の結果

4.1 結果

前章で述べた通り、チェインは複数の原子核乾板上でつながったベーストラックである。そして、問題なく再構成が行われていれば、陽電子の飛跡由来のチェインは 12 枚のフィルムすべてでつながったものだと考えられる。ここで飛跡が問題なく再構成されているか確認するため、つながったチェインの最上流フィルムと最下流フィルムまでに含まれているフィルムの枚数 (NSeg) と、チェインを構成するベーストラックの数 (Npl) の相関をみることを行った。図 4.1 にその図を示す。

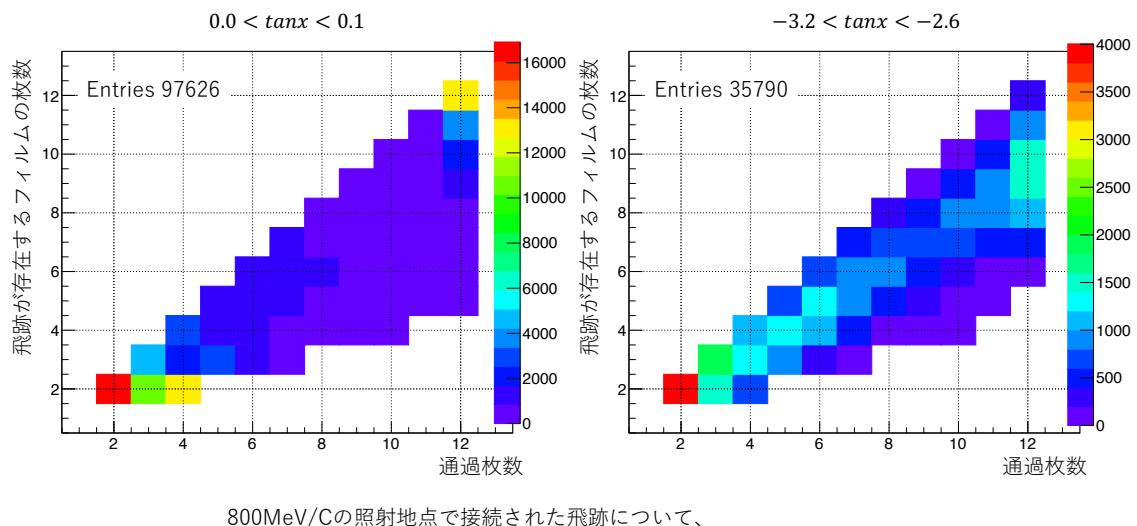


図 4.1 再構成した $800\text{MeV}/c$ の飛跡の NSeg vs Npl 分布 (左) $\tan\theta = 0.0$ のスポット (右) $\tan\theta = 3.0$ のスポット

図 4.1 の左は、 $800\text{MeV}/c, \tan\theta = 0.0$ のスポット^{*1}の図、右は、 $800\text{MeV}/c, \tan\theta = 3.0$ ^{*2}のスポット

*¹ チェインを構成するベーストラックにおいて、それらの $\tan x, \tan y, x$ 座標, y 座標の平均値が、 $0.0 < \tan x < 0.1, -0.1 < \tan y < 0.2, 70000 < x[\mu\text{m}] < 140000, 70000 < y[\mu\text{m}] < 120000$ になるチェインを取り出している

*² 同様に $-3.2 < \tan x < -2.6, -0.1 < \tan y < 0.2, 150000 < x[\mu\text{m}] < 250000, 70000 < y[\mu\text{m}] < 120000$ となるチェインを取り出している

の図である。この図から、小角度の $\tan\theta = 0$ の飛跡についても、大角度の $\tan\theta = 3.0$ の飛跡についても、Npl のピークが 8 以上に存在し、複数フィルムに渡って飛跡が再構成できている様子がわかる。

しかし、小角度側ではピークが (12,12) に来ているが、 $\tan\theta = 3.0$ のチェインについては、ピークが (12,10) 程度の位置にきている。これは、多くのチェインにおいて、フィルムを飛ばしてつながっていることを示している。

4.2 考察

このようになる原因は以下の 3 つが考えられる。

- 大角度スキャンによる取得効率低下
- トラックランキングでの過剰なカット
- リンクレットを作る際の接続しきい値が過剰であること

以降、3 つの原因について考察する。

4.2.1 大角度スキャンによる取得効率低下について

今回の大角度スキャンについては、スキャンした 32 層のレイヤーのうち、ベース側の方に近い 16 層のみを用いて再構成を行った。しかし、内側 16 層のみで再構成を行うと、小角度の時ほど正確にスキャンできないことがわかった [20]。そのため、今回の原因としては最も有力なものだと考えている。改善のためには、フィルムを再度スキャンからやり直す必要がある。

4.2.2 トラックランキングでの過剰なカットについて

図 3.13 では、トラックランキングによるカットで、赤い領域も一部削ってしまっている様子が見える。この赤い領域はビーム由来の飛跡も多く含まれていると考えられ、カットしてしまったことで本来取得するべき飛跡についても失った可能性がある。そのため、今回飛跡が飛び飛びでつながってしまったことの要因の一つだと考えられる。

4.2.3 リンクレットを作る際の接続しきい値が過剰であることについて

リンクレットを作る際に用いたしきい値は、表 3.1, 3.2, 3.3 の 3 種類に示したとおりである。これらはすべて多重電磁散乱の 2σ 分を許容するように設定されているため、今回の原因ではないと考えられる。

ンを取り出している

第 5 章

まとめと今後の展望

本研究では、2020 年に行われた ELPH 陽電子ビーム照射実験で得られた鉄 ECC の陽電子飛跡について、再構成までの処理を行い、上流 12 枚のフィルムに対して $\tan\theta = 3.0$ までの飛跡を再構成した。結果、大角度側の飛跡に関しては、やや飛び飛びにつながっていることが確認された。このような結果になった原因是、大角度スキャン時に内側トラックのみを使ったためだと考えられる。

今後は、今回明らかになった問題点を検証・修正した上で、改めて処理を行う。そして、修正したデータに対して、飛跡の検出効率を導出し、十分に飛跡がつながっているかを評価し、その後物理解析を行う。行う物理解析としては、多重電磁散乱を用いた運動量再構成、飛跡の VPH の角度・運動量依存性の評価による陽電子識別能力の検討などを予定である。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力、ご指導をしていただきました。ここに、感謝の意を申し上げます。

まず、指導教員の南野彰宏准教授には研究テーマから本論文の執筆まで、非常にご多忙な中多くのご指導を頂き、感謝申し上げます。

次に、名古屋大学基本素粒子研究室の研究員・松尾友和氏にはスキャンのセットアップから解析時の細かい疑問まで、数多くの面でお世話になりました。ありがとうございました。また、同研究室のYLC特任助教の福田努氏、博士課程の鈴木陽介氏には、データの物理的な意味やNETSCAN法についてなど多くのことを教えていただきました。皆様非常にご多忙な中、TV会議に付き合ってくださるなど、私の無理なお願いを聞いていただき本当にありがとうございました。この場を借りて御礼申し上げます。

研究室の方々とはコロナ禍ということもありなかなか全員とは会えませんでしたが、同期の天内君と守山君との研究室での雑談はいい気分転換になりました。特に、3人で天内君のお出かけの予定を考えたのは楽しかったです。ありがとうございました。私は東北に行ってしまいますが、また何かの機会で会えることを楽しみにしています。

最後に、ここまで私の生活を支えてくださった家族に深く感謝いたします。

付録 1・リンクレット接続について

x,y 方向の位置ズレ・角度ズレについて

x,y 方向のズレのしきい値の式は、

- 角度ズレ... $a + b \times \tan\theta$
- 位置ズレ... $\sqrt{(c + d \times \tan\theta)^2 + dz/2 \times \delta \tan\theta}$
- (a,b,c,d は定数)

となっているが、著者はこのうち定数である a,b 部分について定めた。

各定数の値は、隣接の場合以下のように計算した。

1. 照射された $150\text{MeV}/c, \tan\theta = 0.0$ の陽電子が、PL15 で何 MeV/c になるか見積もる。
2. 求めた運動量に対し、式 (2.1) から多重電磁散乱の散乱角 $d\tan\theta$ をそれぞれ計算する。
3. 散乱角 $d\tan\theta$ と角度測定精度¹ $d\theta$ ($\tan\theta = 0.0$ のときは 0.005) から、測定される角度ズレの 2σ を以下の式で見積もる。

$$2\sigma = 2\sqrt{(d\tan\theta)^2 + 2 \times (d\theta)^2} \quad (5.1)$$

4. 1~3 の過程を $\tan\theta = 5.0$ の場合でも行う。なお、角度測定精度は $\tan\theta = 5.0$ のときは 0.065 に変更する。
5. ここまでで、 $\tan\theta = 0$ の場合の手順 3 の値 $2\sigma_0$ と $\tan\theta = 5$ の場合の値 $2\sigma_5$ が求められている。この 2 つから、
 - $a > 2\sigma_0$
 - $a + b \times 5 > 2\sigma_5$

の 2 条件を満たすように a,b を設定する。

例として、隣接の場合について、実際に計算してみる。

1. $\tan\theta = 0.0$ の電子はその電離損失から、PL15 にて約 $100\text{MeV}/c$ の運動量を持つ。
2. 式 (2.1) に鉄の通過長 0.05cm, 放射長 1.757, 運動量 $100\text{MeV}/c$ を代入、かつ $\beta = 1$ と近似すると、散乱角が

$$\frac{13.6}{100} \sqrt{\frac{0.05}{1.757}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{0.05}{1.757} \right) = 0.0198\dots$$

¹ ある角度の飛跡を測定したとき、その角度の測定値には誤差が生じる。その誤差を多数回測定すると、分布はガウス分布を描くと考えられる。この分布の 1σ を角度測定精度とする。ベーストラックの測定精度においては、先行研究から $\tan\theta = 0.0$ のとき 0.005, $\tan\theta = 5.0$ のとき 0.065 と見積もられており、今回それを適用した。

と計算できる。

3. 式(5.1)に値を代入すると、

$$2\sigma_0 = 2\sqrt{(0.0198)^2 + 2 \times (0.005)^2} \simeq 0.056$$

となる。

4. 同様に $\tan\theta = 5$ の場合について計算すると、 $2\sigma_5 \simeq 0.78$ と計算できる。

5. $a > 0.056$ より、 $a = 0.06$ 、 $0.06 + b \times 5 > 0.78$ より、 $b = 0.15$ と設定する。

また、フィルム1枚飛ばし、フィルム2枚飛ばしの2つの場合についても、手順1におけるPL番号を変えることで、同様に計算した。フィルム1枚飛ばしの場合はPL15→PL16、フィルム2枚飛ばしの場合はPL15→PL17としている。

このように計算することで、フィルム間接続のすべてのパターンにおいて、多重電磁散乱の 2σ 分を許容している。

他に、式の形についてはNETSCAN法内部で定められているものであり、形が妥当かどうかは本研究では未検討である。また、c,dについても大雑把に設定したものであり、妥当な値かどうかは未検討である。

図目次

1.1	T2K 概観	6
1.2	荷電カレント準弾性散乱 (CCQE)	7
1.3	荷電カレント 1π 生成 左 : Δ Resonance 右 : CC Coherent	8
1.4	2p2h 反応	8
2.1	NINJA 検出器とミューオン検出器の概観	11
2.2	原子核乾板 [12](左 : 現像前 右 : 現像後)	12
2.3	原子核乾板におけるニュートリノ反応の顕微鏡写真	12
2.4	e, μ, π, K, p, D の運動量に対する電離損失 [1]	14
2.5	NINJA 物理ランで用いられた ECC の模式図 [11]	15
3.1	ELPH で用いられた鉄 ECC の構造	17
3.2	ELPH で用いられた原子核乾板の構造。陽電子飛跡は乳剤部分にのみ記録される。	17
3.3	ビーム上流から見たときの、最上流フィルムのビーム照射スポット。運動量 5 種類 × 照射角度 4 種類の 20 スポットに照射している。照射角度が大きいほどビームスポットが大きくなっているのは、同じ太さのビームに対して、ECC の角度を変えながら照射しているためである。	17
3.4	HTS(Hyper Track Selector) の写真。手前側黒い大型の機械がスキャン部分となっており、これを用いて原子核乾板飛跡の読み取りを行う。奥の緑の棚は PC 群となっており、読み取った飛跡の処理に使われる。	19
3.5	フィルムのスキャンエリア	19
3.6	スキャン原理の模式図。各レイヤーに書いた銀粒子を、レイヤーごとにシフトさせ、銀粒子が一直線に並ぶシフト量を探索する。	20
3.7	16 層・32 層スキャンの模式図	20
3.8	ベーストラックとマイクロトラック。図の青点がベーストラックの x,y 座標の基準点である	21
3.9	Radial,lateral 座標系	22
3.10	ranking cut[16]	22
3.11	PL25,Area4, $0.0 < \tan\theta < 0.6$ 領域における VPH(縦)L(xy 方向)(横) の分布図。各領域で右下部分がかけたようになっている部分が、トラックランキングの過程でカットされた飛跡である。	23

3.12	PL25,Area4, $0.0 < \tan\theta < 0.6$ の角度領域における VPH(縦)L(radial,lateral 方向)(横) の分布図	23
3.13	PL25,Area4, $2.0 < \tan\theta < 5.0$ の角度領域における VPH(縦)L(横)(xy 方向) の分布図	24
3.14	PL25,Area4, $2.0 < \tan\theta < 5.0$ の角度領域における VPH(縦)L(横)(radial,lateral 方向) の分布図	24
3.15	PL25,Area6, 小角度側のスキャンで得られた飛跡の角度分布	25
3.16	PL25,Area6, 大角度側のスキャンで得られた飛跡の角度分布	25
3.17	Pl25,Area6, 大角度スキャンで得た飛跡のうち、 $-3 < \tan x < -2.4, -0.1 < \tan y < 0.2$ のペーストラックの位置分布	26
3.18	リンクレットとチェインのイメージ図	28
4.1	再構成した $800MeV/c$ の飛跡の NSeg vs Npl 分布 (左) $\tan\theta = 0.0$ のスポット (右) $\tan\theta = 3.0$ のスポット	29

参考文献

- [1] 谷原祐史「電子ニュートリノ反応測定に向けた原子核看板を用いた運動量測定と粒子識別」, 修士論文, 横浜国立大学 (2021)
- [2] 原康夫『素粒子物理学』, 裳華房 (2006)
- [3] Reines, F. et al.“Detection of the Free Antineutrino,” *Phys. Rev.*, Vol. 117 (1960) , pp. 159–173.
- [4] Schael, S. et al.“Precision electroweak measurements on the Z resonance,” *Physics Reports*, Vol. 427 (2006) , No. 5-6.
- [5] Maki, Ziro, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata“Remarks on the Unified Model of Elementary Particles,” *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 28 (1962) , No. 5, pp. 870–880.
- [6] Fukuda, Y. et al.“Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82 (1999) , pp. 2644–2648.
- [7] Nisikawa, K. et al.“Tokai-to-Kamioka (T2K) Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Proposal,” http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p11-Nishikawa.pdf (参照 2022-01-16).
- [8] Abe, K. et al.“Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam,” *Physical Review Letters*, Vol. 107 (2011) , p. 041801.
- [9] Abe, K. et al.“T2K measurements of muon neutrino and antineutrino disappearance using 3.13×10^{21} protons on target,” *Physical Review D*, Vol. 103 (2021) , No. 1.
- [10] Abe, K. et al.“Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations,” *Nature*, Vol. 580 (2020) , pp. 339–344.
- [11] 小田川高大「原子核乾板を用いたニュートリノ反応精密測定実験のための大面積シンチレーショントラッカーの開発」, 修士論文, 京都大学 (2020)
- [12] 高尾知暉「ニュートリノ実験 NINJA (J-PARC E71a) における原子核乾板検出器の性能評価及び大量製造」, 修士論文, 名古屋大学修士論文 (2019)
- [13] Zyla, P.A. et al.“Review of Particle Physics,” *PTEP*, Vol. 2020 (2020) , No. 8, p. 083C01.
- [14] W.R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*: Springer-Verlag (1994) .
- [15] 森本祐介「原子核乾板による 1GeV 領域のニュートリノー原子核反応の検出」, 博士論文, 東邦大学 (2020)
- [16] 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器の開発及び解析手法の確立」, 修士論文, 名古屋大学 (2019)
- [17] Fukuda, T. et al.“First neutrino event detection with nuclear emulsion at J-PARC neutrino beamline,” *PTEP*, Vol. 2017 (2017) , No. 6, 063C02.

- [18] Hiramoto, A. et al.“First measurement of $\bar{\nu}_\mu$ and ν_μ charged-current inclusive interactions on water using a nuclear emulsion detector,” *Phys. Rev. D*, Vol. 102 (2020) , p. 072006.
- [19] Oshima, H. et al.“First measurement using a nuclear emulsion detector of the ν_μ charged-current cross section on iron around the 1 GeV energy region,” *PTEP*, Vol. 2021 (2021) , pp. 33–34.
- [20] 内木茉柚子「NINJA 実験におけるニュートリノ反応に伴う大放出角粒子の自動飛跡測定」, 修士論文, 名古屋大学 (2021)