

修士論文

T2K ニュートリノ振動実験のための荷電  $\pi$  中間子  
反応断面積の研究

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室  
山内 隆寛

2012年1月26日

## 概要

T2K(Tokai to Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験は、2009年4月に開始されたニュートリノ振動観測実験であり、現在未発見である電子ニュートリノ出現モードの発見と、ミューニュートリノ消失の振動モードの振動パラメータの精密測定を目的としている。茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC の陽子ビームを用いて生成した人工ニュートリノを、295km 離れた岐阜県飛騨市にあるスーパカミオカンデに向けて飛ばし、その飛行中に起こるニュートリノ振動を観測することで実験を行う。

T2K 実験において、ニュートリノ振動が起きる確率はニュートリノビームのエネルギーに依存するため、そのエネルギーを正しく測る必要がある。T2K 実験のビームエネルギー領域で、ニュートリノの主な反応は CCQE 反応 ( $\nu + n \rightarrow \mu + p$ ) であり、ニュートリノのエネルギーはこの反応の終状態  $\mu$  の運動量を測定することで求められる。しかしこれと似た反応で CC1 $\pi$  反応 ( $\nu + n \rightarrow \mu + p + \pi$ ) があり、終状態の  $\pi$  が原子核に吸収されると CCQE 反応と区別がつかなくなり、ニュートリノのエネルギーを間違えて計算してしまうことになる。そのため、 $\pi$  中間子が検出器の原子核に吸収される確率をあらかじめ知っておく必要があるが、過去の実験からのデータには 20%~30% の大きな不定性があり、現在 T2K 実験における振動パラメータ測定の最も大きな系統誤差の一つとなっている。

そこで、本研究では  $\pi$  中間子と原子核の相互作用の反応断面積測定に特化した PIA $\nu$ O 検出器を開発・製作し、カナダ TRIUMF 国立研究所の荷電  $\pi$  中間子ビームを用いて  $\pi$  中間子と原子核の反応断面積の精密測定を行った。目標とする反応断面積の不定性は 10% 以下である。PIA $\nu$ O 検出器は、 $\pi$  中間子の散乱、吸収、荷電交換反応を区別するために、粒子の作る飛跡のトラッキングが可能な 1024 本のシンチレーションファイバーと、荷電交換反応の二次粒子として生成される  $\gamma$  線を検出するための NaI シンチレータ 16 本から構成される。また、PIA $\nu$ O 検出器のシンチレーションファイバー自体が  $\pi$  中間子の反応ターゲットとなっている。

本論文では、本検出器の設計・開発段階から、ビームラインでのデータ取得、及び NaI シンチレータ検出器部分のキャリブレーションと物理解析の状況を中心に報告する。NaI シンチレータ検出器のキャリブレーションでは、結晶を取り付けた光電子増倍管 16 本の印加電圧やエネルギースケールを決定し、さらに、出力電荷の直線性、エネルギー分布の広がりをモンテカルロシミュレーションで再現し、比較することで評価を行った。NaI シンチレータを用いた物理解析では、荷電交換反応からの  $\gamma$  線を選別するためのイベントセレクションを行い、各 NaI シンチレータでの  $\gamma$  線の反応数分布を求めた。また、求められた反応数分布をモンテカルロシミュレーションで再現した反応数分布と比較することで、現段階での解析状況を確認した。本論文で行ったイベントセレクションによって計算された荷電交換反応の割合は、データで 1.60%、シミュレーションで 1.33% であった。

# 目次

謝辞	.....	i
第1章	ニュートリノ振動	1
1.1	ニュートリノとニュートリノ振動	1
1.2	ニュートリノ振動の現状	3
第2章	T2K 長基線ニュートリノ振動実験	5
2.1	T2K 実験の概要・目的	5
2.2	J-PARC 加速器及びニュートリノビームライン	6
2.2.1	J-PARC 加速器	6
2.2.2	ニュートリノビームライン	7
2.3	off-axis 法	7
2.3.1	off-axis 法の原理	7
2.3.2	T2K 実験における off-axis 法	8
2.4	前置検出器：ND280	9
2.4.1	on-axis 検出器:INGRID	10
2.4.2	off-axis 検出器群	10
2.5	後置検出器：スーパーカミオカンデ	12
2.5.1	スーパーカミオカンデ	12
2.5.2	ニュートリノの検出	12
第3章	PIA $\nu$ O 実験	14
3.1	PIA $\nu$ O 実験の目的	14
3.2	PIA $\nu$ O 実験の概要	16
3.3	検出器への要請	16
3.4	PIA $\nu$ O 検出器	18
3.4.1	検出器の概要	18
3.4.2	シンチレーションファイバーとエレクトロニクス	19
3.4.3	NaI シンチレータ検出器	20
3.5	Harpsichord 検出器	21

第 4 章	ビームラインとデータ取得	23
4.1	データ取得のセットアップ	23
4.1.1	TRIUMF 研究所 M11 ビームライン	23
4.1.2	ビームライン上のセットアップの概要	23
4.2	検出器キャリブレーションデータの取得	25
4.2.1	ファイバーの MAPMT のキャリブレーション	26
4.2.2	NaI シンチレータのキャリブレーション	26
4.3	物理データの取得	26
4.3.1	検出器の配置パターン	28
4.3.2	取得データとそのモニタリング	29
4.4	データ取得のまとめ	32
第 5 章	NaI シンチレータのキャリブレーション	33
5.1	目的と要請	33
5.2	ゲインの測定	35
5.2.1	印加電圧の調整と決定	35
5.2.2	物理データ取得中のゲインモニタリング	37
5.2.3	宇宙線を使ったエネルギースケールの決定	39
5.2.4	電子ビームによるゲインの測定	43
5.2.5	電磁シャワーの漏れの評価	51
5.2.6	ゲインの直線性の評価	52
5.3	エネルギー分布の広がりの評価	56
5.4	キャリブレーション結果のまとめと不定性の扱い	57
第 6 章	NaI シンチレータを用いた物理解析	60
6.1	角度分布解析の流れ	60
6.2	物理データのイベントセレクション	60
6.2.1	セレクションの流れ	60
6.2.2	PIA <sub>μ</sub> O 検出器ファイバートラッカーでの飛跡再構成	61
6.2.3	物理ランでの NaI シンチレータのエネルギー分布	63
6.2.4	飛跡の粒子識別によるカット	63
6.2.5	飛跡の放出角度によるカット	64
6.2.6	エネルギーの大きさによるカット	66
6.3	モンテカルロシミュレーションとの比較	66
6.3.1	イベントセレクションによるイベントの選別	67
6.4	バックグラウンドの見積もり	74
6.5	物理解析のまとめと課題	76

第7章 まとめと今後の展望

78

参考文献

81

# 第 1 章

## ニュートリノ振動

### 1.1 ニュートリノとニュートリノ振動

ニュートリノは弱い相互作用を通してのみ反応する中性レプトンであり、1931年に Wolfgang Pauli によってその存在仮説が提唱され、1956年に Reines と Cowan による実験で存在が証明された。ニュートリノには電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューオンニュートリノ ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の3世代とそれぞれの反粒子が存在し、これらはそれぞれ電子、ミューオン、タウオンと対をなしている。

素粒子物理学の標準理論において、ニュートリノの質量はゼロとして扱われてきた。しかし近年、太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノの観測で電子ニュートリノの数が減っている、あるいは大気ニュートリノや加速器ニュートリノ実験でミューオンニュートリノの数が減少する、という現象が観測された。これは、ニュートリノが飛行中に別のフレーバーに変わるニュートリノ振動現象によると考えられている。ニュートリノ振動とは、ある種類のニュートリノが、その時間発展とともに他の種類のニュートリノに変化する現象で、ニュートリノが質量をもつ場合にのみ起こり得る。よって、ニュートリノ振動の観測は、ニュートリノが有限の質量を持つことを示すとともに、質量の固有状態がレプトン世代間で混合していることを示している。これは素粒子物理学の標準理論を超えた事象として注目されている。

ニュートリノ振動はフレーバー固有状態 ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) と質量固有状態 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) が一致せず、さらに3つの質量固有状態が1つに縮退していない場合に起こる。この場合、混合状態は3つの混合角 ( $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ) と1つの CP 複素位相  $\delta$  を用いて以下のように記述することができる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

この  $3 \times 3$  行列は世代間の混合を表すユニタリ行列で、MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれ [1] 通常以下のように書かれる。

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13}e^{i\delta} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ここで  $\alpha = (e, \nu, \tau)$ ,  $i = (1, 2, 3)$ ,  $C_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $S_{ij} = \sin \theta_{ij}$  である。

ここでは、もっとも簡単な場合として2つのフレーバーの  $(\nu_\alpha, \nu_\beta)$  間の振動を考えることにする ( $\theta_{12} = \theta, \theta_{23} = \theta_{13} = 0$ )。この2つのフレーバー固有状態は質量固有状態  $(\nu_1, \nu_2)$  を用いて

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

と表すことができる。質量固有状態の時間発展は、

$$\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i(E_1 t - p_1 x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t=0) \\ \nu_2(t=0) \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

と表すことができる。ここで、 $E_i, p_i$  はそれぞれ  $\nu_i$  のエネルギーと運動量を表す。

これより、フレーバー固有状態の時間発展は

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha(t) \\ \nu_\beta(t) \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i(E_1 t - p_1 x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} \nu_\alpha(t=0) \\ \nu_\beta(t=0) \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

となる。

今、時刻  $t = 0$ , 位置  $x = 0$  で生成されたニュートリノが距離  $L$  だけ飛行した場合を考える。ニュートリノの質量はエネルギーより十分小さいとしてよく ( $m_i \ll E_i$ )、

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \sim E_i + \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.6)$$

$$t \sim L \quad (1.7)$$

と近似でき、式 (1.5) は、

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha(t) \\ \nu_\beta(t) \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2 L}{2E_1}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_2^2 L}{2E_2}} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} \nu_\alpha(t=0) \\ \nu_\beta(t=0) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

となる。

以下では、ある決まったエネルギーのニュートリノを考え、 $E_i = E_\nu$  とする。位置  $x = 0$  において、フレーバー  $\nu_\alpha$  だったニュートリノが、距離  $L$  飛行した後にフレーバー  $\nu_\beta$  になる確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ 、およびフレーバー  $\nu_\alpha$  のままである確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$  はそれぞれ、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \times \Delta m^2 [eV^2] \times \frac{L [km]}{E_\nu [GeV]} \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \\
 &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.27 \times \Delta m^2 [eV^2] \times \frac{L[km]}{E_\nu [GeV]} \right)
 \end{aligned}
 \tag{1.10}$$

となる。ここで、 $\Delta m^2 \equiv m_1^2 - m_2^2$  は質量二乗差である。実際にはニュートリノは3世代あるため、式 (1.9)、式 (1.10) では不十分であり、3世代での振動確率は、

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta j}^* U_{\alpha j}^* U_{\alpha i}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \\
 &\quad + 2 \sum_{i<j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta j}^* U_{\alpha j}^* U_{\alpha i}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right)
 \end{aligned}
 \tag{1.11}$$

と表され、3つの混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  と2つの独立な質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2$  ならびに1つの位相  $\delta$  によって記述される。

これらの式から、確率  $P$  は質量二乗差  $\Delta m^2$  と混合角  $\theta$  をパラメタとして、飛行距離  $L$  及びニュートリノエネルギー  $E_\nu$  の関数としてフレーバー間で振動することがわかる。また、この振動が起きるのはフレーバー固有状態が質量固有状態と異なっており ( $\theta \neq 0$ )、かつ質量固有状態が縮退していない ( $\Delta m^2 \neq 0$ ) 場合であることもわかる。

## 1.2 ニュートリノ振動の現状

ニュートリノ振動は1998年、スーパーカミオカンデ共同実験グループの大気ニュートリノの観測により発見され [2](図 1.1)、2004年、KEK からスーパーカミオカンデに人工ニュートリノを発射する K2K 実験により、その存在が確立された [3](図 1.2)。また、2010年には OPERA 実験を実施する研究チームにより初めて振動現象を直接的に確認したと発表された [4]。

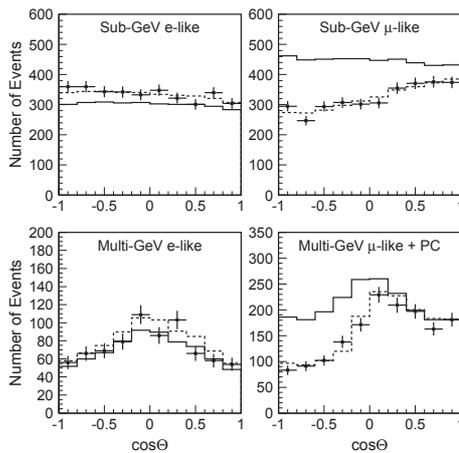


図 1.1 スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測結果。実線がニュートリノ振動がない場合、破線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィット。

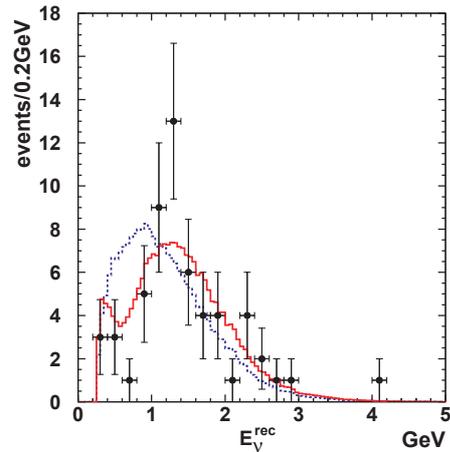


図 1.2 K2K 実験最終結果。青線がニュートリノ振動がない場合、赤線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィット。

ニュートリノ振動が確立されてからは、ニュートリノ振動パラメータを測定することで、ニュートリノを研究するフェーズへと移行した。ニュートリノ振動パラメータの測定現状を以下に簡単にまとめる。

 $\Delta m_{23}^2, \theta_{23}$ 

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測 [2]、K2K 実験 [3]、MINOS 実験 [5] によって測定されており、振動パラメータは  $2.31 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3.43 \times 10^{-3} eV^2, \sin^2 2\theta_{13} > 0.78(90\%C.L)$  である。

また、T2K 実験の最新結果でも、上記の実験の結果とコンシステントであった。

 $\Delta m_{12}^2, \theta_{12}$ 

スーパーカミオカンデ、SNO による太陽ニュートリノ観測 [7][8] と KamLAND での原子炉ニュートリノ観測 [9] から測定されており、振動パラメータは  $\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} eV^2, \tan^2 \theta_{12} \sim 0.5$  である。

 $\Delta m_{13}^2, \theta_{13}$ 

$\theta_{13}$  を介した  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の振動モードは未だ見つかっておらず、振動パラメータも CHOOZ 実験による原子炉ニュートリノの観測 [10] により  $\Delta m_{13}^2 \sim 2.4 \times 10^{-3} eV^2$  のとき  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$  という上限値しかわかっていない。

しかしながら、これらの振動パラメータの精密測定が目的の一つである T2K 実験で、2011年3月11日までのデータの解析で、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の振動モードを示唆する結果が見られた [6]。このときの振動パラメータは  $0.03 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28(90\%C.L)$  (ニュートリノの質量が正常階層の場合) である。この解析に使用したデータは T2K 実験が目指す総量の 2% に過ぎず、現在捉えている兆候を確立することを目指している。

また、CP 非対称性の複素位相  $\delta$  に関しては、MNS 行列の  $\sin \theta_{13}$  の項に付くため、 $\theta_{13}$  がゼロでない時にのみ測定可能となる。

## 第 2 章

# T2K 長基線ニュートリノ振動実験

### 2.1 T2K 実験の概要・目的



図 2.1 T2K 実験

T2K(Tokai to Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験は、2009 年 4 月に開始した加速器型長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村にある J-PARC 大強度陽子加速器施設の 50GeV 陽子シンクロトロンからの大強度陽子ビームにより生成したミュオンニュートリノビームを、295km 離れた岐阜県飛騨市に位置する後置検出器、スーパーカミオカンデ検出器で観測する (図 2.1)。

T2K 実験では世界最大強度のニュートリノビームと世界最大の水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデを用いて、以下の 2 項目を世界最高感度で実現することを目標としている。

#### 電子ニュートリノ出現イベントの探索

T2K 実験最大の目的は、未発見の振動モード  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  を発見し、唯一測定されていない混合角  $\theta_{13}$  を測定することである。 $E_\nu \sim 1\text{GeV}$ ,  $L \sim 300\text{km}$  において、この振動モードの振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  は以下のように近似できる\*1。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (2.1)$$

\*1  $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2 \gg \Delta m_{12}^2$

この振動モードは  $\sin^2 2\theta_{13}$  における感度が高く、T2K 実験では、5年間のデータ取得により  $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} eV^2$  において、現在の上限値の20倍にあたる  $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$  まで探索が見込まれている。

### ミューニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定

飛行中にミューニュートリノが振動し、別のフレーバーのニュートリノに変化する振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x)$  は  $E_\nu \sim 1\text{GeV}$ ,  $L \sim 300\text{km}$  において以下のように近似できる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [eV^2] L [km]}{E_\nu [GeV]} \right) \quad (2.2)$$

この振動モードはすでに確立されているが、振動パラメータ ( $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ) をより精密に測定することができる。5年間のデータ取得で期待される感度は  $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \sim 0.01$ ,  $\delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-5} eV^2$  である。

## 2.2 J-PARC 加速器及びニュートリノビームライン

### 2.2.1 J-PARC 加速器

J-PARC 加速器の構成を図 (2.2) に示す。全長 330m の線形加速器リニアック (LINAC) で加速された陽子は、全周 350m の 3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS)、全周 1600m の陽子シンクロトロン (MR) の順に加速され、最終的にビームエネルギー 30GeV、ビーム強度 750kW (デザイン値) にまで到達する。その後、超伝導磁石を用いた速い取り出し (FX) によって 2 ~ 4 秒の間隔でニュートリノビームラインへと蹴りだされる。1スピルあたり 8バンチ、1バンチの幅 58nsec、バンチ間隔 581nsec のビーム構造をしている。なお、ビームエネルギー 30GeV、ビーム強度 750kW を達成するために、今後これらのパラメータを変更する可能性もある。



図 2.2 J-PARC ビームライン概略図。LINAC、RCS、MR で徐々に加速された陽子は最終的に 30GeV のエネルギーに達する。

## 2.2.2 ニュートリノビームライン

ニュートリノビームラインの構成を図 (2.3) に示す。MR で 30GeV まで加速された陽子は、超伝導磁石によって曲げられ、ニュートリノビームラインに導かれる。その後、陽子ビームは炭素標的に衝突し、ハドロン反応により  $\pi$  中間子を含む多数のハドロンが生成される。生成された  $\pi$  中間子 ( $\pi^+$ ) は 3 台の電磁ホーンにより平行に収束される。収束された  $\pi$  中間子は、炭素標的の下流に位置する崩壊領域で以下のように崩壊する。



この崩壊により、ミューニュートリノビームが生成される。ビームに含まれる陽子、崩壊しなかった  $\pi$  中間子及び低エネルギーのミュオンは崩壊領域の終端に位置するビームダンプによって吸収されるため、ニュートリノのみが前置検出器及びスーパーカミオカンデに向かって飛んでいくことができる。また、図 2.3 においてニュートリノのビーム軸を検出器の方向からずらしているのは、次に説明する off-axis 法のためである。

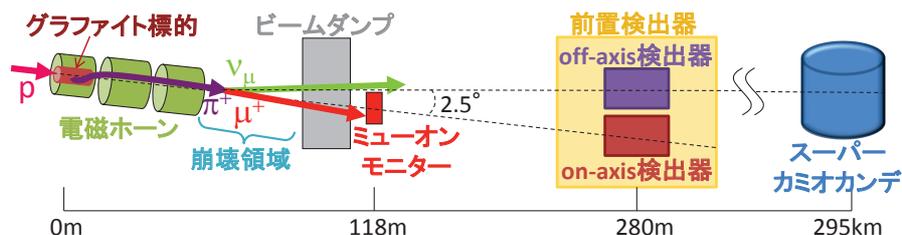


図 2.3 T2K 実験のビームライン概略図

## 2.3 off-axis 法

T2K 実験の大きな特徴の一つとして off-axis 法を採用したことが挙げられる。off-axis 法とは、ニュートリノのビーム軸 ( $\pi$  中間子の収束軸) を検出器の方向からずらすことにより、幅の狭いエネルギー分布のニュートリノビームを得る方法である。この着想自体は 1995 年に BNL-E899 グループにより発表されたものであるが [11]、実際に採用したのは T2K 実験が世界初である。

### 2.3.1 off-axis 法の原理

式 (2.3) の崩壊により生成されるニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  は、ニュートリノと親粒子である  $\pi$  中間子の進行方向のなす方向を  $\theta$ 、 $\pi$  中間子の質量、エネルギー、運動量をそれぞれ

$m_\pi, E_\pi, p_\pi$  としたとき (式 2.4) 以下のように表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.4)$$

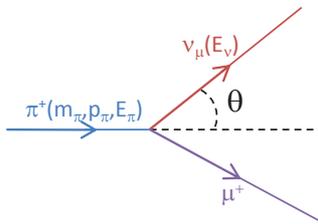


図 2.4 π 中間子の崩壊

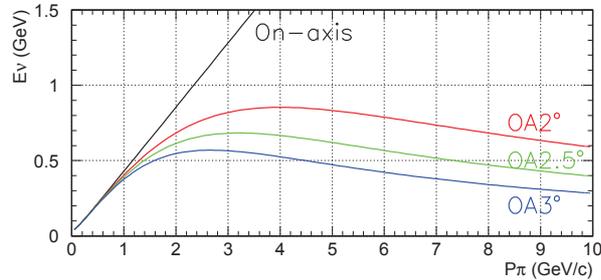


図 2.5 π 中間子の運動量とニュートリノエネルギーの関係

この式より導かれる  $\theta = 0^\circ$  (on-axis),  $2^\circ$ ,  $2.5^\circ$ ,  $3^\circ$  の時の  $p_\pi$  と  $E_\nu$  の関係は図 2.5 のようになる。 $\theta = 0^\circ$  の場合、 $E_\nu$  は  $p_\pi$  に比例しているのに対し、 $\theta = 2^\circ, 2.5^\circ, 3^\circ$  の場合は、 $E_\nu$  は  $p_\pi$  への依存度が低い。これにより、親粒子である π 中間子の運動量が広範囲に分布していたとしても、π 中間子の収束軸からずれた方向に関しては狭いエネルギー範囲に集中したニュートリノビームを得ることができる。

### 2.3.2 T2K 実験における off-axis 法

T2K 実験において、ミューニュートリノの振動確率は式 (2.1), 式 (2.2) より、図 2.6 の上図のようになる。振動確率が最大になる条件は

$$\frac{1.27\Delta m^2[eV^2]295[km]}{E_\nu[GeV]} = \frac{(2n-1)\pi}{2} \quad (n \text{ は正の整数}) \quad (2.5)$$

であり、この時の最大エネルギーは  $E_\nu \sim 0.7\text{GeV}$  である。

J-PARC のビームラインにより生成されるニュートリノビームは、 $0^\circ$  (on-axis) の方向においては、図 2.6 の下図にあるように、 $E_\nu \sim 2\text{GeV}$  にピークを持つ広いエネルギー分布となる。そのエネルギー領域におけるニュートリノ振動確率は低く、後述するスーパーカミオカンデにおけるバックグラウンドとなる  $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応の反応断面積が大きい (図 2.7)。そのため、T2K 実験では図 2.3 のように、スーパーカミオカンデから約  $2.5^\circ$  ずれた軸上に π 中間子を収束させる。これにより図 2.6 下図のような振動確率が最大となる  $E_\nu \sim 0.7\text{GeV}$  にシャープなピークを持つエネルギー分布のニュートリノビームを生成することができ、バックグラウンドとなる  $\pi^0$  が発生するニュートリノ反応を起こしやすい高エネルギーのニュートリノを減少させることができる。一方で off-axis 法を採用することにより、ビームの方向とスーパーカミオカンデにおけるニュートリノビーム強度やエネルギーの間に強い相関が生まれる。そのため、T2K 実験では、式 (2.3) で生成されるミューオンの位置プ

ロファイルを測定するミュオンモニター MUMON[12] と、後述するニュートリノモニター INGRID でビームの方向を高精度で監視する。

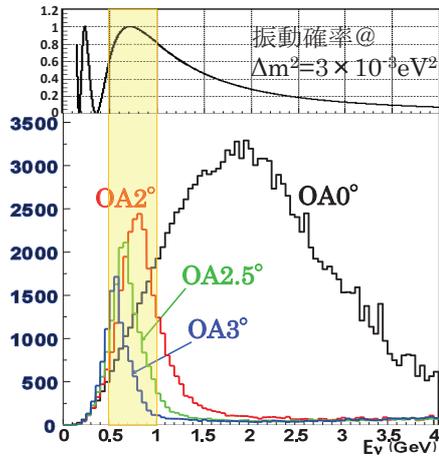


図 2.6 ニュートリノの振動確率 (上図) と off-axis 法によるニュートリノのエネルギー分布 (下図)

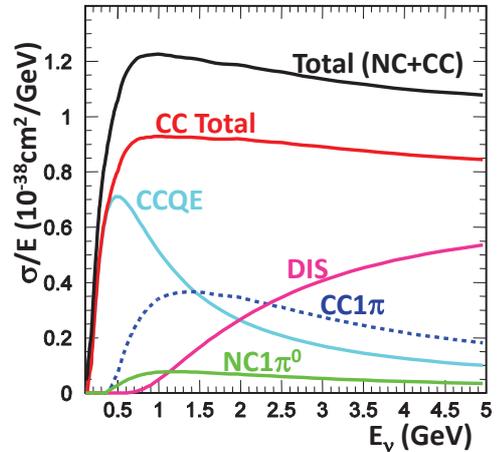


図 2.7 ニュートリノの反応断面積

## 2.4 前置検出器：ND280

T2K 実験では、炭素標的から 280m の地点に前置検出器 (ND280<sup>\*2</sup>) を設置する。この前置検出器はビーム軸上に位置する on-axis 検出器と、 $\pi$  中間子の平均崩壊点とスーパーカミオカンデを結ぶ直線上に位置する off-axis 検出器から構成される (図 2.8, 2.9)。

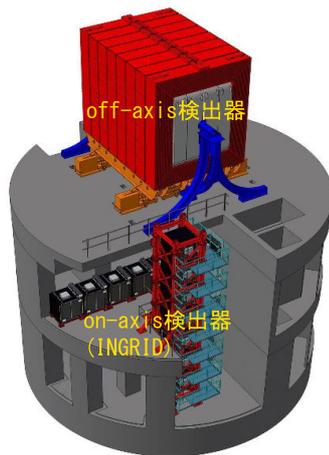


図 2.8 前置検出器の概略図 (上流側から)

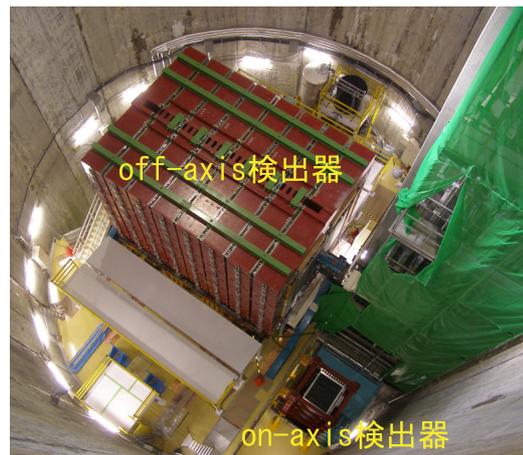


図 2.9 前置検出器ホールの写真 (上から)

<sup>\*2</sup> ND は Near Detector の略であり、280 は炭素標的から 280m に位置することを意味する

### 2.4.1 on-axis 検出器:INGRID

INGRID<sup>\*3</sup>[13] はニュートリノビーム軸上 (on-axis) に置かれた検出器であり、合計 16 個のモジュールから構成されている。各モジュールは図 2.10 のように十字に配置され、それぞれが鉄層とシンチレータ層のサンドイッチ構造になっている。鉄がニュートリノ標的となり、シンチレータでニュートリノ反応で生成された荷電粒子を検出する。これにより各モジュールでのニュートリノ反応数からニュートリノビームの中心を測定することができる (図 2.11)。

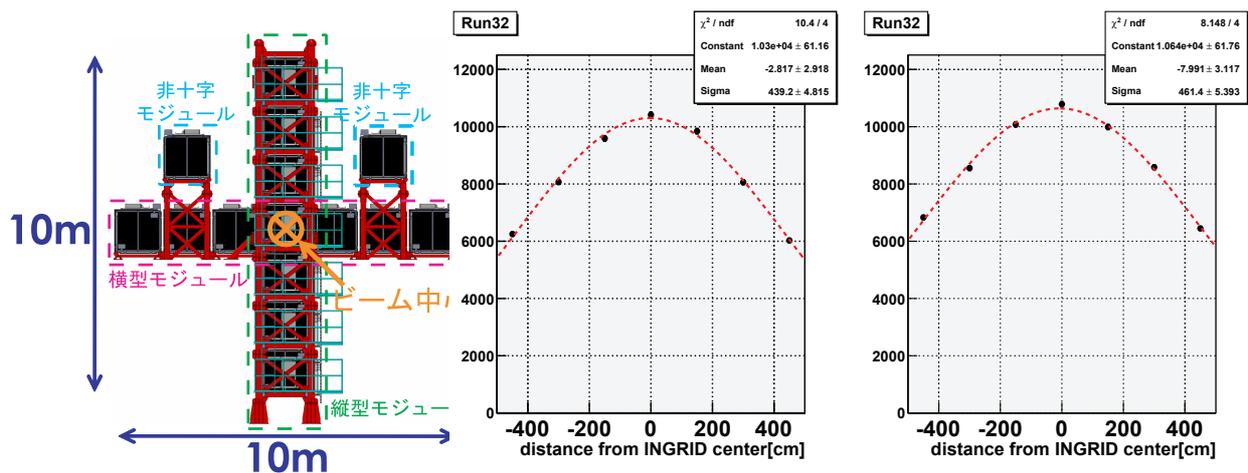


図 2.10 on-axis 検出器 INGRID

図 2.11 INGRID により求められたビームプロファイル (左図：鉛直方向、右図：水平方向)

### 2.4.2 off-axis 検出器群

off-axis 検出器はニュートリノ生成点から下流 280m に設置されており、ビーム軸からずれたスーパーカミオカンデの方向を向いている。off-axis 検出器は検出器全体を覆うマグネットと、P0D、TPC、FGD、ECAL、SMRD の 5 つの検出器で構成される複合型の検出器であり、生成直後のニュートリノビームのフラックス、エネルギースペクトル、反応断面積を高精度で測定する。以下に各検出器を簡単に説明する。

#### UA1 Magnet

検出器全体を覆い、0.2T の磁場により荷電粒子の飛跡を曲げるための大型常伝導ダイポール電磁石。かつて CERN(欧州原子核研究機構) の UA1 実験で使われていたものである。

#### P0D( $\pi^0$ Detector)

最上流に設置されており、 $\pi^0$  生成ニュートリノ反応の測定に特化した検出器。鉛薄膜、

<sup>\*3</sup> Interactive Neutrino GRID の意

シンチレータ、水標的のサンドイッチ構造になっている。

#### FGD(Fine Grained Detector)

セグメント化されたシンチレータからなる検出器。ニュートリノの標的となり、反応点付近の粒子を検出する。2台のモジュールから構成され、後方のモジュールは水のニュートリノ反応断面積を測定するためにシンチレータと水標的のサンドイッチ構造となっている。

#### TPC(Time Projection Chamber)

ニュートリノ反応で生成された荷電粒子の飛跡の曲がり具合をタイムプロジェクションチェンバーで測定し、ニュートリノのエネルギーを再構成する。また、エネルギー損失より粒子識別も行う。計3台のモジュールから構成され、2台のFGDの前後と間に配置されている。

#### ECAL(Electromagnetic CALorimeter)

マグネット内側の最外層に位置し、POD、TPC、FGDで起こったニュートリノ反応で生成される電子や $\gamma$ が引き起こす電磁シャワーを捕え、そのエネルギーを測定する検出器。鉛層とシンチレータ層から構成される。

#### SMRD(Side Muon Range Detector)

マグネットヨークの隙間にシンチレータを設置した検出器。大角度で散乱されてTPCに入射しなかったミュオンの飛跡を測定し、エネルギーを再構成する。

これらの測定結果を基にスーパーカミオカンデでのフラックス及びエネルギースペクトルを予測する。マグネットが開いている時の off-axis 検出器群の写真と、イベントディスプレイの例を図 2.12 及び図 2.13 に示す。

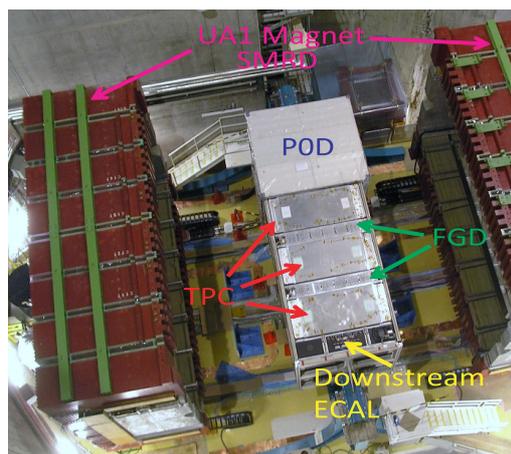


図 2.12 off-axis 検出器群 (ホール上部より)

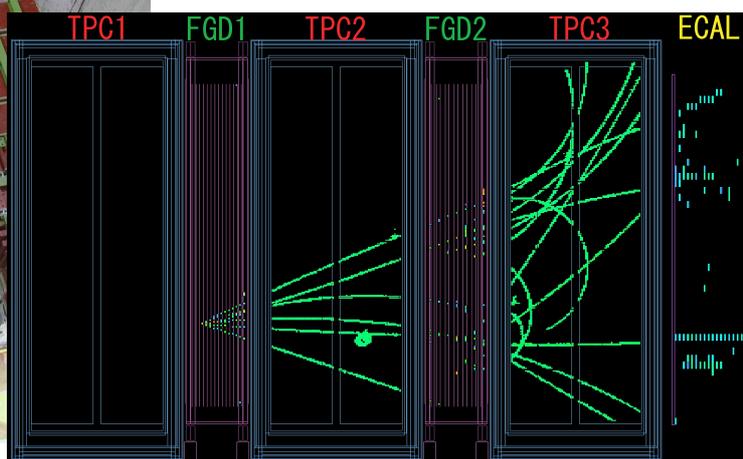


図 2.13 off-axis 検出器のイベントディスプレイ

## 2.5 後置検出器：スーパーカミオカンデ

### 2.5.1 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ [14](図 2.14) は、J-PARC から 295km 離れた岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山茂住坑内に、東京大学宇宙線研究所付属の観測装置として建設された、水チェレンコフ検出器である。宇宙線起源のバックグラウンドを減らすため、池の山山頂の地下 1000m に建設された。実際に、検出器付近での宇宙線ミュオン強度は、地上での約  $10^{-5}$  となっており、スーパーカミオカンデにおける宇宙線ミュオン事象の頻度は約 2Hz にまで抑えられている。

検出器は 50kt の超純水を蓄えたタンクと、その内部に設置された 11200 本の 20 インチ光電子増倍管、タンク外側にある 1885 本の Veto 用の 8 インチ光電子増倍管から構成されている (図 2.15)。

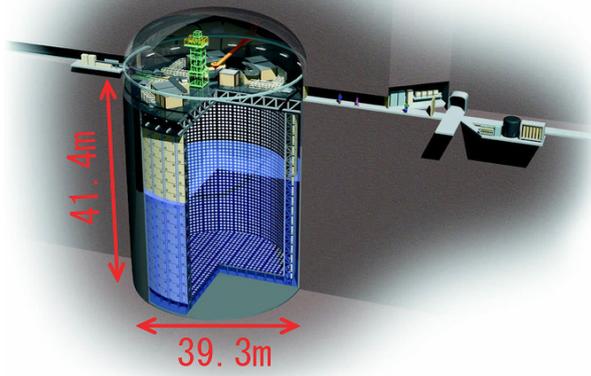


図 2.14 スーパーカミオカンデ概略図

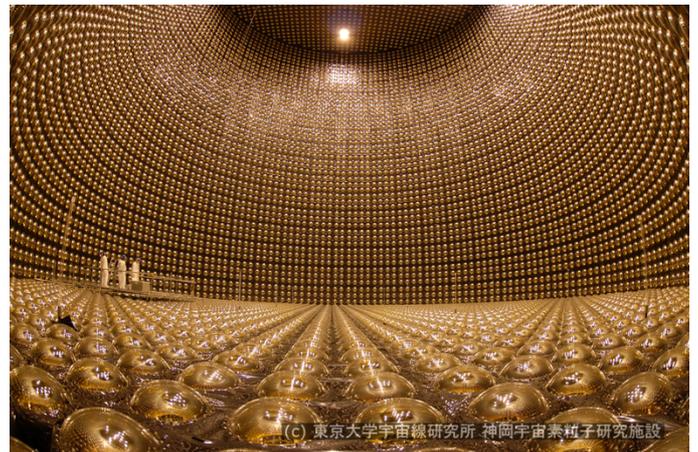


図 2.15 スーパーカミオカンデ検出器内部と光電子増倍管

### 2.5.2 ニュートリノの検出

スーパーカミオカンデは、ニュートリノ反応から放出された荷電粒子が水中を飛行する際に発するチェレンコフ光を観測することでニュートリノを捉える。タンク内側の光電子増倍管でチェレンコフ光を観測するとリング状に見え、その光量や到達時間、リングパターンなどから粒子の種類・エネルギー・発生点・運動方向などを決定する。

ニュートリノの相互作用には様々なモードがあるが、T2K 実験のエネルギー領域では 2 体反応である荷電カレント準弾性散乱 ( $\nu_l + n \rightarrow l + p$ ) が支配的なモードであるため、このモードをシグナルモードとして選択する。

ミュオンからのチェレンコフ光は明瞭なリングイメージになる (図 2.16) のに対して、電

子は電磁シャワーを起こすため縁がぼやけたリングイメージになる (図 2.17)。この効果を利用することにより、ミュオンと電子を 1% 程度の誤認率で見分けることができる。一方で、 $\pi^0$  が生成された場合、 $\pi^0$  は即座に 2 つの  $\gamma$  に崩壊するため、 $\gamma$  の電磁シャワーによる不明瞭なリングが 2 つ観測される (図 2.18)。この一方の  $\gamma$  を検出し損ねる、または 2 つの  $\gamma$  が同一方向に放出され、一つの不明瞭なリングしか検出されなかった場合は電子ニュートリノイベントと区別がつかない。よって、 $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応は電子ニュートリノ出現モード探索のバックグラウンドとなる。

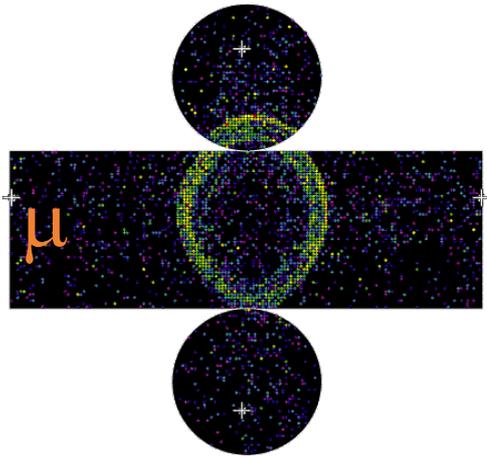


図 2.16 スーパーカミオカンデでの  $\mu$  によるチェレンコフリングの例

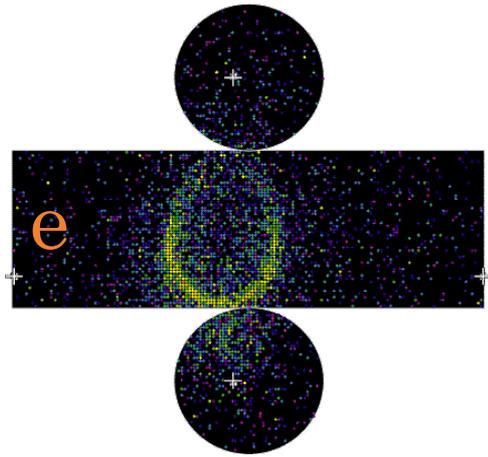


図 2.17 スーパーカミオカンデでの電子によるチェレンコフリングの例

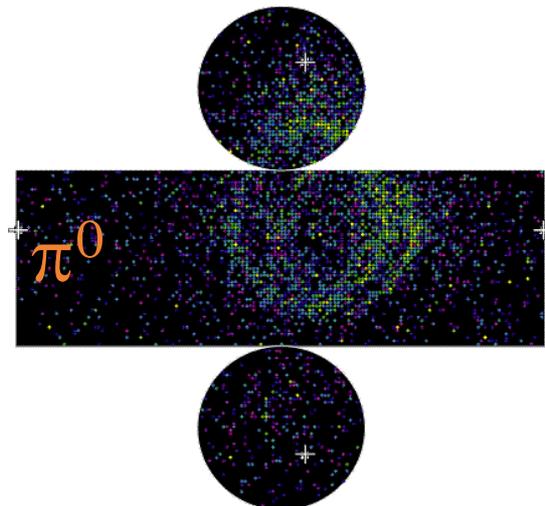


図 2.18 スーパーカミオカンデでの  $\pi^0$  チェレンコフリングの例

## 第3章

# PIA $\nu$ O 実験

### 3.1 PIA $\nu$ O 実験の目的

ニュートリノの原子核との相互作用には、大別して荷電カレント反応 (CC<sup>\*1</sup>) と中性カレント反応 (NC<sup>\*2</sup>) がある。荷電カレント反応は、ニュートリノがクォークと  $W^\pm$  ボソンを交換し、荷電レプトンになる相互作用であり、中性カレント反応は  $Z^0$  ボソンを交換する相互作用である。また、それぞれの反応にも以下のような様々な反応モードがある。ここでは、 $N$  は核子、 $l$  はレプトン、 $A$  は原子核をあらわす<sup>\*3</sup>。

- 荷電カレント準弾性散乱 (CCQE<sup>\*4</sup>) :  $\nu + N \rightarrow l + N'$  (図 3.1)
- 荷電カレント  $1\pi$  生成反応 (CC1 $\pi$ ) :  $\nu + N \rightarrow l + \pi N'$  (図 3.2)
- 荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (CC coh. $\pi$ ) :  $\nu + A \rightarrow l + \pi + A$
- 荷電カレント深非弾性散乱 (CCDIS<sup>\*5</sup>) :  $\nu + N \rightarrow l + N' + \text{mesons}$
- 中性カレント弾性散乱 (NC elastic) :  $\nu + N \rightarrow \nu + N$
- 中性カレント  $1\pi$  生成反応 (NC1 $\pi$ ) :  $\nu + N \rightarrow \nu + \pi + N'$
- 中性カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (NC coh. $\pi$ ) :  $\nu + A \rightarrow \nu + \pi + A$
- 中性カレント深非弾性散乱 (NCDIS) :  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \text{mesons}$

T2K 実験において、ニュートリノ振動が起きる確率はニュートリノのエネルギーに依存するため、そのエネルギーを正しく測定する必要がある。2.4.2 節で述べたように、加速器で生成されたニュートリノのエネルギーを測定している off-axis 検出器では、検出器中で起こった図 3.1 のような CCQE 反応より生成される終状態  $\mu^-$  の運動量を測定することで、ニュートリノのエネルギーを再構成している。一方で、T2K 実験で使用するニュートリノのエネルギー領域 (図 2.6 参照) では、図 3.2 のような  $\Delta$  共鳴を通した CC1 $\pi$  反応による  $\pi$  の生成が

\*1 Charged Current

\*2 Neutral Current

\*3 ニュートリノの標的がシンチレータの場合は  $^{12}\text{C}$  と  $^2\text{H}$ 、水の場合は  $^{16}\text{O}$  が主要である。

\*4 Charged Current Quasi Elastic

\*5 Charged Current Deep Inelastic Scattering

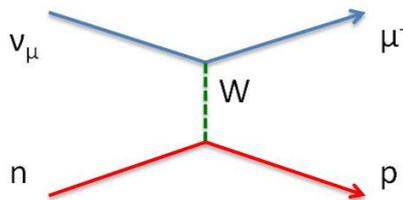


図 3.1 CCQE 反応のダイアグラム

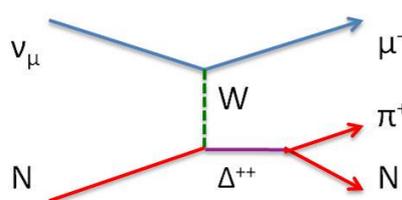


図 3.2 CC1 $\pi^+$  のダイアグラムの一つ

起こりやすい。もしこの反応で、生成された  $\pi$  が検出器中の原子核に吸収されると、CCQE 反応と区別がつかなくなり、結果としてニュートリノのエネルギーを誤って計算してしまうことになる。そのため、 $\pi$  の原子核中で吸収される確率をあらかじめ知っておく必要がある。現在の T2K 実験のシミュレーションでは、過去の実験データを用いて  $\pi$  と原子核間の反応モデルを調整している。ところが、図 3.3、図 3.4 に示すように、過去の実験データからの反応断面積の値には約 20-30% の大きな不定性があり、これが T2K 実験における系統誤差の要因の一つとなっている。そこで本実験では、この系統誤差を抑制するために、シンチレータトラック型検出器を新しく開発し、 $\pi$  中間子と原子核間の反応断面積の精密測定を行うことにした。目標とする反応断面積の測定精度は 10% 以下である。

また、後置検出器においては、ニュートリノのエネルギーを再構成することができる CCQE 反応をシグナルモードとして選択している。ここでも、CCQE 反応とよく似た CC1 $\pi$  反応は CCQE 反応と誤認識されることが多く、これはミュニュートリノ消失の測定における主要なバックグラウンドとなる。よって  $\pi$  中間子と原子核間の反応断面積の精密測定は、前置検出器だけでなく後置検出器における系統誤差も抑制することができ、T2K 実験全体に大きく寄与することが期待できる。

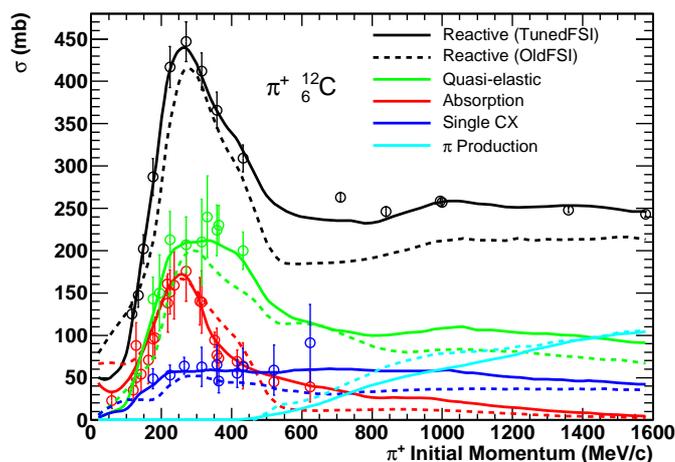


図 3.3 過去の実験における  $\pi^+$  と  $^{12}\text{C}$  の反応断面積

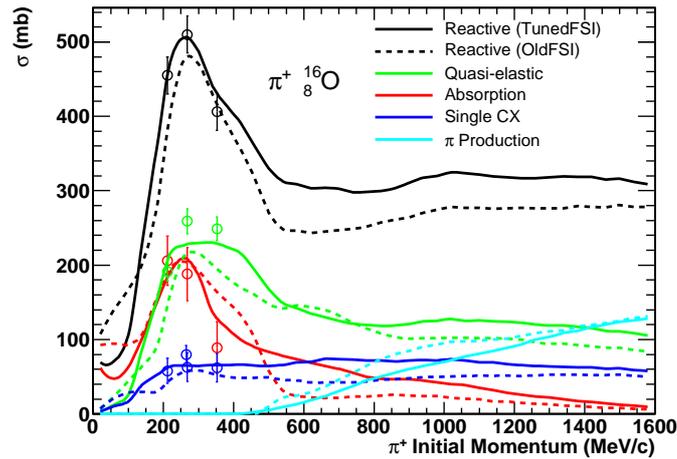


図 3.4 過去の実験における  $\pi^+$  と  $^{16}\text{O}$  の反応断面積

### 3.2 PIA $\nu$ O 実験の概要

PIA $\nu$ O (PION detector for Analysis of  $\nu$  Oscillation) 実験のおおまかな流れを図 3.5 に示す。本実験は日本とカナダの T2K 実験のメンバー約 10 名で構成され、それぞれが PIA $\nu$ O 検出器と Harpsichord (HADron Reconstruction Performance Studies In CH On Reduced Detector) 検出器を製作した。2010 年 5 月に検出器の開発からスタートし、カナダ TRIUMF 国立研究所<sup>\*6</sup>の二次ビームライン (M11) で 2010 年 10 月～12 月と 2011 年 8 月～9 月の計 3 カ月のデータ取得を行った。データ取得の内訳は、一度目が主に炭素 ( $^{12}\text{C}$ ) を標的にしたデータ取得であり、二度目が主に水 ( $^{16}\text{O}$ ) を標的にしたデータ取得である。



図 3.5 PIA $\nu$ O 実験のおおまかな流れ

### 3.3 検出器への要請

検出器で検出したい主な反応と、それらの終状態を以下に簡単にまとめる。

<sup>\*6</sup> TRI-University Meson Factory ブリティッシュコロンビア大学の敷地内にあるサイクロトロン粒子加速器施設

$\pi$  吸収反応 (Absorption)

$\pi^+$  が原子核に吸収される反応。終状態に  $\pi^+$  は含まれず、複数個の核子を放出する (図 3.6)。反応断面積は図 3.3、図 3.4 中で赤線で示されており、その大きさは運動量  $250\text{MeV}/c$  の  $\pi^+$  と  $^{12}\text{C}$  では約  $170\text{mb}$ 、 $^{16}\text{O}$  では約  $210\text{mb}$  である。

 $\pi$  荷電交換反応 (Charge Exchange)

$\pi^+$  が原子核と電荷を交換して  $\pi^0$  に変化する反応。終状態に  $\pi^0$  を含み、核子が放出されない場合もあれば、複数個の核子を放出する場合もある (図 3.7)。また、 $\pi^0$  は寿命  $8.4 \times 10^{-17}\text{s}$  で  $2\gamma$  に崩壊するため、実際に測定を行う時はこの  $\gamma$  を検出する。

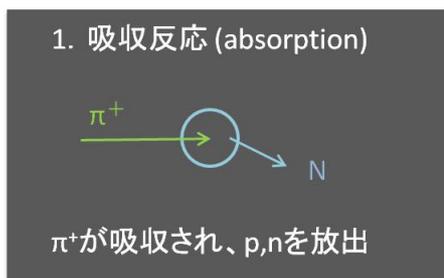
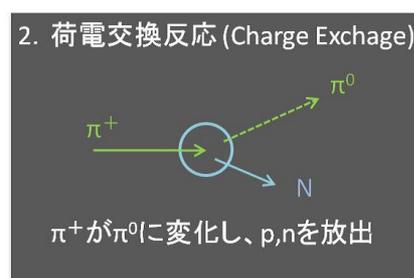
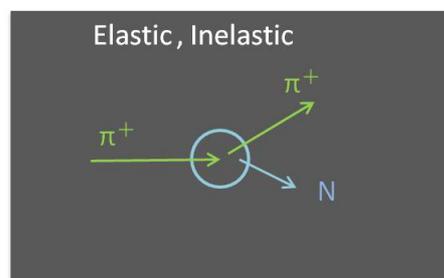
反応断面積は図 3.3、図 3.4 中で青線で示されており、その大きさは運動量  $250\text{MeV}/c$  の  $\pi^+$  と  $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$  では共に約  $60\text{mb}$  である。

 $\pi$  弾性散乱 (Elastic scattering)

$\pi^+$  が原子核と弾性散乱する反応。終状態に  $\pi^+$  を含み、核子は放出されない。反応断面積は、運動量  $250\text{MeV}/c$  の  $\pi^+$  と  $^{12}\text{C}$  では約  $220\text{mb}$ 、 $^{16}\text{O}$  では約  $300\text{mb}$  である。

 $\pi$  非弾性散乱 (Inelastic scattering)

$\pi^+$  が原子核と非弾性散乱する反応。終状態に  $\pi^+$  を含む (図 3.8)。

図 3.6  $\pi^+$  吸収反応の概念図図 3.7  $\pi^+$  荷電交換反応の概念図図 3.8  $\pi^+$  弾性・非弾性散乱の概念図

上記の反応において、今回の測定の目的となるのは直接バックグラウンドとなる吸収反応と荷電交換反応である。その吸収反応と荷電交換反応、弾性・非弾性散乱を区別するために、検出器はすべての飛跡を観測し、かつ粒子の種類を識別できる必要がある。そのためには、位置

分解能が高く、飛跡をトラッキングする部分自身がターゲットになり、不感領域がない検出器が要請される。吸収反応の信号としては、終状態に  $\pi^+$  の飛跡が無くなおかつ  $\pi^0$  からの  $\gamma$  線が無いものであり、イベントを解析で選択できるようにする。

以上の要請から、検出器として細い棒状のシンチレーションファイバーを多数並べた飛跡検出器を設計した。シンチレータ自身を  $\pi$  の標的とし、 $\pi$  とファイバーの原子核との反応で生じた荷電粒子をファイバーで検出し、各ファイバーのヒット情報から荷電粒子の飛跡を再構成する。棒状のファイバーを鉛直方向に並べた層と水平方向に並べた層を交互に配置することで、2次元飛跡を再構成し、さらにそれらの飛跡を合致させることで3次元の飛跡を再構成する(図3.9)。実際は、検出器の構造の都合でファイバーは図3.12のように鉛直方向、水平方向からそれぞれ  $45^\circ$  傾いており、以降図に倣ってそれぞれの軸を  $X'$ 、 $Y'$  と呼ぶ。実際に検出器を組み立てた時の写真を図3.14に示す。また、各ファイバーの光量からのエネルギー損失  $dE/dx$  を測定することで、飛跡の粒子識別を行う。一方で、荷電交換反応からの  $\gamma$  はシンチレーションファイバーを通過しても発光せず、飛跡を捕えることができないため、NaIシンチレータを利用する。NaIシンチレータの光量を見ることで  $\pi^0$  由来の  $\gamma$  の有無を区別する。本論文では特に、NaIシンチレータを用いた荷電交換反応の解析について述べる。

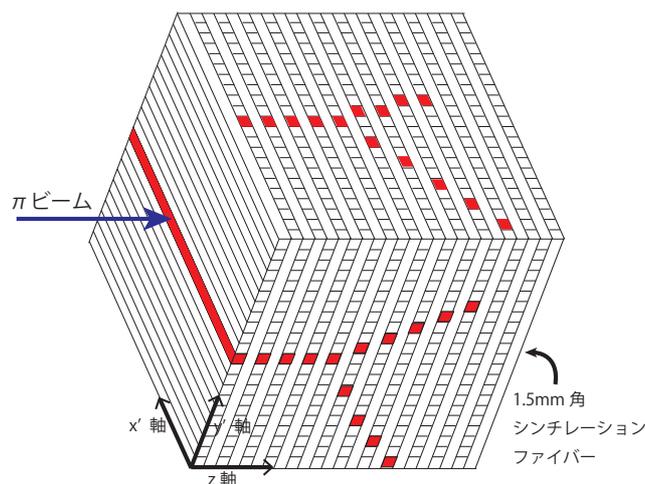


図 3.9 再構成された三次元の飛跡の概念図

## 3.4 PIA $\nu$ O 検出器

### 3.4.1 検出器の概要

PIA $\nu$ O 検出器の概念図を図3.10に、実際に製作された検出器の外観写真を図3.11に示す。上述したように、検出器は飛跡をトラッキングするシンチレーションファイバーと  $\gamma$  を検出する NaIシンチレータ検出器から構成される。NaIシンチレータはファイバーの周りを覆うように配置し、 $\pi^0$  からの  $\gamma$  の角度分布の測定も同時に行う。NaIシンチレータはファイバート

ラッカー部分の上下に 8 本ずつ配置されており、カバーできていない部分については解析時に 16 本の角度分布より補完する。16 本の NaI シンチレータのカバーしている立体角は約 20% である。

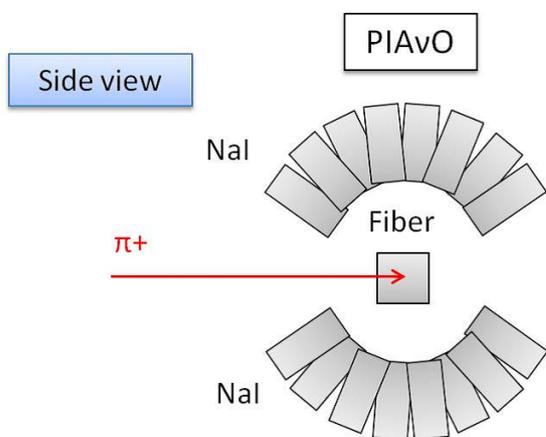


図 3.10 PIA $\nu$ O 検出器の概念図

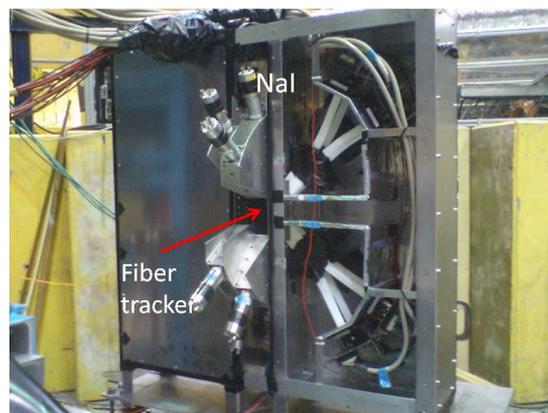


図 3.11 PIA $\nu$ O 検出器の全体像写真。赤矢印の先にファイバートラッカー部分がある。

### 3.4.2 シンチレーションファイバーとエレクトロニクス

PIA $\nu$ O 検出器の飛跡トラッカー部分は 1.5mm 角、長さ 60cm シンチレーションファイバー (Kuraray 社 SCSF-78SJ)1024 本より構成される。図 3.12 に示すように  $X'$  と  $Y'$  方向の層が交互に配置されており、全部で 16 層 ( $X'$ 、 $Y'$  それぞれ 16 面ずつ、計 32 面) のトラッキングプレーンを持つ。各ファイバーの側面には約 25 $\mu$ m 厚の二酸化チタン ( $TiO_2$ ) を含む反射材

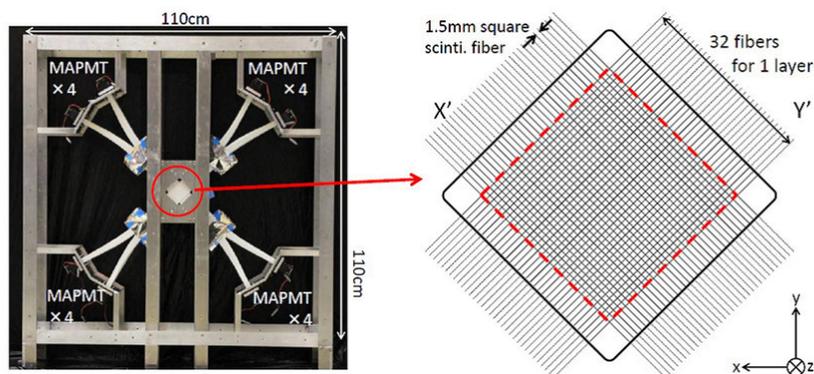


図 3.12 PIA $\nu$ O 検出器とファイバーで構成されるトラッカー部分 ファイバーの軸はそれぞれ 45° ずつ傾いており、赤点線で囲まれた部分が検出ボリュームになる

(ELJAN Technology 社 EJ-510) がコーティングされており、集光性を向上させると同時にそれぞれのファイバーを光学的に分離している。また、ファイバーの終端面は 64 チャンネルのマルチアノード PMT(浜松ホトニクス社 Hamamatsu:H8804) に接続され、シンチレーショ

ン光を電気信号に変換しており (図 3.13)、もう片方の終端面にはアルミニウムを蒸着することで、集光率の向上を図っている。アルミニウムを蒸着することで、約 1.7 倍の集光率を達成することができた。電気信号の読み出しエレクトロニクスは、K2K 実験の SciBar 検出器 [15] に使用したマルチアノード PMT とフロントエンドボード (図 3.15) を再利用している。このマルチアノード PMT は 64 チャンネルと多チャンネルのため、チャンネル当たりのコストが安く、また、小型 (50mm×30mm×50mm) なのでインストールに必要なスペースも取らない。したがって、今回の PIA $\nu$ O 検出器のような多チャンネル検出器に適している。フロントエンドボードは、マルチアノード PMT の 64 チャンネルの出力をシリアル化し、1 チャンネルにするためのフロントエンド回路である。フロントエンドボードからの信号は、同じく SciBar 検出器用に開発された DAQ ボードによって制御される。

検出器には合計 16 本のマルチアノード PMT が使用されており、図 3.12 左図のように上下左右に 4 本ずつ固定されている。

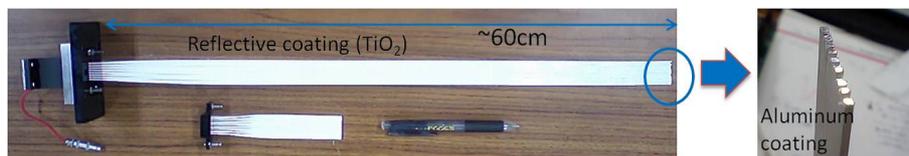


図 3.13 シンチレーションファイバーとマルチアノード PMT

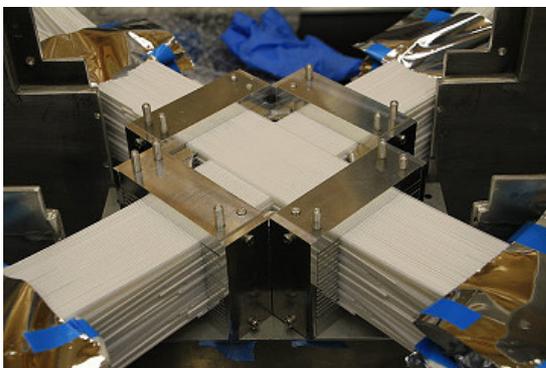


図 3.14 ファイバーの交差部分の写真

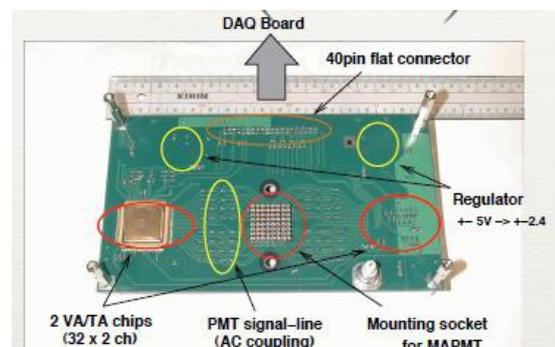


図 3.15 フロントエンドボード

### 3.4.3 NaI シンチレータ検出器

PIA $\nu$ O 検出器で使用する NaI シンチレータ検出器 (BICRON 社 2X2H6/1.5L-X) は、5cm×5cm×15cm の直方体型をしている (図 3.16)。結晶には光電子増倍管 (浜松ホトニクス社 R580-01) が取り付けられており、結晶で発せられた光を電気信号として取り出すことができる。ファイバーの上下を覆うため、NaI シンチレータは専用のホルダーに挿入され、ホルダーごと検出器のファイバーの上下に一つずつインストールされる (図 3.17)。ホルダーに

インストールされた場合、ファイバートラッカーの中心と各 NaI シンチレータまでの距離は 12.3cm であり、隣り合うシンチレータとの角度間隔は  $16.36^\circ$  である。NaI シンチレータの配置角度については、第 6 章で詳細に述べる。

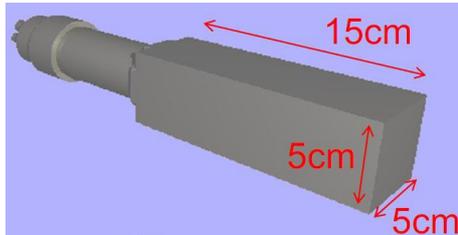


図 3.16 NaI シンチレータ検出器外観

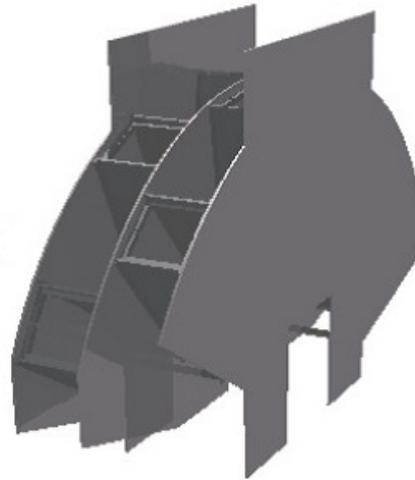


図 3.17 NaI シンチレータのフォルダー

### 3.5 Harpsichord 検出器

Harpsichord 検出器は、PIA $\nu$ O 検出器の下流に置かれ、PIA $\nu$ O 検出器のファイバートラッカーを突き抜けた  $\pi$  の飛跡及び Harpsichord 検出器内で反応した二次粒子を検出する。Harpsichord 検出器の外観を図 3.18、その中身を図 3.19 に示す。Harpsichord 検出器は 15 層のプラスチックシンチレータ層と、取り外し可能な鉛板のサンドイッチ構造になっており、2.4.2 節で述べた FGD と同様の構造になっている<sup>\*7</sup>。シンチレータ層は、1cm 角  $\times$  30cm の棒状シンチレータを 32 本並べて構成されており、鉛直方向に並べた層と水平方向に並べた層を交互に重ねることにより PIA $\nu$ O 検出器同様な荷電粒子の飛跡再構成が可能である。シンチレータの光は、波長変換ファイバーを通して半導体光検出器である MPPC (Multi Pixel Photon Counter、浜松ホトニクス社)[16][17] によって電気信号に変換される。

また、鉛板 (1.4mm 厚) が挿入されている時は、次節で述べるように NaI シンチレータ検出器と共に、 $\gamma$  線検出器として機能する。

<sup>\*7</sup> FGD の 6 分の 1 の体積



図 3.18 Harpsichord 検出器の外観



図 3.19 Harpsichord 検出器の中身

## 第 4 章

# ビームラインとデータ取得

### 4.1 データ取得のセットアップ

#### 4.1.1 TRIUMF 研究所 M11 ビームライン

データの取得はカナダのバンクーバーにある TRIUMF 国立研究所で行われた。TRIUMF は、エネルギー 500MeV の陽子リングサイクロトロン (図 4.1) を基盤とした粒子加速器施設であり、今回の実験ではその二次ビームラインである M11 ビームラインを使用した (図 4.2)。M11 ビームラインでは、陽子ビームがターゲットと衝突した際に生成される  $\pi$ 、 $\mu$ 、 $e$  等の二次粒子をマグネットを使って選択することができ、さらにマグネットの電流を変えることにより、様々な運動量のビーム粒子を選択することが可能である。また、高い運動量のビーム粒子を選択するマグネットの設定では、二次粒子の陽子も混合している。マグネットによって取り出されたビームは、PIA $\nu$ O 検出器に到達する時には半径 2cm ほどの円状の広がりを持つ。また、荷電  $\pi$  だけでなく様々な粒子が混合しているが、次に述べる TOF(Time of Flight) 情報やチェレンコフカウンター等を用いて、ハードウェアとソフトウェアの両面から必要な粒子を選別することができる。例えば、運動量 250MeV/c の  $\pi$  については、約 99% の純度で  $\pi$  選別することができる。

#### 4.1.2 ビームライン上のセットアップの概要

ビームライン上の検出器全体のセットアップの概略を図 4.3 に示す。エンドキャップから入射したビームは上流側の各カウンター (S0、チェレンコフカウンター、S1) を通過した後、PIA $\nu$ O 検出器、Harpsichord 検出器の順に入射する。以下にビームラインに設置した各カウンターの特徴を簡略にまとめる。

##### S0 & S1

S0(図 4.4 中央) と S1 は厚さ 5mm の板状のプラスチックシンチレータであり、その表面の大きさはそれぞれ 20mm $\times$ 20mm、40mm $\times$ 50mm である。ビームが通過した際の

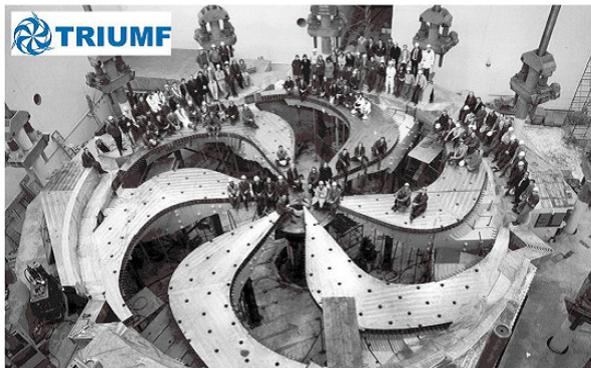


図 4.1 TRIUMF 研究所の 500MeV 陽子サイクロトロン

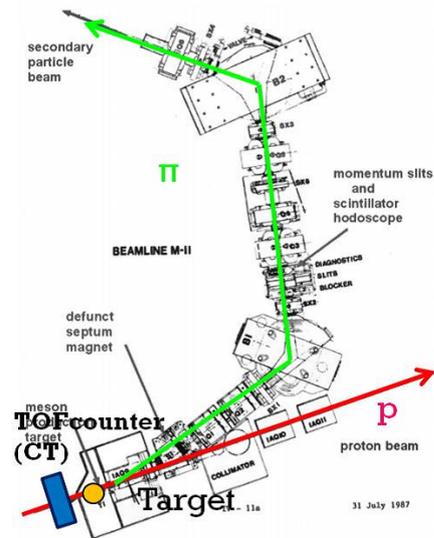


図 4.2 M11 ビームラインの概略図

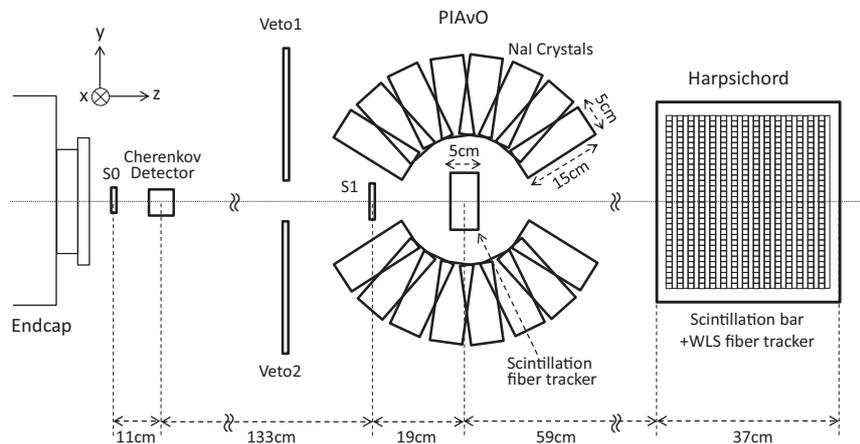


図 4.3 ビームライン上の検出器セットアップ概略図

S0 と S1 の信号のコインシデンスにより、トリガー信号を生成する。

#### Veto1 & Veto2

Veto1 と Veto2(図 4.6) は、表面が 250mm×250mm、厚さ 10mm の板状のプラスチックシンチレータであり、NaI シンチレータに直接入射するビーム粒子を識別するために使われる。また、次節で述べる NaI シンチレータのゲインキャリブレーションの際には、トリガーとして機能する。

#### Cherenkov Counter

Cherenkov Counter(図 4.4 右) は、35mm×35mm の直方体のアクリルチェレンコフカウンターである。図 4.5 にその検出原理を示す。荷電粒子がアクリル中を通過する際のチェレンコフ光の光量と角度は、その粒子の種類によって異なる。これらの特性と、アクリル中での反射率の違いにより、粒子が通過した際の信号の大きさが粒子により変化

し、粒子の識別が可能となる。



図 4.4 エンドキャップ周辺のカウンター

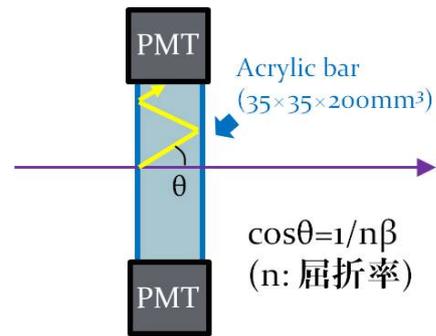


図 4.5 チェレンコフカウンターの検出模式図

### TOF counter

TOF 測定は、図 4.2 のターゲット上流に設置されている CT(current transfer) と、S1 とで行う。約 13m 離れている二つのカウンター間の飛行時間差を測定することで、イベントごとに入射粒子を識別することが可能である。

チェレンコフカウンターと、TOF を用いた入射粒子の識別の様子を図 4.7 に示す。横軸の値は  $\pi$  がゼロになるように調整されている。質量が軽い粒子ほど TOF が小さく、チェレンコフの光量が大きくなる。

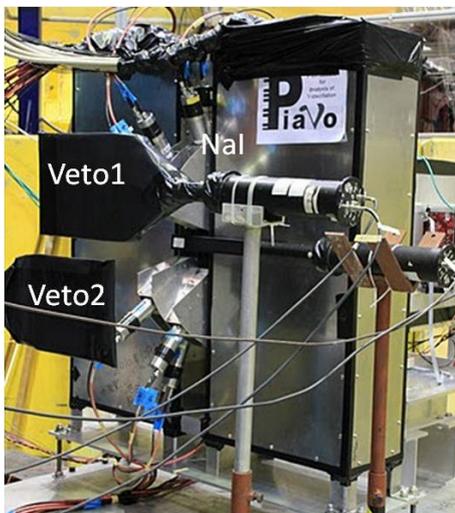


図 4.6 上流側から見た Veto シンチレータ

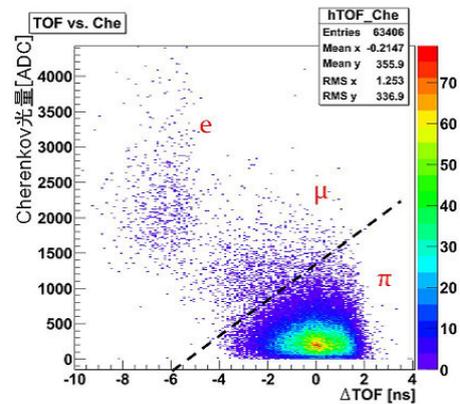


図 4.7 運動量 250MeV/c での Cherenkov の光量と TOF の二次元ヒストグラム

## 4.2 検出器キャリブレーションデータの取得

次に、検出器のキャリブレーションに使用するデータの取得について説明する。

### 4.2.1 ファイバーの MAPMT のキャリブレーション

ファイバーのマルチアノード PMT のキャリブレーションとして、LED によるゲインの測定を行った。LED は図 4.9 のように、検出器の内部に取り付けられており、全ファイバーに光を照射することができる。また、物理データの取得中も、1 秒に一度 LED を照射させゲインの安定性を確認した。

### 4.2.2 NaI シンチレータのキャリブレーション

NaI シンチレータのキャリブレーションとして、宇宙線と電子ビームによるキャリブレーションデータを取得した。以下にその内容を説明する。

#### 宇宙線測定

各 NaI のエネルギースケールを決定するために、宇宙線データの取得を行った。宇宙線測定の様子を図 4.10 に示す。NaI を縦横 4 本ずつ積み上げ、上下をトリガー用のカウンターで挟み、測定を行った。なお、トリガー用のカウンターは上述した Veto1、Veto2 である。

#### 電子ビームの照射

NaI シンチレータは、 $\gamma$  線が入射すると、電磁シャワーを起こすことで発光する。そこで宇宙線測定の他に、 $\gamma$  線と NaI 中での応答に近い電子ビームを NaI に直接照射するデータの取得も行った。そのセットアップを図 4.11、図 4.12 示す。NaI を縦横 3 本ずつ積み上げ、中心の NaI に運動量  $100\text{MeV}/c$  の電子ビームを照射する。電子ビームの粒子識別は、上流にある PIA $\nu$ O 検出器のファイバーにより可能である。測定のメインとなるのは中心に置かれる NaI であり、16 本すべての NaI に対して、図 4.12 に示す”Main”の位置に置いたデータ取得を行った。電子ビームによるキャリブレーションの目的は、宇宙線より高いエネルギー領域でのゲインの測定と、 $\gamma$  線の NaI 中での応答を評価することである。

また、一本の NaI については、図 4.8 に示すように、NaI を Z 平面上に  $30^\circ$  ずつ回転させながら電子ビームによるデータ取得を行った。

これらの解析方法や評価については、次章で述べる。

## 4.3 物理データの取得

次に、物理データの取得について説明する。

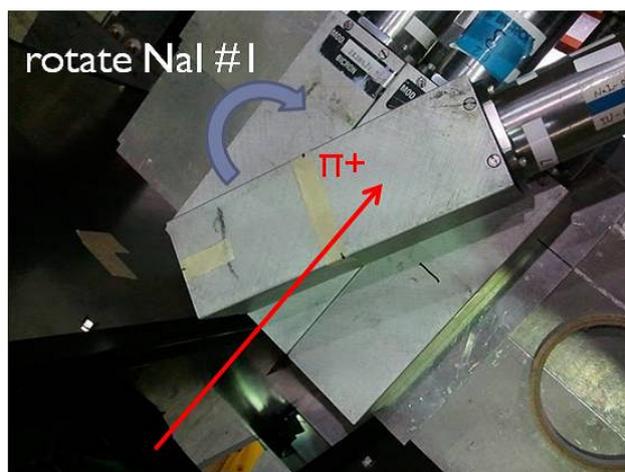


図 4.8 NaI を 30° ずつ回転させながら電子ビームのデータ取得を行った

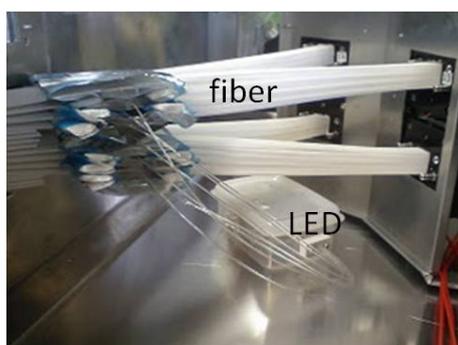


図 4.9 検出器中に取り付けられた LED。クリアファイバーを通して、LED を外側から照射する。

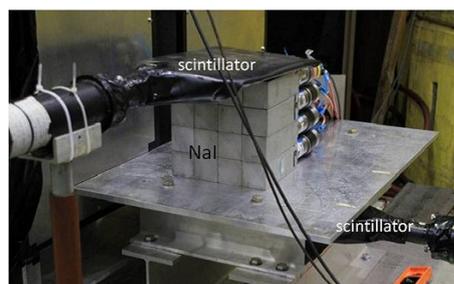


図 4.10 NaI シンチレータの宇宙線測定セットアップ



図 4.11 PIAνO 検出器の下流に置かれた NaI

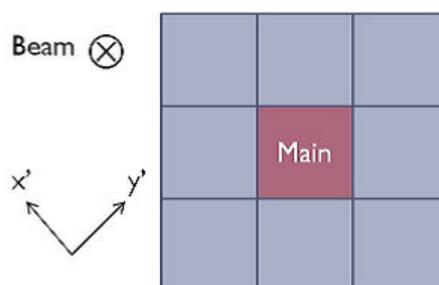


図 4.12 NaI は縦横 3×3 に積み重ねられている中心を入れ替え、16 パターン測定する

### 4.3.1 検出器の配置パターン

物理データを取得する際の PIA $\nu$ O 検出器と Harpsichord 検出器の配置には 2 通りある。

#### 配置 A : $\gamma$ 角度分布測定配置

一つ目の配置は、既に図 4.3 に示したような配置である。NaI はファイバー周りのホルダーにインストールされ、荷電交換反応からの  $\gamma$  の検出と共に、その角度分布を測定することを目的としている。この時、Harpsichord 検出器に鉛板は挿入されておらず、PIA $\nu$ O 検出器を突き抜けた  $\pi$  の飛跡及び Harpsichord 検出器内で反応した二次粒子の飛跡をトラッキングをしている。Harpsichord 検出器でトラッキングされた飛跡及び反応の情報は、ビームの性質の理解や、PIA $\nu$ O 検出器から計算された反応断面積の確認に使われる予定である。

#### 配置 B : $\gamma$ 統計配置

荷電交換反応より生成される  $\pi^0$  からの  $\gamma$  は、図 4.13 に示すように、ビーム軸の前方と後方に多いと予想される。これより、PIA $\nu$ O 実験では、荷電交換反応の検出をより効率的に行うための検出器配置でもデータ取得を行った。二つ目の配置を、図 4.14 に示す。NaI はファイバー周りのフォルダーにインストールされておらず、PIA $\nu$ O 検出器の前方に積み上げられている。また、Harpsichord 検出器には鉛板が挿入されており、可能な限り PIA $\nu$ O 検出器のファイバーに接近させて配置されている。この配置により、ビーム上流側に放出された  $\gamma$  を NaI で、下流側に放出された  $\gamma$  を Harpsichord 検出器で効率よく検出する。

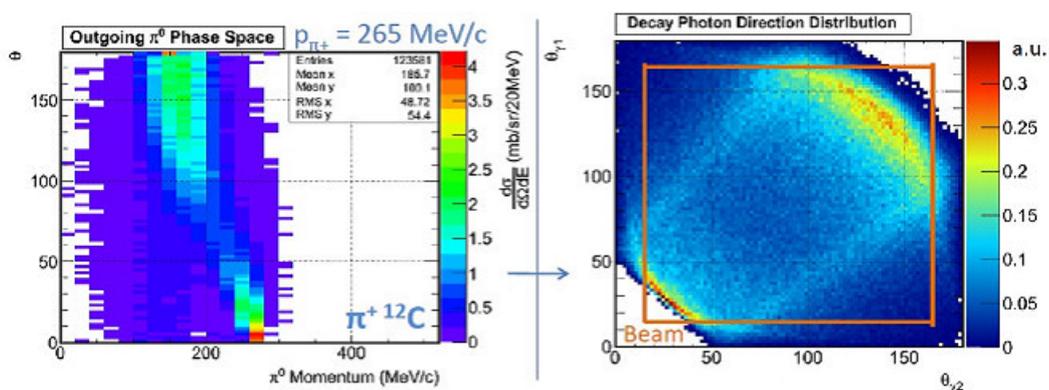


図 4.13 荷電交換反応で生成される  $\pi^0$  崩壊による  $\gamma$  線の角度分布図

本論文では、主に荷電交換反応の角度分布について述べるため、配置 A のデータのみを解析に用いた。

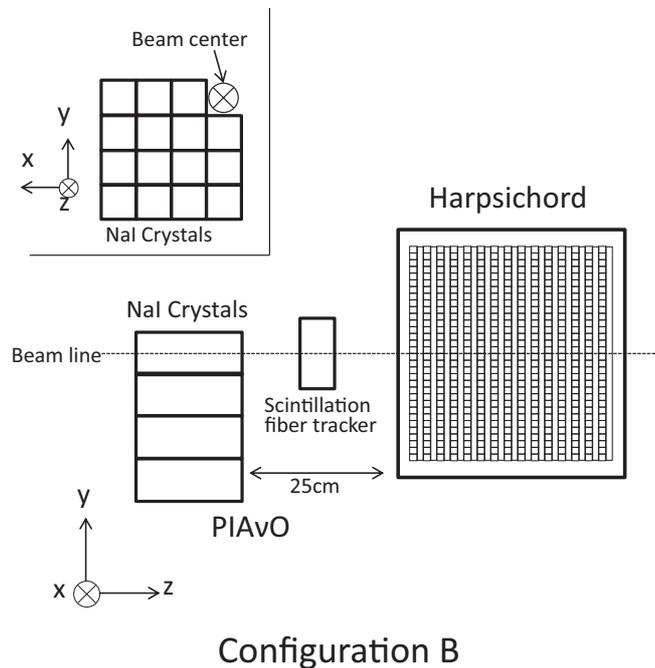


図 4.14 配置 B の検出器セットアップ概略図

### 4.3.2 取得データとそのモニタリング

PIAvO 実験の物理ランでは、 $\pi^+$  ビームの運動量は  $150\text{MeV}/c \sim 375\text{MeV}/c$  の範囲を  $25\text{MeV}/c$  間隔で変えて測定を行った。トリガーレートは約  $30\text{Hz}$  である。

取得データの質を確認するため、物理データの取得中はオンラインディスプレイを用意し、ビームのプロファイルや検出器の稼働状況を随時モニタリングした。主な確認項目と、そのディスプレイの例を以下に示す。

#### Run monitor

Run monitor では、図 4.15 に示すようにビームのプロファイル及びトリガーレートのモニタリングを行った。ビームのプロファイルはファイバーのヒット情報を基に  $X'$ 、 $Y'$  方向それぞれについて表示される。これによりファイバーに入射するビームの位置と、そのレートを確認をした。

#### Slow control monitor (HV)

Slow control monitor では、図 4.16 に示すように、光電子増倍管にかかる電圧と流れ

る電流のモニタリングを行った。ファイバーのマルチアノード PMT16 本及び NaI シンチレータの PMT16 本すべてについて確認をした。

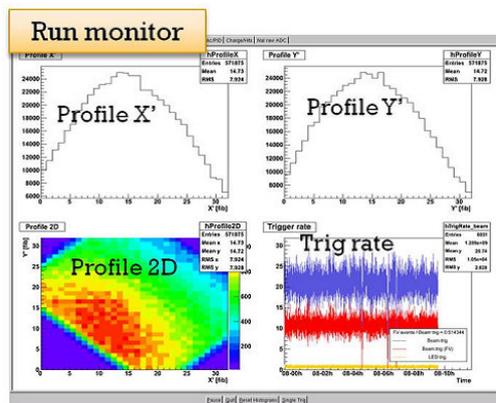


図 4.15 Run monitor の例。ビームのプロファイルとトリガーレートが表示されている。

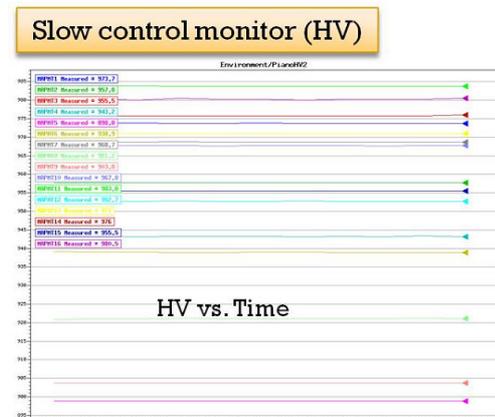


図 4.16 Slow control monitor の例。MAPMT の電圧が表示されている。

### LED stability

PIA $\nu$ O 検出器ファイバーのゲインの変動を測定するため、物理データの取得中に 1 秒に一度 LED を発光させ、その光量分布を確認した。図 4.17 に LED stability モニターの例を示す。LED stability モニターは LED によるファイバーのマルチアノード PMT の光量分布 (図 4.17 左上) と、LED 自体の光量 (図 4.17 右上) を確認するモニターである。

### イベントディスプレイ

イベントディスプレイの例を図 4.18,4.19 に示す。図 4.18 はトリガーシンチレータの S0、PIA $\nu$ O 検出器のファイバー、NaI、Harpshichord 検出器のヒット情報が表示され、どのような反応が起きているかを確認することができる。図 4.19 は PIA $\nu$ O 検出器ファイバーの X'、Y' 方向それぞれの詳細なヒット情報と、NaI のヒット情報が大きく表示され、反応の飛跡を確認することができる。また、ファイバーの光量分布も同時に表示されている。

また、物理データ取得中の NaI シンチレータのゲインの安定性を確認するため、定期的なゲインの確認も行った。ゲインの確認には、運動量 300MeV/c の  $\pi^+$  のビームを NaI シンチレータに直接照射するキャリブレーションデータを 1 日に一度取得し、その光量のピーク値の変動を評価する手法を採用した。NaI シンチレータのゲイン確認のためのデータ取得時のセットアップを図 4.20 に示す。トリガー信号は S0 と Veto1、もしくは S0 と Veto2 のコインシデンスにより生成される。これにより、全 16 本の NaI シンチレータそれぞれのゲインの変動を測定した。ゲイン変動の解析結果は次章で述べる。

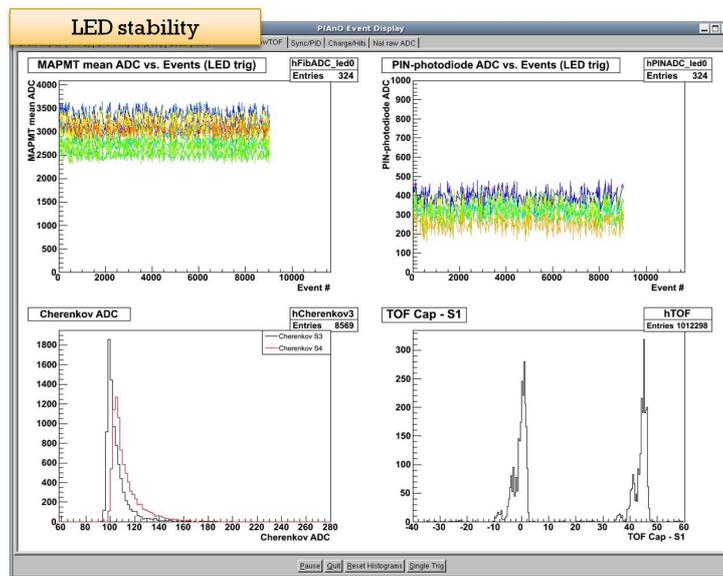


図 4.17 LED stability モニターの例。ファイバーの MAPMT 光量分布 (左上)、LED の光量分布 (右上) が表示される。また、同じ画面内でチェレンコフの光量分布 (左下) と TOF(右下) も確認ができる仕様になっている。

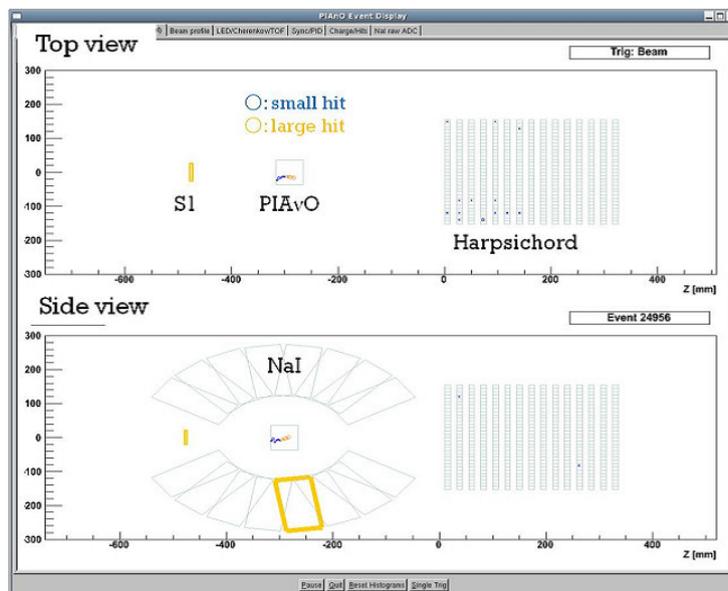


図 4.18 イベントディスプレイの例 1。ビームライン上の検出器全体のヒット情報が表示される。ヒットがあった NaI が黄色線で囲まれている。

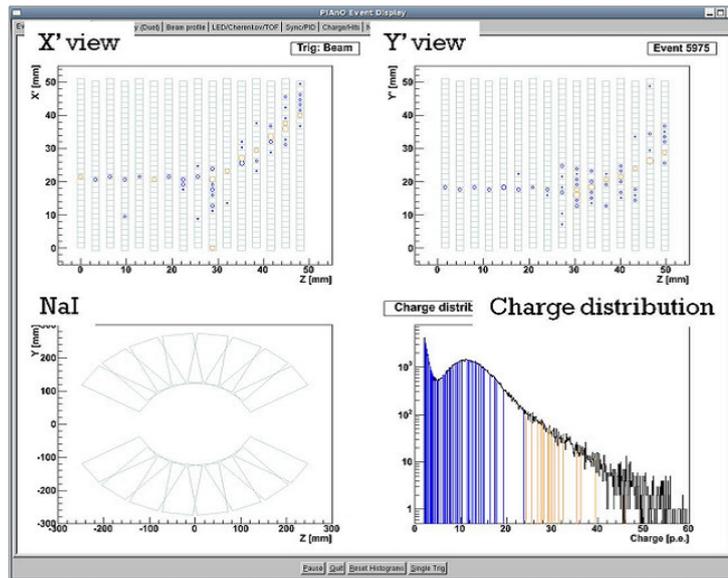


図 4.19 イベントディスプレイの例 2 PIAvO 検出器ファイバーの飛跡と光量分布が表示される

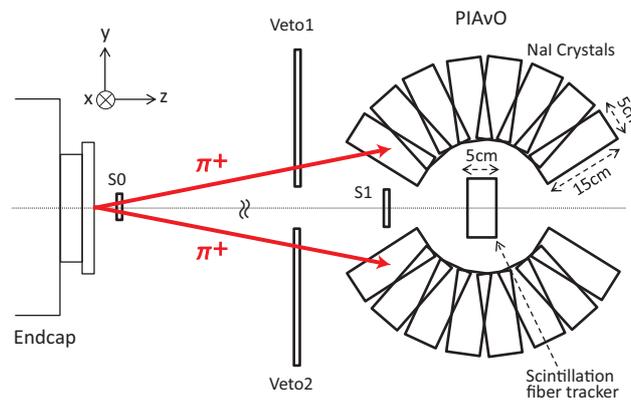


図 4.20 NaI のゲイン確認のためのデータ取得セットアップ概略図

## 4.4 データ取得のまとめ

ビームラインでは、ファーマー及び NaI シンチレータのキャリブレーションに必要なデータと、反応断面積を求めるのに必要なデータを取得した。

物理データは、各運動量設定ごとに荷電交換反応を約 500 イベント取得することを目標に取得を行った。この統計数は、荷電交換反応断面積の統計誤差にして約 5% である。上記の目標を達成するのに必要な統計数は、検出ボリューム内で反応する粒子が 40% と仮定した場合、運動量 150MeV/c で約  $5.0 \times 10^6$  イベント、250MeV/c では  $1 \times 10^6$  イベントである。今回の実験では、各運動量において、目標とする統計数を上回るデータを予定通り取得することができた。また、データ取得中もビームの状態や検出器のモニタリングを行うことで、反応断面積の精密測定に必要な質の高いデータの取得を確認した。

## 第5章

# NaI シンチレータのキャリブレーション

### 5.1 目的と要請

第3章で述べたように、NaI シンチレータの役割は荷電交換反応より生じる  $\gamma$  線を検出することである。本実験では荷電交換反応による  $\gamma$  線を精度よく検出するために、大きく分けて二通りの観点から NaI シンチレータのキャリブレーションを行った。キャリブレーションの内容とその目的は以下の通りである。

#### 光電子増倍管のゲインのキャリブレーション

実際のデータ取得中にファイバトラッカーから NaI シンチレータへ入射してくる  $\gamma$  線には、荷電交換反応からの  $\gamma$  線だけでなく、原子核の励起による  $\gamma$  線も含まれる。荷電交換反応からの  $\gamma$  線は数十 MeV のエネルギーを持つのに対し、原子核励起からの  $\gamma$  線は数 MeV のエネルギーを持つ。この二つの  $\gamma$  線を区別するためには、入射粒子のエネルギーと光電子増倍管から出力される電気信号の大きさの関係をあらかじめ知っておく必要がある。そのため、16本のシンチレータの光電子増倍管について様々なエネルギーの粒子を照射することでキャリブレーションデータを取得し、解析を行った。

各シンチレータに求められるゲインは、上述した荷電交換反応からの  $\gamma$  線と原子核の励起による  $\gamma$  線を見分けることであり、必ずしもそのエネルギーを正確に測定する必要はない。そこで、ゲイン調整の目安としてこの二種類の  $\gamma$  線の区別がつくように、ADC が 100MeV 付近でサチレーションすることを目安にゲインを調整した。今回使用する ADC は 12bit<sup>\*1</sup>なので、100MeV のエネルギーは ADCcount に換算すると 1MeV あたり 40ADCcount に相当する。また、ADC のペDESTALの広がり は 10count 程度なので、このスケールであれば信号がペDESTALに埋もれることなく二種類の  $\gamma$  線を充分区別することができる。

---

<sup>\*1</sup> ADCcount の範囲は 0 ~ 4095 に相当する。

## NaI シンチレータごとの反応の違い

NaI シンチレータに入射した  $\gamma$  線は、電磁シャワーを起こすことで結晶内にエネルギーを落とす。この電磁シャワーの広がり、今回使用する NaI シンチレータの大きさより大きく\*2、シンチレータの外側に漏れる。この電磁シャワーの漏れ量は NaI 結晶の違いから、シンチレータごとに異なる可能性があり、同じエネルギーの  $\gamma$  線を検出した時の電気信号の大きさが異なってくることもある。そのため、電子ビームを照射させることでシンチレータ内で電磁シャワーを起こし、シンチレータ外に漏れるエネルギーの量を確認した。また、電磁シャワーによるエネルギー分布の広がり方も、NaI の結晶により異なる可能性があり、その点の測定及び評価も行う。

上記のキャリブレーションを行うために、今回の実験では以下の測定を行った。

 $^{60}\text{Co}$  線源による測定

まず最初に、京都大学で  $^{60}\text{Co}$  線源を使用した測定を行った。この測定の目的は、全 21 本用意され NaI シンチレータから実験に使用する 16 本を決定することと、光電子増倍管の印加電圧とゲインの関係性を確認することである。

 $\pi^+$  ビームの照射による測定 (物理ラン前)

次に、ビームの  $\pi^+$  を用いた測定を行った。この測定の目的は、 $^{60}\text{Co}$  よりも高いエネルギーと、実際のビームラインで使用するデータ収集回路でゲインを再測定し、実際に印加する電圧を決定することである。

 $\pi^+$  ビームの照射による測定 (物理ラン中)

物理データの取得中は、一日に一度、NaI シンチレータに  $\pi^+$  ビームを照射したキャリブレーションデータを取得した。この測定の目的は、最初に決定したエネルギースケールが物理データの取得中も安定しているかの確認である。

## 宇宙線測定

物理データの取得後、シンチレータのゲインとエネルギーの関係を計算するための宇宙線測定を行った。この測定より、シンチレータの光電子増倍管からの信号の大きさと、エネルギーの関係を決定した。

## 電子ビームの照射による測定

$\pi^+$  ビームや宇宙線を使った測定だけではなく、 $\gamma$  線と応答に近い電子ビームを使用した測定を行った。この測定の目的は、電子が生成する電磁シャワーに対する各シンチレータの応答の評価と、 $\pi^+$  が通過した際のエネルギー損失よりもさらに高いエネルギーを用いて、ゲインの測定を行うことである。

\*2 NaI のモリエール半径は約 4.13cm なので、5cm×5cm の NaI からはエネルギーが漏れる

## 5.2 ゲインの測定

### 5.2.1 印加電圧の調整と決定

NaI シンチレータ 16 本の選別と、光電子増倍管にかける印加電圧の調整は以下の手順で行った。

#### 1. $^{60}\text{Co}$ 線源による印加電圧とゲインの関係性の確認

まず最初に、シンチレータの光電子増倍管にかける印加電圧とゲインの関係性を把握するためのテストと、21 本用意されたシンチレータから、実験に使用する 16 本の選別を京都大学のテストベンチで行った。一般的に、光電子増倍管に印加する電圧とゲインには以下のような関係がある [18]。

$$G = b \times V^a \quad (5.1)$$

ここで、 $G$  は光電子増倍管のゲイン、 $V$  は印加電圧値、 $a$  は傾き係数、 $b$  は比例定数である。ADC 内で積分される電流と、ADCcount の値には比例関係があるとすると、式 (5.1) は

$$ADCcount = b' \times V^a \quad (5.2)$$

と書き直すことができる。定数  $b'$  には光電子増倍管の量子効率及び収集効率も含まれる。そこで 16 本の光電子増倍管について、この定数  $a$  と  $b'$  を求めるため、 $^{60}\text{Co}$  線源の  $\gamma$  線による光電吸収のエネルギーピーク値<sup>\*3</sup>を用いた測定を行った。データ取得時の回路模式図を図 5.1 に示す。ここでは二通りの電圧値で測定を行い、得られた結果から連立方程式を解くことでパラメタ  $a$ 、 $b'$  を求めた。さらに、求められたパラメタが正しいかどうかを確認するため、求められた  $a$ 、 $b'$  の値及び式 (5.2) より、 $^{60}\text{Co}$  のピーク値 1.17MeV が 1500ADCcount になるような電圧値を計算し、その電圧値で再度測定を行った。その結果より、21 本のシンチレータから、設定された 1500ADCcount の精度が良いものを 16 本選別し、実験に使用することを決めた。選別された 16 本の精度は、すべて 1500ADCcount から  $\pm 5\%$  以内であった。

#### 2. $\pi^+$ ビームの照射による印加電圧の決定

5.2.1 節の 1. で電圧を決定したエネルギー領域 (約 1MeV) と、実際に検出したい荷電交換反応からの  $\gamma$  のエネルギー領域 (数十 MeV) には大きな違いがある。そのため、1. で求めた  $a$ 、 $b'$  を基に、TRIUMF の運動量 300MeV/c の  $\pi^+$  ビームを用いて高いエネルギー領域でのゲインの調整を行った。運動量として 300MeV/c を選んだ理由は、5.2.1 節の 1. に示した宇宙線の測定と同様に、MIP 粒子の透過による 24MeV のエネルギー

<sup>\*3</sup>  $^{60}\text{Co}$  は、 $\beta$  崩壊をして  $^{60}\text{Ni}$  になる。崩壊生成物の  $^{60}\text{Ni}$  が  $\gamma$  崩壊をして 1.17MeV と 1.33MeV の 2 本の  $\gamma$  線を放出する。今回の測定では 1.17MeV のピークを使用した

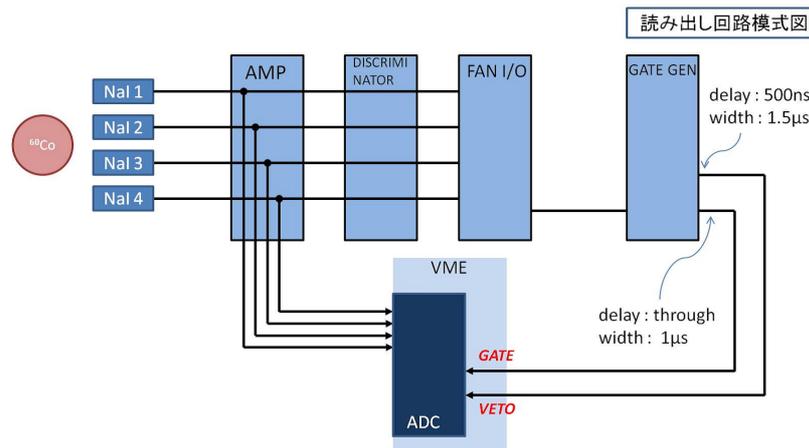


図 5.1 テストベンチでの  $^{60}\text{Co}$  線源によるデータ収集の回路模式図

ピーク<sup>\*4</sup>を測定するためである。そのセットアップの概略を図 5.2 に、写真を図 5.3 に示す。NaI シンチレータをビーム軸に垂直に置き、 $\pi^+$  を照射する。一度に 4 本のシンチレータを縦と横にそれぞれ 2 本ずつ並べ、同時にデータを取得する。データ取得時の回路模式図を図 5.4 に示す。1MeV で 40ADCcount に必要な印加電圧を式 (5.2) から計算し、実際に印加したところ、計算された電圧値では光電子増倍管で電気信号が十分に増幅されず、信号を検出することができなかった。そのため、図 5.4 に示したように、式 (5.2) から計算された電圧値まで電圧を下げる代わりに、アッテネータを通すことで信号を線形的に減衰させ、ゲインの調整を行った。

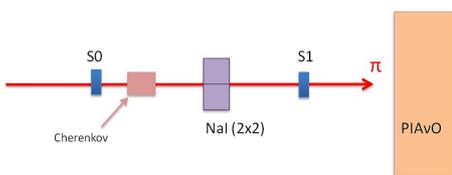


図 5.2  $\pi$  ビーム照射によるゲイン調整のセットアップ概略図

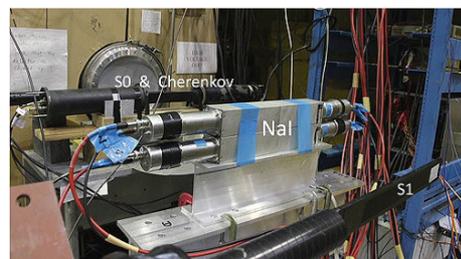


図 5.3 ビーム下流側からの写真 シンチレータを縦横 2 列に並べた

各シンチレータに二通りの電圧をかけ、その時のビームによる ADCcount のピークを測定し、5.2.1 節の 1 . 同様に  $a$ 、 $b'$  を求める。求めた  $a$ 、 $b'$  及び式 (5.2) より、 $\pi^+$  ビームが通過し、エネルギーを損失した際にできる 24MeV のピークが 960ADCcount <sup>\*5</sup> に相当するような印加電圧を計算し、実際にビームを照射させて確認を行った。16 本

<sup>\*4</sup> NaI シンチレータを MIP 粒子が突き抜けた時のエネルギー損失  $dE/dx \sim 4.8[\text{MeV}/\text{cm}]$  より、 $E_{\text{deposit}} \sim 4.8[\text{MeV}/\text{cm}] \times 5[\text{cm}] = 24[\text{MeV}]$  である。

<sup>\*5</sup>  $24[\text{MeV}] \times 40[\text{ADCcount}] = 960[\text{ADCcount}]$

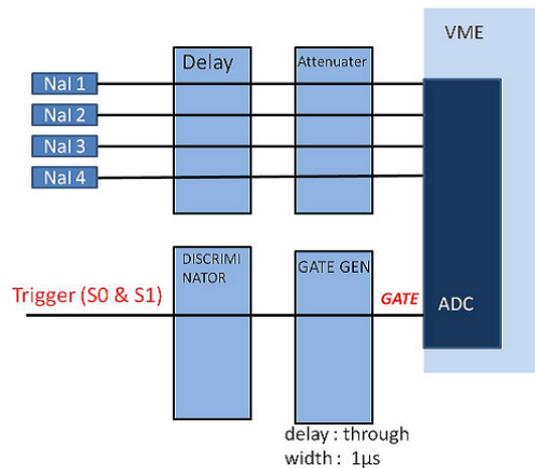


図 5.4 ビームラインでの  $\pi^+$  ビームによるデータ収集の回路模式図

中 12 本に関しては、計算された電圧で  $\pm 5\%$  以内の精度で ADCcount を調整することができた。一方で、残りの 4 本に関しては  $5\%$  以上のズレがあったため、その電圧とその時の ADCcount を基に再度計算を行った。その際に使用した計算を以下に示す。式 (5.2) を  $V$  で微分すると

$$\frac{dA}{dV} = baV^{a-1} \quad (\text{ADCcount を } A \text{ とする}) \quad (5.3)$$

となり、さらに式 (5.3) を変形すると

$$dV = \frac{dA}{baV^{a-1}} \quad (5.4)$$

と書ける。式 5.4 は印加電圧の変化量と ADCcount の変化量の関係を表すので、この関係式を基に再度電圧を計算し、調整を行った。その結果、16 本すべてのシンチレータで  $5\%$  以内の精度で ADCcount を調整することができた。表 5.1 にその結果を示す。

### 5.2.2 物理データ取得中のゲインモニタリング

4.3.2 節で述べたように、物理データの取得中も NaI シンチレータのゲイン確認を定期的に行った。300MeV/c の  $\pi^+$  ビームを直接照射し、その ADCcount のピーク値の変動を確認することで評価を行った。その結果を図 5.5 に、ビームを照射した時の典型的な ADCcount 分布の例を図 5.6 に示す。図 5.5 の各線はシンチレータごとの ADCcount の初日との比を表す。2 日目の赤線で示された比が著しく下がっているのは光電子増倍管の故障によるものである。次の日には修理され、再度実験に使われた。また、5 日目の灰色線 (NaI#16) で示された比は、全シンチレータ中の変動値の最大であり、その値は  $-32\%$  である。この変動の解析結果の扱いについては未定であるが、現段階ではこのシンチレータのデータを使用しない事を検討している。

# of NaI	印加電圧 [V]	ADCcount(@ 24MeV)	960ADCcount からのズレ [%]
1	747.75	971	+1.1
2	794.50	967	+0.7
3	720.00	983	+2.4
4	793.00	925	-3.6
5	796.75	941	-2.0
6	729.50	972	+1.3
7	706.25	1002	+4.4
8	706.50	961	+0.1
9	824.50	924	-3.7
10	720.00	927	-3.4
11	925.75	973	+1.4
12	862.50	928	-3.3
13	811.25	935	-2.6
14	798.50	955	-0.5
15	893.00	947	-1.4
16	806.50	931	-3.0

表 5.1  $\pi^+$  ビームの通過による印加電圧と ADCcount の関係

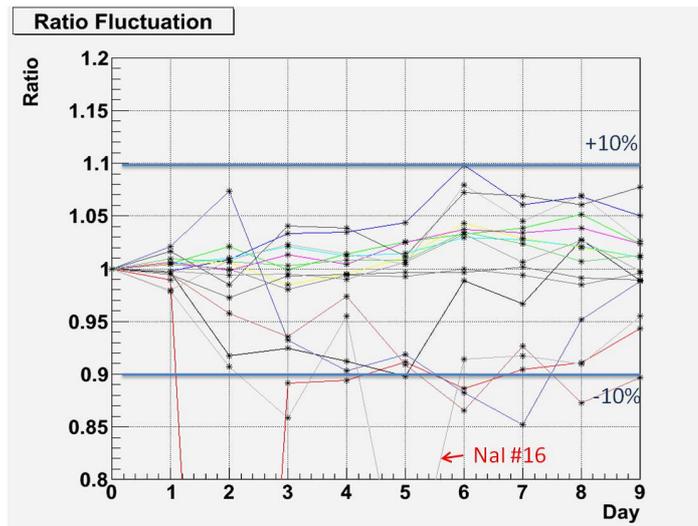


図 5.5  $\pi^+$  ビームの照射による各 NaI シンチレータの ADCcount の変動 縦軸はデータ取得初日との ADCcount の比である

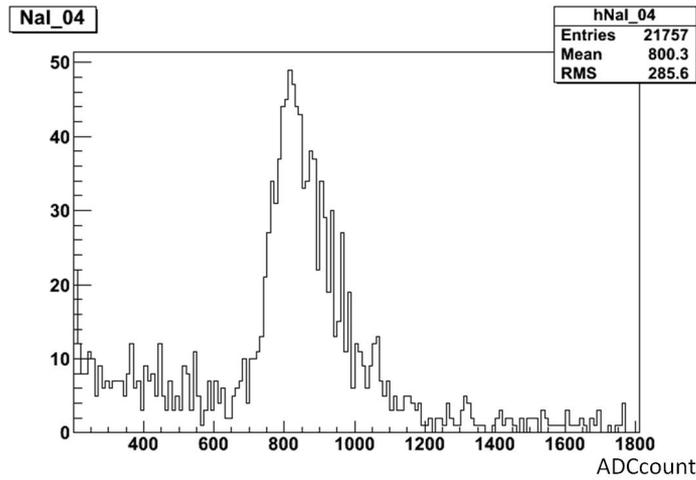


図 5.6  $\pi^+$  ビームの照射によるある NaI シンチレータでの典型的なエネルギー分布

### 5.2.3 宇宙線を使ったエネルギースケールの決定

実験当初、 $\pi^+$  ビームの運動量と、ビームラインに置かれているカウンターの物質がよく理解されておらず不定性があったため、5.2.1 節の  $\pi^+$  ビームでスケールを決定するのではなく、宇宙線での測定で ADCcount とエネルギーの関係を決定することとした。宇宙線の測定は、物理データ取得後、4.2.2 で述べたようなセットアップで行われた。図 5.7 に示すように、上下のプラスチックシンチレータのコインシデンスをトリガー信号とし、縦に 4 本の NaI を突き抜けたイベントのみをソフトウェアで抽出し、解析の対象とした。宇宙線の突き抜けによる、NaI シンチレータの ADCcount 分布の例を図 5.8 に示す。

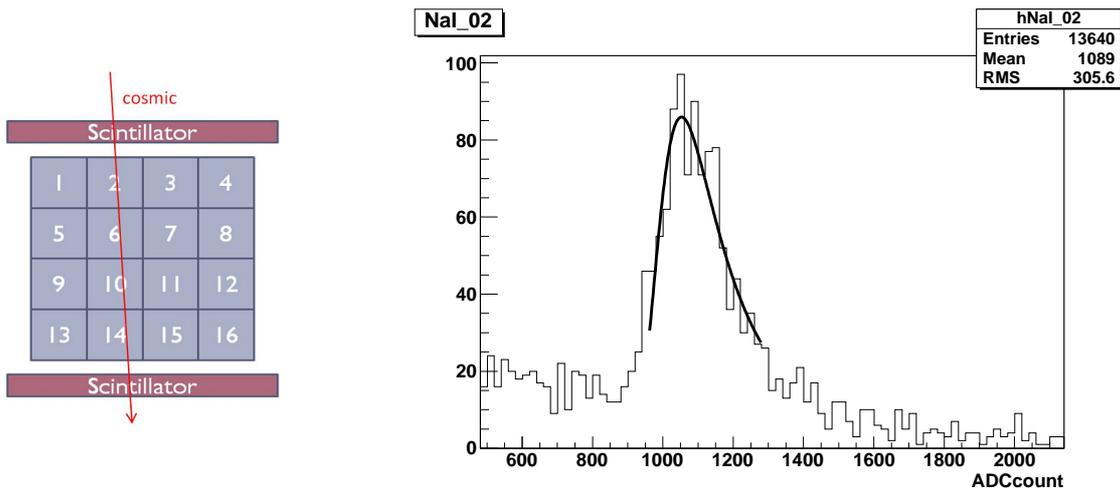


図 5.7 宇宙線が縦に突き抜けたイベントのみを選択

図 5.8 宇宙線の突き抜けによる NaI シンチレータのエネルギー分布の例 ランダウ分布を仮定しフィットを行った

宇宙線データの解析は、GEANT4 を用いたモンテカルロシミュレーションと比較するこ

とで行った。モンテカルロシミュレーションでは図 5.9 に示すように、NaI シンチレータと下部のトリガーであるプラスチックシンチレータを再現し、シミュレーション内での反応は GEANT4 デフォルトの物理モデル\*6を使用した。また、宇宙線を再現するため、以下のように入射粒子の設定を行った。

#### 入射粒子

宇宙線による入射粒子として、地上に到達する宇宙線の中で大きな割合を占める  $\mu^+$  を仮定した。

#### 入射位置

入射位置は、図 5.9 で示す Y 軸を上部のトリガーシンチレータのある高さに固定し、XZ 平面に一様な乱数を生成することで入射粒子の位置を決定した。実際にシミュレーションを実行した時の XZ 乱数の二次元ヒストグラムを図 5.10 に示す。

#### 入射角度

入射粒子の角度は、図 5.9 で示す  $\theta$  と  $\phi$  にそれぞれについての乱数を生成することで決定した。 $\theta$  については、宇宙線のフラックスは  $\cos^2 \theta$  に比例するため、生成される乱数も選ばれた  $\theta$  の値に従って  $\cos^2 \theta$  の重みをかけている。また、2つのトリガーシンチレータを突き抜けることができる最大角度を考慮して、 $126.07^\circ \sim 233.93^\circ$  の範囲の中で乱数を生成した。 $\phi$  については、 $0^\circ \sim 360^\circ$  の範囲で一様な乱数を生成した。シミュレーションを実行した時の  $\theta$  の分布を図 5.11 に、角度分布の二次元ヒストグラムを図 5.12 に示す。再現された  $\theta$  が  $\cos^2 \theta$  に沿った乱数であることがわかる。

#### エネルギー

入射粒子のエネルギーは、Particle Data Group(PDG) による図 5.13 に示す宇宙線  $\mu$  のフラックスのプロットを読み取ることで再現した。宇宙線の入射エネルギーは、角度に依存しているが、ここでは真上 ( $\theta=0^\circ$ ) から宇宙線粒子のエネルギーを仮定した。読み取った値をプロットしたものを図 5.14 に示す。図 5.14 は  $1\text{GeV}/c$  のフラックスを 1 とした時の相対値で表されている。この相対値に沿った乱数を生成し、入射粒子のエネルギーを決定した。実際にシミュレーションを実行した時の運動量分布を図 5.15 に示す。図 5.14 と同様の形になっていることがわかる。

上記の方法で行ったシミュレーションによる、NaI シンチレータでのエネルギー分布の例を図 5.16 に示す。全 16 本のシンチレータのエネルギー分布をフィットし、実際に取得したデータと分布 (図 5.8) と比較することで各シンチレータの ADCcount 値とエネルギーとの関係を決定した。その結果を表 5.2 にまとめる。

\*6 G4MuMultipleScattering, G4MuIonisation, G4MuBremsstrahlung, G4MuPairProduction, G4MuonMinusCaptureAtRest

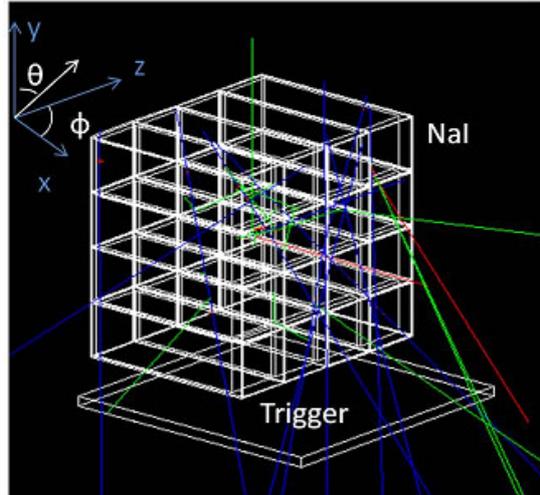


図 5.9 GEANT4 による宇宙線測定セットアップの再現

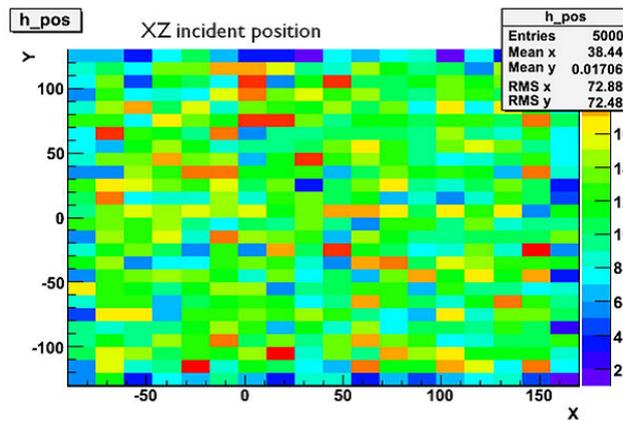


図 5.10 シミュレーションを実行した際の XZ 平面入射位置分布。一様に分布している。

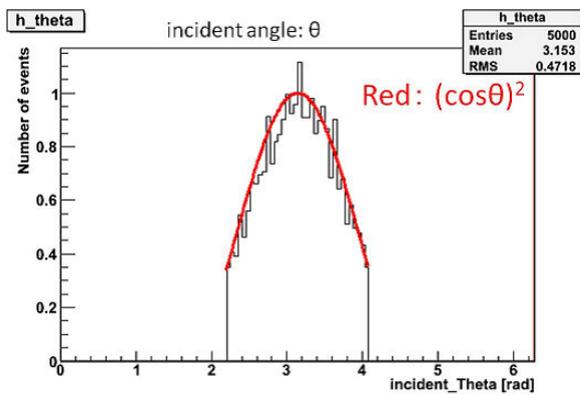


図 5.11 シミュレーションを実行した際の  $\theta$  分布と  $\cos^2 \theta$  分布

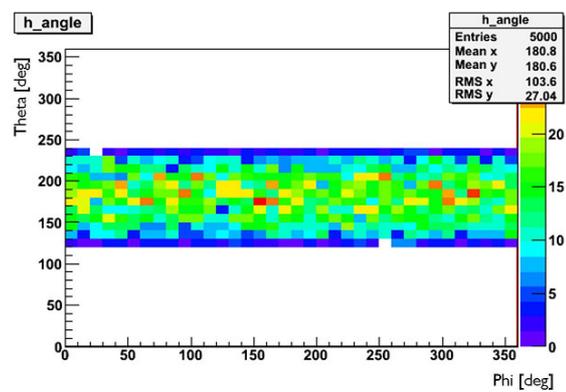


図 5.12 シミュレーションを実行した際の入射粒子角度の二次元分布

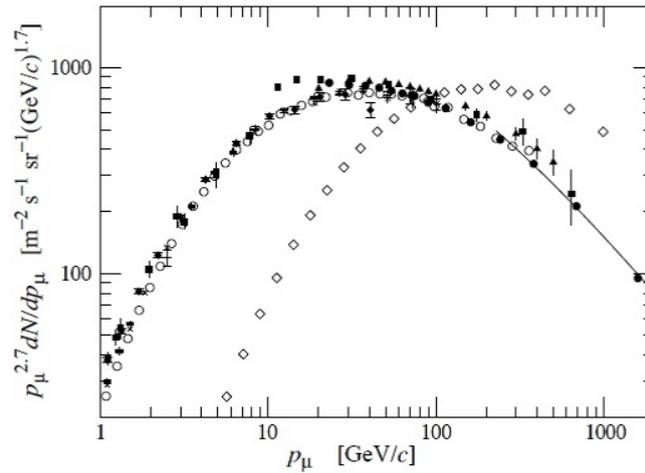


図 5.13 PDG[19] による宇宙線  $\mu$  フラックス  $\blacklozenge, \blacksquare, \blacktriangledown, \blacktriangle, \times, +, \circ, \bullet$  は  $\theta = 0^\circ$  の時、 $\diamond$  は  $\theta = 75^\circ$  の時

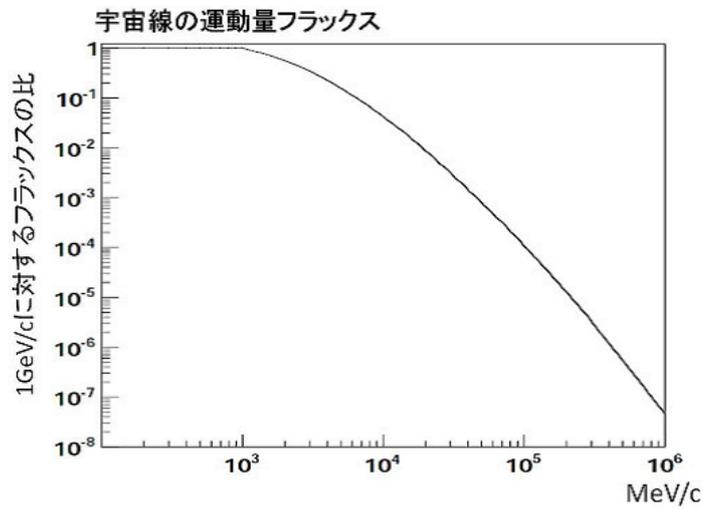


図 5.14 PDG のプロットから読み取った  $\theta=0^\circ$  の時の宇宙線  $\mu$  フラックス。縦軸は 1GeV/c のフラックスとの相対値で表されている。

以上のように ADCcount とエネルギーを関係付け、NaI シンチレータのエネルギースケールとした。1MeV あたりの ADCcount 値は約 27~40 となっており、最初に想定したデザイン値である 1MeV あたり 40ADCcount よりも全体的に低くなっている。これは 5.2.1 節で使用した  $\pi^+$  ビームの運動量の、S0 カウンターやチェレンコフカウンターによるエネルギー損失を考慮しておらず、実際に NaI シンチレータに入射する  $\pi^+$  のエネルギーが想定よりも低かったためだと考えられる。図 5.17 に示すように、運動量 300MeV/c 付近の  $\pi^+$  は、運動量が低くなるに従って物質中でのエネルギー損失は大きくなる。

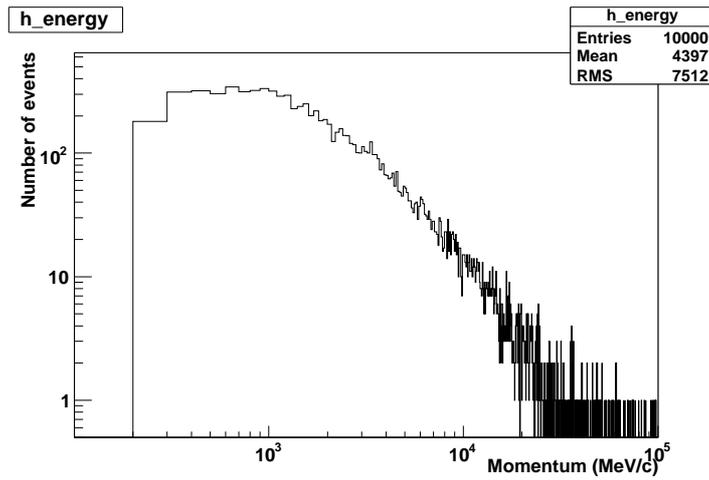


図 5.15 シミュレーションを実行した際の入射粒子運動量分布

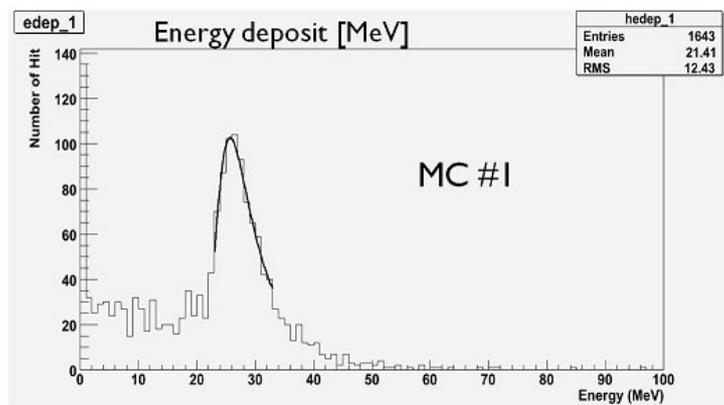


図 5.16 モンテカルロシミュレーションによる宇宙線  $\mu$  の NaI シンチレータ中でのエネルギー分布

### 5.2.4 電子ビームによるゲインの測定

次に、電子ビームを用いたゲインの測定について述べる。4.2.2 節で述べたように、物理データの取得直後に NaI シンチレータに運動量  $100\text{MeV}/c$  電子ビームを直接照射したデータを取得した。取得されたデータは、本節で述べる宇宙線よりも高いエネルギー領域でのゲインの評価と、次節で述べる電磁シャワーのシンチレータ外への漏れや、各シンチレータごとのエネルギー分布の広がりやの違いの評価に使われている。セットアップの概略図を図 5.18 に示す。シンチレータは  $\text{PIA}\nu\text{O}$  検出器の下流側に縦方向と横方向に 3 列ずつ積まれている。電子ビームによるゲインの測定は、5.2.3 と同様に GEANT4 を使ったモンテカルロシミュレーションとの比較により行った。

# of NaI	エネルギーピーク値 (MC)	ピーク ADCcount 値 (データ)	スケール [count/MeV]
1	25.2194	832	32.990
2	24.6893	684	27.704
3	25.2910	913	36.110
4	25.0786	751	29.946
5	24.8694	766	30.801
6	25.5714	787	30.777
7	25.6287	903	35.234
8	25.3742	782	30.819
9	25.8031	792	30.693
10	24.9196	829	33.267
11	25.4168	1010	39.738
12	25.7528	924	35.880
13	25.1819	974	31.531
14	25.4670	812	31.884
15	25.0669	783	31.236
16	24.6358	672	27.277

表 5.2 宇宙線の測定による各 NaI シンチレータの ADCcount とエネルギーの関係。  
ADCcount はペDESTALを引いた後の値である。

## データの解析

まず、実際に取得されたデータの解析について述べる。解析に使用するデータは以下の手順で選別した。

### 1. 入射粒子のカット

まず、 $\pi^+$  や  $\mu^+$  等の粒子から、 $e^+$  を選別するために TOF による粒子識別を行った。取得されたデータの TOF 分布を図 5.19 に示す。図 5.19 の横軸は  $\mu^+$  をゼロ点に合わせたもので、絶対値に特別な意味は無い。TOF を測定している二つのカウンター間の距離は約 13m なので、粒子の運動量を 100MeV/c とすると、 $\mu$  と  $e$  の TOF の差は約 19.7nsec になる。この分布より、横軸値  $-23 \sim -18$ [ns] を  $e^+$  として選別した。

### 2. 入射位置のカット

中心に位置する NaI シンチレータに  $e^+$  ビームが当たったイベントのみを抽出するために、入射位置によるカットを行った。カットは NaI シンチレータの上流側に置かれた PIA $\nu$ O のファイバートラッカーのヒット情報を基に行われた。入射位置は PIA $\nu$ O ファイバートラッカーの上流側 3 レイヤーの情報で決定した。 $X'$ 、 $Y'$  それぞれの入射

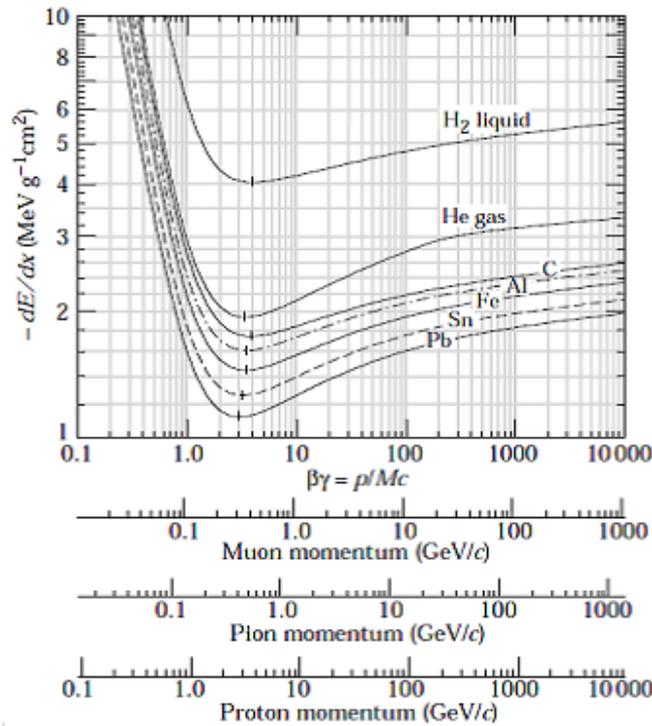


図 5.17 粒子の物質中での平均エネルギー損失

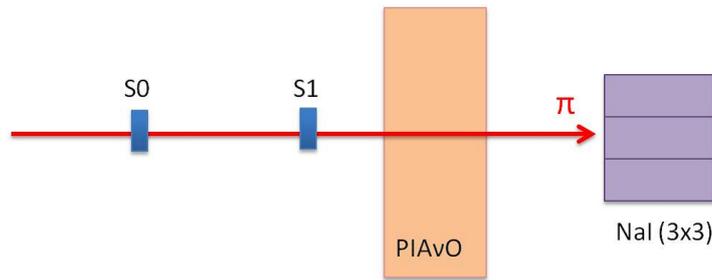


図 5.18 電子ビーム照射によるキャリブレーションデータ取得のセットアップ概略図 シンチレータは縦横 3 列ずつ、合計 9 本積まれている

位置  $In_x$ 、 $In_y$  は、以下の式のようにヒット位置の平均で定義する。

$$In_\alpha = \sum_{i=1\sim 3} \frac{P_i}{N_{hit}} \quad (\alpha = x, y) \tag{5.5}$$

ここで、 $P_i$  は  $i$  レイヤーでのヒットの位置を、 $N_{hit}$  はヒットの数を表す。上記の方法で決定した入射位置と、中心の NaI シンチレータの位置の投影を図 5.20 に示す。カットはファイバートラッカーの  $X'$ 、 $Y'$  平面の中心を中心とした、半径 10mm の円の中に入射してきた粒子のみを解析の対象にした (図 5.21)。

### 3. 突き抜け粒子のカット

真っ直ぐに NaI シンチレータに入射したイベントを選択するため、PIAVO ファイバー

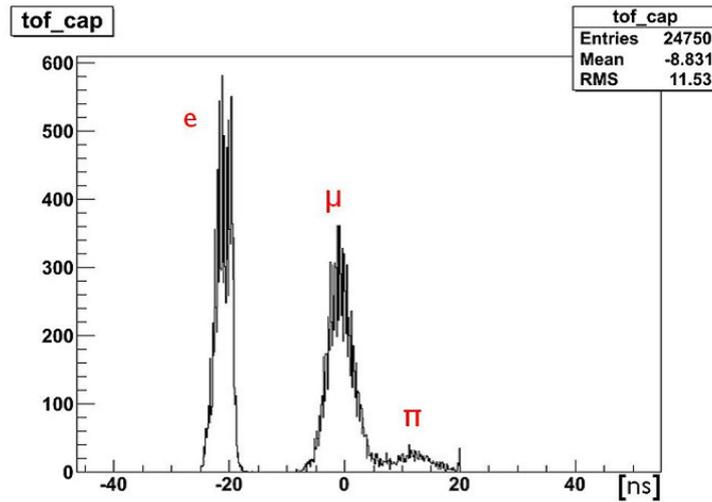


図 5.19 TOF による粒子識別 横軸の値は  $\mu^+$  がゼロになるように合わせてある

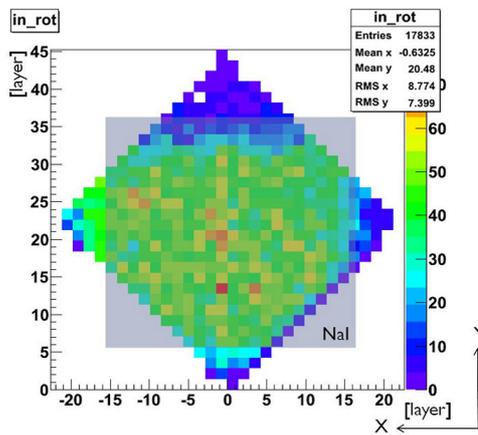


図 5.20 ファイバートラッカーでの入射位置と NaI シンチレータの投影図

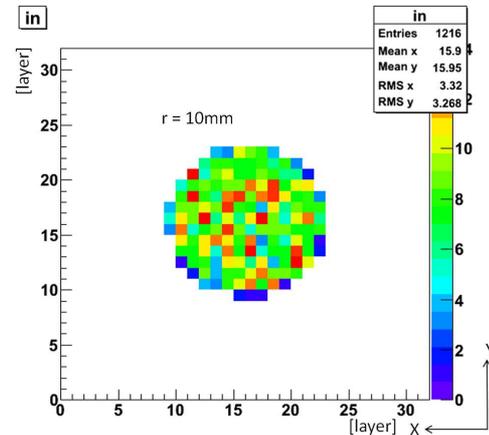


図 5.21 ファイバートラッカーの中心から半径 10mm の円でカットを行う

トラッカーのヒット情報より、PIA $\nu$ O のファイバートラッカー部分の突き抜けによるカットを行った。イベント選択の条件は以下の二点である。

- $X'$ 、 $Y'$  方向両方について、ファイバートラッカーの 13~15 レイヤーのいずれか 1 レイヤー以上にヒットがあること
- $X'$ 、 $Y'$  方向両方について、上記の 13~15 レイヤーのヒット位置と、入射位置  $In_{x,y}$  との差がそれぞれ 2 ファイバー長 (約 3.2mm) 以下であること

上記の条件を満たしたイベントを、ファイバートラッカーを突き抜けたイベントとして選択した。

上述した 3 つの選択により抽出したイベントを使用し、全 16 本の NaI シンチレータについて運動量 100MeV/c の電子ビームによるエネルギー分布のピークを測定した。中心に置かれ

た NaI シンチレータのエネルギー分布の例を図 5.22 に示す。このピーク値を、次に述べるシミュレーションの結果と比較することで、ゲインの評価を行う。

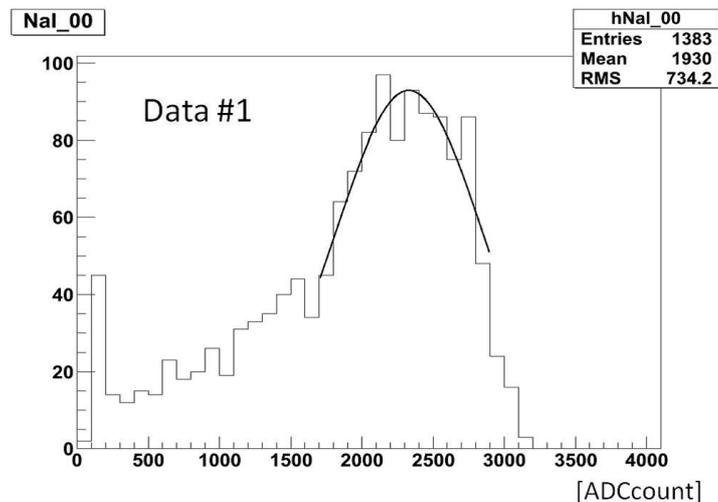


図 5.22 電子ビームの照射による中心に置かれた NaI シンチレータのエネルギー分布

### モンテカルロシミュレーション

次に、データとの比較のためのモンテカルロシミュレーションについて述べる。GEANT4 により再現されたセットアップを図 5.23 に示す。実験と同様に、縦横 3 列ずつ並んだシンチレータを再現し、PIA $\nu$ O ファイバートラッカーを通過する際のエネルギー損失や粒子の散乱も考慮するため、シンチレータの上流にプラスチックを設置した。シンチレータとプラスチックまでの距離は実際の実験と同様の 14.8cm である。

以下に、用意したシミュレーションのセットアップについて説明する。

### 入射位置

データの入射位置を再現するために、データの入射位置のプロファイル解析を行った。入射位置は、電磁シャワーの漏れに直接関係するため、データを正しく再現する必要がある。実際のデータの X 方向、Y 方向それぞれの入射位置分布を図 5.24、5.25 に示す。この分布をガウス分布でフィットし、中心値と分布の広がりを評価した。評価した値に沿った乱数を生成することで、シミュレーション内でデータの入射位置を再現した。

### 入射角度

データでの NaI シンチレータへのビームの入射角度を再現するために、データの入射角度のプロファイル解析を行った。入射角度も入射位置と同様に、電磁シャワーの漏れに直接関係してくるため、正しく再現する必要がある。実際のデータの X 方向、Y 方向それぞれの入射位置分布を図 5.26、5.27 に示す。この分布をガウス分布でフィットし、中心値と分布の広がりを評価した。評価した値に沿った乱数を生成することで、シミュレーション内でデータの入射位置を再現した。その際には、データ解析手順の 3 .

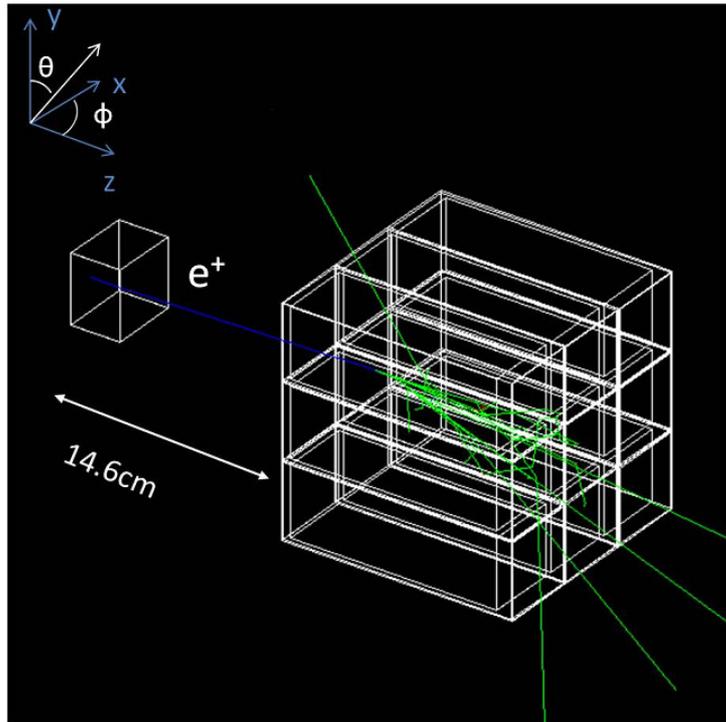


図 5.23 GEANT4 で再現された電子ビームキャリブレーションのセットアップ

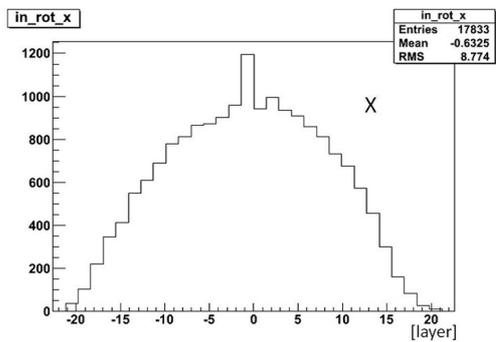


図 5.24 データでの X 方向の入射位置分布

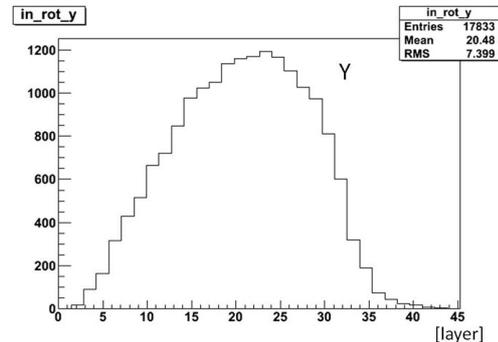


図 5.25 データでの Y 方向の入射位置分布

の選別を行う際に発生する最大角<sup>\*7</sup>を超えないように乱数を調整し、データの入射角度を再現した。

### 運動量

データでの NaI シンチレータに入射する時の粒子の運動量を再現するために、データの運動量の解析を行った。データの運動量は、運動量測定用に測られた TOF <sup>\*8</sup>より計算され、その値はマグネットの設計値 100MeV/c に対し、 $92 \pm 5 \text{MeV/c}$ であった。シ

<sup>\*7</sup> 入射位置、トリガースンチレータの突き抜け判定の位置から計算される最大角は約  $13^\circ$

<sup>\*8</sup> 運動量測定用の特別なセットアップで、間に物を置かずに距離をできるだけ離して 2 つのシンチレータをビームライン上に配置した。2 つのシンチレータの信号の時間差を測定することで運動量を求めた。

ミュレーションではこの値を運動量として再現した。

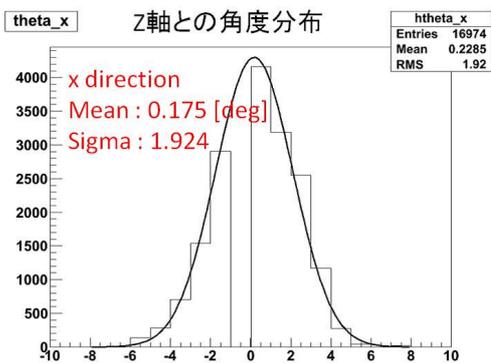


図 5.26 入射粒子の X 軸と Z 軸 (ビームの進行方向) との角度分布。横軸の単位は度を表す。

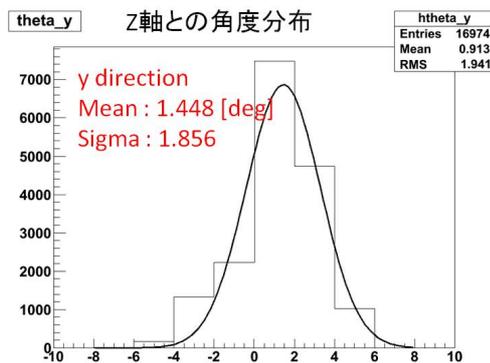


図 5.27 入射粒子の Y 軸と Z 軸 (ビームの進行方向) との角度分布。横軸の単位は度を表す。

上記のシミュレーションの結果を図 5.28 に示す。中心に置かれた NaI のエネルギー分布をガウス分布でフィットし、ピーク値を評価した。中心値は 63.71MeV であった。

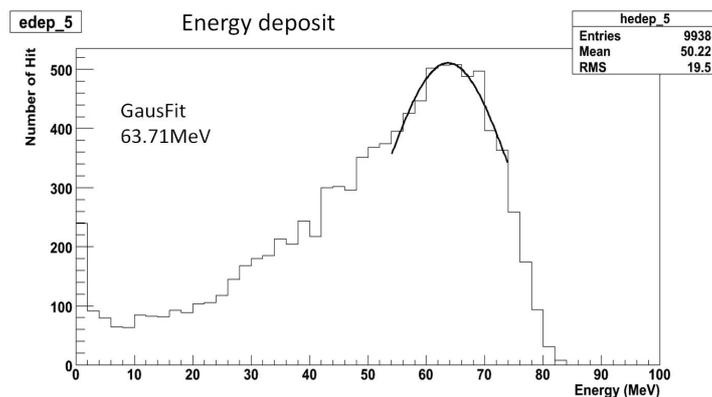


図 5.28 シミュレーションによる中心に置かれたシンチレータのエネルギー分布

### データとシミュレーションの比較

結果を表 5.3 と図 5.29 に示す。ピークの ADCcount は、表 5.2 で計算したスケールを利用し、エネルギーに換算している。また、# of NaI は中心に位置する NaI シンチレータの番号を表す。エネルギーの値の統計誤差はシミュレーションで約 1%、データで約 3% である。

最も違いが大きかったのは #10 のシンチレータであり、シミュレーションとのズレは -19.59% である。全 16 本の平均的なズレは約 6.3% 程度であるが、この 19.59% の違いを全 NaI シンチレータのゲインの不定性として、物理解析に適用する。

# of NaI	エネルギーピーク値 [MeV]	シミュレーションからのズレ [%]
MC	63.710	
1	67.175	+5.44
2	65.846	+3.35
3	56.896	-10.70
4	67.902	+6.58
5	65.585	+2.94
6	62.173	-2.41
7	64.070	+0.57
8	52.390	-17.77
9	65.526	+2.85
10	51.230	-19.59
11	60.757	-4.64
12	61.408	-3.61
13	60.991	-4.27
14	59.880	-6.01
15	58.304	-8.49
16	56.518	-11.29

表 5.3 電子ビームによるエネルギーピーク値の比較

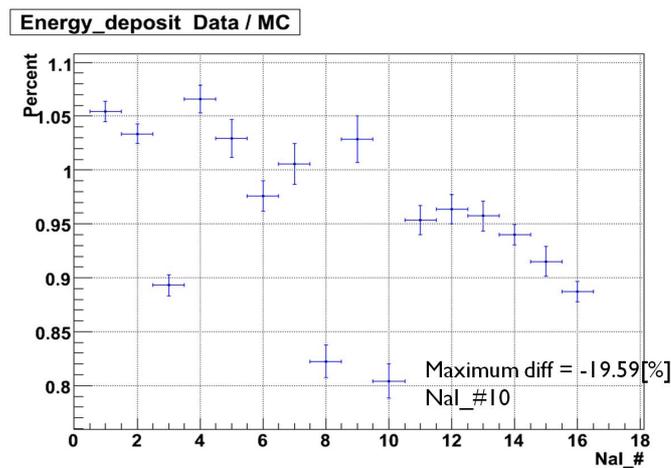


図 5.29 NaI シンチレータ 16 本の電子ビームによるエネルギーピーク値の比。データのピーク値をシミュレーションのピーク値の比を表す。誤差は統計誤差を表す。

### 5.2.5 電磁シャワーの漏れの評価

5.2.4 節で述べた結果は、中心に置かれた NaI シンチレータのみの議論であり、周囲に漏れだした電磁シャワーが考慮されていない。そこで、本小節では中心から漏れ出した電磁シャワーについての考察を述べる。中心となる NaI シンチレータの周りを囲むように置かれた 8 本のシンチレータは、中心のシンチレータから漏れ出した電磁シャワーが入射してくることで発光し、信号を残す。それらのエネルギー分布を評価することで、5.2.4 節で述べた解析の妥当性の確認を行った。

周囲の 8 本の合計のエネルギーの分布のデータとシミュレーションの比較を図 5.30 ~ 5.45 に示す。各ヒストグラムはデータのイベント数でノーマライズされている。これらの図より、データとシミュレーションの形状がおおむね一致していることがわかる。また、図 5.46 に 9 本の合計と、中心の 1 本のエネルギーピーク値を各シンチレータごとにプロットしたものを示す。青線と赤線の差が周囲へ漏れだしたエネルギーに相当する。図 5.46 からは特に異常な振る舞いを示すシンチレータは見られなかった。

これらの議論より、以下の二つの結論を下した。

- 各シンチレータで、図 5.30 ~ 図 5.45 に示すような低エネルギー領域でのゲインは正しく測定されている。
- 周囲に漏れるエネルギー量にシンチレータごとの有意な差はない。

よって、5.2.4 節で述べた、電子ビームの照射による各シンチレータのエネルギーピークの違いは、エネルギーの漏れではなく、各シンチレータのゲインの違いから来るものであり、解析は妥当であったと言える。また、5.2.3 節で計算した宇宙線スケールでの ADCcount とエネルギーの関係性も正しく測定されたと言える。表 5.3、図 5.29 のような高いエネルギー領域でのピークエネルギー値の不一致は、それぞれのシンチレータ、光電子増倍管、ADC の応答の個性であり、物理解析の不定性に直接関わってくる部分である。

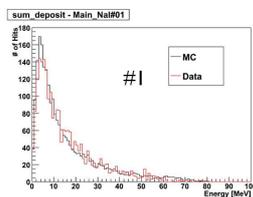


図 5.30 NaI#1 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

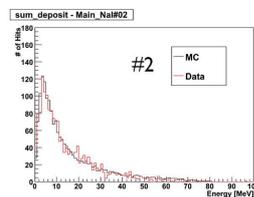


図 5.31 NaI#2 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

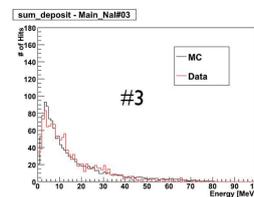


図 5.32 NaI#3 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

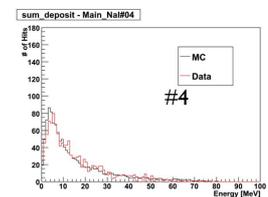


図 5.33 NaI#4 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

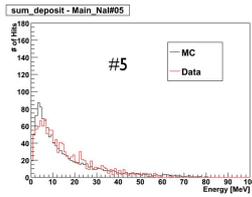


図 5.34 NaI#5 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

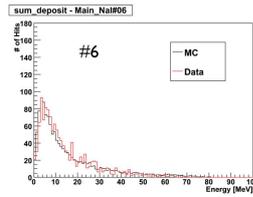


図 5.35 NaI#6 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

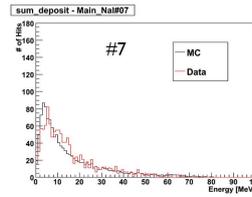


図 5.36 NaI#7 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

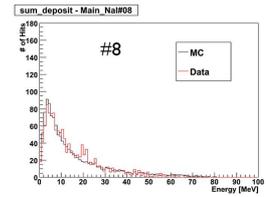


図 5.37 NaI#8 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

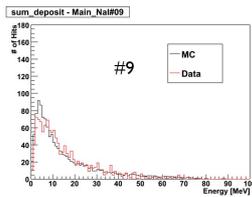


図 5.38 NaI#9 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

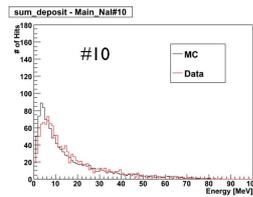


図 5.39 NaI#10 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

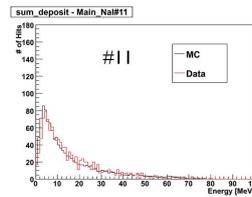


図 5.40 NaI#11 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

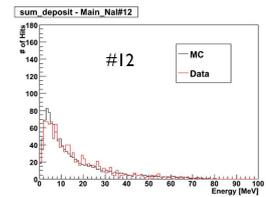


図 5.41 NaI#12 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

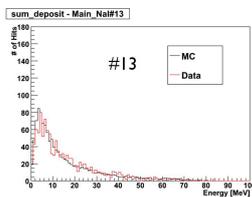


図 5.42 NaI#13 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

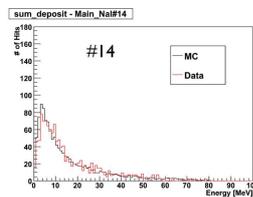


図 5.43 NaI#14 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

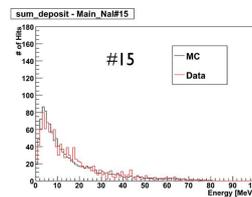


図 5.44 NaI#15 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

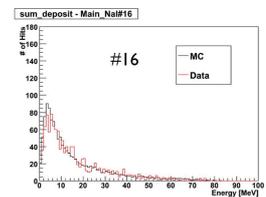


図 5.45 NaI#16 が中心に置かれている時の周囲 8 本の合計エネルギー分布

### 5.2.6 ゲインの直線性の評価

ゲインの直線性の評価として、4.2.2 節で述べた、NaI#1 を回転させて取得したデータの解析を行った。セットアップの概略図を図 5.47 に、ビームラインに置かれたシンチレータを上から見た写真を図 5.48 に示す。解析は、5.2.3 節、5.2.4 節と同様に GEANT4 を使ったモンテカルロシミュレーションとの比較により行った。

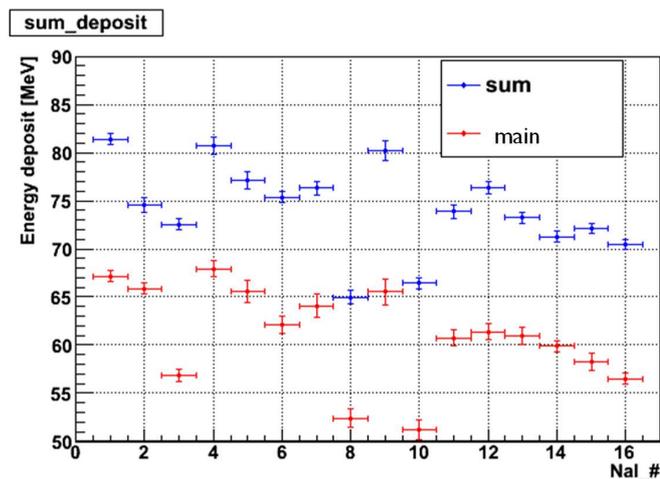


図 5.46 中心に置かれたシンチレータ (青線) と、周り 8 本 (赤線) のエネルギー分布 誤差は統計誤差を表す

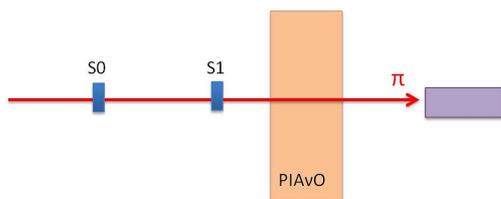


図 5.47 回転させたシンチレータに電子ビームを照射させたキャリブレーションのセットアップ概念図

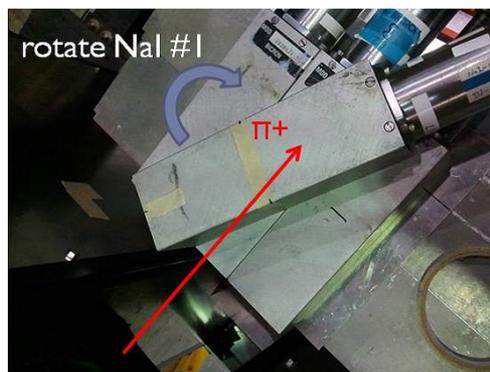


図 5.48 シンチレータをビーム軸に対して 0°, 30°, 60°, 90° 回転させてデータ取得を行った

### データの解析

データの解析では、5.2.4 節の手順 1. ~ 3. と同様のカットを行い、使用するイベントを選択した。選択されたイベントのエネルギー分布をフィットし、エネルギーのピーク値を測定した。NaI の角度が 0°, 30°, 60°, 90° それぞれのエネルギー分布を図 5.49 ~ 図 5.52 に示す。フィットによる誤差は 1.0% ~ 3.7%、統計誤差は約 2.7% である。

### モンテカルロシミュレーション

次に、データとの比較のためのモンテカルロシミュレーションについて述べる。GEANT4 により再現されたセットアップを図 5.53 に示す。回転させたシンチレータと、5.2.4 節と同様にシンチレータの上流にはプラスチックを設置した。電子ビームの入射位置、入射角度、運動

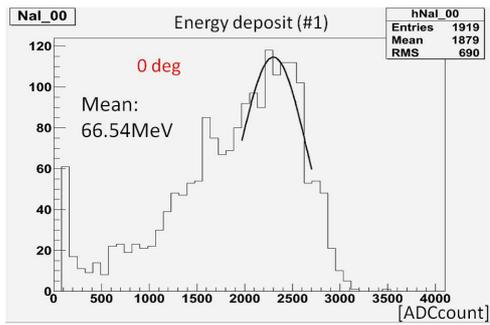


図 5.49 角度が 0° の時のエネルギー分布  
ガウス分布でフィットを行った

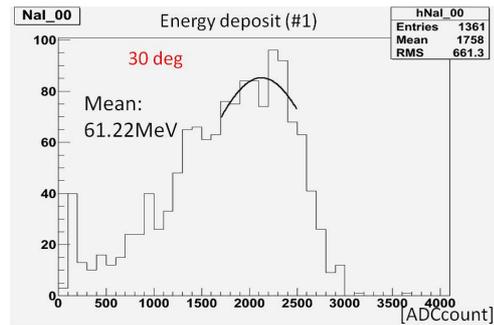


図 5.50 角度が 0° の時のエネルギー分布  
ガウス分布でフィットを行った

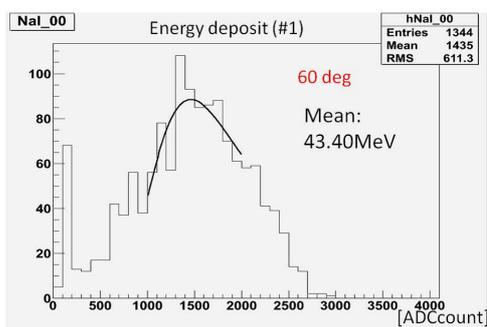


図 5.51 角度が 60° の時のエネルギー分布  
ランダウ分布でフィットを行った

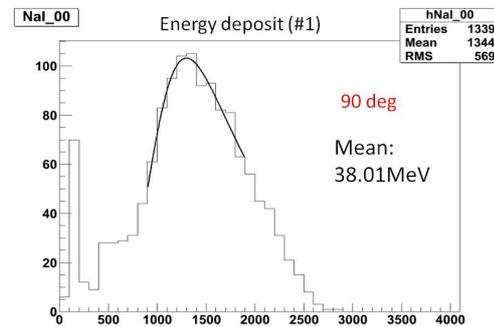


図 5.52 角度が 90° の時のエネルギー分布  
ガウス分布でフィットを行った

量の再現は 5.2.4 節とすべて同様である。

上記のシミュレーションの結果を図 5.54 ~ 図 5.57 に示す。各セットアップでの NaI のエネルギー分布をフィットし、ピーク値を評価した。フィットによる誤差はすべてのセットアップで 1.0% 以下、統計誤差は約 1.0% である。

### データとシミュレーションの比較

結果を表 5.4 に示す。ピークの ADCcount は、表 5.2 で計算したスケールを利用し、エネルギーに換算している。図 5.58 に NaI#1 のゲインの直線性を示す。横軸はシミュレーションより得られたエネルギーピーク値であり、縦軸はデータより測定されたエネルギーピーク値である。青線は 0° ~ 90° と、宇宙線測定により得られたエネルギーピーク値を直線でフィットしたものである。もし、データとシミュレーションが一致すれば、黒線のように傾き 1 の直線になるが、データの線の傾きは 1.126 となった。この結果より、NaI#1 の光電子増倍管に関しては、エネルギーが高くなるほどゲインが高くなる傾向にあると結論付けた。今回は NaI#1 のみの測定であるが、全シンチレータにも 12.6% 程度の線形性の不定性があると考えられる。実際に物理解析を行う際には、この値ではなく表 5.3 のシミュレーションからのズレを不定性として扱う。

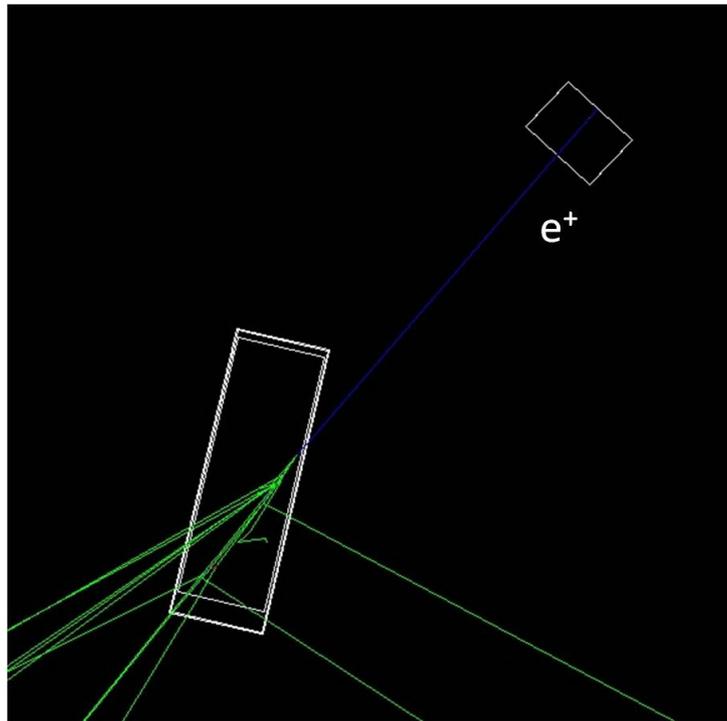


図 5.53 GEANT4 で再現された電子ビームキャリブレーションのセットアップ (回転 30° の場合)

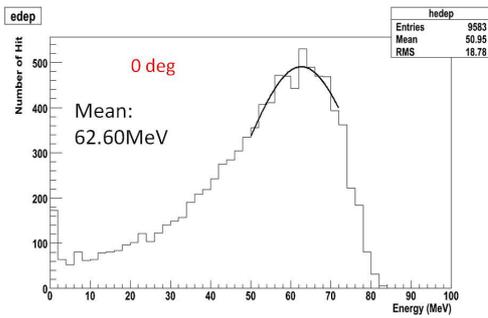


図 5.54 角度が 0° の時のエネルギー分布  
ガウス分布でフィットを行った

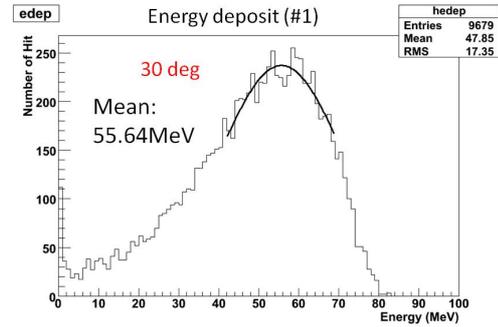


図 5.55 角度が 0° の時のエネルギー分布  
ガウス分布でフィットを行った

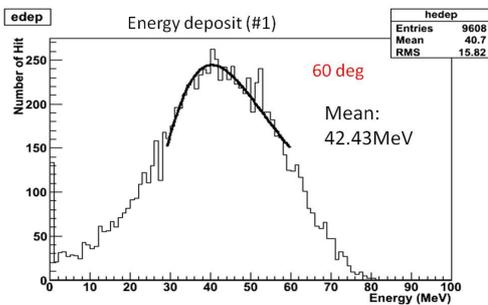


図 5.56 角度が 60° の時のエネルギー分布  
ランダウ分布でフィットを行った

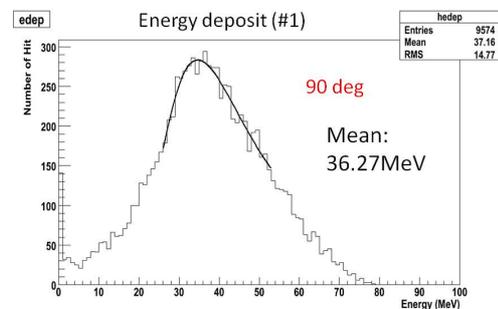


図 5.57 角度が 90° の時のエネルギー分布  
ランダウ分布でフィットを行った

NaI の回転角度	ピーク値 (データ)[MeV]	ピーク値 (MC)[MeV]	シミュレーションからのズレ [%]
0	66.54	62.60	+6.29
30	61.22	55.64	+10.03
60	43.30	42.43	+2.29
90	38.01	36.27	+4.80

表 5.4 NaI#1 の回転による電子ビーム照射のエネルギーピーク値の比較

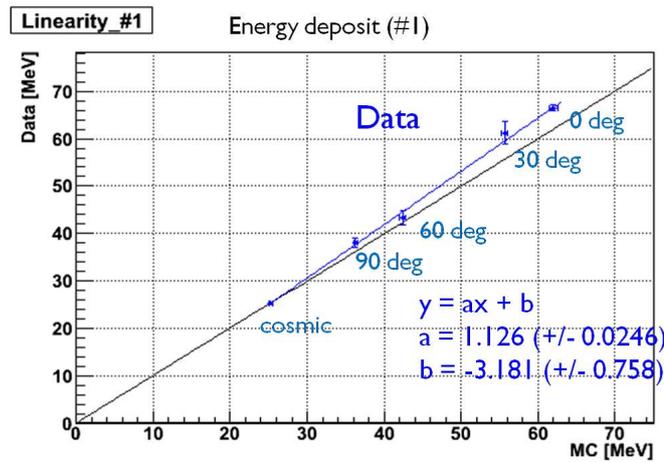


図 5.58 NaI#1 の回転によるエネルギーピーク値の結果 青線はデータ値の直線フィットであり、誤差バーはフィットの誤差によるものである

### 5.3 エネルギー分布の広がりの評価

NaI シンチレータの特性として、上述した光電子増倍管のゲインの他に、各シンチレータのエネルギー分布の広がりについても評価を行った。分布の広がりの評価に使用したキャリブレーションデータは、5.2.4 節で使用した電子ビームによるデータとそのシミュレーションである。

分布の広がりの定義として、フィットされたエネルギーの中心値からプラス方向の積分面積の 68% に当たる値を  $S_+$  を定義した。式で表すと以下のようなになる。

$$S_+ = 0.68 \times \int_{Peak}^{\infty} f(x)dx \tag{5.6}$$

ここで、 $Peak$  はフィットされたエネルギーのピーク値、 $f(x)$  はエネルギーの分布関数である。さらに、幅の広がりを直接表す  $\sigma_+$  を定義する。 $\sigma_+$  はエネルギーピーク値から  $S_+$  までのエネルギー幅で表される。式で表すと以下のようなになる。

$$S_+ = \int_{Peak}^{\sigma_+} f(x)dx \tag{5.7}$$

図 5.59 に  $\sigma_+$  の図例を示す。

5.6、5.7 より、各シンチレータで  $\sigma_+$  を計算し、シミュレーションと比較することでエネルギー分布の広がりを定量的に評価した。その結果を表 5.5 に示す。

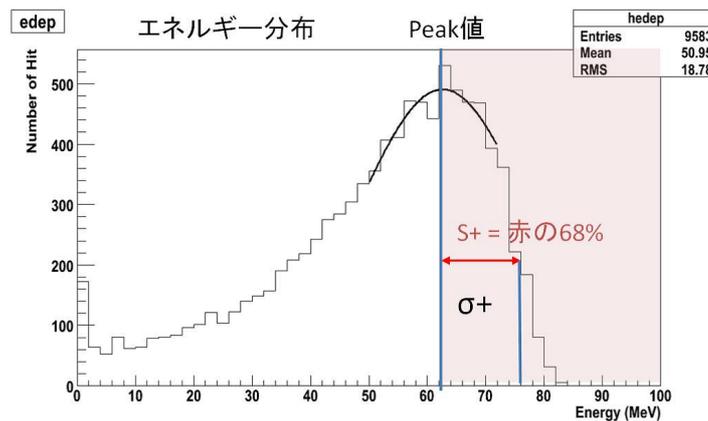


図 5.59  $\sigma_+$  の定義図 線と線の間エネルギー幅が  $\sigma_+$  になる

最も違いが大きかったのは #4 のシンチレータであり、シミュレーションとのズレは  $-55.1\%$  である。図 5.60 に #4 のシンチレータのデータとシミュレーションのエネルギー分布の形状の違いを示す。ヒストグラムはデータのイベント数でノーマライズされている。この  $+55.1\%$  の違いをすべての NaI シンチレータのエネルギー分布幅の広がりとして、物理解析の際に適用する。 $+55.1\%$  分布の広がりを考慮しない場合の PIA $\nu$ O 実験のシミュレーションと、広がりを考慮した場合の PIA $\nu$ O 実験のシミュレーションを比較し、それぞれのシミュレーションによる反応断面積の違いを比較し、二通りの反応断面積の違いを分布の広がりから引き起こされる系統誤差として断面積の不定性に入れる。

## 5.4 キャリブレーション結果のまとめと不定性の扱い

本章の結論として、キャリブレーションの結果をまとめ、不定性の扱い方について説明する。まず、NaI シンチレータの光電子増倍管に印加する電圧を  $^{60}\text{Co}$  線源を用いた測定と、 $\pi^+$  ビームを用いた測定で決定し、決定された電圧値によるエネルギースケールを宇宙線を用いて測定した。各シンチレータは 1MeV あたり約 27 ~ 40ADCcount のエネルギースケールでゲインが調整されており、このスケールでは原子核からの  $\gamma$  線と荷電交換反応からの  $\gamma$  線を十分に区別することができる。また、運動量 100MeV/c の電子ビームを用いた、宇宙線より高いエネルギーでのゲインの測定も行った。その結果、シミュレーションから最大で 19.59% の違いがあった。これはシンチレータごとのゲインの直線性の違いから来るものであり、物理解

# of NaI	$\sigma_+$ [MeV]	シミュレーションからのズレ [%]
MC	8.35	
1	12.55	+50.3
2	10.30	+23.4
3	12.10	+44.9
4	12.95	+55.1
5	12.78	+53.1
6	10.95	+31.1
7	12.75	+52.7
8	11.75	+40.7
9	12.90	+54.5
10	10.53	+26.1
11	12.10	+44.9
12	12.35	+47.9
13	11.08	+32.7
14	8.58	+2.8
15	10.85	+29.9
16	10.63	+27.3

表 5.5 シンチレータごとのエネルギー分布の広がり比較

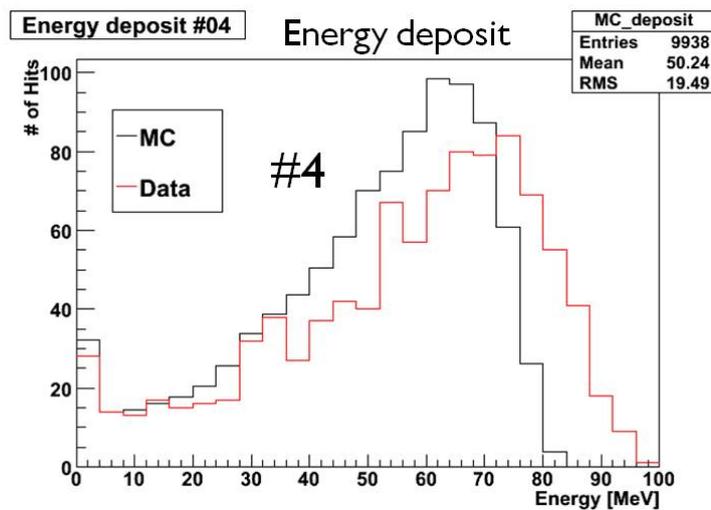


図 5.60 NaI#4 のデータとシミュレーションとのエネルギー分布の違い 赤線がデータを、黒線がシミュレーションを示す。

析を行う際は、この 19.59% の違いをゲインの不定性として扱う。また、物理データの取得中に、ゲインの変動を  $\pi^+$  ビームを照射することでモニタリングした。その結果、NaI#16 に関しては -32% の変動があったが、他の NaI の変動は  $\pm 15\%$  以内である。このゲイン変動の扱いは未定であり、今後の課題である。

ゲインの測定の他に、電子ビームを用いて各 NaI シンチレータのエネルギー分布の広がりの違いを評価した。その結果、シミュレーションから最大で +55.1% の広がりがあり、この +55.1% の広がりを、エネルギー分布の不定性として扱う。

上述した通り、キャリブレーションの結果から考慮すべき不定性は以下の二点であり、これらの値は荷電交換反応の反応断面積の系統誤差に関わってくる。

#### ゲインの直線性

各シンチレータごとにゲインの直線性が異なり、ゲインを測定した宇宙線のエネルギー領域と異なる、高いエネルギー領域になるとシンチレータごとにばらつきが出る。その最大の違いはシミュレーションから -19.59% のズレがあり、すべての NaI シンチレータがこれだけの不定性があるとする。このズレの有無により、荷電交換反応と判断されるイベント数が異なり、系統誤差になる。

#### エネルギー分布の違い

電磁シャワーによるエネルギーの分布の広がり、シンチレータごとに個性がありそれぞれ異なる。最も広がり大きいシンチレータには、シミュレーションから +55.1% の違いがあり、すべての NaI シンチレータがこれだけの広がり不定性があるとする。このエネルギー分布の広がり有無により、荷電交換反応と判断されるイベントが異なり、系統誤差になる。

物理解析の際の NaI シンチレータによる系統誤差の計算は、PIA $\nu$ O 実験全体のモンテカルロシミュレーションにより行う。つまり、上記二点の不定性を考慮しない時のシミュレーションによる反応断面積の値と、不定性を考慮した時のシミュレーションによる反応断面積の値を比較し、二通りの反応断面積の差を NaI シンチレータのゲインと、分布の広がり不定性から引き起こされる系統誤差とし、最終的な断面積の不定性に入れる。

## 第 6 章

# NaI シンチレータを用いた物理解析

本章では、NaI シンチレータを用いた物理解析について述べる。前述したように、NaI シンチレータの役割は PIA $\nu$ O 検出器のシンチレーションファイバー飛跡検出器部分 (以下トラッカーと呼ぶ) だけでは区別することができない、荷電交換反応と吸収反応の識別である。本章では主に荷電交換反応から来る  $\gamma$  線の角度分布解析について述べる。

### 6.1 角度分布解析の流れ

荷電交換反応からの  $\gamma$  線の角度分布解析の流れを以下に示す。

1. 取得した物理データから、荷電交換反応らしいイベントを選択する。
2. 1. で選択されたイベントから、NaI シンチレータのヒット分布を求める。
3. ヒット分布からバックグラウンドを引く。
4. 3. で求められたヒット分布を角度分布に変換する。
5. キャリブレーション結果を考慮し、系統誤差を計算する。
6. モンテカルロシミュレーションと比較する。

### 6.2 物理データのイベントセレクション

取得された物理データから、荷電交換反応イベントを選択する方法について述べる。

#### 6.2.1 セレクションの流れ

荷電交換反応イベントの選択の流れを以下に示す。

1. 検出ボリューム内に反応点があるイベントを選別する。
2. PIA $\nu$ O ファイバートラッカーで再構成された飛跡より、終状態に  $\pi^+$  のないイベントを選択する。ファイバートラッカーでの飛跡再構成については、次節で説明する。

3. ビーム  $\pi^+$  の反応で生成される陽子が NaI シンチレータの位置する方向に飛んでいないイベントを選択する。
4. NaI シンチレータにエネルギー 10MeV 以上の信号があるイベントを選択する。

以上の条件を満たしたイベントを荷電交換反応イベントと識別し、今回の解析に使用した。各選択条件の詳細は本節の 6.2.4 ~ 6.2.6 で説明する。

## 6.2.2 PIA $\nu$ O 検出器ファイバートラッカーでの飛跡再構成

PIA $\nu$ O 検出器ファイバートラッカーを用いた飛跡の再構成について述べる。飛跡の再構成は、ファイバーのヒット情報から  $X'$ 、 $Y'$  方向それぞれで二次元の飛跡を再構成し、その後で三次元の飛跡を再構成することで行われる。以下に、ファイバートラッカーによる飛跡再構成のアルゴリズムの概要を述べる。

### 入射粒子の飛跡と反応点の探索

二次元での入射粒子の再構成と、反応点の探索の概念図を図 6.1 に示す。

二次元飛跡の再構成として、まず入射  $\pi^+$  の飛跡を探す。入射  $\pi^+$  は、水平な飛跡で最もファイバーのヒット数が増えるものを以下の方法で探索することにより決定される。

- 飛跡の始点と方向を仮定し、その直線上で始点に近いファイバーから順番にヒットを探す。
- 2 ファイバー連続でヒットが無ければ、そこでトラッキングを終える。

始点の位置を変えながらこの方法で入射  $\pi^+$  を探索し、探索された入射  $\pi^+$  の終点のヒット位置を仮の反応点の位置とする。

### 二次飛跡の再構成

真の反応点探索の概念図を図 6.2 に示す。

上述した方法で決定された仮の反応点付近で、真の反応点を探索する。仮の反応点付近で反応点の位置を色々な方向へ動かしながら、それぞれの位置で  $360^\circ$  方向に飛跡を探索し、最も多くのヒットをトラッキングできる点を真の反応点とし、そこから伸びる 3 ヒット以上の飛跡を二次元の飛跡として再構成する。再構成された二次元の飛跡のイベントディスプレイを図 6.3 に示す。図はモンテカルロシミュレーションによる物理ランの再現である。細い線はシミュレートされた粒子の飛跡であり、太い線は上述したアルゴリズムで再構成された飛跡である。

また、図 6.5、図 6.6、図 6.7 にシミュレートされた粒子の反応点の位置と、再構成された反応点の位置の差の分布を示す。図 6.5 は  $X'$  方向、図 6.6 は  $Y'$  方向、図 6.7 は  $Z$  方向の差を示している。6.4 節でも述べるが、荷電交換反応の角度分布を計算する際には、この分布に見られる反応点の再構成の精度によるバックグラウンドの解析も行う必要がある。

三次元での飛跡再構成

$X'$  と  $Y'$  方向で再構成された飛跡から、三次元の飛跡を再構成する。始点と終点の  $Z$  座標が一致するをマッチングさせるが、トラッカー外に逃げた飛跡に関しては、片方のファイバーにのみヒットを残す可能性があるため、終点の  $Z$  座標が一致する必要ことは要求しない。再構成された三次元の飛跡のイベントディスプレイを図 6.4 に示す。図 6.3 と同様に、モンテカルロシミュレーションによる再現であり、最も細い線はシミュレートされた粒子の飛跡を表す。太線二次元で再構成された飛跡であり、太線と同色の中線が三次元で再構成された飛跡である。本章の解析ではこの三次元で再構成された飛跡の放出された角度と、通過したファイバーの平均光量情報を使用している。

また、図 6.8 にシミュレートされた粒子の角度と、再構成された角度の差の分布を示す。上記した反応点の差と同様に、角度の再構成の精度によるバックグラウンドの解析も行う必要がある。

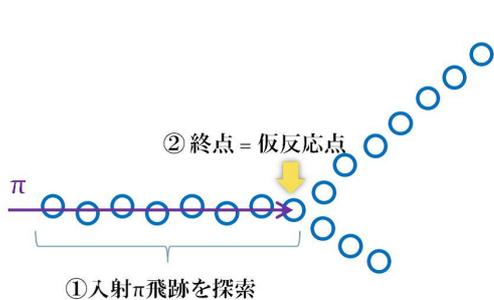


図 6.1 二次元での反応点探索の概念図 最もヒットが多いトラックが入射  $\pi^+$  として選ばれる

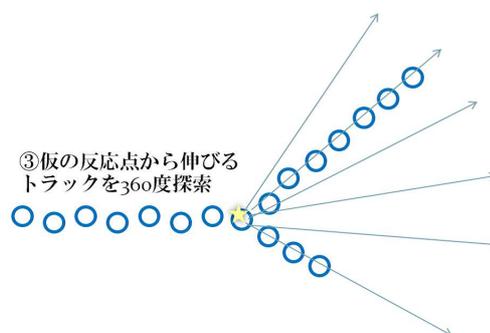


図 6.2 真の反応点探索の概念図 最も多くのヒットがトラッキングできる点を真の反応点とされる

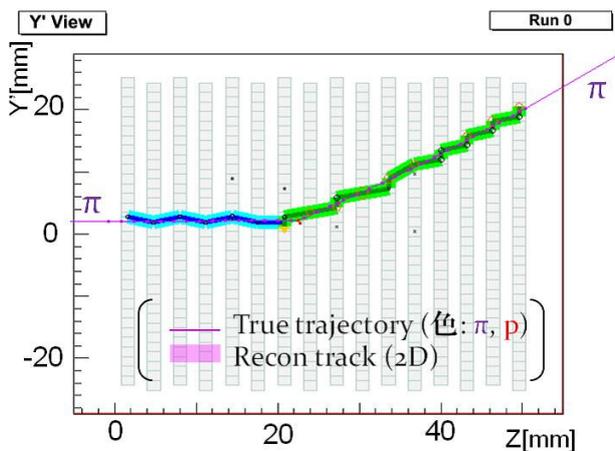


図 6.3 再構成された二次元の飛跡 細線はシミュレートされた粒子であり、太線は再構成された飛跡である

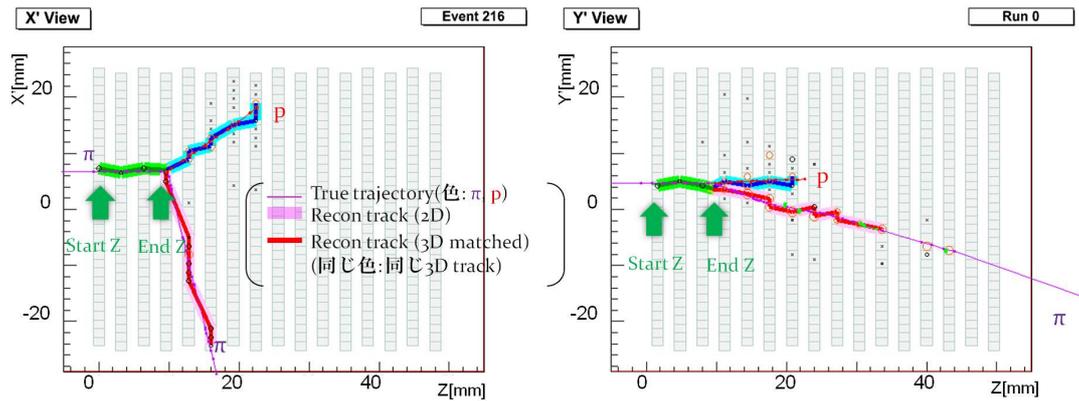


図 6.4 再構成された三次元の飛跡 太線は再構成された二次元飛跡であり、同色の中線はマッチングされた三次元飛跡である

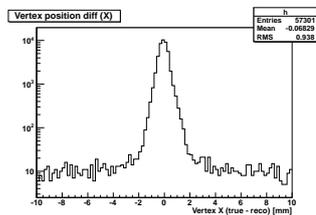


図 6.5 シミュレートされた粒子の反応点と、再構成された反応点の位置の差 ( $X'$  方向)

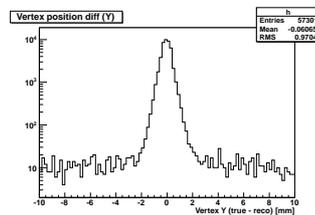


図 6.6 シミュレートされた粒子の反応点と、再構成された反応点の位置の差 ( $Y'$  方向)

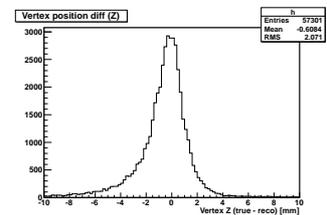


図 6.7 シミュレートされた粒子の反応点と、再構成された反応点の位置の差 ( $Z'$  方向)

### 6.2.3 物理ランでの NaI シンチレータのエネルギー分布

荷電交換反応のイベントセレクション前の NaI シンチレータのエネルギー分布を図 6.9 に示す。ここでは  $\pi^+$  ビームの運動量  $250\text{MeV}/c$  のデータを使用した。図 6.9 では、二次元で再構成された飛跡の数と三次元で構成された飛跡の数が等しく、さらに有効体積に反応点があるイベントを選択している。有効体積の範囲を図 6.10 に示す。検出ボリュームは  $X'$ 、 $Y'$ 、 $Z'$  軸方向にそれぞれ外側の 3 レイヤーを除いた部分である。

### 6.2.4 飛跡の粒子識別によるカット

飛跡の粒子を識別により弾性散乱、非弾性散乱から生じる二次  $\pi$  粒子を識別し、それらのイベントを除くためのカットを行う。再構成された飛跡の粒子識別は、ヒットのあったファイバーの平均光量で決定される。運動量  $250\text{MeV}/c$  の  $\pi^+$  では、再構成された飛跡の平均光量が  $11.5\text{p.e.}$  以下の場合に  $\pi$  と識別する。再構成された飛跡の平均光量分布を図 6.11 に示す。図 6.11 は、二次元で再構成された飛跡の数と三次元で再構成された飛跡の数が等しいイベン

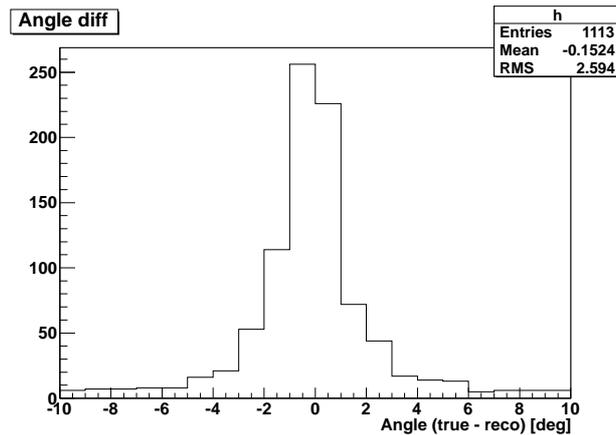


図 6.8 シミュレートされた粒子の角度と、再構成された角度の差

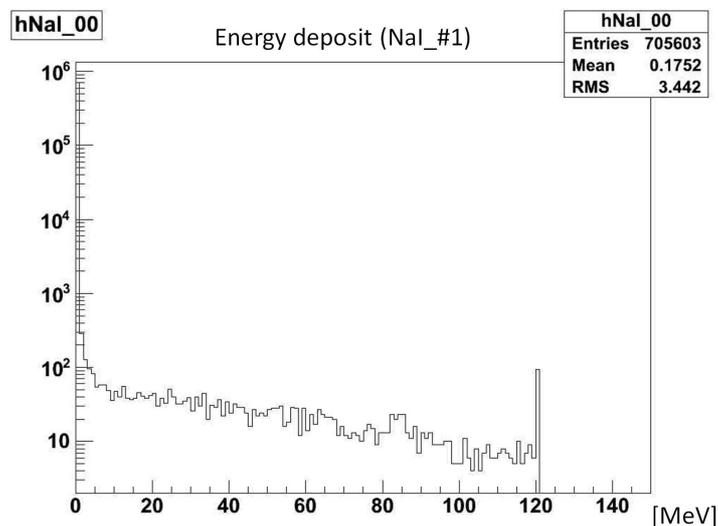


図 6.9 イベントセレクション前の NaI#1 でのエネルギー分布

トの中で、入射  $\pi^+$  粒子の飛跡を除いた分布である。この粒子識別により、弾性散乱、非弾性散乱イベントのカットを行う。

### 6.2.5 飛跡の放出角度によるカット

再構成された飛跡の角度より、NaI シンチレータの位置する方向に放出された飛跡のあるイベントのカットを行う。角度の定義は図 6.12 に示すように、ビーム軸周りの角度を  $\theta$ 、XY 平面上の角度を  $\phi$  とする。再構成された飛跡の  $\theta$  方向の角度分布を図 6.13 に、 $\phi$  方向の角度分布を 6.14 に示す。それぞれの角度分布に入射  $\pi^+$  は含まれていない。また、図 6.14 に見られるピークの周期構造は、ファイバーが網目状に並んでいることによって  $45^\circ$  の倍数の角度では飛跡が再構成されやすくなっているためである。ファイバーが伸びている方向に関しては、飛跡がトラッキングされやすい。

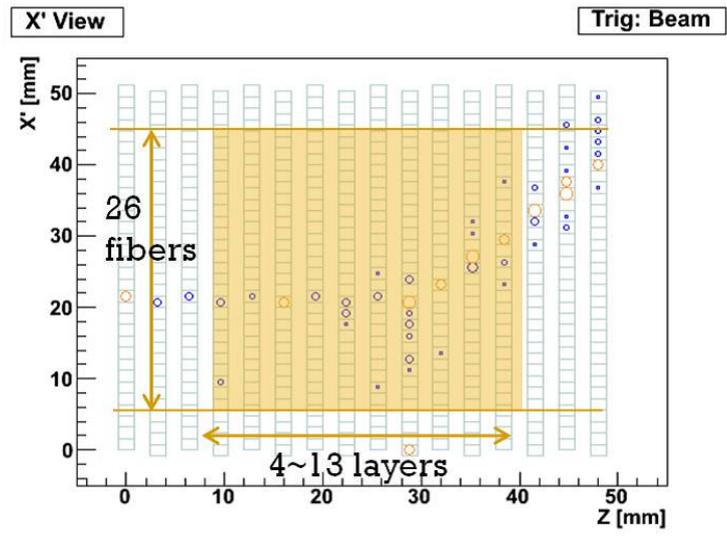


図 6.10 検出ボリュームの範囲

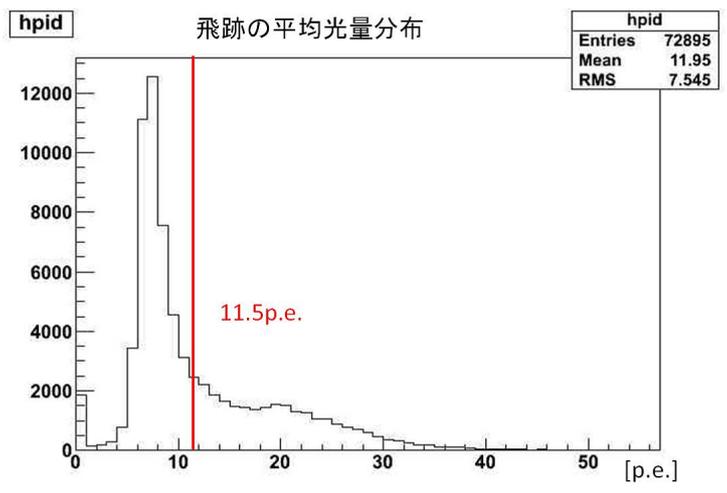


図 6.11 再構成された飛跡の平均光量の分布

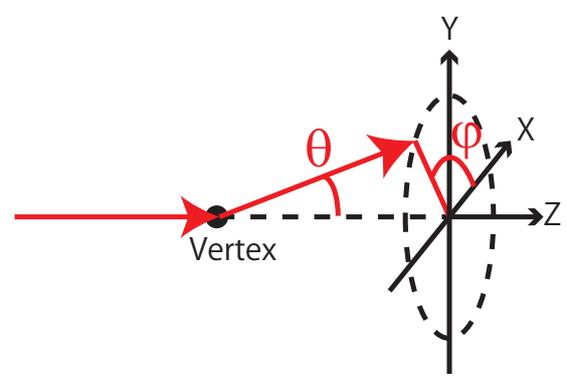


図 6.12 再構成された飛跡の角度の定義図。角度は  $\theta$  と  $\phi$  で表される。

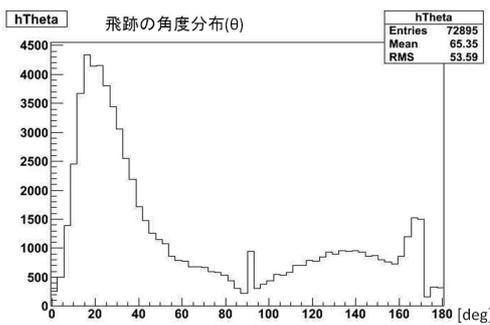
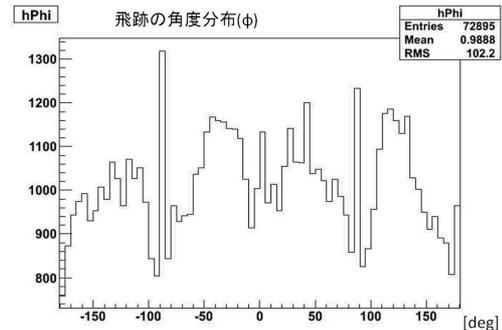
図 6.13 再構成された飛跡の  $\theta$  方向角度分布図 6.14 再構成された飛跡の  $\phi$  方向角度分布

図 6.15 に PIA $\nu$ O 検出器ファイバトラッカー部分の中心から見た、 $\theta$  方向の各 NaI シンチレータの角度を示す。例えば NaI#8 の場合、トラッカーの中心方向から見たシンチレータの角度は  $\theta = 16.36^\circ \sim 49.08^\circ$  かつ  $\phi = 68.6^\circ \sim 88.1^\circ$  である。実際の反応点はトラッカーの中心とは異なるため、上記のカットよりも広い範囲でカットを行った。 $\theta$  方向はシンチレータの中心方向の角度から  $\pm 35^\circ$ 、 $\phi$  方向は  $\pm 50^\circ$  の範囲でカットを行った。カットの前後での  $\theta$ 、 $\phi$  の二次元角度分布を図 6.16 と図 6.17 に示す。それぞれの図は各シンチレータごとに、10MeV 以上の信号があったイベントの飛跡の角度分布を示す。図 6.16 では、シンチレータに二次粒子が直接当たったことによる分布が見られる。図 6.16 に示された赤点線は、カットされた角度の範囲を示している。

6.2.4 節、6.2.5 節のカットを行う前後のエネルギー分布を図 6.18 に示す。黒色で示された線はカット前の分布を表し、赤色で示された線はカット後の分布を表す。

### 6.2.6 エネルギーの大きさによるカット

原子核の励起による  $\gamma$  線 ( $\gamma_{atom}$ ) と荷電交換反応からの  $\gamma$  線 ( $\gamma_{CX}$ ) の区別は、NaI シンチレータの信号の大きさにより行う。エネルギーが 10MeV 以上の信号があれば  $\gamma_{CX}$  と判断し、それ以下の信号であれば  $\gamma_{atom}$  と判断する。図 6.18 のエネルギー分布を 10MeV 以上の信号のみ取り出し、その数をシンチレータごとに数えた分布図を図 6.19 に示す。荷電交換反応を選別するためのイベントセレクションは以上であり、図 6.19 は荷電交換反応による  $\gamma$  線のシンチレータチャンネル分布である。この分布を基に荷電交換反応の角度分布を計算する。この反応数分布には、複数のバックグラウンドが含まれているので、角度分布に直す前にそれらを除く必要がある。バックグラウンドの考察については 6.4 節で述べる。

## 6.3 モンテカルロシミュレーションとの比較

6.2 節で行ったイベントセレクションの確認のため、Geant4 によりモンテカルロシミュレーションを再現し、比較を行った。

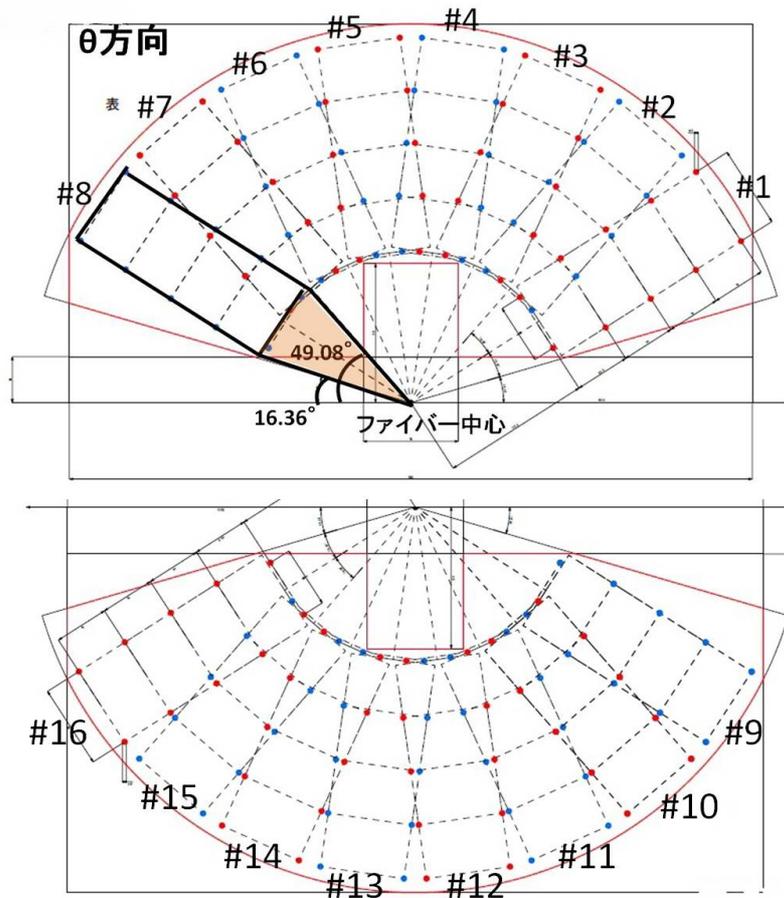


図 6.15 NaI#8 の場合の  $\theta$  のカット範囲。ファイバートラッカー中心から見てシンチレータに直接当たる方向の飛跡があるイベントをカットした。

### 6.3.1 イベントセレクションによるイベントの選別

#### 飛跡の粒子識別によるカット

シミュレーションによる再構成された飛跡の平均光量分布を図 6.20 に示す。シミュレーションでも、データと同様に 11.5p.e. 以下を  $\pi$  と識別し、弾性散乱・非弾性散乱を含むイベントのカットを行った。

#### 飛跡の放出角度によるカット

シミュレーションにより再構成された飛跡の  $\theta$  方向、 $\phi$  方向の角度分布を図 6.21、図 6.22 に示す。 $\phi$  方向の分布では、データと同様なピークの周期構造が見られる。

この再構成された飛跡の角度より、NaI シンチレータ方向に飛跡が放出しているイベントのカットを行った。カットの条件はデータ同様である。図 6.23、図 6.24 にシンチレータごとの、10MeV 以上の信号があったイベントでの飛跡の二次元角度分布を示す。データの時と同

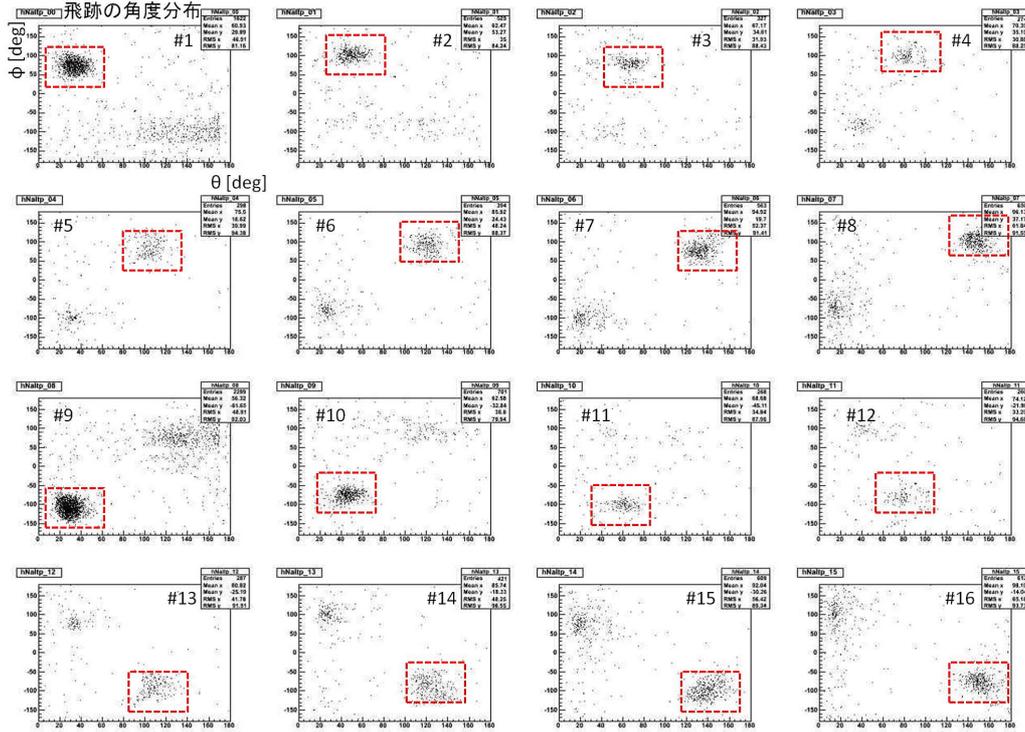


図 6.16 10MeV 以上の信号があったイベントの飛跡の二次元角度分布。赤点線で囲まれた範囲のイベントをカットした。

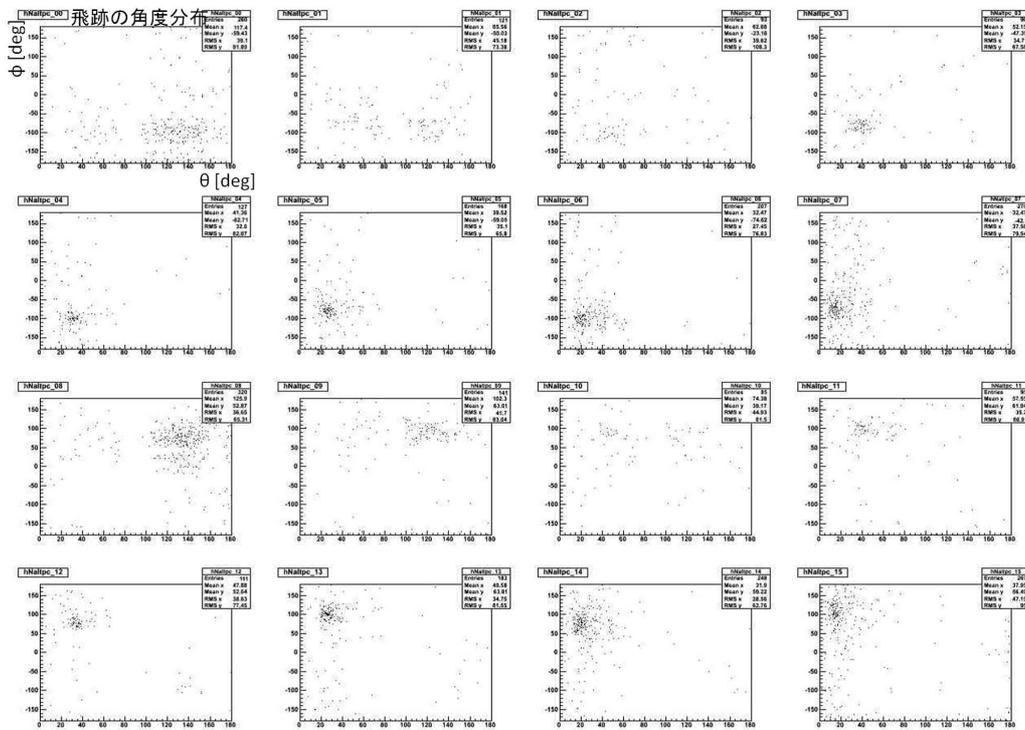


図 6.17 10MeV 以上の信号があったイベントの飛跡の二次元角度分布。角度によるカット後の分布を示している。

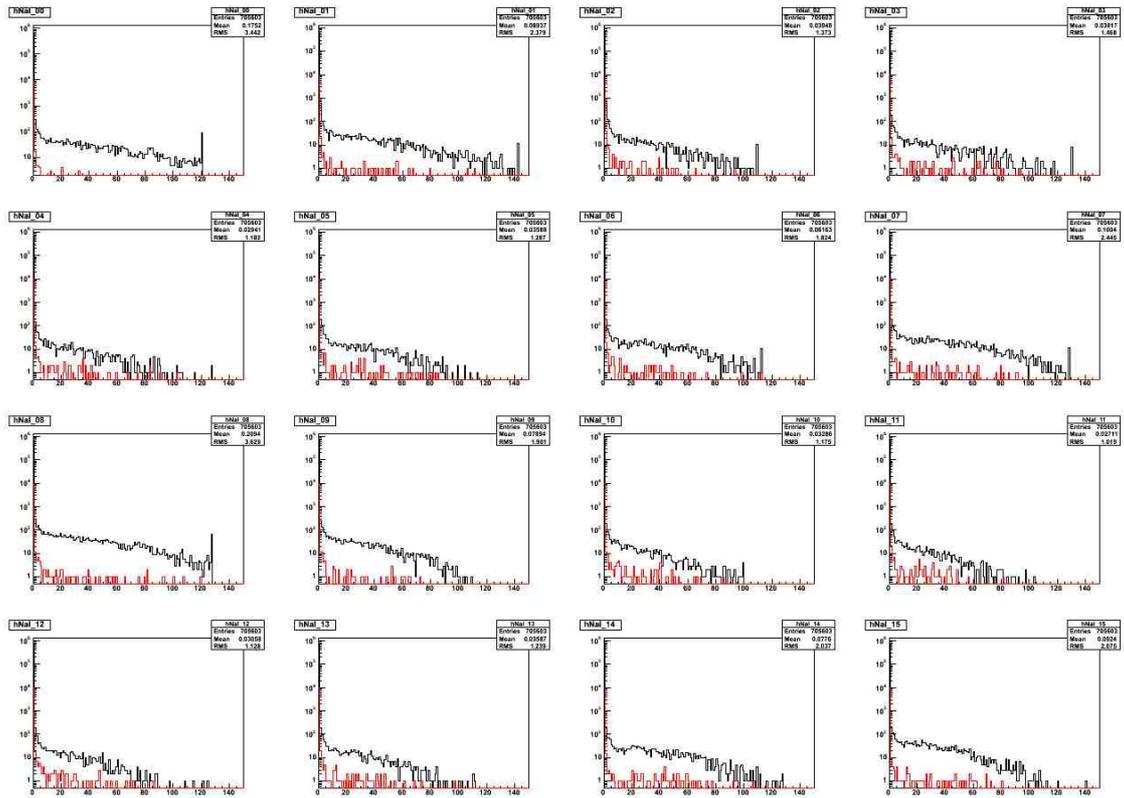


図 6.18 イベントセレクション前後のエネルギー分布の比較。黒線がセレクション前であり、赤線がセレクション後である。

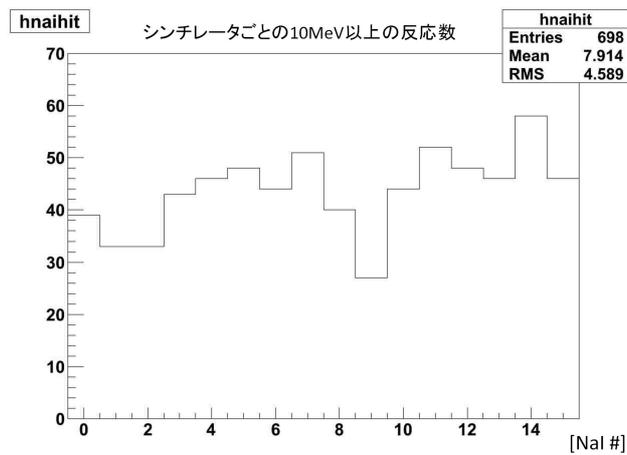


図 6.19 イベントセレクション後のシンチレータごとの荷電交換反応数の分布

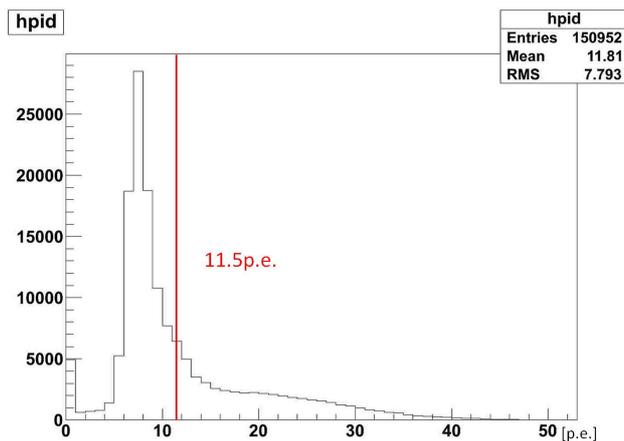


図 6.20 シミュレーションで再現された飛跡の光量分布

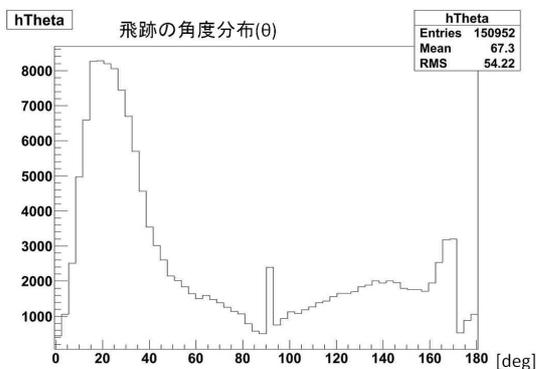


図 6.21 シミュレーションで再構成された飛跡の  $\theta$  方向角度分布

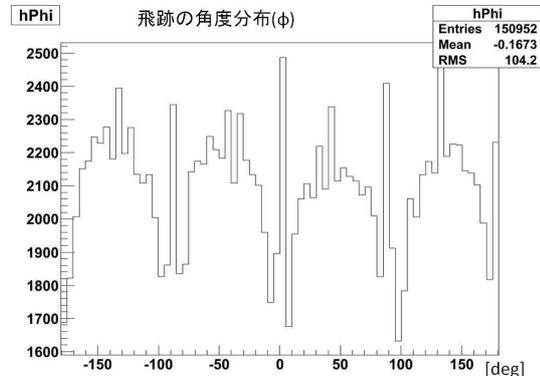


図 6.22 シミュレーションで再構成された飛跡の  $\phi$  方向角度分布

様に、図 6.23 はカット前の分布を、図 6.24 はカット後の分布を示す。

また、図 6.25 に、上記した粒子識別によるカットと、角度によるカットを行った前後のエネルギー分布の比較を示す。黒色で示された線はカット前の分布を表し、赤色で示された線はカット後の分布を表す。

### エネルギーの大きさによるカット

シミュレーションでも、データと同様に 10MeV 以上の信号を  $\gamma_{CX}$  として選別する。図 6.25 のエネルギー分布において、10MeV 以上の信号のみをシンチレータごとに数えた。

図 6.26 に上記のセレクションにより選別されたイベントからのシンチレータごとの反応数分布と、シミュレーションで荷電交換反応を実際に起こしたイベント (True のイベント) からの反応数分布の比較を示す。黒線がイベントセレクションによる分布であり、赤線が True のイベントによる分布である。イベントセレクションによる反応数の合計は 1037 イベント、True のイベントによる反応数の合計は 764 イベントであり、現段階のイベントセレクション

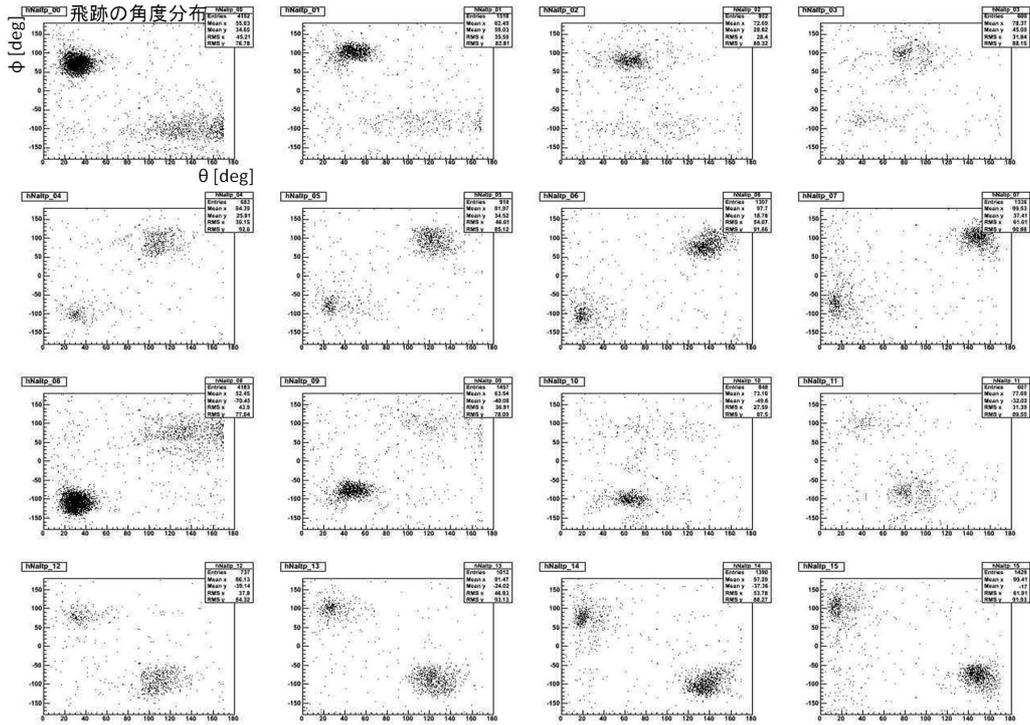


図 6.23 シンチレータごとの 10MeV 以上の信号があったイベントの飛跡の二次元角度分布 (角度カット前)

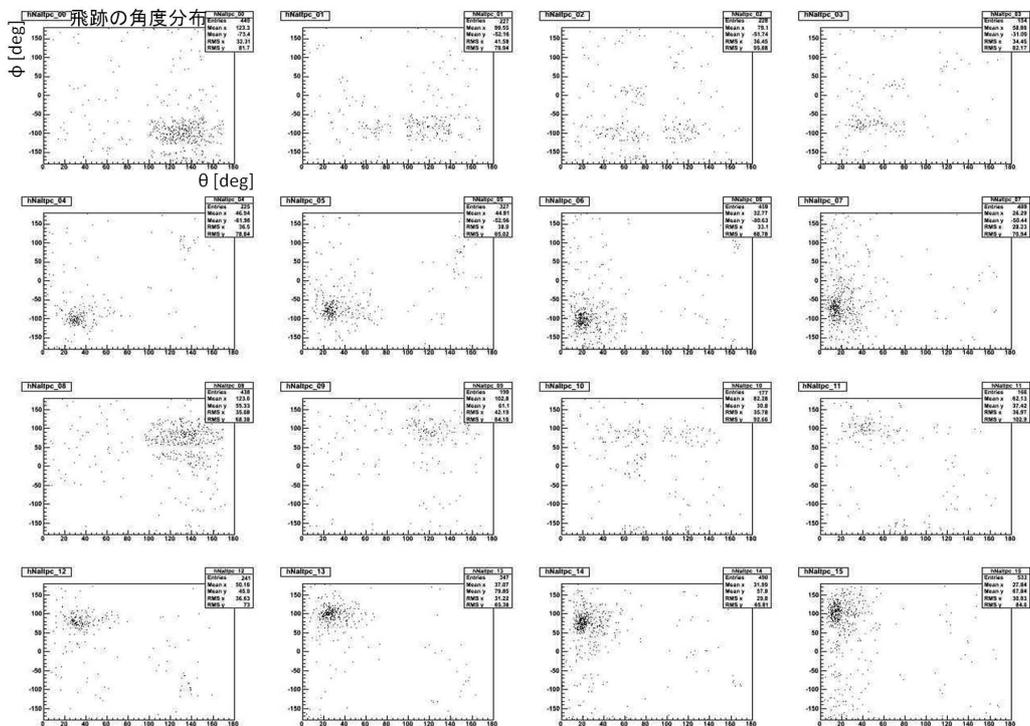


図 6.24 シンチレータごとの 10MeV 以上の信号があったイベントの飛跡の二次元角度分布 (角度カット後)

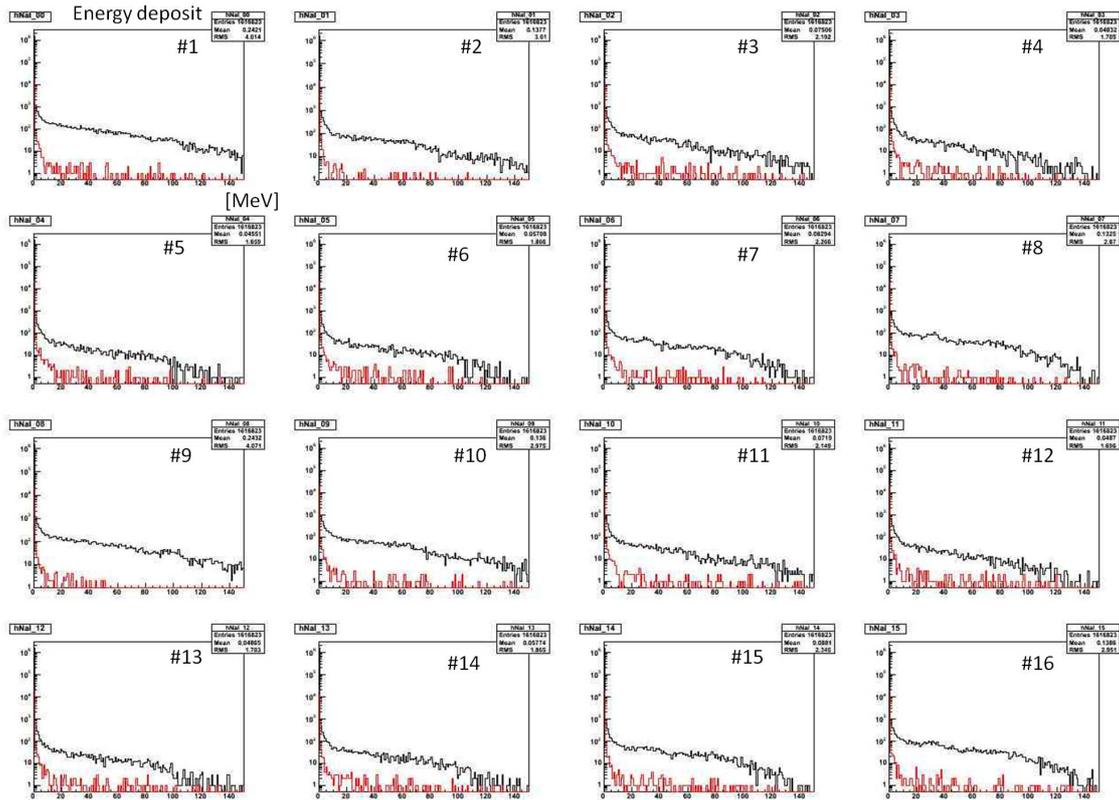


図 6.25 シミュレーションによるイベントセレクション前後のエネルギー分布の比較。黒線がセレクション前であり、赤線がセレクション後である。

では選別された荷電交換反応イベントのうち約 74% が本物の荷電交換反応イベントであり、残りの約 26% がバックグラウンドである。

本節の結論として、6.2.6 節で求めたデータでの荷電交換反応数の分布 (図 6.19) と、本章で求めた荷電交換反応数の分布の比較を行う。図 6.27 に、データとシミュレーションの荷電交換反応数分布の比較を、表 6.1 に荷電交換反応と判断されたイベント数の比較を示す。図 6.27 は、それぞれ検出ボリューム内 (FV) に入射した  $\pi^+$  粒子の数でノーマライズされている。また、表 6.1 での  $N_{FV}$  は検出ボリューム内で反応したイベント数を、 $N_{CX}$  は荷電交換反応と判断されたイベント数を表す。荷電交換反応の割合 ( $N_{CX}/N_{FV}$ ) は、データの方がシミュレーションに比べて約 20% 多い。

	FV に入射した $\pi^+$ の数	$N_{FV}$	$N_{CX}$	$N_{CX}/N_{FV}$
データ	473906	36984	592	1.60%
MC	1087916	78229	1037	1.33%

表 6.1 検出ボリューム (FV) で反応したイベント数と、荷電交換反応の割合の比較

図 6.27 の比較より、誤差が大きいので現段階での評価は難しいが、データの反応数は上流

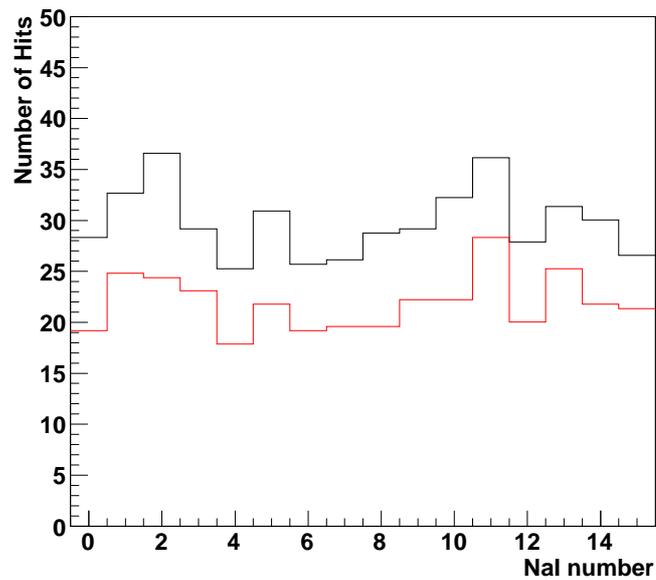


図 6.26 シミュレーションで再現された荷電交換反応イベントによる NaI シンチレータの反応数分布。黒線がイベントセレクションにより選別された反応数分布であり、赤線が実際に荷電交換反応が起きた時の、True の反応数分布である。現在のイベントセレクションでの純度は約 74% である。

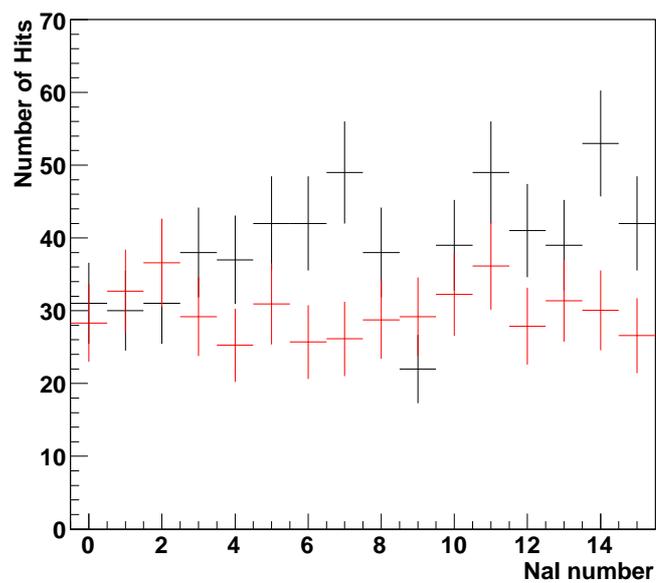


図 6.27 イベントセレクション後のシンチレータごとの荷電交換反応数の分布の比較。黒線がデータを表し、赤線がシミュレーションを表す。誤差は統計誤差を示す。

側 (#7、#8、#15、#16) が多い傾向にある。それに対し、シミュレーションの反応数はほぼ一様に分布する傾向にある。この二つの分布には、荷電交換反応による信号の他にバックグラウンドによる信号も含まれている。そのため、本来はバックグラウンドの解析を行った上でデータとモンテカルロの比較をし、角度分布を求めたかったが今回は残念ながらそこまで至らなかった。

## 6.4 バックグラウンドの見積もり

6.2 節のイベントセレクションにより選別したヒット分布 (図 6.27) には、荷電交換反応の信号の他にバックグラウンドによる信号も含まれている。本論文では触れられないが、以下のバックグラウンドが考えられる。これらの解析を行い、荷電交換反応の角度分布及び反応断面積に付随する不定性を計算する予定である。

ビーム粒子が直接当たることによる信号

ビームラインでは、トリガー信号を生成する粒子とは別に、2 粒子目が同時に NaI シンチレータへ入射してくることがある。そのため、4.3 に示したように、ビームラインにはフォルダーに挿入された NaI シンチレータに直接ビーム粒子が当たったかどうかを判定するための Veto カウンターが設置されている。Veto カウンターが光ったイベントは解析に使用しないが、Veto カウンターの間を粒子がすり抜けて NaI に入射した場合や、Veto カウンターを通過したにもかかわらず信号が出なかった場合は、荷電交換反応からの  $\gamma$  による信号と区別することができず、バックグラウンドとなる。以下、このバックグラウンドを”ビーム由来のバックグラウンド”と呼ぶ。

このビーム由来のバックグラウンドが含まれるイベントの数を計算するため、取得されたデータからビーム由来のバックグラウンドの割合を解析した。ビーム由来のバックグラウンドのみを選択するために、以下の条件を満たしたイベントをバックグラウンドとして定義した。

- ファイバートラッカーを入射  $\pi^+$  粒子が突き抜けている。
- NaI シンチレータに 10MeV 以上の信号がある。

上記の条件を両方満たしているイベントを、トラッカーを突き抜けているにも関わらず、2 粒子目が NaI シンチレータへ入射して信号を生成していると判断し、バックグラウンドとした。図 6.28 にビーム由来のバックグラウンドと判断されたイベントでの NaI シンチレータごとの 10MeV 以上の反応数を示す。1 イベントに複数の NaI シンチレータに信号がある場合もあるので、この反応数の総数はバックグラウンド自体の数と一致しない。

さらに、この分布の中には、PIA $\nu$ O 検出器のファイバートラッカーを突き抜けた  $\pi^+$  が Harpshichord 検出器で反応し、そこで生成された二次粒子による信号が含まれると予想される。この解析は Harpshichord 検出器の飛跡を解析することで行う予定である。

実際に図 6.27 からビーム由来のバックグラウンドを引く際には、上記の方法で求められた

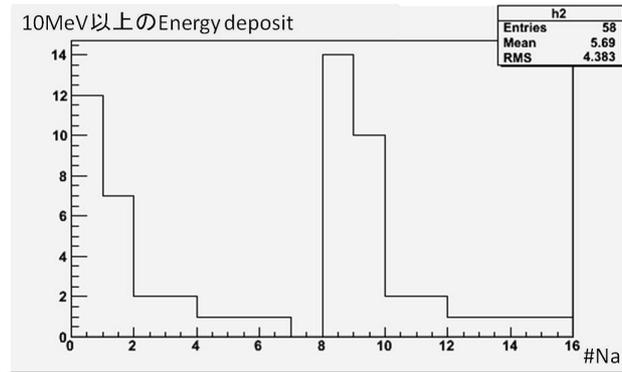


図 6.28 入射粒子がファイバトラッカーを突き抜けた際の NaI シンチレータごとのヒット数分布 ヒットは 10MeV 以上の信号を数えている イベントの総数は 22557 イベントである

割合を、実際のイベント数に計算し直す必要がある。その計算は以下のように行う。ここで、 $N_{all}$  は、使用したデータの全イベント数を、 $N_{th}^{NaI}$  はファイバトラッカーを突き抜けた時に NaI シンチレータに 10MeV 以上のヒットがあったイベント数を、 $N_{th}$  はファイバトラッカーを突き抜けたイベント数を表す。

$$(\text{ビーム由来のバックグラウンドの総数}) = N_{all} \times \frac{N_{th}^{NaI}}{N_{th}} \quad (6.1)$$

今後、Harpshichord 検出器の解析を行い、その結果も含めて式 (6.1) より、ビーム由来のバックグラウンドの割合を求める予定である。

また、現段階では評価にまで至らなかったが、さらに以下の 3 種類のバックグラウンドが考えられる。

#### 原子核の励起 $\gamma$ 線による信号

原子核の励起による  $\gamma$  線 ( $\gamma_{atom}$ ) と荷電交換反応からの  $\gamma$  線 ( $\gamma_{CX}$ ) の区別は、信号の大きさが 10MeV 以上かどうかで行っている。しかし、 $\gamma_{atom}$  は 10MeV 以上のエネルギーを持つ場合もあり、高いエネルギーを持った  $\gamma_{atom}$  が  $\gamma_{CX}$  と誤って識別されることもある。そこで、10MeV で二種類の信号を区別した場合の、 $\gamma_{atom}$  を  $\gamma_{CX}$  と誤って識別する割合を計算する。

#### ファイバトラッカーでの飛跡再構成ミスによるバックグラウンド

6.2.2 節の図 6.5、図 6.6、図 6.7 及び、図 6.8 で示したように、実際の飛跡と再構成された飛跡が一致しないことがある。この飛跡再構成の誤りから来るバックグラウンドの割合を計算する。

中性子によるバックグラウンド

$\pi^+$  とファイバーの反応の二次粒子として中性子が生じることがある。しかし中性子はファイバートラッカーで飛跡を検出することが出来ないため、反応により生じた中性子が NaI シンチレータに入射し、信号を残すことでバックグラウンドになる。この中性子から来るバックグラウンドの割合を計算する。

## 6.5 物理解析のまとめと課題

本章では、NaI シンチレータを用いた物理解析として、荷電交換反応で生成される  $\gamma$  線 ( $\gamma_{CX}$ ) の、NaI シンチレータごとの反応数分布を算出した。荷電交換反応のイベントを選択するため、以下のイベントセレクションを行い、残った NaI シンチレータの信号を  $\gamma_{CX}$  と判断した。

- $X'$ 、 $Y'$  方向のトラッカーで再構成された二次元飛跡と、それを基に再構成された三次元の飛跡が一致したイベント
- トラッカーでの反応点が検出ボリューム内にあるイベント
- 終状態に  $\pi^+$  粒子のないイベント
- 再構成された三次元飛跡が NaI シンチレータの方向に放出されていないイベント
- NaI シンチレータにエネルギー 10MeV 以上の信号があるイベント

上記のイベントセレクションを、データとシミュレーションそれぞれについて行い、 $\gamma_{CX}$  の反応数分布を求めた (図 6.27)。その結果、イベントセレクションで選別されたイベント数によって計算された荷電交換反応の割合は、データで 1.60%、シミュレーションで 1.33% であった。二つの反応数分布の形状の違いについては現段階での評価は難しく、現在解析中である。

また、今回求めた反応数分布にはバックグラウンドが考慮されていない。バックグラウンドの候補は以下の通りである。

- ビーム粒子が直接 NaI シンチレータに当たることによる信号
- Harpsichord 検出器で反応した粒子が NaI シンチレータに当たることによる信号
- 原子核励起からの  $\gamma$  線による信号
- トラッカーの飛跡再構成のミスによるバックグラウンド
- 中性子による信号

実際に荷電交換反応の角度分布を求める際には、図 6.27 で示した分布から、これらのバックグラウンドを引いた分布を求め、そこから角度分布に変換する。NaI シンチレータの反応数分布を角度分布に変換する際には、NaI シンチレータの立体角や、検出効率による補正も行う必要がある。さらに、5章で測定した NaI シンチレータから生じる不定性から系統誤差も計算し、最終的な荷電交換反応の角度分布を求める。

各バックグラウンドの解析や、シンチレータの反応数分布から角度分布への変換は、今後の課題である。また、今回は  $\pi^+$  の運動量  $250\text{MeV}/c$  のデータを解析に使用したが、他の運動量で取得されたデータも同様に解析を行う。

## 第7章

# まとめと今後の展望

T2K 長基線ニュートリノ振動実験において、ニュートリノ振動が起きる確率はニュートリノビームのエネルギーに依存するため、ニュートリノのエネルギーを正確に測定する必要がある。T2K 実験でのニュートリノの主な反応は CCQE 反応であり、ニュートリノのエネルギーはこの反応の終状態  $\mu$  の運動量を測定することで求められる。しかしこれと似た反応で CC1 $\pi$  反応があり、終状態の  $\pi$  が原子核に吸収されると CCQE 反応と区別がつかなくなり、ニュートリノのエネルギーを間違えて計算してしまう。そのため、 $\pi$  中間子が検出器の原子核に吸収される確率をあらかじめ知っておくかなければならないが、過去の実験からのデータには 20% ~ 30% の大きな不定性があり、現在 T2K 実験における振動パラメータ測定の最も大きな系統誤差の一つとなっている。

そこで、本研究では  $\pi$  中間子と原子核の相互作用の反応断面積測定に特化した PIA $\nu$ O 検出器を開発・製作し、荷電  $\pi$  中間子ビームを用いてデータ取得を行った。目標とする反応断面積の不定性は 10% 以下である。PIA $\nu$ O 検出器は、 $\pi$  中間子の散乱、吸収、荷電交換反応を区別するために、飛跡のトラッキングと再構成が可能な 1024 本のシンチレーションファイバーと、荷電交換反応の二次粒子として生成される  $\gamma$  線を検出するための NaI シンチレータ 16 本から構成されている。また、シンチレーションファイバーは  $\pi$  中間子ビームの反応ターゲットも兼ねている。

データの取得は、カナダ TRIUMF 国立研究所の荷電  $\pi$  中間子ビームを用いて行われた。今回の実験では、 $\pi^+$  のビームの運動量は 150MeV/c ~ 375MeV/c の範囲を 25MeV/c 間隔で変えて測定を行った。物理データの取得前には、 $\pi^+$  ビームを用いて NaI シンチレータ検出器 16 本の印加電圧を決定し、荷電交換反応からの  $\gamma$  線を精度よく検出するためのゲインを調整した。物理データの取得中は、NaI シンチレータのゲイン変動をはじめビームの状態や検出器の状態を常にモニタリングし、当初の予定通りの統計量で質の高いデータの取得を行うことができた。物理データ取得後には、NaI シンチレータのゲインと、電磁シャワーによる応答のキャリブレーションを行うためのデータを取得した。取得したデータは、宇宙線の測定データと電子ビームの測定データである。

データの取得終了後は、NaI キャリブレーションのために取得したデータの解析を行った。

まず、物理データ取得前に調整したゲインでのエネルギースケールを決定するため、宇宙線測定データをモンテカルロシミュレーションと比較することで解析し、エネルギースケールを決定した。決定されたエネルギースケールは1MeVのエネルギーあたり約27~40ADCcountに相当し、荷電交換反応からの $\gamma$ 線を充分区別できるスケールであった。また、各シンチレータのゲインの直線性を評価するため、電子ビームのデータを用いて宇宙線よりも高いエネルギーでのエネルギーピークの測定を行った。データとモンテカルロシミュレーションを比較した結果、エネルギーピークには最大で-19.59%のズレがあった。次に、各NaIの電磁シャワーによる反応の違いを評価するため、電子ビームの測定データから、NaIシンチレータの周りに漏れ出すエネルギーの量を確認し、各シンチレータのエネルギー分布の広がりを実験的に評価した。エネルギー分布の広がりシミュレーションより最大で55.1%広がっていた。キャリブレーションにより求められた-19.59%のゲインの違いと、55.1%のエネルギー分布の広がりの違いを全16本すべてのNaIシンチレータの不定性として見なし、最終的な反応断面積の統計誤差として扱う。統計誤差は上記した不定性を考慮した時と、考慮しない時の二種類のモンテカルロシミュレーションから求められる反応断面積の差より見積もる予定であり、今後の課題のひとつである。

NaIシンチレータを用いた物理解析として、荷電交換反応からの $\gamma$ 線を選別するためのイベントセレクションを行い、各NaIシンチレータでの反応数分布を求めた。荷電交換反応の角度分布は、各NaIシンチレータでの反応数分布を基に求める。データとモンテカルロシミュレーション両方で反応数分布を求めて比較を行った。その結果、今回行ったイベントセレクションによって選別されたイベント数から計算された荷電交換反応の割合は、データで1.60%、シミュレーションで1.33%であった。また、現時点では反応数にバックグラウンドが考慮されておらず、現在はバックグラウンドを考慮した反応数を比較検討するための解析を行っている。

今後の展望としては、まず荷電交換反応のバックグラウンドとなる要因の解析を行う。解析された各バックグラウンドを考慮したNaIシンチレータの反応数分布を求め、立体角や検出効率の補正を行った後、角度分布に変換する。また、NaIシンチレータの不定性から生じる系統誤差や、イベントセレクションから生じる系統誤差を計算し、最終的な荷電交換反応の角度分布を求める。その後さらに第4章で述べた、配置Bで取得したデータを用いた解析を進め、荷電交換反応の断面積と吸収反応の断面積を計算し、取得された全運動量のデータに対し、不定性10%以下で $\pi$ 中間子と原子核間の反応断面積の算出を目指す。

# 謝辞

修士論文の取りまとめと執筆にあたり、多くの方々に支えていただきました。こうして本論文で謝辞を述べることができるのも、偏に周囲の方々の支えのお陰です。ここに感謝の意を表します。

まず、中家剛教授には T2K 実験という世界最先端の場で、貴重な研究の機会を与えて頂きました。毎週の  $\nu$  グループ、PIA $\nu$ O グループミーティングにおいても、何も理解できていない私に何度もアドバイスを頂き、なんとか研究を進めることができました。ここに深謝の意を表します。

同研究室 PIA $\nu$ O メンバーである池田一得研究員、博士課程の家城佳氏にはカナダでの実験中のご指導はもちろんのこと、普段の解析から私事まで、この二年間何から何まで常に相談に乗っていただきました。また、本論文執筆の際には、ご自身の研究でご多忙にも関わらず、私に合わせて深夜・早朝まで原稿の添削を頂きました。知識も根性も無い私に、最後まで根気強く指導して頂いたお二方には頭が上がりません。お二方のお力添えが無ければ本論文の完成は無かったと思います。心から感謝致します。

東京大学理学研究科の横山将志准教授、東京大学宇宙線研究所の早戸良成准教授にはカナダでの実験中や、PIA $\nu$ O グループミーティングにおいて何度も貴重なアドバイスを頂きました。また、京都ニュートリノグループの市川温子准教授、南野彰宏助教授には、 $\nu$  グループミーティングで発表した際や、普段の研究室生活において、アドバイスや激励の言葉を頂きました。ここに感謝の意を表します。

カナダでの滞在の際には、T2K カナダグループの皆様に変にお世話になりました。特に、Hirohisa Tanaka 氏、Kendall Mahn 氏、Michael Wilking 氏、Patrick de Perio 氏には、初めての海外渡航で緊張気味の私を気遣い、観光や食事へよくお誘い頂きました。お陰様で大きなトラブルも無く、カナダでの研究生生活を無事過ごすことが出来ました。感謝致します。また、京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には、普段から進捗状況や体調を気にかけて下さり、よく話し相手になってくださいました。皆様のお陰で、二年間の大半を過ごした京都での研究生生活も楽しく過ごすことが出来ました。ありがとうございました。

最後に、私のわがままに理解を示し、支え続けてくれた家族に深く感謝すると共に、この二年間で私に関わって下さったすべての方々に改めて感謝の意を示し、本論文の締めくくりとします。ありがとうございました。

2012 年 2 月

## 参考文献

- [1] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor. Phys., Vol. 28, pp. 870.880,(1962).
- [2] Y.Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], " Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation " , Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004)
- [3] E.Aliu et al. [K2K Collaboration], " Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment " , arXiv:hep-ex/0411038 (2005)
- [4] N.Agafonova et al. [OPERA Collaboration], " Observation of a first  $\nu_\tau$  candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam " , Phys. Lett. B691 (2010)
- [5] D.G.Michael et al. [MINOS Collaboration], " Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam " Phys. Rev. Lett. 97, 191801 (2006)
- [6] K. Abe et al. [T2K Collaboration] " Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam " Phys. Rev. Lett. 107, 041801 (2011)
- [7] S.Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], "Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data " , Phys. Lett. B 539 (2002)
- [8] S.N.Ahmed et al. [The SNO collaboration], " Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity " , Phys.Rev.Lett.92,181301 (2004)
- [9] T.Araki et al. [The KamLAND collaboration], "Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion " , Phys.Rev.Lett.94,081801 (2005)
- [10] M.Apollonio et al. [CHOOZ collaboration], " Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station " Eur.Phys.J.C27 331 (2003)
- [11] D.Beavis et al. [BNL-E889 Collaboration], " Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at the AGS " (1995)
- [12] K.Matsuoka et al. "Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment " Nucl. Instrum. Meth. A 624, 591 (2010)

- 
- [13] 南野彰宏、大谷将士, " T2K 実験ニュートリノビームモニター (INGRID) " 高エネルギーニュース 29-1, 10 (2010)
- [14] Y.Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], " The Super-Kamiokande detector " Nucl. Instrum. Meth. A 501 418 (2003)
- [15] K. Nitta et al. [K2K SciBar group], " The K2K SciBar Detector, " Nucl.Instrum.Meth. A 535 147 (2004)
- [16] 浜松ホトニクス社 MPPC カタログ
- [17] M.Yokoyama et al. " Application of Hamamatsu MPPC to T2K Neutrino Detectors " Nucl. Instrum. Meth. A 610 (2009)
- [18] 佐々木通, " 新型ニュートリノ検出器 SciBar に用いる高電子増倍管の性能評価とゲイン測定 " 京都大学修士論文 (2003)
- [19] Particle Data Group " Journal of Physics G " Volume37 Number7A July2010 Article075021