

T2K 実験前置検出器 INGRID を用いた 反ニュートリノビーム測定

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
林野 竜也

アブストラクト

T2K 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で生成したニュートリノビームを、295km 離れた岐阜県神岡町にある水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデで観測する長基線ニュートリノ振動実験である。

T2K 実験はほとんど純粋なミュオンニュートリノを用いてミュオンニュートリノ消失事象からニュートリノ振動パラメータ θ_{23} と Δm_{23}^2 を、電子ニュートリノ出現事象からニュートリノ振動パラメータ θ_{13} と CP 位相角 δ_{CP} を測定する。

2012 年、T2K 実験は電子ニュートリノ出現現象を発見し、2013 年には CP 位相角 δ_{CP} に制限をかけた。T2K 実験は、レプトンセクターにおける CP の破れ $\sin \delta_{CP} \neq 0$ の測定感度を向上させるため、反ミュオンニュートリノモードでの実験を 2014 年 6 月に開始した。反ニュートリノビームの生成は、荷電 π 粒子を収束する電磁ホーンの電流の向きを反転させることにより行われる。

T2K 実験ではニュートリノビームの方向を SK の方向から 2.5° ずらすオフアクシス法を採用している。これにより、SK に到達するニュートリノのエネルギーをニュートリノの振動確率が最大となるエネルギー (Sub-GeV 領域) にあわせている。この方法では、ニュートリノビーム方向が SK で観測されるニュートリノエネルギーに強く相関するため、ニュートリノビーム方向を 1mrad 以内の精度で測定することが必要不可欠である。この目的のために、ビーム中心軸上にニュートリノビームモニター INGRID (Interactive Neutrino GRID) を設置している。INGRID ではビーム軸を中心に水平方向、鉛直方向に並べられた同一の構造を持つ 14 個のモジュールを用いてニュートリノビームの方向と強度を測定している。1 台のモジュールは鉄とシンチレータ層のサンドイッチ構造になっており、主に鉄でニュートリノが反応し、生成された荷電粒子をシンチレータ層で観測する検出器である。

本論文では、INGRID を用いて 2014 年に取得した反ミュオンニュートリノビームデータにおけるニュートリノビームの方向と強度の安定性を評価した。その結果、ビーム方向のずれは水平方向、鉛直方向いずれも $\pm 1\text{mrad}$ より十分に小さいこと、ビーム強度は 1% 以内で安定していることを確認した。現在、T2K 実験における反ニュートリノ振動解析の主要な誤差は統計誤差であり、本研究で確認したビーム方向のずれによる系統誤差は、統計誤差に比べ十分小さい。

目次

Abstract	2
第1章 ニュートリノ振動	5
1.1 ニュートリノ振動	5
1.2 ニュートリノ振動実験の現状	7
1.2.1 ニュートリノ振動の発見	7
1.2.2 ニュートリノ振動パラメータ	7
第2章 T2K 実験	9
2.1 概要	9
2.2 目的	9
2.3 J-PARC ニュートリノビームライン	11
2.3.1 ニュートリノビームの生成	11
2.3.2 オフアクシス法	15
2.4 前置検出器	17
2.4.1 オンアクシス検出器	18
2.4.2 ND280	18
2.5 後置検出器:スーパーカミオカンデ	21
第3章 T2K 実験ニュートリノビームモニター INGRID	25
3.1 INGRID 検出器の目的	25
3.2 検出器の概要	25
3.3 検出器の構成要素	26
3.3.1 プラスチックシンチレータ	28
3.3.2 波長変換ファイバー	28
3.3.3 MPPC(Multi Pixel Photon Counter)	28
3.3.4 データ収集システム	30

第4章	INGRID 検出器の較正	35
4.1	MPPC ゲインの安定性	35
4.2	宇宙線ヒットによる平均光量	37
第5章	モンテカルロ・シミュレーション	40
5.1	ニュートリノフラックス	40
5.2	ニュートリノ相互作用シミュレーション	41
5.3	検出器反応シミュレーション	43
5.3.1	検出器の応答	43
5.3.2	MPPC ノイズシミュレーション	43
5.3.3	バックグラウンドシミュレーション	45
第6章	反ニュートリノビーム測定	49
6.1	データセット	49
6.2	事象選択	50
6.3	検出効率	63
6.3.1	事象数の補正	65
6.4	系統誤差	73
6.4.1	モジュール全体の事象数に対する系統誤差	73
6.4.2	各モジュールの事象数の系統誤差	84
6.4.3	2次元飛跡再構成率におけるデータとシミュレーションの比較的 大きな違いについての考察	86
6.5	測定結果	90
6.5.1	イベントレートの安定性	90
6.5.2	イベントレートのデータ/モンテカルロ比	90
6.5.3	ビーム方向の測定	93
第7章	結論	96
付録A	ニュートリノランにおけるイベントレートとプロファイル	98
A.1	データセット	98
A.2	事象数の補正	99
A.3	イベントレート	101
A.4	ビーム方向の測定	102

第1章 ニュートリノ振動

1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノは中性のレプトンであり、4つの基本的な相互作用の中で、重力及び弱い相互作用しかしない粒子である。標準模型に置いては質量が0とされているが、ニュートリノ振動の存在により、有限の質量を持つということが明らかになった。

ニュートリノ振動の理論に触れる。弱い相互作用固有状態(フレーバー固有状態) $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)が、質量固有状態 $|\nu_k\rangle$ ($k = 1, 2, 3$)の混合状態によって表されるとすると、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \quad (1.1)$$

ここで、 U はポンテコルボ、牧、中川、坂田行列 (PMNS 行列) と呼ばれる 3×3 のユニタリー行列で、次のように表される。

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

$$= \begin{pmatrix} c_{12}s_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで、 $s_{kj} = \sin \theta_{kj}$ 、 $c_{kj} = \cos \theta_{kj}$ であり、 θ_{kj} は質量固有状態 ν_k と ν_j の混合角、 δ は複素位相である。質量固有状態の時間発展を考えると、次のように書ける。

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-i(E_k t - p x)} |\nu_k\rangle \quad (1.4)$$

よってフレーバー固有状態は

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{\mu=e,\mu,\tau} \left(\sum_k U_{\alpha k} e^{-i(E_k t - p x)} U_{\beta k}^* \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.5)$$

となる。よって、フレーバー固有状態 ν_α で生成された粒子が距離 L を飛行し、 t 秒後に ν_β に変化する確率は次のようになる。

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (1.6)$$

$$= \sum_{kj} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_k - E_j)t} \quad (1.7)$$

ここでニュートリノが相対論的粒子 ($E \gg m$) であることを考慮すると、 $E_k \approx p + \frac{m_k^2}{2p}$ 、 $t \approx L$ と近似できて、

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) &= \delta_{\alpha\beta} \\ &- 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \\ &+ 2 \sum_{k>j} \text{Im}[U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \end{aligned} \quad (1.8)$$

$\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ はニュートリノの質量二乗差で、 E はニュートリノのエネルギーである。ここから、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率の式は [1]、

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &\sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &- \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \sin \delta_{CP} \\ &+ (\text{CP even 項、太陽項、物質効果項}) \end{aligned} \quad (1.9)$$

また、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 振動確率の式は、 $|\Delta m_{32}^2| \gg |\Delta m_{21}^2|$ を用いて、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \sim 1 - 4 \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) [1 - \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23})] \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2}{E}\right) \quad (1.10)$$

と書ける。

1.2 ニュートリノ振動実験の現状

1.2.1 ニュートリノ振動の発見

ニュートリノ振動は1998年のスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測により発見され[2]、このことからニュートリノが質量を持つことが証明された。ニュートリノ振動発見後は世界中で様々なニュートリノ振動実験が計画、実行された。

1.2.2 ニュートリノ振動パラメータ

ニュートリノ振動現象の存在が認識されてからは、ニュートリノ振動を特徴付けるパラメータの測定のために、世界中で多くのニュートリノ振動実験が実施され、現在も数多くの実験が行われている。ニュートリノ振動パラメータ $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、質量二乗差 $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2$ 、及び CP 位相角 δ_{CP} の測定の現状について以下にまとめた。

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

スーパーカミオカンデ [3]、SNO[5] による太陽ニュートリノ観測と KamLAND[4] での原子炉ニュートリノ観測から測定されており、

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.846_{-0.021}^{+0.021} \quad (68\%C.L.) \quad (1.11)$$

$$\Delta m_{12}^2 = 7.53 \pm 0.18(10^{-5}\text{eV}^2) \quad (68\%C.L.) \quad (1.12)$$

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

T2K 実験 [7] や MINOS 実験 [8] の加速器ニュートリノ実験やスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測 [9] によって測定されており、

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.999_{-0.018}^{+0.001} \quad (68\%C.L.) \text{(順階層の場合)} \quad (1.13)$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 1.000_{-0.017}^{+0.000} \quad (68\%C.L.) \text{(逆階層の場合)} \quad (1.14)$$

$$\Delta m_{23}^2 = 2.44 \pm 0.06(10^{-3}\text{eV}^2) \quad (68\%C.L.) \text{(順階層の場合)} \quad (1.15)$$

$$\Delta m_{23}^2 = 2.52 \pm 0.07(10^{-3}\text{eV}^2) \quad (68\%C.L.) \text{(逆階層の場合)} \quad (1.16)$$

である。2015年1月現在、 θ_{23} は T2K 実験が世界最高精度で測定している。

- θ_{13}

DayaBay[10]、RENO[11]、Double Chooz[12] 実験などの原子炉ニュートリノ実験を中心に測定されており、

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 9.3 \pm 0.8(10^{-2}) \quad (68\%C.L.) \quad (1.17)$$

である。

- δ_{CP}

原子炉ニュートリノ実験によって測定された θ_{13} の値を用いることで、2013年にT2K実験は90% C.L. で δ_{CP} に制限を与えた(図1.1)。式1.3を見るとわかるようにPMNS行列において、 δ_{CP} を含む項には必ず θ_{13} が存在する。ここから、 δ_{CP} を測定するためには、 θ_{13} に感度がある必要があることがわかる。しかし、DayaBayを始めとする原子炉ニュートリノを用いた θ_{13} 測定は δ_{CP} に感度がない。加速器ニュートリノ実験の電子ニュートリノ出現事象の振動確率の式は1.9のように書け、確かに δ_{CP} を含む項が存在する。 δ_{CP} は加速器ニュートリノ実験でしか測定することができないパラメータであり、この測定がT2K実験の大きな目標の1つである。

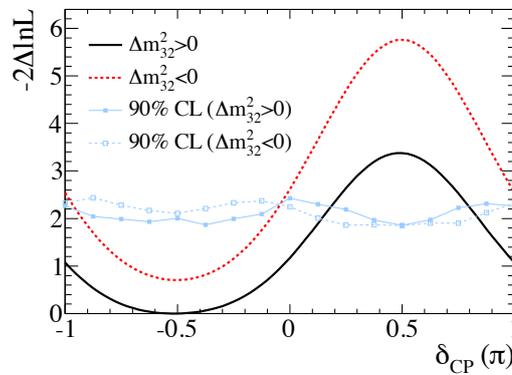


図 1.1: 2014 年 T2K 実験により δ_{CP} に制限が与えられた。順階層及び逆階層においてベストフィットポイントは $\delta_{CP} = -90^\circ$ である。

第2章 T2K実験

2.1 概要

T2K 実験は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で生成したニュートリノビームを、295km 離れた岐阜県神岡町にある水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデで観測する長基線ニュートリノ振動実験である (図 2.1)。生成したミューニュートリノビームはニュートリノ生成点から 280m 下流にある前置検出器群と 295km 下流のスーパーカミオカンデの双方で観測し、比較することによってニュートリノ振動のパラメータを測定する。

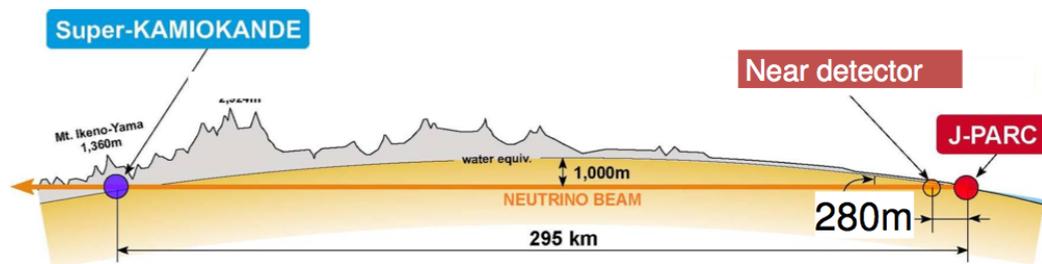


図 2.1: T2K 実験の模式図

2.2 目的

T2K 実験は、2013 年に電子ニュートリノ出現事象を発見し、世界ではじめて δ_{CP} に 90% C.L. で制限を与えた [13]。また、2014 年には、ミューニュートリノ消失事象から θ_{23} を世界最高精度で測定した [7]。

図 2.2 は T2K 実験で観測された電子ニュートリノ候補の 2 次元分布 (横軸: 運動量、縦軸: 角度分布) と運動量と角度分布それぞれの 1 次元分布である。1 次元プロットの青いヒストグラムが背景事象で、赤が実際に観測された事象のベストフィットである。

図 2.3 は T2K 実験で観測されたミューオンニュートリノ候補のエネルギー分布。青いヒストグラムがニュートリノ振動がないと仮定した際に予想される事象数で、赤が実際に観測された事象のベストフィットである。

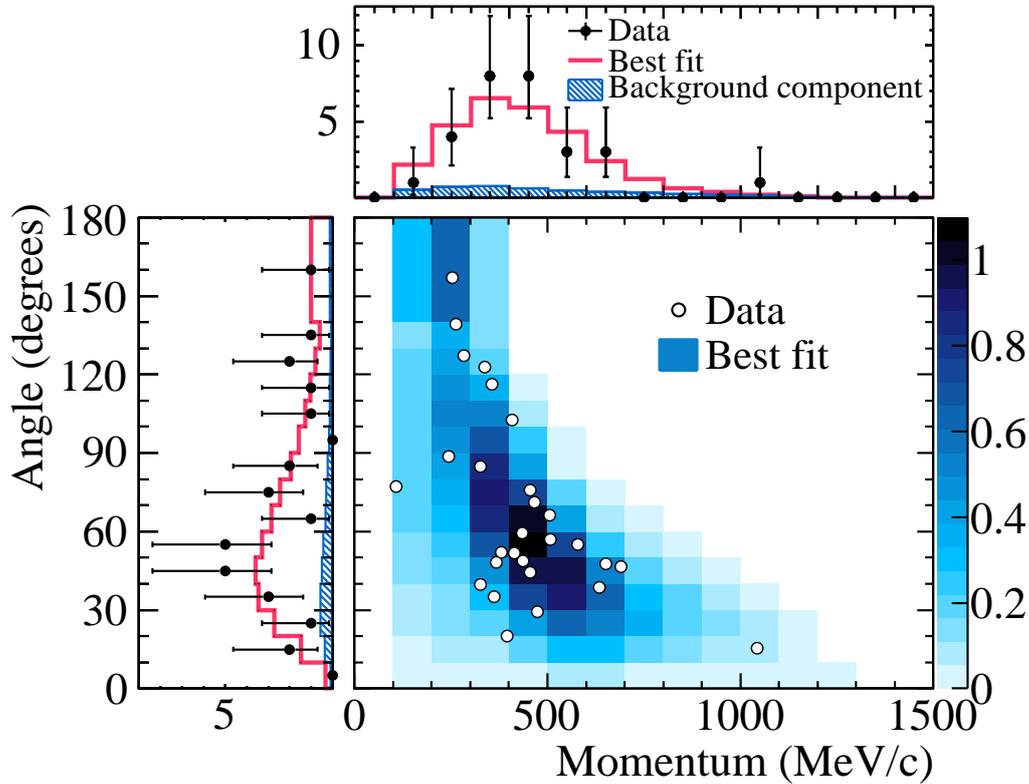


図 2.2: 電子ニュートリノ出現事象における観測された電子ニュートリノ候補の 2 次元分布 (横軸:運動量、縦軸:角度分布) と運動量と角度分布それぞれの 1 次元分布

現在の T2K 実験の目標は、

- レプトンセクターの CP 位相角 δ_{CP} の測定

この測定のために、T2K 実験は 2014 年 6 月より反ミューオンニュートリノビームを用いた実験を開始した。反電子ニュートリノ出現事象の測定や、 δ_{CP} にさらなる制限を与えることを目指す。

- θ_{23} の精密測定

現在の θ_{23} の測定値は順階層の場合は式 1.13、逆階層の場合は式 1.14 で表される。2 つの測定値はともに 1 に非常に近く、 $\theta_{23} = 45^\circ$ なのかそれとも $\theta_{23} \neq 45^\circ$ なのか

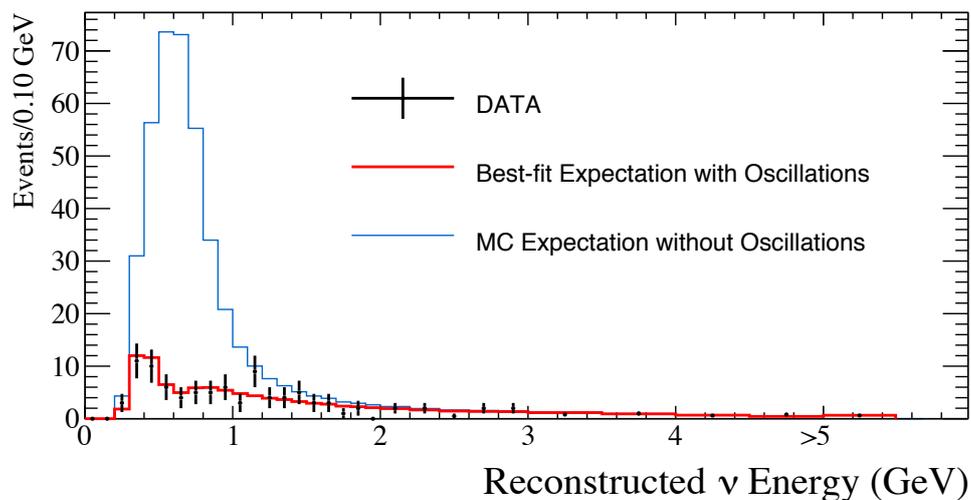


図 2.3: ミューオンニュートリノ候補のエネルギー分布

注目されている。T2K 実験ではより精密な θ_{23} の測定を目指す。

である。

2.3 J-PARC ニュートリノビームライン

大強度陽子加速器施設、J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同で提案し、茨城県東海村に建設された実験施設群である。ここでは、素粒子物理学、原子核物理学、生命科学、原子力など幅広い分野での研究が行われている。30GeV に加速した陽子をグラファイトターゲットに当てることで、 π 粒子を生成し電磁ホーンを用いて収束する。これが崩壊するとき生じるミューニュートリノを観測する。この電磁ホーンの極性を選択することで、収束させる π 粒子の電荷を選び、 ν_{μ} ビームと $\bar{\nu}_{\mu}$ ビームのどちらを生成するか決めることができる。

2.3.1 ニュートリノビームの生成

T2K 実験で使用される加速器は、400MeV 線形加速器 (LINAC)、3GeV シンクロトロン (RCS)、50GeV シンクロトロン (MR) から構成される (図 2.4)。MR で加速された陽

子ビームは一次ビームラインへ送られる。T2K 実験で使用する陽子ビームは図 2.5 のような時間構造を持つ。一つの陽子ビームの塊をバンチと呼び、複数のバンチによりスピルを形成する。現在のビームパラメータについては表 2.1 にまとめる。



図 2.4: J-PARC

陽子ビームは超伝導電磁石や常伝導電磁石などで構成される一次ビームラインへ送られ、神岡方向へ約 80° 曲げられ、標的に導かれる。また、この一次ビームラインでは、ビームを標的への的確に当てるために、ビーム位置、形状、強度、ロスなどの情報を測定するためのビームモニター群が配置されている (図 2.6)。

- ビーム位置モニター (ESM)

ESM(ElectroStatic beam position Monitor) は、静電ピックアップ型のビーム位置モニター。ビームが電極に誘起する電荷の非対称性からビームの位置を求める。21 台設置。

- ビーム形状モニター (SSEM)

SSEM(Segmented Secondary Emission Monitor) は薄いチタン膜をストリップ状に分割したものを、水平方向、垂直方向に組み合わせた構造をしている。ビームがストリップを通過した際に放出される二次電子の量がビーム強度に比例すること

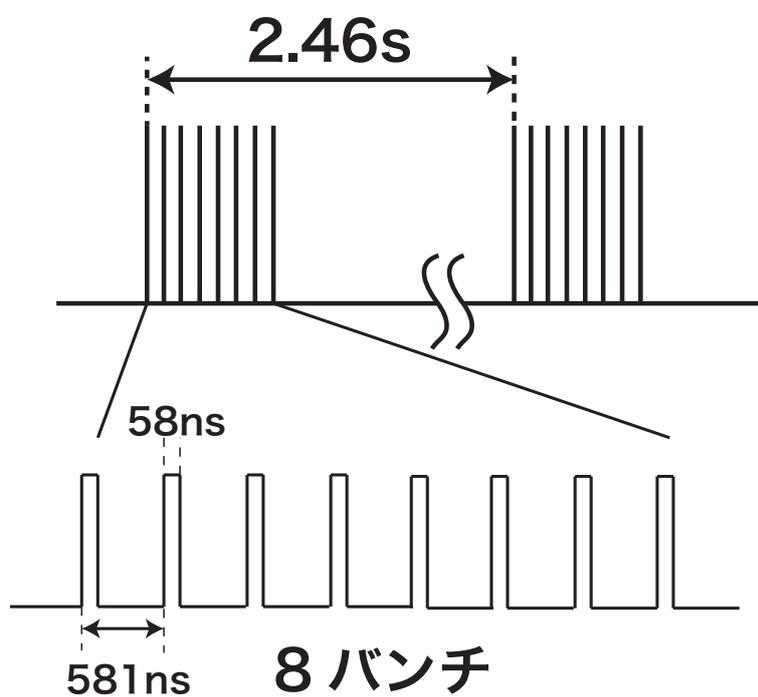


図 2.5: MR の陽子ビームの時間構造

表 2.1: 陽子ビームのパラメータ (設定値は 2014 年 1 月現在)

	設計値	現在の値
ビームエネルギー	50GeV	30GeV
ビーム強度	750kW	260kW
スピル中の陽子数	3.3×10^{14}	1.3×10^{14}
スピル幅	$5.6 \mu\text{sec}$	$5.5 \mu\text{sec}$
バンチ数	8/spill	8/spill
バンチ幅	58ns	58ns
バンチ間隔	約 700nsec	581nsec

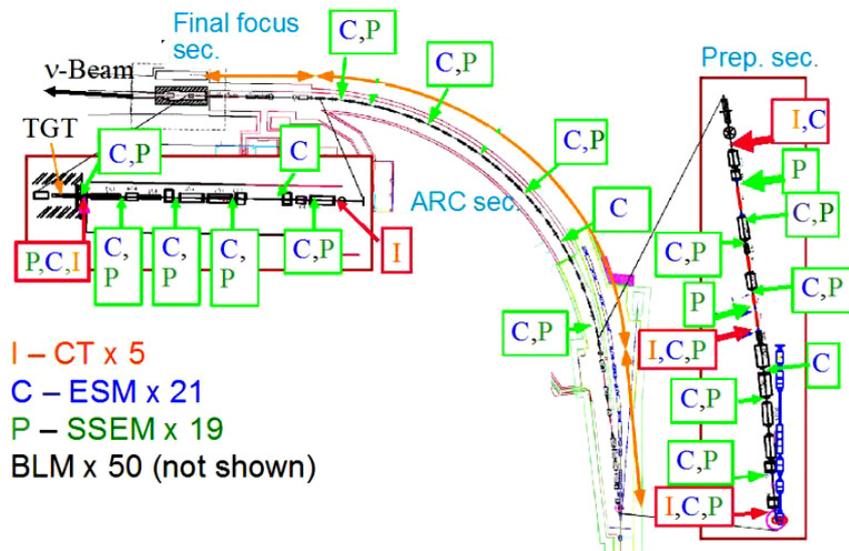


図 2.6: 一次、二次ビームラインに設置されているモニター群

を用いて形状を測定する。測定の際はビームロスが発生するため、必要なときのみビームライン上に挿入し測定する。19台設置。

- ビーム強度モニター (CT)

CT(Current Transformer) は強磁性体をコアにしたトロイダルコイルを用いた電流トランス。ビームがCTを通過する際にトロイダル磁場が発生し、これによる誘導電流を読み出す。ビームの安定性、輸送効率、POT(Proton On Target)の測定に用いられる。5台設置。

- ビームロスモニター (BLM)

BLM(Beam Loss Monitor) はアルゴンベースのガスを用いたワイヤープロポーションアルカウンタで、各磁石の近傍に設置され、ビームロスの測定を行う。50台設置。

次に、陽子ビームは二次ビームラインに送られ、直径26mm、長さ900mmのグラファイト標的に照射され、ハドロン反応によりパイオンを含む多数のハドロンが生成される。生成されたパイオンは3台の電磁ホーンによって平行に収束される。パイオンは約100mの崩壊トンネル中での $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (電磁ホーンの極性を反転させた時は、 $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$)という崩壊によって、ミューオンニュートリノ(反ミューオンニュートリノ)が生成される。トンネルの終端にはビームダンプが置かれ、陽子や崩壊せずに残っ

たパイオンなどのハドロ、低エネルギーのミュオンが吸収される。二次ビームラインから、前置・後置検出器までの模式図が図 2.7 である。

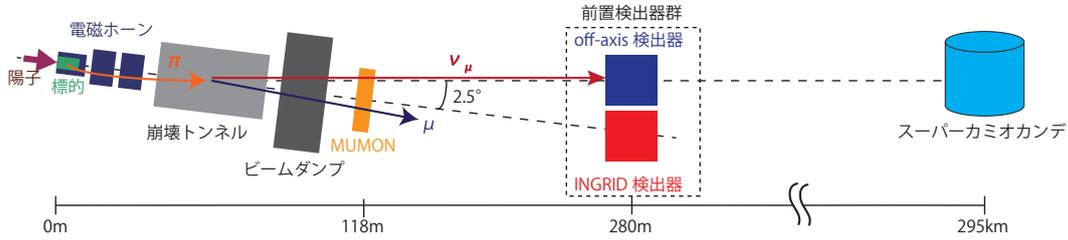


図 2.7: 二次ビームラインで生成されたニュートリノが検出器に到達するまでの模式図

2.3.2 オフアクシス法

オフアクシス法とはニュートリノビームの方向をスーパーカミオカンデからわずかにずらす(この角度をオフアクシス角という)ことによって、東海-神岡間 295km をミュオンニュートリノが飛行した時にニュートリノが振動する確率が最大となるようなニュートリノのエネルギーを得る方法である。T2K 実験は長基線実験としては世界ではじめてこのオフアクシス法を採用した実験である。

陽子ビームをグラファイト標的に当てて生成されたパイオンが二体崩壊でニュートリノを生み出すとき、ニュートリノのエネルギーは次のように書ける。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.1)$$

このとき、 m_π 、 p_π 、 E_π はそれぞれパイオンの質量、エネルギー、運動量で、 m_μ はミュオンの質量、 θ はパイオンの進行方向とニュートリノの間の角度である。図 2.8 はニュートリノのエネルギーを親粒子のパイオンの運動量の関数として描いたものである。これにより、オフアクシス角が大きくなるにつれ、単色に近いニュートリノのエネルギーが得られることがわかる。

T2K 実験ではオフアクシス角として 2.5° を採用しており、この角度におけるニュートリノエネルギー分布のピークは 600MeV 付近であり、スーパーカミオカンデにおいてミュオンニュートリノの振動確率が最大となるエネルギー領域 (500~700MeV) に一致している (図 2.9)。この方法により、ニュートリノ振動実験における有効な統計量を増やし、

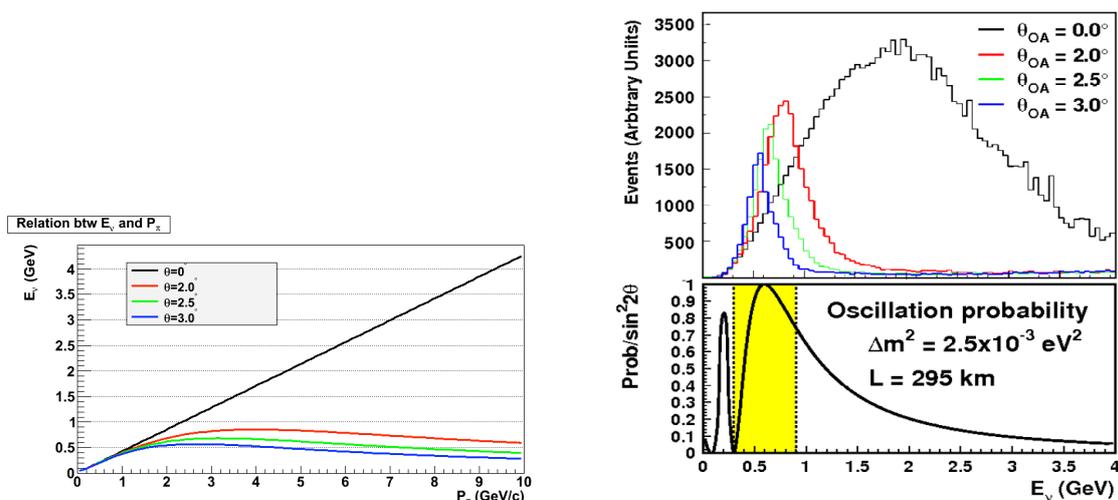


図 2.8: いくつかのオフ軸角におけるパイオンの運動量とニュートリノエネルギー
図 2.9: いくつかのオフ軸角におけるニュートリノエネルギー分布と対応する振動確率の関係

スーパーカミオカンデにおいて ν_e 出現事象の背景事象の原因となる、 π^0 粒子の生成をするような高いエネルギーを持つニュートリノを抑えることができる。

このオフ軸法においては、ビーム方向とスーパーカミオカンデにおけるビーム強度やエネルギーの間に強い相関があるため、ニュートリノビーム方向を 1mrad より十分良い精度で測定し、安定性を監視する必要がある。T2K 実験ではニュートリノビーム方向をモニターするための検出器が 2 つある。

1 つは、ターゲットから 118m 下流、ビームダンプ直後に設置されたミュオンモニター (MUMON) でありビームダンプを突き抜けた高エネルギーミュオンの強度や分布を調べることで、間接的にニュートリノビームを測定する。2 つ目は、ターゲットから 280m 下流の T2K 前置検出器ホールのニュートリノビーム軸上に置かれている INGRID 検出器で、この検出器によるビーム測定が本論文の主題である。INGRID はニュートリノ事象を観測することで、ニュートリノビームの強度、方向を測定している。

MUMON はビームバンチごとにビームの形状、強度が測定できるが、ミュオンを見ている間接的な測定である。また、INGRID 検出器は直接ニュートリノを観測しているが、ビームの強度、方向の測定には数日分のデータが必要である。2 つのビームモニターは相補的な役割を果たしている。

2.3.2.1 ミューオンモニター:MUMON

ミューオンモニター (MUMON) は、ビームダンプを突き抜けてきた高エネルギーのミューオンの形状と強度を測定することで、間接的にニュートリノビームの方向と強度の安定性を監視する検出器である。ミューオンモニターはビームダンプ直後に設置されており、グラフィット標的から下流 118m に位置する。ミューオンモニターは2つの独立な検出器から構成されており、ビーム上流側は浜松ホトニクス製のシリコン PIN フォトダイオードを、下流側にはイオンチェンバーを使用している (図 2.10)。

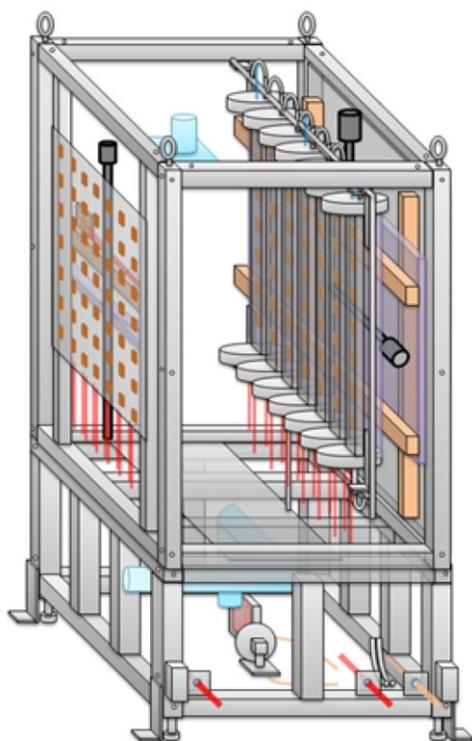


図 2.10: ミューオンモニターの概略図 (左がビーム上流側)

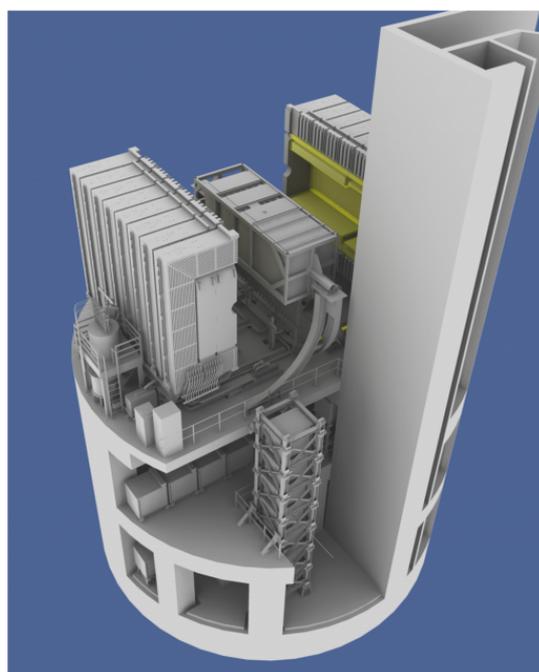


図 2.11: 前置検出器群の概略図

2.4 前置検出器

前置検出器は、グラフィット標的から 280m 下流の地点に配置されている検出器群のことであり、ビーム軸上に置かれたオン軸シス検出器とスーパーカミオカンデとパイオンの平均崩壊地点を結んだ直線上にある ND280 からなる (図 2.11)。

2.4.1 オン軸シス検出器

- INGRID(Interactive Neutrino GRID) 検出器

INGRID 検出器は十字に配置された横型モジュール7台、縦型モジュール7台とショルダーモジュール1台と B2 モジュール1台の計16台の同一のモジュールからなる。本論文の解析においては横型モジュールと縦型モジュール7台の計14台のみを用いている。詳しい説明は次章にて行う。

- Proton Module

プラスチックシンチレータを X 方向と Y 方向に並べた全感知型の飛跡検出器であり、INGRID の縦型モジュールと、横型モジュールの間に位置する。ニュートリノ反応で生成される荷電粒子のうち陽子を検出できるようにデザインされたことから Proton Module と名付けられた。荷電カレント準弾性散乱反応の散乱断面積、荷電カレント共鳴パイ反応の散乱断面積、鉄とシンチレータの荷電カレント反応散乱断面積比など多くの結果を出している。

2.4.2 ND280

ND280 は

- オフ軸シス角におけるミューオンニュートリノビームのフラックスとエネルギー分布の測定
- ビーム中に 1%ほど含まれる電子ニュートリノの含有量とそのエネルギー分布の測定
- ニュートリノ反応の精密測定

のために作られた検出器である。ミューオンニュートリノビームのフラックスとエネルギー分布を正確に測定することで、スーパーカミオカンデにおいて観測されることが予想されるミューオンニュートリノ事象数、電子ニュートリノ事象数を見積もる。また、ビーム中に 1%ほど含まれる電子ニュートリノは、電子ニュートリノ出現事象において背景事象となるために正確に測定されなければならない。

以下で、オフ軸シス検出器の構成について述べる。

- UA1 マグネット
検出器全体を覆い、0.2T の磁場で荷電粒子の飛跡を曲げることに用いられる大型常伝導双極電磁石。粒子の運動量を決定するのに十分な分解能を持つ。
- P0D(π^0 Detector)
P0D は X 方向と Y 方向にプラスチックシンチレータを並べたトラッキング層、鉛層と水ターゲット層を交互に配置したサンドイッチ構造になっている。水ターゲットを用いてシングル π^0 を生成する中性カレント反応の断面積を測定する役割を持つ。
- FGD(Fine Grained Detector)
2つの要素からなる。上流側の1つは X 方向と Y 方向にプラスチックシンチレータを並べた構造になっている。シンチレータがニュートリノ標的、荷電粒子の飛跡検知の両方の役割を担う。下流側のもう一つは、シンチレータ層と水層のサンドイッチ構造で、水とシンチレータの散乱断面積比を測定する。
- TPC(Time Projection Chamber)
ニュートリノ反応で生じた荷電粒子の、電荷、運動量、 dE/dx などを測定し粒子識別を行う。
- ECal(Electromagnetic Calorimeter)
鉛層とシンチレータ層からなり電子や光子の方向やエネルギーを測定する。P0D、FGD、TPCの周りを覆っており、これらの検出器で起こった反応の再構成を補助する。
- SMRD(Side Muon Range Detector)
UA1 マグネットの鉄層の隙間に設置されたシンチレータ検出器。ニュートリノ反応のより大角度に散乱したミューオンの方向と運動量を測定する。また、宇宙線観測の際のトリガーや、ビームが前置検出器ホールの壁や UA1 マグネットと反応して生成された粒子が原因となる外部背景事象の同定にも用いられる。

図 2.12 はオフ軸検出器の概略図、図 2.13 は上から見たオフ軸検出器の写真、図 2.14 はイベントディスプレイである。

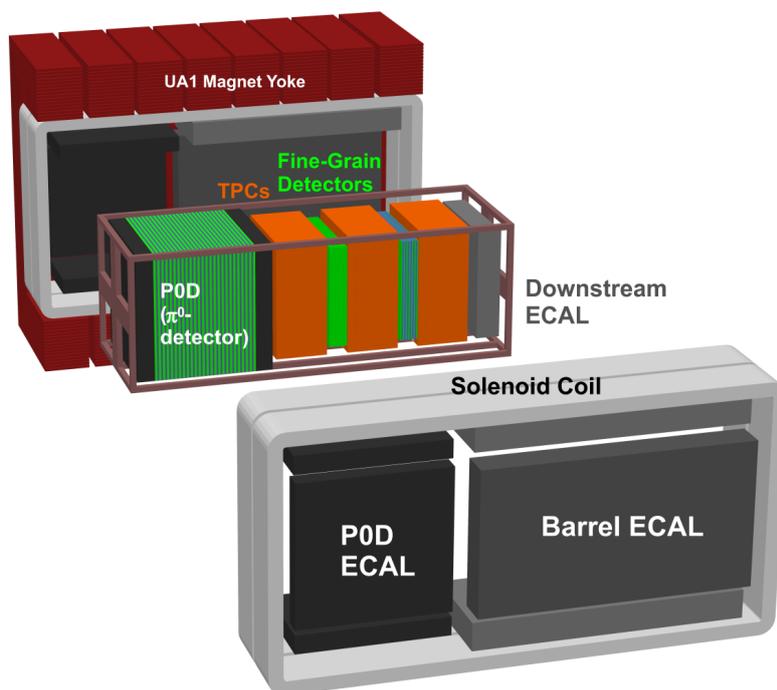


図 2.12: オフアキシス検出器の概略図

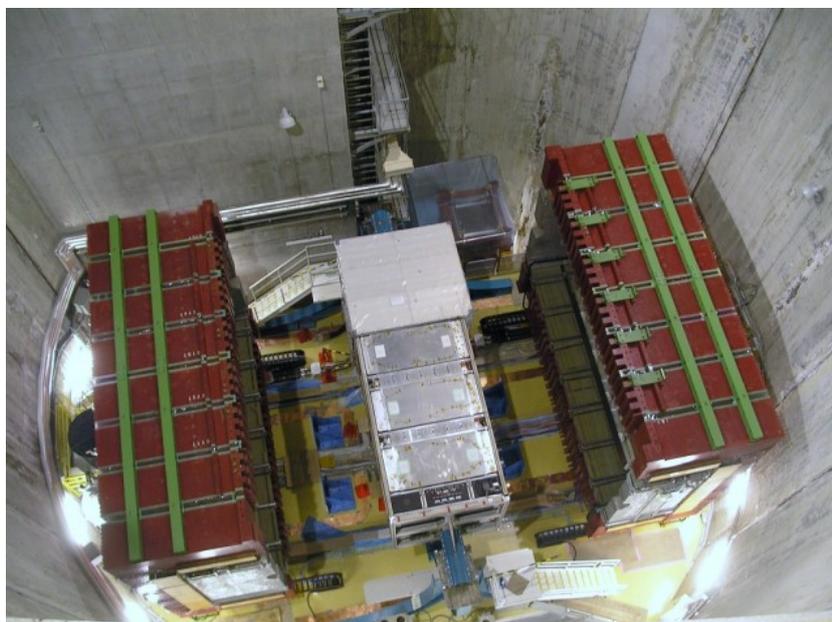


図 2.13: オフアキシス検出器の写真 (マグネットが開いているとき)

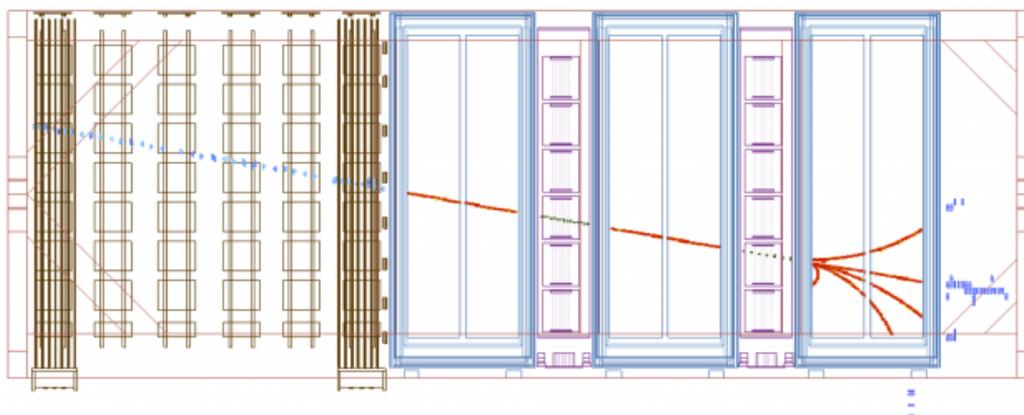


図 2.14: オフアキシス検出器のイベントディスプレイ

2.5 後置検出器:スーパーカミオカンデ

T2K 実験の後置検出器はスーパーカミオカンデである。スーパーカミオカンデは岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山地下 1000m に建設された、世界最大級の水チェレンコフ検出器である。外殻は直径 39m、高さ 42m の円筒形であり、中は大きく 2 層に分かれていて、内側の円筒形の領域をインナー検出器、インナー検出器を覆う薄い (2.5m) 領域をアウター検出器という。インナー検出器は直径 33.8m、高さ 36.2m で、内壁に 50cm 大の浜松ホトニクス製の光電子増倍管 (R3600) が 11146 本取り付けられており、32kt の超純水で満たされている。検出器の有効質量は内壁から 2m 以上内側の領域で、全体の 45%にあたる 22.5kt である。アウター検出器はインナー検出器に入射する宇宙線ミュオンの除去やインナー検出器から外側に出て行く粒子の検出に用いられる。アウター検出器は 20cm 大の光電子増倍管 (R1408) を 1885 本持つ。図 2.15 がスーパーカミオカンデの内部写真、図 2.16 がスーパーカミオカンデの概略図である。

スーパーカミオカンデでニュートリノが反応したときに出る荷電粒子が水中での光の速度を超えた時、チェレンコフ光を放射する。このチェレンコフ光を観測することによって、チェレンコフ光を出した粒子を特定し、反応したニュートリノの種類、反応点、エネルギー、飛来方向を再構成する。図 2.17 はミュオンニュートリノ候補事象のイベントディスプレイ、図 2.18 は電子ニュートリノ候補事象のイベントディスプレイである。ミュオンニュートリノのチェレンコフリングはきれいな円になるのに対し、電子ニュートリノのリングはぼやけた円になる。

スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノが、J-PARC で生成されたものであ

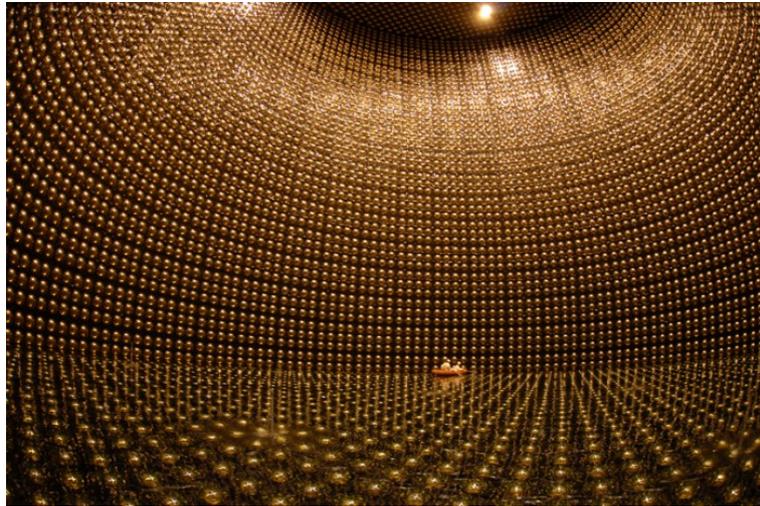


図 2.15: スーパーカミオカンデの内部写真

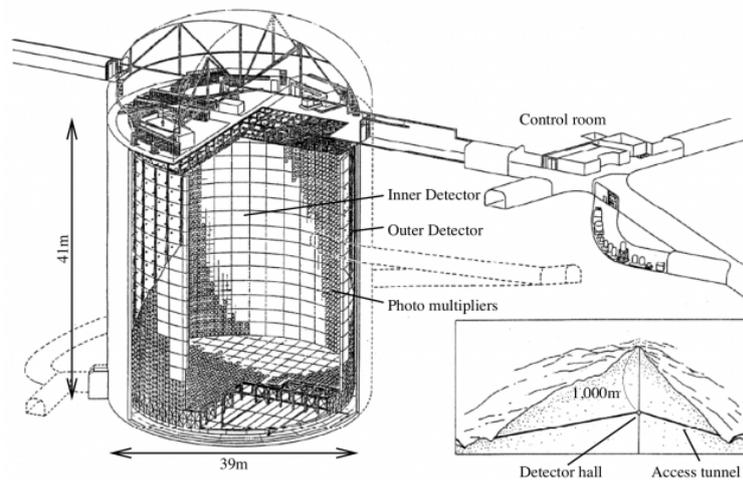


図 2.16: スーパーカミオカンデの概略図

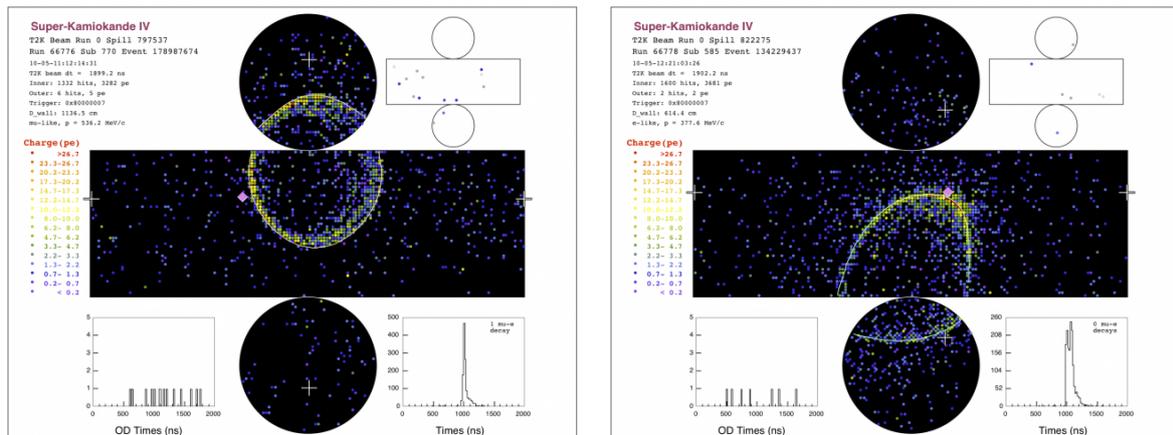


図 2.17: T2K 実験ニュートリノビームによる ν_μ 候補事象
 図 2.18: T2K 実験ニュートリノビームによる ν_e 候補事象

ると識別するために GPS を用いている。GPS を利用して、J-PARC と神岡の時刻を合わせることで、J-PARC でニュートリノビームが発射された時刻からスーパーカミオカンデのニュートリノ到達予定時刻がわかる。到達予定時刻と事象が観測された時刻が等しい場合、その事象は J-PARC で生成されたニュートリノによる事象であると判別する。図 2.19 はスーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ候補事象の時間分布である。横軸の ΔT_0 は

$$\begin{aligned} \Delta T_0 = & \text{(SK でニュートリノが観測された時刻)} \\ & - \text{(T2K でビームが生成された時刻)} \\ & - \text{(ニュートリノの飛行時間)} \end{aligned} \quad (2.2)$$

で定義される。8つのピークがビームのバンチ構造を表している。

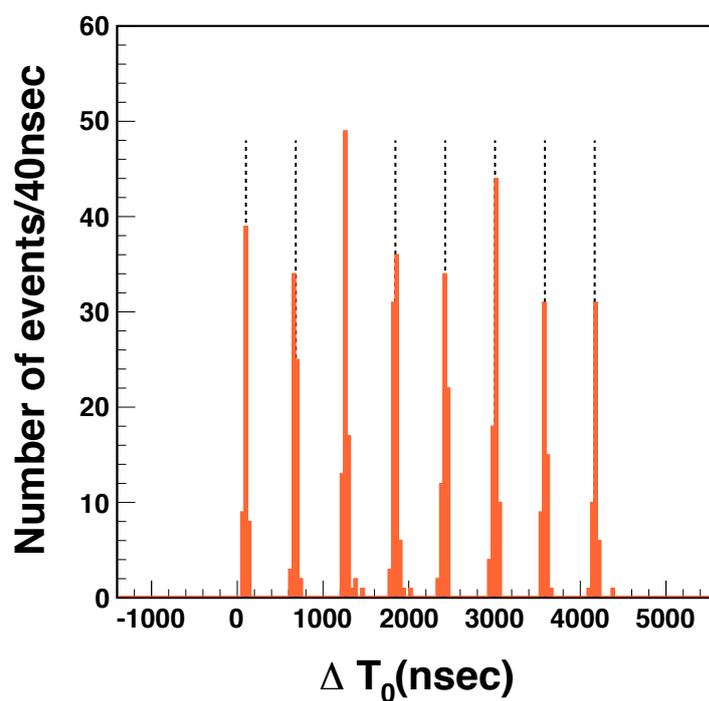


図 2.19: スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ候補事象の時間分布。8つのピークが J-PARC で生成される 8 バunch のビームに対応している。

第3章 T2K 実験ニュートリノビームモニター-INGRID

3.1 INGRID 検出器の目的

T2K 実験はオフアクシス法を採用しており、ビーム方向とスーパーカミオカンデにおけるニュートリノフラックスの強度、エネルギー分布の間に強い相関があるために、ビーム方向を高精度でモニターしなければならない。INGRID 検出器^{??}はニュートリノターゲットから 280m 下流、ビーム軸上に置かれたビームモニター検出器であり、十字に配置された横型モジュール7台、縦型モジュール7台、ショルダーモジュール1台と B2 モジュール1台の計16台の同一のモジュールからなる (図 3.1)。本論文の解析には7台の横型モジュールと7台の縦型モジュールのみ用いている。ニュートリノ事象を観測することでニュートリノイベントレートとビーム方向を観測している。ビーム方向は各モジュールのイベントレートをそれぞれ導き、導かれた値をガウス関数でフィットすることで見積もっている。

ニュートリノビーム方向が 1mrad ずれると、スーパーカミオカンデにおけるニュートリノフラックスのエネルギー分布のピークが 14MeV ずれる。ビーム方向の不定性による系統誤差を抑えるためにニュートリノビーム方向を 1mrad よりも十分良い精度で測定する必要がある [14]。つまり、ビーム生成点から 280m 下流にある INGRID 検出器においては、 $280\text{m} \times 1\text{mrad} = 28\text{cm}$ よりも十分良い精度で測定する必要がある。

3.2 検出器の概要

INGRID 検出器のそれぞれのモジュールは、鉄ターゲット層とシンチレータ層 (以下、トラッキングプレーン) を交互に配置したサンドイッチ構造になっている (図 3.2)。主に、鉄がニュートリノ反応標的となる。ニュートリノ反応によって生成された荷電粒子がシンチレータを通過する際のシンチレーション光を電気信号に変換し観測する。その情報から荷電粒子の飛跡を再構成することによってニュートリノを検出する (図 3.3)。

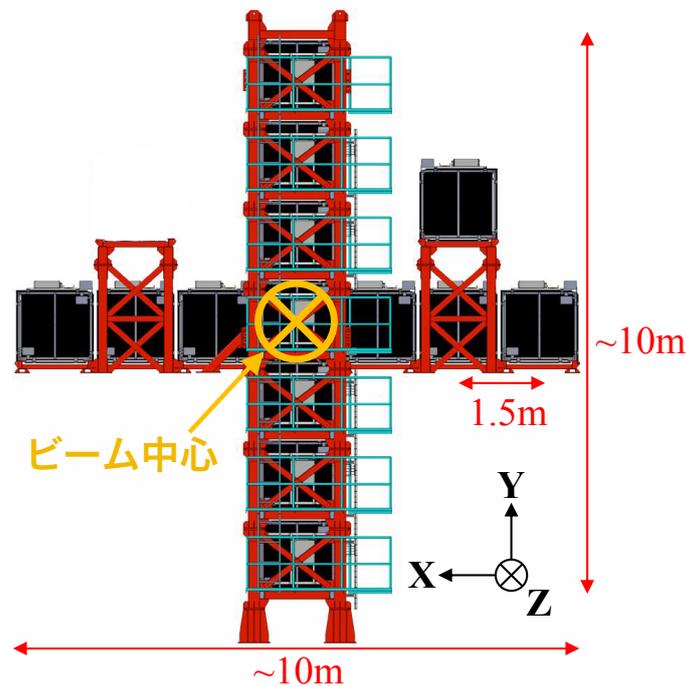


図 3.1: INGRID 検出器。B2 モジュールはこの図には掲載されていない。

シンチレータ層は棒状のシンチレータを縦にして水平方向に並べた X レイヤーと、横にして鉛直方向に並べた Y レイヤーの二層構造からなる。X レイヤーの情報、Y レイヤーの情報それぞれにおいて 2 次元の飛跡を再構成し、2 つを合わせることで三次元の飛跡を再構成する。シンチレータ 1 本とチャンネルは一対一対応になっており、INGRID 検出器のトラッキングプレーンのチャンネル総数は 8448 チャンネルである。

また、鉄ターゲットとシンチレータを取り囲むように、上下左右に VETO 用のシンチレータ層が装着されている。VETO プレーンのシンチレータはビーム奥行方向に 22 本の棒状のシンチレータを並べた一層構造でモジュールの外側から入射してきた荷電粒子を排除する役割を担う。VETO プレーンのチャンネル総数は 1144 チャンネルである。

3.3 検出器の構成要素

INGRID 検出器においては、鉄やシンチレータとニュートリノが反応し、その時に生成された荷電粒子を観測することによってニュートリノを検出している。荷電粒子がシンチレータを通過した際に生じるシンチレーション光を、シンチレータに沿って挿入したある波長変換ファイバーで吸収、再発光し、それがファイバー内を伝搬した後、半導

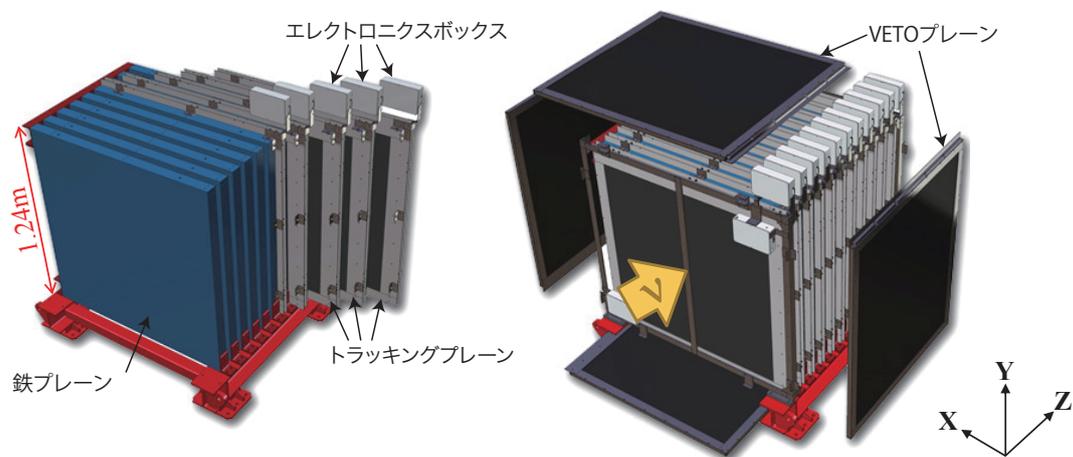


図 3.2: INGRID モジュール

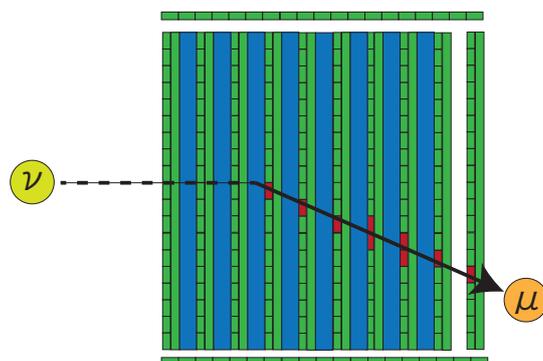


図 3.3: INGRID におけるニュートリノ検出原理の概念図 (光っているシンチレータを赤色で表示している)

体光検出器 MPPC で検出し、電子信号に変換される。ここでは、鉄プレーン、シンチレータ、エレクトロニクスなどの構成要素の性能についてまとめる。

3.3.1 プラスチックシンチレータ

INGRID で使用されているシンチレータはアメリカのフェルミ国立研究所で製造された押し出し形のシンチレータ [16] であり、ポリスチレンに PPO(1%) と POPOP(0.03%) を混ぜたもので、表面は酸化チタンベース (TiO_2) ベースの反射材でコーティングされている。シンチレータの断面は厚み 1.0cm、幅 5.0cm の長方形であり、発光波長のピークは 425nm である。シンチレータの中央には楕円形の穴が開いており、そこに波長変換ファイバーを通す。MPPC と接続する反対側の断面は、反射材 (ELJEN Technology 社製の EJ-510) でコーティングしてある。トラッキングプレーン、上面・下面 VETO プレーン、右面・左面 VETO プレーンでシンチレータの長さが異なり、それぞれ 120.3cm、111.9cm、129.9cm となっている。

3.3.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーは、外部より入射してきた光を吸収し、より長波長の光を再発光し、ファイバー内の全反射により光を伝える光ファイバーである。INGRID において、波長変換ファイバーは荷電粒子がシンチレータを通過する際に生じたシンチレーション光を吸収、再発光し MPPC へ光を伝える役割を担う。INGRID で用いている波長変換ファイバーはクラレ社の Y11(200)MS[17] のファイバー径 1mm のもので、これは MPPC の受光面 ($1.3\text{mm} \times 1.3\text{mm}^2$) で十分カバーできるものである。ファイバーの吸収波長のピークは 430nm で、シンチレータの発光波長ピーク 420nm にほぼ一致する。またファイバーの発光波長のピークは 460nm で、MPPC の最大感度波長 440nm にほぼ一致する。また、ファイバーの減衰長 (光量が $1/e$ になる長さ) は 3.5m 以上である。

3.3.3 MPPC(Multi Pixel Photon Counter)

MPPC(Multi Pixel Photon Counter)[18] は浜松ホトニクス社が開発した半導体検出器の一つである (図 3.4)。優れた光子カウント能力、低い電圧で動作、磁場の影響を受けない、小型などの特徴を持ち、T2K では INGRID の他、POD や FGD などの前置検出器で用いられている。MPPC の受光面は図 3.5 のようになっており、1つ1つの四角

形を APD(Avalanche PhotoDiode) ピクセルと言い、APD の表面に光子が入ると光電子が生じる。その光電子が、APD に印加されている逆電圧によって加速し、連鎖的に電子を発生させ、信号を増幅することで電気信号に変換する。APD に書ける逆電圧を降伏電圧以上にし、ガイガーモードで動作させることが特徴である。MPPC の信号の大きさは、光子が入った APD の個数によって決定される。

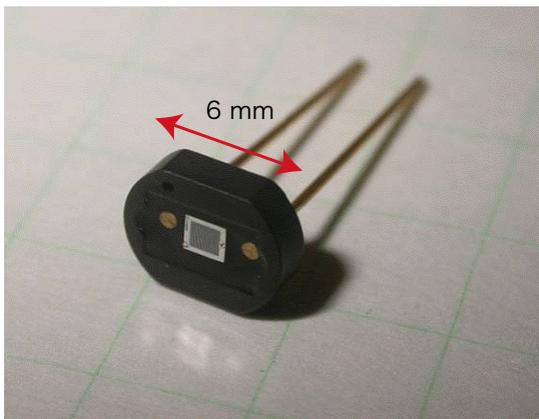


図 3.4: MPPC

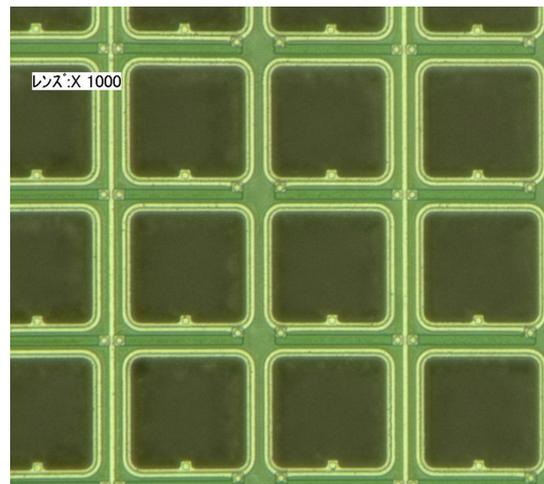


図 3.5: MPPC の受光面の拡大図。黒い部分が 1 つの APD である。

- ゲイン

MPPC のゲインは光子によって発生した電子がいくつに増倍されたかで定義される。

$$\text{ゲイン} = \frac{Q}{e} = \frac{C}{e}(V_{bias} - V_{bd}) = \frac{C}{e}\Delta V \quad (3.1)$$

ここで、 Q は 1 つの APD ピクセルから得られる信号の電荷量、 e は素電荷、 C は静電容量、 V_{bias} は印加する逆電圧、 V_{bd} は降伏電圧、 ΔV はオーバー電圧である。降伏電圧は温度に比例することが知られていて、その係数はおおよそ 50mV/K である。これは温度が上昇すると格子の振動が激しくなり、イオン化が起きにくくなることに原因がある。このためゲインを一定に保つためには、温度を一定に保ち、その温度に応じた適切な逆電圧を設定しなければならない。

- ノイズ

APD で得られるパルスは光電子によるものだけでなく、熱的に発生した暗電流によっても発生する。この暗電流由来のパルスは光電子由来のものと区別すること

ができないため、測定誤差の一因となる。ノイズの発生頻度は温度が高くなるにしたがって高くなり、またオーバー電圧に応じても高くなる。

INGRID で使用される MPPC は、浜松ホトニクス社製の S10362-13-050C であり。主な仕様は表 3.1 の通りである。

表 3.1: T2K 実験で用いている MPPC の仕様 (浜松ホトニクス製:S10362-13-050C)

項目	仕様
受光面の大きさ	1.3mm × 1.3mm ²
APD ピクセルの大きさ	50 × 50 μ m ²
APD ピクセルの数	667
動作電圧	~ 70V
ノイズレート (しきい値 0.5pe、温度 25 度)	< 1.35MHz
ゲイン	~ 7.5 × 10 ⁵

3.3.4 データ収集システム

INGRID のデータ収集システム [19] は DAQ とスローコントロールの 2 つに分けられる。DAQ はヒットの情報を収集するなどの主なデータストリームを扱う。スローコントロールは DAQ と独立に動作しており、MPPC の電圧コントロールや温度の読み出しを行う。

3.3.4.1 エレクトロニクス

エレクトロニクスはフロントエンドボード (TFB)[20] とバックエンドボード (BEB) からなる (図 3.6)。TFB(Trip-t Front end Board) は、Trip-t チップを 4 枚使用して作成された信号読み出しボードで、TFB1 枚で最大 64 個の MPPC の同時読み出しを行うことができる。Trip-t チップはフェルミ国立研究所で開発された。TFB は以下の様な機能を有している。

- 電荷情報のデジタル化 (ADC)
- 時間情報のデジタル化 (TDC)

- 各 MPPC への印加電圧の調整
- 温度情報のモニター

INGRID ではトラッキングプレーン 1 枚、VETO プレーン 2 枚につき TFB を 1 枚使用している。表 3.2 が TFB の主な仕様である。

BEB(Back End Board) は以下の 3 つから構成される。

- RMM(Readout Merger Module)

トリガー信号や制御信号を TFB に送り、TFB からのデータを統合して PC に転送する。
- CTM(Cosmic Trigger Module)

TFB のヒット情報から宇宙線トリガーを生成し、MCM に送る。
- MCM(Master Clock Module)

ビームラインからビームトリガーを、CTM から宇宙線トリガーを受け取り、RMM を通して TFB にトリガー情報を送る。

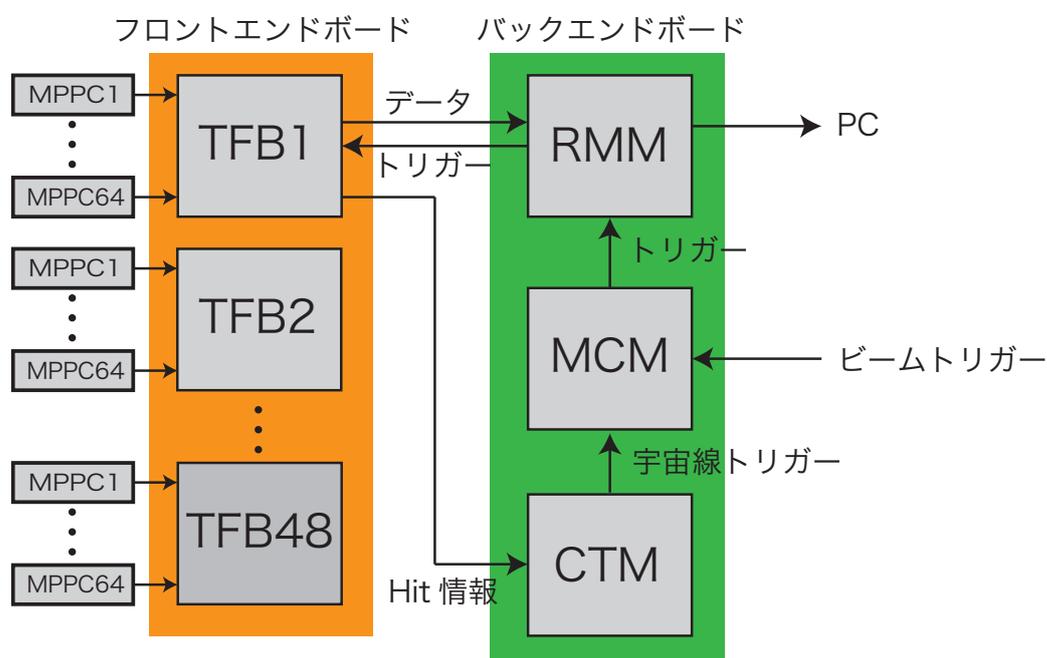


図 3.6: INGRID のエレクトロニクスの概念図

表 3.2: フロントエンドボードの仕様

項目	仕様
ADC のダイナミックレンジ	0 ~ 500pe
ADC のノイズ	< 0.21pe
ADC の非線形性	5%
TDC の時間分解能	< 3nsec
電圧調整の範囲	0 ~ 5V
電圧調整の分解能	8ビット

3.3.4.2 トリガー

データ取得のためのトリガーは以下の3種類あり、それらを組み合わせることで複数のトリガーモードでデータを取得することもできる。

- ビームトリガー
ビームデータを取得するためのトリガーで、ビームラインより送られる。
- 宇宙線トリガー
宇宙線データを取得するためのトリガーで、TFBのヒット情報を受けてCTMが生成する。データ圧縮のため2.5peより小さい光量のヒット情報は捨てる。トリガーのアルゴリズムは図3.7に示す。
- ピリオディックトリガー
一定周期で発生するトリガーで、MPPCの暗電流信号を用いたゲインの調整などに用いられる。

いずれのトリガーモードにおいても、トリガー信号を受けたTFBはゲートとその後の読み出しボードのリセットからなるサイクルを23サイクル繰り返す。その23サイクル分のデータをバッファに保持し一度にBEBに転送する。リセット時間は100nsであることから、サイクルの時間間隔がビームのバンチの時間間隔(580ns)と等しくなるようにゲート時間を480nsに設定している(図3.8)。ビームのデータ取得中は、ビームトリガーを基本に、ビームトリガーが出ていない時に宇宙線トリガーの条件をみたすようなヒットがあった場合、宇宙線データも取得している。ここで、ビームのデータ解析や

宇宙線データ取得時は 2.5pe 以上の光量の場合ヒットと定義している。しかし、ビームトリガーにおいては、光量にかかわらずすべてのチャンネルの ADC の情報を取得している。ビームトリガー時はほとんどのチャンネルでは荷電粒子によるシンチレータの発光がないため、ビームトリガー時の ADC 分布は MPPC の暗電流ノイズによる ADC 分布となる。この ADC 分布の pedestal の ADC カウントと 1pe の ADC カウントの値から MPPC のゲインを求めることができる。

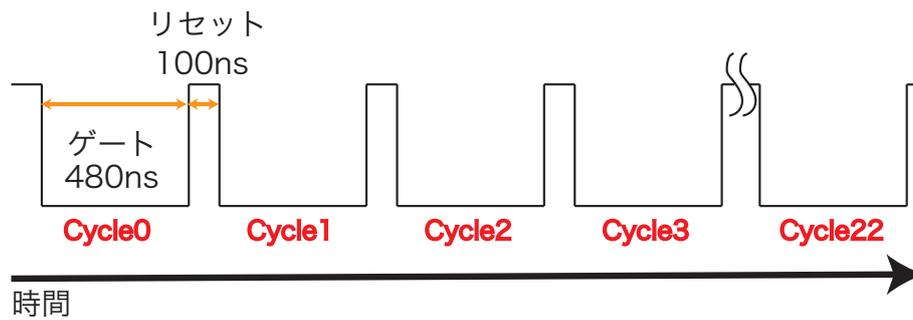


図 3.8: INGRID のゲートの時間

第4章 INGRID 検出器の較正

4.1 MPPC ゲインの安定性

MPPC の状態は MPPC のダークノイズで ADC 分布を測定し MPPC ゲインをチェックすることでモニターしている。図 4.1 は典型的な MPPC ノイズの ADC 分布を表している。ペDESTALピークと 1 フォトンエレクトロン (pe) ピークはダブルガウス関数でフィットされている。MPPC ゲインは ADC カウントを単位として、ペDESTALと 1pe のピークの位置の差として計算される。図 4.2 はある時点での全ての MPPC についてのゲインを分布として示している。図 4.3 はすべてのチャンネルにおけるゲインのヒストリープロットである。MPPC に印加される電圧の調整はビームが出ない加速器のメンテナンスの日などに行った。このチューニングによって、MPPC のゲインは 10ADC カウント近くになる。この時のオーバー電圧は約 1.4V、ゲインは約 7×10^5 に相当する。図 4.4 は横軸を時間、縦軸をチューニング直後のゲインの値からの変位を示したプロットである。チューニングのあとは前置検出器ホール内の温度変化などにより、MPPC ゲインの値は変動する。このとき、ADC 分布で 1pe のピークが見えない異常な ADC 分布を持つチャンネルが現れることがある。このような、異常な ADC 分布を常に持つものはデッドチャンネルとして登録され、そのチャンネルの情報は解析には使わずデッドチャンネルがイベント数に与える影響は補正している。しかし、ゲインチューニング後は分布が正常だが、しばらくたってから ADC 分布に異常をきたしたチャンネルはデッドチャンネルには登録しない。このような、一時的に ADC 分布が異常をきたすチャンネルの数が十分小さくなるようにするため、10%以上変位したチャンネルが 10 以下であることを課している。しかし、今回のデータ取得においては 11 個となるのが二回あった。このときの 10%以上変異したチャンネルの ADC 分布を確認したところ 2 つのチャンネルを除いて ADC 分布が正常でありゲインの値が ADC カウントで 10 に近いことを確認した。この確認によってデータの質を保証した。

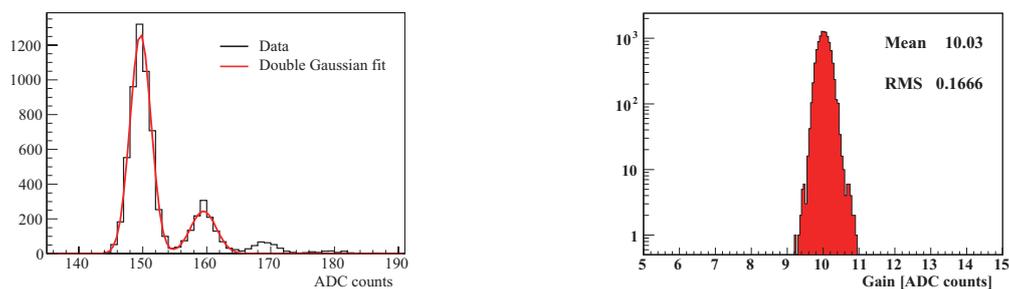


図 4.1: 1つのチャンネルにおける、ノイズの典型的な ADC 分布 (横軸は ADC カウントを単位とするゲインの値)

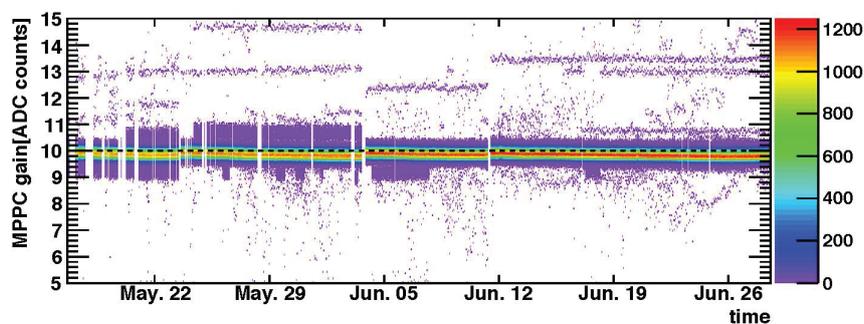


図 4.3: MPPC ゲインのヒストリープロット (横軸は時刻、縦軸はゲイン値、Z 軸 (色) は MPPC の数)

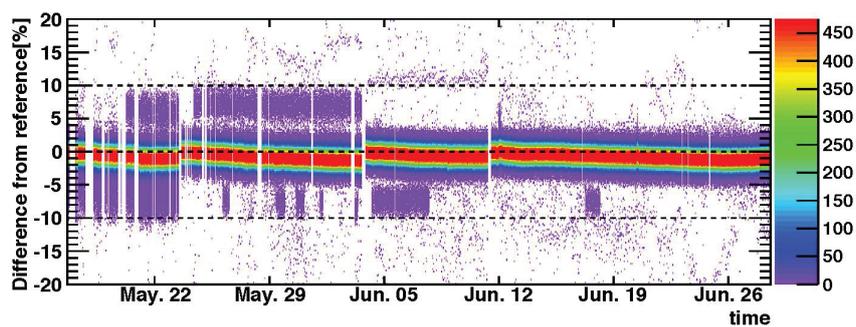


図 4.4: リファレンスゲインからのゲインの変位のヒストリープロット (横軸は時刻、縦軸はリファレンスゲインからのゲインの変位 (単位は%)、Z 軸 (色) は MPPC の数)

4.2 宇宙線ヒットによる平均光量

ニュートリノイベントの選択効率は、荷電粒子が通過したときの各チャンネルのヒット効率に依存する。ヒット効率は平均光量に依存するので、宇宙線 μ のトラックに対する各チャンネルの平均光量を測定し、それが安定していることを確認する。測定に宇宙線を用いているため、測定には1週間ほど必要とする。

宇宙線ミュオンのデータは宇宙線トリガーを用いて取得される。宇宙線トリガー事象による宇宙線ミュオンの光量は以下のように解析して求められる。

1. 1つプレーンを選択する(以下、テストプレーンと呼ぶ)。
2. テストプレーンのすべてのヒット情報をマスクする。
3. 飛跡を再構成し、再構成された飛跡からテストプレーンにおける予想されるヒットの位置を見積もる。
4. マスクをとり、テストプレーンのヒットがある予定のチャンネルの光量を求める。
この際、飛跡の角度の情報を用いて、シンチレータを1cm通過したときの光量に変換する。
5. テストプレーンを変更して繰り返す。

1つのチャンネルにおける典型的な光量分布が図4.6で、すべてのチャンネルの典型的な平均光量分布が図4.7である。現在、平均光量が20pe以上であることを課している(この時、ヒットのインエフィシエンシーが1%以下)。今回のビームデータ取得中(2014/6/3~2014/6/27)の平均光量分布は図4.8であり、平均光量と分布のR.M.Sは表4.1にまとめた。期間中のシンチレータの光量は十分であり、シンチレータ間のばらつきも小さいことがわかった。

表 4.1: 宇宙線ミュオンに対する平均光量のすべてのチャンネルの平均値とそのR.M.S.

データ取得期間	平均値	R.M.S.
2014/6/3~6/27	21.9	1.5

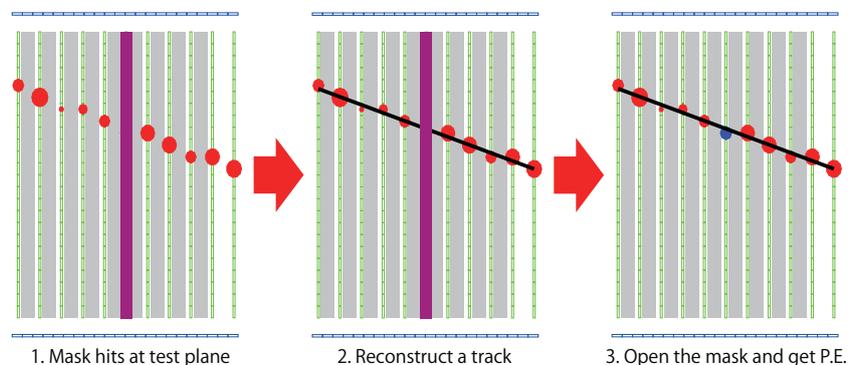


図 4.5: 宇宙線ヒット光量の求め方

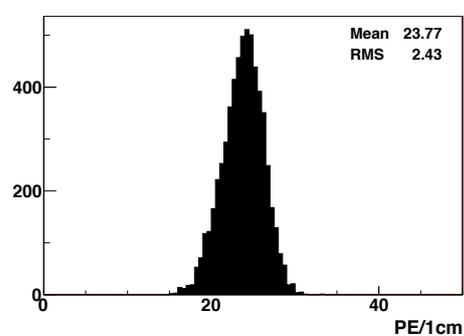
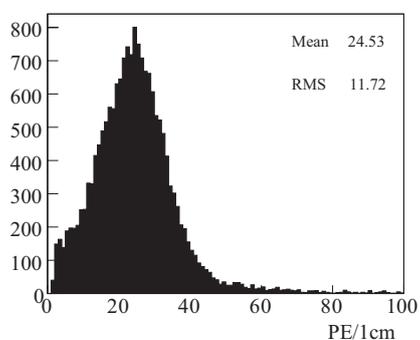


図 4.6: 宇宙線ミュオンに対する 1つのチャンネルの典型的な光量分布 (横軸は宇宙線チャンネルについての典型的な平均光量分
ミュオンがシンチレータを 1cm 通過したときの光量 (pe))

図 4.7: 宇宙線ミュオンに対するすべてのチャンネルの典型的な平均光量分布 (横軸は宇宙線ミュオンがシンチレータを 1cm 通過したときの平均光量 (pe))

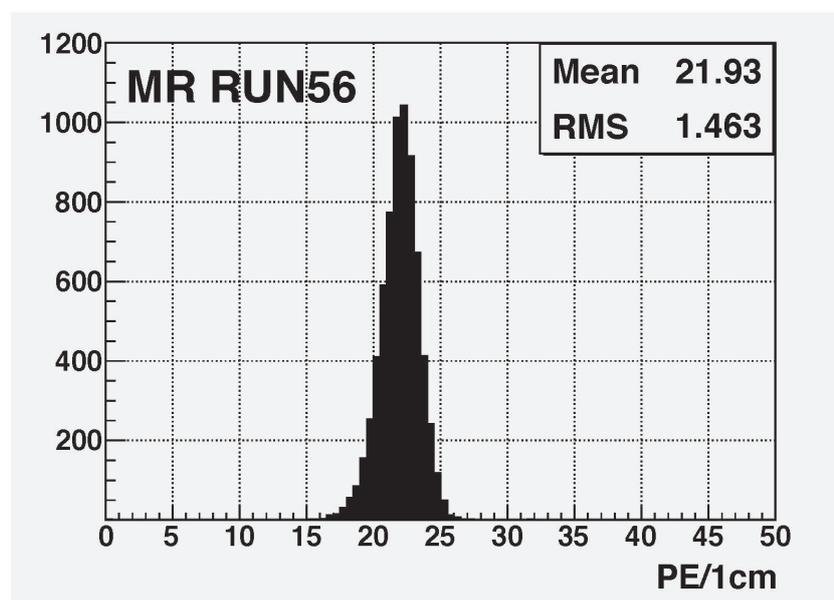


図 4.8: 2014年6月3日から6月27日までの宇宙線ミュオンに対するすべてのチャンネルの平均光量分布

第5章 モンテカルロ・シミュレーション

INGRID のニュートリノ候補事象に含まれる背景事象の見積もりや INGRID のイベントレート、ビーム方向の測定において INGRID 検出器由来の系統誤差を見積もるために、モンテカルロ・シミュレーションを行う。INGRID でのビームニュートリノイベントをシミュレートするために、以下の3つのモンテカルロ・シミュレーションプログラムを使用している (図.5.1)

- ニュートリノフラックスの生成 : JNUBEAM (ver: 13a v1.0)
- ニュートリノ相互作用 : NEUT (ver: 5.3.2.1)
- GEANT4 ベースの INGRID 検出器シミュレーション (ver: 9.2.01.00, Physics list: QGSP_BERT)

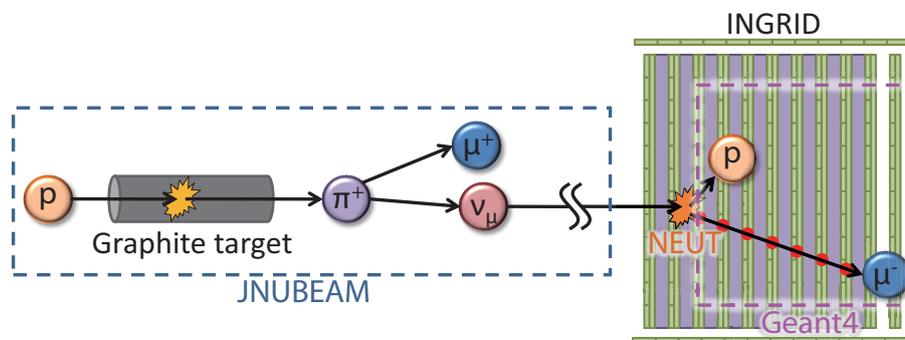


図 5.1: INGRID のモンテカルロシミュレーションの概要

5.1 ニュートリノフラックス

INGRID におけるニュートリノビームは JNUBEAM を用いて以下の手順で生成する。30GeV の陽子がグラファイトターゲットに入射され、ハドロンが生成される過程はハド

ロン生成モデルの FLUKA(ver.2011.2b) を用いてシミュレーションする。炭素標的から抜けたこれらの粒子を電磁ホーンの磁場によって収束させる。このとき、炭素標的の外部(電磁ホーンの内部伝導体など)と反応する粒子には別のハドロン生成モデルである GCALOR(1.05/04) が用いられている。こうして得られた粒子は崩壊トンネルでニュートリノに崩壊する。

さらに、NA61/SHINE 実験¹[21] [22] [23] などの外部実験のデータを用いてチューニングしたニュートリノフラックスを使用している。

図 5.2 は反ニュートリノモードでの INGRID 検出器のセンターモジュール(#3)の位置におけるニュートリノフラックスである。フラックスの成分は反ミューニュートリノが支配的であり、92.79%を占める。中心モジュールにおける積分フラックスは $3.81 \times 10^{13} / \text{cm}^2 / 10^{21} \text{ POT}^2$ である。

図 5.3 は反ニュートリノモードにおける INGRID の中心モジュール(#3)と端(#0)のモジュールのエネルギー分布である。これらのモジュールは異なる off-axis 角を持つため、ニュートリノエネルギー分布は異なる。表 5.1 は各モジュールにおける平均ニュートリノエネルギーである。off-axis 角が大きくなるほど、平均ニュートリノエネルギーは小さくなることがわかる。

表 5.1: 水平方向に置かれた各モジュールにおけるニュートリノフラックスの平均エネルギー。#3 が中心に置かれた検出器である。

モジュール #	0	1	2	3	4	5	6
平均エネルギー [GeV]	1.08	1.20	1.29	1.31	1.29	1.21	1.09

5.2 ニュートリノ相互作用シミュレーション

ニュートリノと核子の相互作用は NEUT プログラム [24] を用いてシミュレーションされる。INGRID モジュールは鉄プレーンとシンチレータトラッカーからなるが、鉄の質量が95%以上であることと、鉄とニュートリノの散乱断面積の違いは数%であること

¹CERN の SPS 加速器を用いて、陽子がグラファイト標的に衝突した際のハドロン (π, K など) の生成微分断面積を測定する実験

²POT とは Protons On the Target の略であり、ターゲットにあたった陽子数を表している

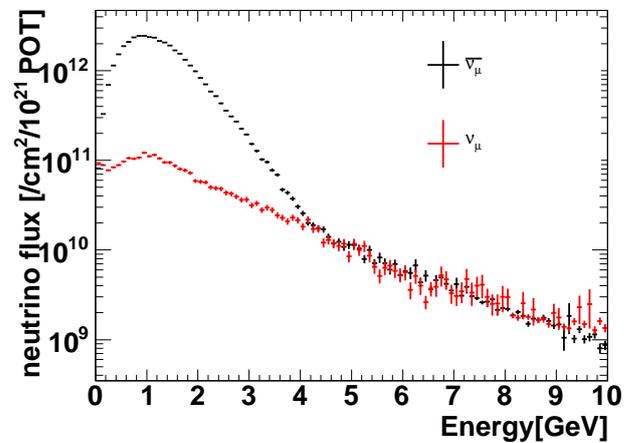


図 5.2: INGRID の中心モジュール (#3) における JNUBEAM を用いてシミュレーションしたニュートリノフラックスのエネルギー分布 (黒が $\bar{\nu}_\mu$ 、赤が ν_μ のフラックスを表している)

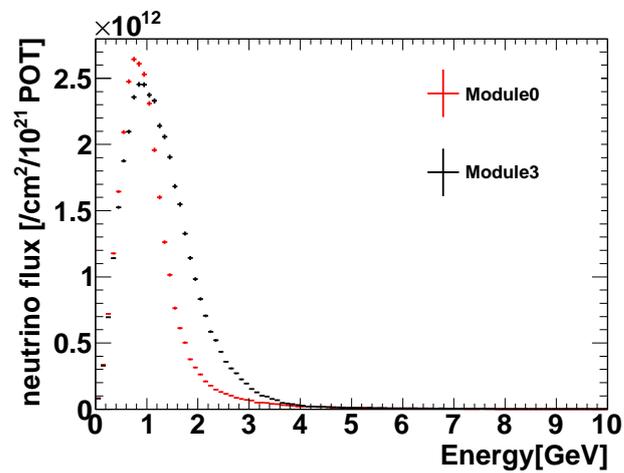


図 5.3: INGRID の中心モジュール (#3) と端のモジュール (#0) における JNUBEAM を用いてシミュレーションしたニュートリノフラックスのエネルギー分布

から、相互作用シミュレーションの標的としては鉄のみを用いている。Z方向の反応点は鉄プレーンとシンチレータトラッカーの両方で生成され、その比は質量比で決まる。

5.3 検出器反応シミュレーション

ニュートリノ相互作用で生成された粒子の検出器内での反応は GEANT4[25] ベースのシミュレーターでシミュレーションする。NEUT で生成したニュートリノ反応による二次粒子の情報を読み込み、それら二次粒子の検出器内での相互作用をシミュレートし、更に相互作用に伴うシンチレータの発光、ファイバー中の光の伝搬、MPPC による光の検出をシミュレートする。物理リストは QGSP BERT モデルを使用した³。

5.3.1 検出器の応答

図 5.4 の左側は実際に INGRID で使用しているシンチレータで、右側がシミュレーション内でのシンチレータの形状である。シンチレータは周りを SiO_2 の反射材でコーティングされており、反射材部分は不感領域となる。感度があるシンチレータ部の大きさを計測しシミュレーション中のシンチレータのサイズとした。

図 5.5、5.6 は実際の ADC の応答に合うように決定したシミュレーション内で電荷を ADC に変換する際の変換関数である。

図 5.7 はデータとシミュレーションにおけるサンドミューオン⁴の平均光量分布である。シミュレーションのサンドミューオンは壁でニュートリノ反応した際に生成される荷電粒子(主にミューオン)を用いている。データとシミュレーションの光量分布が合うようにシミュレーションのエナジーデポジットと光量の変換係数を調整した。

5.3.2 MPPC ノイズシミュレーション

ニュートリノビームが含まれていないサイクル(オフサイクル)における測定データに基づいて MPPC のノイズのシミュレーションを行う [26]。ノイズシミュレーションは以下のように生成する:

³QGSP (Quark-Gluon String Precompound) モデルに似たモデルであるが、 $\sim 10\text{GeV}$ 以下では GEANT4 Bertini cascade モデルを使用している。

⁴サンドミューオンとは検出器外(主に前置検出器ホールのビーム上流側の壁)でニュートリノが反応した際に生成されるミューオンのこと。本解析では、最上流のプレーンにヒットがある事象のことを言う。

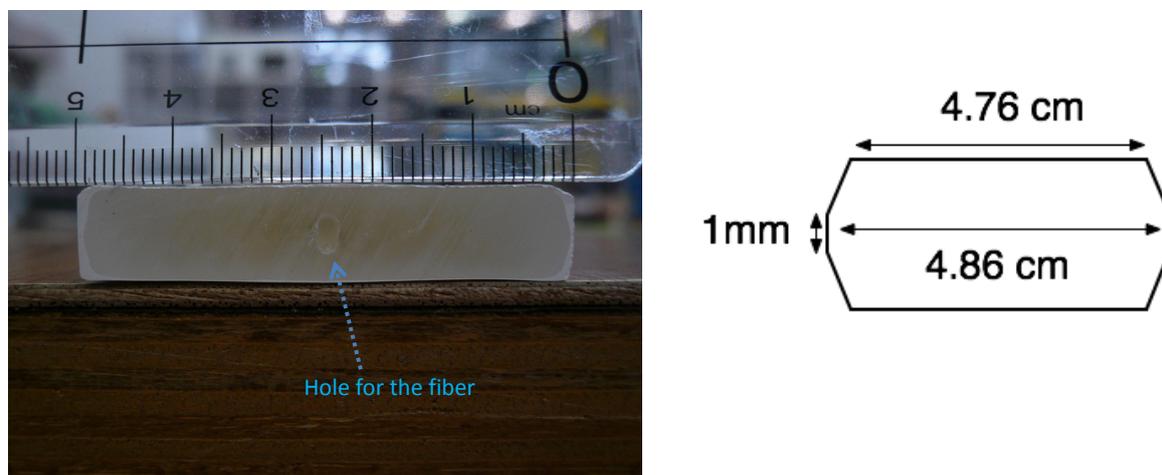


図 5.4: 左側が実際に INGRID で用いられているシンチレータの写真、右側はシミュレーション内でのシンチレータの形状

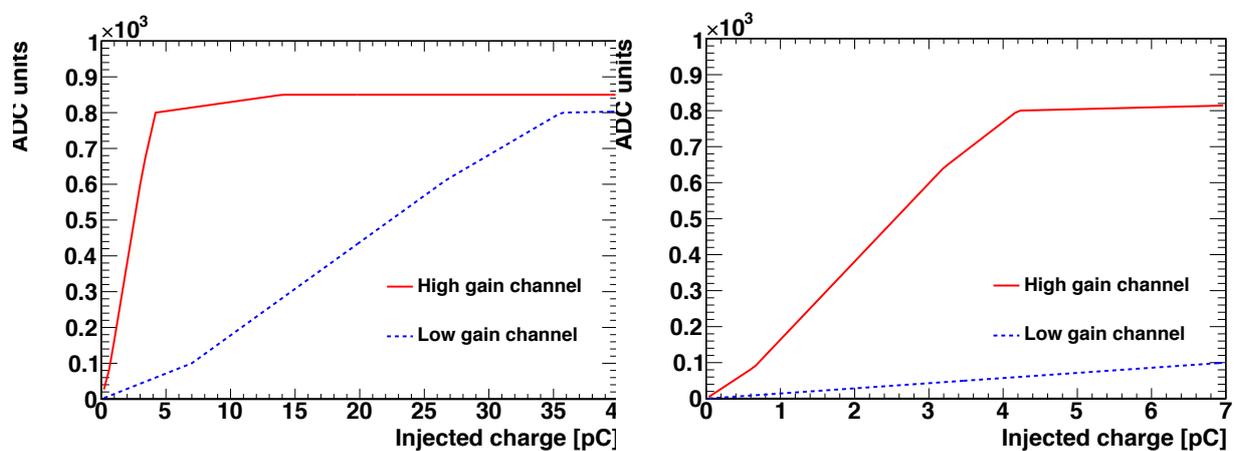


図 5.5: シミュレーションにおける電荷とそれに対応する ADC カウントの関係 (0~40 pC の間)
 図 5.6: シミュレーションにおける電荷とそれに対応する ADC カウントの関係 (0~7 pC の間)

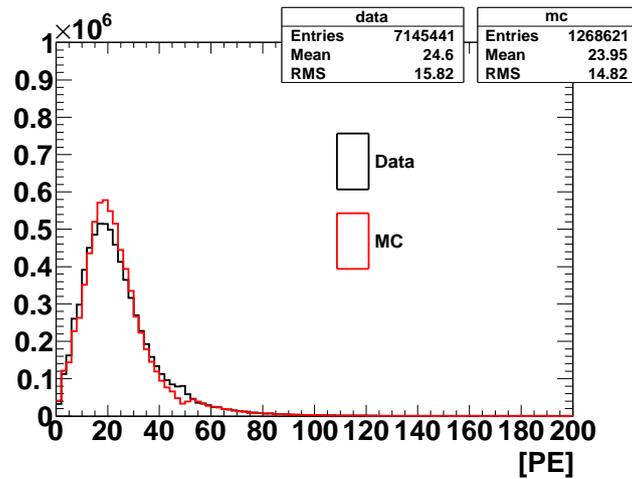


図 5.7: データとシミュレーションにおける全モジュールのサンドミューオン事象の光量分布 (黒がデータ、赤がシミュレーションである)。

1. オフタイミングでの各チャンネルのノイズレートを元に、そのチャンネルでノイズが発生するかどうかを乱数を用いて決定する (図 5.8、図 5.9)。
2. オフタイミングの測定データから得られた TDC 分布を再現するように乱数を用いて TDC の値を決定する (モジュール 0 における TDC 分布: 図 5.10)。
3. 光量対 TDC の二次元分布より、そのタイミングにおける光量分布を得て、それを再現するように乱数を用いて光量を決定する (モジュール 0 における光量対 TDC 分布 (データ): 図 5.12、モジュール 0 における光量対 TDC 分布 (シミュレーション): 図 5.13、モジュール 0 における光量分布: 図 5.11)。
4. これらのプロセスを全チャンネルに渡って繰り返し、必要なサイクル分生成する。

図にある通りノイズシミュレーションがデータを再現していることを確認した。

5.3.3 バックグラウンドシミュレーション

INGRID の上流にあるニュートリノ前置検出器棟の壁でのニュートリノ反応により生成された粒子をバックグラウンド源として考慮する。バックグラウンドシミュレーションにおいては、INGRID の上流の壁でのフラックスを生成して、ニュートリノ相互作用

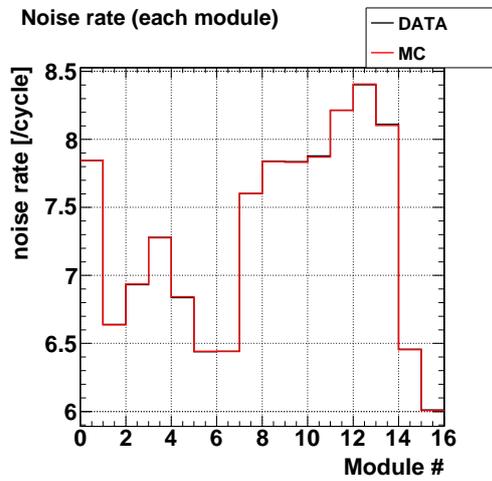


図 5.8: モジュール毎のノイズレート

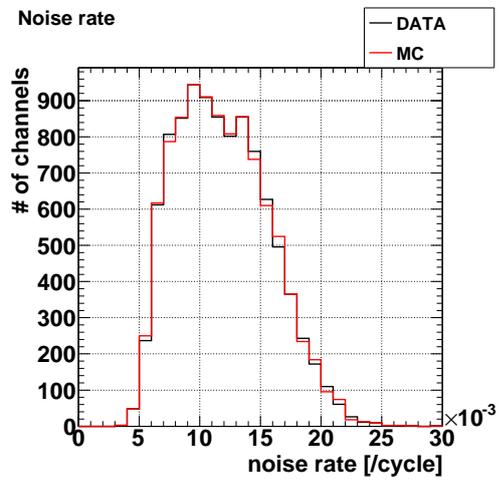


図 5.9: チャンネル毎のノイズレート

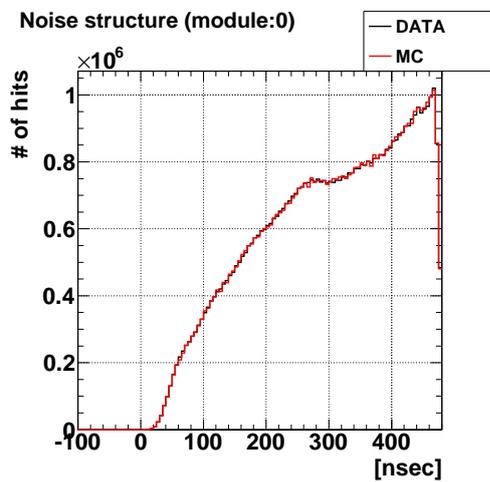


図 5.10: TDC 分布 (モジュール 0)

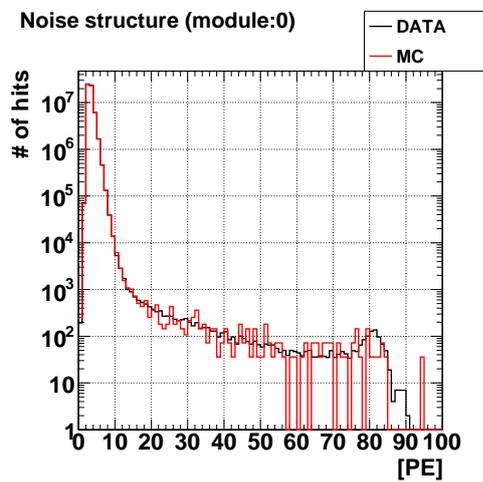


図 5.11: 光量分布 (モジュール 0)

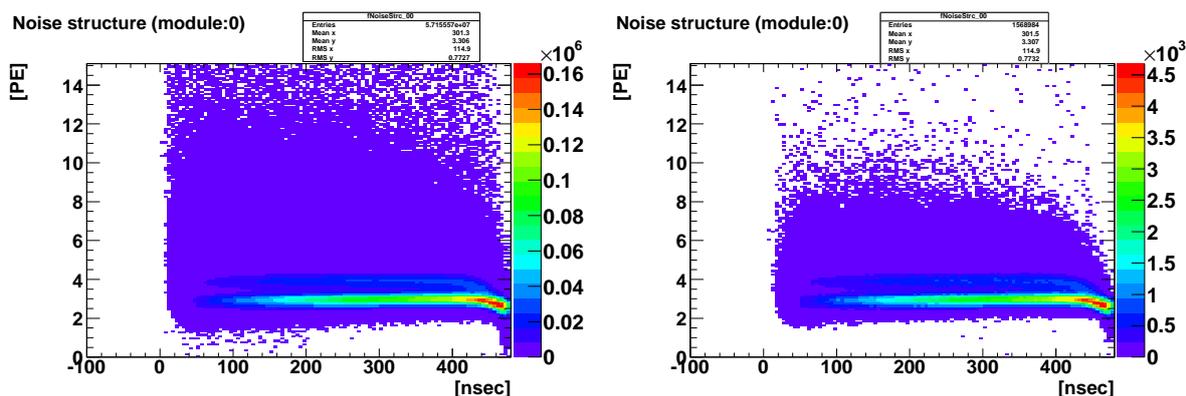


図 5.12: モジュール 0 の光量 vs. TDC 分布 (データ) 図 5.13: モジュール 0 の光量 vs. TDC 分布 (シミュレーション)

用をシミュレートする (図 5.14 と 5.15 は前置検出器ホールの壁とニュートリノ相互作用反応点)。バックグラウンドのシミュレーションに用いるニュートリノフラックスは $20 \times 20 \text{ m}^2$ の大きさ (中心はビーム軸上) で、INGRID 縦モジュールから 5.6m 上流で生成した。ニュートリノ反応の原子核は酸素原子で生成した。また、バックグラウンド事象数はサンドミュオン事象数がデータと MC で合うように規格化している。(6.3.1.2 を参照)

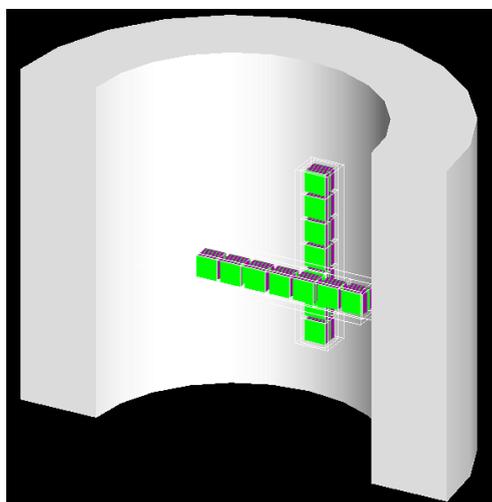


図 5.14: GEANT4 シミュレーションで生成した前置検出器ホールの壁 (下流側から見た図)。

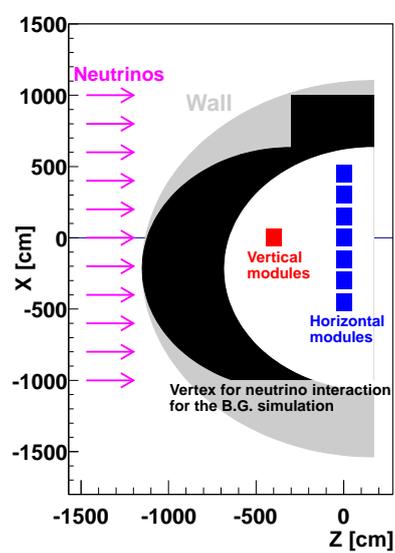


図 5.15: 黒の領域はバックグラウンドシミュレーションにおけるニュートリノ反応のバーテックスを示している (俯瞰図)。

第6章 反ニュートリノビーム測定

6.1 データセット

図 6.1 は T2K 実験で取得した POT(Delivered POT) 数とそのうち INGRID で取得した POT(Recorded POT) 数のプロットである。INGRID で取得した POT 数を T2K 実験で取得した POT 数で割ったものをデータ取得効率といい、INGRID がすべてのデータを取得できた場合 100%となる。今回の反ニュートリノモードにおいては INGRID は安定にデータ取得を行い、データ取得効率は 99.99%であった。

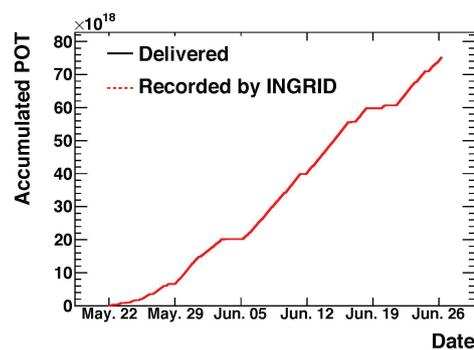


図 6.1: POT 数のプロット

データの取得期間、スピル数、INGRID で観測したスピル数、POT 数は表 6.1 にまとめられている。今回のビームタイムで得られた統計は 5.09×10^{19} POT である。

表 6.1: 取得データのまとめ

期間	スピル数	INGRID で記録できたスピル数	POT 数
2014 6/4 - 6/24	470359	470335	5.09×10^{19}

6.2 事象選択

今回の反ニュートリノランにおける事象選択はニュートリノランのときと同様である。ADCチャンネルが2.5peより大きいものを”ヒット”と定義する。まず、MPPCノイズの影響を減らすため、飛跡の再構成に使うヒットをそれらのヒットの時間分布から選択する。MPPCノイズの影響を減らすため、xレイヤー、yレイヤー双方でヒットを持つプレーンの数を使って事象選択を行う。次に2次元の飛跡の再構成を行い、飛跡の再構成に成功したら、二次元飛跡の組から三次元飛跡を再構成する。三次元飛跡の再構成に成功したら、反応点の決定を行う。複数の3次元飛跡が存在する場合、それらが同一の反応点由来の事象かどうか判定し、反応点を決定する。反応点の決定後、ビームタイミングカットにより宇宙線背景事象を減らす。また、VETOカットと有効体積カットによってINGRIDの外部で起こったニュートリノ反応に起因する背景事象を減らす。反応点が2つ以上ある場合は、それぞれの反応点のイベントに対して事象選択を行う。事象選択の流れは次の通りである:

- (1) 時間によるクラスター化
- (2) アクティブプレーン数選択
- (3) 二次元飛跡再構成
- (4) 三次元飛跡マッチング
- (5) 反応点の決定
- (6) ビームタイミングカット
- (7) 上流VETOカット
- (8) 有効体積カット

それぞれのセレクションの詳細はこの章で述べる。

6.2.0.1 時間によるヒットのクラスター化

以下の条件を満たすヒットのみを解析に用いる:各INGRIDモジュールについて100nsec時間窓でスキャンを行い、この時間窓の中に6つ以上のヒットがある場合、それら

の平均ヒット時間から ± 50 nsec 以内にあるヒットのみを飛跡の再構成に用いる。これによって MPPC ノイズの影響を削減する。

6.2.0.2 アクティブプレーン数

ノイズヒットによる影響を減らすため、アクティブプレーンを用いたセレクションを行う。アクティブプレーンとは、同じプレーン¹の x レイヤーと y レイヤーの双方が少なくともひとつのヒットを持っているようなプレーンと定義される。図. 6.2 は全モジュールのアクティブプレーン数の分布である。MPPC ノイズによる背景事象を削減するために、アクティブプレーン数が 3 以上の事象を選択する。

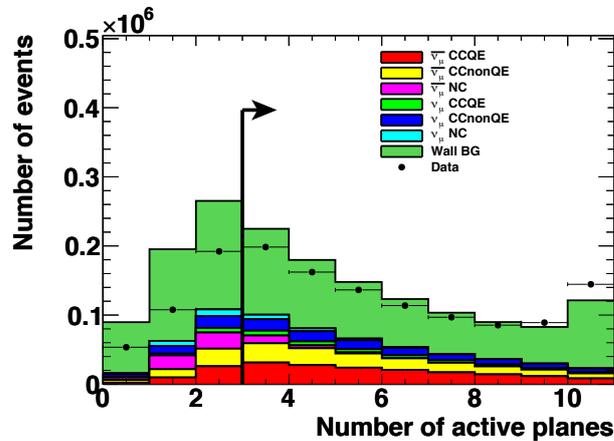


図 6.2: データとシミュレーションの全モジュールのアクティブプレーン数のプロット。背景事象のシミュレーションはサンドミュオン事象数がデータとシミュレーションで一致するように規格化した。

6.2.0.3 二次元飛跡再構成

次に飛跡の再構成を行う。x-z 平面の飛跡と y-z 平面の飛跡をそれぞれ独立に再構成する。飛跡の再構成の方法 [27] はセルオートマトンと呼ばれる方法が基礎となっている。

¹シンチレータ層はシンチレータを横にして鉛直方向に並べた X レイヤーと、縦にして水平方向に並べた Y レイヤーの二層構造からなり、X レイヤーと Y レイヤーの組をプレーンという。

セルオートマトン

セルオートマトンは多数のセルが離散的な過程で発展する動的なシステムである。各セルは特定の状態数を持ち、その状態数は離散的な時間の経過 (以下、ステップ) とともに変化する。ステップ $t+1$ における、あるセルの状態数はステップ t におけるそのセル自身の状態数と隣接するセルの状態数からルールに従って変化する。すべてのセルは同時にアップデートされる。

ヒットのクラスター化

まず、ヒットのクラスター化を行う。図.6.3はあるニュートリノイベントにおけるシンチレータのヒット情報である。ビーム軸に対して大きな角度を持った飛跡においてはひとつの荷電粒子が同じレイヤーの複数のシンチレータにヒットする可能性があるため、隣り合ったシンチレータのヒット情報をまとめクラスター化する (図 6.4)

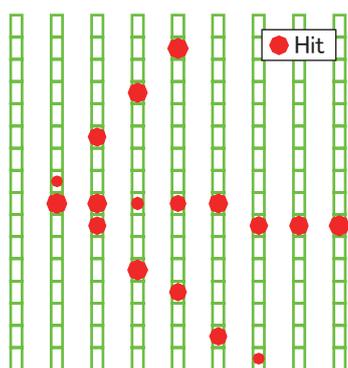


図 6.3: 飛跡再構成される
ヒットの一例

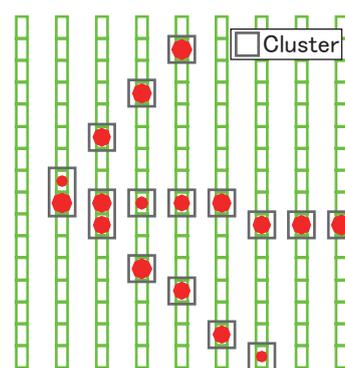


図 6.4: クラスター化され
たヒット

セルの作成

隣り合ったレイヤーで2つのクラスター同士を直線で結ぶ (図 6.5)。この直線がセルオートマトンにおけるセルである。シンチレータのコーティング部分など不感領域を荷電粒子が通り抜ける場合を考慮して、直線はひとつ離れたレイヤーまで引くことを許す。すべてのセルの状態数は初期値として0が与えられる。

隣接関係の定義

同じクラスターを共有している2つのセルのうち、一方はそのクラスターを上流側のクラスターとしており、もう一方はそのクラスターを下流側のクラスターと

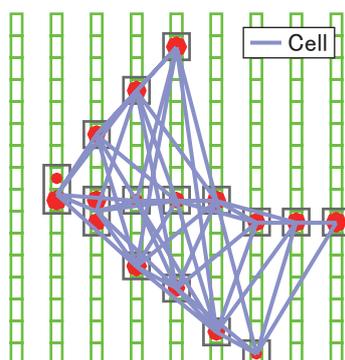


図 6.5: セルの初期状態

しているものの組み合わせが隣接関係の候補である。その2つのセルに含まれる3つのクラスターの位置について、最小二乗法によるフィッティングをする。その結果が $\chi^2 < 1.5$ という要求を満たすセルのペアのみ隣接関係にあるという。

セル発展のルール

ステップ t にて隣接関係にある下流のセルの状態が自身の状態と同じセルはステップ $t+1$ に置いて状態が1増える。隣接関係にある下流側のセルの状態数が自身の状態数と同じというセルが存在しなくなった時、セルの発展が終了する。これらのルールにしたがってセルは発展し、それぞれのセルの状態数は図 6.6、6.7 のようになる。

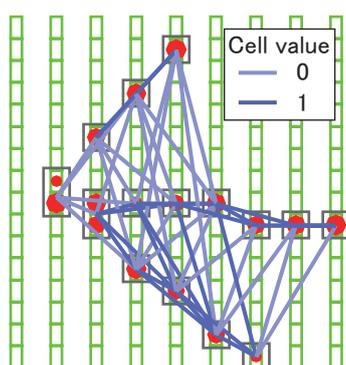


図 6.6: セルの状態数の初期値

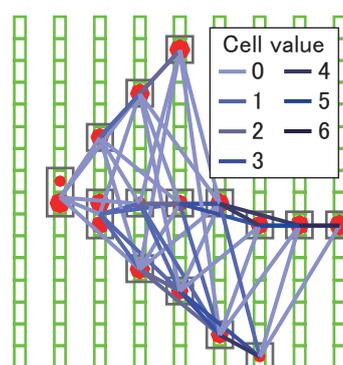


図 6.7: 最終的なセルの状態数

Tracking

セルの発展を終えたあと、トラッキングを下流側から行う。まず、トラッキングの始点として状態数が1以上で、下流側に隣接関係にあるセルをもたないものを探

す。(図 6.8)。そのセルからから、上流側の隣接関係にあり状態数が1つ小さいセルを順番にたどってゆき、最終的に状態が0のセルまで辿り着く。たどってゆく途中で通過したスラスタを最小二乗法によりフィットしたものが飛跡の候補となる。飛跡の候補には、飛跡の長さ、クラスターをフィットした時の χ^2 の値、その飛跡に属するクラスターの総光量などから飛跡らしさの順位をつける。その順位が上位の者から順に、すでに飛跡と定義された飛跡候補と共有しないクラスターの数が多いものを飛跡と定義する(図 6.9)。

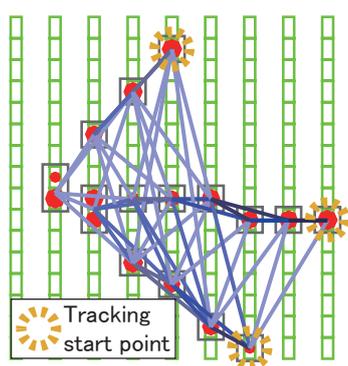


図 6.8: トラッキングの始点

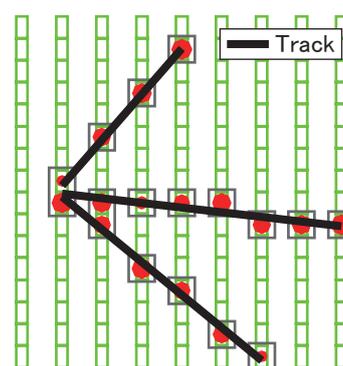


図 6.9: 再構成された飛跡

このアルゴリズムを用いれば、一つのモジュールに二つ以上の飛跡があるときもそれぞれの飛跡を再構成できる。

6.2.0.4 三次元飛跡再構成

三次元飛跡再構成においては、二次元のXZ平面(以下、Xトラック)、YZ平面(以下、Yトラック)それぞれで再構成された飛跡の組み合わせを以下の方法で調べる。XトラックとYトラックの最上流の点のZ方向に対する距離が2レイヤー以下であれば、それらを組み合わせて、1本の三次元飛跡とする。もし、Xトラック(Yトラック)の二次元飛跡が2つ以上のYトラック(Xトラック)と組み合わせられる状況の場合は、最上流点同士のZ方向の距離が近いトラックを組み合わせる。もし2つ以上の二次元飛跡のペアが存在し、最上流点同士のZ方向の距離が同じ場合は、最下流点のZ方向の距離が小さいほうが優先され、それも同じ場合は、トラック長あたりの総光量が近いペアを優先する。

6.2.0.5 反応点の決定

三次元飛跡の再構成のあと、反応点を探す。基本的に、三次元飛跡の最上流点を反応点とする。しかし、2本の三次元飛跡が存在し、以下の条件を満たすとき、それらは共通の反応点から来た粒子とする。

- 2つのトラックのXレイヤー、Yレイヤーの双方において最上流点のZ方向の距離が0または1プレーン以下である:

$$|\Delta Z_X| + |\Delta Z_Y| \leq 1(\text{plane}), \quad (6.1)$$

ここで、 $\Delta Z_X(\Delta Z_Y)$ は2つのトラックのXレイヤー(Yレイヤー)における最上流点のZ方向の距離である。

- 2つの飛跡のXYプレーンにおける最上流点の距離が150mmより小さい:

$$\sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2} < 150(\text{mm}), \quad (6.2)$$

ここで、 $\Delta X(\Delta Y)$ は2つの三次元飛跡の最上流点のXレイヤー(Yレイヤー)における距離である。

もし、2本の飛跡が共通の反応点から来たら、飛跡が長い方の最上流点を反応点とする。もし、それらの飛跡長が同じならば、長さあたりの光量が大きい方の最上流点を反応点とする。この反応点の決定を再構成されたすべての三次元飛跡のすべての組み合わせについて行う。この反応点の決定手法は、2つ以上の飛跡を持つようなニュートリノイベント²をイベントパイルアップから区別する目的を持つ。

6.2.0.6 ビームタイミングカット

宇宙線背景事象を減らすため、ビームが来ることが予想されるタイミングから±100 nsec以内に事象が有ることを要求する。図6.10は測定データにおける事象の時間分布。事象のタイミングは最も大きい光量を持つヒットのタイミングで決定している。

²例えば、ミューニュートリノのCCQEイベントによるミューオンと陽子による飛跡

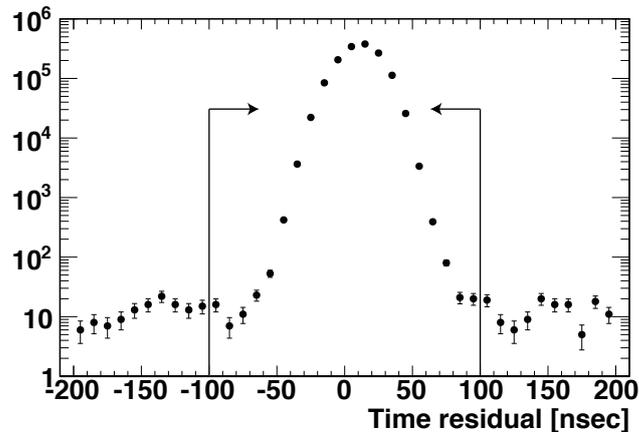


図 6.10: 測定データにおけるイベントタイミング選択 (横軸:事象の時間分布 (ただし、ビームが来ると予想されるタイミングを0としている))

6.2.0.7 上流 VETO カット & 有効体積カット

INGRID の上流側にある壁などの物体でのニュートリノ反応で生成された粒子、例えば壁からのサンドミュオン事象などの背景事象を減らすため、2つのカットを用いる。一つ目は、上流 VETO カットである。もし、飛跡の最上流点が前面 VETO から始まっている場合、その事象をカットする (図 6.12)。更に、再構成された飛跡の上流側の延長上に横面 VETO のヒットがある場合もその事象をカットする (図 6.11)。飛跡の延長線とサイド VETO ヒットとの距離が 80mm よりも小さい場合、このカットを適応する。この VETO カットのあと、有効体積カットを適応する。有効体積は横方向は $(\pm 50) \times (\pm 50) \text{ cm}^{23}$ 、ビーム方向はトラッキングプレーン #1 から 8、鉄のプレーンは #0 から 7 で定義された立方体の領域である (図 6.13)。飛跡の再構成には少なくとも 3つのプレーンを通り抜ける必要が有るため、最下流の鉄プレーンと下流側から 2枚のトラッキングプレーンは有効体積とならない。反応点が有効体積内にあることを要求する。図 6.14 は有効体積カット前の全モジュールの反応点の X 分布、図 6.15 は有効体積カット前の全モジュールの反応点の Y 分布。

³つまり、外側 2本のシンチレータが反応点となるような事象は除去される。

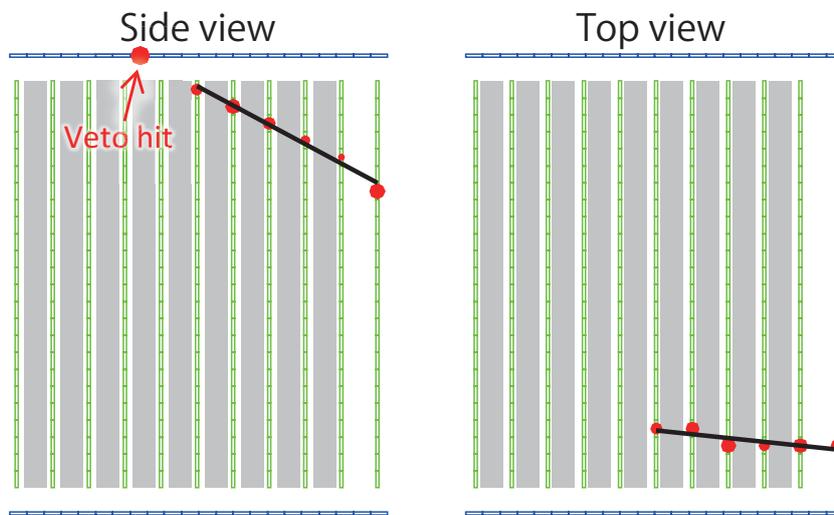


図 6.11: 上流 VETO 選択により除去されるイベント (ニュートリノは図の左側から来る)。

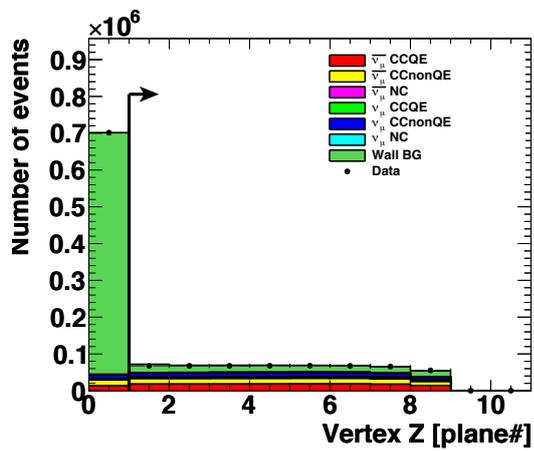


図 6.12: データとシミュレーションの上流 VETO カット前の全モジュールの Z 反応点分布。

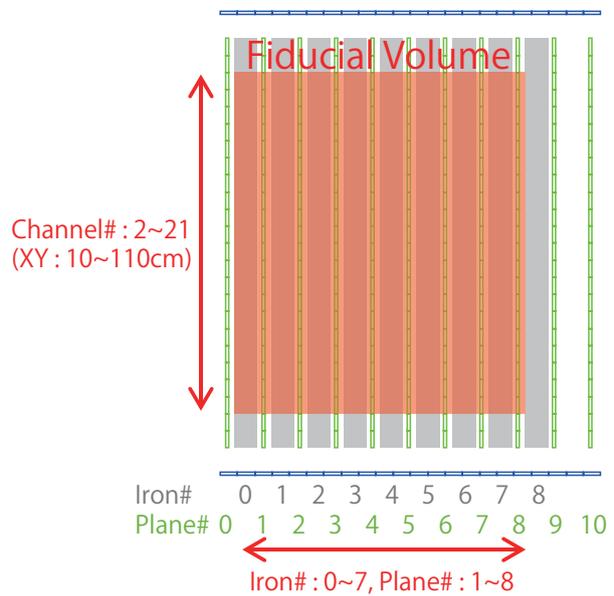


図 6.13: 有効体積の定義 (ニュートリノビームは図の左側から来る)。

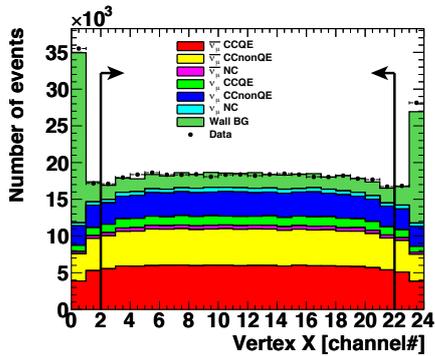


図 6.14: データとシミュレーションの上流 VETO カット後の全モジュールの反応点の X 分布。背景事象は Y 方向の反応点の有効体積カットで更に削減される。

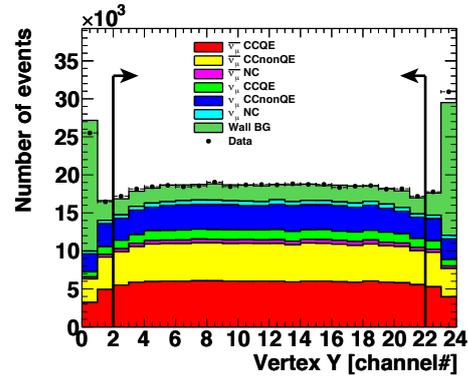


図 6.15: データとシミュレーションの上流 VETO カット後の全モジュールの反応点の Y 分布。背景事象は X 方向の有効体積カットで更に削減される。

6.2.0.8 事象選択のまとめ

反ニュートリノランのデータ (統計: 5.09×10^{19} POT) の各事象選択時点における事象数と事象選択効率は表 6.2 にまとめてある。ニュートリノ事象候補として、 2.84×10^5 事象を得た。

表 6.2: 反ニュートリノランのデータ (統計: 5.09×10^{19} POT) の事象選択のまとめ

事象選択	データ	MC(信号)	MC(背景事象)	MC(信号 + 背景事象)
反応点の決定	1.23×10^6	4.22×10^5	8.07×10^5	1.24×10^6
ビームタイミング	1.23×10^6	4.22×10^5	8.07×10^5	1.24×10^6
上流 VETO	4.67×10^5	3.77×10^5	8.73×10^4	4.65×10^5
有効体積	2.84×10^5	2.79×10^5	5.80×10^3	2.85×10^5

6.2.0.9 基本分布

この章では、選択されたニュートリノ候補事象の基本的な分布を示す。(図.6.16、6.17、6.18、6.19、6.20). データ/MC はそれぞれのプロットで 10% の範囲内にある。

図 6.16 のアクティブプレーン数=3 のビンと図 6.19 の vertex Z=8 のビンにおいてデータとシミュレーションに比較的大きな差が見られる。Vertex Z=8 でニュートリノ反応した場合、アクティブプレーン数は基本的⁴には 3 となる。また、図 6.21 は “vertex Z = 8” の事象をカットしたアクティブプレーン分布である。図 6.16 では “アクティブプレーン = 3” で見られていたデータとシミュレーションの違いが 6.21 においては小さくなっている。このことから、図 6.16 と図 6.19 におけるデータとシミュレーションの違いは強く相関していることがわかった。この違いが生まれる原因は 6.4.3 章で考察する。

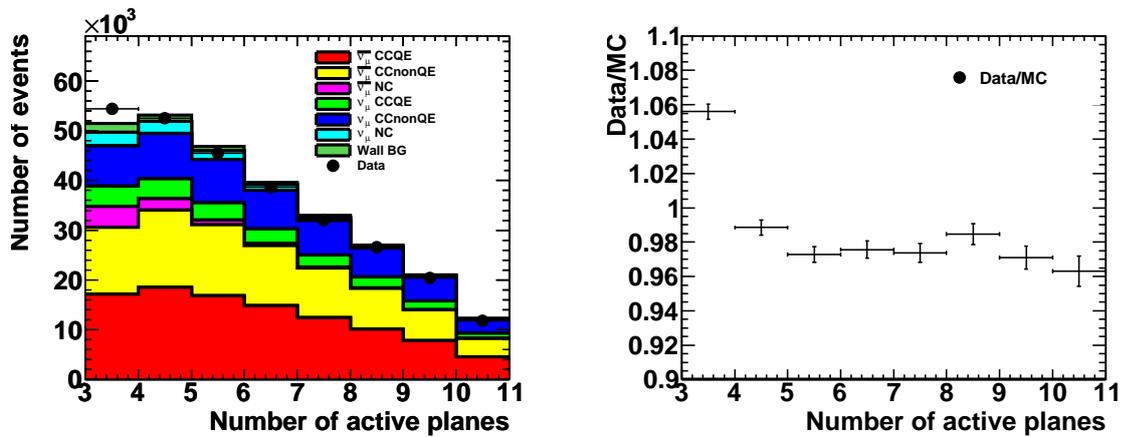


図 6.16: 選択された事象のアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)

⁴Vertex Z=8 よりも下流にあるシンチレータのプレーン数は 3 であるので、ほとんどの場合アクティブプレーン数は 3 になる。しかし中性粒子が上流側に出て、その粒子が反応点より上流で反応し、生成された荷電粒子がアクティブプレーンを増やしたり、ノイズがアクティブプレーンを増やすことによって、アクティブプレーンが 3 より大きくなることもまれにある。

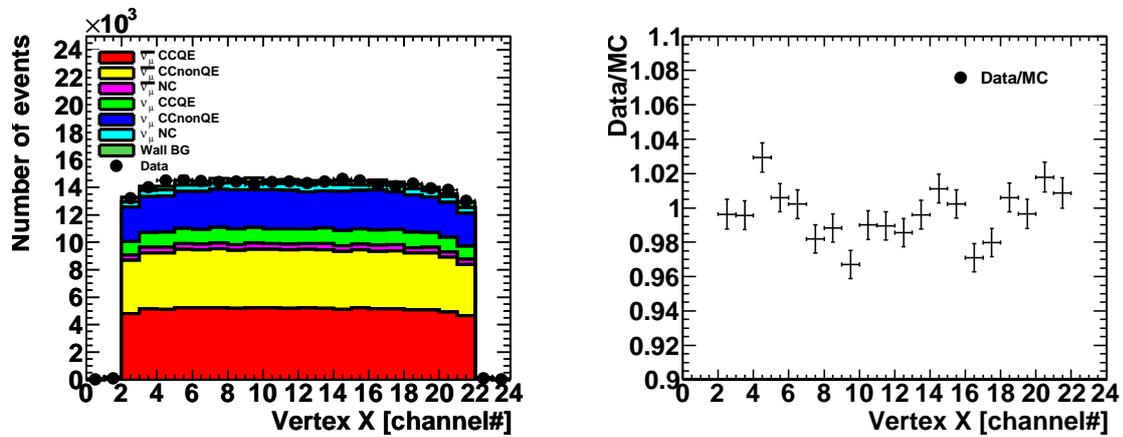


図 6.17: 選択された事象の反応点の X 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)

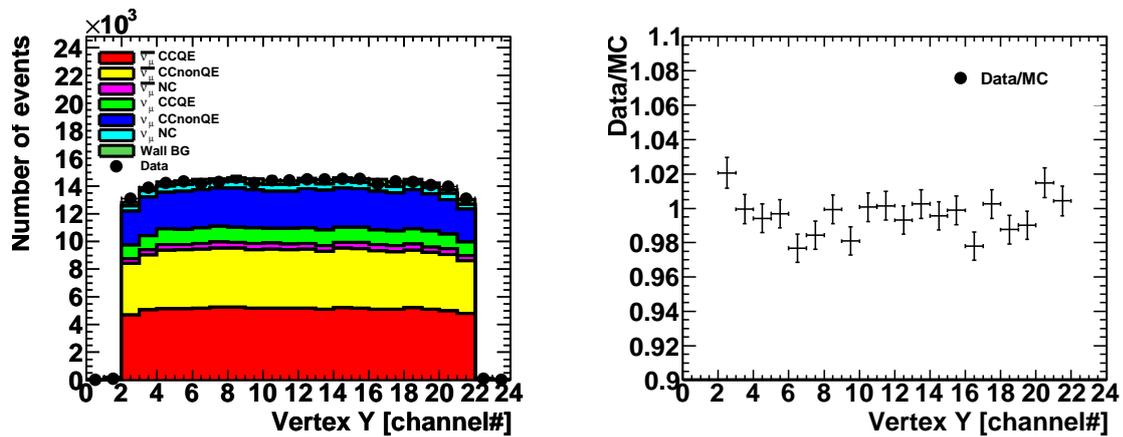


図 6.18: 選択された事象の反応点の Y 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)

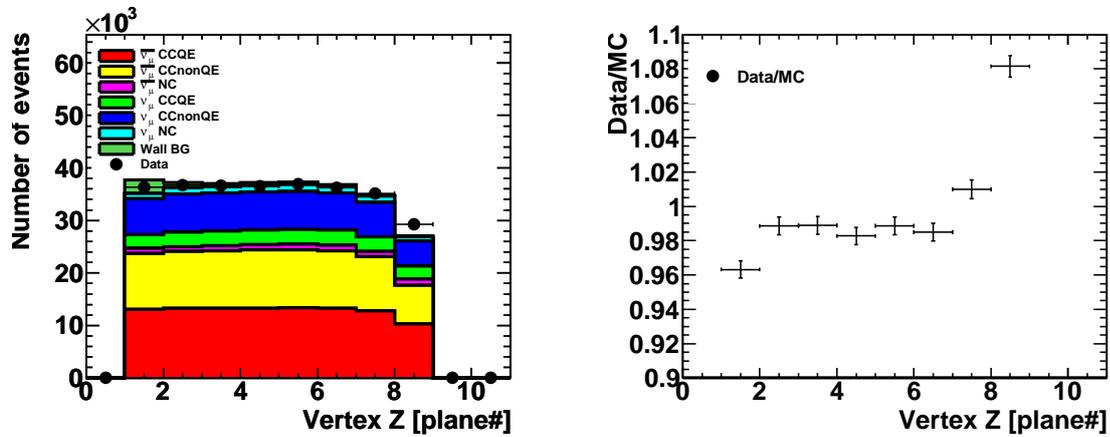


図 6.19: 選択された事象の反応点の Z 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)

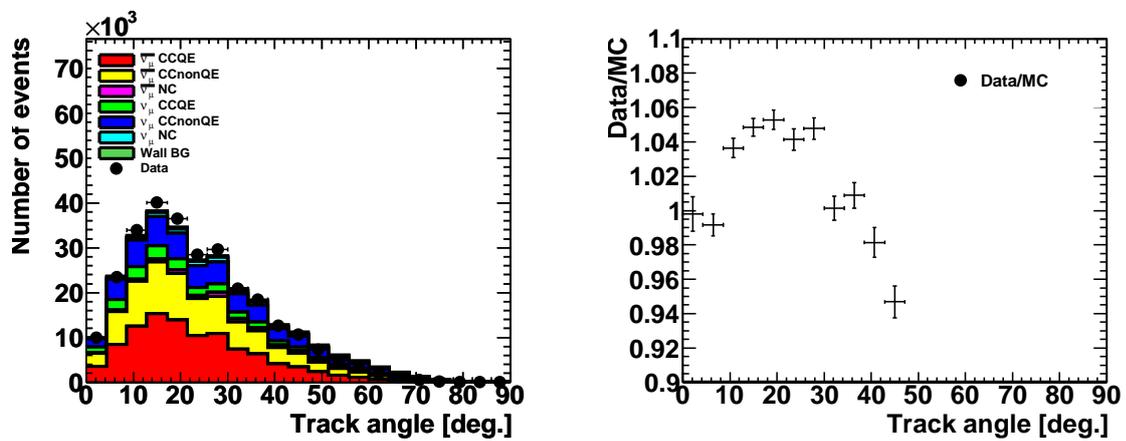


図 6.20: 選択された事象の再構成された飛跡の角度分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)

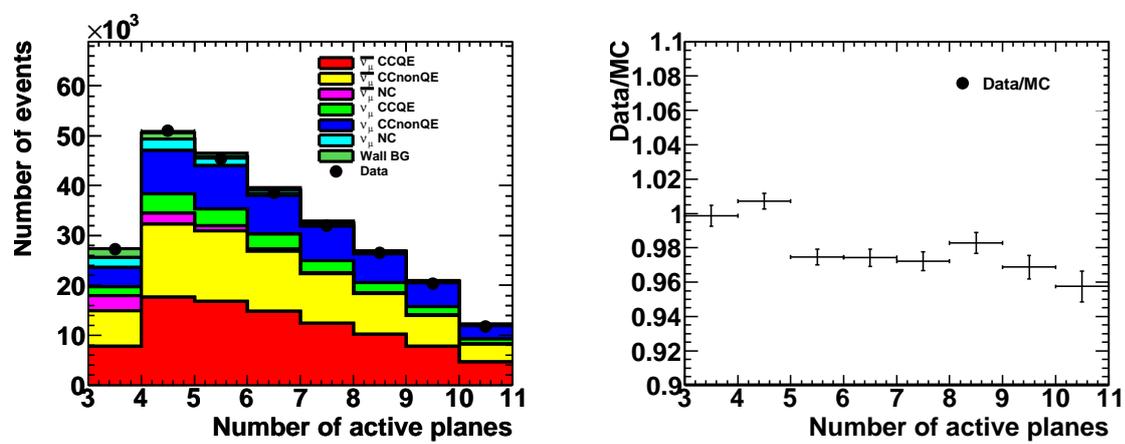


図 6.21: “Vertex $Z = 8$ ” の事象をカットしたときのアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)

6.3 検出効率

真のニュートリノエネルギーの関数としての反ミュオンニュートリノとミュオンニュートリノの検出効率をモンテカルロ・シミュレーションを用いて見積もった。結果が図6.22と6.23である。図6.24と6.25はCCQE反応とCCQE以外のCC反応の検出効率である。低いエネルギー領域で、反ミュオンニュートリノのほうがミュオンニュートリノよりも検出効率が高い。これは、反ミュオンニュートリノのほうがミュオンニュートリノに比べ散乱角が小さく飛跡が再構成されやすいからである。表6.3は反ニュートリノモードにおける各モジュールでの検出効率を示している。各モジュールにおけるニュートリノのエネルギー分布が異なるために、各モジュールでの検出効率も同様に異なっている。

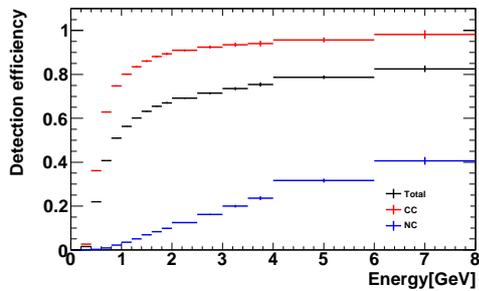


図 6.22: 反ミュオンニュートリノの事象検出効率

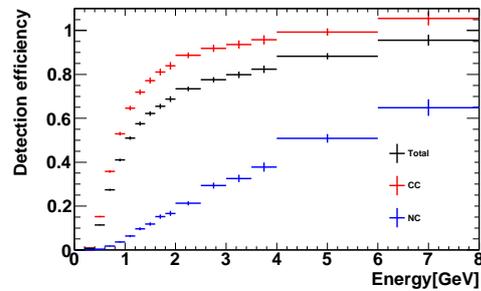


図 6.23: ミュオンニュートリノの事象検出効率

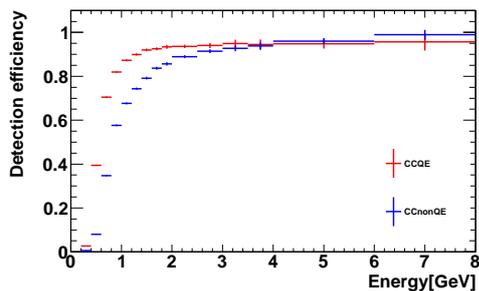


図 6.24: 反ミュオンニュートリノの荷電準弾性散乱、荷電非弾性散乱反応の事象検出効率

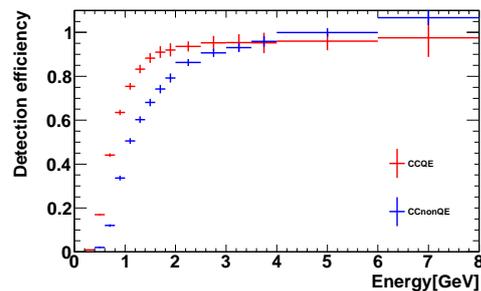


図 6.25: ミュオンニュートリノの荷電準弾性散乱、荷電非弾性散乱反応の事象検出効率

表 6.3: 反ニュートリノモードにおけるニュートリノ反応事象の事象検出効率 (反ミュオンニュートリノ、ミュオンニュートリノの双方を含んでいる)

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
検出効率 [%]	62.6	65.3	66.4	65.8	66.5	64.9	64.4

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
検出効率 [%]	64.1	65.8	66.4	66.9	66.3	65.3	64.8

6.3.1 事象数の補正

以下の補正は選択された事象数の補正に用いられる。補正後の事象数 (N_{cor}) は次のように計算される、

$$N_{cor} = \frac{N_{sel}}{1 + C} \quad (6.3)$$

ここで、 N_{sel} は選択された事象数で、 C は補正定数である。

これから述べる4つの補正のうち、イベントレートの測定にはイベントパイルアップによる補正のみを、ビームプロファイルの測定にはすべての補正を用いる。ここで、イベントレートの見積りに鉄の質量、ビーム由来のバックグラウンド、デッドチャンネルの補正を行わない理由を述べる。6.5.2でデータとシミュレーションのイベントレートを比較するが、シミュレーションにはビーム由来のバックグラウンドとデッドチャンネルの効果が含まれているため、この2つの補正をする必要はない。また、鉄の質量に関する補正については、全モジュールのイベントレートを求める際、各モジュールの補正の効果が相殺するため鉄の質量に関する補正は無視できる。以上の理由により、イベントレートの導出にはイベントパイルアップの補正のみを用いる。

6.3.1.1 鉄の質量

INGRIDにおけるニュートリノ反応の95.2%は鉄のプレーンで起こる。鉄の板の質量は1kgの精度で測定されている。各モジュールにおける鉄板の質量と鉄板の質量の設計値(7065 kg)からの差を表6.4にまとめた。設計値からの差から見積もられる事象数の変化は次の式のように表される:

$$\text{事象数の変化 [\%]} = 0.952 \times \text{設計値からの質量差 [\%]}. \quad (6.4)$$

事象数の変化量は補正定数として用いられる。表6.5にまとめた。

6.3.1.2 ビーム由来のバックグラウンド

ビーム由来のバックグラウンドは5.3.3で述べたバックグラウンドシミュレーションで見積もられる。

ビーム由来のバックグラウンドのほとんどは中性子 (Fig.6.26)、 γ 線 (Fig.6.27)、またはサンドミュオン (Fig.6.28) によるものである。サンドミュオン事象はトラックの最上流点が最上流のシンチレータであった場合の事を言う。

表 6.4: 鉄の質量 (実測値) と設計値からの差

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
鉄の質量 (実測値) [kg]	7124	7081	7065	7076	7059	7094	7114
設計値からの差 [%]	-0.83	-0.23	0	0.16	-0.08	0.41	0.69

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
鉄の質量 (実測値) [kg]	7041	7063	7094	6987	7079	6979	6988
設計値からの差 [%]	-0.34	-0.03	0.41	-1.1	0.2	-1.22	-1.09

表 6.5: 各モジュールにおける鉄の質量の補正定数

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
補正定数 [%]	-0.79	-0.22	0	0.15	-0.076	0.39	0.66

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
補正定数 [%]	-0.32	-0.028	0.39	-1.05	0.19	-1.16	-1.04

実データのバックグラウンドを見積もるために、上流 VETO で除去された事象 (主にサンドミュオン) の数がデータとシミュレーションで一致するようにバックグラウンドの数を規格化する。選択された事象に対するバックグラウンド事象の割合は 2.03% であり、これを補正定数として用いる。

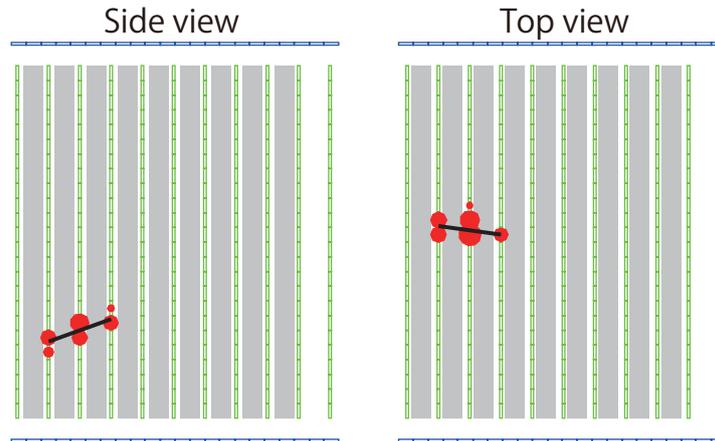


図 6.26: モンテカルロシミュレーションにおける検出器上流の壁でのニュートリノ反応由来の中性子による背景事象の一例 (図の左側がビーム上流側)。検出器上流の壁でのニュートリノ反応により生成された中性子が、上流から入り、モジュール内で反応した。赤丸がヒットを、黒線が再構成された飛跡を表している。

6.3.1.3 デッドチャンネル

今回のデータ取得時の全モジュール中のデッドチャンネルの数は 27 である。デッドチャンネルは事象検出効率に影響を及ぼすため、この効果を補正する必要がある。この補正定数を見積もるために、デッドチャンネルを含むシミュレーションと含まないシミュレーションを作成し、それぞれイベントセレクションを行う。デッドチャンネルによる事象数の減少した割合が補正定数となる。それぞれのモジュールでのデッドチャンネルの数と補正定数が表 6.6 である。

6.3.1.4 イベントパイルアップ

1 バンチの間に 1 つのモジュールで 2 以上のニュートリノ事象が起こることをイベントパイルアップと呼ぶ。このとき、すべての反応点が正しく再構成されると、すべての事

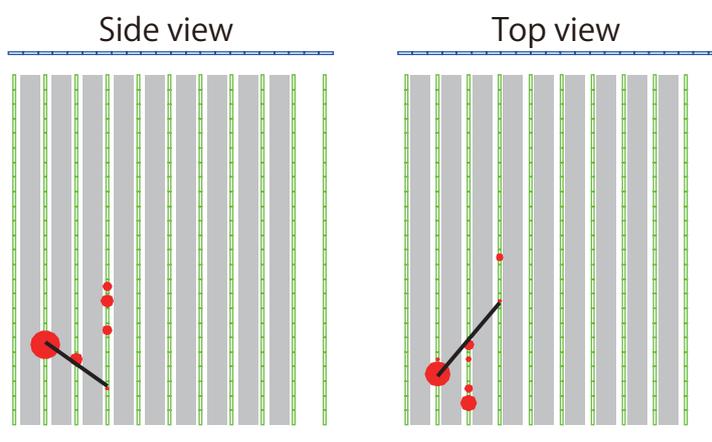


図 6.27: モンテカルロシミュレーションにおける検出器上流の壁でのニュートリノ反応由来の γ 線による背景事象の一例 (図の左側がビーム上流側)。検出器上流の壁でのニュートリノ反応により生成された γ 線が、上流から入り、モジュール内で反応した。赤丸がヒットを、黒線が再構成された飛跡を表している。

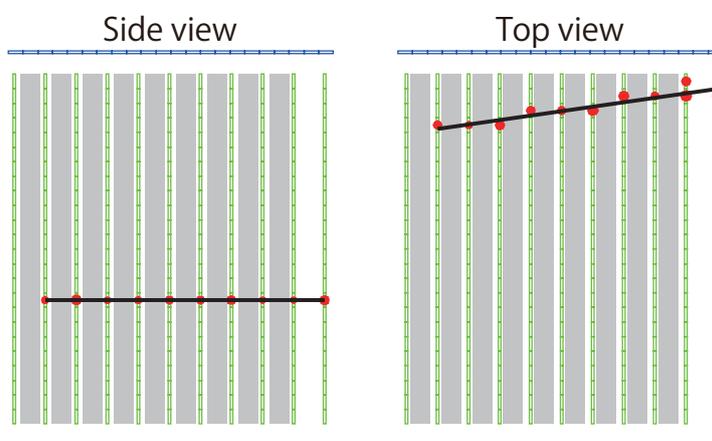


図 6.28: モンテカルロシミュレーションにおける検出器上流の壁でのニュートリノ反応由来のミュオンによる背景事象の一例 (図の左側がビーム上流側)。上流からミュオンが入ってきて前面 VETO で反応しなかったため、候補事象として残ってしまった場合。赤丸がヒットを、黒線が再構成された飛跡を表している。

表 6.6: 各モジュールにおけるデッドチャンネル数とそれらの補正定数。

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
デッドチャンネル数	5	1	0	0	0	11	0
補正定数 [%]	-2.04	-0.00	0	0	0	-1.33	0

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
デッドチャンネル	2	0	2	1	3	2	0
補正定数 [%]	-0.17	0	-0.02	-0.13	-0.42	-0.31	0

象が独立に正しくカウントされる (図 6.29)。しかしながら、あるトラックが他のトラックとオーバーラップすると、反応点の再構成に失敗する事がある。これは、事象のロスであり、このイベントパイルアップの事象数に対する効果を補正する必要がある。

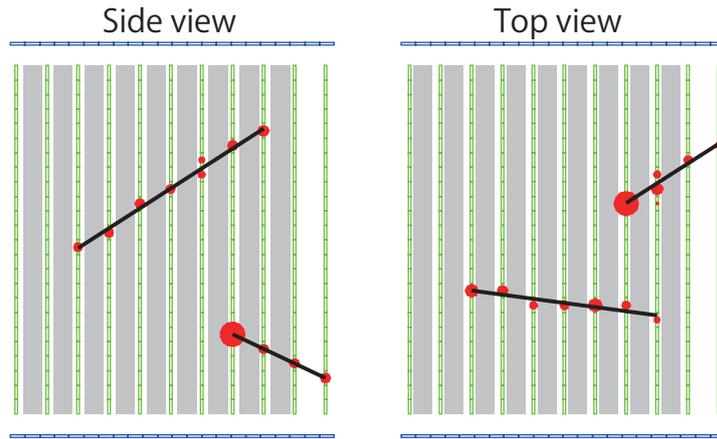


図 6.29: イベントパイルアップの一例

現在のビーム強度では、3事象以上のイベントパイルアップはとて小さいため、パイルアップによる事象のロスはバンチあたりの POT 数に比例する。したがって、イベントロスの影響を以下のように補正する:

$$N_{corr} = \frac{N_{sel}}{1 - C_{loss} n_{ppb}}, \quad (6.5)$$

ここで、 N_{corr} と N_{sel} はそれぞれ補正あり、補正なしの INGRID におけるニュートリノ事象数である。 n_{ppb} はバンチあたりの POT 数、 C_{loss} は補正定数である (以下では "イベ

ントロス定数と呼ぶ”).

すべてのモジュールに対するイベントロス定数を測定データを用いて以下のように求めた。まず、実ビームデータを図 6.30 のようにバンチあたりの POT 数によって 2 つの領域に分ける。

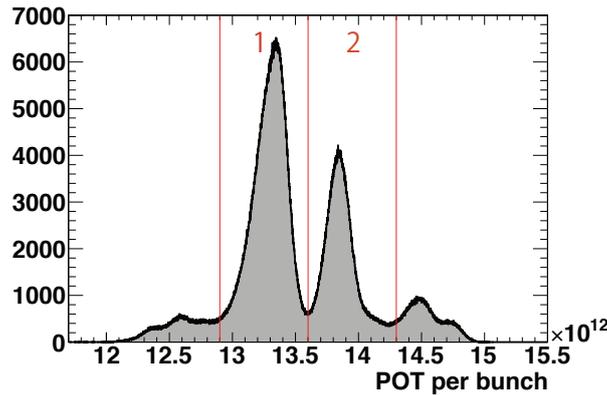


図 6.30: イベントロス定数を見積もるためにビームデータをバンチあたりの POT 数で 2 つに分けた。

それぞれのサンプルについて、バンチあたりの POT 数の平均 n_{ppb} を計算する。2 つのビームバンチデータのヒット情報を重ね、擬似的なデータを作成する。このデータでは、バンチあたりの POT 数とノイズレートが擬似的に二倍になる。(以下では、このデータをパイルアップデータ 1 と呼ぶ) 一方、ビームバンチデータとビームバンチでないデータのヒット情報を重ね、また別の擬似的なデータを作る。このデータにおいては、ノイズレートが擬似的に二倍になる。(以下では、このデータをパイルアップデータ 2 と呼ぶ) パイルアップデータ 1,2 についてそれぞれ飛跡の再構成、事象選択を行い、POT あたりの事象数 N_1 と N_2 を見積もる。この過程は、図 6.31 に示している。

最終的に、イベントロス定数は N_1 , N_2 と n_{ppb} を用いて計算される。パイルアップデータ 1 と 2 のバンチあたりの POT 数の平均は $2n_{ppb}$, n_{ppb} であるので、 N_1 , N_2 を用いて式 6.5 のように書ける:

$$N_{corr} = \frac{N_1}{1 - C_{loss}2n_{ppb}}, \quad N_{corr} = \frac{N_2}{1 - C_{loss}n_{ppb}}. \quad (6.6)$$

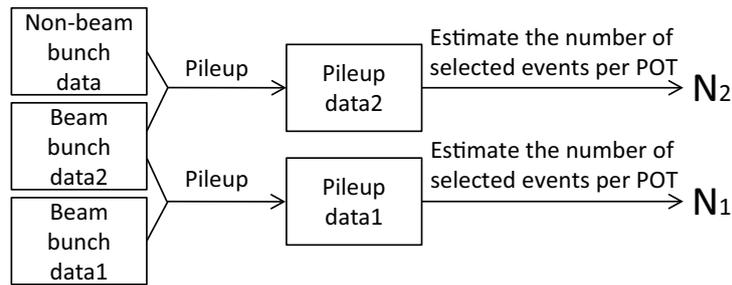


図 6.31: データを用いてパイルアップをシミュレーションする手続き。

よって、イベントロス定数は式から以下のように計算される:

$$C_{loss} = \frac{N_2 - N_1}{n_{ppb}(2N_2 - N_1)} \quad (6.7)$$

このようにして、イベントロス定数を2つのサンプル、それぞれのモジュールについて見積もる。それぞれのモジュールにおける2つのサンプルのイベントロスの平均を求め図 6.32 に示す。この値をイベントパイルアップの補正に用いる。イベントロス定数とそのエラーは表 6.7 にまとめてある。全モジュール中最大のイベントロス定数はモジュール #4 の 7.84×10^{-16} /POT であり、今回のビームデータ取得中のバンチあたりの POT 数は 1.5×10^{13} であるので、イベントパイルアップの効果は高々 1.2% ($= 7.84 \times 10^{-16} \times 1.5 \times 10^{13}$) である。

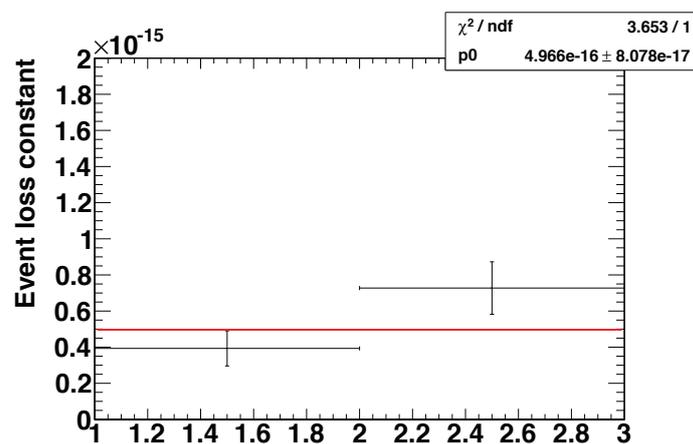


図 6.32: モジュール #0 におけるイベントロス定数

表 6.7: 各モジュールにおけるイベントロス定数

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
イベントロス定数 [10^{-16} /POT]	4.97	5.47	5.33	5.75	7.84	4.99	4.95
フィットのエラー [10^{-16} /POT]	0.81	0.65	0.72	0.67	0.68	0.75	0.82

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
イベントロス定数 [10^{-16} /POT]	5.67	4.38	5.18	4.47	7.29	5.13	4.17
フィットのエラー [10^{-16} /POT]	0.60	0.66	0.68	0.64	0.66	0.78	0.75

6.3.1.5 まとめ

鉄の質量、ビーム由来のバックグラウンドとデッドチャンネルの補正定数の総計は表 6.8 に示した。

表 6.8: 鉄の質量、ビーム由来のバックグラウンド、デッドチャンネルの補正定数の総計

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
補正定数 [%]	-0.80	1.81	2.03	2.18	1.95	1.09	2.69

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
補正定数 [%]	1.54	2.00	2.40	0.85	1.80	0.56	0.99

この結果をモジュールごとに適応した。イベントパイルアップの補正係数はイベントロス定数とバンチあたりの POT を用いて計算される。

6.4 系統誤差

6.4.1 モジュール全体の事象数に対する系統誤差

まず、INGRID14 台すべてのモジュールの合計事象数に対する統計誤差を見積もる。この系統誤差はイベントレートの測定に用いられる。

6.4.1.1 鉄の質量

鉄の質量の違いに対する補正は 6.3.1.1 章で議論した。2つの要素が系統誤差の原因として考えられる。一つ目は、鉄板の質量の測定誤差である。これは 1kg あたり 0.13% である。二つ目は、鉄板の大きさの許容度に対するものである。鉄の板の高さと幅の許容度は $\pm 0.2\text{mm}$ であり、これは 0.016% にあたる。したがって、鉄板の許容度は $0.023\% (= \sqrt{(0.016\%)^2 \times 2})$ である。これらの平方和は 0.13% であり、これを鉄の質量による系統誤差とする。

6.4.1.2 MPPC ノイズによる事象数の変化

MPPC ノイズによるヒットは、反応点の決定やアクティブプレーンの数え間違いによってリコンストラクションのミスを引き起こし、事象数を変化させる。この変化を見積もるために、ノイズシミュレーションありの場合とノイズ無しの場合の事象数の比較した。ノイズのシミュレーションは以下のような方法で作成した。

- チャンネルごとのノイズのヒットレート、光量、時間分布をビームが来ていないタイミングにおけるノイズの情報から決定する。
- ノイズのないモンテカルロファイルを作成する。
- データのノイズのヒットレート、光量、時間分布を再現するようにノイズのモンテカルロを作成し、ノイズ無しのモンテカルロに加える。

平均ノイズレートの関数としての事象数の変化は図 6.33 に示されている。

x 軸は平均ノイズレート、y 軸はノイズなしの場合とノイズありの場合のイベントレート数の差を表している。これらには線形の関係がある：

$$\text{事象数の変化 [\%]} = -0.0775 \times \text{ノイズレート}. \quad (6.8)$$

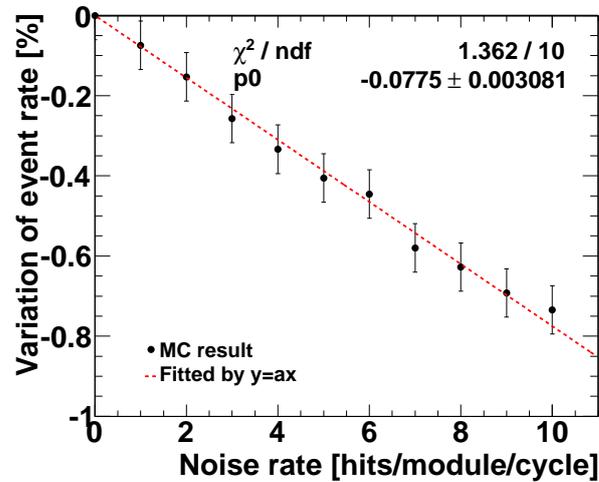


図 6.33: 平均ノイズレートの関数としての事象数の変化

フィットした1次関数の傾きは0.0775であり、データ取得時の平均ノイズレートは7.42 hits/module/cycleである。ここからノイズによる事象数の変化を見積もり系統誤差とした。系統誤差は0.58%である。

6.4.1.3 ヒット効率

ヒット不感効率があるとアクティブプレーンの数え間違いや、トラックのミスリコンストラクションが起きる。したがって、ニュートリノイベント選択効率はヒット不感効率に依存する。ヒット不感効率と選択された事象数の関係はモンテカルロのヒットのしきい値を基準値(2.5pe)から変えることで見積もる。図 6.34 が結果である。

線形の関係があり:

$$\text{事象数の変化 [\%]} = -3.87 \times \text{ヒット不感効率 [\%]}. \quad (6.9)$$

と表される。

ヒット不感効率の不定性はニュートリノモードのサンドミュオン事象を用いて以下のような手順で求めた。サンドミュオンの角度によってサンドミュオン事象サンプルを9つに分け、それぞれのサンプルでヒット効率を求めた。図 6.35 の左側のプロットがデータとシミュレーションそれぞれのヒット効率のプロットであり、右側がデータとシミュレーションの比を取ったものである。

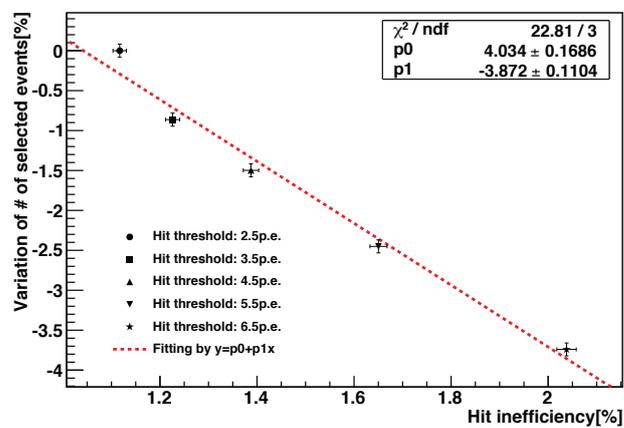


図 6.34: ヒット不感効率と事象数の関係

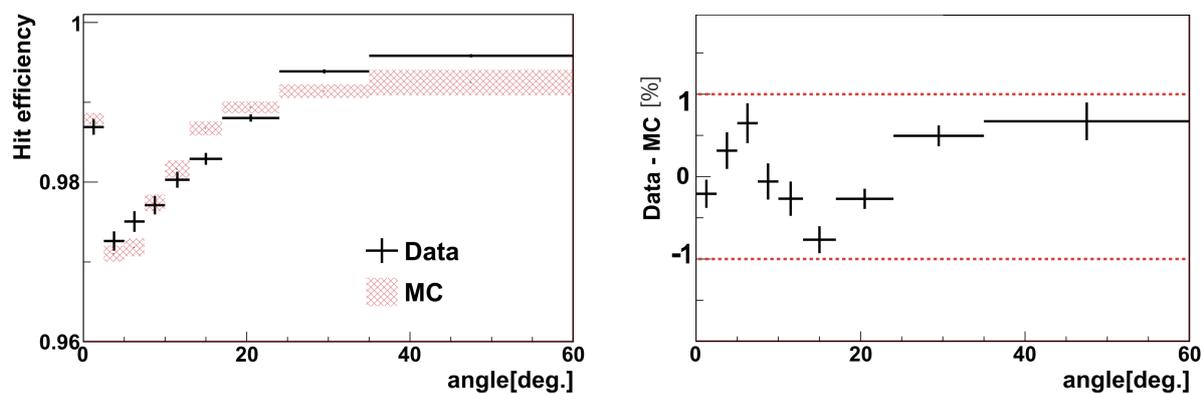


図 6.35: 左側:データとシミュレーションの角度に対するヒット効率
 右側:ヒット効率のデータ/シミュレーション比

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i x_i}{\sum_{i=1}^N n_i}, \sigma = \sqrt{\frac{N \sum_{i=1}^N n_i (x_i - \bar{x})^2}{(N-1) \sum_{i=1}^N n_i}} \quad (6.10)$$

次に式 6.10 を用いて、(データ-シミュレーション) の平均と標準偏差を求める。ここで、 N はサンプル数 (今回は $N = 9$)、 n_i はそれぞれのサンプルにおける選択された事象数、 x_i がそれぞれのサンプルにおけるヒット効率の (データ-シミュレーション) の値、 \bar{x} が平均、 σ が標準偏差である。ここから平均は 0.07%、標準偏差は 0.15% である。これらの平方和は 0.17% であり、これをヒット不感効率の不定性とする。

以上から、式 6.9 を用いて、ニュートリノイベント選択効率の系統誤差を 0.69% ($-3.87 \times 0.17 = 0.69$) とする。

6.4.1.4 イベントパイルアップ

イベントパイルアップの効果は、6.3.1.4 章で議論されたように、イベントロス係数を用いて補正されている。イベントロス係数の誤差を生む 2 つの要素が考えられる。1 つ目は、イベントロス係数を決める際に用いたデータの統計誤差である。すべてのモジュールの中で、イベントロス係数に対して最も大きい統計誤差を持つのはモジュール #13 であり、18.0% である。2 つ目は、イベントロス定数を求めるために作成したパイルアップデータに含まれる MPPC ノイズの影響である。このパイルアップデータでは、MPPC のノイズレートが通常のご二倍となっている。

ニュートリノモードにおいてシミュレーションを用いて、MPPC ノイズを増やした際にイベントロス定数がどのように変化するかを調べた。図 6.36 はノイズレートを横軸、イベントロス定数を縦軸にしてプロットしたものである。1 次関数でフィットした結果からノイズレートが 1 hit/module/cycle 増えるとそれに相関してイベントロス定数は 0.52% 減ることが分かった。反ニュートリノモードにおける MPPC ノイズのイベントロス定数に対する効果は保守的に見積もってニュートリノモードのご二倍とした。ここから、ご二倍に増えた MPPC ノイズに起因するイベントロス定数の誤差は、ノイズのイベントレートが 1 hit/module/cycle 増えるごとに、1.04% ($= 0.52\% \times 2$) の誤差とした。

モジュールの平均ノイズレートが 7.4 hits/module/cycle なので、パイルアップデータのノイズはそのご二倍の 14.8 hits/module/cycle である。パイルアップデータと通常のビームデータのノイズレートの差は 7.4 hits/module/cycle となる。したがって、予想

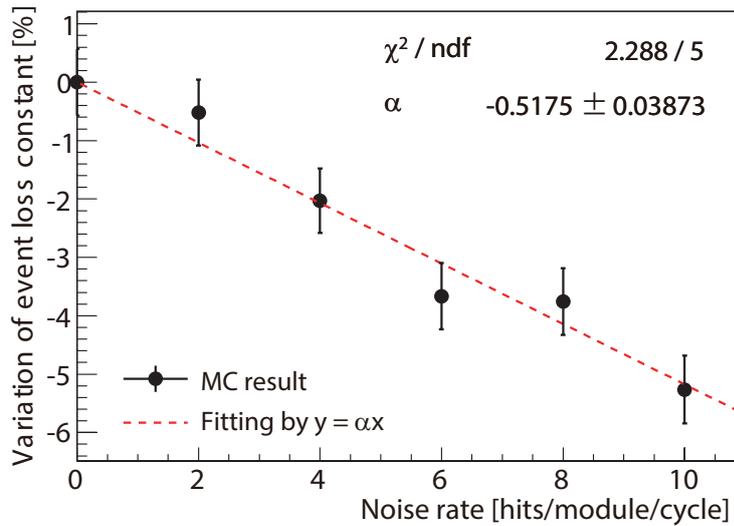


図 6.36: シミュレーションを用いて求めたノイズレートとイベントロスコンスタントの関係 (ニュートリノモード)

されるイベントロス定数に対する二倍に増えたノイズの効果は 7.7% ($= 1.04 \times 7.4$) である。平方和をとってイベントロス定数の誤差は 19.6% ($= \sqrt{(7.7\%)^2 + (18.0\%)^2}$) とした。

イベントロス定数の誤差による事象数に対する系統誤差は、すべてのモジュールの中で最も大きいイベントロス定数の値から計算する。最も大きいバンチあたりの POT 数は 1.5×10^{13} であり、最も大きいイベントロス定数はモジュール #4 の 7.84×10^{-16} である。イベントロス定数由来の系統誤差は 0.23% ($= 19.6\% \times (1.5 \times 10^{13}) \times (7.84 \times 10^{-16})$) となる。加えて、2 イベントより多いイベントパイルアップ由来の系統誤差は 0.01% であると、ポアソン分布とバンチあたりの最大の POT の値から計算される。これらの平方和から、イベントパイルアップの系統誤差は 0.23% ($= \sqrt{(0.23\%)^2 + (0.01\%)^2}$) と計算される。

6.4.1.5 ビーム由来の背景事象

ビーム由来の背景事象は 6.3.1.2 で議論し、2.03% と見積った。以下の 3 つの系統誤差の原因が考えられる。

一つ目は、背景事象の数の規格化である。モンテカルロの背景事象の数は前面 VETO で除外された事象数が実データと一致するように規格化される。POT で規格化した場合との違いは 15.9% であり、これを系統誤差の一つとする。二つ目、三つ目はニュートリノ

のフラックスと散乱断面積についての誤差である。ここでは、それぞれについて、実際の見積りよりも大きめに 20 % の不定性があるとする。ビーム由来背景事象数の系統誤差は保守的にそれらの平方和を取ることで、 $32.4\%(=\sqrt{15.9\%^2 + 20\%^2 + 20\%^2})$ となる。

ビーム由来の背景事象による系統誤差は、ニュートリノイベント候補に占める背景事象の割合と背景事象数の系統誤差から $0.66\% (= 2.03\% \times 0.324)$ である。

6.4.1.6 ビーム由来でない背景事象

ビーム由来ではない背景事象の原因として宇宙線が考慮される。背景事象の比を見積もるため、ビームが来ていないタイミングのデータをニュートリノイベント選択と同じ方法で解析し、得られた宇宙線のデータを用いた。図 6.37 は宇宙線イベントの一例である。ニュートリノ事象に混入する割合は 0.06% であり、これを誤差とする。

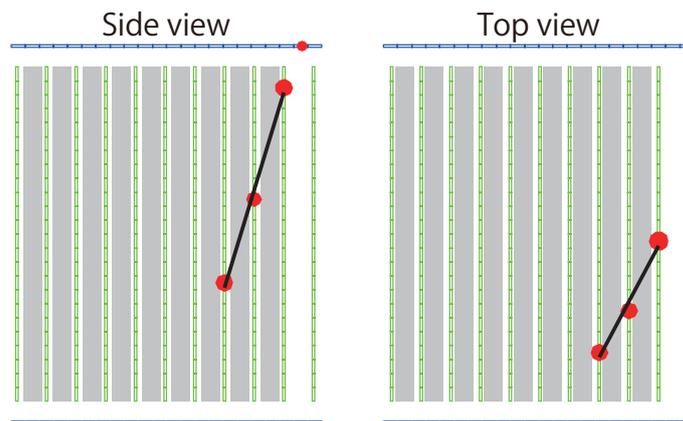


図 6.37: ビームが来ていないタイミングでの背景事象の一例。INGRID モジュールで止まった宇宙線事象と考えられる。

6.4.1.7 二次元飛跡再構成

シミュレーションの物理プロセスや検出器内での二次相互作用を考慮するために、データとシミュレーションの二次元飛跡再構成の効率を比較する。6.2 章では、時間によるクラスター化、アクティブプレーン数選択 (この 2 つの事象選択を合わせて”事象選択 A” と呼ぶ) のあと、二次元飛跡再構成を行った。二次元飛跡再構成率は次の式で定義さ

れる。

$$\text{二次元飛跡再構成率} = \frac{A \text{ かつ、} x \text{ レイヤー、} y \text{ レイヤー両方に飛跡が1本以上ある事象数}}{\text{事象選択 } A \text{ を満たす事象数}} \quad (6.11)$$

二次元飛跡再構成率をデータとシミュレーションそれぞれで求めた。データとシミュレーションの二次元飛跡再構成率の差は2.24%であり、これをニュートリノ事象数の系統誤差とする。表 6.9 が結果である。

表 6.9: データとシミュレーションの飛跡再構成率

データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
97.46%	95.22%	2.24%

この系統誤差が反ニュートリノビーム測定におけるもっとも大きい系統誤差である。飛跡再構成効率でデータとシミュレーションの間にずれが生じる理由については、6.4.3 章で考察する。

6.4.1.8 三次元飛跡マッチング

三次元飛跡マッチングによる系統誤差の見積もりを行うために、2次元飛跡を組み合わせる際の x プレーンの飛跡と y プレーン飛跡の最上流点でのズレに対する許容度を変え、基準の事象数から事象数がどれだけ変わるかをデータとシミュレーションについてそれぞれ調べた。表 6.10 が結果である。データとシミュレーションの最大の差が0.68%であり、これを系統誤差とする。

表 6.10: x プレーン飛跡と y プレーン飛跡の最上流点の z 方向における差の許容度を基準から変更したときの事象数の変化。

Tolerance	データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
< 2 プレーン	99.34%	98.66%	0.68%
< 3 プレーン (基準)	100%	100%	0%
< 4 プレーン	100.29%	100.14%	0.14%
系統誤差 (絶対値の最大値)			0.68%

6.4.1.9 反応点

複数の三次元飛跡がある場合、その飛跡が共通の反応点から出てきたものか、そうでないかを決定する必要がある。複数の三次元飛跡が共通の反応点から出たものと判断する基準は、複数の三次元飛跡の最上流点のZ方向の距離が1プレーンよりも小さい(つまり、同じプレーンに最上流点がある)ことと、XY方向の位置のずれが150mmよりも小さいというものであった。反応点決定の系統誤差を見積もるために、この2つの反応点決定の基準を変え、データとシミュレーションで事象数がそれぞれどれだけ変化するかを調べ比較した。表 6.11 と 6.12 が結果である。

表 6.11: 反応点を決定する際のZ方向の位置に対するの許容度を基準から変更したときの事象数の変化。

反応点決定の許容度	データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
< 1 プレーン (基準)	100%	100%	0%
< 2 プレーン	99.86%	99.78%	0.08%
< 3 プレーン	99.81%	99.65%	0.16%
系統誤差 (絶対値の最大値)			0.16%

表 6.12: 反応点を決定する際のXY方向の位置に対するの許容度を基準から変更したときの事象数の変化。

反応点決定の許容度	データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
< 150mm (nominal)	100%	100%	0%
< 175mm	99.76%	99.75%	0.01%
< 200mm	99.65%	99.53%	0.12%
系統誤差 (絶対値の最大値)			0.12%

データとシミュレーションの最大の差は 0.16% と 0.12% である。これらの平方和の 0.20% を系統誤差とする。

6.4.1.10 ビームタイミング選択

有限な時間分解能のために、いくつかのニュートリノイベントをタイミング選択によって失う可能性がある。その不定性を見積もるために、タイミング選択のカットの値を変化させ、選択するイベントが基準値からどれだけ変化するか調べた。表 6.13 が結果である。基準からの差は 0.01 % 以下であり、これは無視できる。

表 6.13: イベントタイミングのカット値を変更した場合の事象数の変化

カットの値 [nsec]	比 [%]	差 [%]
±90	99.99%	0.01%
±100 (基準)	100%	0%
±110	100.01%	0.01%
系統誤差 (絶対値の最大値)		0.01%

6.4.1.11 上流 VETO カット

上流 VETO カットによる系統誤差を見積もるために、前面 VETO カットと横面 VETO カットの基準を変化させ、選択される事象数がどれだけ変化するかを調べ、データとシミュレーションを比較した。表 6.14 と 6.15 が結果である。フロント VETO カットとサ

表 6.14: 前面 VETO における Z 方向の許容度を基準から変更したときの事象数の変化

カットの許容度	データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
> 0 プレーン (基準)	100%	100%	0%
> 1 プレーン	87.21%	86.76%	0.45%
> 2 プレーン	74.29%	73.72%	0.57%
系統誤差 (絶対値の最大値)			0.57%

イド VETO カットのデータとシミュレーションの最も大きな差が 0.57% と 0.03% であった。平方和は 0.57% であり、これを系統誤差とする。

表 6.15: 横面 VETO における飛跡からの距離の許容度を基準から変更したときの事象数の変化

カットの許容度	データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
> 70cm	100.02%	100.02%	0.00%
> 80cm (基準)	100%	100%	0%
> 90cm	99.99%	99.97%	0.02%
> 100cm	99.98%	99.95%	0.03%
系統誤差 (絶対値の最大値)			0.03%

6.4.1.12 有効体積カット

有効体積カットの系統誤差を見積もるために、いくつかの仮の有効体積カットを定義し、それぞれの有効体積カットに対して基準からの事象数の変化を調べ、データとシミュレーションで比較した。表 6.16 が結果である。最も大きなデータとシミュレーションの差は 0.32% であり、これを系統誤差とする。

表 6.16: 有効体積を基準から変更したときの事象数の変化

XY 面における有効体積領域の変化	データ	MC	データ - MC
<50 cm (基準)	100%	100%	0%
<25 cm	25.71%	26.01%	0.30%
25 ~ 40 cm	39.72%	39.74%	0.02%
40 ~ 50 cm	34.57%	34.25%	0.32%
系統誤差 (絶対値の最大値)			0.32%

6.4.1.13 まとめ

表 6.17 はモジュール全体の事象数に対する系統誤差である。誤差の総計はすべての誤差の平方和として求められ、2.69% (統計誤差 = 0.2%) である。

表 6.17: モジュール全体の合計事象数に対する系統誤差

項目	誤差 [%]
鉄の質量	0.13
MPPC ノイズ	0.58
ヒット効率	0.69
イベントパイルアップ	0.23
ビーム由来の背景事象	0.66
ビーム由来でない背景事象	0.06
二次元飛跡再構成	2.23
三次元飛跡マッチング	0.68
反応点	0.20
ビームタイミング	0.01
上流 VETO カット	0.57
有効体積カット	0.32
合計	2.69

6.4.2 各モジュールの事象数の系統誤差

各モジュールにおける事象数の系統誤差を見積もる。ビーム方向の測定の際には、各モジュールでの事象数を用いる。この、誤差を見積もるために、6.4.1 章と同様の見積もりをモジュールごとに行う。表 6.18 が結果である。モジュール間で系統誤差の大きさが大きく異なる傾向が無いため、それぞれの系統誤差の項目について、14 個のモジュールの平均値を取る。各項目の平方和を各モジュールの事象数の系統誤差とし、表 6.19 に示す。

表 6.18: 各モジュールの事象数の系統誤差。単位はパーセント。

項目	module0	module1	module2	module3	module4	module5	module6
鉄の質量	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13
MPPC ノイズ	0.61	0.51	0.54	0.56	0.53	0.50	0.50
ヒット効率	0.55	0.69	0.87	0.87	0.94	1.52	0.55
イベントパイルアップ	0.14	0.11	0.12	0.12	0.13	0.12	0.13
ビーム由来の背景事象	0.81	0.62	0.64	0.21	0.58	0.61	0.85
ビーム由来でない背景事象	0.19	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.41
二次元飛跡再構成	2.06	1.92	1.76	1.86	1.97	2.04	2.31
三次元飛跡マッチング	0.79	0.68	0.78	0.48	0.59	0.51	1.08
反応点	0.20	0.20	0.29	0.16	0.11	0.16	0.17
ビームタイミング	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
上流 VETO カット	0.22	0.53	1.49	0.53	0.50	0.90	1.28
有効体積カット	0.26	0.58	0.35	0.25	0.41	0.83	0.47

項目	module7	module8	module9	module10	module11	module12	module13
鉄の質量	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13
MPPC ノイズ	0.59	0.61	0.61	0.61	0.63	0.65	0.62
ヒット効率	1.06	1.25	0.67	0.74	0.64	0.87	0.87
イベントパイルアップ	0.07	0.06	0.07	0.11	0.07	0.08	0.06
ビーム由来の背景事象	0.86	0.62	0.78	0.68	0.66	0.79	0.73
ビーム由来でない背景事象	0.19	0.41	0.19	0.09	0.28	0.09	0.28
二次元飛跡再構成	2.17	2.67	2.47	2.30	2.42	2.54	2.79
三次元飛跡マッチング	0.87	0.76	0.63	0.55	0.63	0.71	0.81
反応点	0.29	0.21	0.25	0.21	0.17	0.38	0.18
ビームタイミング	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
上流 VETO カット	1.15	0.11	0.41	0.62	0.58	0.29	0.78
有効体積カット	0.39	0.33	0.56	0.90	0.71	0.14	0.93

表 6.19: 各モジュールの事象数の系統誤差のまとめ

項目	誤差 [%]
鉄の質量	0.13
MPPC ノイズ	0.58
ヒット効率	0.87
イベントパイルアップ	0.14
ビーム由来の背景事象	0.67
ビーム由来でない背景事象	0.17
二次元飛跡再構成	2.23
三次元飛跡マッチング	0.70
反応点	0.21
ビームタイミング	0.01
上流 VETO カット	0.67
有効体積カット	0.51
合計	2.80

6.4.3 2次元飛跡再構成率におけるデータとシミュレーションの比較的大きな違いについての考察

6.4.1.7では、データの飛跡再構成率が97.46%、シミュレーションが95.22%であり、その差2.24%を系統誤差とした。これは、最も大きい系統誤差であり、このデータとシミュレーションの違いの原因について考察する。

6.4.3.1 二次元飛跡再構成率とアクティブプレーン数の関係

まず、データとシミュレーションの飛跡再構成率をアクティブプレーン数ごとに見積もった。表に結果をまとめた。

表 6.20: データとシミュレーションのアクティブプレーン数ごとの飛跡再構成率

アクティブプレーン数	データ	シミュレーション	データ - シミュレーション
3	88.30%	80.80%	7.50%
4	98.43%	96.48%	1.95%
5	99.80%	99.44%	0.36%
6	99.98%	99.91%	0.07%
8	100%	100%	0%
9	100%	100%	0%
10	100%	100%	0%

データとシミュレーションの比較的大きな違いは“アクティブプレーン数 = 3”の事象において生じており、“アクティブプレーン = 3”のときの飛跡再構成の効率はデータが88%、シミュレーションが81%であり、7%異なる。6.2.0.9章のVertex Z分布(図6.19)における最下流のビンやアクティブプレーン分布(図6.16)ではデータとシミュレーションの間に比較的大きな違いが存在した。この違いも“アクティブプレーン = 3”において見られている。二次元飛跡再構成率のデータとMCの違いがVertex Z分布とアクティブプレーン数分布におけるデータとMCの違いを生んでる可能性が高い。

6.4.3.2 検出器シミュレーションで用いる物理モデルと二次元飛跡再構成率

現在、二次元飛跡再構成率のデータとシミュレーションの違いを生む原因はわかっていない。しかし、この違いを生んでいる可能性の一つとして検出器シミュレーションで使っている Geant4 における物理モデル (Physics list) が挙げられる。Geant4 における物質と粒子の相互作用の取り扱いはユーザーがシミュレーションで使用する粒子やエネルギースケールから既存の Physics list を選択または新たに作成することで決定される。電磁相互作用は摂動論で正確に計算されるため、モデルによる不定性は小さく、以下で述べる QGSP BERT、QGSP BIC 双方で同じ標準電磁相互作用モデルが用いられている。ハドロン記述モデルについては、ハドロンが QCD で記述されることからモデルによる不定性が大きく使用する粒子やエネルギースケールから適切なモデルを選択しなければならない。

Geant4 には基本 Physics list という Geant4 チームが安定的に保守維持をしている Physics List があり、今回はその中の一つである QGSP BERT というモデルを使用した。QGSP BERT のハドロン過程は 20GeV 以上のエネルギー領域では QGS(Quark-Gluon String) モデル、9.5GeV 以下では Bertini 型 cascade モデル [30]。また、これらの2つの間のエネルギー領域では LEP(Low Energy Parameterized) モデルを使用している。

6.4.3.3 BIC と BERT の分布の違い

今回は、Physics List を変更したときの影響を調べるために、Physics List として QGSP BIC を使用したときの Vertex Z 分布とアクティブプレーン数分布について調べ、QGSP BERT の場合と比較した。QGSP BIC は基本 Physics List の一つであり、基本的には QGSP BERT と同様であるが、今回のシミュレーションで重要であるエネルギースケールで用いられていた Bertini モデルを Binary cascade モデルで置き換えたものである。

また、Z 方向の Vertex 分布、active plane 数の分布を比較したものが図 6.38、6.39、6.41、6.41 である。

Vertex Z=8、active plane 数=3 でデータ/モンテカルロが1から大きく離れているが、QGSP BIC のほうが QGSP BERT に比べデータ/モンテカルロが1に近い。このように、データ/モンテカルロが離れているビンは他のビンに比べ Physics List に大きな影響を受けることがわかる。現在、physics list を変えたときに分布が変化する理由は不明である。今後は physics list を変えた時に分布に影響を与える理由を追求する。

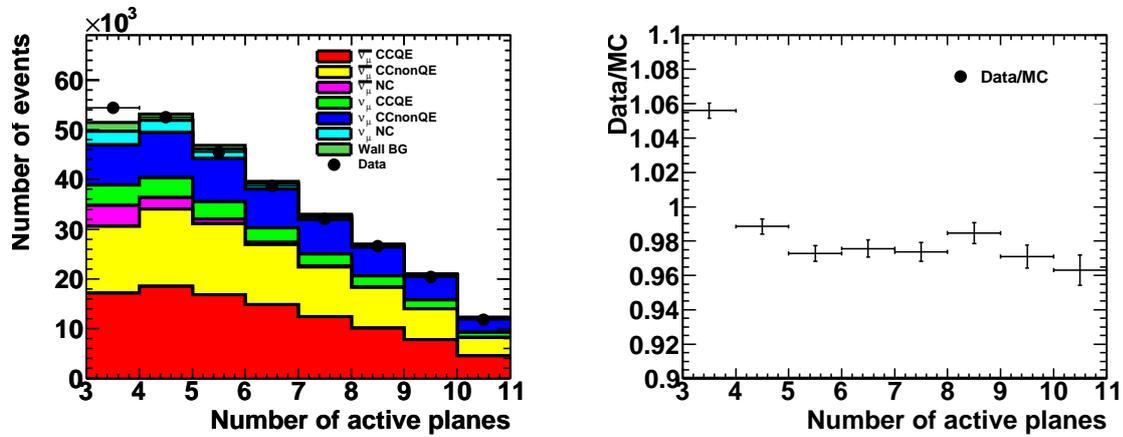


図 6.38: 選択された事象のアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右) (QGSP BERT)(再掲)

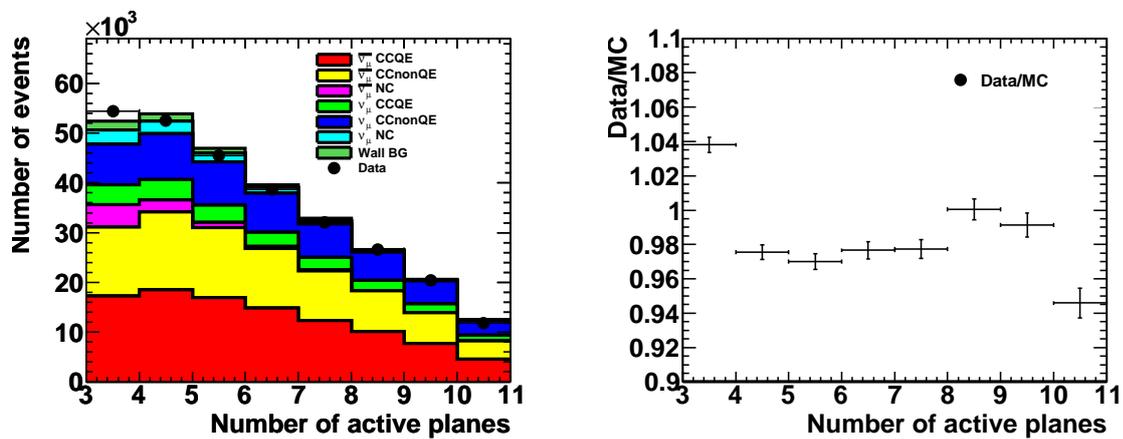


図 6.39: 選択された事象のアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右) (QGSP BIC)

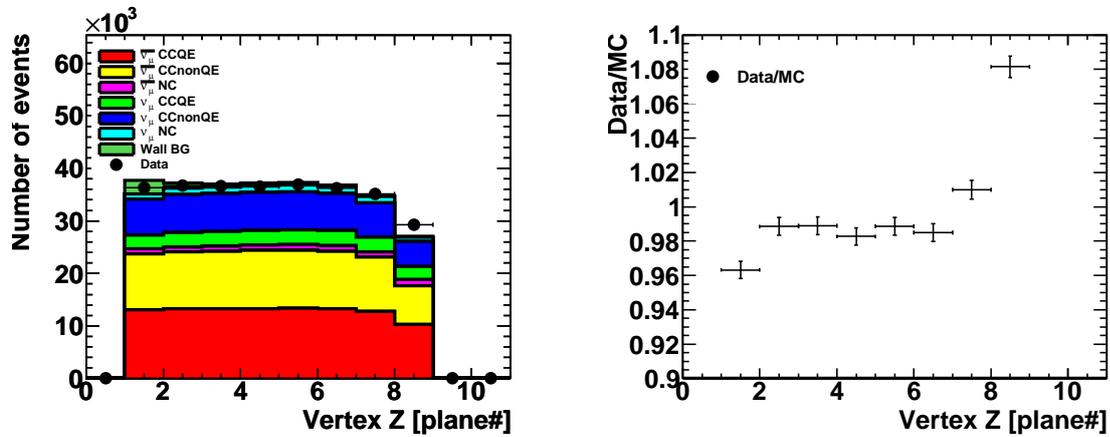


図 6.40: 選択された事象の反応点の Z 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)(QGSP BERT)(再掲)

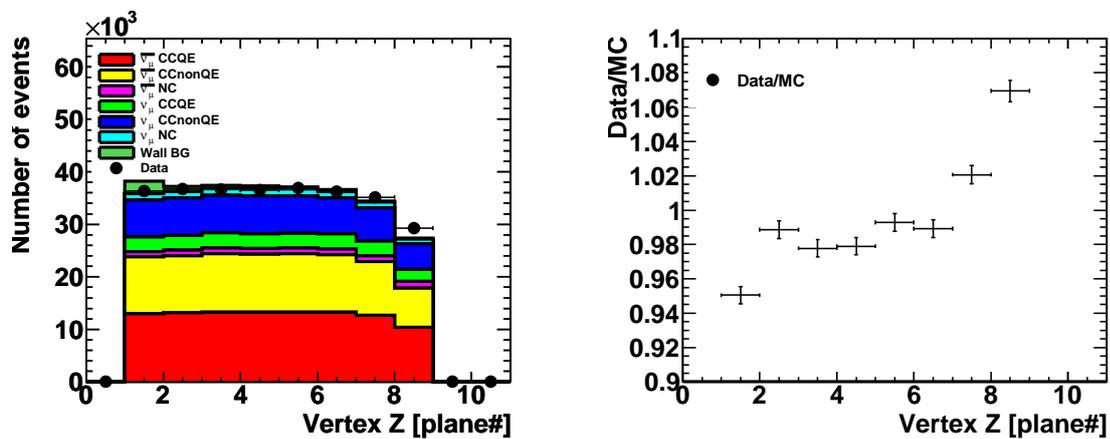


図 6.41: 選択された事象の反応点の Z 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)(QGSP BIC)

6.5 測定結果

6.5.1 イベントレートの安定性

全モジュールを用いたニュートリノイベント候補のイベントレートを測定した。イベントパイルアップ補正後のイベントレートに加え、補正前ニュートリノイベント候補とビーム由来のサンドミュオン候補のレートも示す。ここで、サンドミュオン候補は上流 VETO で除去されたイベントである。図 6.42 は事象数補正前の反ニュートリノモード⁵ の POT で規格化されたニュートリノイベント候補の 1 日ごとのイベントレートである。また、図 6.43 はイベントパイルアップ補正後のレートである。また、図 6.44 は反ニュートリノモードの POT で規格化されたサンドミュオンイベント候補のイベントレートである。パイルアップ補正後のイベントレートプロット (図 6.43) では、データポイントは 21 点あって、平均値からのばらつきは 23.1 である。

ここで、イベントレートの安定性を見るために、POT がだいたい等しくなるようにデータを 4 つの期間に分け、それぞれのサンプルでイベントレートを求めた。さらに、横軸をそのイベントレート、縦軸をサンプル数とするプロットを作成し (図 6.45)、その RMS/mean を安定性の指標とした。RMS/mean = 0.0034 であり、イベントレートは 0.34% 以内⁶ で安定していた。

6.5.2 イベントレートのデータ/モンテカルロ比

反ニュートリノビームにおけるデータとモンテカルロから予想されるイベントレートの比較は表 6.21 にある。イベントレートのデータ/モンテカルロ比は $1.003 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.040(\text{syst.})$ である。ここで、系統誤差は INGRID モジュールの系統誤差であり、ニュートリノフラックスとニュートリノ相互作用由来の誤差は含まれていない。

⁵反ミュオンニュートリノビームを生成する運転

⁶今回は統計量が少なかったためこのバラ付きの原因はほとんど統計誤差である (一つのサンプルの統計誤差はおよそ 3.5%であった)。統計がたまとより安定していることが示せるはずである

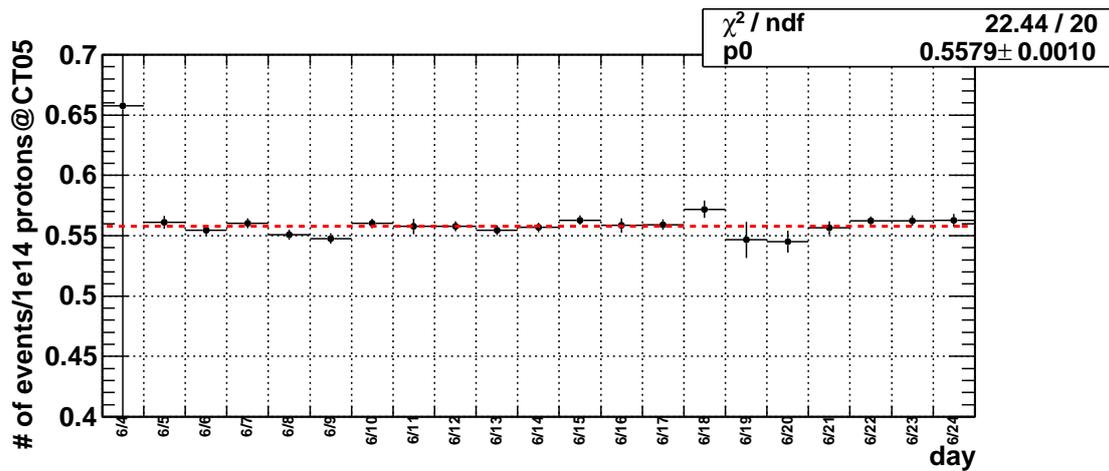


図 6.42: 反ニュートリノモードの POT で規格化されたニュートリノイベント候補のイベントレート (イベント数の補正前)

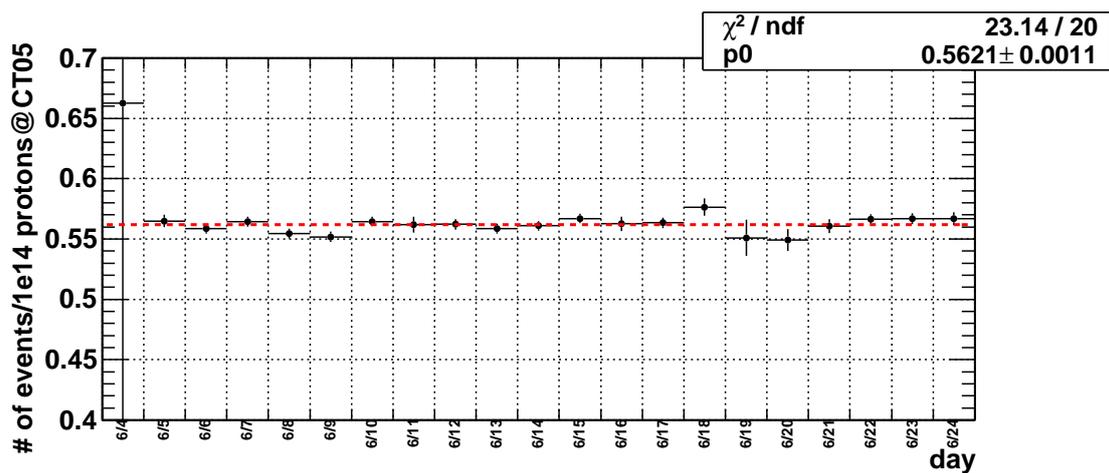


図 6.43: 反ニュートリノモードの POT で規格化されたニュートリノイベント候補のイベントレート (イベントパイルアップによるイベント数の補正後)

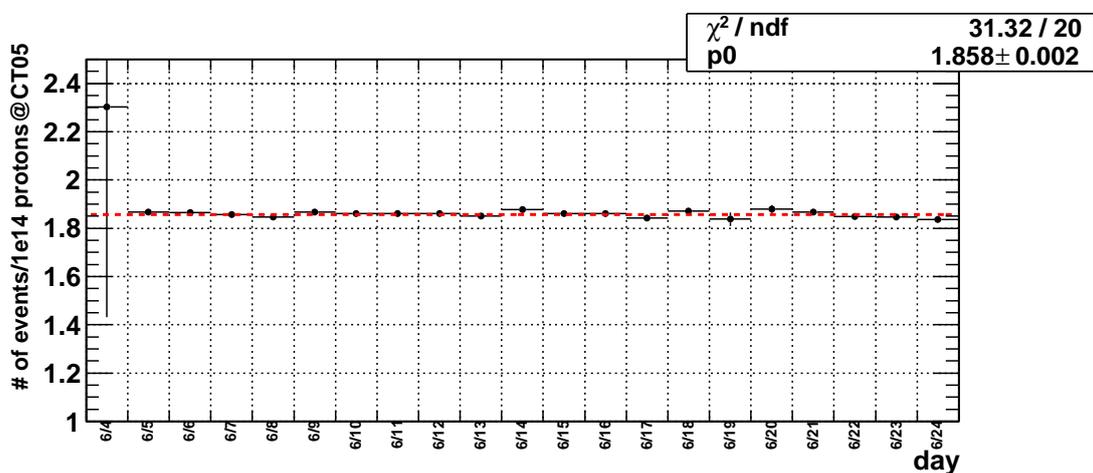


図 6.44: 反ニュートリノモードの POT で規格化されたサンドミュオンイベント候補のイベントレート (イベント数の補正なし)

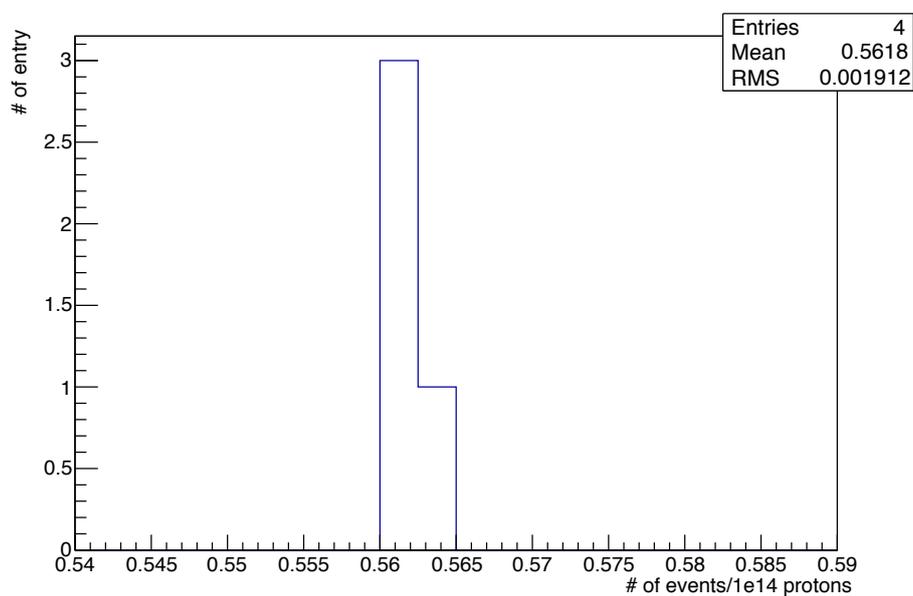


図 6.45: イベントレート分布、横軸:イベントレート (パイルアップ補正後)、縦軸:サンプル数

表 6.21: データと MC のイベントレートの比較。データにはパイルアップコレクション後のイベントレートを用いる。エラーは統計誤差のみである。

	Data	MC	Data/MC
Run5	$0.562 \pm 0.001(\text{stat.})$	0.561	$1.003 \pm 0.002(\text{stat.})$

6.5.3 ビーム方向の測定

図 6.46 は水平方向と垂直方向のビームプロファイルである。各モジュールでのニュートリノ候補のイベント数を最小二乗法でガウス関数でフィットし、その中心とシグマをビームの中心と幅としている。

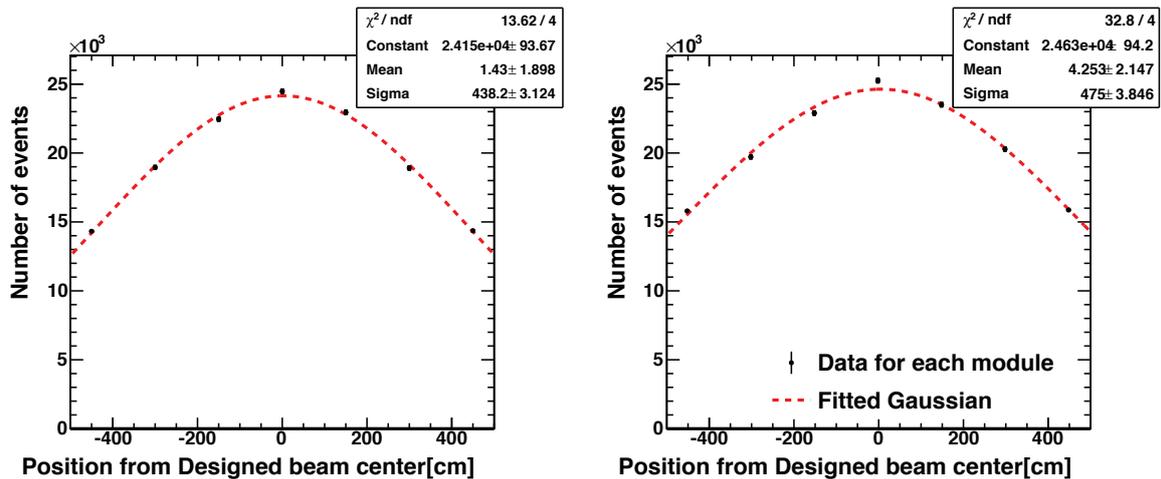


図 6.46: 水平方向のプロファイルと鉛直方向のプロファイル

6.5.3.1 系統誤差

系統誤差としては3つの要素が考慮されている。1つ目はINGRIDの検出器由来の系統誤差である。検出器による系統誤差は6.4で求めた。検出器由来の系統誤差がプロファイル中心に与える影響は以下のようにToyモンテカルロシミュレーションを用いて以下のとおり求める。実データのプロファイルにおいて、各モジュールのイベント数を、その系統誤差である2.8%の範囲で一様に変化させ、1,000,000個のプロファイルを作成する。図 6.47 は再構成された1000000個のプロファイルの水平方向の中心と鉛直方向の中心である。この分布のRMSをビーム方向測定の系統誤差とした。

2つ目はガウシアンフィッティングしてビーム中心を求めるということに対する誤差である。つまり、実際のビーム中心とフィットしたガウス関数の中心には小さな違いがありそれによって誤差が生じる。これは、ビーム方向測定の系統誤差となる。この系統誤差を測定するためには、モンテカルロ・シミュレーションにおいて、ビーム中心を変化させ、ガウシアンフィッティングによるビーム中心と実際のビーム中心を比較すれば良

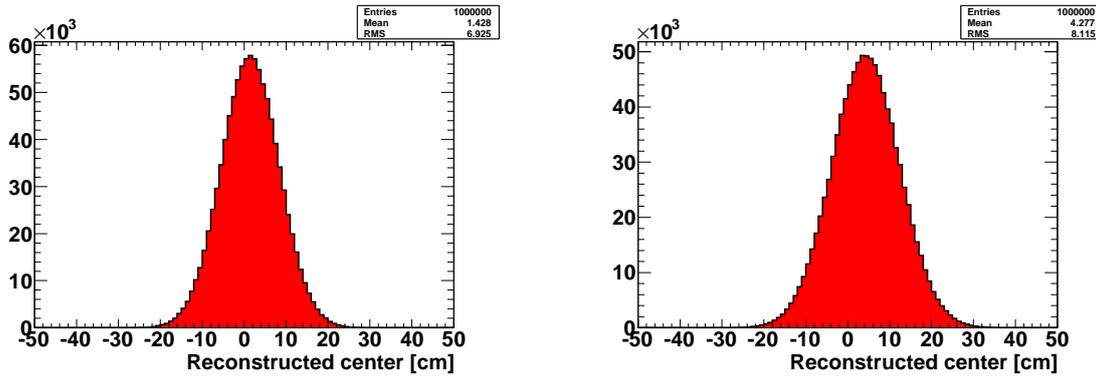


図 6.47: 再構成された水平方向と鉛直方向のビームプロファイルの中心値。Toy モンテカルロ・シミュレーションで 1,000,000 個のプロファイルを作成。

い。ニュートリノモードにおいて、再構成されたビーム中心と実際のビーム中心の違いはと評価される。反ニュートリノモードにおけるビームプロファイルの形状はニュートリノモードのときと大きな形状の違いがないのでニュートリノモードの時の値を用いて計算する。系統誤差の計算は以下の通りである。

$$\text{系統誤差} = 0.07 \times \text{ビーム中心 [cm]} \quad (6.12)$$

3つ目は検出器の位置の測定の系統誤差 (0.2cm) である。3つの平方和を取り、系統誤差とした。

6.5.3.2 ビーム方向と off-axis 角

反ニュートリノビームにおけるビーム中心の測定は表 6.22 のとおりである。

表 6.22: ビーム中心の測定結果

	水平方向の中心 [cm]	鉛直方向の中心 [cm]
Run5	$1.4 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 6.9(\text{syst.})$	$4.3 \pm 2.1(\text{stat.}) \pm 8.1(\text{syst.})$

ビーム方向はニュートリノを生成するターゲットから INGRID で測定されるビーム中心として測定される。表 6.23 はターゲットと INGRID の中心位置の座標である ([29] 参照)。表 6.23 から、予想されるビーム方向からの違いを角度の単位で表したものが表 6.24 に示されている。

表 6.23: NEUT におけるターゲットと INGRID 検出器の中心位置

	X[m]	Y[m]	Z[m]
Target	0	0.30603	-4.62
INGRID H center	-0.000863	-17.55557	277.36844
INGRID V center	-0.038371	-17.38257	273.35956

表 6.24: ビーム方向測定の結果

	Horizontal angle [mrad]	Vertical angle [mrad]
Run5	$0.050 \pm 0.067(\text{stat.}) \pm 0.244(\text{syst.})$	$-0.155 \pm 0.076(\text{stat.}) \pm 0.320(\text{syst.})$

第7章 結論

本論文では、前置検出器 INGRID における反ニュートリノモードのイベントレートとビームプロファイルの測定結果について述べた。T2K 実験は δ_{CP} の測定に向け、初めての反ニュートリノモードによるデータ取得を 2014 年 6 月に行った。

T2K 実験は、ビーム方向を後置検出器の方向からわずかにずらしたオフ軸法を採用しており、これにより、スーパーカミオカンデにおけるミューニュートリノの振動確率が最大となるようなエネルギー領域を持つニュートリノビームを生成する。この方法においては、スーパーカミオカンデにおけるフラックスがニュートリノビーム方向と強い相関を持つため、ニュートリノビームの方向測定が重要となり、INGRID 検出器を用いてビーム方向を 1mrad より十分よい精度で測定することを要求される。INGRID 検出器はビーム軸上に置かれた前置検出器 INGRID は鉄とシンチレータのサンドイッチ構造の独立なモジュール 14 台を十字に配置しており、これらのモジュールで観測されるニュートリノイベント数からイベントレートやビーム方向を測定する。

ニュートリノモードの場合と同じ事象選択を行い、ニュートリノ事象候補を得た。鉄の質量の設計値からの違いや、デッドチャンネル、ビーム由来のバックグラウンド、イベントパイルアップの事象選択数に与える影響を見積もり、補正を行った。また、あらゆる事象選択数に与える影響を考慮して、事象選択数に対する系統誤差を求めた。

この結果、イベントレートはデータ取得期間中、0.34%以内で安定していることを示した。また、データ/モンテカルロ比も 1 に近いことがわかった。ビーム方向のずれが 1mrad より十分小さいことを示し、反ニュートリノビームの方向測定結果が T2K 実験の物理的な要請を満たすことを示した。

謝辞

大学院に進学してからおよそ二年間が経ち、京都大学高エネルギー研究室で研究生活を過ごせたことをとても幸せに思っています。

南野彰宏助教には、本研究の方針や解析、また論文の執筆まで多くの助言を頂きました。本当にありがとうございました。

中家剛教授には、素粒子物理学を研究するにあたって必要な知識を授業、ミーティング、実験現場など様々な場面で授けていただきました。また、本研究や論文執筆にあたって指導と助言を頂きました。

市川温子准教授には、解析方針や本論文に多くの助言を頂いたのみでなく、東海村での慣れない生活のサポートもしていただきました。東海村で元気に研究活動に取り組めました。

木河達也さんには INGRID のデータ取得、本解析の方針などに対して INGRID 検出器の偉大なる先人として多大なる助言、指導を頂きました。無事にデータを取得でき、本論文が完成したのもハイスペックな木河さんの指導のおかげです。

鈴木研人さんは、INGRID のデータ解析、シミュレーションなど詳細に渡り助言を頂きました。

Christophe Bronner さんには特に実験現場において INGRID 検出器を運用する上で注意すべき点を数多く教えていただきました。

同級生の古賀太一朗くん、吉田健人くん、若松慶樹くんには、INGRID のデータ取得、解析のみでなく、東海村での共同生活など様々な場面でお世話になりました。多くのすばらしい同級生に恵まれたことは本当に幸運なことだと思っています。

研究室の皆様のお陰で充実した2年間を過ごすことが出来ました。ありがとうございました。

付録A ニュートリノランにおけるイベントレートとプロファイル

A.1 データセット

2014年6月4日から6月24日まで、初めての反ニュートリノモード¹でのデータ取得を行った。その前後、5月21日から6月3日までと6月24日から26日までの期間ニュートリノモードによってデータ取得を行った。このニュートリノモードでのデータ取得の狙いは大きく2つある。

- ニュートリノビームラインが正常であることの確認
2013年5月8日を最後におよそ一年間ニュートリノビームデータ取得の機会がなかった。その一年間の間にニュートリノ二次ビームラインではホーンの入れ替えを始めとする作業が行われ、ビームラインの状態が2013年までと同様であるか確認するため、すでに経験豊富なニュートリノモードでデータを取得することが必要であった。INGRIDでは、ニュートリノモードのイベントレートとビームプロファイルが2013年以前と比べ大きく変化していないことを確認した。
- 反ニュートリノモードのはじめと終わりで、ビームが安定していたことの確認
2014年6月が反ニュートリノモード初めてのデータ取得であり、イベントレートは未知の値であった。また、反ミューオンニュートリノの散乱断面積はミューオンニュートリノに比べおよそ1/3のためにニュートリノモードに比べ一日の統計が少なくなる。そこで、反ニュートリノモードでのデータ取得のはじめと終わりでニュートリノビームが安定していたことを示すために反ニュートリノモード終了後に短い期間(三日間)のニュートリノモードでのデータ取得を行った。この測定で、反ニュートリノモードの前と後でイベントレートが統計誤差の範囲で一致することを確認した。

¹反ミューオンニュートリノビームを生成する運転

ニュートリノモードでのデータ取得期間、スピル数、INGRID で観測したスピル数、POT 数は表 A.1 にまとめた。

表 A.1: データセット

期間	スピル数	INGRID で記録できたスピル数	POT 数
2014 5/21 - 6/3	248875	248875	2.02×10^{19}
2014 5/21 - 6/3	38374	38374	0.42×10^{19}
合計	287249	287249	2.44×10^{19}

A.2 事象数の補正

反ニュートリノモードにおける事象数の補正については述べた。補正項目は4つある。

- 鉄の質量
- ビーム由来のバックグラウンド
- デッドチャンネル
- イベントパイルアップ

鉄の質量による補正は反ニュートリノモードと同じである。

ニュートリノモードにおけるビーム由来のバックグラウンドのニュートリノ候補事象に占める割合は反ニュートリノモードと同様の見積から0.59%である。これは、反ニュートリノモードの2.03%よりも小さい。ニューニュートリノと反ミュオンニュートリノでは、ニュートリノ反応した際に生成される粒子の割合が異なり、反ミュオンニュートリノのほうが中性子が生じる確率が高い。このことが反ミュオンニュートリノのほうがバックグラウンドの割合が多い一因となっていると考えられる。

デッドチャンネルの補正定数も反ニュートリノモードと異なる。これは、反ミュオンニュートリノが荷電カレント反応した際に生成されるミュオンはミュオンニュートリノによって生成されるミュオンに比べ前方に散乱されやすい。このミュオンの

表 A.2: 各モジュールにおけるデッドチャンネル数とそれらの補正定数 (ニュートリノモードの場合)。

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
デッドチャンネル数	5	1	0	0	0	11	0
補正定数 [%]	-2.62	-0.01	0	0	0	-1.81	0

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
デッドチャンネル	2	0	2	1	3	2	0
補正定数 [%]	-0.27	0	-0.13	-0.15	-0.61	-0.41	0

角度分布の差から2つのモードの補正定数に違いが生まれると考えられる。ニュートリノモードのときのデッドチャンネルの補正定数は表 A.2 にまとめた。

鉄、ビーム由来のバックグラウンド、デッドチャンネルの補正定数の総計は表 A.3 にまとめた。

表 A.3: 鉄の質量、ビーム由来のバックグラウンド、デッドチャンネルの補正定数の総計 (ニュートリノモードの場合)

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
補正定数 [%]	-2.83	0.36	0.59	0.74	0.51	-0.83	1.25

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
補正定数 [%]	0.0	0.56	0.83	-0.61	0.17	-0.98	-0.45

イベントパイルアップはイベントレートが大きいほど起こりやすくなるために、イベントロス定数は反ニュートリノモードの場合に比べ、ニュートリノモードの時のほうが大きくなると考えられる。反ニュートリノのときと同様の方法で見積もったイベントパイルアップ定数を表 A.4 にまとめた。

表 A.4: 各モジュールにおけるイベントロス定数 (ニュートリノモードの場合)。

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
イベントロス定数 [$10^{-15}/\text{POT}$]	0.87	1.06	1.13	1.22	1.32	1.22	0.92
モジュール	7	8	9	10	11	12	13
イベントロス定数 [$10^{-15}/\text{POT}$]	0.81	1.00	1.05	1.22	1.19	1.09	0.71

A.3 イベントレート

図 A.1 は 5 月 21 日から 6 月 26 日までのニュートリノモードにおけるパイルアップ補正後のニュートリノイベントレートである。この時のイベントレートは $1.714 \pm 0.003 \text{ events}/10^{14} \text{ POT}$ であった。

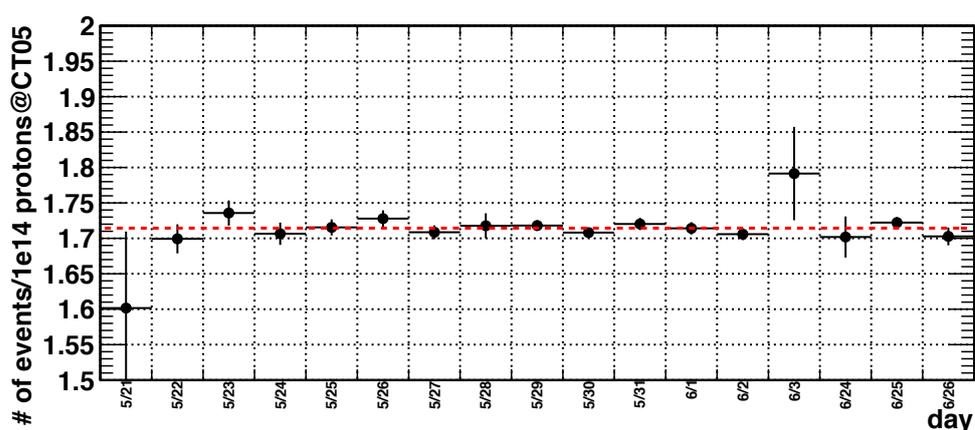


図 A.1: ニュートリノモードのイベントレート (パイルアップ補正後)

また、5 月 21 日から 6 月 3 日までのイベントレートは $1.714 \pm 0.003 \text{ events}/10^{14} \text{ POT}$ であり、6 月 24 日から 26 日までのイベントレートは $1.716 \pm 0.006 \text{ events}/10^{14} \text{ POT}$ であった。

まず、一つ前のビームタイムと 2014 年 5 月のビームタイムでイベントレートが大きく変わっていないか調べる。このビームタイムの直近のニュートリノモードのデータ取得は 2012 年 10 月から 5 月まで行ったもの (T2K Run4) で、そのときのイベントレート

は $1.723 \pm 0.001(stat.)$ (B と置く) であり、5月21日から6月26日までのニュートリノモードのイベントレート ($1.714 \pm 0.003(stat.)events/10^{14}POT$ (A と置く)) と比を取ると

$$A/B = 0.995 \pm 0.002 \quad (A.1)$$

となった。イベントレートは少し減少しているが、大きくは変わっていないことがわかった。

次に、5月21日から6月3日までのイベントレート ($1.714 \pm 0.003(stat.)events/10^{14}POT$ (C と置く)) と6月24日から6月26日までイベントレート ($1.716 \pm 0.006(stat.)events/10^{14}POT$ (D と置く)) が安定しているか調べた。この2つのイベントレートの比を取って

$$C/D = 0.999 \pm 0.004(stat.) \quad (A.2)$$

となる。5月21日から6月3日のイベントレートと6月24日から6月26日のイベントレートはエラーの範囲で一致しており、2つの期間で大きなイベントレートの変動がないことがわかった。

A.4 ビーム方向の測定

図 A.2 はニュートリノモードにおける5月21日から6月26日までの水平方向と垂直方向のビームプロファイルである。プロファイルは最小二乗法でガウス関数でフィットされていて、ガウス関数の中心とシグマをビームの中心と幅としている。図 A.3 はニュートリノモードにおける2012年10月から2013年5月(T2K Run4)の水平方向と垂直方向のビームプロファイルである。

ビームの中心やビーム幅については表 A.5 にまとめた。

鉛直方向の中心値、ビーム幅はエラーの範囲で一致していた。また、水平方向の中心値についても大きく離れていない。当然、ビーム中心のずれが $1\text{mrad}(=28\text{cm})$ 以内でなければならないという T2K 実験の物理的な要請も満たしている。

以上により、5月21日から6月26日までのニュートリノビームの方向には問題がないことを確認した。

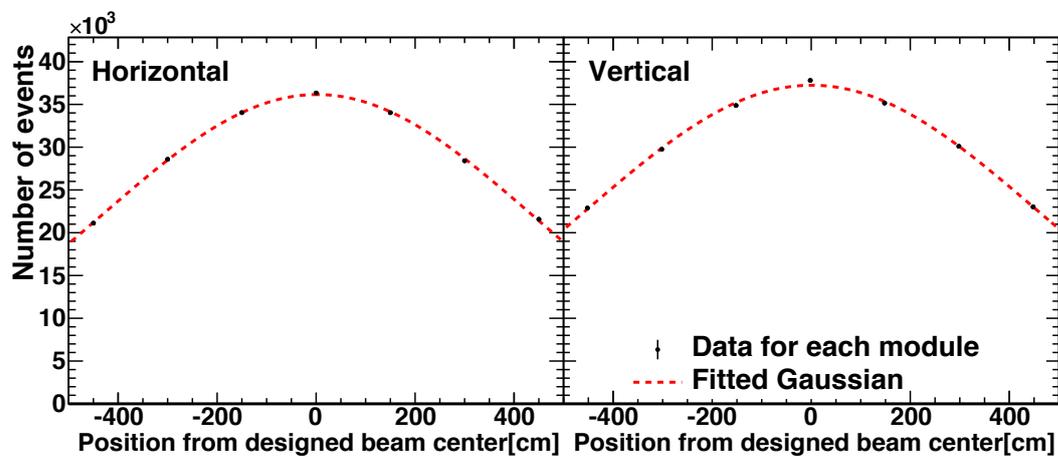


図 A.2: 水平方向のプロファイルと鉛直方向のプロファイル (ニュートリノモード 2014/5/21-6/26)

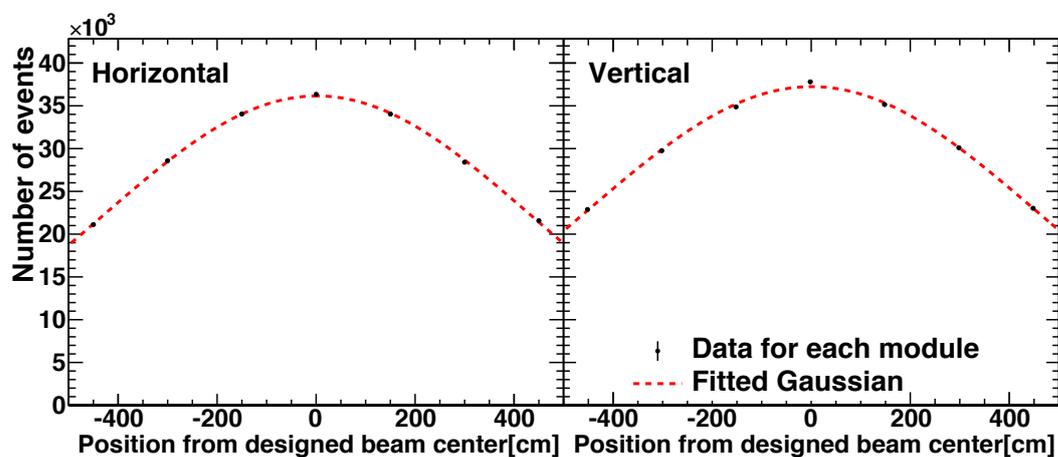


図 A.3: 水平方向のプロファイルと鉛直方向のプロファイル (ニュートリノモード 2012/10-2013/5)

表 A.5: ビームプロファイルの中心と幅 (1σ)

	水平方向の中心 [cm]	鉛直方向の中心 [cm]
T2K Run5	$1.91 \pm 1.10(\text{stat.})$	$-0.81 \pm 1.63(\text{stat.})$
T2K Run4	$0.69 \pm 0.41(\text{stat.})$	$0.56 \pm 0.43(\text{stat.})$
	水平方向のビーム幅 (1σ) [cm]	鉛直方向のビーム幅 (1σ) [cm]
T2K Run5	$437.4 \pm 2.5(\text{stat.})$	$456.1 \pm 2.8(\text{stat.})$
T2K Run4	$439.8 \pm 0.7(\text{stat.})$	$456.3 \pm 0.7(\text{stat.})$

目次

1.1	2014年 T2K 実験により δ_{CP} に制限が与えられた。順階層及び逆階層においてベストフィットポイントは $\delta_{CP} = -90^\circ$ である。	8
2.1	T2K 実験の模式図	9
2.2	電子ニュートリノ出現事象における観測された電子ニュートリノ候補の2次元分布 (横軸:運動量、縦軸:角度分布) と運動量と角度分布それぞれの1次元分布	10
2.3	ミューオンニュートリノ候補のエネルギー分布	11
2.4	J-PARC	12
2.5	MR の陽子ビームの時間構造	13
2.6	一次、二次ビームラインに設置されているモニター群	14
2.7	二次ビームラインで生成されたニュートリノが検出器に到達するまでの模式図	15
2.8	いくつかのオフアクシス角におけるパイオンの運動量とニュートリノエネルギーの関係	16
2.9	いくつかのオフアクシス角におけるニュートリノエネルギー分布と対応する振動確率	16
2.10	ミューオンモニターの概略図 (左がビーム上流側)	17
2.11	前置検出器群の概略図	17
2.12	オフアクシス検出器の概略図	20
2.13	オフアクシス検出器の写真 (マグネットが開いているとき)	20
2.14	オフアクシス検出器のイベントディスプレイ	21
2.15	スーパーカミオカンデの内部写真	22
2.16	スーパーカミオカンデの概略図	22
2.17	T2K 実験ニュートリノビームによる ν_μ 候補事象	23
2.18	T2K 実験ニュートリノビームによる ν_e 候補事象	23

2.19	スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ候補事象の時間分布。8つのピークがJ-PARCで生成される8バンチのビームに対応している。	24
3.1	INGRID 検出器。B2 モジュールはこの図には掲載されていない。	26
3.2	INGRID モジュール	27
3.3	INGRID におけるニュートリノ検出原理の概念図 (光っているシンチレータを赤色で表示している)	27
3.4	MPPC	29
3.5	MPPC の受光面の拡大図。黒い部分が1つのAPDである。	29
3.6	INGRID のエレクトロニクス の概念図	31
3.7	宇宙線トリガーのアルゴリズム	33
3.8	INGRID のゲートの時間	34
4.1	1つのチャンネルにおける、ノイズの典型的なADC分布	36
4.2	典型的なMPPCゲイン分布 (横軸はADCカウントを単位とするゲインの値)	36
4.3	MPPCゲインのヒストリープロット (横軸は時刻、縦軸はゲイン値、Z軸(色)はMPPCの数)	36
4.4	リファレンスゲインからのゲインの変位のヒストリープロット (横軸は時刻、縦軸はリファレンスゲインからのゲインの変位(単位は%)、Z軸(色)はMPPCの数)	36
4.5	宇宙線ヒット光量の求め方	38
4.6	宇宙線ミュオンに対する1つのチャンネルの典型的な光量分布 (横軸は宇宙線ミュオンがシンチレータを1cm通過したときの光量(pe))	38
4.7	宇宙線ミュオンに対するすべてのチャンネルについての典型的な平均光量分布 (横軸は宇宙線ミュオンがシンチレータを1cm通過したときの平均光量(pe))	38
4.8	2014年6月3日から6月27日までの宇宙線ミュオンに対するすべてのチャンネルの平均光量分布	39
5.1	INGRID のモンテカルロシミュレーションの概要	40
5.2	INGRID の中心モジュール (#3) におけるJNUBEAMを用いてシミュレーションしたニュートリノフラックスのエネルギー分布 (黒が $\bar{\nu}_\mu$ 、赤が ν_μ のフラックスを表している)	42

5.3	INGRIDの中心モジュール(#3)と端のモジュール(#0)におけるJNUBEAMを用いてシミュレーションしたニュートリノフラックスのエネルギー分布	42
5.4	左側が実際にINGRIDで用いられているシンチレータの写真、右側はシミュレーション内でのシンチレータの形状	44
5.5	シミュレーションにおける電荷とそれに対応するADCカウントの関係(0~40pCの間)	44
5.6	シミュレーションにおける電荷とそれに対応するADCカウントの関係(0~7pCの間)	44
5.7	データとシミュレーションにおける全モジュールのサンドミューオン事象の光量分布(黒がデータ、赤がシミュレーションである)。	45
5.8	モジュール毎のノイズレート	46
5.9	チャンネル毎のノイズレート	46
5.10	TDC分布(モジュール0)	46
5.11	光量分布(モジュール0)	46
5.12	モジュール0の光量 vs. TDC分布(データ)	47
5.13	モジュール0の光量 vs. TDC分布(シミュレーション)	47
5.14	GEANT4シミュレーションで生成した前置検出器ホールの壁(下流側から見た図)。	48
5.15	黒の領域はバックグラウンドシミュレーションにおけるニュートリノ反応のバーテックスを示している(俯瞰図)。	48
6.1	POT数のプロット	49
6.2	データとシミュレーションの全モジュールのアクティブプレーン数のプロット。背景事象のシミュレーションはサンドミューオン事象数がデータとシミュレーションで一致するように規格化した。	51
6.3	飛跡再構成されるヒットの一例	52
6.4	クラスター化されたヒット	52
6.5	セルの初期状態	53
6.6	セルの状態数の初期値	53
6.7	最終的なセルの状態数	53
6.8	トラッキングの始点	54
6.9	再構成された飛跡	54

6.10	測定データにおけるイベントタイミング選択 (横軸:事象の時間分布 (ただし、ビームが来ると予想されるタイミングを0としている))	56
6.11	上流 VETO 選択により除去されるイベント (ニュートリノは図の左側から来る)。	57
6.12	データとシミュレーションの上流 VETO カット前の全モジュールの Z 反応点分布。	57
6.13	有効体積の定義 (ニュートリノビームは図の左側から来る)。	57
6.14	データとシミュレーションの上流 VETO カット後の全モジュールの反応点の X 分布。背景事象は Y 方向の反応点の有効体積カットで更に削減される。	58
6.15	データとシミュレーションの上流 VETO カット後の全モジュールの反応点の Y 分布。背景事象は X 方向の有効体積カットで更に削減される。	58
6.16	選択された事象のアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)	59
6.17	選択された事象の反応点の X 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)	60
6.18	選択された事象の反応点の Y 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)	60
6.19	選択された事象の反応点の Z 分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)	61
6.20	選択された事象の再構成された飛跡の角度分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)	61
6.21	“Vertex Z = 8” の事象をカットしたときのアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右)	62
6.22	反ミュオンニュートリノの事象検出効率	63
6.23	ミュオンニュートリノの事象検出効率	63
6.24	反ミュオンニュートリノの荷電準弾性散乱、荷電非弾性散乱反応の事象検出効率	63
6.25	ミュオンニュートリノの荷電準弾性散乱、荷電非弾性散乱反応の事象検出効率	63

- 6.26 モンテカルロシミュレーションにおける検出器上流の壁でのニュートリノ反応由来の中性子による背景事象の一例 (図の左側がビーム上流側)。検出器上流の壁でのニュートリノ反応により生成された中性子が、上流から入り、モジュール内で反応した。赤丸がヒットを、黒線が再構成された飛跡を表している。 67
- 6.27 モンテカルロシミュレーションにおける検出器上流の壁でのニュートリノ反応由来の γ 線による背景事象の一例 (図の左側がビーム上流側)。検出器上流の壁でのニュートリノ反応により生成された γ 線が、上流から入り、モジュール内で反応した。赤丸がヒットを、黒線が再構成された飛跡を表している。 68
- 6.28 モンテカルロシミュレーションにおける検出器上流の壁でのニュートリノ反応由来のミューオンによる背景事象の一例 (図の左側がビーム上流側)。上流からミューオンが入ってきて前面 VETO で反応しなかったため、候補事象として残ってしまった場合。赤丸がヒットを、黒線が再構成された飛跡を表している。 68
- 6.29 イベントパイルアップの一例 69
- 6.30 イベントロス定数を見積もるためにビームデータをバンチあたりの POT 数で2つに分けた。 70
- 6.31 データを用いてパイルアップをシミュレーションする手続き。 71
- 6.32 モジュール#0におけるイベントロス定数 71
- 6.33 平均ノイズレートの関数としての事象数の変化 74
- 6.34 ヒット不感効率と事象数の関係 75
- 6.35 左側:データとシミュレーションの角度に対するヒット効率 右側:ヒット効率のデータ/シミュレーション比 75
- 6.36 シミュレーションを用いて求めたノイズレートとイベントロスコンスタントの関係 (ニュートリノモード) 77
- 6.37 ビームが来ていないタイミングでの背景事象の一例。INGRID モジュールで止まった宇宙線事象と考えられる。 78
- 6.38 選択された事象のアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右) (QGSP BERT)(再掲) 88
- 6.39 選択された事象のアクティブプレーン数の分布 (左) とデータ/モンテカルロ比 (右) (QGSP BIC) 88

6.40	選択された事象の反応点のZ分布(左)とデータ/モンテカルロ比(右)(QGSP BERT)(再掲)	89
6.41	選択された事象の反応点のZ分布(左)とデータ/モンテカルロ比(右)(QGSP BIC)	89
6.42	反ニュートリノモードのPOTで規格化されたニュートリノイベント候補のイベントレート(イベント数の補正前)	91
6.43	反ニュートリノモードのPOTで規格化されたニュートリノイベント候補のイベントレート(イベントパイルアップによるイベント数の補正後)	91
6.44	反ニュートリノモードのPOTで規格化されたサンドミューオンイベント候補のイベントレート(イベント数の補正なし)	91
6.45	イベントレート分布、横軸:イベントレート(パイルアップ補正後)、縦軸:サンプル数	92
6.46	水平方向のプロファイルと鉛直方向のプロファイル	93
6.47	再構成された水平方向と鉛直方向のビームプロファイルの中心値。Toyモンテカルロ・シミュレーションで1,000,000個のプロファイルを作成。	94
A.1	ニュートリノモードのイベントレート(パイルアップ補正後)	101
A.2	水平方向のプロファイルと鉛直方向のプロファイル(ニュートリノモード2014/5/21-6/26)	103
A.3	水平方向のプロファイルと鉛直方向のプロファイル(ニュートリノモード2012/10-2013/5)	103

関連図書

- [1] M. Freund, Phys.Rev. D64, 053003 (2001).
- [2] Y. Fukuda et al. "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrino" Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
- [3] The Super-Kamiokande Collaboration "Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III" Phys.Rev.D 83, 052010 (2011)
- [4] The KamLAND Collaboration "Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND" PRL 100, 221803 (2008)
- [5] The SNO Collaboration "Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory" Phys. Rev. Lett. volume 89, No. 1, 011301 (2002)
- [6] K.A.Olive et al. (Particle Data Group), The Review of Particle Physics, Chin.Phys.C, 38, 090001 (2014)
- [7] The T2K Collaboration "Precise Measurement of the Neutrino Mixing Parameter θ_{23} from Muon Neutrino Disappearance in an Off-axis Beam" Phys.Rev.Lett. 112, 181801 (2014)
- [8] The MINOS Collaboration "Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS" Phys.Rev.Lett.110, 2518011 (2013)
- [9] The Super-Kamiokande Collaboration "Atmospheric neutrino oscillation analysis with sub-leading effects in Super-Kamiokande I, II and III, The Super-Kamiokande Collaboration" Phys. Rev. D 81, 092004 (2010)

-
- [10] Daya Bay Collaboration “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay”, Phys. Rev. Lett. 108 171803 (2012)
- [11] RENO Collaboration “Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment”, Phys.Rev.Lett.108, 191802 (2012)
- [12] Double Chooz Collaboration “Reactor *neubar* disappearance in the Double Chooz experiment” Phys. Rev. D 86, 052008 (2012)
- [13] The T2K Collaboration “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam” Phys.Rev.Lett. 112, 061802 (2014)
- [14] T2K-ND280, Technical Design Report (2006)
- [15] 大谷 将士, “T2K 長基線ニュートリノ振動実験 ニュートリノビームモニタリングGRID の製作と性能評価”, 京都大学修士論文 (2009)
- [16] A. Pla-Dalmau et al., “FNAL-NICADD Extruded Scintillator.”, FERMILAB-PUB- 05-344, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004 IEEE 790-793 Vol.2 (2005)
- [17] Kuraray Co. Scintillator fiber products (1994)
- [18] MPPC 技術開発資料, 浜松ホトニクス
- [19] K. Abe et al. [The T2K Collaboration], “The T2K experiment”, Nucl. Instrum. Meth. A 659 106-135 (2011)
- [20] A. Vacheret, S. Greenwood, M. Noy, M. Raymond, A. Weber, “The front end read- out system for the T2K-ND280 detectors”, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007. NSS ’ 07. IEEE vol3 1984-1991 (2007)
- [21] N Abgrall et al. Measurements of Cross Sections and Charged Pion Spectra in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c. Phys.Rev., C84:034604, 2011

-
- [22] N. Abgrall et al. Measurement of Production Properties of Positively Charged Kaons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c. Phys.Rev., C85:035210, 2012.
- [23] N. Abgrall et al. Measurements of Production Properties of K_s^0 mesons and Lambda hyperons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c. Phys.Rev., C89:025205, 2014.
- [24] Y.Hayato, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112, 171 (2002)
- [25] S.Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration], "Geant4: a simulation toolkit" Nucl. Instrum. Meth. B 506, 250 (2003)
- [26] 中嶋 一八, "T2K 長基線ニュートリノ振動実験におけるニュートリノビームモニター INGRID を用いたニュートリノビームの評価", 大阪市立大学修士論文 (2011)
- [27] 木河 達也, "T2K 実験新ニュートリノ検出器の開発及び製作とそれを用いたニュートリノ反応の研究", 京都大学修士論文 (2011)
- [28] report by Calibration group of ND280 working group put on http://www.t2k.org/nd280/calib/Meetings/Jan10Workshop/MPPClinearity/at_download/filet2k.org).
- [29] <http://www.t2k.org/beam/NuFlux/GeometryInformation>
- [30] HUGO W. BERTINI Phys. Rev. 188, 1711(1969)