

修士学位論文

Double Chooz 検出器を用いた 宇宙線起源中性子の生成量測定

指導教授

住吉孝行教授

平成 26 年 1 月 10 日 提出

首都大学東京大学院

理工学研究科

物理学専攻

学修番号

12879314

氏名

末吉賢伍

概要

原子炉ニュートリノ振動実験 Double Chooz は、フランスの Chooz 村で稼働している Chooz 原子炉で生成された反電子ニュートリノが飛行中に距離と共に他のフレーバー（ミュー型やタウ型）に変身するニュートリノ振動という現象の観測を行う実験である。原子炉近くに置かれる前置検出器で捉えた反電子ニュートリノの数と、原子炉から約 1.2 km の地点に置かれた後置検出器で捉えた反電子ニュートリノの数を比較して、その欠損量によりニュートリノ混合角 θ_{13} を測定することを目的とする。

ニュートリノは物質と反応する確率が非常に小さく、原子炉内では毎秒 10^{20} 個もの大量のニュートリノが生成されているが、後置検出器で捉えられるのは 1 日に 50 事象にも満たない。このように稀な現象を探索する素粒子実験において障害となるのが宇宙線ミューオン及びそれによる核破砕現象で生成される中性子や放射性核種などに由来するバックグラウンド事象である。本研究では特に宇宙線起源中性子について、その生成量の測定を Double Chooz 検出器を用いて行うことを目的とする。この測定値は本実験固有ではなく、他の原子炉ニュートリノ実験、二重ベータ崩壊実験、ダークマター探査実験といった多くの地下実験において応用可能なパラメータとなる。

Double Chooz 実験では宇宙線ミューオン及びその生成核種によるバックグラウンドの同定及び低減のために、検出器の最外層に配置された内部ミューオン検出器と検出器上部に配置された外部ミューオン検出器を用いて、宇宙線ミューオンの飛跡情報を取得している。内部ミューオン検出器は宇宙線ミューオンの通過に伴い液体シンチレータ中で発生したシンチレーション光を光電子増倍管で捉え、ミューオンの通過位置に関する情報を得る。一方、外部ミューオン検出器は短冊形のプラスチックシンチレータの array を 2 段に配置して、検出器を通過した宇宙線ミューオンの通過位置を測定する。更に同様の測定を高さの違う二段の検出器で行うことで、入射角度の情報も得ることができ、宇宙線ミューオンの飛跡を高い位置分解能で再構成する能力を有している。

本研究では、外部ミューオン検出器による宇宙線ミューオンの通過位置や飛跡の再構成性能をモンテカルロシミュレーションを用いて評価し、通過位置の再構成手法の改善を行った。これにより、外部ミューオン検出器の位置分解能が入射角度に依存することが分かり、また検出効率を保ちながら位置分解能を改善することに成功した。更に、宇宙線ミューオンの飛跡の再構成については、Double Chooz 検出器の内部層に設置されたニュートリノ検出器を用いた宇宙線飛跡再構成との比較も行った。

さらに、本研究では宇宙線起源中性子の生成量の測定を行った。宇宙線ミューオンは検出器中の原子核と反応し大量の中性子を発生させるが、一般的にこの中性

子発生量はミューオンの平均エネルギーを肩に持つ指数関数に従うと考えられており、シミュレーションなどで予測がなされる。しかしながら、この予測値よりも実際の測定値が多いことが各々の地下実験で示唆されている。特に Double Chooz 後置検出器に到達するミューオンの平均エネルギー 63.7 GeV のあたりはまだ測定結果が無く、このエネルギー領域における測定は、他の地下実験で得られた結果の検証の助けとなると考えられる。本論文では外部ミューオン検出器の飛跡再構成結果を利用して、宇宙線ミューオンの核破碎反応における中性子生成量を測定した。生成量は $8.5 \times 10^{-5} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$ となり、この結果は Double Chooz 後置検出器に到達するミューオンの平均エネルギーを考慮すると、他の地下実験と良い一致を示した。

目次

第1章	序論	3
第2章	Double Chooz 実験	8
2.1	Chooz 原子炉	8
2.2	ニュートリノ検出原理	10
2.3	DoubleChooz 検出器	14
2.3.1	ニュートリノ検出器	16
2.3.2	内部ミュオン検出器	17
2.3.3	外部ミュオン検出器	17
2.4	バックグラウンド	19
2.4.1	Accidental バックグラウンド	21
2.4.2	Correlated バックグラウンド	22
第3章	外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成	26
3.1	外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成手法	26
3.1.1	トリガー選別	26
3.1.2	クロストークヒットの除去	27
3.1.3	宇宙線位置再構成	28
3.1.4	Likelihood の設定	30
3.2	外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成手法の改善	31
3.2.1	再構成を行うヒットパターンの最適化	32
3.2.2	シングルヒットのクラスタリング	33
3.3	シミュレーションによる再構成手法改善前後における性能評価比較	34
3.3.1	1事象あたりの再構成数	34
3.3.2	検出効率	35
3.3.3	位置分解能	38
3.3.4	位置分解能の入射角度依存性	41
第4章	外部ミュオン検出器による宇宙線飛跡再構成	47
4.1	外部ミュオン検出器による宇宙線飛跡再構成手法	47
4.2	ニュートリノ検出器による飛跡再構成との比較	48
4.3	外部ミュオン検出器による宇宙線飛跡再構成性能の評価	56
4.3.1	通過位置分解能	56

第 5 章	宇宙線飛跡再構成を用いた宇宙線起源中性子の生成量測定	58
5.1	中性子生成量の測定	59
5.1.1	観測ミューオン数 (N_μ)	60
5.1.2	宇宙線ミューオンの検出器内の通過距離 (L_μ)	61
5.1.3	観測中性子事象数 (N_n)	63
5.1.4	選別効率 (ϵ_n)	65
5.1.5	中性子生成量	68
第 6 章	結論	70

第1章 序論

現在素粒子物理学において最も多くの実験結果と一致する標準模型であるが、ダークマターやダークエネルギーなど、未だ説明できない事象が存在する。従って、これらを解決する標準模型を越えた素粒子理論の構築が待たれる。そのために重要なのは標準模型と矛盾する事象の探索及び研究であり、そのうちの一つがニュートリノ振動と呼ばれる現象である。

ニュートリノという素粒子は電荷を持たず、スピン $1/2$ を持つレプトンである。電子型ニュートリノ (ν_e)、ミュー型ニュートリノ (ν_μ)、タウ型ニュートリノ (ν_τ) の 3 種類とそれぞれの反粒子の存在が現在確認されている。標準模型ではニュートリノの質量は 0 であるとされていたが、有限な質量があると説明できるニュートリノ振動を実証する結果が近年様々な実験において確認されている。

1960 年代後半、太陽ニュートリノ観測実験 HOMESTAKE[1][2] によって、観測されたニュートリノ数が太陽モデルに基づく計算結果に比べて三分の一しかないという「太陽ニュートリノ問題」が提起された。この問題の解決として考えられたのがニュートリノ振動という現象である。

ニュートリノ振動とはニュートリノが各フレーバー間を振動するというもので、この現象の成立にはニュートリノの質量が 0 ではないことを要する。牧二郎・中川昌美・坂田昌一によって MNS 行列というレプトン混合行列を用いて記述され [3]、1998 年にスーパーカミオカンデグループの宇宙線と大気中の原子核との反応などによって発生する大気ニュートリノ ν_μ の観測によって実証された。この現象は現在の標準模型を超える現象と言え、ニュートリノ振動現象をさらに深く理解することによって標準模型を超える素粒子理論の構築に資することができると考えられている。

ニュートリノは弱い相互作用においてしか反応せず、またニュートリノのフレーバー固有状態 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ と質量固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 はそれぞれ異なる。この二つの固有状態は前述の MNS 行列により以下のように関連付けられる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

更に U_{MNS} は以下のように記述される。

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

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

ここで s_{ij} 及び c_{ij} はそれぞれ $\sin \theta_{ij}$ 及び $\cos \theta_{ij}$ を意味し、 θ_{ij} は質量固有状態の混ざり具合を表すニュートリノ混合角を、 δ はレプトンセクターにおける CP 対称性の破れを表す CP 非保存パラメータをそれぞれ表す。

以上のような各固有状態間の混合の為、ニュートリノが質量をもつ場合にはニュートリノが運動中にフレーバーが変化するニュートリノ振動が起こる。

まず簡単のために例として二世代間の混合現象について述べる。二世代を仮定したとき、各固有状態感は以下のように関連付けられる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

それぞれの質量固有状態はシュレディンガー方程式より以下のように時間発展する。

$$i\frac{\partial}{\partial t} |\nu_j(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j(t)\rangle$$

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.4)$$

従って、各フレーバー固有状態は式 (1.3)、式 (1.4) を用いて以下のように記述される。

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos \theta_{12} e^{-iE_1 t} |\nu_1(0)\rangle + \sin \theta_{12} e^{-iE_2 t} |\nu_2(0)\rangle$$

$$|\nu_\mu(t)\rangle = -\sin \theta_{12} e^{-iE_1 t} |\nu_1(0)\rangle + \cos \theta_{12} e^{-iE_2 t} |\nu_2(0)\rangle$$

ここで $T=0$ の時点で ν_e だったニュートリノが時刻 t に ν_μ となる確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(0) | \nu_e(t) \rangle|^2$$

$$= \left| -\sin \theta_{12} \cos \theta_{12} e^{-iE_1 t} + \sin \theta_{12} \cos \theta_{12} e^{-iE_2 t} \right|^2$$

$$= \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{12} \left| e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t} \right|^2$$

$$= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{(E_1 - E_2)t}{2} \right)$$

となる。各ニュートリノのエネルギーはニュートリノの質量が運動量に比べ十分に小さいことから以下のように近似できる。

$$E_j = \sqrt{|\vec{p}_j|^2 + m_j^2} \simeq |\vec{p}_j| + \frac{m_j^2 L}{2|\vec{p}_j|} = |\vec{p}_j| + \frac{m_j^2}{2E}$$

以上を用いて $L=ct$ 、 $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ とおくと、

$$\frac{(E_1 - E_2)t}{2} \simeq \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}$$

となり、 ν_e が時刻 t に ν_μ となる確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{E} \right) \quad (1.5)$$

となる。式 (1.5) から混合角及びニュートリノ質量が有限量でなければニュートリノ振動が起こらないことが分かる。

更に三世代間の振動について考える。三世代間の振動において時刻 t に ν_α が ν_β となる確率は、式 (1.1)、式 (1.2) 及び式 (1.4) を用いて

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\alpha(0) | \nu_\beta(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U_{\beta j}^* \right|^2 \\ &= \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i\Delta E_{jk} t} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \sin^2 \left(\frac{\Delta E_{jk} t}{2} \right) - i U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \sin^2(\Delta E_{jk} t) \\ &\simeq \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j < k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad + i \sum_{j < k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

と表される。ここで $\Delta E_{jk} = E_j - E_k$ 、 $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$ とした。更に θ_{13} の測定を目指す Double Chooz 実験などの原子炉ニュートリノ実験で対象となる ν_e の消失と関わる確率、 $T=0$ において ν_e であったニュートリノが時刻 t に ν_e のままである確率は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4 \sum_{j < k} |U_{ej}|^2 |U_{ek}|^2 \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{E} \right) \quad (1.7)$$

となる。更に過去の実験結果から $\Delta m_{23}^2 \sim \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$ であることが分かっており、更に実際のニュートリノ振動実験では $\Delta m_{12}^2 L/E \simeq 0$ のように近似できる

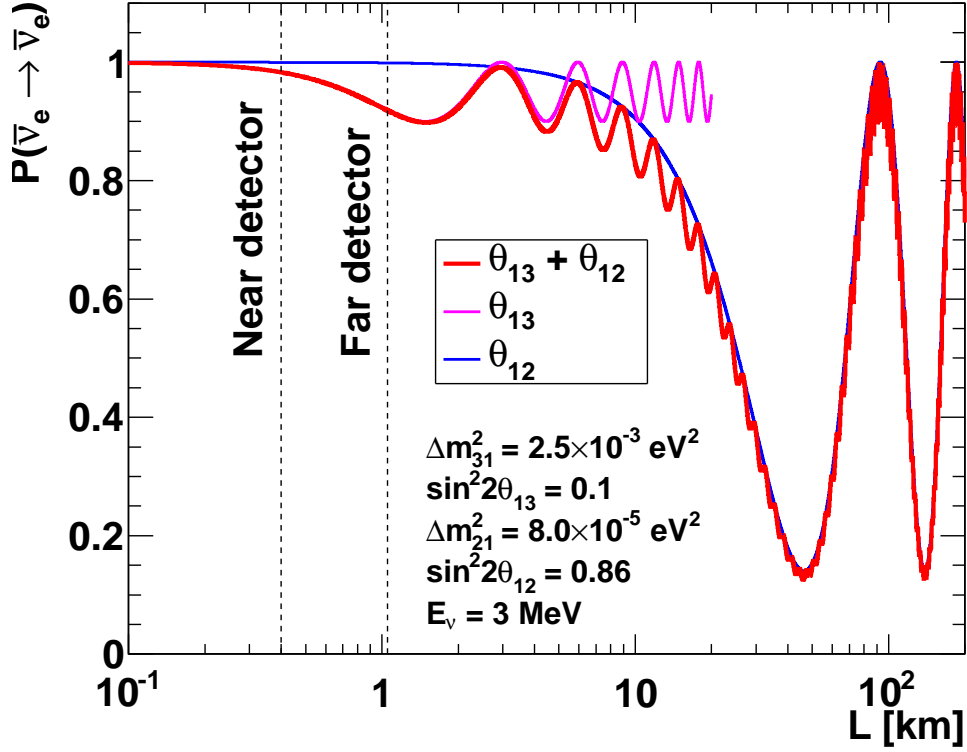


図 1.1: Double Chooz 実験検出器距離付近におけるニュートリノ振動の様子。 ν_e が距離 L において ν_e のままである確率を示す。ピンクと青の線がそれぞれ θ_{13} または θ_{12} のみを考慮した振動を示し、赤線が二つの混合角を考慮した振動を示す。

ような観測距離 ($L/E \simeq |\Delta m_{13}^2|$) が選ばれ

$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &\simeq 1 - 4|U_{e1}|^2|U_{e3}|^2 \sin^2\left(1.27\frac{\Delta m_{13}^2 L}{E}\right) - 4|U_{e2}|^2|U_{e3}|^2 \sin^2\left(1.27\frac{\Delta m_{23}^2 L}{E}\right) \\
 &= 1 - 4|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) \sin^2\left(1.27\frac{\Delta m_{13}^2 L}{E}\right) \\
 &= 1 - \sin^2\theta_{13} \sin^2\left(1.27\frac{\Delta m_{13}^2 L}{E}\right)
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

となり、二世代間の振動に近似できる。

図 1.1 に $E_\nu = 3$ MeV の時のニュートリノ振動の様子を示す。

Double Chooz 実験はニュートリノ振動において MNS 行列に現れる 3 つの混合角 $\theta_{12,23,13}$ と CP 非保存のパラメータ δ のうち、 θ_{13} の精密測定を目的とした実験である。

原子炉を用いた θ_{13} の精密測定のためには、バックグラウンド事象の除去、及び精密な見積もりが重要な課題となる。バックグラウンド事象の主な原因の一つとして、宇宙線ミュオンが考えられる。宇宙線ミュオンはそれ自身がバックグラウンド事象の原因となるだけでなく、検出器周辺の岩盤や検出器内において核破砕現象を引き起こし、それによって生まれる中性子や宇宙線生成核種もまたそれぞれバックグラウンド事象の原因となりうる。これら宇宙線ミュオンによる信号やその核破砕生成物による信号によってバックグラウンドとなる事象の頻度は、後置検出器においてニュートリノ事象頻度のおよそ6%に上ると予想されている。前置検出器と後置検出器はそれぞれ地表より110 m.w.e、300 m.w.eの深さにあり、地表に近い前置検出器においてはより高いバックグラウンド頻度が予想される。

本研究では宇宙線起源のバックグラウンド要因の中でも宇宙線ミュオンとその核破砕により生成された中性子に焦点を当てる。特に宇宙線起源の中性子については、モンテカルロシミュレーションと他の地下実験の測定値の間でずれが示唆されている。中性子の生成量はミュオンの平均エネルギーを肩に持つ指数関数に従い、ミュオンの平均エネルギーは地表からの深さに依存する。Double Chooz 後置検出器が該当する63.7 GeVというエネルギー領域では上記の問題について未だ測定結果がなく、この検証の助けとなる為、本研究では宇宙線起源中性子の生成量の測定を行う。

第2章 Double Chooz 実験

Double Chooz 実験はニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を目的とした原子炉ニュートリノ観測実験である。Double Chooz 実験グループはフランス、ドイツ、日本、アメリカ、スペイン、ブラジル、ロシアの7ヶ国からなり、日本グループは首都大、東北大、東工大、新潟大、神戸大、東北学院大、広島工大により構成される。本実験はフランス北東部、ベルギーとの国境近くに位置する Chooz 原子力発電所の近くにて行われている。Chooz 原子力発電所の2基の原子炉内部における核分裂は、その副産物として毎秒約 10^{20} 個もの反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を生成する。この反電子ニュートリノを原子炉から約 400 m 離れた場所の地下に位置する前置検出器と約 1050 m 離れた場所の地下に位置する後置検出器の、同一構造からなる二つの検出器によって検出し、検出された数を比較する。二つの検出器によって測定された反電子ニュートリノの欠損量より θ_{13} を求めることが出来る。

Double Chooz 実験グループは2010年12月に後置検出器を完成させ、2011年4月より物理データの取得を開始した。前置検出器は2014年に完成される予定であるが、後置検出器のみ稼働している現在でも観測した反電子ニュートリノ事象数と原子炉の熱出力から予期されるニュートリノ数の差から θ_{13} の計算は行うことが可能である。2011年11月には原子炉を用いた θ_{13} の精密測定としては世界で初めての結果を発表した [4]。

また、2012年9月には更に2012年3月までのデータを加えた最新結果として

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030 \text{ (stat.)} \pm 0.025 \text{ (syst.)} \quad (2.1)$$

という結果を発表した [5]。ここで、統計誤差の大半は原子炉ニュートリノ量の不定性からきており、現在建設中の前置検出器稼働の暁には前置検出器と後置検出器の測定量の比較により大幅に不定性を低減させ、最終的には $\sin^2 2\theta_{13}$ を10%の精度で測定することができると考えられている。

2.1 Chooz 原子炉

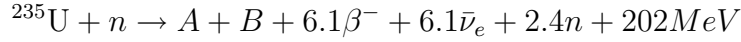
Chooz 原子力発電所はフランス北東部アルデンヌ地方の Chooz 村に位置し、二基の原子炉により構成される原子力発電所である。二基の原子炉は両方とも熱出力 4.27 GW の加圧水型原子炉であり、フランスの電力会社 Electricite de France (EdF) によって運営されている。図 2.1 に原子炉及び検出器の立地を示す。



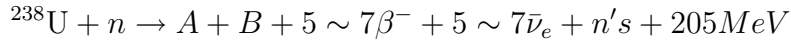
図 2.1: Chooz 原子炉周辺図。二基の原子炉より飛来した反電子ニュートリノを原子炉近くにある前置検出器と後置検出器で観測し、欠損量により θ_{13} を測定する。

原子炉では主に ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の核分裂反応からエネルギーを取り出す。各放射性同位体は 6 回程度 β 崩壊を起こし、反電子ニュートリノを放出しながら安定な原子核へと変化する。

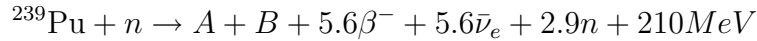
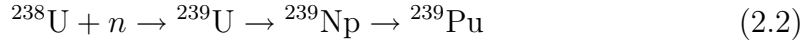
^{235}U は中性子を吸収し核分裂を起こす。



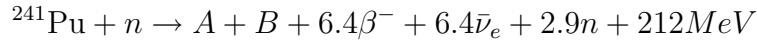
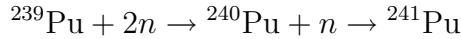
^{238}U は高速中性子を捕獲した場合には ^{235}U と同様の β 崩壊を起こす。



一方、熱中性子との反応では式 (2.2) のように ^{239}Pu となる。 ^{239}Pu は同様に β 崩壊を起こす。



また、 ^{239}Pu は熱中性子を二つ吸収することで ^{241}Pu になり、 ^{241}Pu も同様に β 崩壊を起こす。



これらの反応により、 β 崩壊の度に反電子ニュートリノは生成されるが、同位体ごとに放出する反電子ニュートリノのエネルギーが異なる。4 種の同位体のそれぞれの放出する反電子ニュートリノのエネルギー分布を図 2.2 に示す。

原子力発電所の平均熱出力は $3 \text{ GW}_{th} (3 \times 10^9 \text{ J/s})$ であり、一崩壊あたりの平均放出エネルギーは約 200 MeV 、またそれぞれの核種は平均 6 個の反電子ニュートリノを放出するので、1 秒あたりの生産反電子ニュートリノ数は平均で、

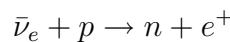
$$\frac{3 \times 10^9 [\text{J/s}]}{1.6 \times 10^{-19} [\text{J/MeV}] \times 200 [\text{MeV/fission}]} \times 6 [\bar{\nu}_e/\text{fission}] \approx 6 \times 10^{20} [\bar{\nu}_e/\text{s}]$$

と見積もることができる。

2.2 ニュートリノ検出原理

Double Chooz 実験において検出対象となるニュートリノは中性粒子であるため直接観測することができない。従って、何らかのニュートリノとの反応により生成された荷電粒子を観測することによりニュートリノは検出される。Double Chooz 実験ではニュートリノの観測のために逆 β 崩壊を用いる。ニュートリノ検出原理の模式図を図 2.3 に示す。

逆 β 崩壊は以下のような反応である。



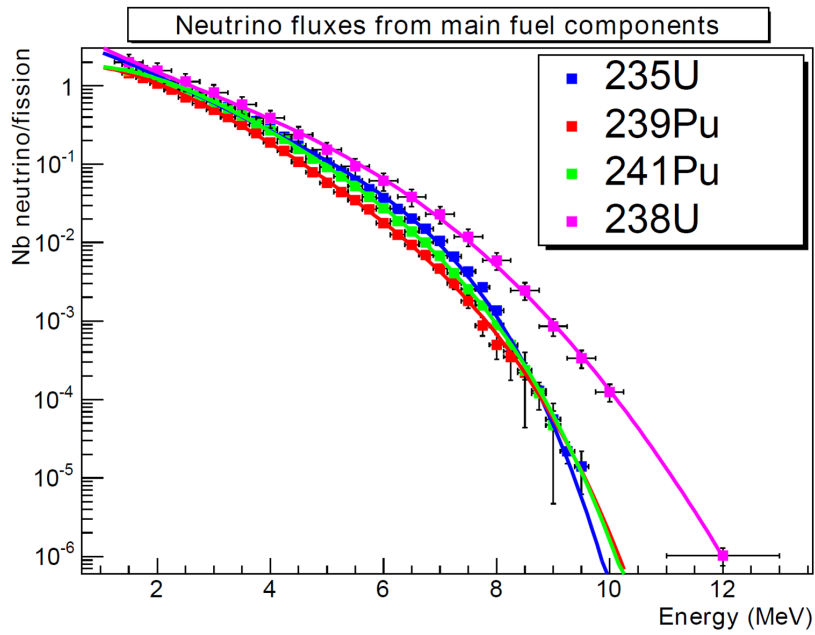


図 2.2: 原子炉中における主要な同位体の生成する反電子ニュートリノのエネルギースペクトル分布 [6]

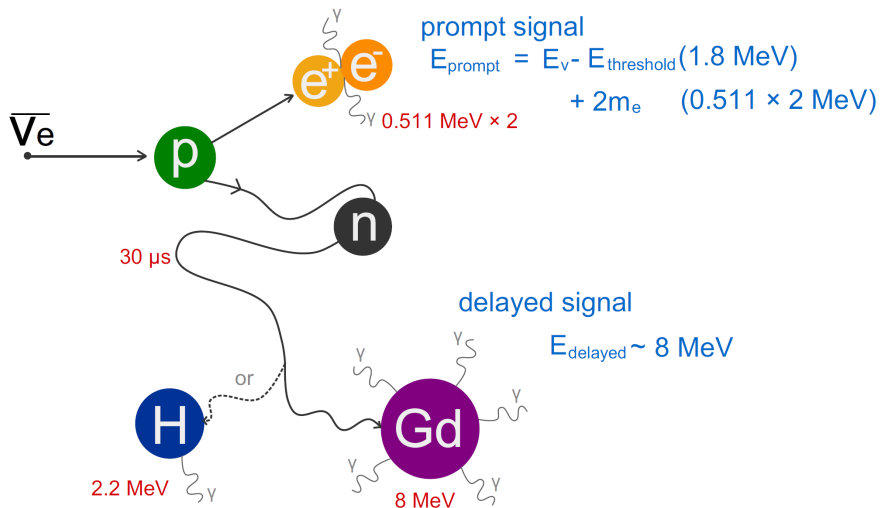


図 2.3: ニュートリノ検出原理模式図

原子炉より飛来した反電子ニュートリノは検出器中の陽子と反応して逆 β 崩壊を起こし、中性子と陽電子を放出する。陽電子は図2.3にあるように検出器中で運動しエネルギーを失った後に対消滅によって0.511 MeVの γ 線を2本放出する。一方中性子は熱中性子化した後、約30 μ sの時間で検出器のターゲットとなる層に含まれるガドリニウム (Gd) 原子により捕獲される。このとき Gd 原子は合計エネルギー8 MeVの複数の γ 線を放出する。これらの逆 β 崩壊に固有な特徴を利用することによって、バックグラウンドを低減させたニュートリノの検出を行うことができる。

陽電子の対消滅による信号を先発信号、熱化した中性子の捕獲による信号を後発信号として捉え、二つの信号の時間差 Δt と共に要求することで事象を選別する。この方法は遅延同時計測法と呼ばれる。

検出した反電子ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は先発信号となる陽電子の観測エネルギーから計算される。これは陽子及び中性子に比べて陽電子の質量が極端に軽く、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーのほとんどは陽電子の運動エネルギーとなるためである。反電子ニュートリノのエネルギーは以下のように計算される。

$$\begin{aligned} E_{\bar{\nu}_e} &= E_{prompt} + E_{threshold} - 2m_e \\ &= E_{prompt} + 0.78 \text{ MeV} \end{aligned}$$

ここで E_{prompt} は先発信号のエネルギー、 $E_{threshold}$ は逆 β 崩壊反応の閾値であり式(2.3)で与えられる。 $2m_e$ は対消滅の分のエネルギーであり、電子と陽電子の質量分のエネルギー ($2 \times 5.11 \text{ MeV}$) である。

$$E_{threshold} = \frac{m_e^2 + m_n^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1.8 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

ここで m_n 及び m_p はそれぞれ中性子及び陽子の質量である。

以上のようにして原子炉より到来した反電子ニュートリノ事象を選別し、エネルギーを計測する。また、原子炉より到来する反電子ニュートリノは図2.2のようなスペクトルを持つが、実際に検出される反電子ニュートリノのエネルギースペクトルは逆 β 崩壊の反応断面積をかけた分布となる。逆 β 崩壊の反応断面積は

$$\sigma(E_{e^+}) \simeq \frac{2\pi^2\hbar}{m_e^5 f \tau_n} p_e + E_{e^+}$$

と与えられる。 p_e 及び E_{e^+} はそれぞれ逆 β 崩壊で生じる運動量とエネルギーであり、 τ_n は自由中性子の寿命、 f は自由中性子の位相空間因子である。図2.4に原子炉から飛来する反電子ニュートリノ、逆 β 崩壊の反応断面積及び検出される反電子ニュートリノの各エネルギースペクトルを示す。

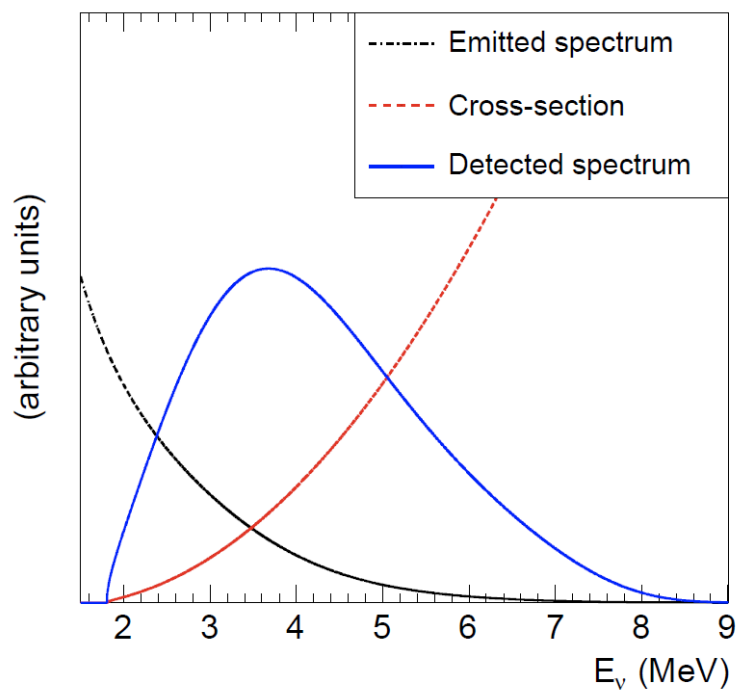


図 2.4: 原子炉反電子ニュートリノ、逆 β 崩壊の反応断面積及び検出反電子ニュートリノの各エネルギースペクトル。検出される反電子ニュートリノのエネルギースペクトル (青線) は、原子炉から飛来する反電子ニュートリノのエネルギースペクトル (黒線) に逆 β 崩壊の反応断面積 (赤線) をかけた分布となる。[7]

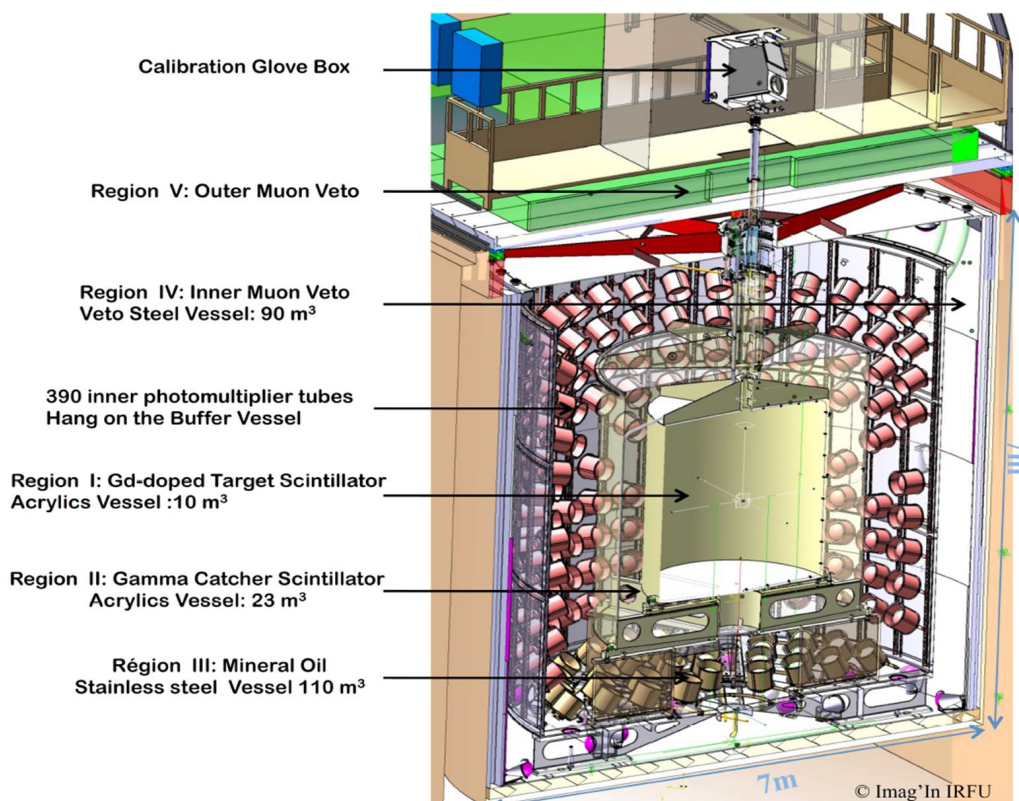


図 2.5: Double Chooz 検出器構造図

2.3 DoubleChooz 検出器

Double Chooz 検出器は図 2.5 のように多層構造をとっている。内側の ν -target 層、 γ -catcher 層、Buffer 層をまとめてニュートリノ検出器と呼び、その外側に内部ミュオン検出器、更に検出器上部には外部ミュオン検出器が位置している。外部ミュオン検出器は上段検出器と下段検出器に分かれており、それぞれ検出器中心から約 7500 mm 上方と約 4500 mm 上方に位置する。それぞれの検出器及び検出層の役割及び構成を表 2.1 に、検出器全体の断面図を図 2.6 に、各検出層の詳細を表 2.2 に示す。

ニュートリノ検出器	ν -target 層	ニュートリノの検出
	γ -catcher 層	ν -target 層で検出しきれなかった γ 線の検出
	Buffer 層	環境 γ 線や高速中性子の遮蔽
内部ミュオン検出器	宇宙線ミュオンや中性子の同定	
外部ミュオン検出器	宇宙線ミュオンの同定	

表 2.1: Double Chooz 検出器における各検出器の役割及び構成

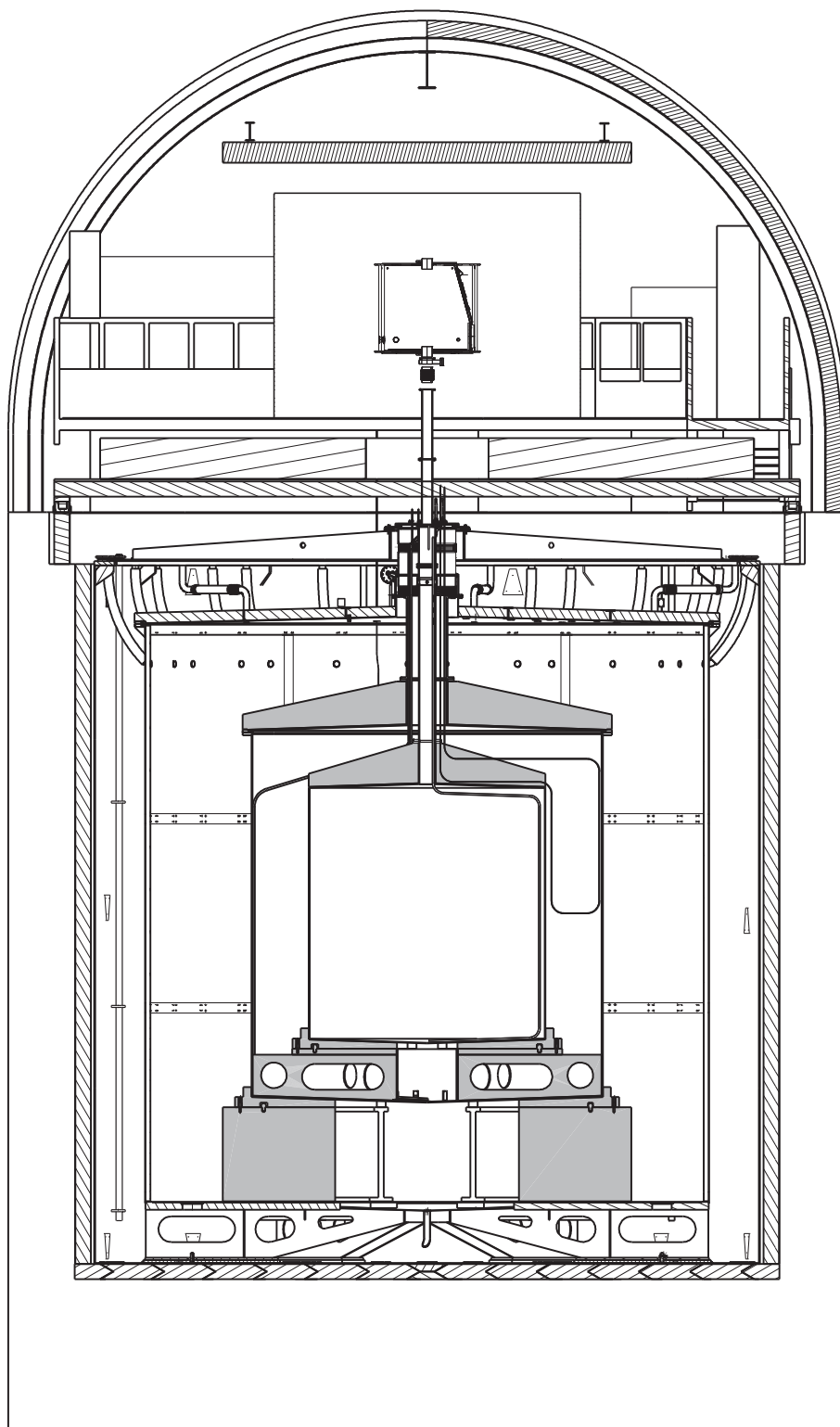


图 2.6: Double Chooz 検出器断面図

検出層	直径 (mm)	高さ (mm)	内容液体
ν -target 層	2300	2458	Gd + 液体シンチレータ
γ -catcher 層	3416	3572	液体シンチレータ
Buffer 層	5516	5675	ミネラルオイル
内部ミュオン検出器	6500	6803	液体シンチレータ

表 2.2: Double Chooz 検出器における各検出層の詳細

2.3.1 ニュートリノ検出器

ニュートリノ検出器ではニュートリノの検出を行う。効率のいいニュートリノ信号観測、 γ 線の取り逃し防止やバックグラウンドの低減を目的として3層の検出層に区切られている。各検出層は光を透過するアクリルで区切られ、互いにシンチレーション光の行き来が可能だが、ニュートリノ検出器の最外層である Buffer 層の容器はステンレスでできており、更に外部にある内部ミュオン検出器と光学的に分離されている。

ν -target 層

反電子ニュートリノの検出を目的とした層である。ニュートリノ検出器の最内層であり、液体シンチレータで満たされている。また、Gd(ガドリニウム)原子が液体シンチレータと重量比 0.1 % の割合になるよう、化合物を用いて混ぜられている。反電子ニュートリノと陽子との逆 β 崩壊により発生した中性子は本検出層の Gd 原子によって捕獲され、 γ 線を放出する。放出された γ 線は液体シンチレータでエネルギーを落として発光させる。

γ -catcher 層

ν -target 層で検出しきれなかった γ 線を検出することを目的とした層である。 ν -target 層の外側にあり、 ν -target 層と同様に液体シンチレータで満たされているが、Gd 原子は含まない。 γ -catcher 層が無かった場合、 ν -target 層とその外側の Buffer 層の境界付近で発生した γ 線は液体シンチレータのある層を抜け、エネルギーを落とさずに漏れ出て行ってしまう可能性があるが、本層があることによってこの事態を防ぐことができる。

ただし、中性子が液体シンチレータ中の水素に捕獲された場合はこの限りではない。水素は本検出層中にもある為、水素に捕獲された中性子を解析に加える場合は Buffer 層への γ 線の漏れ出しや漏れ入りを考慮しなければならない。

Buffer 層

環境 γ 線や高速中性子の遮蔽を目的とした層である。また、 ν -target 層や γ -catcher 層で発生したシンチレーション光を検出する役割もこの層が担っている。 γ -catcher 層の外側にあり、内部にはミネラルオイルが満たされている。また、シンチレーション光を検出する光電子増倍管 (PMT) が本層の容器に、 ν -target 層や γ -catcher 層の方を向いて囲む形で配置されている。PMT は浜松ホトニクス社製 10-inch PMT が合計 390 本使用されており、また本層の容器はステンレス製である。そのため、さらに外側に位置する内部ミュオン検出器とは光学的に分離されている。本層に満たされたミネラルオイル及びステンレス製の容器は、PMT のガラス容器に含まれる放射性同位体から来る環境放射線や、検出器周辺の岩盤において発生した高速中性子に対するシールドとなる。

2.3.2 内部ミュオン検出器

宇宙線ミュオンの同定及び宇宙線ミュオン起源の高速中性子の遮蔽を目的とした層である。Buffer 層の外側にあり、内部は液体シンチレータで満たされている。更に 78 本の浜松ホトニクス社製 8-inch PMT(R1408) が配置されており、宇宙線ミュオンなどのバックグラウンドとなり得る信号を捉えることが出来る。またこの信号を利用して宇宙線の飛跡を再構成することも可能である。

2.3.3 外部ミュオン検出器

宇宙線ミュオンの同定及びその通過位置再構成、飛跡再構成を目的とした検出器である。他の検出層の上部に位置する。検出器の概形を図 2.7 に、他の検出層との位置関係を図 2.8 に示す。

検出器は押し出し型プラスチックシンチレータ、波長変換ファイバー、浜松ホトニクス社製 64 ch マルチアノード PMT(図 2.9) で構成されている。プラスチックシンチレータは 50 mm×10 mm×3625 mm のものと、50 mm×10 mm×3225 mm のものが使用されている。各シンチレータストリップにはそれぞれ中心に波長変換ファイバーが通され、更にマルチアノード PMT に繋がる。プラスチックシンチレータ 64 本と、これに対応する同数の波長変換ファイバー、更に 64 ch のマルチアノード PMT を一組のモジュールとして、このモジュールの組み合わせにより検出器全体が構成される。プラスチックシンチレータはモジュール内で図 2.10 のように上下二段に分けられ、上下 32 本ずつ、プラスチックシンチレータ間の不感領域を失くす為に互い違いになるよう配置されている。

一つのモジュールでは、シンチレータストリップの並ぶ短辺方向にしか位置分解能がない為、モジュールは垂直な二方向に向けてそれぞれ並べられる。このことによって 2 次元読み出しを可能にしている。一つの検出器はモジュールの短辺

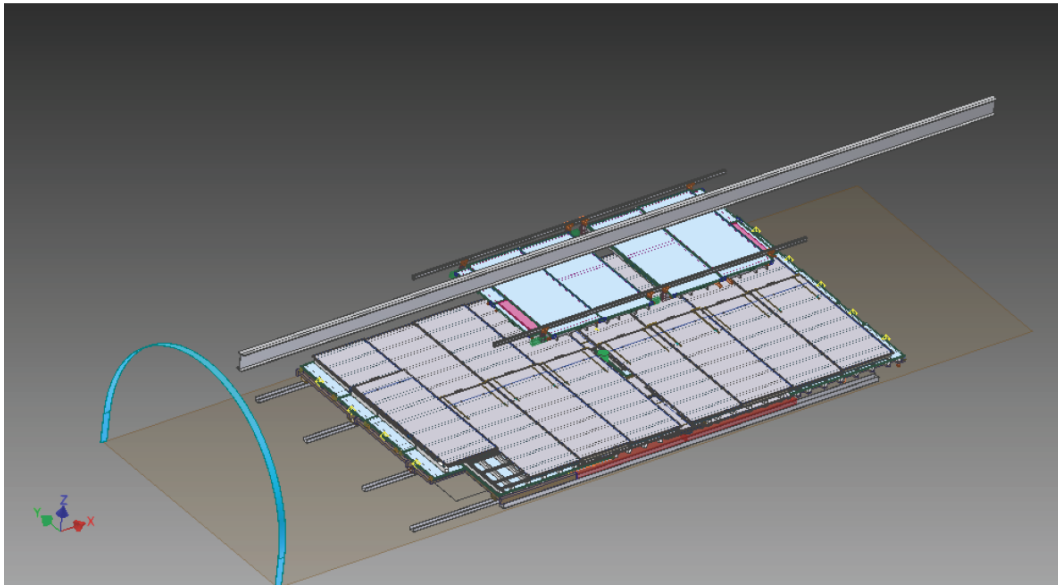


図 2.7: 外部ミュオン検出器概観図

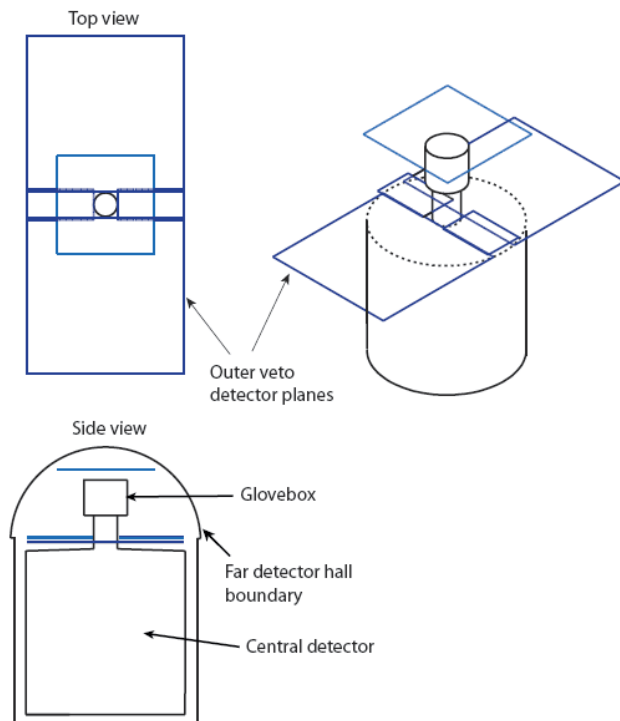


図 2.8: 外部ミュオン検出器配置図

方向がX方向に向いているX層と、Y方向に向いているY層の二層構造になっている。

更に、宇宙線ミュオンの飛跡再構成を可能にするため、上記のようなX層とY層の組となった検出器が二つ構築されている。ニュートリノ検出器の中心から約4500 mm上部と約7500 mm上部に位置し、それぞれ下段検出器、上段検出器と呼ぶ。上段検出器ではX層とY層でそれぞれ4枚ずつ、計8枚のモジュールが配置され、下段検出器ではX層で16枚、Y層で20枚の計36枚のモジュールが配置されている。図2.11、図2.12にそれぞれ下段検出器及び上段検出器のX層、Y層におけるモジュールの配置を示す。

下段検出器のX層及びY層で見られる中心部分の空間は、ニュートリノ検出器へ液体シンチレータを注入するためのチムニーと呼ばれる管を通すためのものである。この部分はチムニーを避けてモジュールが配置されているため、不感領域となる。また、図2.11の左下にある空間は、XTOSと呼ばれる液体量の調整用のタンクにアクセスするための不感領域である。

また、下段検出器においてはX層内及びY層内の隣り合うモジュール同士の間重複部分が存在する。X層ではY方向にモジュール同士が重複し、Y層ではX方向にモジュール同士で重複している。Y層の方がモジュール数が多いため、重複範囲はY層の方が大きい。

プラスチックシンチレータは長さが3625 mmのもの、3225 mmのものがあるが、それぞれ長いモジュールと短いモジュールに使用される。上段検出器はX層、Y層とも全てのモジュールが短いモジュールで構成されており、下段検出器では、X層は全て長いモジュール、Y層はx方向外側の行にある計10枚のモジュールと、チムニーに隣接した真ん中にある2枚のモジュールが短いモジュールが使用されており、他は長いモジュールである。

宇宙線がプラスチックシンチレータを通過した時、プラスチックシンチレータでエネルギーを落として発光させ、光は波長変換ファイバーによって波長変換され、その内部を伝わり、マルチアノードPMTによって検出される。光を検出したプラスチックシンチレータの情報を用いて、X層とY層のプラスチックシンチレータから通過位置を、更に上段検出器と下段検出器で得られた二つの通過位置を結びことにより飛跡を再構成することができる。

2.4 バックグラウンド

Double Chooz 検出器ではニュートリノ信号のほかに様々なバックグラウンド信号が検出される。これらのバックグラウンドの信号の削減及び精密な見積もりは、 θ_{13} の精密測定においては非常に重要な意味を持つ。バックグラウンドとなるような事象は複数考えられるが、宇宙線ミュオンを起源とするものが多い。宇宙線ミュオンそのものの信号はニュートリノ信号との弁別は容易であるが、宇宙線ミュオンが引き起こす核破砕反応により生ずる様々な生成核種に起因する事象

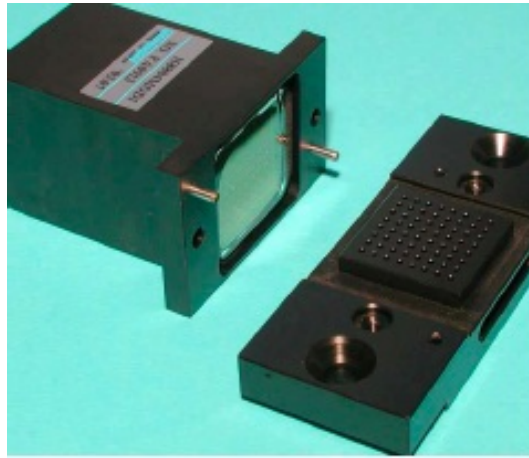


図 2.9: 浜松ホトニクス社製 64 ch マルチアノードPMT(左) と波長変換ファイバーとPMTを接続するアダプター(右)

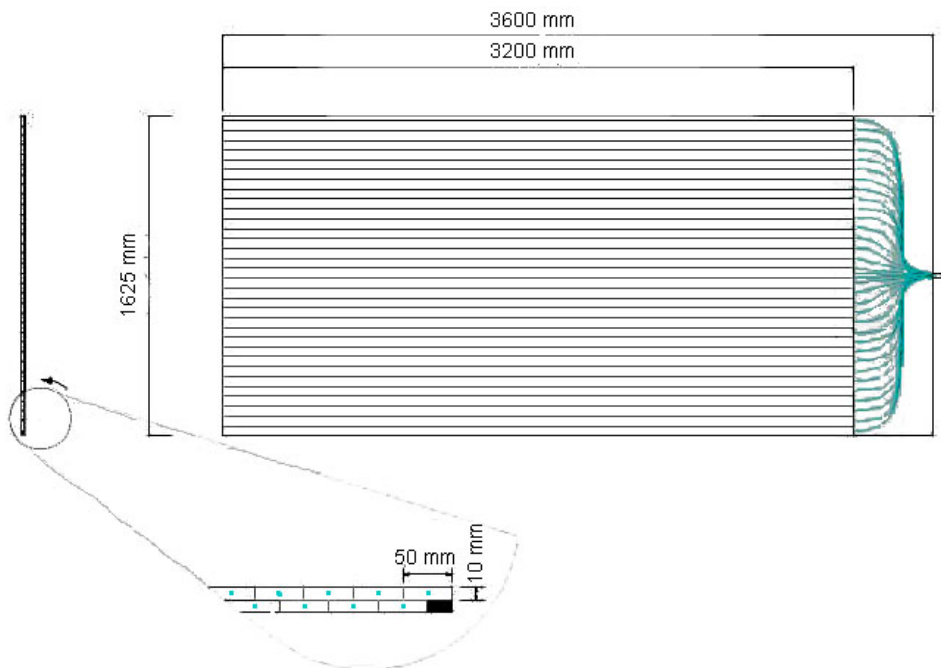


図 2.10: モジュール内の構成

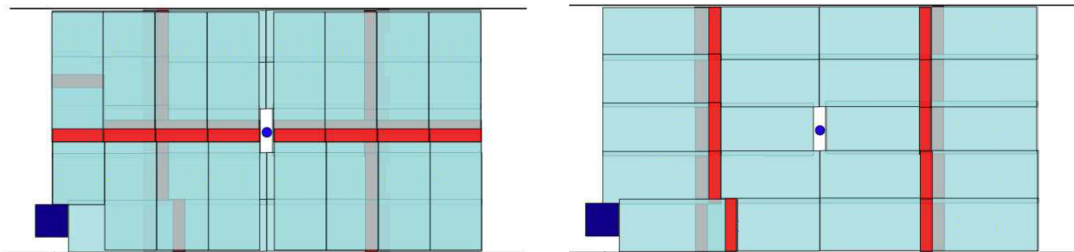


図 2.11: 下段検出器 X 層及び Y 層におけるモジュールの配置図

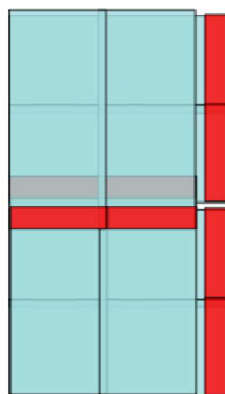


図 2.12: 上段検出器 X 層及び Y 層におけるモジュールの配置図

には、ニュートリノ信号との区別が困難なものも存在し、本実験の深刻なバックグラウンドになりうる。

バックグラウンドには独立した一事象が偶発的に先発信号と後発信号としてそれぞれ検出される Accidental バックグラウンドと、一つの物理過程においてニュートリノ信号の選別条件を満たす Correlated バックグラウンドの二種類がある。以下に各バックグラウンドについて述べる。

2.4.1 Accidental バックグラウンド

Accidental バックグラウンドは独立な物理事象が偶発的に遅延同時係数法によるニュートリノ信号の選別条件を満たし、ニュートリノ事象として検出されるバックグラウンドである。事象例を図 2.13 に示す。PMT やタンクなどの検出器内に含まれる放射性同位体から発せられた γ 線や β 線が先発信号、宇宙線ミュオンによる核破砕反応から生成された中性子が Gd に捕獲された事象が後発信号の条件をそれぞれ満たし、疑似信号として選別されることが考えられる。

Accidental バックグラウンドはニュートリノ信号と区別することが困難であるが、その量を見積もり、ニュートリノ信号候補数から差し引くことによって削減することができる。ニュートリノ信号の選別条件は先発信号と後発信号の時間差

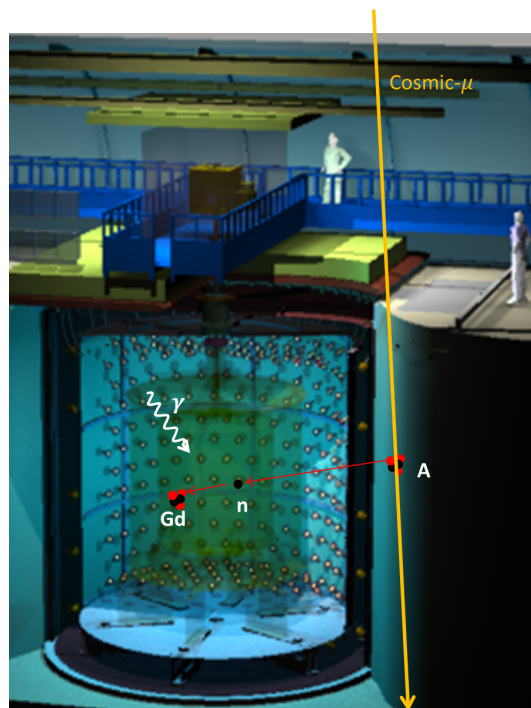


図 2.13: Accidental バックグラウンド事象例

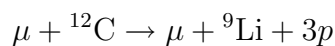
Δt に $2 \mu\text{s} \leq \Delta t \leq 100 \mu\text{s}$ を要求するが、この範囲にオフセットを加えた時間領域で同様の選別をする off-time 法で Accidental バックグラウンド量を見積もることができる。

2.4.2 Correlated バックグラウンド

Correlated バックグラウンドは一つの物理事象が先発信号と後発信号の両方について条件を満たし、ニュートリノ事象として検出されるバックグラウンドである。主な発生起源は宇宙線ミュオンである。ミュオンと判断された信号の後には 1 ms の不感時間が設けられるため、多くのバックグラウンドは取り除かれるが、中には取り除ききれないような性質を持った事象もあり、いくつかの発生要因が考えられる。

核破砕現象によるバックグラウンド

宇宙線ミュオンが検出器中の主に液体シンチレータに含まれる炭素原子核を破砕することによって発生するバックグラウンドである。事象例を図 2.14 に示す。宇宙線ミュオンが炭素原子核を破砕すると、 ${}^9\text{Li}$ や ${}^8\text{He}$ 等の放射性同位核を生成する。



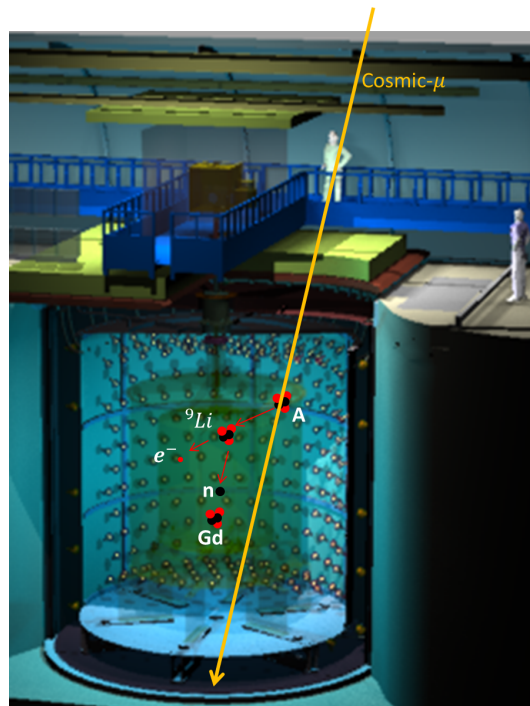
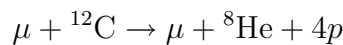
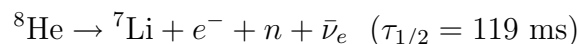
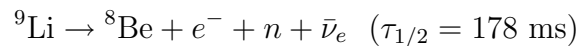


図 2.14: 核破碎現象によるバックグラウンド事象例



これらの放射性同位体はそれぞれ β 崩壊し、更に一部は中性子を放出し、 ${}^8\text{Be}$ と ${}^7\text{Li}$ になる。



この崩壊により放出された β 線や γ 線が先発信号となり、中性子が検出器中の Gd に捕獲され後発信号となって疑似ニュートリノ信号として検出される。

宇宙線ミュオンによる核破碎反応によって生成される放射性原子核の多くは宇宙線ミュオンを捉えた信号から 1 ms 不感時間を設けることで取り除くことができるが、 ${}^9\text{Li}$ や ${}^8\text{He}$ に関しては半減期が百 ms 以上と長いいため容易には取り除くことができず、バックグラウンドとなる。

${}^9\text{Li}$ や ${}^8\text{He}$ の他にも宇宙線ミュオンによる核破碎によって生成され得る核種が考えられる。表 2.3 に Double Chooz 検出器において生成され得る宇宙線生成核種を示す。

高速中性子によるバックグラウンド

宇宙線ミュオンが検出器周辺の岩盤において原子核破碎を起こし、エネルギーの高い高速中性子を検出器へ弾き出す事によって発生するバックグラウンドである。

核種	平均寿命	崩壊エネルギー (MeV)
Neutron	~50 μ s	2.225 (capt. γ)
^{12}B	29.1 msec	13.4 (β^-)
^{12}N	15.9 msec	17.3 (β^+)
^8Li	1.21 sec	16.0 ($\beta^- + \alpha$)
^8B	1.11 sec	18.0 ($\beta^+ + \alpha$)
^9C	182.5 msec	16.5 (β^+)
^8He	171.7 msec	10.7 ($\beta^- + \gamma + n$)
^9Li	257.2 msec	13.6 ($\beta^- + \gamma + n$)
^{11}C	29.4 min	19.8 (β^+)
^{10}C	27.8 sec	3.65 ($\beta^+ + \gamma$)
^{11}Be	19.9 sec	11.5 (β^-)
^6He	1.16 sec	3.51 (β^-)
^7Be	76.9 day	0.478 (EC γ)

表 2.3: Double Chooz 検出器において生成され得る宇宙線生成核種

る。事象例を図 2.15 に示す。高速中性子は検出器中で陽子を反跳させ、これが先発信号の条件を満たす。更に熱化した中性子が Gd に捕獲されることで後発信号の条件を満たす信号が発生し、疑似ニュートリノ信号として選別される。検出器外を通過した宇宙線ミュオンの核破砕が原因であるため、内部ミュオン検出器を用いた除外は出来ない。

停止ミュオンによるバックグラウンド

宇宙線ミュオンが検出器のチムニー部分を通過し、更に低エネルギーであるような例外的な場合において発生するバックグラウンドである。事象例を図 2.16 に示す。低エネルギー (>1 GeV) の宇宙線ミュオンが検出器内に飛来し、エネルギーを落としきって止まると、ミュオンは寿命 $\tau \sim 2.2 \mu\text{s}$ で

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu, \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

のように崩壊する。ここでミュオンのエネルギーが 30 MeV 以下だった場合、先発信号の条件を満たし、更に放出された電子が後発信号の条件を満たすと疑似ニュートリノ信号として選別される。ただしミュオン自身が先発信号となるため、多くの場合には内部ミュオン検出器によるミュオン同定やエネルギーによるカットで排除することができる。宇宙線ミュオンがチムニー部分を通過し、付近で崩壊したときのみ内部ミュオン検出器によるミュオン同定が困難になり、バックグラウンドとなりうる事象である。

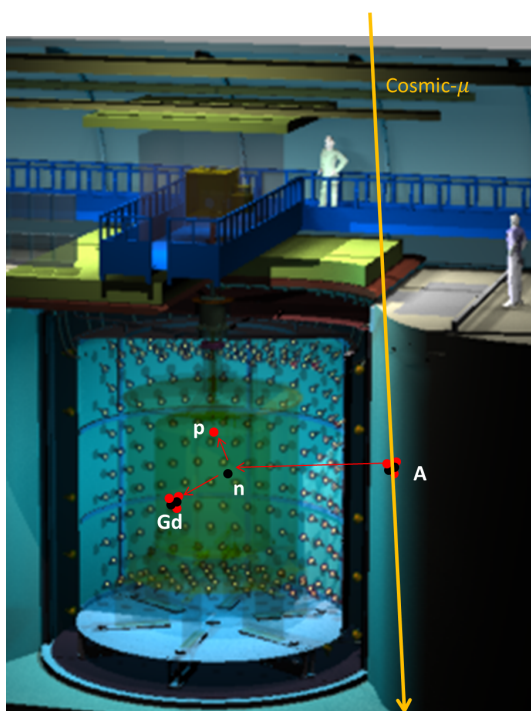


図 2.15: 高速中性子によるバックグラウンド事象例

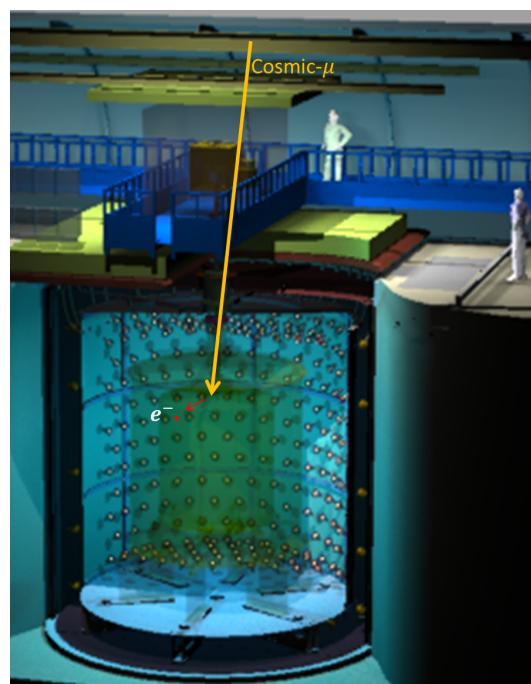


図 2.16: 停止ミューオンによるバックグラウンド事象例

第3章 外部ミュオン検出器による 宇宙線通過位置再構成

外部ミュオン検出器では二方向に並べられたシンチレータストリップによる多層構造により、宇宙線ミュオンの通過位置を同定することができる。本章ではこの外部ミュオン検出器の宇宙線ミュオン通過位置再構成の手法、及び本研究によって提案する再構成手法の改善、手法の改善前後における性能評価について示す。

3.1 外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成 手法

外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成では、まず最初に検出器からの電気信号にハードウェアトリガーがかかり、さらにソフトウェアトリガーがかかる。そうして得られたヒット情報のうちクロストークヒットと呼ばれるものを除去し、残ったヒット情報の空間的な位置の重複をもとに宇宙線の外部ミュオン検出器上での通過位置を再構成する。以上のような流れについて、以下に詳しく説明する。

3.1.1 トリガー選別

外部ミュオン検出器ではプラスチックシンチレータにおける発光をマルチアノードPMTによって検出する。図3.1にマルチアノードPMTによる検出からデータの読み出しまでの流れを示す。マルチアノードPMTからの電気信号は、Front-end readout card内のアナログな電気信号をデジタルな数値に変換するアナログ-デジタル変換回路(ADC)によって電荷量としての情報として記録され、その時間情報と共にUSBボードからデータとして読み出される。この際、データレートの低減のため、トリガーによる選別が行われる。トリガー選別はハードウェアトリガーとソフトウェアトリガーに大別される。

まず、ハードウェア内では一つのシンチレータストリップの光量が $1/3$ 光電子(p.e.)以上でなければ読み出さないという条件をかけ、この条件を通った信号をシングルヒットとしている。

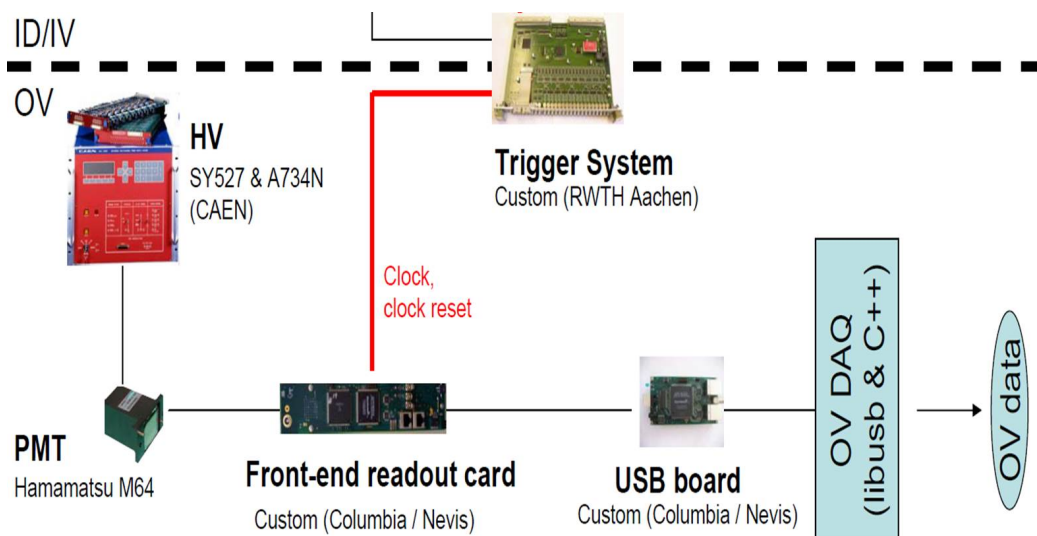


図 3.1: 外部ミュオン検出器の読み出しエレクトロニクス構成図

更にソフトウェア内では、モジュール内の上下二層において重なり合う位置にある二本のシンチレータストリップのシングルヒットを一組にまとめ、これをダブルヒットとする。データ読み出しされる条件として、ダブルヒットに含まれる両方のシングルヒットが 1.5 p.e. 以上であることを要求している。ただし、この条件を通るダブルヒットが一組でもあった場合、同一モジュール内での同時期 (3 クロックサイクル以内) のシングルヒットすべてが一つのイベントとしてまとめて読み出される。

また、外部ミュオン検出器のデータ収集はニュートリノ検出器及び内部ミュオン検出器のデータ収集とは独立に行われているが、データを読み出し終わり、オフラインで加工する中で、双方のデータの時間的な同期が取られる。ニュートリノ検出器用トリガーシステム内のクロック情報を用いて同期し、ニュートリノ検出器及び内部ミュオン検出器での信号より以前の 224 nsec 以内に外部ミュオン検出器のデータがあれば、外部ミュオン検出器のデータが保存されるようになっている。ニュートリノ検出器及び内部ミュオン検出器からのデータと同期が取られなかった部分については、この時点で破棄される。

これらの条件を通過したダブルヒット及びシングルヒットの組み合わせにより、宇宙線の通過位置及び飛跡の再構成が行われる。

3.1.2 クロストークヒットの除去

波長変換ファイバーを通った後の 64 ch マルチアノード PMT の面上では、クロストークと呼ばれる現象が起こり得る。これは隣接するチャンネル間での信号の混同であり、これによって実際には発光していないシンチレータストリップに対

応するチャンネルにおいてヒットが生まれてしまう可能性がある。これを避ける為、クロストークによるヒットを予め除去しておく必要がある。

マルチアノード PMT のチャンネル配置上で上下左右、斜め隣りを含めた隣り合うシングルヒットのうち、一方の光量の 0.25 倍の光量に満たないものをクロストークヒットとして除去する。

3.1.3 宇宙線位置再構成

3.1.2 節に述べたクロストークヒットの除去後、残ったシングルヒットとダブルヒットを用いて宇宙線の通過位置の再構成を行う。シングルヒットとダブルヒットはまずモジュールの短辺方向が X 方向に向いている X 層でのヒットと Y 方向に向いている Y 層でのヒットに分けられる。これらのヒットから二つのヒットを抜き出し、その重複範囲により宇宙線が通過した X 方向と Y 方向の位置が推測される。通過位置の再構成のパターンは、組み合わせられるヒットがシングルヒットかダブルヒットか、または X 層でのヒットか Y 層でのヒットかによっていくつかの種類に分けられる。図 3.2 に各再構成パターンの模式図を示す。各再構成パター

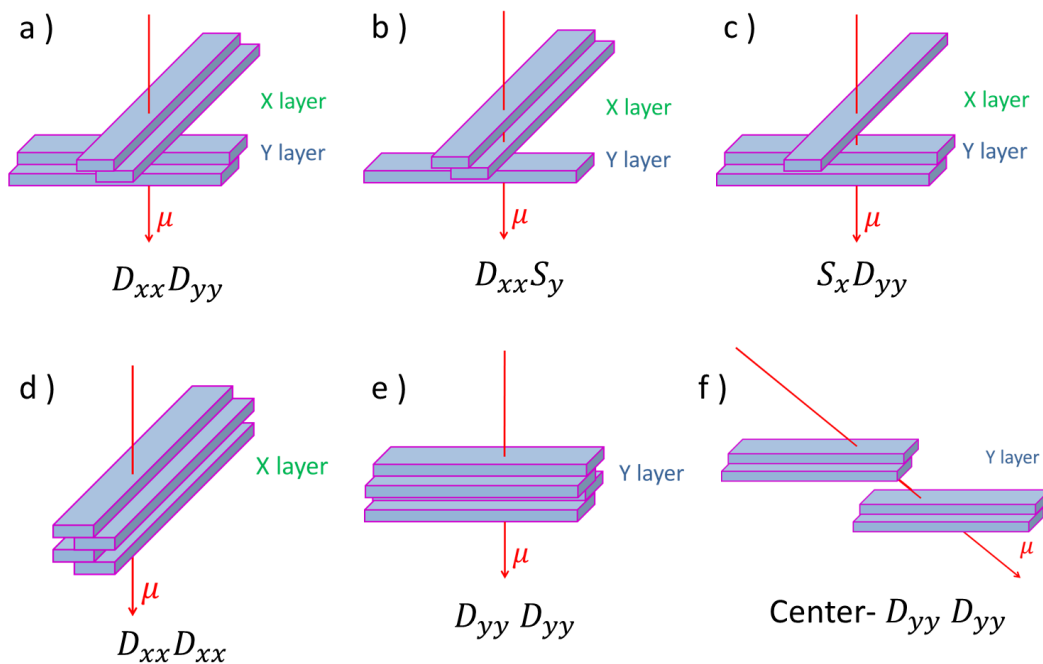


図 3.2: 各再構成パターン模式図

ンの再構成条件は、

$D_{xx}D_{yy}$: X 層のダブルヒットと Y 層のダブルヒットの重複 (図 3.2 (a))

$D_{xx}S_y$: X 層のダブルヒットと Y 層のシングルヒットの重複 (図 3.2 (b))

$S_x D_{yy}$: X 層のシングルヒットと Y 層のダブルヒットの重複 (図 3.2 (c))

$D_{xx} D_{xx}$: X 層のダブルヒットと X 層のダブルヒットの重複 (図 3.2 (d))

$D_{yy} D_{yy}$: Y 層のダブルヒットと Y 層のダブルヒットの重複 (図 3.2 (e))

center- $D_{yy} D_{yy}$: Y 層中央 2 列のダブルヒット同士の X 方向の重複、

ダブルヒット同士の Y 方向の距離 ≤ 100 mm (図 3.2 (f))

となる。以上の条件のいずれかに該当すれば、宇宙線ミュオンの外部ミュオン検出器上での通過位置が再構成される。

最も基本的な形は a) $D_{xx} D_{yy}$ である。XY 方向に重なり合う X 層のダブルヒットと Y 層のダブルヒットがあった場合に再構成される。片方がシングルヒットだった場合には b) $D_{xx} S_y$ もしくは c) $S_x D_{yy}$ として再構成される。また、下段検出器では X 層内及び Y 層内のモジュール同士で重複部分が存在するため、同一層のダブルヒット同士の重複が起こり得る。この場合、d) $D_{xx} D_{xx}$ もしくは e) $D_{yy} D_{yy}$ もしくは f) center- $D_{yy} D_{yy}$ として再構成される。ただし f) center- $D_{yy} D_{yy}$ のみ再構成条件がヒット同士の重複ではなく、X 方向に 4 列ある Y 層のモジュールのうち中央 2 列の Y 方向の位置が一致する異なるモジュール内のダブルヒット同士であることが要求され、ダブルヒット同士の Y 方向の距離がシンチレータストリップの幅の 10 倍、即ち 100 mm 以内である場合に再構成される。

またダブルヒット同士の組み合わせを D&D Overlap、ダブルヒットとシングルヒットの組み合わせを D&S Overlap と呼ぶ。

再構成パターンのいずれかの条件に該当した場合、該当した条件のパターンの再構成結果として、再構成位置が決定される。center- $D_{yy} D_{yy}$ 以外のパターンでは再構成位置の決定方法はほとんど同じである。まずダブルヒットはダブルヒットを構成する二つのシングルヒットの XY 方向の重複範囲を計算する。シングルヒットの場合はそのシンチレータストリップの範囲がそのままそのシングルヒットの範囲となる。こうしてシングルヒット及びダブルヒットの持つ範囲が定まると、更に条件に合致したダブルヒット同士あるいはダブルヒットとシングルヒットの組の重複範囲を計算する。こうして再構成に使用する 4 本ないしは 3 本のシンチレータストリップ全ての重複範囲が決定され、この範囲の中心が X 方向及び Y 方向の再構成位置となる。また、ダブルヒットを構成する二つのシングルヒットの Z 方向の中心をダブルヒットの Z 方向の位置、シングルヒットの場合はシンチレータストリップの Z 方向の中心をそのシングルヒットの Z 方向の位置とし、組み合わせるダブルヒット同士あるいはダブルヒットとシングルヒットの組の二つの Z 方向の位置の中心を Z 方向の再構成位置とする。

center- $D_{yy} D_{yy}$ の場合は、二つのダブルヒット同士が重複していない場合がある。このため center- $D_{yy} D_{yy}$ の再構成位置はまず他の場合と同様にダブルヒットのそれぞれの重複範囲を計算し、この二つの重複範囲を XY 平面上で二つとも含むよう

な最小の長方形を計算する。この長方形の中心が center- $D_{yy}D_{yy}$ の再構成位置である。

基本的に、X 層では X 方向に、Y 層では Y 方向に分解能があり、それぞれのもう一方の方向にはほとんど分解能がない。これはそれぞれの層を構成するシンチレータストリップが一方向に短く、一方向に長いからである。そのため、X 層あるいは Y 層のダブルヒットしかない $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ や、どちらかの層でシングルヒットしかない $D_{xx}S_y$ や S_xD_{yy} では、基本的に一方向に対して分解能が低くなると考えられる。

3.1.4 Likelihood の設定

各再構成結果には 3.1.3 節で述べた位置情報に加え、“ ミューオンらしさ ”を示す Likelihood の値が割り振られる。各再構成結果の Likelihood を計算するために、以下のような Likelihood 出力関数を作成する。

$$L(c) = \log(P_S(c)/P_B(c)) \quad (3.1)$$

c は電荷量、 $L(c)$ は Likelihood 出力関数、 $P_S(c)$ 、 $P_B(c)$ はそれぞれシグナルとバックグラウンドの確率密度関数 (PDF) である。

まず電荷量に対応する Likelihood を決定するため、シグナルとバックグラウンドのそれぞれの確率密度関数 (PDF) を作成する。シグナルの PDF にはダブルヒット同士の再構成結果 (D&D Overlap) に使用された各ダブルヒットを、バックグラウンドの PDF には他のダブルヒットやシングルヒットとのオーバーラップがなかったダブルヒットをそれぞれ使用する。処理するすべてのイベントについてそれぞれのダブルヒットの電荷分布を作成し、ノーマライズして、シグナル及びバックグラウンドの PDF とする。更に式 (3.1) を用いて、シグナル及びバックグラウンドの PDF から Likelihood 出力関数を求める。

図 3.3 に実際の Likelihood 出力関数の例を示す。こうして Likelihood 出力関数を作成したのち、各ダブルヒット及びシングルヒットの電荷量から各々の Likelihood を導き出す。更に、再構成に用いた二つのダブルヒットもしくはシングルヒットの Likelihood を足し合わせ、再構成結果の Likelihood とする。

宇宙線位置再構成ののち、更にそれらの位置情報を用いた宇宙線飛跡再構成が行われる。この詳細は 4 章で述べる。

宇宙線通過位置再構成においては複数の通過位置候補が再構成され得る。これはミューオンシャワーなど、複数の宇宙線が同時に飛来した場合や、上段検出器と下段検出器の両方を宇宙線が通った場合などが考えられる。また X 層内や Y 層内におけるモジュール同士の重複部分を宇宙線が通った場合、入射角度の大きい宇宙線が複数のシンチレータストリップをまたがって通った場合などにも起こり得る。通過位置候補は最大で 64 個まで再構成でき、通過位置候補数がそれ以上に上

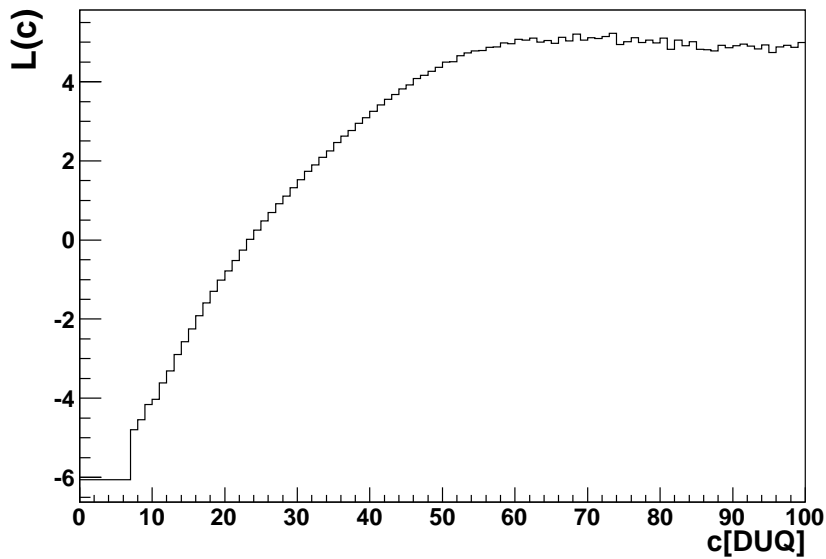


図 3.3: Likelihood 出力値。横軸は電荷量、縦軸は電荷量に対応した Likelihood である。電荷量が高いほど“ ミューオンらしさ ”を認めやすい。

る場合は Likelihood が低いものから再構成対象から外される。図 3.4 にモンテカルロシミュレーションにおける一事象あたりの再構成通過位置候補数の分布を示す。

3.2 外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成手法の改善

3.1 節で述べたように、一事象において再構成される宇宙線通過位置の数は最大で 64 個に上る。ミュオンシャワーなど、実際に複数の宇宙線が飛来した場合などはそれぞれの位置を知るためにこれは必要な事であるが、一つの宇宙線に対して複数の通過位置候補が生成されうる現状は、再構成した位置のいずれかはある程度間違っているということを示し、またデータの処理時間への影響などを考えた上でも無駄が多いと考えられる。特に $D_{xx}S_y$ や $D_{xx}D_{xx}$ などの X 層あるいは Y 層のシンチレータストリップを 1 本しか使用していない、または一切使用されていない再構成通過位置の場合、一方向に対して精度が落ちる。このことによって全体の位置再構成精度を下げかねない。従って無駄な再構成結果を除去し、全体の再構成性能を向上させる必要がある。本研究では 3.1 節で述べた外部ミュオン検出器を用いた宇宙線通過位置再構成の手法について、上記の目的から二つの改善を行った。本節ではこの二つの改善について示す。

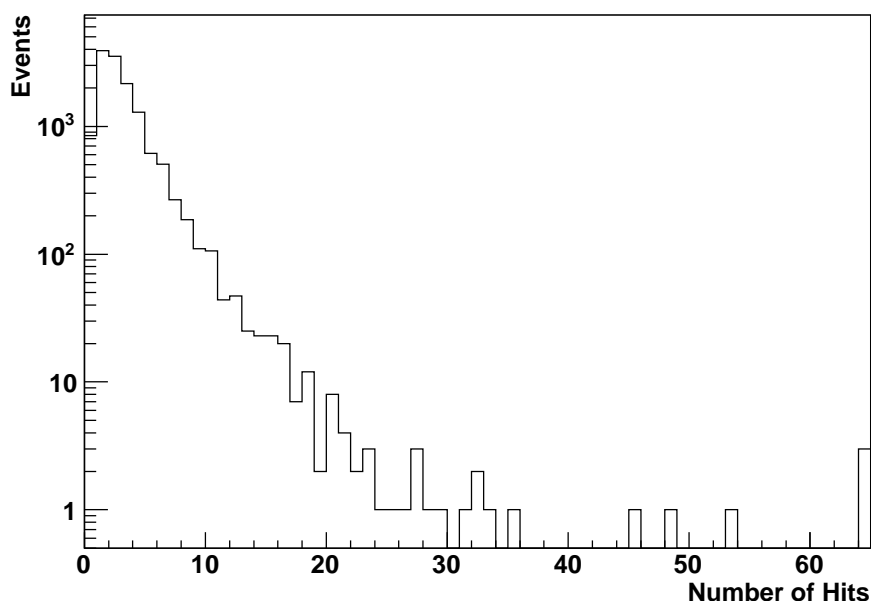


図 3.4: モンテカルロシミュレーションにおける一事象あたりの再構成通過位置候補数分布

3.2.1 再構成を行うヒットパターンの最適化

検出効率や再構成性能の向上に寄与しない無駄な再構成結果を除去するため、 $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ の三つのヒットパターンについて改良を行った。手法改善の一例の模式図を図 3.5 に示す。

$D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ といったヒットパターンが再構成される要因は X 層、あるいは Y 層内それぞれにおけるモジュールの重なりである。このモジュールの重なった部分を宇宙線が通過した場合、X 層あるいは Y 層の片方の層で二つのモジュールを通過することになり、片方の検出層のみで通過位置候補が得られるようになるのである。ただし殆どの場合、更にもう一方の検出層のモジュールも通過することになるので、同時に $D_{xx}D_{yy}$ も再構成されることになる。 $D_{xx}D_{yy}$ さえ再構成されれば、各ヒットパターンの再構成性能から考えて $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ のような一方向に対して再構成性能の悪い再構成結果は必要無く、またこれらのヒットパターンを除去しても検出効率は下がらない。よって今回は、 $D_{xx}D_{yy}$ が再構成された事象でのみ、 $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ の三つのヒットパターンを再構成結果から除去した。

なお、下段検出器では X 層、Y 層ともに層内でのモジュールの重複部分が存在するが、上段検出器においては存在しない。従って、上段検出器では $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ の三つのヒットパターンは最初から再構成され得ないことになって

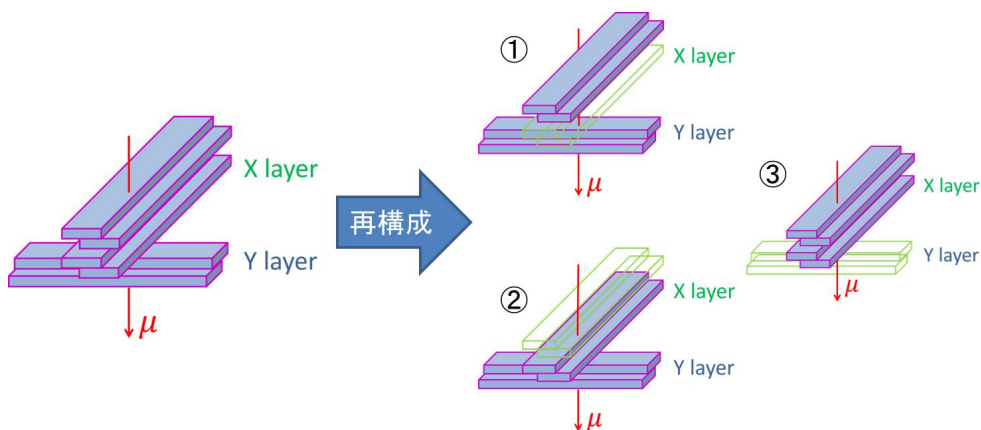


図 3.5: 再構成ヒットパターン最適化の一例。宇宙線が X 層の重なった部分を通じた場合 ③ のような $D_{xx}D_{xx}$ が再構成されるが、① または ② を残せば検出効率は下がらない為、① または ② のようなヒットパターンが再構成された場合には ③ を再構成結果から除去する。

いる。従ってこの改善は下段検出器の再構成性能のみに影響する。

3.2.2 シングルヒットのクラスタリング

宇宙線が垂直方向ではなく斜めの方向から入射してきたとき、一つのモジュール内で 3 本以上のシンチレータストリップを通過する場合がある。このとき、モジュール内で生成されるダブルヒット及びシングルヒットの数はそれに応じて増え、再構成される通過位置の数も増えることとなる。更に直交するもう一方のモジュール内でも多くのダブルヒットやシングルヒットが生成された場合、これらの組み合わせにより再構成通過位置数は膨大なものとなる。以上のような事態を解決するため、モジュール内の隣り合ったシングルヒットを一つにまとめるシングルヒットのクラスタリングを行った。なお、ダブルヒットの場合も、ダブルヒットを構成する二つのシングルヒットそれぞれに同様の処理を行い、そのうえでダブルヒットの生成を行った。シングルヒットのクラスタリングの一例を図 3.6 に示す。

クラスタリングを行う条件として、各シングルヒットが同一上下層において隣り合っていることを要求する。モジュール内の上下層それぞれにおいて、隣り合うシングルヒットをクラスタリングする。このとき、一つにまとめられたシングルヒット群の位置は全体の中心とする。以降は通常の再構成と同様に処理し、一つの宇宙線通過位置候補が得られる。

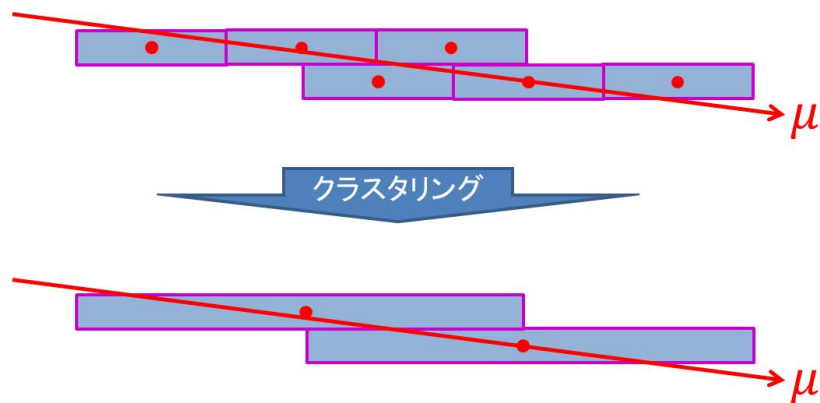


図 3.6: シングルヒットのクラスタリングの一例。例では三つのダブルヒットとなるところを、隣り合うシングルヒットをクラスタリングすることで、一つのダブルヒットとした。これにより最終的な再構成通過位置の数も削減することができる。

3.3 シミュレーションによる再構成手法改善前後における性能評価比較

外部ミュオン検出器による宇宙線通過位置再構成の性能について、粒子反応シミュレーションプログラム GEANT4 をベースとしたモンテカルロシミュレーションを用いて評価を行った。性能評価は改善前、3.2.1 節に述べた再構成ヒットパターン最適化のみ行った場合、3.2.2 節に述べたシングルヒットのクラスタリングも含めた二つの改善後の三つについて行い、比較することで改善の成果を確認した。シミュレーションでは一事象につきミュオン一粒子のみ発生させ、更に外部ミュオン検出器の存在する範囲、内部ミュオン検出器を含む領域の両方を通過するものが選別されている。また、外部ミュオン検出器の上段検出器は2012年7月に稼働を開始したものであり、本解析時点では下段検出器のみを対象としている。

3.3.1 1 事象あたりの再構成数

現在、一つのミュオン入射に対して複数の通過位置候補を再構成することが多く、後の宇宙線飛跡再構成や位置分解能に悪影響を与えることが考えられる。表 3.1 に改善前、ヒットパターン最適化後、改善後の一事象あたりの各ヒットパターンの平均再構成数の変遷を示す。

表 3.1 にあるように、二つの再構成手法改善によって一事象あたりの再構成数を全体的に低減させることが出来た。各数値は各ヒットパターンの再構成事象における平均再構成数である。

まずヒットパターンの最適化により $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ の数を低減できたことが分かる。特に他に比べて割合の多かった center- $D_{yy}D_{yy}$ の数を約

		改善前	ヒットパターン 最適化後	改善後
D&D overlap	$D_{xx}D_{yy}$	1.676 ± 0.012	1.677 ± 0.012	1.188 ± 0.010
	$D_{xx}D_{xx}$	1.000 ± 0.100	1.000 ± 0.600	1.000 ± 0.600
	$D_{yy}D_{yy}$	1.184 ± 0.027	1.155 ± 0.065	1.139 ± 0.061
	center- $D_{yy}D_{yy}$	1.773 ± 0.071	1.314 ± 0.072	1.036 ± 0.073
	合計	1.813 ± 0.012	1.665 ± 0.011	1.186 ± 0.010
D&S overlap	$D_{xx}S_y$	1.654 ± 0.019	1.654 ± 0.019	1.431 ± 0.018
	S_xD_{yy}	1.868 ± 0.022	1.870 ± 0.022	1.557 ± 0.020
	合計	2.105 ± 0.017	2.106 ± 0.017	1.789 ± 0.016
合計		2.936 ± 0.015	2.788 ± 0.015	2.162 ± 0.013

表 3.1: 各ヒットパターンの再構成事象における平均再構成数

74 % に減らすことが出来た。一方で S_xD_{yy} がわずかながら増えているが、これはヒットパターンの最適化により $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ を再構成結果から除くとき、その事象における再構成数が 64 個を超えていると、本来再構成されない 65 個目の再構成結果が入れ替わる形で再構成される。これによって Likelihood が低く、再構成数上限の 64 個から漏れがちな D&S Overlap が結果的に増えたのだと考えられる。同様の現象は $D_{xx}D_{yy}$ においても見受けられる。

更にシングルヒットのクラスタリングの効果によって他のヒットパターンについても再構成数が低減できた。結果として、無駄な再構成通過位置を削減し、またいくつかの隣り合う再構成通過位置を合わせることで、D&D Overlap 全体では約 65 %、D&S Overlap 全体では約 85 %、すべてのヒットパターンでは約 74 % まで一事象あたりの再構成数を低減させることに成功した。

図 3.7、図 3.8 にそれぞれ全ヒットパターン及び全 D&D Overlap の改善前、ヒットパターン最適化後、改善後における一事象あたりの再構成数分布を示す。全ヒットパターン、D&D Overlap とともに再構成数の分布は指数分布に近い分布になることが分かる。どの分布も事象数は等しい。両図共にまず改善前からヒットパターン最適化において再構成数の高い事象が減り、再構成数 2 以下の事象が増加したことが見て取れる。更に、二つの再構成手法改善後ではその傾向はより顕著になり、再構成数 1 の事象の占める割合が大幅に増加しているのが分かる。

3.3.2 検出効率

外部ミュオン検出器の通過宇宙線ミュオンに対する検出効率をモンテカルロシミュレーションを用いて計算した。

通過宇宙線ミュオンに対する全ヒットパターンの検出効率の位置依存性を図

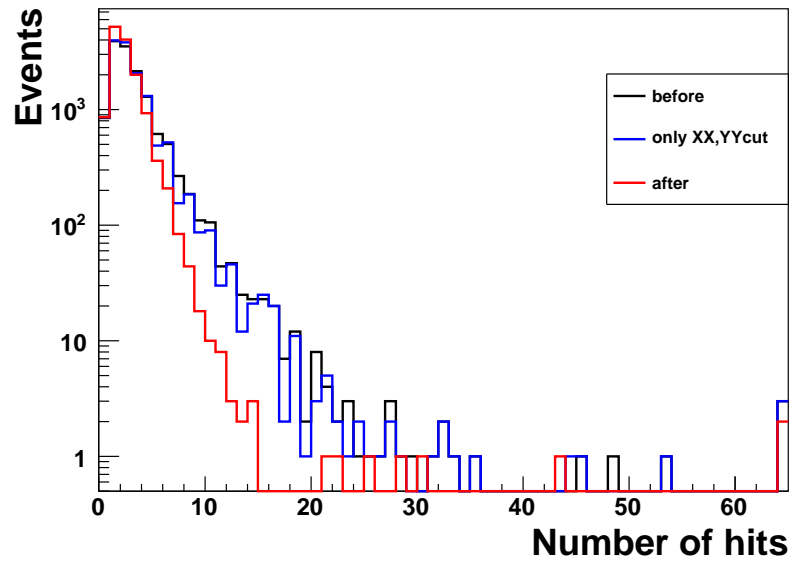


図 3.7: 再構成手法改善前後における一事象あたりの全再構成数分布。黒線が改善前、青線がヒットパターン最適化後、赤線が改善後を示す。

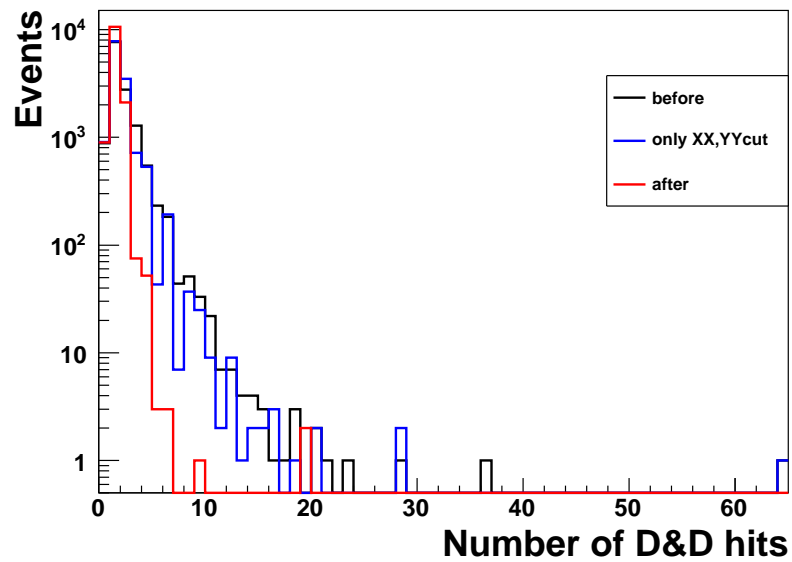


図 3.8: 再構成手法改善前後における一事象あたりの全再構成 D&D Overlap 数分布。黒線が改善前、青線がヒットパターン最適化後、赤線が改善後を示す。

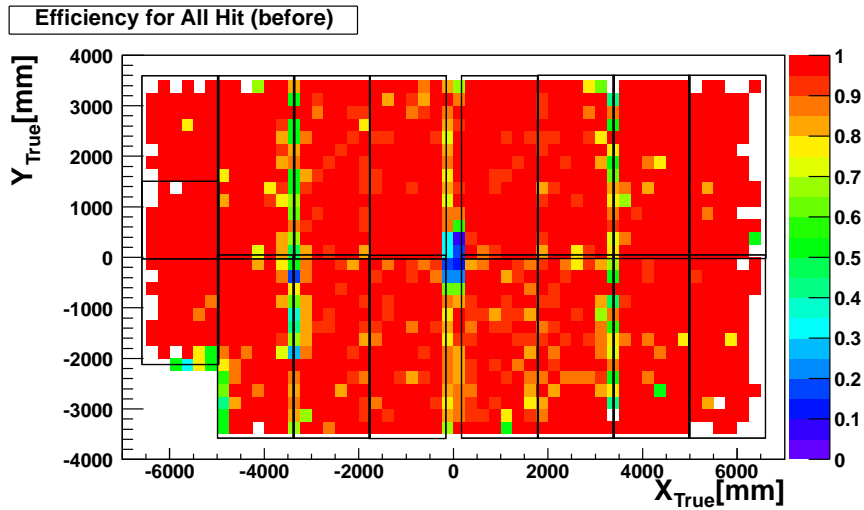


図 3.9: 検出効率の位置依存性

3.9 に示す。

図 3.9 にあるように、外部ミュオン検出器の検出効率は検出器中心部分において悪くなる傾向が見られる。これはニュートリノ検出器の液体シンチレータの注入のための管であるチムニーを通すために空間が空いており、この部分が不感領域となって検出効率の低下を招いたと考えられる。また、ちょうど外部ミュオン検出器の X 層のモジュールの境目に沿って検出効率の悪い部分が広がっている傾向が見られる。この部分は Y 層のモジュールの境目とも重なっている。Y 層ではモジュールの位置が重なり合うように配置されている為、 $D_{yy}D_{yy}$ は再構成可能だが、これも入射角度によっては再構成出来なくなる為、検出効率が低くなってしまったと考えられる。

その他の多くの領域においては検出効率は 100 % に近い値を取っており、高い検出効率が確認できた。表 3.2 に外部ミュオン検出器全体の改善前、ヒットパターン最適化後、改善後における各ヒットパターンの検出効率の変遷を示す。

各検出効率は外部ミュオン検出器下段検出器の存在する範囲 ($X = -6563 \sim 6591$ mm, $Y = -3571 \sim 3600$ mm) を宇宙線ミュオンが通過事象において、各ヒットパターンが再構成されたか割合として計算している。従って、再構成され得る範囲の小さい $D_{xx}D_{xx}$ 、 $D_{yy}D_{yy}$ 、center- $D_{yy}D_{yy}$ などは非常に小さな値となっている。また $D_{xx}S_y$ 、 S_xD_{yy} もダブルヒットでなくシングルヒットが生成されることが求められるため、同様に小さくなっている。

全ヒットパターンの検出効率は 93.95 ± 0.20 % であった。ヒットパターン最適化後や再構成手法改善後も検出効率は変わらず、検出効率を維持して改善を行うことができたことが確認された。また X 方向あるいは Y 方向のどちらかについて分解が悪くなる傾向にある D&S Overlap を抜いた D&D Overlap のみの場合、検

		改善前 [%]	ヒットパターン 最適化後 [%]	改善後 [%]
D&D overlap	$D_{xx}D_{yy}$	90.12 ± 0.25	90.12 ± 0.25	90.17 ± 0.25
	$D_{xx}D_{xx}$	0.648 ± 0.068	0.022 ± 0.013	0.022 ± 0.013
	$D_{yy}D_{yy}$	11.45 ± 0.27	1.97 ± 0.12	2.24 ± 0.13
	center- $D_{yy}D_{yy}$	2.54 ± 0.13	1.86 ± 0.12	1.40 ± 0.10
	合計	93.65 ± 0.21	93.65 ± 0.21	93.69 ± 0.21
D&S overlap	$D_{xx}S_y$	32.07 ± 0.40	32.07 ± 0.40	32.06 ± 0.40
	S_xD_{yy}	28.35 ± 0.38	28.35 ± 0.38	28.35 ± 0.38
	合計	50.30 ± 0.43	50.30 ± 0.43	50.31 ± 0.43
合計		93.95 ± 0.20	93.95 ± 0.20	93.95 ± 0.20

表 3.2: 各改善における各ヒットパターンの検出効率の変遷

出効率は 93.65 ± 0.21 % であった。D&D Overlap のみの場合、再構成手法改善後は 93.69 ± 0.21 % とわずかながら上昇が見られた。これはシングルヒットのクラスタリングの結果、D&S Overlap しか再構成されなかった事象においても D&D Overlap が再構成された為と考えられる。

3.3.3 位置分解能

後の宇宙線飛跡再構成への影響を考える上で、検出した宇宙線ミュオンの通過位置を特定する位置分解能は非常に重要である。外部ミュオン検出器では X 方向と Y 方向それぞれへの分解能に特化した X 層、Y 層を用い、検出宇宙線の二次元読み出しを実現している。本節では X 方向、Y 方向それぞれにおける位置分解能を評価する。

位置分解能の評価にはモンテカルロシミュレーションにおける真の通過位置と再構成通過位置との距離を用いた。X 方向の距離を δX 、Y 方向の距離を δY とし、これらの分布をとる。分布は図 3.10 のようにおよそ 0 を中心とした分布をとり、この分布の標準偏差を用いて位置分解能を評価する。

表 3.3、表 3.4 に各ヒットパターンにおける X 方向と Y 方向の位置分解能を示す。再構成手法改善後の位置分解能は、X 方向では D&D Overlap で 167.6 ± 1.0 mm、D&S Overlap で 378.6 ± 2.4 mm、全ヒットパターンでは 282.4 ± 1.2 mm となり、Y 方向では D&D Overlap で 90.6 ± 0.5 mm、D&S Overlap で 330.5 ± 2.1 mm、全ヒットパターンでは 231.2 ± 1.0 mm となるのが分かった。全ヒットパターンと D&D Overlap の位置分解能を比較し、それぞれの検出効率が 93.95 ± 0.20 % と 93.69 ± 0.21 % であることを考えると、用途にもよるが基本的に D&D Overlap のみを使った方が効率的であることが分かった。

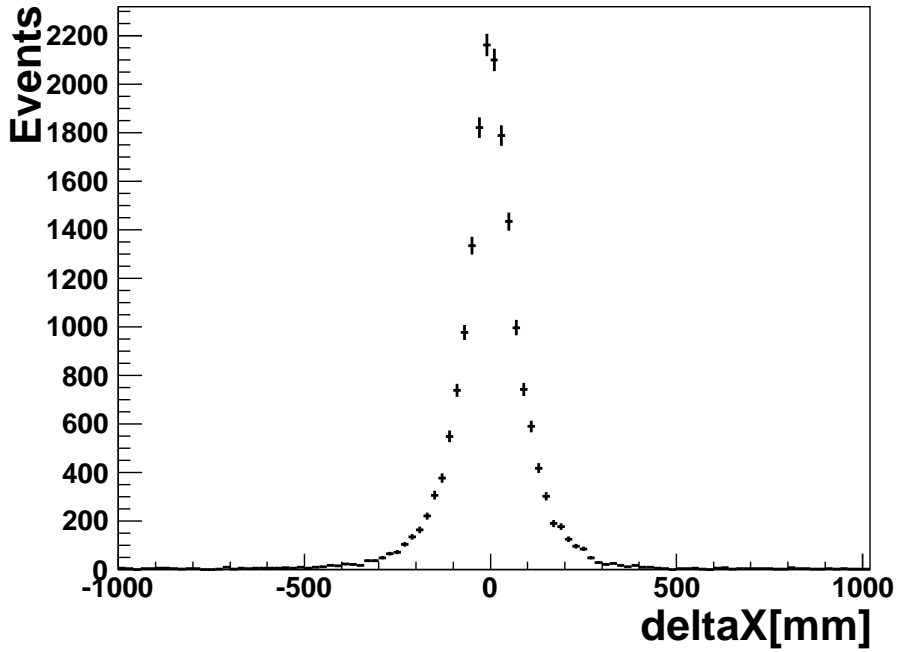


図 3.10: D&D Overlap の deltaX 分布

		改善前 [mm]	ヒットパターン 最適化後 [mm]	改善後 [mm]
D&D overlap	$D_{xx}D_{yy}$	144 ± 0.7	145 ± 0.7	123.8 ± 0.7
	$D_{xx}D_{xx}$	48.1 ± 3.6	37 ± 15	40 ± 16
	$D_{yy}D_{yy}$	823 ± 14	798 ± 32	764 ± 29
	center- $D_{yy}D_{yy}$	433 ± 12	91.6 ± 3.5	91.6 ± 4.6
	合計	278.9 ± 1.3	172.7 ± 0.8	167.6 ± 1.0
D&S overlap	$D_{xx}S_y$	150.1 ± 1.2	150.1 ± 1.2	195.6 ± 1.7
	S_xD_{yy}	503 ± 4.2	504.7 ± 4.2	502.4 ± 4.6
	合計	371.2 ± 2.2	372.4 ± 2.2	378.6 ± 2.4
合計		317.6 ± 1.2	272 ± 1.0	282.4 ± 1.2

表 3.3: X 方向の宇宙線通過位置分解能

		改善前 [mm]	ヒットパターン 最適化後 [mm]	改善後 [mm]
D&D overlap	$D_{xx}D_{yy}$	95.3 ± 0.5	95.7 ± 0.5	91.5 ± 0.5
	$D_{xx}D_{xx}$	222 ± 17	31 ± 12	31 ± 13
	$D_{yy}D_{yy}$	42.3 ± 0.7	38.3 ± 1.5	47.1 ± 1.8
	center- $D_{yy}D_{yy}$	103.6 ± 2.9	82.3 ± 3.1	83.8 ± 4.2
	合計	93.3 ± 0.4	94.9 ± 0.5	90.6 ± 0.5
D&S overlap	$D_{xx}S_y$	442.9 ± 3.7	422.9 ± 3.7	448.5 ± 4.0
	S_xD_{yy}	107.4 ± 0.9	108.7 ± 0.9	117.3 ± 1.1
	合計	322.4 ± 1.9	322.5 ± 1.9	330.5 ± 2.1
合計		212.9 ± 0.8	217.9 ± 0.8	231.2 ± 1.0

表 3.4: Y 方向の宇宙線通過位置分解能

再構成手法改善の効果は特に D&D Overlap において多く確認された。実際のデータ処理や解析においては、基本的に再構成通過位置やその組み合わせによる再構成飛跡は Likelihood により順位付けされる。そのため、シングルヒット 3 つの組み合わせとなる D&S Overlap より、シングルヒット 4 つの組み合わせとなる D&D Overlap の方が Likelihood が高くなる傾向があり、その結果優先して使用されることが多く、その重要度も大きい。特に最も X 方向 Y 方向の分解能がバランスよく、再構成出来る範囲にも制限のない $D_{xx}D_{yy}$ がもっとも重要なヒットパターンであるといえる。この $D_{xx}D_{yy}$ について X 方向の位置分解能で 86 %、Y 方向の位置分解能で 96 % の改善が見られたことは大きな効果をもたらすと考えられる。

一方で $D_{xx}D_{yy}$ 以外のヒットパターンについてはシングルヒットのクラスタリング後に少しではあるが分解能が悪くなるような傾向も見られた。これは隣り合うシングルヒットをまとめることで再構成数は減ったものの、その分各シングルヒットの範囲が大きくなり、分解能がすこし悪化したと考えられる。

$D_{xx}D_{yy}$ を含んだ多くのヒットパターンにおいて Y 方向より X 方向の位置分解能が比較的悪くなる傾向が見られる。これは外部ミュオン検出器自体が X 方向に長いので、検出器中心より遠く離れた位置での再構成は、入射天頂角が大きい宇宙線ミュオンに対してのものとなるため、再構成精度が悪くなる傾向がある。

$D_{xx}D_{yy}$ 以外の D&D Overlap は、X 層もしくは Y 層どちらかのモジュール内のシンチレータストリップのみ使用されたヒットパターンである。そのため、それぞれ使用している方のモジュールの方向には極端に分解能が良く、使用していない方のモジュールの方向には極端に分解能が悪い傾向がある。特に $D_{yy}D_{yy}$ は改善後も X 方向の位置分解能が 764 ± 29 mm と、非常に分解能が悪い。これはモジュールの長辺の半分の長さに近い長さであり、ほとんど分解能を持っていないに等しい。 $D_{xx}D_{xx}$ はそれほど Y 方向の分解能も悪くないように見えるが、これは

単に再構成数が少なかったためであると考えられる。Y層よりX層の方が同一層内のモジュール同士の重なる範囲が小さく、 $D_{xx}D_{xx}$ は $D_{yy}D_{yy}$ に比べ再構成されにくい。このため $D_{xx}D_{xx}$ はヒットパターン最適化前でも全事象(約13700事象)中89事象でしか再構成されておらず、各事象の中でも1ヒットずつしか再構成されていない。ヒットパターン最適化後は位置分解能がX方向Y方向ともに良くなるが、これも事象数が3事象に減ったため、あまり意味のある数字ではないと考えられる。center- $D_{yy}D_{yy}$ がヒットパターン最適化後にX方向の位置分解能が良くなっているのも同様の理由である。

一方向に位置分解能が悪いという特徴はD&S Overlapにも見られ、D&S Overlapの場合にはどちらかの層のモジュールのシングルヒットが1つしか使用されていない為にこのようなことが起きる。

図3.11にD&D Overlapを例にとりてX方向、Y方向の真の位置と再構成位置の差の分布の、再構成手法改善による変化の様子を示す。

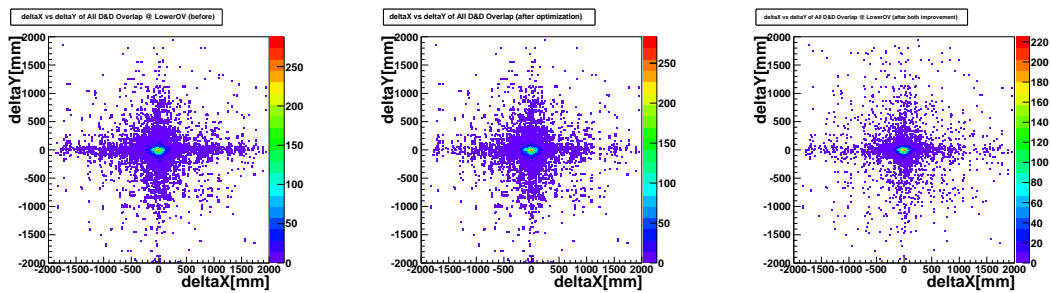


図3.11: D&D Overlapの真の通過位置と再構成通過位置の差。左から改善前、ヒットパターン最適化後、改善後を示す。

図3.11にあるように、まずヒットパターンの最適化によりdeltaYが小さく、deltaXが大きくなる傾向にある $D_{yy}D_{yy}$ が多く除去される。center- $D_{yy}D_{yy}$ や $D_{xx}D_{xx}$ は元々数が少ない為、あまり変化しない。そして、シングルヒットのクラスタリングの効果により改善後のようにdeltaX及びdeltaYが大きいヒットが減り、分解能が良くなる。

3.3.4 位置分解能の入射角度依存性

X方向及びY方向の分解能がシンチレータストリップの幅である50 mmより大きくなってしまいう原因としては、宇宙線ミュオンの入射角度によるX方向及びY方向測定位置のずれが考えられる。外部ミュオン検出器の中の下段検出器では、X層とY層のモジュールの高さに最小で約10 cm、最大で約30 cmの差があり、入射ミュオンのX方向の通過位置とY方向の通過位置を測る位置がそれぞれ異なっている。それに対し、再構成される通過位置の高さ(Z方向)は

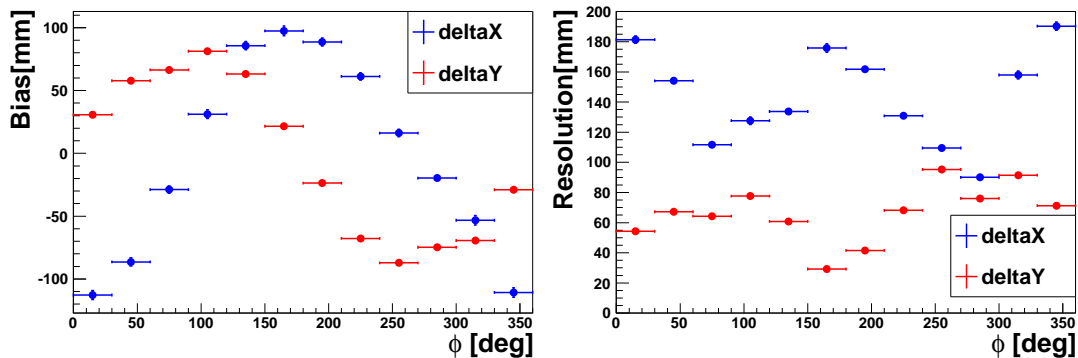


図 3.12: deltaX、deltaY 分布の平均値及び位置分解能の入射方向 (ϕ) 依存性

通過した X 層のモジュールの高さと Y 層のモジュールの高さの midpoint となっている。そのため、入射ミューオンが大きな入射角度を持って飛来した場合、X 層や Y 層で測った時の通過位置と再構成位置の高さにおける通過位置が違ってしまふことにより、誤差が生まれることになる。

図 3.12 に deltaX、deltaY それぞれの分布の平均値及び分解能の入射方向 (ϕ) 依存性を示す。ここで分布の平均値を Bias、分布の RMS を Resolution としている。なお、以下の解析においては位置分解能を鑑みて D&D Overlap のみを用いている。図 3.12 にあるように、真の通過位置と再構成通過位置の間の距離の X 成分である deltaX 分布の平均値は入射ミューオンの運動量の方向 $\phi = 180^\circ$ のあたりで正の方向に大きく振れ、 $\phi = 0^\circ$ のあたりで負の方向に大きく振れる。これは、例えばミューオンが $\phi = 180^\circ$ で入射してきた場合、X の負の方向に向かって入射してきていることになり、X 層、再構成される高さ、Y 層と通過する中で、X 層を通過したときの位置より再構成された高さでの位置の方が X の負の方向に進んでしまうことになる。これにより再構成される X 方向の位置は真の通過位置より正の方向に進んでしまい、deltaX が正の方向に大きく偏ってしまうことになると考えることができる。同様にして、deltaY 分布の平均値は $\phi = 90^\circ$ のとき正の方向に、 $\phi = 270^\circ$ のとき負の方向に振れる。位置分解能においても deltaX は $\phi = 0^\circ$, 180° のときに悪くなり、deltaY は $\phi = 90^\circ$, 270° のときに悪くなる。これはそれぞれの角度において deltaX や deltaY が大きく影響を受けることになり、天頂角の大きさによって deltaX 分布、deltaY 分布の幅が大きくなる為であると考えられる。図 3.12 ではその他に deltaY より deltaX の方が全体的に分解能が悪い傾向が見られる。これは外部ミューオン検出器下段検出器自体が X 方向に長く、同じ ϕ でもより大きな天頂角 θ を許容してしまい、その結果として精度の悪いヒットが生まれたと考えられる。

次に同様の平均値及び分解能の入射ミューオンの天頂角度 (θ) 依存性を図 3.13、図 3.14、図 3.15 及び図 3.16 に示す。deltaX、deltaY 分布の平均値や位置分解能は図 3.12 で見たように ϕ に大きく依存するので、天頂角度依存性を見る上では 4 つの

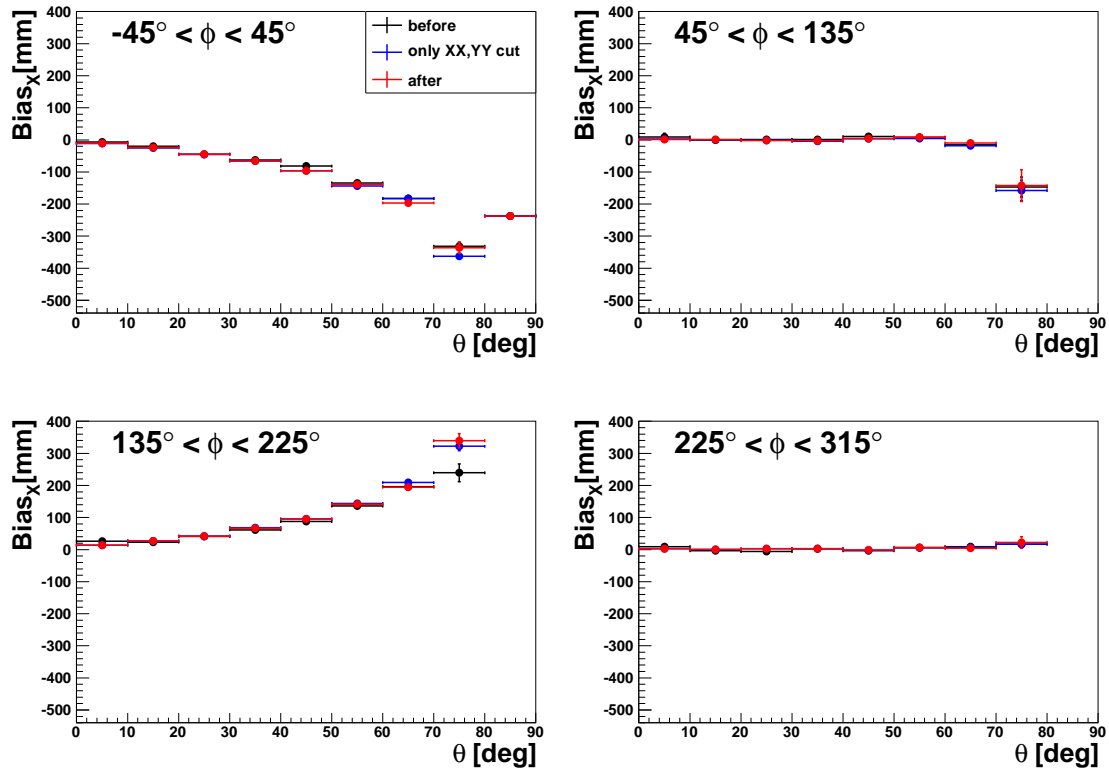


図 3.13: deltaX 分布平均値の入射天頂角度 (θ) 依存性

ϕ の範囲に分けている。ミュオンが X の正の方向に向かって入射する $\phi = -45^\circ \sim 45^\circ$ の範囲、Y の正の方向に向かって入射する $\phi = 45^\circ \sim 135^\circ$ の範囲、X の負の方向に向かって入射する $\phi = 135^\circ \sim 225^\circ$ の範囲、Y の負の方向に向かって入射する $\phi = 225^\circ \sim 315^\circ$ の範囲のそれぞれにおいて天頂角度依存性を調べた。また同時に改善による変化も見た。

deltaX、deltaY 分布の平均値において前述の入射方向 (ϕ) 依存性が強く表れていることが分かる。強い影響のある ϕ の範囲において入射天頂角度 (θ) 依存性も確認できる。一方位置分解能においては入射方向依存性はあまり見られず、どの入射方向の範囲においても入射天頂角度依存性が見られた。入射天頂角度の依存性は、入射天頂角度が大きくなるほど deltaX、deltaY 分布の平均値は大きくなり、位置分解能が悪くなる傾向が確認された。このことは、入射ミュオンの真の通過位置と再構成通過位置の差異や位置分解能悪化の要因が X 層と Y 層の高さの差に起因し、通過する Z 方向の位置の違いがこれらを生んでいるという考えを支持する。入射天頂角が大きければ大きいほど、同じ Z 方向の距離を移動したときの X 方向及び Y 方向への移動距離も大きくなるからである。また、deltaX、deltaY 分布の平均値や Y 方向の位置分解能では確認されなかったが、X 方向の位置分解能においては図 3.15 のように改善の効果が確認できた。これは X 方向の分解能が悪い $D_{yy}D_{yy}$ 及び center- $D_{yy}D_{yy}$ の数を低減した結果だと考えることが出来る。

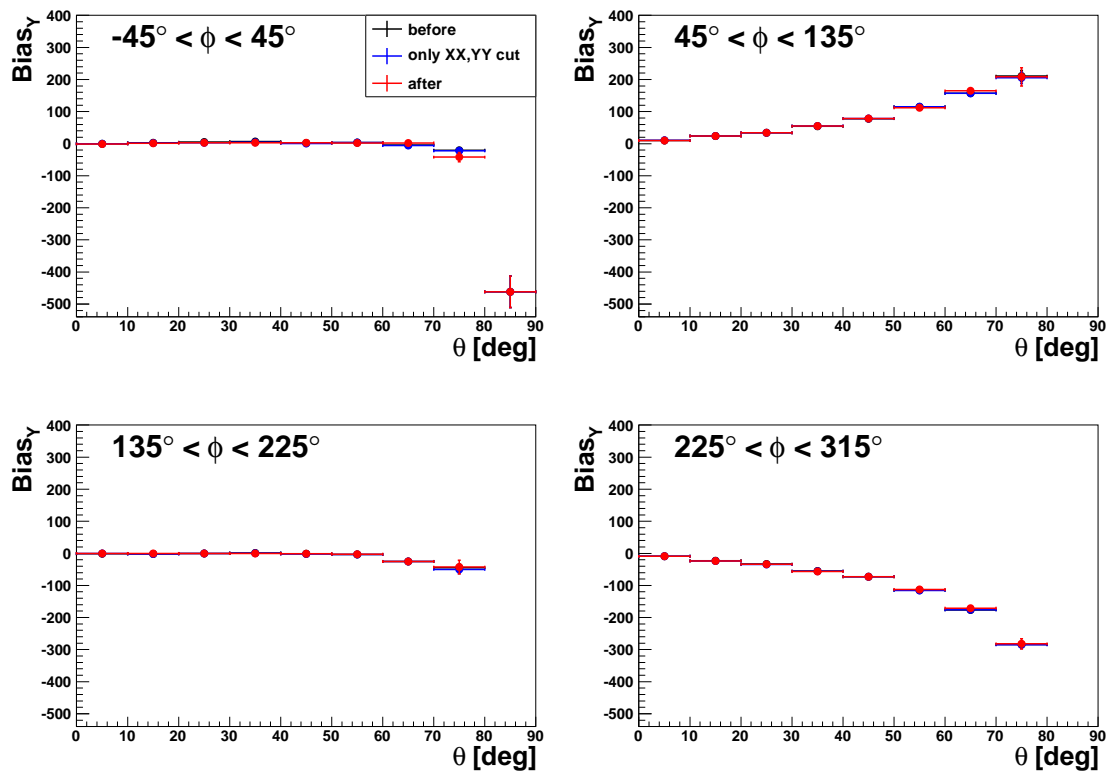


図 3.14: deltaY 分布平均値の入射天頂角度 (θ) 依存性

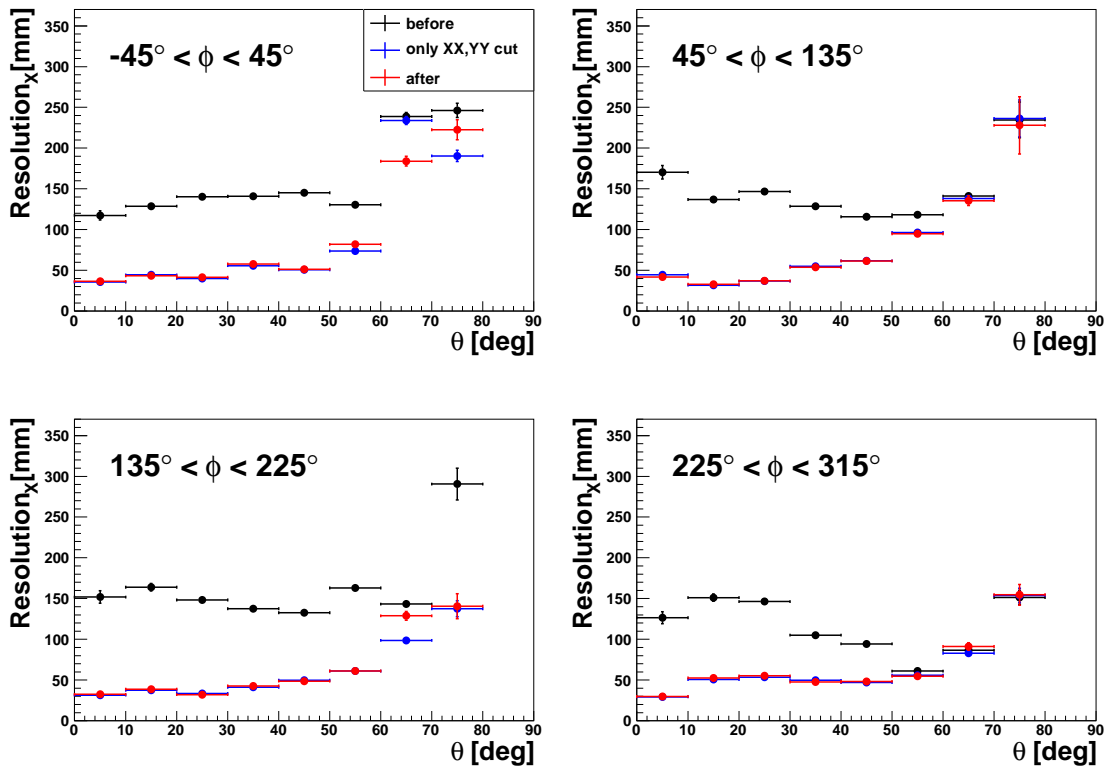


図 3.15: X 方向位置分解能の入射天頂角度 (θ) 依存性

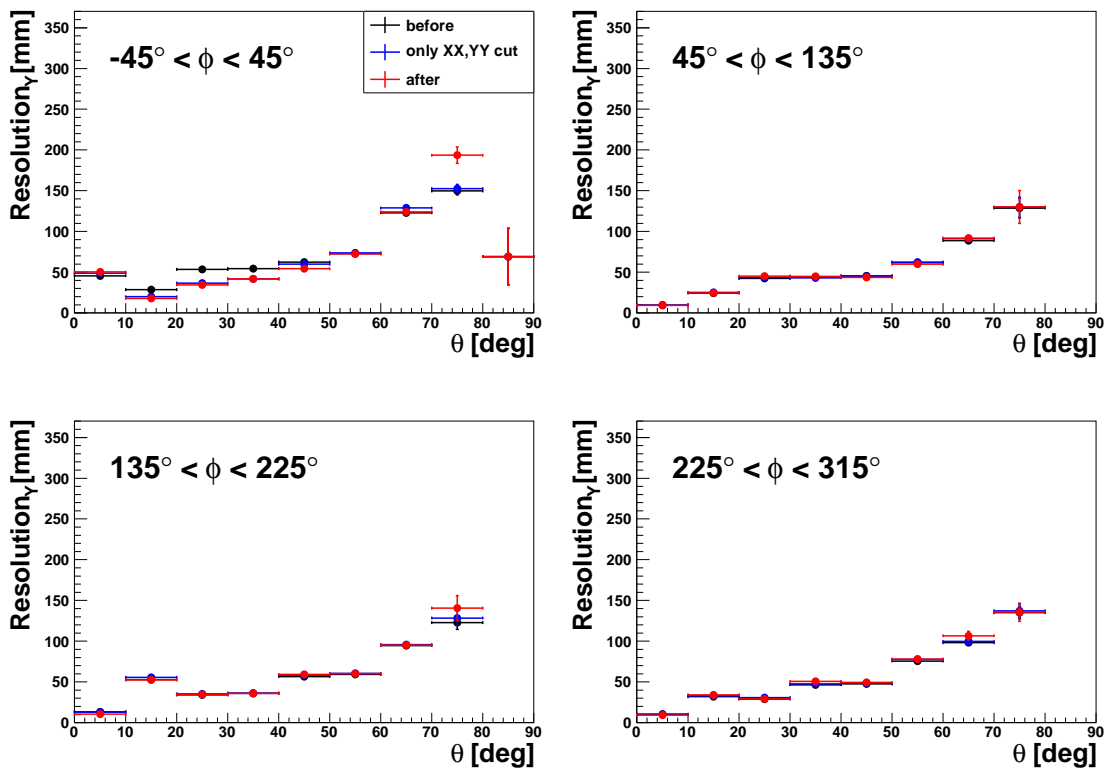


図 3.16: Y 方向位置分解能の入射天頂角度 (θ) 依存性

表3.3及び表3.4においてX方向では 167.6 ± 1.0 mm、Y方向では 90.6 ± 0.5 mmであったD&D Overlapの位置分解能だが、図3.15及び図3.16より、少数の天頂角度の大きい事象により大きく引っ張られた結果であることが分かる。X方向、Y方向共に入射天頂角度 $\theta \geq 50^\circ$ の入射ミュオンに対しては、50 mm ~ 60 mm以下の分解能を得ることが出来ることが分かった。

第4章 外部ミュオン検出器による 宇宙線飛跡再構成

外部ミュオン検出器はニュートリノ検出器の中心より約 4500 mm 上方に位置する下段検出器と、約 7500 mm 上方に位置する上段検出器の二つに分かれている。この二つの検出器各々において前章に述べた宇宙線通過位置再構成を行う。更に上段下段二つの高さにおける通過位置情報を合わせることで通過した宇宙線の飛跡を再構成することが出来る。この飛跡をニュートリノ検出器の位置まで外挿することによって、ニュートリノ検出器における通過飛跡を得ることが可能となる。この情報は、宇宙線ミュオンを原因として発生するバックグラウンドの解析や、その除去について有用な情報となりうる。以下に外部ミュオン検出器を用いた宇宙線飛跡再構成について示す。

4.1 外部ミュオン検出器による宇宙線飛跡再構成手法

外部ミュオン検出器を用いた宇宙線飛跡再構成においては、上段検出器で再構成した宇宙線通過位置と下段検出器で再構成した宇宙線通過位置を一つずつ合わせた二つの宇宙線通過位置を用いて一つの飛跡を再構成する。従ってある一事象について再構成される飛跡の数は、その事象において再構成された上段検出器の通過位置候補と下段検出器の通過位置候補の組み合わせの数となる。ただし再構成飛跡数が 1024 個を超える場合は、上段検出器の再構成通過位置と下段検出器の再構成通過位置のそれぞれにおいて、Likelihood の高いものから順に 32 個までを残し、組み合わせの数が 1024 個以下となるようにする。

飛跡の再構成には、使用する二つの再構成通過位置を再構成するときに使用した通過シンチレータストリップの情報をすべて使用する。D&D Overlap の場合は 4 本の通過ストリップ情報を使用し、D&S Overlap の場合は 3 本の通過ストリップ情報を使用するため、最大で 8 本、最小で 6 本のストリップの情報を使用することになる。この 6 ~ 8 本のストリップ全てを通るような飛跡が存在する場合、これを宇宙線の飛跡として再構成する。そのような場合には可能となる飛跡の傾きの範囲が存在する。この可能である傾きの範囲の中間値を再構成飛跡の傾きとし、更にこの傾きを持った再構成飛跡が全てのストリップを通過して取り得る切片の範囲を決定し、その中心点を再構成飛跡の切片とする。

すべてのストリップを通るような飛跡が存在しない場合には、上段検出器及び下段検出器それぞれでの再構成通過位置を結んだ飛跡を計算し、飛跡の $Z=0$ での X 及び Y の位置、 θ 、 ϕ の4つのパラメータについて、使用したストリップの高さにおける飛跡の位置とストリップの中心との距離を最小化するような飛跡を計算する。このとき、 X 層のストリップであれば Y 方向、 Y 層のストリップであれば X 方向に分解能がない為、それぞれの方向における距離は、もう一方の正確な方向における距離と比べて十分の一倍小さく評価される。

こうして再構成された飛跡において、宇宙線通過位置再構成の時と同様に、それぞれの Likelihood を決定する。まず、飛跡再構成に使われた二つの通過位置候補の電荷量の値を入射天頂角により補正する。入射天頂角が大きいほど長くシンチレータストリップを通ることになり、電荷量は大きくなる。そうすると電荷量によって Likelihood を決定する本再構成手法においては入射角度の大きい事象を過大評価してしまうことになる。これを避けるため、電荷量にファクターとして $\cos\theta$ をかけることにより電荷量を補正する。補正後の電荷量を用いて、二つの通過位置候補の Likelihood をそれぞれ 3.1 に述べた手法と同様の手法によって設定する。求まった二つの Likelihood を足し合わせ、再構成飛跡の Likelihood とする。

得られた最大 1024 個の飛跡のうち、Likelihood の高いものから順に 64 個までを残し、再構成飛跡とする。

なお本論文の解析においては宇宙線ミュオンの再構成飛跡は外部ミュオン検出器下段検出器の第一象限部分 ($x>0$ mm, $y>0$ mm) を通らないもののみを使用している。これは本実験の外部ミュオン検出器上段検出器稼働後 (2012 年 7 月以降) の期間において下段検出器の第一象限部分が稼働していない時期があったためである。測定データとモンテカルロシミュレーションの条件を平等にする為、本解析では下段検出器の第一象限部分を通る宇宙線ミュオンの再構成飛跡に関しては対象から除外した。

4.2 ニュートリノ検出器による飛跡再構成との比較

外部ミュオン検出器を用いた飛跡再構成の他に、Double Chooz 実験ではニュートリノ検出器を用いた飛跡再構成が用いられている。このニュートリノ検出器を用いた飛跡再構成との比較を通して外部ミュオン検出器を用いた飛跡再構成の性能を評価する。

ニュートリノ検出器を用いた飛跡再構成では 390 本の光電子増倍管によって観測された電荷量を用いてニュートリノ検出器の表面、つまり Buffer 層表面における宇宙線ミュオンの通過位置を入口と出口という形で再構成する。この二点を結ぶことにより飛跡が再構成される。また、ニュートリノ検出器を用いて宇宙線ミュオンの飛跡を再構成するため、宇宙線ミュオンが外部ミュオン検出器の上段検出器および下段検出器を通る必要がなく、上段検出器と下段検出器、更にニュートリノ検出器を通らなければ再構成が行えない外部ミュオン検出器を用

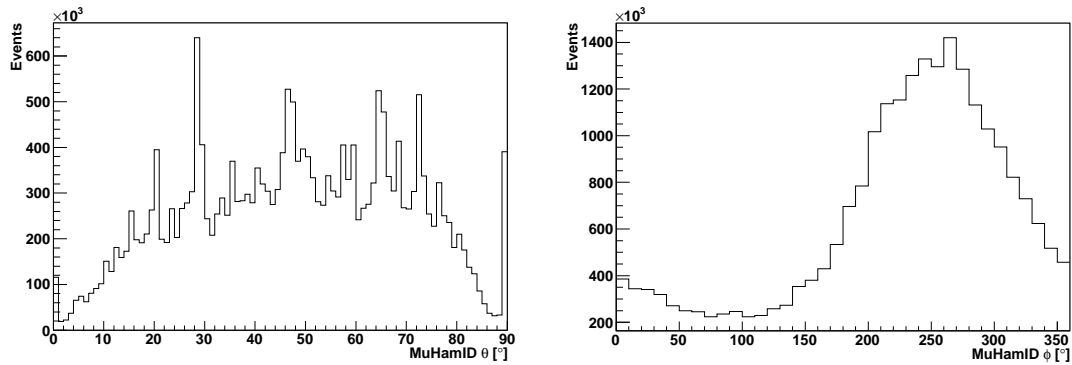


図 4.1: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射角度分布。左図が再構成飛跡の θ を、右図が再構成飛跡の ϕ をそれぞれ示す。

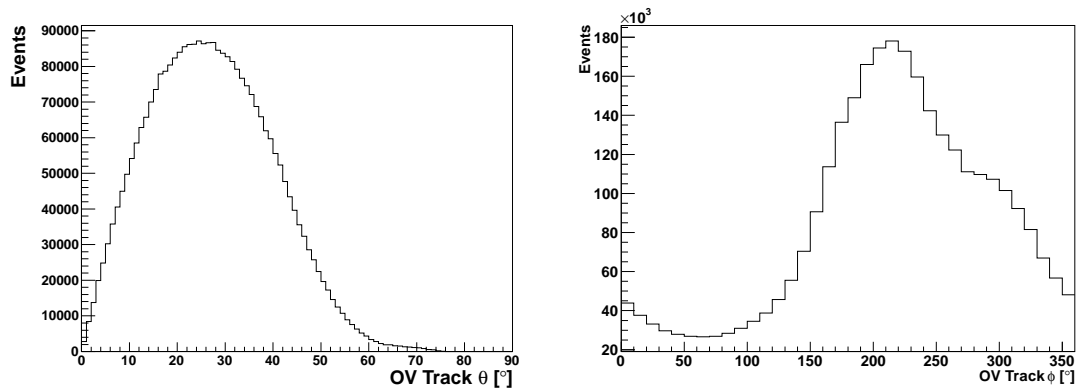


図 4.2: 外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡の入射角度分布。左図が再構成飛跡の θ を、右図が再構成飛跡の ϕ をそれぞれ示す。

いた飛跡再構成と比べ、より広い範囲の方向からの宇宙線ミュオンに対応できる。従って、二つの宇宙線ミュオン飛跡再構成手法はそれぞれ飛跡を再構成出来る条件の違いから、再構成される入射角度の傾向に差異がある。図 4.1 にニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射角度分布を、図 4.2 に外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡の入射角度分布をそれぞれ示す。各分布とも測定データにおける分布である。

まず、図 4.1 と図 4.2 の ϕ 分布を比較すると、 $\phi = 250^\circ$ 付近のピークにおいて外部ミュオン検出器を用いた飛跡の角度分布にへこみのような構造が見られる。これは 4.1 節に述べた外部ミュオン検出器下段検出器の第一象限部分を通る再構成飛跡を除去したことによるものと考えられる。

また、図 4.1 の θ 分布と図 4.2 の θ 分布では分布の形が大きく異なる。これは前に述べた各再構成手法の再構成条件の相違によるものであり、外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡では外部ミュオン検出器の上段検出器、下段検出器及びニュートリノ検出器を通らなければならない為、 $\theta = 70^\circ$ 以上の飛跡がほとんど

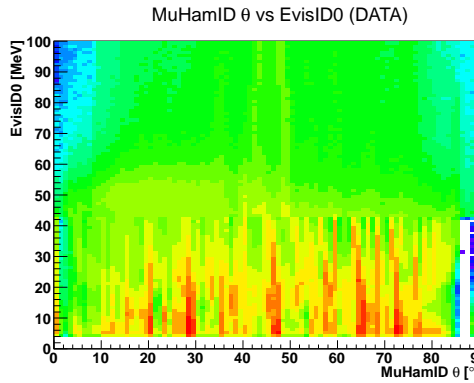


図 4.3: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射天頂角度 (θ) のエネルギー依存性。横軸は入射天頂角度 (θ)、縦軸は入射ミュオンの再構成エネルギーを示す。

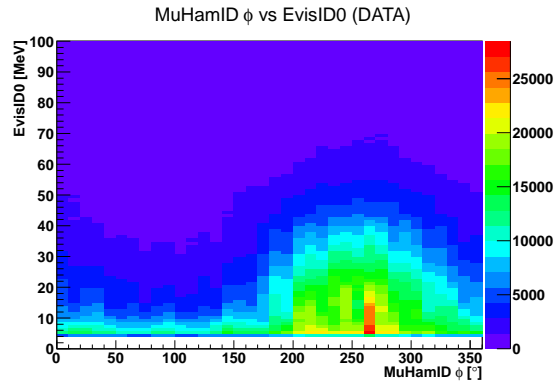


図 4.4: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射角度 (ϕ) のエネルギー依存性。横軸は入射角度 (ϕ)、縦軸は入射ミュオンの再構成エネルギーを示す。

無いのに対し、ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡はニュートリノ検出器さえ通れば再構成が可能なので横方向からの宇宙線ミュオンの入射にも対応でき、広い分布となっている。

図 4.1 に示されたニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射天頂角度 (θ) 分布は十分な統計量にも関わらず複数の細いピークのある歪な構造を見せているが、これは主に 43 MeV より低いエネルギー領域における傾向の反映である。図 4.3 及び図 4.4 にニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射角度分布のエネルギー依存性を示す。

図 4.3 にあるように、図 4.1 の θ 分布に見られるピークのほとんどは再構成エネルギーが 43 MeV 以下であるような再構成飛跡によるものであることが分かる。これらの原因としては、PMT の高電圧用基板の放電発光による雑音 (Light Noise) の影響が考えられる。

ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における入口と出口の位置の分布を図 4.5、図 4.6、図 4.7 及び図 4.8 に示す。

図 4.5、図 4.6、図 4.7 及び図 4.8 にあるように、それぞれの図群の左上と中央上の図に当たる、再構成エネルギーが 43 MeV 以下であるような再構成飛跡においてニュートリノ検出器表面における通過位置が局所的に固まる傾向が見て取れる。これらの位置は、低エネルギーになるほど局所性が高まることから PMT の位置であると考えることが出来る。Light Noise などの小さな発光は遠くの PMT まで届かず、そのため Light Noise を発した PMT に再構成位置が引き寄せられる結果となるのである。特に再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における入口において再構成位置が局所的に固まる傾向は強くなっており、これらの局所性によって図 4.1 の θ 分布に見られるピークの乱立が引き起こされていると考えられる。

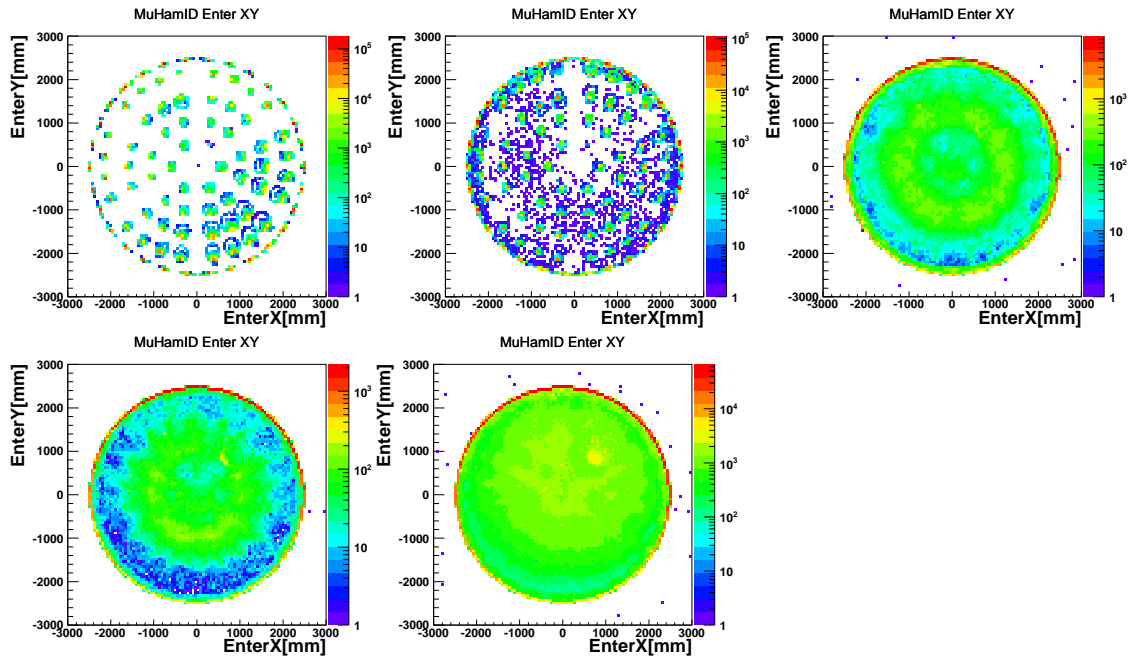


図 4.5: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における入口のXY分布。それぞれ左上から 0~20 MeV、20~43 MeV、43~70 MeV、70~90 MeV、90 MeV 以上のエネルギー範囲における分布を示す。

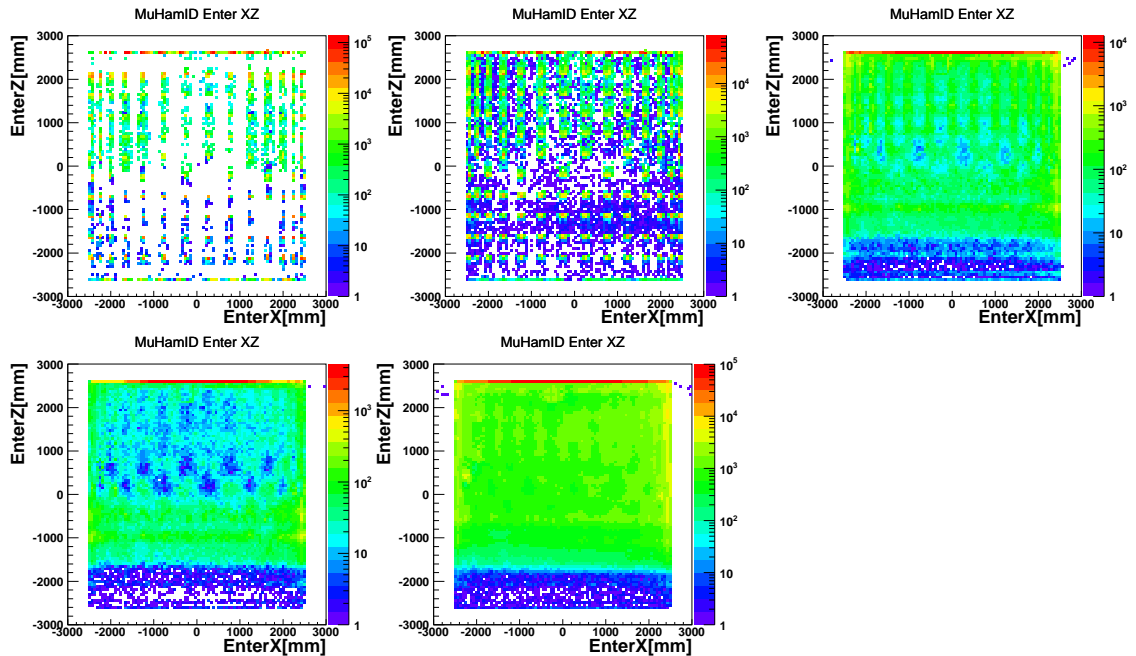


図 4.6: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における入口のXZ分布。それぞれ左上から 0~20 MeV、20~43 MeV、43~70 MeV、70~90 MeV、90 MeV 以上のエネルギー範囲における分布を示す。

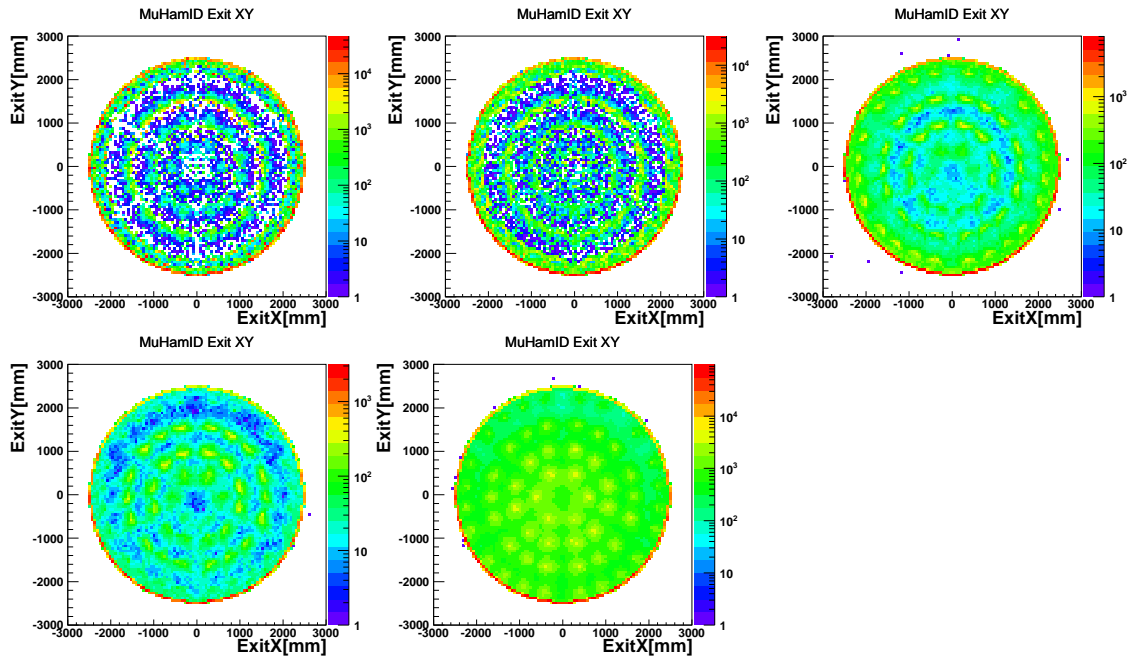


図 4.7: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における出口の XY 分布。それぞれ左上から 0~20 MeV、20~43 MeV、43~70 MeV、70~90 MeV、90 MeV 以上のエネルギー範囲における分布を示す。

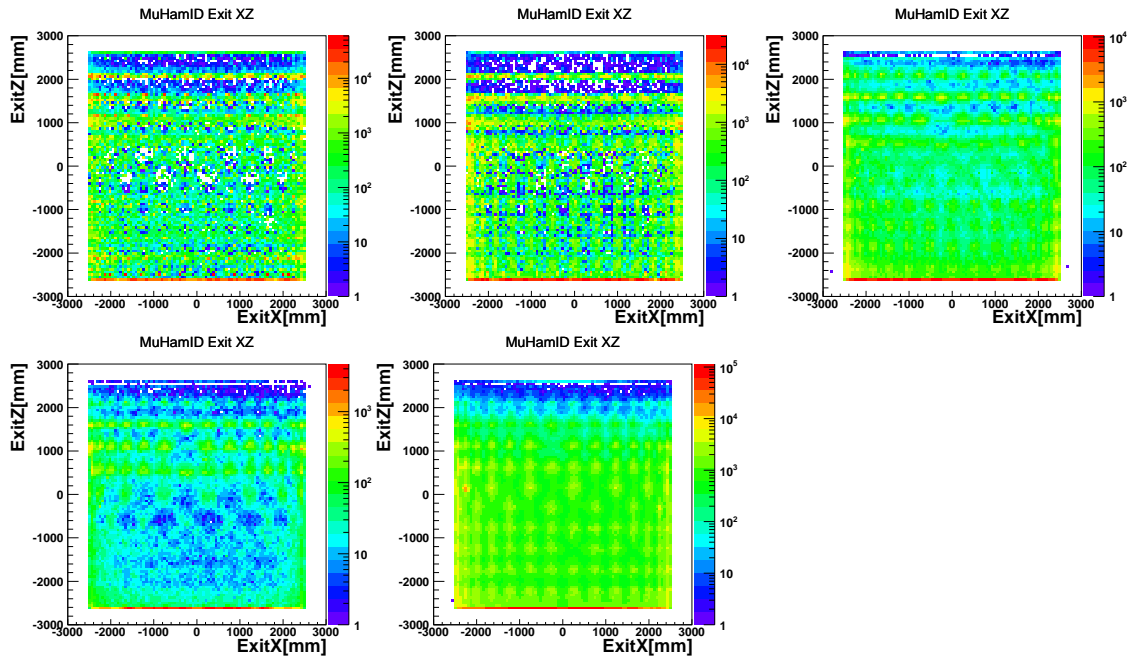


図 4.8: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における出口の XZ 分布。それぞれ左上から 0~20 MeV、20~43 MeV、43~70 MeV、70~90 MeV、90 MeV 以上のエネルギー範囲における分布を示す。

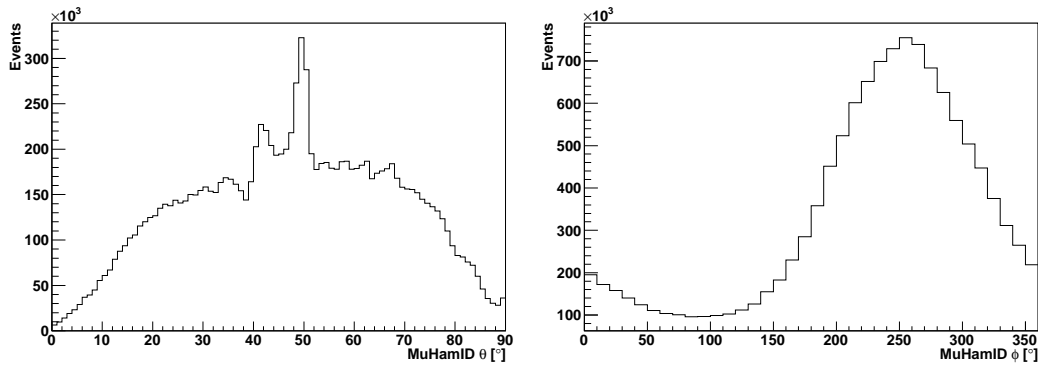


図 4.9: 再構成エネルギー 50 MeV 以上のニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の入射角度分布。左図が再構成飛跡の θ を、右図が再構成飛跡の ϕ をそれぞれ示す。

以上のような傾向は見て取られるものの、本解析においては再構成エネルギーが 50 MeV 以上である再構成飛跡のみを使用しているため、影響は軽微であると考えられる。何故そのようなことをしているかと言えば、様々な信号が含まれる測定データの中からなるべく正確にミュオン信号のみを選び出すために、ミュオン信号が他の信号より検出器中に落とすエネルギーが大きくなる傾向を利用し、そのような選別を行っているのである。再構成エネルギーが 50 MeV 以上の再構成飛跡における入射角度分布を図 4.9 に示す。

図 4.9 では $\theta = 42^\circ$ 付近及び $\theta = 49^\circ$ 付近に細いピークが依然として残っている。図 4.3 を見るとこの二つのピークに関しては再構成エネルギー 50 MeV 以上の範囲においても続き、100 MeV においても消えないことが分かる。図 4.5、図 4.6、図 4.7 及び図 4.8 を見ると再構成エネルギー 50 MeV 以上の範囲においてもニュートリノ検出器表面における再構成位置の局所性は消えてはならず、これらが原因になっていると考えられる。図 4.10 及び図 4.11 に二つのピークそれぞれの天頂角度範囲 ($\theta = 40^\circ \sim 44^\circ, 46^\circ \sim 52^\circ$) におけるニュートリノ検出器表面における再構成位置の分布を示す。

図 4.10 及び図 4.11 において、やはり再構成位置の局所性が確認される。飛来する宇宙線ミュオンの通過位置がこのような局所性を持つとは考えにくく、つまり再構成位置が集まっている部分の周囲を通過した宇宙線ミュオンについて、PMT の配置された位置へ再構成位置を近付けるような効果があると考えられる。ニュートリノ検出器を用いた飛跡再構成手法の改善は本研究の主旨ではないが、今後の課題であるといえる。

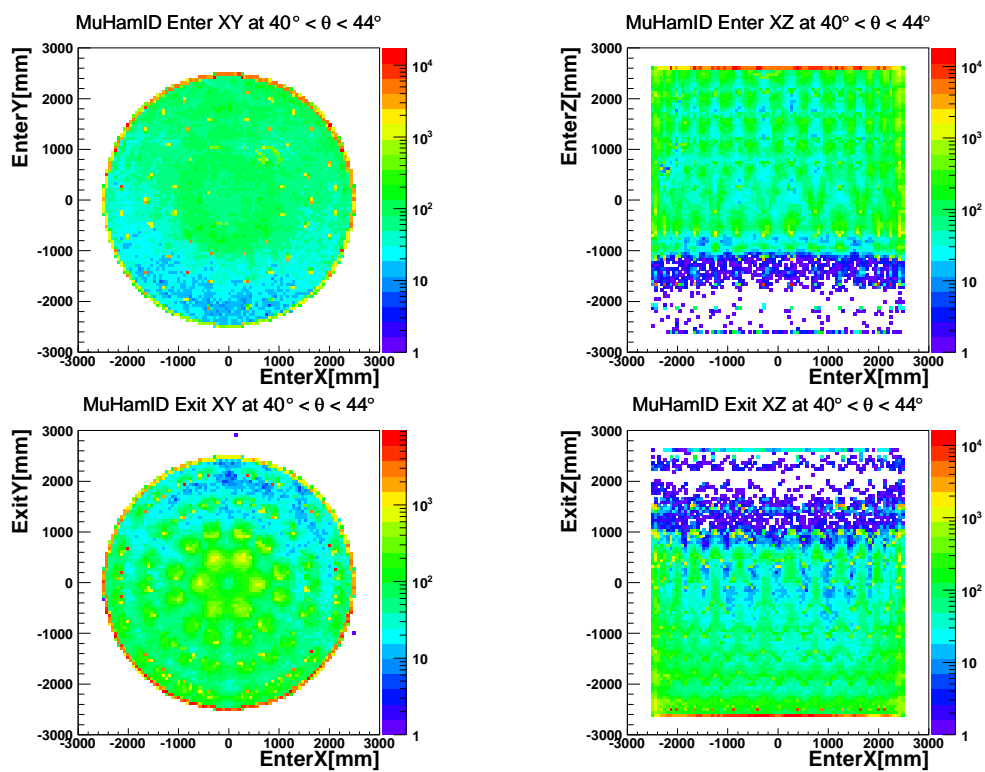


図 4.10: 再構成飛跡天頂角 $\theta = 40^\circ \sim 44^\circ$ の範囲における、再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における入口及び出口の分布。左上が入口の XY 分布、右上が入口の XZ 分布、左下が出口の XY 分布、右下が出口の XZ 分布をそれぞれ示す。

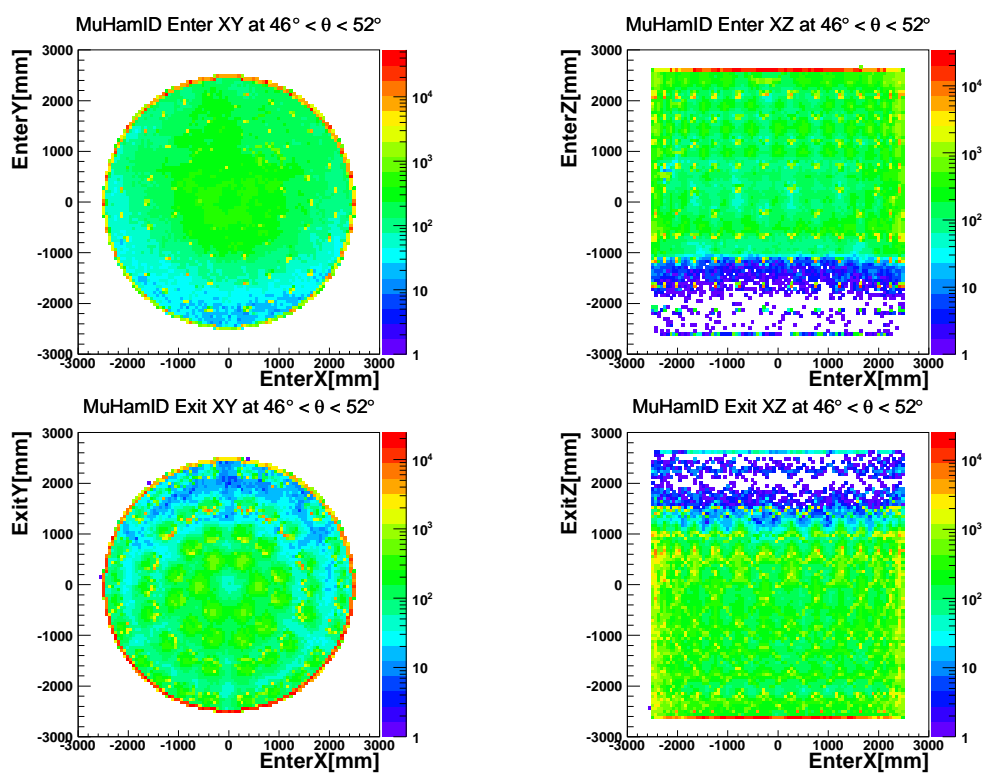


図 4.11: 再構成飛跡天頂角 $\theta = 46^\circ \sim 52^\circ$ の範囲における、再構成飛跡のニュートリノ検出器表面における入口及び出口の分布。左上が入口の XY 分布、右上が入口の XZ 分布、左下が出口の XY 分布、右下が出口の XZ 分布をそれぞれ示す。

4.3 外部ミュオン検出器による宇宙線飛跡再構成性能の評価

外部ミュオン検出器を用いた宇宙線飛跡再構成とニュートリノ検出器を用いた宇宙線飛跡再構成の比較を行い、それぞれの性能について評価を行った。3.3節と同様、モンテカルロシミュレーションを用いて評価を行い、また、ニュートリノ検出器を用いた宇宙線飛跡再構成とその性能を比較した。

測定データとモンテカルロシミュレーションを同条件とする為に、使用する事象の条件を設定した。本性能評価ではニュートリノ検出器における放出エネルギーが50 MeV以上ある事象のみを使用している。これは様々な信号が存在し得る測定データの中で宇宙線ミュオンを選び出すための条件である。また、外部ミュオン検出器による飛跡再構成とニュートリノ検出器による飛跡再構成を平等に評価するため、双方が再構成された事象のみを使用している。

更に、4.1節に述べた外部ミュオン検出器の下段検出器第一象限部分を通過した飛跡の除外も行っている。これもニュートリノ検出器を用いた飛跡再構成と条件を平等にするため、双方の飛跡について外部ミュオン検出器の下段検出器第一象限部分を通過したものは除外している。

また、前節に述べたように外部ミュオン検出器を用いた飛跡再構成においては一つの事象中に複数の飛跡が再構成されうる。このうち、Likelihoodが最も高い飛跡を最適再構成飛跡と呼び、外部ミュオン検出器において再構成された飛跡全体とは別個に評価を行った。

以下に結果を示す。

4.3.1 通過位置分解能

宇宙線の飛跡を再構成したとき、この再構成情報の活用先は主にニュートリノ検出器部分である。ニュートリノ検出器内での各バックグラウンド事象の解析やそれらを引き起こした宇宙線ミュオンの解析などに使用されるこの情報の評価はニュートリノ検出器内において行われるのがふさわしい。従って、外部ミュオン検出器及びニュートリノ検出器を用いたそれぞれの宇宙線飛跡再構成の性能の評価をニュートリノ検出器内での通過位置の分解能を通して行った。

具体的な評価方法としては、外部ミュオン検出器及びニュートリノ検出器によるそれぞれの再構成飛跡の、ニュートリノ検出器の中心となる高さ($Z=0$)でのXY平面における通過位置を用いる。それぞれの飛跡の通過位置と、同じ高さでの真の通過位置とのXY平面上での距離を算出し、この値を用いて各飛跡を比較した。

図4.12にその結果を示す。

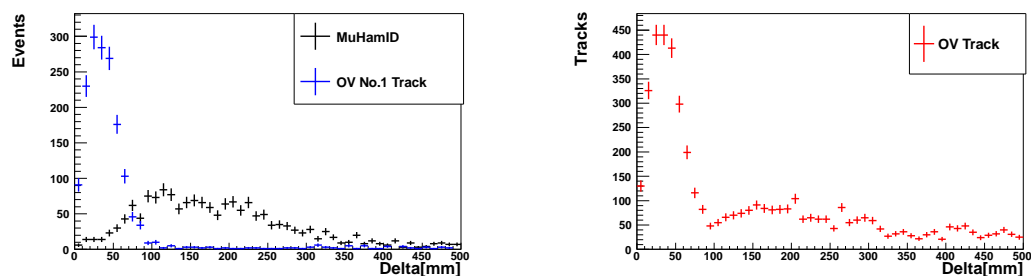


図 4.12: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡及び外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡のそれぞれの $Z=0$ 平面における通過位置の真の通過位置との距離。黒線がニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡、青線が外部ミュオン検出器を用いた最適再構成飛跡、赤線が外部ミュオン検出器を用いた全再構成飛跡をそれぞれ示す。

ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡と外部ミュオン検出器を用いた最適再構成飛跡はそれぞれ同じ事象分の数だけあるが、外部ミュオン検出器を用いた全再構成飛跡は一つの事象について複数個の飛跡が存在しうる為、全事象数より多くの数が再構成される。そのため、比較においてはニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡及び外部ミュオン検出器を用いた最適再構成飛跡と、外部ミュオン検出器を用いた全再構成飛跡は別々に行った。

図 4.12 にあるように、外部ミュオン検出器を用いた宇宙線飛跡再構成はニュートリノ検出器を用いた宇宙線飛跡再構成に比べ、高い通過位置分解能を持つことが分かった。ただし、外部ミュオン検出器において再構成されたすべての飛跡では、真の通過位置に近い通過位置を持つ飛跡が多い代わりに、ニュートリノ検出器において再構成された飛跡より真の通過位置から遠い通過位置を持つ飛跡も多く見られた。例として、各飛跡の通過位置と真の通過位置の距離が 100 mm 以内の事象及び飛跡数の割合は、ニュートリノ検出器で 19 %、外部ミュオン検出器の最適再構成飛跡で 90 %、外部ミュオン検出器の全再構成飛跡で 29 % だった。また、各飛跡の通過位置と真の通過位置の距離が 300 mm 以内の事象及び飛跡数の割合は、ニュートリノ検出器で 83 %、外部ミュオン検出器の最適再構成飛跡で 92 %、外部ミュオン検出器の全再構成飛跡で 45 % だった。よって外部ミュオン検出器による再構成飛跡は、各事象中再構成された飛跡の中で Likelihood の最も高い最適飛跡を用いれば、ニュートリノ検出器内においても最も良い通過位置分解能が得られることが分かった。

以上のようにニュートリノ検出器における放出エネルギーが 50 MeV 以上の事象について性能評価を行った。この結果、外部ミュオン検出器における宇宙線飛跡再構成によって得られた飛跡は、最も Likelihood の高い最適飛跡においてニュートリノ検出器中心で約 90 % が 100 mm 以内という精度を持つことが分かった。

第5章 宇宙線飛跡再構成を用いた宇宙線起源中性子の生成量測定

2.4 節に述べたように、宇宙線ミュオンは検出器周辺の岩盤や検出器内部において核破砕現象を起こし、様々なバックグラウンドの要因となりうる。宇宙線ミュオンによる核破砕では中性子も生成されることがあり、特に地下実験においてはバックグラウンドの見積もりなどの為に宇宙線起源中性子の生成量の評価は重要となる。

他の実験においても先行研究が行われており、2010年3月には KamLAND 実験から宇宙線ミュオンの核破砕による生成核種のそれぞれの生成量に関する見積もりが発表されている [8]。この中で宇宙線ミュオンの核破砕による中性子の生成量について GEANT4[9][10] 及び FLUKA[11][12] を用いたモンテカルロシミュレーションと実際の測定値との比較が行われており、同時に過去の別の実験とも比較が行われている。図 5.1 に以上の結果をまとめたものを示す。

一般的に宇宙線起源の中性子の生成量はミュオンの平均エネルギーを肩に持つ指数関数に従うと考えられている。このことによりシミュレーションによる予測が行われるが、図 5.1 にあるように各実験値とシミュレーションの値の間でおよそ 2 倍程度の開きがあることが確認されている。

シミュレーションと実際の測定との間に乖離があるということは、それだけ予測が難しいということであり、Double Chooz 実験においても独自に中性子生成量を見積もる必要性を示す。また、Double Chooz 後置検出器 (300 m.w.e) における宇宙線ミュオンの平均エネルギーは、MUSIC[19] というイオン化、対生成、制動放射および非弾性散乱等によるエネルギー損失を考慮に入れたミュオンのためのシミュレーションプログラムによって、Double Chooz 後置検出器周辺の地下データなどを加味したうえで計算されており、 63.7 ± 0.8 GeV とされている [20]。このエネルギー領域ではまだ中性子生成量が測定されていないため、後置検出器における中性子生成量を測定することは他の実験において提起されたシミュレーションによる値と実際の測定値との乖離を検証することにも繋がる。

本節では外部ミュオン検出器による宇宙線ミュオンの飛跡再構成を通して、宇宙線起源中性子の生成量の測定を行った。以下にその結果を示す。

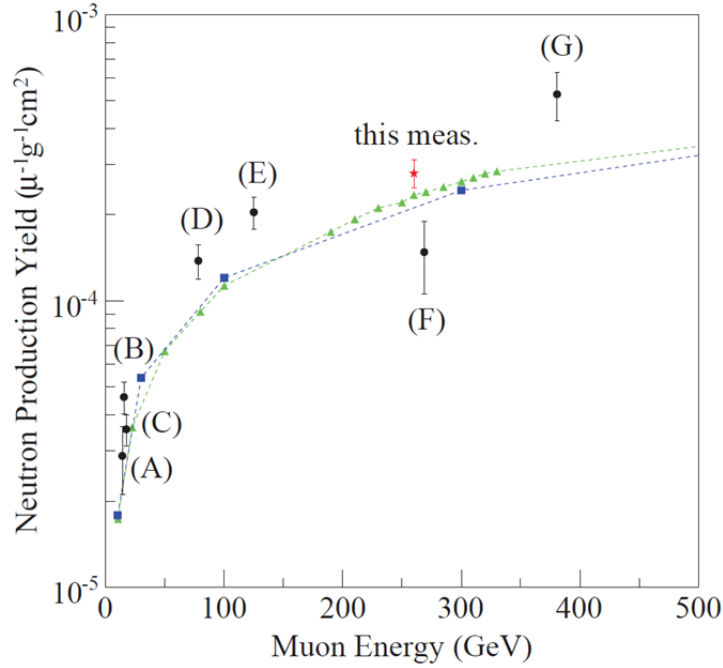


図 5.1: KamLAND 実験による宇宙線ミュオンの核破砕による生成中性子の生成量の実験値とモンテカルロシミュレーションとの比較 [8]。赤い星が KamLAND による深さ 2700 m.w.e(ミュオン平均エネルギー 260 ± 8 GeV) における実験値、黒い点が他の実験による結果を示し、それぞれ深さ (A) 20 m.w.e [13]、(B) 25 m.w.e [14]、(C) 32 m.w.e [15]、(D) 316 m.w.e [14]、(E) 570 m.w.e [16]、(F) 3000 m.w.e [17]、(G) 5200 m.w.e [18] における実験値である。青い四角及び緑の三角はそれぞれ GEANT4 及び FLUKA によるモンテカルロシミュレーションの結果を示す。

5.1 中性子生成量の測定

宇宙線ミュオンの核破砕による生成核種の生成量 Y_i (Spallation production yield) は以下の式により算出される。

$$Y_i = \frac{\mathcal{N}_i}{R_\mu T_L \rho L_\mu} \quad (5.1)$$

ここで \mathcal{N}_i は宇宙線ミュオンの核破砕によって生成された各宇宙線生成核種数、 R_μ は宇宙線ミュオンの測定レート、 T_L は検出器の Live time、 ρ は検出器内に満たされた液体シンチレータの密度、 L_μ は宇宙線ミュオンの検出器内の通過距離の平均値である。また、各宇宙線生成核種数 \mathcal{N}_i については実際に選別を行うときの選別効率を考える必要がある為、実際に観測された宇宙線生成核種事象数 N_i を選別効率 ϵ_i で割った量、

$$\mathcal{N}_i = \frac{N_i}{\epsilon_i} \quad (5.2)$$

として求める。

宇宙線ミュオンの核破砕による中性子の生成量 Y_n (Neutron production yield) も式 5.1 と同様に

$$Y_n = \frac{\mathcal{N}_n}{R_\mu T_L \rho L_\mu} \quad (5.3)$$

$$\mathcal{N}_n = \frac{N_n}{\epsilon_n} \quad (5.4)$$

によって求められる。

それぞれのパラメータのうち、液体シンチレータの密度 ρ は既知である。 ν -target 層の液体シンチレータの密度が 0.803617g/cm^2 、 γ -catcher 層の液体シンチレータの密度が 0.80451g/cm^2 という理論値が得られている。また、本研究においては宇宙線ミュオンの測定レート R_μ と検出器の Live time T_L はこの二つをかけた値、観測ミュオン数 N_μ として求める。従って中性子生成量 Y_n を求める式は以下のようになる。

$$Y_n = \frac{N_n/\epsilon_n}{N_\mu \rho L_\mu} \quad (5.5)$$

以下にそれぞれのパラメータを求める。

5.1.1 観測ミュオン数 (N_μ)

本解析では 2012 年 7 月 19 日から 2013 年 1 月 15 日の間の Live time にして約 133 日分の測定データを用いた。この間の測定データから、まずはミュオン信号を以下の条件で選別した。

- 再構成エネルギー $E > 50$ MeV
- 外部ミュオン検出器による飛跡が再構成される
- 再構成飛跡が ν -target 層を通過
- 再構成飛跡が外部ミュオン検出器下段検出器の第一象限を通過しない
- 前後のミュオン信号との $\Delta T_\mu < 1300$ μs

ここで再構成エネルギー $E > 50$ MeV としたのは、様々な信号が含まれる測定データの中からもなるべく正確にミュオン信号のみを選び出すためである。ミュオン信号は他の信号より検出器中に落とすエネルギーが大きくなる傾向があるため、このような選別を行った。また、外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡が ν -target 層を通過していることという条件もかけているが、これは Gd 原子が含まれているか否かという点や、液体シンチレータの密度において違いのある ν -target 層と γ -catcher 層の両方を使用すると解析が複雑化するため、これを避けるための処置である。さらに再構成飛跡が外部ミュオン検出器下段検出器の第一象限を

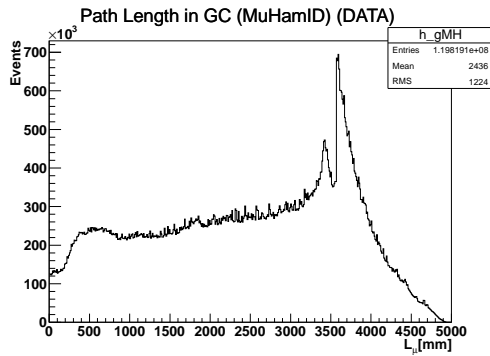


図 5.2: 宇宙線ミュオンの γ -catcher 層におけるニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の通過距離分布

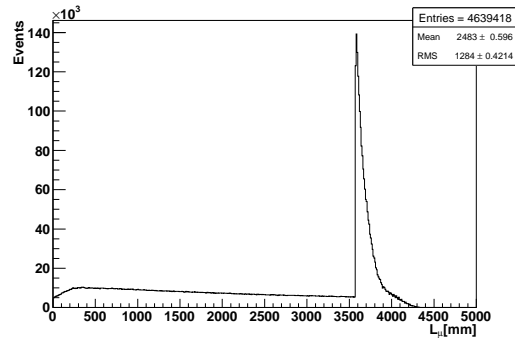


図 5.3: 宇宙線ミュオンの γ -catcher 層における外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡の通過距離分布

通過しない事を要求しているが、これは 4.1 節に述べたように上段検出器稼働後の期間において下段検出器の第一象限部分が稼働していない時期があったためである。前後のミュオン信号との $\Delta T_\mu < 1300 \mu\text{s}$ としたのは、後に計算する観測中性子量 N_n を測定するときに、観測した中性子信号がどのミュオン信号によって生成されたものなのか混同が起こらないようにするための措置である。

以上の条件により選別し、約 $1.15 \times 10^7 \text{ s}$ の Live time の間に 1955848 ± 1399 事象のミュオン信号を得た。レートにして約 0.170 Hz である。以降のパラメータの解析においても、選別したミュオンの情報を使用する。

5.1.2 宇宙線ミュオンの検出器内の通過距離 (L_μ)

5.1.1 節において選別したミュオン信号について、その事象において再構成された外部ミュオン検出器を用いた飛跡の検出器内における通過距離 L_μ を計算する。また参考として、ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡についても同様の解析を行った。ここでニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の選別条件は 5.1.1 に述べた選別条件の、外部ミュオン検出器による再構成飛跡をニュートリノ検出器による再構成飛跡と入れ替えたものを使用した。図 5.2、図 5.3、図 5.4 及び図 5.5 にこの結果を示す。

ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡と外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡とで通過距離分布の傾向に大きな違いがある。これは 4.2 に述べた各再構成手法の再構成条件の差異による角度分布の違いの表れである。図 5.6 及び図 5.7 にニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡及び外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡のそれぞれの γ -catcher 層における通過距離の入射天頂角依存性を示す。

図 5.6 及び図 5.7 にあるように、二つの再構成飛跡がそれぞれ存在する入射天頂角度領域においては同様の傾向を示している。当該部分は図 5.2 及び図 5.3 におけ

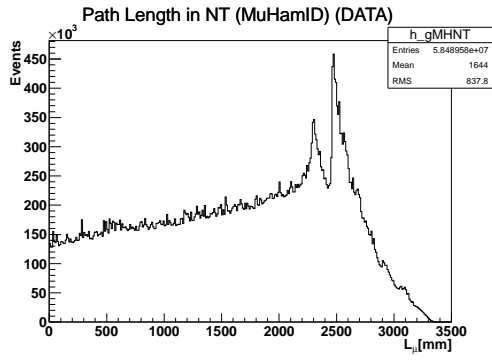


図 5.4: 宇宙線ミュオン ν -target 層におけるニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の通過距離分布

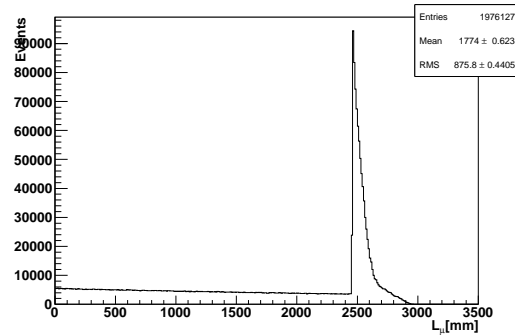


図 5.5: 宇宙線ミュオン ν -target 層における外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡の通過距離分布

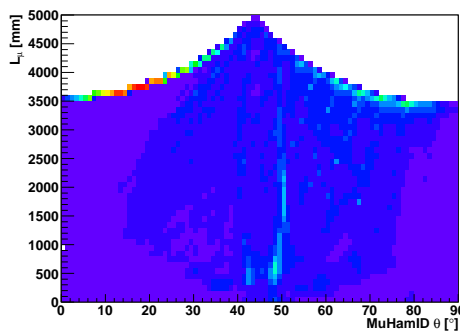


図 5.6: ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡の γ -catcher 層における通過距離の入射天頂角依存性。横軸は入射天頂角度 (θ)、縦軸は γ -catcher 層における通過距離を示す。

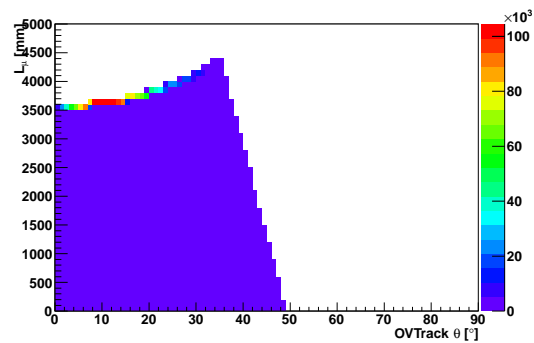


図 5.7: 外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡の γ -catcher 層における通過距離の入射天頂角依存性。横軸は入射天頂角度 (θ)、縦軸は γ -catcher 層における通過距離を示す。

る通過距離 L_μ が約 3500 mm 以上の範囲に当たり、これは入射天頂角 θ が 0° 付近のときに通過距離となる γ -catcher 層の高さ 3572 mm を反映したものであると考えられる。実際、図 5.6 及び図 5.7 において $\theta = 0 \sim 7^\circ$ の範囲において最も頻度の高い通過距離は 3500 mm \sim 3600 mm の範囲である。図 5.4 及び図 5.5 の通過距離 L_μ が約 2400 mm 以上の範囲についても、 ν -target 層の高さが 2458 mm であることから、同様であると考えられる。

入射天頂角 θ が 40° 以上の範囲についてはニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡のみに見られる傾向を示す。通過距離 L_μ は入射天頂角 $\theta = 44^\circ$ 付近で最大値をとり、それ以降は下降する。これは γ -catcher 層が高さ 3572 mm、直径 3416 mm と高さと同直径がほぼ同じ長さであり、通過距離最大となる γ -catcher 層を斜めに横切る経路が天頂角 45° 付近となるという予想と一致する。また、 γ -catcher 層の高さと直径の二乗和の平方根が約 4942 mm となり、図 5.2 における最大値と一致することからも頷ける。

$\theta = 42^\circ$ 付近には $L_\mu = 500$ mm 付近、 $\theta = 49^\circ$ 付近には $L_\mu = 500$ mm 付近及び $L_\mu = 1800$ mm 付近にピークが見られる。これは図 4.9 の θ 分布に見られたピークであり、ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡固有の傾向であると考えられる。これらのピークは図 5.2 上においても確認できる。

以上のように各分布は理解され、各検出層における通過距離の平均値 L_μ はそれぞれ、ニュートリノ検出器を用いた再構成飛跡では γ -catcher 層で 2436 mm、 ν -target 層で 1644 mm、外部ミュオン検出器を用いた再構成飛跡では γ -catcher 層で 2483 mm、 ν -target 層で 1774 mm であった。

5.1.3 観測中性子事象数 (N_n)

5.1.1 節において選別したミュオン信号について、この事象によって生成したと見られる中性子数を見積もる。実際には観測中性子事象数という形で求めることになり、後に選別効率によって補正することで中性子事象数とする。観測中性子事象数の見積もりにはニュートリノ事象選別と似たような方法が取られる。つまり、宇宙線ミュオンによる信号を先発信号、中性子事象による信号を後発信号として、両信号にそれぞれエネルギーなどの条件をかけながら二つの信号の時間差による条件をかけ、宇宙線ミュオンの核破砕によって生成された中性子事象を選別するのである。ここで後発信号の総数が観測中性子事象数 N_n となる。

以下の条件により選別し、観測中性子事象数を求めた。

- Light Noise カット
- $6 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV}$
- $\Delta T_\mu < 1050 \mu\text{s}$

DeltaT w.r.t last Muon (Gd Capture)

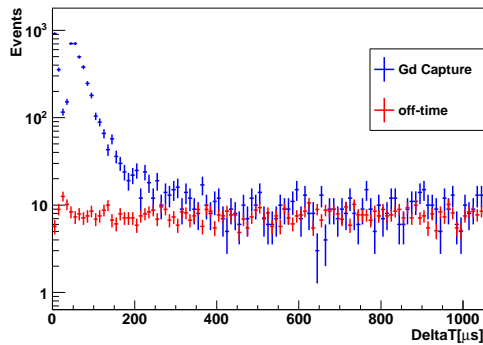


図 5.8: 先発信号 (ミューオン) と後発信号 (核破砕生成中性子) の時間差分布。青線が Gd 捕獲事象の on-time、赤線が off-time を示す。

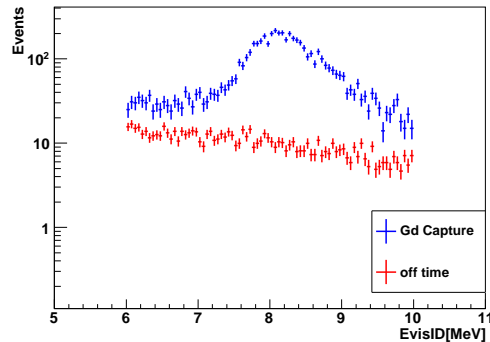


図 5.9: 後発信号 (核破砕生成中性子) のエネルギー分布。青線が Gd 捕獲事象の on-time、赤線が off-time を示す。

ここで Light Noise カットとは PMT の高電圧用基板の放電発光による雑音 (Light Noise) による信号を排除するための条件である。各 PMT における電荷量などを用いて、電荷量の局所性などから弁別する。

また ΔT_μ は先発信号 (ミューオン信号) と後発信号 (中性子信号) の時間差、 $E_{delayed}$ は後発信号の再構成エネルギーをそれぞれ示す。

$\Delta T_\mu < 1050 \mu s$ とあるが、実際にはこのように選別した後、 $50 \mu s < \Delta T_\mu < 1050 \mu s$ の範囲のみを使用している。理由は後述する。

また、後発信号の再構成エネルギーについて $6 \text{ MeV} < E_{delayed} < 10 \text{ MeV}$ という条件をかけたが、これは中性子の Gd 捕獲事象を捉えるためのものである。実際には生成された中性子は検出器中の水素などにも捕獲されるが、その部分については選別効率で補正する。

また、off-time として $[3000 \mu s, 4050 \mu s]$ 、 $[4050 \mu s, 5100 \mu s]$ 、 $[5100 \mu s, 6150 \mu s]$ 、 $[6150 \mu s, 7200 \mu s]$ 、 $[7200 \mu s, 8250 \mu s]$ の範囲について、同様の選別を行い、on-time と同様に各範囲の開始後 $50 \mu s$ を除き、それぞれ足し合わせて on-time と同時間分となるようノーマライズしてから使用した。なお、先発信号となるミューオン信号にその前後のミューオン信号との $\Delta T_\mu < 1300 \mu s$ を要求したことにより自動的に後発信号のあり得る区間にはミューオン信号は存在しえないが、off-time についてもミューオン信号が含まれた範囲以降の範囲については使用していない。

図 5.8 及び図 5.9 に以上の選別の結果を示す。図 5.8 が先発信号と後発信号の時間差分布、図 5.9 が後発信号のエネルギー分布である。

5.8 にあるように、on-time において $\Delta T_\mu = 0 \sim 50 \mu s$ の範囲で本来なら ΔT_μ が小さくなるにつれて指数関数的に事象数が増大するはずが、低下している。これはミューオン信号の直後、その大きな光量の為に一時的に検出器の検出効率が低下するためと考えられる。従って、当該範囲では正確な核破砕生成中性子数の見

積もりが困難である為、 $\Delta T_\mu = 0 \sim 50 \mu s$ の範囲については観測中性子事象数の計算からは外し、これによる観測中性子事象数の欠損部分については選別効率の非選別部分に加えることにより補正することとした。

図 5.9 では後発信号である核破碎生成中性子の Gd に捕獲されたときの放出エネルギーのピークが確認される。

先発信号と後発信号の各時間範囲における観測事象数は、on-time では 4075 事象、off-time では 774 事象が確認され、従って観測中性子事象数 N_n は 3301 事象となった。

5.1.4 選別効率 (ϵ_n)

観測中性子事象数 N_n を宇宙線生成中性子数 \mathcal{N}_n に直すため、選別効率 ϵ_n によって割らなければならない。ただし、前節で導出した観測中性子事象数 N_n は Gd 捕獲事象のみを選別したものである。実際には水素などの他の原子によって宇宙線生成中性子が捕獲される場合があり、この分の非選別事象数も考慮しなければならない。よって、宇宙線生成中性子数 \mathcal{N}_n は以下のように導かれる。

$$\mathcal{N}_n = \frac{N_n}{\epsilon_n} \quad (5.6)$$

$$\epsilon_n = \epsilon_{n-Gd} \times (\text{Gd fraction}) \quad (5.7)$$

ここで ϵ_n は中性子に対する選別効率、 ϵ_{n-Gd} は中性子の Gd 捕獲事象に対する選別効率、Gd fraction は Gd 捕獲事象の中性子事象数に占める割合である。即ち、宇宙線生成中性子の Gd 捕獲事象に対する選別効率をまず導出し、これに全宇宙線生成中性子数に占める Gd 捕獲事象の割合を掛けることで全宇宙線生成中性子に対する選別効率へと補正する。

それぞれの値は以下の式によって導かれる。

$$\epsilon_{n-Gd} = \frac{(50 \mu s < \Delta t < 1050 \mu s) \cap (6 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV})}{(\Delta t < 1300 \mu s) \cap (5 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV})} \quad (5.8)$$

$$\text{Gd fraction} = \frac{(6 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV})}{(5 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV})} \quad (5.9)$$

各分子及び分母は括弧内の条件によって選別したときの事象数を示す。また、括弧内の条件は各選別条件において共通しない部分のみを抜き出したものであり、これらの他にそれぞれ共通の条件として以下の条件によっても選別が為されている。

- Light Noise カット
- 外部ミュオン検出器による Veto
- 前後の有効信号との $\Delta t < 1300 \mu s$
- $5 \text{ MeV} < E_{\text{prompt}} < 30 \text{ MeV}$

以上の条件により選別効率及び Gd fraction を求める。

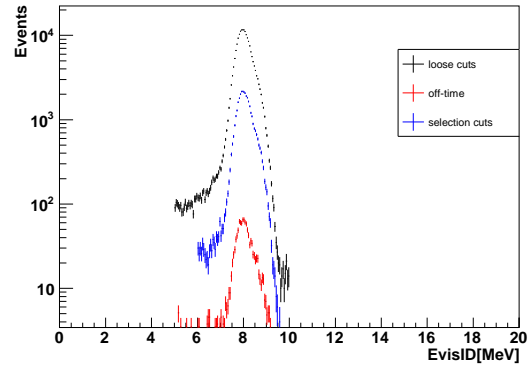
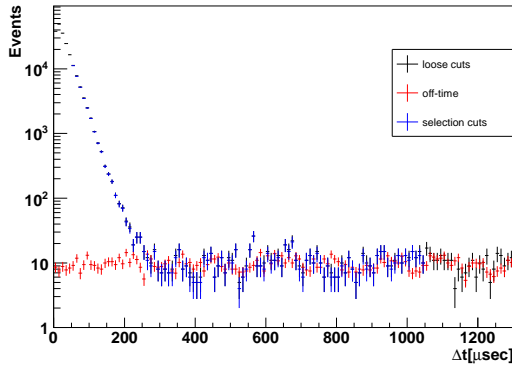


図 5.10: ^{252}Cf データにおける先発信号と後発信号の時間差分布。黒線は $\Delta t < 1300 \mu\text{s}$ 、 $5 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV}$ の条件における結果、赤線はその off-time、青線は $50 \mu\text{s} < \Delta t < 1050 \mu\text{s}$ 、 $6 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV}$ の条件における結果をそれぞれ示す

図 5.11: 後発信号のエネルギー分布。黒線は $\Delta t < 1300 \mu\text{s}$ 、 $5 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV}$ の条件における結果、赤線はその off-time、青線は $50 \mu\text{s} < \Delta t < 1050 \mu\text{s}$ 、 $6 \text{ MeV} < E_{\text{delayed}} < 10 \text{ MeV}$ の条件における結果をそれぞれ示す

^{252}Cf を用いた選別効率 (ϵ_n) 測定

選別効率と Gd fraction の導出にはキャリブレーションソースを用いた測定データを使用する。本解析では中性子を放出する線源 ^{252}Cf を使用した。ニュートリノ検出器内において Gd は ν -target 層にのみ存在する。従って、 ν -target 層と γ -catcher 層の境界近くでは Gd fraction が下がることが予想される。つまり位置依存性を持っているということであり、選別効率と合わせて位置依存性を考慮した値を出さねばならない。従って、 ^{252}Cf を XY 平面における検出器中心において Z 方向に移動させた複数のキャリブレーションデータを用いて選別効率及び Gd fraction を導出する。

一例として、図 5.10 及び図 5.11 に $Z = 12 \text{ mm}$ のときの選別効率を求める際の二つの条件におけるそれぞれの先発信号と後発信号の時間差分布及び、後発信号のエネルギー分布を示す。

中性子の Gd 捕獲事象に対する選別効率 ϵ_{n-Gd} の Z 方向位置依存性を図 5.12 に、Gd 捕獲事象の中性子事象数に占める割合 Gd fraction の Z 方向位置依存性を図 5.13 に、これらを掛け合わせた中性子に対する選別効率 ϵ_n の Z 方向位置依存性を図 5.14 にそれぞれ示す。

それぞれの値の平均値は、中性子の Gd 捕獲事象に対する選別効率 ϵ_{n-Gd} は 0.175 ± 0.005 、Gd 捕獲事象の中性子事象数に占める割合 Gd fraction は 0.793 ± 0.051 、中性子に対する選別効率 ϵ_n は 0.139 ± 0.008 となった。各誤差にはそれぞれの値

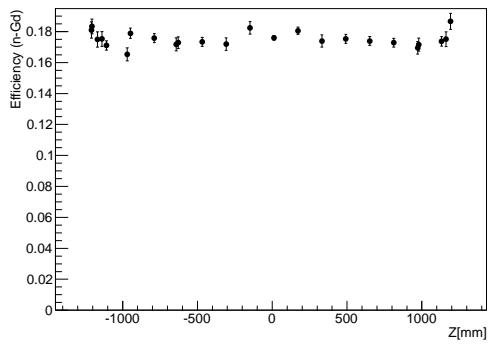


図 5.12: 中性子の Gd 捕獲事象に対する選別効率 ϵ_{n-Gd} の Z 方向位置依存性

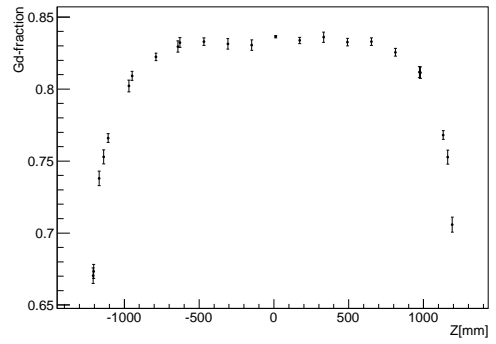


図 5.13: Gd 捕獲事象の中性子事象数に占める割合 Gd fraction の Z 方向位置依存性

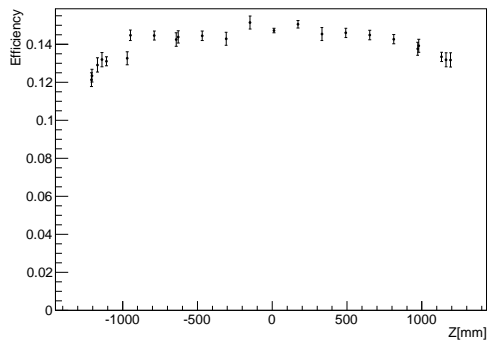


図 5.14: 中性子に対する選別効率 ϵ_n の Z 方向位置依存性

のばらつき (RMS) をとっている。

5.1.5 中性子生成量

以上の結果より式 (5.3) 及び式 (5.4) を用いて中性子生成量 Y_n が求まる。表 5.1 にこれまでに求めた各パラメータの計算値とそれらの誤差が占める中性子生成量 Y_n に対する割合をまとめた。

パラメータ	計算値	誤差 [%]
観測中性子数 N_n	3301 ± 57 事象	1.74
選別効率 ϵ_n	0.139 ± 0.008	5.83
観測ミューオン数 N_μ	1955848 ± 1399 事象	0.07
液体シンチレータ密度 ρ	0.80 g/cm^3	
ミューオン通過距離 L_μ	$177.40 \pm 0.06 \text{ cm}$	0.04
中性子生成数量 Y_n	$(8.52 \pm 0.52) \times 10^{-5} \mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$	6.08

表 5.1: 中性子生成量の各パラメータとその誤差の割合

表 5.1 にあるように最も中性子生成量の誤差に対する寄与が大きいのは選別効率による系統誤差で、5.83 % であった。

結果として、宇宙線起源中性子の生成量として

$$Y_n = (8.52 \pm 0.52) \times 10^{-5} \mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2 \quad (5.10)$$

という値を得た。

本研究による以上の結果と図 5.1 との比較を図 5.15 に示す。

図 5.15 にあるように本研究においてはモンテカルロシミュレーションによる予測値とほぼ一致する結果が得られた。

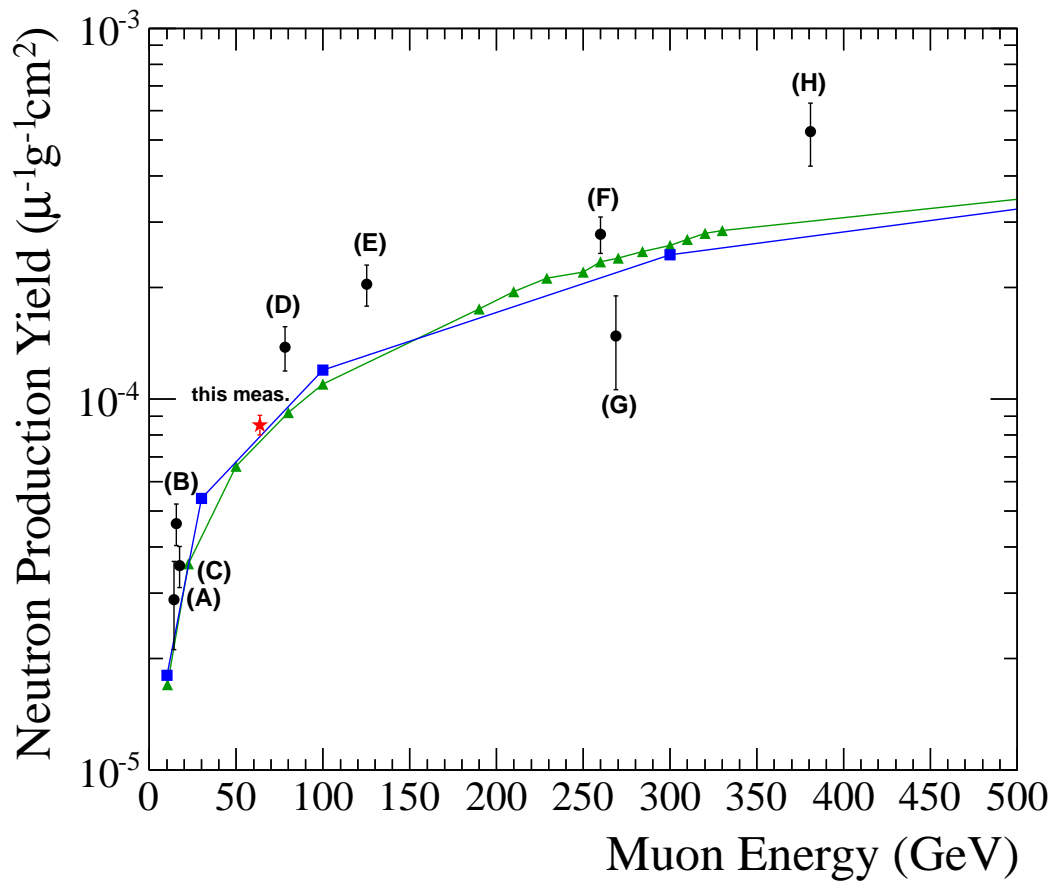


図 5.15: 本研究において得られた宇宙線起源中性子の生成量の実験値と他の地下実験の実験値及びモンテカルロシミュレーションとの比較。赤い星が本研究において得られた実験値、黒い点が他の地下実験による結果を示し、それぞれ深さ (A) 20 m.w.e [13]、(B) 25 m.w.e [14]、(C) 32 m.w.e [15]、(D) 316 m.w.e [14]、(E) 570 m.w.e [16]、(F) 2700 m.w.e [8]、(G) 3000 m.w.e [17]、(H) 5200 m.w.e [18] における実験値である。青い四角及び緑の三角はそれぞれ GEANT4 及び FLUKA によるモンテカルロシミュレーションの結果を示す。

第6章 結論

Double Chooz 実験はフランス北部の Chooz 村にて稼働する Chooz 原子炉で生成された反電子ニュートリノを用い、そのフレーバーが飛行中に変化するニュートリノ振動という現象の観測を行う原子炉ニュートリノ実験である。原子炉近くに置かれた前置検出器と、原子炉から約 1 km の地点に置かれた後置検出器のそれぞれで捉えた反電子ニュートリノの数を比較し、欠損量を用いてニュートリノ混合角 θ_{13} を精密測定することを目的とする。

原子炉内においては毎秒 10^{20} 個ものニュートリノが生成されるが、後置検出器で捉えられるのは 1 日に 50 事象にも満たない。これはニュートリノと物質が反応する確率が非常に小さいため、このような稀な現象を探索する実験において障害となるのが宇宙線ミュオンによる核破碎現象によって生成される中性子や放射性核種などに由来するバックグラウンド事象である。本研究では特に宇宙線起源中性子について、生成量の測定を Double Chooz 検出器を用いて行った。

本研究ではまず、Double Chooz 実験において宇宙線ミュオンの検出に用いられる外部ミュオン検出器について、その宇宙線ミュオン通過位置及び飛跡の再構成性能をモンテカルロシミュレーションを用いて評価した。これにより外部ミュオン検出器の位置分解能の入射角度依存性が確認できた。また宇宙線ミュオンの飛跡の再構成性能については、Double Chooz 検出器の内部層に設置されたニュートリノ検出器を用いた宇宙線飛跡再構成との比較を行い、ニュートリノ検出器内においても十分な位置分解能を持っていることが確認できた。更に通過位置の再構成手法について、再構成ヒットパターンの最適化とシングルヒットのクラスタリングという二つの方法を用いて改善を図った。その結果、検出効率を保ちながら位置分解能を改善することに成功した。

次に本研究では、宇宙線起源中性子の生成量の測定を行った。宇宙線ミュオンは検出器中において原子核と反応して大量の中性子を発生させる。このとき中性子の生成量はミュオンの平均エネルギーを肩に持つ指数関数に従うと考えられており、シミュレーションを用いた予測なども為されている。しかし、他の地下実験においてモンテカルロシミュレーションによる予測値を実際の実験値が大きく上回る傾向が示唆されており、本研究においても他の地下実験において未だ確認されていないエネルギー領域である平均ミュオンエネルギー 63.7 GeV となる Double Chooz 後置検出器を用いて宇宙線起源中性子の生成量測定を行った。

宇宙線起源中性子の生成量は観測ミュオン数、そのミュオンの検出器通過距離、生成した観測中性子数、及び選別効率によって算出できる。本研究によって

宇宙線起源中性子の生成量は $(8.52 \pm 0.52) \times 10^{-5} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$ という結果を得た。これはモンテカルロシミュレーションによる予測値とほぼ一致する結果であり、モンテカルロシミュレーションによる予測値と実験値との大きな差異は見られなかった。ただし外部ミュオン検出器による飛跡再構成の精度による不定性など、未だ見積もられていない不定性も存在し、他の実験との傾向とも矛盾は無い。

以上の研究により Double Chooz 後置検出器における宇宙線起源中性子の生成量を得た。今後は詳細な不定性の見積もりや精度の向上が課題となる。

参考文献

- [1] R. Davis et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205.
- [2] J. N. Bahcall et al., Phys. Rev. Lett. 20, 1209 (1968).
- [3] Z. Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, Prog. Theor. Phys. 28. 870 (1962).
- [4] Y. Abe et al. (Double Chooz Collaboration), Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012).
- [5] Y. Abe et al. (Double Chooz Collaboration), Phys. Rev. D86, 052008 (2012).
- [6] F. Ardellier et al. (Double Chooz Collaboration), arXiv:hep-ex/0405032 (2004).
- [7] Th. A. Mueller et al., Phys. Rev. C83, 054615 (2011).
- [8] S. Abe et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. C 81 025807 (2010).
- [9] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth. A 506, 250 (2003).
- [10] J. Allison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 270 (2006).
- [11] A. Fassó et al., hep-ph/0306267.
- [12] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fassó, and J. Ranft, FLUKA: A multi-particle transport code (program version 2005) (CERN, Geneva, 2005).

- [13] R. Hertenberger, M. Chen, and B. L. Dougherty, *Phys. Rev. C* 52, 3449 (1995).
- [14] L. B. Bezrukov, V. I. Beresnev, G. T. Zatsepin, O. G. Ryazhskaya, and L. N. Stepanets, *Sov. J. Nucl. Phys.* 17, 51 (1973).
- [15] F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, J. Kornis, D. Lawrence, K. B. Lee, K. McKinny, L. Miller, et al., *Phys. Rev. D* 62, 092005 (2000).
- [16] R. I. Enikeev, G. T. Zatsepin, E. V. Korol'kova, V. A. Kudryavstev, A. S. Mal'gin, O. G. Ryazhskaya, and F. F. Khalchukov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 46, 883 (1987).
- [17] M. Aglietta, E. Alyea, P. Antonioli, G. Badino, G. Bari, M. Basile, V. Berezhinsky, F. Bersani, M. Bertina, R. Bertoni, et al., *Phys. Atomic Nuclei* 66, 123 (2003).
- [18] M. Aglietta et al., *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. C* 12, 467 (1989).
- [19] P. Antonioli et al., *Astropart. Phys.* 7, 357 (1997).
- [20] A. Tang et al., *Phys. Rev. D* 74 053007(2006)

謝辞

本論文の執筆並びに本研究を行うにあたって、様々な方々のお世話になり、多くのご指導ご鞭撻を賜りました。この場をお借りしてここに感謝の意を述べさせていただきます。

指導教官である住吉孝行教授には研究室配属から3年間、本論文の執筆のみならず勉学や研究や発表に至るまで様々な場面において多大なご指導を頂き、お蔭様でこれまで研究を継続することができ、一つの成果として本論文を書き上げることができました。ここに心より感謝申し上げます。

角野秀一准教授、汲田哲郎助教、浜津良輔客員准教授、千葉雅美客員助教には研究や実験の方向性について日々アドバイスを頂き、また高エネルギー物理学について基礎からご指導頂きました。大変感謝しております。

前田順平特別研究員、松原綱之特別研究員、今野智之特別研究員には研究室のスタッフとしても Double Chooz 実験の研究者としても非常に多くのご指導を頂き、まことに世話になりました。発表の基礎から研究の指針、研究の行い方に至るまで、様々な場面においてまことに細やかな指導を頂き、お蔭様で本論文の執筆に至ることができたと考えております。まことに感謝しております。

Double Chooz 実験グループの方々にも非常にお世話になりました。コラボレーションミーティングなど、発表の機会を与えて頂き、その度に様々なご助言を頂きました。このことによって研究を磨き上げながら進めることができました。大変感謝しております。

研究室の先輩である岩田氏や下島氏、Double Chooz 実験並びに研究室における先輩であった佐藤氏や松本氏にも感謝の意を述べさせていただきます。研究を進めるにあたり、また研究以外の面でも非常に多くのお世話になりました。まことにありがとうございました。

また、研究室の同輩である田島氏、矢野氏、山見氏にも非常にお世話になりました。普段から様々な場面で助け合い、ともに研究室生活を過ごす中で非常に楽しく充実して過ごすことができました。ここに感謝申し上げます。

その他にも様々な方々のご助力により私の研究生活は成り立ち、進めて行くことができました。ここに心より感謝申し上げます。

最後に、これまで育てて頂き、様々な面で支援頂いた両親に心より感謝申し上げます。まことにありがとうございました。