

2011年度 修士論文

Double Chooz 実験における
宇宙線ミュオン飛跡再構成法の開発

首都大学東京 理工学研究科 物理学専攻

高エネルギー実験研究室

学修番号: 10879315

下島すみれ

平成24年1月10日

概要

Double Chooz 実験はニュートリノ振動を表す3つの混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} の中で唯一有限値が求められていない θ_{13} の厳密測定を目指す実験である。 θ_{13} が有限値をもつと初めて CP 対称性の破れを表す δ の測定が可能となるため、 θ_{13} 測定は重要である。この CP 対称性の破れは、我々が存在するこの宇宙がなぜ物質優位なのかという疑問に対して説明付けができる可能性がある。

混合角 θ_{13} はこれまで CHOOZ 実験により $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の上限値しか得られていなかったが、2011年に T2K 実験が $0.03 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28$ (90 % C.L., 質量順階層の場合)、Double Chooz 実験が $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst})$ という結果を得た。Double Chooz 実験、T2K 実験、MINOS 実験の結果を総合すると、 3σ を超える有意性で θ_{13} が0でない可能性が示唆されているが、 θ_{13} の有限値についてまだ確かなことはいえない状況である。そのため今後、迅速に θ_{13} を精密測定することが期待されている。

Double Chooz 実験は、フランスのショー村にある出力4.2GWthの原子炉2基から400 m離れた地点に前置検出器、約1 km離れた地点に後置検出器を設置し、ニュートリノ事象の欠損量から混合角 θ_{13} を測定する。2011年4月から後置検出器のみによる測定を開始し、2011年11月に初期解析結果を発表した。2013年度には前置検出器、後置検出器の同時測定を開始する予定である。

Double Chooz 初期解析結果の系統誤差として大きく影響しているのは、宇宙線ミュオン核の核破砕反応により生成された ${}^9\text{Li}$ 事象のバックグラウンドである。 ${}^9\text{Li}$ は半減期178 msで中性子と電子を放出し ${}^8\text{Be}$ に崩壊する。 ${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もりには ${}^9\text{Li}$ 事象候補とミュオンとの時間相関をとる方法が有効だが、後置検出器では宇宙線ミュオンの飛来頻度が高いため ${}^9\text{Li}$ 事象数を精度よく見積もることは困難である。一方、 ${}^9\text{Li}$ 事象のバックグラウンドは宇宙線ミュオン事象との時間相関だけでなく、 ${}^9\text{Li}$ 事象の位置と宇宙線ミュオンの飛跡との距離相関をもつ。時間相関に加えて距離相関も要求することで、 ${}^9\text{Li}$ 事象数の高精度な見積もりが期待できる。

そこで本研究ではまず、宇宙線ミュオンの飛跡を再構成するための飛跡再構成法の開発を行った。Inner veto 領域に設置された78本の各PMTの電気信号の立ち上がりのタイミングを用い、Maximum Likelihood法でミュオンの飛跡を再構成した。モンテカルロシミュレーションを用いて開発した飛跡再構成法の評価を行い、inner veto 領域への入口、出口での再構成精度は $\Delta\theta_{\text{entry}} = 8.85$ degree、 $\Delta\theta_{\text{exit}} = 13.34$ degree、 $\Delta\phi_{\text{entry}} = 18.9$ degree、 $\Delta\phi_{\text{exit}} = 27.4$ degree と見積もられた。また、開発した飛跡再構成法を用いて ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドの見積もりを行った。再構成したミュオンの飛跡と ${}^9\text{Li}$ 事象の距離相関カット ΔL を要求することにより、精度よく

${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドを見積もる可能性が示唆された。本研究により、今後より精密な θ_{13} 測定が期待される。

目次

第1章	はじめに	1
第2章	ニュートリノ振動	3
2.1	ニュートリノ振動とは	3
2.1.1	MNS行列	3
2.1.2	ニュートリノ振動	4
2.2	ニュートリノ振動実験	6
2.2.1	大気ニュートリノ観測	7
2.2.2	太陽ニュートリノ観測	8
2.2.3	加速器ニュートリノ実験	11
2.2.4	原子炉ニュートリノ実験	14
2.3	現在の θ_{13} 値	19
第3章	Double Chooz 実験	20
3.1	概要・目的	20
3.2	Chooz 原子炉	22
3.3	ニュートリノ事象検出原理	25
3.4	検出器	27
3.4.1	検出器の構造	27
3.4.2	光電子増倍管	32
第4章	Double Chooz 実験におけるバックグラウンド	35
4.1	バックグラウンド	35
4.1.1	Accidentalバックグラウンド	36
4.1.2	Correlatedバックグラウンド	38
4.2	核破碎反応によるバックグラウンド	39
4.2.1	宇宙線ミューオン	39
4.2.2	宇宙線ミューオンによる核破碎反応	41
4.2.3	他実験の結果から予測される生成量	42
4.2.4	実験データにより見積もられた生成量	44

第 5 章	宇宙線ミュオン飛跡再構成法の開発	46
5.1	モンテカルロシミュレーション	46
5.2	Inner veto の PMT 配置	48
5.2.1	キャリブレーション	52
5.3	Maximum Likelihood を用いた宇宙線ミュオン飛跡再構成法	55
5.3.1	Preselection	55
5.3.2	再構成方法の決定	56
5.4	飛跡再構成法の評価	58
5.5	実験データを用いたミュオンの飛跡再構成	62
5.5.1	実験データの再構成	62
5.5.2	実験データとモンテカルロとの比較	63
5.6	Inner detector を用いた飛跡再構成法との比較	65
5.7	Inner detector を用いた飛跡再構成法	65
5.8	Inner detector を用いた飛跡再構成結果と inner veto を用いた飛跡再構成結果の比較	66
第 6 章	${}^9\text{Li}$ 事象の見積もり	70
6.1	現在の ${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もり及びその問題点	70
6.2	ニュートリノ事象の選別	70
6.3	ミュオン ${}^9\text{Li}$ ペア条件及び ΔL カット条件	74
6.3.1	ミュオン ${}^9\text{Li}$ ペア条件	74
6.3.2	ΔL カット条件	76
6.4	${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もり	78
第 7 章	結論・今後の展望	82
付録 A	${}^9\text{Li}$ 事象の同定と飛跡再構成位置分解能の関係	83

目次

2.1	$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ と飛行距離 L の関係	6
2.2	SK 実験による大気ニュートリノの天頂角分布	8
2.3	地表に到達する太陽ニュートリノのエネルギー分布	9
2.4	Homestake 実験サイト	10
2.5	Borexino 実験検出器	11
2.6	MINOS 実験の ν_μ ビーム生成機構	12
2.7	J-PARC ニュートリノビームライン	13
2.8	J-PARC におけるビーム角度とニュートリノエネルギーの関係	13
2.9	ν_e 事象候補の SK 検出器展開図	14
2.10	CHOOZ 実験検出器概略図	15
2.11	KamLADN 実験概要図	16
2.12	DoubleChooz 実験の初期解析結果による先発信号のエネルギー分布	17
2.13	DayaBay 実験地及び検出器の模式図	18
2.14	RENO 実験地及び検出器の模式図	18
2.15	$\sin^2 2\theta_{13}$ のグローバルフィット	19
3.1	Chooz の位置	20
3.2	DoubleChooz 実験場所の鳥観図	21
3.3	DoubleChooz 実験での $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の期待値推移の図	22
3.4	^{235}U の崩壊過程の例	23
3.5	各核種から発生する $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布	24
3.6	原子炉ニュートリノエネルギー分布	24
3.7	$\bar{\nu}_e$ 検出原理	26
3.8	Double Chooz 検出器	28
3.9	Inner detector 及び inner veto の PMT 配置	30
3.10	Outer veto シンチレータストリップ	32
3.11	Outer veto の概略図	32
3.12	スプリッター回路	33
3.13	外部磁場が PMT に与える影響	34
3.14	Inner veto PMT の構造図及び外見	34

4.1	バックグラウンドスペクトル	35
4.2	Accidentalバックグラウンドの例	36
4.3	Accidentalバックグラウンドのエネルギー分布及び時間変動の分布	37
4.4	Correlatedバックグラウンドの例	38
4.5	高速中性子のエネルギー分布	39
4.6	表土の厚みに対する宇宙線ミュオン強度	40
4.7	モンテカルロシミュレーションによる宇宙線ミュオンのエネルギー分布	41
4.8	Double Chooz 実験後置検出器における宇宙線飛来の時間間隔分布	44
4.9	Double Chooz 実験初期解析結果で見積もられた $E_{ID} > 600$ MeV の ${}^9\text{Li}$ 時間分布	45
4.10	Double Chooz 実験初期解析結果での ${}^9\text{Li}$ の inner detector エネルギーカットの依存性	45
5.1	Double Chooz 実験後置検出器付近の地形	47
5.2	生成した宇宙線ミュオンサンプル	48
5.3	検出器の設計図	49
5.4	Inner veto 上面の PMT 配置	51
5.5	Inner veto 側面の PMT 配置	51
5.6	Inner veto 下面の PMT 配置	52
5.7	Inner veto PMT のダイノードに対して入射光位置の影響	53
5.8	Inner veto timing キャリブレーションセッティング模式図	54
5.9	Inner veto タイミングキャリブレーション結果	54
5.10	モンテカルロシミュレーションによる総電荷カットの決定	56
5.11	Inner veto PMT の時間分布	57
5.12	開発した再構成手法の再構成結果とモンテカルロの分布	59
5.13	開発した再構成手法の再構成結果とモンテカルロの分布	60
5.14	開発した再構成手法の再構成精度	61
5.15	モンテカルロシミュレーションとデータの inner veto 総電荷の比較	62
5.16	実験データとモンテカルロの再構成結果の比較	64
5.17	Inner detector を用いた飛跡再構成法	65
5.18	Inner veto を用いた飛跡再構成法と inner detector を用いた飛跡再構成法の比較	67
5.19	Inner veto を用いた飛跡再構成法と inner detector を用いた飛跡再構成法の事象ごとの比較	68
5.20	Inner veto を用いた飛跡再構成法と inner detector を用いた飛跡再構成法の再構成評価	69
6.1	ニュートリノ候補事象の分布	73

6.2	ミューオン事象のエネルギー分布と inner veto の総電荷分布	74
6.3	再構成されたミューオン事象の θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 分布	75
6.4	ミューオンとニュートリノ事象候補との距離相関	77
6.5	ΔL カットを要求しない場合の Δt 分布	79
6.6	ΔL カットありの Δt 分布	80
6.7	ΔL カットなし、 ΔL カットありのエネルギーカット依存性	81
A.1	${}^9\text{Li}$ 事象のトイモンテカルロの模式図	83

表 目 次

1.1	Double Chooz 初期解析結果において見積もられたのバックグラウン ドの量	2
3.1	Chooz 原子炉の核燃料構成比	23
3.2	検出器構造まとめ	27
3.3	Double Chooz 実験の液体構成要素	31
3.4	Double Chooz の inner detector に使用する PMT の性能	33
4.1	各層に含まれる主な環境放射線線源	37
4.2	検出器設置位置の表土の厚みと宇宙線ミュオン強度の関係	40
4.3	Double Chooz 検出器で生成され得る放射性核種	42
4.4	各実験における ^{12}C 量、宇宙線ミュオン分布及び平均エネルギー	43
4.5	Double Chooz 実験において生成される宇宙線由来の不安定核生成頻度	43
5.1	Inner Veto PMT の配置	50
5.2	モンテカルロシミュレーション作成イベント数内訳	57
5.3	Inner veto を用いた飛跡再構成精度	58
5.4	Inner detector を用いた飛跡再構成法の精度	66
A.1	^9Li 事象の同定と飛跡再構成位置分解能の関係	84

第1章 はじめに

ニュートリノはベータ崩壊において崩壊前後のエネルギー総和が一致しないという問題を解決するために、1931年にPauliによって提唱された。ニュートリノは弱い相互作用のみの中性レプトンであるため直接検出が難しく、その性質は謎に包まれていたが、1956年にReinesとCowanにより原子炉から発生する $\bar{\nu}_e$ を用いてその存在が確認された。

現在、ニュートリノは ν_e, ν_μ, ν_τ の3種類が確認され、自然界の仕組みは標準モデルでよく理解されているが、標準モデルではニュートリノの質量はゼロとされている。しかし、1998年にSuper Kamiokande実験が大気ニュートリノの ν_e, ν_μ の飛来頻度が天頂角により異なるという結果を発表し、ニュートリノが他のニュートリノに変化するニュートリノ振動があることを示した。

ニュートリノ振動は第2章で詳しく説明するが、振動を表すパラメータとして、ニュートリノの質量差 $\Delta m_{12}, \Delta m_{23}, \Delta m_{13}$ 、混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、CP対称性を表す δ がある。

質量差については様々なニュートリノ振動実験の結果から

$$\begin{aligned}\Delta m_{12}^2 &\sim 8 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \\ |\Delta m_{23}^2| &\sim 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \sim |\Delta m_{13}^2|\end{aligned}$$

混合角については

$$\begin{aligned}\theta_{12} &\sim 34^\circ \\ \theta_{23} &\sim 45^\circ \\ \theta_{13} &< 12^\circ \quad (\sin^2 2\theta_{13} < 0.15)\end{aligned}$$

と測定されている。混合角のうち唯一 θ_{13} が有限値を求められていない。 θ_{13} の値が0でなく有限値を持つと、CP対称性の破れを表す δ の測定が可能となる。レプトンセクターにおけるCP対称性の破れの検証は誕生時に物質、反物質が同等にあったはずである宇宙で何故現在物質が支配的であるのかを解明する手掛かりとなる可能性がある。その為には θ_{13} の精密測定が必要であり、 θ_{13} の値を知ることは素粒子物理学で最も重要な課題の1つである。

Double Chooz 実験では 2011 年 12 月に

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041 \text{ (stat)} \pm 0.030 \text{ (syst)}$$

短距離の原子炉ニュートリノが 92.9% の確率で振動があるという結果を発表した [1]。この時ニュートリノ事象に混入するバックグラウンドとして accidental バックグラウンド、correlated バックグラウンドがあり、それぞれ表 1.1 のとおりに見積もられた。

バックグラウンドの種類	頻度 [events/day]	系統誤差 [ニュートリノ事象候補に対する %]
Accidental バックグラウンド	0.33 ± 0.03	< 0.1
Correlated バックグラウンド		
宇宙線ミュオンによる核破碎事象	2.3 ± 1.2	2.8
高速中性子事象	0.83 ± 0.38	0.9

表 1.1: Double Chooz 初期解析結果において見積もられたバックグラウンドの量

宇宙線ミュオンの核破碎事象は、inner detector のエネルギー E_{ID} カットなしの時のミュオンとニュートリノ事象候補との時間相関から ${}^9\text{Li}$ 事象数の上限値を、 $E_{ID} > 600$ MeV の時の時間相関から ${}^9\text{Li}$ 事象数の下限値を求めている。

表 1.1 から分かるように、宇宙線ミュオンの核破碎反応により生成される ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドのニュートリノ事象候補に対する系統誤差が 2.8 % と支配的に効いている。 $\sin^2 2\theta_{13}$ の精密測定には宇宙線ミュオンにより生成された ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドの正確な見積もりは必要不可欠である。

この宇宙線ミュオンによる核破碎事象を正確に見積もるための方法として、 ${}^9\text{Li}$ 事象候補と宇宙線ミュオンとの時間相関に加え宇宙線ミュオンの飛跡との距離相関を要求することは有効である。その為には宇宙線ミュオンの飛跡を再構成することが重要である。そこで本研究では宇宙線ミュオンの飛跡を inner veto と呼ばれる検出器を用いて再構成する手法を開発した。

本論文では、第 2 章にニュートリノ振動及びニュートリノ振動実験について、第 3 章に Double Chooz 実験の概要、検出器構造、検出原理等を述べる。第 4 章に Double Chooz 実験におけるバックグラウンド、特に問題になる宇宙線ミュオン核破碎事象について説明したのち、第 5 章で開発した宇宙線ミュオン飛跡再構成法、第 6 章で ${}^9\text{Li}$ の見積もり手法の改善可能性について述べ、第 7 章でまとめる。

第2章 ニュートリノ振動

2.1 ニュートリノ振動とは

1960年後半から始まった様々な実験で、太陽からの ν_e の数が数えられたが、その観測値は標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) から予測される量の1/3程度だった。これを太陽ニュートリノ問題という。標準モデルではニュートリノに質量がないと仮定しているため、フレーバーは変化できない。もし、ニュートリノに質量があることによってフレーバが変わる (ニュートリノ振動) ことが説明でき、ニュートリノ振動実験が重要な実験の1つとなった。

2.1.1 MNS 行列

クォークがCKM行列で混合しているのと同様に、レプトンはフレーバー固有状態と質量固有状態がMaki-Nakagawa-Sakata(MNS)行列で混合してると考えられる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \equiv U_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

ここで、 ν_e, ν_μ, ν_τ はフレーバー固有状態、 ν_1, ν_2, ν_3 はそれぞれ m_1, m_2, m_3 の質量をもつ質量固有状態を表す。

式(2.1)のMNS行列は一般に下記のように表すことができる。

$$\begin{aligned} U_{\text{MNS}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.2) \end{aligned}$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 θ_{ij} は質量の固有状態 ν_i と ν_j の混合角、 δ は複素位相 (CP 位相) である。 δ が0でないときMNS行列は虚部を含み、CP対称性の破れが生じる。

2.1.2 ニュートリノ振動

質量固有状態 $|\nu_i(t)\rangle$ の時間発展は

$$i\frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i(t)\rangle \quad (2.3)$$

と表せる。ここで \mathcal{H} は自由粒子の Hamiltonian である。これより式 (2.3) は

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\mathcal{H}t} |\nu_i(0)\rangle = e^{-iE_it} |\nu_i(0)\rangle$$

となる。よって、 $t=0$ のとき、フレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノが時刻 t で $|\nu_\beta\rangle$ である確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\alpha | U_{\alpha i} e^{iE_it} U_{\beta i}^* | \nu_\beta \rangle|^2 \quad (2.4)$$

となる。ここで $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ 、 $i = 1, 2, 3$ である。

簡単のため、まず 2 世代間のニュートリノ振動を考える。フレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ 、 $|\nu_\beta\rangle$ 、質量固有状態を $|\nu_1\rangle$ 、 $|\nu_2\rangle$ とすると、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}$$

と表せる。ここで式 (2.4) より、 ν_α が ν_α である確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\langle \nu_\alpha | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1,2} U_{\alpha i}^* U_{\alpha i} e^{-iE_it} \right|^2 \\ &= |\cos^2\theta e^{-iE_1t} + \sin^2\theta e^{-iE_2t}|^2 \end{aligned}$$

となる。ニュートリノは相対論的 ($m_i \ll E_i$) であるため

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.5)$$

と書け、式 (2.5) とある時間 t の間に走る距離 L を用いると

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \end{aligned}$$

と表せる。ここで $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$ である。

現在、クォークと同様レプトンも3世代であると考えられているため、式(2.2)のMNS行列で3世代に拡張すると、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (2.6)$$

と表される。ここで $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ とした。

式(2.6)からニュートリノ振動はニュートリノが有限の質量をもち、弱い相互作用の固有状態と質量固有状態が異なり、かつ3つの質量固有状態が1つに縮退していないときに起き、3つの混合角 θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} と質量二乗差 Δm_{ij}^2 、及び位相 δ の6つのパラメータで記述される。

ニュートリノ振動は、ニュートリノが質量をもたないという標準モデルとレプトン数は保存するというレプトンフレーバー保存則を破る現象である。

具体的にエネルギー E を用い、反電子ニュートリノが距離 L を飛行した時に反電子ニュートリノのままである確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32})$$

で表される。 $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ である。 Φ_{21} 、 Φ_{32} を含む項は $|\Delta m_{23}^2|$ の振動が初めて最大になる場所、つまり $\Phi_{13} = \pi/2$ ($L = 1.5$ km 付近) では Φ_{31} を含む項より十分小さくなるので、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{13}^2 [\text{eV}^2] \frac{L[\text{m}]}{E[\text{MeV}]} \right) + O(10^{-3}) \quad (2.7)$$

とかける。図2.1に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} [\text{eV}^2]$ 、 $E = 4 [\text{MeV}]$ とした時の式2.7を示す。 $E = 4 [\text{MeV}]$ は原子炉で発生するニュートリノの平均エネルギーである。ニュートリノの飛行距離が数 km では θ_{13} の効果が大きく、距離が 10 km 以上では θ_{12} の影響が大きく表れる。

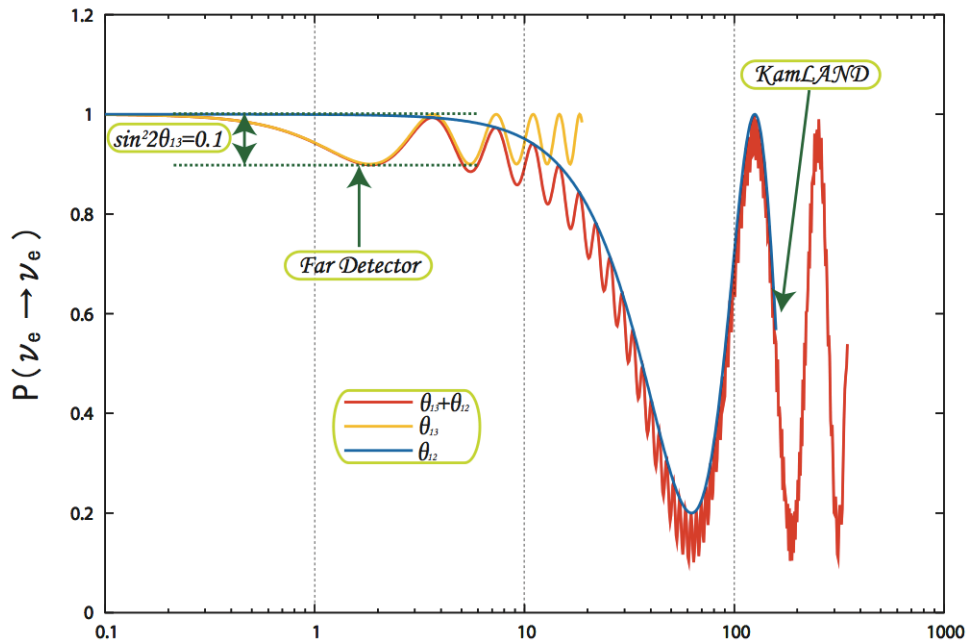


図 2.1: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{31}^2 = 2.38 \times 10^{-3} [\text{eV}^2]$ 、 $E = 4 [\text{MeV}]$ とした時の $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ 振動確率と飛行距離 L の関係を表した図。黄線は θ_{13} のみ、青線は θ_{12} のみ、赤線は両方を考慮した時の振動。

2.2 ニュートリノ振動実験

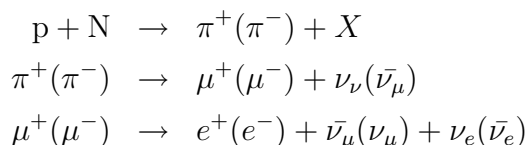
ニュートリノはその透過性の強さから、様々なところで生成されたニュートリノを用い世界中で研究されている。ニュートリノ振動に関する実験は大まかに

- 大気ニュートリノ観測
- 太陽ニュートリノ観測
- 加速器ニュートリノ実験
- 原子炉ニュートリノ実験

の4つに分けられる。本節ではそれぞれの実験の特徴等を示す。

2.2.1 大気ニュートリノ観測

宇宙から地球に降り注ぐ宇宙線は大気中の原子核と反応し、大気ニュートリノが発生する。大気ニュートリノは下記の過程で生成される。



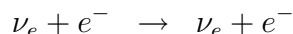
したがって、大気ニュートリノにおける ν_e , ν_μ の生成比は

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2 \quad (2.8)$$

が期待される。この予想を検証した実験の例として Super Kamiokande 実験がある。

SK(Super Kamiokande) 実験

SK 実験は 1996 年から Kamiokande 実験の後継として始まった。岐阜県にある神岡鉱山内の地下 1000 m に設置されている約 50000 ton の純水で満たされた円筒形のタンクでニュートリノを観測する。



等の反応で生じた荷電粒子が水中を走る際に発生するチェレンコフ光をとらえ、光量、時間情報、及びリング形状から粒子の種類やエネルギー、運動方向を決定する。

大気ニュートリノの内、検出器上方から検出器に入射するニュートリノは約 10 km の飛行距離であるのに対し、下方から入射するものは、地球の裏側の大气で発生、地球内部を飛行して入射するので、飛行距離は約 10000 km にもなる。したがってニュートリノ振動が起きていれば検出するニュートリノ数に違いが見えるはずである。SK 実験はこの天頂角分布の上下非対称性からニュートリノ振動を確認した [6]。図 2.2 が SK で得られた天頂角分布である。振動がない場合に期待されるシミュレーションと観測値を比較すると、 ν_μ の上向きの事象が下向きの事象に比べ明らかに検出数が減少している。これは ν_μ が他の種類のニュートリノに変化したと理解できる。

SK 実験では 2010 年に 90% C.L. で

$$0.407 \leq \sin^2(2\theta_{23}) \leq 0.583$$

を得た [7]。

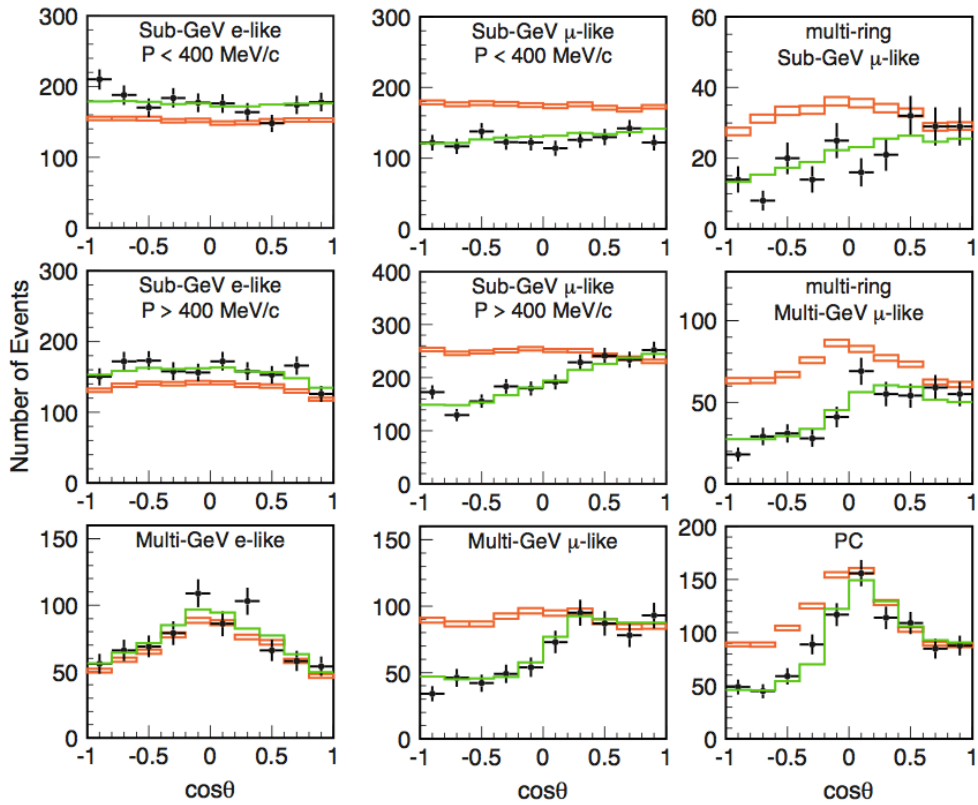
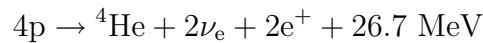


図 2.2: SK 実験による大気ニュートリノ (ν_e : 左、 ν_μ : 中央) の天頂角分布 [6]。オレンジは振動無し of モンテカルロシミュレーション、緑は振動あり of モンテカルロシミュレーション、黒は観測値である。

2.2.2 太陽ニュートリノ観測

太陽ニュートリノ実験は、太陽内部の核融合反応で発生するニュートリノを観測し、理論値とを比較することでニュートリノ振動を研究する。SSM では太陽は主に水素原子核 4 つからヘリウム核 1 つと電子ニュートリノ 2 つを生成する pp 連鎖反応を起こし、輝いているとされる。



この時に生成されるニュートリノが太陽ニュートリノの大部分を占めている。他に CNO サイクルによって生成されるニュートリノなどがある。

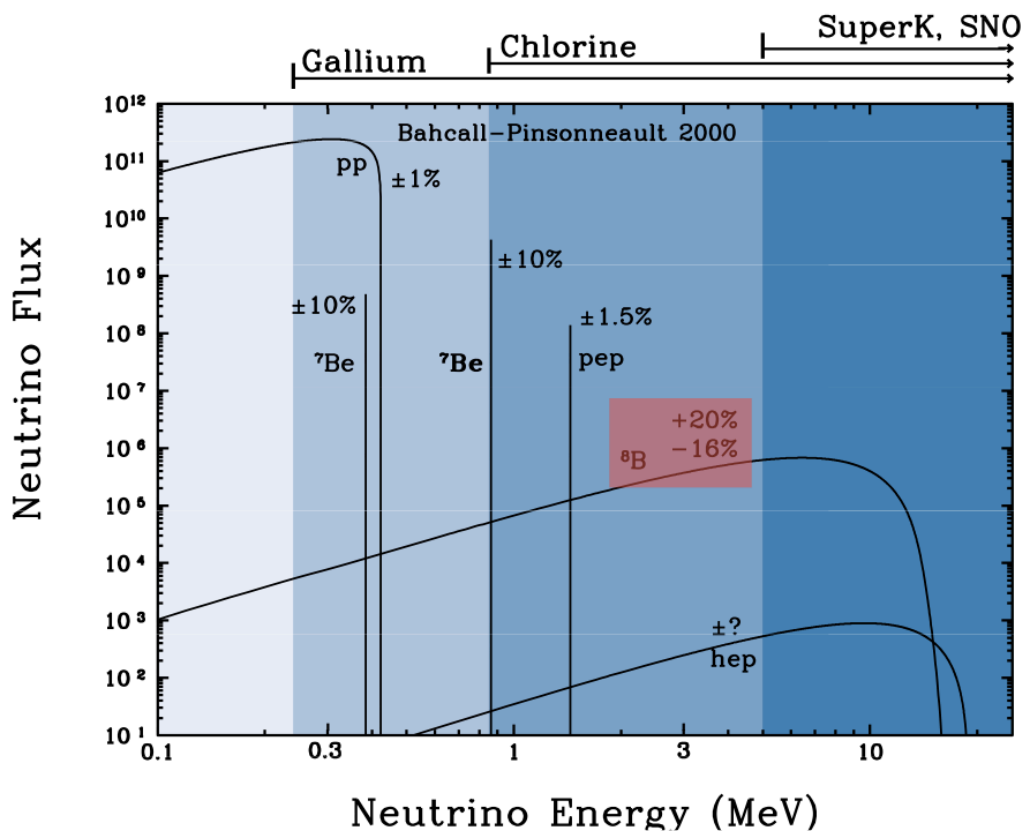
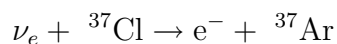


図 2.3: 地表に到達する太陽ニュートリノのエネルギー分布及びその起源

Homestake 実験

Homestake 実験は地下 3000 m に設置された 600 ton のテトラクロロエチレン (図 2.4) を用い



で生成される ${}^{37}\text{Ar}$ 量を測定することで、低エネルギーの太陽ニュートリノの数を見積もった。この反応の閾値は 814 keV である。この実験で太陽ニュートリノが理論値より低いと初めて指摘した [8]。

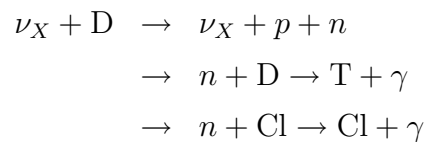
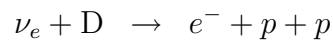
この結果を受け、 $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + {}^{71}\text{Ge}$ (閾値 233keV) を用いた SAGE(Soviet-American Gallium Experiment)、GALLEX など、様々な追試実験が行われた。しかし、いずれの実験も観測された太陽ニュートリノ数は理論値の 1/2 から 1/3 程度であった。



図 2.4: Homestake 実験サイト。バックグラウンドを避けるため地下に設置されたタンクに 615 ton のテトラクロロエチレンが入ってる。

SNO(Sudbury Neutrino Observatory) 実験

SNO 実験 [10] は 1998 年からカナダで行われた実験である。SNO 実験は太陽ニュートリノの中でも主に ${}^8\text{B}$ の観測をする。地下 2000 m のところに重水 1000 ton を用いたチェレンコフ光を検出する検出器を設置している。



SNO 実験はニュートリノの荷電カレントと中性カレント反応を区別して観測できるため、 ν_e のみの観測及びニュートリノの種類によらない太陽ニュートリノの観測が出来る。2001 年、SK グループの太陽ニュートリノの観測結果と比較し、太陽ニュートリノが振動していることを確定した。

Borexino 実験

Borexino 実験は Gran Sasso の地下 3800 m.w.e に対応する地点に設置され、主に CNO, pep 由来のニュートリノを観測する。球状の多層構造になっていて、100 ton の fiducial volume をもった大型検出器となっている。中心に液体シンチレータ領域があり、その周りに水タンクがある。Buffer には 8 インチの PMT(Photomultiplier Tube; 光電子増倍管) を 2212 本を、水タンクに 384 本の PMT を使用している (図 2.5)。Borexino 実験は初めて ${}^7\text{Be}$ 由来のニュートリノの観測に成功し、現在 ${}^7\text{Be}$ 由来の太

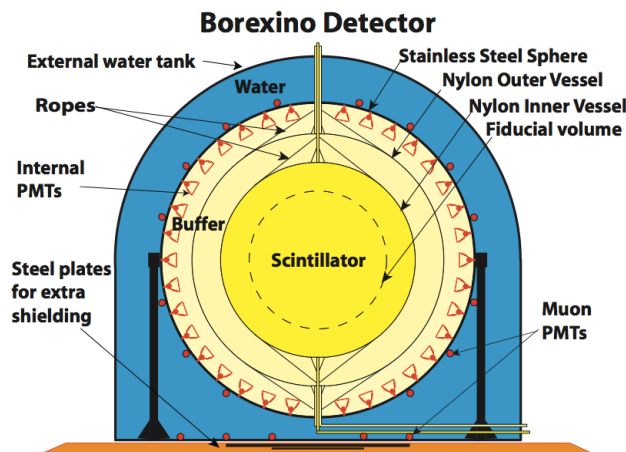


図 2.5: Borexino 実験検出器の概略図

陽ニュートリノの反応頻度の精密測定を行なっている [11]。

2.2.3 加速器ニュートリノ実験

陽子加速器によって加速された陽子は二次粒子生成標的に衝突し、 π 中間子を大量に生成する。生成された π 中間子の崩壊によって ν_μ を生じる。この ν_μ を用いるのが加速器ニュートリノ実験である。加速器ニュートリノ実験はフラックスや飛行距離を正確に設定することが可能である。主な実験としては K2K (KEK-2-Kamioka) 実験、T2K (Tokai-2-Kamioka) 実験、MINOS (Main Injector Oscillation Search) 実験、OPERA (Oscillation Project with Emulsion-Tracking Apparatus) 実験がある。

K2K 実験

K2K 実験は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12 GeV 陽子シンクロトロン (PS) の陽子ビームを Al 標的に当て、 π 中間子の崩壊で得られる

平均 1.3 GeV の ν_μ ビームを KEK にある前置検出器及び 250 km 離れた SK 検出器で検出する実験である。前置検出器と SK 検出器で得られた ν_μ の事象数とそのエネルギースペクトルを比較することでニュートリノ振動を検証した。2004 年にニュートリノ振動が 99.995% の確率で起きていることを確認した。

K2K 実験は SK 検出器で 58 事象を観測し、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ とすると 90% C.L. で

$$1.9 \times 10^{-3} \leq \Delta m_{23}^2 \leq 3.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

が得られた。[12]

MINOS 実験

MINOS 実験は、米国 Fermi 国立加速器研究所で生成された加速器ニュートリノを、735 km 離れたミネソタ州 Soudan 鉱山にある検出器で観測する長基線ニュートリノ振動実験である。

図 2.6 に ν_μ ビームの生成、収束の仕組みを示す。加速器で 120 GeV まで加速した陽子をカーボン標的に当て、 π 中間子を発生させる。発生した π 中間子を磁場で収束させ Decay pipe 内で崩壊させ、 ν_μ ビームを作る。

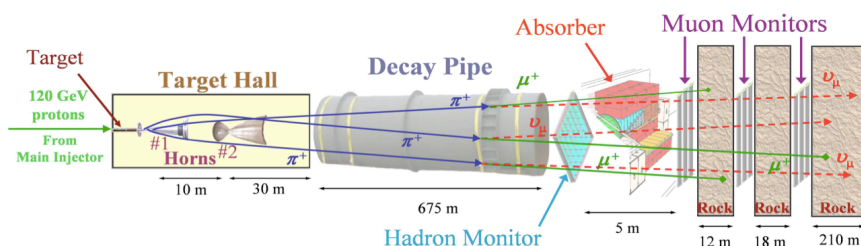


図 2.6: MINOS 実験の ν_μ ビーム生成機構。

MINOS 実験では 2011 年、 ν_μ 消滅を初めて直接観測し下記の結果を得た [13]。

$$\Delta m_{23}^2 = (3.36 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.86$$

T2K 実験

K2K 実験の後継であり、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) で行われている実験で、30 GeV シンクロトロン

からの陽子ビームをグラフィット標的に当てることで ν_μ ビームを生成する (図 2.7)。この ν_μ を 280 m 先の前置検出器と 295 km 先の SK 検出器で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 事象を観測することで、ニュートリノ混合角を測定する。

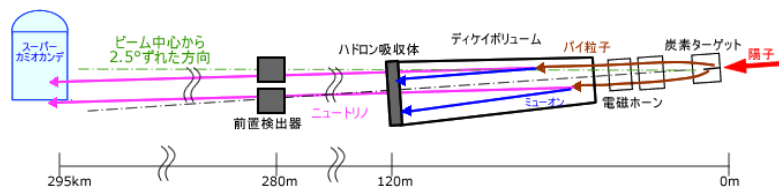


図 2.7: J-PARC ニュートリノビームライン。50 GeV シンクロトロンからの陽子ビームをグラフィット標的に当てることで ν_μ ビームを生成する。

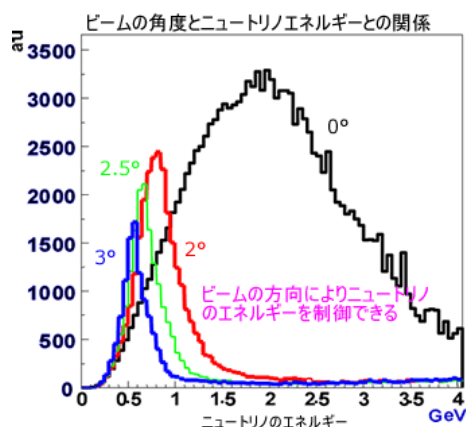


図 2.8: J-PARC におけるビーム角度とニュートリノエネルギーの関係。ビーム角度をつけることでニュートリノのエネルギーを制御できる。

SK 検出器地点で θ_{13} 振動の効果が大きく現れるニュートリノエネルギーは 0.5 ~ 0.7 GeV である。その為、T2K 実験ではニュートリノビーム軸方向を SK 検出器の中心位置から約 2.5° ずらす off-axis 法を導入した (図 2.8)。世界最大のニュートリノビーム強度をもち、約 5 年間の測定で $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する感度は $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ で $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$ まで達成出来ると期待されている。

2011 年 3 月 11 日に発生した東日本大震災で J-PARC は大きな被害を受けたが、T2K グループは 3 月 11 日までの 1.43×10^{20} p.o.t. (protons on target) で、SK 検出器において 6 事象の $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ を観測した (図 2.9)。

これから $\delta_{CP} = 0$ としたとき、90% C.L. で

$$0.03 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28 \quad (\text{質量差順階層})$$

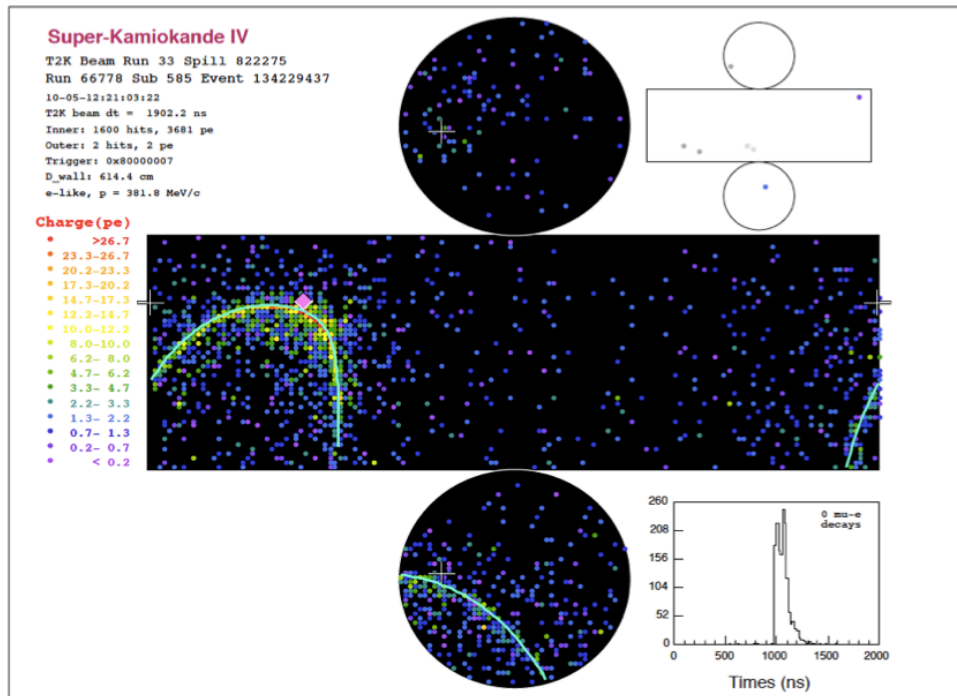


図 2.9: ν_e 事象候補の SK 検出器展開図。水と ν_e 反応によって発生した電子が引き起こすシャワーが発したチェレンコフ光がリング状に捉えられている。

であるという結果を得た [14]。これより、 $\sin^2 2\theta_{13}$ は有限値をもつことが示唆された。

2.2.4 原子炉ニュートリノ実験

原子炉ニュートリノ実験では、主に原子力発電用の原子炉をニュートリノ源とし、原子炉から離れたところに検出器を設置してニュートリノを観測する。原子炉ニュートリノも加速器ニュートリノと同様に発生時のニュートリノ情報が分かっているので正確な測定が行える。また、既存の原子炉を用いるので加速器ニュートリノ実験に比べ初期経費や運転経費が抑えられ安価であるという利点がある。主な原子炉ニュートリノ実験として CHOOZ 実験、KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験、Double Chooz 実験がある。

CHOOZ 実験

CHOOZ 実験は Double Chooz 実験の前身であり、現在 Double Chooz 後置検出器が設置されている地点に直径 5.5 m、深さ 5.5 m の円筒型の検出器を使い、1997 年に行われた。中心部に neutrino target となる 0.05 % の Gd 含有液体シンチレータ層があ

り、アクリル壁を隔てて周りを Gd を含まない液体シンチレータ層で覆っている。この層の外壁に 192 本の 10 インチ PMT が設置されている。さらに外側には宇宙線 veto の為の光学的に独立した veto 層があり、48 本の 8 インチ PMT が設置されている。バックグラウンドを抑えるために検出器全体を鉄で、さらに低バックグラウンドな砂のシールドで覆っていた (図 2.10)。CHOOZ 実験では Gd 入り液体シンチレータの劣化の為、約 1 年間しか測定を行えなかったが、上限値 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ (90% C.L.) を得た[15]。

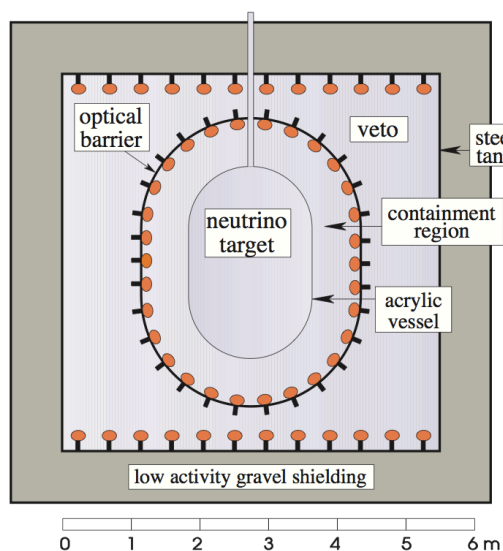


図 2.10: CHOOZ 実験検出器概略図

KamLAND 実験

KamLAND 実験は地下 1000 m (2700 m.w.e. に相当) の Kamiokande 跡地に作られた 1000 ton の液体シンチレータ検出器を用いた実験である。中心に 1000 ton の液体シンチレータがあり、17 インチ 1325 本、20 インチ 554 本の合計 1979 本の PMT が設置されている (図 2.11)。柏崎、敦賀、高浜等の原子力発電所の原子炉から発生する $\bar{\nu}_e$ を観測した。2011 年最新の KamLAND グループによる解析 [16] では

$$\begin{aligned}\tan^2 \theta_{12} &= 0.452 \\ \Delta m_{12}^2 &= 7.50 \times 10^{-5} \text{ eV}^2\end{aligned}$$

が得られた。

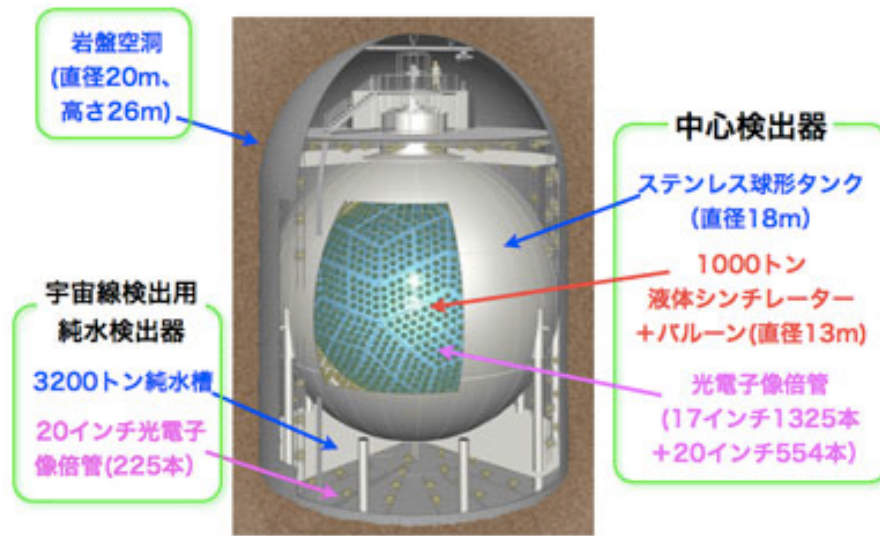


図 2.11: KamLANDN 実験概要図

Double Chooz 実験

Double Chooz 実験はフランス、ショー村で行われている 2つの検出器を用いて混合角 θ_{13} の精密測定を行う実験である (第3章に記述)。2011年12月に1つの検出器のみを用いた測定より

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst})$$

という結果を得た。図 2.12 に観測した先発信号のエネルギー分布を示す。Double-Chooz 実験の初期解析結果による先発信号のエネルギー分布。黒点がデータ、点線が振動なしを仮定した場合の分布、赤が best fit ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.086$) の分布である。

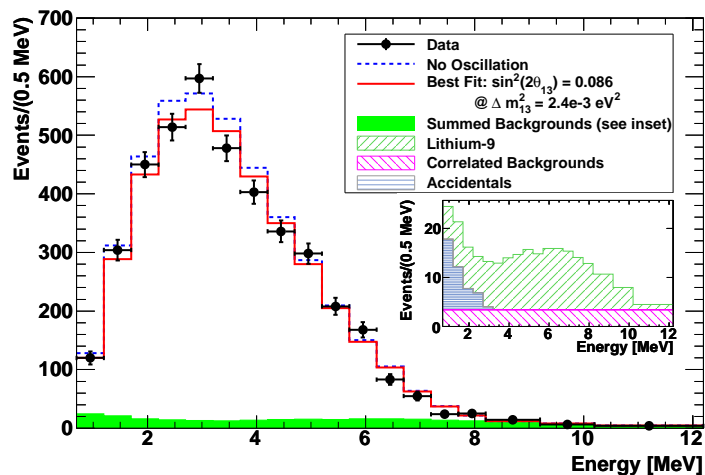


図 2.12: DoubleChooz 実験の初期解析結果による先発信号のエネルギー分布。黒点がデータ、点線が振動なしを仮定した場合の分布、赤が best fit ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.086$) の分布である。

他にも次世代の原子炉ニュートリノ振動実験として、韓国の RENO (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation) 実験 [18] の観測が始まっている。また中国の DayaBay 実験 [17] も検出器の建設が進められている。

DayaBay 実験

DayaBay 実験は中国の Daya Bay にある原子炉を用いる。原子炉の合計出力は 17.4 GW である。原子炉からの距離が約 250 m の地点に前置検出器を合計 4 基、約 2.5 km の地点に後置検出器を 4 基の計 8 基の検出器を設置し測定を行う。この検出器は同一構造をしていて、1 基の検出器は Antineutrino Detector と呼ばれる検出器を 2 基含んだ構造である (図 2.13)。Antineutrino Detector は 20 ton の Gd 入り液体シンチレータ領域の周りを 192 本の PMT が設置されている液体シンチレータ層、ミネラルオイル層で覆われている多層構造である。

現在 1 つの検出器が完成し、2011 年夏から 1 つの前置検出器での測定を開始、2012 年夏までに 4 つ全ての検出器を稼働させる予定である。

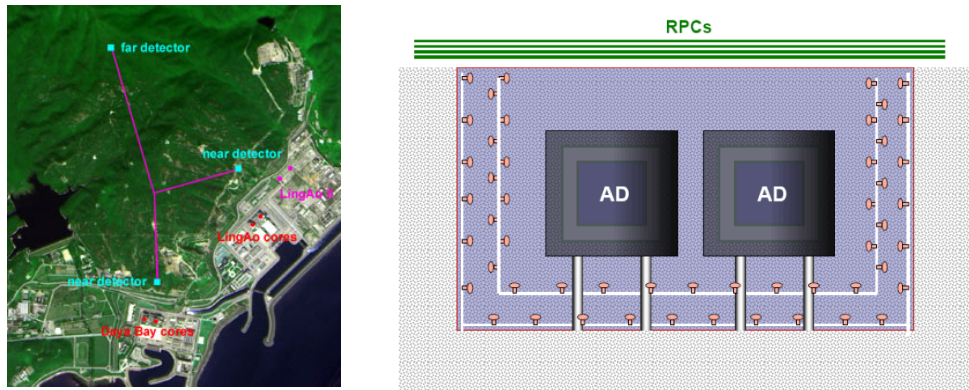


図 2.13: DayaBay 実験地及び検出器の模式図

RENO 実験

RENO 実験は合計出力 16.4 GW の原子炉から約 290 m に前置検出器、約 1.4 km 離れた地点に後置検出器を設置する。図 2.14 に示すように、RENO 実験の検出器の構造は中心から Gd を含む液体シンチレータで満たされた target 領域、液体シンチレータで満たされた gamma catcher 領域、10 インチ PMT が 354 本設置されている buffer 領域、水で満たされた veto 領域と多層構造になっている。2011 年夏から測定が開始された。

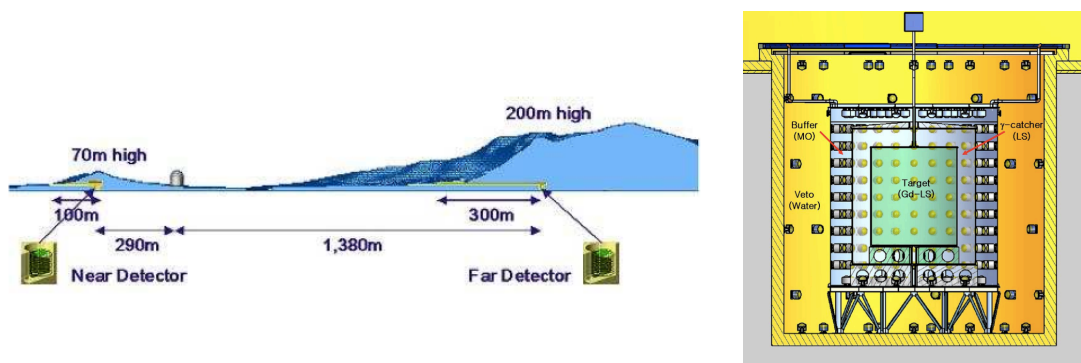


図 2.14: RENO 実験地及び検出器の模式図

2.3 現在の θ_{13} 値

図 2.15 に 2011 年に発表された $\sin^2 2\theta_{13}$ のグローバルフィット (質量差順階層の場合) を示す。青が Double Chooz 実験の $\Delta\chi^2$ 分布、黒が T2K 実験、MINOS 実験、及び CHOOZ 実験の結果を合わせた時の $\Delta\chi^2$ 分布、赤が T2K 実験、MINOS 実験、及び CHOOZ 実験の結果に Double Chooz 実験の結果を合わせた時の $\Delta\chi^2$ 分布である。T2K 実験、MINOS 実験、CHOOZ 実験、及び Double Chooz 実験の結果を合わせると、 3σ で $\sin^2 2\theta_{13}$ がゼロでないことが示唆された。

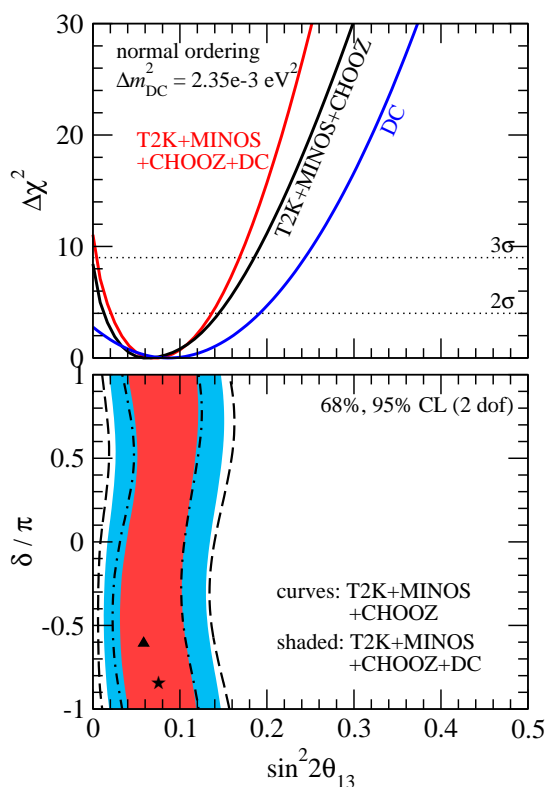


図 2.15: $\sin^2 2\theta_{13}$ のグローバルフィット。T2K 実験、MINOS 実験、及び Double Chooz 実験の結果から得られた $\sin^2 2\theta_{13}$ 。

θ_{13} の値が 0 でなく有限値を持つと、CP 対称性の破れを表す δ の測定が可能となる。レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの検証は誕生時に物質、反物質が同等にあったはずである宇宙で何故現在物質が支配的であるのか理解を深めることができるかもしれない。これらの謎を解くためにも θ_{13} の有限値を求めることは重要な課題であり、今非常に注目されている分野である。

第3章 Double Chooz 実験

Double Chooz 実験はフランスの Chooz 村にある原子炉で生成されたニュートリノを測定しニュートリノ混合角 θ_{13} の精密測定を目指す、世界 8 カ国の大学及び研究機関からなる国際共同実験である。

3.1 概要・目的

現在、Double Chooz 実験を含む様々な実験を組み合わせることで、 3σ で θ_{13} がゼロでないという示唆が得られている。今後は θ_{13} の値をいかに正確に測定するかが論点となってくる。Double Chooz 実験ではフランスとベルギーの国境付近 (図 3.1) にある Chooz 原子炉で稼働している二基の原子炉 (4.27 GW \times 2) から発生した反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を、振動の影響が少ない炉心から 400 m の位置に前置検出器を、振動の影響が大きく現れると期待される、炉心から 1.05 km の位置に後置検出器を設置して検出する。(図 3.2)

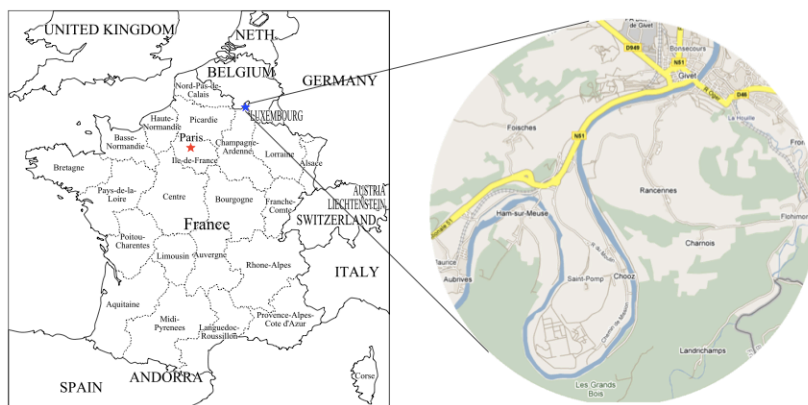


図 3.1: Chooz の位置。フランスとベルギーの国境に位置する。



図 3.2: 図中央にある 2 つの白い円筒形の建物が炉心が格納されている場所である。原子力発電所の周りは Meuse 川に囲まれている。

この二つの検出器のデータからニュートリノの欠損を測定することによってニュートリノ振動を測定することができる(図 2.1)。Double Chooz 実験では 2011 年 4 月より後置検出器のみでのデータ取得を開始し、2011 年 12 月に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst})$ を発表した。また前置検出器の建設にも着手し、2013 年度に測定開始予定である。図 3.3 に今後の Double Chooz 実験における $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の期待値推移を示す。検出効率や原子炉の稼働状況を踏まえて計算されている。約 3 年間の測定で、90% C.L. の精度で $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ (振動がない場合) まで探索が可能である。

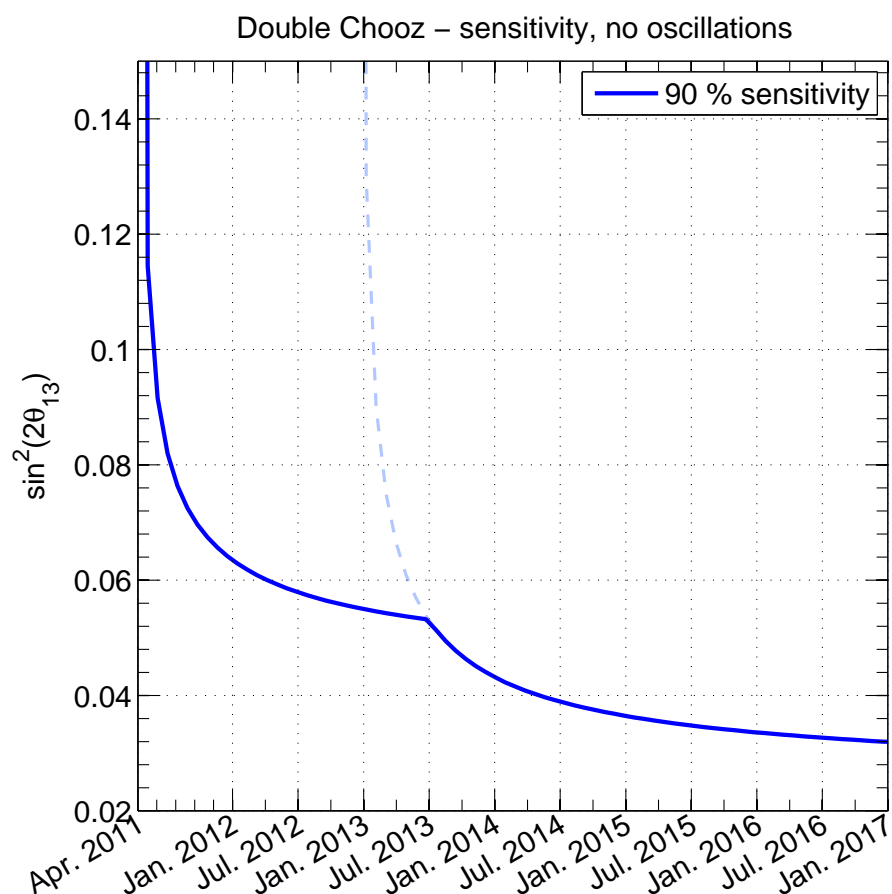


図 3.3: 検出効率、原子炉の稼働状況等を踏まえた DoubleChooz 実験の $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値の期待値推移の図。

3.2 Chooz 原子炉

Chooz 原子炉は二基の改良型沸騰水型原子炉 (ABWR: Advanced Boiling Water Reactor) で、出力は 4.2 GWth(熱出力) である。これらの原子炉は EdF(Electricite de France) によって運転されており、フランス、ベルギーで共同利用されている。

原子炉ではウランやプルトニウムが中性子を吸収、2つの原子核に分裂する。その時に発生したエネルギーで電力を得る。この時の核分裂で生じた原子核は中性子過剰であるので、 β 崩壊を繰り返して基底状態に落ち着く。1つの核燃料原子核は安定するまでに約6回の β 崩壊をするため、一度の核分裂で平均6個の反電子ニュートリノが発生する(図3.4)。

原子炉では主な放射性同位体は ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の4つがあり、これらの同位体の混合比は表3.1のとおりである。これから各核種から発生するニュートリノのエネルギー分布(図3.5)を見積もることができる[21]。Double Chooz 実験では、

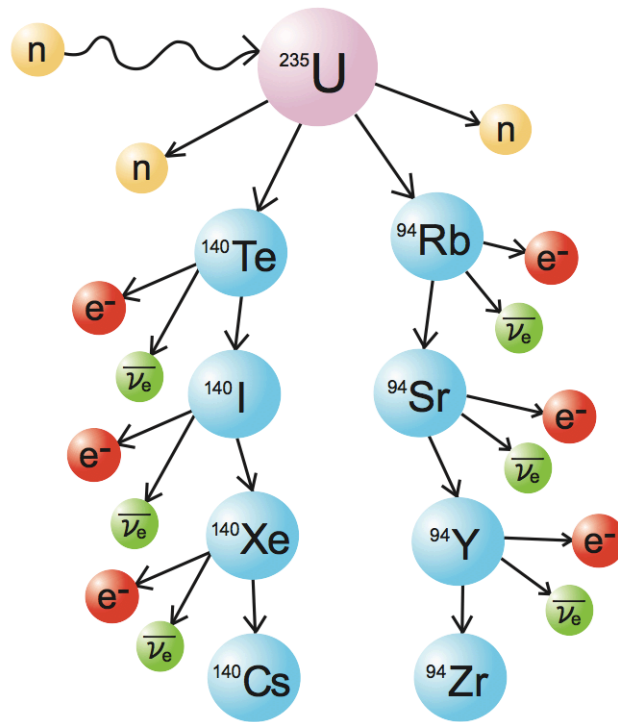


図 3.4: ^{235}U の崩壊過程の例

3.3節で説明するとおり、ニュートリノの検出方法として逆 β 崩壊反応を用いる。したがって、検出される原子炉ニュートリノは、ニュートリノのエネルギー分布と逆 β 崩壊の反応断面積の積で決まる。図3.6が示すように観測されるニュートリノのエネルギーは3.5 MeV付近が最も多い[21]。

	比率	$\bar{\nu}_e$ 数/崩壊	放出エネルギー/崩壊 (MeV)
^{235}U	55.6%	1.92 ± 0.036	201.7 ± 0.6
^{238}U	7.1%	2.38 ± 0.048	205.0 ± 0.9
^{239}Pu	32.6%	1.45 ± 0.030	210.0 ± 0.9
^{241}Pu	4.7%	1.83 ± 0.035	212.4 ± 1.0

表 3.1: Chooz 原子炉の核燃料構成比及び一回の崩壊反応における $\bar{\nu}_e$ 発生数

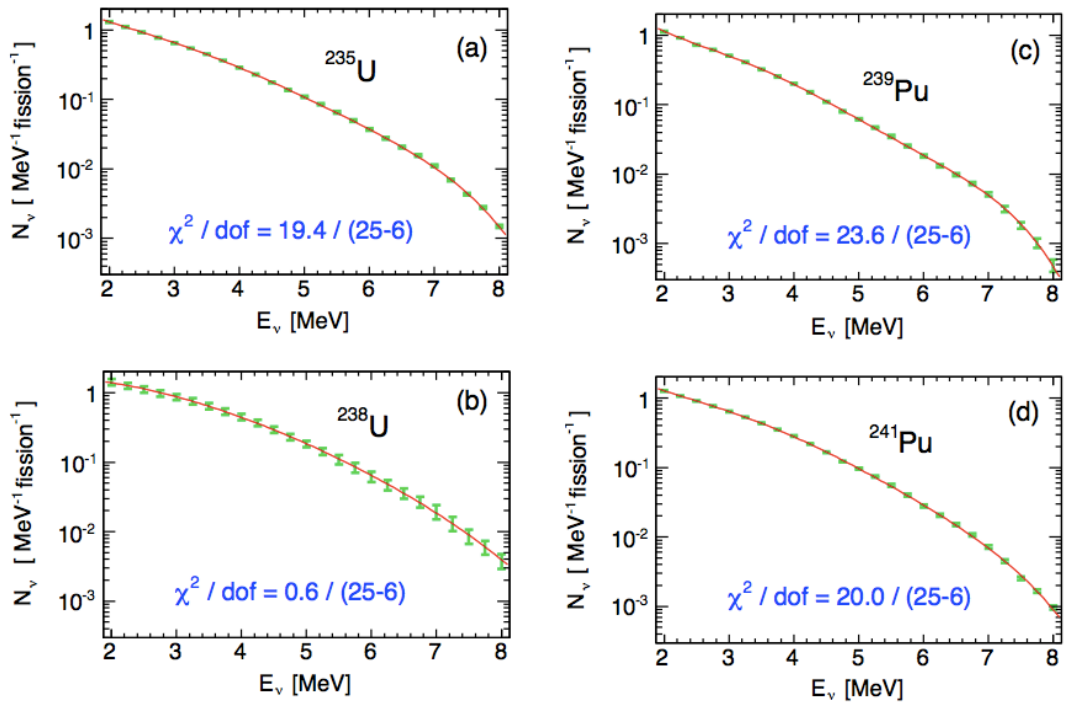


図 3.5: 各核種から発生する $\bar{\nu}_e$ のエネルギー分布

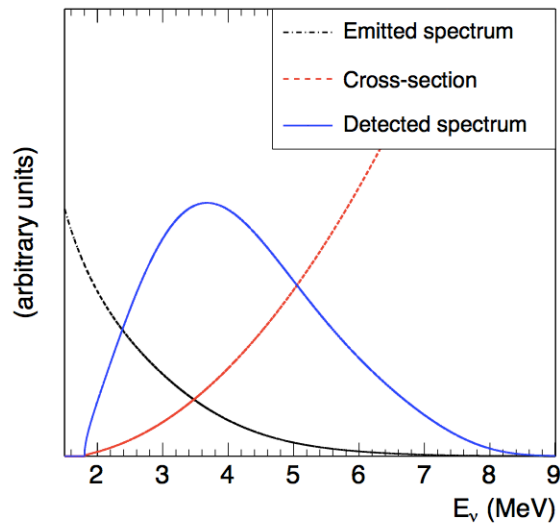


図 3.6: 黒破線が ^{235}U から放出されるニュートリノエネルギー、赤破線がニュートリノの逆 β 崩壊の反応断面積、青実線が観測されるニュートリノエネルギー分布である。

3.3 ニュートリノ事象検出原理

Double Chooz 実験ではニュートリノの検出方法として遅延同時計測法を用いる。

図 3.7 に遅延同時計測法の模式図を示す。まず、原子炉で発生した $\bar{\nu}_e$ が検出器の液体シンチレータの中の陽子と逆 β 崩壊を起こし、陽電子と中性子に変化する。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

この反応の閾値は 1.8 MeV である。この時、中性子の質量は陽電子に比べて十分に大きいので、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーのほとんどは陽電子が持ち去る。この時、ニュートリノのエネルギー $E_{\bar{\nu}_e}$ は陽電子のエネルギー E_{e^+} を用いて

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \cos \theta_{e^+}}$$

と表せる。ここで、 M_p は陽子の質量、 M_n は中性子の質量、 m_e は電子の質量、 θ_{e^+} は崩壊後の陽電子とニュートリノの角度である。 $\Delta = M_n - M_p = 1.293$ MeV、陽電子がニュートリノと平行に進むと仮定すると、陽電子のエネルギー E_{vis} は

$$E_{vis} = E_{e^+} + m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e = E_{e^+} - 0.728 \text{ MeV}$$

となる。一方、中性子は熱化し平均 30 μsec 後に neutrino target に含まれる Gd に捕獲される。Gd は熱中性子に対し吸収断面積が大きく、中性子を捕獲すると合計約 8 MeV の遷移 γ 線を放出する。

$$n + {}^{137}\text{Gd} \rightarrow {}^{138}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{138}\text{Gd} + \gamma's \left(\sum E_\gamma \simeq 8 \text{ MeV} \right)$$

陽電子が対消滅してできる信号を先発信号、中性子が Gd に捕獲されて生じる信号を後発信号と呼ぶ。

遅延同時計測法では、先発信号、後発信号、及びそれらの時間差を要求することで、バックグラウンドを大幅に削減することが可能となる。

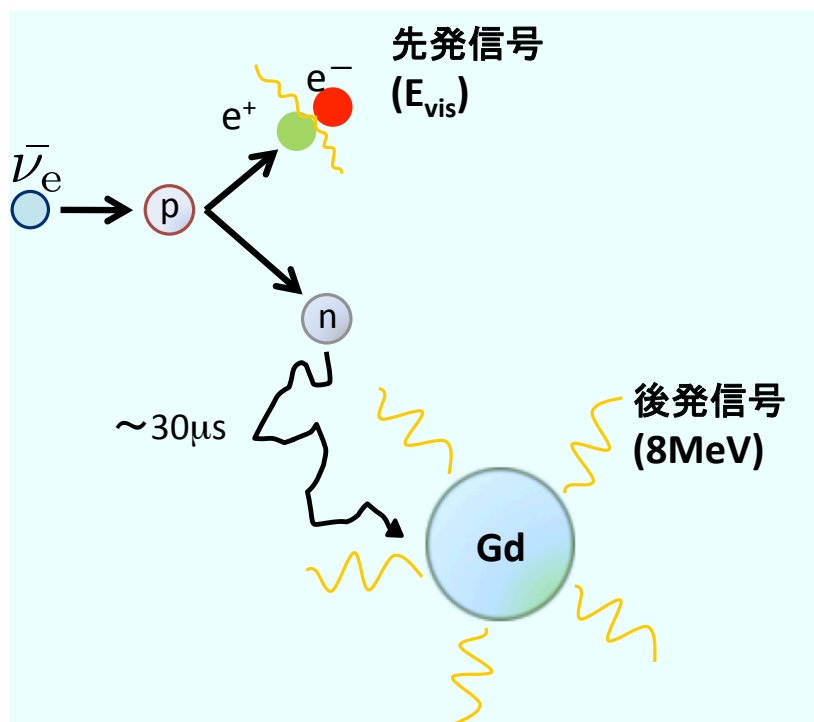


図 3.7: ν_e が逆 β 崩壊を起こし、先発信号と後発信号が発生するまでの模式図

3.4 検出器

Double Chooz 実験の前身は CHOOZ 実験である。CHOOZ 実験との大きな違いは原子炉とからの距離が異なる 2 つの場所に同一検出器を設置し、ニュートリノ事象の欠損量を測定、両検出器の結果を比較することで、ニュートリノフラックスの不定性や原子炉由来の系統誤差を抑えことができる。また、検出器も CHOOZ 実験の検出器より大きく、バックグラウンドを抑制する対策をしている。

検出器は役割及び構造上、大きく分けて inner detector、inner veto、outer veto の 3 つに分かれている。inner detector はニュートリノ事象を観測、inner veto は岩盤周りのバックグラウンドの軽減及び宇宙線ミュオン veto、outer veto は宇宙線ミュオンの飛跡再構成とそれぞれ目的がある。本章ではそれぞれの構造や液体シンチレータの構成物質などについて述べる。

3.4.1 検出器の構造

図 3.8 に示すように Double Chooz 実験の検出器は多層構造になっている。中心から neutrino target、gamma catcher、buffer、inner veto があり、その検出器の上部に outer veto がある。

表 3.2 に検出器の構造をまとめた。

名称	直径 [mm]	高さ [mm]	厚さ [mm]	構成物	体積 [m ³]
Neutrino target	2300	2458	8	LS including Gd	10.3
Gamma catcher	3300	3598	12 ~ 15	LS	22.6
Buffer	5516	5694	3	Mineral Oil	114.2
Inner veto	6590	6640 ± 100	10	LS, Mineral Oil based	90

表 3.2: 検出器構造まとめ

この節では検出器の中心から外へ向けての各層について説明する。

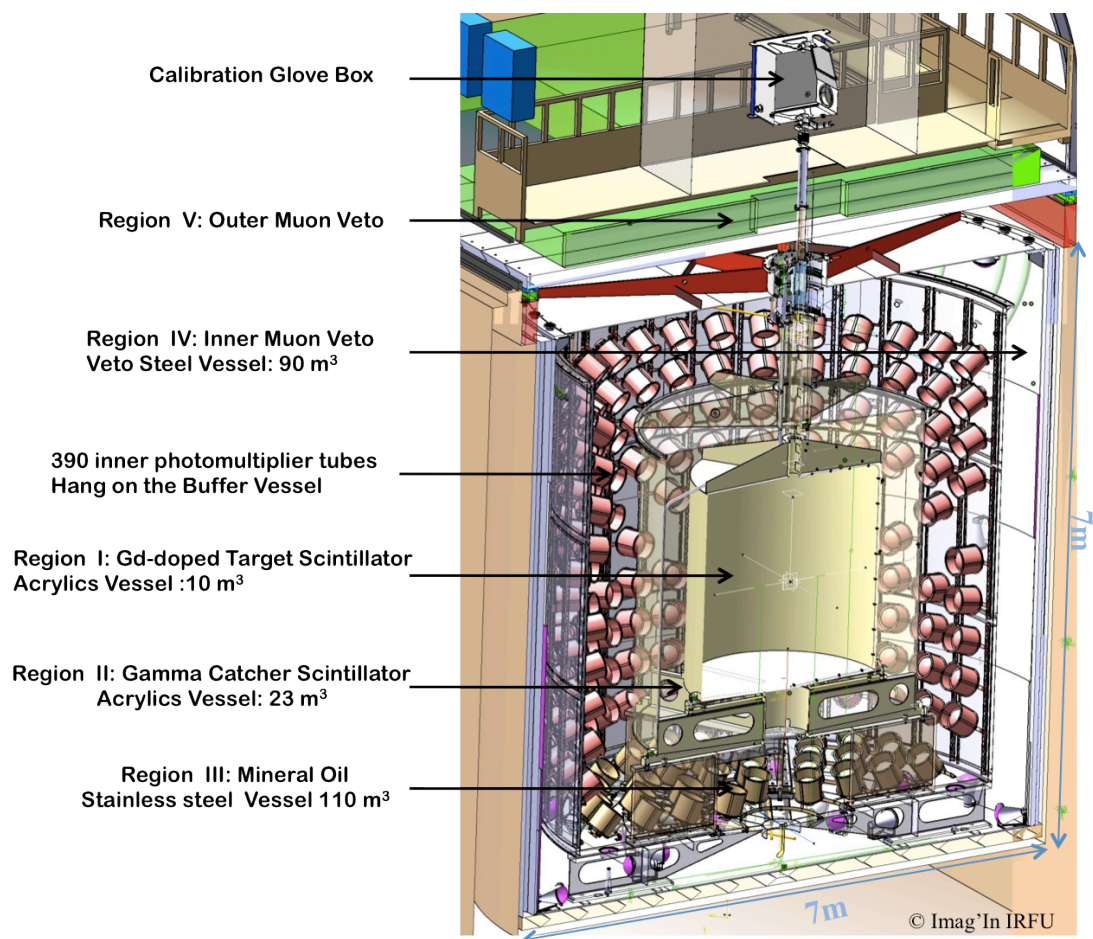


図 3.8: Double Chooz 検出器

Neutrino target

Neutrino target は中性子を捕獲するため、0.1 %の割合で Gd を含む 10.3 m^3 の液体シンチレータで満たされている直径 2300 mm、高さ 2458 mm の円筒型である。使用されている液体シンチレータは PXE(phenyl-xylylethane) と Dodecane($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$) が 2 : 8 の割合で混合している。また一次波長変換剤として PPO、二次波長変換剤として bis-MSB を用いている。液体シンチレータは約 400 nm のシンチレーション光を放出するので、neutrino target の容器は紫外線、可視光を通過する透明なアクリルでできている。液体シンチレータは実験が続く 5 年間は化学的に安定であることが要求される。この液体シンチレータの長期安定性は MPIK(Max-Planck-Institut für Kernphysik) 及び Gran Sasso National Laboratory で 400 日間安定しているという実績がある [22]。

Gamma catcher

Gamma catcher は neutrino target と同様の液体シンチレータ 22.3 m^3 で満たしているが、neutrino target と異なり Gd は含まない。大きさは直径 3300 mm、高さ 3598 mm の円柱である。Gamma catcher は neutrino target でエネルギーを落としきらなかった γ 線のエネルギーを確実に捉えるために設けられている。Gamma catcher の容器も neutrino target と同様、アクリル製である。

Buffer

Buffer 容器は直径 5516 mm、高さ 5694 mm、厚さ 3 mm のステンレスでできている。この容器の底部には内部構造を支えるためのサポートが設置され、内壁には合計 390 本の光電子増倍管 (PMT: Photomultiplier tube) が設置されている。PMT は浜松ホトニクス社製低バックグラウンド 10 インチ PMT(R7081) を使用している。この buffer 容器の中はミネラルオイルで満たされている。これは PMT のガラスに含まれる放射性同位体によるバックグラウンドや、検出器周りの岩盤からのバックグラウンドを抑えるためである。

検出器が円筒状であるので、中心で発生したシンチレータ光が一様に検出されるように、鉛直方向で中心にあたる箇所は PMT の間隔を疎らに、上面及び下面に行くに従い間隔が密になるように設置されている。また、全ての PMT が中心方向を向いているのではなく、各 PMT の向きを変えている (図 3.9)。これも発光点に対し、検出効率の一様性を求める為である。

Buffer より内の層はニュートリノ事象を測定する為の構造なので、総称して inner detector と呼ぶ。

Inner veto

一番外側の層は inner veto と呼ばれる。容器は 170 mm の厚さを持ち含有放射性物

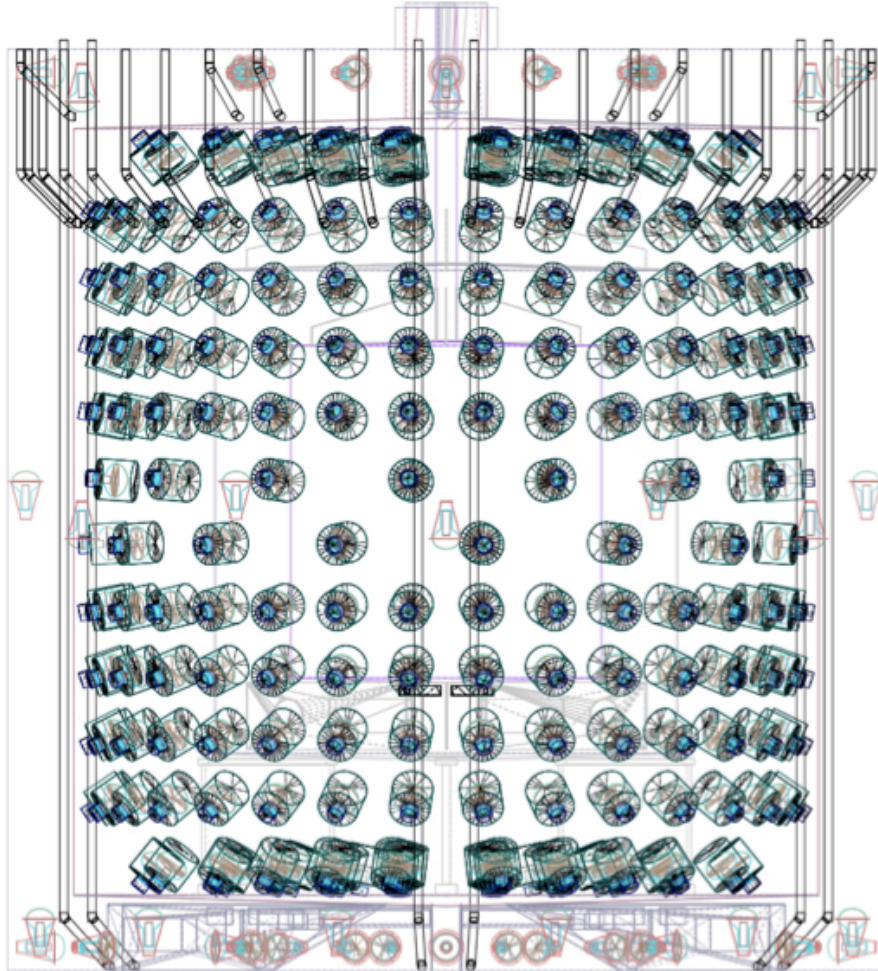


図 3.9: 緑で描かれているのが inner detector の PMT で、灰色で描かれているのが inner veto の PMT である。

質の少ないスチールシールドを兼ね、岩盤からの自然放射線を除去する。Inner veto は宇宙線や高速中性子など検出器外部からのバックグラウンドを排除するために設置されている。target や gamma catcher の液体シンチレータとは違い、Dodecane を含有した mineral oil ベースの液体シンチレータである。LAB(Linear Alkyl Benzene) が 50.5 vol.%, Cobersol C⁷⁰ が 49.5 vol.% で混合されており、一次波長変換剤として PPO (2 g/l) を、二次波長変換剤として bis-MSB (20 mg/l) を含有している (表 3.3)。

	液体シンチレータ	一次波長変換剤	二次波長変換剤	Gd-Compound
Neutrino target	PXE, Dodecane	PPO	bis-MSB	Gd-dpm (1 g/l)
Gamma catcher	PXE, Dodecane	PPO	bis-MSB	-
Buffer		Mineral Oil		-
Inner veto	Dodecane, Mineral Oil based	PPO	bis-MSB	-

表 3.3: Double Chooz 実験の target、gamma catcher、buffer 及び veto の液体構成要素

Inner veto 層には 78 本の浜松ホトニクス社製 8 インチ PMT(R1408) が配置されている。Inner veto の PMT 配置は buffer と異なる。上面、側面、下面にそれぞれ 4、2、4 種類の PMT 方向、設置位置の組み合わせがある (図 3.9)。詳しくは 5.2 節で説明する。

Outer veto

Outer veto は宇宙線を検出し、飛跡を再構成するために導入されている。断面が $50 \times 10 \text{ mm}^2$ のシンチレータストリップ (図 3.10) を 64 本並列に並べたユニットを使う。図 3.11 に outer veto の概略図を示す。1 つのユニットでは一方向しか飛跡が分からないので、シンチレータストリップの向きを 90 度変えて重ねることで、飛跡を x, y の二次元情報として読みだす。z 方向を特定するため、円筒状の検出器の約 50 cm 上部及び検出器 5 m 上部の 2 箇所に設置する。シンチレータストリップは光ファイバーを経て 64 チャンネルの Multi-anode PMT に繋がっている。



図 3.10: Outer veto シンチレータストリップ。これを 64 本並列に並べて 1 ユニットになる。

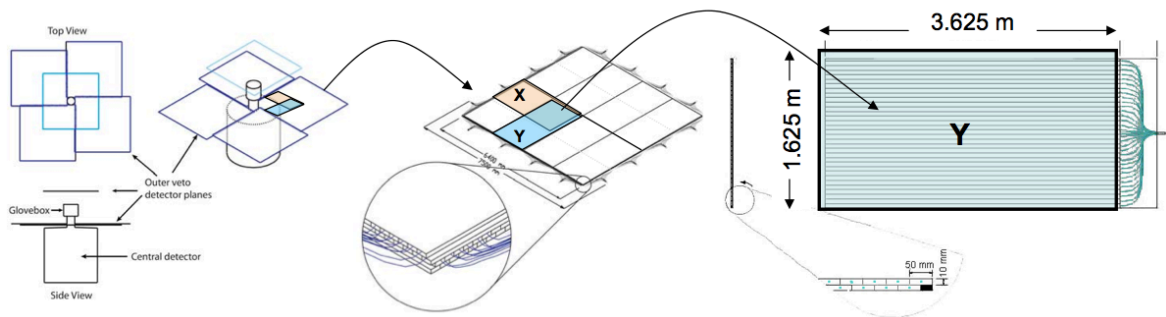


図 3.11: Outer veto の概略図。2次元情報を得るため、1 ユニートを 90 度向きを変え、重ねあわせる。

3.4.2 光電子増倍管

Double Chooz 実験では浜松ホトニクス社製の低バックグラウンドの 10 インチ PMT (R7081MOD-ASSY) を inner detector に、浜松ホトニクス社製の 8 インチ PMT (R1408) を inner veto に用いる。

Double Chooz 実験ではスペース削減のため、inner detector 及び inner veto 共に PMT への高電圧供給ケーブルと信号ケーブルが 1 つになっている。そのため、図 3.12 で示すように、スプリッター回路を用いて PMT のケーブルから信号を取り出す。PMT 印加用高電圧電源モジュールは inner detector、inner veto 共に CAEN 社製 A1535P を使用する。

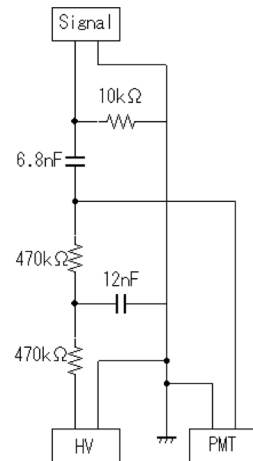
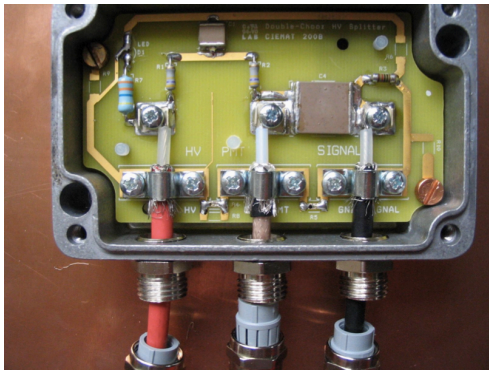


図 3.12: スプリッター回路。左がスプリッター回路の写真、右が模式図である。写真下の左から HV ケーブル、PMT ケーブル、信号ケーブルである。高電圧電源由来の高周波ノイズを除去するためにコンデンサーが組み込まれている。

Inner detector PMT

Inner detector には低バックグラウンドの 10 インチ PMT(R7081 MOD-ASSY) を用いる。この PMT は浜松ホトニクス株式会社で開発されたものである。表 3.4 に 10 インチ PMT の仕様及び性能を示す。この PMT のキャリブレーション用に光ファイバーが PMT 側面に設置されている。

PMT の光電面に 300~700 nm の光が入射すると、光電効果により光電子が発生、高電場で加速され第一ダイノードに入射する。この時、10 インチほどの大きさの PMT だと、加速する間に外部磁場の影響を受ける。図 3.13 にヘルムホルツコイル磁場生成装置で発生させた磁場が PMT に与える影響を示す。実験地での地磁気は約 400 mG なので、その影響が無視できないことがわかる。その為、Ni, Fe, Mo 等で組成された消磁効果のある μ メタルとよばれる金属を buffer に設置されている PMT を覆うように設置してある。

項目	特性
波長領域	300nm ~ 650nm
ピーク感度波長	420nm
Photo Cathode	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
Dynode 数	10
直径	ϕ 253mm
重量	約 1150g

表 3.4: Double Chooz の inner detector に使用する PMT の性能

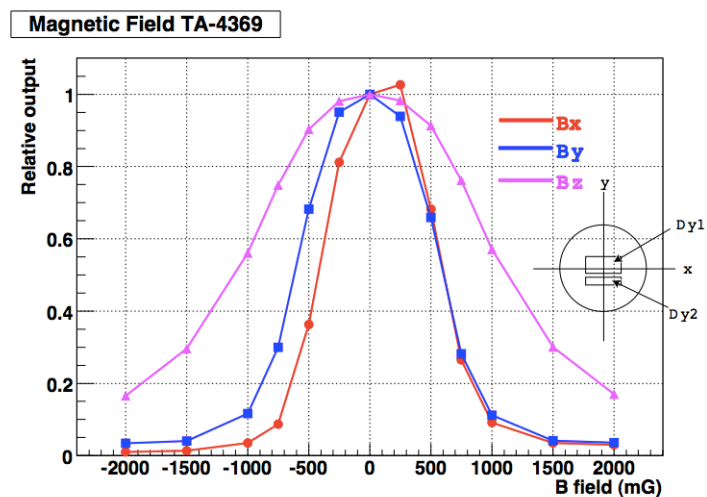


図 3.13: 外部磁場が PMT に与える影響

Inner veto PMT

Inner veto で用いる PMT は浜松ホトニクス製 8 インチ PMT(R1408) を使用している (図 3.14)。キャリブレーション用に光ファイバーが設置されている。

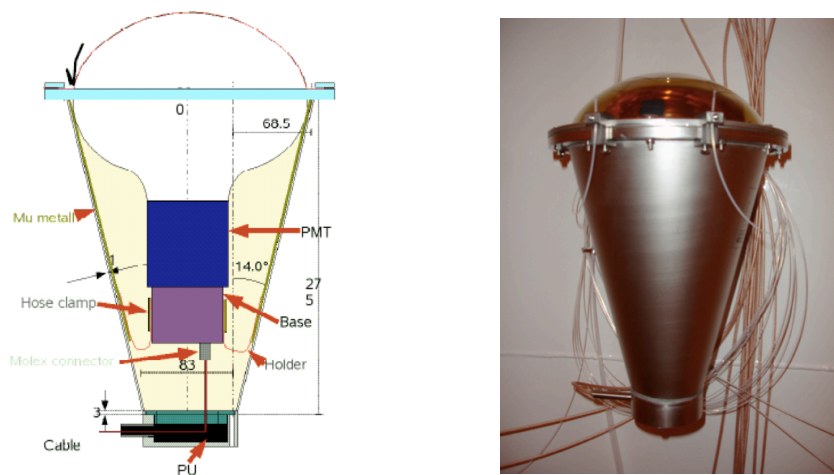


図 3.14: Inner veto PMT の構造図及び外見。PMT についている光ファイバーはキャリブレーション用である。向かって右が紫外光領域用、左側は青色光領域用の光ファイバーであり、用途に応じて 2 種類の光を使い分ける。

第4章 Double Chooz 実験におけるバックグラウンド

3.3 節で述べたように、Double Chooz 実験では、遅延同時測定法を求めることでニュートリノ事象と同定する。しかし、ニュートリノ事象以外でも、遅延同時計測法の条件を満たし、擬似ニュートリノ事象となるバックグラウンドがある。この章では主に宇宙線の核破砕反応により生じるバックグラウンドについて述べる。

4.1 バックグラウンド

Double Chooz 実験の目的である高精度な θ_{13} の測定には正確なバックグラウンドの見積もりが必要不可欠である。遅延同時測定法を使いニュートリノ事象を選び出すことでバックグラウンドは抑えることができるが、遅延同時測定法を用いてもニュートリノ事象と認識されるバックグラウンドもある。後置検出器における主なバックグラウンドの頻度及びエネルギー分布は図 4.1 の通りである。バックグラウンドには 2 つの異なる事象が偶発的に先発信号と後発信号となる accidental バックグラウンドと、1 つの事象が先発信号と後発信号の両方を出す correlated バックグラウンドの 2 種類がある。

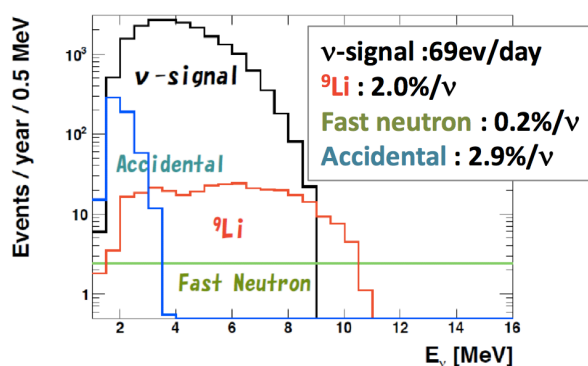


図 4.1: 後置検出器において予想されていたバックグラウンドスペクトル。バックグラウンドの中でも特に大きな影響があるものを示す。

4.1.1 Accidentalバックグラウンド

先発信号と後発信号が独立な物理過程で発生し、この二つが偶然に遅延同時測定法で設定する時間で測定されることでニュートリノ事象と認識されてしまうものがある。これを accidental バックグラウンドと呼ぶ。

先発信号になりうるのは検出器内のPMTのガラス容器に含まれる放射性同位体からの γ 線、 β 線などの環境放射線があげられる。一方、後発信号となりうるのは宇宙線ミュオンが検出器や岩盤と反応し生成された中性子が熱化してGdに捕獲されて信号を出すものがある。Accidentalバックグラウンドの模式図を図4.2に示す。

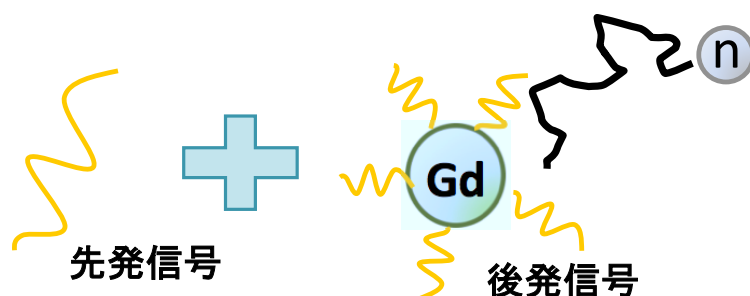


図 4.2: Accidentalバックグラウンドの例。環境放射線が先発信号に、高速中性子がGdに捕獲され後発信号となる。

環境放射線

環境放射線は検出器構造部、液体シンチレータ、PMT及び検出器周辺に含まれている放射性同位体が考えられる。主な放射性同位体として ^{40}K 、 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{60}Co があり、予想される含有量を表4.1に示す。buffer部の導入やinner detectorで低バックグラウンドPMTを使うことで、バックグラウンドを大幅に抑えた。

高速中性子

宇宙線ミュオンが検出器周りの岩盤の原子核と反応し生成される高速中性子が検出器中心部のneutrino targetまで侵入する。neutrino targetまで到達した高速中性子は熱化した後、Gdに捕獲され後発信号となる。

	^{40}K	^{238}U	^{232}Th	^{60}Co
	g/g	g/g	g/g	mBq/Kg
Target LS	10^{-10}	10^{-13}	10^{-13}	-
Target Acrylics	10^{-8}	10^{-11}	10^{-11}	-
GC LS	10^{-10}	10^{-13}	10^{-13}	-
GC Acrylics	10^{-8}	10^{-11}	10^{-11}	-
Buffer Oil	-	10^{-12}	10^{-12}	-
Buffer Vessel	-	10^{-9}	10^{-9}	15
Veto LS	-	10^{-10}	10^{-10}	-

表 4.1: 各層に含まれる主な環境放射線源

初期解析における accidental バックグラウンド量の見積もり

Accidental バックグラウンドは独立に発生した先発信号と後発信号が遅延同時計測法の要求する時間差内で偶発的に観測されるものである。Double Chooz では accidental バックグラウンドを、ミュオン事象と先発信号の時間差 $\Delta t > 1$ ms かつ先発信号と後発信号の時間差 $\Delta t_{\text{prompt-delayed}}$ が十分大きい ($1.002 < \Delta t_{\text{prompt-delayed}} < 1.100$ ms) を要求して見積もる。

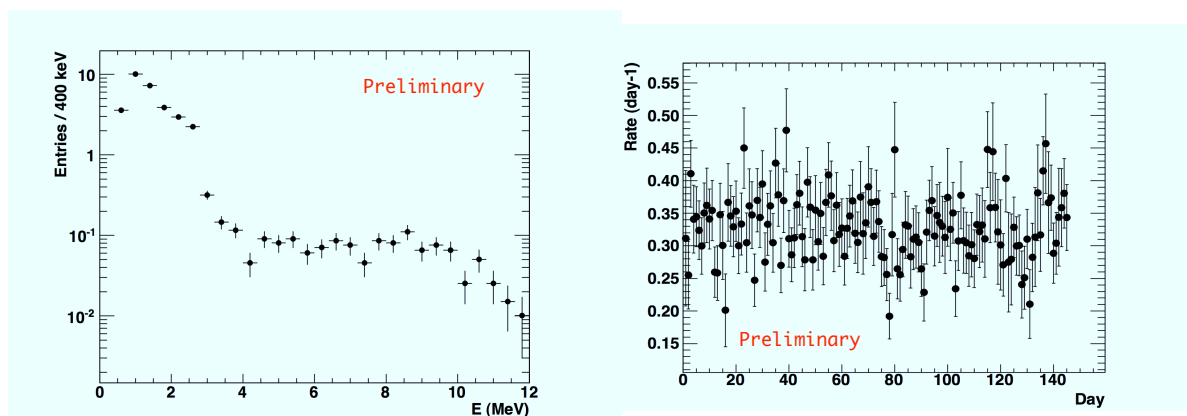


図 4.3: Accidental バックグラウンドのエネルギー分布及び時間変動。

図 4.3 に実験データから見積もられた accidental バックグラウンドのエネルギー分布及び時間変動分布を示す。Accidental バックグラウンドは偶発的事象なので時間変動が見られない。これより accidental バックグラウンドは

$$0.33 \pm 0.03 \text{ [events/day]}$$

と見積もられた。

4.1.2 Correlated バックグラウンド

Correlated バックグラウンドは先発信号と後発信号が同じ1つの物理過程から発生し、遅延同時測定法の時間内で観測されることによるバックグラウンドである。宇宙線ミュオンの核破碎によって生じた不安定核種による correlated バックグラウンドの模式図を図4.4に示す。

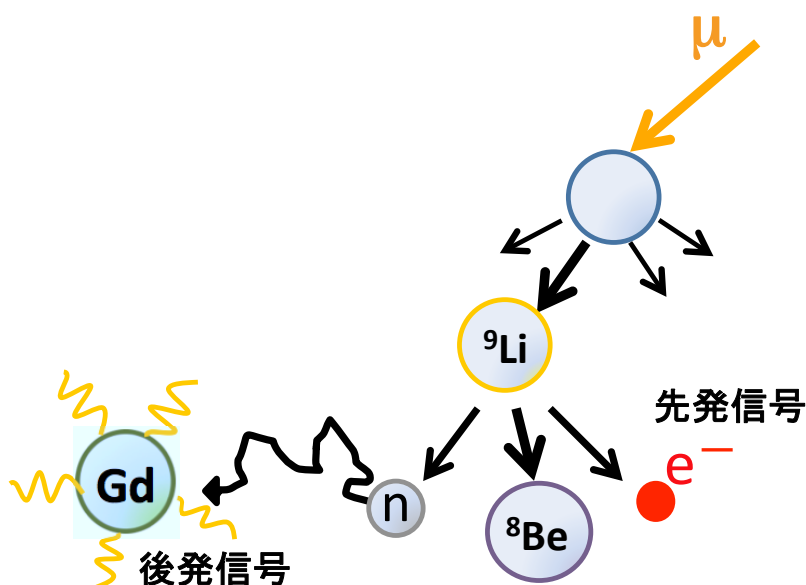


図 4.4: Correlated バックグラウンドの例。宇宙線ミュオンが液体シンチレータ中の ${}^{12}\text{C}$ 等を核破碎することによって生じた同位体が生じる。この同位体が崩壊する過程で先発信号と後発信号が生じ、correlated バックグラウンドとなる。

高速中性子

高速中性子が neutrino target に侵入する際に陽子や原子核と衝突する。この時、反跳陽子により先発信号、高速中性子が Gd に捕獲され後発信号となる。

先発信号のエネルギー分布においてフラットな成分であると仮定し、先発信号のエネルギー E_{prompt} が $12 < E_{\text{prompt}} < 30 \text{ MeV}$ と高エネルギー領域の事象頻度から見積もった。図 4.5 に先発信号のエネルギー分布を示す。ニュートリノ事象ではない高エネルギー領域のフラット成分から高速中性子のバックグラウンドを見積もると

$$0.83 \pm 0.38 \text{ [event/day]}$$

を得る。

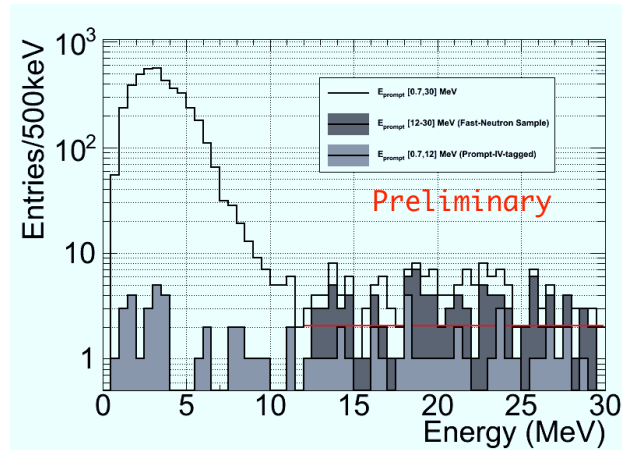


図 4.5: 高速中性子のエネルギー分布。先発信号の高エネルギー領域 (12 ~ 30 MeV) から見積もる。

核破碎反応

宇宙線ミュオンが液体シンチレータ内で核破碎反応を起こし、生成された同位体が崩壊する。その際に β 線や γ 線や中性子が放出される。 β 線や γ 線が先発信号に、中性子は Gd に捕獲され後発信号になる。

この核破碎によるバックグラウンドは offline 解析で宇宙線飛来後 1 ms の veto をかける宇宙線 veto をかけたとしても、放射性同位体が長寿命のために取り除くことができない。したがって Double Chooz 実験ではこれらのバックグラウンドの量を正確に見積もることが必要不可欠である。

4.2 核破碎反応によるバックグラウンド

今研究の目的は宇宙線ミュオンによるバックグラウンドを正しく見積もることである。ここでは宇宙線ミュオンの核破碎によるバックグラウンドを詳しく述べる。

4.2.1 宇宙線ミュオン

θ_{13} 実験では宇宙線ミュオンの影響を抑えるため、巨大なシールドを必要とする。そのためほとんどの実験は検出器を地下に設置することで、宇宙線の影響を抑える。図 4.6 に表土の厚みに対する宇宙線ミュオンの強度を示す。

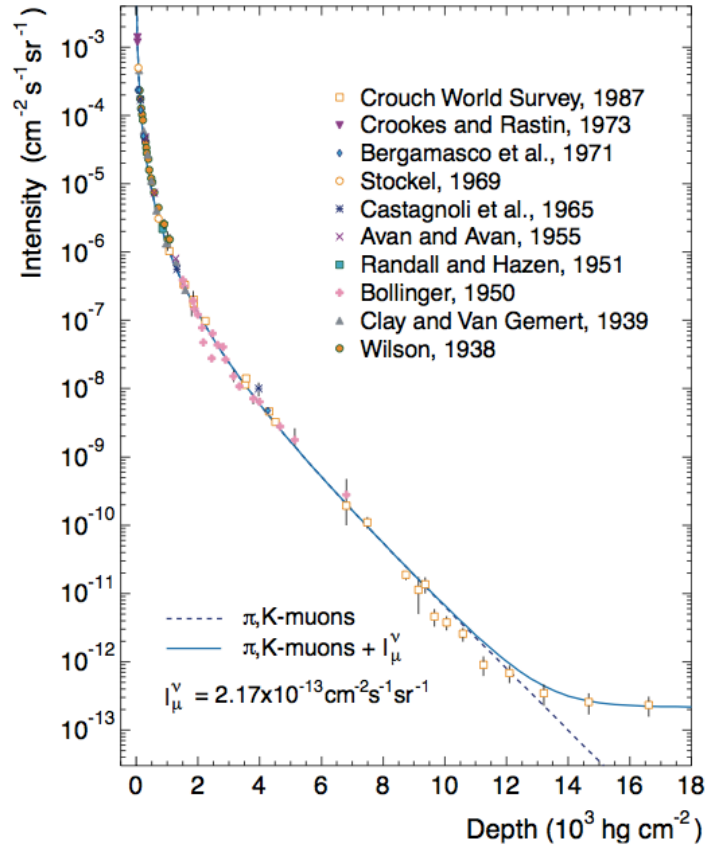


図 4.6: 表土の厚みに対する宇宙線ミュオンの強度 [25]

Double Chooz 実験も検出器を地下に設置することで、宇宙線の影響を抑える。表 4.2 に検出器の設置深さ (m.w.e., meters of water equivalent、水の厚さに相当) と宇宙線の飛来強度を示す。

Detector	Depth [m.w.e.]	Muon Intensity [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$]
Far Detector	300	$O(10^{-5})$
Near Detector	120	$O(10^{-4})$

表 4.2: 前置、後置検出器における検出器設置位置の表土の厚みと宇宙線ミュオン強度の関係

CHOOZ 実験の結果より、Double Chooz 後置検出器の inner veto 領域に到達する宇宙線ミュオンは平均 24 Hz 程度と想定されている。図 4.7 にモンテカルロシミュレーションで予想される宇宙線ミュオンのエネルギー分布を示す。

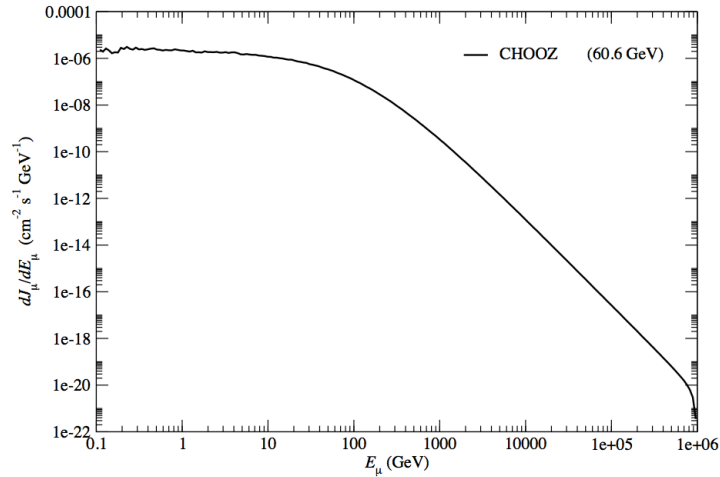


図 4.7: モンテカルロシミュレーションによる後置検出器地点での宇宙線ミュオンのエネルギー分布 [20]。平均エネルギーは 60.6 GeV。

4.2.2 宇宙線ミュオンによる核破碎反応

液体シンチレータ中を宇宙線ミュオンが通過する時に大光量が発生する。また、宇宙線ミュオンが液体シンチレータの主成分である ^{12}C 原子核等と核破碎反応を起こすと、様々な放射性核種が生成される。表 4.3 が Double Chooz 実験で予想される宇宙線ミュオンの核破碎で生じ得る核種である。1 msec の veto をかけることで短寿命の放射性核種の影響を取り除くことが出来る。しかし、長寿命の放射性核種も生成される。これらの平均寿命は宇宙線ミュオンの飛来頻度より長いため、宇宙線ミュオン通過後に veto をかけて除去することは困難である。Neutrino target での宇宙線ミュオン飛来頻度は後置検出器で 5 Hz 程度、前置検出器で 55 Hz 程度と見積もられている。

章 3.3 で述べたように、Double Chooz 実験では $\bar{\nu}_e$ の逆ベータ崩壊反応を遅延同時計測法によって観測する。その為、宇宙線ミュオンの核破碎によって生じる放射性核種の中でも特に、崩壊時に中性子と電子を放出するものに着目する必要がある。表 4.3 に Double Chooz 検出器で生成されると予想される放射性核種を示す。崩壊する際に中性子と電子を放出する核種は ^9Li と ^8He であり、 ^9Li と ^8He を単体でニュートリノ事象と区別することは難しい。しかし、宇宙線ミュオンの飛跡を再構成し、 ^9Li と ^8He との距離相関を使うことでこれらを区別できると考えられる。

この宇宙線起源のバックグラウンドを理解しその影響を見積もるには、まずこれらの放射性核種の生成量を正確に見積もることが必要である。そのためには高精度な宇宙線飛跡再構成法の開発が必要である。ミュオンの飛来頻度を 24 Hz、ミュオンの飛跡から ^9Li が 12 cm 程度飛ぶと仮定したトイモンテカルロの研究 (付録 A)

によると、飛跡再構成精度が 0cm だった場合、核破碎を起こしたミュオンとペアを組める割合は $82 \pm 4 \%$ であり、飛跡再構成精度が入口 60 cm、出口 30 cm だった場合は $54 \pm 5 \%$ となる。

Isotope	Lifetime	Radiation Energy (MeV)
Neutron	$\sim 50 \mu \text{ sec}$	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 ($\beta^- + \gamma + \text{n}$)
^9Li	257.2 msec	13.6 ($\beta^- + \gamma + \text{n}$)
^{11}C	29.4 min	1.98 (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 4.3: Double Chooz 検出器で生成され得る放射性核種

4.2.3 他実験の結果から予測される生成量

宇宙線ミュオンの核破碎反応による放射性核種の生成断面積を理論的に求めることは難しい。このため、他実験で得られた結果を参考にし、Double Chooz 実験での不安定核種の生成量を見積もる。宇宙線ミュオン起源の放射性核種の研究の重要な実験の 1 つとして T. Hanger らが行った実験がある [23]。CERN の SPS 加速器で作られた平均 190GeV のミュオンビームを用い、シンチレータ内での原子核破碎反応の断面積を測定したものである。これを使い、Borexino 実験での不安定核種の生成量が見積もられている。また、KamLAND 実験は宇宙線ミュオンと原子核は核破碎反応により生じる不安定核種のシミュレーションを用いた見積りを発表している [24]。

Borexino 実験、KamLAND 実験で見積もられた宇宙線由来の不安定核種生成量から Double Chooz 実験後置検出器での宇宙線由来の不安定核種生成量を見積もる。

まず Double Chooz 実験、KamLAND 実験、Borexino 実験の検出器の深さや飛来する宇宙線ミュオンの情報を表 4.4 に示す。これらを用いて見積もられた Double Chooz 実験後置検出器での宇宙線起源の不安定核生成量を表 4.5 に示す [26]。

${}^9\text{Li}$ は Borexino 実験から 1.52 ± 0.35 [events/day]、KamLAND 実験から 3.29 ± 0.41 [events/day] と見積もられた。しかし、Borexino 実験結果から見積もられた宇宙線由来の不安定核生成量と KamLAND 実験から見積もられた宇宙線由来の不安定核生成量が大きく異なるので、実験データから再度見積もる必要がある。

Experiment	Depth (m.w.e.)	Number of ${}^{12}\text{C}$ (/g)	Flux ($\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$)	Mean energy (GeV)
Double Chooz (Far)	300	4.33×10^{22}	$(6.12 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	60.6 ± 0.4
KamLAND	2700	4.30×10^{22}	$(1.49 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	260.0 ± 8.0
Borexino	3600	4.51×10^{22}	$(3.22 \pm 0.25) \times 10^{-8}$	320.0 ± 12.0

表 4.4: 各実験における ${}^{12}\text{C}$ 量、宇宙線ミュオン分布及び平均エネルギー。KamLAND と Borexino の Flux は測定値である。

Isotope	Estimation with Borexino (events/day)	Estimation with KamLAND (events/day)
Neutron	-	4210.0 ± 560.6
${}^{12}\text{B}$	-	64.35 ± 6.82
${}^{12}\text{N}$	-	2.58 ± 0.64
${}^8\text{Li}$	3.12 ± 0.83	18.32 ± 4.20
${}^8\text{B}$	4.90 ± 1.04	12.56 ± 3.64
${}^9\text{C}$	3.43 ± 1.18	4.46 ± 1.82
${}^8\text{He}$	included in ${}^9\text{Li}$	1.17 ± 0.06
${}^9\text{Li}$	1.52 ± 0.35	3.29 ± 0.41
${}^{11}\text{C}$	648.61 ± 97.52	1298.67 ± 247.73
${}^{10}\text{C}$	89.93 ± 13.39	24.78 ± 3.30
${}^{11}\text{Be}$	< 1.52	1.64 ± 0.39
${}^6\text{He}$	11.59 ± 1.85	-
${}^7\text{Be}$	15.16 ± 2.44	-

表 4.5: Double Chooz 実験において生成される宇宙線由来の不安定核生成頻度

4.2.4 実験データにより見積もられた生成量

Double Chooz 実験初期解析での ^9Li 事象数の見積もりについて述べる。図 4.8 に inner detector 及び inner veto の宇宙線飛来頻度の時間間隔分布を示す。 ^9Li 事象数の

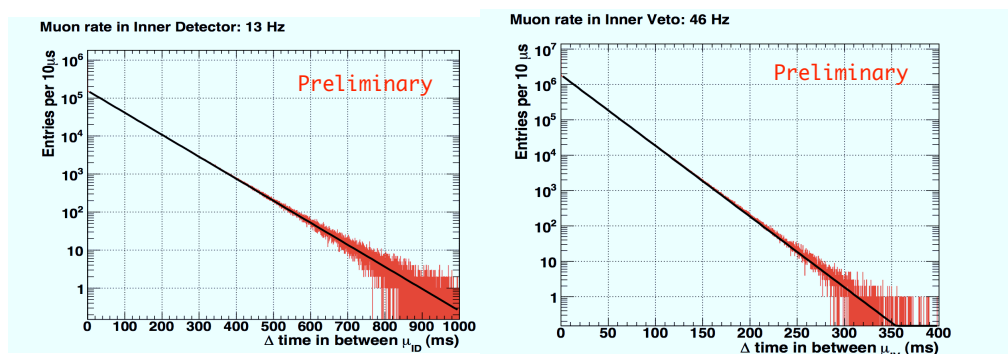


図 4.8: 宇宙線飛来の時間間隔分布。左が inner detector、右が inner veto である。

見積もりはニュートリノ事象と同じ同定を行い、そのニュートリノ事象候補とミュオンとの時間差 Δt 分布から見積もる。ミュオン事象での inner detector のエネルギー E_{ID} カットなしの時に見積もられた ^9Li 事象数を上限値、 $E_{\text{ID}} > 600$ MeV の時に見積もられた ^9Li 事象数を下限値として ^9Li 事象数を見積もっている。核破碎反応を起こし易いミュオンはシャワーを伴うことが多いため、inner detector 内でのエネルギー損失が大きい。また、 $E_{\text{ID}} > 600$ MeV を要求すると飛来するミュオン頻度が 0.2 Hz になる。 E_{ID} カットによりバックグラウンド量は減少するものの、 ^9Li 事象バックグラウンドを引き起こす宇宙線ミュオンの純度が上がるため、最低限存在するバックグラウンド量として下限値の見積りが可能となる。

図 4.9 に $E_{\text{ID}} > 600$ MeV を要求した時のミュオンと先発信号の時間差 Δt 分布を示す。 ^9Li 事象による指数関数分布とミュオン事象とは関係なく発生するニュートリノ事象のフラット分布の足しあわせになっている。図 4.10 に inner detector のエネルギーカット条件を変えた際の ^9Li 事象数を示す。この時の $E_{\text{ID}} > 0$ MeV を上限値としている。

これより ^9Li 事象数は

$$2.3 \pm 1.2 \text{ [events/day]}$$

と見積もられた。これは原子炉が 2 基とも運転停止した時に $0.7 < E_{\text{ID}} < 30$ MeV で観測された ^9Li 事象数が 2 である事とも矛盾がない。しかしながら、表 1.1 に示したように、ニュートリノ事象候補に対する統計誤差は 2.8 % と他のバックグラウンドに比べて多い。

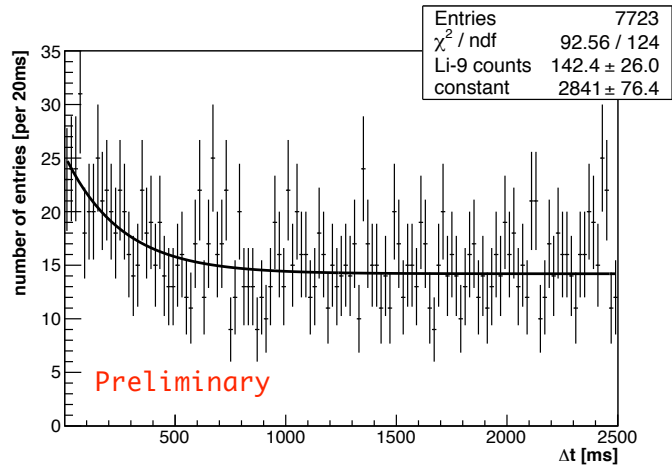


図 4.9: Double Chooz 実験初期解析結果での $E_{\text{ID}} > 600 \text{ MeV}$ のミュオンと先発信号の時間差分布。

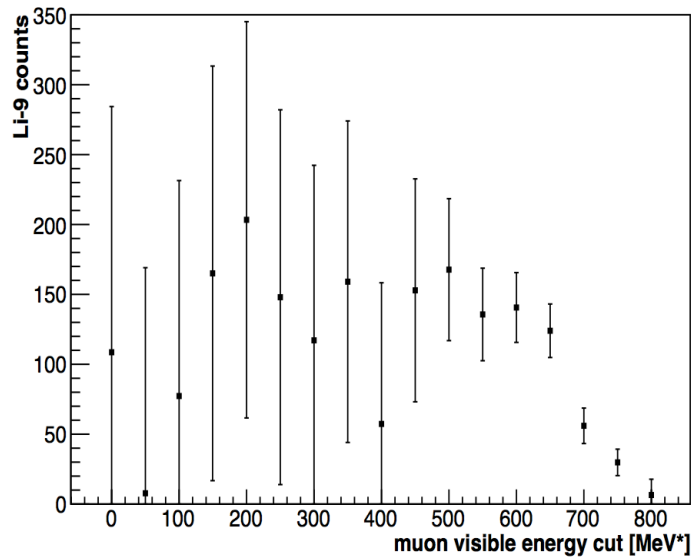


図 4.10: Double Chooz 実験初期解析結果での ${}^9\text{Li}$ の inner detector エネルギーカットの依存性。

第5章 宇宙線ミュオン飛跡再構成法の開発

Double Chooz 実験初期解析では、 ${}^9\text{Li}$ 事象数をミュオンとニュートリノ事象候補との時間差から見積もっている。しかし、現在のニュートリノ事象候補に対する系統誤差の割合は ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドが最も大きい。この ${}^9\text{Li}$ 事象は宇宙線ミュオンによる核破碎反応によって生じるため距離相関をもつ。そのため、ニュートリノ事象候補との距離相関カットを要求することで ${}^9\text{Li}$ 事象数のより正確な見積りが可能になると考えられる。

Double Chooz 実験では宇宙線ミュオンの飛跡情報を得るために outer veto を使う。しかし、現段階では outer veto の設置は完了しておらず、また検出器側面に入射する宇宙線ミュオンの飛跡を検出できない。このため、本研究では inner veto を用いた宇宙線ミュオン飛跡再構成方法の開発を行った。

本章では、モンテカルロシミュレーションによる飛跡再構成法の開発及び性能評価結果についてまとめる。次にモンテカルロシミュレーションと実験データの飛跡再構成結果の比較、inner detector を用いた再構成手法と開発した手法の実験データについての再構成結果の比較を示す。

5.1 モンテカルロシミュレーション

ここでは使用したモンテカルロシミュレーションサンプルについて述べる。後置検出器が設置されている山の地形が飛来する宇宙線ミュオンに与える影響は大きい。そこでミュオンと物質の反応をシミュレートする MUSIC (Muon Simulation Code) [27] を用いて Double Chooz 後置検出器付近の地形を再現し、検出器に到達するミュオンのエネルギー及び角度分布を計算するプログラムを使用し、実際に飛来する宇宙線ミュオンを再現するような宇宙線ミュオンサンプルを作成した。図 5.1 に再現した後置検出器周辺の地形を示す。色が赤になるにつれ高度が大きくなる。破線の交点が後置検出器設置位置であり、後置検出器近くは地形データのグリッドが細かくしている。

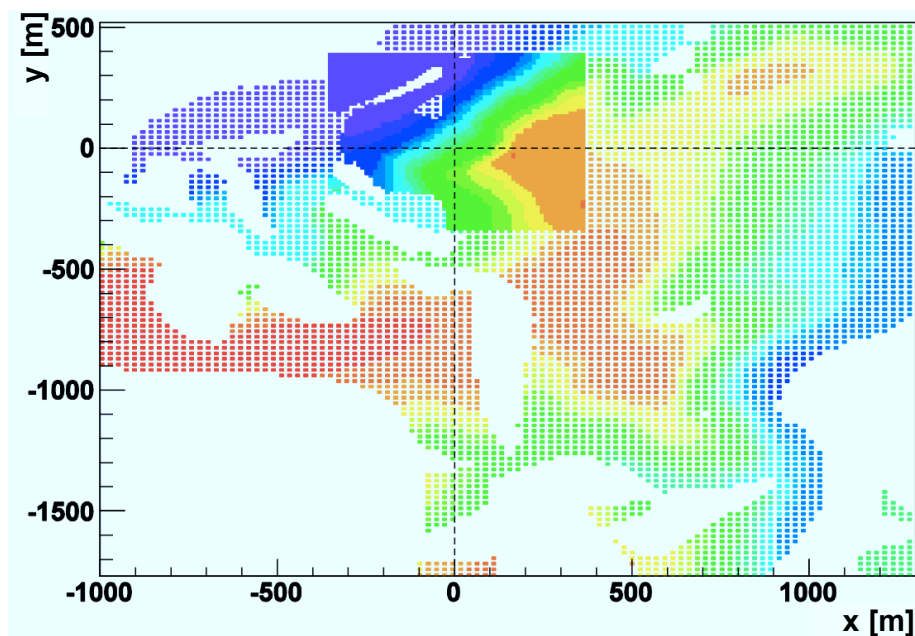


図 5.1: シミュレーションで再現した後置検出器周辺の地形。色が赤になるにつれ高度が大きくなる。破線の交点が後置検出器設置位置である。原子炉がある方向は地形がフラットで後置検出器より高度が低いので、考慮していない。

Inner veto に到達した時に 10GeV 以上のエネルギーを持っているミュオンをモンテカルロシミュレーションサンプルとした。図 5.2 に生成した inner veto に到達した宇宙線ミュオンの天頂角 (θ) 分布、方位角 (ϕ) 分布、ミュオンのエネルギー (E) 分布を示す。側面 ($37 < \theta < 143$ degree) に入射するミュオン数は上面 ($0 < \theta < 37$ degree) より多く、全体の 73 % を占める。側面から入射するミュオン起源のバックグラウンドの見積もりは重要である。

次に作成した宇宙線ミュオンのサンプルは Geant4[28] でシミュレーションを行い、Double Chooz 実験共通シミュレーションソフトウェアパッケージ DOGS(Double Chooz Offline Group Software) を通す。

Geant4 は入射粒子と物質中の粒子や電磁場等との相互作用による振る舞いを追跡する。また発生した二次粒子以降の粒子についても反応過程や反応で落としたエネルギー等をシミュレートすることが出来る。Geant4 でのモンテカルロシミュレーション結果に Double Chooz 実験独自の検出器構造や液体シンチレータの構成要素、またパルス再構成アルゴリズム等をパッケージにした DOGS を通すことで実験データと同じフォーマットにする。この DOGS を用いて、MUSIC で生成した宇宙線ミュオンサンプルを read out system までのフルシミュレーションを行った。

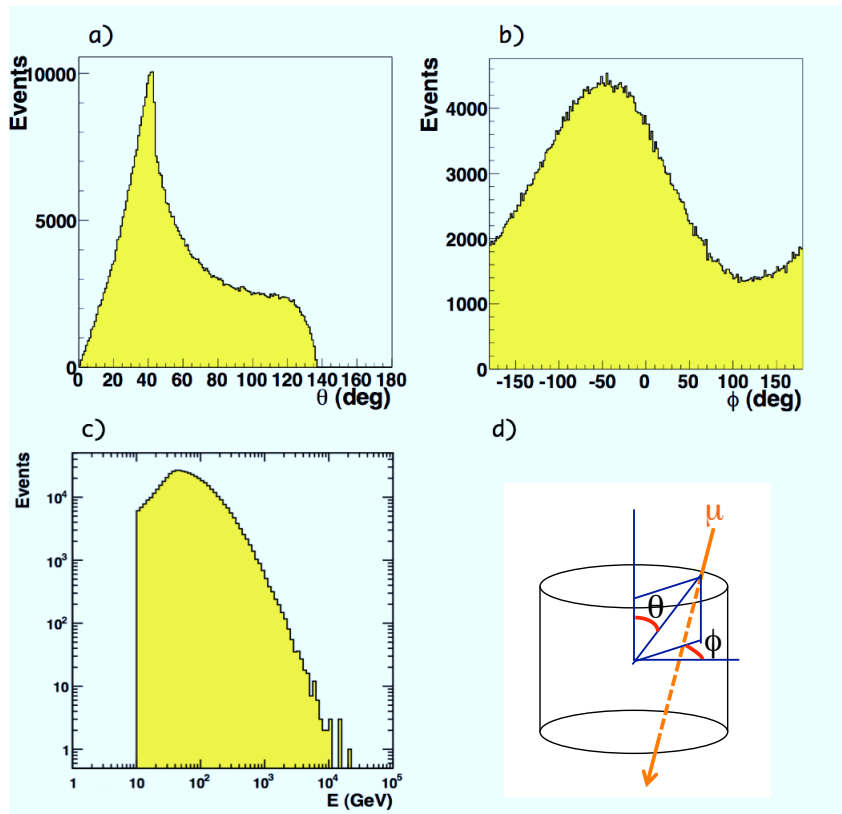


図 5.2: a) 宇宙線ミュオンの天頂角 θ 分布、b) 方位角 ϕ 分布、c) エネルギー分布を示す。d) 座標系は neutrino target の中心位置を原点に円筒座標系をとった。inner veto の側面 ($37 < \theta < 143$ degree) に入射するミュオンの数は全体の 73 % になる。

5.2 Inner veto の PMT 配置

本研究では inner veto を用いて宇宙線ミュオンの飛跡を再構成する。Inner veto は検出器の一番外側の層で、液体シンチレータで満たされている。下面には inner detector を支えるための足がある (図 5.3)。

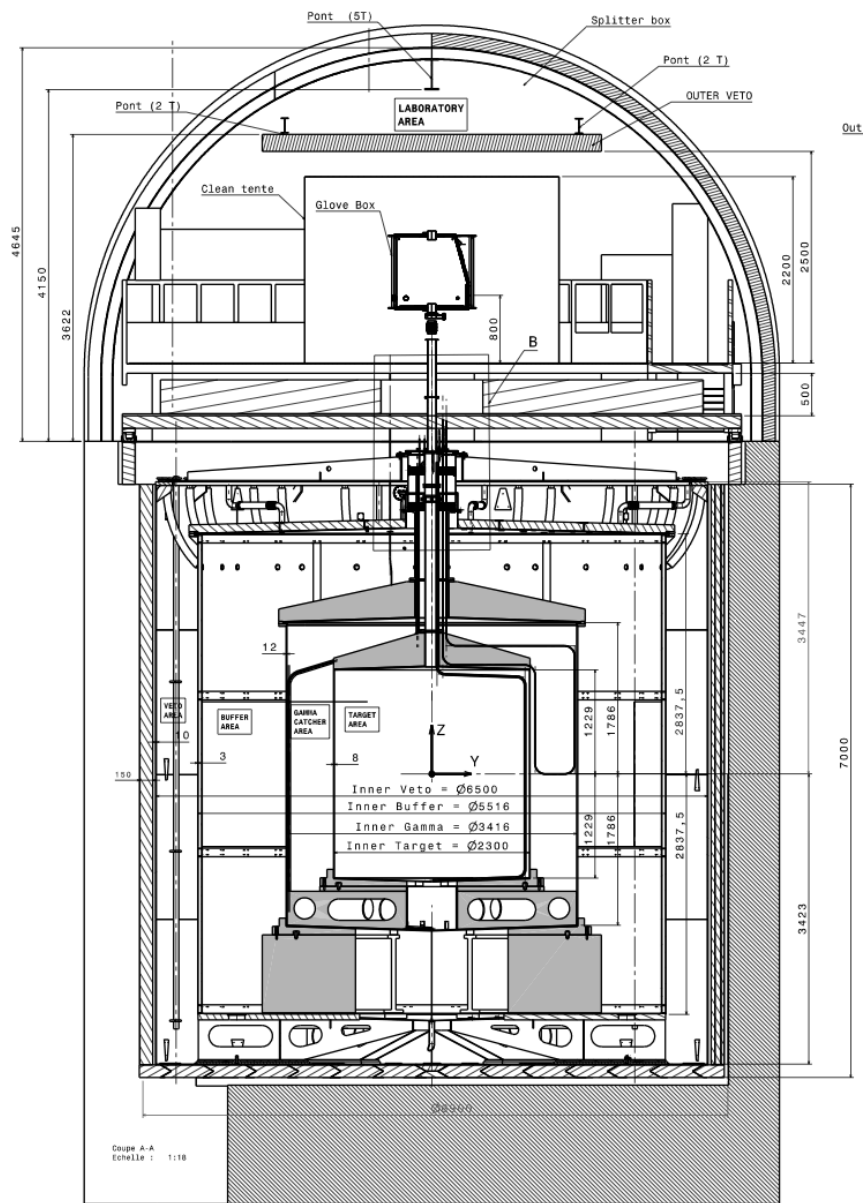


図 5.3: 検出器の設計図。Inner veto には内部構造を支える為の足がある。

Inner veto には 78 本の 8 インチの PMT が設置されている。Inner veto の PMT 配置は buffer と異なり、宇宙線の veto がしやすいように配置されている。表 5.1 に上面、側面、下面に設置されている PMT の数、設置位置、及び方向を示す。ここで 1st ring は内側の PMT 設置位置リング、2nd ring は外側の PMT 設置位置リングとした。また、図 5.4 に上面の PMT 配置、図 5.5 に側面の PMT 配置、図 5.6 に下面の PMT 配置を示す。図中に表記されている i、o、d、u は PMT の向きを表し、それぞれ内向き、外向き、下向き、上向きを示す。図から分かるように下面 1st ring 以外では、同一設置位置リングで 2 種類の向きの PMT が交互に設置されている。

位置	向き	本数
上面		
1st ring	内向き	6
1st ring	外向き	6
2nd ring	内向き	6
2nd ring	下向き	6
小計		24
側面		
	上向き	6
	下向き	6
小計		12
下面		
1st ring	内向き	6
1st ring	外向き	12
2nd ring	内向き	12
2nd ring	上向き	12
小計		42
合計		78

表 5.1: Inner veto PMT の設置配置、方向、及びその本数

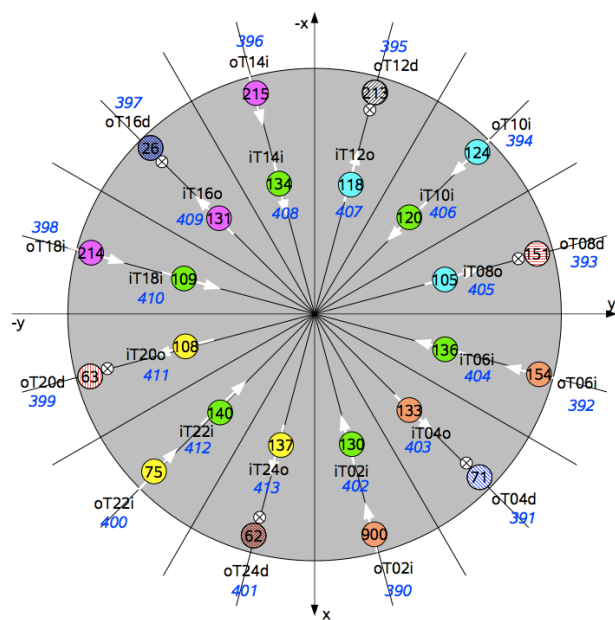


図 5.4: Inner veto 上面の PMT 配置。1st ring に内向き 6 個、外向き 6 個の PMT が、2nd ring に内向き 6 個、下向き 6 個の PMT が交互に設置されている。

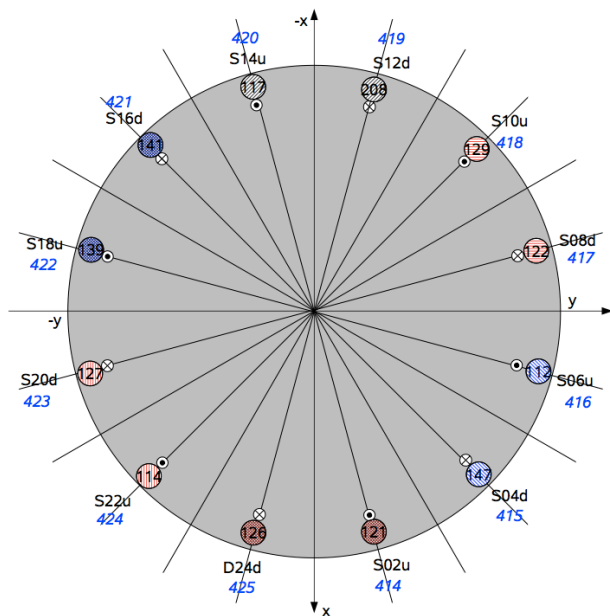


図 5.5: Inner veto 側面の PMT 配置。下向き 6 個、上向き 6 個の PMT が交互に設置されている。

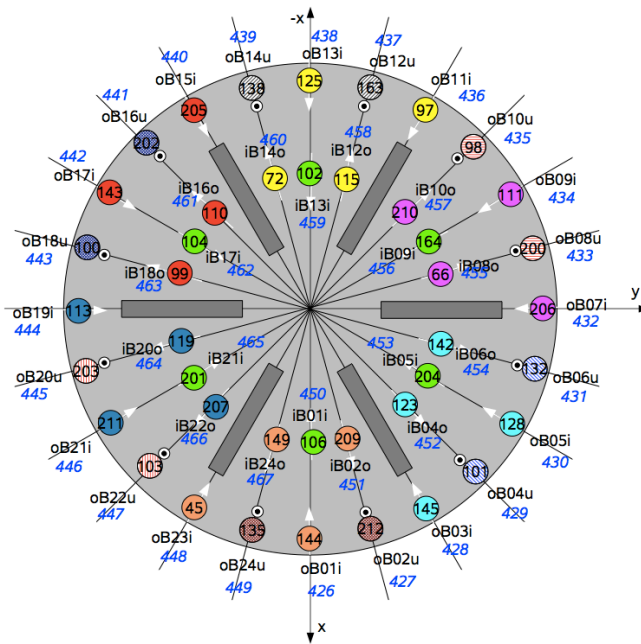


図 5.6: Inner veto 下面の PMT 配置。1st ring は内向き 6 個、外向きの 12 個の PMT が、2nd ring は内向き 12 個、上向き 12 個の PMT が設置されている。

5.2.1 キャリブレーション

PMT には gain やタイミングなどキャリブレーションを必要とする項目がある。1 つの PMT に対しては適切な印加電圧を設定、維持する為の gain キャリブレーション、実際に得られる電荷量をエネルギーに変換する為のエネルギーキャリブレーション等がある。また、合計 78 本の PMT タイミング合わせのためのタイミングキャリブレーションなど、補正すべき項目がある。

ここでは inner veto PMT のキャリブレーション、特に本研究で重要なタイミングキャリブレーションについて述べる。Inner veto のキャリブレーションはヨーロッパグループが担当している [29]。

まずキャリブレーションの前に、inner veto PMT のダイノードに対する入射光位置に対して gain 等にどのぐらい影響があるか測定を行った (図 5.7)。入射位置によって 5 ns 程度タイミングにばらつきがあることが分かる。

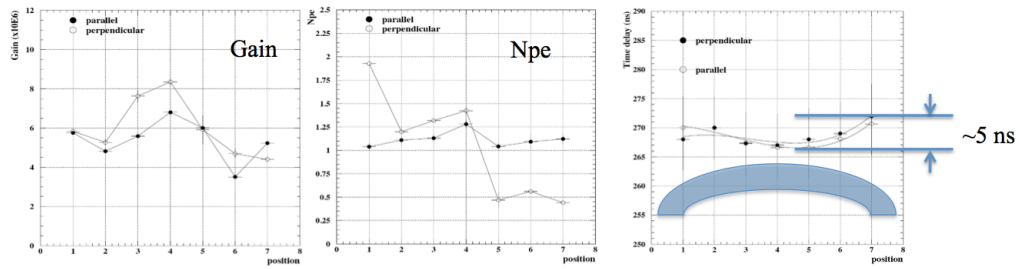


図 5.7: Inner veto PMT のダイノードに対して入射光位置の影響。左から gain、光電子数、タイミング。横軸が入射光の位置に対応する。水平及び垂直の二方向で測定をした。

次に inner veto の 78 本全 PMT に対してタイミングキャリブレーションを行う [30]。inner veto には LED を用いたキャリブレーションシステム Light Injection システム (LI) がある。各 PMT の電圧は 10^7 gain となるようにそれぞれ電圧がかけられている。キャリブレーションのための LED 光源として UV 領域 (365 nm) と青領域 (475 nm) の 2 種類がある。青領域は波長変換ケーブルにより ~ 510 nm と変換される。この LED からの光をファイバーで inner veto 内にある PMT へ導く (図 3.14)。UV 領域は 6 本の PMT に、青領域は 78 本の全 PMT に設置されている。

タイミングキャリブレーションは reference PMT (図 5.8 中 IV reference PMT と記述) のタイミングと inner veto 内の PMT のタイミングを比較することで行う。ただしフランジからの光漏れ、ファイバーの破損等いくつか問題が発生していることから reference PMT とのタイミングが取れない PMT に対しては、inner veto 内のとある LED を光らせ、LED とキャリブレーションを行う PMT からの距離が同じ PMT とのタイミングをとることでキャリブレーションを行った。

この 2 つの手法で行ったキャリブレーション結果を図 5.9 に示す。Reference PMT と inner veto に設置された PMT との時間差は RMS 5.82 ns、最大で 12 ns のずれがある。これをキャリブレーション補正項として補正された測定データを用いる。

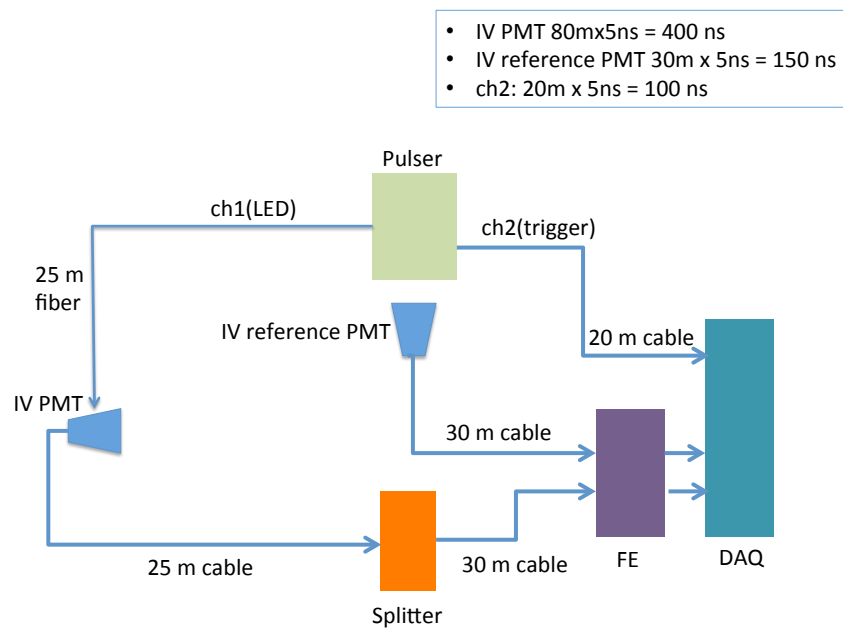


図 5.8: Inner veto timing キャリブレーションセッティング模式図

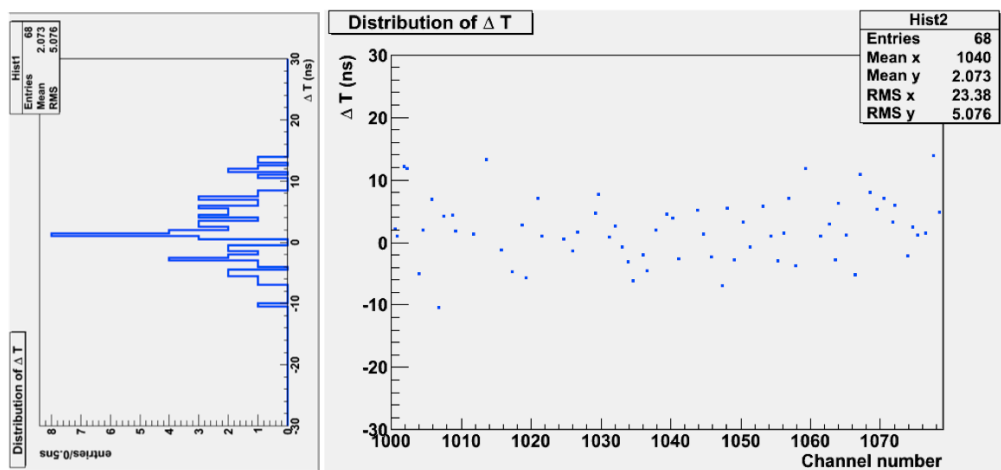


図 5.9: Inner veto タイミングキャリブレーション結果。PMT によっては 10 ns 以上もタイミングがずれているものがあり、これらを補正した。

5.3 Maximum Likelihood を用いた宇宙線ミュオン 飛跡再構成法

本節では開発した宇宙線ミュオン飛跡再構成法について述べる。飛跡再構成法には Maximum likelihood 法 を用いた。与えられたデータからデータが従う確率分布の母数に付いて推測するためによく用いられる手法である。粒子の検出器内での振る舞いをシミュレーションで再現する。シミュレーションで考慮されていない物理過程等を除けば、実際の実験データもシミュレーションの結果に従うはずである。

本研究ではこの手法を用いる。まずシミュレーションでミュオンを検出器に入射し、電荷情報や各 PMT の時間情報を用いて母集合となる PDF (Probability Density Function) を作成する。そして再構成する測定データもしくはモンテカルロデータの電荷情報、時間情報に対応する PDF の値を掛け合わせることで、もっとも確からしいミュオンの飛跡を再構成する。

5.3.1 Preselection

本研究ではバックグラウンドの見積もりを目的とするため、inner detector の情報にかかわらず、宇宙線と思わしき事象は全て再構成するような飛跡再構成法を開発したい。そのため、inner detector に対して再構成を行う為の条件をかけない。また、inner veto に対しても飛跡再構成効率を高めるため、再構成を行う為の条件を緩くした。

Preselection は下記の通りである。

- Inner veto の総電荷 $Q_{IV} > 1.0 \times 10^5$ [DUQ] (56 MeV に相当)
- Inner veto のヒットした PMT 数 $N_{PMT}^{IV} > 5$

ここで DUQ は Double Chooz 独自の単位で Flash ADC の電荷量に相当する。この二つの条件を満たした事象を再構成する。

Inner veto の総電荷による選別

Inner veto で総飛行距離が短いと、シンチレータ領域を通過する距離も短くなるため、inner veto で得る総電荷も少なくなる。図 5.10 に inner detector も含めた inner veto 内の総飛行距離と inner veto の総電荷量の二次元ヒストグラムを示す。総電荷量が少ない領域は総飛行距離が 1 m 以下または 7 m 付近である。総飛行距離が 1 m 以下では、総走行距離に比例して総電荷量が増えている。これは inner veto の端をかすめたミュオンであり、重要な事象ではない。一方、総飛行距離 7 m で総電荷量が 1.5×10^5 DUQ 以下の事象が存在する。これは検出器を上から下へ inner detector を

通り抜けたため、inner veto の総電荷量が少ない事象である。これは inner detector を通過しているため、再構成すべき事象である。これより、低総飛行距離のミュオンを取り除くため、総飛行距離 1 m となる

$$Q_{IV} > 1.0 \times 10^5 \text{ [DUQ]}$$

を要求する。

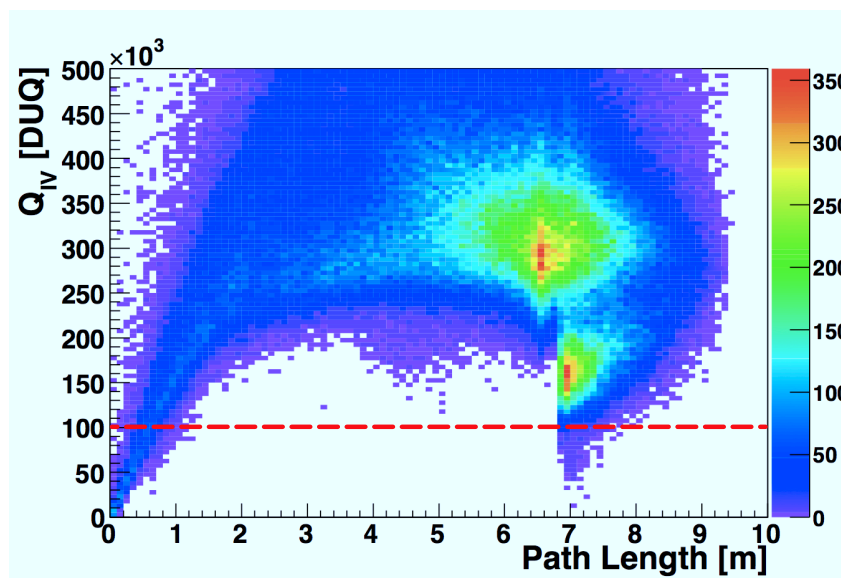


図 5.10: モンテカルロシミュレーションによる総電荷カット。横軸に総飛行距離、縦軸に inner veto の総電荷をとった二次元ヒストグラム。

Inner veto のヒットした PMT 数による選別

1 本の PMT の時間情報のみで飛跡は再構成できない。空間の 1 点を記述するには少なくとも 3 つの PMT 時間情報が必要である。また、PMT のノイズにより PMT 数本で総電荷カットを満たしてしまうことがある。その対策として

$$N_{\text{PMT}}^{\text{IV}} > 5$$

を要求する。

5.3.2 再構成方法の決定

再構成方法には Maximum Likelihood 法を使う。実験データではサチュレーションしている PMT が多いため、サチュレーションの影響を受けにくい PMT のパルス立ち上がり時間情報を用いる。

図5.11に inner veto PMT のパルス立ち上がり時間分布を示す。各イベントで inner veto の最も早いパルスの立ち上がり時間を基準とした PMT のパルスの立ち上がり時間との差分である。ほとんどの PMT 時間は 96ns 以下であるので、再構成には 96ns の時間幅内に入る PMT の時間情報を使う。

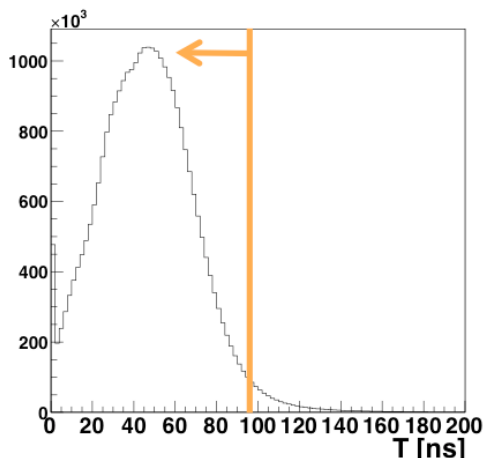


図 5.11: Inner veto PMT の時間分布

Maximum Likelihood 法ではまず PDF を作成し、再構成する際に全 PMT の時間情報 ($T_i - T_{\text{mean}}$) の PDF を参照し、確率をかけ合わせ (式 5.1)、最尤値 (θ_{entry} , ϕ_{entry} , θ_{exit} , ϕ_{exit}) を再構成結果として返す。

$$\mathcal{L}(x | \alpha) = \prod_{i=1}^{n\text{PMTs}} p(T_i - T_{\text{mean}}^{\text{IV}} | \alpha)$$

$$\alpha = (\phi_{\text{entry}}, \phi_{\text{exit}}, \theta_{\text{entry}}, \theta_{\text{exit}}) \quad (5.1)$$

T_{mean} は 96 ns の時間幅に入った PMT の時間平均、 $n\text{PMTs}$ は 96ns の時間幅に入った PMT の本数である。また、 θ , ϕ は検出器中心を原点に円筒座標をとった時の天頂角 θ 、方位角 ϕ である。式 5.1 が最大になる $\phi_{\text{entry}}, \phi_{\text{exit}}, \theta_{\text{entry}}, \theta_{\text{exit}}$ が再構成点である。 ϕ , θ はそれぞれ 30 度、10 度刻みとした。

今研究では合計 500,000 イベントを作成し、400,000 イベントで PDF を作成し、100,000 イベントを再構成した (表 5.2)。

	PDF 作成	再構成	合計
イベント数	400,000	100,000	500,000

表 5.2: モンテカルロシミュレーション作成イベント数の内訳。

5.4 飛跡再構成法の評価

再構成結果を図 5.12、図 5.13、図 5.14 に示す。上段に θ_{entry} θ_{exit} 、中段に ϕ_{entry} ϕ_{exit} 、下段に飛跡の天頂角 $\Delta \cos \theta$ 方位角 $\Delta \phi$ と各変数について比較を行った。

図 5.12 は検出器シミュレーションの初期値として与えた真の飛跡 (true) 分布と再構成分布を比較した。 θ に関しては、 $\theta_{\text{entry}} = 40$ degree 付近、 $\theta_{\text{exit}} = 140$ degree 付近に再構成されやすい傾向がある事がわかる。 $\theta_{\text{exit}} = 140$ degree 付近は true に比べ、再構成結果が 1.3 倍多く、 $\theta_{\text{entry}} = 40$ degree 付近は inner veto の上面端に相当する角度であり、見込み角が大きいので入射数が増加する。一方、 $\theta_{\text{exit}} = 140$ degree 付近は inner veto の下面端に相当する角度である。これはまた別の方法を飛跡再構成法に取り入れ改善していかなければいけない問題点である。次に ϕ について、地形の影響を考慮したモンテカルロシミュレーションを行なっているため、 ϕ の true 分布には地形の影響が見られる。 ϕ 分布は true と再構成分布がほとんど一致している。飛跡の方位角 $\Delta \phi$ 、天頂角 $\Delta \cos \theta$ も true と再構成結果がほぼ同じ傾向である。

次にイベントごとに再構成結果が true 値に一致しているか確認するために、横軸に true 値を、縦軸に再構成値にとった (図 5.13)。全てのヒストグラムは z 軸方向を対数表示している。 θ_{entry} で上面から入ったいくつかのイベントが側面に再構成されている、 θ_{exit} で下面から出射したいくつかのイベントが側面に再構成されているが全体の割合からみると 1% にも満たず、おおよその相関が見える。また、 ϕ 、飛跡の方位角 $\Delta \phi$ も同様にある場所に再構成されやすい等の偏りが無いことが分かる。

横軸に再構成値から true 値の差をとったのが図 5.14 である。RMS を飛跡再構成精度とすると、 $\theta_{\text{entry}} = 8.851$ degree、 $\theta_{\text{exit}} = 13.34$ degree、 $\phi_{\text{entry}} = 18.9$ degree、 $\phi_{\text{exit}} = 27.42$ degree となった。また、飛跡の天頂角 $\Delta \cos \theta$ は 0.1551、方位角 $\Delta \phi$ は 38.64 degree となった (表 5.3)。これは入口約 30 cm、出口約 30 cm の飛跡再構成精度に相当し、ミュオンの飛来頻度を 24 Hz、ミュオンの飛跡から ${}^9\text{Li}$ が 12 cm 程度飛ぶと仮定したトイモンテカルロ研究によると、核破砕を起こしたミュオンと ${}^9\text{Li}$ 事象が 70 % 程度の割合でペアにすることが出来る (付録 A)。

	θ_{entry}	ϕ_{entry}	θ_{exit}	ϕ_{exit}
Mean	2.28 deg	-0.4 deg	-2.78 deg	1.0 deg
RMS	8.85 deg	18.9 deg	13.43 deg	27.4 deg

	飛跡天頂角 $\Delta \cos \theta$	飛跡方位角 $\Delta \phi$
Mean	0.020	-1.87 deg
RMS	0.155	38.6 deg

表 5.3: Inner veto を用いた飛跡再構成精度 θ_{entry} 、 ϕ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{exit} 、 $\Delta \cos \theta$ 、 $\Delta \phi$ 。

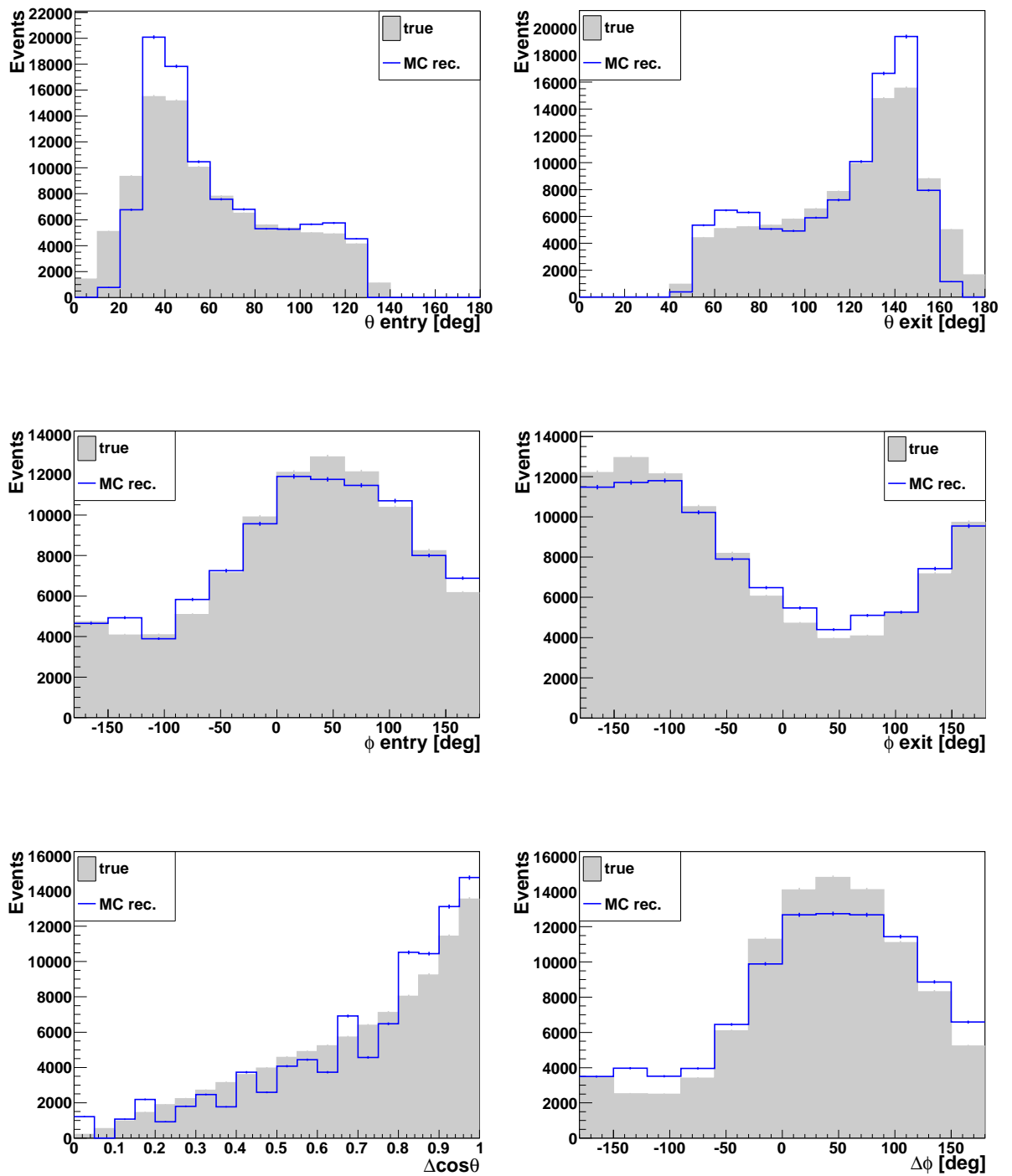


図 5.12: 開発した再構成手法の再構成結果とモンテカルロの分布。 θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、ミューオンの飛来天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ である。灰色で塗りつぶされているのはモンテカルロシミュレーションの true 分布、青線は再構成結果である。

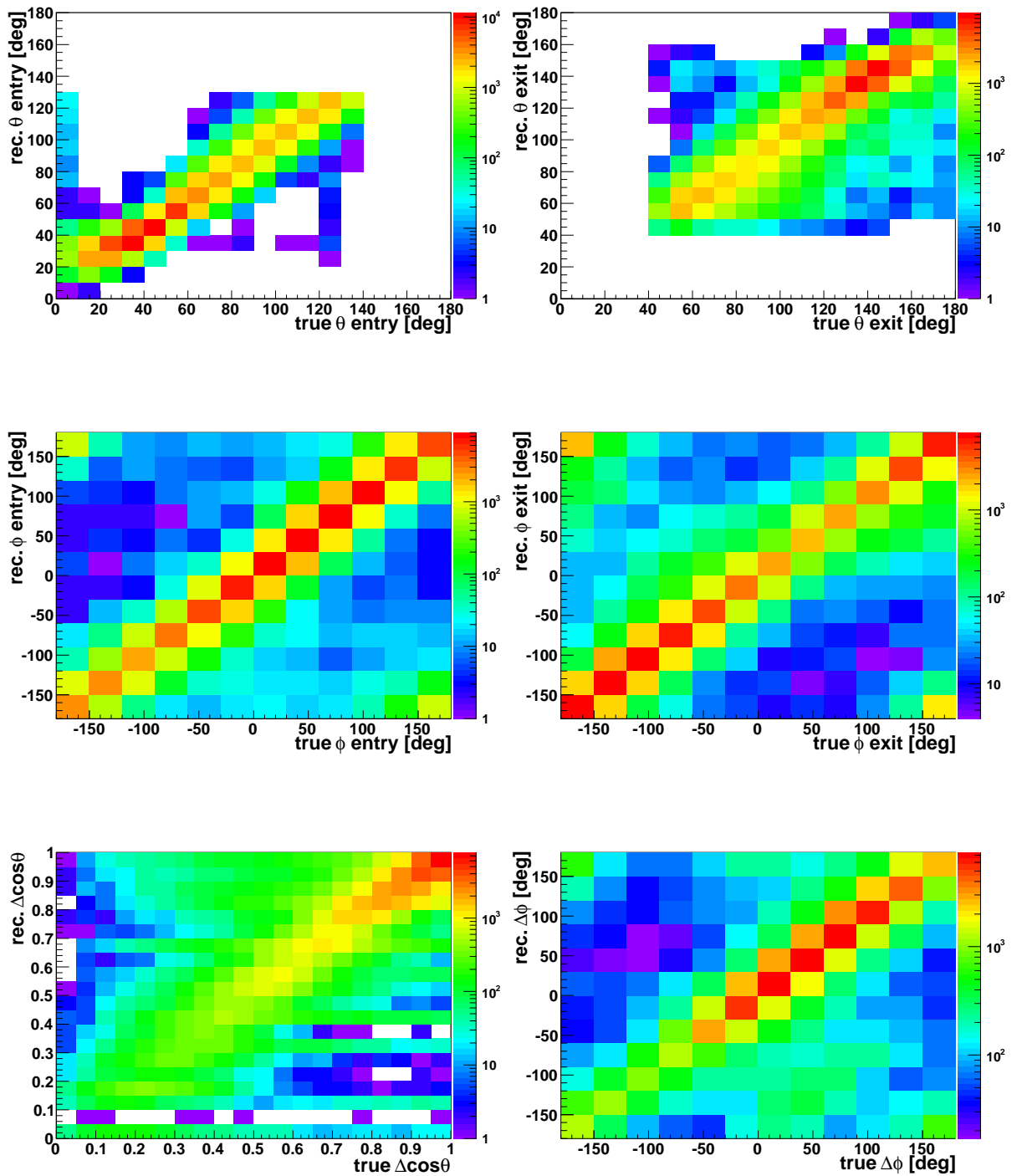


図 5.13: 開発した再構成手法の再構成結果とモンテカルロの分布。 θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、ミューオンの飛来天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ である。横軸にモンテカルロシミュレーションの true、縦軸に再構成結果をとり二次元ヒストグラム。

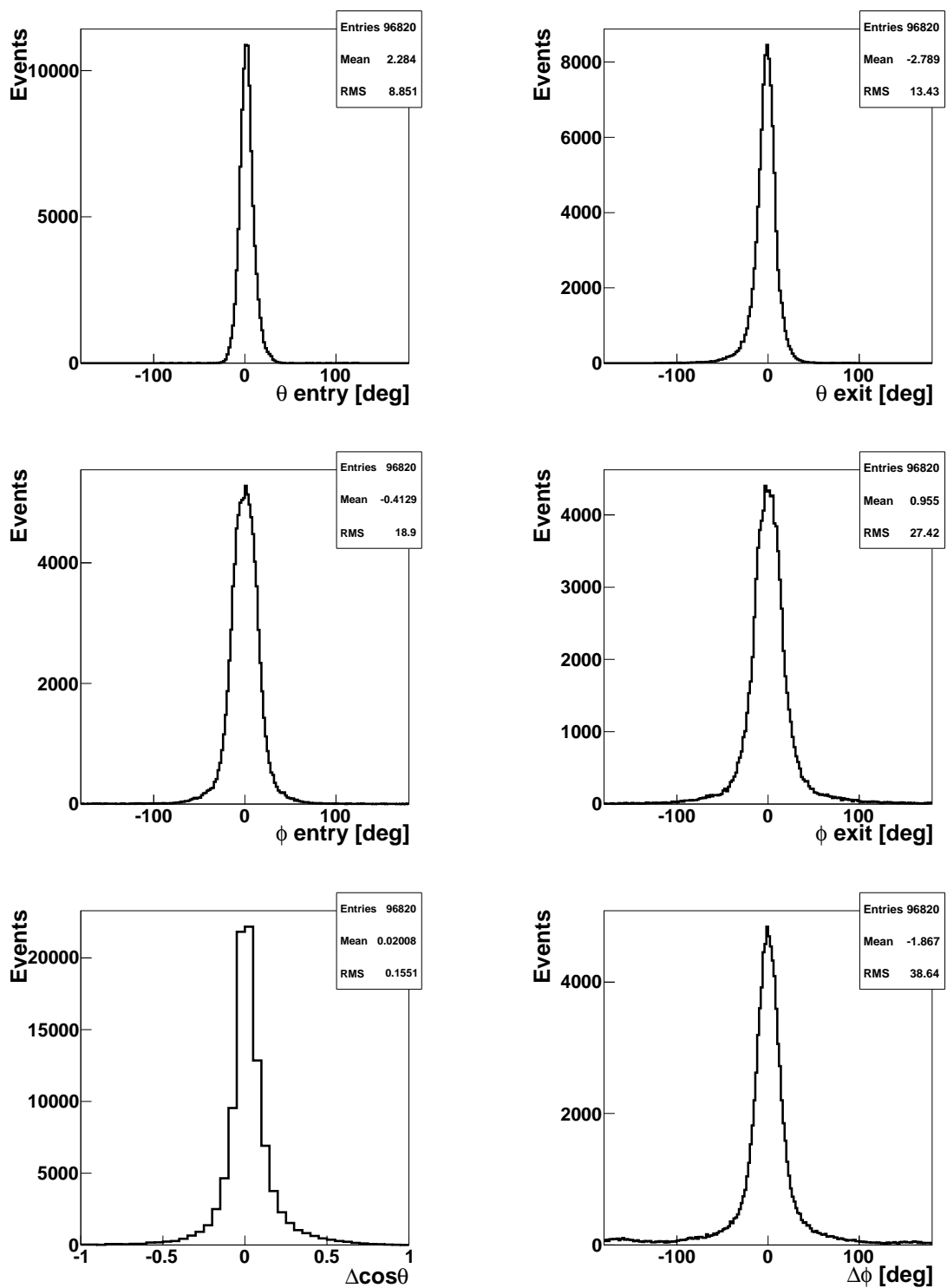


図 5.14: 。再構成値からモンテカルロシミュレーションの true 値を引いた分布。この時の RMS を飛跡再構成精度とした。 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、ミューオンの飛来天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ である。

5.5 実験データを用いたミュオンの飛跡再構成

5.5.1 実験データの再構成

測定データを開発した飛跡再構成法で再構成する。

まず始めに再構成法の条件 1.0×10^5 [DUQ] が測定データに対し妥当かどうか判断する。図 5.15 a) にモンテカルロデータと測定データの inner veto の総電荷を載せる。赤点が測定データ、黄色く塗りつぶされた領域がモンテカルロデータである。実験で得た総電荷分布とモンテカルロシミュレーションの総電荷分布が異なるため、モンテカルロデータの電荷値を 1.4 倍にスケールアップした。図 5.15 b) に 1.4 倍したモンテカルロデータと測定データの総電荷を示す。

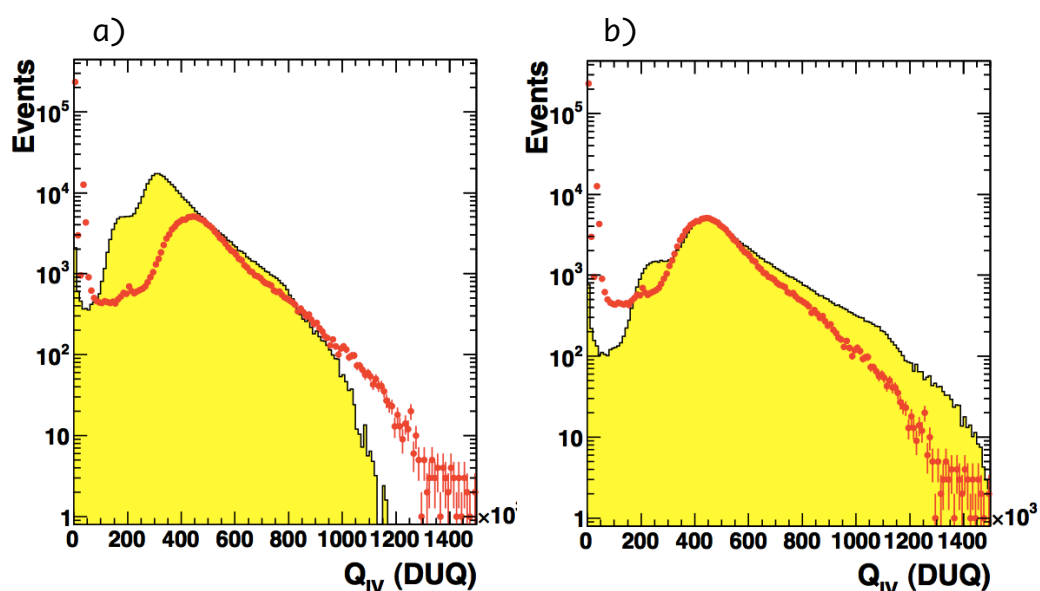


図 5.15: モンテカルロシミュレーションとデータの inner veto 総電荷の比較。a) 黄色がモンテカルロデータ、赤点が実験データ。b) 黄色が 1.4 倍にスケールアップしたモンテカルロデータ、赤点が実験データである。

また、preselection も

- Inner veto の総電荷： $Q_{IV} > 1.4 \times 10^5$ [DUQ]
- Inner veto のヒットした PMT 数： $N_{PMT}^{IV} > 5$

と変更した。

5.5.2 実験データとモンテカルロとの比較

図 5.16 に θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、及びミューオンの飛跡方向の天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ について実験データとモンテカルロデータの再構成結果を載せる。実線がモンテカルロデータ、点は実験データである。分布の違いをみるため、各変数のモンテカルロ分布は実験データに合わせてスケールをした。

θ_{entry} は入口が inner veto の側面下側に入射したと再構成されるミューオンが多い。また、 θ_{exit} は inner veto 上面端すぐ下に出射したと再構成されるミューオンの割合が多い。一方、 ϕ に関しては再構成結果の分布は実験データとモンテカルロデータで似ている。しかし、全体的に実験データとモンテカルロデータがずれているように見える。

ϕ が実験データとモンテカルロデータでシフトしているので、ミューオンの飛跡方向 $\Delta \phi$ についてもピークの位置がシフトしている。

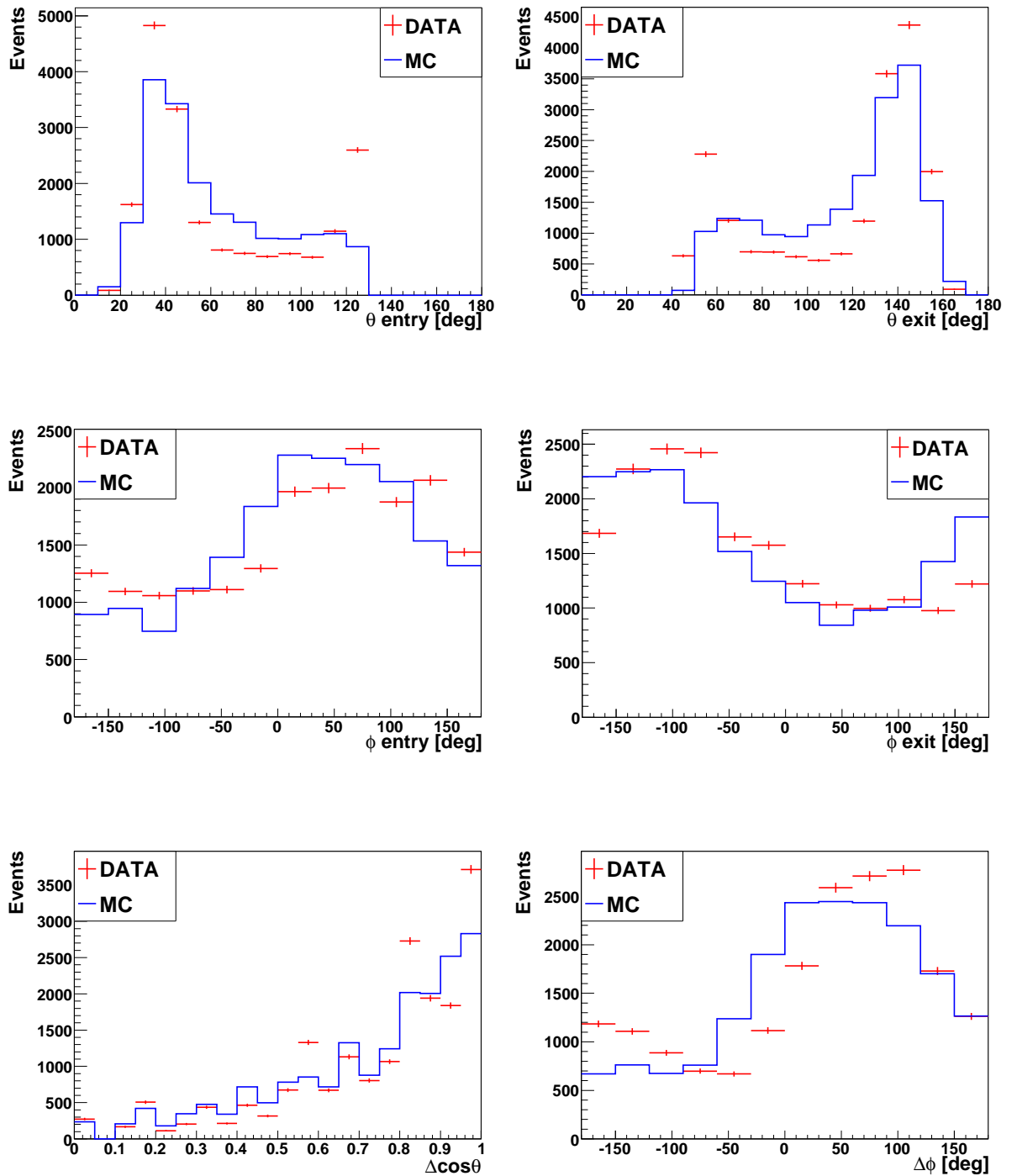


図 5.16: 実験データとモンテカルロの再構成結果の比較。 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、ミューオンの飛来天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ について比較した。実線がモンテカルロデータを再構成した結果、赤点が実験データを再構成した結果である。実験データに合わせてモンテカルロデータをスケールした。

5.6 Inner detector を用いた飛跡再構成法との比較

Inner veto を用いた飛跡再構成法の開発と同時に inner detector を用いた飛跡再構成法の開発も行われている [31]。Inner veto の飛跡再構成法のクロスチェックとしてこれを用いる。

5.7 Inner detector を用いた飛跡再構成法

Inner detector の飛跡再構成法には 390 本の PMT を用いる。各 PMT の観測時間と最短予想時間の差及び電荷の 2 変数で Maximum likelihood 法を使う。最短予想時間とは宇宙線ミュオンから各 PMT までの幾何学的な最短光子到達時間である (図 5.17)。

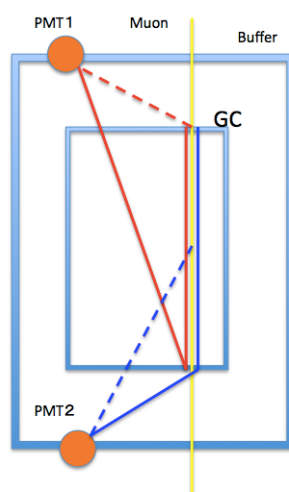


図 5.17: Inner detector を用いた飛跡再構成法。宇宙線ミュオンの飛跡から各 PMT までの幾何学的な最短到達時間 (破線) と観測時間の差を Maximum likelihood の一変数として採用している。

再構成条件として

- inner detector での総電荷： $Q_{ID} > 1.8 \times 10^6$ DUQ (120 MeV に相当)

を要求する。この inner detector を用いた飛跡再構成法の性能は表 5.4 のとおりである。

	θ_{entry}	ϕ_{exit}	θ_{entry}	ϕ_{phi}
Mean	0.01 deg	0.1 deg	0.01 deg	1.02 deg
RMS	0.08 deg	13.1 deg	0.11 deg	23.7 deg

	飛跡天頂角 $\Delta \cos \theta$	飛跡方位角 $\Delta \phi$
Mean	0.03	0.2 deg
RMS	0.153	25.6 deg

表 5.4: Inner detector を用いた飛跡再構成結果 θ_{entry} 、 ϕ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{exit} 、飛跡天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、飛跡方位角 $\Delta \phi$ についての精度。

5.8 Inner detector を用いた飛跡再構成結果と inner veto を用いた飛跡再構成結果の比較

Inner detector を用いた飛跡再構成法と inner veto を用いた飛跡再構成法を比較する。ここでは同じ実験データを再構成し、inner detector を用いた飛跡再構成法と inner veto を用いた飛跡再構成法の両方で再構成できた事象の飛跡を比較する。

図 5.18 に inner veto を用いた飛跡再構成結果、inner detector を用いた飛跡再構成結果の分布を示す。青点、緑点はそれぞれ inner veto を用いた飛跡再構成結果、inner detector を用いた飛跡再構成結果である。 θ_{entry} の 30 ~ 40 degree 付近及び θ_{exit} の 130 ~ 140 degree 付近で 2 つの飛跡再構成法で違いが表れている。これは inner veto を用いた飛跡再構成法で上面入射を測面入射と再構成する傾向がある領域であり、それが分布に不一致が生じている原因の 1 つとなっている可能性がある。一方 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} に関しては両飛跡再構成結果の分布が一致している。

図 5.19 に横軸に inner veto の飛跡再構成値を、縦軸に inner detector の飛跡再構成値をとった二次元ヒストグラムである。紙面に垂直方向の軸は対数をとっている。全ての変数において線形性が確認できる。inner veto を用いた飛跡再構成結果と inner detector を用いた飛跡再構成結果が event by event で一致していることが分かる。

最後に inner veto を用いた飛跡再構成結果から inner detector を用いた飛跡再構成結果を差し引いたヒストグラムを図 5.20 に示す。

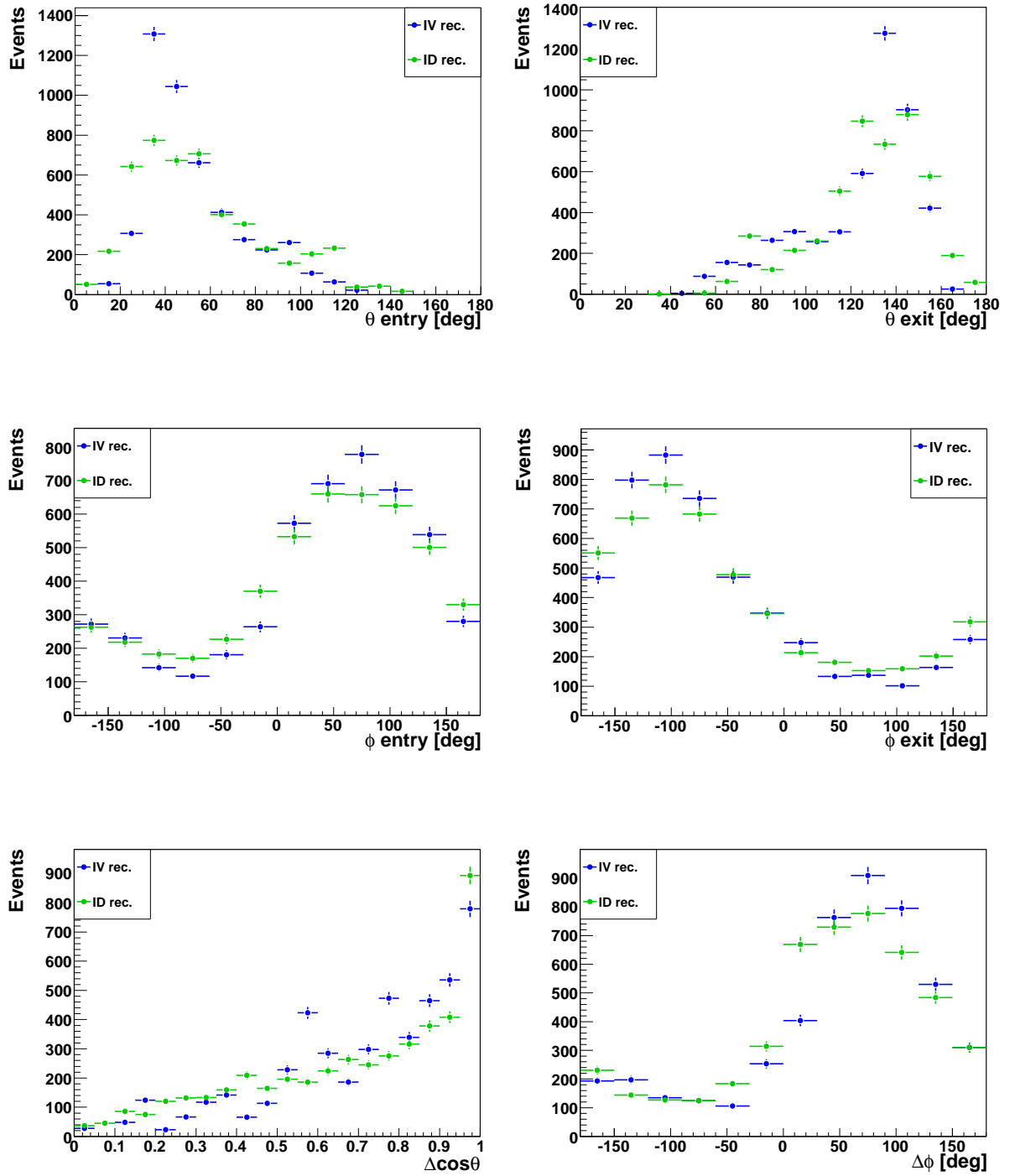


図 5.18: Inner veto を用いた飛跡再構成法と inner detector を用いた飛跡再構成法の比較。 θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、ミューオンの飛来天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ である。青が inner veto を用いた飛跡再構成法の結果、緑が inner detector を用いた飛跡再構成法の結果である。

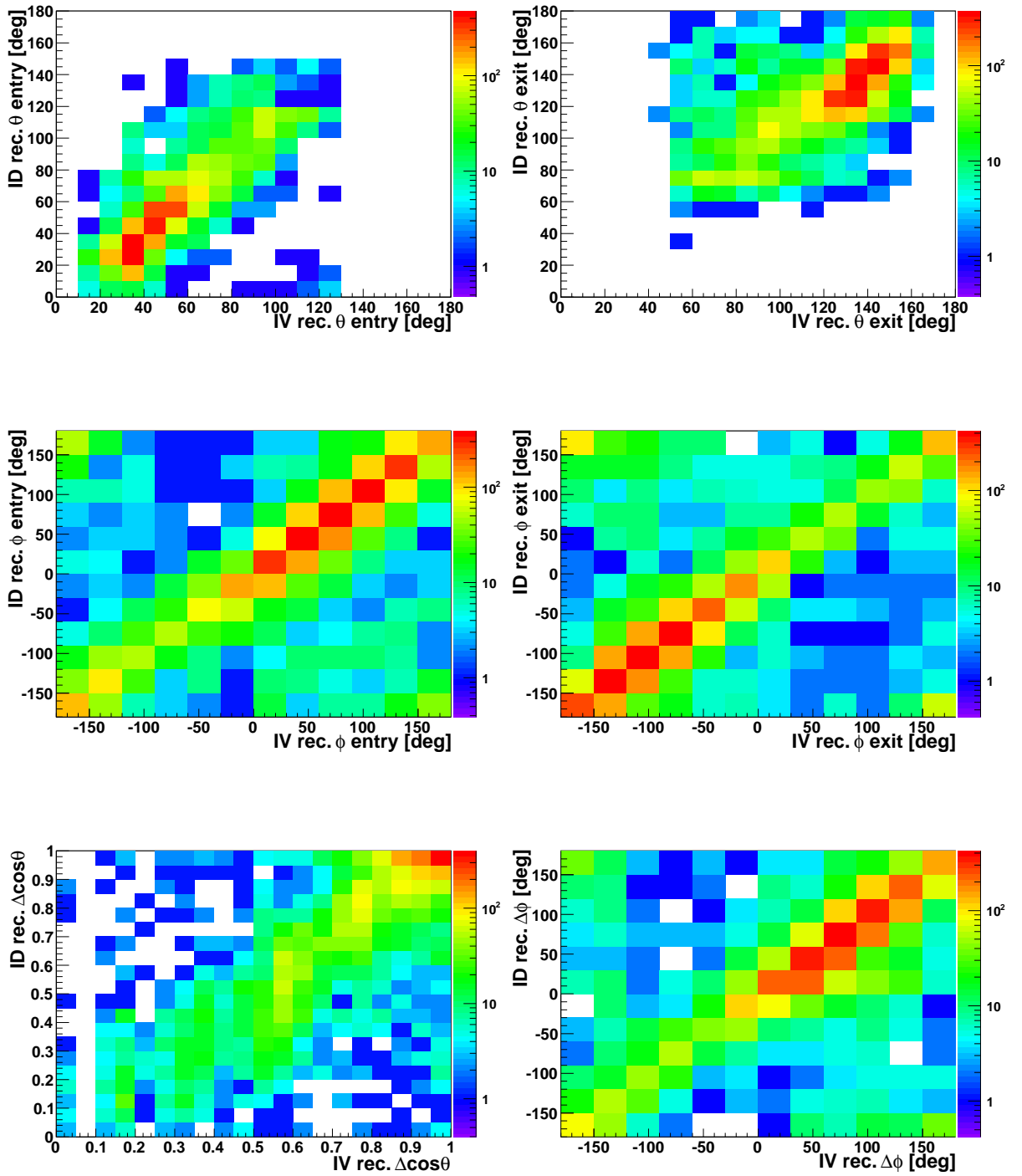


図 5.19: Inner veto を用いた飛跡再構成法と inner detector を用いた飛跡再構成法の二次元比較。 θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 、ミューオンの飛来天頂角 $\Delta \cos \theta$ 、方位角 $\Delta \phi$ である。

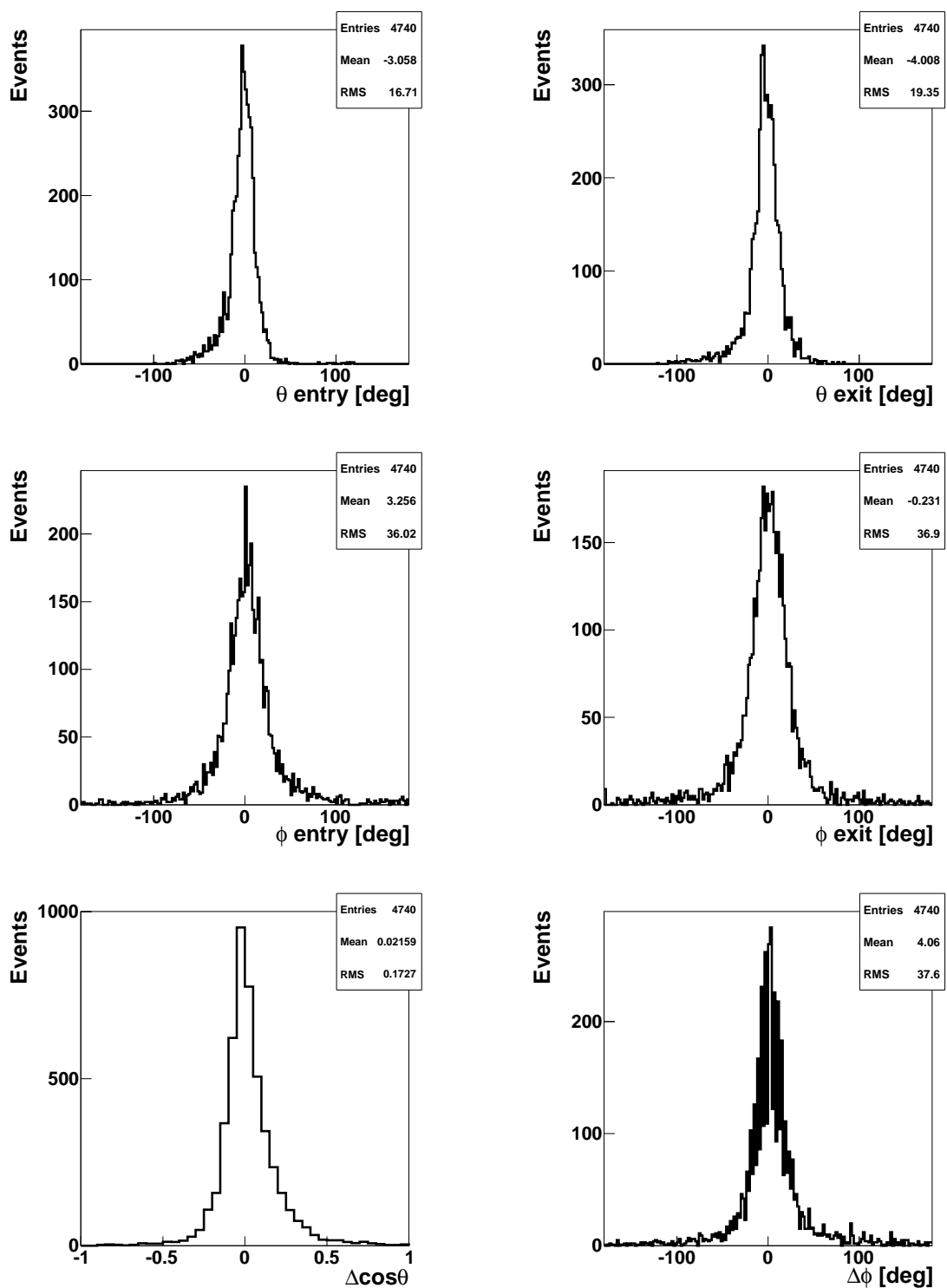


図 5.20: Inner veto を用いた飛跡再構成法と inner detector を用いた飛跡再構成法の再構成評価。Inner veto を用いた飛跡再構成結果から inner detector を用いた飛跡再構成結果を差し引いた。

第6章 ${}^9\text{Li}$ 事象の見積もり

6.1 現在の ${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もり及びその問題点

第4章で述べたように、 ${}^9\text{Li}$ 事象はニュートリノ事象と同じように先発信号、後発信号の両方をだす correlated バックグラウンドである。Double Chooz 実験では、 ${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もりは、ニュートリノ事象候補とミュオンとの時間差 Δt 分布から見積もる。ミュオン事象の inner detector のエネルギー E_{ID} カットなしの時に見積もられた ${}^9\text{Li}$ 事象数を上限値、 $E_{\text{ID}} > 600$ MeV の時に見積もられた ${}^9\text{Li}$ 事象数を下限値として ${}^9\text{Li}$ 事象数を見積もっている。しかし、Double Chooz 実験では飛来するミュオン頻度が高いため、ミュオンとニュートリノ事象候補の時間相関のみで見積もる現在の方法では ${}^9\text{Li}$ 事象数を正確に見積もることができない。そこで、より精度よく ${}^9\text{Li}$ 事象数を見積もる方法として、ミュオンとニュートリノ事象候補の距離相関に加え、距離相関を見積もりに利用することが考えられる。

本章では、第5章で開発、評価した飛跡再構成法により得られたミュオンの飛跡とニュートリノ事象候補との距離相関カットを要求し、その上で時間相関をとる独自の手法を用いて ${}^9\text{Li}$ 事象数を見積もった。

6.2 ニュートリノ事象の選別

${}^9\text{Li}$ 事象はニュートリノ事象候補条件で取り除けない。したがって、ニュートリノ事象選別条件を課し、そのニュートリノ事象候補とミュオンとの時間差、距離相関をとることで ${}^9\text{Li}$ 事象の数を見積もる。ここではニュートリノ事象候補の選別条件について述べる。

測定データは livetime で 96.8 日分のデータを使用した。

ミュオン事象の同定

まずミュオン事象の同定条件である。ミュオンは inner veto もしくは inner detector に大光量があった時にミュオンと同定する。検出器に液体シンチレータ等を注入するためのチムニーと呼ばれる部分があり、チムニーを通過して入射した

ミューオンは inner veto で識別できないので、inner detector で大光量のものもミューオンと同定する。ミューオン条件は下記の通り。

- Inner veto での総電荷量： $Q_{IV} > 10,000 \text{ DUQ}$ 、もしくは
- Inner detector でのエネルギー： $E_{ID} > 30 \text{ MeV}$

PMT のエレクトロニクス起源のノイズカット

次に PMT のエレクトロニクス起源のノイズを除く。このノイズは PMT 固有のもので、特定の PMT が事象の総電荷量のほとんどを検出していないこと、パルスの立ち上がり時間 T_{start} が考えられている以上にばらけていないことを要求することで大体取り除くことができる。実際には

- Inner detector でのエネルギー： $E_{ID} > 0.5 \text{ MeV}$
- Inner detector の総電荷量 (TotalQ) に対する最大電荷量 (MaxQ) の割合： $\text{MaxQ} / \text{TotalQ} < 0.09$
- 各 PMT の電気信号の立ち上がり時間 (t_{start}) のばらつき： $\text{RMS}_{T_{\text{start}}} < 40 \text{ nsec}$

を要求する。

ニュートリノ事象候補条件

ニュートリノ事象候補条件は下記の通りである。

- ミューオン veto
 - ミューオンからの時間差： $\Delta t > 1 \text{ msec}$
- PMT のエレクトロニクス起源のノイズカット
- 遅延同時計測
 - 先発信号： $0.7 < E < 12 \text{ MeV}$
 - 後発信号： $6 < E < 12 \text{ MeV}$
 - 先発信号と後発信号の時間差： $2 < \Delta t < 100 \mu\text{sec}$
- マルチプリシティカット
 - 先発信号の前、 $100 \mu\text{s}$ までに $E_{ID} > 0.5 \text{ MeV}$ の事象がないこと

- 先発信号の後、 $400\mu\text{s}$ までは後発信号以外に $E_{\text{ID}} > 0.5 \text{ MeV}$ の事象がないこと

マルチプリシティカットは先発信号前後で他の事象がないことを要求する。これらの条件を満たしニュートリノ候補となった事象数は4121あった。これら先発信号のエネルギー分布、後発信号のエネルギー分布、先発信号と後発信号の時間差、先発信号の位置分布を図6.1に示す。

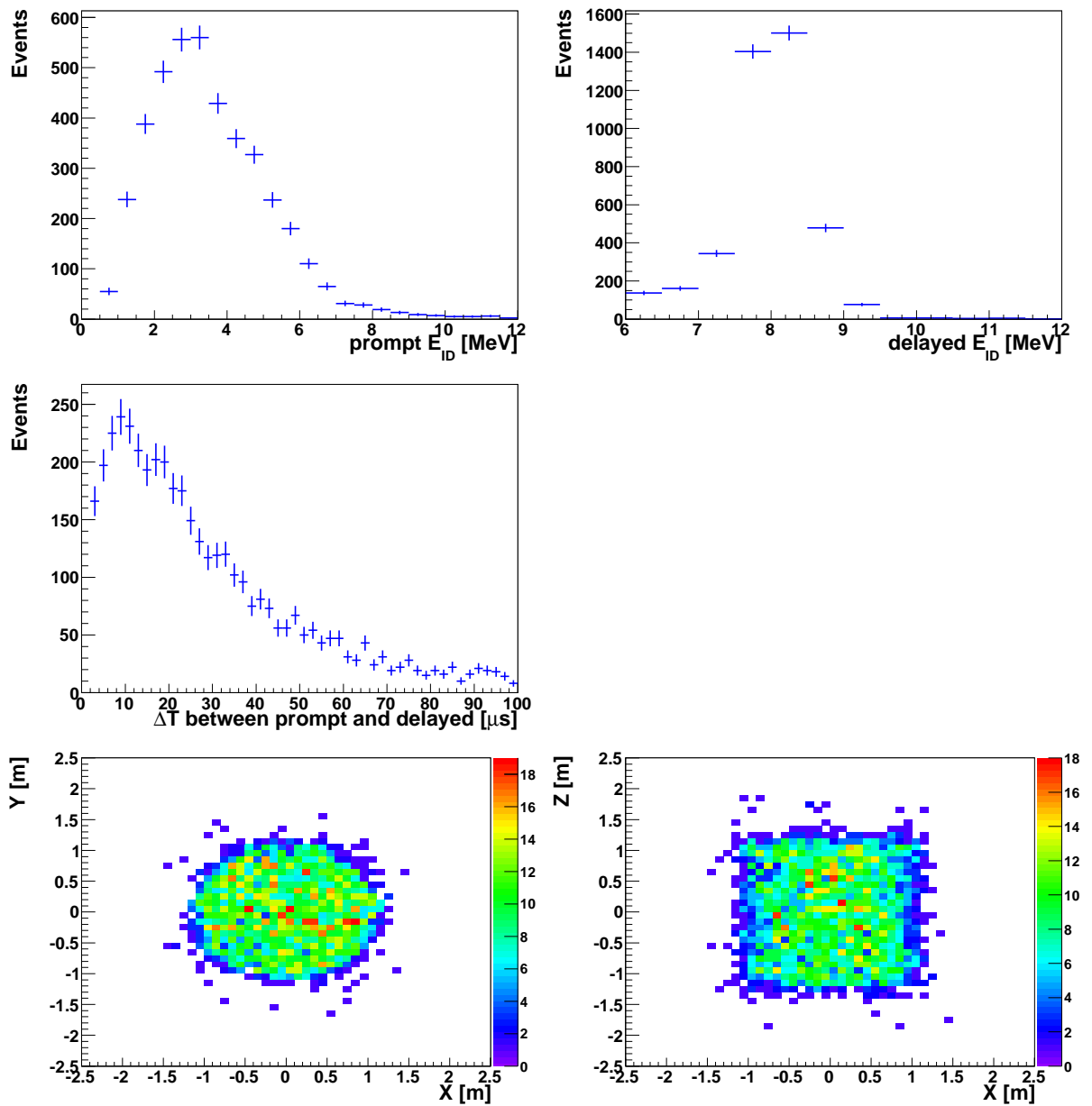


図 6.1: ニュートリノ候補事象の分布。先発信号のエネルギー prompt E_{ID} 分布、後発信号のエネルギー delayed E_{ID} 分布、先発信号と後発信号の時間差 $\Delta t_{\text{prompt-delayed}}$ 、先発信号の位置 (x, y) 分布、先発信号の位置 (x, z) 分布である。

6.3 ミューオン⁹Li ペア条件及び ΔL カット条件

6.3.1 ミューオン⁹Li ペア条件

Double Chooz では inner veto の総電荷量 $Q_{IV} > 10000$ DUQ または inner detector のエネルギー $E_{ID} > 30$ MeV でミューオン事象と同定している。一方、本研究ではニュートリノ事象候補とペアを組むためのミューオン条件として、飛跡を再構成するための条件を要求した。飛跡再構成のための条件は下記のとおり。

- Inner veto での総電荷量： $Q_{IV} > 1.4 \times 10^5$ DUQ
- Inner veto のヒットした PMT 数： $N_{PMT}^{IV} > 5$

これは第 4.2.1 節で述べた初期解析結果による⁹Li 事象数の見積もり条件と異なる。ここではニュートリノ候補事象とミューオンとの時間差 Δt が

$$0.02 < \Delta t < 2.00 \text{ s}$$

のミューオンに着目した。図 6.2 にミューオンの inner detector のエネルギー分布と inner veto の総電荷分布を示す。また、図 6.3 に再構成されたミューオン事象の θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 分布、およびニュートリノ事象候補との距離 ΔL 分布である。

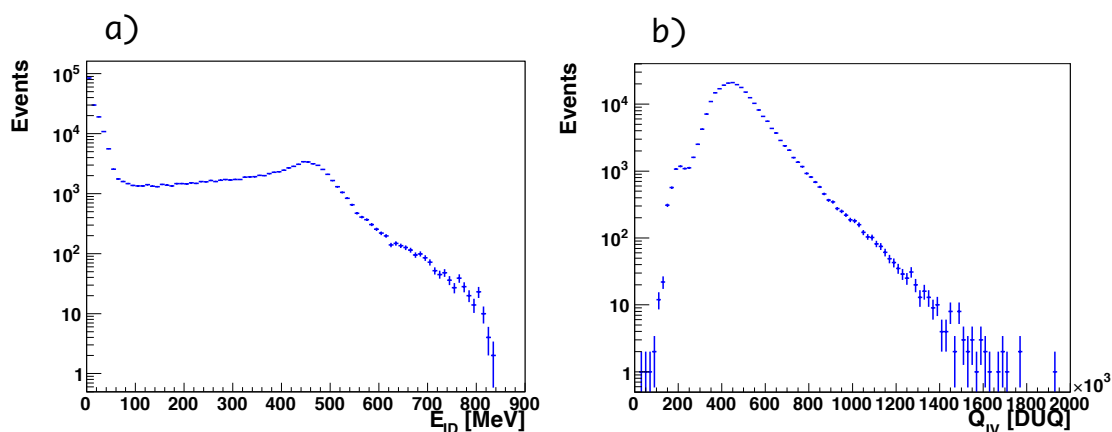


図 6.2: ミューオン事象における a) inner detector のエネルギー E_{ID} 分布、b) inner veto の総電荷 Q_{IV} 分布。

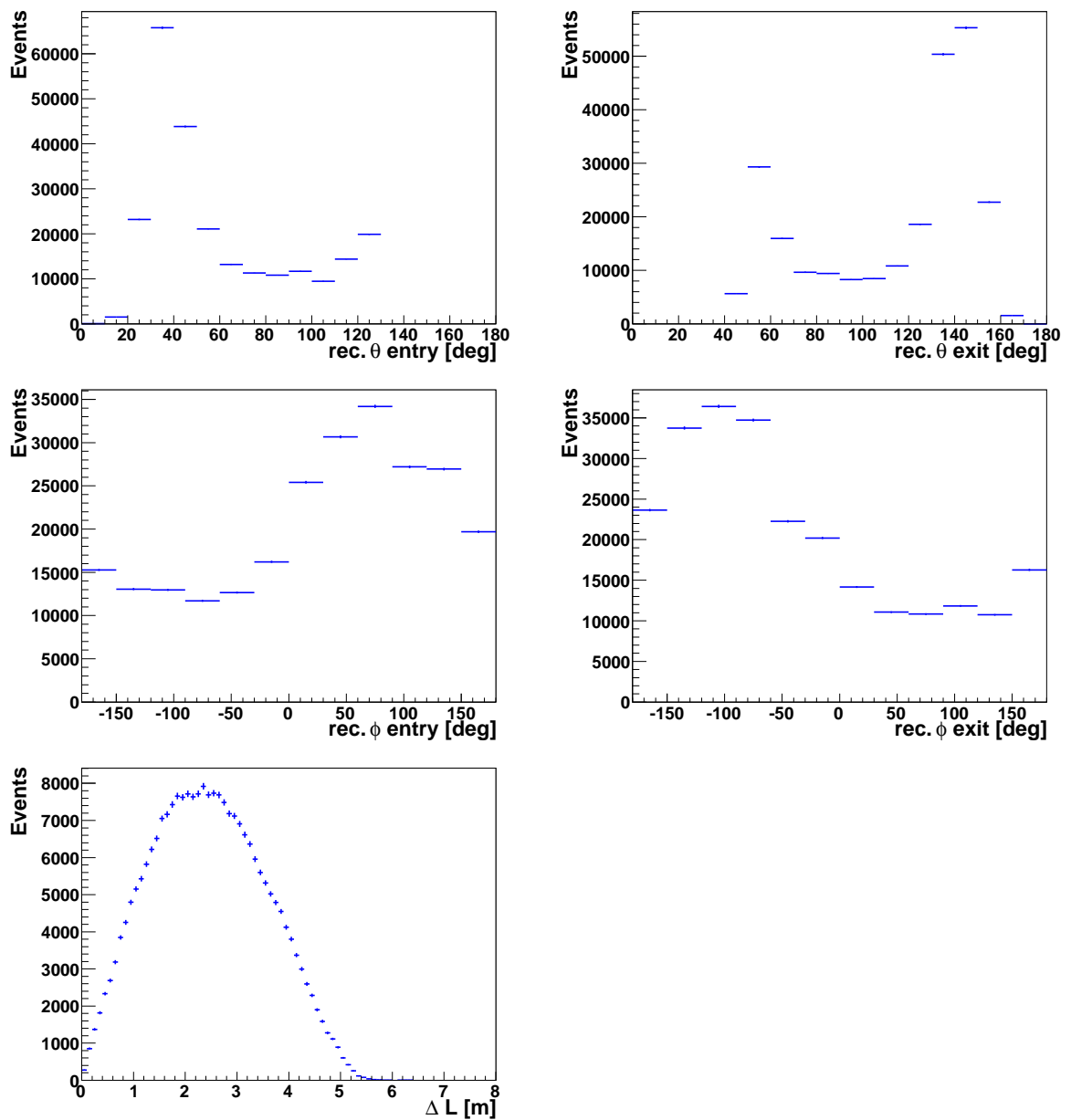


図 6.3: 再構成されたミュオン事象の θ_{entry} 、 θ_{exit} 、 ϕ_{entry} 、 ϕ_{exit} 分布、およびニュートリノ事象候補との距離 ΔL 分布である。

6.3.2 ΔL カット条件

本来ならばシミュレーション結果に基づいて選別条件を決めるべきであるが、第5章で述べたように、データとシミュレーション間には不一致が見られる。そのため本研究では、 ${}^9\text{Li}$ 事象数を見積もるためのより現実的な距離相関カット条件を得るため、飛跡再構成したミュオンとニュートリノ事象候補との距離でカット条件を決めた。

まず inner detector エネルギー E_{ID} を要求することで、 ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドを大幅に減らすことなく、かつ対応する核破碎反応を引き起こすミュオンとの時間相関が取りやすいニュートリノ事象候補とミュオンのペアを抽出する。次に得られたニュートリノ事象候補とミュオンとの時間差 Δt により on-time、off-time を分け、ニュートリノ事象候補とミュオンの飛跡との最短距離 ΔL 分布を得る。on-time、off-time の条件は下記の通り。

- on-time : $0.02 < \Delta t < 0.40 \text{ s}$
- off-time : $2 < \Delta t < 5 \text{ s}$

On-time 分布は ${}^9\text{Li}$ 事象とニュートリノ事象、off-time 分布はニュートリノ事象による分布と見なせる。on-time 分布と off-time の差を見ることで、 ${}^9\text{Li}$ と考えられる事象についての距離相関を得る。図 6.4 上部に $E_{\text{ID}} > 600 \text{ MeV}$ を課したミュオンとニュートリノ事象候補との距離 ΔL の on-time、off-time 分布を示す。off-time 分布は on-time 分布の time window に合わせてノーマライズした。また、下部に ${}^9\text{Li}$ と考えられる事象についての距離相関を示す。これより、本研究では暫定的に $\Delta L < 1 \text{ m}$ を距離相関カットに採用した。on-time と off-time の差分から見積もられる距離相関カット $\Delta L < 1 \text{ m}$ の選別効率 $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ は 67.6 % と見積もられた。

この方法では距離選別条件によって逃してしまう ${}^9\text{Li}$ 事象の効果 $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ を考慮する必要がある。

$$N_{9\text{Li}} = N_{9\text{Li with } \Delta L} \div \epsilon_{\Delta^9\text{L}} \quad (6.1)$$

式 6.1 に ${}^9\text{Li}$ 事象数と距離選別条件を要求して見積もられた ${}^9\text{Li}$ 事象数の関係を示す。 $N_{9\text{Li}}$ が実際の ${}^9\text{Li}$ 事象数、 $N_{9\text{Li with } \Delta L}$ が距離選別条件を要求して見積もられた ${}^9\text{Li}$ 事象数、 $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ が距離選別条件を課した際の効率である。式 6.1 にある通り、 $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ が最終的なバックグラウンド量の見積もりに直接効いてくるため、今後データとシミュレーションを用いて $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ とその誤差を正確に見積もることが、より高精度な ${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もりに必要となる。

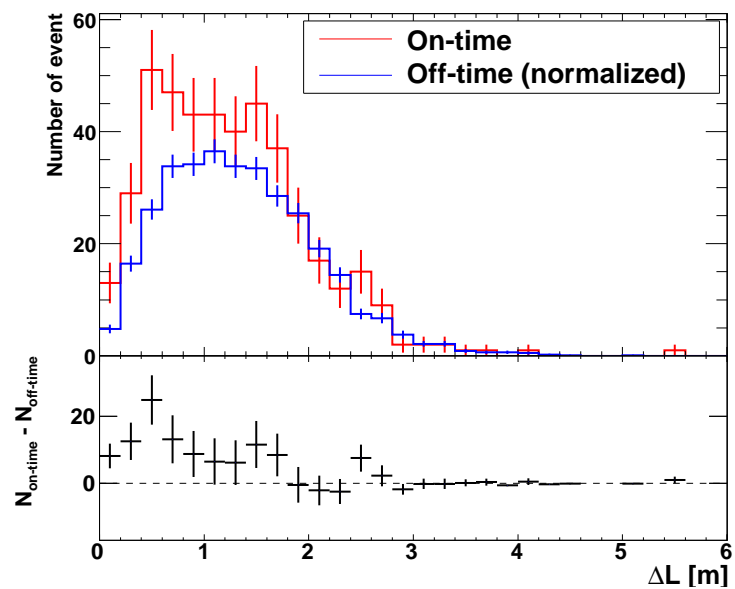


図 6.4: ミューオンとニュートリノ事象候補との距離相関。上図は inner detector のエネルギー $E_{\text{ID}} > 600$ MeV のミューオン事象の on-time、off-time についての ΔL 分布。赤線が on-time 分布、青線が off-time 分布である。下は統計を考慮して on-time、off-time の各ビンの差分をとった ${}^9\text{Li}$ と考えられる事象の距離相関。

6.4 ${}^9\text{Li}$ 事象数の見積もり

ミューオンと対応するニュートリノ事象候補との時間相関について、距離相関カットを要求しなかった場合を図 6.5、要求した場合を図 6.6 に示す。共に inner detector のエネルギーカット条件を 0 から 800 MeV まで 100 MeV 間隔で調べた。フィット関数は、

$$y = \alpha e^{-x/\tau} + \beta$$

を用いた。ここで、 τ は ${}^9\text{Li}$ の崩壊定数で固定した。 ΔL カットを要求することで、核破碎反応を起こすミューオンと対応する ${}^9\text{Li}$ 事象がペアを組む純度が上がり、指数分布成分が確認できた。

また、図 6.7 に横軸にエネルギーカット条件の値、縦軸に見積もられた ${}^9\text{Li}$ 数をとったものを示す。灰色が距離相関カットなしの場合、赤が距離相関カットを要求した場合である。今回は暫定的に見積もられた $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ の補正は行なわない。

E_{ID} カットを要求せず、 $\Delta L < 1 \text{ m}$ のみを要求すると、 ${}^9\text{Li}$ 事象数は

$$N_{{}^9\text{Li with } \Delta L} = 1.99 \pm 1.07 \text{ [events/day]}$$

と見積もられた。今後、距離相関カットの最適化やデータの統計量が増えることによって、今回の時間相関で得られたフィッティングによる見積り誤差は減らせると考えられる。さらに、シミュレーションや統計量が増えたデータにより正確な $\epsilon_{\Delta^9\text{L}}$ とその良い見積もり精度が得られれば、距離相関カットを用いたより高精度な ${}^9\text{Li}$ バックグラウンド事象を見積りが可能になると考えられる。

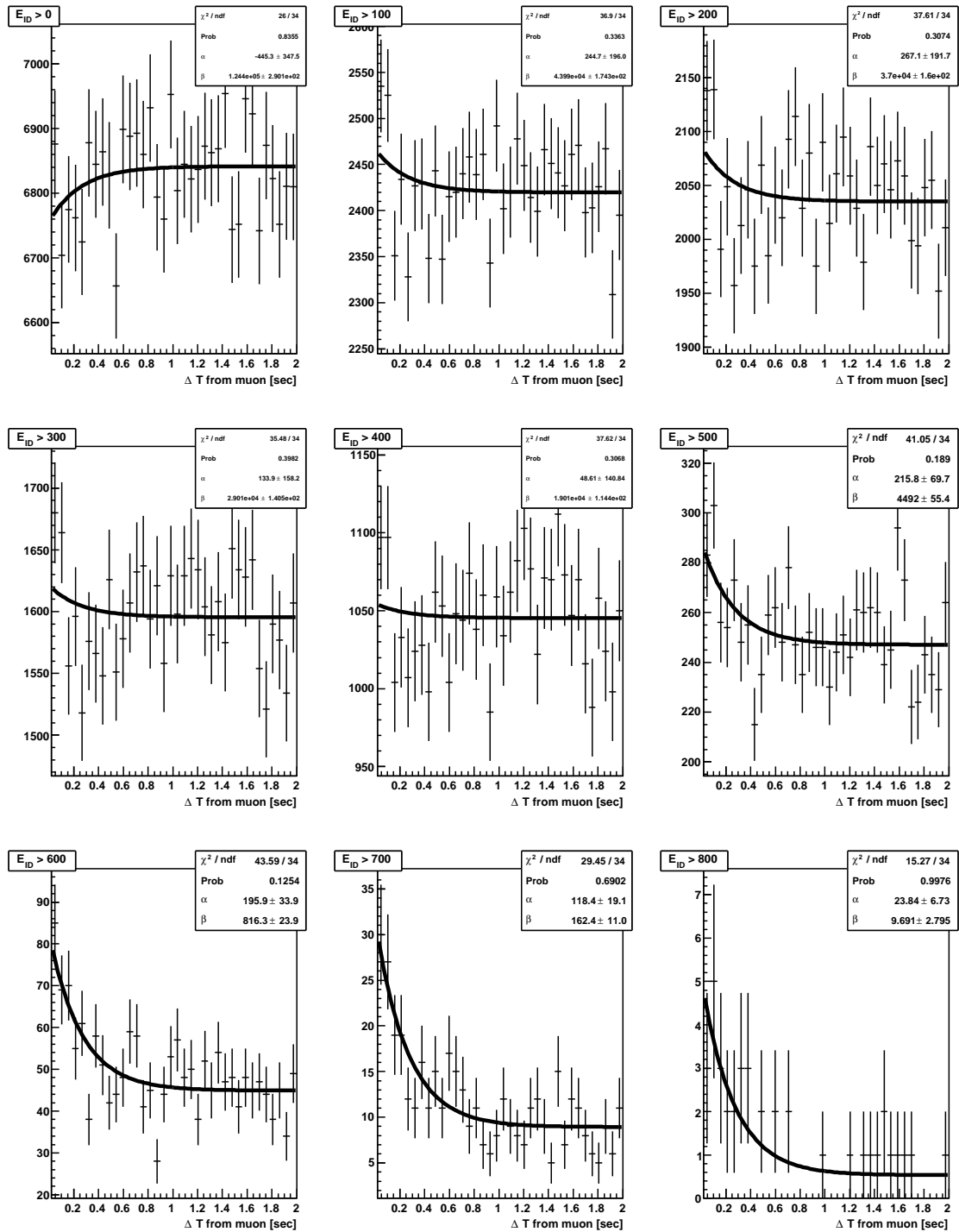


図 6.5: ΔL カットを要求しない場合、inner detector のエネルギー E_{ID} カットを変えた時の Δt 分布。エネルギーカットは 0 ~ 800 まで 100 MeV 刻みで行った。

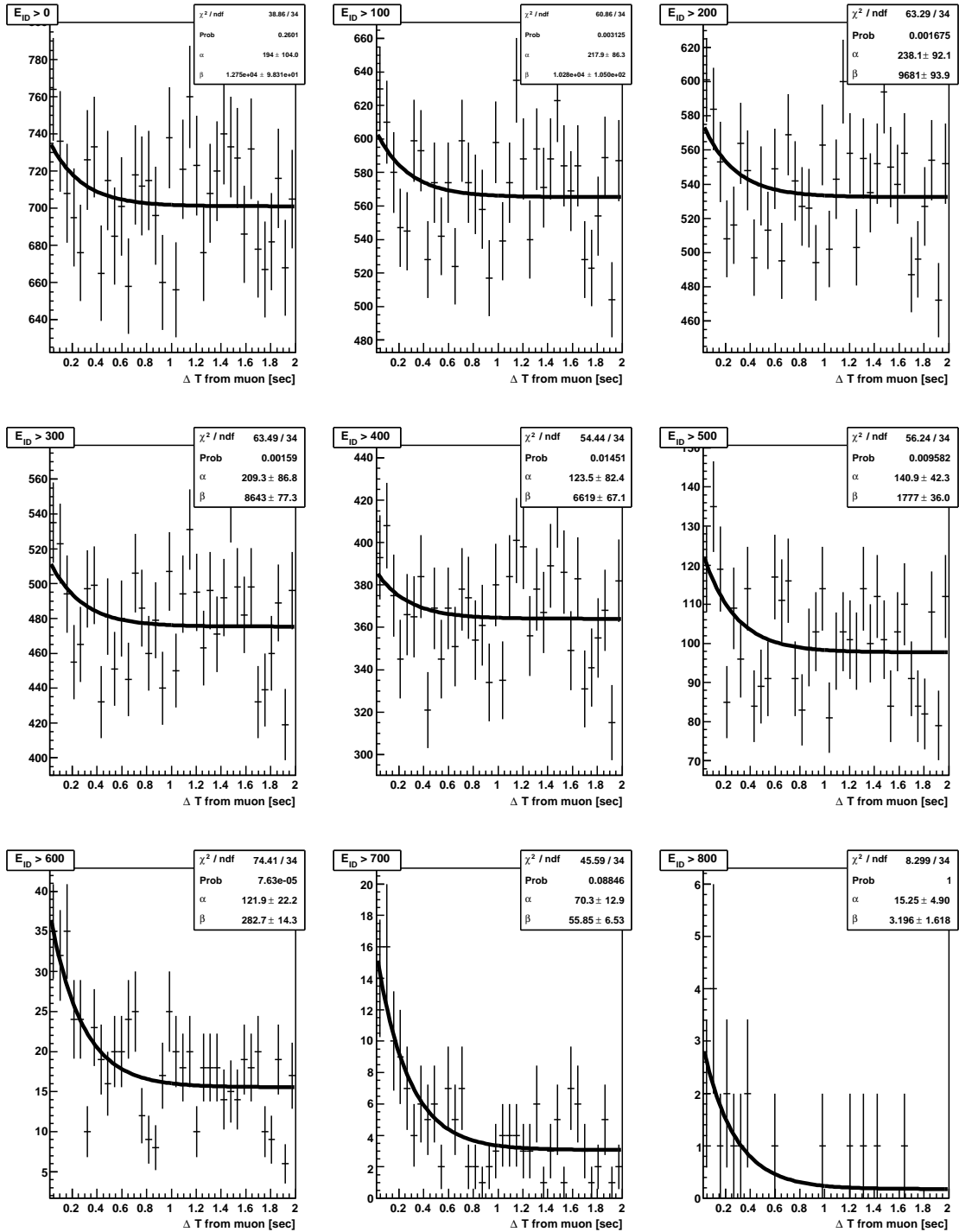


図 6.6: ΔL カットを要求し、inner detector のエネルギー E_{ID} カットを変えた時の Δt 分布。エネルギーカットは 0 ~ 800 まで 100 MeV 刻みで行った。

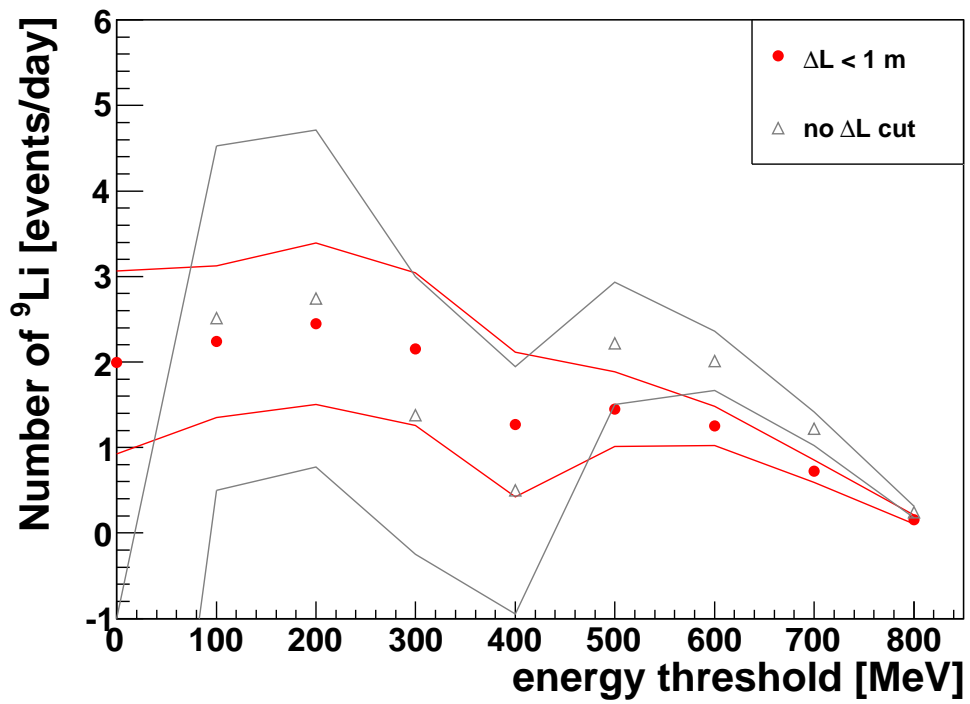


図 6.7: ΔL カットなし、 ΔL カットありの ${}^9\text{Li}$ 事象のエネルギーカット依存性。

第7章 結論・今後の展望

Double Chooz 実験はニュートリノ混合角の中で唯一有限値が求められていない θ_{13} の厳密測定を目指す実験である。 θ_{13} が有限値をもつと初めて CP 対称性の破れを表す δ の測定が可能となるため、 θ_{13} 測定は重要である。混合角 θ_{13} は現在、T2K 実験が $0.03 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28$ (90 % C.L., 質量順階層の場合)、Double Chooz 実験が $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.030(\text{syst})$ という結果を得ているが、 θ_{13} の有限値についてまだ確かなことはいえない状況である。そのため今後、迅速に θ_{13} を精密測定することが期待されている。

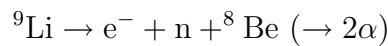
Double Chooz 実験は、フランスのショー村にある出力 4.2GWth の原子炉 2 基から 400 m 離れた地点に前置検出器、約 1 km 離れた地点に後置検出器を設置し、ニュートリノ事象の欠損量から混合角 θ_{13} を測定する原子炉ニュートリノ実験である。 ${}^9\text{Li}$ 事象はニュートリノ事象と同じように先発信号、後発信号の両方を伴うため、本実験における重要なバックグラウンドのひとつである。Double Chooz 実験初期解析では、ミュオンとニュートリノ事象候補との時間差から ${}^9\text{Li}$ バックグラウンド事象数を見積もっているが、現在のニュートリノ事象候補に対する系統誤差の割合は ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドが最も大きい。この ${}^9\text{Li}$ 事象は宇宙線ミュオンによる核破碎反応によって生じるため距離相関をもつ。そのため、ニュートリノ事象候補との距離相関カットを要求することで ${}^9\text{Li}$ 事象数のより正確な見積りが可能になると考えられる。このため、本研究では inner veto を用いた宇宙線ミュオン飛跡再構成方法の開発を行った。

本研究ではまず、宇宙線ミュオンの飛跡を再構成するための飛跡再構成法の開発を行った。Inner veto 領域に設置された 78 本の各 PMT の電気信号の立ち上がりのタイミングを用い、Maximum Likelihood 法でミュオンの飛跡を再構成した。モンテカルロシミュレーションより開発した飛跡再構成法の評価を行い、inner veto 領域への入口、出口での再構成精度は $\theta_{\text{entry}} = 8.85$ degree、 $\theta_{\text{exit}} = 13.34$ degree、 $\phi_{\text{entry}} = 18.9$ degree、 $\phi_{\text{exit}} = 27.4$ degree と見積もられた。さらに、開発した飛跡再構成法を用いて ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドの見積もりを行った。再構成したミュオンの飛跡と ${}^9\text{Li}$ 事象の距離相関カット ΔL を要求することにより、今後より精度良く ${}^9\text{Li}$ 事象バックグラウンドを見積もる可能性が示唆された。本研究をさらに進展させることにより、今後より精密な θ_{13} 測定が期待される。

付録 A ${}^9\text{Li}$ 事象の同定と飛跡再構成 位置分解能の関係

${}^9\text{Li}$ 事象を同定するためには時間相関カットや距離相関カット、宇宙線飛跡再構成の分解能が問題となってくる。これをミュオンからの時間差、距離に条件をかけた残ったミュオン事象と ${}^9\text{Li}$ 事象についてモンテカルロシミュレーションを用いた研究がされている [32]。この研究ではトイモンテカルトを用い、評価を行う。

このトイモンテカルトでは分岐比が 50 % と最も大きい $\beta - n$ モードのみを考慮した。



また、図 A.1 に示すように、 ${}^9\text{Li}$ 事象はミュオンの飛跡から 12 cm 程度離れると仮定した。Gamma catcher に合計 24 Hz のミュオン飛来頻度となるように、 ${}^9\text{Li}$ 事象

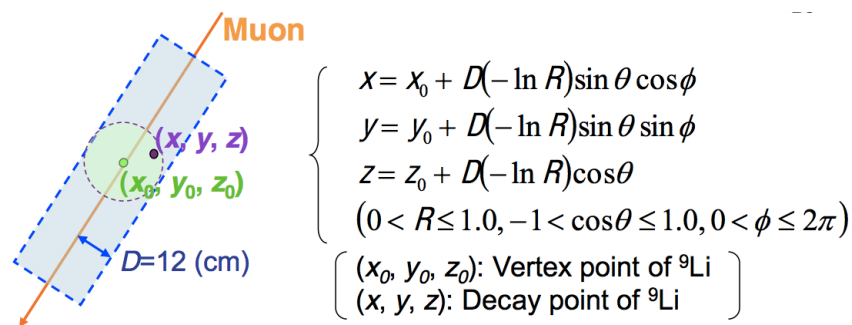


図 A.1: ${}^9\text{Li}$ 事象のトイモンテカルロの模式図

とペアとなるミュオンとその他のミュオンを混ぜたモンテカルロサンプルを用いる。

評価に使うのは以下の 2 つのパラメータである。

- $\epsilon_{\text{candidates}}$: time window 範囲内に見つかったミュオン事象数 / 再構成された ${}^9\text{Li}$ 事象数
- purity : 核破碎を起こしたミュオン事象と ${}^9\text{Li}$ 事象が正しくペアを組めた数 / time window 範囲内のミュオン事象数

宇宙線ミュオンからの距離カット $\Delta L > 0.4$ m、時間差カット $\Delta t < 0.4$ s を課したミュオン事象について飛跡再構成精度に対して $\epsilon_{\text{candidates}}$ 、Purity の結果を表 A.1 に示す。

飛跡再構成精度		$\epsilon_{\mu\text{rec}}$			
		100 %	90 %	80 %	50 %
0/0 cm	$\epsilon_{\text{candidates}}$	84 ± 3 %	77 ± 4 %	71 ± 4 %	48 ± 4 %
	Purity	82 ± 4 %	80 ± 4 %	79 ± 4 %	75 ± 5 %
30/15 cm	$\epsilon_{\text{candidates}}$	73 ± 4 %	67 ± 4 %	61 ± 4 %	42 ± 5 %
	Purity	72 ± 4 %	70 ± 4 %	70 ± 5 %	67 ± 6 %
60/30 cm	$\epsilon_{\text{candidates}}$	54 ± 4 %	50 ± 4 %	46 ± 4 %	31 ± 5 %
	Purity	54 ± 5 %	53 ± 6 %	53 ± 6 %	52 ± 7 %

表 A.1: ${}^9\text{Li}$ 事象の同定と飛跡再構成位置分解能の関係。 $\epsilon_{\mu\text{rec}}$ は飛跡再構成法の再構成効率である。0cm は飛跡が完璧に再構成できた事を示す。

飛跡再構成ツールの飛跡再構成効率が 100 % で飛跡再構成精度が 0cm だった場合、核破碎を起こしたミュオンとペアを組める割合は 82 ± 4 % であり、飛跡再構成精度が入口 60 cm、出口 30 cm だった場合は 54 ± 5 % となる。

しかしながら、作成したモンテカルロサンプルのミュオン飛来頻度と実際の実験で得られたミュオン飛来頻度が異なる、1つの崩壊モードしか考慮していない等、今後モンテカルロシミュレーション条件をより現実に近いものに設定し、再度見積もる必要がある。

謝辭

参考文献

- [1] The DoubleChooz Collaboration "Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment", arXiv:1112.6353v1 (2011)
- [2] E. C. Anderson "The Reines-Cowan Experiments: Detecting the Poltergeist", Los Alamos Science 25: 3. (1997)
- [3] C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, A. D. McGuire "Detection of the Free Neutrino: a Confirmation", Science 124 (3212): 103-4 (1956)
- [4] G. Danby, J.M. Gaillard, Konstantin A. Goulianos, L.M. Lederman, Nari B. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos", Phys. Rev. Lett. 9:36-44 (1962)
- [5] L3 Collaboration "Determination of the number of light mass neutrino species", Phys. Lett. B 292 463471 (1992)
- [6] The Super Kamiokande Collaboration "Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande ", Phys. Rev. D 71, 112005 (2005)
- [7] The Super Kamiokande Collaboration "Atmospheric neutrino oscillation analysis with sub-leading effects in Super-Kamiokande I, II, and III", Phys. Rev. D 81:092004 (2010)
- [8] R. Davis *et al.* "Search For Neutrinos From The Sun", Phys. Rev. Lett. 20. 1205 (1968)
- [9] The SAGE Collaboration "Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002-2007 data-taking period", Phys. Rev. C 80 015807 (2009)
- [10] The SNO Collaboration "The Sudbury Neutrino Observatory", Nucl. Instrum. Meth. A 449:172-207, (2000)
- [11] The Borexino Collaboration "Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino ", Phys. Rev. Lett. 107. 141302, (2011)

- [12] The K2K Collaboration "Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment", Phys. Rev. D 74, 072003 (2006)
- [13] The MINOS Collaboration "First direct observation of muon antineutrino disappearance", Phys. Rev. Lett. 107:021801 (2011)
- [14] The T2K collaboration "Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam", Phys. Rev. Lett. 107:041801 (2011)
- [15] M. Apollonio *et al.* "Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station", Eur. Phys. J. C27:331-374 (2003)
- [16] The KamLAND Collaboration "Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND", Phys. Rev. D 83, 052002 (2011)
- [17] The Daya Bay Collaboration "A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay", arXiv:hep-ex/0701029v1 (2007)
- [18] The RENO Collaboration "RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang", arXiv:hep-ex/1003.1391v1 (2010)
- [19] G. L. Fogli *et al.* "Evidence of $\theta_{13} > 0$ from global neutrino data analysis", arXiv:hep-ph/1106.6028v2 (2011)
- [20] Maury Goodman *et al.* "Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} ", arXiv:hep-ex/0606025v4 (2006)
- [21] Th. A. Mueller *et al.* "Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra", Phys. Rev. C 83:054615 (2011)
- [22] The Double Chooz Collaboration "THE DOUBLE CHOOZ EXPERIMENT", ACTA PHYSICA POLONICA B:37.7(2006)
- [23] T. Hanger *et al.* "Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors", Astroparticle Phys. 14: 33- 47 (2000)
- [24] The KamLAND Collaboration "Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND", Phys. Rev. C. 81.025807 (2010)

- [25] A. Bernstein *et al.* "Report on the Depth Requirements for a Massive Detector at Homestake", BNL-81896-2008-IR (2008)
- [26] Y. Kibe "Production Rate of Muon Induced Isotopes at Double Chooz Far Detector", Double Chooz Japan Internal note (2010)
- [27] P. Antonioli *et al.*, Astroparticle Phys. 7.357 (1997)
- [28] S. Agostinelli *et al.* "Geant4 - A Simulation Toolkit", Nucl. Inst. and Methods A 506: 250-303, (2003)
- [29] M. Dracos *et al.* "The Inner Veto Light Injection System", DoubleChooz Internal note DocDB:1772(2010)
- [30] D. Dietrich "IV T0 Calibration", Double Chooz Internal note DocDB:3011(2011)
- [31] 田村滋 *et al.* "Double Chooz 実験における宇宙線ミューオン飛跡再構成手法の開発", 18pSD-8 日本物理学会秋季大会 (2011)
- [32] 佐藤大策 *et al.* "Double Chooz 実験における宇宙線起因のバックグラウンドに関する研究", 11pSJ-6 日本物理学会秋季大会 (2010)