

修士論文

DoubleChooz 実験における
事象位置再構成アルゴリズムの開発研究

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

高橋翔太

平成 22 年

概要

現在の素粒子標準モデルに於いて基本粒子の1つであるニュートリノには ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3種類が存在し、それらが飛行中に変化する現象をニュートリノ振動と呼ぶ。ニュートリノ振動はMNS(牧・中川・坂田)行列について説明でき、行列には θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} の3つの振動角と1つの位相 δ が含まれる。これらのパラメータの決定は新たな物理学理論の構築に必要不可欠であるが、3つの振動角のうち θ_{12} 、 θ_{23} が他実験で計測されているのに対して、 θ_{13} は上限値が求められているのみである。Double Chooz 実験はこの θ_{13} を精密測定することを目的とする国際共同実験である。

本実験では最終的に $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ の精度での測定を目指しているが、これは前身となる CHOOZ 実験の5倍の精度である。この過去最高精度での測定のために様々な工夫を凝らしているが、事象位置再構成アルゴリズムはバックグラウンドの排除やエネルギー再構成への応用といった点で必要不可欠である。

Double Chooz 実験では公式ソフトウェアに2種類の事象位置再構成アルゴリズムを用意しているが、実験初期の段階ではキャリブレーションシステムが十分に整っていないため、既存のアルゴリズムの Tuning は期待できない。しかし競合する他実験を考えると、実験初期の段階から解析を進めておきたいため、初期段階から Tuning できるアルゴリズムが必要になってくる。

本研究では実験初期の段階を考慮した、Tuning の容易なシンプルなアルゴリズムを作成した。また測定開始からの実データによる Tuning をシミュレーションし、得られる精度の評価を行った。

目次

第1章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.2	ニュートリノ振動	1
第2章	Double Chooz 実験	5
2.1	Double Chooz 実験概要	5
2.2	ニュートリノ検出	6
2.2.1	原子炉ニュートリノ	6
2.2.2	逆 β 崩壊と遅延同時計測法	8
2.2.3	予測されるニュートリノイベントレート	12
2.3	検出器	12
2.3.1	検出器概要	12
2.3.2	Neutrino Target(NT)層	14
2.3.3	γ -Catcher(GC)層	14
2.3.4	Buffer(BF)層	15
2.3.5	Inner Veto(IV)層	15
2.3.6	Outer Veto(OV)層	15
2.3.7	ID層に用いられるPMTについて	18
2.3.8	データ収集システム	19
2.3.9	キャリブレーションシステム	21
2.3.10	検出器まとめ	22
2.4	バックグラウンド	22
2.4.1	Accidentalバックグラウンド	24
2.4.2	Correlatedバックグラウンド	24
第3章	DOGS	26
3.1	DOGS概要	26
3.2	Simulation tool	27
3.2.1	DCGLG4Sim	27
3.2.2	DCRoSS	27
3.3	Analysis tool	27
3.3.1	DCRecoPulse	27
3.3.2	DCReco	30
3.3.3	その他	30

第 4 章	事象位置再構成アルゴリズムの開発	31
4.1	本研究の目的	31
4.1.1	事象位置再構成アルゴリズムの目的	31
4.1.2	本アルゴリズムの目的と要求	32
4.2	基本設計	32
4.2.1	概略	32
4.2.2	最尤法 (Maximum Likelihood Estimation)	33
4.3	評価方法	37
4.4	エネルギー依存性と解決方法 (Self $t_{0\text{set}}$)	37
4.4.1	エネルギーによる再構成性能の変化	37
4.4.2	Self $t_{0\text{set}}$ について	38
4.5	パフォーマンスの評価	42
4.6	実データにおける再構成結果	42
第 5 章	実データにおけるパラメータの Tuning	46
5.1	Tuning の目的	46
5.2	Tuning 方法	46
5.2.1	概要	46
5.2.2	中性子イベント	47
5.2.3	誤差関数	48
5.2.4	中性子イベントの Reconstruction 性能	49
5.3	Simulation による誤差の評価	49
5.3.1	目的	49
5.3.2	方法	51
5.3.3	Tuning 環境の決定	54
5.3.4	結果	54
第 6 章	まとめと今後	59
付 録 A	アルゴリズムの threshold 依存性と解決方法 (PE cut)	60
A.1	StartT の threshold による変化について	60
A.2	PE cut による T0 イベントのカット	61
付 録 B	開発したアルゴリズムのソースコード	63

目次

1.1	CHOOZ 実験で得られた $\sin^2 \theta_{13}$ の排除領域	4
1.2	3 世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率 ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のとき)	4
2.1	Chooz 原子炉と立地	5
2.2	期待される $\sin^2 \theta_{13}$ 上限値の推移 [6]。	6
2.3	原子炉内での ^{235}U の崩壊過程。	7
2.4	主な核子から生成されるニュートリノのエネルギースペクトル [8]。	7
2.5	1 サイクル (300 日) 中の主な核子の崩壊の割合 [8]。	8
2.6	逆 β 崩壊、同時遅延計測の検出原理	9
2.7	逆 β 崩壊で検出されるニュートリノのエネルギースペクトル [9]。	10
2.8	ニュートリノ反応の信号のコインシデンス。1 ~ 8MeV の先発信号の後、平均 $30\mu\text{s}$ 後に 8MeV の後発信号が生じる。	11
2.9	シミュレーションによるセレクションパラメータの分布 [8]。左: 先発信号のエネルギー分布。中央: 後発信号のエネルギー分布。右: 信号の時間差。赤線はセレクション領域を表す。	11
2.10	Double Chooz 検出器の概略図	13
2.11	液体シンチレータの長期安定性。横軸が波長で縦軸が透過率。左が Gran sasso、右が MPI で測定されたもの。[6]	14
2.12	8 インチ低バックグラウンド型光電子増倍管	16
2.13	IV 層での PMT 配置図	16
2.14	Far 検出器での Outer Veto モジュールの配置	17
2.15	10 インチ PMT の断面図と波長応答性 [10]	19
2.16	ID 層での PMT 配置図	20
2.17	検出される光電子数の検出器内一様性を確認する simulation 結果。	20
2.18	データ収集システムの構成	21
2.19	CAEN 社製 500MHz Flash-ADC V1721	21
2.20	Z-Axis Calibration System 概要図	22
3.1	Simulation における主なソフトウェアのフローチャート	26
3.2	DCRoSS の Output 波形。赤が PMT 直後、青が FADC 後の波形を simulate したものの。	28
3.3	ペDESTAL 値の計算過程	29
3.4	window による計算過程の説明	30
4.1	アルゴリズム内での計算過程	33

4.2	ランダウ関数	35
4.3	最尤法による位置再構成の説明図。 (x_1, y_1, z_1, t_01) と (x_2, y_2, z_2, t_02) の t 分布を比較すると、 (x_2, y_2, z_2, t_02) のほうがランダウ分布と一致している。この場合、イベント位置は (x_2, y_2, z_2) として再構成される。	36
4.4	評価方法の一例。発生点は $x=0, 500, 1100, 1400\text{mm}$ ($y=0, z=0$) で、5MeV の電子を発生させた。左上が各発生点での X_{diff} の mean 値、右上が sigma 値、左中央が $x=0\text{mm}$ での X_{diff} ヒストグラム、右中央が $x=500\text{mm}$ 、左下が $x=1100\text{mm}$ 、右下が $x=1400\text{mm}$ のもの。	37
4.5	各 Tuning Parameter での $x=1100\text{mm}$ での X_{diff} の mean 値 (横軸 L_σ 、縦軸 n_R)。左が 1MeV 電子。右が 5MeV 電子。 $X_{diff} \sim 0$ となる点 (緑) ではアルゴリズムはよいパフォーマンスを示しているといえるが、1MeV と 5MeV でよいパフォーマンスを示す Tuning Parameter の組み合わせが異なっている。つまり異なったエネルギーでは最適となる再構成位置が異なるといえる。	38
4.6	t 分布のランダウ関数による Fit	39
4.7	SelfT0 前のパフォーマンス (黒:1MeV, 赤:5MeV)。発生位置は図 4.4 と同様。	39
4.8	t_0 は t 分布の位置パラメータであり、 t 分布の最大値から求めることができる。	40
4.9	Minuit 内における、DOGS 内の事象位置再構成アルゴリズムと本アルゴリズムの違い。DOGS のアルゴリズムが (x, y, z, t_0) の 4 パラメータで Fit を行うのに対し、本アルゴリズムでは t_0 を別の方法で決定するため、 (x, y, z) の 3 パラメータで Fit を行う。	41
4.10	SelfT0 後の各 Tuning Parameter での $x=1100\text{mm}$ での X_{diff} の mean 値。左が 1MeV 電子、右が 5MeV 電子。	42
4.11	SelfT0 導入後、 $L_\sigma:1.5, n_R:1.45$ での性能。黒が 1MeV 電子、赤が 5MeV 電子で発生位置は図 4.4 と同様。	43
4.12	$L_\sigma:1.5, n_R:1.45$ における z 方向の性能。黒が 1MeV 電子、赤が 5MeV 電子。	44
4.13	中性子捕獲反応を再構成し、その半径距離でヒストグラムを作成したもの。各ビンをビンあたりの体積 ($4\pi z R^2$) で規格化している。	44
4.14	Gd 捕獲イベントの再構成位置。上: xy 平面、下: xz 平面	45
5.1	Tuning 概要説明図	47
5.2	Tuning 概要説明図	47
5.3	作成した R ヒストグラムを誤差関数によって Fit したもの。誤差関数によって R ヒストグラムの概形がよく近似できていることがわかる。	49
5.4	$x=1100\text{mm}$ で粒子を発生させた場合の X_{diff} の mean 値。左が中性子、右が 8MeV の電子を発生させた場合。	50
5.5	中性子の性能が最良となる Parameter での性能 graph。黒が中性子、赤が 8MeV 電子。 X_{diff} ヒストグラムは左中央が $x=0\text{mm}$ 、右中央が $x=500\text{mm}$ 、左下が $x=900\text{mm}$ (中性子のみ)、右下が $x=1100\text{mm}$ のもの。	50
5.6	誤差関数による Fit と Error の対応する $\Delta\chi^2$ の例	51
5.7	再構成結果が円柱型から歪んだ場合のイメージ図	52

5.8	再構成結果の z によるグループ分け	52
5.9	z 方向のグループを考慮した、誤差関数による Fit と、 $\Delta\chi^2$ と Tuning Parameter の対応	53
5.10	ビン幅ごとの R ヒストグラムの誤差関数による Fit と、パラメータごとの $\Delta\chi^2$ 。黒がビン幅 50mm、赤がビン幅 100mm、青がビン幅 150mm。	55
5.11	ビン幅ごとの Tuning 結果。どのグラフも横軸は R ヒストグラムのビン幅。縦軸は左:高さ、中央: d_E の位置、右:分解能を表す。	55
5.12	統計量 (日数) ごとのパラメータの誤差量の変化。横軸は測定開始からの日数。縦軸は左:高さの誤差、中央:エッジ位置の誤差、右:分解能の誤差。	56
5.13	Tuning Parameter ごとの D と $X_{diffsigma}$ の対応グラフ。	56
5.14	Tuning Parameter ごとの L_σ と $X_{diffmean}$ (左)、 $X_{diffsigma}$ (右) の関係	56
5.15	$c_R = 1.6$ 、統計量 7 日分、ビン幅 100mm としたときの L_σ と d_E の対応。 $L_\sigma = 2.7$ のとき $d_E = 1150[\text{mm}]$ 。	57
5.16	Tuning で決定したパラメータの、4.3 節に従った評価。黒が 1MeV 電子、赤が 5MeV 電子、青が Gd による中性子捕獲反応。	58
A.1	threshold によるパフォーマンスの変化	60
A.2	threshold によるパフォーマンスの変化、T0 イベントカット	61
A.3	PE 数と T0 イベント。青線が T0 イベントを含んだイベントの PE 数。赤線が T0 イベントの PE 数。T0 イベントは 1PE 以下に集中していることがわかる。	62
A.4	PEcut 後のパフォーマンス。黒がカットなし。赤が DCRecoPulse による T0 カット。青が PE による T0 カット。	62

表 目 次

2.1	主な核子の原子核崩壊における、生成される $\bar{\nu}_e$ (エネルギー閾値 1.8MeV 以上) の数と、1 核分裂あたりの放出エネルギー [7]。	6
2.2	CHOOZ 実験と Double Chooz 実験の原子炉由来の系統誤差	13
2.3	通常型 PMT と改良型 PMT の含有放射能	18
2.4	10 インチ PMT の基本特性 [10]	18
2.5	Double Chooz 検出器の構造	23
2.6	CHOOZ 実験と Double Chooz 実験の検出器由来の系統誤差	23
2.7	各検出器における各核種のイベントレート [12]	25
5.1	各 Tuning Parameter における検証結果のまとめ。右から 1.x=1100mm での X_{diff} ヒストグラム の mean 値、2. その sigma 値、3.Truth 情報で $0 \leq z \leq 400$ にわけたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置、4. 再構成情報で $0 \leq z \leq 400$ にわけたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置、5. Tz_{free} としたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置、6. 3 の際のエッジのエラー、7. 4 の際のエッジのエラー、8. 5 の際のエッジのエラー	53

第1章 序論

1.1 ニュートリノ

現在素粒子物理学には標準模型と呼ばれる理論が存在し、それによって自然界がよく記述できる。ニュートリノは標準模型において弱い相互作用のみをするとされている中性レプトンで、その質量はゼロであると考えられてきた。

しかし1998年、Super Kamiokande(SK)グループが大気ニュートリノの ν_e 、 ν_μ の混合比が予測値と異なったこと(大気ニュートリノ異常)から、ニュートリノ振動という現象を発見した。これは少なくともニュートリノの一種類に質量が存在しなくては起こりえない現象であり、これを研究することで標準模型を超える新しい理論が構築されると期待されている。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノには3種類のフレーバー(e, μ, τ)が存在し、そのフレーバーが変化する現象をニュートリノ振動と呼ぶ。

ニュートリノの質量がゼロでないとすると、フレーバー固有状態(ν_e, ν_μ, ν_τ)は3つの質量固有状態(ν_1, ν_2, ν_3)の重ね合わせで表現でき、MNS(牧-中川-坂田)行列を用いて以下のように関係付けられる。

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

ここで U_{MNS} は次のようにパラメータ化できる。

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

ただし s_{ij} 、 c_{ij} はそれぞれ $\sin \theta_{ij}$ 、 $\cos \theta_{ij}$ を表す。

このように、ニュートリノ振動は3つの振動角 $\theta_{12,23,13}$ とCP非保存パラメータ δ によって表される。

2 世代間ニュートリノ振動

自由空間を運動する、エネルギー E のニュートリノ ν が、生成された地点から距離 L にある地点で同じフレーバーである確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) を考える。質量固有状態 ν_i ($i = 1, 2, 3$) のニュートリノの時間発展はシュレディンガー方程式より、

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

ただし \mathcal{H} は自由粒子の Hamiltonian である。よって、

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

となるので、 $t = 0$ でフレーバー固有状態 ν_α にあったニュートリノが時刻 t においてフレーバー固有状態 ν_β である確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |\langle \nu_\beta | U_{\beta i} e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* | \nu_\alpha \rangle|^2 \quad (1.5)$$

今説明を簡単にするためフレーバーが2種類 ($i = 1, 2, \alpha = e, \mu$) として考える。この時、混合行列 U は 2×2 に簡略化されるので、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

であるから、ある ν_α が時間 t 後に ν_α である確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\langle \nu_\alpha | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1,2} U_{\alpha i}^* U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= |\cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t}|^2 \end{aligned} \quad (1.7)$$

ここで各質量固有状態の初期状態におけるエネルギー E_i は質量固有値 m_i を用いて、

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2p} \sim E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.8)$$

ただし、ここではニュートリノの質量が運動量に比べ非常に小さいことを用いた。よって、時間 t の間に走る距離を L 、 $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ とすると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \quad (1.9)$$

3 世代間ニュートリノ振動

本来ニュートリノは3種類のフレーバーを持っているため、実際の 3×3 の MNS 行列に拡張して計算を行う。すると反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ である確率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32}) \quad (1.10)$$

と表される。ただし $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ 、 $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ である。

ニュートリノ振動を表すパラメータ θ_{ij} 、 Δm_{ij}^2 は、今までに行われた実験結果からそのいくつかが決定的されてきた。

Super Kamiokande 実験 [1]、K2K 実験 [2] および MINOS 実験 [3] の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 振動から

$$\Delta m_{23}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} eV^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} \sim 1 \quad (1.11)$$

太陽ニュートリノ観測実験および KamLAND 実験 [4] の $\nu_e \rightarrow \nu_e$ 、 $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動から

$$\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} eV^2, \quad \sin^2 2\theta_{12} \sim 0.8 \quad (1.12)$$

という結果が得られている。

一方で、 θ_{13} については Double Chooz 実験の前身である CHOOZ 実験 [5] の $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動から

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 \quad (\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2) \quad (1.13)$$

という上限値が与えられている。

これらの実験結果から $\sin^2 2\theta_{13}$ の排除領域が図 1.1 のように与えられ、また MNS 行列は以下のように与えられる。

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.7 & 0.7 & < 0.2e^{-i\delta} \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

式 (1.11)、(1.12)、(1.13) より $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$ であるから、 $\Phi_{32} = \pi/2 (E \sim 4\text{MeV}$ では $L=1.5\text{km}$) 付近では Φ_{21} 、 Φ_{32} を含む項の効果は Φ_{31} を含む項より十分に小さく、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{13}^2 (eV^2) L(m)}{E(\text{MeV})} \right) + \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.15)$$

となり、2世代間の振動に近似できる。従って、この距離付近でのニュートリノの欠損量を測定することにより θ_{13} の測定が可能となる。Double Chooz 実験では Far 検出器 (後述) を $L=1.05\text{km}$ の地点に設置することで、他の振動の影響のない純粋な θ_{13} の測定ができる。

図 1.2 に $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ 、 $\Delta m_{13}^2 = 2.38 \times 10^{-3} eV^2$ のときの原子炉 $\bar{\nu}_e$ の振動確率を発生位置からの距離の関係を示す。

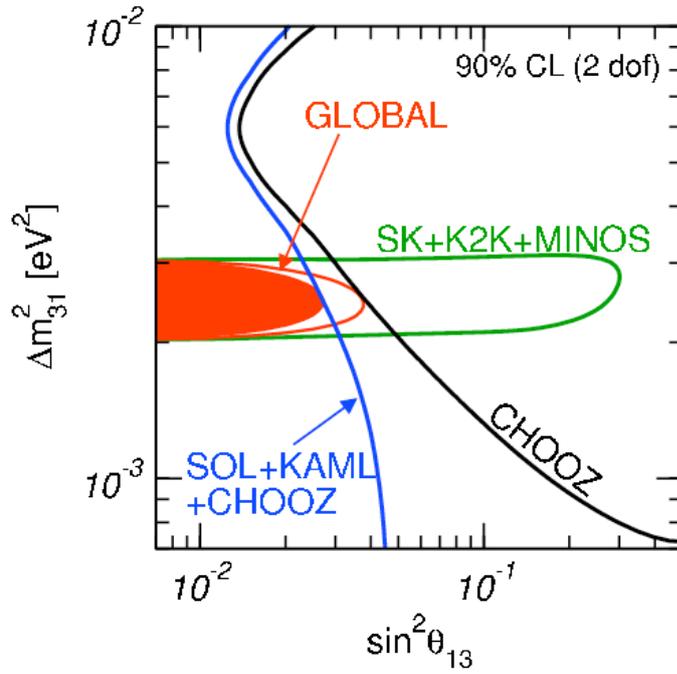


図 1.1: CHOOZ 実験で得られた $\sin^2 \theta_{13}$ の排除領域

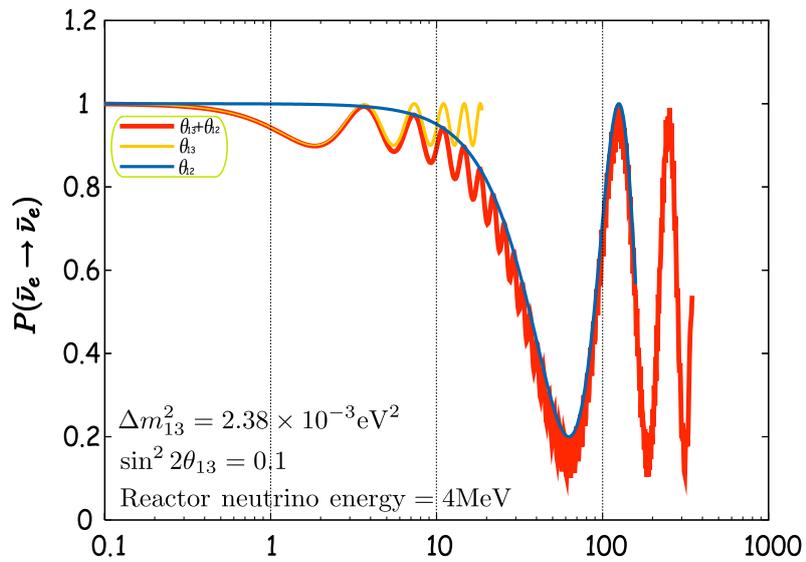


図 1.2: 3 世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率 ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のとき)

第2章 Double Chooz 実験

2.1 Double Chooz 実験概要

Double Chooz 実験はフランスの Chooz 原子炉で生成された反電子ニュートリノを観測することでニュートリノ振動角 θ_{13} を測定することを目的とした国際共同実験である。実験には日本をはじめ、フランス、ドイツ、アメリカ、スペイン、ブラジル、イギリス、ロシアから多数の研究者が参加している。

Chooz 原子炉はフランス北東部、アルデンヌ地方の Chooz 村に位置する施設で、2基の原子炉 (4.27GW × 2) からなる。実験では全く同じ構造の2基の検出器を原子炉から異なる距離 (Near:平均 400m、Far:平均 1.05km) に設置して観測を行う。

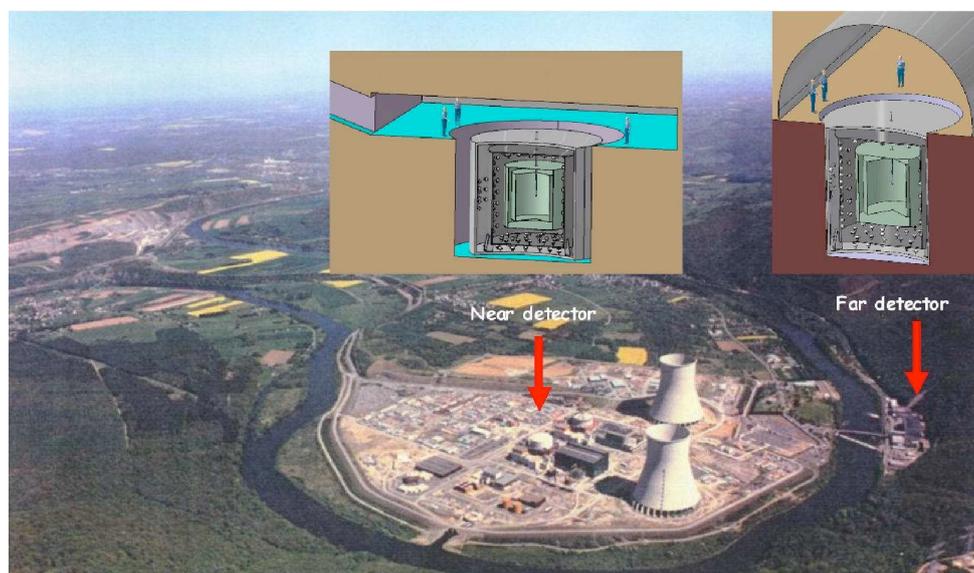


図 2.1: Chooz 原子炉と立地

測定は2段階に分けて行われ、図 2.2 に示すように、最初の1年半は先に建設する Far 検出器のみを用いて観測を行い、現在までに知られる上限値 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の更新を目指す。その後 Near 検出器も建設し、2基を用いた観測を約4年間行うことで目標の $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ に達成することを計画している。

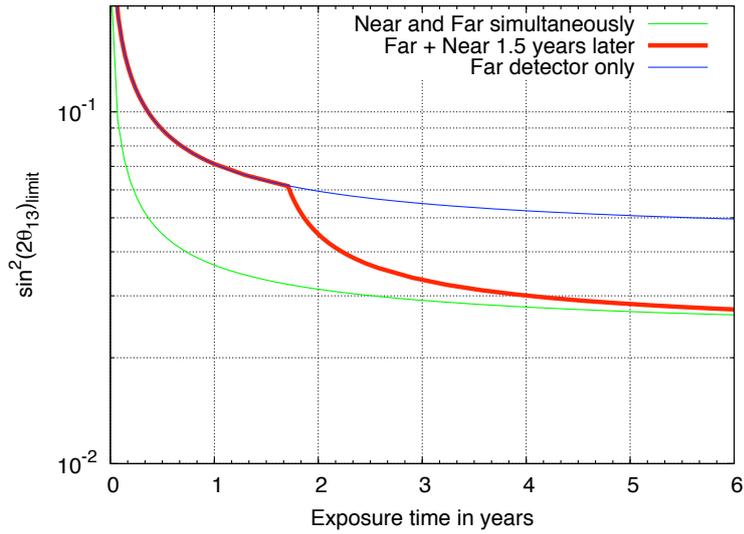


図 2.2: 期待される $\sin^2\theta_{13}$ 上限値の推移 [6]。

2.2 ニュートリノ検出

2.2.1 原子炉ニュートリノ

原子炉では核分裂性核が中性子を吸収し、2つの原子核に分裂することでエネルギーが発生する。核分裂で生じた原子核は中性子過剰であるため、 β 崩壊を繰り返し安定した原子核になる。1回の β 崩壊では1個の反電子ニュートリノが生成され、また1個の核燃料原子核は安定になるまでにおよそ6回程度の β 崩壊をするため、1回の核分裂で平均6個の反電子ニュートリノが発生する。図 2.3 に ^{235}U の崩壊過程を示す。

実際の原子炉からのニュートリノは主に4種類の放射性同位体 (^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu) が崩壊することにより生成される。反電子ニュートリノのエネルギースペクトルは、 ^{235}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu は β 線のスペクトルから、 ^{238}U は理論値から求められており、それらを図 2.4 に示す。また、各核分裂で生成される反電子ニュートリノのうち、1.8MeV エネルギー閾値を超えるものの数と、平均放出エネルギーを表 2.1 に示す。

表 2.1: 主な核子の原子核崩壊における、生成される $\bar{\nu}_e$ (エネルギー閾値 1.8MeV 以上) の数と、1核分裂あたりの放出エネルギー [7]。

	混合比	生成数	放出エネルギー (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

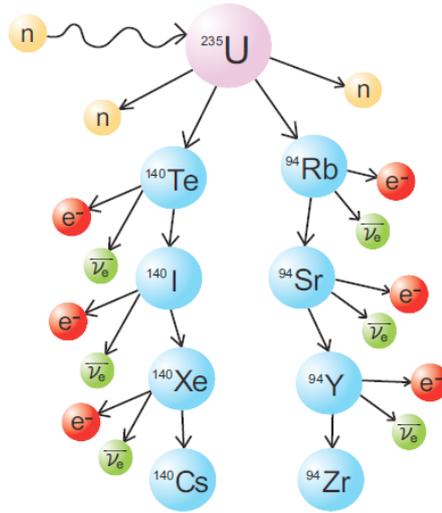


図 2.3: 原子炉内での ^{235}U の崩壊過程。

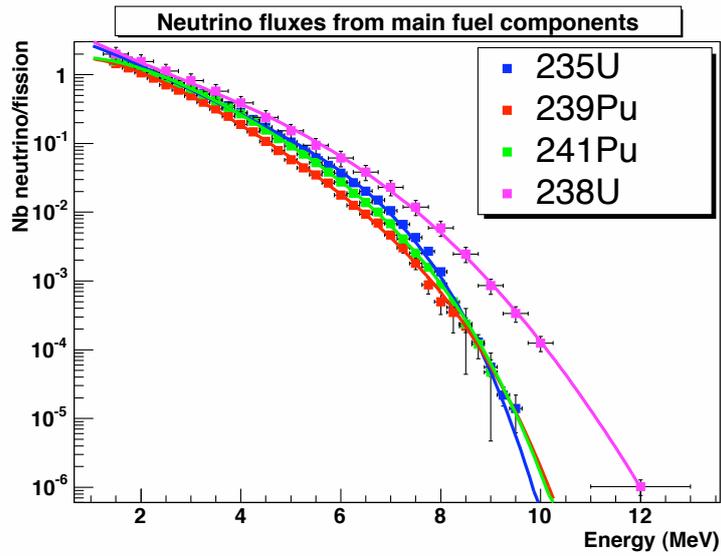


図 2.4: 主な核子から生成されるニュートリノのエネルギースペクトル [8]。

Chooz 原子炉での 1 サイクルは約 300 日間であるが、サイクル内で核分裂の構成比は変化してくる。図 2.5 に 1 サイクル中の主な核子の割合を示す。サイクルの初期では ^{235}U が支配的で、後期では ^{239}Pu の割合が増加してくることがわかる。

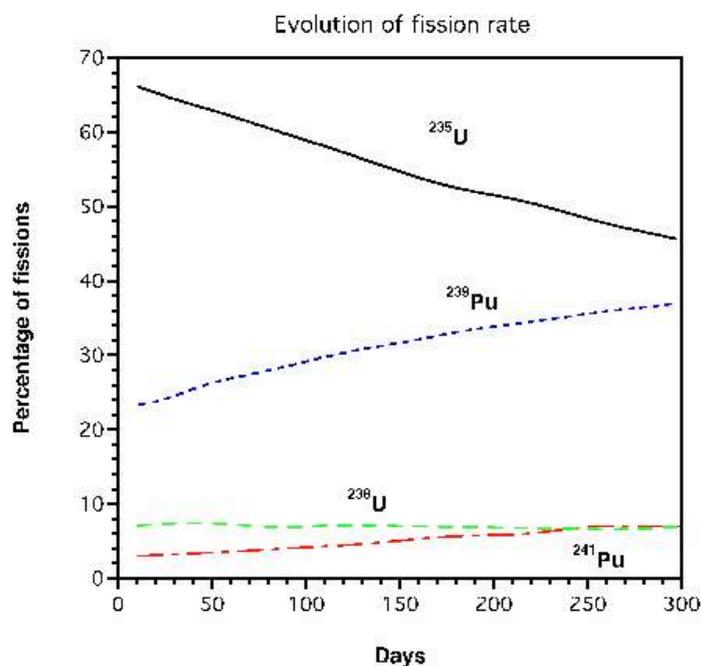


図 2.5: 1 サイクル (300 日) 中の主な核子の崩壊の割合 [8]。

2.2.2 逆 β 崩壊と遅延同時計測法

ニュートリノは弱い相互作用の反応しか起こさないため、反応によって生じた粒子が電磁相互作用によって起こす反応を観測することによって検出される。

逆 β 崩壊は反電子ニュートリノが検出器内の陽子と弱い相互作用を起こし陽電子と中性子が生成される反応で、反応式は以下のように表される。



Double Chooz 実験では、この逆 β 崩壊反応の検出にガドリニウムを 0.1% 溶かした液体シンチレータを用い、遅延同時計測法 (Delayed coincidence) を用いて測定する。遅延同時計測法とは、以下に説明する先発信号 (Prompt signal) と後発信号 (Delayed signal) の 2 種類のシグナルから時間差を考慮することで、ニュートリノを識別して検出するという手法である。図 2.6 は検出原理の模式図である。

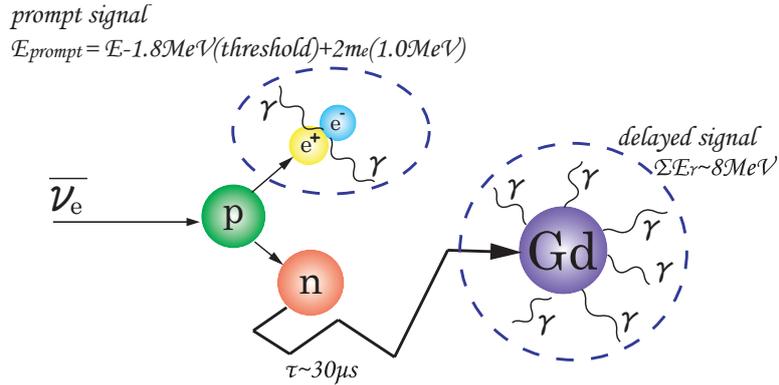


図 2.6: 逆 β 崩壊、同時遅延計測の検出原理

先発信号 (Prompt signal)

原子炉から発せられる反電子ニュートリノは、Neutrino Target 層 (後述) の液体シンチレータ内で式 (2.1) のように逆 β 崩壊をおこし、陽電子と中性子を生成する。

陽電子は生成後すぐに電子と対消滅を起こし 2 本の γ 線となって観測される。中性子の反跳エネルギーはほとんど無視できるので、反電子ニュートリノからのエネルギーの大部分は陽電子に引き継がれる。生成された γ 線は液体シンチレータ内でエネルギーを落とし発光させ、信号をつくる。逆 β 崩壊の閾値が 1.8MeV、対消滅で γ 線になる質量が 1.0MeV であるから、先発信号のエネルギーは、

$$\begin{aligned}
 E_{prompt} &= E_{\bar{\nu}_e} - 1.8\text{MeV}(\text{threshold}) + 1.02\text{MeV}(\text{annihilation}) \\
 &\sim E_{\bar{\nu}_e} - 0.78\text{MeV}
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

ここで重要なことは、反応中に電子・陽電子の対消滅反応が含まれるため、陽電子のエネルギーが 0 だったとしても、 E_{prompt} は 1.02MeV の下限値を持つことである。すなわち、イベントセレクションのエネルギー threshold を 1MeV より十分小さく設定すれば、エネルギー再構成の誤差からくるイベントセレクションの誤差をなくすることができる。

また、観測されるニュートリノのエネルギー分布 = 反応断面積 \times 原子炉ニュートリノのエネルギーとなるので、逆 β 崩壊によって観測される反電子ニュートリノのエネルギー分布は図 2.7 のようになり、約 4MeV 付近が最も多く観測される。

後発信号 (Delayed signal)

式 (2.1) で生成された中性子は液体シンチレータ中の陽子と衝突しながら減速し、熱中性子となる。その後中性子捕獲断面積の大きいガドリニウムに吸収され、合計で約 8MeV の γ 線が放出される。自然放射線で 8MeV を超えるものは無いため、自然放射線による

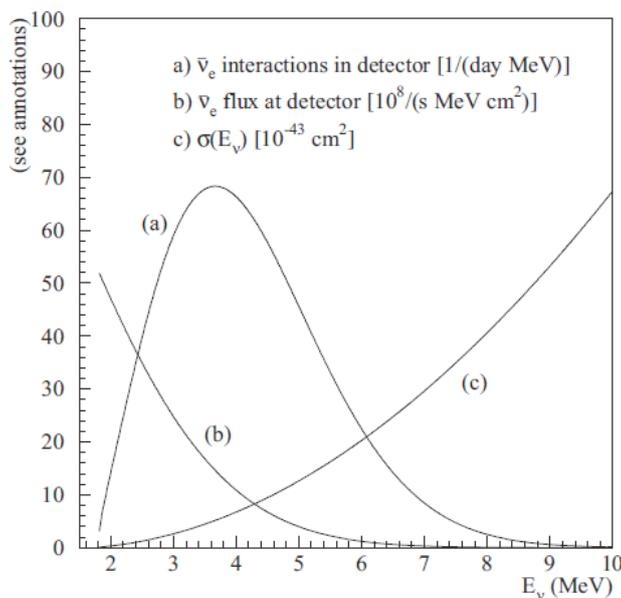


図 2.7: 逆 β 崩壊で検出されるニュートリノのエネルギースペクトル [9]。

バックグラウンドとは明確に区別できる。この反応は先発信号から平均 $30\mu\text{s}$ 後に観測される。

また液体シンチレータ中での中性子捕獲反応はガドリニウムのみでなく、水素原子 (陽子) との間でも起こりうる。その際、放出される γ 線は合計 2.2MeV 、先発信号からの時間差は平均 $200\mu\text{s}$ となり、遅延同時計測法のセレクションにはかからない。Double Chooz 実験のターゲット層 (2.3.2 節) で用いられる液体シンチレータでは、中性子捕獲効率は $\text{Gd:H}=80:10$ となっている。

これら 2 種類の信号を図 2.8 のようにコインシデンスを取ることで、バックグラウンドを大幅に削減できる。

イベントセレクションは以下の 3 種類のみで行われる。

1. $0.5\text{MeV} < E_{\text{prompt}} < 9\text{MeV}$
2. $5\text{MeV} < E_{\text{delayed}} < 12\text{MeV}$
3. $1\mu\text{s} < \Delta T < 100\mu\text{s}$

ここで、 ΔT は先発信号と後発信号の時間差である。図 2.9 にシミュレーションで求められた、これらセレクションパラメータの分布を示す。

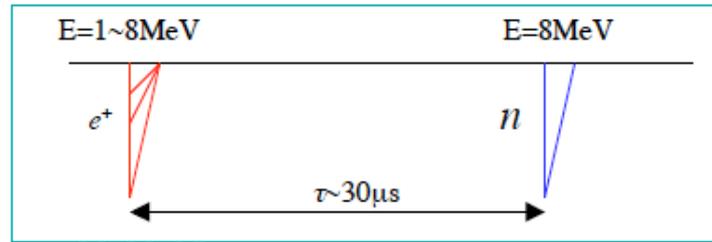


図 2.8: ニュートリノ反応の信号のコインシデンス。1 ~ 8MeV の先発信号の後、平均 $30\mu\text{s}$ 後に 8MeV の後発信号が生じる。

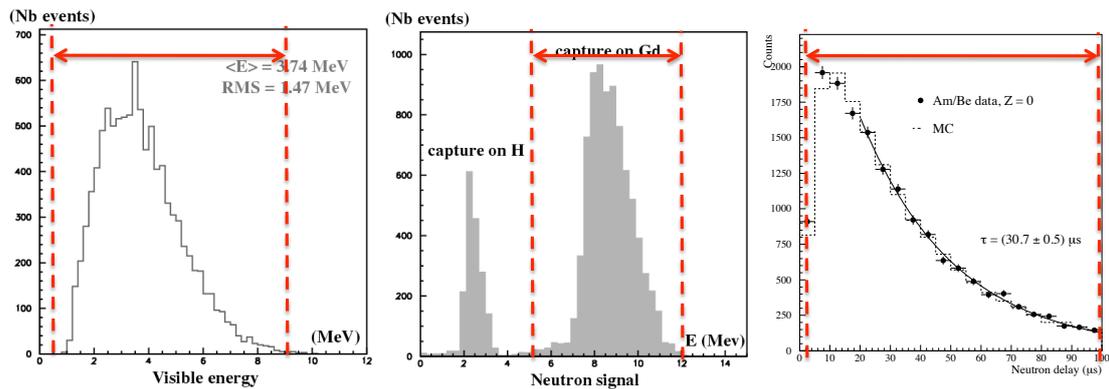


図 2.9: シミュレーションによるセレクションパラメータの分布 [8]。左: 先発信号のエネルギー分布。中央: 後発信号のエネルギー分布。右: 信号の時間差。赤線はセレクション領域を表す。

2.2.3 予測されるニュートリノイベントレート

逆 β 崩壊の反応断面積は以下のように表すことができる。

$$\sigma(E_{e^+}) \sim \frac{2\pi^2\hbar^3}{1.7152m_e^5\tau_n} p_{e^+} E_{e^+} \quad (2.3)$$

ここで、 p_{e^+} 及び E_{e^+} は陽電子の運動量とエネルギーを表し、 m_e は陽電子 (電子) の質量、 τ_n は中性子の平均寿命である。2.2.1 節から 1 核分裂あたりの平均エネルギーが 203.87MeV となり、1 核分裂で生成される全ニュートリノの反応断面積は、

$$\langle \sigma \rangle_{fission} = 5.825 \times 10^{-47} [\text{m}^2/\text{fission}] \quad (2.4)$$

Chooz 原子力発電所には熱出力 4.2GW の原子炉が 2 つある。2003 年と 2004 年の稼働状況から平均稼働率は 78% と予想されるので [6]、平均熱出力は、

$$P_{th} = 4.2 \times 2 \times 0.78 = 6.552[\text{GW}] \sim 6.6 \times 10^3[\text{MW}] \quad (2.5)$$

よって 1 秒あたりの核分裂の回数は、

$$\begin{aligned} N_f &= \frac{1[\text{MeV}]}{1.6 \times 10^{-19}[\text{MW} \cdot \text{sec}]} \times \frac{P_{th}[\text{MW}]}{W[\text{MeV}]} \\ &= 2.01 \times 10^{20}[\text{sec}^{-1}] \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで $1[\text{MeV}] = 1.6 \times 10^{-19}[\text{MW} \cdot \text{sec}]$ であることを用いた。Double Chooz 実験では Near 検出器、Far 検出器共にターゲット (2.3.2 節で後述) 内の陽子の数は $n_p = 8.33 \times 10^{29}$ 個である。また炉からの距離は Near で平均 400m、Far で平均 1.05km であるから、ニュートリノ振動 (1.2 節) がないと仮定したとき、イベントレートは、

$$R_{Near} = \frac{N_f \langle \sigma_{fission} \rangle n_p}{4\pi L_{Near}^2} \times 86400[\text{sec}/\text{day}] \sim 419.1[/\text{day}] \quad (2.7)$$

$$R_{Far} = \frac{N_f \langle \sigma_{fission} \rangle n_p}{4\pi L_{Far}^2} \times 86400[\text{sec}/\text{day}] \sim 60.25[/\text{day}] \quad (2.8)$$

と求まる。

2.3 検出器

2.3.1 検出器概要

検出器は原子炉の炉心から平均 1.05km 離れたところにひとつ (Far 検出器) と、約 400m 離れたところにひとつ (Near 検出器) 設置する。Far 検出器と Near 検出器はそれぞれ全く同じ構造であり、それぞれで測定されたニュートリノスペクトルを比較することにより系統誤差を小さくする。表 2.2 に原子炉起源の主な系統誤差を CHOOZ 実験と比較して示す。

Double Chooz に使用するニュートリノ検出器は、図 2.10 に示すように中心部から Target 層、 γ -catcher 層、Buffer 層、Inner veto 層の 4 層の同心円状タンクから構成されている。

表 2.2: CHOOZ 実験と Double Chooz 実験の原子炉由来の系統誤差

	CHOOZ	Double Chooz
Reactor Power	~ 2%	negligible
Energy per fission	0.6%	negligible
$\bar{\nu}_e$ /fission	0.2%	negligible
ニュートリノ断面積	0.1%	negligible

Inner veto 層の周りは 15cm 厚の鉄シールドで覆われ環境 γ 線によるバックグラウンドを低減している。

Buffer 層までの検出器内側の領域を Inner detector (ID) 層と呼び、原子炉からの反電子ニュートリノ検出を行う。ID 層の各シリンダータンク (Target 層、 γ -catcher 層) には透明なアクリルが使われているが、Buffer 層にはステンレスが使われ Inner veto 層と内部の領域は光学的に分離される。Inner veto 層は宇宙線ミュオンの veto カウンターとして使われる。また、ニュートリノ検出器上部にはプラスチックシンチレータから成る Outer veto システムが設置され宇宙線ミュオンの検出を行う。つまり Double Chooz 実験に使用する各検出器は Inner detector 層、Inner veto 層、Outer veto 層という光学的に独立した 3 つの検出器によって構成されている。

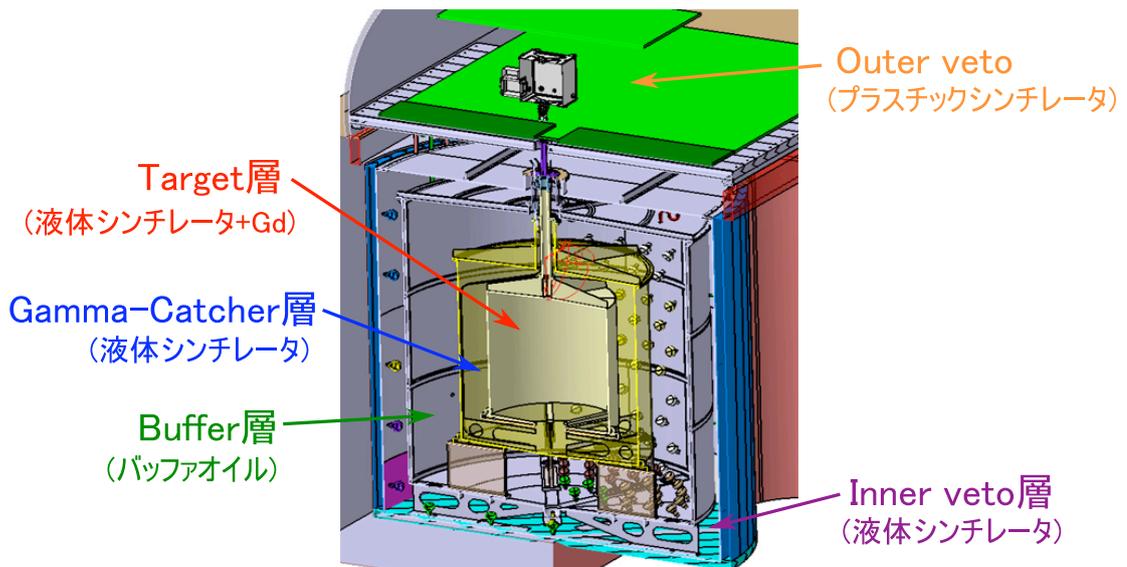


図 2.10: Double Chooz 検出器の概略図

2.3.2 Neutrino Target(NT) 層

Nutrino Target 層は検出器中心部に位置し、高さ 2460mm、直径 2300mm の円柱型で、厚さ 8mm のアクリル板からなり、体積 10.32m^2 の液体シンチレータが入っている。ガドリニウム (Gd) 入りの液体シンチレータを用いることで遅延同時計測法を使用できるため、NT 層はニュートリノを観測する役割を持つ。

シンチレータは 20% の PXE($\text{C}_{16}\text{H}_{18}$)、80% のドデカン ($\text{n-C}_{12}\text{H}_{26}$)、発光材の PPO と波長変換剤の Bis-MSB で構成され、その中に 0.1% の Gd が含まれている。

この液体シンチレータはドイツの Max Planck Institute(MPI) が特に Gd の安定性を念頭に開発したものである。MPI と Gran sasso において長期安定性の測定が行われており、398 日の測定において十分安定しているという結果が得られている (図 2.11)。発光量は $6000\sim 7000\text{photon/MeV}$ 、減衰長は波長 420nm の光に対して $5\sim 10\text{m}$ 、ドデカンは KamLAND で大量に使用されているパラフィンオイルで、透明度、純粋性や安定性に優れている [6]。

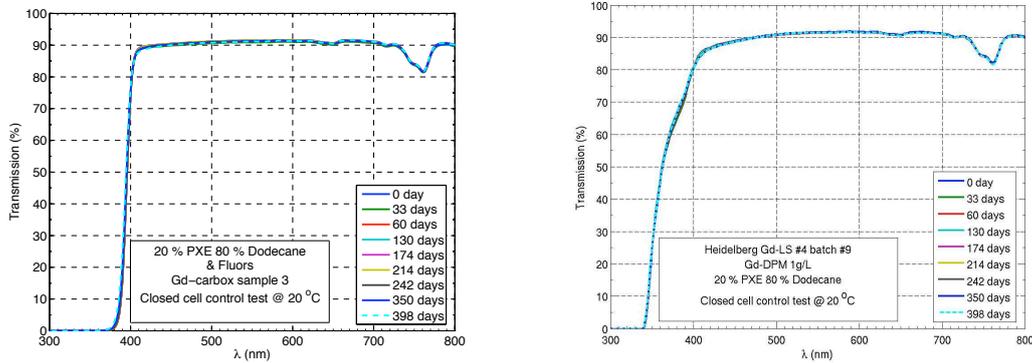


図 2.11: 液体シンチレータの長期安定性。横軸が波長で縦軸が透過率。左が Gran sasso、右が MPI で測定されたもの。 [6]

2.3.3 γ -Catcher(GC) 層

γ -catcher 層は NT 層の同心軸上外側に設置されており、高さ 3598mm、直径 3300mm の円柱型で、厚さ 15mm のアクリル板からなり、体積は 22.6m^2 になる。

GC 層はニュートリノ反応の結果生じる γ 線が NT 層から漏れ出た場合、それを捕まえて反応させるためのものである。CHOOZ 実験を含む従来までのニュートリノ実験では、ターゲット層境界付近のイベントは γ 線の漏出によりエネルギーに不定性がでるため、取り除く必要があった (Fiducial Volume Cut)。しかし GC 層によって NT 層の境界付近のイベントでも不定性なくエネルギーを再生できるため、Fiducial Volume Cut による NT 層内の H 原子、C 原子数の不定性をなくすことができる。そのためこの液体シンチレータは NT 層のシンチレータと同じ発光量を持つ必要があり、その成分は NT 層のシンチレータから Gd を除いたものとなっている。

またこの GC 層と NT 層は紫外光と可視光を透過するアクリルで出来ている。最も要求される制約は、アクリル容器と NT 層及び GC 層の液体シンチレータ間の化学的な適合性で、少なくとも実験が続く 5 年以上は化学的に安定である必要がある。

2.3.4 Buffer(BF) 層

Buffer 層は高さ 5516mm、直径 5694mm、厚さ 3mm のステンレスで作られており、GC 層と同様、NT 層の同心軸上外側にある。

BF 層は NT 層及び GC 層の液体シンチレータと屈折率の近いミネラルオイルで満たされており、そこではシンチレーション光は発生しない。そのため PMT のガラス、プリーダ回路に含まれる放射性物質や、検出器周りの土壤に含まれる放射性物質からの放射線を減衰させ、Accidental バックグラウンド(後述)を低減させる役割がある。この領域があることで NT 層、GC 層での Prompt 疑似信号を 10Hz 以下に抑えられると見積もられている。

この BF 層と前述した NT 層、GC 層をあわせて Inner detector 層と呼び、その外側の構造からは光学的に独立している。また 390 本のニュートリノイベント検出用 PMT(2.3.7 節)はこの BF 層の外壁に取り付けられている。

2.3.5 Inner Veto(IV) 層

Double Chooz 実験の検出器は Near 検出器が 75~100m.w.e(Water Equivalent)、Far 検出器が 300m.w.e と比較的浅い地下に建設されるため、岩盤を通過し検出器内部に入り込む宇宙線ミュオンのフラックスは大きい。荷電粒子である宇宙線ミュオンは NT 層の液体シンチレータを光らせるため、ニュートリノ信号に影響が出ないように veto する必要がある。Inner Veto 層は GC 層と同様に Gd を添加していない液体シンチレータで満たされており、宇宙線ミュオン由来のシンチレーション発光を観測する。宇宙線ミュオンの侵入レートは Near 検出器で約 100Hz、Far 検出器で約 30Hz と見積もられている。

また、宇宙線ミュオンは検出器内外の原子核を破碎し、高速中性子や ^9Li 、 ^8He などの放射性同位体を生成する。そして、それらの粒子は遅延同時計測法によりニュートリノ疑似信号として観測されてしまう(2.4.2 節)。IV 層にはそれらの起源となるミュオンの軌跡を再構成し、時間と位置の相関を見ることでそれら疑似信号を同定するという役割もある。

IV 層には浜松ホトニクス社製 8 インチ低バックグラウンド型光電子増倍管 (R1408、図 2.12) を 78 本配置し(図 2.13)、内部の ID 層をすべて覆っている。

2.3.6 Outer Veto(OV) 層

Outer Veto 層は宇宙線ミュオンの軌跡を求めることで、宇宙線ミュオンやそれを起源とするニュートリノ疑似信号の同定のために設置されるプラスチックシンチレータである。Far 検出器では検出器上部に 14.1×7.2m、またトンネル上部にも 3.2×6.4m で配置される予定である(図 2.14)。IV 層と組み合わせることでより精度の高い、宇宙線起源のバックグラウンドの評価を行うことが出来る。

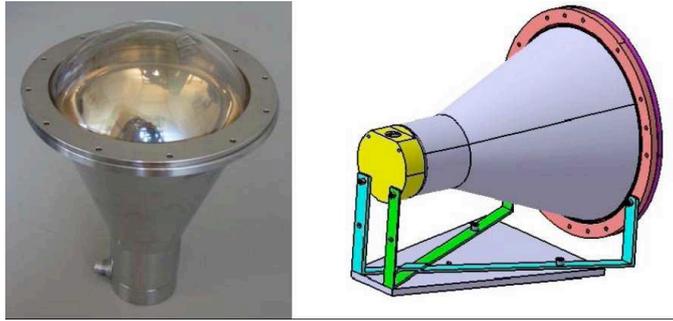


図 2.12: 8 インチ低バックグラウンド型光電子増倍管

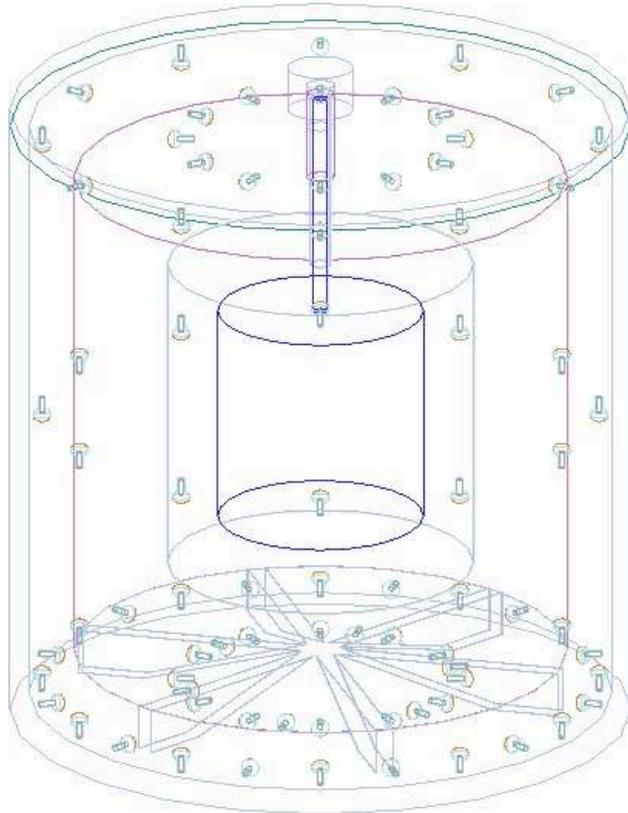


図 2.13: IV 層での PMT 配置図

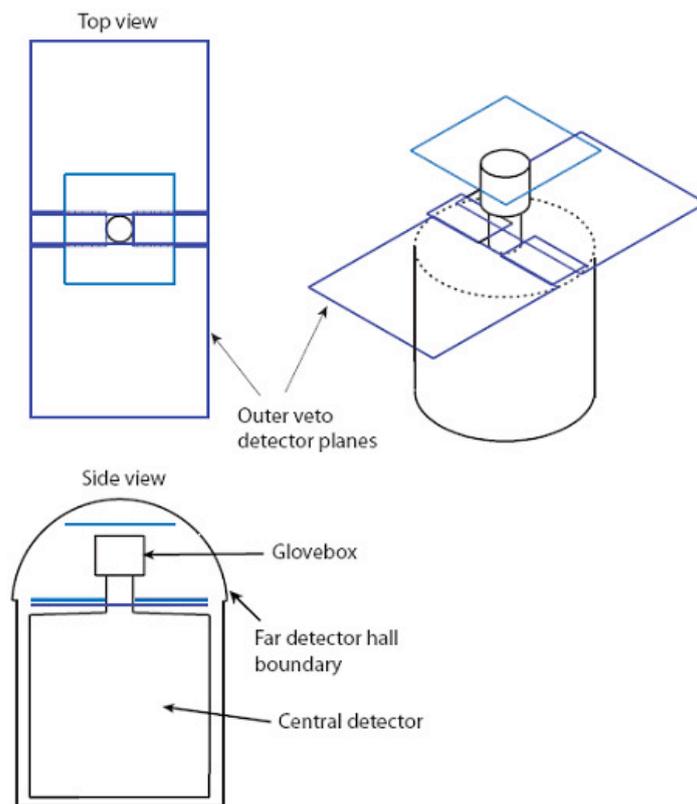


図 2.14: Far 検出器での Outer Veto モジュールの配置

2.3.7 ID層に用いられるPMTについて

ID層には浜松ホトニクス社製10インチ光電子増倍管(R7081)を用いている。

Double Chooz実験では元々ID層に8インチPMTを用いる予定であったが日本グループの参加によって10インチPMTを用いることを決定した。その理由は日本グループが同じく θ_{13} の精密測定を目指すKASKA実験の研究開発を行っていた際に独自に開発したこの10インチPMTが、大口径のPMTでは世界で一番バックグラウンドが少ないものだからである。表2.3に通常型PMTと改良型PMTの含有放射能を示す。

表 2.3: 通常型PMTと改良型PMTの含有放射能

	^{232}Th	^{238}U	^{40}K
Normal PMT	575.7 [Bq]	899.0 [Bq]	2386.0 [Bq]
Low-Background PMT	54.1 [Bq]	425.1 [Bq]	312.2 [Bq]

一般にPMTは大きければ大きいほど単価は上がるが、一方で必要な数が少なくなるため、結果として全体としてのコストは低くなる。しかし10インチを超える口径のPMTを用いると、PMTのガラスの量が多くなり、検出器の大きさに対しPMTの長さが長くなるため、BF層の厚みが薄くなってしまふ。これによってバックグラウンドの割合が高くなる。

これに対して8インチ口径と10インチ口径を比較した場合、コスト面では10インチ口径使用時のほうが安価であるにもかかわらず、バックグラウンドは8インチ口径使用時に対して増加は見られなかった。表2.4に使用されるPMTの基本特性を、図2.15に断面図と波長特性を示す。

表 2.4: 10インチPMTの基本特性 [10]

項目	特性
波長領域	300nm~650nm
Photo Cathodeの物質	バイアルカリ (Sb-Rb-Cs)
ピーク波長	420nm
直径	ϕ 253mm
Dynodeの数	10
重量	約1150g
U/Th/ ^{40}K (ガラス)	73/28/2.5ppb

ID層内部(BF層内側)でのPMTの配置を図2.16に示す。1つの検出器で使用される10インチPMTは390本である。またDouble Chooz検出器では、側面の中心付近ほどPMTの間隔が疎らになるように設計されている。これは検出器が円柱型であるため、中心部で発生したシンチレーション光が一様に検出されるようにである。同様の理由で各PMTの

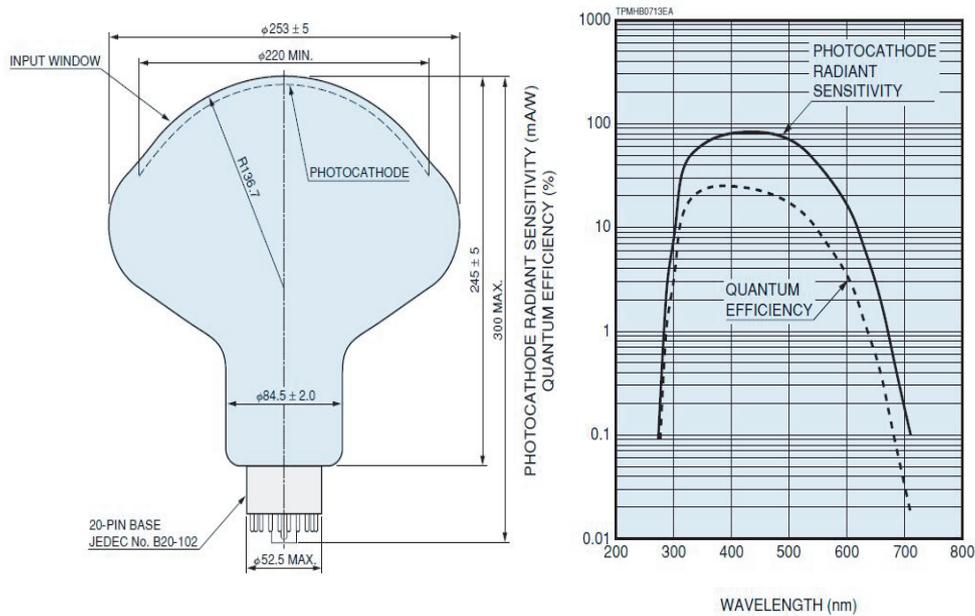


図 2.15: 10 インチ PMT の断面図と波長応答性 [10]

向きも、設置位置によって異なる傾きを持たせている。図 2.17 に 1MeV の e^- を NT 層、GC 層の各点で発生させた際の、検出される光電子数の一様性を調べた MC simulation の結果を示す。これを見るとイベント発生位置による検出光電子数の変化は、全体で $\pm 10\%$ 以内に収まっていることがわかる。

2.3.8 データ収集システム

Double Chooz 実験では ID 層、IV 層、OV 層の光学的に独立した 3 つの検出器系に対して、独立した 3 つのデータ収集システム (DAQ: Data Acquisition) を用いて信号の読み出しを行っている (図 2.18)。

OV 層の信号は Outer veto DAQ (OVDAQ) によって読み出され、ID 層及び IV 層の信号は Neutrino DAQ (NuDAQ)、Muon DAQ (MuDAQ) の 2 種類の DAQ によって読み出される。ID 層、IV 層に 2 種類の DAQ システムを用いるのは、それぞれ異なる物理現象を対象としているからである。NuDAQ は原子炉からの反電子ニュートリノによる数 MeV 程度の信号を対象とし、15MeV 程度にエネルギースケールの上限を設けているのに対し、MuDAQ では宇宙線ミュオンを起源とする GeV スケールのシンチレーション光を観測する。

3 つの DAQ システムのうち、本研究と関わりのあるものは NuDAQ のみであるため、ここでは NuDAQ について述べる。

NuDAQ での読み出しには CAEN 社 [11] 製 Waveform Digitalizer (Flash-ADC) v1721 (図 2.19) を、フランス APC 研究所との共同開発により改良した v1721X を使用する。これは 500MHz サンプルングで 1 回のトリガーに対し 1 チャンネルあたり $4\mu\text{s}$ 分のデータを保持

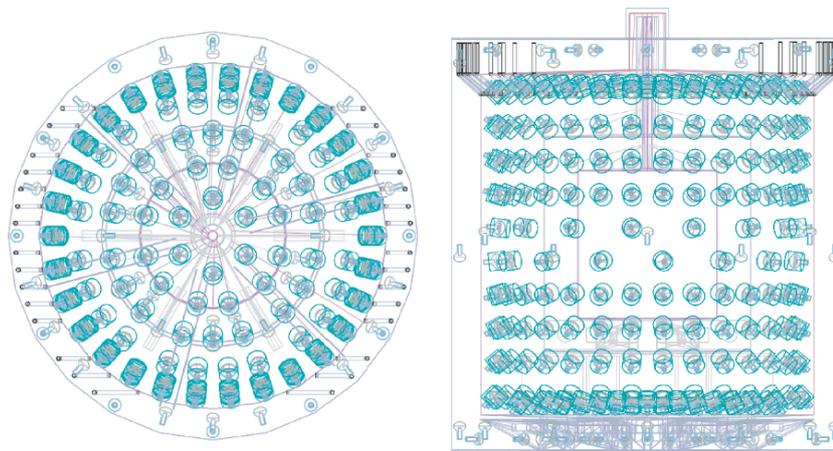


図 2.16: ID 層での PMT 配置図

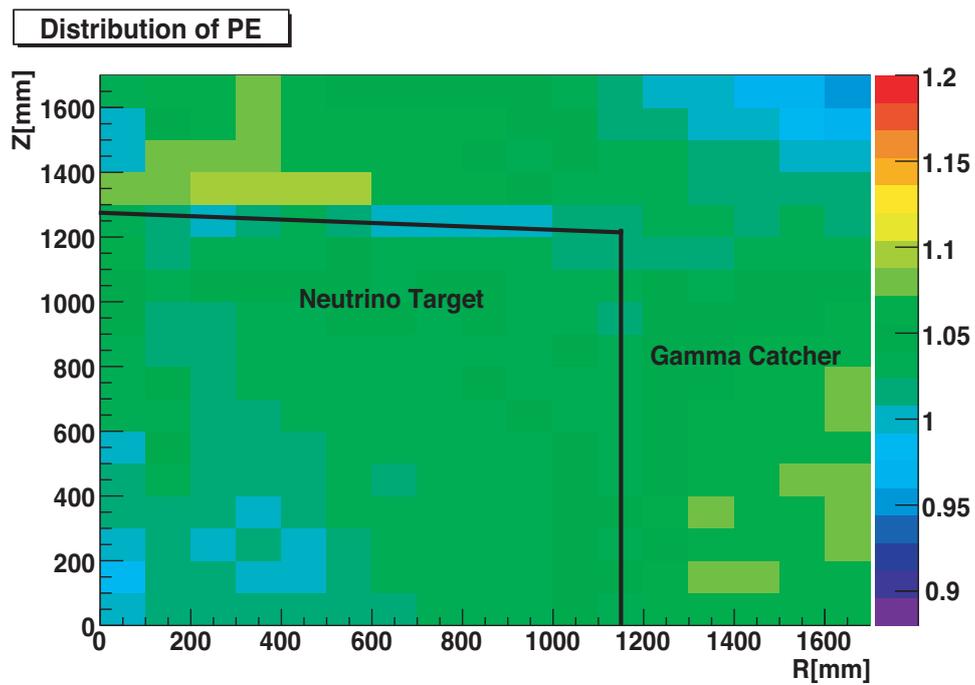


図 2.17: 検出される光電子数の検出器内一様性を確認する simulation 結果。

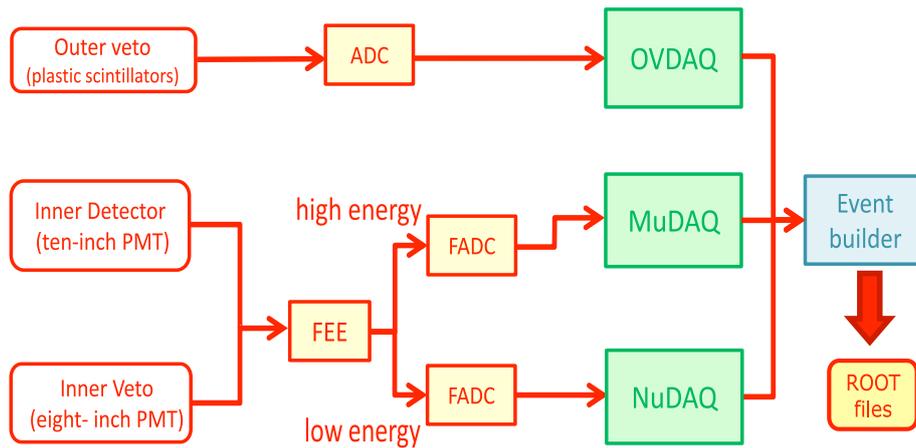


図 2.18: データ収集システムの構成

することができ、予想されるイベントレート 300Hz の環境下での dead time フリーな測定を実現可能にしている。Flash-ADC ボード 1 基につき 8 チャンネルの読み出しが可能で、Double Chooz 実験では約 70 基が使用される。

波形情報は、時間情報:1ch あたり 2ns、波高情報:1ch(1DUI) あたり約 4mV で記録される。



図 2.19: CAEN 社製 500MHz Flash-ADC V1721

2.3.9 キャリブレーションシステム

Double Chooz 実験では、検出器全体のキャリブレーションシステムをいくつか設置することを計画している。キャリブレーションには γ 線源、中性子線源、レーザー光線等が用いられる予定である。

キャリブレーションシステムの中でも特に重要となってくるのが、Z-Axis Calibration System である。これは図 2.20 のように、チムニー (液入れ等のために存在する、NT 層から上部に向かってのびる中心管) から NT 層中心に向かってアームをおろし、その先端に線源を設置するシステムである。アームは途中で折れ曲がることができるようになっているため、NT 層の任意の位置に線源を置くことができる。データ取得開始時には整備されておらず、Far 検出器では 2011 年の春に完成を目指している。

その他、GC 層のキャリブレーション用の Wire Source Deployment System や、PMT 付近に LED を設置する Light Injection System などがある。

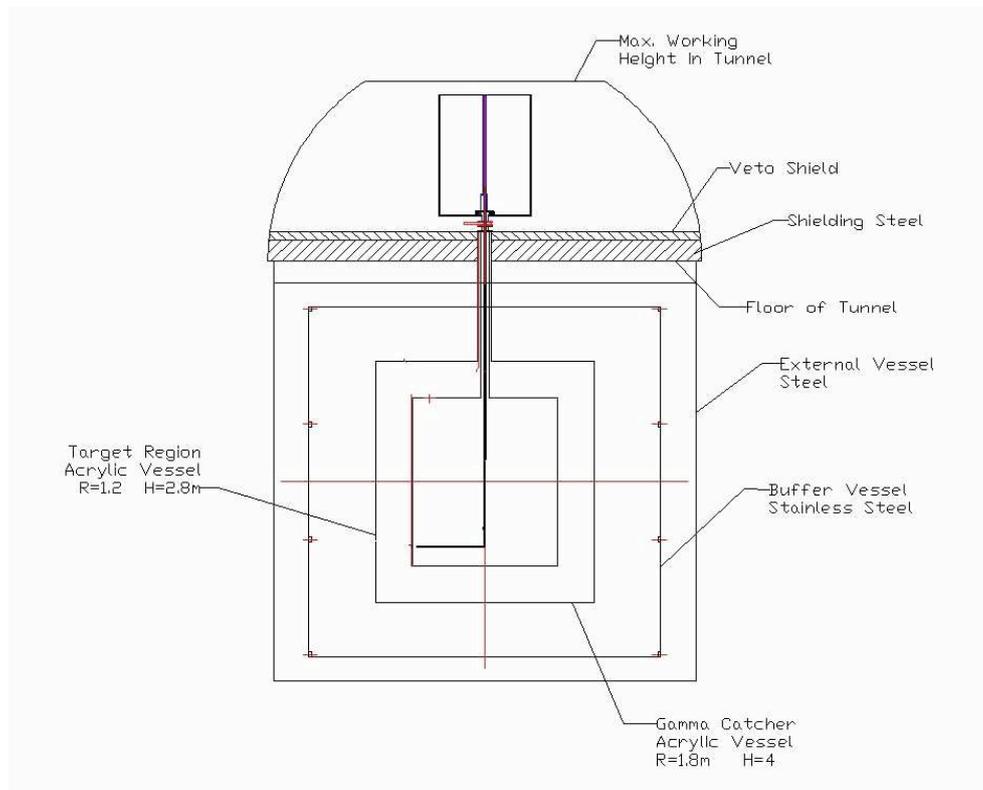


図 2.20: Z-Axis Calibration System 概要図

2.3.10 検出器まとめ

表 2.5 に検出器の構造を、表 2.6 に検出器由来の系統誤差を CHOOZ 実験と比較してまとめる。

2.4 バックグラウンド

Double Chooz 実験では過去最高精度での θ_{13} の測定を目指しているため、バックグラウンドの理解と除去が必要不可欠である。バックグラウンド源は、検出器外側の岩盤や内

表 2.5: Double Chooz 検出器の構造

名前	直径 (mm)	高さ (mm)	厚さ (mm)	構成物	体積 (m^3)
Target	2300	2458	8	Gd 入り LS	10.3
γ Catcher	3300	3598	12~15	LS	22.6
Nonscintillating Buffer	5516	5694	3	Mineral Oil	114.2
Inner Veto	6590	6640 \pm 100	10	Mineral Oil	90

表 2.6: CHOOZ 実験と Double Chooz 実験の検出器由来の系統誤差

			CHOOZ	Double Chooz
Reactor		Solid Angle	-	0.2%
Detector	H nuclei in target	Volume	0.3%	0.2%
		Fiducial Volume	0.2%	0
		Density		0.1%
		H/C	0.8%	0
Detector	Electronics	Deadtime	-	0%
Particle Identification	Positron	Escape	0.1%	0
		Capture	0	0
		Identification Cut	0.8%	0.1%
Particle Identification	Neutron	Escape	1.0%	0
		Capture(Gd)	0.85%	0.3%
		Identification Cut	0.4%	0.1%
Particle Identification	Antineutrino	Time Cut	0.4%	0.1%
		Distance Cut	0.3%	0
		Unicity	0.5%	0
Total			1.5%	0.5%

部の PMT やタンク、液体シンチレータ等に含まれる、放射性物質が主となる。それら放射性物質には ^{40}K 、 ^{238}U 、 ^{232}Th などが挙げられ、それらが崩壊する過程で生じる β 線や γ 線がバックグラウンドとなる (自然放射線)。また宇宙線ミュオンによる反応や、宇宙線ミュオンが検出器内や岩盤の原子核を破砕することによって生じた、不安定性原子核や中性子もバックグラウンドになり得る。

Double Chooz 実験では、先に述べた遅延同時計測法によってそれらのバックグラウンドを大きく削減できる。しかし、バックグラウンドが遅延同時計測法の条件を偶然に満たしたり (Accidental バックグラウンド)、一つの物理的な現象によって遅延同時計測法の条件を満たすバックグラウンド (Correlated バックグラウンド) が生成されることがある。

2.4.1 Accidental バックグラウンド

バックグラウンドの中には、遅延同時計測法の疑似 Prompt signal になり得るものと疑似 Delayed signal になり得るものがあり、それら別事象が遅延同時計測法で定めた時間幅に入ってくることで、ニュートリノ信号として識別されてしまうことがある。これを Accidental バックグラウンドと呼ぶ。

自然放射線が主な疑似 Prompt signal を作り、宇宙線ミュオンが検出器内部や岩盤内の原子核を粉砕し、生成される中性子が Gd に捕獲されることで疑似 Delayed signal を作る。

CHOOZ 実験は Far 検出器が設置される場所で行われたが、そこでは中性子イベントレートが $45 \pm 2/\text{h}$ と測定されている。Double Chooz 実験ではこれを基に中性子イベントレートを計算し、Far 検出器で $83/\text{h}$ と見積もっている [6]。

2.4.2 Correlated バックグラウンド

Accidental バックグラウンドに対し、疑似 Prompt signal と疑似 Delayed signal が一事象によって発生するものを Correlated バックグラウンドと呼び、主に以下の 2 つが挙げられる。

高速中性子

宇宙線ミュオンが検出器内部や岩盤内の原子核を破砕することで生成された高速中性子が、NT 層内の液体シンチレータで陽子と衝突し、最終的に Gd に捕獲された場合、Correlated バックグラウンドとなる。

高速中性子に衝突され散乱された複数の陽子が、シンチレータ中で発光し疑似 Prompt signal となる。一方で衝突によりエネルギーを失った中性子は熱化し、Gd に捕獲される。その際に放出される γ 線が疑似 Delayed signal となる。

核破砕反応

宇宙線ミュオンが液体シンチレータ中の原子核を破砕した場合、生成される新たな原子核は不安定であることがある。それらの不安定性原子核が崩壊する際に β 線や γ 線と共

に中性子を放出した場合、 β 線や γ 線は疑似 Prompt signal となり、中性子は熱化し Gd に捕獲され疑似 Delayed signal となる。ただし遅延同時計測法のカット条件を満たすものは以下の 2 つが主で、その他の崩壊は半減期の関係でカットすることが出来る。

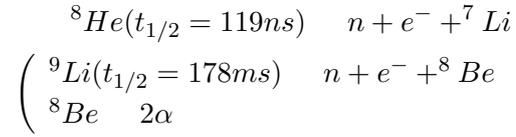


表 2.7 にアメリカグループによって計算された Near、Far 各検出器に置ける核破碎反応のイベントレートを示す。

表 2.7: 各検出器における各核種のイベントレート [12]

Isotopes	Near detector		Far detector	
	R_μ ($E^{0.75}$ scaling)	R_μ ($E > 500$ GeV)	R_μ ($E^{0.75}$ scaling)	R_μ ($E > 500$ GeV)
${}^{12}\text{B}$		not measured		
${}^{11}\text{Be}$	< 18	< 3.8	< 2.0	< 0.45
${}^{11}\text{Li}$		not measured		
${}^9\text{Li}$	17 ± 3	3.6	1.7 ± 0.3	0.36
${}^8\text{Li}$	31 ± 12	6.6	3.3 ± 1.2	0.7
${}^8\text{He}$	${}^8\text{He}$ & ${}^9\text{Li}$ measured together			
${}^6\text{He}$	126 ± 12	26.8	13.2 ± 1.3	2.8
${}^{11}\text{C}$	7100 ± 455	1510	749 ± 48	159.3
${}^{10}\text{C}$	904 ± 114	192	95 ± 12	20.2
${}^9\text{C}$	38 ± 12	8.1	4.0 ± 1.2	0.85
${}^8\text{B}$	60 ± 11	12.7	5.9 ± 1.2	1.25
${}^7\text{Be}$	1800 ± 180	382.9	190 ± 19	40.4

第3章 DOGS

3.1 DOGS 概要

Double Chooz 実験ではオフラインでの解析、Simulation 用に共用のソフトウェア群を用意している。ソフトウェア群は DOGS(Double Chooz Offline Group Softwaters) と呼ばれており、現在も開発途中段階である。

本実験のように Simulation によって研究を行う場合は、実験で実際に測定されるデータ (RAW データ) と同じ形式のものを取り扱う必要があり、そのために RAW データを作成するための Simulation tool と、それ以降の解析を行う Analysis tool に大きく分けられる。本章では、DOGS の多岐に渡るソフトウェアの中でも、本研究に深く関わる代表的なものを取り上げ説明する。

なお DOGS では入出力の機能として CERN(欧州原子核研究機構) の ROOT を使用している。また DOGS は随時開発・バージョンアップを続けており、以下に説明する各ソフトウェアも改良を続けている。本研究ではバージョン Prod-06-02-p03 を使用した。

ROOT

CERN が開発している解析ソフトウェアで、高エネルギー関連の解析によく使用されている。C++をベースとしており、解析のためのツールや構造を多く含んでいる。

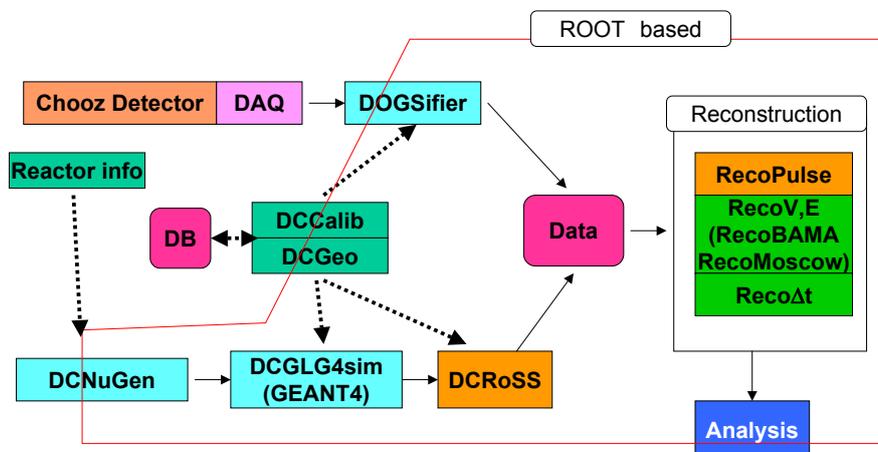


図 3.1: Simulation における主なソフトウェアのフローチャート

3.2 Simulation tool

3.2.1 DCGLG4Sim

DCGLG4Sim は、CERN の開発した Geant4 をベースに作られたモンテカルロシミュレータである。Double Chooz 実験の検出器、PMT、液体シンチレータなどの構造や素材が再現されており、イベントによって発生した光子が PMT 光電面で光電子になるまでを Simulation している。

Output として各 PMT に入射した光電子数 (PE 数)、それらの入射時間 (Hit Time)、発光点の重心など PMT までの情報が得られる。

Geant4

CERN の開発したモンテカルロシミュレータで、素粒子が物質中で起こす複雑な振る舞いや反応を正確に Simulate する大規模ソフトウェアである。物理プロセスや検出器のジオメトリ、データ生成やその保存、視覚化などの多くのツールキットから構成されている。物理プロセスは現在理解されている範囲の電磁相互作用、ハドロン、光学的プロセスが含まれている。

3.2.2 DCRoSS

DCRoSS は DCGLG4Sim における PMT の Hit 情報をもとに、実際の実験で測定される RAW データと同じ形式のデータを作り出す Read Out Simulation ソフトウェアである。

各 PMT ごとの PE 数、Hit Time などを Input とし、実際の PMT や FEE(Front End Electronics) と呼ばれる各電気回路の影響を考慮して FADC 波形として出力させる。また Output は FADC 波形の他に、FEE の影響を受けていない、PMT 直後の波形情報や時間情報、電荷情報もある。この場合、時間情報は各 PMT の TTS(Transit Time Spread) によって振られた Hit Time を、電荷情報は各 PMT のゲインによって振られた PE 数を基に計算される。図 3.2 に Output の FADC 波形と PMT 直後の波形をのせる。

しかし RAW データとして得られるのは FADC 波形に関連するもののみであり、続く DCRecoPulse の Input として使用されるのもこれらのみとなる。

3.3 Analysis tool

3.3.1 DCRecoPulse

DCRecoPulse は、DCRoSS で得られた FADC 波形情報を Input とし、各 PMT での電荷情報、時間情報を再計算するソフトウェアである。また実際の実験で得られた RAW データもまずこれによって処理される。ここでは本研究において重要な情報となる、時間情報 (StartT) と電荷情報 (Q_{total}) の計算方法について説明する。

現在の DCRecoPulse(バージョン Prod-06-02-p03) 内ではまず、FADC の gate(1 トリガーに対して保持されるデータの時間領域) ごとに threshold を計算し、その gate 内で StartT、電荷情報を計算させるという手法をとっている。その計算手順を以下に示す。

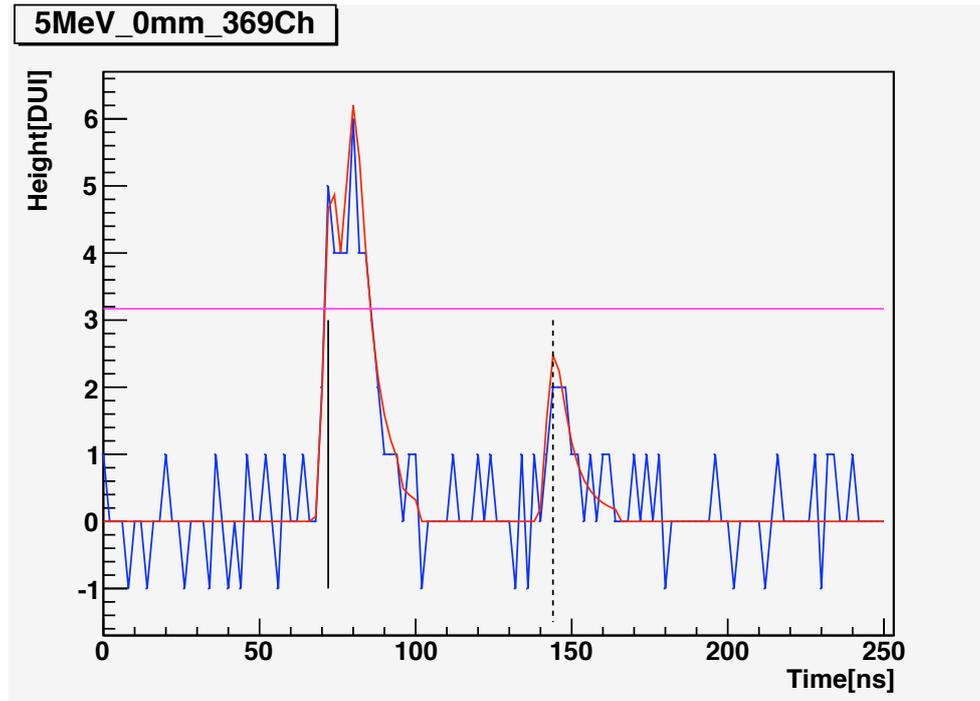


図 3.2: DCRoSS の Output 波形。赤が PMT 直後、青が FADC 後の波形を simulate したものの。

threshold

ここでの threshold は StartT を計算するためのものであり、gate の決定や電荷情報の計算のために使用されるものではない。threshold は gate ごとのペDESTAL 値とその RMS (Root Mean Square) によって決定される。その計算手順を以下に示す。

1. gate 内の全ての波高情報の平均 \bar{h} をとる。Double Chooz で使用される FADC では、2ns ごとに波高情報が入っているため、gate 幅 [ns]/2[ns] の波高情報がある (gate 幅が 256ns なら 128 個)。波高情報の最小単位は DUI (1DUI \sim 4mV)。
2. gate 内の全波高情報のうち、最大値を h_{max} 、最小値を h_{min} とする。

$$\left| \bar{h} - h_{max} \right| - \left| \bar{h} - h_{min} \right| \geq 0.5[DUI] \quad (3.1)$$

のとき、 h_{max} あるいは h_{min} のうち、 \bar{h} との差が大きい方のデータを取り除き、再度 \bar{h} を計算する。

式 3.1 が満たされる限り、この操作を繰り返す。

- 3.

$$\left| \bar{h} - h_{max} \right| - \left| \bar{h} - h_{min} \right| < 0.5[DUI] \quad (3.2)$$

のとき、gate 内の波高情報のうち、残ったデータの数を N とする。threshold の値は以下ようになる。

$$P_{mean} = \bar{h} \quad (3.3)$$

$$P_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^N (h_i - \bar{h})^2}{N}} \quad (3.4)$$

$$threshold = P_{mean} - n_{RMS} P_{RMS} \quad (3.5)$$

n_{RMS} はペDESTAL値の RMS から threshold の高さを設定するパラメータであり、Default では 5 に設定されている。

ペDESTAL値の計算過程の概略図を図 3.3 に示す。

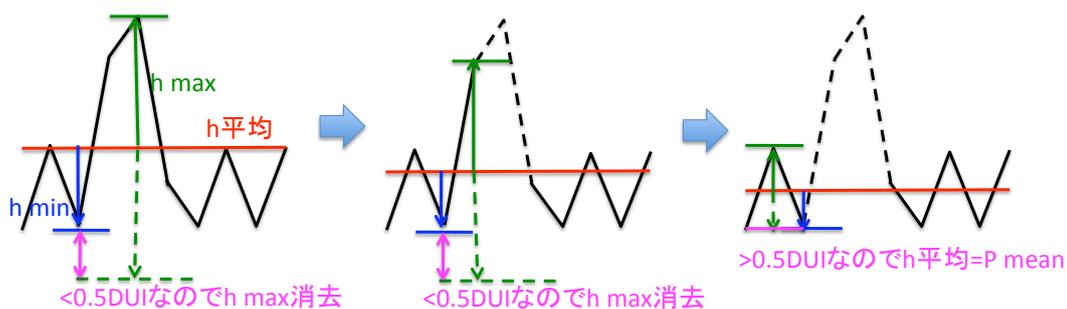


図 3.3: ペDESTAL値の計算過程

StartT、 Q_{total}

1. FADC の gate 内に window という時間領域を考える。window は gate 内を、gate の開始時間から終了時間に向かって移動し、各々の場所で window 内の波高情報の積分値 Q 計算する。
2. window が gate の終了時間まで移動し終えたとき、window が各位置でとってきた Q の中で最大なものを Q_1 とし、 Q_1 があった window 内での波高情報を全て 0 にする。
3. Q_1 の波高を潰した状態で 1,2 の操作を繰り返す、以下 Q_2 、 Q_3 ... のように番号を振っていく。
4. Q_n の値がある閾値を下回ったとき、これらの操作を終了し、 $Q_{total} = \sum_{i=1}^{n-1} Q_i$ をその gate での電荷情報とする。このとき $Q_i (i = 1, 2, \dots, n-1)$ をとった window の中で、時間的に最も早い window の開始時間を T_0 、最も遅い window の終了時間を T_1 とする。1~4 までの計算過程の略図を図 3.4 に示す。
5. $T_0 \sim T_1$ の波高のうち、最初に threshold をこえた点の時間を StartT と定義する。もし $T_0 \sim T_1$ 間で threshold をこえる波高がなかった場合、StartT= T_0 となる (T_0 イベント)。

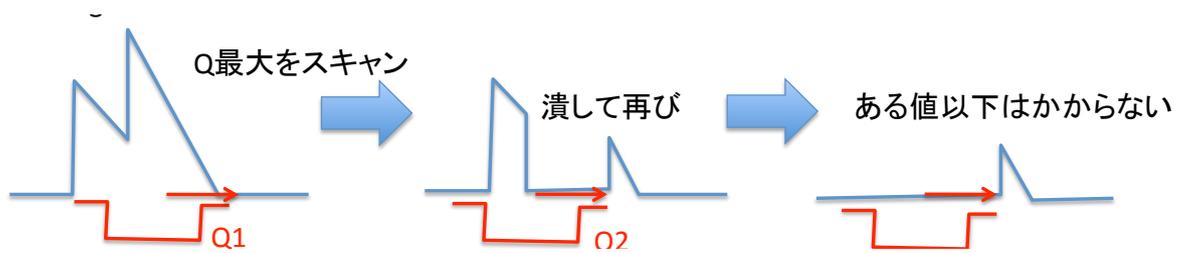


図 3.4: window による計算過程の説明

3.3.2 DCReco

DCReco は DCRecoPulse の Output である電荷情報、時間情報を Input にイベント再構成を行うためのアルゴリズム群である。本研究のテーマである事象位置再構成アルゴリズムもここに位置する。

ここでは DOGS にあらかじめ用意されている他の事象位置再構成アルゴリズムについて述べる。

DCRecoMOSCOW

DCRecoMOSCOW はロシアグループによって開発された事象位置再構成アルゴリズムである。PMT ごとの電荷情報を用いず、時間情報のみを用いるのが特徴で、最尤法 (後述) によって再構成している。出来る限りシンプルな構造となっており、Tuning が容易になっているが、エネルギーごとに異なる性能を見せる (後述) など、精度はそれほど高くない。

DCRecoBAMA

DCRecoBAMA はアメリカグループによって開発された事象位置再構成アルゴリズムであり、DCRecoMOSCOW をベースに改良を加えたものになっている。PMT ごとの電荷情報、時間情報、vertex から見た PMT の立体角などが Input となり、再構成までの手順も複雑になっている。きちんと Tuning された状態では優れた精度を見せるが、計算過程の複雑さから Tuning は容易ではないと考えられている。

DOGS では DCRecoBAMA がメインの事象位置再構成アルゴリズムとして使用される予定である。

3.3.3 その他

DOGS にはここで説明したソフトウェアの他に、各ソフトウェア間での Input/Output を管理する DCEnDep、Output File へアクセスし解析に必要なパラメータを取り出す DCAna、Simulation に用いるニュートリノイベントを生成する DCNuGen2 などがある。

第4章 事象位置再構成アルゴリズムの開発

4.1 本研究の目的

4.1.1 事象位置再構成アルゴリズムの目的

Double Chooz 実験は過去最高精度で θ_{13} の測定を目指しており、そのために前章までで触れてきた様々な工夫を凝らしている。各イベントの事象位置は精度向上のための基本情報として重要なものとなっており、事象位置再構成アルゴリズムは必要不可欠なものとなってくる。以下に位置情報を利用する解析過程のうち、特に重要なものを示す。

バックグラウンドの排除

2.4.1 節で触れたように、Accidental バックグラウンドの疑似 Prompt signal は主に自然放射線によって作られる。

自然放射線は検出器内外の物質が含む不安定原子核の崩壊から来るものであるが、どの物質がどの程度不安定原子核を含むかということは理解されている。特に岩盤や PMT からくる放射線の場合は起源が GC 層より外にあるため、NT 層まで届かず GC 層の外側で発生することが多い。そのため疑似 Prompt signal の位置情報を求め、GC 層外側で発生したイベントをカットすることで、Accidental バックグラウンドを減らすことが期待される。

また Correlated バックグラウンドについても、宇宙線ミューオンによって液体シンチレータ中の原子核が破碎されて起きる反応であるから、ミューオンの飛跡を再構成し、そこからイベント発生位置までの距離を考慮することによって、カットをかけることができる。

エネルギー再構成への利用

イベントのエネルギーは検出される光電子数によって求められるため、イベント発生位置によるシンチレーション光検出効率の違いは、エネルギー再構成の不定性を大きくする。Double Chooz 実験ではシンチレーション光が発生位置に依らず一様に検出されるよう、PMT の配置などに工夫を凝らしている。それによって図 2.17 のような一様性が期待されているが、10% 程度のばらつきが生じてしまう。

そのためシンチレーション光の発生位置を求め、位置ごとに補正をすることによって、より正確なイベントのエネルギーを求めようとしている。

4.1.2 本アルゴリズムの目的と要求

このように、事象位置再構成アルゴリズムは解析過程において重要な役割を担っている。しかし、3.3.2節で示したように Double Chooz では、共用のソフトウェアとして2種類の事象位置再構成アルゴリズムが既に用意されている。それにも関わらず今回新たなアルゴリズムを開発したのは、実験の初期段階を考慮したものである。

Double Chooz 実験では、2010年12月に Far 検出器の建設が終わりデータの取得が開始されたが、キャリブレーションシステムが整備されるのを2011年春と予定している。すなわちデータの取得が開始された時点では、検出器の詳細なキャリブレーションが成されていない状態である。DOGS内の事象位置再構成アルゴリズムとしてメインで使用される予定の DCRecoBAMA は、高精度のかわりに複雑なアルゴリズムになっているため、キャリブレーションなしでは十分な Tuning はできないと考えられている。しかし競合する他実験を考えるとなるべく早く結果を出したいため、データ取得開始時から出来る限り解析を進めておきたい。そのため実験初期段階から使用できるアルゴリズムを開発するのが本研究の目的である。

この条件を満たすため、アルゴリズムには以下の2点が要求される。

1. 未測定の情報(各物質の屈折率、反射率など)からの影響を受けにくいシンプルな構造であること
2. Tuning Parameter が少なく Tuning が容易であること

また4.1.1節の利用目的から NT 層内で精度 $\pm 300\text{mm}$ を要求されている。

4.2 基本設計

4.2.1 概略

本アルゴリズムは DCRecoBAMA 同様、DCRecoMOSCOW をベースとし改良を加えたものになっている。Input には PMT ごとの時間情報、電荷情報を使用し、事象位置の各成分 (x, y, z) を Output とする。

以下にアルゴリズムの概略を示す。

1. アルゴリズムのパラメータを定める。(4.2.2節)
2. 各 PMT における電荷情報と PMT の位置情報から、発生光量の重心位置 (x_0, y_0, z_0) を求める。その際、PMT の情報に簡単なセレクション (PE 数 > 0.5) をかけている。(A.2節)
3. Minuit を用いて事象位置の再構成を行う。ある事象位置を仮定してその尤度(4.2.2節で後述)を計算し、尤度が最小化する事象位置を Minuit によって求める。Minuit の初期値には2で求めた光量重心 (x_0, y_0, z_0) を用いる (RecoMOSCOW では初期値は検出器中心である)。

図4.1に計算過程の概略図を示す。

Minuit

CERN が開発したパラメータ最小化のための計算プログラム。使用者が定義した関数の最小値を効率的に求め、最小化された関数の変数 (パラメータ) を割り出す。

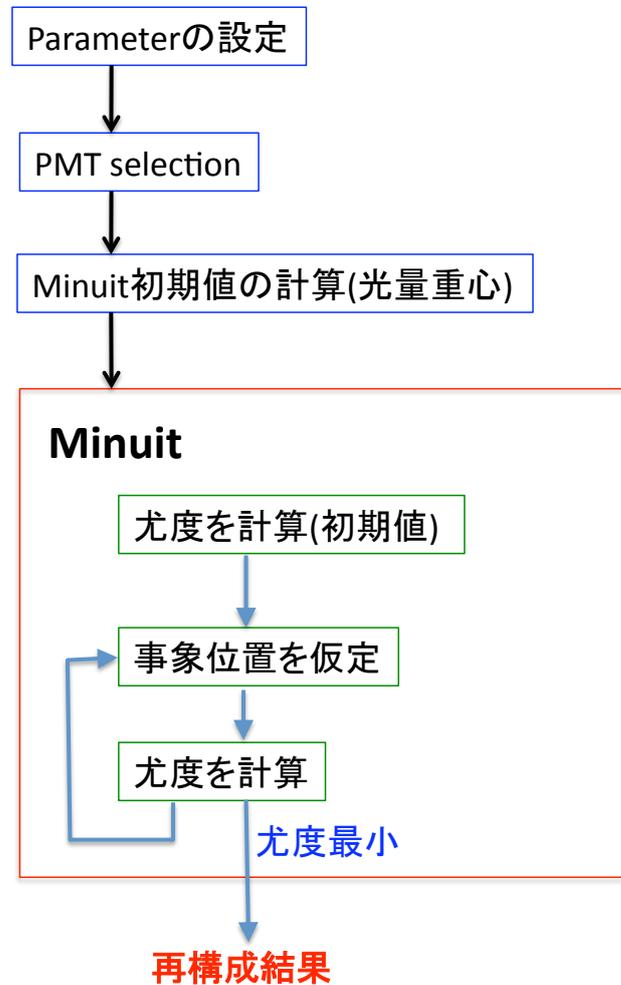


図 4.1: アルゴリズム内での計算過程

4.2.2 最尤法 (Maximum Likelihood Estimation)

本研究で開発したアルゴリズムを含め、DOGS における事象位置再構成アルゴリズムは全て最尤法という手法を用いている。これは統計学において、与えられたデータから、それらが従う確率分布の母数 (分布を特徴づける数) を推測するために用いられる手法である。

母数 θ によって特徴づけられ確率密度関数 $f(x, \theta)$ に従う分布から、 n 個の標本 X_1, X_2, \dots, X_n

が得られたとすると、確率密度 P は、

$$P = f(X_1, \theta)f(X_2, \theta)\dots f(X_n, \theta) \quad (4.1)$$

と出来る。ここで、各々の $f(x, \theta)$ で確率変数 x が実現値 $X_i (i = 1, 2, \dots, n)$ に固定されていると考えれば、式 4.6 は θ の関数と見なすことができる。よって θ がわからないとき、 P の最大となる θ を考えることによって、 θ の尤もらしい値を求めることが出来る (最尤推定量)。

このとき P を尤度関数と呼び、ある $\bar{\theta}$ における尤度 $L(\bar{\theta})$ を以下のように定義する。

$$L(\bar{\theta}) = P(\bar{\theta}) = \prod_{i=1}^n f(X_i, \bar{\theta}) \quad (4.2)$$

最尤法とは、この尤度 $L(\theta)$ が最大となる最尤推定量を求めることである。

次に、この最尤法を用いてどのように事象位置を再構成していくかについて述べる。再構成には時間情報を用いる。すなわち、各 PMT に置ける Pulse の開始時間 StartT を確率変数、再構成される位置情報 $\mathbf{R} = (x, y, z)$ を母数とし、尤度を求めていく。尤度関数は以下の 2 つの要素の重ね合わせで考えることが出来る。

1. 液体シンチレータの発光時間特性

液体シンチレータが発光するとき、全ての光子は同時に発生するわけではなく、発生時間にばらつきを持って生じる。また検出器の時間特性により立ち上がりがなまる効果がある。このばらつきの分布を、ランダウ関数と呼ばれる以下の関数によって近似した。

$$f_L(t) = \frac{\exp\left[-\left(\lambda + \exp^{-\lambda}\right)/2\right]}{\sqrt{2\pi}} \quad (4.3)$$

$$\lambda = \frac{t - t_0}{L_\sigma} \quad (4.4)$$

このとき t_0 は最も光子が発生した時間を表し、 L_σ は分布の成形パラメータを表す。図 4.2 に $t_0 = 0$ 、 $L_\sigma = 1.5$ のときのランダウ関数を示す。

2. 光子の TOF (Time Of Flight ; 飛行時間)

液体シンチレータは空気より大きい屈折率を持つため (1.4~1.6)、発生地点から PMT までの光子の TOF は空気中のそれより長くなる。しかし NT 層と GC 層では液体シンチレータの構成が異なる上、BF 層にはミネラルオイルが満たされている。また屈折率は光波長によっても異なり、さらに各領域を仕切るアクリル境界の影響も関わってくるため、ある発光地点から各 PMT までの正確な TOF を求めることは困難である。

そのため DOGS 内の事象位置再構成アルゴリズムでは、ID 層内の全ての領域及びアクリル境界は同一の屈折率 n_R を持っていると仮定して TOF の計算を行っている。 n_R は便宜的な数であるため、その値はキャリブレーションあるいはアルゴリズムの Tuning によって決定する必要がある。

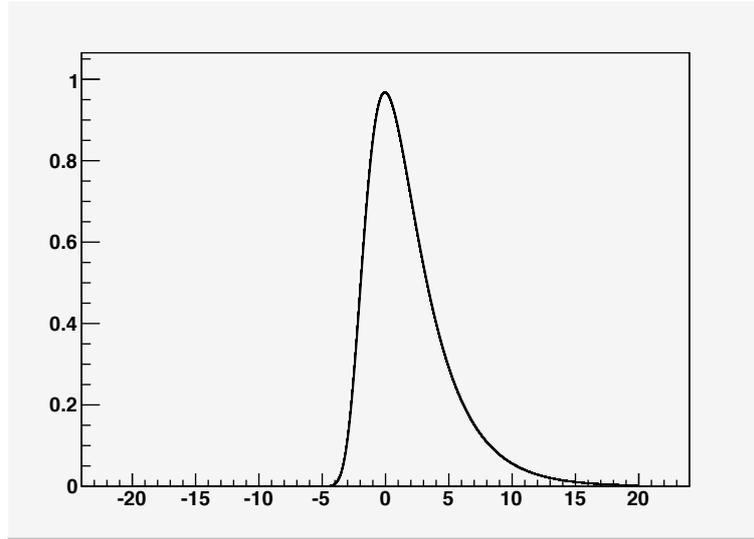


図 4.2: ランダウ関数

よって液体シンチレータの発光地点の位置ベクトルを \mathbf{R} 、PMT の位置ベクトルを \mathbf{R}_{PMT} とすると TOF は、

$$TOF = \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_{PMT}|}{c/n_R} \quad (4.5)$$

ただし c は真空中での光速である。

上記の 2 つの要素を組み合わせ尤度を求める。まずある発光地点 \mathbf{R} を仮定し、信号がある PMT のうち i 番目の PMT_i と、そこに最も早く到達した光子 p_i について考える。次に PMT_i における Pulse の開始時間 $StartT_i$ と、 \mathbf{R} から PMT_i までの TOF_i を用いて、光子 p_i の発生時間 t_i を求める。

$$t_i = StartT_i - TOF_i = StartT_i - \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_{PMT_i}|}{c/n_R} \quad (4.6)$$

t_i の分布はランダウ関数に近似できるため、尤度関数 $L(\mathbf{R})$ は以下ようになる。

$$L(\mathbf{R}, t_0) = \prod_{i=1}^{n_{PMT}} f_L(\lambda_i, \mathbf{R}) \quad (4.7)$$

$$= \prod_{i=1}^{n_{PMT}} \frac{\exp\left[-\left(\lambda_i + \exp^{-\lambda_i}\right)/2\right]}{\sqrt{2\pi}}$$

$$\lambda_i = \frac{t_i - t_0}{L_\sigma} \quad (4.8)$$

n_{PMT} は信号がある PMT の数を表す。この尤度関数 $L(\mathbf{R})$ を最大にする \mathbf{R} を、発光位置の最尤推定量とする。ここで、あるイベントにおける t_i に着目すると、 t_i がランダウ関数のピークに近いほど尤度は大きくなる。また、再構成された (x, y, z) が実際のイベン

ト位置と異なるとき、 t_i 分布は実際の分布 (ランダウ関数) より広がる。すなわち再構成位置が適切なとき (尤度が最大するとき)、 t_i 分布はランダウ関数を形作るといえる。

式 4.7 において、 t_0 はランダウ関数の時間軸上の位置パラメータであり、イベントの発生時間 (光子が最も多く発生した時間) である。すなわち、 t_0 は t_i 分布の形には影響を及ぼさないが、 t_i 分布とランダウ関数の比較の上で重要なパラメータであり、イベント発生時間を直接知ることはできないので何らかの方法で求めなければならない。DCRecoBAMA、DCRecoMOSCOW では R の各成分 (x, y, z) の他に、 t_0 も含めた 4 つを母数として最尤法を行っている。しかし本アルゴリズムでは t_0 を別の方法で同定し、3 つの母数で最尤法を行うことにした。その理由、方法については 4.4 節にて後述する。

図 4.3 に最尤法による事象位置再構成の簡易説明図を示す。

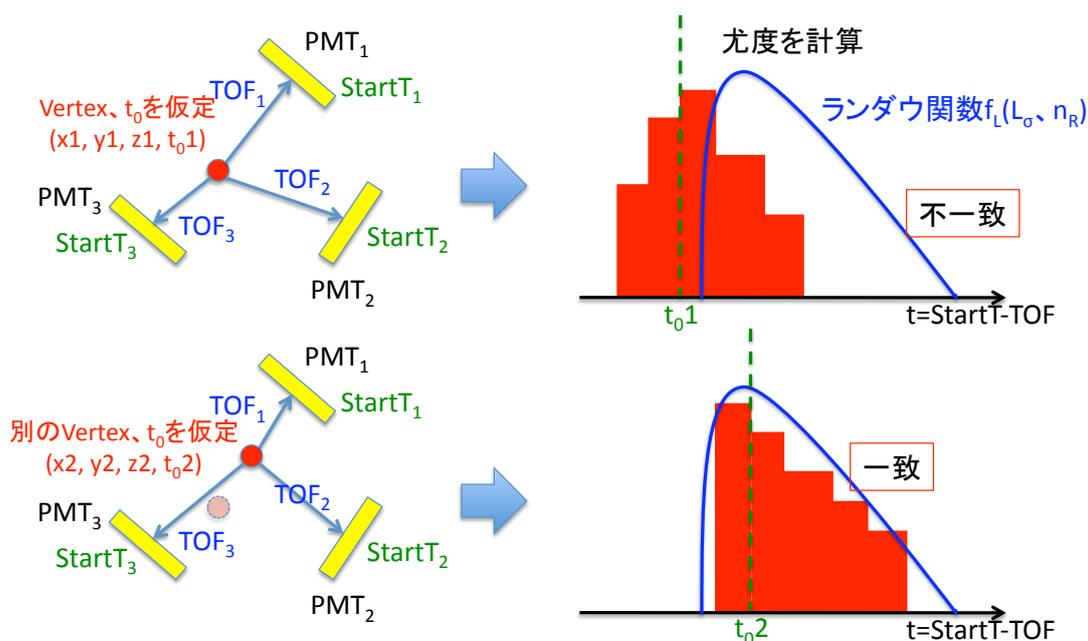


図 4.3: 最尤法による位置再構成の説明図。 (x_1, y_1, z_1, t_{01}) と (x_2, y_2, z_2, t_{02}) の t 分布を比較すると、 (x_2, y_2, z_2, t_{02}) のほうがランダウ分布と一致している。この場合、イベント位置は (x_2, y_2, z_2) として再構成される。

Tuning Parameter

4.2.2 節より、本アルゴリズムの Tuning Parameter は、尤度関数 (ランダウ関数) の成形パラメータ L_σ と ID 層全体の包括的な屈折率 n_R の 2 つのみとなる。

4.3 評価方法

アルゴリズムの性能評価は、DOGSのDCGLG4Sim(3.2.1節)を用いたモンテカルロシミュレーションで行った。

まずDCGLG4Simで、発生場所(X_{truth} , $y=0$, $z=0$ としx方向にのみ動かす)と発生時のエネルギーを定め、定めた条件に従う電子を1000イベント発生させる。次にアルゴリズムのTuning Parameterを定め、それらのイベントを再構成し位置を求めた(X_{reco})。

$X_{diff} = X_{truth} - X_{reco}$ と定めると、 X_{diff} の値は理想的には0となり、また正規分布に従ってある量の分解能を持つ。 X_{diff} のヒストグラムを作成し、それを正規分布でFitさせ、そのmeanとsigmaの値を比較することで評価を行った。図4.4にその一例を示す。

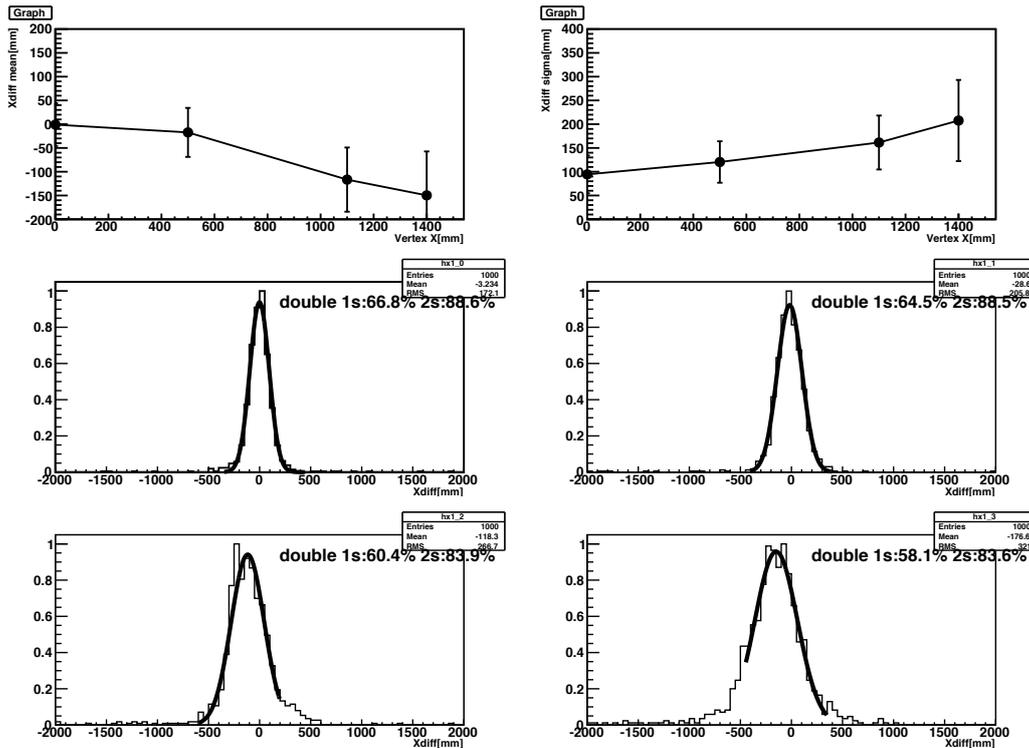


図 4.4: 評価方法の一例。発生点は $x=0, 500, 1100, 1400$ mm ($y=0, z=0$) で、5MeV の電子を発生させた。左上が各発生点での X_{diff} の mean 値、右上が sigma 値、左中央が $x=0$ mm での X_{diff} ヒストグラム、右中央が $x=500$ mm、左下が $x=1100$ mm、右下が $x=1400$ mm のもの。

4.4 エネルギー依存性と解決方法 (Self t_0 set)

4.4.1 エネルギーによる再構成性能の変化

Double Chooz 実験では Prompt signal が平均 4MeV、Delayed signal が平均 8MeV と、異なったエネルギーのイベントを扱う。これまで DCRecoMOSCOW を何点が改良してき

たが、DCRecoMOSCOW はイベントのエネルギーによって再構成のパフォーマンスが異なるという問題があった (図 4.5)。すなわち、実際のイベント発生位置が同じでも、イベントのエネルギーにより再構成される最適な位置が異なる。

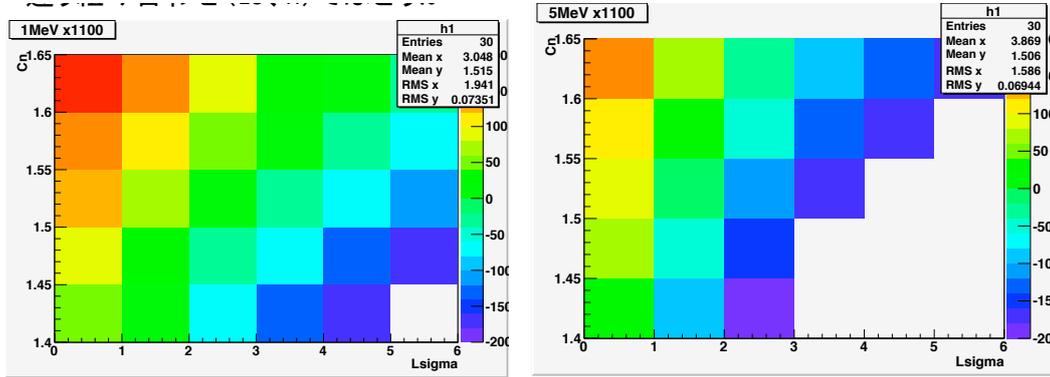


図 4.5: 各 Tuning Parameter での $x=1100\text{mm}$ での X_{diff} の mean 値 (横軸 L_σ 、縦軸 n_R)。左が 1MeV 電子。右が 5MeV 電子。 $X_{diff} \sim 0$ となる点 (緑) ではアルゴリズムはよいパフォーマンスを示しているといえるが、1MeV と 5MeV でよいパフォーマンスを示す Tuning Parameter の組み合わせが異なっている。つまり異なったエネルギーでは最適となる再構成位置が異なるといえる。

また各 Tuning Parameter は実際の物理情報に関係したものであるから、DCGLG4Sim によるシミュレーション環境に沿った値を設定すれば、その条件ではよいパフォーマンスを見せるはずである。

L_σ は尤度関数 (ランダウ関数) の成形パラメータである。4.2.2 節より、各 PMT の t 分布をランダウ関数で Fit すれば、Fit によって得られた L_σ はシミュレーションでの t 分布を表すものである。そこで DCGLG4Sim で 1MeV、5MeV の電子を発生させ、得られた t 分布をランダウ関数で Fit し、 L_σ を求めた (図 4.6)。もう一つの Tuning Parameter n_R も、DCGLG4Sim で設定されている ID 層の液体シンチレータの屈折率に近い値とした ($n_R = 1.45$)。これによって、アルゴリズムの Tuning Parameter は DCGLG4Sim の環境にそった条件になった。その条件でのパフォーマンスを調べたが、図 4.7 で示すように $x = 1100\text{mm}$ の地点で X_{diff} の mean 値に 100mm 程度の違いが見られた。

4.4.2 Self t_0 set について

これらの問題を解決するため、最尤法での位置再構成の手順 (4.2.2 節) を再度見直した。特にランダウ関数内の t_0 について注目した。

DCRecoMOSCOW、DCRecoBAMA では位置 (x, y, z) の他に、 t_0 も母数として最尤法を行っている。これは t_0 がイベントの発生時間によるもので、その値が (x, y, z) 同様イベント毎に異なり知ることが出来ないからである。しかし一般的に、Fit による最適化の過程において Free Parameter (母数) の数が少なければその計算は容易になり、バイアスもか

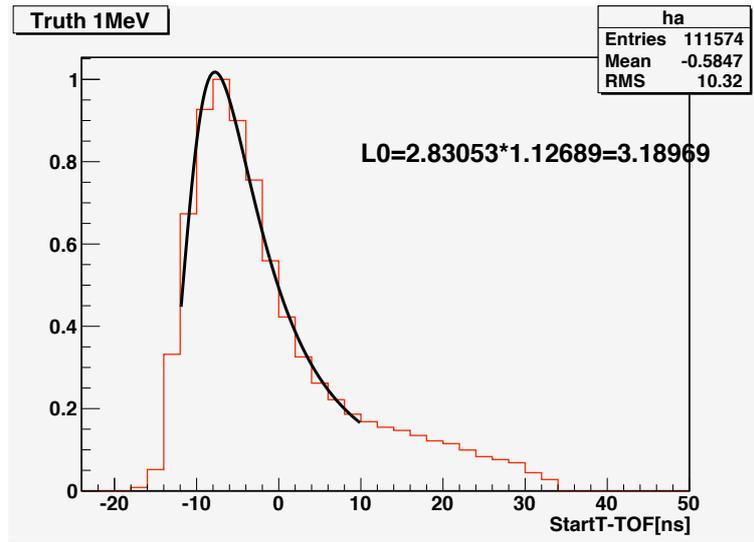


図 4.6: t 分布のランダウ関数による Fit

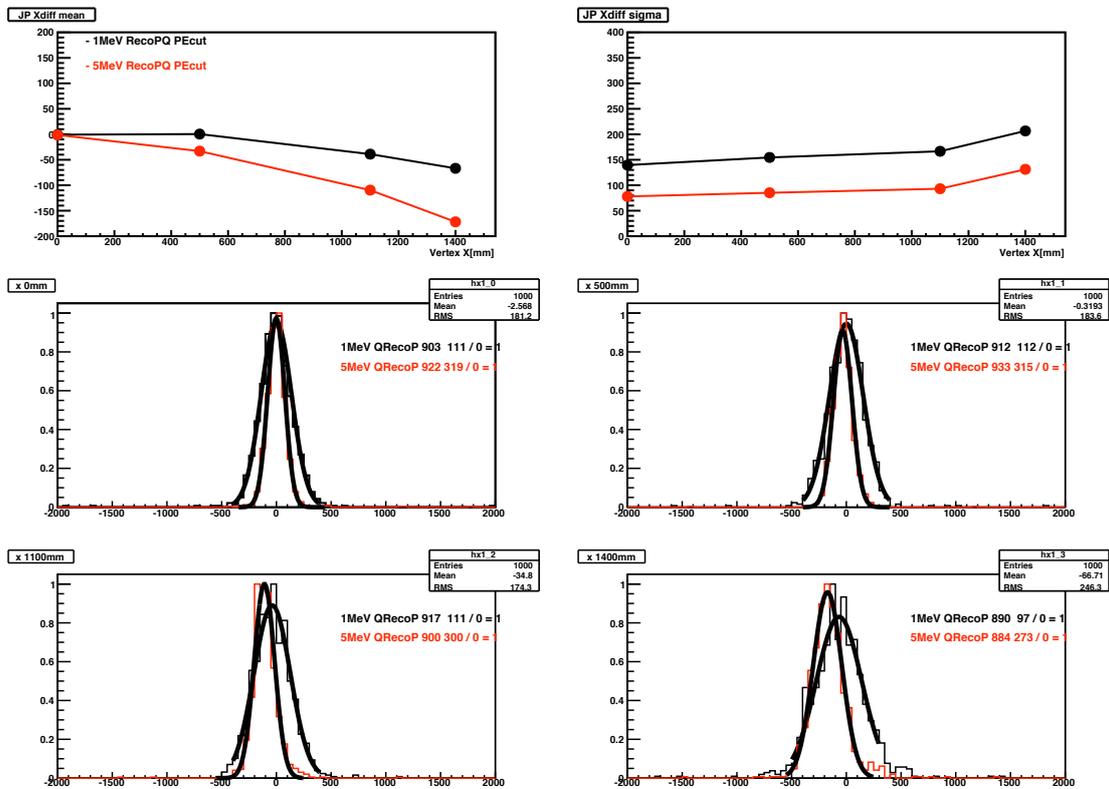


図 4.7: SelfT0 前のパフォーマンス (黒:1MeV, 赤:5MeV)。発生位置は図 4.4 と同様。

かりづらくなる。事象位置再構成アルゴリズムの目的は位置 (x, y, z) を求めることであるから、 t_0 を別の方法で計算させ、Free Parameter の数を減らせないと考えた。

t_0 はランダウ関数の位置パラメータであり、4.2.2 節から最も多く光子が発生した時間とすることが出来る。すなわちあるイベントにおける t の分布を見たとき、 t_0 は t 分布の形には影響を及ぼさず、分布の t 方向の位置を決めるのみである。よってある位置 (x, y, z) を仮定したとき、各 PMT での StartT と TOF から t を計算し (式 4.6)、その分布を見ることによって t_0 を決めることが出来る。 t_0 は最も多く光子が発生した時間であるから、 t 分布の最大値をとる t_{max} を t_0 と仮定する。

図 4.8 に概略図を示す。

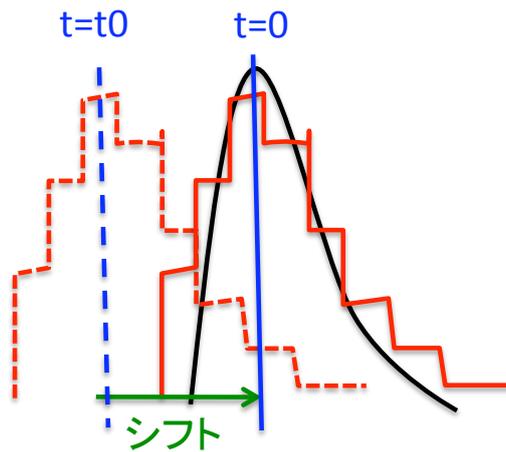


図 4.8: t_0 は t 分布の位置パラメータであり、 t 分布の最大値から求めることができる。

次に本アルゴリズムで再構成を行う際の計算過程を示す。

1. イベントが発生し StartT 及び光量分布が与えられたとき、光量重心を初期位置 (x_0, y_0, z_0) と仮定する。
2. $t = StartT - TOF$ 分布の最大値から $t_{max} = t_0$ とする。
3. 得られた t 分布、 t_0 をもとに尤度 $L(x, y, z)$ を計算する。
4. 次の位置 (x, y, z) を仮定し、2、3 を繰り返す。
5. $L(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ が最小となる位置 $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ を最尤推定量として、再構成結果とする。

図 4.9 に DCRecoMOSCOW、DCRecoBAMA と本アルゴリズムでの Minuit 内での計算過程を示す。

この Self t_0 set の導入により、Tuning Parameter の組み合わせによってはエネルギー間でのパフォーマンスの違いに変化が生じた。図 4.10 は Self t_0 set 導入後のパフォーマンス map である。Self t_0 set 導入前 (図 4.5) では、1MeV と 5MeV の map で緑色 ($-50 < X_{diff} < 50$) の領域がずれていたが、図 4.10 では重なっていることがわかる。すなわち、この重なって

DCRecoMOSCOW、DCRecoBAMA

本アルゴリズム

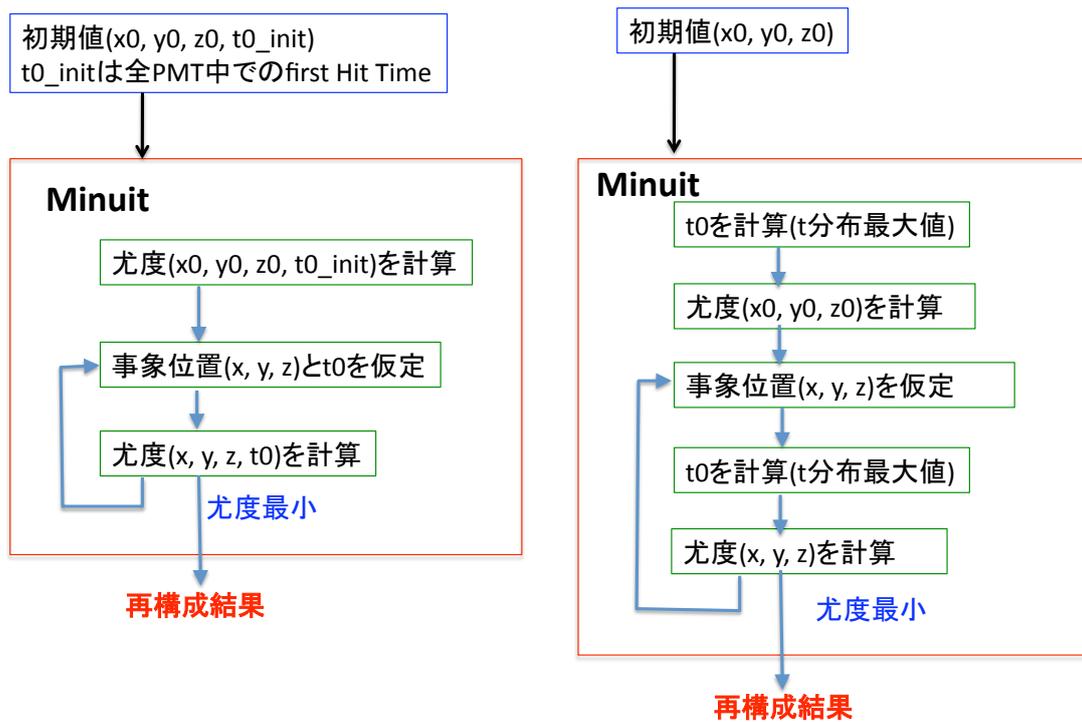


図 4.9: Minuit 内における、DOGS 内の事象位置再構成アルゴリズムと本アルゴリズムの違い。DOGS のアルゴリズムが (x, y, z, t_0) の 4 パラメータで Fit を行うのに対し、本アルゴリズムでは t_0 を別の方法で決定するため、 (x, y, z) の 3 パラメータで Fit を行う。

いる領域では1MeVと5MeV間で再構成結果の違いは見られず、どちらも $X_{diff} = 0$ 近辺に再構成される。

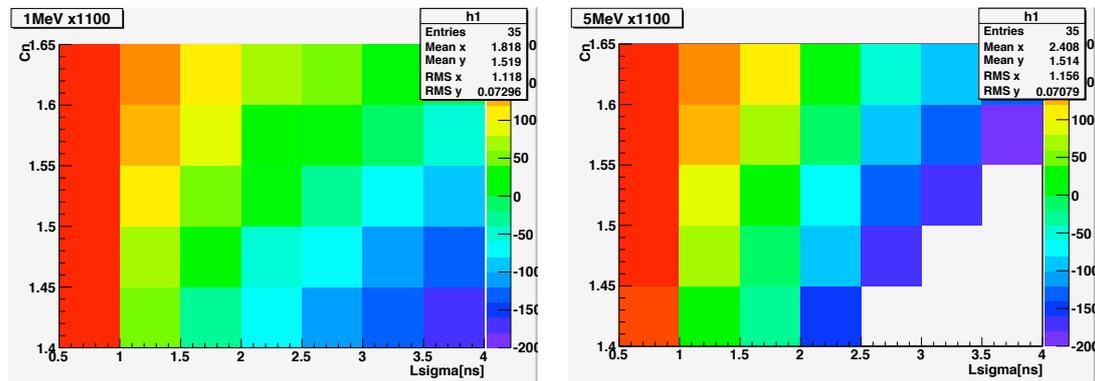


図 4.10: SelfT0 後の各 Tuning Parameter での $x=1100\text{mm}$ での X_{diff} の mean 値。左が 1MeV 電子、右が 5MeV 電子。

4.5 パフォーマンスの評価

$[L_\sigma:1.5, n_R:1.45]$ の点で図 4.11 のような性能が見られた。 $x = 1100\text{mm}$ 地点での X_{diff} の mean 値の違いが 30mm 以内に抑えられている。今までは $y = 0, z = 0$ とし、 x 方向のみの位置を動かすことで、性能の変化を見てきた。Double Chooz 検出器は円柱型をしているため、 xy 方向では対象となっているが、 xz 方向には非対称となっている。そのため、 z 方向の変化による性能も見なければならない。図 4.12 は $x = 0, y = 0$ に固定し、 z 方向の変化による再構成結果を見た図である。これを見ると、1MeV、5MeV ともに各イベント発生位置で同じ分だけ再構成結果がずれていることがわかる (1MeV:30mm、5MeV:50mm 程度)。これはチムニーなどの影響から、検出器が z 方向に完全に対象ではないためと考えられるが、今後の課題として調査が必要である。

4.6 実データにおける再構成結果

実際に検出器で測定されたデータから中性子捕獲イベントを取り出し (Gd、H)、それぞれを位置再構成した。Tuning Parameter は $L_\sigma:1.5, n_R:1.45$ (シミュレーションにより求めた最適パラメータ) である。

図 4.13 は Gd、H による中性子捕獲反応を再構成し、再構成されたイベント位置の中心軸からの距離を調べたものである。Gd 捕獲イベントは NT 層内、H 捕獲イベントは GC 層内を中心に分布するはずであるが、それが上手く再構成されていることがわかる。

図 4.14 は Gd による中性子捕獲イベントの再構成位置を xy 平面、 xz 平面から見た図である。NT 層内に分布が集中していることがわかる。

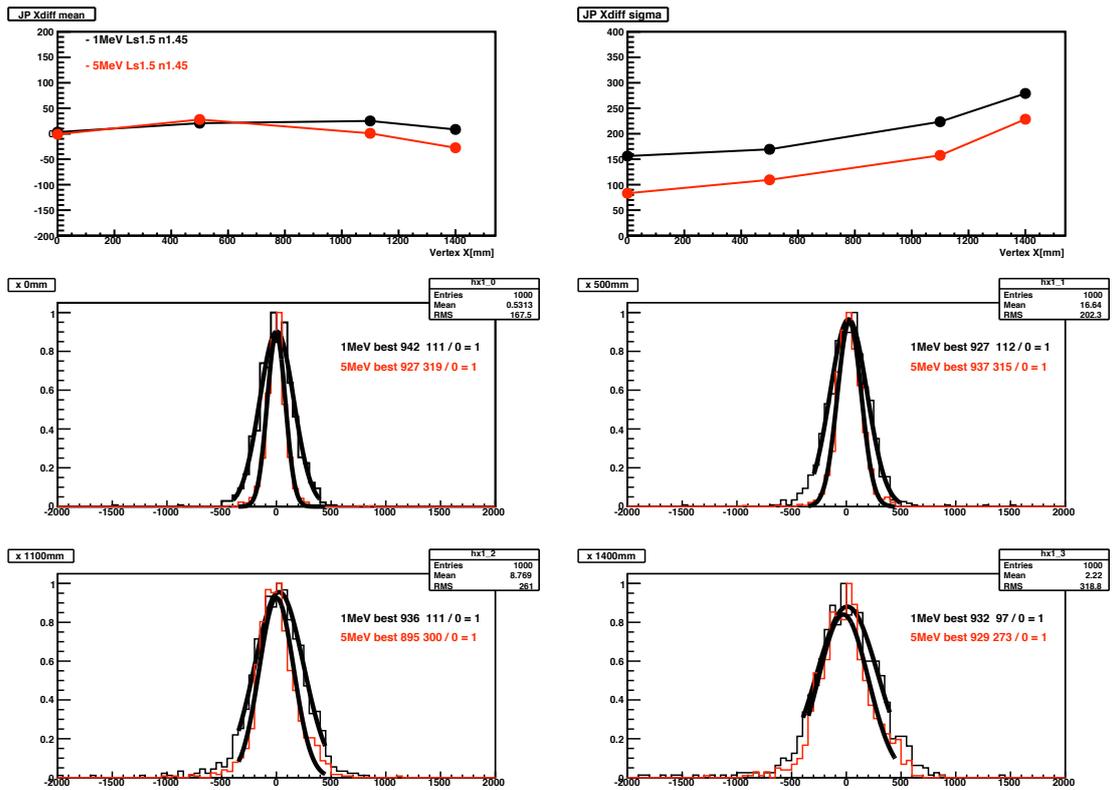


図 4.11: SelfT0 導入後、 $L_{\sigma}:1.5$, $n_R:1.45$ での性能。黒が 1MeV 電子、赤が 5MeV 電子で発生位置は図 4.4 と同様。

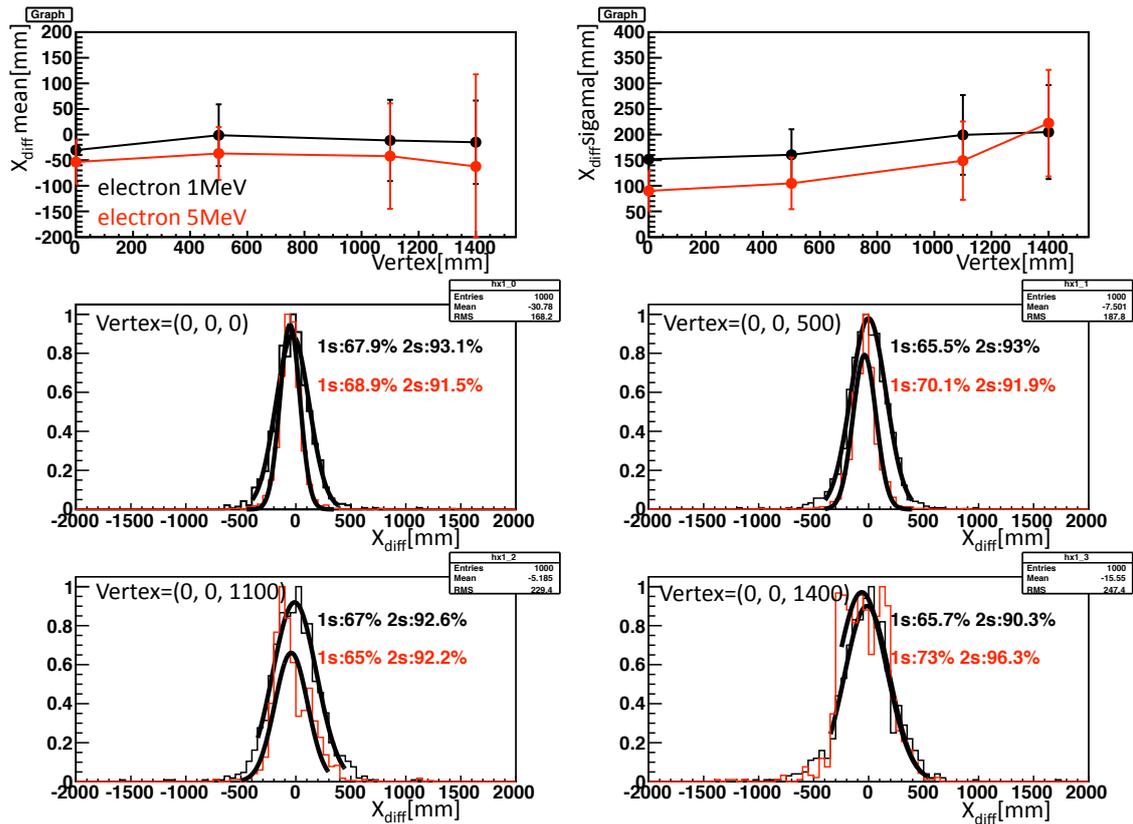


図 4.12: $L_\sigma:1.5$, $n_R:1.45$ における z 方向の性能。黒が 1MeV 電子、赤が 5MeV 電子。

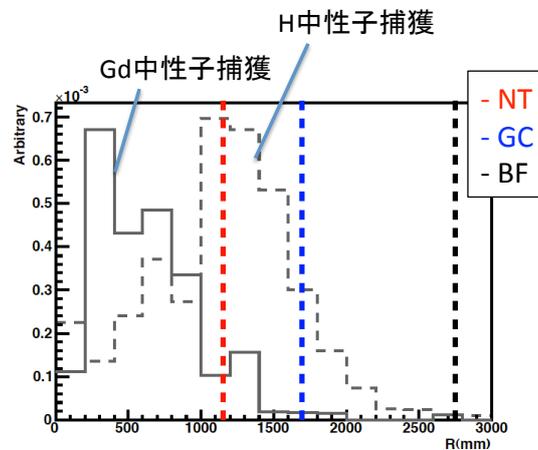


図 4.13: 中性子捕獲反応を再構成し、その半径距離でヒストグラムを作成したもの。各ピンをピンあたりの体積 ($4\pi z R^2$) で規格化している。

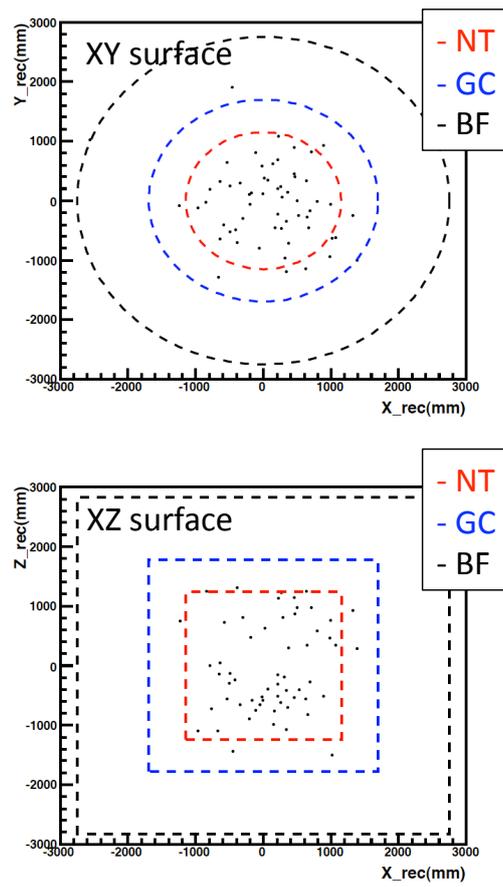


図 4.14: Gd 捕獲イベントの再構成位置。上: xy 平面、下: xz 平面

第5章 実データにおけるパラメータの Tuning

5.1 Tuning の目的

本研究で作成した事象位置再構成アルゴリズムは、DCGLG4Sim(3.2.1 節) による Simulation 環境で、4.5 節のようなパフォーマンスを発揮することができる。

4.5 節で最良のパフォーマンスを発揮する Tuning Parameter は、Simulation の Truth 情報 (イベントの発生位置) との比較によって求めた値であるが、実際の実験では Truth 情報はわからないため、同様の方法で最良の Tuning Parameter を求めることは出来ない。

また、Simulation に組み込まれた実験環境 (液体シンチレータ等の屈折率や減衰長、Buffer Tank 内側の反射率など) が、実際の検出器の環境と異なるということは十分考えられることであり、Simulation で最適化されたアルゴリズムでも、4.5 節で得られたパフォーマンスを発揮するとは限らない。

実際の実験環境でも Simulation で想定されたパフォーマンスを発揮させるために、何らかの方法でアルゴリズムを Tuning しなければならない。

5.2 Tuning 方法

5.2.1 概要

Double Chooz 実験では事象位置再構成アルゴリズムやその他のソフトウェア、ハードウェアのキャリブレーションシステムとして、z-Axis Calibration System(2.3.9 節) を用意しようとしているが、実験初期の段階では整備されていない。よって何か他からの情報を用いてアルゴリズムを Tuning する必要がある。

本研究では Tuning に用いることのできる情報として、IT 層と GC 層の境界面に着目した。IT 層一様に発生するイベントについて考えたとき、それらの発生位置は IT 層の円柱型をつくる。よってイベント発生位置の中心軸からの距離 R でヒストグラムを作成し、各ビンごとに体積 ($4\pi zR^2$) で規格化した場合 (R ヒストグラム)、それらは図 5.1 左のようになるはずである。このとき、ヒストグラムのエッジの位置 d_E は NT 層の半径に従うため、 $d_E = 1150mm$ となる。

次に発生位置をアルゴリズムの再構成によって求めた場合、アルゴリズムが理想的な状態であったとしても、再構成結果は必ずある分解能を持つため、図 5.1 右のように左図をばらつきを持たせた形になる。ここで R ヒストグラムを誤差関数 (後述) によって Fit することによって、 d_E を見積もることができる。アルゴリズムが理想的な状態であれば $d_E = 1150mm$ となるので、 d_E 付近の分布を見ることで Tuning Parameter を最適化する

ことができる。図 5.2 に Tuning 前後の R ヒストグラムと Simulation による truth 情報の比較を示す。

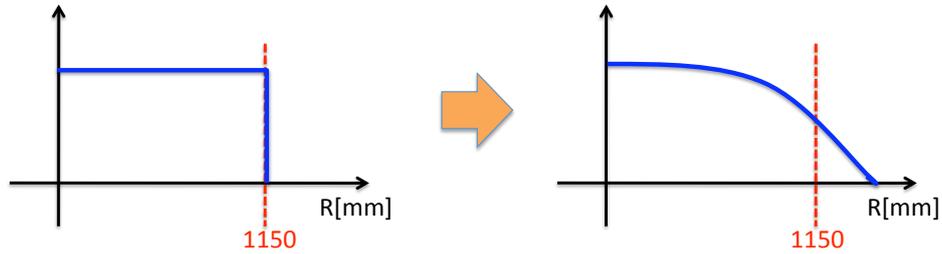


図 5.1: Tuning 概要説明図

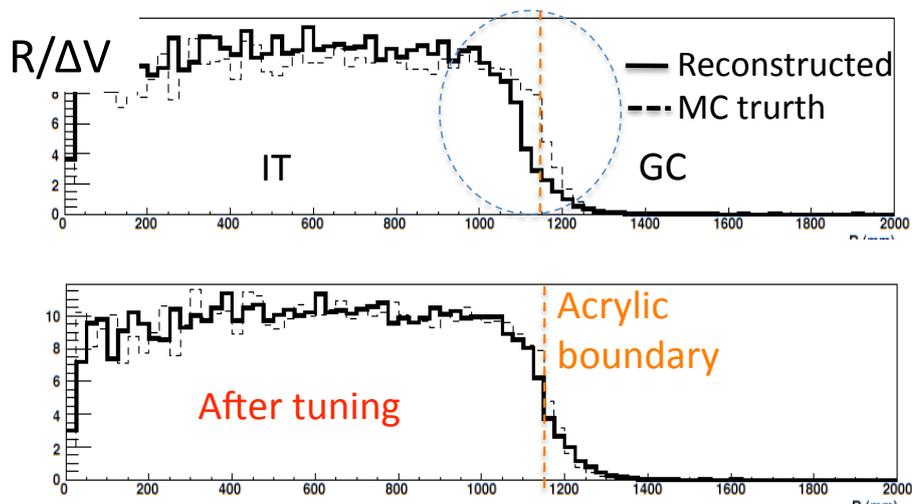


図 5.2: Tuning 概要説明図

5.2.2 中性子イベント

NT 層内で一様に発生するイベントとして、核破砕反応 (2.4.2 節) により検出器内に一様に発生する中性子イベントを利用する。

NT 層内では Gd の中性子捕獲によって平均 8MeV のシンチレーション光を発するのに対し、GC 層では H の中性子捕獲によって平均 2.2MeV のシンチレーション光を発するため、エネルギーによってカットをかければ容易に NT 層内で反応したイベントのみを選ぶことができる。

5.2.3 誤差関数

分解能によりばらつきを持った R ヒストグラムは、正規分布の重ね合わせとして表すことが出来る。すなわち正規分布の高さを A 、分解能を σ としたとき、

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{d_E} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) dx_0 \quad (x \geq 0) \quad (5.1)$$

$$= 0 \quad (x < 0) \quad (5.2)$$

ただし $d_E = 1150$ である。ここで $t(x_0) = \frac{x-x_0}{\sqrt{2}\sigma}$ とすると、

$$\frac{dt}{dx_0} = -\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \quad (5.3)$$

$$t(d_E) = \frac{x-d_E}{\sqrt{2}\sigma} = T \quad (5.4)$$

$$t(-\infty) = \frac{x-(-\infty)}{\sqrt{2}\sigma} = \infty \quad (5.5)$$

よって、

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} (-\sqrt{2}\sigma) \int_{\infty}^T \exp(-t^2) dt \quad (5.6)$$

$$= \frac{A}{\sqrt{\pi}} \int_T^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (5.7)$$

これは以下の式で与えられる、相補誤差関数に対応している。

$$erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (5.8)$$

まとめると、

$$f(x) = \frac{A}{2} erfc(T) \quad (5.9)$$

$$T = \frac{x-d_E}{\sqrt{2}\sigma} \quad (5.10)$$

よって $f(x)$ のパラメータは A 、 d_E 、 σ の 3 つである。

この $f(x)$ を観測された R ヒストグラムに Fit させ、Fit によって最適化された d_E を求める。ただし、相補誤差関数 $erfc(x)$ は積分不可能関数であるため、ここでは ROOT 内の関数ライブラリによって、以下のように近似している。

$$erfc(x) \sim t \exp(-x^2 + A_1) \quad (5.11)$$

$$A_i = a_i + tA_{i+1} \quad (1 \leq i < 10) \quad (5.12)$$

$$A_{10} = a_{10} \quad (5.13)$$

$$t = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}|x|} \quad (5.14)$$

$$a_1 = -1.26551223, \quad a_2 = 1.00002368,$$

$$\begin{aligned}
 a_3 &= 0.37409196 & , & & a_4 &= 0.09678418, \\
 a_5 &= -0.18628806 & , & & a_6 &= 0.27886807, \\
 a_7 &= -1.13520398 & , & & a_8 &= 1.48851587, \\
 a_9 &= -0.82215223 & , & & a_{10} &= 0.17087277
 \end{aligned}$$

図 5.3 に ID 層内で中性子を一様に発生させ、Gd capture イベント (8MeV) を再構成し、その結果を $f(x)$ で Fit した Simulation 結果を示す。

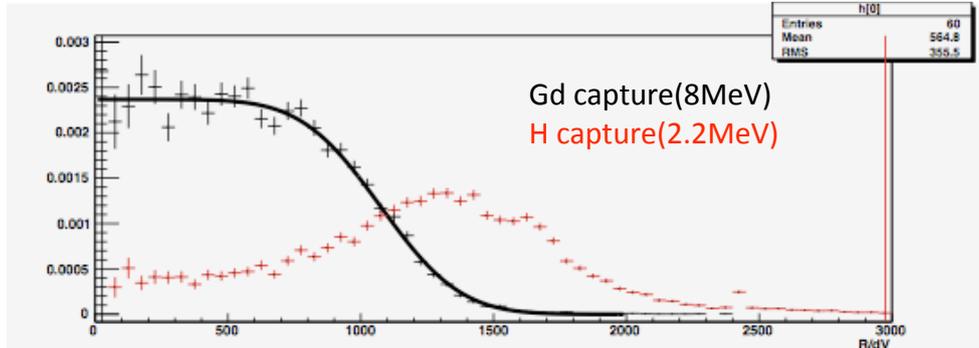


図 5.3: 作成した R ヒストグラムを誤差関数によって Fit したものの。誤差関数によって R ヒストグラムの概形がよく近似できていることがわかる。

5.2.4 中性子イベントの Reconstruction 性能

前節で説明したように、本実験では Gd の中性子捕獲イベントを再構成することによって Tuning を行うが、4.5 節で性能評価を行ったのは電子によるイベントのみであった。よってここで中性子によるアルゴリズムの性能評価を行った。評価方法に関しては 4.3 節と同様の方法で行い、発生させるイベントは電子ではなく中性子とした。

図 5.4 に各 Tuning Parameter での評価 map を、図 5.5 に map から得られた最良と考えられる Parameter での評価 graph を示す。電子と中性子では、 $x=1100\text{mm}$ の地点での再構成結果に数十 mm 程度のずれが見られた。これは、中性子捕獲イベントは合計 8MeV の γ 線を数本出す反応なため、それら γ 線のイベント位置の広がりの影響が出るためと考えられる。

5.3 Simulation による誤差の評価

5.3.1 目的

Double Chooz 実験のような精密測定実験では、個々の要因から来る誤差の量を見積もることが特に重要になって来る。本研究で開発したアルゴリズムにも当然誤差の評価は求められ、さらに Tuning の精度によっても誤差の量は変化する。本節では Simulation によって、Tuning に起因する誤差の量を見積もり、誤差が最小となるような Tuning のプロセスを考えることを目的とする。

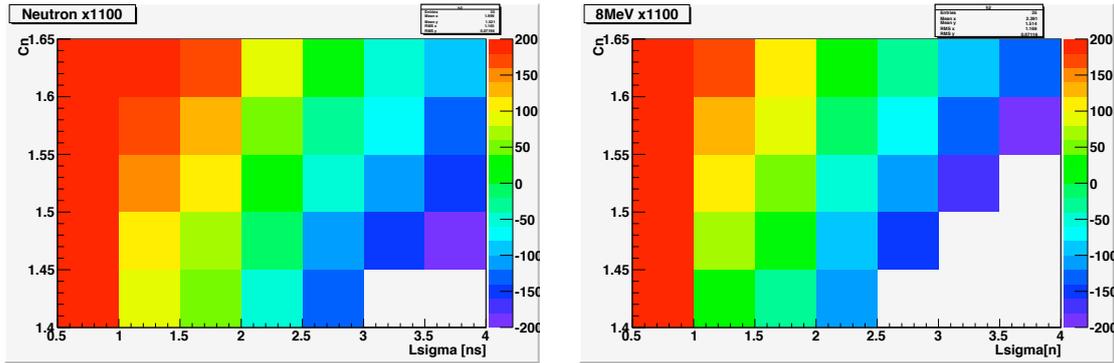


図 5.4: $x=1100\text{mm}$ で粒子を発生させた場合の X_{diff} の mean 値。左が中性子、右が 8MeV の電子を発生させた場合。

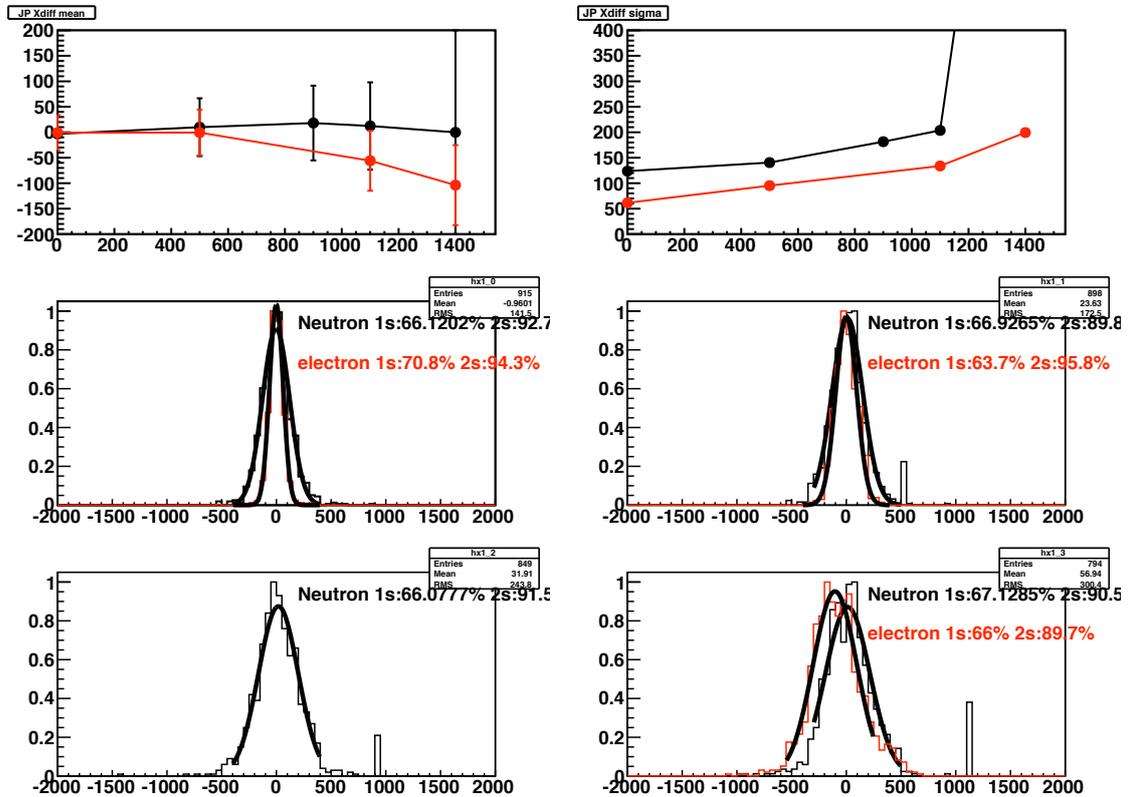


図 5.5: 中性子の性能が最良となる Parameter での性能 graph。黒が中性子、赤が 8MeV 電子。 X_{diff} ヒストグラムは左中央が $x=0\text{mm}$ 、右中央が $x=500\text{mm}$ 、左下が $x=900\text{mm}$ (中性子のみ)、右下が $x=1100\text{mm}$ のもの。

5.3.2 方法

誤差の評価は、観測された R ヒストグラムと誤差関数を比較し、 χ^2 検定を用いることで行う。

観測された R 方向のヒストグラムにおいて、 i ($i = 1, 2, \dots, N; N$ はヒストグラムのビン数) とすると、 i 番目のビンの高さを N_i^{obs} 、 i 番目のビンの系統誤差の量を σ_i^{stat} 、 i 番目のビンに対応する R での誤差関数の値を N_i^{exp} とすると、 χ^2 の量は次のように見積もられる。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{N_i^{obs} - N_i^{exp}}{\sigma_i^{stat}} \right)^2 \quad (5.15)$$

この χ^2 の値が最も少ない誤差関数が、R 方向のヒストグラムの Fit 結果となる。

χ^2 検定では Free Parameter の誤差の量も見積もることが出来る。 χ^2 の最小値を χ_{min}^2 とし、 $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ とする。3つの Free Parameter のうち、ある1つの Parameter の誤差を見積もりたい場合、他の2つの Parameter を $\chi^2 = \chi_{min}^2$ の値に固定した状態で求めたい Parameter を振っていき、対応する $\Delta\chi^2$ の値を見る。 $\Delta\chi^2 = 3.53$ となる点までの区間を 68.3% の Confidence level の区間とできる。

図 5.6 にビン幅 100mm で 7 日間分のデータを計測したときの Tuning の様子を示す。

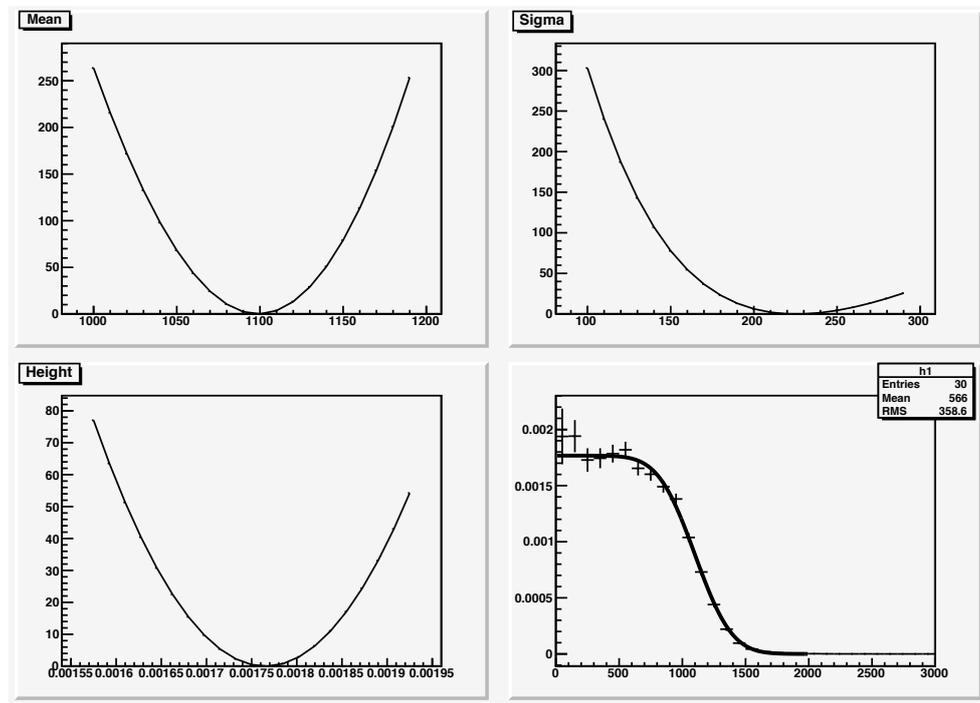


図 5.6: 誤差関数による Fit と Error の対応する $\Delta\chi^2$ の例

円柱の歪みによる Tuning

上記の Tuning 方法では、再構成結果を R 方向の一次元でしか評価出来ない。よって再構成結果が真に NT 層の円柱型を作っているかどうかは、上記の方法のみでは判断できず、図 5.7 に示すように歪みが生じている可能性もある。それは再構成結果に位置ごとのバイアスがかかっていることを意味するので、そういったバイアスを取り除くためにも、再構成結果を立体的な視点から見ることは重要になってくる。

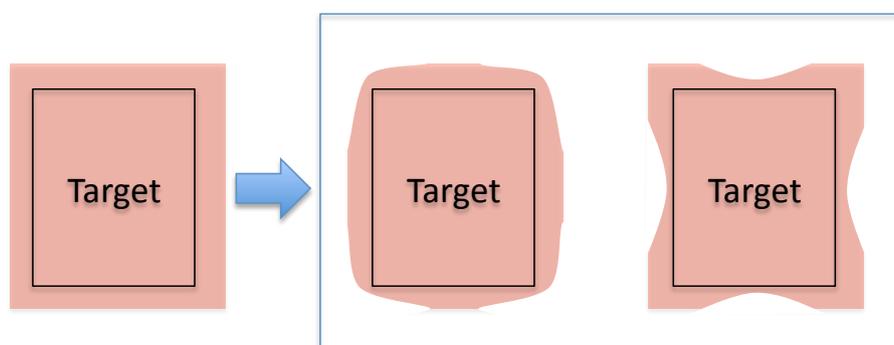


図 5.7: 再構成結果が円柱型から歪んだ場合のイメージ図

そこで再構成結果を z 方向によって 3 つのグループにわけ ($0 < |z| < 400$, $800 < |z| < 1200$, z_{free} : 図 5.8)、各グループで Tuning を行い、その違いを検証した。グループ分けの基準となる z については、本アルゴリズムでの再構成結果と、DCGLG4Sim から読み出した発光位置の Truth 情報の 2 パターンについて考えた。また、Tuning Parameter の設定は $[L_{\sigma}:1.8, n_R:1.4]$ 、 $[L_{\sigma}:2.0, n_R:1.5]$ 、 $[L_{\sigma}:2.5, n_R:1.6]$ の 3 パターンについて考えた。図 5.9 に $[L_{\sigma}:1.8, n_R:1.4]$ 、ピン幅 100mm で 7 日間計測した場合の検証の様子を示す。また、表 5.3.2 には各 Tuning Parameter における検証結果をまとめる。

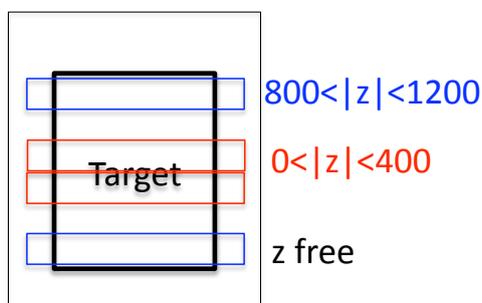


図 5.8: 再構成結果の z によるグループ分け

これらの結果より、再構成結果の歪みの大きさを評価した。再構成情報で $0 \leq |z| \leq 400$

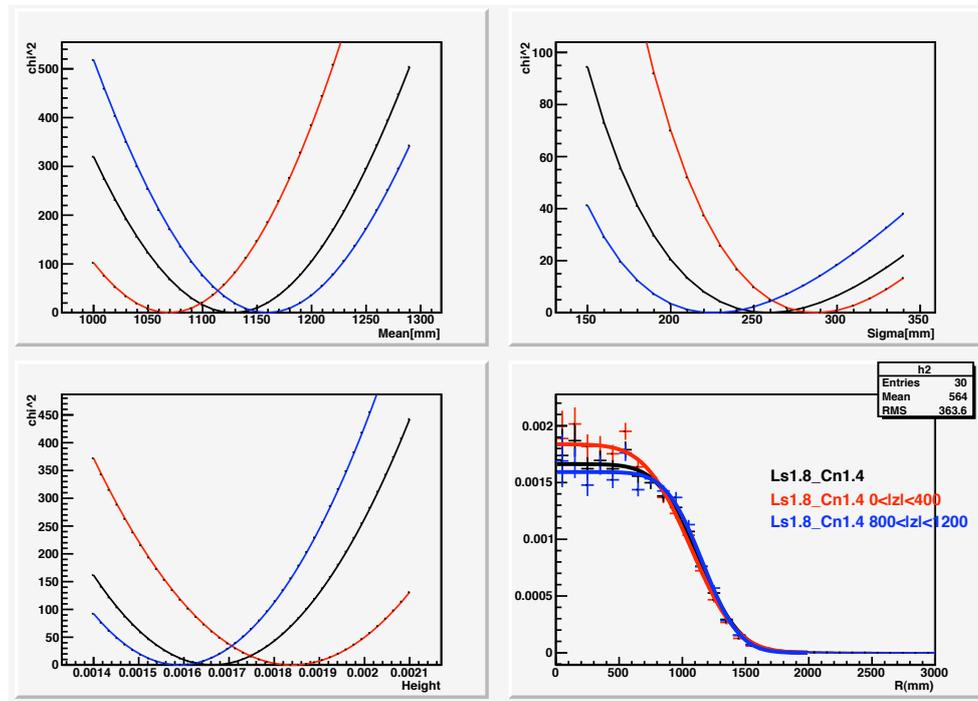


図 5.9: z 方向のグループを考慮した、誤差関数による Fit と、 $\Delta\chi^2$ と Tuning Parameter の対応

	x1100 Xtr-Xrec mean	x1100 Xtr-Xrec sigma	Z<400 Truth edge	Z<400 Reco edge	Z free edge	Z<400 Truth error	Z<400 Reco error	Z free error
Ls1.8 Cn1.4	-10.33	210.0	1110	1070	1130	20	20	20
Ls2.0 Cn1.5	12.34	203.6	1090	1060	1100	10	20	10
Ls2.5 Cn1.6	7.4	172.0	1120	1100	1120	10	20	10

表 5.1: 各 Tuning Parameter における検証結果のまとめ。右から 1.x=1100mm での X_{diff} ヒストグラムの mean 値、2. その sigma 値、3.Truth 情報で $0 \leq |z| \leq 400$ にわけたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置、4. 再構成情報で $0 \leq |z| \leq 400$ にわけたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置、5. Tz_{free} としたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置、6. 3 の際のエッジのエラー、7. 4 の際のエッジのエラー、8. 5 の際のエッジのエラー

にわけたときの R 方向ヒストグラムのエッジ位置を d_{400}^{rec} とし、Truth 情報でわけたときのエッジ位置を d_{400}^{truth} とする。以下同様に d_{1200}^{rec} 、 d_{1200}^{truth} 、 d_{free}^{rec} 、 d_{free}^{truth} を定義すると、どの Tuning Parameter の組み合わせでも、

$$d_{400}^{rec} \leq d_{free}^{rec} \leq d_{1200}^{rec} \quad (5.16)$$

$$d_{400}^{truth} \leq d_{free}^{truth} \leq d_{1200}^{truth} \quad (5.17)$$

という関係になることがわかった。よって各グループにおけるエッジの位置が、どの Tuning Parameter でも同じ大小関係を持っていることから、歪みの量を表す Parameter D を、

$$D = d_{free}^i - d_{400}^i \quad i = rec, truth \quad (5.18)$$

のように定義すれば、歪みの量を Tuning Parameter と対応させて考えることが出来る。

以上より $d_{free} = 1150$ 、 D 最少となる点を最適な Tuning Parameter として考えていく。

5.3.3 Tuning 環境の決定

R ヒストグラムのピン幅

$L_\sigma = 2.5$ 、 $c_R = 1.6$ 、統計量を 7 日分と定める。R ヒストグラムのピン幅を 50mm、100mm、150mm として Tuning を行った (図 5.10)。さらにその Tuning によって得られた、各ピン幅における Fit 関数パラメータの量を図 5.11 に示す。これらを見ると、どのパラメータも誤差の範囲で一致しており、ピン幅 50~150mm の範囲では Tuning 結果に大きな影響はないと結論づけられる。

統計量 (日数)

$L_\sigma = 2.5$ 、 $c_R = 1.6$ 、ピン幅を 100mm と定める。統計量 (日数) ごとに Tuning 時の Fit 関数パラメータの誤差を算出し、グラフを作ることで誤差がどのように推移するかをしらべた (図 5.12)。測定開始から 7 日後にはエッジの位置の誤差は 10mm 付近で安定していることがわかる。

5.3.4 結果

L_σ と n_R はもともとは物理量であるから、そのとりうる範囲は実際の量を考慮して設定されるべきである。本研究では Simulation による StartT 分布から $1.0 \leq L_\sigma \leq 3.0$ 、IT 層液体シンチレータの屈折率から $1.4 \leq n_R \leq 1.6$ と定めた。

歪みのパラメータ D と各 Tuning Parameter における $x=1100\text{mm}$ の X_{diff} ヒストグラム (4.3 節) の sigma 値 ($X_{diffsigma}$) を比較すると、図 5.13 のような対応関係が見られた。これは、 $X_{diffsigma}$ が小さいほど R 方向ヒストグラムの歪みが小さいことを意味する。よって各 Tuning Parameter と $X_{diffsigma}$ の対応を見ると、図 5.14 のような関係が見られる。この結果から n_R が大きいほど $X_{diffsigma}$ が小さいことがわかる。本研究では物

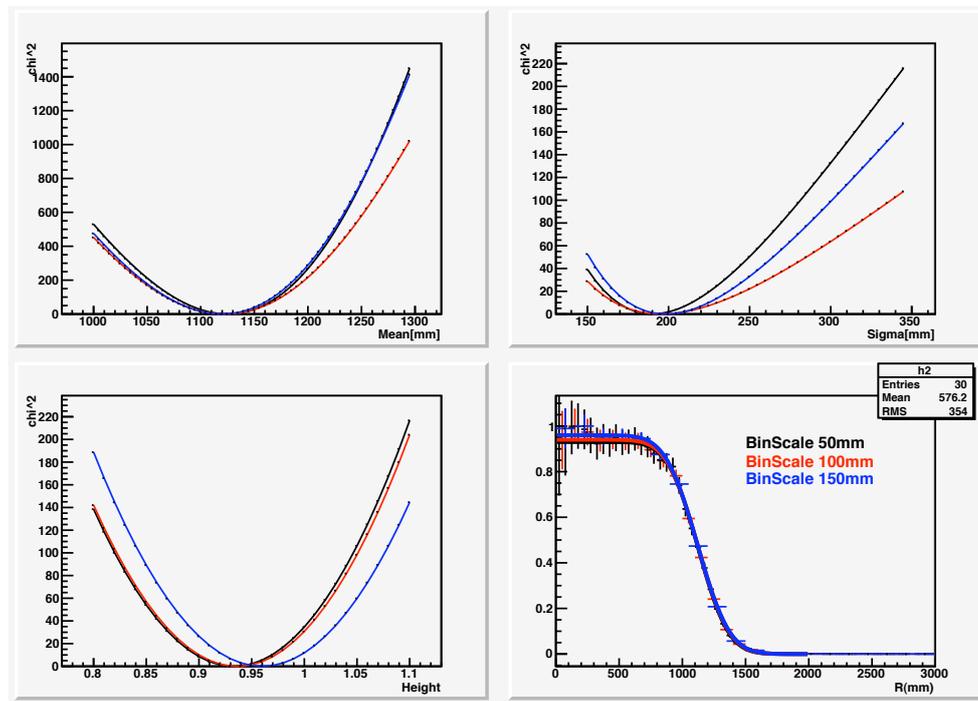


図 5.10: ビン幅ごとの R ヒストグラムの誤差関数による Fit と、パラメータごとの $\Delta\chi^2$ 。黒がビン幅 50mm、赤がビン幅 100mm、青がビン幅 150mm。

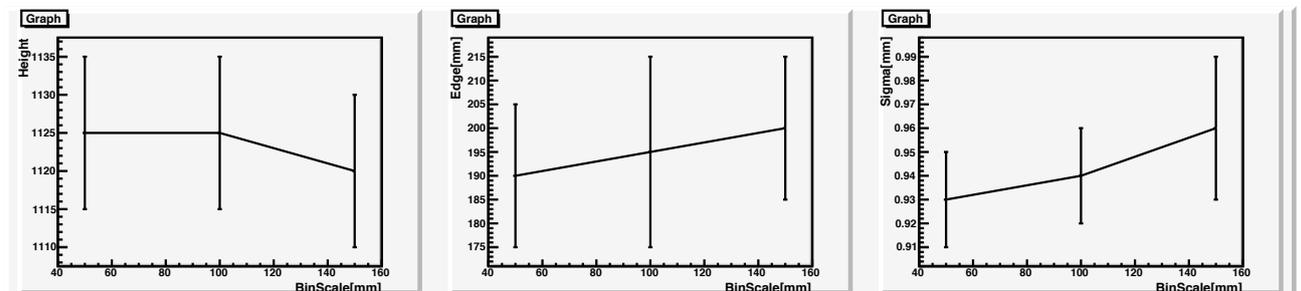


図 5.11: ビン幅ごとの Tuning 結果。どのグラフも横軸は R ヒストグラムのビン幅。縦軸は左:高さ、中央: d_E の位置、右:分解能を表す。

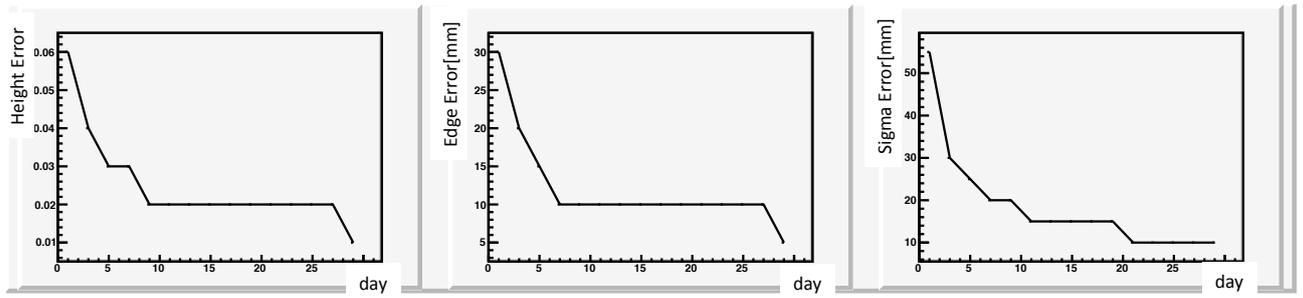


図 5.12: 統計量 (日数) ごとのパラメータの誤差量の変化。横軸は測定開始からの日数。縦軸は左:高さの誤差、中央:エッジ位置の誤差、右:分解能の誤差。

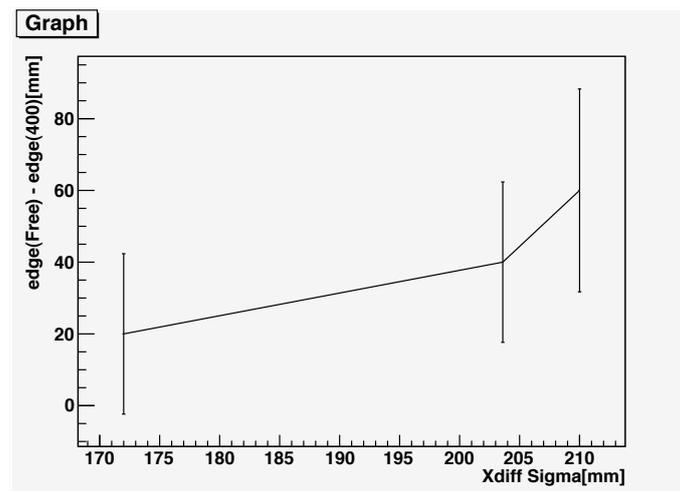


図 5.13: Tuning Parameter ごとの D と $X_{diffsigma}$ の対応グラフ。

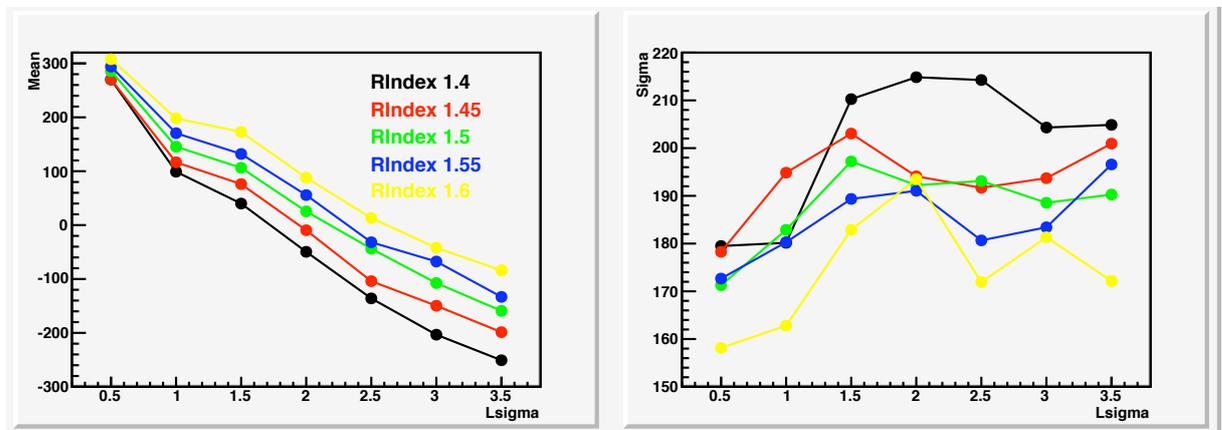


図 5.14: Tuning Parameter ごとの L_σ と $X_{diffmean}$ (左)、 $X_{diffsigma}$ (右) の関係

理的観点から $1.4 \leq n_R \leq 1.6$ と定めたため、最適値を $n_R = 1.6$ とした。しかし、 $n > 1.6$ での $X_{diffsigma}$ 等の情報も知っておく必要があり、今後の課題となる。

$1.0 \leq L_\sigma \leq 3.0$ の範囲で L_σ の変化幅 $\Delta L_\sigma = 0.5$ と定め、それに従って L_σ を変化させ Tuning を行った。次に、先の結果で d_E が 1150 に最も近くなる $2.5 \leq L_\sigma \leq 3.0$ の範囲で、 $\Delta L_\sigma = 0.2$ と定め再び同様の操作を行い、 $d_E \sim 1150$ となる L_σ を求めた (図 5.15)。これにより $L_\sigma = 2.7$ 、 $c_R = 1.6$ を最適パラメータとした。このとき、統計量を 7 日分、ビン幅を 100mm とした。

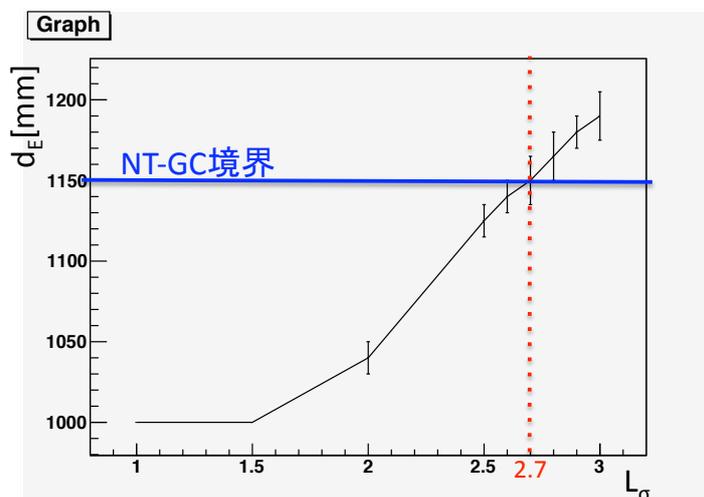


図 5.15: $c_R = 1.6$ 、統計量 7 日分、ビン幅 100mm としたときの L_σ と d_E の対応。 $L_\sigma = 2.7$ のとき $d_E = 1150$ [mm]。

この求めた $L_\sigma = 2.7$ 、 $c_R = 1.6$ 環境で、4.3 節に従ってアルゴリズムの評価を行った (図 5.16)。 $x=1100$ [mm] での位置再構成を考えると、Tuning を中性子捕獲イベントにより行ったため、中性子では $X_{diffmean} \sim 0$ であるが、電子は 1MeV、5MeV とともに 50mm 程度のずれが見られ、1MeV~5MeV 間では 100mm 程度の差が見られた。しかし、 $(x, y, z) = (1100, 0, 0)$ での性能は、

- 1MeV 電子
 $X_{diffmean} = 33 \pm 63$ 、 $X_{diffsigma} = 183$
- 5MeV 電子
 $X_{diffmean} = -65 \pm 53$ 、 $X_{diffsigma} = 115$
- Gd 中性子捕獲
 $X_{diffmean} = -14 \pm 69$ 、 $X_{diffsigma} = 173$

であるから、Fit による d_E の誤差 ± 15 [mm] を考慮しても、要求精度の NT 層内で誤差 ± 300 [mm] を満たしていると言える。4.5 節から、適切な Tuning Parameter を選べば異なるエネルギー間での精度の違いはなくせるため、この Tuning 結果から問題の解決策を見つけ、さらに精度を上げるのが今後の課題である。

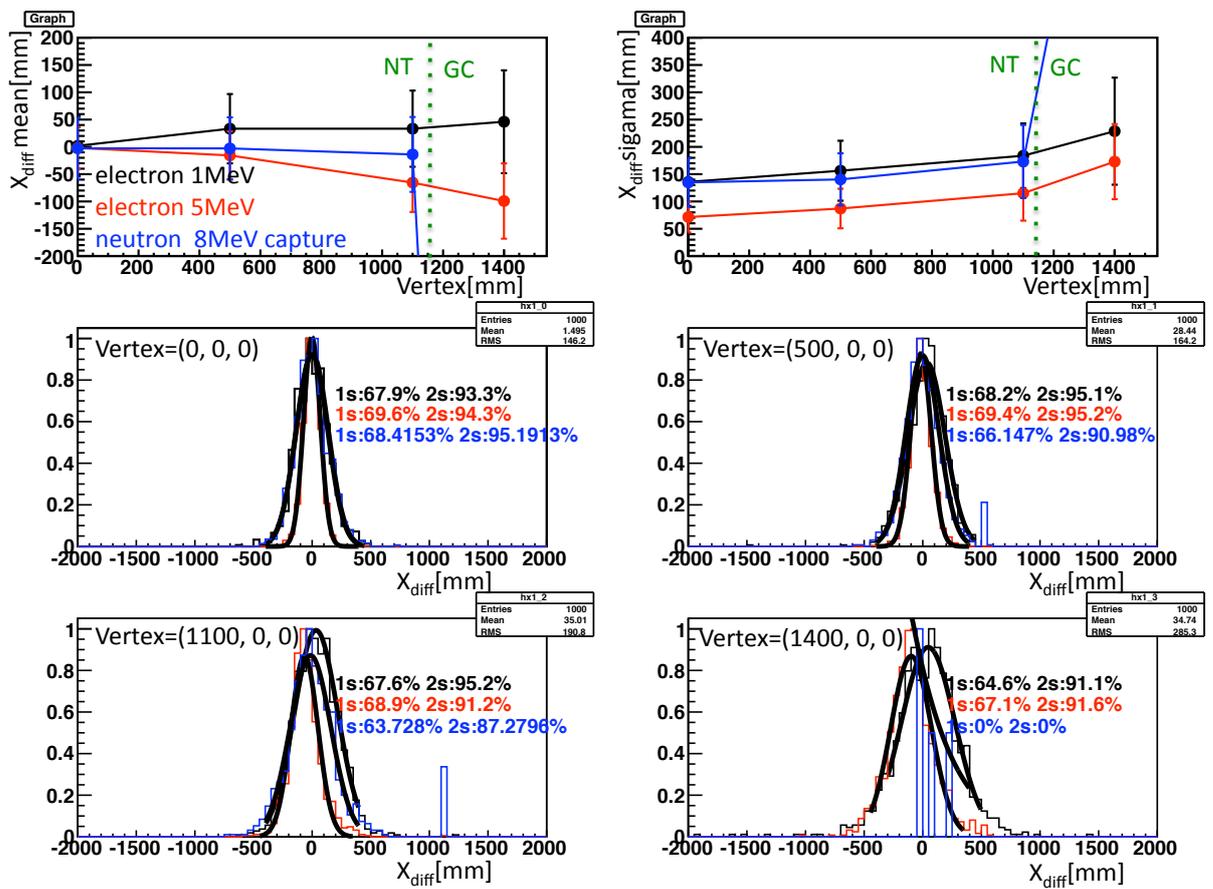


図 5.16: Tuning で決定したパラメータの、4.3 節に従った評価。黒が 1MeV 電子、赤が 5MeV 電子、青が Gd による中性子捕獲反応。

第6章 まとめと今後

Double Chooz 実験はニュートリノ振動角 θ_{13} を求める精密測定実験であり、実験精度を上げるために事象位置再構成アルゴリズムは必要不可欠である。本研究では、Double Chooz 実験初期段階で使用される事象位置再構成アルゴリズム、及び実際に取得したデータを用いてアルゴリズムを Tuning する手法を開発した。

開発したアルゴリズムは Tuning によって要求精度 $\pm 300mm$ (NT 層内) を条件内 $((x, y, z) = (1100, 0, 0)$ 、エネルギー $1MeV \sim 5MeV$ の電子) でクリアしたが、検出器 z 方向の非対称性による問題 (4.5 節) や、中性子と電子の再構成結果の違い (5.2.4 節、5.3.4 節) などの問題が残っているため、さらに研究をすすめて精度の上昇、より正確な評価を目指さなければならない。

また 2010 年 12 月より Far 検出器でのデータ取得が開始された。現在は検出器調査のためのデータ取得のみで物理データの取得は行っていないが、調査が終われば本格的に観測が開始されるので、実際にアルゴリズムの Tuning を行っていく。

付録A アルゴリズムの threshold 依存性と解決方法 (PE cut)

A.1 StartT の threshold による変化について

本研究で用いた DOGS(バージョン Prod06-02-p03) で、時間情報は最終的に DCRecoPulse 内で計算され、その計算過程は 3.3.1 節で説明したとおりである。

ここで実験初期段階から使用できるという本アルゴリズムへの要求を考える。実験初期段階ではキャリブレーションシステムの整備が十分なされておらず、DCRecoPulse の threshold レベルも Tune されていない状態であると考えられる。

そこで threshold レベルを意図的に前後させ、本アルゴリズムの性能がどのように変化するかを見てみた (図 A.1)。これにより threshold の変化にたいして sensitive であることがわかった。

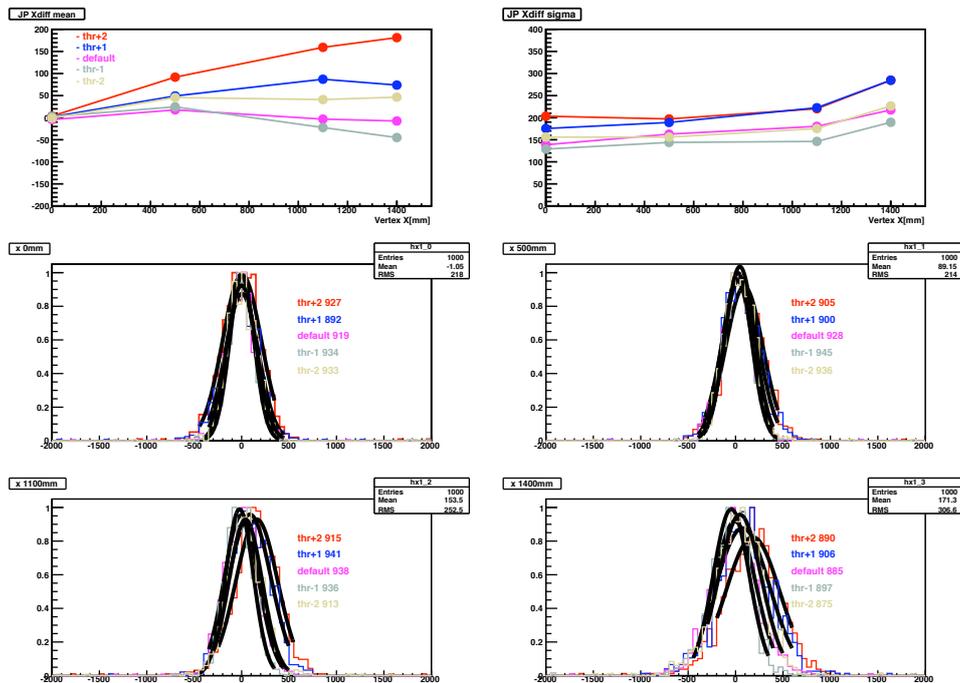


図 A.1: threshold によるパフォーマンスの変化

A.2 PE cut による T0 イベントのカット

threshold の変化に sensitive である原因として、T0 イベントが考えられる。波高が低い Pulse の場合、threshold の高さによっては StartT に T0 が返される。それら T0 イベントが時間情報の中に混じることによって、 X_{diff} ヒストグラムの形が歪むのではないかと考えた。図 A.2 は DCRecoPulse を操作し、T0 イベントを除いた状態で図 A.1 と同様の検証をした結果である。threshold の変化に対して mean の変化量が少なくなったのがわかる。

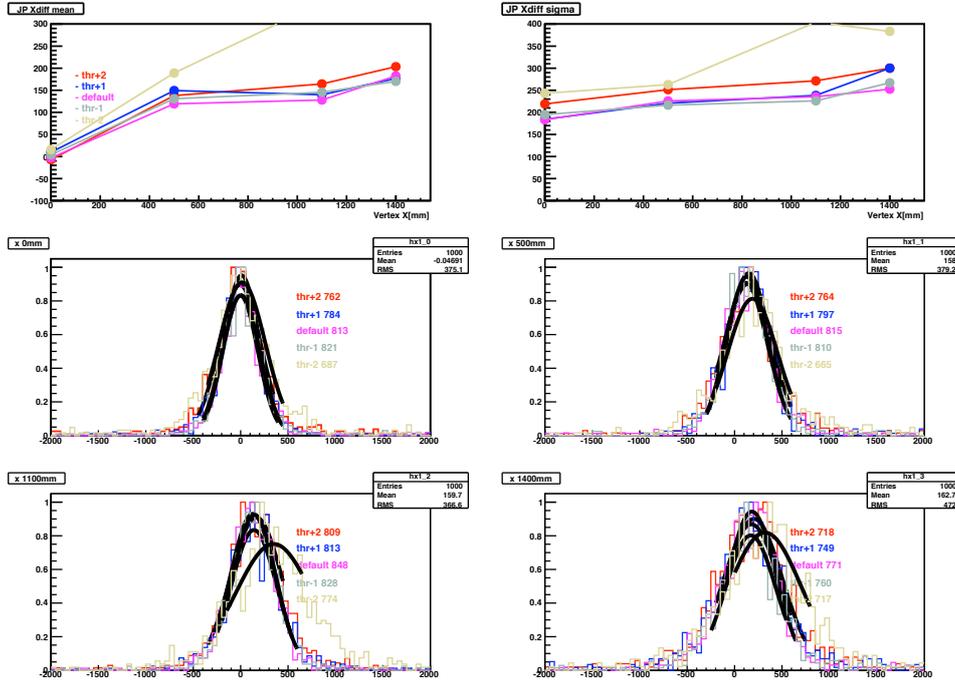


図 A.2: threshold によるパフォーマンスの変化、T0 イベントカット

しかし、Double Chooz 実験では一般ユーザーには DCRecoPulse を通した後のデータが配布されるため、DCRecoPulse を書き換えて T0 イベントを除くことは出来ない。そこで各 PMT ごとの電荷情報に注目し、電荷が少ないものを波高が低いものと考えて StartT をセレクションにかけることにした。図 A.3 に電荷情報 (PE 数換算) と T0 イベントの関係性を示す。電荷量が 0.5PE 以下の PMT の情報をカットすることによって、全体にほとんど影響なく T0 イベントをカットできることがわかった。図 A.4 にこの PE cut 後のパフォーマンスを示した。

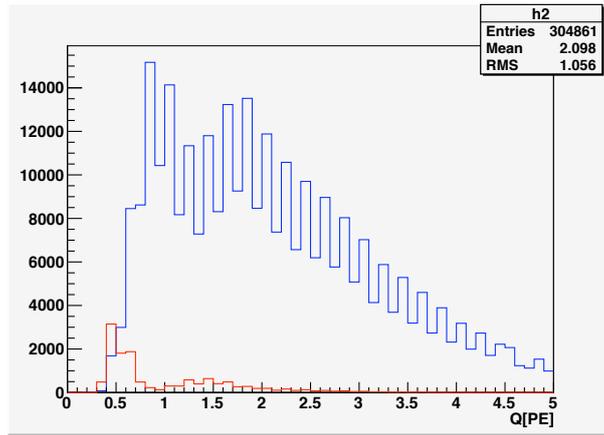


図 A.3: PE 数と T0 イベント。青線が T0 イベントを含んだイベントの PE 数。赤線が T0 イベントの PE 数。T0 イベントは 1PE 以下に集中していることがわかる。

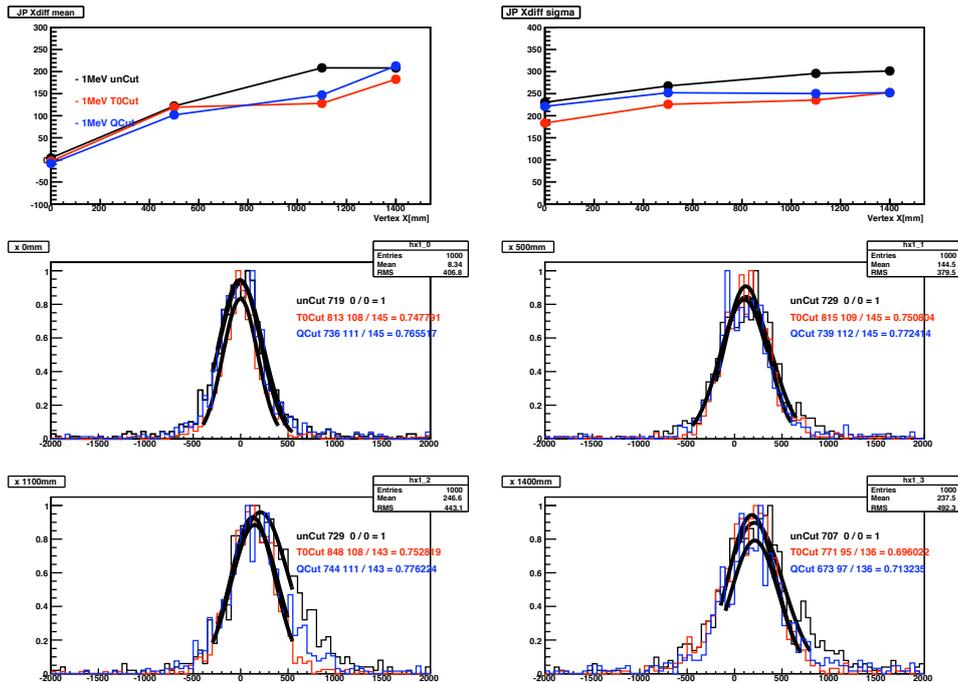


図 A.4: PECut 後のパフォーマンス。黒がカットなし。赤が DCRecoPulse による T0 カット。青が PE による T0 カット。

付 録 B 開発したアルゴリズムのソース コード

Listing B.1: ヘッダファイル

```
//
// @file DCRecoJP.hh
//
// Tohoku Reconstruction Class
//
// Original Version:
//
// $Id: DCRecoJP.hh,v 0.2 2010/10/14
//
#ifndef DCRECOJP_hh
#define DCRECOJP_hh

#include <DCReco-TypeDef.hh>
#include <TMinuit.h>
#include <TRandom3.h>

class RecoJP : public RecoBase {

public:

    static RecoJP* GetME();
    void KillME();

    DC::TypeSTATUS MyReco(EnDep* myED);

////////////////////////////////////
double GetCn() {return Cn;};
```

```

void SetRIndex( double rindex ){RIndex = rindex;Cn=0.299792458/RIndex;};

double GetLandauSigma() {return LSigma;};
void SetLandauSigma(double lsigma ){LSigma = lsigma;};
////////////////////////////////////
////////////////////////////////////
double GetCn_PECor() {return Cn_PECor;};
void SetRIndex_PECor( double rindex ){RIndex_PECor = rindex;
                                     Cn_PECor=0.299792458/RIndex_PECor;};

double GetLandauSigma_PECor() {return LSigma_PECor;};
void SetLandauSigma_PECor(double lsigma ){LSigma_PECor = lsigma;};
////////////////////////////////////

double GetTimeCutLow() {return TimeCutLow;};
double GetTimeCutUp() {return TimeCutUp;};
void SetTimeCut(double tlow = 0.,double tup = 50.)
                {TimeCutLow = tlow; TimeCutUp = tup;};

bool   GetHitpmt_Tank(int iCh)      {return Hitpmt_Tank[iCh]; };
bool   GetCutpmt_Tank(int iCh)      {return Cutpmt_Tank[iCh]; };
double GetCharge_Tank(int iCh)      {return Charge_Tank[iCh]; };
};
double GetTime_Tank (int iCh)       {return Time_Tank[iCh]; };
};
double GetTotal_Tankq()              {return Total_Tankq; };
};
double GetPmtPos_Tank(int iCh,int k) {return PmtPos_Tank [iCh][k];};

void   SetSmearT(bool tyesno = false){   smearT   = tyesno; };
};
void   SetSmearQ(bool qyesno = false){   smearQ   = qyesno; };
};
void   SetTSmear(double ts = 1.5)      {   tSmear   = ts; };
};
void   SetQSmear(double qs = 0.5)      {   qSmear   = qs; };
};

void   SetDeltaRange(double dposr=10.,double dtimer=1000.)
                {DPosRange=dposr; DTimeRange=dtimer;}; //m, ns

```

```

void SetPEcor(int flag ){ PEcor = flag; }
void SetSelfT0(int flag ){ SelfT0 = flag; }
void SetCutPE(double cut ){ CutPE = cut; }
int GetPEcor(){ return PEcor; }
int GetSelfT0(){ return SelfT0; }
double GetCutPE(){ return CutPE; }

```

```
//For debugging
```

```

double GetHitTime(int type,int iCh){return TimeData[type][iCh];};
double GetVertexJP(int type,int valno){ return VertexJP[type][valno];};
double GetVertexJP_e(int type,int valno){ return VertexJP_e[type][valno];};
double GetFVal(int type){return FValJP[type];};

```

```
private:
```

```

RecoJP();
~RecoJP();

```

```
static RecoJP* fMyRJP;
```

```

void InitD();
void MyInitD();
void CallMinuit();
double CalCutpmtPos(double inx, double iny, double inz);

```

```
TMinuit* fmyMinuit;
```

```

TRandom3* myRndm;
bool smearT;
bool smearQ;
double tSmear;
double qSmear;

```

```

int Neff_Thits;
int FirstCh;
bool Hitpmt_Tank [390];
bool Cutpmt_Tank [390];

```

```

double          Charge_Tank [390];
double          Time_Tank   [390];
double          PmtPos_Tank [390][3];
double          Total_Tankq;
double          FirstT;
double          Cn;
double          RIndex;
double          LSigma;
double          Cn_PECor;
double          RIndex_PECor;
double          LSigma_PECor;
double          DPosRange;
double          DTimeRange;

double          TimeCutLow;
double          TimeCutUp;

int SelfT0;
int PECor;
double CutPE;

//For debugging
int          NoType;
double      TimeData [3][390];
double      VertexJP [4][4];
double      VertexJP_e [3][4];
double      FValJP [3];

};
#endif

```

Listing B.2: ソースファイル

```

//
// @file DCRecoJP.cc
//
// Original Version:
// @author Hisataka Furuta, Shota Takahashi- 2010
//
// DCRecoJP.cc, v 0.2 2010/10/14
//
#define DCRECOJP.cc

```

```

#include <DCRecoJP.hh>
#include <TMath.h>

using namespace DC;
using namespace std;

ClassImp(RecoJP)

RecoJP* RecoJP::fMyRJP = 0;

//FCN for MINUIT:
void fcnJP(int &npar, double*gin, double &f, double* x, int iflag);

////////////////////////////////////

RecoJP::RecoJP()
{
  Message::MSG(kMINFO," {RecoJP} <<Construction>>");
  this->AlgName(kRecoUSER);

  myRndm = new TRandom3(0);

  SetTimeCut();
  SetDeltaRange();

  SetSmearT();
  SetSmearQ();
  SetTSmear();
  SetQSmear();

  SetCutPE(0.5);
  SetSelfT0(1); //0:off, 1:on d:on
  SetPEcor(0); //0:off, 1:on d:off

  SetRIndex(1.45); //set default parameter(PEcor off)

```

```

SetLandauSigma(1.5); //set default parameter(PEcor off)

SetRIndex_PEcor(1.55); //set PEcor parameter
SetLandauSigma_PEcor(2.0); //set PEcor parameter

this->InitD();
}

////////////////////////////////////

RecoJP::~RecoJP()
{
    Message::MSG(kMINFO,"{RecoJP} <<Destructor>>");
    fMyRJP = 0;
}

////////////////////////////////////

RecoJP* RecoJP::GetME()
{
    Message::MSG(kMINFO,"{RecoJP} <<GetME>>");
    if(!fMyRJP) fMyRJP = new RecoJP();
    return fMyRJP;
}

////////////////////////////////////

void RecoJP::KillME()
{
    Message::MSG(kMINFO,"{RecoJP} <<KillME>>");
    if(fMyRJP) delete fMyRJP;
    return;
}

////////////////////////////////////

void RecoJP::InitD()
{
    Message::MSG(kMINFO,"{RecoJP} <<InitD>>");
}

```

```

    fmyMinuit    = 0;
    return;
}

////////////////////////////////////
void RecoJP::MyInitD() {

    cout<<"MyInitD"<<endl;

    Neff_Thits  = 0;
    Total_Tankq = 0.0;
    FirstT      = 10000;
    FirstCh     = 10000;

    for (UInt_t iCh = 0; iCh < Geo::GetME()->GetPMT_T(); iCh++){
        Hitpmt_Tank[iCh] = false;
        Cutpmt_Tank[iCh] = false;
        Charge_Tank[iCh] = 0.0;
        Time_Tank [iCh] = 0.0;
        TimeData[NoType][iCh]=-1;

        ChannelInfo myCh(iCh,DCDetector::kFAR);
        PmtPos_Tank [iCh][0] = myCh.GetPMTX(kPMT_FRONT)/1000.0;
        PmtPos_Tank [iCh][1] = myCh.GetPMTY(kPMT_FRONT)/1000.0;
        PmtPos_Tank [iCh][2] = myCh.GetPMTZ(kPMT_FRONT)/1000.0;

        double HitTime = RecoJP::GetME()->GetTime(iCh);
        //double HitTime = RecoJP::GetME()->GetTimeTh(iCh);

        // cout <<"HitTime    " << HitTime << endl;

        // cout << "CutPE=" << CutPE << endl;

        if (HitTime > RecoJP::GetME()->GetTimeCutLow()
            && HitTime < RecoJP::GetME()->GetTimeCutUp()
            && RecoJP::GetME()->GetPE(iCh) > CutPE){

            TimeData[NoType][iCh]=HitTime;

            /* if (HitTime>0)*/Hitpmt_Tank[iCh] = true;

```

```

Charge_Tank [iCh] = RecoJP::GetME()->GetPE(iCh);
Time_Tank [iCh] = HitTime;

if (smearT) {
    Time_Tank [iCh] =Time_Tank [iCh] +tSmear*myRndm->Gaus (0.0 ,1.0);
}
if (smearQ) {
    Charge_Tank [iCh]=Charge_Tank [iCh]+qSmear*myRndm->Gaus (0.0 ,1.0);
}

Neff_Thits ++;
Total_Tankq += Charge_Tank [iCh];

if (FirstT > HitTime){
    FirstT = HitTime;
    FirstCh = iCh;
}

}
}

return;
}

////////////////////////////////////

TypeSTATUS RecoJP::MyReco(EnDep* myED)
{
    Message::MSG(kMINFO," {RecoJP} <<MyReco>>");
    TypeSTATUS status = kOK;
    // NoType=0;

    this->InData(myED);
    this->MyInitD();

    if (fEmptyEndep) return status;

    this->CallMinuit();
    this->OutData(myED);
}

```

```

this->RESET();

Message::MSG(kMINFO," {RecoJP} <<MyReco: end>>");

return status;
}

////////////////////////////////////

void RecoJP::CallMinuit() {

Message::MSG(kMINFO," {RecoJP} <<CallMinuit>>");

if(!fmyMinuit) fmyMinuit = new TMinuit(4);
else Message::MSG(kMFATAL," {RecoJP} Minuit pointer already existed!");

int ierrflag, nHits;
double arglist[2];

//Set up MINUIT:
arglist[0] = 1.0;
ierrflag=0;
fmyMinuit->mnexcm("SET STR", arglist, 1, ierrflag);
fmyMinuit->SetFCN(fcnJP);
fmyMinuit->SetPrintLevel(-1);

//Cal input parameters
nHits=0;
for (int i=0; i<4; i++)
{
fRecoX[i]=0;
fRecoX_e[i]=0;
}

for (UInt_t iCh = 0; iCh < Geo::GetME()->GetPMT_T(); iCh++)
{
if (Hitpmt_Tank[iCh])
{
nHits++;
fRecoX[0] += PmtPos_Tank [iCh][0] * Charge_Tank[iCh];
fRecoX[1] += PmtPos_Tank [iCh][1] * Charge_Tank[iCh];
}
}
}

```

```

        fRecoX [2] += PmtPos_Tank [iCh][2] * Charge_Tank [iCh];
    } // endif (Hitpmt_Tank [iCh])
}

if (Total_Tankq > 0.0){
    for (int i=0; i<3; i++){
        fRecoX [i] /= Total_Tankq;
    }
}

fRecoX [3] = sqrt ((fRecoX [0] - PmtPos_Tank [FirstCh][0])
                    *(fRecoX [0] - PmtPos_Tank [FirstCh][0])
                    + (fRecoX [1] - PmtPos_Tank [FirstCh][1])
                    *(fRecoX [1] - PmtPos_Tank [FirstCh][1])
                    + (fRecoX [2] - PmtPos_Tank [FirstCh][2])
                    *(fRecoX [2] - PmtPos_Tank [FirstCh][2]))
    / Cn;

for (int i=0; i<3; i++)VertexJP [3][i]=fRecoX [i]*1000.;

//Define Parameters
double step [4]={0.0001,0.0001,0.0001,0.0001};
fmyMinuit->DefineParameter (0, "X", fRecoX [0], step [0],
fRecoX [0]-DPosRange, fRecoX [0]+DPosRange); //m
fmyMinuit->DefineParameter (1, "Y", fRecoX [1], step [1],
fRecoX [1]-DPosRange, fRecoX [1]+DPosRange); //m
fmyMinuit->DefineParameter (2, "Z", fRecoX [2], step [2],
fRecoX [2]-DPosRange, fRecoX [2]+DPosRange); //m
fmyMinuit->DefineParameter (3, "T", fRecoX [3], step [3],
0., fRecoX [3]+DTimeRange); //ns

// if (SelfT0==1) fmyMinuit->FixParameter (3);

//No Warning
fmyMinuit->Command ("SET NOW");

//Execute
arglist [0] = 5.0e+3;
arglist [1] = 1.0e-6;
fmyMinuit->mnexcm ("migrad", arglist, 2, ierrflag);

```

```

//Choose "migrad", "simplex", "minimize"

//Get fitting result
fmyMinuit->GetParameter(0, fRecoX[0], fRecoX_e[0]);
fmyMinuit->GetParameter(1, fRecoX[1], fRecoX_e[1]);
fmyMinuit->GetParameter(2, fRecoX[2], fRecoX_e[2]);
fmyMinuit->GetParameter(3, fRecoX[3], fRecoX_e[3]);

for (int i=0; i<3; i++){
    fRecoX[i]*=1000.;
    fRecoX_e[i]*=1000.;
}

double edm, errdef; int npar, nparx, icstat;
fmyMinuit->mnstat(fFuncValue, edm, errdef, npar, nparx, icstat);

//For debugging
for (int i=0; i<4; i++){
    VertexJP[NoType][i]=fRecoX[i];
    VertexJP_e[NoType][i]=fRecoX_e[i];
}
FValJP[NoType]=fFuncValue;

//Clear
fmyMinuit->mnexcm("clear", arglist, 0, ierrflag);
if(fmyMinuit) delete fmyMinuit;
fmyMinuit = 0;

return;
}

////////////////////////////////////

double LANDAU(double xx, double s0, double x0){

double lamda;
double aa, ans;

lamda=(xx-x0)/s0 ;

```

```

aa=sqrt(2*3.14);

ans=exp(-(lamda+exp(-lamda))/2)/aa ;

return ans;

}

void fcnJP(int&, double*,double &Fval,double *Xval, int){

Fval = 0.;
int Npmts = Geo::GetME()->GetPMT_T();
int tmpNpmts = 0;

double dr[390];
double dx,dy,dz,tc;
double landau;
double Ls0;
double Cn;
double N1;
double Ls=0;
int SelfT0=RecoJP::GetME()->GetSelfT0();
int PEcor=RecoJP::GetME()->GetPEcor();

int bin=200;
double min=-100;
double max=100;
TH1F *ha=new TH1F("ha", "", bin, min, max);

if(PEcor==1){
Ls0=RecoJP::GetME()->GetLandauSigma_PEcor();
Cn=RecoJP::GetME()->GetCn_PEcor();
}
else{
Ls0=RecoJP::GetME()->GetLandauSigma();
Cn=RecoJP::GetME()->GetCn();
}
}

```

```

for (int i = 0; i < Npmts; i++)
{
    dx = Xval[0] - RecoJP::GetME()->GetPmtPos_Tank(i,0);
    dy = Xval[1] - RecoJP::GetME()->GetPmtPos_Tank(i,1);
    dz = Xval[2] - RecoJP::GetME()->GetPmtPos_Tank(i,2);
    dr[i] = sqrt (dx*dx + dy*dy + dz*dz);
}

for (int i = 0; i < Npmts; i++)
{
    if (RecoJP::GetME()->GetHitpmt_Tank(i) == true)
    {
        N1 = RecoJP::GetME()->GetCharge_Tank(i);

        tc      = RecoJP::GetME()->GetTime_Tank(i)
            - dr[i] / Cn ;

        ha->Fill(tc);
    }
}

double a1=(max-min)/bin;
double T0 = double(ha->GetMaximumBin())*a1+min;

for (int i = 0; i < Npmts; i++)
{
    if (RecoJP::GetME()->GetHitpmt_Tank(i) == true)
    {

        N1 = RecoJP::GetME()->GetCharge_Tank(i)/*0.8*/;

        if(SelfT0==1){
            tc      = RecoJP::GetME()->GetTime_Tank(i)
                - dr[i] / Cn - T0 ;
        }
        else{
            tc      = RecoJP::GetME()->GetTime_Tank(i)
                - dr[i] / Cn + Xval[3];
        }
    }
}

```

```

        if (PEcor==1) Ls=Ls0/sqrt(N1);
        else Ls=Ls0;

        landau=LANDAU(tc, Ls, 0);

        if (landau!=0) Fval = Fval - 2.*TMath::Log(landau);
            tmpNpmts++;
    }
}

//cout <<"rI=" <<0.2997/Cn << " Ls=" << Ls <<endl ;

delete ha;
return;
}

```

```

////////////////////////////////////

```

謝辞

大学院修士課程における2年間の研究、及び本修士論文の執筆にあたって、多くの方から御助力、御指導を頂きました。この場を借りてお礼を申し上げたいと思います。

指導教官である末包准教授には、研究の手法や考え方などについて様々なことを教えて頂きました。先生に教わった論理的な考え方は、私の今後の生活の土台になると思います。また、学部のとくと研究室が変わった私を受け入れてくださり、大変感謝しております。とても有意義な2年間を過ごすことができました。研究員の古田久敬さんには、研究の基礎からしっかり教えて頂きました。また本研究についても多くのアドバイスを頂き、御陰様で無事修士論文を書き上げることができました。新潟大学の川崎健夫准教授には、Double Chooz Japan Analysis グループのリーダーとして、研究の方針などについて多くのアドバイスを頂きました。研究室内の学生、スタッフの皆様方にもお世話になりました。同期の井村君とは学部のとくとからの付き合いで、研究室が同じになると聞いたときはどうなるかと思いましたが、御陰様で楽しい生活を送ることが出来ました。古田君には後輩でありながらも時として鋭い指摘を入れてもらい、とても頼りになりました。また古田君に教えてもらった焼き肉屋はとてもいいところでした。新里君は周囲によく気を使える青年で、それを苦手とする私は近くにおいて勉強させて頂きました。また休憩時間に趣味である音楽の話が出来たことは、いい気分転換になりました。Thiago氏は英語の苦手な私にも根気強く接してくれました。御陰様で私の英会話能力も少しは向上したかと思えます。他の Double Chooz Japan グループ及びニュートリノセンターの学生、スタッフの皆様にも研究生生活、プライベート問わず大変お世話になりました。

最後に学部生時代と合わせ、6年間に及んだ学生生活を支えてくれた両親、家族、友人の皆様にも心より感謝いたします。

参考文献

- [1] Y.Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I, Physics Rev. D, Vol 71, 112005, 2005.
- [2] E. Aliu, et al., (The K2K Collaboration), Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment, Physics Rev. Lett. Vol 94, 081802, 2005.
- [3] P. Adamson et al., (MINOS Collaboraton), Measurement of Neutrino Oscillation with the MINOS Detectors in the NuMI Beam, Phys. Rev. Lett. 101, 131802, 2008.
- [4] T. Araki et al., (KamLAND Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillations with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion, Physics Rev. Lett. Vol 94, 081801, 2005.
- [5] M. Apollonio et al., (CHOOZ Collaboration), Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment, Physics Lett. B, Vol 466 (331-374), 2003.
- [6] F. Ardellier et al., Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} , arXiv: hep-ex/0606025v4, 2006.
- [7] Huber, P. and Schwetz, T., Phys. Rev. D70 (053011), 2004.
- [8] F. Ardellier et al., Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle θ_{13} , arXiv: hep-ex/000405032v1, 2004.
- [9] Carlo Bemporad et al., Reactor-based Neutrino Oscillation Experiments, arXiv: hep-ph/0107277, 2001.
- [10] 太田裕之, Double Chooz ニュートリノ振動実験用 10 インチ光電子増倍管の基礎特性の研究, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科, 2008.
- [11] CAEN Corporation : <http://www.caen.it>
- [12] S. Berridge et al., Proposal for U.S. participation in Double-CHOOZ: A New θ_{13} Experiment at the Chooz Reactor, arXiv: hep-ex/0410081v1, 2004.