

原子炉ニュートリノ実験
Double Chooz おける
検出器シミュレーション

粒子物理研究室 0273103s 安部創

平成 20 年 3 月 14 日

概要

今年秋よりフランスで行なわれる原子炉ニュートリノ実験 Double Chooz における検出器のシミュレーションを行なった。ニュートリノには、 ν_e, ν_μ, ν_τ の三種類ありそれらが飛行中に入れ代わる現象をニュートリノ振動という。ニュートリノ振動は、3種類のニュートリノ間の混合を表わす牧・中川・坂田 (MNS) 行列で説明され、その要素は $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ の3つの混合角と一つの位相 δ で表現される。これらのうち θ_{12}, θ_{23} はこれまでニュートリノ振動実験で測定されている。Double Chooz 実験は最後の混合角である θ_{13} を精密に測定する実験である。

本卒業論文では、実験で使われる検出器の設計の議論のために主に検出器の検出効率の位置依存性などをシミュレートした。PMT の配置を変えることで検出効率の一様性が増し、また、ブラックシートの議論のためバッファータンクの反射率を 40% と 10% とで比べた結果、検出効率の一様性は違いがなく壁面の反射率が 10% の方が光量が約 10% 落ちるとい違いが見られた。

目次

第 1 章 Introduction	2
1.1 物理的背景	2
1.1.1 ニュートリノ混合角	2
1.1.2 ニュートリノ振動	3
第 2 章 Double Chooz 実験	5
2.1 概要	5
2.2 検出するニュートリノ反応	5
2.3 検出器	7
2.3.1 デザイン	7
2.3.2 液体シンチレータ	7
第 3 章 Double Chooz 実験における検出器シミュレーション	10
3.1 概要	10
3.2 目的	10
3.3 方法	10
3.4 結果	11
第 4 章 まとめ	16

第1章 Introduction

1.1 物理的背景

ニュートリノは1953年から1959年にかけて行なわれたC.Cowan, F.Reinesの実験によってはじめて観測された。1962年には、L.M.Ledman, M.Schwartz, J.Steinbergerによって二種類のニュートリノがあることが発見された。ニュートリノは弱い相互作用しかしないことからその質量が観測されず長年質量がないものとして考えられていた。ニュートリノが質量を持つとするといくつかの現象が予測されるが、そのうちのひとつであるニュートリノ振動が1998年スーパーカミオカンデによって宇宙線が大気と衝突する際に発生する大気ニュートリノの観測からはじめて発見され、2004年K2K実験において質量があることを確かなものにした。現在は三種類のニュートリノが確認されている。ニュートリノが振動することによってこれまで各世代ごとに保存するとされていたのレプトン数が保存しなくなり標準模型を超える物理として注目されている。

1.1.1 ニュートリノ混合角

ニュートリノが質量をもった場合、フレーバーの固有状態とは異なる質量の固有状態が存在し、飛行中にフレーバーが移り変わることをニュートリノ振動とう。それらは質量固有状態の質量の二乗差 $\Delta m^2 (|m_i^2 - m_j^2|)$ と混合角 θ_{ij} で決められる。簡単に二種類のフレーバーでニュートリノ振動を考えると、エネルギー E_ν をもち距離 L を飛行したとき同じフレーバーである確率は、

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_i) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu} \quad (1.1)$$

で表わされる(参照 1.1.2)。現在ニュートリノフレーバーは三種類であると考えられているので、 ν_e, ν_μ, ν_τ の三つのフレーバーは質量の固有状態であるそれぞれ ν_1, ν_2, ν_3 の重ね合わせで表わされ、

$$|\nu_e\rangle = \sum_{i=1}^3 \alpha_{ei} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

$$|\nu_\mu\rangle = \sum_{i=1}^3 \alpha_{\mu i} |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

$$|\nu_\tau\rangle = \sum_{i=1}^3 \alpha_{\tau i} |\nu_i\rangle \quad (1.4)$$

これは、

$$\langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{ij} \quad (1.5)$$

を満たし、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

と書ける。以上の U_{MNS} は 3×3 の行列で MSN(牧・坂田・中川) 行列と呼ばれ以下のように表わされる。

$$\begin{aligned}
U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{13}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.7)
\end{aligned}$$

ここで、 c_{ij}, s_{ij} は一般的な表わし方で知られていて、 $\cos\theta_{ij}, \sin\theta_{ij}$ を表わしている。

これまでに、 $|\Delta m_{23}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} \sim 1$ (SK(Super-Kamiokande) 及び K2K(KEK to Kamioka) 実験から), $|\Delta m_{12}^2| \sim 8 \times 10^{-5} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{12} \sim 0.8$ (KamLAND 及び他の太陽ニュートリノ実験から) が測定された。 θ_{13} については、Double Chooz 実験の前身である CHOOZ 実験で、 $|\Delta m_{13}^2| = 2.5 \times 10^{-3}$ の場合、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の上限値に達している。これらの結果から現在 MSN 行列は、

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.7 & 0.7 & < 0.2e^{i\delta} \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \\ 0.5 & 0.5 & 0.5 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

と知られている。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノが飛行中にフレーバーを変えることをニュートリノ振動と呼ぶ。それは次のように導かれる。簡単のために二種類のニュートリノを考える。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

から

$$|\nu_e(0,0)\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle - \sin\theta|\nu_2\rangle \quad (1.10)$$

$$|\nu_\mu(0,0)\rangle = \sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle \quad (1.11)$$

質量の固有状態を時間発展させて、

$$|\nu_e(\vec{x}, t)\rangle = \cos\theta e^{-iEt_1 + i\vec{p}_1\vec{x}}|\nu_1\rangle - \sin\theta e^{-iEt_2 + i\vec{p}_2\vec{x}}|\nu_2\rangle \quad (1.12)$$

$$|\nu_\mu(\vec{x}, t)\rangle = \sin\theta e^{-iEt_1 + i\vec{p}_1\vec{x}}|\nu_1\rangle + \cos\theta e^{-iEt_2 + i\vec{p}_2\vec{x}}|\nu_2\rangle \quad (1.13)$$

ここで以下の近似をあたえる。

$$|\vec{x}| \simeq t = L \quad (1.14)$$

$$E_i - p_i \simeq \frac{1}{2} \frac{m_i^2}{p_i} \quad (1.15)$$

ここで L はニュートリノが飛行した距離である。 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ を考える。

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e(0,0) | \nu_e(\vec{x}, L) \rangle|^2 = |\cos^2\theta e^{-i\frac{m_1^2 L}{2p}} + \sin^2\theta e^{-i\frac{m_2^2 L}{2p}}|^2 \\
&= 1 - 2\sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} \quad (1.16)
\end{aligned}$$

ここで、 $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$ としている。

これを3種類のニュートリノに拡張することで、 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ が次のように求まる [5]。式 1.1.1 を使って、

$$\left. \begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \\ P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \end{aligned} \right\} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j < k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \times \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E}\right) \mp 2 \sum_{j < k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \times \sin\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}\right), \quad (1.17)$$

ここで、 $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ で、マイナスとプラスはそれぞれ粒子、反粒子に対応している。ここから、

$$\begin{aligned} 1 - P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 4 \sum_{j < k} |U_{ej}|^2 |U_{ek}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad + \frac{1}{2} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \\ &\quad + (\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} + \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}) \\ &\quad \times \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \end{aligned} \quad (1.18)$$

と求まる。ここで二つ目のイコールの後の第二項、第三項は、 $|\Delta m_{31}^2| = (1.6 \sim 3.9) \times 10^{-3} eV^2$ と仮定したとき、 $\frac{\Delta m_{21}^2}{|\Delta m_{31}^2|} \simeq 0.1 \sim 0.01$ となり無視できる。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{13}^2 L}{E}\right) + O(10^{-3}) \quad (1.19)$$

図 1.1 は、この三世代のフレーバーを考慮したニュートリノ振動確率である。

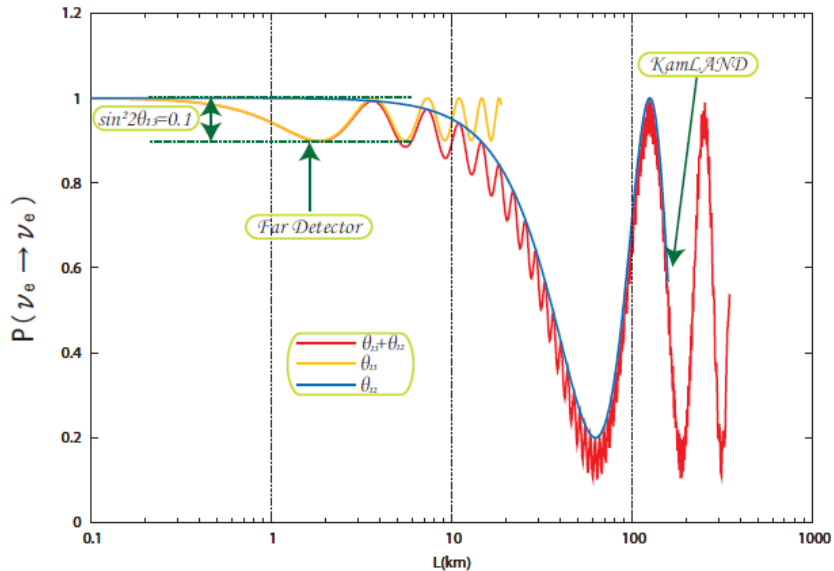


図 1.1: 三世代を考慮した原子炉ニュートリノの振動確率 ($\sin^2 \theta_{13} = 0.1, \Delta m_{13}^2 = 2.38 \times 10^{-3} eV^2$ のとき)。黄色線は、 θ_{13} のみの振動、青線は θ_{12} のみの振動、赤線は θ_{13} 及び θ_{12} の振動の重ね合わせ。[2]

第2章 Double Chooz 実験

2.1 概要

素粒子物理の分野では、加速器実験がよりよい精度で測定できるとして CHOOZ 実験以降あえて原子炉を利用して θ_{13} を測定する必要性が認識されていなかった。2003 年にカムランド実験と太陽ニュートリノ実験で $\sin^2 2\theta_{12}$ と Δm_{12}^2 が比較的大きいことがわかり加速器での θ_{13} の測定で不確実性が大きくなることが明らかになった。原子炉による θ_{13} の測定の重要性が増し現在さまざまな実験計画が持ちあがっている [3]。

これらのなかで、フランスでの CHOOZ 実験のインフラを使いより早く実験を進めることができる Double Chooz 実験が注目されている。2008 年には、Far Detector が稼動し、2009 年には Near Detector が稼動する予定である。それから 3 年間測定し統計量をを増やし 2011 年、目標の精度である $\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$ に達する予定である。

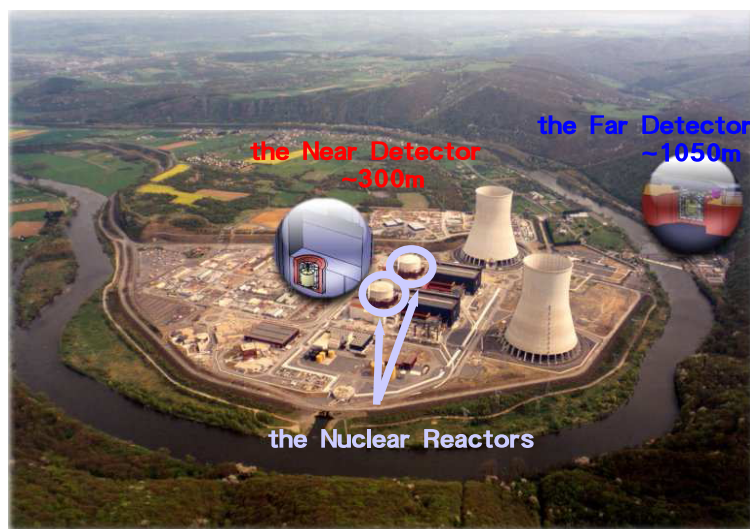


図 2.1: DoubleChooz 実験が行なわれる場所の概観 [1]

2.2 検出するニュートリノ反応

図 2.3 は検出するニュートリノ反応の図である。

Double Chooz 実験では Chooz にある 2 基の原子炉からのベータ崩壊による反電子ニュートリノを観測する。反電子ニュートリノが検出器のターゲットエリアで逆ベータ崩壊を起こし陽電子と中性子が生じる。陽電子は、検出器中の電子と反応し対生滅することで γ 線を back to back に照射し、中性子はしばらく走ったあと Gd 原子核に捕えられることによって γ を照射する。二つの反応は約 $30\mu s$ の時間差があり、プロンプト信号となる対生滅による信号とディレイド信号となる中性子の信号をもってニュートリノ反応として検

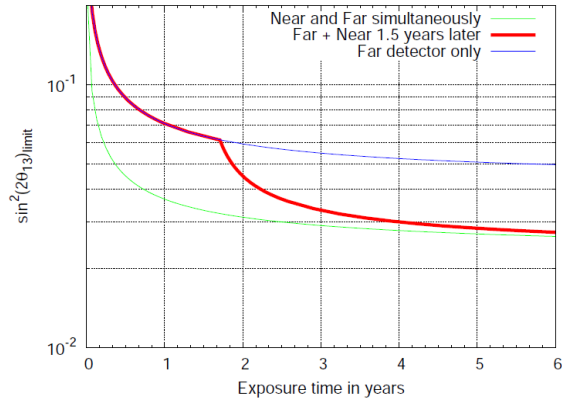


図 2.2: Double Chooz 実験の $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度 [1]

出する。プロンプト信号からニュートリノのエネルギーを見積もる。

$$E_{vis} = E_{e^+} + m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p) + m_e \quad (2.1)$$

ここで、 E_{vis} 、 $E_{\bar{\nu}_e}$ はそれぞれ検出されるだろうエネルギーと反電子ニュートリノのエネルギーで、 m_e, m_n, m_p はそれぞれ電子、中性子、陽子の質量を表わしている。

またディレイド信号は、Gd の中性子キャプチャーで放出されるガンマ線のエネルギーの総計は

$$\sum E_\gamma \simeq 8MeV \quad (2.2)$$

と決まっている。ここでは E_γ は Gd から放出されるガンマ線のエネルギーである。

DoubleChooz 実験では、図 2.1 で描かれている Near と Far の二つの検出器のそれぞれで検出されたニュートリノの数を比較する。この実験はでは Near で検出されたニュートリノから予測される Far でのニュートリノのエネルギー分布と実際に Far で検出されたニュートリノのエネルギー分布を比較しその差分が違うフレーバーに移り変わったと考え図 1.1 で表わされている $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定する。Far 検出器はちょうど振動が起こりはじめる原子炉から約 1km 離れた場所に置かれている。

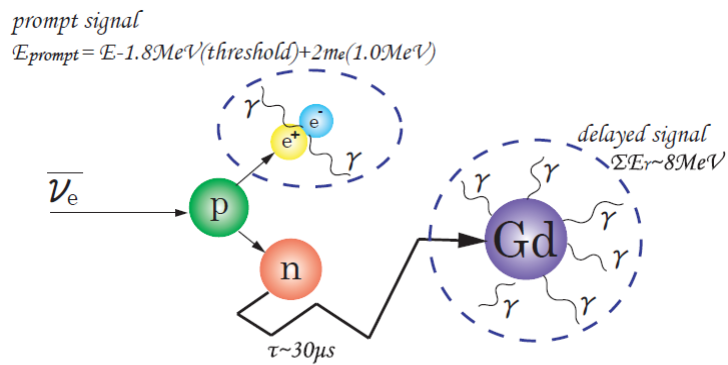


図 2.3: 検出するニュートリノ反応 [2]

2.3 検出器

2.3.1 デザイン

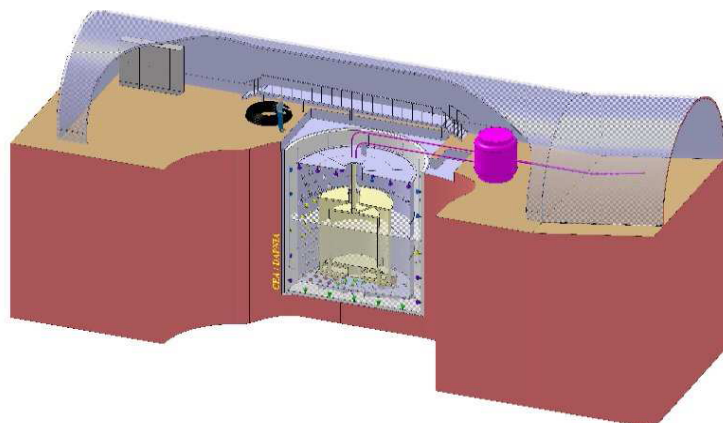


図 2.4: Far 検出器周辺の図 [1]

図 2.4 は原子炉から ~1050m 離れたところに置かれる Far 検出器の図である。またこの検出器はターゲットとして液体シンチレータを用い、図 2.5 で示されているように、ターゲットエリア、ガンマキャッチャーエリア、バッファエリア、ベトエリアに分かれている。それぞれは円筒形のヴェセルに囲まれた違った用途の液体シンチレータまたはオイルが用いられている。バッファエリアには PMT (Photomultiplier Tube) が設置され液体シンチレータからのシンチレーション光を測定する。PMT の配置は図 2.6 である。これは Geant4 での PMT の配置であるが、最新のものはまだシミュレータに反映されていない。このあとに述べる検出器シミュレーションの PMT の配置もこのままのものを使っている。ターゲットエリアにニュートリノが当たると図 2.3 で描かれた反応が起こり、放出されたガンマ線がシンチレーションを起こす。ガンマキャッチャーエリアはターゲットエリアを通過したガンマ線をとらえるためのものである。また PMT が配置されるバッファエリアには、ミネラルオイルが使われていてこれは、PMT の硝子面からの放射によるシンチレーション光を抑える為のものである。

2.3.2 液体シンチレータ

Double Chooz 実験で使われる液体シンチレータは、実際のニュートリノイベントを検出するのにターゲットエリアのものとガンマキャッチャーエリアのものとで分けられる。ターゲットエリアには中性子をキャプチャーするための Gd が混ぜられている。具体的に図 2.7, 図 2.8 は Bis-MSB を混ぜる前のターゲットエリア、ガンマキャッチャーエリアそれぞれの液体シンチレータの配合である。

- PPO(発光剤)
- bis-MSB(発光剤。波長変換用)
- Dodecane(溶媒)
- PXE(溶媒)

PPO で放出された紫外領域のフォトンが bis-MSB によって PMT の感度領域へ波長が変換される [9]。、図 2.9 は、シミュレーションによる。発光オイルの発光スペクトルである。

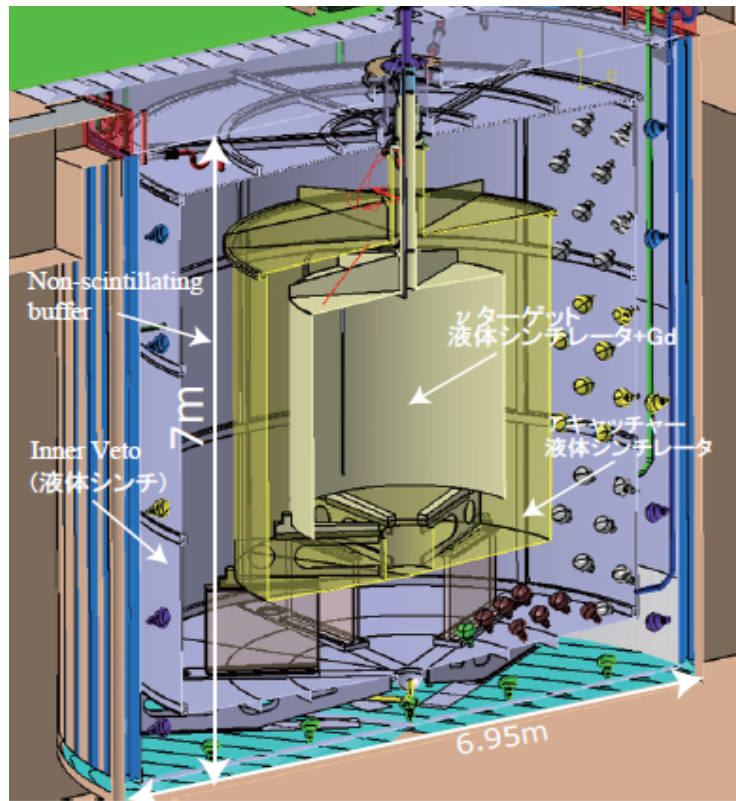


図 2.5: 検出器の概略図。[2]

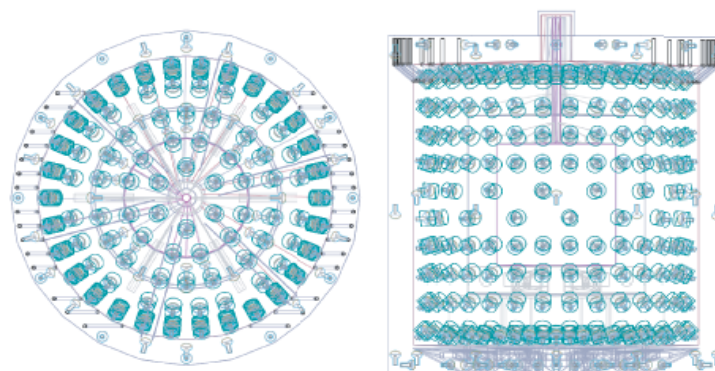


図 2.6: Geant4 による PMT の配置の図。左が上面で右が側面である。[2]

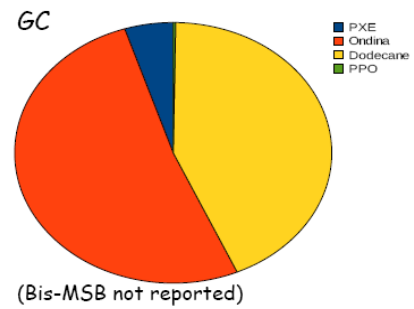
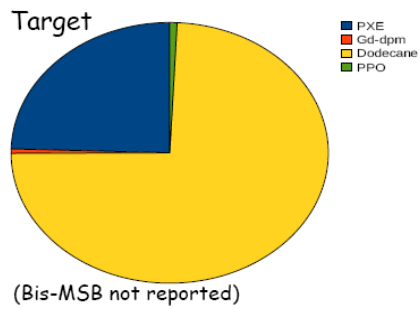


図 2.7: ターゲットエリアの液体シンチレータの bis-MSB 混合前の配合 [6] 図 2.8: GC エリアの液体シンチレータの bis-MSB 混合前の配合 [6]。

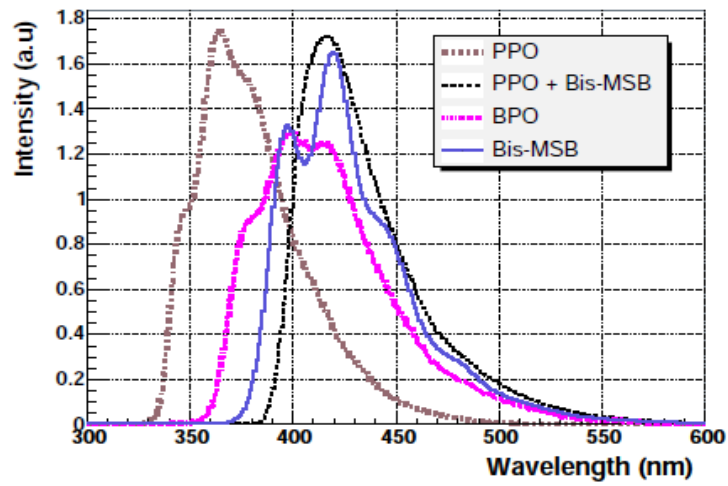


図 2.9: 発光オイルの発光スペクトル [1]

第3章 Double Chooz 実験における検出器シミュレーション

3.1 概要

Double Chooz 実験で重要になるものは、エネルギー分解能である。数式 1.19 では、 $\frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13}$ は振動の振幅を表わしており、残りのファクターである $\sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{13}^2 L}{E}\right)$ は振動の周期に関係している。今検出器間での距離である L はすでに定められている。そこで測定される $\sin^2 2\theta_{13}$ と E が十分な精度で測らなければならない。このために重要になる一つの要素として検出器の一樣性が挙げられる。同エネルギーのニュートリノが検出器の中で反応した場合に検出器のどの位置でも同じレスポンスかえすことを要求することで、エネルギーの不確定性をできるだけ少なくすることができる。そのために検出器の検出効率の一樣性を調べた。

3.2 目的

本卒業論文では、壁面の反射によって検出器の検出効率の位置依存性がどのように変化するかをシミュレートした。まず PMT の配置の変更によっての一樣性の変化を調べ、次にバッファータンクの壁面の反射率を下げるためブラックシートを仮定しそうでないものとで一樣性にどのように影響が見られるのか調べた。

3.3 方法

DOGS と呼ばれるシミュレーションソフトウェアを使って主にバッファータンクの反射率を変えることにより、検出効率の位置依存性をシミュレートした。ここでは、ブラックシートの必要性の議論のためブラックシートの反射率を 10% と仮定してシミュレートしている。以下に使用したソフトウェアの概要を記しておく。

DOGS

これは Double Chooz offline Group Software の略で、MC(モンテカルロシミュレーション) 使ったもの。検出器のデザインを決めるためや実験データと比べることでイベントのエネルギーや位置のレコンストラクションをすることを目的として設計されている。そのため実験で測定されたデータと同様の構造を持たせることが要求されている。現在は開発途中である。バージョンは Prod.03.00 までであり、本卒業論文では、Test.03.00, Prod.03.00 を使ってシミュレーションを行なった。

- DCGLG4sim(イベントジェネレータ。シンチレーションと光学的な物理過程のシミュレートのみ。)
- DCAna(解析用のテンプレート。)
- DCNuGen(ニュートリノイベントを生成する。)
- DCRoSS(PMT に入った後のシミュレート。チャージやパルスを作り出す。現在開発中)
- DCCalib(キャリブレーションを適用するもの。)

- DCGeo(使用されているジオメトリを読みだすためのもの。)
- DCReco(イベントレコストラクション。現在開発中)

DOGS はイベントジェネレータとして Geant4 を使い、入出力の機能として ROOT を使っている。

GEANT4[10]

Geant4 は物質を通過する粒子をシミュレートするツールキットであり。粒子の軌跡、物質のジオメトリ、物理的課程や物理的接触の一連の機能をそなえている。物理的課程は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。DCGLG4sim に使われている。

ROOT[11]

LHC などで大量のデータを処理するために提案されたソフトウェアでデータ整理やヒストグラムを出力したりするのに非常に特化したものである。CERN の NA49 実験に関連して開発された。

3.4 結果

主にシンチレーションによる光量の一様性を見た。これは反応で生じたガンマからのコンプトン散乱などで生じた電子がシンチレーション光を出すことを考えてシンチレーションによるフォトンの検出効率の一様性が重要であるからである。

PMT の配置を変えることによる一様性の変化

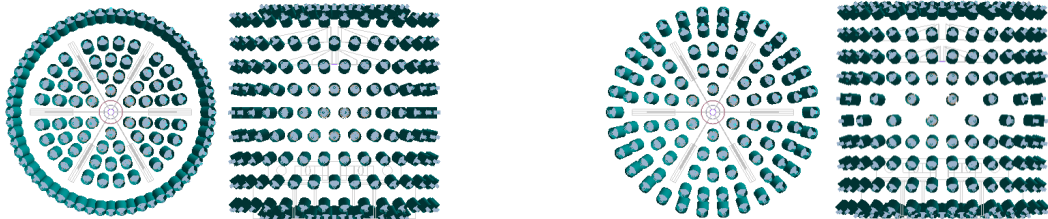


図 3.1: 基準となった PMT の配置。DOGS Test_03_00 より
 図 3.2: 一様性を高めるために変更された新しい PMT 配置。DOGS Prod_03_00 より

第三章 3.3 で述べたように DOGS には、バージョンがあり本卒業論文では、Test_03_00 と Prod_03_00 を使っている。大きく変わった点では図 3.1, 図 3.2 の PMT の配置である。これは一様性を高めるために変えられた。結果は図 3.3, 図 3.4 のようになる。これは各点に 1MeV の電子を入射させたときの検出される光電子数を中心の光電子数で規格化したものである。検出器の中心を原点において縦軸が Z 軸、横軸が R 方向である ϕ 方向は積分されている。検出器が上下対称だといえるので上半分のみ行なった。基準となるものより検出効率の一様性が最大で 10%改善されている。これは、CIEMAT の結果とも一致している [4]。図 3.5 は、それぞれの配置での検出される全光電子数の分布を見たものである。また最新の研究では、PMT そのものの角度などを微調整することによってさらに全体で 5%以下の一様性が得られた [7]。具体的な考察として、図 3.6, 図 3.7 は、それぞれ中心から X 軸、Z 軸にそって側面と上面からの距離によつての立体角によるフォトカバレッジの変化を見たものである。(PMT の角度は考慮していない。) それぞれ中心の値で規

格化され、青が基準配置でのもので赤が新しい配置のものである。見積もったものは次の式で表わされる。

$$NPMT(x) = \frac{1}{\alpha} \sum_{i=1}^{390} \frac{a[mm^2]}{(x[i] - x)^2 + y[i]^2 + z[i]^2[mm^2]} \quad (3.1)$$

ここでは、X方向で見ているがZ軸に対して回転対称なのでR方向のものとしている。Z方向についても同様である。ここで α は規格化定数で中心が1となるようにとった、aは光電面の面積、 $x[i], y[i], z[i]$ はPMTの座標、xは中心から側面にかけての距離。この場合、PMTの角度は考慮していないので実際にはPMTはほぼ中心付近を向いているので中心の値がより大きくなり、壁面に近づくにつれてPMTの光電面との角度が鋭角になるのでより値は小さくなることが考えられる。図3.3や図3.4で見られるGCエリアの縁の光量が少ないのはこれに起因していると考えられる。規格化定数は、基準配置のものの方が6%ほど大きい。これは光量にも反映されていて光量では5%ほど新しい配置では落ちている。

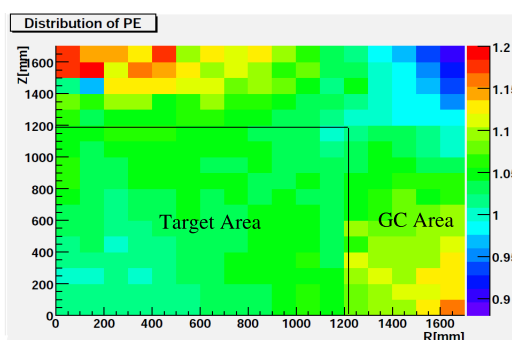


図 3.3: 基準になった PMT 配置のもの。

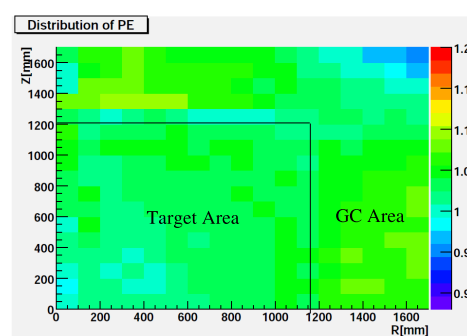


図 3.4: 新しい PMT 配置のもの。

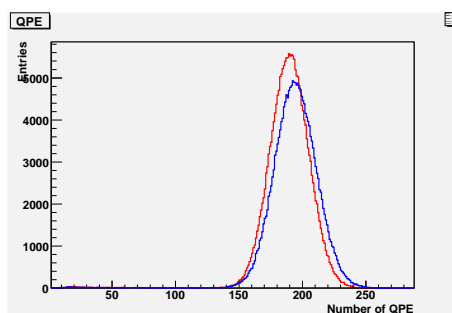


図 3.5: QPE の分布。青：基準配置、赤:新しい配置

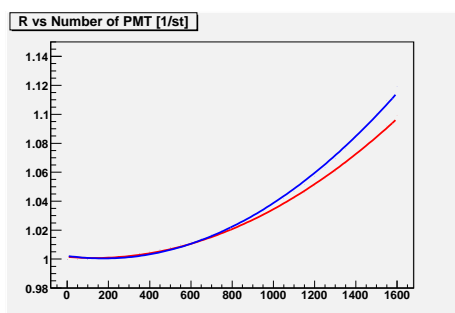


図 3.6: R 方向。青：基準配置、赤:新しい配置

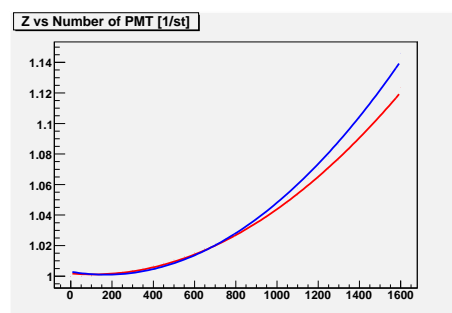


図 3.7: Z 方向。青：基準配置、赤:新しい配置

反射率による一様性の変化

次にバッファータンクの反射率を変えることによる一様性の変化をみる。反射によって位置分解が悪くなることが予想されるが、時間情報を加えた位置のレコンストラクションでは無視できるという議論がされている。最新のもので位置分解能が10cmであることがわかっている [8]。

図 3.8, 図 3.9 は DOGS Test_03.00 でのバッファータンクの反射率を 0%,10%,40%,100%と変えて PMT に光子がヒットした時間の分布とそれをログスケールで表わしたものを示す。

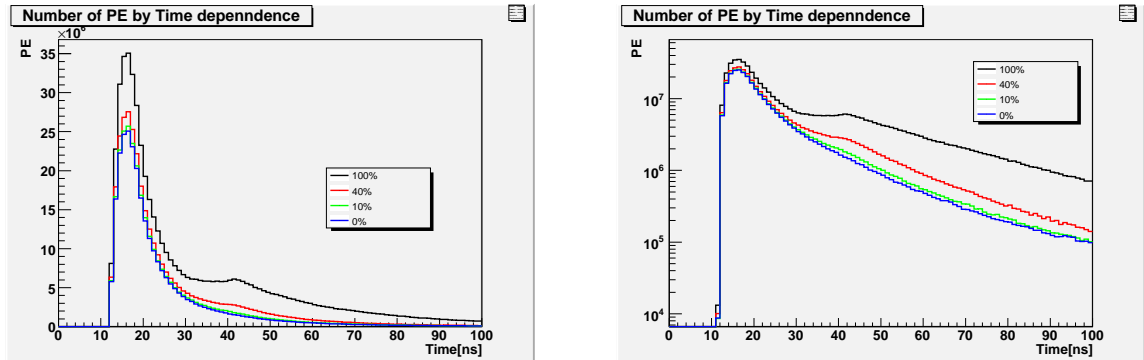


図 3.8: タンクの反射率をそれぞれ変えた時の PMT に光子がヒットした時間の分布
図 3.9: タンクの反射率をそれぞれ変えた時の PMT に光子がヒットした時間の分布。縦軸ログスケール。

次にバッファータンクの反射率 40%とブラックシートを仮定しての 10%で検出効率の位置依存性をシミュレートしたものを示す。図 3.10, 図 3.11 は、中心の値で規格化せずに各位置に置いて 1MeV の電子を発生させたときの検出される全光電子数で表わしており、図 3.12, 図 3.13 は規格化したものである。それぞれターゲットエリアとガンマキャッチャーエリアそれぞれ一様に 10 万イベントずつ 1MeV の電子を入射させたもの。以上から一様性については、バッファータンクの反射率が 40%、10%では、ほぼ変わらないといえる。

図 3.14 は光量の分布を示めたもので縦軸にエントリー数、横軸に検出された全光電子数をとったものである。ここから検出する光量は 10%のもの約 10%ほど少くなる。

図 3.15, 図 3.16 はそれぞれ R 方向と Z 方向で横軸を中心からの距離、縦軸を検出される全光電子数で表わしたものであり、図 3.10, 図 3.11 をそれぞれ 100mm ずつ R と Z 方向に区切って射影させたものをガウシアンでプロットした平均値と σ の平均値に対する割り合いプロットしたものである。R 方向については Z 方向と ϕ 方向について積分した値になっており、Z 方向は R 方向と ϕ 方向について積分した値になっている。以上のことからブラックシートをつけてもほとんど検出効率の一様性には寄与しないことがわかった。

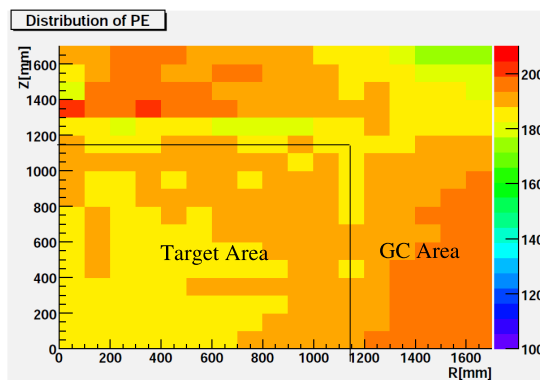


図 3.10: 反射率 40%のもの。

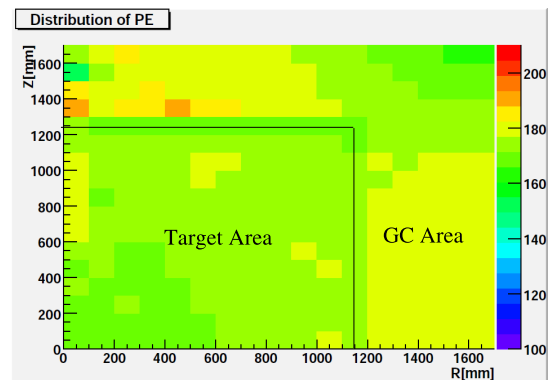


図 3.11: 反射率 10%のもの。

図 3.15, 図 3.16 では、アクリル板の影響が見られる。Z 方向で大きく見られるのはヴェッセルの上面に

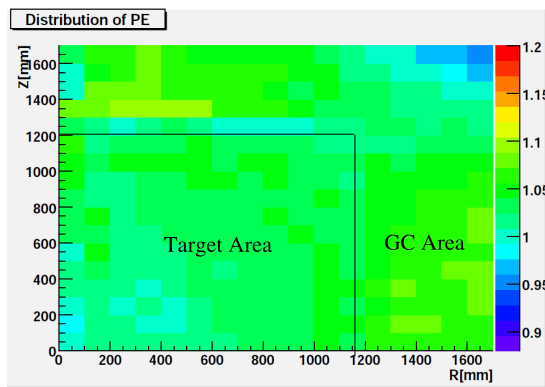


図 3.12: 反射率 40%のもの。規格化したもの。

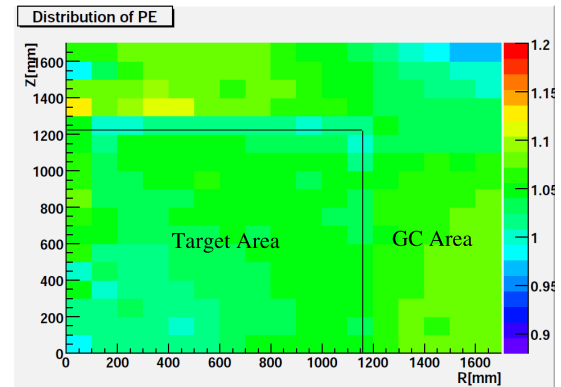


図 3.13: 反射率 10%のもの。規格化したもの。

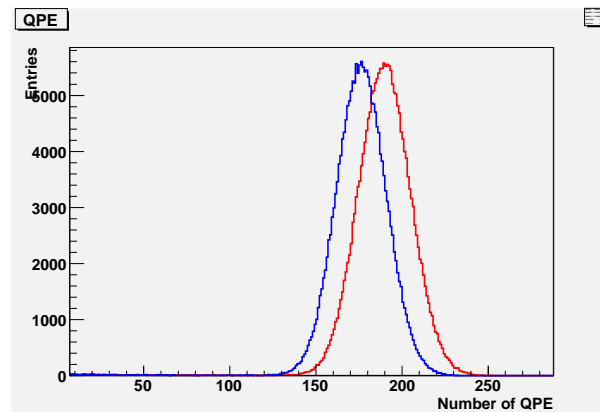


図 3.14: 光量の分布。赤：40%青：10%

ウィング部分があり、アクリル板は紫外領域の光子を吸収してしまうため。bis-MSB による波長変換の前にアクリル板に光子が当たると全て吸収されてしまう。しかしこれはエネルギーが 2MeV ~ 6MeV だとアクリル板の影響はなく、ニュートリノイベントの検出にも 1 年半の計測でアクリル板の影響は無視できる [9]。図 3.17, 図 3.18 はそれぞれのガウシアンでフィットした σ を Mean で割ってその割り合いを示したものである。このことからエネルギー分解能はそれほど変わらないことがわかる。

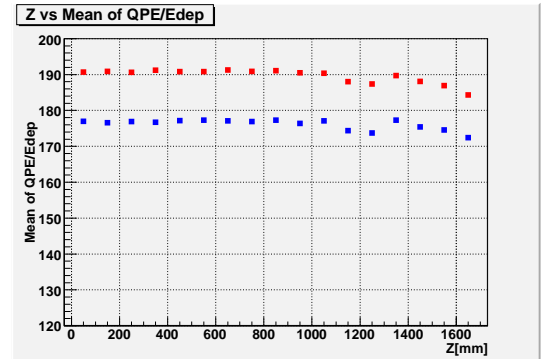
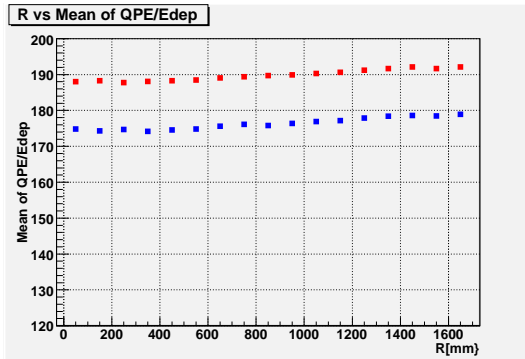


図 3.15: R 方向。検出される全光電子数のそれぞれの位置での平均値。赤：40%青：10%

図 3.16: Z 方向。検出される全光電子数のそれぞれの位置での平均値。赤：40%青：10%

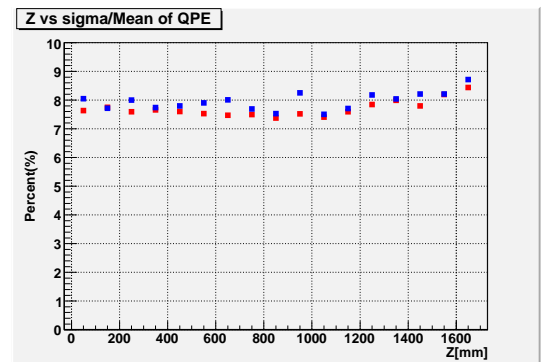
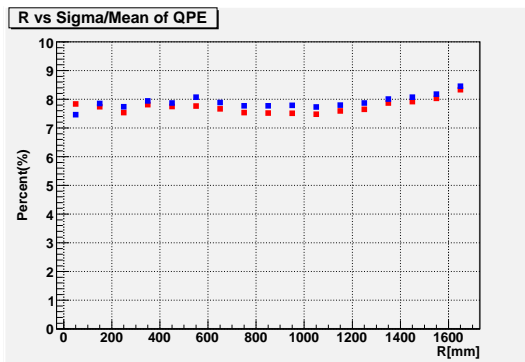


図 3.17: R 方向。検出される全光電子数のそれぞれの位置での σ の平均値に対する割り合い。赤：40%青：10%

図 3.18: Z 方向検出される全光電子数のそれぞれの位置での σ の平均値に対する割り合い。赤：40%青：10%

第4章 まとめ

PMT の配置を変えることで場所によって検出効率の一様性が最大で 10%改善され、検出器にブラックシート備え付けるかということについては、ブラックシートを付けることで光量が 10%減ることと一様性についてはそれほど変化がないことをふまえて必要がないと言える。

今後の課題

今後やるべき課題について、

- 位置のレコンストラクションのアルゴリズムを理解する。
- ニュートリノイベントのシミュレートをする。

謝辞

本研究において多くの方々にご指導いただきました。皆様の御支援がなければこの卒業論文は書くことができませんでした。ここに感謝の弁を述べさせていただきます。

まず、指導教官の原准教授には研究のための環境をあたえて頂き、また他大学への出張などの経験もさせて頂きました。大変感謝しております。研究室では、青木教授、鈴木助教に研究についてさまざまなアドバイスを頂きました。KASKA/Double Chooz japan グループでは、新潟大学の田村教授、宮田准教授、川崎助教、東北大学の末包准教授、元木助教、東北学院大学の坂本准教授、東京工業大学の久世准教授、首都大学東京の住吉教授、浜津客員准教授、大阪大学の早川助教には、さまざまなご指導やアドバイスを頂きました。特に東京工業大学の久世准教授、首都大学東京の住吉教授には、研究が行なえる環境を与えて下さり深く感謝しております。

また、KASKA/Double Chooz Japan グループの学生では、首都大学東京の春名氏、香山氏、東京工業大学の古田氏、前田氏、松原氏、田中氏、吉野氏、今野氏、東北大学の田畑氏、新潟大学の山崎氏とさまざまな面でご指導、ご協力して頂きました。

同じ粒子物理研究室の山下博士研究員、先輩である岡田氏、丹羽氏、新保氏、楠本氏、田村氏、また同期の天野氏、中川氏、上妻氏には、本卒業論文を書くにあたり多大なご迷惑をおかけし、またご協力頂きました。皆様ありがとうございました。

Double Chooz 実験の海外の Institute の方々には本卒業論文の参考図書として多くの文献を参考にさせて頂きました。深く感謝しております。

関連図書

- [1] Double Chooz:A Serch for the Neutriono Mixing Angle θ_{13} ,hep-ex/0606025,2006
- [2] 春名毅:原子炉ニュートリノ振動実験 Double Chooz のための 10 インチ光電子増倍管性能評価システムの開発, 修士学位論文, 首都大学東京大学院理工学研究科物理学専攻,2007
- [3] 田村詔生, 末包文彦, 安田修:日本物理学会誌,61(2006)11
- [4] C.Palomares,I.G.Botella:PMT distribution & detector responce,Oxford Double Chooz Collaboration Meeting,2007
- [5] H.Minakata,H.Sugiyama,and O.Yasuda:Phys. Rev.D 68,033017(2003).
- [6] D.Motta: PSD^2 analysisi update,Kobe Double Chooz Collaboration Meeting,2008
- [7] D.Motta:Update on DCGLG4,Kobe Double Chooz Collaboration Meeting,2008
- [8] Y.Liu,I.Stancu:Status of RecoBAMA,Oxford Double Chooz Collaboration Meeting,2007
- [9] R.Quéval,D.Motta,T.Lasserre:Detector response close to the acrylic vessel, Kobe Double Chooz Collaboration Meeting,2008
- [10] S.Agostinelli,et al:Geant4-a simulation toolkit,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303
- [11] User's Guide,<http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>