

T2K 実験におけるニュートリノフラックス
左右非対称性測定器の研究

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻
宇宙線研究所 梶田研究室

修士2年 狭間俊介

平成21年2月3日

概要

T2K 実験は、現在建設中の茨城県東海村にある大強度陽子加速器 (J-PARC) から 295 km 先の岐阜県神岡町にあるスーパーカミオカンデにニュートリノビームを打ち込む、長基線ニュートリノ振動実験である。

2009 年 4 月に開始が予定されているこの実験は、ニュートリノ振動の検出を目的としている。振動前のニュートリノ事象を観測するため、ビーム生成地点から 280 m 下流に 280 前置検出器が用いられ、さらに $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ 振動検出に対して感度の良い結果を得るため、ビーム生成地点から約 2 km 離れた下流には 2km 検出器の設置が計画されている。また、振動後のニュートリノ事象はスーパーカミオカンデで観測される。

そして、T2K 実験では Off-Axis 法を用いるため、2km 検出器はビーム中心から 2.5 °ずれたスーパーカミオカンデと左右対称な方向に建設が予定されている。そのため、スーパーカミオカンデと 2km 検出器で観測されるニュートリノフラックスの左右非対称性を事前に確認することを目的として、各々の方向に全く同じ構造の 2 つの測定器を前置検出器として 280m ホール内に設置することを提案している。

本研究では、このニュートリノフラックスの左右非対称性測定器 (レフト・ライトモニター) の基礎研究を行った。シミュレーションにより測定器としての基本性能の評価を行い、結果として要求する性能を満たすことが確認できた。さらに、実際使われるプラスチックシンチレータを用いた光量測定の基本試験を行った。また、共同研究グループであるスイスのベルン大学においてレフト・ライトモニター用のカウンタープレーンを 1 枚製作し、宇宙線ミュオンを使った測定を行い、動作確認をした。それらの製作過程と測定結果についてまとめた。

目次

第1章	序論	3
1.1	ニュートリノ振動	3
1.2	ニュートリノ振動実験	5
1.2.1	太陽ニュートリノ観測と原子炉ニュートリノ実験	5
1.2.2	加速器を用いたニュートリノ振動実験	5
1.3	ニュートリノ振動実験の今後	7
第2章	T2K 実験	8
2.1	T2K 実験概要	8
2.2	ニュートリノ振動の測定	10
2.3	大強度陽子加速器・J-PARC	12
2.4	off-axis ビーム	13
2.5	ニュートリノビームライン	14
2.5.1	一次陽子ビームライン	15
2.5.2	二次粒子生成標的	15
2.5.3	電磁ホーン	15
2.5.4	崩壊トンネル	16
2.5.5	ミュオンモニター	16
2.6	前置検出器	16
2.7	2km 検出器	18
2.8	後置検出器スーパーカミオカンデ	18
2.8.1	検出器の構造	18
第3章	ニュートリノフラックス左右非対称性測定器 (レフト・ライトモニター)	22
3.1	レフト・ライトモニターの概要	22
3.2	レフト・ライトモニターの構造	24
第4章	レフト・ライトモニターのシミュレーション	27
4.1	レフト・ライトモニターの基本性能評価	27
4.1.1	ビームプロファイル	28
4.1.2	事象再構成	29
4.1.3	Fully contained(FC) イベント	31
4.1.4	Partially contained(PC) イベント	36
4.1.5	上流層におけるイベント	39
4.1.6	バックグラウンド (BG) イベントの見積もり	39
4.1.7	ニュートリノフラックス非対称性測定に対する測定精度	42

第 5 章	レフト・ライトモニターのプロトタイプテスト実験	47
5.1	シンチレータの光量測定	47
5.1.1	シンチレーション光の波長変換ファイバーにおける読み出しの原理	47
5.1.2	シンチレータストリップ	48
5.1.3	波長変換ファイバー (WLS ファイバー)	48
5.1.4	光電子増倍管	50
5.2	ICRR でのテスト	50
5.2.1	テスト実験のためのセットアップ	51
5.2.2	測定結果	52
5.3	Bern 大学でのテスト	61
5.3.1	カウンタプレートの製作	61
5.3.2	テスト実験のためのセットアップ	63
5.3.3	測定結果と考察	68
第 6 章	結論	70

第1章 序論

1930年、Pauliによって存在が仮定されて以来、ニュートリノは素粒子物理学の発展に非常に重要な役割を果たしてきた。ニュートリノの存在は1956年 Reines と Cowan によって確認され [1]、つづいて1962年に Lederman、Schwartz、Steinberger らによってミューオンニュートリノが確認された [2]。また LEP での Z ボソンの崩壊幅の測定結果によって、ニュートリノの世代数が3つあることが確認された [3]。そして2000年に、原子核乾板を用いた実験で3世代目のタウニュートリノが確認されている [4]。

弱い力のみによって相互作用するという性質のためニュートリノを観測することは、非常に困難であった。特にニュートリノの質量に関しては長い間未知のまま、ニュートリノ振動が発見されるまでは直接観測による上限値が与えられるに留まっていた [5]。

$$\begin{aligned}m_{\nu_e} &< 2.5 \text{ eV} \\m_{\nu_\mu} &< 170 \text{ keV} \\m_{\nu_\tau} &< 18 \text{ MeV}\end{aligned}$$

一方1998年、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動の存在が報告され、ニュートリノが有限の質量を持つことが示された [6]。これまでニュートリノの質量を全てゼロと仮定していた標準理論の変更を必要とする現象である。

1.1 ニュートリノ振動

3世代あるニュートリノのうち、ある種類のニュートリノが時間とともに他の種類のニュートリノに変化する現象を、ニュートリノ振動という [7]。ニュートリノ振動はニュートリノが有限の質量を持ち、さらに弱い相互作用の固有状態 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ と、質量差のある質量の固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 が一致しない場合に起こる。

このような場合、3種類のニュートリノ ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ は質量の固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 の混合状態になっており、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

のように書くことができる。また、3世代間の混合行列 U は MNS(牧・中川・坂田) 行列と呼ばれ、3つの混合角 θ_{12} θ_{23} θ_{13} 及び、ひとつの複素位相 δ を用いて

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

と表される。ここで s_{ij}, c_{ij} はそれぞれ $\sin \theta_{ij}, \cos \theta_{ij}$ を表す。

ここで、2種類のニュートリノ ν_μ, ν_τ 間の真空中でのニュートリノ振動について考える。フレーバーの固有状態 ν_μ, ν_τ は、質量の固有状態 ν_2, ν_3 と混合角 θ を用いて、次式のように表せる。

$$\begin{aligned}\nu_\mu &= \nu_2 \cos \theta + \nu_3 \sin \theta \\ \nu_\tau &= -\nu_2 \sin \theta + \nu_3 \cos \theta\end{aligned}$$

質量の固有状態 ν_2, ν_3 の時間発展を記述するシュレディンガー方程式は、

$$\begin{aligned}i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} &= H \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} E_2 & 0 \\ 0 & E_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix}\end{aligned}$$

となり、この方程式の解は次の通りである。

$$\begin{aligned}\nu_2(t) &= \nu_2(0)e^{-iE_2t} \\ \nu_3(t) &= \nu_3(0)e^{-iE_3t}\end{aligned}$$

このとき、 ν_2, ν_3 が、異なった質量 m_2, m_3 を持つとすると、エネルギー固有値は、

$$\begin{aligned}E_2 &= \sqrt{p_2^2 + m_2^2} \simeq p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2} \\ E_3 &= \sqrt{p_3^2 + m_3^2} \simeq p_3 + \frac{m_3^2}{2p_3}\end{aligned}$$

のように与えられる。ただし、 $m_i \ll p_i (i=2,3)$ とした。

ここで、時刻 $t = 0$ に弱い相互作用によって ν_μ が生成されたと考え、初期状態は $\nu_\mu(0) = 1, \nu_\tau(0) = 0$ であるから、 $\nu_2(0) = \cos \theta, \nu_3(0) = \sin \theta$ と求まる。よって、 ν_μ の時間発展は、

$$\begin{aligned}\nu_\mu(t) &= \nu_2(t) \cos \theta + \nu_3(t) \sin \theta \\ &= \cos^2 \theta e^{-iE_2t} + \sin^2 \theta e^{-iE_3t}\end{aligned} \tag{1.1}$$

となり、時刻 t に ν_μ を観測する確率は、

$$\begin{aligned}P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= |\nu_\mu(t)|^2 \\ &= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \sin^2 \cos^2 \theta \left\{ e^{i(E_3 - E_2)t} + e^{-i(E_3 - E_2)t} \right\} \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left\{ \frac{(E_3 - E_2)t}{2} \right\}\end{aligned}$$

である。式 (1.1) において、 ν_2, ν_3 のエネルギー差は、質量の2乗差 $\Delta m^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$ を用いて、

$$\begin{aligned}E_3 - E_2 &= \left(p_3 + \frac{m_3^2}{2p_3} \right) - \left(p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2} \right) \\ &= \frac{\Delta m^2}{2E}\end{aligned}$$

のように表すことができる。ただし、 $p_2 = p_3 \simeq E$ とした。

以上の計算により、 ν_μ が距離 $L(\simeq t)$ を走った後に、 ν_μ として観測される確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

となることがわかる。

以上より、ニュートリノ振動確率 P は $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ をパラメータとして、飛行距離 L 及びニュートリノエネルギー E の関数として振動することがわかる。また、ニュートリノ振動現象が起これば、弱い相互作用の固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ がそれぞれ質量の異なる質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 の混合状態になっていること、すなわち有限の混合角が存在することが結論される。

また、式 (1.2) より

$$\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \sim \frac{\pi}{2} \quad (1.3)$$

の時に最も大きく振動の効果が見られる。

1.2 ニュートリノ振動実験

スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測で、ニュートリノの飛来方向の天頂角依存性から $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ニュートリノ振動現象の存在が示され、現在ではニュートリノ振動の存在は広く受け入れられている [8]。スーパーカミオカンデグループによって $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ を仮定した振動パラメータの結果は、90%の信頼性で以下の通りである。

$$\begin{aligned} 1.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 &< \Delta m_{23}^2 < 2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &> 0.95 \end{aligned}$$

1.2.1 太陽ニュートリノ観測と原子炉ニュートリノ実験

スーパーカミオカンデ [9]、SNO 実験 [10] などによって太陽ニュートリノが観測され、またカムランド実験 [11] で原子炉からの反電子ニュートリノを観測して、電子ニュートリノが ν_μ, ν_τ に振動していることが確認された。振動における許容領域は90%の信頼性で以下の通りである。

$$\begin{aligned} 7.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 &< \Delta m_{12}^2 < 8.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ 0.33 &< \tan^2 \theta_{12} < 0.50 \end{aligned}$$

1.2.2 加速器を用いたニュートリノ振動実験

大気ニュートリノ観測によって発見されたニュートリノ振動を確認し、振動パラメータの精密測定を目的として、加速器で作られた人工的なニュートリノを用いてニュートリノ振動実験が行われている。そのような加速器を用いた実験を表 1.1 にまとめる。

ビーム生成点から標的までの距離 (L) の大きい実験は長基線 (long-baseline) ニュートリノ振動実験と呼ばれ、 Δm^2 が小さい ($10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ eV}^2$) 領域に感度がある。加速器を用いた長基線実験としては、MINOS [12, 13]、OPERA [14] などがあるが、世界で初めて行われたのが筑波神岡間長基線ニュートリノ振動実験、通称 K2K 実験 [15] である。

実験名	探索モード	L(km)	E_ν (GeV)	感度のある領域 ($\Delta m^2(eV^2)$)
K2K	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$	250	1.3	$>10^{-3}$
MINOS	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$	735	~ 5	$>10^{-3}$
OPERA	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau, \nu_e$	732	27	$>10^{-3}$
T2K	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$	295	~ 1	$>10^{-3}$

表 1.1: 加速器を用いたニュートリノ振動実験

K2K 実験では、大気ニュートリノにおけるニュートリノ振動と同じニュートリノ振動パラメータ領域 ($\Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2} eV^2$, $\sin^2 2\theta \sim 1$) をさらに精密測定するため、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内にある 12GeV 陽子シンクロトロンから、高エネルギー陽子を取り出し、標的に照射した。この際生成されたパイオンの崩壊からミュオンニュートリノを生成し、約 250km 離れた岐阜県神岡町にあるスーパーカミオカンデで検出した。1999 年に始まった K2K 実験は現在は終了し、1999 年 6 月から 2004 年 11 月までの実験期間で、スーパーカミオカンデにおいて 112 個のニュートリノ事象を観測した。ニュートリノ振動がないとした場合に予想される事象数は 155.9 事象であり、観測された事象数は明らかに予想よりも小さい。これら事象数の減少とニュートリノエネルギーの分布から 99.995%(4.0σ) でニュートリノ振動が起きていることが結論づけられた [16]。図 1.1 に、スーパーカミオカンデ、MINOS 実験、K2K 実験から得られた $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動パラメータの許容領域を示す。

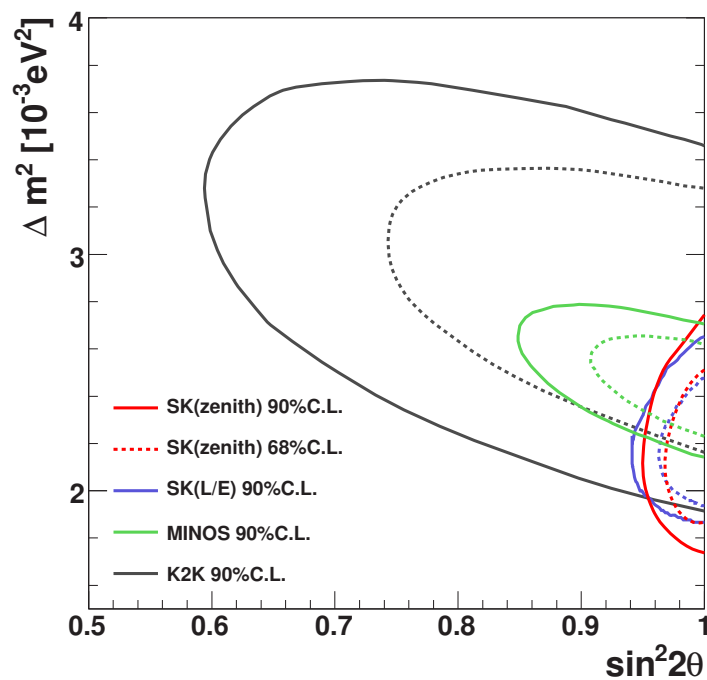


図 1.1: スーパーカミオカンデ、MINOS 実験、K2K 実験から得られた $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動パラメータの許容領域。

また、 θ_{13} に関しては、今のところ有意な信号は発見されていない。現在最も良い θ_{13} の値は、CHOOZ 実験 [17] の $\bar{\nu}_e$ 振動の測定から求められた値である。 $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値は、約 0.15 であることが 90% の信頼性で確認されている。

1.3 ニュートリノ振動実験の今後

前節で述べたように、これまでの大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ観測の結果から2つの異なる質量差 Δm^2 の領域に解が見つかっており、このことは3世代あるニュートリノの全てのフレーバー間で混合が起こっていることを示唆している。

これまでの実験結果より $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$ であることがわかっている。このとき長基線ニュートリノ振動実験において注目されている $E_\nu \sim \Delta m_{23}^2 \cdot L$ となるエネルギー領域では、 Δm_{12}^2 による寄与は小さく、振動確率は近似的に以下のように表される。

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E) \\ &\quad - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &\simeq \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 2\theta_{23} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 L/E) \end{aligned}$$

これら振動パラメータのうち、 θ_{23} および Δm_{23}^2 は大気ニュートリノ観測及び長基線ニュートリノ振動実験によって、 θ_{12} および Δm_{12}^2 は太陽ニュートリノ観測及び原子炉ニュートリノ振動実験において測定されている。一方、混合角 θ_{13} および複素位相 δ は未知の量である。 θ_{13} については、これまでに CHOOZ 実験や K2K 実験において探索されているが、今のところ有限の値は観測されていない。複素位相 δ は $\theta \neq 0$ の場合に意味がある量で、そのときニュートリノ振動に CP 非対称性が現れる。したがって、残された振動パラメータの θ_{13} および複素位相 δ の探索を行うことは、レプトンに対する CP 非対称性の探索という意味で非常に重要になってくる。

K2K 実験の次世代長基線ニュートリノ実験、東海神岡間長基線ニュートリノ実験 (通称 T2K 実験) は、これまで測定されていない有限な θ_{13} によるミューニュートリノから電子ニュートリノへの振動を世界で初めて観測することなどを目的とし、2009年4月開始に向けて現在準備中である。

第2章 T2K実験

2.1 T2K実験概要

T2K実験は2009年4月に開始予定の東海村 神岡間 (Tokai-to-Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験である (図 2.1 参照)。



図 2.1: T2K 実験の概念図。

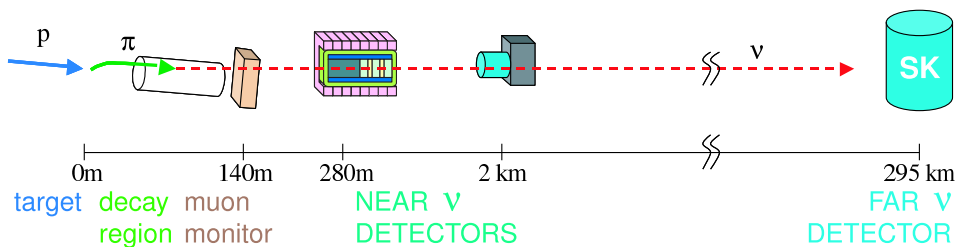


図 2.2: T2K 実験の概念図。T2K 実験における各検出器の設置場所。

T2K 実験では、現在茨城県東海村で建設中である大強度加速器 J-PARC・陽子シンクロトロン加速器で陽子を加速し、その高エネルギー陽子とグラファイトの標的 (ターゲット) とのハドロン相互作用によって生成されたパイオンが飛行中崩壊して生成するミュオンニュートリノビームを、およそ 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にある世界最大の水チェレンコフ型検出器「スーパーカミオカンデ」に向かって打ち込む (図 2.2 参照)。

ニュートリノは同研究施設内に設置されたビームモニターと前置検出器によって、ビーム生成直後のフラックス、エネルギー分布、角度分布が測定され、さらに 295km 飛行後にスーパーカミオカンデで測定される分布と比較することで、ニュートリノ振動の観測を行い、振動パラメータの精密測定を行うものである。

T2K 実験は K2K 実験の次世代ニュートリノ振動実験として、以下のような特徴がある。

- K2K 実験の約 50 倍の強度のビーム

K2K 実験では統計量が少なく、 ν_μ から ν_e に振動した場合の ν_e を検出することはできなかった。T2K 実験では、K2K の約 50 倍のビーム用いて統計量を増やし、 ν_e 観測を狙う。また、陽子ビームのエネルギーは 50GeV(実験開始時 30GeV で運転) であり、スーパーカミオカンデ方向のニュートリノフラックスを図 2.3 に示す。

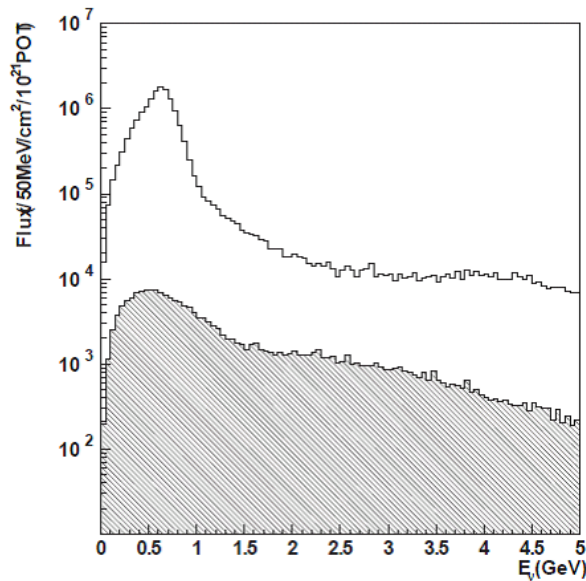


図 2.3: T2K ビームの期待されるニュートリノフラックス。上と下のヒストグラムは、各々 ν_μ と ν_e のフラックスを表す。

- off-axis ビーム

K2K 実験ではビームの中心方向はスーパーカミオカンデに向けて生成されていたが、T2K 実験では、ビームの中心方向はスーパーカミオカンデから 2.5° ずれた方向に向ける「off-axis」法が用いられ(図 2.4 参照)、これによりエネルギー領域幅が狭く、エネルギーの低いビームを使用することができる。

このような特色を生かし、T2K 実験は 5 年間の稼働で 5×10^{21} protons on target (p.o.t.) を目指し、その第一期の主な目的は以下の通りである。

- ν_e appearance を観測し、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定をする。もし ν_e appearance が観測できなかった場合には $\sin^2 2\theta_{13}$ について、ファクター 10~20 の limit の改善。
振動パラメータに対する感度は $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ において 90%の信頼性で $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$ である。
- $\sin^2 2\theta_{23}$ の測定精度を約 1%まで高める。

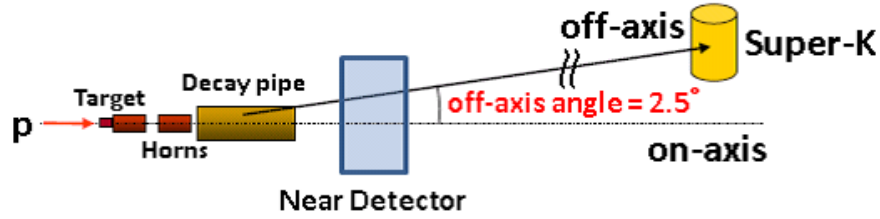


図 2.4: T2K 実験で用いられる off-axis 法。

- Δm_{23}^2 の精密測定。
 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ において 90% の信頼性で $\delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-4} \text{eV}^2$ まで達成する。

図 2.5 は CHOOZ 実験により与えられた現在最も良い制限と比較した θ_{13} 測定に対する T2K 実験の期待される感度である。ただし、ここで $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ は振動確率が

$$P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E_{\nu} (\text{GeV})} \right)$$

と書けると仮定した際の効果的な混合角で、三世代振動で太陽ニュートリノ項 (Δm_{12}^2) を無視した場合には

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} = \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13}$$

である。また CHOOZ 実験の制限は $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ と仮定して示してある。

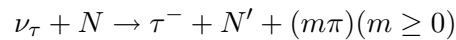
図 2.6 は $\sin^2 2\theta_{23}$ と Δm_{23}^2 のそれぞれの値に対する T2K 実験の期待される感度である。

2.2 ニュートリノ振動の測定

ニュートリノを検出するには、ニュートリノと核子との反応で生成される荷電粒子を測定する。T2K 実験では、次の 2 つのモードのニュートリノ振動を探索する。

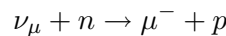
$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ 振動

振動後の ν_{τ} は次のような荷電カレント反応 (CC 反応) によって τ を生成する。



しかし、T2K 実験で生成されるニュートリノのエネルギーは約 1 GeV 以下であり、 τ を生成することができない (閾値 3.47 GeV) ため、振動後の ν_{τ} を直接観測することができない。したがって、振動の効果は ν_{μ} ニュートリノ反応事象の減少という形で観測される。このような観測方法を「 ν_{μ} disappearance」と呼ぶ。

ν_{μ} を観測するには、CC 反応の準弾性散乱の反応 (CCQE) を利用する。



この反応は始状態、終状態ともに 2 体の反応であるため、生成されるミューオンの運動量と入射ニュートリノビームに対する角度を測定することで、ニュートリノのエネルギーを以下の式より決定することができる。

$$E_{\nu} = \frac{m_N E_{\mu} - m_{\mu}^2 / 2}{m_N - E_{\mu} + p_{\mu} \cos \theta_{\mu}}$$

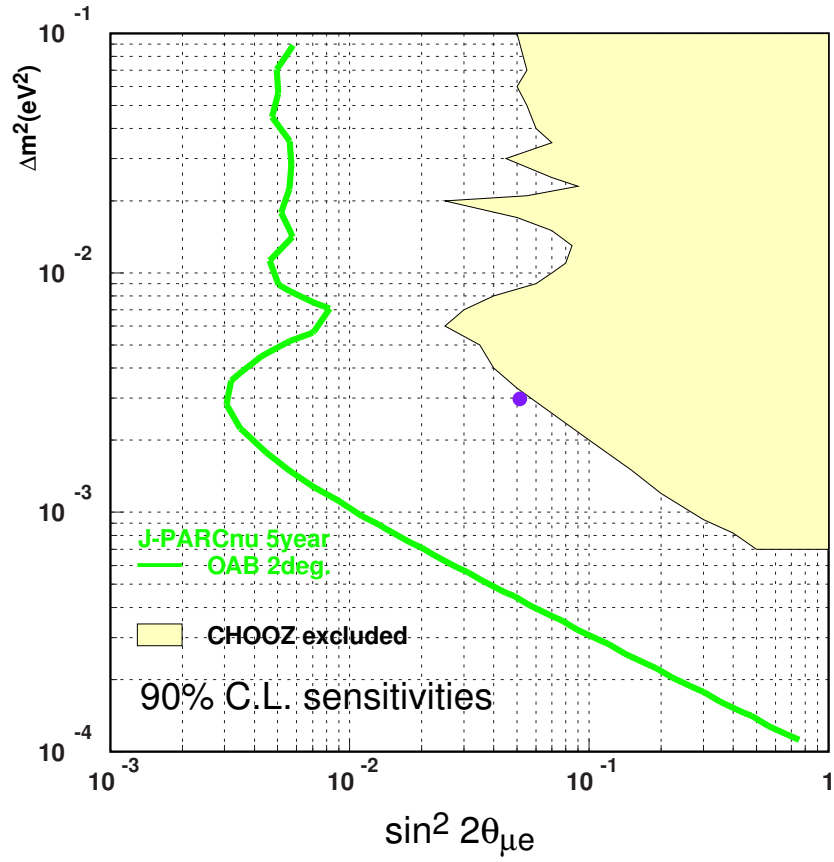


図 2.5: Δm_{23}^2 の関数としての θ_{13} に対する CHOOZ 実験 [17] による現在の制限と T2K 実験から期待される感度。

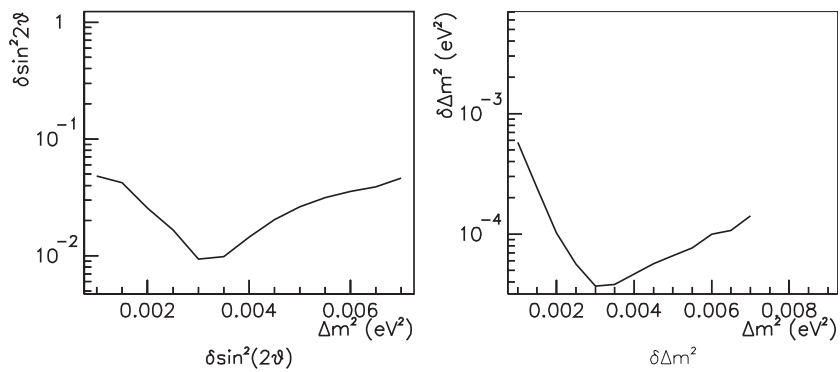


図 2.6: $\sin^2(2\theta_{23})$ と Δm_{23}^2 の T2K 実験で期待される感度。

ここで m_N 、 m_μ はそれぞれ核子、ミューオンの質量、 E_μ 、 p_μ はそれぞれミューオンのエネルギーと運動量、 θ_μ はミューオンのニュートリノビームに対する角度である。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動

ν_e の観測にも CCQE 反応が利用される。

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

この反応で生成される電子を検出することで、振動で生成された ν_e のニュートリノ反応を観測する。このような観測方法を「 ν_e appearance」と呼ぶ。上の反応で生成される電子は検出器の中で電磁シャワーをおこし、この電磁シャワーを観測することで電子と同定される。

主なバックグラウンドとしては、中性カレント π^0 生成反応 (NC- π^0) の π^0 崩壊から出た 2 本の γ 線が 2 つのチェレンコフリングの事象として事象再構成されず、その事象が 1 チェレンコフリングの電子型事象と見なされてしまう事象がある。したがって、前置検出器より ν_μ ビーム中の ν_e の混入率及びバックグラウンド量を正しく評価することが重要になってくる。

2.3 大強度陽子加速器・J-PARC

大強度陽子加速器は、通称 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) と呼ばれる MW 級の陽子ビームを作り出す加速器のことで、現在高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同で建設を進めている。加速器群は、次にあげられる種々の加速器から構成される (図 2.7 参照)。

- 400 MeV 常伝導リニアック
- 3 GeV、333 μ A (1 MW) の陽子シンクロトロン (PS)
- 50 GeV、15 μ A (0.75 MW) の陽子シンクロトロン (PS)

400 MeV のリニアックで作られた陽子が 3 GeV のシンクロトロンで加速され、さらに 50 GeV のシンクロトロンで加速される。50 GeV まで加速された陽子を用いて、ニュートリノ振動実験で用いられる約 1 GeV のミューオンニュートリノが生成される。

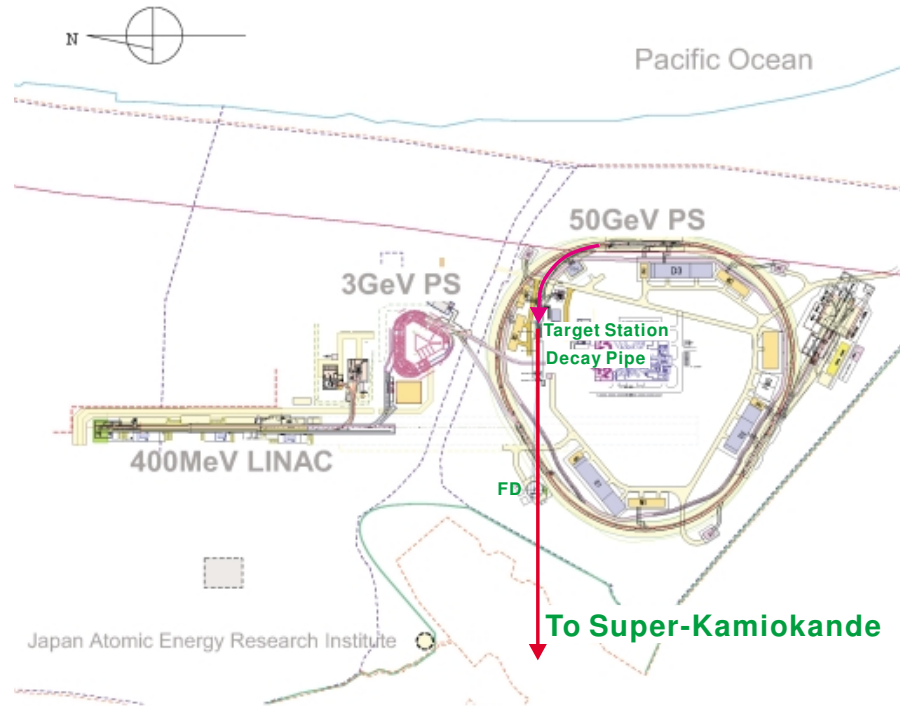


図 2.7: J-PARC の見取り図

2.4 off-axis ビーム

T2K 実験の特徴の一つに off-axis ビーム法がある。

実験室系において、パイオンの二体崩壊 $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$ によりビーム軸からの角度 θ の方向に飛び出すニュートリノのエネルギーは以下の式で表される。

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

ここで m_π 、 P_π 、 E_π はニュートリノの元になるパイオンの質量、運動量、エネルギーであり、 m_μ はミューオンの質量である。図 2.8 のグラフにあるように、パイオンの崩壊で放出するニュートリノのエネルギーは、有限の θ では π のエネルギーに強くよらずほぼ一定で、角度 θ が大きいほど、ニュートリノのエネルギーが下がり、分布の幅は小さくなる。

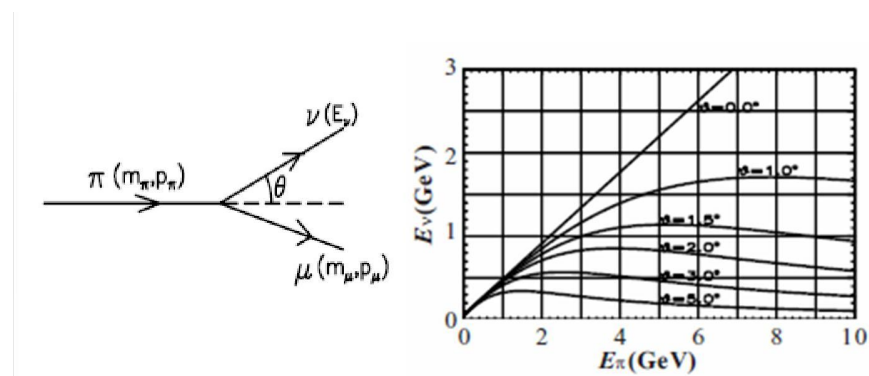


図 2.8: off-axis の運動学

T2K 実験における θ はニュートリノ振動の効果が最大限見えるように決められた。 Δm_{23}^2 は 90% の信頼性で $\Delta m_{23}^2 = (2 \sim 3) \times 10^{-3} \text{eV}^2$ と測定されている。ニュートリノ振動の振動確率は式 (1.2) のように与えられるため、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ が最も小さくなるようなニュートリノエネルギーは、式 (1.3) に T2K 実験における $L=295\text{km}$ を代入し、 $E \sim 0.5 \sim 0.7\text{GeV}$ と得られる。このエネルギー領域にニュートリノビームのピークを合わせることが望まれる。

図 2.9 は off-axis 角 θ が $1^\circ \sim 3^\circ$ の場合のスーパーカミオカンデで予測されるニュートリノエネルギースペクトルを表しており、 $E \sim 0.5 \sim 0.7\text{GeV}$ のエネルギー領域にピークをもたらすためには θ を $2^\circ \sim 3^\circ$ に設定すればよいことがわかる。T2K 実験では、 θ は、 2.5° に設定されている。

また、 ν_e appearance 事象における中性カレント (NC) のバックグラウンド事象 $\text{NC}-\pi^0$ 反応は、 1GeV 以上の高いエネルギーを持つニュートリノによって生成されるが、エネルギー幅の狭いビームではこれらバックグラウンドの元になるエネルギー領域の裾野を減らすことができる。

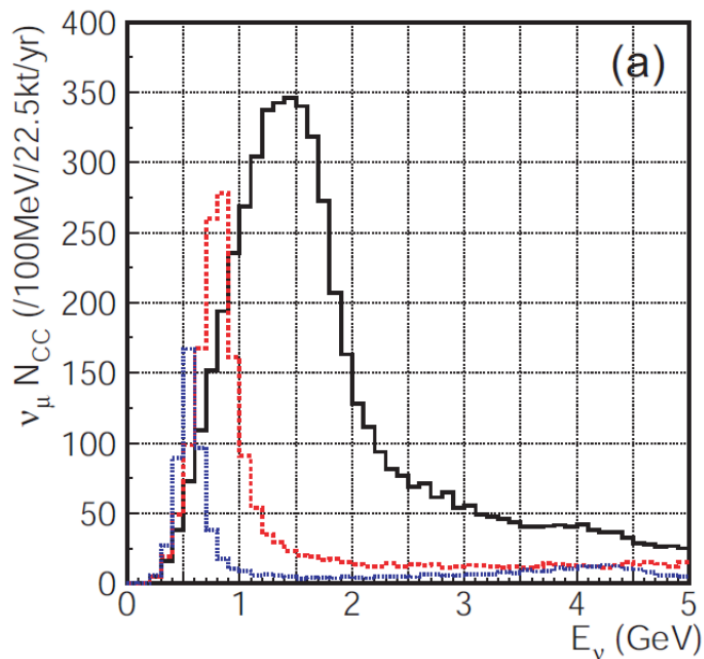


図 2.9: off-axis に対するスーパーカミオカンデで予想されるニュートリノエネルギースペクトル。黒線が $\theta=1^\circ$ 、赤線が $\theta=2^\circ$ 、青線が $\theta=3^\circ$ を表す。

2.5 ニュートリノビームライン

50GeV (実験開始時 30GeV で運転) まで加速された陽子はグラファイトのターゲットへ向けて照射され衝突する。陽子とグラファイトの反応で作られた正電荷のパイオンは電磁ホーンによって前方に強く収束され、ヘリウムガスで充填された 110m の崩壊領域で π^+ の崩壊からニュートリノが生成される。生成されるニュートリノ平均エネルギーは約 1GeV である。

図 2.10 はニュートリノビームラインの模式図である。

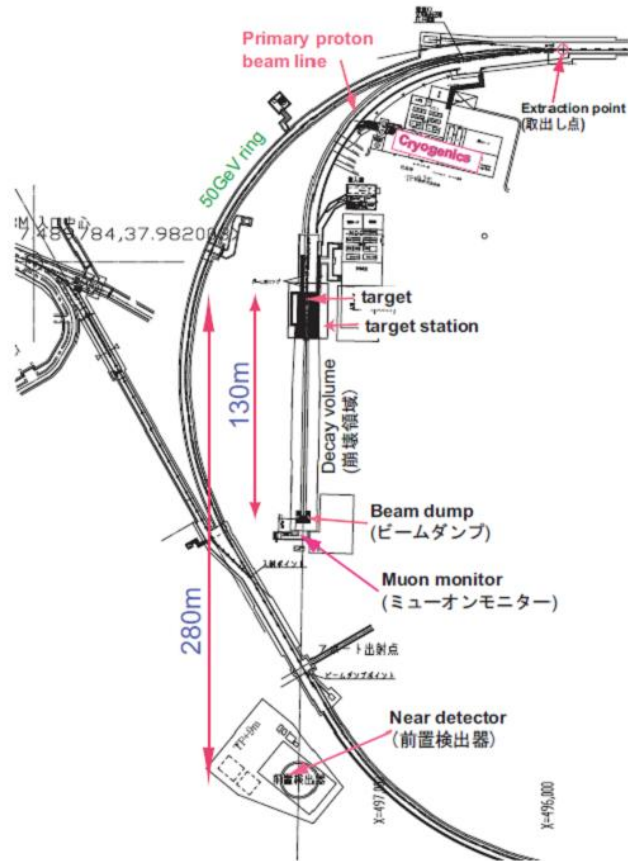


図 2.10: ニュートリノビームライン

2.5.1 一次陽子ビームライン

50GeV-PS から取り出された陽子ビームは、一次陽子ビームラインによって二次粒子生成標的まで輸送される。

一次ビームラインは、前段部、アーク部、最終収束部から構成されている。前段部ではビーム整形、ハローの除去などを行い、アーク部では陽子ビームをスーパーカミオカンデの方角へ約 80° 曲げ、最終部では陽子ビームを二次粒子生成標的に適合する大きさに整形する。

2.5.2 二次粒子生成標的

次に、陽子ビームは二次粒子生成標的に照射され、大量のパイオンを生成する。標的には融点が高く、かつ十分な強度を持つグラファイトが用いられる。標的の長さはハドロン相互作用長の約二倍の 90cm、直径は約 26mm で、第一ホーンの内部に收容される。また、標的はビームによる温度上昇を抑えるために、ヘリウムで冷却される。

2.5.3 電磁ホーン

二次粒子生成標的内で生成された正電荷の荷電パイオンをビーム軸方向に収束させるために、電磁ホーンと呼ばれるトロイダル電磁石を用いる。本実験の電磁ホーンシステムは 3 台のホーンから成り、それぞれ 320kA の電流でトロイダル磁石が励磁される。

まず、第一ホーン内部に収容された二次粒子生成標的から二次粒子が生成され、第一、第二、および第三ホーンにより荷電パイオンはビーム軸方向へ収束される。ホーン内部導体の形状は、正電荷を持ったパイオン効率が良く収束されるように最適化されている。

2.5.4 崩壊トンネル

電磁ホーンによって収束されたパイオンは、その後続く約110mの崩壊トンネル内で $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$ に崩壊し、ニュートリノを生成する。崩壊トンネルはヘリウムガスで充填された鉄容器で、その周囲は約6mの厚いコンクリートシールドで覆われている。トンネル壁はビームの発生する熱を抑えるために水で冷却される。また、 2° から 2.5° の off-axis をカバーできるように設計されている。崩壊トンネルの終端にはビームダンプが置かれ、陽子や崩壊せずに残ったパイオンなどのハドロンやミュオンを吸収する。

2.5.5 ミュオンモニター

ミュオンモニターはビームダンプの直後に設置され、 $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$ の反応によってニュートリノと共に生成されたミュオンの空間分布や強度をスピルごとにモニターする。パイオンの崩壊は二体崩壊なのでミュオンとニュートリノのフラックスには強い相関があるので、間接的にニュートリノビームの方向や強度をモニターすることができる。

2.6 前置検出器

前置検出器 [19] は二次粒子生成標的から 280m 下流に設置され、生成した直後のニュートリノビームの性質を測定する。前置検出器には、ビーム軸上に設置される on-axis 検出器と、スーパーカミオカンデの方向に設置される off-axis 検出器の 2 種類の検出器がある。

On-axis 検出器 (INGRID) は、ニュートリノビームの強度や方向の安定性をニュートリノ自身でモニターする。これは、ニュートリノビームの方向とスーパーカミオカンデに向かうニュートリノエネルギーの間には強い相関があるため (図 2.9 参照)、ニュートリノビームの方向を精度良くモニターする必要があるからである。また、off-axis でのニュートリノに崩壊する親パイオンの運動量はほとんどが $6\text{GeV}/c$ 以下であり、そこから得られる 3GeV 以下のニュートリノの検出を行う [18]。

図 2.11 は INGRID の概要図である。ビーム方向を中心として、11 層のシンチレータと 10 層の鉄から成るモジュールが 16 個、X、Y 方向それぞれ $\pm 5\text{m}$ に設置される。これら一つ一つがニュートリノビームの標的となり、各モジュールで検出されるイベント数分布からビーム中心を再構成し、ビーム方向を高精度でモニターする役割を担う。

一方、off-axis 検出器 ND280 は、ニュートリノ振動前のニュートリノビームのフラックスやエネルギースペクトル等を求める。off-axis 検出器で観測された結果からニュートリノ振動が無いとした時のスーパーカミオカンデにおけるフラックスやスペクトルを予測し、実際に測定された結果と比較することでニュートリノ振動の解析が行われる。図 2.12 は ND280 の概要図である。検出器全体は 0.2T の磁場がかかっている。生成された π^0 を測定する P0D (Pi-Zero Detector)、ミュオンの運動量を測定する TPC (Time Projection Chamber)、ニュートリノ反応で生成される陽子の方向と飛程を測定する FGD (Fine Grained Detector)、Tracker (=TPC+FGD)、及び P0D でのニュートリノ相互作用により生じた γ を測定する ECAL (Electromagnetic CALorimeter)、検出器側面を抜けたミュオンの運動量を測定する SMRD (Side Muon Range Detector) から成る。

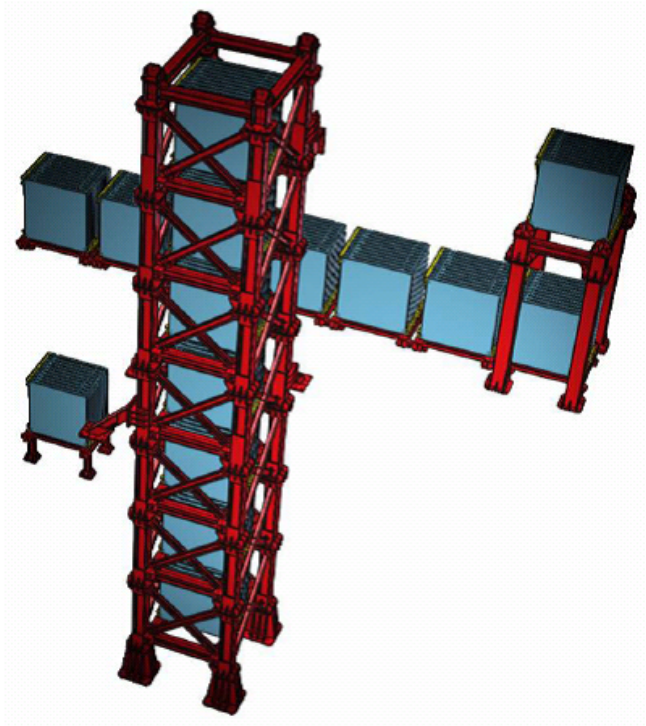


図 2.11: on-axis 検出器 INGRID 概要図。

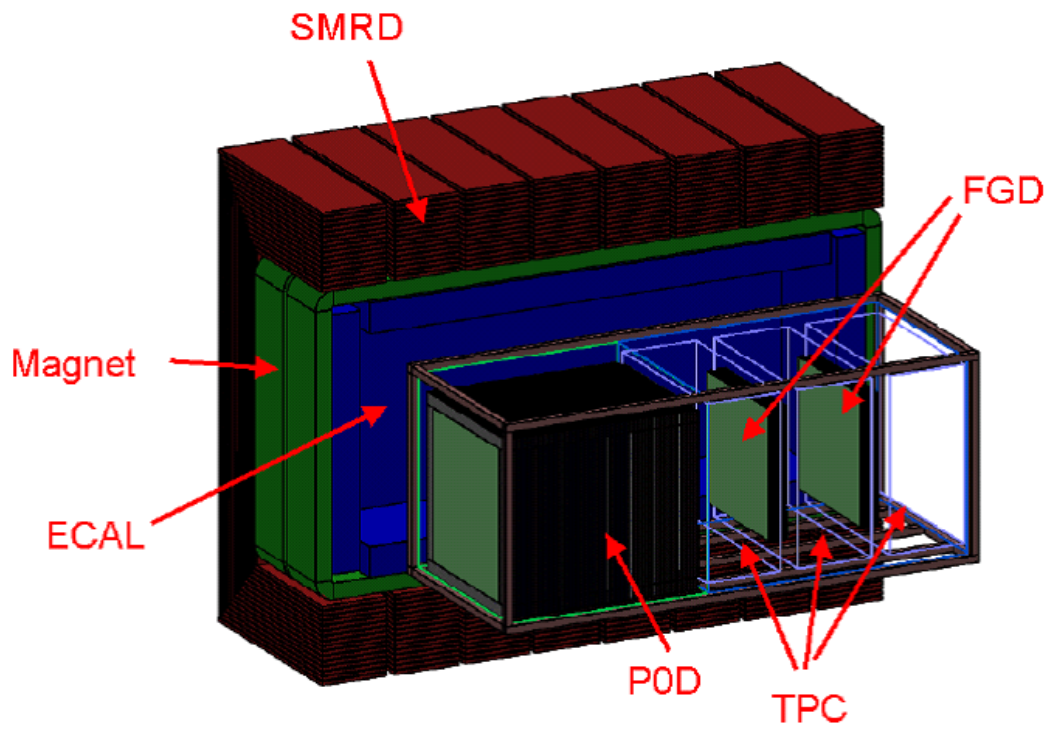


図 2.12: off-axis 検出器 ND280 概要図。図の左側からビームが入射し、検出器の右側の磁石は取り除いて示してある。POD、FGD、TPC、ECAL、SMRD から構成されている。

2.7 2km 検出器

T2K 実験では、T2K 実験次期アップグレード計画として 2km 測定器 [20] の設置が考えられている。標的から 1.8 km 下流で、ビーム中心から 2.5° ずれたスーパーカミオカンデ方向と左右対称な方向に設置される計画である。図 2.13 に 2km 検出器の模式図を示す。ビーム入射方向から液体アルゴンを用いた TPC(Time Projection Chamber) 検出器、水チェレンコフ型検出器 (WC)、ミューオンレンジ測定器 (MRD) が並べられている。

2km 検出器は、スーパーカミオカンデと同じ水チェレンコフ型検出器から成り、同じ標的・事象生成技術を用いて系統誤差をできるだけ相殺することで、未測定振動パラメータ θ_{13} のバックグラウンド事象をニュートリノ振動前に精密測定することを目的とし、スーパーカミオカンデにおける振動現象測定感度をさらに高めることができる。

図 2.14 に示されるように、2km 地点ではスーパーカミオカンデで観測されるスペクトルとほとんど同じになるため、280m 地点でのフラックスに比べ、2km 地点ではより小さい補正で済むことがわかる。また、図 2.15 に示すように 280m 検出器、2km 検出器とスーパーカミオカンデで測定されるニュートリノスペクトルの比 ($F(\text{far})/N(\text{near})$) をエネルギーの関数として取ると、280m 検出器における F/N 比はニュートリノ振動が最大になるエネルギー領域で大きく変化しているのに対し (左図)、2km 検出器では全てのエネルギー領域において F/N 比は約 5% 以内に収まっている。

2km 検出器は約 56 m 地下に設置が考えられている。検出器用空洞の全体の全長はおよそ長さ 34.5 m、幅 9.3 m、高さ 14 m である。液体アルゴン TPC は長さ 8 m で直径 7 m の円筒形であり、液体アルゴンを標的としてニュートリノ反応起こさせ、生成する荷電粒子の飛跡を約 3 mm の精度で検出できる。水チェレンコフ型検出器 (WC) は長さ 13.8 m で直径 9.3 m の円筒型で、スーパーカミオカンデと同様に水中を通過する荷電粒子の放射するチェレンコフ光を作るリングを観測し、反応点や荷電粒子の種類、エネルギー、進行方向を決定することができる。ミューオンレンジ測定器 (MRD) は、プラスチックシンチレータと鉄のサンドイッチ構造をした荷電粒子の運動量を測定する飛跡検出器である。1 GeV 以上のニュートリノと水分子との反応から生成される荷電粒子は、WC 内で留まらず MRD に到達する。1 GeV 以上の高エネルギーニュートリノビームには、 ν_e 観測の深刻なバックグラウンドである K 崩壊からのニュートリノが比較的多いことがわかっているので、WC と合わせて荷電粒子の運動量を測定することが重要となる。

2.8 後置検出器スーパーカミオカンデ

2.8.1 検出器の構造

スーパーカミオカンデ検出器 [21] は、岐阜県飛騨市神岡町池の山の地下 1,000 m (2,700 m.w.e) に建設された水チェレンコフ光検出装置である。全体図を図 2.16 に示す。このように地下に検出器を設置することにより、バックグラウンドである宇宙線ミューオンをできるだけ減らすことができる。検出器付近での宇宙線ミューオンのフラックスは地表に比べ、 10^{-5} 程度に抑えられる。

スーパーカミオカンデは 50,000 トンの純水が蓄えられた直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型タンクで、内水槽、外水槽の 2 層に分けられている。内水槽側には直径 20 インチの光電子増倍管が内向きに約 11,200 本 (スーパーカミオカンデ-II では 5,200 本)、外水槽側に直径 8 インチの光電子増倍管が外向きに約 1,900 本取り付けられている。この光電子増倍管により、水分子とニュートリノとの反応によって生成された荷電粒子が、水中での光速度よりも速く通過する時に放出されるチェレンコフ光を検出する。外水槽があることによって外部から入射してきたミューオンイベントを判別したり、岩盤からの環境 γ 線のバックグラウンドを減らすことが出来る。光

電子増倍管の間にはブラックシートが張り付けられていて、外側からの光を遮断している。外水槽には反射率の高い白色のタイベックシートが張られている (図 2.17 参照)。

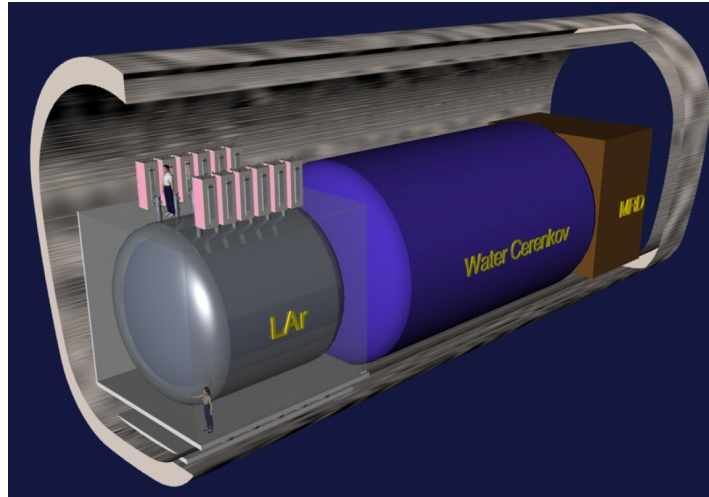


図 2.13: 2km 検出器模式図。図の左方向からニュートリノビームが入射し、上流側から順に液体アルゴン TPC 検出器、水チェレンコフ型検出器 (WC)、ミューオンレンジ測定器 (MRD) で構成される。

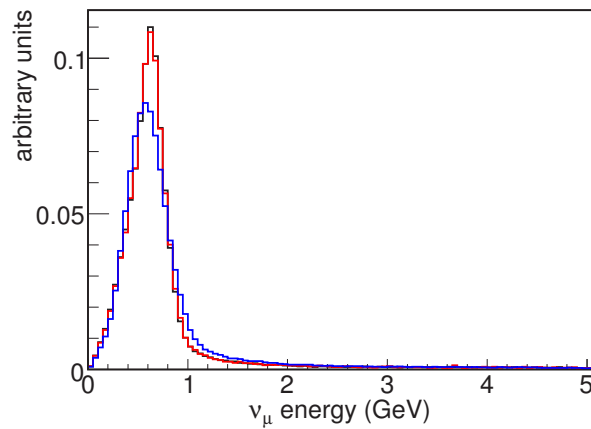


図 2.14: T2K 実験における 280m 地点 (青)、2km 地点 (赤)、スーパーカミオカンデ地点 (黒) での期待されるニュートリノフラックス。距離の逆 2 乗の補正をしてある。

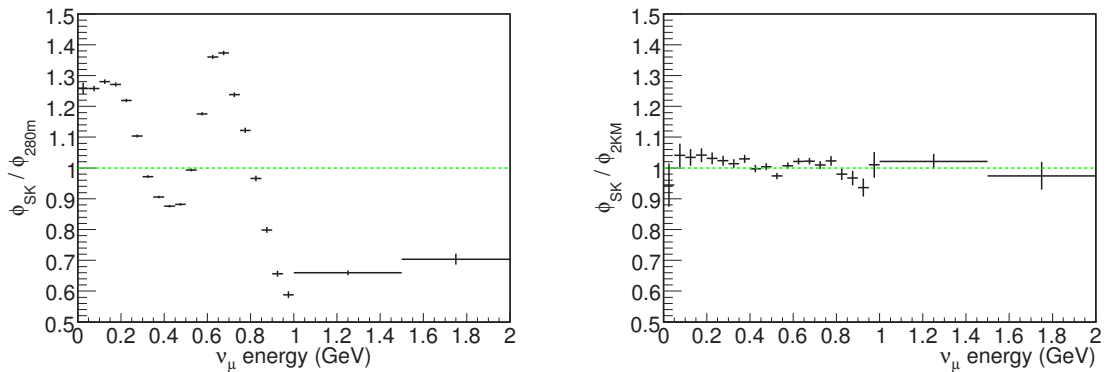


図 2.15: ニュートリノビームスペクトルの F/N 比。左図は near 地点が 280m、右図は 2km を表しており、右図から 2km では F/N 比は約 5% 以内に収まっている。距離の逆 2 乗の補正をしてある。

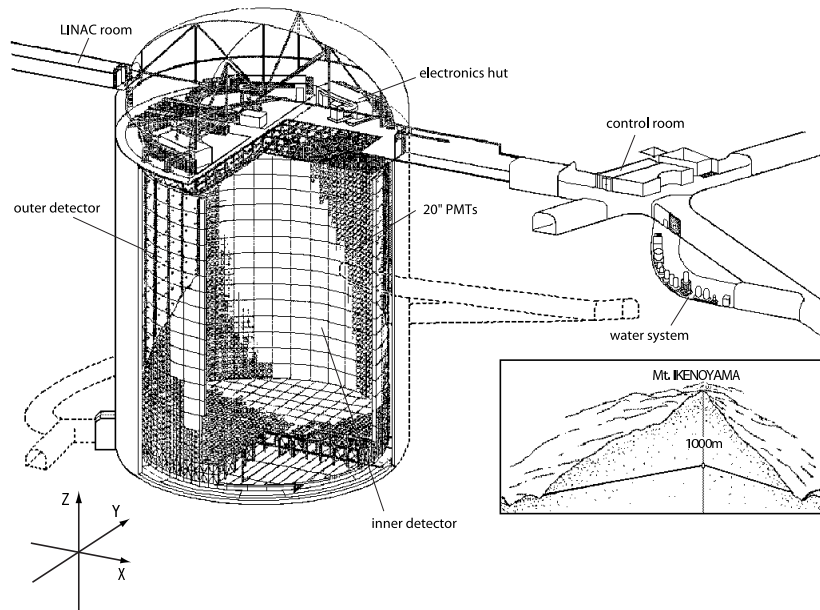


図 2.16: スーパーカミオカンデの外観図：スーパーカミオカンデは神岡鉱山内の地下 1,000m に設置された高さ 41m、直径 39m をもつ世界最大のニュートリノ検出器である。

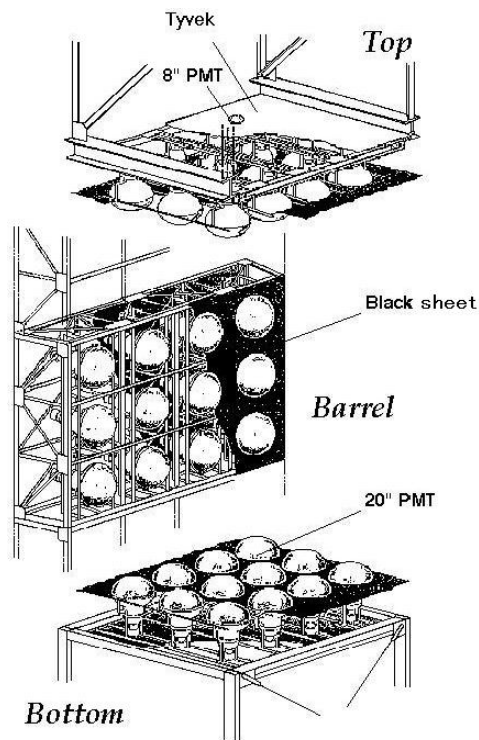


図 2.17: PMT の取り付け。図のような 3×4 の規格をスーパーモジュールと呼んでいる。PMT の間にはブラックシートが張り付けられていて外側からの光を遮断し内部を覆う。外側は 8 インチの PMT が設置されていて、PMT できるだけ多くの光を検出するように反射シート (タイベック) を使用している。

第3章 ニュートリノフラックス左右非対称性測定器(レフト・ライトモニター)

3.1 レフト・ライトモニターの概要

前述のように 2km 検出器とスーパーカミオカンデは、ビーム中心から 2.5° ずれた左右対称な方向にある (図 3.1 参照)。したがって、2km 検出器とスーパーカミオカンデで観測されるニュー

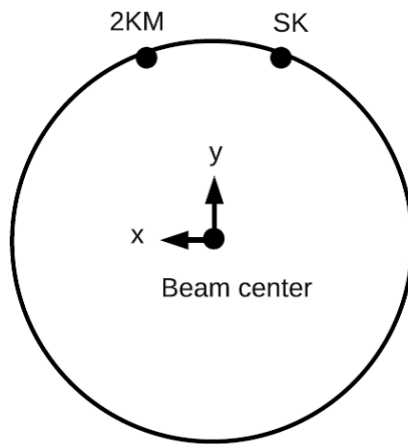


図 3.1: ビーム方向から見た時の 2km 検出器とスーパーカミオカンデの位置関係。円は、ビーム中心から 2.5° ずれた部分を表している。

トリノビームフラックスは、左右対称であることが要求される。レフト・ライトモニターは、前置検出器が置かれる 280m ホール内に、エネルギーフラックスを測定できる全く同じ構造を持った 2 つの検出器 (レフト・ライトモニター) をスーパーカミオカンデと 2km 検出器方向に設置し、2 方向同時にビームフラックスの左右非対称性を事前に確認することを目的としている。

図 3.2 は、280m ホール内の三次元図であり、図 3.3 は 280m ホールを真上から見たときのホール内を表している。ND280 検出器 (Magnet) はホールの中心に、INGRID がビームの中心に各々位置している。レフト・ライトモニターは、一つは ND280 検出器の下流側 (ライトモニター) に、もう一つをビーム方向から見たとき ND280 検出器の左側 (レフトモニター) に左右対称な場所に設置することを考えている。また、レフトモニターは、ライトモニターよりビーム軸に沿って 3.52 m 上流側に位置している。

そして、レフト・ライトモニターに対する要請として、一年で 5% 以下の精度での左右非対称性測定を目指しており、そのため、

- Fully contained(FC) イベントを一年で最低 10^5 イベント検出できること。
- ν_μ ビームの主なエネルギー領域である $E_\nu < 1 \text{ GeV}$ をカバーしていること。
- 全系統誤差が 5% 以内であること。

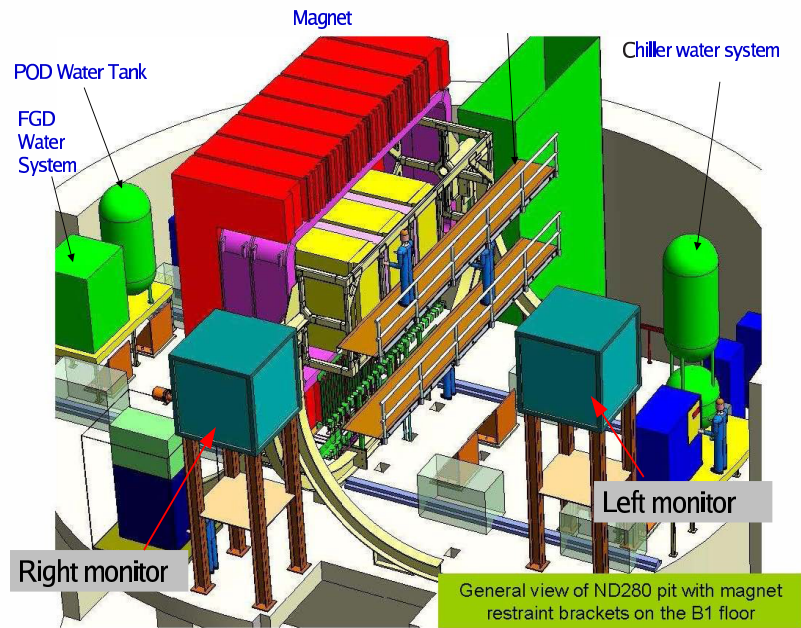


図 3.2: 280m ホール内の三次元図。

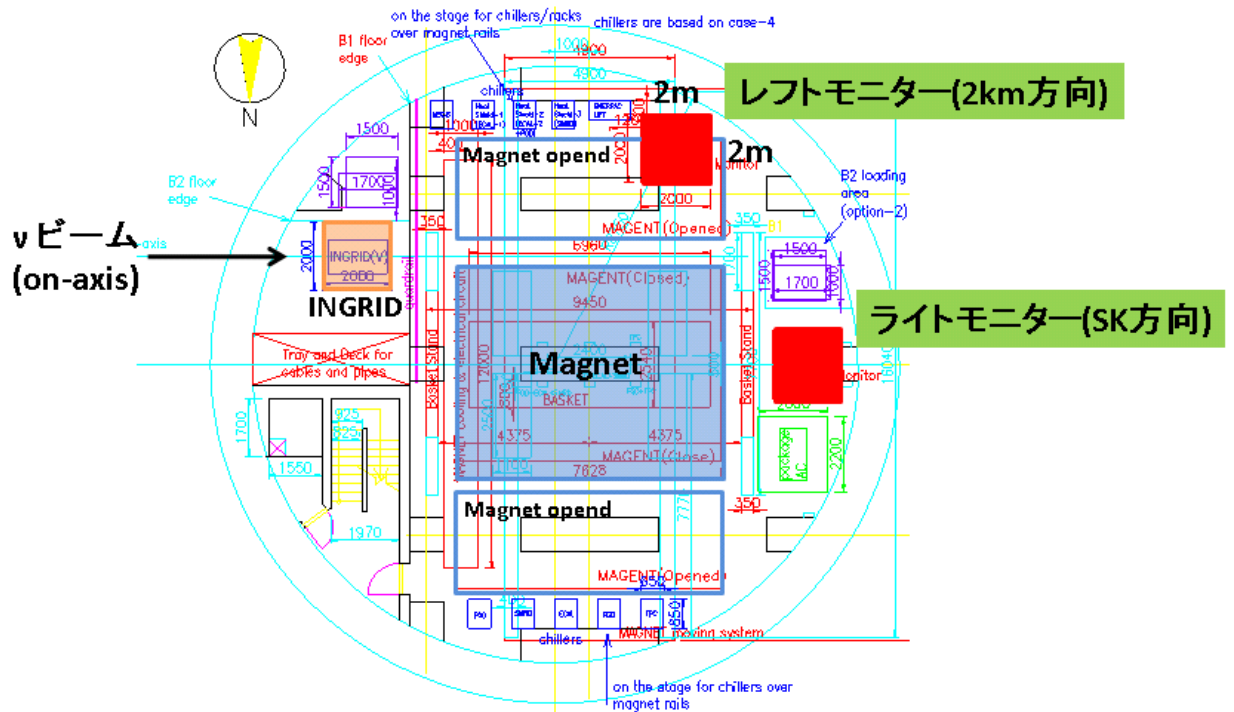


図 3.3: 280m ホールを真上から見たときのホール内の各検出器の位置関係。ライトモニターは、ND280 検出器 (Magnet) の後ろに位置している。

が必要条件であると考えている。ここで、FC イベントとはレフト・ライトモニター内でニュートリノ相互作用を起こし、イベントが検出器内で止まるようなイベントのことである。本研究では、この3つの事項について GEANT4 を使ったシミュレーションによる評価を行った。それに関しては、次章で述べる。

3.2 レフト・ライトモニターの構造

280m ホール内に設置するにあたり設置スペースと重量には各々制限があり、スペースは $2 \times 2 \text{ m}^2$ 、重量はクレーンによる制限から 10 t 以下である。そしてエネルギー測定を主とすることを考慮し、レフト・ライトモニターは、シンチレータと鉄のサンドイッチ構造をしたカロリメータ型の検出器を考えた。ニュートリノの検出原理は、荷電カレント (CC) 反応により生成されるミュオンの飛跡測定である。また、off-axis のビームフラックスのエネルギーは、on-axis でのエネルギーレンジより低いので、レフト・ライトモニターは、低エネルギーニュートリノに対してより感度があることが求められる。そのため、鉄の厚さを 1 cm に設定した。これにより、300 MeV/c 付近のミュオンを測定することが可能となる。

一つのモジュールは、大きさが $108 \times 108 \times 185 \text{ cm}^3$ で、重量が約 8 t ある。図 3.4 に、モジュールの概略図を示す。

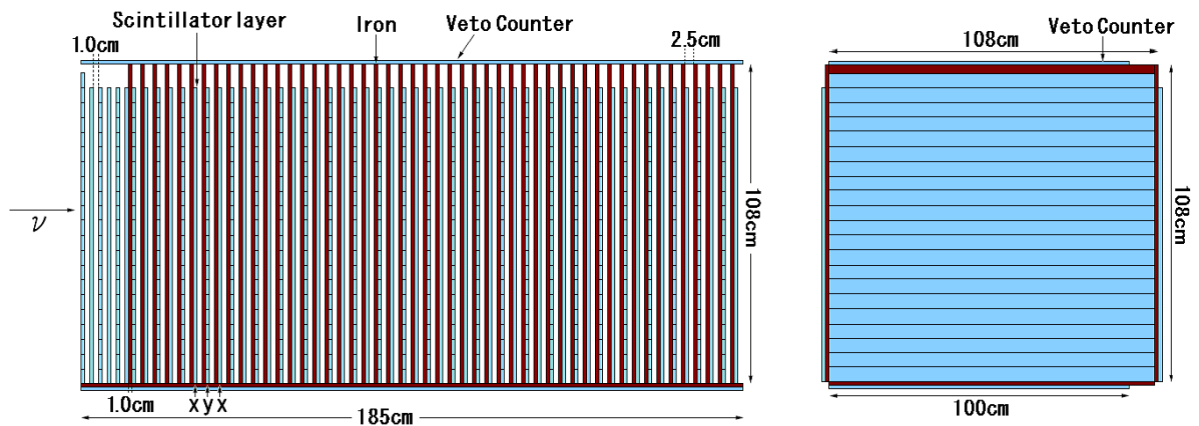


図 3.4: レフト・ライトモニターの概略図。シンチレータと鉄は青と茶色で各々示され、ニュートリノビームは、左側から入射される。

50 枚の鉄層と 56 枚のシンチレータ層 (カウンタープレーン) から成り、周りを veto となるシンチレータが検出器の周り 4 面を囲んでいる。図 3.5 に、鉄層 1 枚とシンチレータ層 1 枚の略図を示す。鉄層は 1 枚の大きさが、 $108 \times 108 \times 1 \text{ cm}^3$ である。シンチレータ層は、最前面は $108 \times 108 \times 1 \text{ cm}^3$ 、その他は $100 \times 100 \times 1 \text{ cm}^3$ である。シンチレータ層は $100 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$ のストリップを 20 本並べたものを 1 枚としている (最前面のみ 21 本)。水平方向、垂直方向と鉄層を挟んで交互に配置され、最前面・後面の層は veto とみなしている。また、検出器最上流には鉄層のないカウンタープレーンだけの層が 5 層あり、CCQE イベントで生成される陽子を選別することを目的としている。表 3.1 に、一つのモジュールで使われるパラメータをまとめた。

ストリップの中には、波長変換ファイバーが取り付けられており、片端を光ファイバーに接続し、64 チャンネルマルチアノード PMT でシグナルを読み出す。また、veto は、カウンタープレーンと同じ寸法のシンチレータストリップが 37 本並んで 1 層の veto となっている。図 3.6 は、レフト・ライトモニター全体のイメージ図である。上に載っている白いボックスは、DAQ 用のボックスである。PMT と DAQ については、5.3 節で詳しく述べる。

次章では、この測定器の基本性能のモンテカルロシミュレーション結果を示し、5章では実際に行った測定器の基本テストの結果をまとめる。

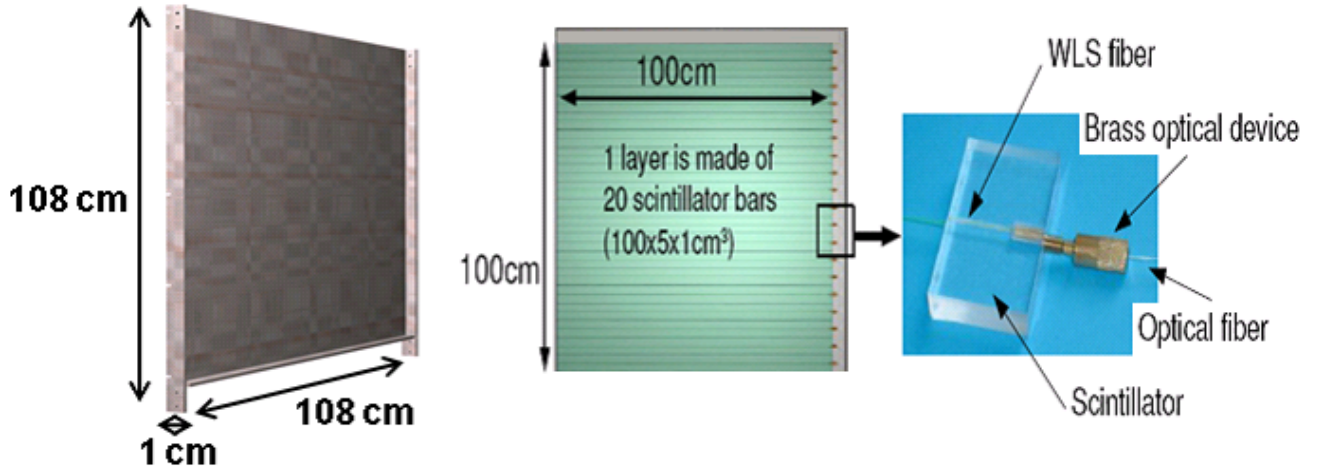


図 3.5: 鉄層 (左図) とシンチレータ層 (中図) の略図。右図は、波長変換ファイバーと光ファイバーとの接続部を表している。

表 3.1: モジュール一つ当たりを使用されるパラメータ。

パート	大きさ	数
鉄層	$108 \times 108 \times 1 \text{ cm}^3$	50
シンチ層	$100 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$	1080
veto (前面)	$108 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$	21
veto (上下・側面・後面)	$100 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$	168



09.05.2008 HUSCH

図 3.6: レフト・ライトモニター全体図。全体の大きさが $108 \times 108 \times 185 \text{ cm}^3$ で、検出器の全面が veto で囲まれている。また上に載っている白いボックスは DAQ 用のボックスである。

第4章 レフト・ライトモニターのシミュレーション

4.1 レフト・ライトモニターの基本性能評価

本章では、モンテカルロシミュレーションを用いた検出器の性能評価を行った。 ν_μ の相互作用の検出には、CC反応、特に荷電カレント準弾性散乱(CCQE)反応により生成されるミュオンを測定することで行う。

検出器中での原子核とニュートリノの反応断面積の計算には、ニュートリノ反応シミュレーションプログラム NEUT [22] を用いた。また、相互作用により生成される粒子の検出器中での伝播のシミュレーションには GEANT4 [23] を用いた。GEANT4シミュレーション上でのレフト・ライトモニターの配置を図 4.1 に示す。

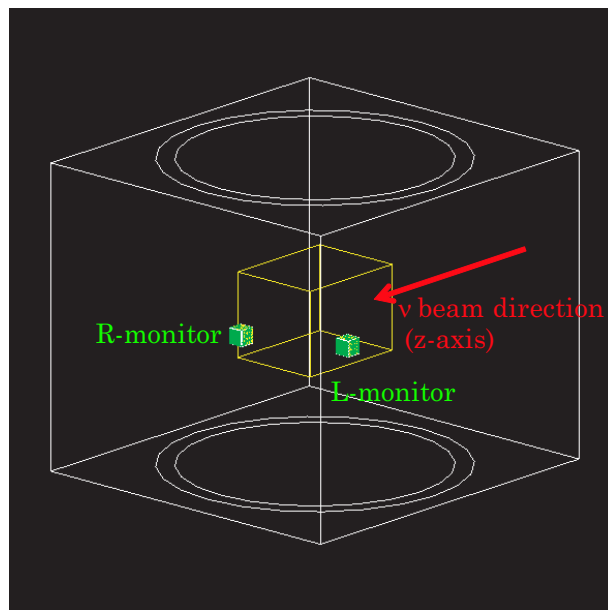


図 4.1: GEANT4 上での 280m ホール内のレフト・ライトモニターの配置図。レフト・ライトモニター、ND280 検出器、そしてコンクリート (ホール) が、緑、黄、白色で各々示されている。

性能評価において、前章で述べたように、レフト・ライトモニターでの観測において要求されるニュートリノエネルギースペクトルとイベント数の確認を行った。その際、レフト・ライトモニターの検出能力を確認するための事象再構成について、ニュートリノのエネルギー測定を目的とした Fully contained(FC) イベントについて評価を行った。

そして、検出効率とイベント数の増加、ニュートリノの高エネルギー領域における非対称性観測を目的とした Partially contained(PC) イベントについてと検出器上流部にあるカウンタープレーンだけの層を使った解析結果について示す。

4.1.1 ビームプロファイル

T2K ニュートリノビームのシミュレーションには、J-PARC ニュートリノフラックス 07a¹ を使用した。陽子の入射エネルギーは 30 GeV に設定されている。図 4.2 には、レフト・ライトモニターの位置において期待されるニュートリノビームフラックスを示す。NEUT を用いて反応断

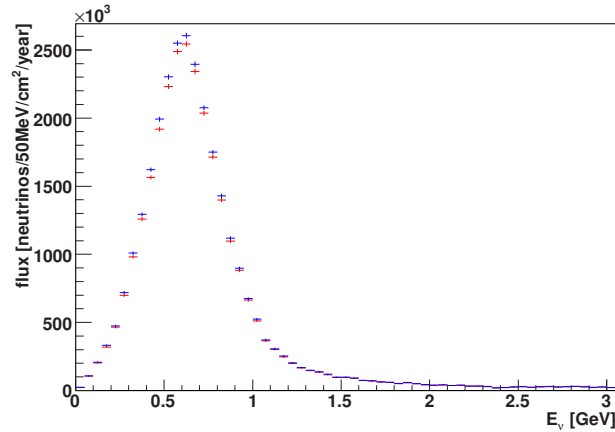


図 4.2: レフト (青) とライト (赤) モニターの位置における期待されるニュートリノビームフラックス。

面積の計算を行うと、 ν_μ による相互作用の全イベント数は、 3.2×10^5 events/ton/year となり、そのうち CC 反応によるイベント数は 2.3×10^5 events/ton/year と予想される。

前述のように、レフトモニターはライトモニターに比べて、ビーム軸上 3.52 m 上流に位置しているため、ビーム生成点からの距離の違いがニュートリノフラックスの違いを生む原因となる。図 4.3 は、レフトモニターとライトモニターとのニュートリノフラックス比をニュートリノエネルギーの関数として表している。ここで、ニュートリノビームは、ビーム軸に対して完全に対称であると仮定した。

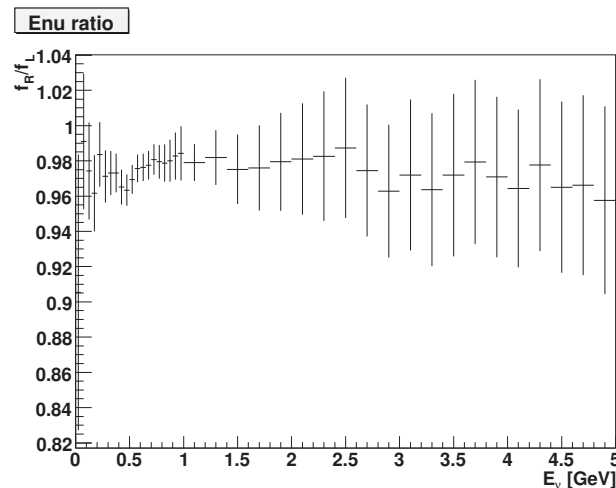


図 4.3: レフトモニターとライトモニターとのニュートリノフラックス比。ニュートリノエネルギーが 1 GeV 以上での大きな誤差は、統計に依るもの。

¹<http://jnusrv01.kek.jp/internal/t2k/nubeam/flux/index.html>

結果として、ライトモニターでの全イベント数は、レフトモニターと比較した際に3%程度少ないことがわかった。フラックス比は比較的一定なことから、レフトモニターとライトモニターの相対距離でその違いを補正することができる。最終的には、数%レベルの非対称性の効果を観測することができると考えられる。

次に、各モニターにおけるニュートリノビームのプロファイルを図 4.4 に示す。ここで、プロファイルは、ビーム方向に対し水平方向と垂直方向に投影されており、座標系の原点を各モニターの中心に取っている。

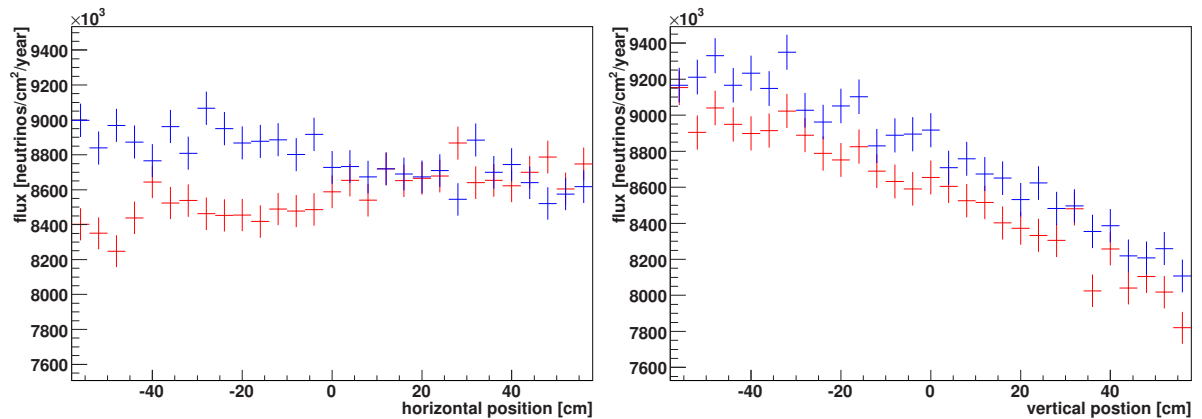


図 4.4: レフトモニター (青) とライトモニター (赤) のニュートリノビームプロファイル。左と右図は、水平と垂直方向を各々表している。

左図において、on-axis の位置はレフトモニター (青) の場合-3.2 m、ライトモニター (赤) の場合+3.2 m となる。ニュートリノフラックスは、検出器の位置に依存するので、設置する際には1 cm 未満の精度で正確な位置決定が必要不可欠となる。検出器の設置位置の不定性からくるフラックスの変動は、x、y、z 方向に ± 5 cm ずれた時で 0.5% 以下という結果を得ており、設置位置による系統誤差を十分小さくすることは可能であることがわかった。

4.1.2 事象再構成

ニュートリノエネルギーを決定するためミュオンの飛跡を再構成し、散乱角と運動量を求める。それには、CCQE の Fully contained (FC) イベントを使って、ミュオンのシンチレータストリップに対するヒットパターンを用いて行う。シミュレーションによる CCQE の FC イベントの例を図 4.5 に示す。上図と下図の各座標系におけるヒットパターンは、ミュオンの飛跡を水平、垂直方向に投影したものに对应する。

各ストリップに対するミュオンのヒットは、ストリップへのエネルギー損失量で定義されている。一枚のストリップを通過する際のミュオンの平均エネルギー損失量は、約 2 MeV である。そして、2km 検出器の研究 [24] から、1m のストリップに対する光電子数は約 6 p.e./MeV であることがわかっている。このことから、シミュレーションにおいて各ストリップの閾値を 1.5 p.e. に設定した。

まず、ミュオンの散乱角を求める。ミュオンの飛跡は、連続してカウンタープレーンにヒットした層の数 (N_{HitLayer}) と飛跡の方向を測定することにより決定する。ここで、 N_{HitLayer} の条件として角度を見積もるため 4 層以上のヒットを要求している。図 4.5 に示されているように、カウンタープレーンの水平層・垂直層のヒット情報から、最小二乗法によりフィッティングを行い飛跡を再構成した。再構成された飛跡の方向が黒色の線で示されている。ビーム方向に

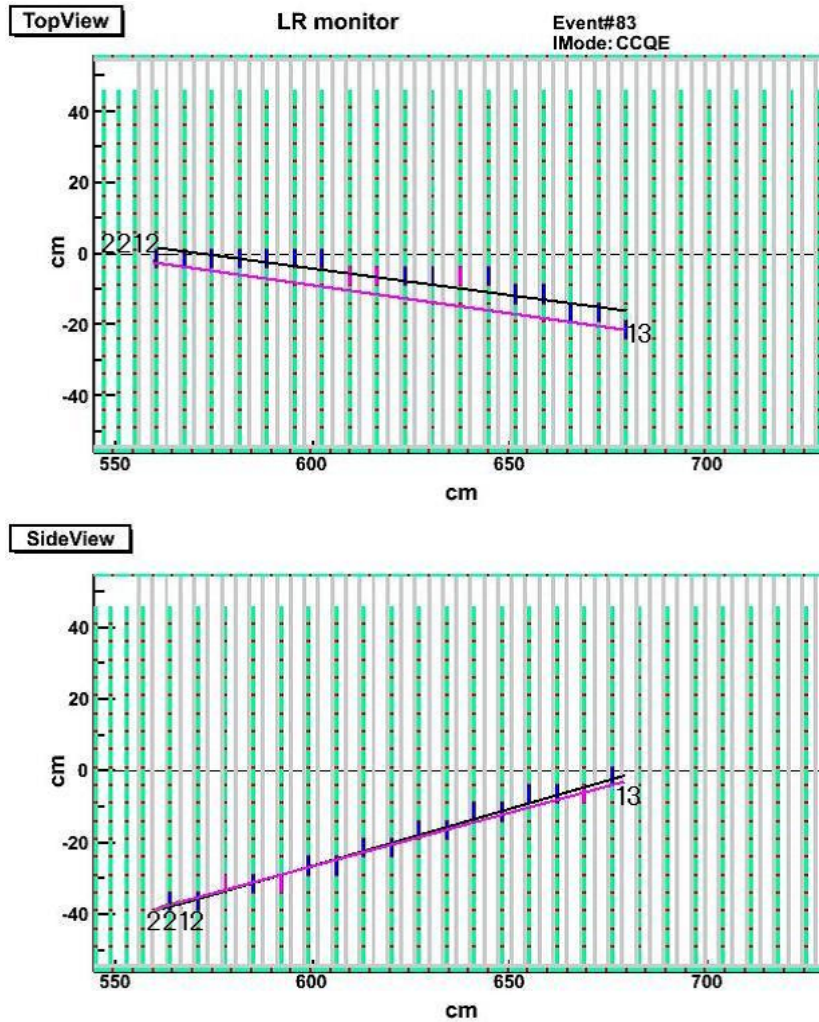


図 4.5: CCQE の FC イベントのイベントディスプレイの例。上図は、モジュールを垂直方向から見た時であり、シンチレータは垂直方向の層 (緑) のみ表示してある。下図は、水平方向から見た時であり、同じく水平方向のシンチレータ層のみ表示している。ニュートリノビームは、左側から入射してくる。図中の数字 13、2212、2112 は、各々ミュオン、陽子、中性子を表す。また、10 p.e. 以下のシンチレータストリップに対するヒットはピンク色で、10 p.e. 以上は青色で表している。再構成されたミュオンの飛跡は、黒色の線で示されている。ピンク色の線は、シミュレーションの情報から得られるミュオンの発生点地点と停止地点を使って線を引いたものである。

対して、各座標系から得られる再構成されたミュオンの散乱角を θ_x 、 θ_y とすると、ビームと飛跡との間の三次元の散乱角 θ_μ は、

$$\tan^2 \theta_\mu = \tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y \quad (4.1)$$

により計算することができる。

次に、ミュオンの運動量を求める。ミュオンの飛跡は $N_{\text{HitLayer}}/\cos\theta_\mu$ に比例するので、真のミュオンの運動量と比較することから得られる再構成されたミュオンの運動量は、

$$P_\mu^{\text{rec}} = 15.3 \times \frac{N_{\text{HitLayer}}}{\cos\theta_\mu} + 87.2 \text{ [MeV/c]} \quad (4.2)$$

となる。ここで、比例係数が、各層 (1 cm の鉄と 1 cm のシンチレータ) に対するエネルギー損失量に対応していることがわかる。図 4.6 に、CCQE イベントにおけるミュオンの運動量 (左図) と散乱角 (右図) の再構成された結果と真の運動量との比較を示す。ここで、選別されている CCQE イベントには、次節で述べる Fully contained イベントと有効体積のためのセレクションが適用されている。比較的良い一致を示しているが、両図から大きく外れているイベントも少なからず存在し、これは事象再構成の失敗が原因となっている。

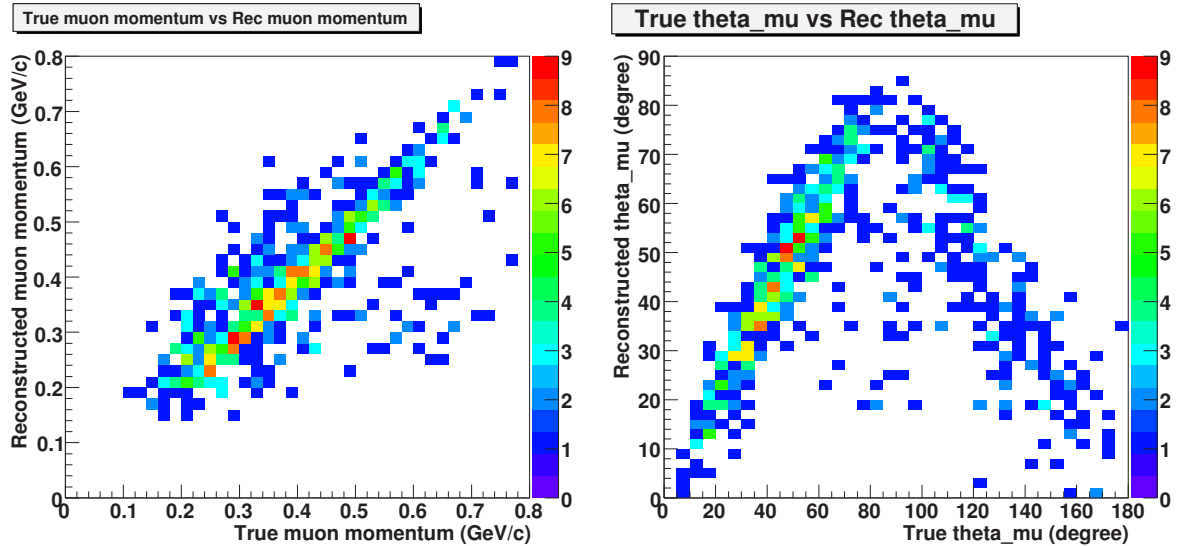


図 4.6: CCQE イベントにおける再構成されたミュオンの運動量と散乱角の関係。

4.1.3 Fully contained(FC) イベント

レフト・ライトモニターでの観測において、期待されるニュートリノエネルギースペクトルとイベント数を見積もるため、FC イベントのセレクションを行う必要がある。そのため、以下のようなカットを設けた。

- veto にヒットがないこと (Veto cut)。
- 水平方向と垂直方向を含めたカウンタープレーンに最低 4 枚以上の連続したヒットがあること (NHitLayer cut)。
- Fiducial volume cut

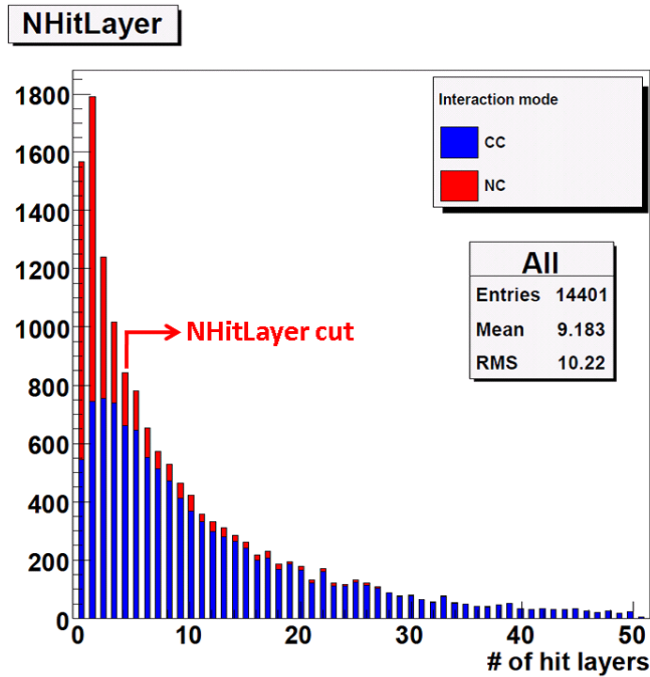


図 4.7: CC イベント (青) と NC イベント (赤) におけるヒットレイヤー数分布。

図 4.7 は、カウンタープレーンに対するヒットレイヤー数分布を表している。CC イベントに対して検出効率がよく、また、ほとんどの NC イベントが NHitLayer cut により除去できることがわかる。

また、Fiducial volume cut はバックグラウンドとなる検出器外で生成されるミュオン、中性子、ガンマ線を除去するためのものである。Fiducial volume は、3つのイベントカテゴリーに対して2つ設けており、まとめた表を 4.1 に示す。FV1 と FV2 を、図 4.8 中の赤色で書かれた領域で示す。FV1(2) は、z 軸上上流から 12(14) 枚のカウンタープレーンと x、y 軸上水平、垂直方向の両端のシンチレータストリップが 1(2) 本ずつ取り除かれる。

カテゴリー	1	2	3
NHitLayer	4-6	7-9	≥ 10
Fiducial volume (大きさ)	FV 2 ($80 \times 80 \times 144.5 \text{ cm}^3$)	FV 2 ($80 \times 80 \times 144.5 \text{ cm}^3$)	FV 1 ($90 \times 90 \times 151.5 \text{ cm}^3$)

表 4.1: Fiducial volume の定義。カテゴリー 1 と 2 には、さらに光電子数によるカットを設けている。カテゴリー 1 では、 $70 < N_{pe_{max}}$ であれば $N_{pe_{mean}} > 25$ 、または $70 < N_{pe_{max}} < 160$ であれば $N_{pe_{mean}} > 30$ のとき FC イベントとしている。ここで、 $N_{pe_{max}}$ は最大光電子数、 $N_{pe_{mean}}$ は平均光電子数である。カテゴリー 1 における $N_{pe_{max}} (< 160)$ によるカットは、バックグラウンドとなる中性子を除去するための条件である。カテゴリー 2 では、 $N_{pe_{tot}} > 120$ 。ここで、 $N_{pe_{tot}}$ は全光電子数である。また、 $N_{pe_{tot}}$ によるカットは、検出器外から来るガンマ線除去のためである。

図 4.9 には、NC、CC イベントを含む全イベント (左図) と CC イベントのみ (右図) から得られる、FC イベントセレクション適用前と後のニュートリノエネルギースペクトルを示す。1GeV 以上の高エネルギー領域のニュートリノは、そのほとんどが veto によりカットされる。しかし

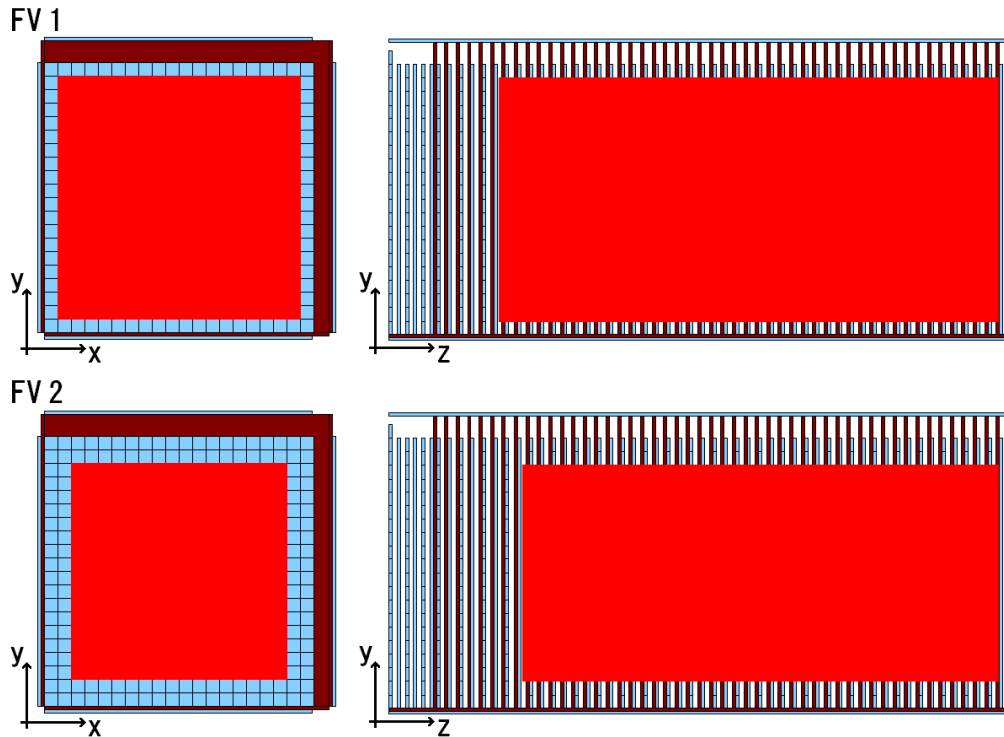


図 4.8: イベントカテゴリー 1、2、3 における Fiducial volume(赤色)。上図が FV1、下図が FV2 を示す。左図と右図は、検出器の前面図と側面図を各々表している。

ながら、off-axis ビームのエネルギー領域 (< 1 GeV) をカバーできており、検出器に対する要請を満たしていることがわかる。

図 4.10 には、CC イベントにおけるミュオンの運動量分布を示す。右図は、FC イベントセクション後のミュオンの運動量分布を全 CC イベント中で、CCQE、CC 1π 、その他の CC イベントで分類した結果である。CCQE イベントと比べると、他の CC イベントから生成されるミュオンには、比較的低運動量側に分布を持っているのがわかる。これは、反応によって生成される他の粒子にエネルギーを奪われてしまうためである。

図 4.11 には、ミュオンの運動量と散乱角分布の関係を示す。ここで、散乱角はミュオンの散乱方向と入射ニュートリノビーム方向との間の角度のことである。左図と右図は、セクション前と後の結果を各々示している。500 MeV 以下の低運動量のミュオンは、約 $20^\circ \sim 140^\circ$ の大角度で散乱していることがわかる。このようなミュオンは、検出器の大きさが原因となり側面の veto によりカットされる。また、800 MeV 以上のミュオンも同じような理由でほとんどを veto によりカットされる。このようなミュオンは、低角度散乱ではあるが検出器を突き抜けてしまい、側面ではなく後面の veto にヒットしてカットされる。また、veto にかからない 800 MeV 以上のミュオンというのは、後面の veto の隙間を通り抜けるイベント (図 4.12 参照) や、後面の veto のシンチレータストリップ間を通り抜けるイベントである。

表 4.2 には、レフト・ライトモニターで観測される FC イベントにおける検出効率をまとめた。検出器の大きさの制限により、検出器の側面付近で発生したイベントの多くは、veto によりカットされてしまう。そのため、veto cut 後の検出効率は約 70% 落ちていることがわかる。しかしながら、全体 FC イベントに対する検出効率は約 78,000 events/year あり、観測に要請されるイベント数をおおよそ満たしていることがわかる。

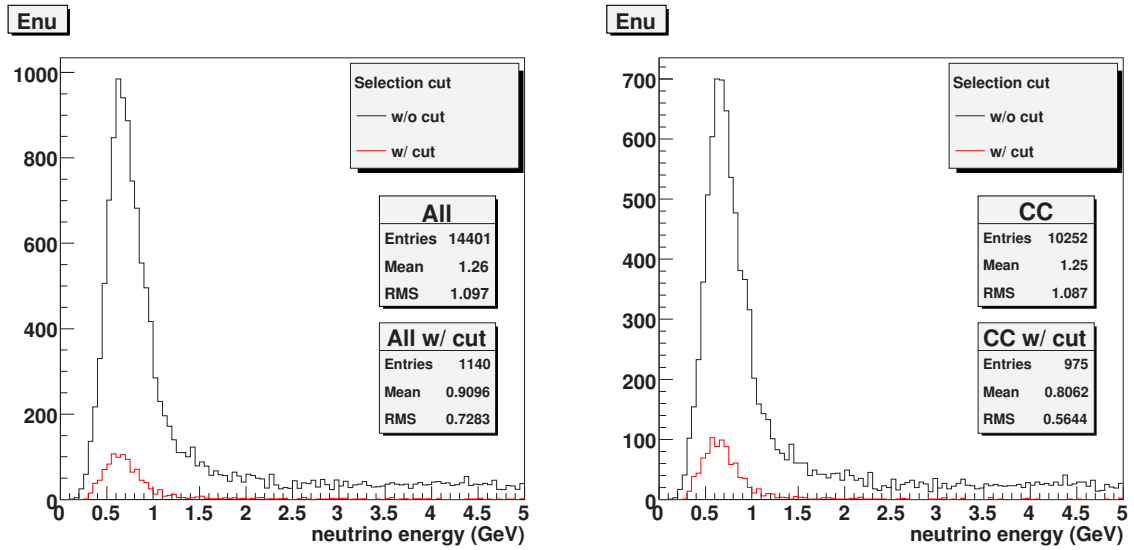


図 4.9: レフト・ライトモニターで期待される真のニュートリノスペクトル。黒線と赤線は、各々 FC イベントセレクション適用前と後を示している。また、左図は全イベントに対して、右図は CC イベントのみの結果が表されている。

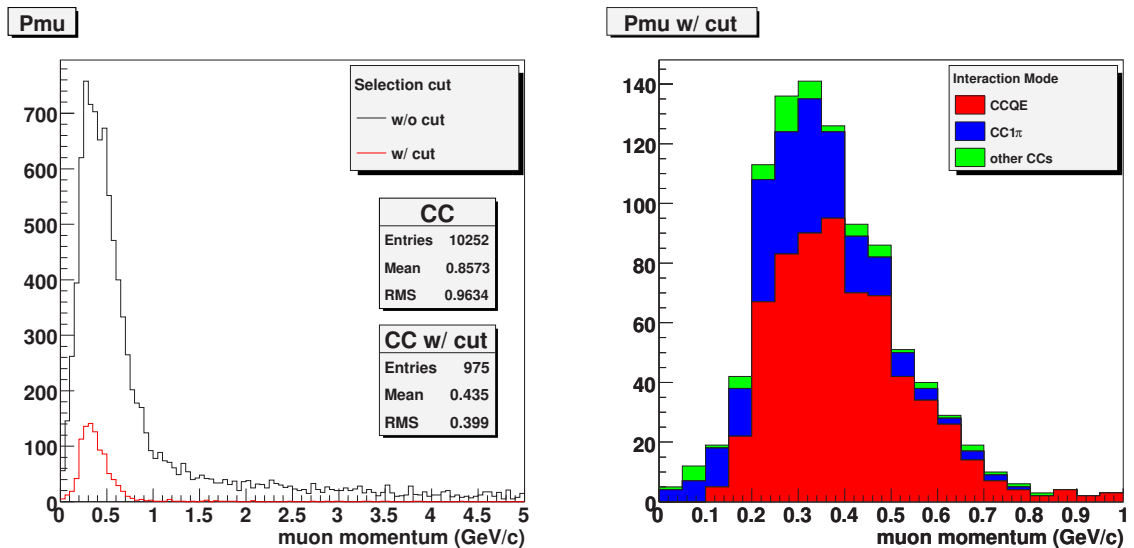


図 4.10: レフト・ライトモニターで期待される CC イベントにおける真のミュオンの運動量分布。左図の黒線と赤線は、各々 FC イベントセレクション適用前と後の結果である。また、右図はイベントセレクション後の運動量分布を、CCQE(赤)、CC1 π (青)、その他の CC イベント(緑)で分類して示した結果である。

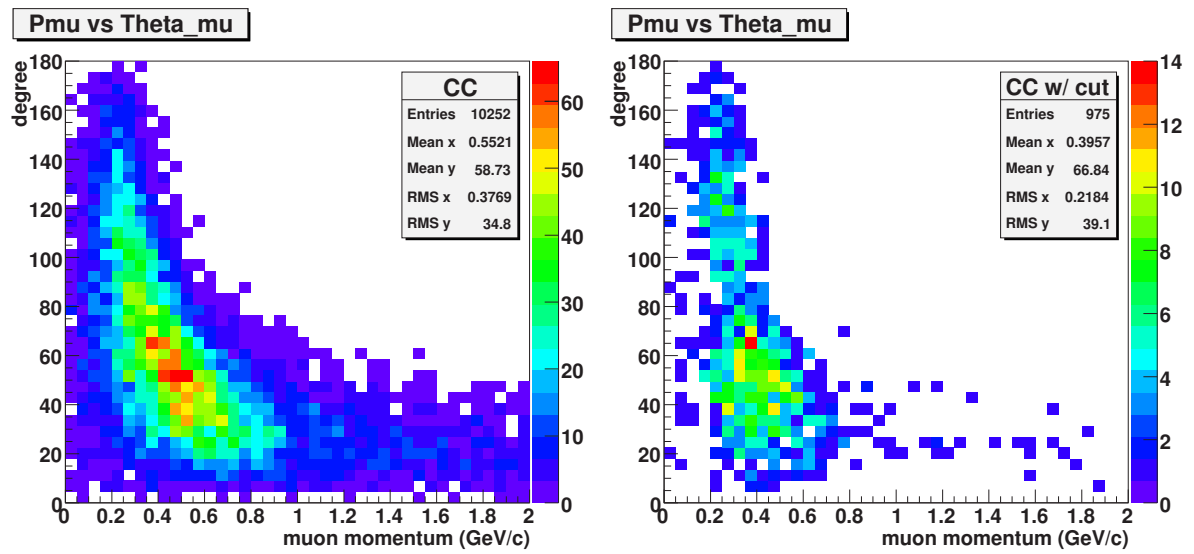


図 4.11: ミューオンの運動量と散乱角の関係図。左図と右図は、イベントセレクション前と後を各々示している。

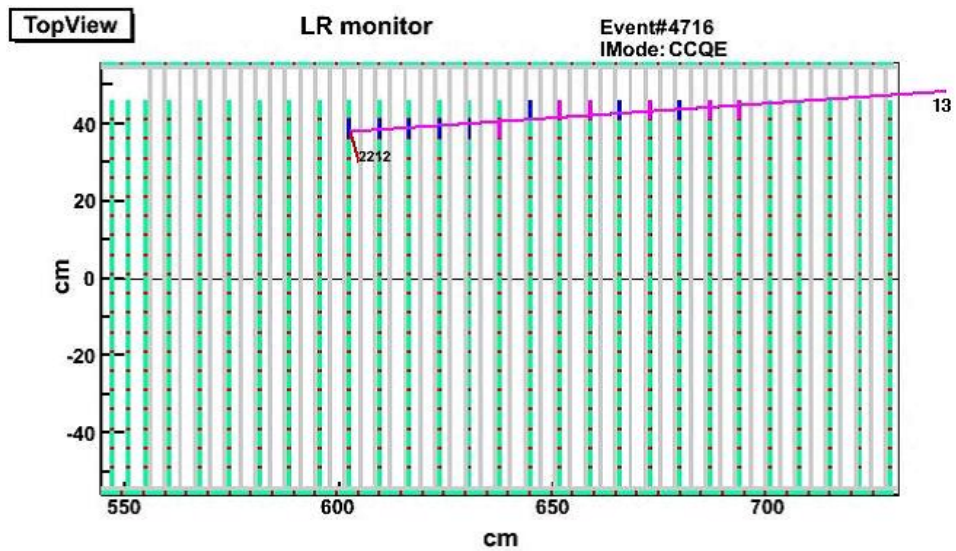


図 4.12: 800 MeV 以上のミューオンが、後面の veto にかからないイベント例。

表 4.2: 一つのモジュールにおいて期待される FC イベントの検出効率。ここでは、一年の run(120 日) を仮定している。また、interaction とはシミュレーションで生成したイベント数である。

NHitLayer	All : 986674 events				CCQE : 366184 events			
	4-6	7-9	≥ 10	Total	4-6	7-9	≥ 10	合計
interaction	153266	110651	335035	598952 (100%)	69622	52702	140094	262418 (100%)
+ veto	56045	35079	71803	162927 (27.2%)	22075	15162	38389	75626 (28.8%)
+ FV cut	16101	17403	44603	78107 (13.0%)	6974	7702	24926	39602 (15.1%)
検出効率	10.5%	15.7%	13.3%	13.0%	10.0%	14.6%	17.8%	15.1%

4.1.4 Partially contained(PC) イベント

前節 4.1.3 において述べた FC イベントセレクションでは、veto cut により CC イベント数の割合が大きくカットされることがわかった。図 4.10 から、ミュオン運動量 400 MeV/c 付近における検出効率が 20%程度になってしまうことがわかる。これは、主に検出器の大きさが原因となり、側面と後面の veto にヒットするイベントが多くなるからである。したがって、このようなイベントを考慮することで検出効率と統計量の増加を目的とした Partially contained(PC) イベントの評価を行った。また、PC イベントの観測からニュートリノの低エネルギーだけでなく、高エネルギー領域における非対称性の観測が期待できる。これにより、スーパーカミオカンデと 2km 検出器でバックグラウンドとなる高エネルギーニュートリノからの NC イベント [25] の割合の違いを見積もることが期待できる。

PC イベントの定義は、検出器中で反応し、側面、前・後面いずれかの veto にヒットしたミュオンがあるイベントのことである。図 4.13 に、CCQE の PC イベントの例を示す。再構成されたミュオンの飛跡 (黒線) が、後面の veto にヒットして検出器を突き抜けているのがわかる。PC イベントを選別するため、以下のようなセレクションを設けた。

- veto にミュオンによるヒットがあること。
- NHitLayer ≥ 4 であること。
- Fiducial volume cut(前項 4.1.3 と同じ)。
- 後方散乱したミュオンイベントの除去 (図 4.14 参照)。

ここで、PC イベントにおける veto のヒットとは、いずれかの veto 中のシンチレータストリップにヒットがあった際に、再構成されたミュオンの飛跡を veto 側に外挿して、ヒットしたストリップの領域に重なった時「ヒット」としている。また、飛跡再構成の失敗を考慮して、ヒットした veto のストリップを中心として隣り合う左右のストリップを含めた領域をヒットしたストリップの領域としている。

PC イベントセレクションの最後の項目、後方散乱したミュオンイベントの除去に関しては、検出器の外、例えば、280m ホールの壁や、他の ND280 検出器中で発生したニュートリノは、バックグラウンドイベントの原因となる。そのようなイベントが検出器上流から検出器中に侵入してくる際にできるヒットパターンは、そのほとんどが veto のヒット位置より、カウンタープレーン内のシンチレータストリップのヒット位置が下流側になる。そのため、検出器内部で発生し後方に散乱したミュオンが veto にヒットを残すイベントというのは、バックグラウンドイベントとヒットパターンが同じようになる可能性が考えられる。このような誤認を避ける

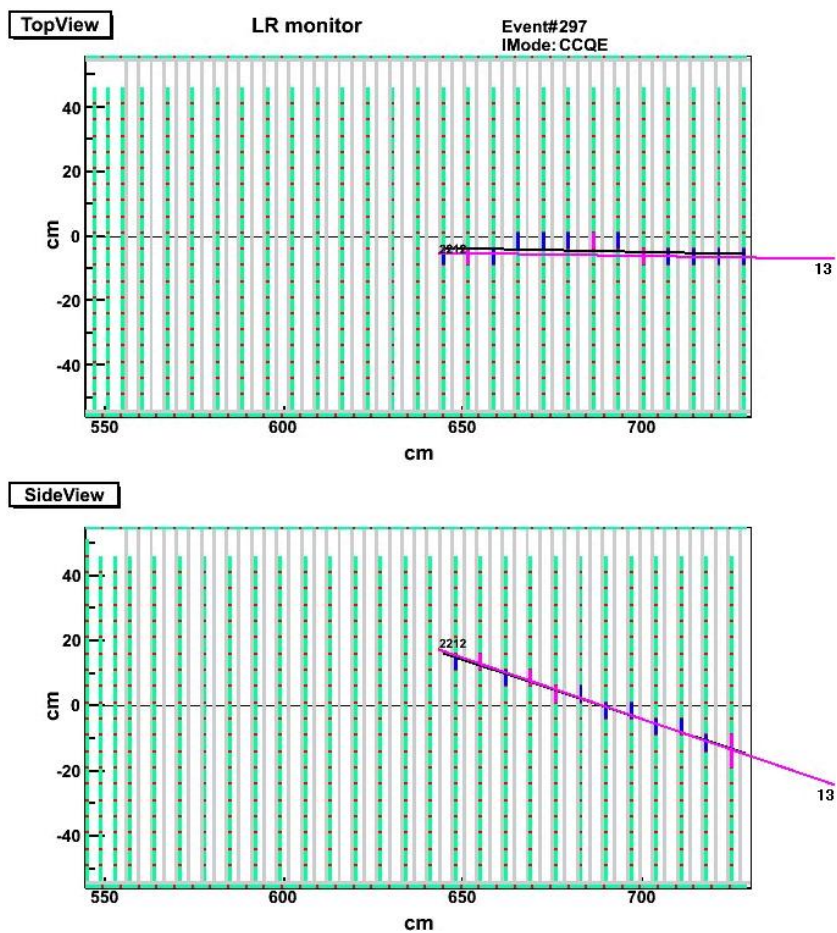


図 4.13: CCQE の PC イベントの例。

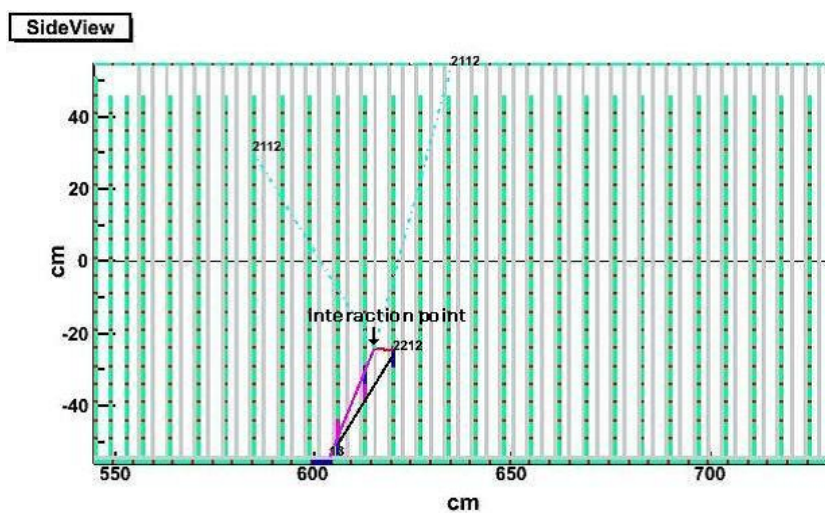


図 4.14: 後方散乱したミュオンのイベント例。散乱したミュオンが、veto にヒットしている。

ため、カウンタプレーン中のシンチレータストリップに対するヒット位置より検出器上流側に veto にヒットがあったイベントは除去するようにした。図 4.11 右図から、ほとんどの後方散乱ミュオン (散乱角 $\geq 90^\circ$) の運動量が小さいことがわかる。したがって、後方散乱ミュオンが veto にヒットするイベントの割合は小さい。

また、1 GeV 以上のニュートリノは、スーパーカミオカンデと 2km 検出器での NC バックグラウンドイベントの割合の差異を見積もるためのコントロールサンプルとして役立てることができる。前述の PC イベントセレクションに加え、さらに高エネルギーの PC イベントを選別するためのセレクションを以下のように設定した。

- 再構成されたミュオンの散乱角が 70° 以下の PC イベントを選ぶ (図 4.11 参照)。
- $N_{HitLayer} \geq 30$ であること。

このセレクションにより低エネルギーの PC イベントは除去され、500 MeV 以上のニュートリノを観測することができる。

表 4.3 に、CCQE、CC non-QE、NC イベントにおける FC、PC、高エネルギー PC イベントのイベント数と検出効率をまとめた。ここで、後方散乱ミュオンのセレクションにより、1%程検出効率は落ちる。結果として、CCQE イベントの観測において FC イベントだけでなく PC イベントを考慮することで統計量、検出効率共に 3 倍になることがわかった。

図 4.15 には、CCQE イベントにおける FC、PC、高エネルギー PC イベントの期待されるニュートリノエネルギースペクトルとミュオンの運動量を示す。レフト・ライトモニターにより、このようなエネルギー領域での非対称性観測を目標としている。

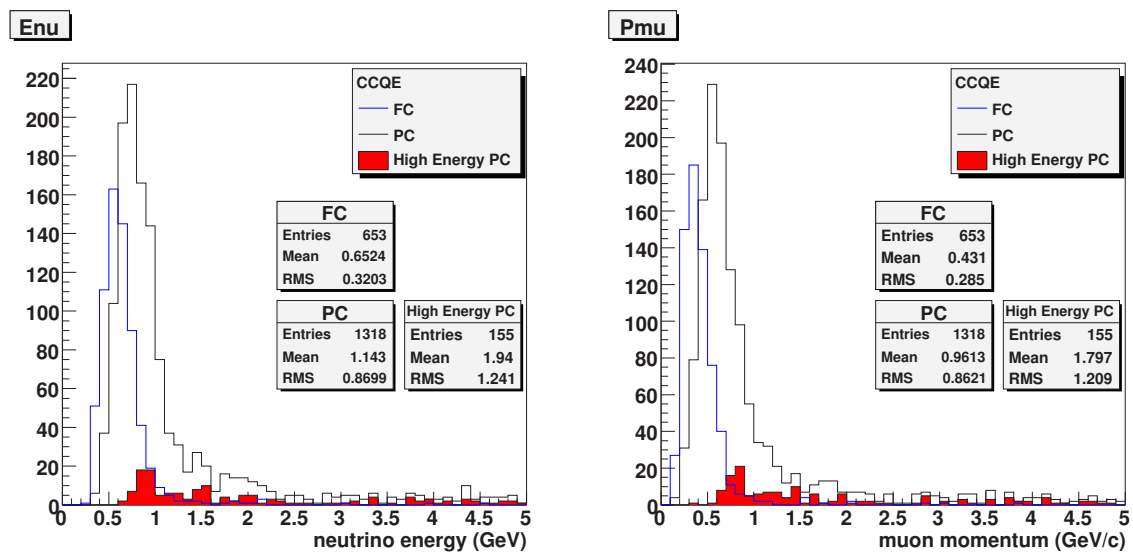


図 4.15: FC、PC、高エネルギー PC イベントにおけるニュートリノエネルギースペクトルとミュオン運動量。

表 4.3: FC と PC イベントのイベント数と検出効率。() 中の数字が検出効率を示している。1 年の run(120 日) を仮定している。

イベント	CCQE	CC non-QE	NC
FC	39602 (15.1 %)	24696 (9.2 %)	11736 (18.2 %)
PC	79932 (30.5 %)	75009 (27.9 %)	7184 (11.1 %)
high energy PC	9400 (3.6 %)	13268 (4.9 %)	285 (0.4 %)
FC + PC	119534 (45.6 %)	99705 (37.1 %)	18919 (29.3 %)

4.1.5 上流層におけるイベント

レフト・ライトモニターには、検出器最上流部に鉄層のない5層のカウンタープレーンだけからなる層がある。このような領域では、CC イベントで生成される陽子に対して以下のような測定が可能となる。

- 鉄層がないため陽子の全エネルギー損失量を測定することができる。
- 陽子は運動量約 350 MeV/c(運動エネルギーにして 60 MeV) でシンチレータの厚さ約 4 cm 飛行するので、5 層からなる厚さ 1 cm のカウンタープレーンだけの領域では、陽子の方向を測定することができる。

そして、以上のような測定から CCQE イベント (QE) と他の CC イベントや NC イベント (non-QE) を識別することが期待できる。それには、CCQE イベントを使い、再構成されたミュオンの運動量と散乱角から陽子の運動量と散乱角を運動学的に求め、実際の観測から求めた方向と運動学的に求めた方向との比較により行う。本節では、そのような期待できる CCQE イベント数を見積もった。

最上流層での CCQE イベントの例を図 4.16 に示す。ミュオンと陽子の各々の飛跡が、比較的きれいに別れて見えている。陽子の運動量は、シンチレータストリップへのエネルギー損失量と飛程から求めることができる。

陽子のエネルギーと方向を決定するために以下のセレクションを設けた。

- 飛跡が検出器に収まっていること。
- ミュオンと陽子の方向の成す角が、50 °から 140 °であること (Angle cut)。
- 陽子に対する NHitLayer が 4 層以上であること。

図 4.17 に陽子の NHitLayer とミュオンと陽子の成す角との関係を示す。角度の平均値は、約 100 °なので飛跡の識別は十分可能である。しかしながら、方向を決めるためには 4 層以上のヒット数は必要であり、そのようなイベント数が少ないことがわかる。表 4.4 に期待されるイベント数をまとめた。一年の run で約 200 イベントの CCQE イベントの観測が見込める。

4.1.6 バックグラウンド (BG) イベントの見積もり

図 3.3 に示されるように、レフト・ライトモニターは ND280m ホール内の最下流部に設置を提案しているため、ホール上流側の検出器とのニュートリノ反応によりバックグラウンド (BG) となるイベントが多数生成されることが考えられる。そして、このようなイベントからの二次

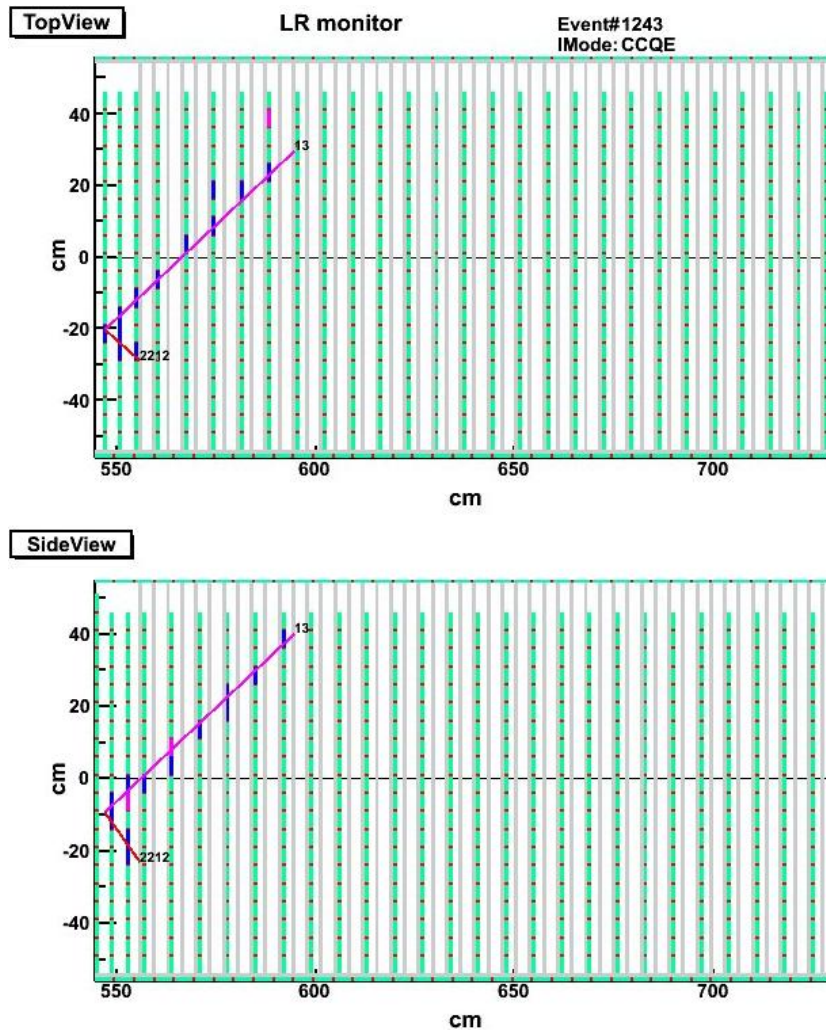


図 4.16: 最上流層における CCQE イベント例。ミュオンと陽子の飛跡が、検出器内で収まっており、比較的きれいに別れているのがわかる。

表 4.4: 最上流層で発生する CCQE イベント数。1 年の run(120 日) を仮定している。

CCQE	イベント数
interaction	4394
+ FC	775
+ Angle cut	678
+ NHitLayer	204

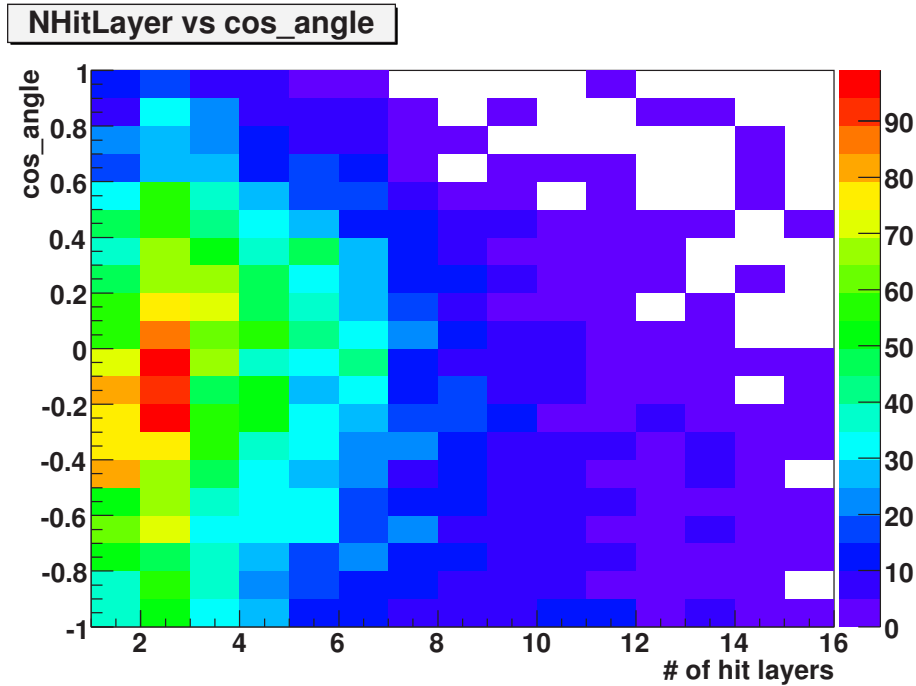


図 4.17: CCQE イベントにおける陽子の NHitLayer とミューオンと陽子の成す角との関係図。

粒子が FC イベントに混入し、ニュートリノフラックス測定の不定性を生む。また、二次粒子の veto へのヒットが、レフト・ライトモニターにおける不感時間の原因にもなる。

上述の BG イベントは、レフトとライトモニターの設置場所に依存するので各々のモジュールに対して評価する必要がある。そのため、シミュレーションではマグネット (ND280 検出器) と ND280m ホールのコンクリート壁でニュートリノ反応を生成した。

BG イベントの影響を評価するため、以下の 2 つのイベントサンプルを用いた。

- 前節で述べた通常の FC イベント
- $N_{\text{veto}} > 0$ のイベント

ここで、 N_{veto} は veto にヒットした数である。1 つ目のイベントサンプルは、BG イベントの混入率を見積もるためであり、2 つ目は、veto のヒットによる不感時間を見積もるためである。

図 4.18 に前節で述べた FC イベントセレクション適用後の BG イベントの vertex 分布を示す。マグネットで生成される BG イベントがライトモニターに大きく寄与し、レフトモニターではコンクリート壁からの寄与が大きいことがわかる。FC イベントセレクション適用後に残る BG イベント数を表 4.5 にまとめた。レフトモニターとライトモニターの BG イベントの混入率は、各々 2.0% と 1.5% となった。この結果から、FC イベントセレクションにより BG イベントが大きく抑えられることがわかる。

次に、この BG イベントの見積もり精度を評価するため、通常の FC イベントサンプルに対して BG イベント数の多いコントロールサンプルイベントを用いる (図 4.19 上参照)。BG イベントの normalization とその不定性は、通常の FC イベント数とコントロールサンプルのイベント数を比較することで決定される。ここで、コントロールサンプルイベントは前節で述べた FC イベントセレクションと有効体積以外は同じセレクションを適用し、生き残ったイベントである。図 4.19 下に通常の FC イベントとコントロールサンプルイベントに対する有効体積の定義を示す。コントロールサンプルは、検出器上流からカウンタープレーン 7 から 12 枚目の間でミュー

オン候補のトラックが始まっているイベントを選別している。コントロールサンプルのイベント数は表 4.5 にまとめている。通常の FC イベント数とコントロールサンプル数との関係は、以下のようになる。

$$\begin{aligned} N_{\text{regular}} &= N_{\text{regular}}^{\text{sig}} \cdot x + N_{\text{regular}}^{\text{BG}} \cdot y \\ N_{\text{control}} &= N_{\text{control}}^{\text{sig}} \cdot x + N_{\text{control}}^{\text{BG}} \cdot y \end{aligned}$$

ここで、 x と y はシグナルと BG イベントに対する normalization factor であり、 $N_{\text{regular}}^{\text{sig}}$ 、 $N_{\text{control}}^{\text{sig}}$ と $N_{\text{regular}}^{\text{BG}}$ 、 $N_{\text{control}}^{\text{BG}}$ は、通常の FC イベントとコントロールサンプルイベントのシグナル数と BG イベント数を表している (表 4.5 参照)。 N_{regular} と N_{control} は、実際の測定値となる。BG イベントの normalization の不定性 $\Delta y/y$ は、 N_{regular} と N_{control} の統計誤差から決定される。結果として、BG イベント数の不定性は 1 年の run でライトモニターで 9.1%、レフトモニターで 4.0% となった。

また、シグナルのセレクションにおいて不感時間の原因となる多重反応イベントの割合を考慮する必要がある。そこで、検出器外から来る粒子が同時に veto にヒットした FC イベントの数を見積もった。これは、前述の $N_{\text{veto}} > 0$ の条件を付加することで行われる。レフトモニターとライトモニターに対して 1 スピル当たり veto にヒットするイベントが各々 0.029 と 0.053 イベントあることがわかった。T2K ニュートリノビームは 1 スピルが 8 バンチからなり、バンチ幅が約 50 ns、バンチ間隔が約 500 ns である。そのため、レフト・ライトモニターの読み出しシステムの時間分解能は約 10 ns あることから、1 スピルにおいてヒットのあった 1 バンチのみ veto することができる。したがって、veto による不感時間はレフトモニターで全体の 0.4%、ライトモニターで 0.7% になり、ほとんど問題無いことがわかった。

表 4.5: レフトとライトモニターにおける FC イベントとコントロールサンプルのシグナルと BG イベント数。ここで、コントロールサンプルとは FC イベントと有効体積の違い以外は同じセレクションを適用したイベントのことである。1 年の run を仮定している。

	ニュートリノ反応	通常の FC イベント数	コントロールサンプル数
ライトモニター (signal)	9.9×10^5 (event/year)	78107 (event/year)	16465 (event/year)
ライトモニター (BG)	6.8×10^8 (event/year)	1177 (event/year)	1907 (event/year)
BG/signal 比	692	0.015	0.116
レフトモニター (signal)	9.9×10^5 (event/year)	78107 (event/year)	17471 (event/year)
レフトモニター (BG)	6.8×10^8 (event/year)	1584 (event/year)	4482 (event/year)
BG/signal 比	692	0.020	0.257

4.1.7 ニュートリノフラックス非対称性測定に対する測定精度

レフトモニターとライトモニター各々で測定されるイベント数の比較、また、イベント数をニュートリノエネルギーの関数として比較を行うことでニュートリノフラックス左右非対称性測定に対する測定精度とそのエネルギー依存性を評価する。

両モジュールのイベント数比較による測定精度 $\Delta r/r$ 定義し、図 4.20 には測定日数を関数として取ったときの測定精度が示されている。ここで、 r はレフトモニターとライトモニター各々で測定されるイベント数の比である。また、FC、高エネルギー PC、FC+PC イベントは前述

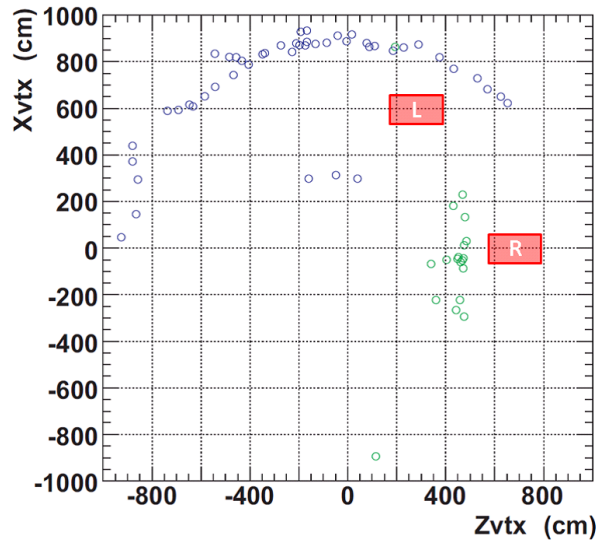


図 4.18: 通常の FC イベントセレクション後の BG イベントの vertex 分布。ビームは図中左方向から右方向に飛来する。レフトとライトモニターでセレクションされたイベントが、各々青色と緑色の○で示されている。

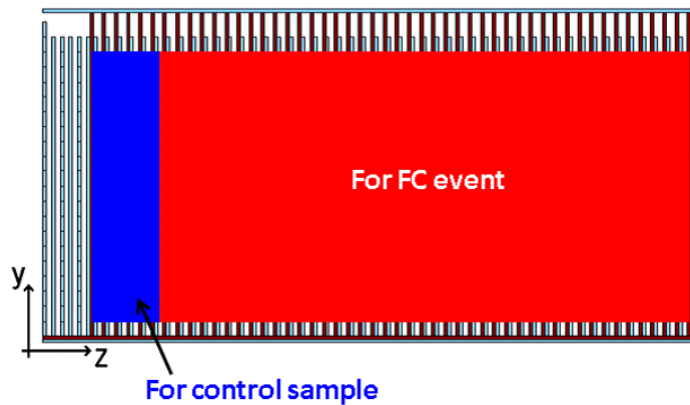
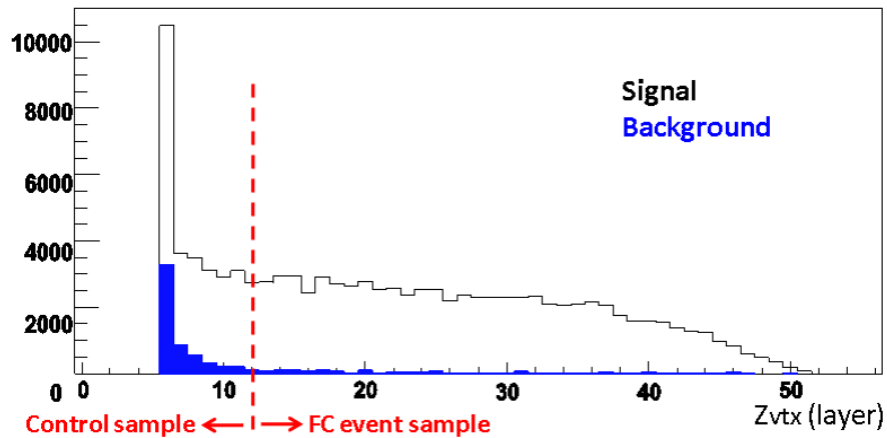


図 4.19: 上図はカウンタプレーンのレイヤー数の関数で取った時の FC イベントの検出器内部の vertex 分布。黒がシグナルイベント、青が BG イベントを表す。また、下図は通常の FC イベント用とコントロールサンプル用の fiducial volume の領域を表す。赤色の領域が FC イベント用、青色の領域がコントロールサンプル用である。

の FC、PC イベントのセレクションが適用されており、統計誤差と同様に後述する系統誤差が考慮されている。

ニュートリノフラックス測定において、検出器、イベントセレクション、事象再構成に由来する系統誤差は、レフトモニターとライトモニター間で同条件なので原理的には全てキャンセルされる。したがって、ここではこれらに起因する系統誤差は無いものとする。考慮しなければならない系統誤差は、バックグラウンドの見積もりによる不定性と検出器の設置位置の不定性である。4.1.6 節において、バックグラウンドの見積もりによる不定性は 10%以下で、バックグラウンド混入率は 2%以下である。また、4.1.1 節においてモジュールを x、y、z 方向に ± 5 cm 動かしたときに、期待されるニュートリノフラックスの変動は 0.5%程度である。

結果として、図 4.20 から FC+PC イベントに対する測定精度は、わずか 3 日間の run で 2%に達する。また、ニュートリノフラックスの低エネルギーと高エネルギーの非対称性測定に使われる FC イベント、高エネルギー PC イベントにおける測定精度は、10 日間の run で各々 2%、5%に達する結果を得た。

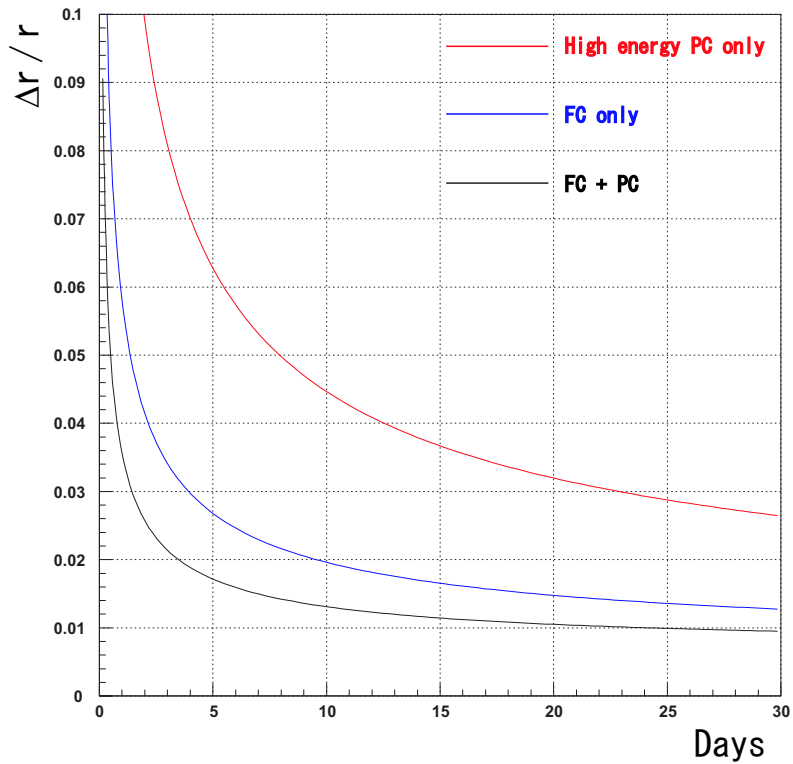


図 4.20: 測定日数に対する非対称性測定の測定精度。黒線が FC+PC、赤線が高エネルギー PC、青線が FC イベントを各々表している。

次に、左右非対称性測定に対する測定精度のエネルギー依存性について評価を行う。ニュートリノエネルギーは、CCQE イベントを用いることで以下の式から再構成される。

$$E_\nu = \frac{1}{2} \cdot \frac{2M_p E_\mu - M_\mu^2}{M_p - E_\mu + \sqrt{E_\mu^2 - M_\mu^2} \cdot \cos \theta_\mu}$$

ここで、 M_p 、 M_μ は各々陽子とミューオンの質量であり、 E_μ 、 θ_μ はミューオンのエネルギーと散乱角である。結果として、1 年の run で期待されるニュートリノエネルギー分布とニュートリノエネルギーの関数としての検出効率を図 4.21 に示す。1 GeV 以下のニュートリノエネルギーが測定でき、300 MeV から 600MeV の領域で検出効率は 20%以上となる。

図 4.22 には、30 日と 1 年の run を仮定したときの系統誤差と統計誤差+系統誤差の結果が、ニュートリノエネルギーの関数として表されている。系統誤差としてバックグラウンドの見積もりと検出器の位置から来る不定性が考慮されている。ほとんどのバックグラウンドイベントは低エネルギー側に分布するので、バックグラウンドの見積もりによる系統誤差は 200~250 MeV のビンで約 5% になる。統計誤差+系統誤差は、レフト・ライトモニターでの FC イベントのエネルギー領域となる 300 MeV から 800 MeV において 30 日の run で 5%、1 年で 5% 未満という結果となり、観測において要請される検出器性能を満たしていることがわかった。

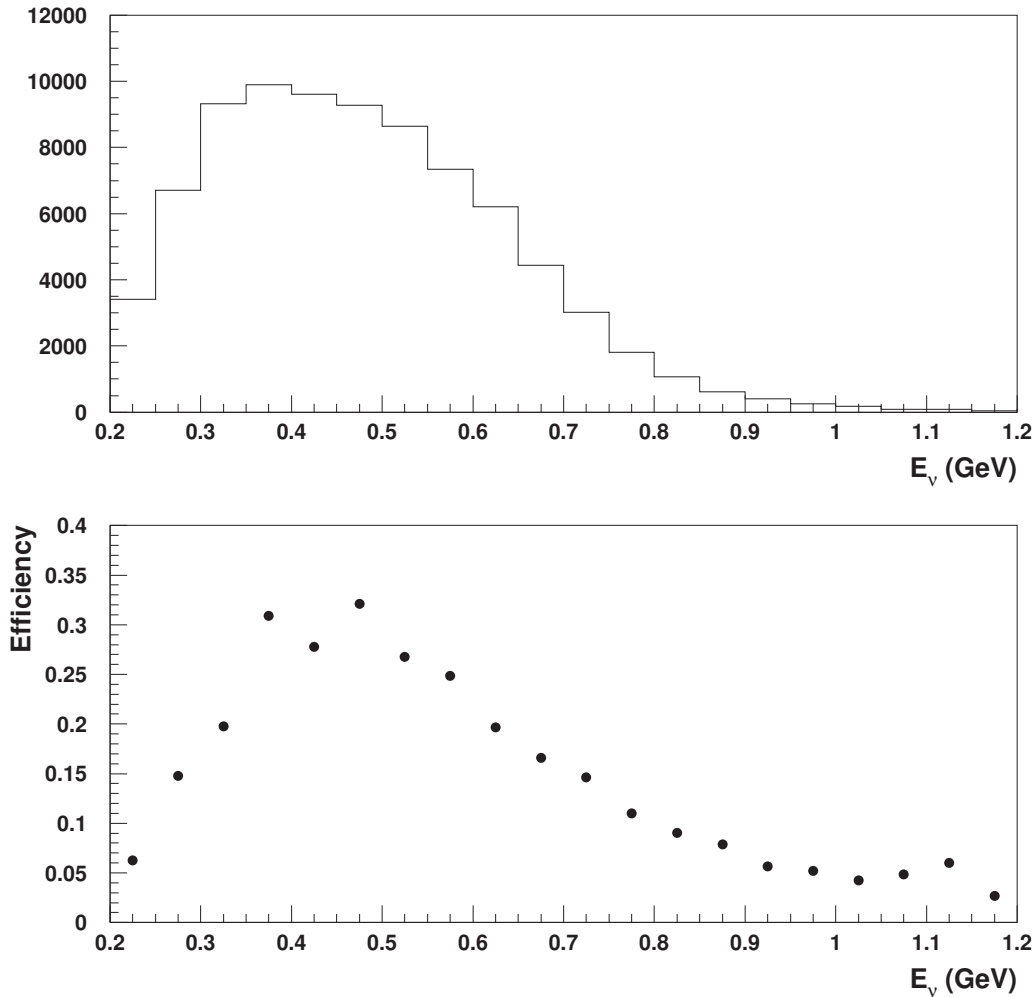


図 4.21: CCQE イベントから再構成されたニュートリノエネルギー分布 (上図) と検出効率 (下図)。1 年の run を仮定している。

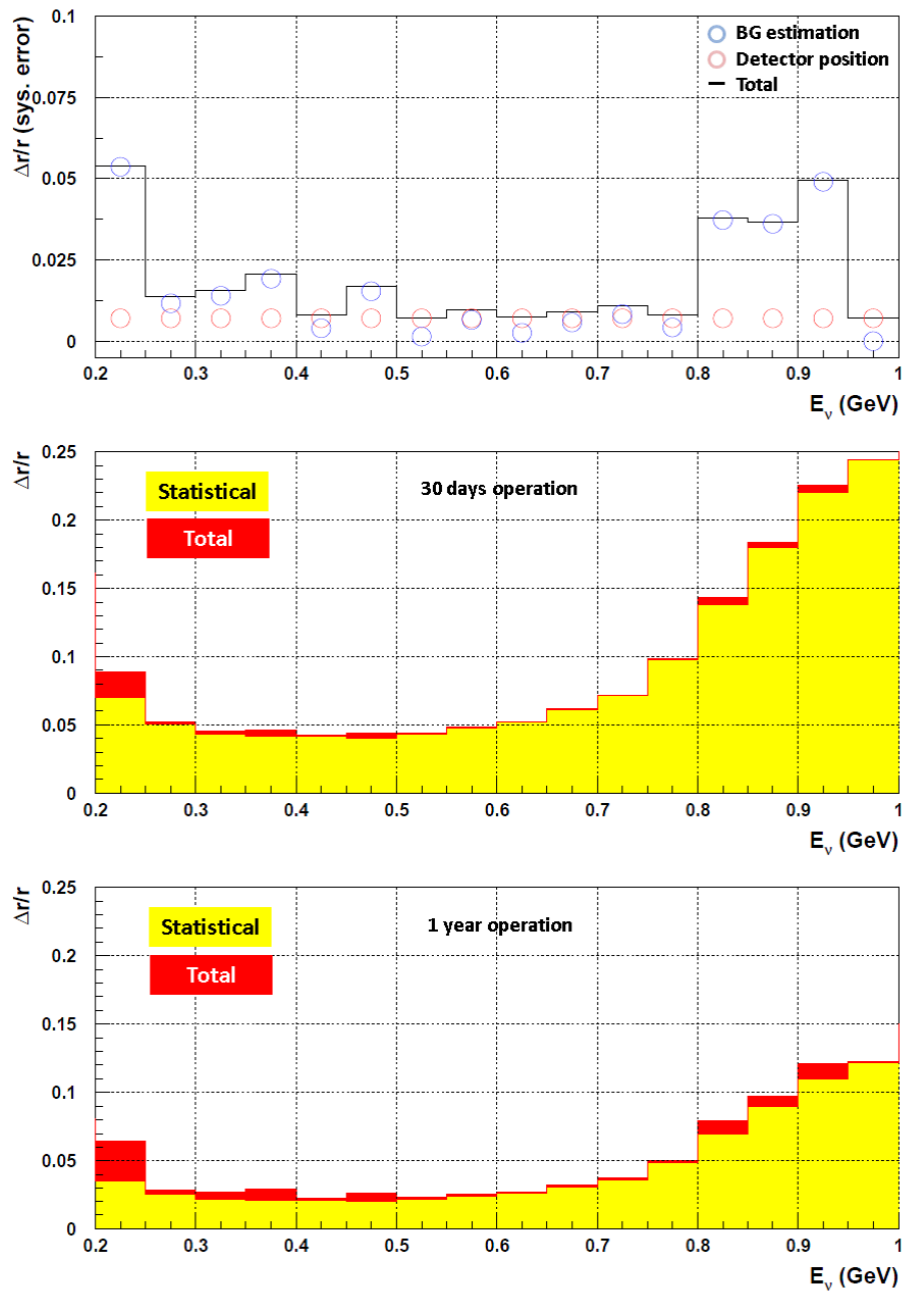


図 4.22: レフトとライトモニターでのニュートリノフラックス比における相対的な系統誤差 (上図)。青丸と赤丸が、各々バックグラウンドの見積もりによる不定性と検出器の位置精度による不定性を表す。黒線は、2つの系統誤差の合計である。真ん中と下の図は、各々30日のrunと1年のrunでの系統誤差に統計誤差を含めた場合の結果。黄色が、統計誤差を表しており、赤色が統計誤差+系統誤差を表す。

第5章 レフト・ライトモニターのプロトタイプ テスト実験

5.1 シンチレータの光量測定

カウンタープレーンは、 $100 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$ のシンチレータストリップを 20 本並べたプレーンから構成されている。本章では、実際にレフト・ライトモニターで使用されるシンチレータストリップを使用してファイバー読み出しに関して宇宙線を使ったテスト実験をし、性能評価を行った。また、テスト実験は宇宙線研究所 (ICRR) とレフト・ライトモニターの共同研究グループであるスイスの Bern 大学で行った。ICRR では、実験本番で使われる PMT や DAQ とは異なるが、光量を十分に得られる方法を検討するためストリップ 1 本を用いて、簡単なテストを行い結果をまとめた。Bern 大学では、ICRR でのテストを基に実際にカウンタープレーンを 1 枚製作し、本番で使われる PMT と DAQ を使ってテストを行った。その現状を報告する。

5.1.1 シンチレーション光の波長変換ファイバーにおける読み出しの原理

シグナルの読み出しには波長変換ファイバーを用いる。その概念図を図 5.1 に示す。ファイ

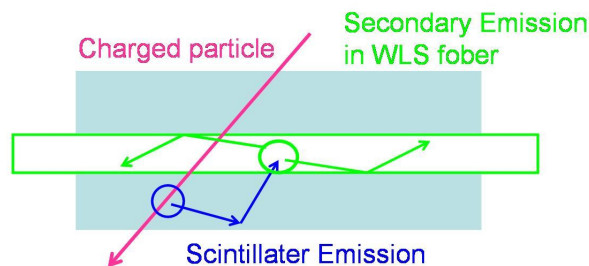


図 5.1: ファイバー読み出しの原理

バーはシンチレータ光が届くように、シンチレータに中通して設置している。まず、荷電粒子がシンチレータを通過すると、シンチレータはシンチレーション光を発する。この光は等方的に放出され、その一部が波長変換ファイバーに吸収される。波長変換ファイバーは吸収した光の波長より少し長い波長の光を再発光し、等方的に放出する。この光のうち、ファイバー内での全反射の条件を満たす光がファイバー中を伝送され、ファイバーの末端まで届く。この末端に光検出器を用いて光量を測定するという原理である。

この方式によるシンチレーション光の収集率効率は 1% 程度である。したがって、このファイバーを使った読み出しの方法に要求される条件は

- シンチレータの発光量大きい
- シンチレーション光の波長スペクトルが、波長変換ファイバーの吸収スペクトルと重なっていること

- ファイバーの吸光率・発光率が高いこと
- ファイバー中の減衰長が長いこと
- 波長変換ファイバーの発光する光の波長スペクトルが、光検出器で感度のある領域であること

などが挙げられる。このような条件を満たすために、本研究では次のようなシンチレータと波長変換ファイバー、光電子増倍管を用いる。

5.1.2 シンチレータストリップ

フェルミ研究所で開発されたシンチレータを使う。図 5.2 に実物のシンチレータストリップと模式図を載せる。シンチレータストリップは反射材(二酸化チタン)で囲まれていて、その中心には直径 1.5 mm ϕ の穴が空いている。穴にファイバーを通して、シンチレーション光を吸収するため、穴の中に反射材はない。このシンチレータの発光スペクトルは 420nm が最大発光量の波長である。

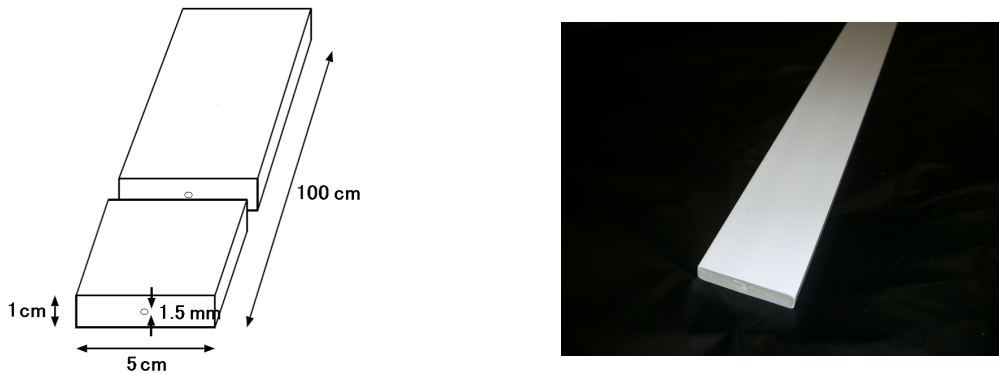


図 5.2: テスト実験で用いられたシンチレータストリップ。

5.1.3 波長変換ファイバー (WLS ファイバー)

光ファイバーはシンチレーション光を直接末端へ伝送することができない。なぜならファイバーの側面から入射する光は、ファイバー中での全反射の条件を満たさないためである。そこで波長変換ファイバー (WLS ファイバー) を用いると、再発光した光の一部が全反射の条件を見出すことができ、伝送できる。

波長変換ファイバーは図 5.3 に示すように、コアの周りのクラッドが 1 重の「シングルクラッド」、クラッドが多重であるものが「マルチクラッド」とに大別される。マルチクラッドの方が全反射の条件を満たす角度が大きくなり、伝送される光量も多くなる。またそれぞれ S-type と non S-type という種類があり、コアのポリスチレンの繊維の方向がそろっているものを S-type、そろっていないものを non S-type と呼ぶ。一般的に S-type の方が曲げに対して強いが、減衰長が短くなる。本実験で用いる波長変換ファイバーは K2K 実験の SciBar 検出器 [26] で用いられていたものと同じ、クラレ製「Y11(200)MS」を使う。Y11 とは波長変換剤の種類を表し、200 は濃度、M は「マルチクラッド」、S は「S-type」を表している。図 5.4 には、Y11 の波長変換ファイバーの吸収スペクトルと発光スペクトルを示す。シンチレータの発光スペクトル (420nm) が波長変換ファイバーの吸収スペクトルと重なっているため、効率よくシンチレーション光を吸収することができる。また再発光する光はそれより長い波長領域に広がっている。

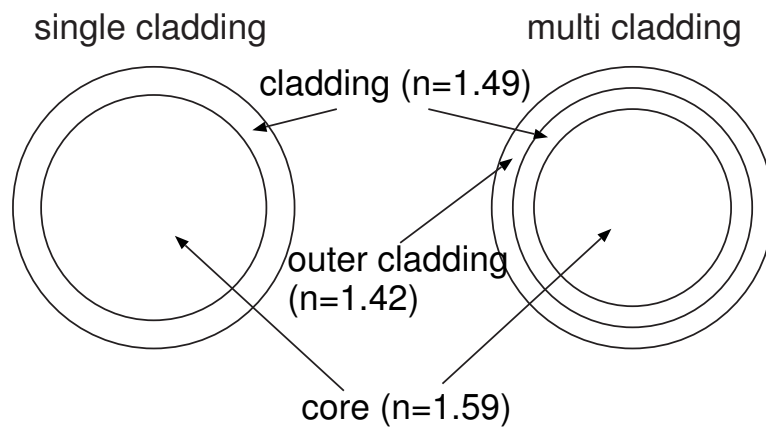


図 5.3: ファイバーの断面図。

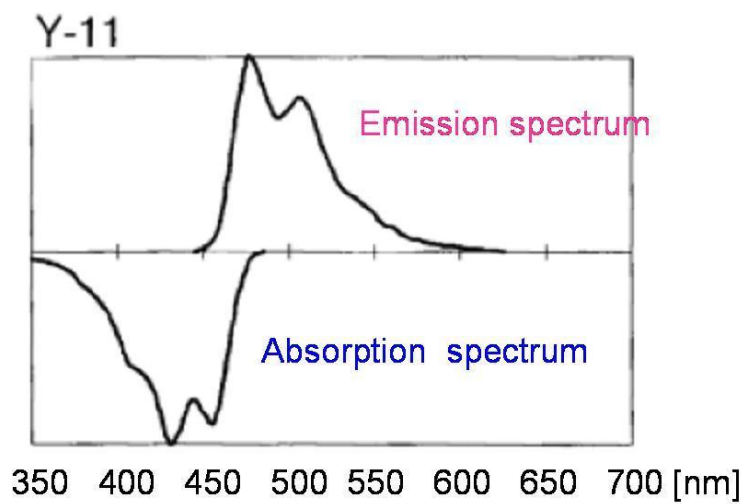


図 5.4: 波長変換ファイバーの吸収・発光スペクトル。

5.1.4 光電子増倍管

再発光した光の波長に感度のある光電子増倍管 (PMT) を用いなければならないので、ICRRでのテスト実験では2インチの浜松ホトニクス製光電子増倍管 H1949-50 を用いた。このPMTの感度ある波長領域は300 nm から650 nm であり、ファイバーからの光を十分に検出できると考えられる。

各PMTのゲインを補正するために、平均光量が十分1 p.e. 以下の光を当てて、ADC(豊伸電子C009)を使いデータを取る。HVを2300 Vに設定し、予想されるゲインを 10^7 とした。また、使用したADCは約16 カウント/pCである。測定により得られた分布が図5.5のようになる。左側のピークは0 p.e. のときの分布でペDESTALである。右側のピークが1p.e. のもので、0 p.e. のピーク値 (Q_0) と1 p.e. のピーク値 (Q_1) の差 ($Q_1 - Q_0$) が1 p.e. に対するADCカウント値になる。結果として、約28 counts/p.e. となった。したがって、この時のPMTの実際のゲインは約 10^7 であることがわかった。

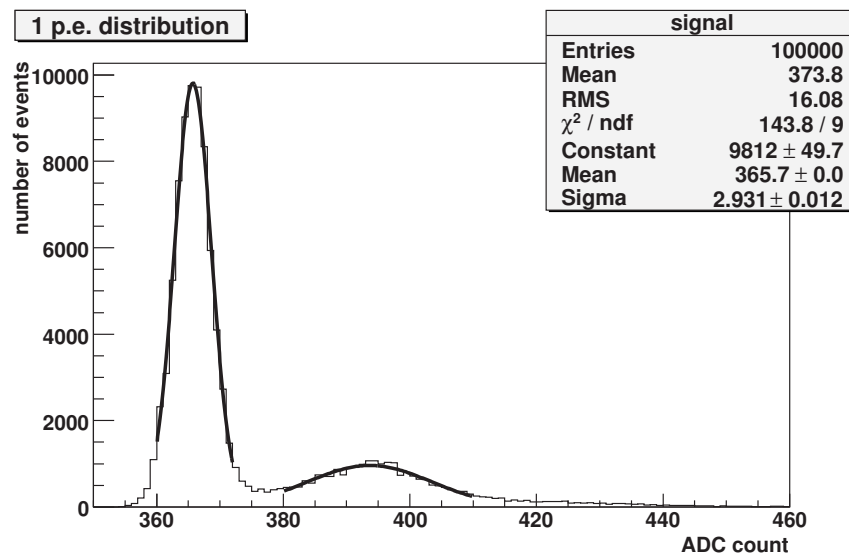


図 5.5: PMT の1p.e ピークを表す分布。左のピークがペDESTALで0p.e. のピーク、右のピークは1p.e. のピークを表す。このピーク値の差が、1 p.e. に対するADCカウント値になる。

5.2 ICRRでのテスト

以上のシンチレータストリップとファイバーを使って、シンチレータ光のファイバー読み出しにおける基本的な試験を行った。評価に際して以下のような方法を考え、組み合わせることで、各々の場合で光量の測定を行い比較し、その中で光量を十分に得ることができる方法を検討した。測定には宇宙線ミュオンを用いた。

- シンチレータストリップやファイバーの端面に何も処理を施さない場合。
- シンチレータストリップの端面をタイベックシートで覆う場合。
- シンチレータストリップやファイバーの端面を反射材で塗装する場合。
- シンチレータストリップやファイバーの端面を紙ヤスリで研磨する場合。

5.2.1 テスト実験のためのセットアップ

基本的なセットアップを図 5.6 に示す。

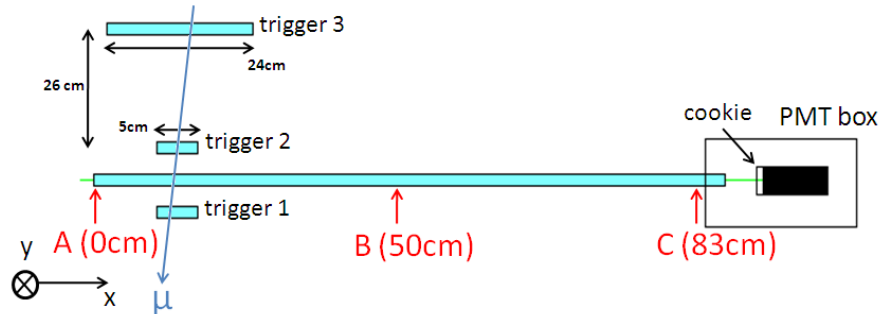


図 5.6: テスト実験基本セットアップ。垂直に入射する宇宙線を使うために 3 つのトリガー用シンチレータを用いた。

シンチレータの穴にファイバーを通し、シンチレータストリップにブラックシートを巻き、光漏れを防ぐ。ストリップの両端からでていたファイバーを固定する部品 (クッキーと呼ぶ) を介して PMT に接続する。ストリップから出ている、PMT はブラックシートで巻いた箱に入れ、もう一方のファイバーの方は、ブラックシートを巻くことで光漏れを防いだ。

ここで、ファイバーと PMT の接続に用いたクッキーについて簡単に説明する。クッキーは写真 5.7 にあるように、アクリル板でできたファイバーと PMT の接続のための部品である。真

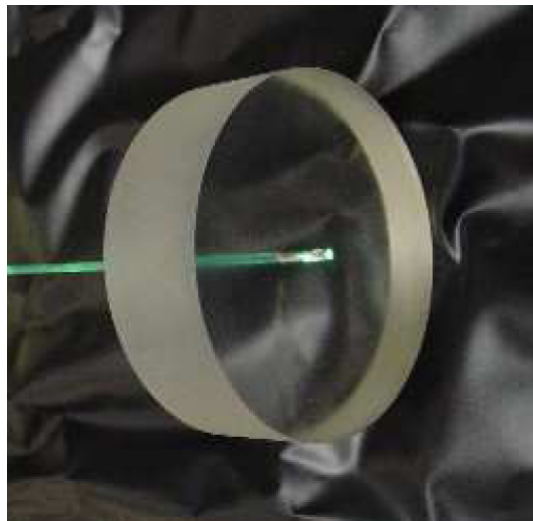


図 5.7: PMT とファイバーの接続のための部品・クッキー

ん中に空いた穴にファイバーを通し、その穴でファイバーとクッキーをオプティカルセメント (Saint-Gobain 社の BC-600) で接着・固定する。ファイバーとクッキーを完全に固定した後、ファイバーの末端をクッキーの表面と共に紙やすりで研磨した。オプティカルグリッド (Saint-Gobain 社の BC-630) を使って、クッキーと PMT の光電面を接着する。

幅 5 cm、長さは 5 cm の可動式トリガー用シンチレータ 1・2 をストリップを挟むように設置する。さらに、垂直に近い角度で入射してくる宇宙線ミューオンを利用するために 3 つ目のトリガー用シンチレータ 3 (24×5 cm) をトリガー 2 から 26 cm 離れたところに設置する。この 3 つ

のシンチレータからの信号はPMTを使って取り込まれ、それらの信号のコインシデンスをとってトリガーとする。これらのトリガーシンチレータはストリップに沿って移動できるようになっており、A(0 cm)点、B(50 cm)点、C(83 cm)点の3点で光量の測定を行った。特に、この測定ではPMTが取り付けられていない側のA点の光量に注目して試験を行った。

ストリップでは、ファイバーに接続されたPMTからの信号の電荷を記録した。その目的でADCを用いた。図5.8にロジックを示す。トリガーをADCのゲートを開くタイミングにし、そ

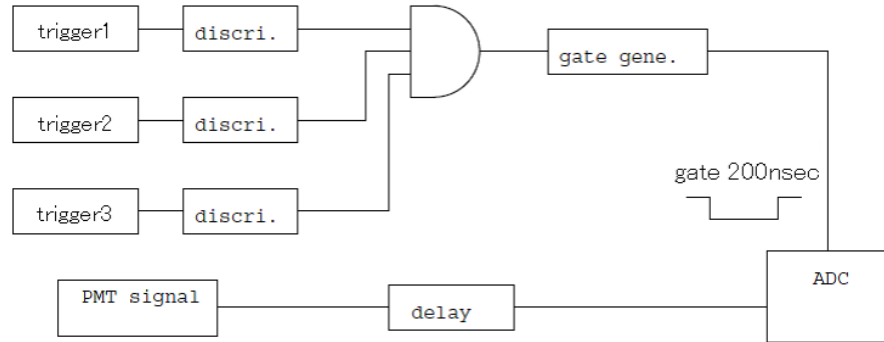


図 5.8: テスト実験用ロジック。トリガー 1・2・3 のコインシデンスをとり、それをトリガーとして、PMT からの信号を ADC を使って電荷を測定する。

のゲート信号の幅を 200 nsec に調整した。ファイバーからの信号は、ケーブルを使用して 25 nsec 遅れらせ直接 ADC チャンネルへの入力信号とする。また、トリガー 1、2、3 の discriminator の threshold は、各々 600 mV、600 mV、20 mV に設定している。ここで、トリガー 1、2 の discriminator の threshold がトリガー 3 に比べ高い理由は、垂直に近い角度で入射してくる宇宙線ミュオンの検出効率を上げるためである。このようなロジックを用いてファイバー片端の PMT の信号を記録した。

以上が基本的なセットアップである。以降、このセットアップで実験を行った。

5.2.2 測定結果

前述のように、PMT に接続されていない側のシンチレータ端面に対して様々な処理を試し、十分光量を得る方法を検討した。まず、写真 5.9 のように何も処理を施さない場合 (テスト 1 とする) と写真 5.10 のように、ファイバーの端面を紙ヤスリで均し、光反射率約 90% の白いタイベックシートでシンチレータ端面を覆った (テスト 2 とする)。これにより、シンチレータ端面から逃げる光を反射させ、ファイバー端面が均されたことにより端面での乱反射を防いで光量を稼ぐことを考えた。また、このタイベックシートは、スーパーカミオカンデで使われているものと同じものである。テスト 1 と 2 における A 点 (0cm)、B 点 (50cm)、C 点 (83cm) の各点での光量分布を図 5.11 に示す。

宇宙線ミュオンのように高速荷電粒子が物質中で起こすエネルギー損失の分布は Gauss 分布から外れて、光量が高い側に延びた Landau 分布となる。しかしながら、Landau 分布で fit を行おうとすると fitting がうまくいかないため、大きくずれてしまう。したがって、ここでは分布の平均値をその地点における光量と定義し、テスト 1 (黒点) と 2 (赤点) における A、B、C 各地点での光量を図 5.12 にまとめた。一番左の点から A、B、C 点の位置を表しており、C 点は最も PMT に近い点である。

ここで、図 5.12 のテスト 1 (黒点) と 2 (赤点) における C 点の結果に注目すると、テスト 1 における結果が異常に高い値を示しているのがわかる。これは、テスト 1 の時に PMT とシンチレー



図 5.9: PMT に接続されていない側のシンチレータ端面の様子。緑色の管が、ファイバーである。テスト 1 では、なにも処理を施してはいない。

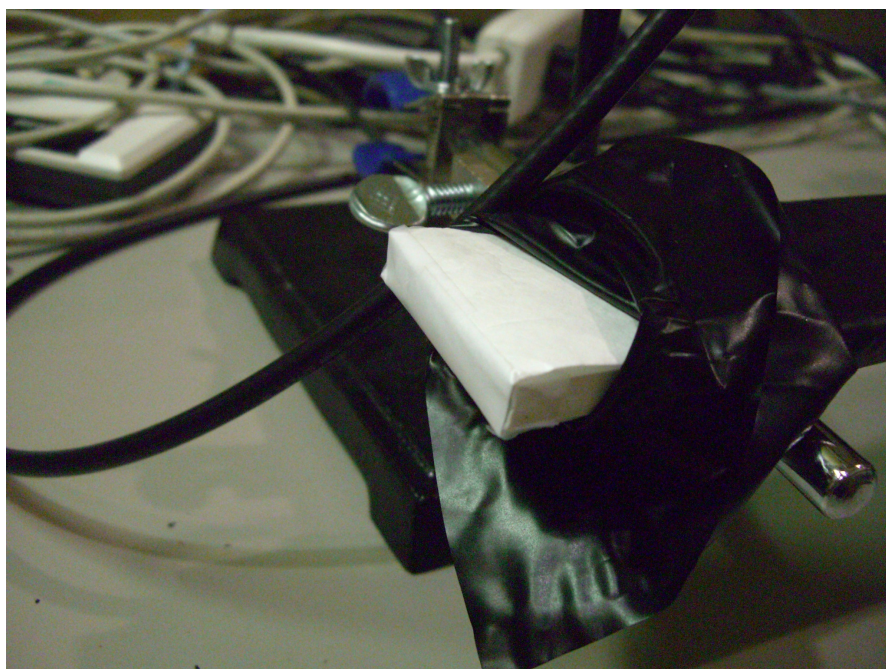


図 5.10: テスト 2 では、ファイバー端面を紙ヤスリで均し、タイベックシートでシンチレータ端面を覆った。

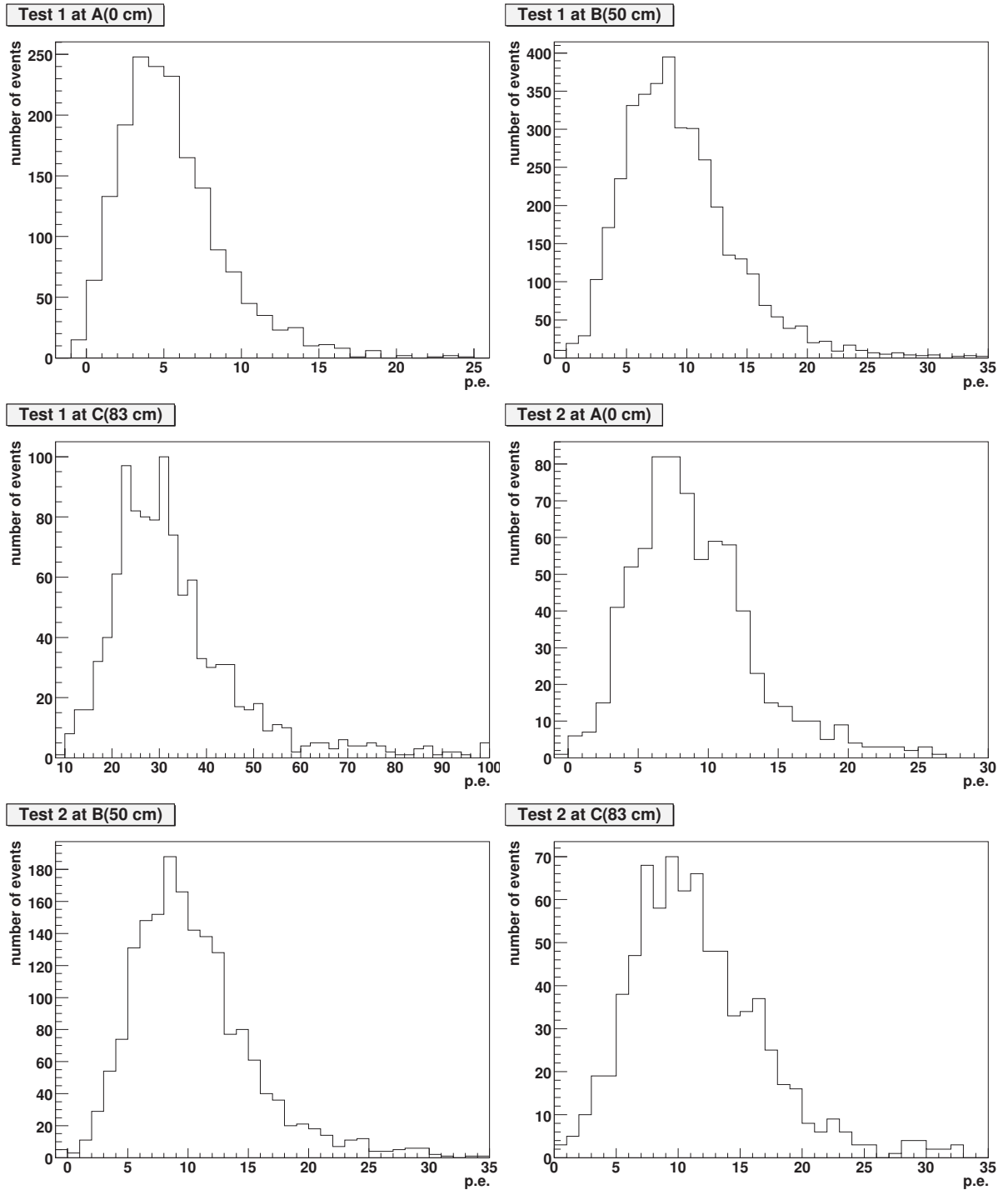


図 5.11: テスト 1 と 2 における A 点 (0 cm)、B 点 (50 cm)、C 点 (83 cm) での光量分布。

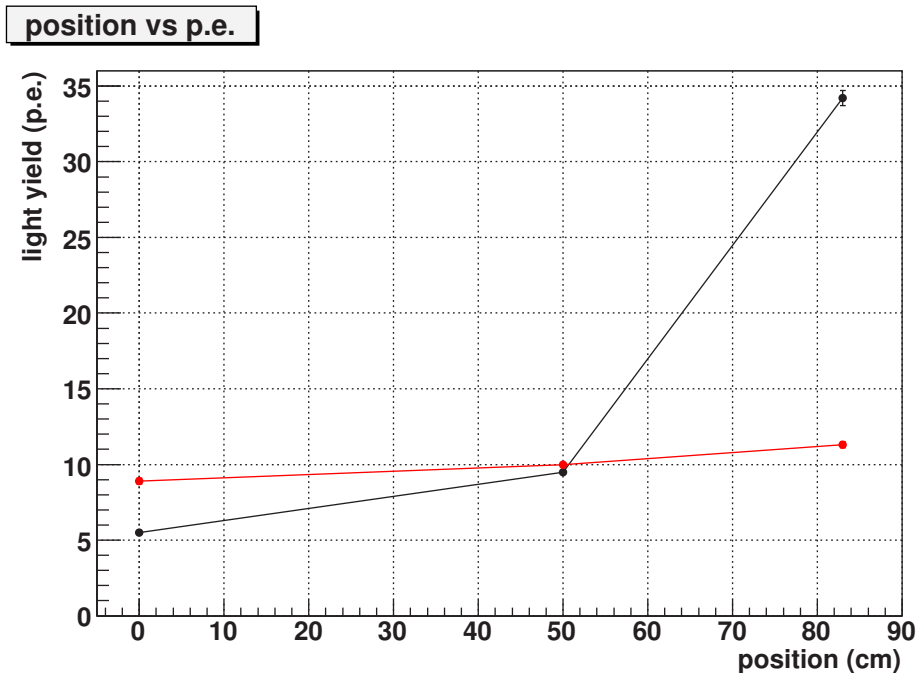


図 5.12: テスト 1(黒点) とテスト 2(赤点) における A、B、C 各地点での光量。一番左側の点から、A、B、C 点の結果であり、C 点が PMT に最も近い点である。

タのセットアップが写真 5.13 のようになっており、PMT とシンチレータとが近接 (約 2 cm) し、またシンチレータ端面部分がブラックシートで覆われていなかったため、ファイバーからだけでなくシンチレータからの光量も測定していたことが原因だと考えられる。このことから、テスト 2 において、写真 5.14 のように、シンチレータ端面部分をブラックシートで覆い、PMT とシンチレータとの距離をテスト 1 の時より約 5 倍 (10 cm) 程度に取って測定を行った。それにより、テスト 2 における C 点での光量は、理解できる値を示していると考えられる。

結果として、テスト 1 とテスト 2 における A 点での光量を比較した際、

$$\text{light yield(テスト 1)} = 5.5 \pm 0.1 \text{ p.e.}$$

$$\text{light yield(テスト 2)} = 8.9 \pm 0.2 \text{ p.e.}$$

となり、タイベックシートを用いた場合には約 4 p.e. の光量の増加が見られた。

そして、テスト 2 から得られるファイバー中での光の減衰長を求めると、

$$\text{attenuation length(テスト 2)} = 346 \pm 42.4 \text{ cm}$$

となった。また、2km 検出器の研究 [24] で行われた同じファイバーを使用した光量測定から求められた減衰長は、

$$\text{attenuation length(2km)} = 295 \pm 4.6 \text{ cm}$$

である。両方の結果は、おおそ一致していることから本測定で得られた光量の位置依存性は、ファイバーの減衰長によるものであり、点 A で測定された光量が効率良く取れていることがわかった。

- テスト 3: シンチレータとファイバー端面への反射材 (ELGEN Technology 製 EJ-510) の塗装。

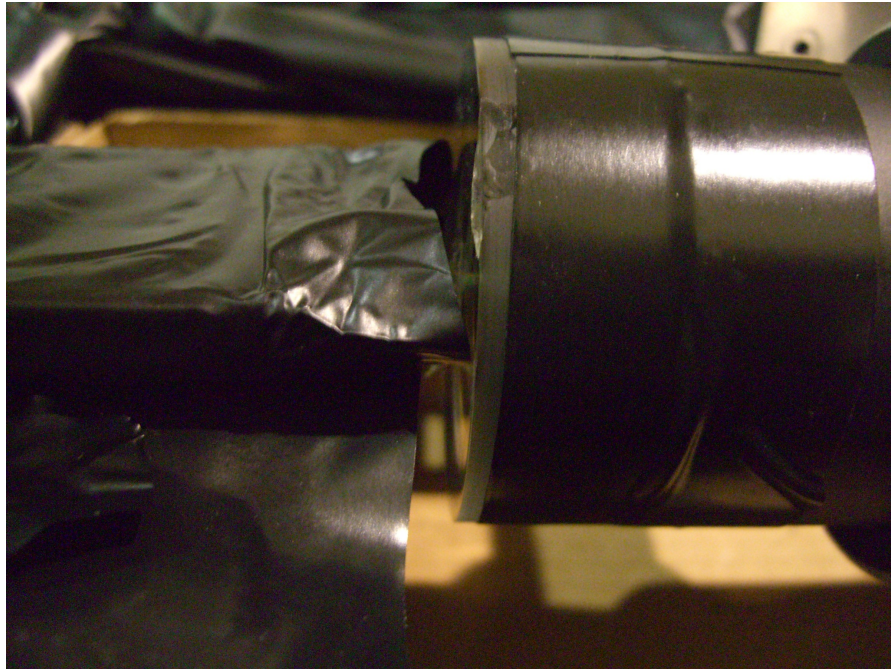


図 5.13: テスト 1 の時の PMT とシンチレータのセットアップ。PMT とシンチレータが近接し、シンチレータ端面部分がブラックシートで覆われていないことがわかる。

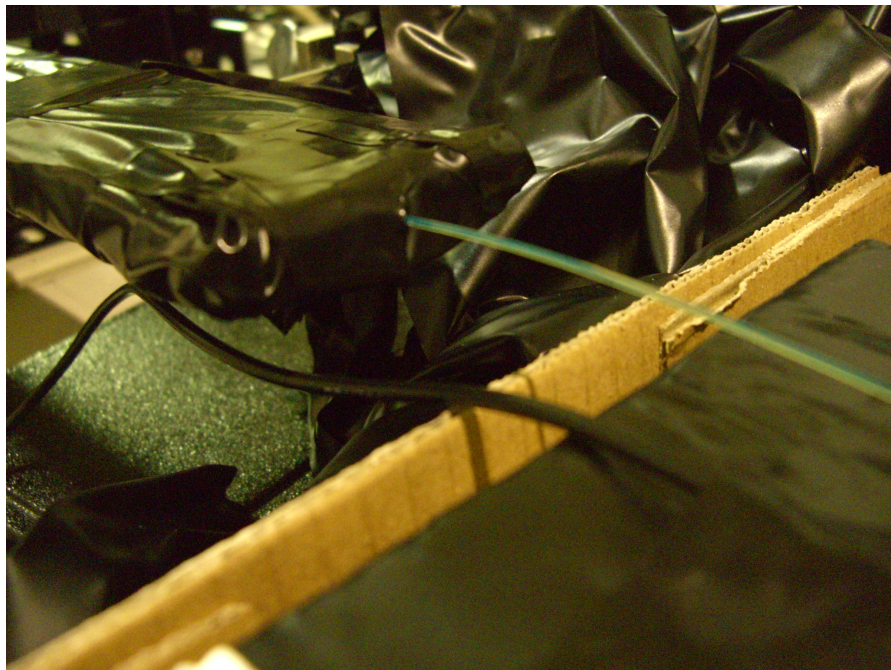


図 5.14: テスト 2 の時の PMT とシンチレータのセットアップ。PMT とシンチレータとの距離を延ばし、シンチレータ端面をブラックシートで覆った。

使用した反射材が写真 5.15 である。これは、二酸化チタンと水で構成される白色の液体であり、青色から緑色の光に対して反射率が高い特性を持つ(右図 5.15 参照)。また、テスト 2 の時と同様にタイベックシートでシンチレータ端面を覆った。ファイバーとシンチレータ端面に反射材を塗った時の様子を、写真 5.16 と写真 5.17 に示す。ここで、塗装は PMT に接続されていない側だけに行った。また、シンチレータ端面に関して、反射材を塗装する際に端面は写真 5.17 右のように、処理はせず粗い面のままである。このテスト以降、A 点だけに注目し光量測定を行った。テスト 3 における結果が、図 5.20 の黒線である。図は A 点での光量分布を示しており、

$$\text{light yield(テスト 3)} = 7.9 \pm 0.2 \text{ p.e.}$$

の光量を得た。

- テスト 4：テスト 3 の処理に加え、PMT に接続されている側のシンチレータ端面へのタイベックシートによる覆い。

その様子を、写真 5.18 に示す。テスト 4 の測定結果が、図 5.20 の赤線である。A 点での光量として、

$$\text{light yield(テスト 4)} = 8.2 \pm 0.2 \text{ p.e.}$$

となった。

- テスト 5：シンチレータ両端面へのテスト 3 で使用した反射材の塗装。

この時、タイベックシートで覆うことはしなかった。また、ファイバー端面は、テスト 3 の時と同じセットアップである。測定結果を図 5.20 の青線に示す。結果として、

$$\text{light yield(テスト 5)} = 8.2 \pm 0.1 \text{ p.e.}$$

の光量を得た。

- テスト 6：反射材は使用せず、シンチレータ両面への紙ヤスリによる研磨と、タイベックシートによる覆い。

この時もまた、ファイバー端面の処理に関してはテスト 3 の時と同じセットアップである。シンチレータ端面を紙ヤスリで研磨したときの様子を写真 5.19 に示す。結果として、A 点での光量分布は図 5.20 の緑線のようになり、

$$\text{light yield(テスト 6)} = 7.5 \pm 0.1 \text{ p.e.}$$

の光量を得た。

テスト 1~6 までの測定から得られた A 点での光量の変動を図 5.21 にまとめた。光量は、シンチレータやファイバー端面に何も処理をしない時(テスト 1) に比べて、処理を加えたテスト 2 から 6 において 3p.e. 程度増えてはいるが、増加量として大きな違いはなく大体同じであることがわかった。このような結果から、タイベックシート、反射材、研磨、いづれの処理を行ったとしても光量の増加に大きな違いがないことから、本番では時間や手間のかからない処理を採用することを考えている。表 5.1 には、テスト 1~6 の A 点に関する測定時間、イベント数、イベントレート、平均光量についてまとめた。

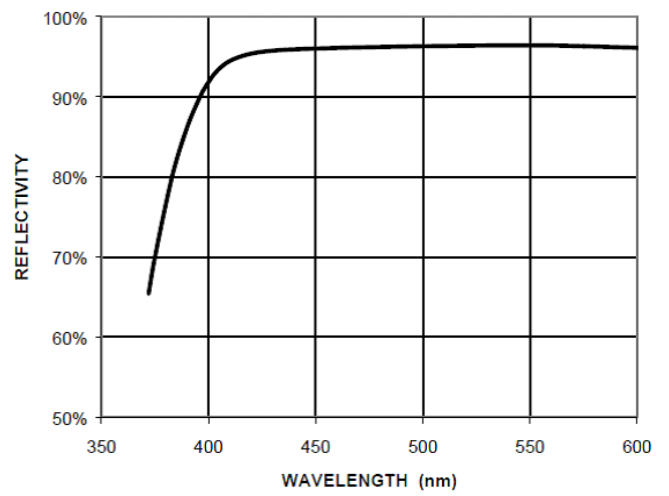


図 5.15: 左の写真は、テスト実験に用いた反射材 (ELGEN Technology 製 EJ-510)。右図は、反射材の各波長に対する反射率を表している。

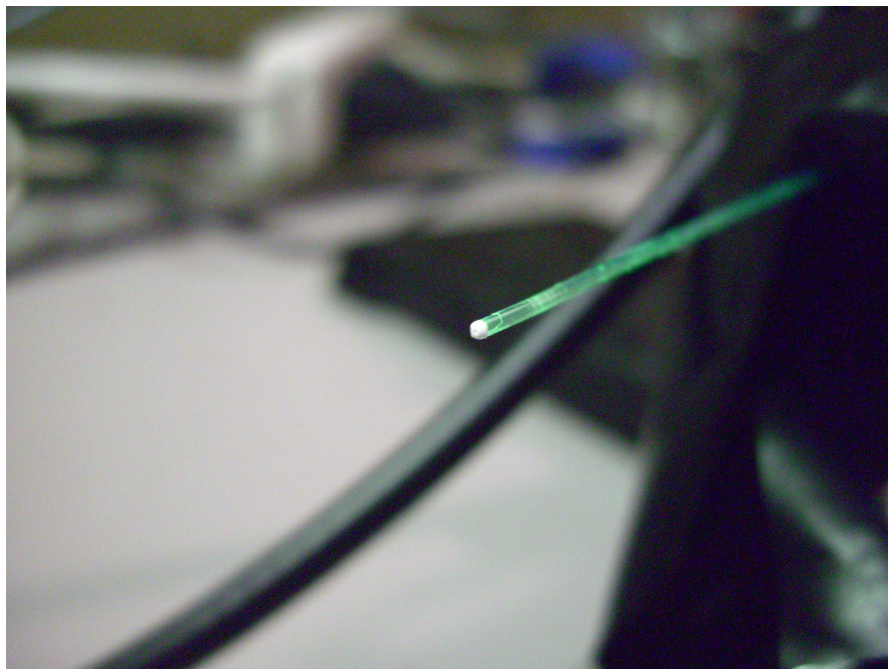


図 5.16: ファイバー端面に反射材が塗られている様子。

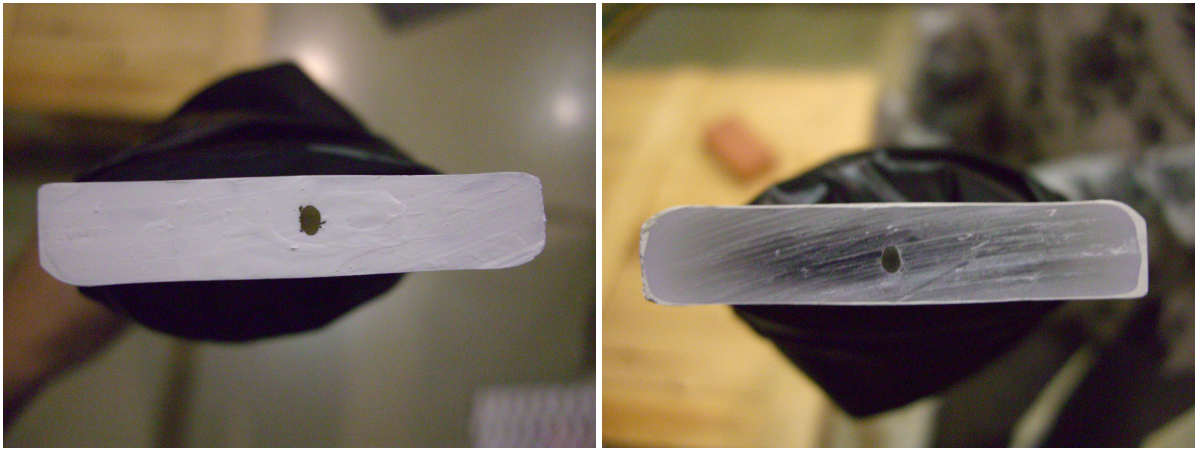


図 5.17: 反射材を塗装した時のシンチレータ端面。



図 5.18: PMT と接続されている側のシンチレータ端面にタイベックシートを付けたときの様子。



図 5.19: シンチレータ端面を紙ヤスリで研磨した時の様子。

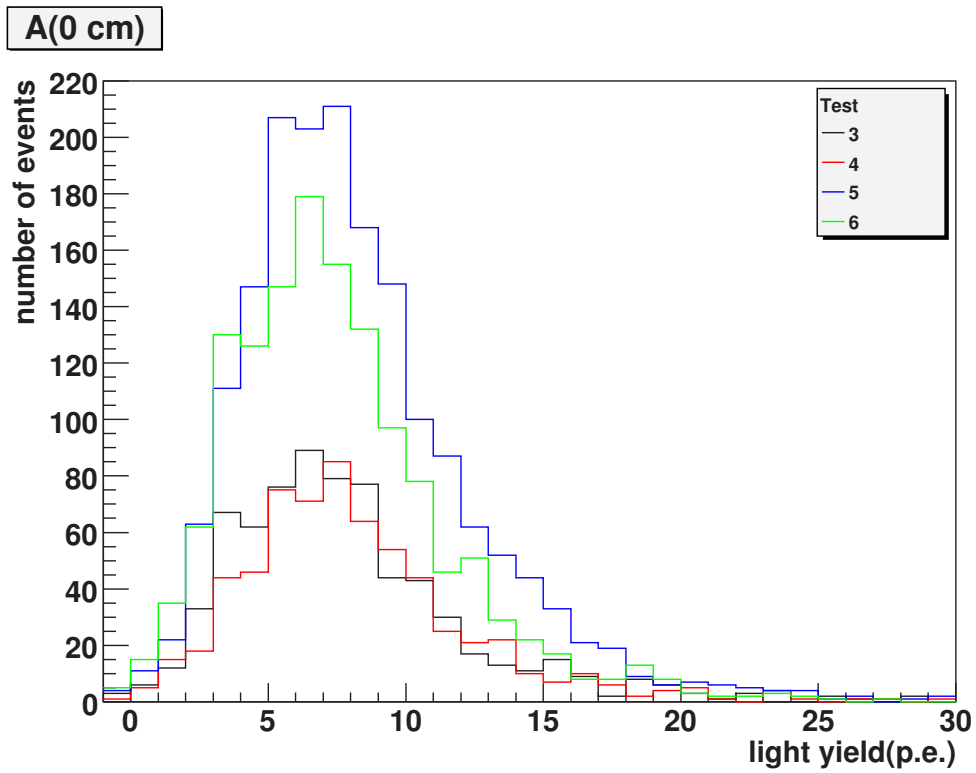


図 5.20: テスト 3~6 における A 点での光量分布。

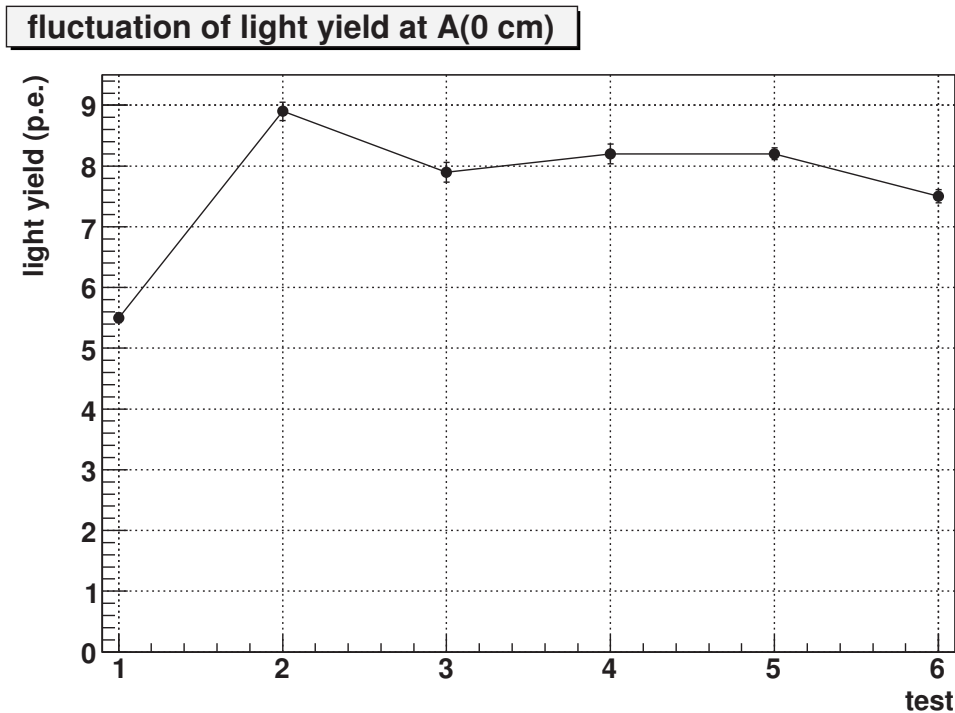


図 5.21: テスト 1~6 までの測定から得られた A 点での光量の変動。横軸 1、2、...、6 が各々テスト 1、2、...、6 に対応している。

表 5.1: テスト 1~6 における A 点での測定時間、イベント数、イベントレート、平均光量。

Test	測定時間 (sec)	イベント数	レート (muons/min)	平均光量 (p.e.)
1	243178	1769	0.44	5.5±0.1
2	86002	737	0.51	8.9±0.2
3	92507	721	0.47	7.9±0.2
4	85042	647	0.46	8.2±0.2
5	231847	1777	0.46	8.2±0.1
6	183005	1386	0.45	7.5±0.1

5.3 Bern 大学でのテスト

スイスの BERN 大学において レフト・ライトモニター用のカウンタープレーン 1 枚を製作し、性能評価のため宇宙線ミュオンを使ったテスト実験を行った。本章では、その製作過程とテスト実験について報告する。

5.3.1 カウンタープレーンの製作

カウンタープレーン製作工程は、大まかには以下のように進める。カウンタープレーンの構成は、図 5.22 に概要を示す。

- 波長変換ファイバーと光ファイバーを接続。

- 接続したファイバーをシンチレータストリップ内にセットし、ストリップをカウンタープレートのボックスに 20 本配置する。
- 最後に、カウンタープレートを閉じる。

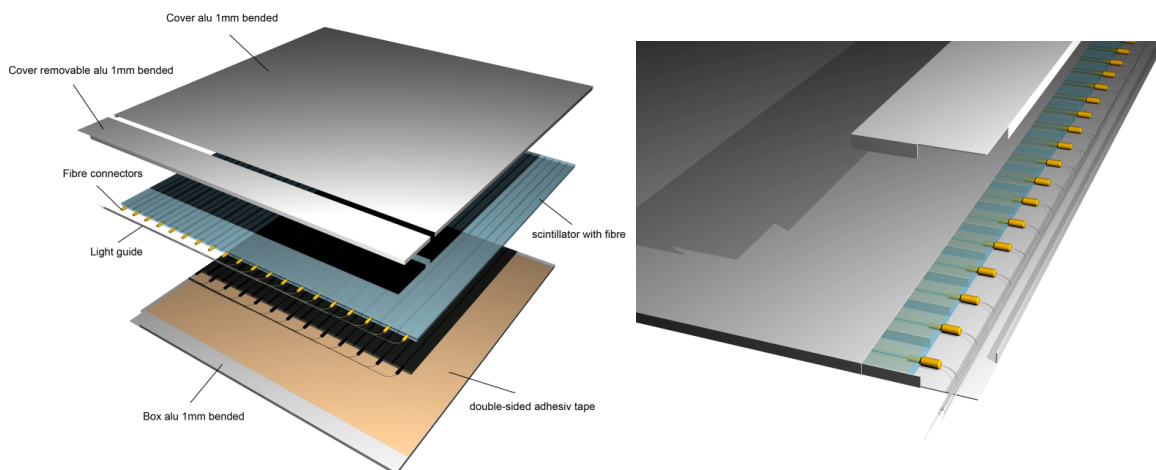


図 5.22: カウンタープレートの構成の概要図。

まず、シグナル読み出し用の波長変換ファイバーと光ファイバーの接続を行う。写真 5.23 左に示すように、真鍮製の接続器具をオプティカルセメント (Saint-Gobain 社の BC-600) で接着・固定し、波長変換ファイバーと光ファイバーとを接続した (写真 5.23 右)。

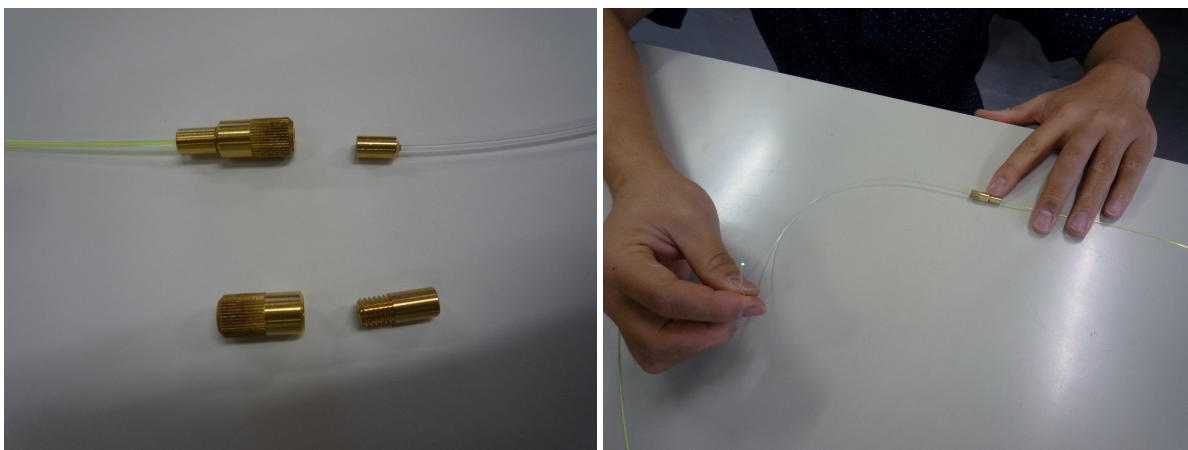


図 5.23: 波長変換ファイバーと光ファイバーとの接続。写真左は、波長変換ファイバー (左) と光ファイバー (右) に真鍮製の接続器具を取り付けた様子。写真右は、2つのファイバーを接続した様子。光ファイバーから波長変換ファイバーの光が伝わっているのがわかる。

次に、シンチレータストリップと波長変換ファイバー 20 本に対して、ICRR でのテスト実験の結果を基に反射材 (ELGEN Technology 製 EJ-510) を PMT が取り付けられる反対の端面に塗装を行った (写真 5.24 参照)。ここで、塗装を行ったファイバー端面は、塗装前に紙ヤスリで平らに均した。

そして、シンチレータストリップを写真 5.25 左のような $108 \times 100 \text{ cm}^2$ のアルミニウム製のカウンタープレート用のボックスにシンチレータストリップ 20 本を敷き詰めた。この時、ストリッ

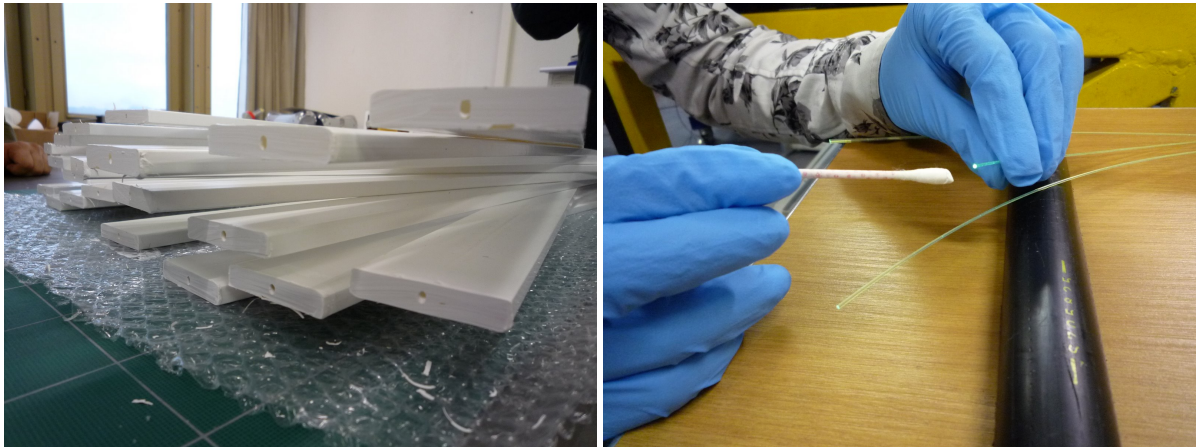


図 5.24: シンチレータ (写真右) と波長変換ファイバー (写真左) に反射材を塗装したときの様子。

プの固定には強力な両面テープを用いた。各々のストリップの穴の中に光ファイバーを接続した波長変換ファイバーを通し (写真 5.25 右)、ストリップから延びる光ファイバーは、写真 5.26 左のようにアルミ製の金属片と黒いゴム製のチューブにより 20 本分をまとめた。20 本分の光ファイバーを PMT に接続するため 21 個の穴が空いたプラスチック製のクッキー (写真 5.26 右) を用いて、ファイバー一本一本通し光学セメントで接着・固定した。接着した際、穴から出てしまった余分なファイバーは、切断しエンドミルで研磨した (写真 5.26 右)。



図 5.25: カウンタープレーン。写真左は、アルミニウム製のカウンタープレーン用のボックス。写真右は、そのボックスに 20 本のシンチレータストリップを敷き詰め、ストリップに波長変換ファイバーをセットしたときの様子。

最後に、写真 5.27 に示すように、光洩れがないよう黒のビニールテープでカウンタープレーンをしっかり閉じて完成となる。完成には約 6 日間を要した。

5.3.2 テスト実験のためのセットアップ

テスト実験では、実験本番で使用される PMT と DAQ を用いた。PMT は、浜松ホトニクス社製の H8804MOD-1 である (写真 5.28 参照)。大きさ $2 \times 2 \text{ mm}^2$ のピクセル状に、アノードが 8×8 の計 64 個並んでいて、300~650 nm の波長帯域に感度を持つ。また、ダークカウントは 1 ピクセル当たり 10 Hz でとても低いのが特徴である。

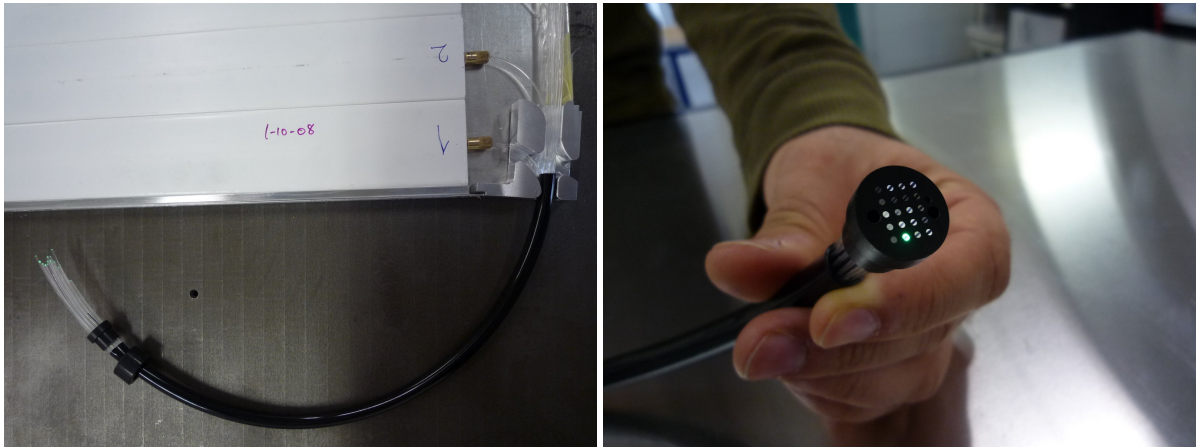


図 5.26: シンチレータストリップから延びる 20 本分の光ファイバーをまとめた時の様子。写真左には、アルミ製の金属片と黒いゴム製のチューブによりファイバーがまとめられ、その先にはクッキーが接着されている。写真右は、クッキーの穴から出る余分なファイバーを切断し研磨したときの様子。

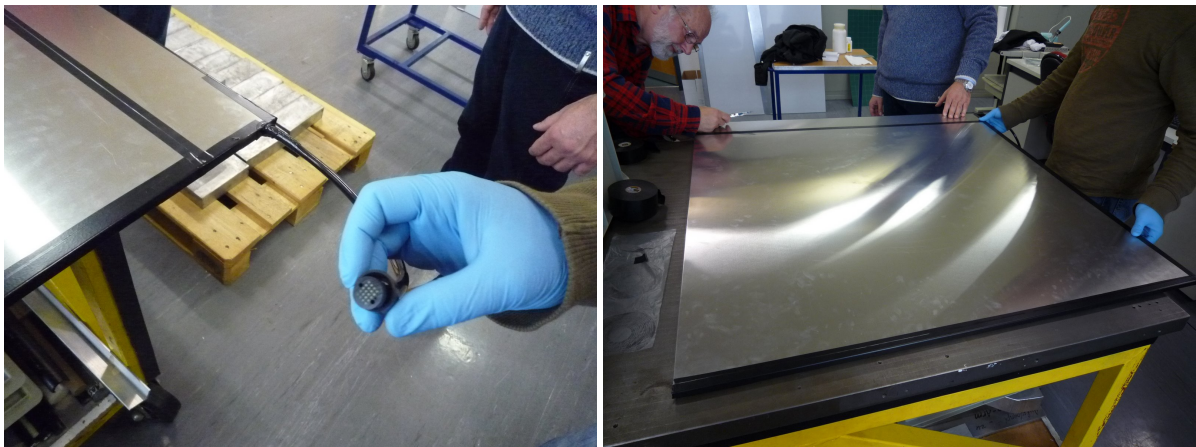


図 5.27: カウンタープレーンが完成した時の様子。遮光のため黒のビニールテープでカウンタープレーンを閉じている。

LED を使用し測定された PMT の ADC 分布を図 5.29 に示す。黒線のスペクトルがペDESTAL、水色線のスペクトルが 1 p.e. の分布を表している。図中のパラメータ g_0 と g_1 が各々ペDESTAL と 1 p.e. の分布の fitting から得られるピーク値を示している。また、水色線のスペクトル以降の黄線、緑線等のスペクトルは、各々 2 p.e. の分布、3 p.e. 分布と順に表している。結果として、 g_1 と g_0 の差分から 1 p.e. に対しての ADC カウント値は約 35 counts/p.e. である。

DAQ については、OPERA 実験用の OPERA-ROC(Read Out Chip) と呼ばれる、64 チャンネル PMT の信号読み出し用にデザインされた 32 チャンネルの ASIC である [27, 28, 29](写真 5.30 参照)。

テスト実験のためのセットアップとして、光ファイバーと接続されたクッキーを写真 5.31 の黒いボックスに接続する。これは、クッキーと PMT とを繋げるためのボックスである。写真左が示すようにクッキーをセットできる箇所が 3 つあり、各々クッキーと同じ配置で穴がある。ボックスの中身を見ると(写真右)、その 3 箇所から各々穴の数分の光ファイバーが延びており、最終的に 1 つにまとめられ、3×20 チャンネル分のシグナルを PMT で読み出す。つまり、この 1 つのボックスでカウンタープレーン 3 枚分のシグナルを読み出すことができる構造になっている。写真 5.32 には、クッキーとボックスを接続しようとする時の様子を示す。接続は、簡単

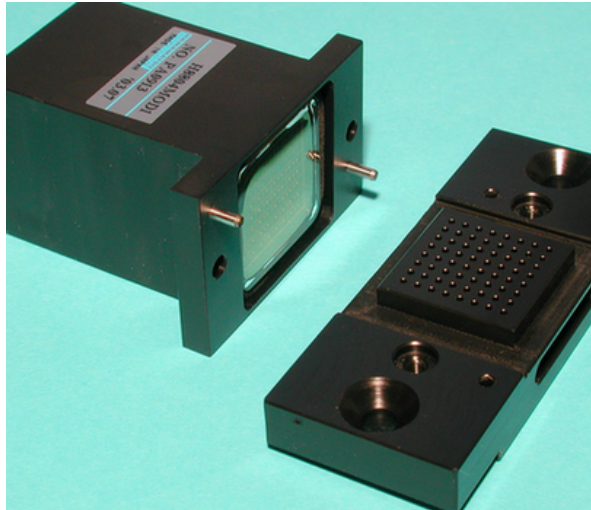


図 5.28: レフト・ライトモニター で使用される PMT(浜松ホトニクス社製 H8804MOD-1)。

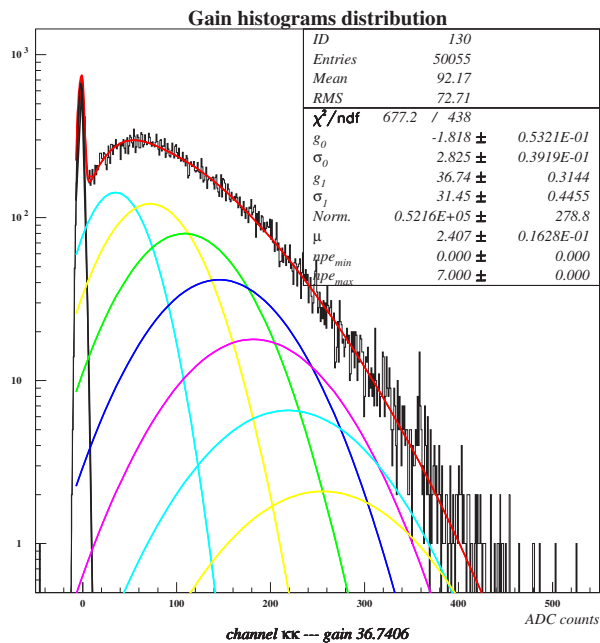


図 5.29: LED を使用して測定された PMT(H8804MOD-1) の ADC 分布。黒がペDESTAL、水色が 1 p.e. の分布を各々示している。また、黄、緑、青等は各々 2 p.e.、3 p.e.、4 p.e. の分布を順に表している。

なはめ込み式となっている。

クッキー、PMT、DAQ の全てが接続されたときの様子を写真 5.30 に示す。また、テスト実験全体のセットアップが写真 5.33 左である。

テスト実験では、宇宙線ミュオンを用いて写真 5.33 右に示されているようにカウンタプレーン中の任意のシンチレータストリップの上にシンチレータ 2 枚を縦・横に重ねコインシデンスを取りトリガーとし、DAQ の Mother board 内の ADC でファイバーに接続された PMT からの信号の電荷を記録し光量測定を行った。

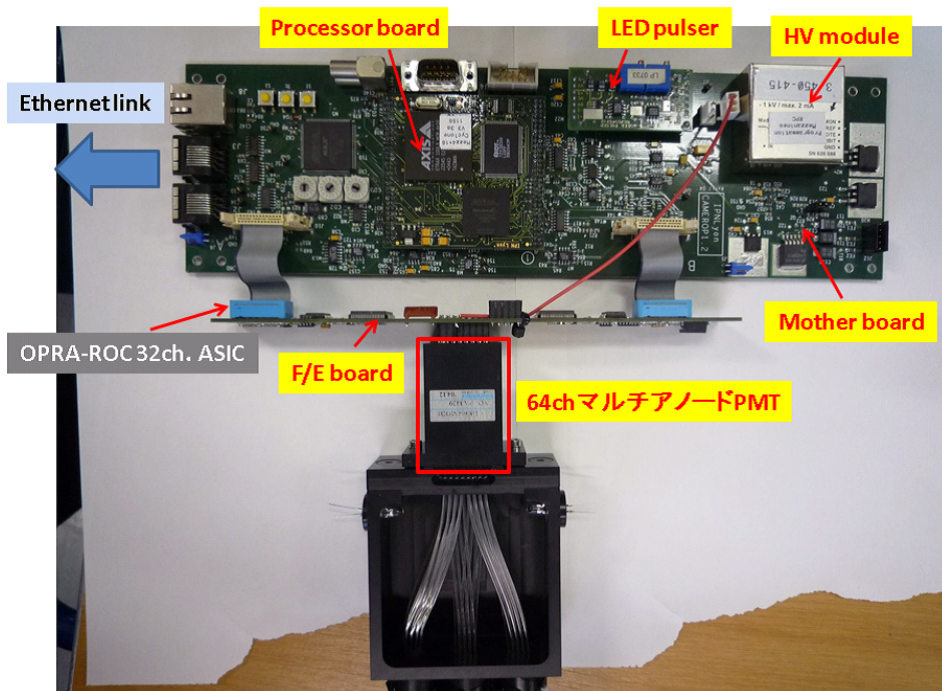


図 5.30: レフト・ライトモニター で使用される DAQ(OPERA-ROC)。

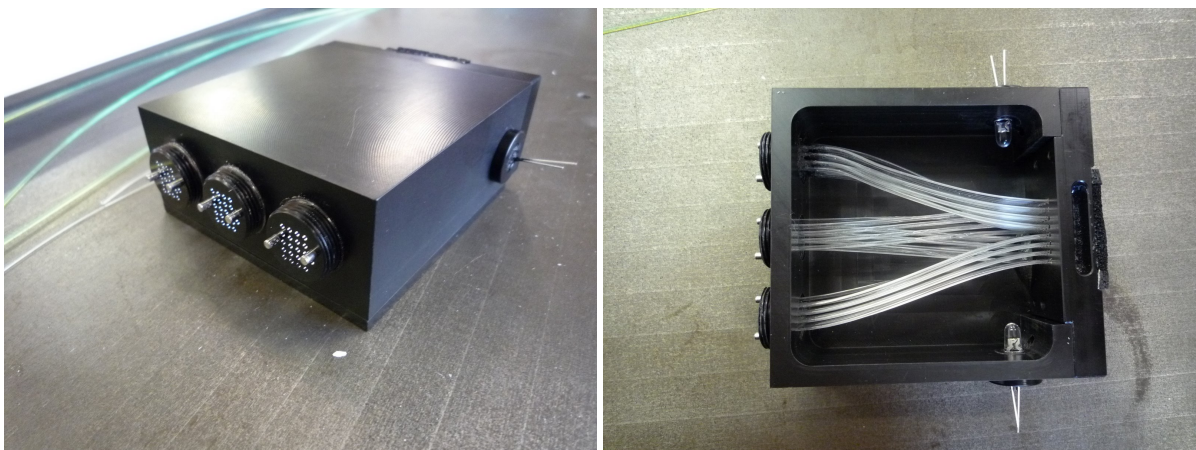


図 5.31: クッキーとPMT とを接続するためのボックス。写真右において、ボックス手前の面にクッキーとの接続箇所が3つある。写真右は、ボックスの中身。3箇所各々から光ファイバーが延び1つにまとめられPMT に繋がる。1箇所クッキーと接続することで20チャンネル分のシグナルを読み出せる。



図 5.32: クッキーとボックスを接続しようとしている時の様子。

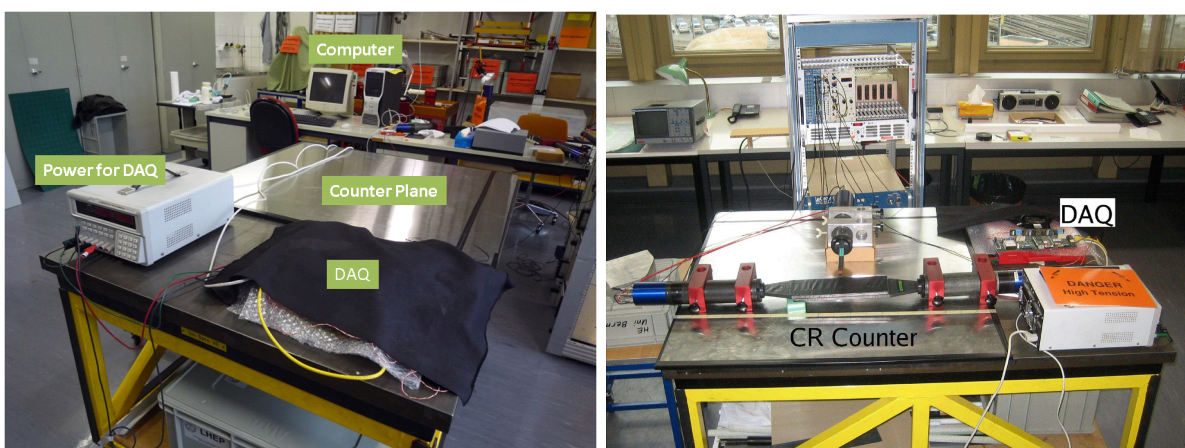


図 5.33: テスト実験全体のセットアップ。

5.3.3 測定結果と考察

測定されたシンチレータストリップにおける ADC 分布を図 5.34 に示す。現段階でのカウンタープレーンで取得できる光量は、平均値で評価を行うと約 4 p.e. であることがわかった。しかしながら、5.2 節で述べたように 1 m のシンチレータストリップに対して期待される光量は約 8~9 p.e. であるので、カウンタープレーンに求められる性能をまだ満たしてはいない。考えられる原因として、ICRR で行われた実験のセットアップでは、シンチレータから延びた波長変換ファイバーは直接 PMT に接続されていたのに対し、カウンタープレーンは波長変換ファイバーを光ファイバーに接続し、さらに図 5.31 のようなボックスと接続することで PMT に繋がるので、比較するとシンチレータから PMT までの接続回数が多く、そこでの検出効率の損失が考えられる。また、カウンタープレーンに使用されたファイバー全体の長さも ICRR での実験の時より長いので、それも原因の一つであると考えられる。しかしながら、これらの問題を解決するにはカウンタープレーンの構造から見直す必要があり容易に解決できる問題ではない。そこで今はまだ計画段階ではあるが、レフト・ライトモニター用の PMT として考えられていた H8804MOD-1 を使用するのではなく、浜松ホトニクス社製の Green Extended PMT(H8804-200) を用いることを考えている。通常、光電面材質がバイアルカリの PMT は、一般に波長 350~450 nm で量子効率が最も高くなり、約 25%程である。しかし、緑色の波長領域(約 500 nm)では量子効率は約 15%まで落ちてしまう。これに対し、光電面材質を作り変えることで、量子効率の高い波長領域を緑色の波長まで伸ばすことを考え、作られたのが Green Extended PMT である。現在実験で使われている波長変換ファイバーの発光波長のピークは約 470 nm(図 5.4 参照)であるので、この波長領域で量子効率の高い PMT を用いることにより、光量を増やすことが期待できる。Green Extended PMT の波長 500 nm での量子効率は約 25%あるので、この PMT を使うことで 4 p.e. から 7 p.e. 程度の光量増加を期待することができる。

また、ICRR での実験のセットアップを使って、シンチレータの穴の中にオプティカルセメント (Saint-Gobain 社の BC-600) を流し込んで波長変換ファイバーを接着した状態で、A 点 (PMT が接続されていない側の端) での光量測定を行うと約 11 p.e. の光量を得たことから (図 5.35 参照)、この方法を用いることで約 30% の光量増加が期待できる。したがって、Green Extended PMT との組合せにより 9 p.e. の光量取得が見込める。

以上の結果より、現段階においてカウンタープレーンで測定できる光量は約 4 p.e. であることがわかり、シンチレータと PMT との接続部の光量の検出効率の損失の問題を解決できれば本測定器は十分要求される性能を持つことがわかった。

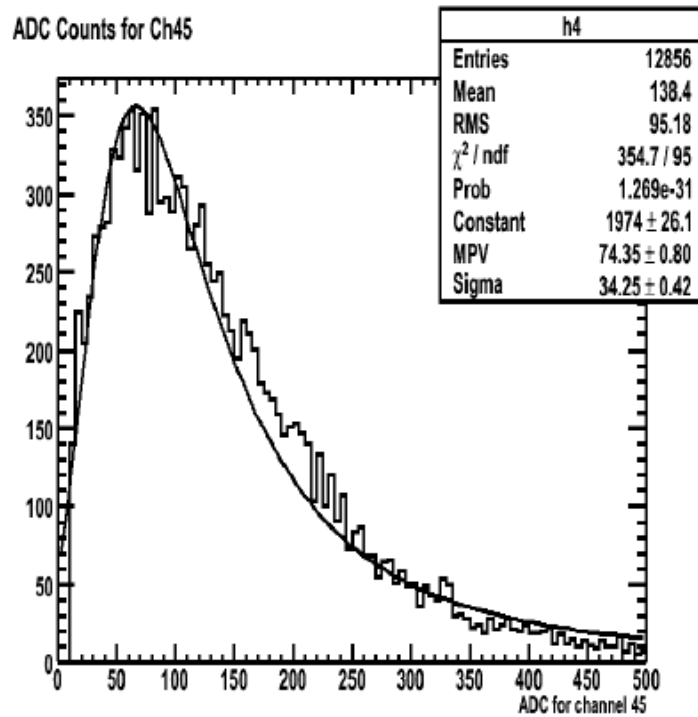


図 5.34: 任意のシンチレータストリップにおける ADC 分布。1 p.e. は約 35 カウントであるので、fit された分布のピーク (74.35 カウント) は約 2 p.e. に対応し、平均値 (138.4 カウント) は約 4 p.e. に対応する。

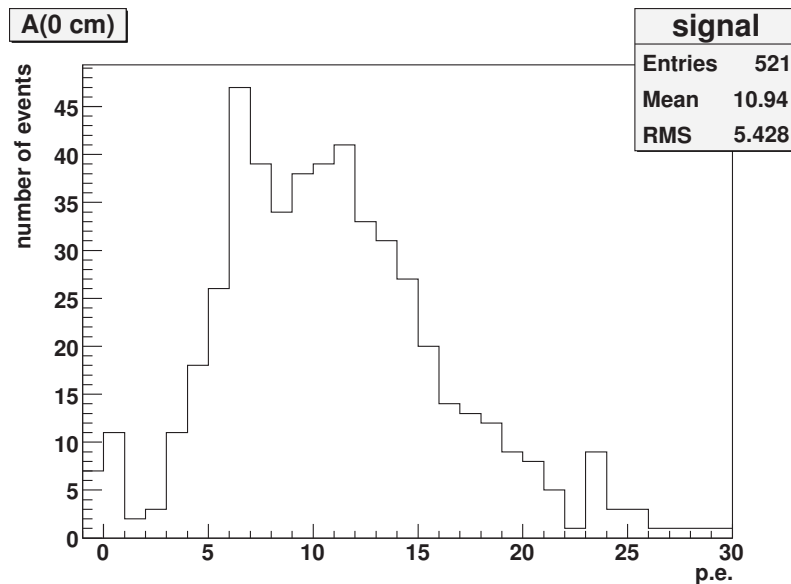


図 5.35: シンチレータにオプティカルセメントを流し込んで波長変換ファイバーを接着した時の A 点 (0 cm) での光量分布。

第6章 結論

ν_e appearance 事象の探索、 ν_μ disappearance 事象の精密測定を主目的とした T2K 実験は、2009 年 4 月開始を目指して現在準備中である。そして、将来的には T2K 実験アップグレード計画として検出感度向上を目指したスーパーカミオカンデと同様な水チェレンコフ検出器型の 2km 検出器の導入が考えられている。その際、T2K 実験では off-axis 法を用いるため 2km 検出器は、ビーム中心から 2.5° ずれたスーパーカミオカンデと左右対称な方向に設置される。したがって、スーパーカミオカンデと 2km 検出器で観測されるニュートリノフラックスの左右対称性を事前に確認することを目的として、各々の方向に全く同じ構造を持った 2 つのカロリメータ型の検出器 (レフト・ライトモニター) を ND280m のホール内に設置することを提案している。

レフト・ライトモニターは、波長変換ファイバーを信号読み出しに用いたシンチレータ層 (カウンタープレーン) と鉄層が交互に配置された粒子の、特に荷電カレント (CC) 反応により生成されるミュオンの飛跡検出器である。

本研究では、まずレフト・ライトモニターがニュートリノフラックス測定において要求される検出性能の評価を、ニュートリノ相互作用シミュレーションプログラム NEUT と GEANT4 を用いたシミュレーションにより行った。結果として、Fully contained (FC) イベントによりレフト・ライトモニターで観測できるニュートリノエネルギースペクトルと検出効率、1 年の run (120 日) で要求されているエネルギー領域 (< 1 GeV) と統計量 ($\sim 10^5$ イベント) を満たしていることが確認できた。しかしながら、検出器の大きさによる制限が原因となり、FC イベントの検出効率は検出器の全側面を取り囲む veto によるセクションで大きくカットされてしまうことがわかった。そこで、検出効率の増加を目的とした Partially contained (PC) イベントの観測も行うことで、そのようなイベントを考慮することを考えた。そして、PC イベントの観測から 1 GeV 以上のニュートリノの高エネルギー領域における非対称性観測が行えるようになるので、スーパーカミオカンデと 2km 検出器でバックグラウンドとなる高エネルギーニュートリノからの中性カレント (NC) 反応の割合の違いを見積もることも期待できる。結果として、PC イベントを考慮することで、検出効率は FC イベントの 3 倍になることがわかった。

また、レフト・ライトモニターには検出器最上流部に鉄層のないカウンタープレーンだけからなる層があり、これは飛跡が短い粒子の観測を行うことを目的としている。この上流層で荷電カレント準弾性散乱 (CCQE) 反応により生成される陽子の観測を行うことで、CCQE イベントと CC イベント・NC イベントを含む non-CCQE イベントとの識別ができると考え、期待される CCQE のイベント数を見積もった。結果、上流層では CCQE 反応で生さるミュオンと陽子との間の角度の見積もりから、2 つの粒子の飛跡は識別が十分可能であることがわかり、1 年の run で約 200 イベントと見積もられた。

レフト・ライトモニターにおけるバックグラウンド (BG) イベントの評価には、レフト・ライトモニターが ND280m ホール内の下流部に設置することを提案しているため、ホール上流部にある検出器及びホールの壁とのニュートリノ反応から生成されるイベントが主な BG イベントになることを考えた。シミュレーションでは、マグネット (ND280 検出器) とホールのコンクリート壁でニュートリノ反応を生成し、FC イベントへの BG イベントの混入率、BG イベントの veto へのヒットによる不感時間の見積もりを、レフトモニターとライトモニター各々に対し行った。

結果として、FC イベントに対する BG イベントの混入率は、1 年の run でレフトモニターで 2.0%、ライトモニターで 1.5% となり、十分小さいことがわかった。また、見積もられた BG イベント数の不定性は、レフトモニターで 4.0%、ライトモニターで 9.1% であった。

BG イベントの veto ヒットによる不感時間の見積もりに関しては、1 スピル当たり veto にヒットする BG イベントがレフトモニターで 0.029 イベント、ライトモニターで 0.053 イベントとなり、レフト・ライトモニター の読み出しシステムの時間分解能を考慮すると、不感時間はレフトモニターで全体の 0.4%、ライトモニターで 0.7% という結果となり不感時間に関して問題無いことがわかった。

また、レフトモニターとライトモニターで測定されるイベント数の比較、またイベント数をニュートリノエネルギーの関数として比較を行うことで、ニュートリノフラックスの非対称性測定に対する測定精度較とそのエネルギー依存性について評価を行った。その際、考慮すべき系統誤差として、BG イベントの見積もりと検出器の設置位置から来る不定性を加味した。一方、本論文では検出器、イベントセレクション、事象再構成に由来する系統誤差はレフトモニターとライトモニターで同条件なので全てキャンセルされるとした。

結果、イベント数の比較から非対称性の測定精度は、全イベントに対し 3 日の run で 2%、ニュートリノフラックスの低エネルギー、高エネルギーの非対称性測定に用いられる FC イベントと PC イベントに関しては、各々 10 日の run で 2%、5% となった。そして、測定精度のエネルギー依存性に関しては、FC イベントのエネルギー測定領域 300 MeV から 800 MeV において、系統誤差+統計誤差は 30 日の run で 5%、1 年の run で 5% 未満となり、観測において要請される検出器性能を満たしていることが確認できた。

そして、次にレフト・ライトモニター のカウンタープレーン用に使用される 1 m のシンチレータストリップの性能確認として光量測定を行った。使用したシンチレータとファイバーは、粒子測定器に広く利用されている FermiLab で開発されたシンチレータストリップと Kuraray が開発した波長変換ファイバーである。2 つともレフト・ライトモニター 用に使用されるものである。またこの時、シンチレータとファイバー端面に光量が増加すると期待できる処理、タイベックシートを用いる、反射材 (ELGEN Technology 製 EJ-510) を用いる、紙ヤスリで研磨する、といった場合を考え試すことで各々の場合で光量を測定し比較を行い、その中で十分に光量を得ることができる方法を検討した。また、測定には宇宙線ミュオンを用いて、シンチレータ片端に出力される光を PMT により検出した。

測定の結果、シンチレータやファイバーに何も処理を施さない時には約 5.5 p.e. の光量が得られ、シンチレータやファイバーに処理を施した時には、約 8~9 p.e. の光量を得た。何も処理を施さない時と比較して 3 p.e. 程度の増加が確認できた。しかしながら、方法の違いによる光量増加の割合は、大きな違いはなくほとんど同じであることがわかった。このことから、実際のカウンタープレーンの製作では、時間や手間のかからない処理を採用することにした。

最後に、レフト・ライトモニター 用のカウンタープレーン製作とその性能確認として光量測定を共同研究グループであるスイスの Bern 大学で行った。カウンタープレーン製作において、シンチレータとファイバーに対する処理には反射材だけを用いた。完成には約 6 日を要した。また、宇宙線ミュオンを使った光量測定は現在進行中であり、途中結果として今のところ約 4 p.e. 程度得られることがわかった。しかし、同じ 1 m のシンチレータストリップ単体を用いた ICRR での光量測定では、約 8~9 p.e. の光量を得られていることがわかっており、求められる性能を満たしてはいない。考えられる原因として、シンチレータから PMT までファイバーによる接続回数が ICRR での実験時に比べ多いため、そこでの光量の検出効率の損失が考えられる。しかしながら、この問題を解決するにはカウンタープレーンの構造から見直す必要があり、簡単には解決できない。

そこで、解決するための案として、現在 レフト・ライトモニター 用に使用される 64 チャ

ンネルマルチアノード PMT(浜松ホトニクス社製 H8804MOD-1) を同社製の Green Extended PMT(H8804-200) に変更することが考えられる。光電面材質がバイアルカリの他の PMT は、典型的な緑色の波長領域 (500 nm) の量子効率が 15% に対し、Green Extended PMT は 25% あるので、この PMT の使用により 4 p.e. から 7 p.e. 程度の光量増加が期待できる。

また、シンチレータの穴の中にオプティカルセメント (Saint-Gobain 社の BC-600) を流し込んで波長変換ファイバーを接着した方法では約 11 p.e. の光量が得られたことから、この方法を用いることで約 30% の光量増加が期待できる。よって、Green Extended PMT と組み合わせることで 9 p.e. の光量取得が見込める。いずれにしても、平均光電子数が約 8~9 p.e. となれば十分実際の測定に使えると考えられる。よって、カウンタープレーンのシンチレータと PMT 間のファイバー接続部での光量の検出効率損失の問題が挙げられるが解決は見込まれるので、本測定器は十分要求される性能を持つと結論できる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々に御指導頂きましたことを深く感謝致します。

指導教官の梶田隆章先生には T2K 実験におけるニュートリノフラックス左右非対称性検出器の研究、及びスーパーカミオカンデ実験に参加する機会を与えて頂きました。そして本研究を進めるにあたり、様々な御指導、御助言を数多く頂きましたことを心より感謝し、深く御礼申し上げます。本当にありがとうございました。

鈴木洋一郎先生には折に触れ研究者としての姿勢や考え方について教えて頂きました。

金行健治先生には日常的な御指導に加え、本研究についても御指導を頂きました。

神岡研究施設の中畑雅行先生、森山茂栄先生、塩澤真人先生、竹内康雄先生、早戸良成先生、山下雅樹先生には物理の様々な事柄について御教授頂きました。また、早戸良成先生には本研究についても度々御指導して頂き、日頃から様々な事で相談に乗ってもらい御支援を頂きました。

神岡研究施設の三浦真先生、小汐由介先生、大林由尚先生、亀田純先生、竹田敦先生、安部航先生、関谷洋之先生、山田悟先生、中山祥英先生、小川洋先生、小林兼好先生、渡辺秀樹先生には修士 1、2 年時のゼミや神岡でのシフト、コロキウムの際に大変お世話になりました。また、小汐由介先生、中山祥英先生には研究面だけでなく、日頃から相談に乗って頂く機会が多く、神岡や柏での研究室の生活全般においても大変お世話になりました。

本研究のグループメンバーである奥村公宏先生、谷本奈穂さん、梶裕志さん、清水雄輝さんには本研究に関して親切丁寧に御指導頂きました。また、日頃から色々と相談に乗って頂き御支援頂いたこと心から感謝しております。また、谷本奈穂さん、清水雄輝さんにはテスト実験のためスイスに行った際にも大変お世話になりました。そして、共同研究者である Bern 大学、Lyon 大学の皆様には本研究への御指導や、テスト実験において滞在先のスイスでの生活等で大変お世話になりました。ここまで本研究を進めてこれましたのも皆様の御指導と御協力に他なりません。本当にありがとうございました。

樋口格さんには本研究について度々御助言頂き、質問にもわかるまで丁寧に教えて下さいました。

京都大学の田中和範さんには、本研究のシミュレーションプログラムのソースを頂き御指導下さいまして大変お世話になりました。

先輩の皆様には常日頃からあらゆる面で大変お世話になり、心より感謝致します。南野彰宏さんには神岡施設の出張の際にシフト等で大変お世話になり、様々なアドバイスを頂きました。武長祐美子さんには柏での研究室の生活全般や、また日頃から様々なことで相談に乗って頂き大変お世話になりました。三塚岳さん、西野玄記さんには研究室での日頃の生活でお世話になったり、また相談にも乗って頂き、研究においても数多くの御助言を頂きました。飯田崇史さん、池田一得さん、上島考太さんには神岡に行った際に暖かく迎えて頂き、神岡での生活において大変お世話になりました。石原千鶴枝さんには研究室で日頃お世話になったり、宇宙線研でのテスト実験の際には基本的セットアップやロジックなどを教えて頂き、本研究に関しても御助言頂きました。名古屋大学の田中隆之さんには、柏に来た際に色々と相談に乗って頂きお世話になりました。Thomas McLachlan さんには、研究室での生活においてお世話になりました。

同期の上野昂君、中島勇波君、東海大学の横澤佳明君、本木大資君には同期だからこそ話せ

る色々な相談に乗って頂き、この修士生活を大変楽しいものにして頂きました。京都大学の
大谷将士君にも T2K 実験関連で仲良くして頂き、多くの刺激を与えられました。

後輩の上妻祐毅君、横澤孝章君には色々とお話をしてもらいながら日頃の研究室での生活を
楽しくして頂きました。

ニュートリノセンター秘書の渡辺圭子さん、木次敦子さん、元秘書の福田蓉子さんには旅費の
申請等の様々な心配りをして頂き大変お世話になりました。神岡の事務の海津聡さん、大倉洋
子さん、岡田英里さん、前田由香利さんには旅費や宿舎の手続き等で大変お世話になりました。

上に述べた方々に加え、多くの皆様から御指導、御支援を頂きました。心から御礼申し上げ
ます。

最後になりますが、今の私があるのは、今まで私をずっと支えてきてくれた家族と大学院生
活において最も側で支えてくれた山本悠未さんがいたからこそです。本当に心から感謝してい
ます。

平成 21 年 2 月 狭間 俊介

関連図書

- [1] F. Reines, C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. 113, 273 (1959).
- [2] G. Danby et al. Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- [3] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Group, "Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance," Physics Reports 427, 257 (2006)
- [4] K. Kodama et al., Phys. Rev. Lett. B504, 218 (2001).
- [5] K. Assamagan et. al., Phys. Rev. D 53, 6065 (1996).
- [6] Y. Fukuda et al. [The Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos," Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [7] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theo. Phys. 28, 870 (1962).
- [8] Y. Ashie et al. [The Super-Kamiokande Collaboration], "A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameter by SUPER-KAMIOKANDE I," Phys. Rev. D. 71, 112005 (2005).
- [9] J. Hosaka et al. [The Super-Kamiokande Collaboration], "Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I," Phys. Rev. D. 74, 032002 (2006).
- [10] S. N. Ahmed et al. [The SNO Collaboration], "Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity," Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004).
- [11] The KamLAND Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005).
- [12] P. Adamson et al. [The MINOS Collaboration], "MINOS Technical Design Report," NuMI-L-337.
- [13] P. Adamson et al. [The MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101, 131802 (2008).
- [14] G. Rosa et al. [The OPERA Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl.145 98-101 (2005).
- [15] M. H. Ahn et al. [The K2K Collaboration], "Indications of neutrino oscillation in a 250-km long-baseline experiment," Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2004).
- [16] M. H. Ahn et al. [The K2K collaboration], "Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment," Phys. Rev. D 74, 072003 (2006).
- [17] M. Apollonio et al., Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclearpower station. Phys. J., Vol. C27, No. 331, 2003.

- [18] 栗本佳典, "T2K 実験におけるニュートリノビームモニターの開発", 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2006).
- [19] ND280.org, <http://www.nd280.org/info>.
- [20] 2KM Group Wiki, <http://neutrino.cgi.phy.duke.edu/2km/wiki/>.
- [21] S. Fukuda et al. [The Super-Kamiokande Collaboration], "THE SUPER-KAMIOKANDE DETECTOR," Nucl. Instrum. Meth.A501 (2003) 418-462
- [22] G. Mitsuka, AIP Conf. Proc. 967:208-211(2007), AIP Conf. Proc. 981:262-264(2008).
- [23] GEANT4 HomePage, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [24] 石原千鶴枝, "T2K 実験の 2km 中間検出器におけるミュオン測定器の研究", 修士論文, 東京大学大学院理学系研究科 (2007).
- [25] T2K collaboration, "A letter of intent to extend T2K with a detector 2 km away from the J-PARC neutrino source", <http://neutrino.cgi.phy.duke.edu/2km/wiki/>.
- [26] K. Nitta et al, K2K SciBar group, hep-ex/0406023, Nucl. Instrum. Meth.A535 (2004) 147-151.
- [27] "Performance of a FE electronics ASIC for the OPERA Target Tracker: Version-1", Opera Internal note #34.
- [28] "Performance and Design of a Front End electronic ASIC for the OPERA Target Tracker: Version-2", Opera Internal note #40.
- [29] "The OPERA ROC: a Read Out Chip for the OPERA Target Tracker", Opera Internal note #41.