修士論文 K2K 長基線ニュートリノ振動実験

全感知型シンチレータ飛跡検出器における
波長変換ファイバー読み出しシステムの性能評価

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

森田 太智

平成 16 年 1 月 29 日

概 要

我々は 2003 年 10 月から、K2K 実験 (つくば神岡間長基線ニュートリノ実験) の前置検出器として新たに全感知型シンチレータ飛跡検出器 (SciBar 検出器) を導入した。本論文は、この SciBar 検出器に用いた波長変換ファイバーの性能や、SciBar 検出器における波長変換ファイバー読みだし性能の評価についてまとめたものである。

K2K 実験はスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測の結果が示唆するニュートリノ振動現象の確認、さらにこの振動パラメータ Δm^2 を精密に測定することを目的としている。茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロンを用いて、ほぼ純粋な ν_μ ビームを生成し、KEK に設置した前置検出器において生成直後の ν_μ のフラックス、エネルギーを測定する。さらに 250km 飛行後にスーパーカミオカンデにおいて、ニュートリノ事象を観測し、前置検出器が予想する事象数やエネルギースペクトルと比較することでニュートリノ振動を検証する。現在の K2K の解析から、ニュートリノ振動の効果が最も期待できるのは約 0.6GeV 付近のエネルギー領域であり、この領域のニュートリノのエネルギースペクトルを前置検出器において詳細に研究することが重要である。

SciBar 検出器は、検出器全体がシンチレータで構成されており、ニュートリノ反応点から全ての方向に対して不感領域なく生成粒子を検出できる。さらに低エネルギー粒子をトラックとして検出するため、検出器は棒状のシンチレータによって細分化されている。各シンチレータのシグナルはシンチレータに通した波長変換ファイバー、64ch マルチアノード光電子増倍管を用いて読み出す。読み出しにファイバーを用いるため、シンチレータにおけるエネルギー損失を得るにはファイバーでの減衰を知ることが重要になる。

私はこの検出器に用いる波長変換ファイバーの減衰長を検出器製作前に全数測定した。ファイバーは全数で約 15000 本あり効率良く測定する必要があるため、1 度の測定で 64 本のファイバーの減衰長の測定を行えるシステムを作成した。このシステムでは、LED を用いてファイバーの両側から光を読み出す方法で、3%以内の精度で測定が可能であるという結果を得た。また、測定結果から、全数の平均値はおよそ 350cm となった。さらに、検出器導入後も宇宙線を用いてファイバーの性能を調べ、実機ではファイバーの端における光の反射による効果が無視できないことが分かった。この効果は、正確なエネルギー情報を得るには補正する必要があるが、これは 7%程度で光量の補正が可能である結果を得た。さらに、実機で測定した減衰長が導入前の値と変わっていないかについても調べ、検出器に導入後も変わらない性能を示していることを確認した。このように、実機で減衰長測定をすることで、これから長期的に行う実験でのファイバーの性能の経年変化をモニターすることができる。

目 次

第 1 章　ニュートリノ振動 **1**
1.1　ニュートリノの性質と質量 1
1.2　ニュートリノ振動 1
1.2.1　ニュートリノ振動の定式化 2
1.3　ニュートリノ振動実験 4
1.3.1　大気ニュートリノ 4
1.3.2　原子炉ニュートリノ 8
1.3.3　加速器ニュートリノ 8

第 2 章　K2K 長基線ニュートリノ振動実験 **9**
2.1　K2K 実験の概要 9
2.2　ニュートリノビームライン 10
2.2.1　ターゲット、電磁ホーン 11
2.2.2　π 中間子モニター 12
2.2.3　ミューオンモニター 12
2.3　前置検出器 12
2.3.1　1kt 水チェレンコフ検出器 13
2.3.2　SciFi 検出器 14
2.3.3　鉛ガラスカロリメータ 14
2.3.4　SciBar 検出器 15
2.3.5　ミューオンレンジ検出器 15
2.4　スーパーカミオカンデ 17
2.5　K2K 実験の最新結果 18

第 3 章　全感知型シンチレータ飛跡検出器 - SciBar 検出器 **20**
3.1　検出器導入の動機 20
3.2　SciBar 検出器 21
3.2.1　検出器の構造 21
3.2.2　押し出し型シンチレータ 22
3.2.3　波長変換ファイバー 26

3.2.4 マルチアノード PMT 28
3.2.5 ファイバー束 28
3.2.6 PMT のゲインモニター 29
3.2.7 シグナルの読み出し、DAQ 29
3.3 Electron Catcher 30
3.4 SciBar 検出器のチャンネル管理 31

第 4 章 波長変換ファイバーの減衰長測定 32
4.1 測定の原理と方法 33
4.2 測定のセットアップ 33
4.3 リニアリティの測定 36
4.4 系統誤差について 38
4.5 測定結果 40
4.5.1 減衰長測定の結果 40
4.5.2 ファイバーの品質 43
4.6 1.2mm ϕ 波長変換ファイバーの減衰長測定 45

第 5 章 SciBar 検出器における波長変換ファイバーの性能評価 47
5.1 宇宙線事象 47
5.2 SciBar 検出器におけるトラッキングの原理 49
5.3 実機を用いたファイバーの性能評価 49
5.3.1 トラッキングによる光量の補正 50
5.3.2 測定結果 53
5.4 ファイバーの端における反射について 54
5.4.1 反射を考慮したデータのフィットの結果 55
5.4.2 反射率の値 56
5.4.3 反射率の予想値 58
5.4.4 反射を考慮した別のフィット方法 60
5.5 ファイバーの減衰についてのまとめ 62
5.6 反射を考慮した減衰長の計算 62
5.6.1 結果 62
5.6.2 Pre-Calibration の測定値との比較 64
5.7 結論 68

第 6 章 SciBar 検出器の性能 - 粒子識別 69
6.1 ニュートリノ事象 69
6.2 SciBar 検出器による粒子の識別 70

第 7 章 結論 72

参考文献 **72**

付 録 **A** ファイバー束の製作について **76**
A.1 製作手順 78
A.2 束製作における失敗例 79

付 録 **B** シンチレータの光量測定、比較 **81**

付 録 **C** 反射率を考慮したその他のフィットの方法 **85**
C.0.1 反射を考慮したデータのフィットの結果 85

付 録 **D** 実機におけるファイバーの減衰とフィット曲線とのずれ **88**

謝辞 **90**

図目次 **91**

表目次 **94**

第1章　ニュートリノ振動

1.1　ニュートリノの性質と質量

ニュートリノは弱い相互作用のみをする電気的に中性のレプトンである。1930 年 Pauli は、β 崩壊における電子のエネルギースペクトルが連続分布することから、観測にかからない粒子の存在を示唆した。これがニュートリノである。

ニュートリノが実験的に確認されたのは、1956 年、逆 β 崩壊の観測が初めてである。さらに、1997 年の LEP での Z の崩壊幅の測定から、ニュートリノの世代の数が 3 であることが確認された [1] 。

現在、素粒子の世界を記述する標準理論は素粒子の世界を非常によく表しているが、ニュートリノの質量についてはすべて 0 として扱われている。

実験的にも、ニュートリノの質量を直接測定しようとする試みがなされているが、いまのところ、どの実験もニュートリノの質量の上限値 (表 1.1) を与えるにとどまっている。

ニュートリノ	質量の上限値	実験
ν_e	2.05eV (95%C.L.)	Tritium beta decay (TROITSK) [2]
	2.2eV (95%C.L.)	Tritium beta decay (MAINZ) [2]
ν_μ	170keV (90%C.L.)	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$[3]
ν_τ	18.2MeV (90%C.L.)	$\tau^- \to 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ [4]
		$\tau^- \to 3\pi^-2\pi^+\nu_\tau$ [4]

表 1.1: 現在得られているニュートリノの質量の上限値。

1.2　ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ある種類のニュートリノが時間発展とともに別の種類のニュートリノに変化する現象で、1998 年スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測でその現象が確認された。この現象は 3 種類あるニュートリノのうち、少なくとも 1 種類に質量がある場合に起こりうる。もしニュートリノが 0 でない質量をもつとする

と、3 種類のニュートリノは弱い相互作用の固有状態だけではなく、質量固有状態としても表されるはずである。もし弱い相互作用の固有状態 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ と質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) が異なれば、クォークセクターでみられるようなフレーバーの変化が起こるはずである。したがって、ニュートリノ振動を実験的に確認することができればニュートリノが質量を持つ決定的な証拠となり、標準理論を越える素粒子物理の理論の手がかりとなる。

1.2.1　ニュートリノ振動の定式化

弱い相互作用の固有状態は質量固有状態の混合状態として、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \tag{1.1}$$

と書ける。ここで、行列 U は Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (MNS 行列) とよばれ、世代間の混合を表すユニタリー行列である。レプトンは 3 世代からなるため、行列 U は 3×3 行列であり、混合角 θ_{12},θ_{23},θ_{31},CP 非保存の位相 δ を用いて

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & (1.2) \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} & (1.3) \end{aligned}$$

と表せる。ここで、s_{ij} は $\sin\theta_{ij}$ を、c_{ij} は $\cos\theta_{ij}$ を表す。また、質量固有状態 $|\nu_i>$ の時間発展は Schrödinger 方程式にしたがって、

$$i\frac{d}{dt}|\nu(t)\rangle = \mathcal{H}|\nu(t)\rangle \tag{1.4}$$

と書ける。ここで、$\mathcal{H}$ は自由粒子のハミルトニアンである。これを解くと、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\mathcal{H}t}|\nu_i(0)\rangle = e^{-iE_it}|\nu_i(0)\rangle \tag{1.5}$$

となる。ここで $E_i = \sqrt{p^2 + {m_i}^2}$ である。ニュートリノは弱い相互作用をして観測されるため、観測される状態は弱い相互作用の固有状態である。式 (1.1) を逆に解くと

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha}|\nu_\alpha\rangle \tag{1.6}$$

式 (1.5),(1.6) を用いて

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = U_{\alpha i}e^{-iE_it}(U^\dagger)_{i\alpha}|\nu_\alpha(0)\rangle \tag{1.7}$$

と表せる。したがって、時刻 $t = 0$ の時点で $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノが時刻 $t = t$ において $|\nu_\alpha\rangle$ である確率は

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) = \left| \langle \nu_\alpha | \, U_{\alpha i} \, e^{-iE_i t} (U^\dagger)_{i\alpha} \, |\nu_\alpha\rangle \right|^2 \tag{1.8}$$

である。ここからは簡単のため、$\theta_{13} = 0, \theta_{23} = 0$ と仮定し、$\theta_{12} = \theta$ と置いて、2 成分 (ν_α, ν_β) の場合を考える。すると、混合行列 U は

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

となる。したがって、式 (1.8) の行列部分は

$$U_{\alpha i} \, e^{-iE_i t} (U^\dagger)_{i\alpha} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

$$= \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t}\cos^2\theta + e^{-iE_2 t}\sin^2\theta & -(e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t})\cos\theta\sin\theta \\ -(e^{-iE_1 t} + e^{-iE_2 t})\cos\theta\sin\theta & e^{-iE_1 t}\cos^2\theta + e^{-iE_2 t}\sin^2\theta \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

となり、式 (1.8) は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) &= \left| e^{-iE_1 t}\cos^2\theta + e^{-iE_2 t}\sin^2\theta \right|^2 && (1.12) \\ &= \cos^4\theta + \sin^4\theta + \left(e^{i(E_2 - E_1)t} + e^{-i(E_2 - E_1)t} \right) && (1.13) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \, \sin^2\left(\frac{E_2 - E_1}{2} t \right) && (1.14) \end{aligned}$$

いま、ニュートリノの質量が運動量に比べて十分小さいという仮定をすると、

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{p^2 + {m_i}^2} && (1.15) \\ &\approx p + \frac{{m_i}^2}{2p} && (1.16) \end{aligned}$$

と書けるので、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{E_2 - E_1}{2} t \right) && (1.17) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{{m_2}^2 - {m_1}^2}{4p} t \right) && (1.18) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\mathrm{eV}^2] L[\mathrm{km}]}{E[\mathrm{GeV}]} \right) && (1.19) \end{aligned}$$

となる。ここで、L は時間 t の間にニュートリノが進む距離であり、相対論的近似から $t \approx L$ としている。また、$\Delta m^2 = |{m_1}^2 - {m_2}^2|$ は、質量自乗差である。式 (1.19) をみればわかるように、ニュートリノ振動は、エネルギーと距離の関数で表される。我々が行っている K2K 実験では、ニュートリノを加速器により生成し、一定の距離だけ離れた検出器で測定するため、式 (1.19) の 2 つのパラメータ Δm^2、$\sin^2 2\theta$ を精密に調べることができる。K2K 実験については次節で詳しく述べる。

1.3　ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動の実験的な検証としては、大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ欠損、加速器ニュートリノ、原子炉ニュートリノなどがある。現在までに行われている主なニュートリノ振動の検証実験について述べる。

1.3.1　大気ニュートリノ

大気ニュートリノとは、宇宙から地球に入射してくる陽子や He などの一次宇宙線が大気中の原子核と反応することでできた π 粒子の崩壊でできたニュートリノである。

$$p + N \longrightarrow \pi^+(\pi^-) \tag{1.20}$$

$$\pi^+(\pi^-) \longrightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) \tag{1.21}$$

$$\mu^+(\mu^-) \longrightarrow e^+(e^-) + \overline{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\overline{\nu}_e) \tag{1.22}$$

大気ニュートリノの主な生成の過程は式 (1.20)-(1.22) で表される。また、π 中間子の代わりに K 中間子を用いた生成反応も存在する。宇宙線のフラックスに不定性があるため、大気ニュートリノを用いてニュートリノ振動を議論するには、$(\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu)$ と $(\nu_e + \overline{\nu}_e)$ のフラックスの比を用いる。この値は崩壊過程からわかるようにほぼ 2 になるはずである。この大気ニュートリノの検証を行った実験として、水チェレンコフ装置を用いた Kamiokande、Super-Kamiokande、IMB、さらに鉄カロリメータを用いた検出器である Soudan-2、Fréjus、NUSEX がある。水チェレンコフ検出器では、リングパターンからニュートリノの種類、エネルギーなどを測定する。鉄カロリメータを用いた実験では、粒子の飛跡を検出する。どの実験においても、電子ニュートリノイベントとミューオンニュートリノイベントの比をモンテカルロシュミレーションと比較する。

$$R = \frac{\left(\frac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e}\right)_{data}}{\left(\frac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e}\right)_{MC}} \tag{1.23}$$

これらの実験の結果をまとめたものが表 1.2 である。

表 1.2 をみると、Fréjus と NUSEX 以外はすべて R が 0.6 付近の値を示している。つまり、観測されたミューオンニュートリノのフラックスが予想値よりも小さいことを示

実験	測定期間 [kton·year]	R
Kamiokande (sub-GeV)	8.2	$0.60^{+0.06}_{-0.05}{}^{\rm stat} \pm 0.05^{\rm syst}$ [5]
Kamiokande (multi-GeV)	8.2(FC),6.0(PC)	$0.57^{+0.08}_{-0.07}{}^{\rm stat} \pm 0.07^{\rm syst}$ [5]
Super-Kamiokande (sub-GeV)	71	$0.652^{+0.019}_{-0.018}{}^{\rm stat} \pm 0.051^{\rm syst}$ [6]
Super-Kamiokande (multi-GeV)	71	$0.668^{+0.035}_{-0.033}{}^{\rm stat} \pm 0.079^{\rm syst}$ [6]
IMB	7.7	$0.54 \pm 0.05^{\rm stat} \pm 0.12^{\rm syst}$ [7]
Soudan 2	5.9	$0.69 \pm 0.10^{\rm stat} \pm 0.06^{\rm syst}$ [8]
Fréjus	2.0	$1.00 \pm 0.15^{\rm stat} \pm 0.08^{\rm syst}$ [9]
NUSEX	0.74	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$ [10]

表 1.2: 大気ニュートリノの観測結果

している。この現象を大気ニュートリノ異常という。この現象はニュートリノ振動を仮定するとよく説明することができる。つまり、大気中で生成されたミューオンニュートリノのうちの一部が、検出器にたどり着くまでに他のフレーバーのニュートリノに変化したと考えるのである。

このとき、検出器の上方から入射するニュートリノは大気中で生成されて検出されるまで約 10km の飛行距離であるのに対し、下方から入射するニュートリノは地球の反対側の大気中で生成されるため、およそ 10000km を飛行することになる。したがって、検出事象数の天頂角分布に上下非対称性が現れると予想できる。スーパーカミオカンデグループはこの天頂角分布からニュートリノ振動の存在を示した。図 1.2 に、スーパーカミオカンデで観測した天頂角分布の図を示す。ミューオンニュートリノ事象をみると、上向きの事象が下向きに比べて明らかに少ない。さらに電子ニュートリノ事象をみると、予想される値とデータにほとんど違いがなく、$\nu_\mu \to \nu_e$ を仮定すると大気ニュートリノ異常を説明できない。また、反応しないニュートリノ $\nu_{sterile}$ への振動は、99%CL で棄却されている。したがって、$\nu_\mu \to \nu_\tau$ が最も有力なモードであり、このモードに対する振動パラメータの許容範囲は 90%CL で

$$\sin^2 2\theta \;>\; 0.92 \tag{1.24}$$

$$1.6 \times 10^{-3} \;<\; \Delta m^2 < 3.9 \times 10^{-3} \tag{1.25}$$

である[*1]。大気ニュートリノ観測によるニュートリノ振動の振動パラメータの許容領域を図 1.1 に示す。

ニュートリノ振動パラメータをより精密に探索するため、次に述べる原子炉ニュートリノ実験や加速器による実験が行われている。

[*1] M. Shiozawa. Superkamoikande. neutrino2002 (Munich)

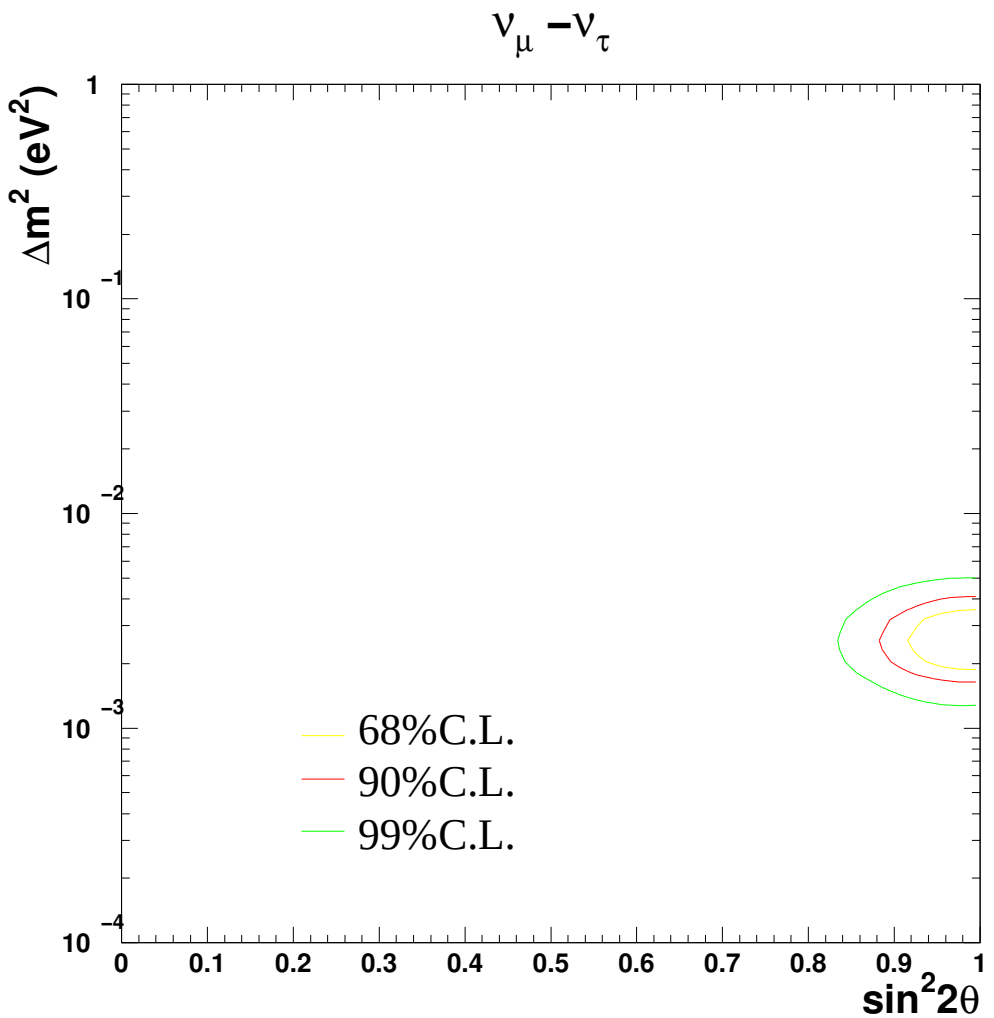

図 1.1: スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測が示唆するニュートリノ振動パラメータの許容領域。

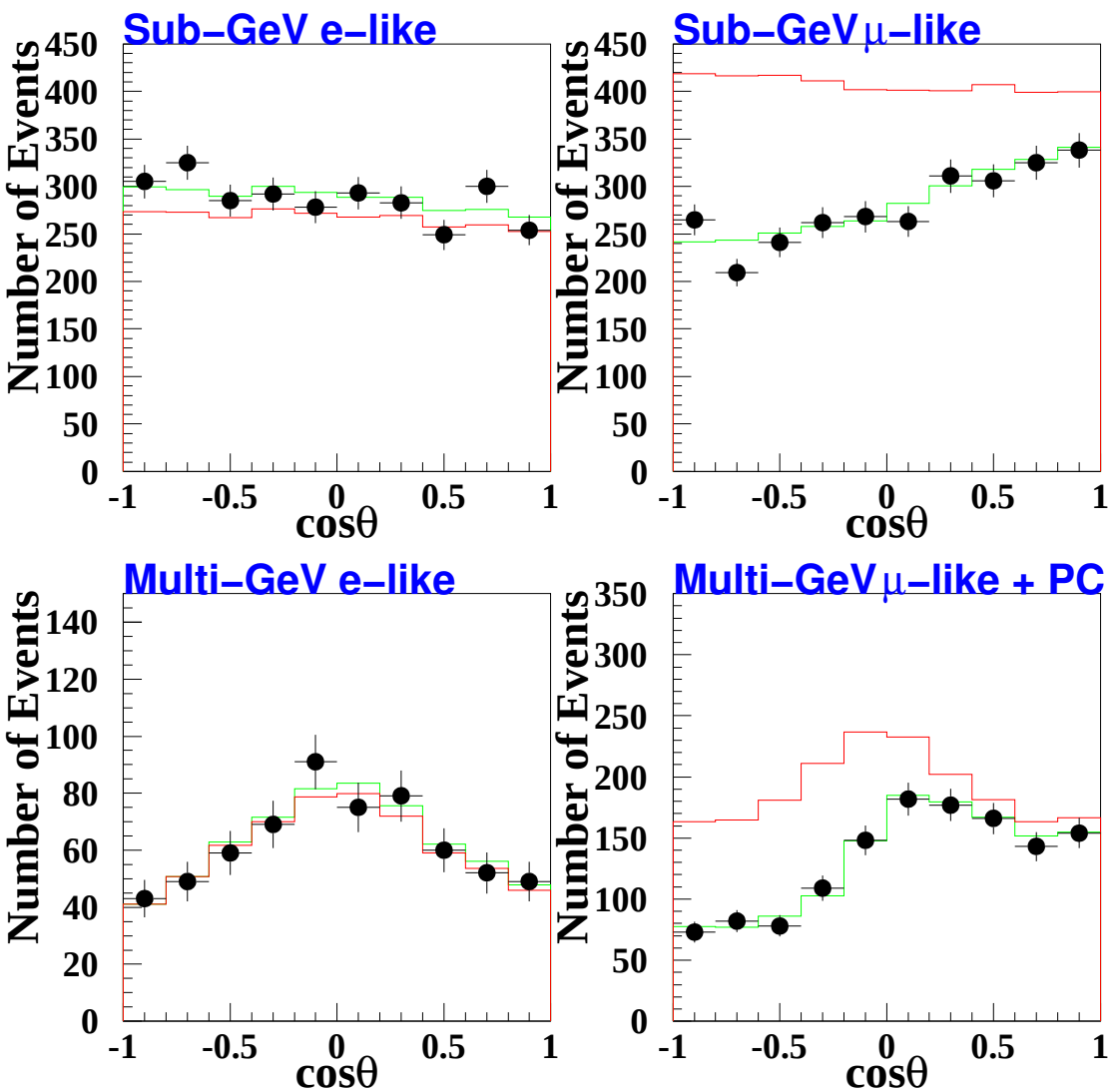

図 1.2: スーパーカミオカンデによるニュートリノの天頂角分布。上は sub-GeV($E < 1.33$)、下は multi-GeV($E > 1.33GeV$) のニュートリノ事象を表す。赤い実線はニュートリノ振動がない場合のモンテカルロシュミレーションの結果、緑の実線はニュートリノ振動を仮定したときのデータのベストフィットで、$\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3}, \sin^2 2\theta = 1.0$ である。

1.3.2　原子炉ニュートリノ

原子炉ニュートリノを用いた実験の長所は、次に述べる加速器による実験と同様、ニュートリノの生成場所と、検出器までの距離が決まっていることである。原子炉ニュートリノの場合、核分裂から生成される $\overline{\nu}_e$ を用いる。ニュートリノのエネルギーは数 MeV 程度の低エネルギーであり、Δm^2 の小さな領域まで調べることが可能である。

原子炉ニュートリノを用いた実験では、Kam-LAND[11]、CHOOZ[12]、Palo Verde[13]、Bugey[14]、Krasnoyarsk[15] などがある。これまで、これらの実験ではニュートリノ振動の決定的な証拠となる結果は得られていなかったが、Kam-LAND 実験は 2002 年に、ニュートリノ振動を決定づける結果を出した [11]。

1.3.3　加速器ニュートリノ

加速器を用いたニュートリノ実験としては、我々が行っている K2K 実験の他に、短基線実験として CHORUS[16]、NOMAD[17]、LSND、KARMEN[18] などがある。長基線実験としては、K2K のほかに建設中のものも含めると、MINOS[19]、JHF-nu[20]、OPERA[21]、ICARUS[22] などがある。また、K2K 実験については次章で詳しく述べる。

第2章　K2K 長基線ニュートリノ振動実験

K2K 実験 (つくば神岡間長基線ニュートリノ実験) は大気ニュートリノ観測が示すニュートリノ振動パラメータの領域を精密に測定することを目的として始められた、世界で初の長基線の加速器によるニュートリノ実験である。

2.1　K2K 実験の概要

K2K 実験でのニュートリノビームの生成は、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある 12GeV 陽子シンクロトロンを用いる。加速した陽子を Al ターゲットに衝突させ、生じた π 粒子の崩壊で得られる平均エネルギー 1.3GeV のほぼ純粋なミューオンニュートリノビームを KEK にある前置検出器で測定し、さらに 250km 離れたスーパーカミオカンデにおいて飛行後のニュートリノを検出する。

この実験が感度のあるパラメータの領域は $\Delta m^2 \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ である。また、K2K 実験には以下の 2 通りの解析のモードがある。

(1) $\nu_\mu \to \nu_x$

大気ニュートリノ観測が示す $\nu_\mu \to \nu_\tau$ 振動を検証するのがこのモードである。ただし、K2K 実験のニュートリノのエネルギーは平均 1.3GeV と低いため、ニュートリノ振動によって ν_τ が生成されても荷電カレント反応で τ 粒子を生成することができない。したがってこのモードは、前置検出器が予想するスーパーカミオカンデでのミューオンニュートリノの事象数より、観測される事象数が減少する、という形で表現される。この解析方法を ν_μ の disappearance という。

事象数を比較する他にも、エネルギースペクトルを比較する解析もある。ニュートリノ振動はエネルギーと距離の関数で表されるが、K2K 実験は距離が一定であるためエネルギーのみの関数となる。したがって、前置検出器が予想するスーパーカミオカンデでのエネルギースペクトルから、実際測定されるスペクトルが歪む効果もみることができる。

この解析では、ν_μ のエネルギーを測定するのに荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE 反応) を用いる。

$$\nu_\mu + \mathrm{n} \longrightarrow \mu^- + \mathrm{p} \tag{2.1}$$

この反応を用いる理由は、この反応が 2 体反応であることによる。つまり、生成されたミューオンのエネルギーと散乱角を測定することで、

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - {m_\mu}^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu} \tag{2.2}$$

という関係式から ν_μ のエネルギーを知ることができるからである。

(2) $\nu_\mu \to \nu_e$
K2K 実験で生成されるニュートリノビームはほぼ純粋なミューオンニュートリノビームであるが、極少量の電子ニュートリノも含まれている。この電子ニュートリノの量を正確に見積もることで、スーパーカミオカンデで観測される電子ニュートリノ事象を予想することができる。実際に観測される電子ニュートリノ事象が予想される電子ニュートリノ事象数より多ければ、$\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の決定的な証拠となる。この解析方法を ν_e の appearance という。

2.2　ニュートリノビームライン

ここでは、12GeV 陽子シンクロトロンから陽子をとりだし、ニュートリノを生成するまでについて述べる。ビームラインの略図を図 2.1 に示す。

本実験は陽子シンクロトロンから取り出した陽子を用いてミューオンニュートリノを生成する。陽子は運動エネルギーが 12GeV であり、加速器から’速い取り出し’で取り出される。ビームは 1 スピルのなかに 9 バンチの構造になっていて、1 スピルの時間幅は 1.1μsec、1 バンチの時間幅は約 50nsec となっている。さらに、取り出し後のビーム強度は 1 スピルあたり 6.0×10^{12} proton となっている。また、ビームライン上にはビーム強度やプロファイルをモニターするための CT(current transformer) や、SPIC(Segmented Parallel-plate Ionication Chamber) などがおかれている。

CT は、直径 12cm 程のコイルで、陽子ビームがその中を通ったときに起こる誘導起電力からビーム強度を測定する。CT の較正は、pulse generator で発生させた電流を用いている。また SPIC はイオンチェンバーであり、ビームのプロファイルを見ることができる。

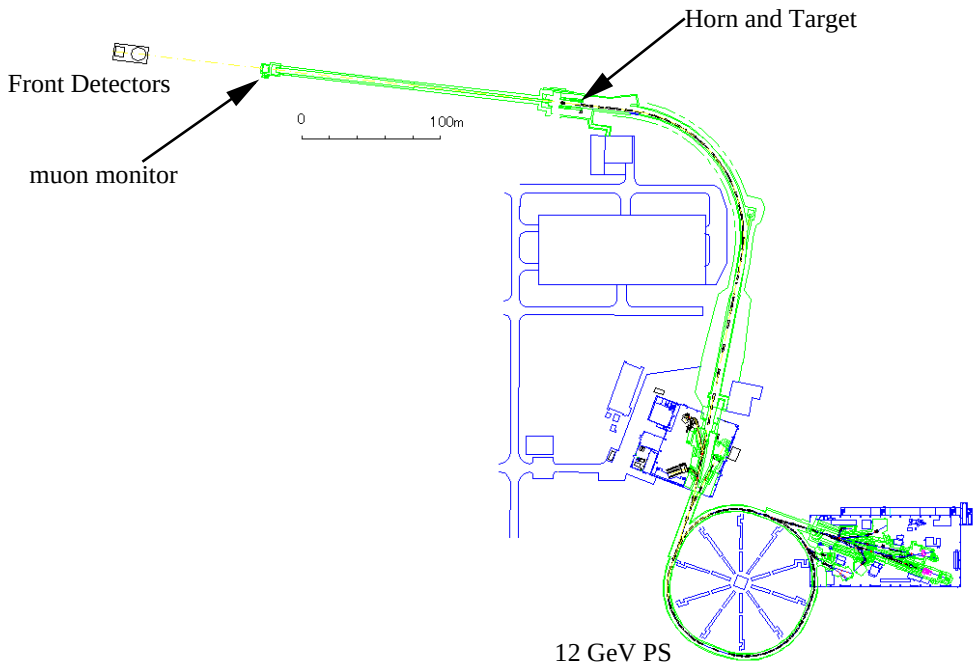

図 **2.1:** K2K 実験のビームラインの概略図

2.2.1　ターゲット、電磁ホーン

まず、陽子シンクロトロンから速い取り出しにより取り出された陽子は、ビームラインを通り、ターゲットに衝突する。ターゲットは Al の円柱で、2 つある電磁ホーンのうちの始めの 1 つ (1st-Horn) の上流側でホーンと一体になっている。Al ターゲットの大きさは直径 3cm、長さ 66cm であり、陽子の相互作用長さの 1.7 倍であるため、このターゲットを通過する陽子の約 80%が反応するようになっている。

2 つのホーンには、ターゲットで作られた π 粒子のうち π^- を取り除き、π^+ のみを神岡の方向に収束させるため、ビーム軸にそって 250kA/2ms の電流を流しトロイダル磁場を発生させるようになっている。このホーンを用いることで純粋な ν_μ を生成することができ、さらにホーンを用いない場合と比較して 0.5GeV 以上で約 22 倍のニュートリノフラックスを実現している。

ホーンの中心からの距離を r とすると、磁場の大きさは

$$B(r)\ [\mathrm{kG}] = \frac{I_{horn}\ [\mathrm{kA}]}{5 \cdot r\ [\mathrm{cm}]} \tag{2.3}$$

で与えられる。電流が最大になるタイミングはビームスピルのタイミングに合わせてあり、1 スピル約 $1.1\mu s$ の間は電流の強さはほぼフラットになっている。

さらに、ターゲットと電磁ホーンで生成、収束された π^+ は、ターゲットから 19m 下

流の約 200m の崩壊トンネルで

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.4}$$

という崩壊によって ν_μ が生成される。

2.2.2　π 中間子モニター

2 番目の電磁ホーンの直後にはターゲットで生成される π 中間子の運動量、角度分布を測定するためののの π 中間子モニター (PIMON) が設置されており、普段はビーム軸上からは除かれている。

本実験では、スーパーカミオカンデで予想されるエネルギースペクトルと、250km 飛行後のスーパーカミオカンデにおける実際のスペクトルを比較する。しかし、前置検出器と後置検出器ではニュートリノ生成点に対する条件が異なる。つまり、スーパーカミオカンデでは、ニュートリノ生成点は点源と考えることができるが、前置検出器では崩壊トンネル中で生成された後の距離が近いため、点源と考えることができない。そのため、前置検出器の測定からスーパーカミオカンデにおけるエネルギースペクトルに外挿するとき、前置検出器におけるニュートリノのエネルギー分布や角度分布が必要になる。

PIMON はガスチェレンコフ検出器であり、π 中間子からのチェレンコフ光の角度や方向をみることで π 中間子の運動量、方向を測定する。その後、運動学の計算でニュートリノのエネルギー、角度分布を得ることができる [23][24]。

2.2.3　ミューオンモニター

崩壊トンネル直後にはビームダンプがあり、ここでビーム中の陽子や π^+ は除かれる。この直後にミューオンモニター (MUMON) がある。MUMON は He ガスイオンチェンバーと、ビーム軸に垂直な面上に縦、横、斜めに配置したシリコン検出器 (SSD) からなる。ここでモニターするのは、$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ から生成された μ^+ である。μ^+ と ν_μ の方向分布は同じであるため、μ^+ を測定することで ν_μ のプロファイルをモニターできる。しかし MUMON はダンプ直後にあるため高エネルギーの μ^+ しか測定できない。また μ^+ のフラックスの絶対値は測定していない。

2.3　前置検出器

生成直後のニュートリノを観測する前置検出器として、ターゲットの下流約 300m の所に 1kt 水チェレンコフ検出器、SciFi 検出器、SciBar 検出器 (以前は鉛ガラス検出器)、

ミューオンレンジ検出器がある。これらの検出器は、ニュートリノのエネルギースペクトル、フラックスなどを測定する。前置検出器の全体図を図 2.2 に示す。

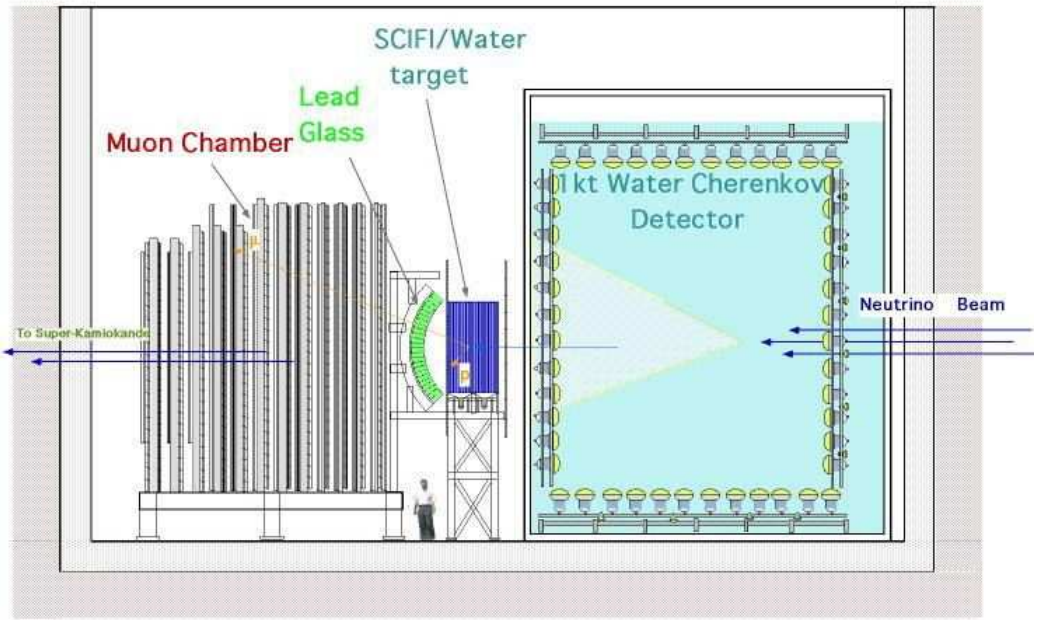

図 **2.2:** 前置検出器の配置図。ニュートリノビームは紙面右側から入射する。現在は Lead Glass は取り除かれ、SciBar 検出器が導入されている。

2.3.1　1kt 水チェレンコフ検出器

1kt 水チェレンコフ検出器は約 1kt の超純水を用い、荷電粒子が水中を光速以上で運動したときに発生するチェレンコフ光をリングとして検出し、そのパターンや時間情報から粒子の同定やエネルギーの測定を行う。内部は内水層、外水層に光学的に分割されていて、内水層には内向きに 20 inch の光電子増倍管が 680 本、外水層には 8 inch の光電子増倍管が外向きに 68 本設置されている。外水層の光電子増倍管は、検出器外部から入射して来るバックグラウンドを除くために用いる。

1kt 検出器は、後置検出器であるスーパーカミオカンデと同様の原理の検出器であり、解析方法も同じ方法をとるため、1kt のデータからスーパーカミオカンデの事象数を予想する際は、系統誤差を少なく予想できる。

2.3.2　SciFi 検出器

水チェレンコフ検出器の後には、シンチレーションファイバー検出器 (SciFi) がある。SciFi はシンチレーションファイバーシートと、水ターゲットが交互にビーム方向に重ねられていて、粒子を飛跡としてとらえることができる。シンチレーションファイバーシートは直径 0.7mm のシンチレーションファイバーが縦、横に配置されており、一層は X-X または Y-Y というように 2 層重ねられた構造をしている。

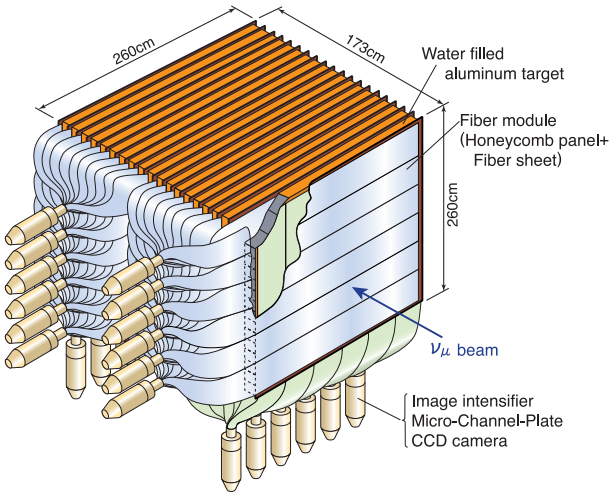

図 2.3: シンチレーションファイバー検出器の概略図。

SciFi 検出器の目的は、ニュートリノのエネルギーを再構成することであるが、そのためには、以下の CCQE イベントを選び出す必要がある。

$$\nu_\mu + n \longrightarrow \mu^- + p \tag{2.5}$$

CCQE イベントは μ^- のエネルギー、散乱角 θ_μ を測定することで、次式を用いてニュートリノのエネルギー E_ν を再構成できる。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - {m_\mu}^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu} \tag{2.6}$$

ファイバーからの情報の読みだしには、IIT と CCD カメラを用いているため、時間分解能は 100μsec 程度となっている。

2.3.3　鉛ガラスカロリメータ

SciFi の後ろにおかれていたのが鉛ガラスカロリメータ (LG) である。113 × 122 × 340mm の鉛ガラスブロックを多数積み上げており、ここでビームに含まれる ν_e の含有

率やエネルギー測定を行う。この検出器のエネルギー分解能は $8\%/\sqrt{E_e[GeV]}$ である。

2.3.4　SciBar 検出器

現在は LG は取り除かれ、新たに SciBar 検出器が導入されている。SciBar 検出器はプラスチックシンチレータをビーム方向に縦横に何層も並べ、粒子を飛跡としてとらえる。この検出器については次章で詳しく述べる。

2.3.5　ミューオンレンジ検出器

ミューオンレンジ検出器 (MRD) はドリフトチェンバーと鉄板のサンドイッチ型の検出器である。鉄板を用いていることから質量が大きく、ニュートリノ事象も多い。図 2.4 には、1999 年から 2003 年 4 月までの MRD におけるニュートリノ事象数のプロットを示す。

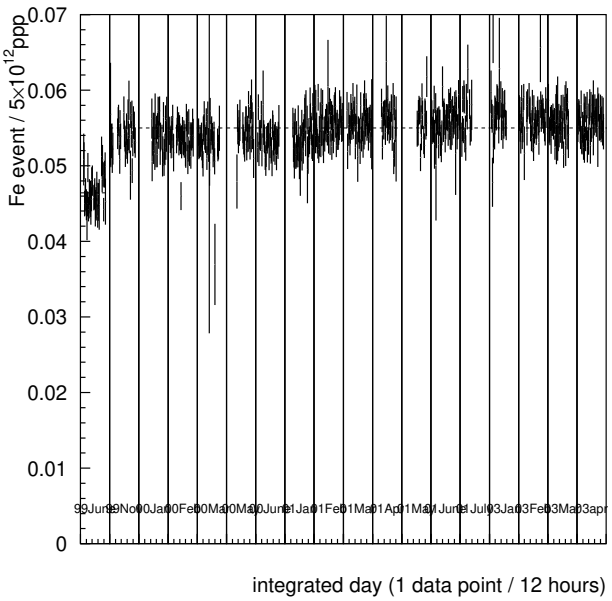

図 2.4: MRD によるニュートリノ事象数。データは 1999 年 6 月から 2003 年 4 月までを用いている。横軸は時間、縦軸は事象数を表す。

また、検出器自体も大きく、ビームに垂直な面では検出器全体で $7.6 \times 7.6\mathrm{m}$ の大きさがあるため、ニュートリノビームの広がりをほとんどカバーできる。そのため、ニュートリノビームのプロファイルの測定に適している。図 2.5 に、プロファイルの測定結果を示す。図 2.4 や、図 2.5 をみると、K2K 実験におけるニュートリノビームはフラックス、プロファイルともに安定して生成されていることがわかる。

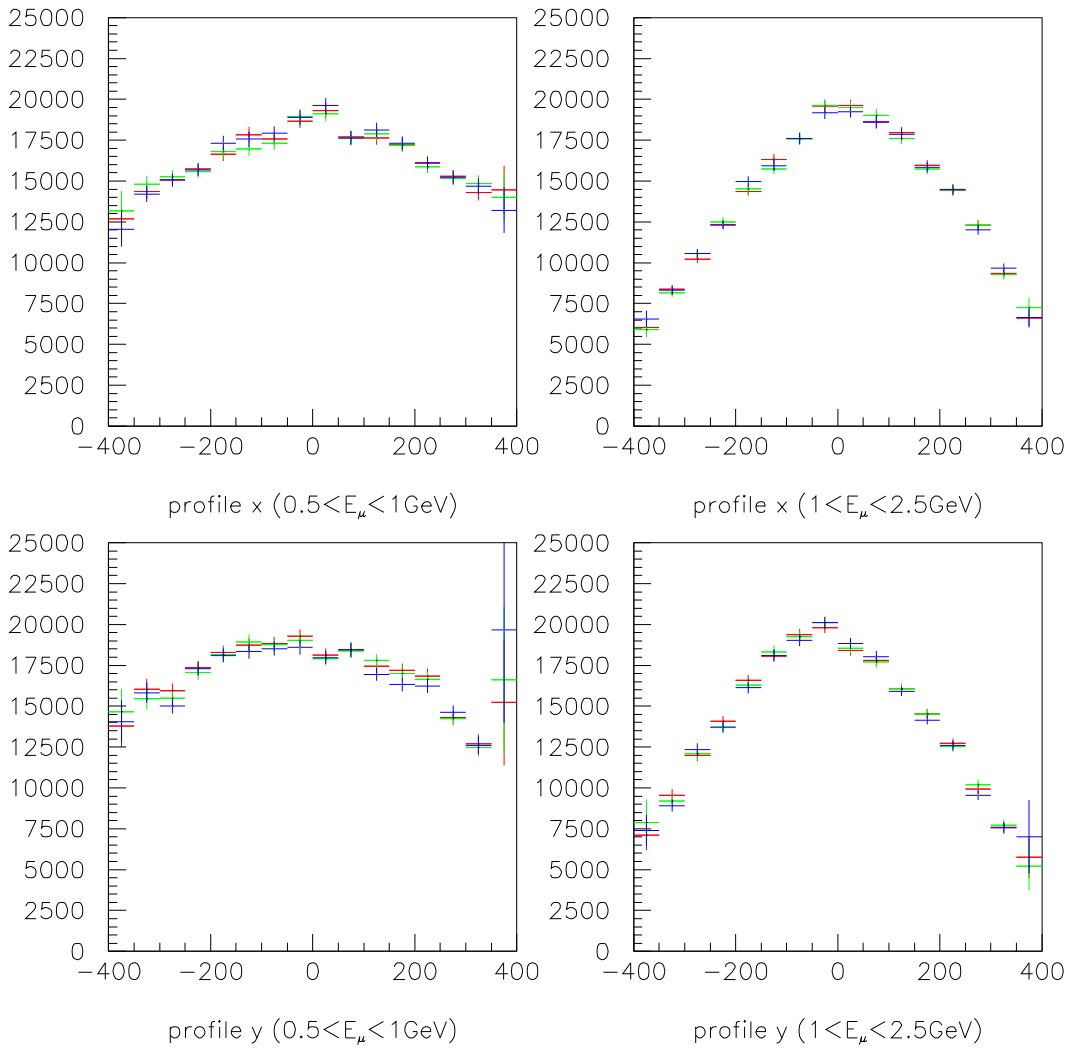

図 2.5: ニュートリノのプロファイルの測定結果。青は 2000 年、赤は 2001 年、緑は 2002 年を表す。

2.4　スーパーカミオカンデ

K2K 実験で、後置検出器として用いているのが KEK から直線距離 250km 離れた岐阜県神岡町の神岡鉱山の山頂の地下 1000m に設置された水チェレンコフ検出器、スーパーカミオカンデである。水層は 2 層構造になっていて、光学的に分割されている。水層の直径は 39.3m、高さ 41.4m の円筒形で 50000t の超純水で満たされている。内水層には 20 inch の光電子増倍管が 11146 本、外水層には 8 inch の光電子増倍管が 1885 本用いられている。ただし、2001 年約半数の増倍管が割れる事故があり、2002 年 12 月からは約半数の光電子増倍管をまばらに配置して稼働している。スーパーカミオカンデの概略図を図 2.6 に示す。

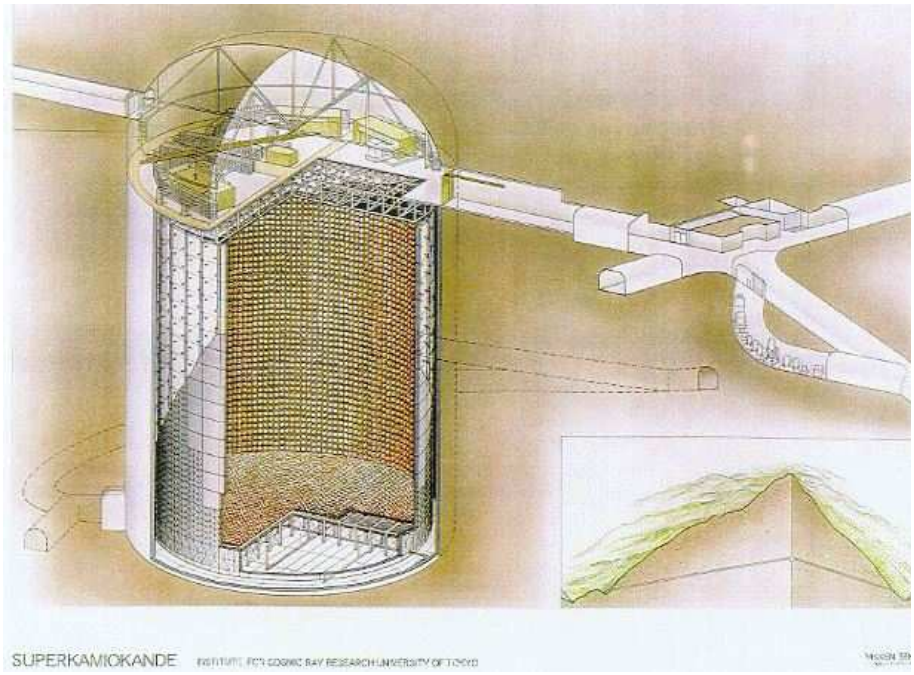

図 2.6: スーパーカミオカンデの概略図。

スーパーカミオカンデは水チェレンコフ検出器であるため、ある閾値以上のエネルギーを持った荷電粒子が飛行したときにチェレンコフ光がリング状で観測される。我々が主に観測したいのは CCQE 反応であるが、水チェレンコフ検出器では CCQE 反応で生成される陽子がエネルギー閾値を越えないため検出されない。したがって、ν_μ の場合はミューオンのみが、ν_e の場合は電子のみが観測される。また、電子によるチェレンコフリングは電磁シャワーにより、リングがぼやける。我々はこういった 1 リング事象を、ミューオンの場合と電子の場合に分け、それぞれ 1-ring μ-like、1-ring e-like とよぶ。

ニュートリノ事象	観測数	期待値
1-ring μ-like	30	44.0 ± 6.8
1-ring e-like	2	4.4 ± 1.7
multi ring	24	32.2 ± 5.3

表 2.1: K2K 実験において、スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ事象数

2.5　K2K 実験の最新結果

K2K 実験は 1996 年 6 月から実験を開始し、現在も続いている。ここでは 2001 年 7 月までのデータを用いた解析結果について述べる。

まず、ニュートリノ事象数に関しては、表 2.1 にまとめた。ニュートリノ振動がないと仮定したときに、スーパーカミオカンデで期待されるニュートリノ事象数は $80.6^{+7.2}_{-8.0}$ であるのに対し、実際に観測された事象数は 56 である [25]。

次に、スペクトル解析についての結果を述べる。振動がないと仮定したときのニュートリノのエネルギースペクトルを求めるには、まず前置検出器でニュートリノのフラックスをもとめ、それに π 中間子モニターの結果から得られる $\frac{\mathrm{Far}}{\mathrm{Near}}$ を用いて計算する。実際に観測したニュートリノのエネルギースペクトルとの比較を図 2.7 に示す。

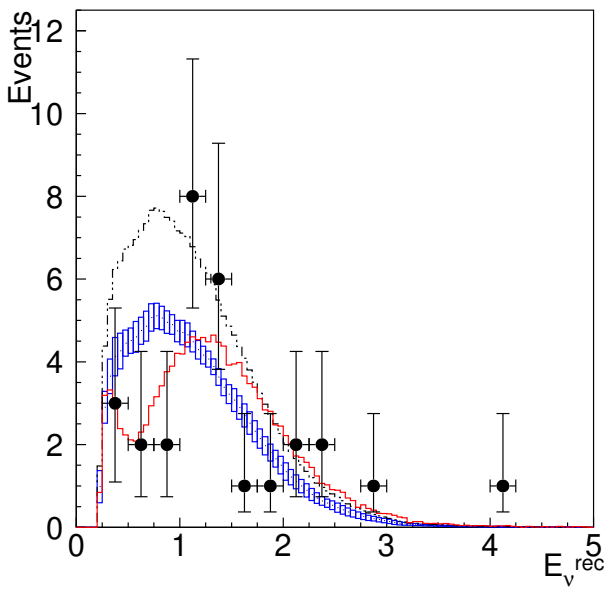

図 2.7: スーパーカミオカンデで予想されるスペクトルと実際のスペクトルを比較する図。黒い点は実際のデータ、青いヒストグラムは振動が無いときに予想されるスペクトル、赤のヒストグラムはデータのベストフィットを表す。これらは実際に観測された事象数で規格化してある。また、振動がない場合に期待されるスペクトルを、期待される事象数で規格化したものが黒い破線で表している。

図 2.8 には、現在得られているパラメータ $\sin^2 2\theta$ と Δm^2 の許容領域を示す。なお、この図ではスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測から得られている許容領域も破線で示されている。

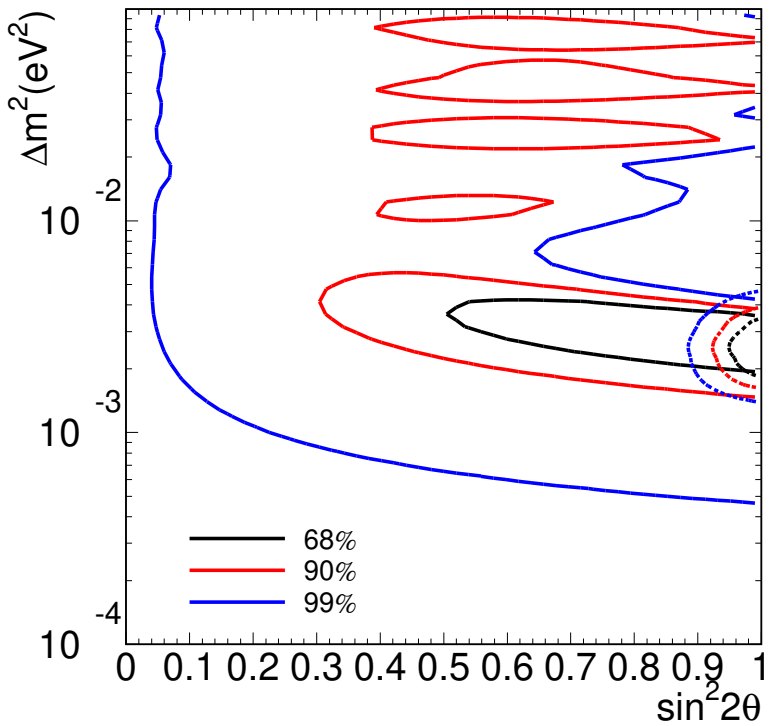

図 2.8: K2K 実験におけるパラメータの許容領域。色の違いはそれぞれ Confidence Level の違いを示す。また破線はスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測の結果。

第3章　全感知型シンチレータ飛跡検出器 - SciBar検出器

我々は2003年夏、全感知型シンチレータ飛跡検出器 (SciBar検出器) をK2K実験の前置検出器として導入した。この章では、この検出器導入の動機から検出器の詳細について述べる。

3.1　検出器導入の動機

K2K実験では現在、ニュートリノフラックスやエネルギースペクトルの解析によって、ニュートリノ振動の存在を示唆する結果を得ている。我々のこれからの目的として、ニュートリノ振動のパラメータの精密測定がある。ニュートリノ振動の効果が最も期待されるエネルギー領域は1GeV以下であり、振動パラメータを調べるには、このエネルギー領域のニュートリノのフラックスを精密に測定する必要がある。

SciBar検出器導入前の前置検出器について述べると、

(1) SciFiではビーム軸方向に1層につき6cmの水ターゲット領域があり、また2層を通り抜けないとトラックとして認識されない事から、低エネルギー粒子、主にCCQE反応で生成される陽子のトラックに対する検出効率が低い。このため、CCQE反応の検出効率が低い。

(2) 1kt水チェレンコフ検出器はCCQE反応で生成される陽子を検出する事ができないため、CCQE反応を調べるにはμ粒子による1-ring事象を選び出す。しかしこのとき、non-QE反応から生成されるπ粒子がエネルギー閾値を越えていないような事象に関しても1-ring事象に含まれるため、CCQE反応のみを選び出すことができない。

という弱点がある。この点を補う新たな検出器として、我々はSciBar検出器を開発し[26][27][28][29]、2003年夏に導入した。

3.2　SciBar 検出器

3.2.1　検出器の構造

SciBar 検出器は、1.3cm×2.5cm×3m という棒状のシンチレータをビーム軸に対して、水平方向に 116 本、垂直方向 116 本並べたものを 1 層として、64 層ならべた構造をしている。概略図を図 3.1 に示す。また、水平方向に配置したシンチレータは Y 方向の情報を与えるので Y 層、垂直方向に配置したシンチレータは X 方向の情報を与えるので X 層と決める。

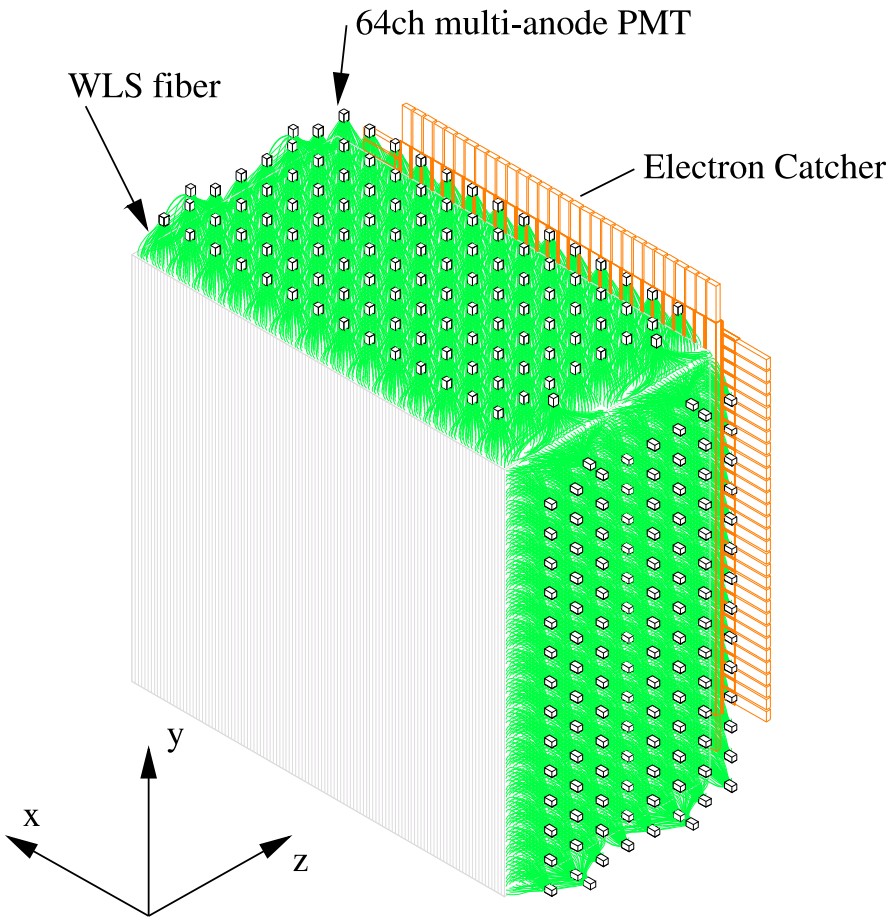

図 **3.1:** SciBar 検出器の概略図。

それぞれのシンチレータは表面に反射剤が塗られていて、光学的に分割されている。また、1.3cm × 2.5cm の中心に直径 1.8mm の穴が空いており、この穴に波長変換ファイバーを通し、シンチレーション光をファイバーに吸収させ、ファイバー内で再発光した光を伝達する。ファイバー 64 本分の読みだしにはアノードが 64 チャンネルに分割された 64chMAPMT(multi-anode PMT) を用いる。この検出器の特徴は以下のよう

になっている。

(1) 検出器自体がニュートリノのターゲットであり反応点からすべての方向に対して不感領域がない。

(2) 短い飛跡から検出できるため、十分低い運動量の粒子も検出できる。(4 層つき抜けを要求した時の陽子で 0.4GeV/c 以上)。したがって低エネルギー事象に関しても検出でき、CCQE 反応を 2 つの飛跡として観測し選び出すことができる。

(3) dE/dx の情報から、p/π の識別ができる。

総重量は約 15 トンで、1 年間に期待されるニュートリノ事象数は 3×10^{19} POT(Proton On Target) で約 63000 事象である。SciBar 検出器の外側上下、左右それぞれ 2 本ずつは outer detector(OD) として、x または y 方向に 2 列,z 方向に 32 列を 1ch の PMT で一括して読み出す。そのため全体で 8 個の PMT が OD 用に設置されている。64 本のファイバーを 1ch で読み出すため、各々のエネルギー情報は得られず、64ch の和の情報のみ得られる。SciBar 検出器本体は OD を除いて、1 層が 112 本からできている (図 3.11 参照)。

3.2.2　押し出し型シンチレータ

押し出し型シンチレータとは、押し出して作られるプラスチックシンチレータであり、SciBar 検出器に用いるものはポリスチレン、PPO(1%)、POPOP(0.03%) から作られている。このシンチレータは MINOS 実験 [19] で使われるものと同じ組成である。シンチレータでの発光波長はピークの値で 420nm となっている。押し出して作るときに

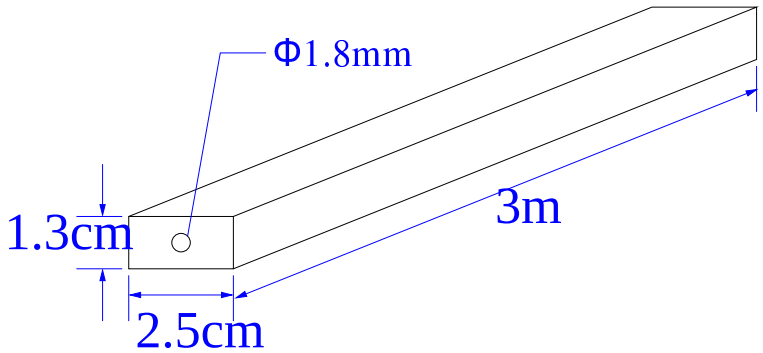

図 3.2: 押し出し型シンチレータ。押し出して作るときに、ファイバーを通す直径 1.8mm の穴を開けている。

表面に反射材を塗り、中心部分に穴を開けるようになっている。反射剤は TiO_2 を用い

ており、表面に塗られた厚さは 0.25mm である。我々はシンチレータをインストールする前にすべてのシンチレータのファイバー挿入用の穴を調べた。これはシンチレータ製作の段階で穴が埋まってしまっているものを見付けるためであり、約 0.05%のシンチレータに穴が埋まってしまっているものを発見したが、すべて取り除いた。また、全体の約 9%にあたる約 1300 本については、長さ、質量、幅、奥行き等を測定し、シンチレータの製作精度を調べた。図 3.3、図 3.4 にその結果を示す。また表 3.1 にそれぞれの測定結果の平均値をまとめた。

また、シンチレータは製作時に 1 本づつ番号をつけるようになっている。図 3.4 を見ると、シンチレータは製作時期と長さに相関があることが分かる。同じ時期 (近い番号) に作られたシンチレータはほぼ同じ長さに揃っている。また、全てのシンチレータを見ても、$2.99\mathrm{m} < \mathrm{Length} < 3.04\mathrm{m}$ を満たしており、SciBar 検出器に用いる上で特に問題にはならなかった。

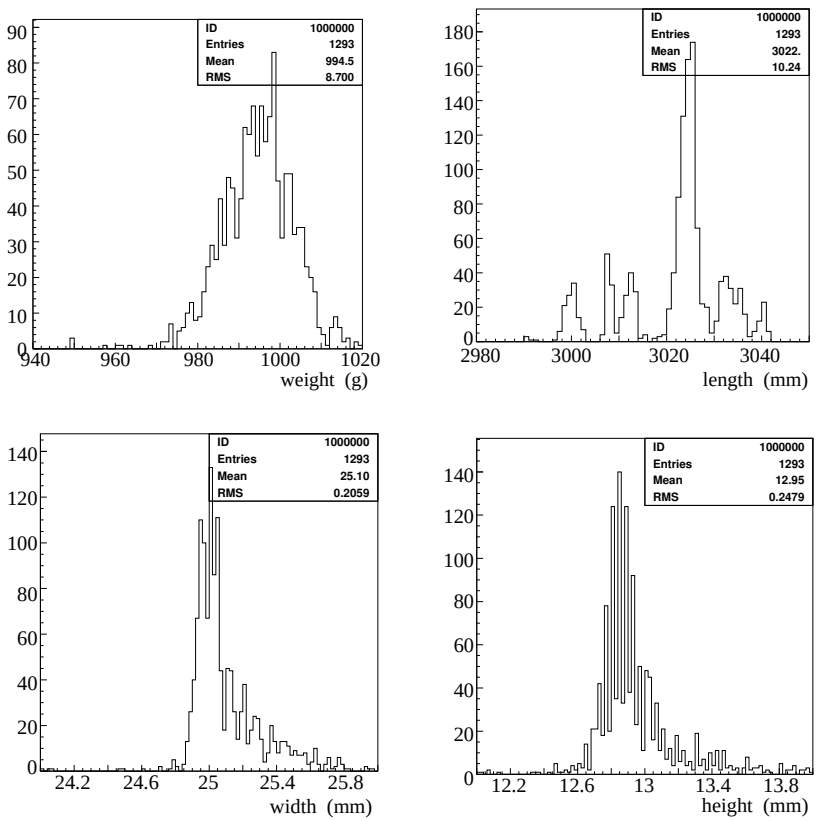

図 3.3: シンチレータの製作クオリティ。全シンチレータの約 9%にあたる約 1300 本について測定した結果。質量 (左上図)、長さ (右上図)、幅 (左下図)、奥行き (右下図)。

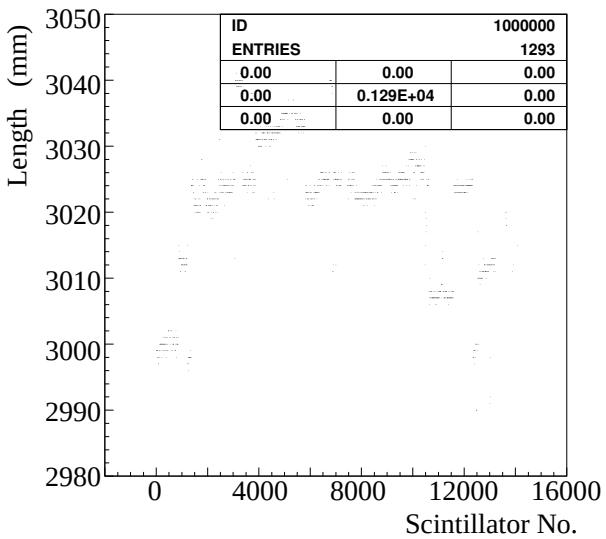

図 3.4: シンチレータの長さと製作時期の関係。横軸はシンチレータにつけられた番号であり、製作時期に対応するもの。

質量 [g]	長さ [mm]	幅 [mm]	奥行き [mm]
994.5	3020	25.10	12.95

表 3.1: 幅とは SciBar 検出器に設置したシンチレータのサイズのうち、ニュートリノビームに対して垂直方向の大きさであり、奥行きとは、ビーム方向の大きさを示す。

シンチレータの発光量について

SciBar 検出器で用いるシンチレータと、その他のシンチレータ数種の光量を比較する実験を行ったのでここで述べておく。

実験は、宇宙線ミューオンを用いて図 3.5 のようなセットアップで行った。シンチレータには波長変換ファイバーを通し、4 種類のシンチレータを重ね、その上下にはトリガーを設置した。それぞれのシンチレータは表面に反射剤を塗ってあり、光学的にすべて分かれている。

ファイバー、ADC、PMT の効率の違いを考慮するため、ファイバーを別のシンチレータに差し替えながら、測定は 4 回行った。実験は、絶対光量ではなく 4 種類のシンチレータの相対的な光量を測定した。表 3.2 にその結果を示す。Fermi と書いたものが我々が用いるシンチレータであり、Fermi 研究所によって製作されたものである。また PS と書いたものは日本の CI 工業によって特注で製作したものであり、成分はポリスチレンである。SciBar 検出器に用いるシンチレータを決定するためにこのように多くの種類のシンチレータの発光量を比較した。

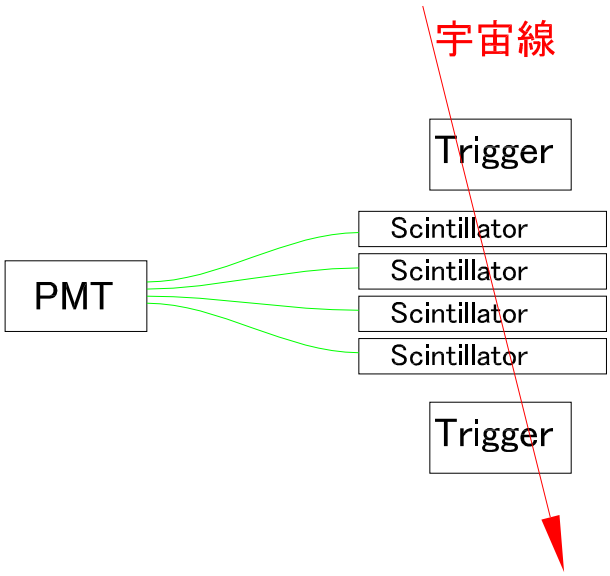

図 3.5: シンチレータの発光量測定のセットアップ。

測定した全てのシンチレータの結果を表 3.3 に示す。MS と書いたものは成分がスチレンのシンチレータである。さまざまなシンチレータを測定し、我々はこの Fermi 研究所製のシンチレータを SciBar 検出器に採用した。我々が SciBar 検出器に用いるシンチレータは非常に優れた発光量を示していることが分かる。

測定回数	Fermi	PS1	PS2	PS3
1	1	0.560 ± 0.033	0.547 ± 0.033	0.485 ± 0.045
2	1	0.598 ± 0.037	0.560 ± 0.032	0.575 ± 0.045
3	1	0.615 ± 0.032	0.592 ± 0.061	0.588 ± 0.038
4	1	0.597 ± 0.032	0.572 ± 0.023	0.577 ± 0.030

表 **3.2:** Fermi 研究所製シンチレータと、日本の CI 工業で特注で製作したシンチレータの光量を比較したもの。ファイバーや PMT のチャンネルによる違いを補正するため、シンチレータに差し込むファイバーを測定毎に変えながら 4 回測定した。

シンチレータ	Fermi	PS1	PS2	PS3	PS4	PS5	PS6	PS7	PS8	MS
光量の相対比	1	0.6	0.6	0.6	0.4	0.6	0.3	0.3	0.3	0.3

表 **3.3:** Fermi 研究所製シンチレータと、日本の CI 工業で特注して製作したシンチレータの光量の相対比。

3.2.3　波長変換ファイバー

シンチレーション光は一度波長変換ファイバーに吸収される。ファイバーが吸収した光はファイバー内で再発光し、その中で全反射の条件を満たす光だけが伝達される。我々が用いる波長変換ファイバーは Kuraray 製 Y11(200)MS タイプである。Y11 は波長変換剤の種類を示し、青色の波長を吸収し、緑色の波長の光を出す。また、200 は波長変換剤の濃度を示す。M とはマルチクラッドを示し、ファイバーのコアの周りに 2 重にクラッドがある。マルチクラッドはシングルクラッドに比べて全反射の条件が緩く、減衰長が長い。図 3.6 に、マルチクラッドとシングルクラッドとの違いを示した。また、S とは S 型のファイバーであることを示し、このファイバーはコアの部分の繊維の方向が揃っており、曲げに強い。ただし、S 型は non-S 型に比べて減衰長が短いことが分かっている。波長変換ファイバーの吸収が最大になる光の波長は 430nm であり、シンチレータの発光波長 420nm に近い値となっている。また、ファイバー内で再発光される光の波長のピークは 476nm であり、我々が用いるマルチアノード PMT の感度がある波長領域内となっている。図 3.7 に、吸収スペクトルと発光スペクトルの図を示す。これは Kuraray 社によって提供された結果である。この図からもわかるが、吸収スペクトルと発光スペクトルが重なる波長領域は少なく、ファイバー内での自己吸収は起こりにくい。

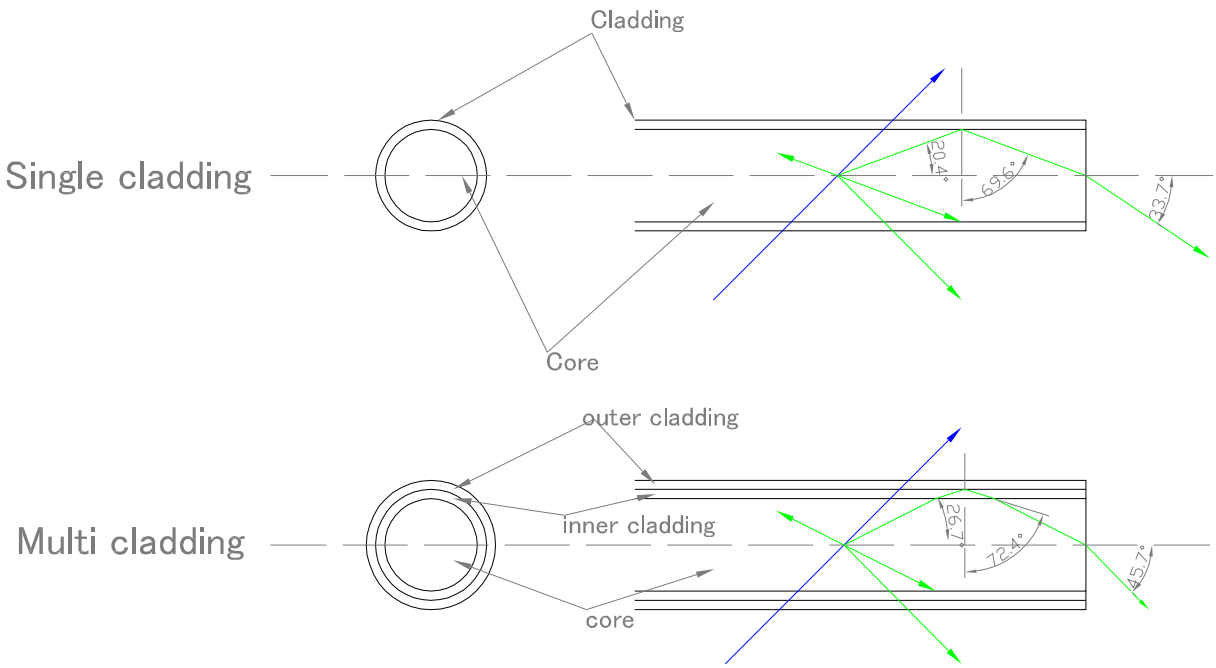

図 3.6: 波長変換ファイバーの断面図。マルチクラッドとシングルクラッドのファイバーを比較した。クラッドが 2 重になっているほうが伝送効率が良い。

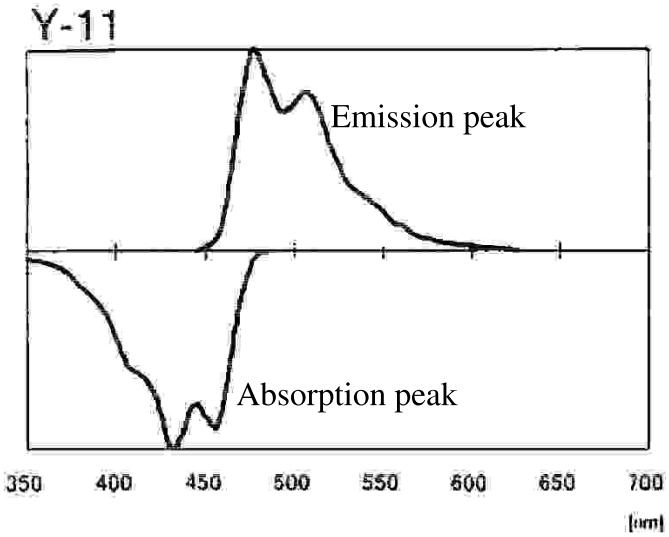

図 3.7: SciBar 検出器に用いる波長変換ファイバー Y11 の吸収スペクトルと発光スペクトルの図。Kuraray 社提供。

Cathode	Bialkali
Anode	8×8 (1 ピクセル 2mm $\times$ 2mm)
感度のある波長領域	300-650nm (max 420nm)
量子効率	20% (390nm)
クロストーク	2 %

表 **3.4:** 64chMAPMT(H8804) の基本特性

3.2.4　マルチアノード PMT

われわれは、光検出器として 64ch マルチアノード PMT(MAPMT) を用いる。この光電子増倍管はアノードが 8×8 に分割されており、ひとつで 64 チャンネルを個別に読み出すことができる。この光電子増倍管の基本特性を表 3.4 にまとめた。

3.2.5　ファイバー束

我々は上で述べた波長変換ファイバーと MAPMT を用いるため、ファイバー 1 本 1 本をきちんと PMT の各チャンネルにマウントしなければならない。そこで、図 3.8 のようなクッキーという治具で 64 本のファイバーを固定し、PMT の光電面にマウントする。

また、PMT を実機にインストールした後は PMT のゲインの変動をモニターする必要があり、そのための器具 (LIM: Light Injection Module) をインストール前にファイバーに設置しておく。これらクッキー、ファイバー、LIM をまとめてファイバー束と呼び、我々はこのファイバー束を約 1ヶ月かけて製作した。このファイバー束製作に関しては付録 A で述べる。

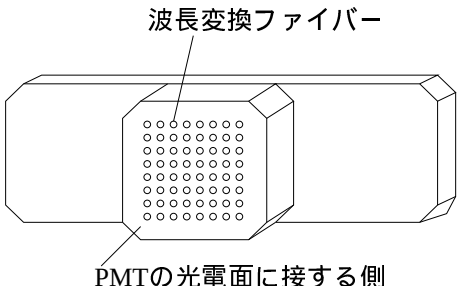

図 **3.8:** クッキーの図。PMT に接する端面は平面がでるように Polisher で処理した。

3.2.6　PMT のゲインモニター

PMT のゲインのモニターには前記 Light Injection Module(LIM) を用いる。ゲインモニターシステムの簡略図を図 3.9 に示した。

LED の光をクリアファイバーを用いて各 LIM に導き、LIM 内で乱反射させ、ほぼ一様な光を各ファイバーに当てる。ファイバーを伝わった光は MAPMT の各チャンネルに入るようになっている。光源の LED の強さは 2-inch の光電子増倍管と、pin-photo diode でモニターしている。実験中はこのシステムを 1 スピルごとに動作させ、常に MAPMT のゲインをモニターする [28]。

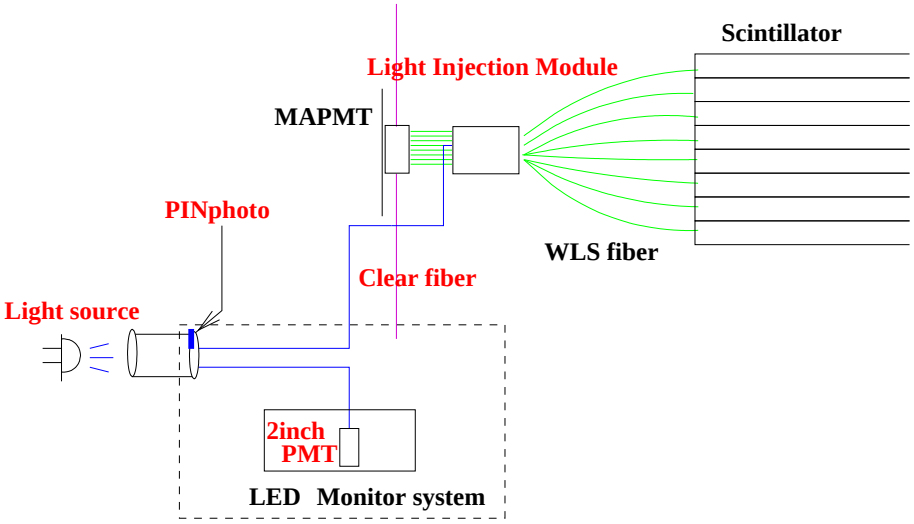

図 3.9: PMT のゲインモニターのシステム。

3.2.7　シグナルの読み出し、DAQ

MAPMT の読みだしには、トリガー検出効率を上げるため、十分低レベルのシグナルから読み出せるように新たに VA/TA チップを搭載したエレクトロニクス (フロントエンドボード) を開発した [29]。1 つの PMT につき 2 つの VA/TA チップを用い、VA チップでは 32 チャンネル分の電荷情報がシリアル化され、1 チャンネルの電圧として出力される。また、TA チップでは各チャンネルのシグナルが Discriminator を通ってトリガー信号が作られ、さらにその後の OR 回路によって最終的には全チャンネルのトリガー信号の OR の出力が得られる。このシステムを用いることで、十分小さいノイズ (PMT から最も遠い所での MIP 約 10 p.e./1.3cm に対しておよそ 0.3 p.e. のノイズ) でエネルギー情報を測定でき、ビームバンチ構造を識別するのに十分な情報 (分解能 $\sim$ 2ns) を達成している。

また、VA/TA シグナルを読み出すために製作した VME モジュールを用いて、フロントエンドボードからの信号を制御している。

3.3 Electron Catcher

さらに、SciBar 検出器の下流には電子ニュートリノが CCQE 反応を起こしたときに生成される電子のエネルギーを測定するために、鉛とシンチレーションファイバーから生成された Electron Catcher が置かれている。この検出器を導入することで、K2K ビームに少量だが含まれる電子ニュートリノの混入率を精度良く見積もることができる。

1 つのモジュールは、薄い鉛の層とシンチレーションファイバーから構成されており、一つのモジュールを両側から PMT で読み出す [30]。このモジュールを 30 個並べて 1 層が構成されており、z 方向に 2 層の構造になっている。始めの 1 層は縦に設置されており x 方向の情報を、2 層目は横に設置されており y 方向の情報が得られるようになっている。検出器の概略図を図 3.10 に示す。

この検出器を用いることで、電子ニュートリノ事象だけでなく、中性カレントで π^0 が生成する反応にたいしても、$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma$ で生成する γ が起こした電磁シャワーをとらえることが可能である。この反応は、スーパーカミオカンデでの電子ニュートリノ事象のバックグラウンドになる反応であり、$\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$ 振動を検証するには詳細に研究することが重要である。

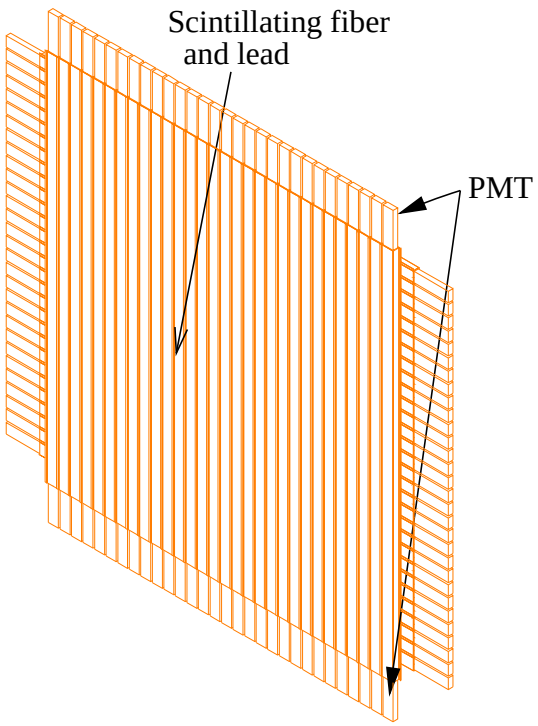

図 3.10: electron catcher の概略図。ビーム方向にたいして縦、横の 2 層があり、各モジュールは両側で読み出している。1 モジュールにつき PMT は片側で 2 個設置されている。

13	12					7	6						0
View	Layer						Strip						

表 3.5: チャンネル番号の決め方。

3.4　SciBar 検出器のチャンネル管理

SciBar 検出器はチャンネル数が 14336 と非常に多いため、データをわかりやすく管理することが必要である。我々は SciBar 検出器の実際の位置とチャンネル番号との対応を次のようにして決めた。

まず、SciBar 検出器は z 方向に 64 層、さらに 1 層は 116 本のシンチレータから成る。116 本のうち、112 本は SciBar 本体であり、上下 2 本ずつは Outer Detector である。116 本はストリップとよび、z 方向の 64 層は層と呼ぶことにする。検出器の位置に 1 対 1 で対応する番号として、表 3.5 のようにチャンネル番号を決める。チャンネル番号は、次のような 14 ビットの情報から成り、0-6 の 7 ビットはストリップ番号 1-116 を、7-12 の 6 ビットは層番号 1-64 を示す。さらに上位の 13 ビット目は横から見ているか上から見ているかを区別するために、上から (x 層) なら 0 が、横から (y 層) なら 1 が入るようになっている。これ以降、SciBar 検出器の位置情報として、このようなチャンネル番号を用いる。

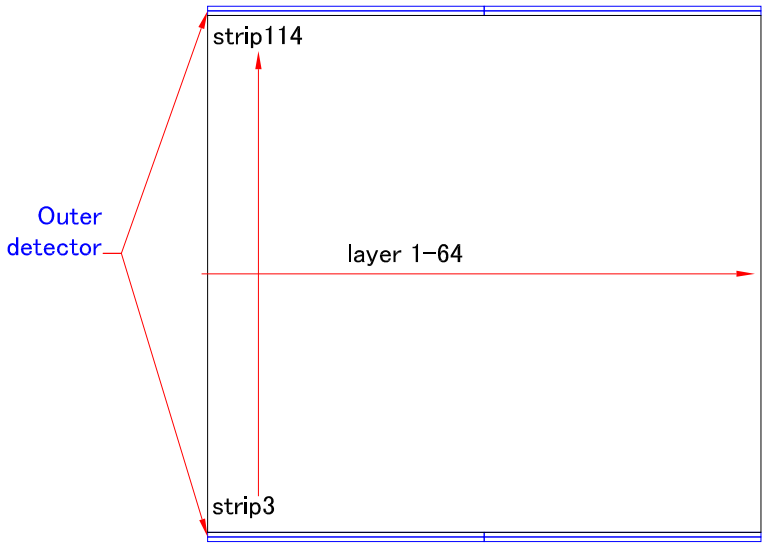

図 3.11: SciBar 検出器を上から (x-z 平面)、または横から (y-z 平面) 見た図。

第4章　波長変換ファイバーの減衰長測定

SciBar 検出器は波長変換ファイバーで読み出しを行うため、エネルギーの測定にはファイバーの減衰を考慮することが重要である。減衰長 (光量が $1/\mathrm{e}$ になる長さ) を $360\mathrm{cm}$ と仮定すると (Kuraray 社提供)、検出器の中で PMT から最も遠い約 $340\mathrm{cm}$ の所は最も近い約 $40\mathrm{cm}$ の所に比べて 48%の光量になる。そこで、検出器をインストールする前に、Pre-Calibration として、全てのファイバーの減衰長の測定とファイバーの品質がよいかどうか、またはファイバーに傷がないかどうかを調べる測定を行った。

我々は SciBar 検出器において粒子の識別に dE/dx を用いる。このとき特に重要になるのが陽子と π 粒子との区別である。これは、CCQE 事象を選び出すために必要である。この陽子と π 粒子の識別のために必要な光量の再構成精度、つまり得られた ADC カウントから実際の反応点における光量を再現する精度を 10%以内と要求する。この値はビームテストによる結果である [28]。再構成精度とは、減衰長の精度、シンチレータの発光量のばらつき、PMT のゲインの補正などを全て含めた値である。PMT のゲインに関しては、ゲインモニターシステムがほぼ 3%以内で安定して補正できることが分かっており、シンチレータの光量に関しては第 5 章で述べる宇宙線の分布から約 0.5%程度と考えると、ファイバーによる減衰の補正からくる誤差は式 (4.1) の値以下に押える必要がある。

$$\sqrt{0.1^2 - 0.03^2 - 0.005^2} \approx 0.095 \tag{4.1}$$

第 5 章でも述べるが、実際にはファイバーによる減衰から来る誤差は、

(1) 減衰長の測定値の誤差

(2) 実機でのその他の効果、主にファイバーの端における反射からくる誤差

と、2 種類考えられるため、光量の補正を 10%以内で行うには減衰長自体の測定誤差を 9.5%以内でできるだけ精度良く見積もることが必要である。

4.1　測定の原理と方法

ファイバーの減衰長はファイバーの異なるいくつかの場所を LED で光らせ、端から読み出す光量の、場所ごとの変化をみることで知ることができる。しかし、LED を光らせる各点の光量は同じにすることができず、各 LED によって変化してしまう。点 x で LED を光らせたときの LED の強さを $\mathrm{I}(x)$、左右から読み出した ADC カウントの値をそれぞれ $L(x)$、$R(x)$ とし、左右での PMT の量子効率など PMT 以降の読みだし効率を ϵ_l、ϵ_r、減衰長を λ とすると、ファイバーの減衰の様子は以下のように書ける。

$$L(x) = \epsilon_l \mathrm{I}(x) \cdot exp(-\frac{x}{\lambda}) \tag{4.2}$$

$$R(x) = \epsilon_r \mathrm{I}(x) \cdot exp(-\frac{L-x}{\lambda}) \tag{4.3}$$

片側で読み出しその光量を距離ごとに比較するには、各点での LED の光量の違いをモニターするためのセットアップが必要になる。しかし両側の光量の比をとれば、LED の光量が違う効果はキャンセルすることができる。

3.6m のファイバーの任意の点を原点として、減衰の様子は、$x = x(cm)$ の点を光らせた時の左右の ADC カウントをそれぞれとすると、

$$\frac{L(x)}{R(x)} \propto exp(-\frac{2x}{\lambda}) \tag{4.4}$$

$$\lambda = \text{attenuation length [cm]} \tag{4.5}$$

$$x = \text{distance [cm]} \tag{4.6}$$

となる。この測定では、50cm 間隔で 5 点を用いて上の式でフィットして減衰長 λ を求める。

4.2　測定のセットアップ

この測定はファイバー 64 本を一度に測定できるように、64 本を横一列に並べて固定する。測定は、5 か所で LED を光らせることで行う。各場所では LED5 個を直列につないであり、64 本分のファイバーにほぼ均等に光が当たるようになっている。光が均等に広がるように、LED の上部には半透明なシートを設置し、乱反射させている。測定の暗箱は図 4.1 に示した。暗箱の中には、長さ 50cm、幅 30cm、高さ 15cm の箱が 5 個おいてあり、天井部分に穴が空いている。箱の底には LED を設置し、箱上部の穴から LED の光が外に当たるようになっている。箱と箱はしっかりと固定してあり、各 LED の間隔は 50cm である。

ファイバーの両端には PMT がおいてある。ファイバー束のクッキー側は 64ch-MAPMT

を設置し、反対側は 16ch-MAPMT を 5 個設置している。PMT を 5 個用いているのは 16ch-MAPMT に dead chanel を含むものがあるためである。64ch-MAPMT とクッキーは、あらかじめ簡単にマウントできるように位置合わせがしてある。反対側の 16ch-MAPMT の前には、ファイバーを PMT の各ピクセルに合わせられるように別のクッキーを PMT に接着した。このクッキーは直方体で、4×4 の穴が空いており、穴の位置は PMT の各チャンネルに対応している (図 4.2 参照)。このシステムにより、64 本を一度に測定できるため、14366 本のファイバーは 224 回に分けて測定できる。

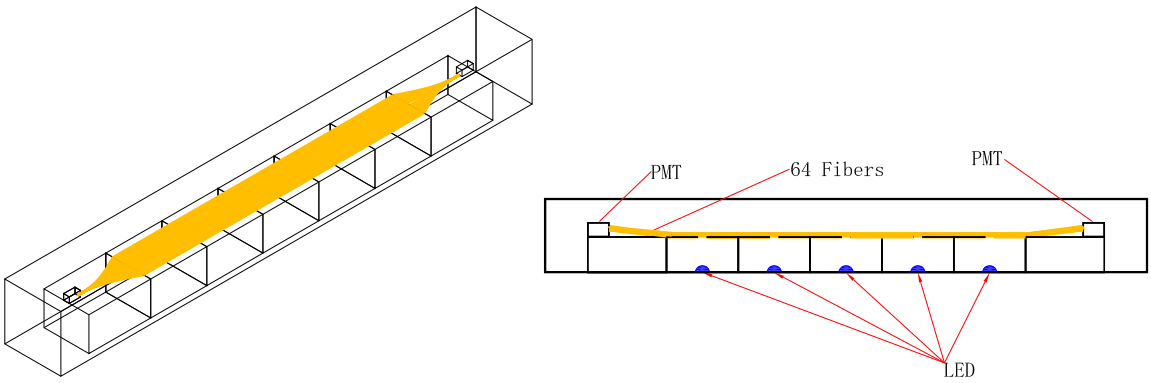

図 **4.1:** 暗箱の概略図。各場所の LED はそれぞれ、LED を 5 個直列につないであり (各点 5 個の LED を用いている)、64 本のファイバーにほぼ一様な光が当たるようになっている。

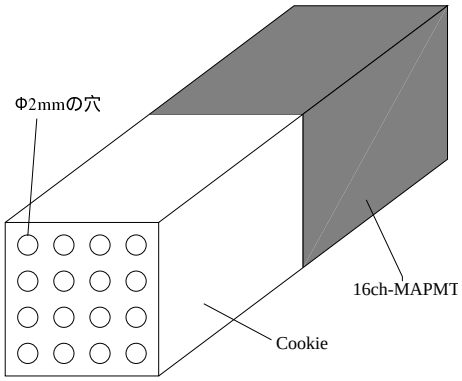

図 **4.2:** 16ch-MAPMT 用のクッキー。測定のときはファイバー 1 本 1 本を穴の中に差し込むことで、PMT の各チャンネルに合うようにした。

減衰長測定には図 4.3 のような回路を用いた。Clock を用いて、LED を光らせるタイミングを作り、さらにこれを MUX(CAMAC Multiplexer) を用いて各 LED を切り替える。ch0 は Pedestal データを取るために用い、ch1 ~ ch5 は LED1 ~ 5 に対応している。さらにこの図では示していないが、MUX の先には各チャンネルごとに可変抵抗を接続し、LED ごとに光量を調整できるようになっている。ADC の GATE は、LED のタイミングを作っている Clock のタイミングを Gate Generator に入力して作る。1 イベント (64channel) のデータをとる間は Event Lam Register(ELR) によって常に Busy のシグナルが出るようになっており、1 イベントが終了するまで次のトリガーを作らないようにしてある。このようにして作ったトリガーを Fan-in/Fan-out(F/F) を用いて、16ch-MAPMT の ADC の GATE に用いる。16ch-MAPMT は CAMAC 16ch ADC を用いて読み出しを行う。また 64ch-MAPMT は実際の SciBar 検出器で用いる VA/TA フロントエンドボード (FEB) で読み出す。

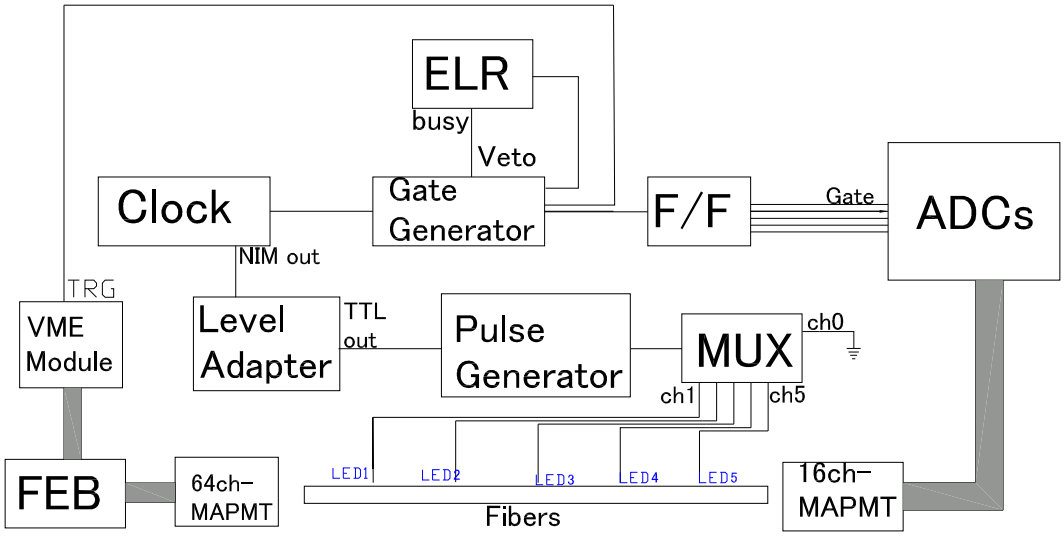

図 4.3: 減衰長測定で用いた読み出し回路

また、図 4.4 は、典型的な ADC の分布である。左側が 64ch マルチアノード PMT で、右側が 16ch マルチアノード PMT で読み出したものである。4.1 節で述べたように減衰長の測定には左右の光量の比を用いると述べたが、測定中は LED の光量が安定していることから、1 イベント毎に比を取るのではなく分布の平均値の比を取ることにした。

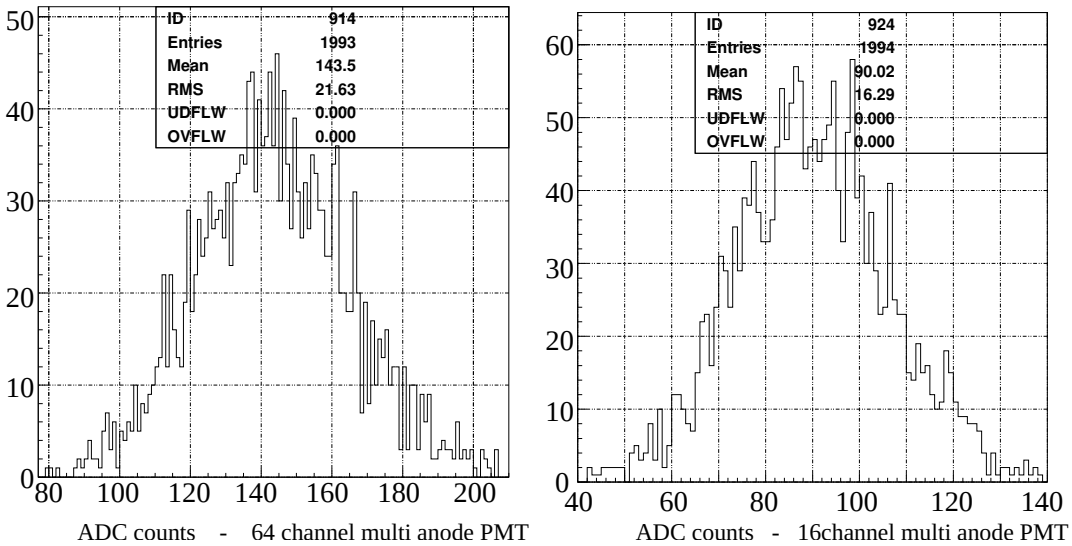

図 4.4: LED の典型的な ADC 分布。光量の広がりは光子統計による。1 束を測定する間は LED の光量は安定しており、減衰長測定にはこの分布の平均値を用いることができる。

4.3　リニアリティの測定

減衰長の測定を両側読みで行うには、両側に用いる 2 種類の PMT のリニアリティが重要になる。そこで光量を変化させながら PMT で読み出したとき、16ch-MAPMT と 64ch-MAPMT が同じ振舞をするかどうかを調べた。そこで減衰長測定と同じセットアップで、以下のような測定を行った。

図 4.1 の中央の LED を用い、光量を変えながら両側で読み出し、両側の ADC 分布の平均値の値がどのように変わるかを調べた。片側は 16ch-MAPMT であり、反対側は 64ch-MAPMT となっている。図 4.5 は、測定の結果であり、横軸に 16ch マルチアノード PMT で読み出したときの ADC カウントの平均値、縦軸は 64ch マルチアノード PMT での ADC カウントの平均値である。図 4.6 は図 4.5 におけるフィット直線からの各点のずれを示したものである。

実際の測定は、図 4.5、図 4.6 の測定結果をふまえ、16ch マルチアノード PMT の ADC カウントで 100 カウント付近の、十分リニアリティがよい領域の光量で行った。

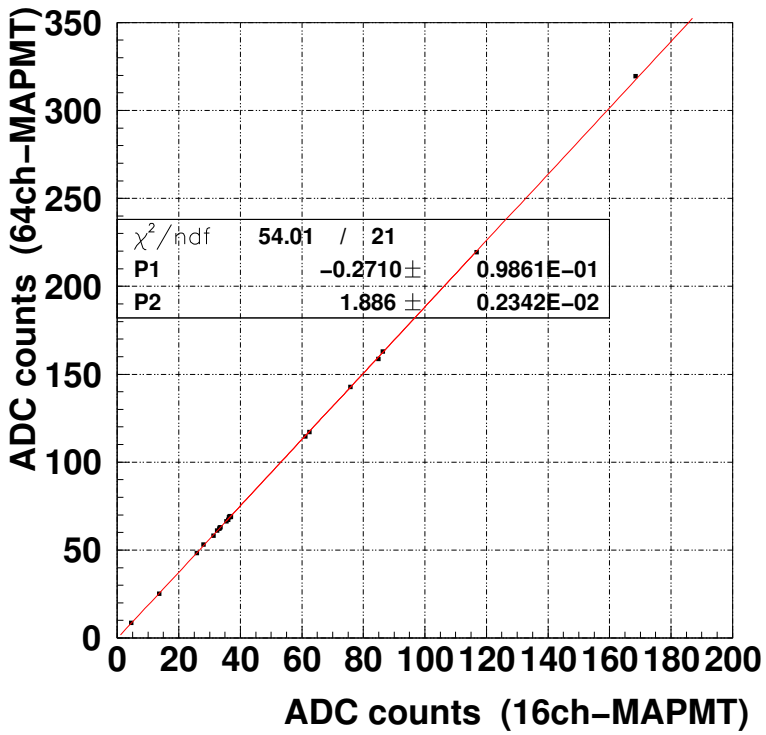

図 4.5: 光量を変化させたときの、16ch,64ch マルチアノード PMT の振る舞い

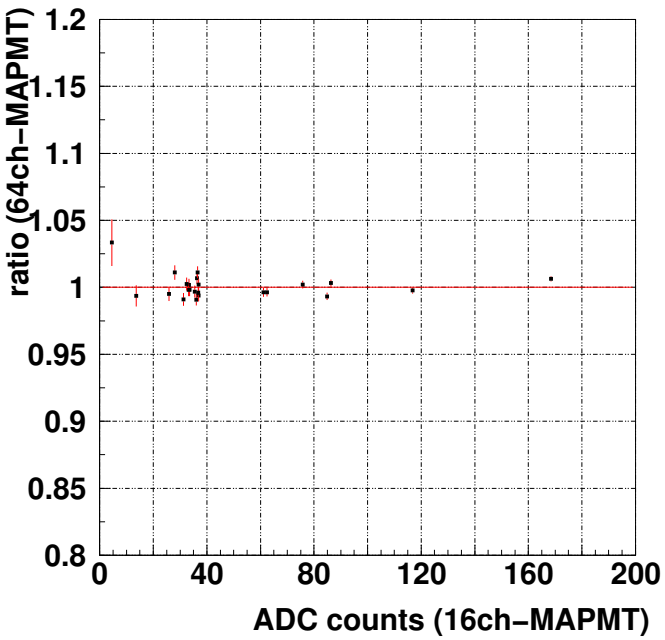

図 4.6: 図 4.5 におけるフィットの直線からのずれ

4.4　系統誤差について

この減衰長測定の精度を調べるため、同じファイバーを用いて繰り返し測定し、各点 (4.5.1 節で出てくる図 4.9 の各点の値) がどの程度ふらつくかを見積もった。まず 22 回の測定を行い、各 LED、各ファイバー毎に左右の ADC カウントの平均値の比をプロットした。図 4.7 に、ある特定のファイバー、LED における結果を示す。

図 4.7 の分布の広がりが測定精度となる。測定精度を求めるため、分布の RMS と平均値 (Mean) を各ファイバー、各 LED について求め、RMS/Mean を計算する。この計算結果を LED 毎にまとめたものが図 4.8 である。ほぼ 1-3 実際の減衰長測定ではこの値を系統誤差として考慮した。

以上の結果から、各 LED の場所において測定値に表 4.1 の系統誤差を考慮する。

図 4.8 をみると、LED の場所によって測定精度が異なり、ファイバーにはよらないことがわかる。つまり光源から PMT までの距離の違いによって測定の精度が異なると考えられる。

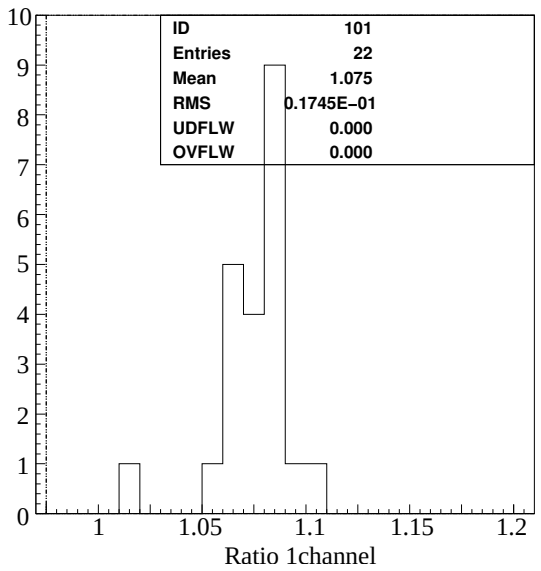

図 4.7: 最も 16ch-MAPMT に近い LED を用いてくり返し測定したときの、両側で読みだした ADC カウントの平均値の比をプロットした図。

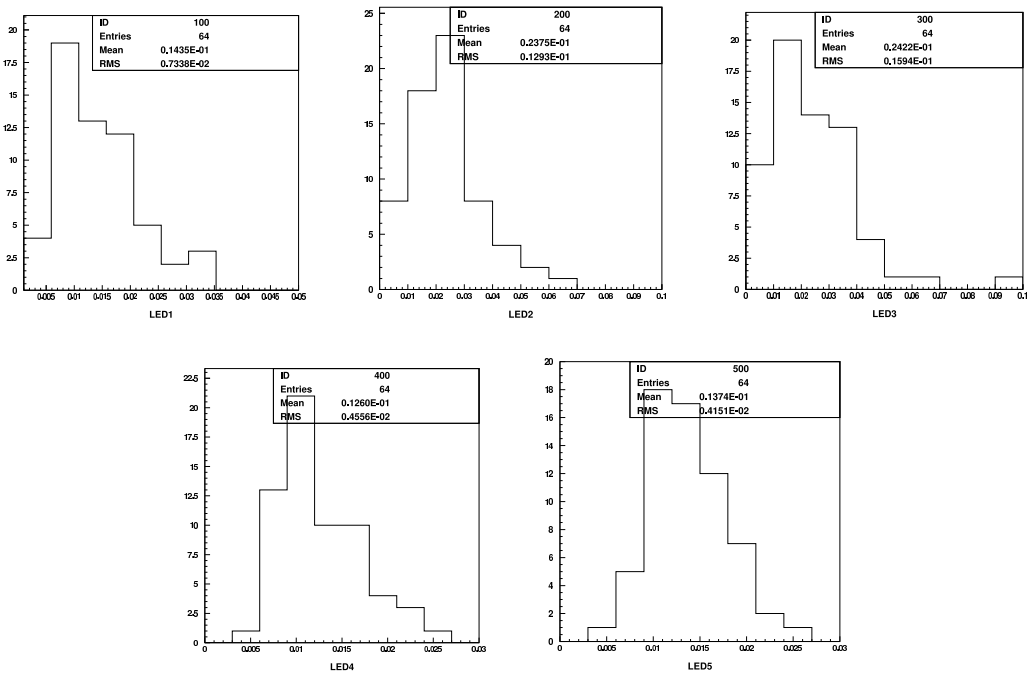

図 4.8: 各 LED において、両側の ADC カウントの比の分布 (4.7) の RMS を、その分布の平均値で割った値。この結果を系統誤差として用いた。

LED	LED1	LED2	LED3	LED4	LED5
Err(%)	1.44	2.38	2.42	1.26	1.37

表 4.1: 22 回の測定で見積もった測定精度。実際の測定では、この値を系統誤差として考慮した。

4.5　測定結果

4.5.1　減衰長測定の結果

図 4.9 に、あるファイバーの減衰の様子を示す。x 軸は最もクッキーに近い (64ch マルチアノード PMT に近い)LED (図 4.1 の LED1) からの距離を、y 軸は両端の PMT による ADC カウントの平均値の比をあらわす。赤い実線は 1 変数指数関数によるフィッティングの結果である。これをみると、波長変換ファイバーの減衰は、1 変数指数関数でよく表されることが分かる。

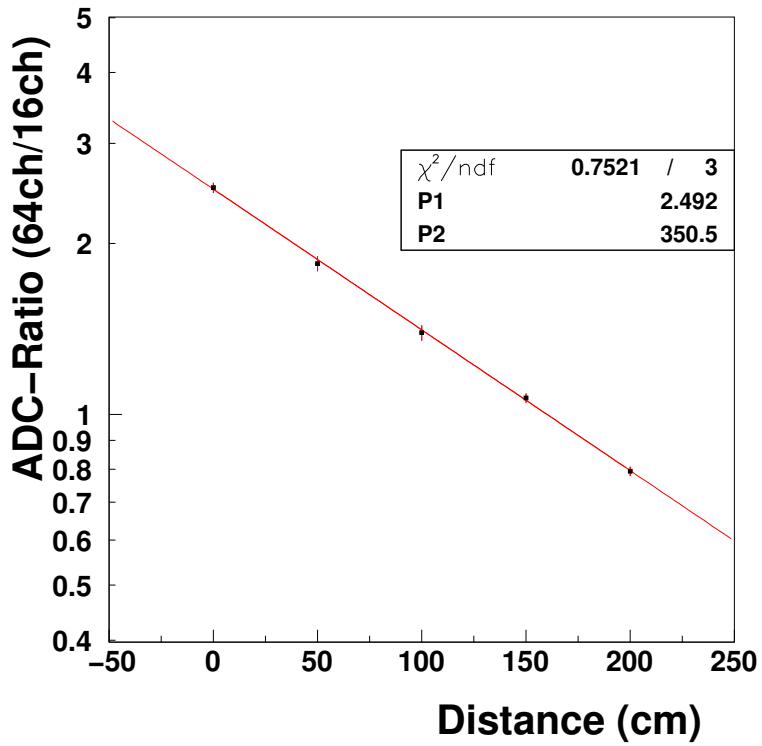

図 4.9: 波長変換ファイバーの減衰の様子。このファイバーの減衰長は 350.52 ± 8.14(cm) である。

さらに、一回の測定の結果を図 4.10 に表す。縦軸は減衰長を表し、横軸はファイバーの番号、つまり 64ch-MAPMT のチャンネルをあらわす。ファイバーは数百本単位で梱

包されて輸送されてくるが、左は同じ箱 (同じ ID) のファイバーだけから作った束であり、右は異なる ID のファイバーを用いて制作した束の測定結果である。右側の図をみると、ファイバーは製作時期によって多少の品質の違いがあるものと考えられる。

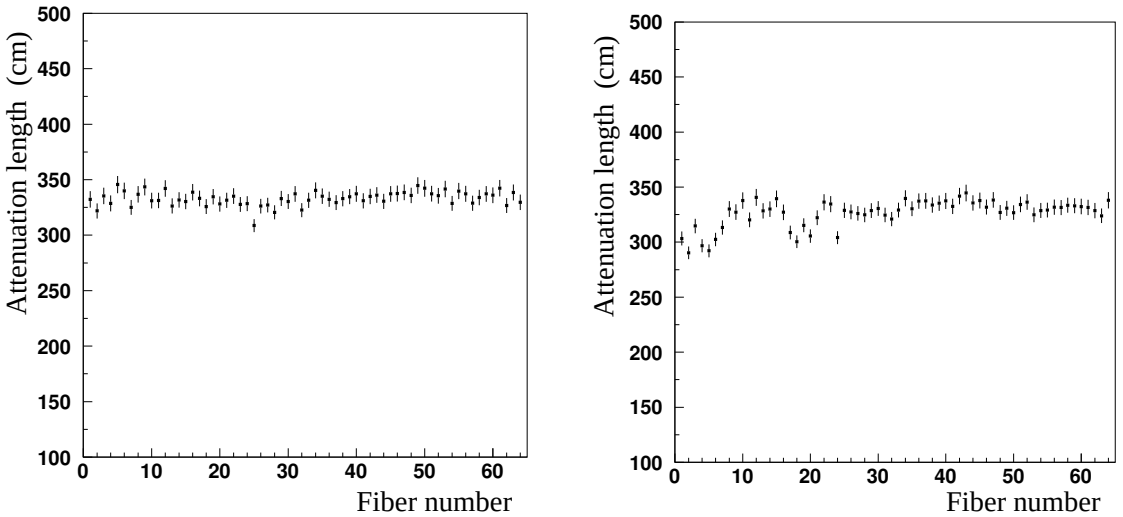

図 4.10: ある束の減衰長測定の結果。2 つのグラフはそれぞれ 2 種類のファイバー束を表す。

次に、ファイバー全数の測定結果を図 4.11 に示す。ファイバーの減衰長はすべて 3%程度の精度で測定が可能で、14366 本の測定結果の平均値は 350cm である。Kuraray での測定でも青色 LED を用いて測定しており、3.5m という結果を得ていることから、ほぼスペック通りの結果と言える。これを見ると、ほぼ全てのファイバーが、3m 以上の減衰長を示しており、特に品質の悪いファイバーは見つからなかった。したがって、測定した全てのファイバーを SciBar 検出器にインストールすることが出来る。

さらに、フィットから求めた減衰長 λ とその誤差 $\Delta\lambda$ について、$\Delta\lambda/\lambda$ を全ファイバーについて調べた。その結果を図 4.12 に示す。全てのファイバーが 2.7%以内で測定できており、減衰長測定の精度としては十分な結果である。

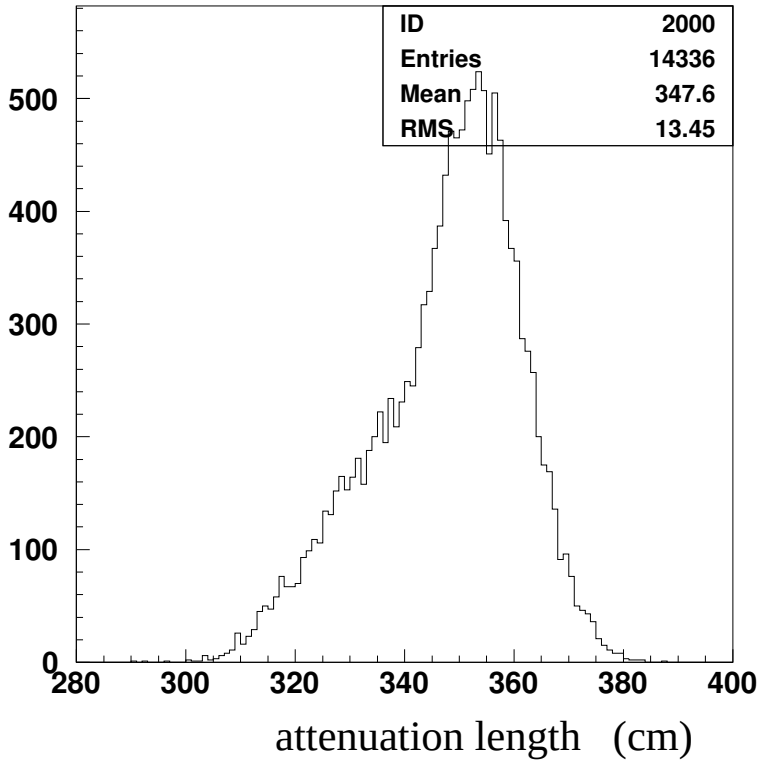

図 4.11: SciBar 検出器で用いる全ての波長変換ファイバーの減衰長測定の結果。

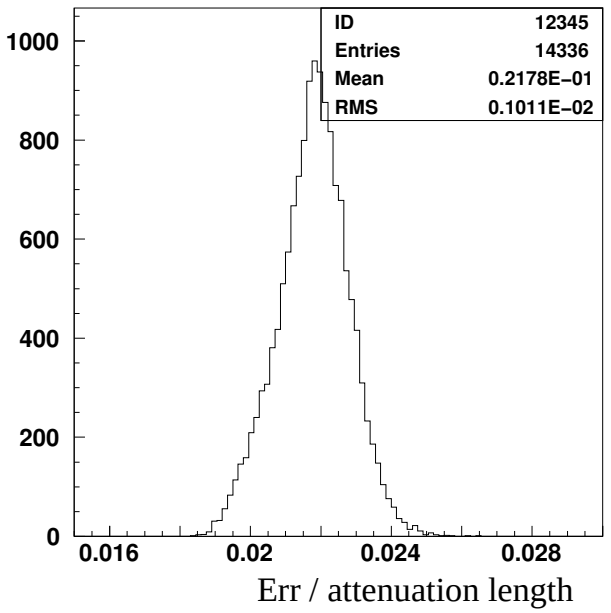

図 4.12: $\Delta\lambda/\lambda$ の値を全ファイバーについてプロットした図。測定精度はほぼ 2%程度であり、全てのファイバーでも 2.7%以内で測定できている。

4.5.2　ファイバーの品質

ファイバーの減衰長測定では、50cm 間隔で 5 点を用いて測定したため、3.6m のファイバーのうち、2m 程しか用いていない。そこで、測定に用いていない部分に傷がないか、品質が悪くないかを調べた。確認にはまず目視で検査を行い、大きな傷があるものは省いた後、測定により確認を行う。

目視はファイバーの端にライトで光を当てて確認する。もしファイバーの途中が折れていたり傷があると、その部分から光が出てくるため確認できる。実際にこの方法でこういった品質の良くないファイバーを発見できることを確認した。しかし我々がファイバー束を作成する間は、大きな傷は見つからなかった。

次に測定について述べる。16ch-MAPMT 側はファイバーの端と PMT の光電面との接触が測定ごとに変わってしまうため (きちんと固定しないため)、この測定では特に 64ch-MAPMT 側のファイバーの端の部分の測定について評価した。

まず、減衰長測定の前に、あるファイバー束を用いて、64ch-MAPMT にもっとも近い LED(図 4.1 の LED1) を光らせたときの 64ch-MAPMT の出力を 64 本全てについて求め、その値を標準的な値とする。全てのファイバー束について、その標準的な値と比較して特に小さな出力を示すファイバーがないかどうかを調べた。もしそういった傾向を示すファイバーがあった場合、以下のような理由が考えられる。

(1) LED1 とクッキーの間で、ファイバーにクラックがある、またはファイバーが折れている。

(2) ファイバーの効率が低い。(吸収効率、ファイバー内での再発光効率など)

(3) クッキーの表面が PMT の光電面にきちんと接していない。つまり、端面処理ができていない、または水平が出ていない。

まず減衰長測定の前に、全く同様なセットアップで一つの束を測定し、LED1 を光らせたときの ADC カウントの平均値を求めておく。以下、この値を標準的な値として、standard ADC (sADC_i:　i は MAPMT のチャンネルを示す。) と呼ぶ。また、減衰長測定の時に LED1 を光らせたときの ADC カウントの値を ADC_i とする。このとき、ADC_i の sADC_i に対する比をもとめ、これを品質チェックの指標とする。つまり、

$$\mathrm{Factor}_i = \frac{\mathrm{ADC}_i}{\mathrm{sADC}_i} \tag{4.7}$$

という Factor を求め、著しく小さい値を示すものがないかを調べた。また、この Factor を用いることで、ファイバーのどこかに傷があったり、クッキーと光電面との接触が悪い束を見つけることができる。また、全てのファイバーの Factor の値が 1 よりおおきくずれる場合は LED の光量が変わってしまった可能性があり、その確認も可能

である。もし測定中に大きく LED の光量が変わるようなことがあると、減衰長を求めるときに行った計算、つまり両側の ADC 分布の平均値の比をとることでは光量はキャンセルしない。つまり、こう行った場合はイベント毎に比を取るべきである。しかし測定の間、LED の光量が大きくばらつくような束はみつからなかった。

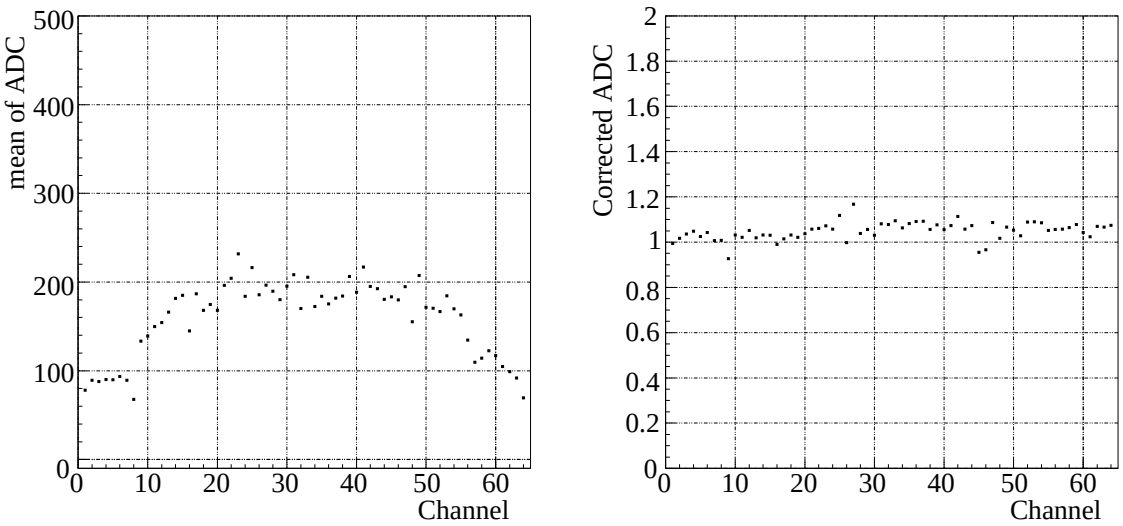

図 **4.13:** 左: 64ch マルチアノード PMT に最も近い LED を光らせた時のその ADC 分布の平均値をチャンネル毎にプロットした。右: standard ADC を用いて、補正した corrected ADC の分布。

図 4.13 は 1 束の測定結果を示す。左の図は 64chMAPMT の ADC 分布カウントの平均値の分布を示している。横軸は 64chMAPMT のチャンネルを表す。この分布が特徴的な形をしているのは、PMT の各チャンネルのゲインの違いによるもので、8×8 に配置されたチャンネルのうち、外側にあたるチャンネルはゲインが小さく、中心ほどゲインが大きい傾向があるからである。また、右の図は式 (4.7) の計算により求めた Factor_i をチャンネル毎にプロットしたものである。これを見ると、PMT のチャンネル毎に異なるゲインや、ファイバー毎に異なる LED の光量の効果がほぼ無くなり、この Factor_i を見ることで各チャンネルに対応するファイバーの性能、品質を調べることができることがわかる。

図 4.14 に Factor の全ファイバーについての分布を示した。Factor のふらつきの理由としては、PMT とクッキーとの接触面や LED の強さ、ファイバーと LED の位置関係、ファイバーの減衰長の違いなとが考えられるが、すべてのファイバーが $0.8 < \mathrm{Factor}_i < 1.3$ の範囲にあり、特に品質の悪いファイバーやクラック、端面処理のミスなどは見つからなかった。

従って、実機の SciBar 検出器には測定したすべてのファイバーをインストールし、用いることができることがわかった。

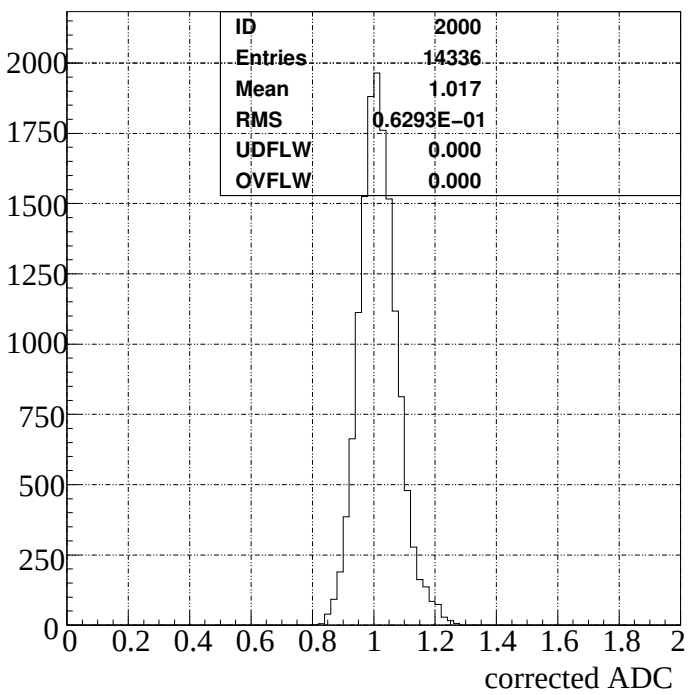

図 4.14: 全ファイバーの Factor の分布。

4.6　1.2mm ϕ 波長変換ファイバーの減衰長測定

SciBar 検出器の本体には 1.5mm ϕ の波長変換ファイバーを用いるが、そのまわりに設置された Outer Detector には、成分が同じだが太さの違う (1.2mm ϕ) の波長変換ファイバーを用いている。このファイバーに関してもインストール前に減衰長を測定したので、その結果について述べる。

SciBar 本体に用いたものと同様に、ファイバー束を作成した。測定方法は前節までと全く同様で、両側読み出しで行った。結果は図 4.15 に示す。減衰長の平均値は 342cm であり、1.5mm ϕ のファイバーとほぼ同じ性能を示している。

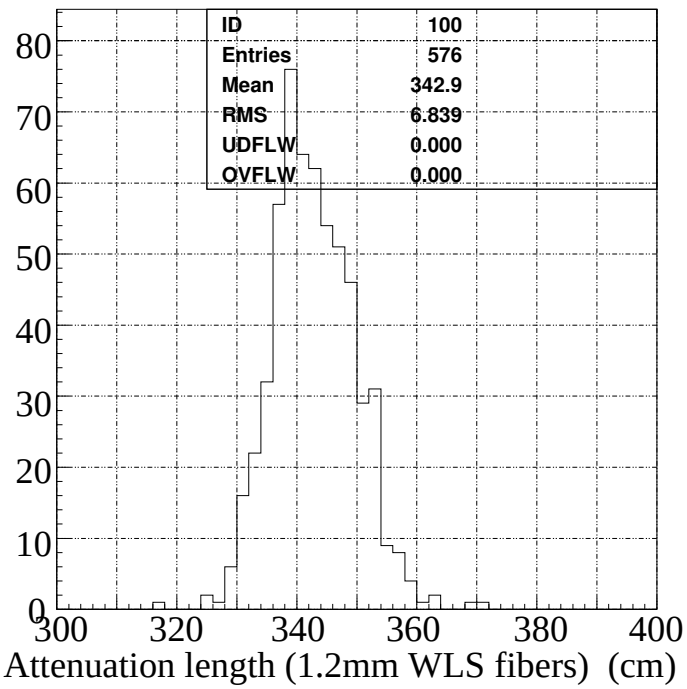

図 **4.15:** 1.2mm ϕの波長変換ファイバーの減衰長測定の結果。

第5章　SciBar検出器における波長変換ファイバーの性能評価

SciBar 検出器にインストールする前に、波長変換ファイバーの減衰長は全て測定したが、インストール後もインストール前と同じ性能を保持しているかや、ファイバーの性能がインストール後、経年変化していないかなどは常時モニターする必要がある。そこで、ここでは SciBar 検出器にインストールした後の波長変換ファイバーの性能評価、実機での測定結果と Pre-Calibration の測定値との比較などについて述べる。

5.1　宇宙線事象

ファイバーの性能評価には宇宙線事象を用いるので、まずこの事象について述べる。SciBar 検出器は、ビーム方向に 64 層あり、x,y 方向には 112 本のシンチレータが並んでいる。一つの PMT は 8×8 の領域を読み出すので (図 5.1 参照)、PMT は z 方向に 8 本、x または y 方向は 14 本設置されている。64 層の SciBar 検出器を 8 層ずつまとめて 8 個のブロックに分け、そのうち 1、3、5、7 番目のブロックを全てつき抜けるという条件を用いて宇宙線事象を集めた (図 5.1)。したがって、Y 層を見ると、z 方向中心部分では、ビーム中心からずれる上下のところでイベント数が極端に少なくなる傾向がある。図 5.2 に SciBar 検出器のヒット情報を示す。これをみると、Y 層の中心部分と検出器の端でかなりのヒット数の違いがあることがわかる。

図 5.3 は、SciBar 検出器で得られた宇宙線のイベントである。減衰長の測定に用いるのはこの図のように SciBar 検出器を貫くイベントである。

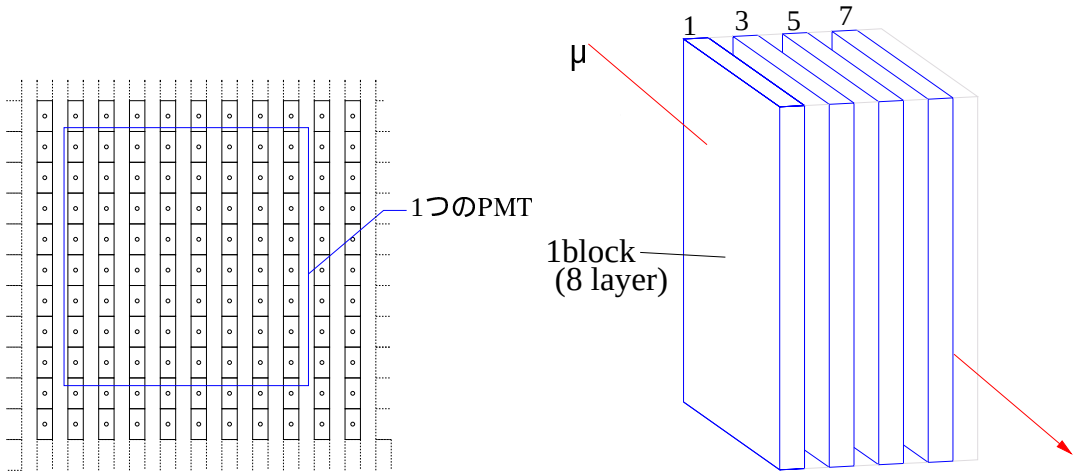

図 5.1: 左: 1 つの PMT が読み出す領域。図のブロックはそれぞれシンチレータを表す。1 つの PMT はシンチレータの 8×8 の領域を読み出す。 右: 集めた宇宙線イベントの例。

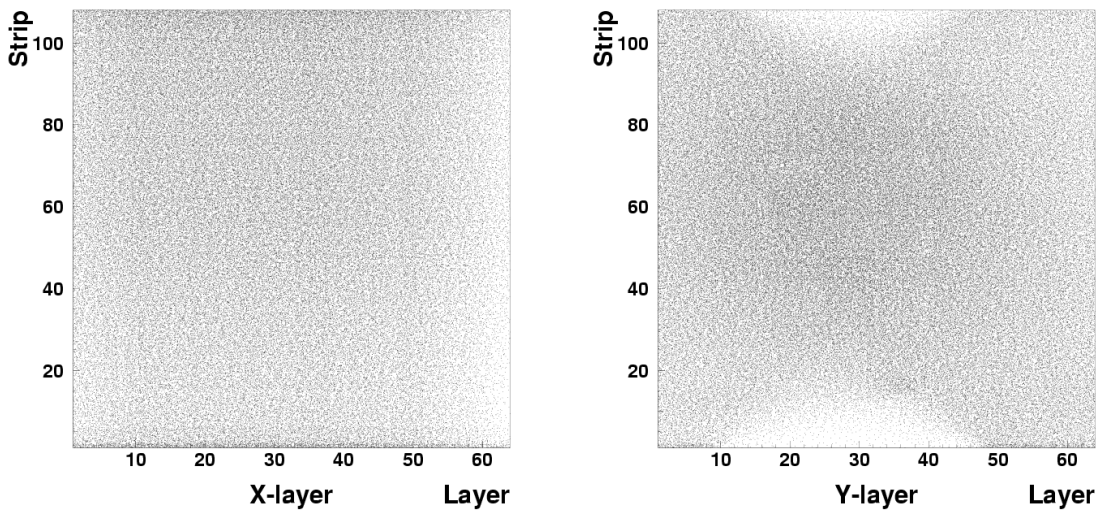

図 5.2: SciBar 検出器の位置によるヒット情報。減衰長測定に用いた宇宙線ミューオンのヒットを表す。左は X 層 (検出器を上から見た図) を、右は Y 層 (検出器を横から見た図) のヒット数をヒストグラムで表した。

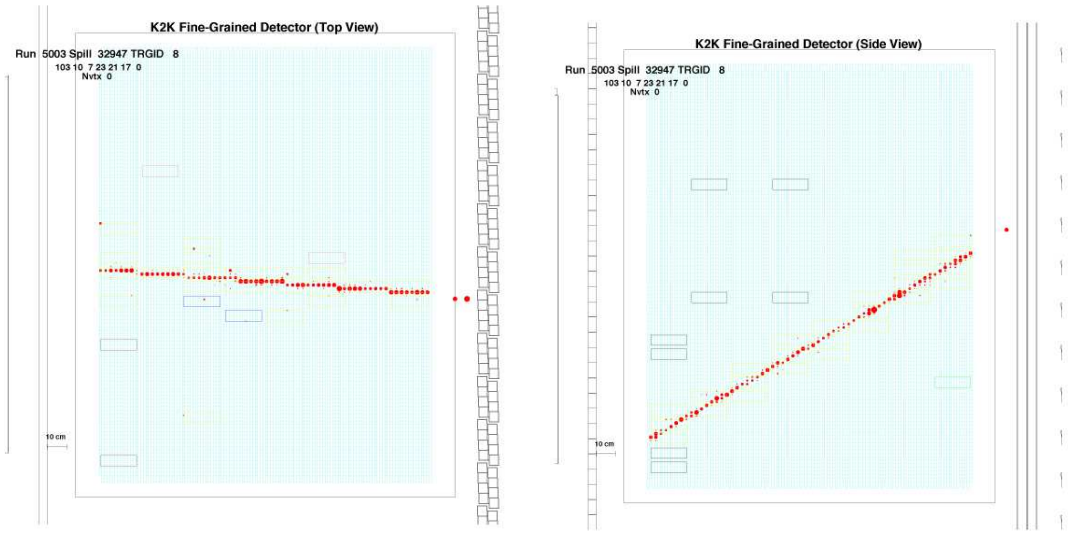

図 5.3: 典型的な宇宙線事象の図。左は検出器を横から見た図、右は検出器を上から見た図。ビーム方向はどちらも紙面左から右。

5.2　SciBar 検出器におけるトラッキングの原理

SciBar 検出器では粒子が通ったときのヒット情報からトラックを見つけるのに、Cellular Automaton([31] [32]) とよばれるトラッキングアルゴリズムを用いている。Cellular Automaton を用いたトラック発見メカニズムは大きく分けると、次の 2 つの手順からなる。

(1) ヒット情報をグループにして、トラックの候補をみつける。

(2) 各トラックの候補を、最小自乗法を用いてフィットし、トラックとして決定する。

5.3　実機を用いたファイバーの性能評価

実機を用いてファイバーの性能を調べるには、

(1) トラッキング

(2) 粒子がシンチレータを通ったときの発光量を通過距離を考慮して補正

(3) 得られた光量を用いて距離毎にプロットして指数関数でフィット

(4) フィットからファイバーでの光の減衰を調べる

という手順で行う。さらに、ファイバーの端では反射により光量が増える効果があるので、その効果についても見積もった。

5.3.1　トラッキングによる光量の補正

測定には SciBar 検出器をつらぬく宇宙線ミューオンを用い、トラッキングにより得られる入射角度を用いて光量を補正した。以下でその方法と結果について詳しく述べる。

ファイバーの減衰を調べるときに用いた条件は以下の通りである。

(1) 用いたイベントはすべてトラックとして認識できたものであり、SciBar を貫いているイベントである。

(2) シンチレータを 10cm ずつの長さに分けて考え、各領域にヒットしたイベントを集めた。ヒットは各領域の中心で起こったと仮定し、光量は全ての平均値を用いた。それぞれの領域の間隔は 10cm である。(図 5.4)

(3) 各層のヒットは 1 イベントにつき 1 ヒットを条件とした。つまり、一つの層をみたとき、その層でのヒットの数は 1 となるものだけを用いた。(図 5.4 参照)

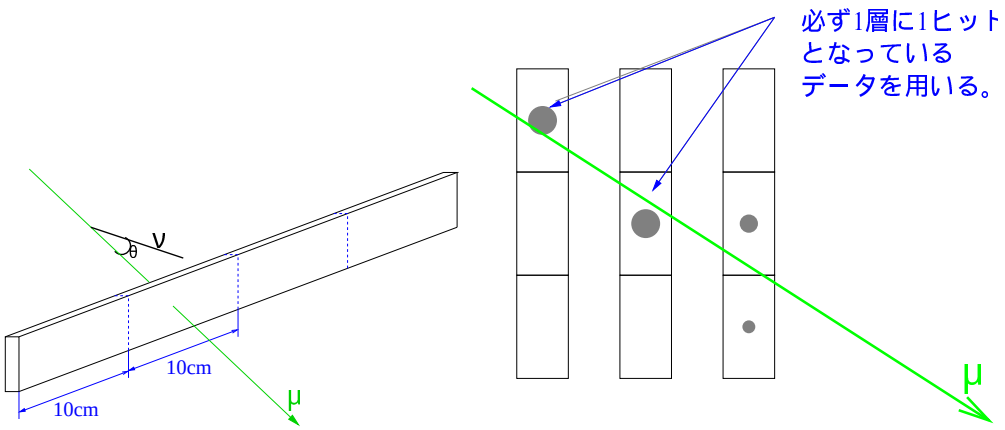

図 5.4: シンチレータを通過する宇宙線ミューオンのイメージ。このようにシンチレータを 10cm ずつの部分に分け、それぞれの部分での発光量を距離毎に求め、ファイバー内での光の減衰を調べた。

この条件のもとで、ある宇宙線のイベントにたいしてトラッキングを行い、得られるビーム軸に対する入射角を θ、1 本のシンチレータでの発光量 (ADC カウント) を ADC、角度で補正した ADC カウントを corrected ADC とする。距離による光量の違いを補正するため、全ての宇宙線は長さ 1.3cm を通過したように補正する。

$$(\text{corrected ADC}) = \text{ADC} \cdot \cos\theta \tag{5.1}$$

式 (5.1) のように補正を行うには、$\cos\theta$、および通過距離に対する発光量の分布を調べる必要がある。まず θ および、$\cos\theta$ の分布を図 5.5 に示す。宇宙線はほぼ上方から入射して来るため、5.1 節で述べたように 4 ブロックつき抜けを要求すると、図のように θ はほぼ 50 度付近にピークがあるような分布になる。次に、通過距離に対する ADC カ

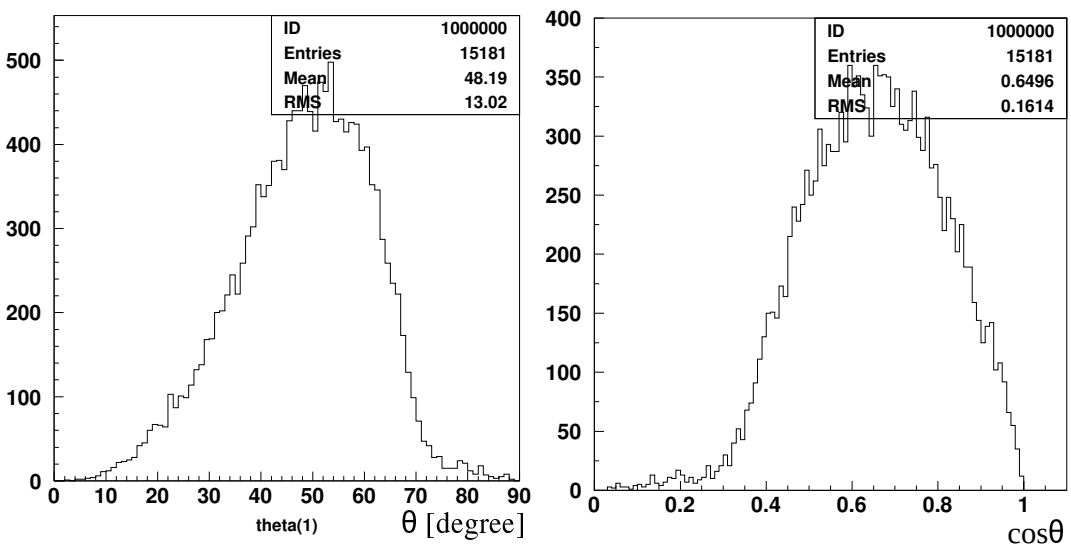

図 5.5: 宇宙線事象の θ および $\cos\theta$ 分布。

ウントの大きさを図 5.6 に示す。図 5.6 をみると、通過距離に対して ADC カウントの値が 1 次関数的に増加しているのが分かる。

式 (5.1) のように補正を行った宇宙線ミューオンの光量分布を図 5.7 に示した。減衰長を計算するときは、この分布の平均値を用いた。

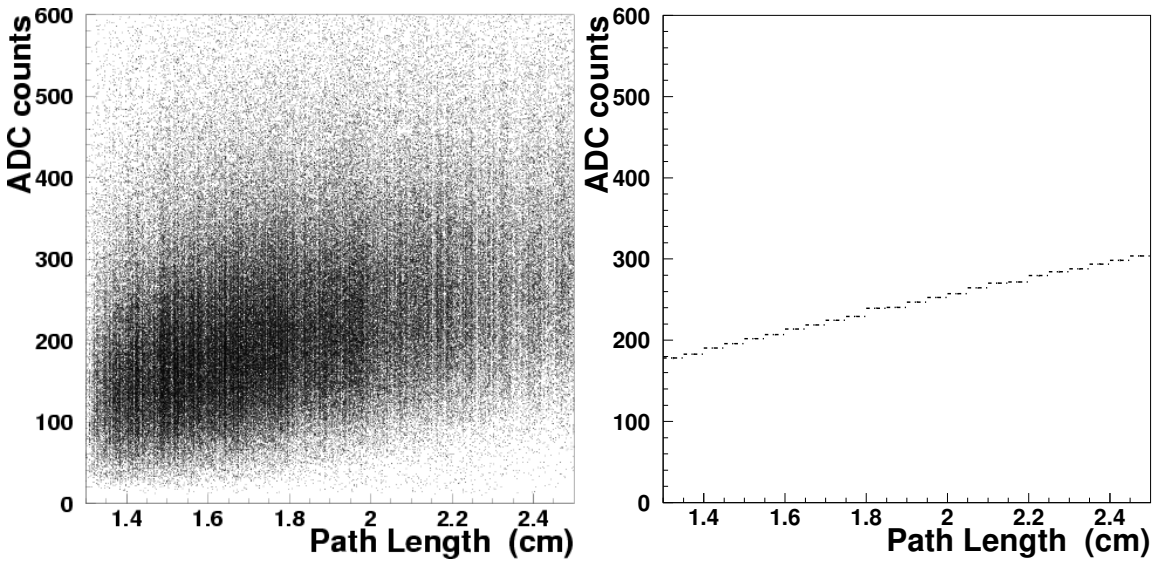

図 5.6: 宇宙線がシンチレータを通過するときの距離に対する ADC カウントの大きさ。左はシンチレータ毎の scatter plot, 右は ADC カウントの平均値を通過距離毎に示したもの。

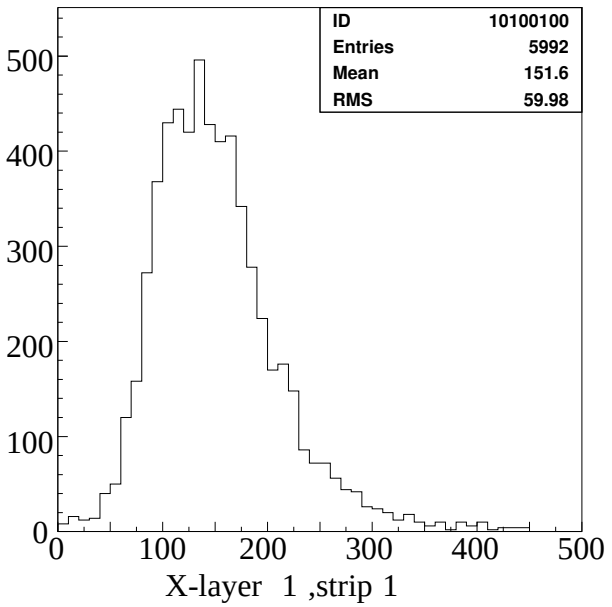

図 5.7: 角度による補正を行った後の宇宙線イベントの分布。減衰長測定にはこの分布の平均値を用いた。

5.3.2　測定結果

ここでは前節で述べた方法で測定した結果について述べる。まず、ファイバーの減衰の様子を図 5.8 に示す。測定には、検出器の端、PMT に近い側からみて 40cm から 240cm までを用いた。つまり、検出器の両端 40cm 分は用いていない。これは、検出器の端では宇宙線事象の統計が少ないためと、PMT と反対側の端ではファイバーの端での光の反射の効果が大きくなるためである。ファイバーの端での反射を考慮した結果は次節で考察する。
ファイバーによる減衰を調べるには、以下の関数を用いてデータをフィットした。

$$\mathrm{ADC} = a \cdot \exp(-\frac{x}{\lambda}) \tag{5.2}$$

ここで、a、λ はフィットで求めるパラメータであり、x は検出器の PMT に近い側の端からの距離を表す。

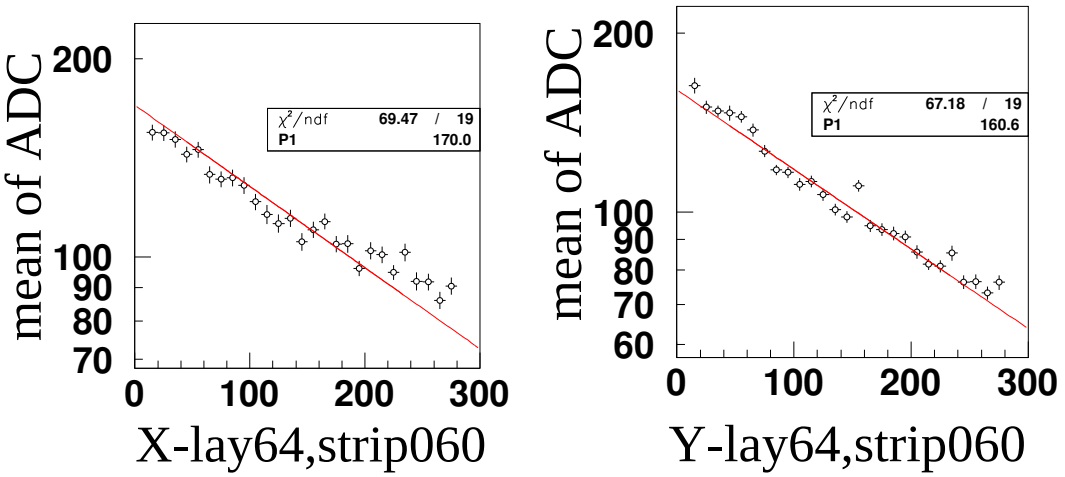

図 5.8: ファイバーの減衰の様子。左は縦に配置したファイバー (X-layer)、右は横に配置したファイバー (Y-layer) を表す。

図 5.8 のフィット曲線とデータ点とのずれを全てのファイバーに対して求め、平均をとった値を図 5.9 に示す。この図を見ると、ファイバーの端近く (PMT から遠い場所) では明らかに光量が増えている。測定された光量はフィット関数から予想される光量より、X 層では約 16%、Y 層では約 7%多い。この効果は全てのファイバーで見ることができる。

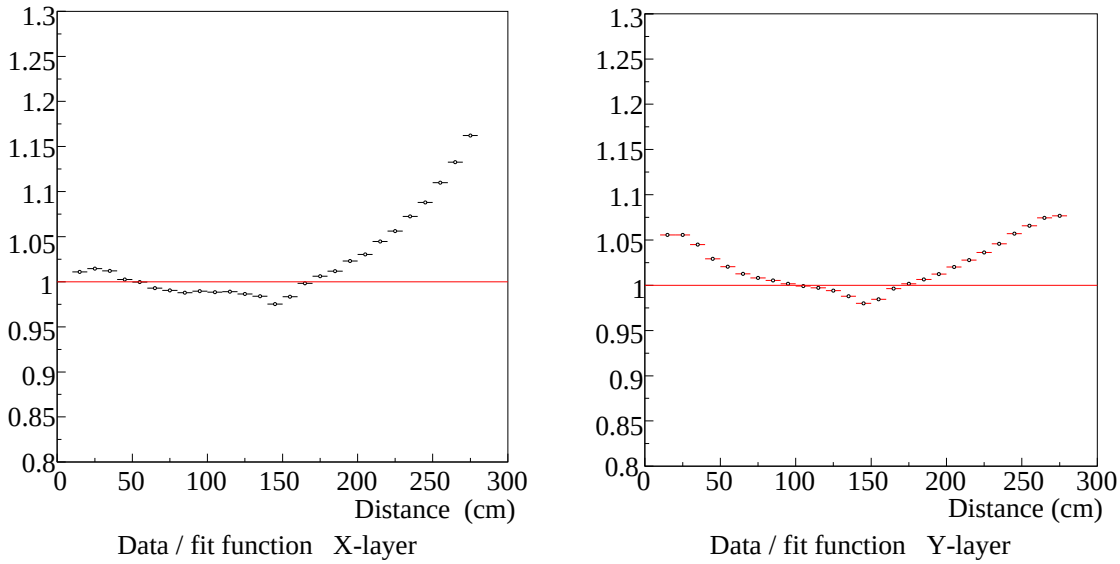

図 5.9: データ点とフィットした関数の比を全てのファイバーについて調べ、その平均値を距離毎にプロットした図。左が X 層、右が Y 層の結果。特に X 層において、検出器の端で大きくずれていることが分かる。

5.4　ファイバーの端における反射について

前節で見たように、検出器の端では Pre-Calibration の測定値と大きな違いがある。つまり、光量が予想される値よりも大きく見える。この効果は全てのファイバーで見られるため、実際のデータでも補正をしなければ正確なエネルギー損失を知ることができない。この効果について考えられる理由としてファイバーの端での光の反射がある。ここでは、データとフィットとの違いが光の反射で説明できるかどうかを調べた。ファイバーの端での反射を考慮した式は、式 (5.2) を以下のように変更することで作ることができる。

$$\mathrm{ADC} = a \cdot [\exp(-\frac{x}{\lambda}) + r \cdot \exp(-\frac{2L - x}{\lambda})] \tag{5.3}$$

r はファイバー端での反射率、λ は減衰長である。いま、PMT に近い側の検出器の端を原点 $(x = 0)$ とし、ファイバーの端までの距離を L としている。この L の値は、X 層,Y 層で異なり、またチャンネルによって検出器からはみ出すファイバーの長さは X では 5cm 程度、Y では 10cm 程度の違いがある。しかし、この違いからくる効果は反射率 r の値に含ませることにし、以下のように決めた。

$$L = \begin{array}{ll} 290 \quad \mathrm{cm} & (X\text{-layer}) \\ 300 \quad \mathrm{cm} & (Y\text{-layer}) \end{array} \tag{5.4}$$

式 (5.3) の第 2 項は反射した光が PMT までファイバーを伝達するのを表しており、位置 x で発した光は直接距離 x だけ進む第一項の他に、距離 $L-x$ だけ伝わった後ファイバーの端で反射率 r で反射しその後距離 L だけ伝わる第二項がある。

ところで、Y でファイバーにより長さが大きく異なるのは、ファイバーを切り揃えずそのままインストールしたためである。ファイバーは第 3 章 3.2.5 節で述べたようにクッキーに 64 本を固定しているため、検出器にインストールした後はファイバー毎にシンチレータまでの距離が異なる (図 5.10)。X 層に関しては、検出器下に場所がないため短く切って、ある程度長さが揃うようしてからインストールした。

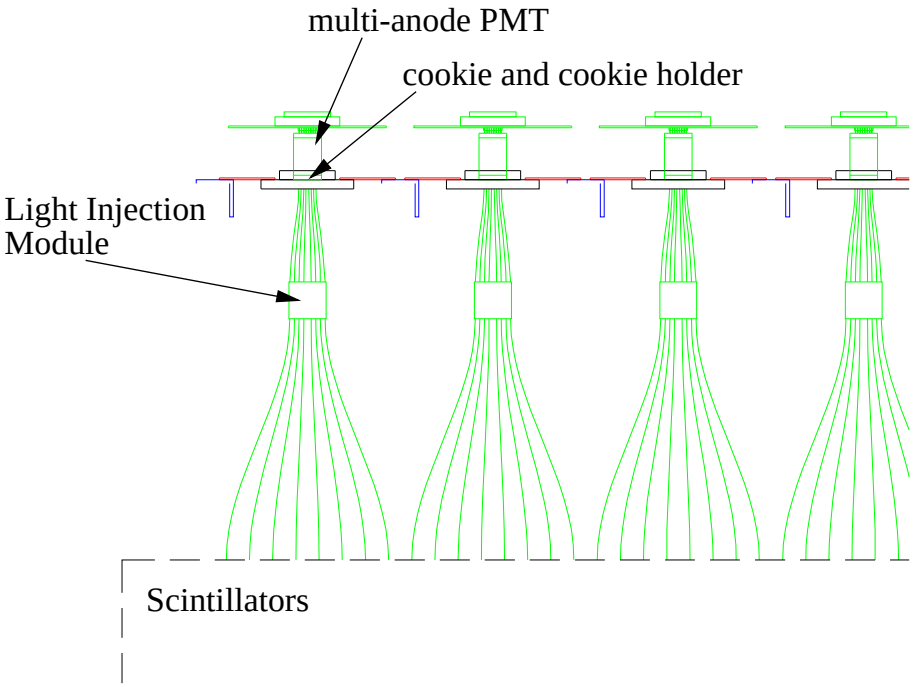

図 5.10: ファイバー、PMT などをインストールしたときの図。

反射の効果を考慮してデータをフィットするには、式 (5.3) において、係数 a と反射係数 r を自由なパラメータとしてフィットする。ただしこのとき、減衰長 λ は Pre-Calibration の測定値を用いた。

5.4.1　反射を考慮したデータのフィットの結果

式 (5.3) を用いてフィットしたものが図 5.11 である。

さらに、フィットした曲線とデータとのずれをみるために、データ点の値とフィット曲線の値の比を取ったものを各ファイバーについて求め、その平均値を図 5.12 に示した。これをみると、X、Y どちらに関しても約 7%以内の精度で光量を補正することが

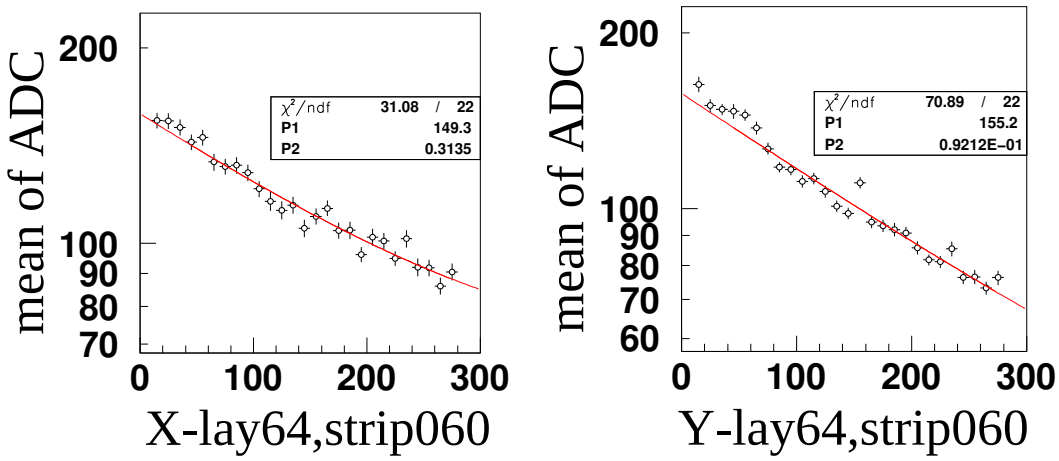

図 5.11: ファイバーの端における反射を考慮してフィットした結果。端で光量が大きくなる効果をよく表している。図 5.8 と同じファイバーをフィットした結果。

できることがわかる。ただし、フィット関数に対するずれ方を見ると、X、Y ともに同じ傾向を示しており、さらに正確な補正をするにはこのずれの効果を補正することが課題である。このずれに関しては付録 D で述べる

5.4.2　反射率の値

前節の測定から得られる反射率は、ファイバーの長さが違うという理由から、X と Y で異なる結果になるはずである。さらに Y は X に比べて反射の影響が小さい (反射率 r が小さい) ことが予想できる。これは、Y は検出器から大きくファイバーが長くはみ出しているのに対し、X は検出器下に場所がないため短く切ってあることが原因である。まず、X、Y それぞれについて結果は以下のようになった。

X 層のファイバーの反射率

X 層のシンチレータは縦に配置されたシンチレータであるが、検出器の構造上底の部分に余裕が無く、インストール前にファイバーの長さが合うように切りそろえてある。そのため、検出器からはみ出した長さは 5-10cm となり、Y に比べて反射の効果が現れやすい。X 層のファイバーの反射率の結果をまとめたのが図 5.13 である。

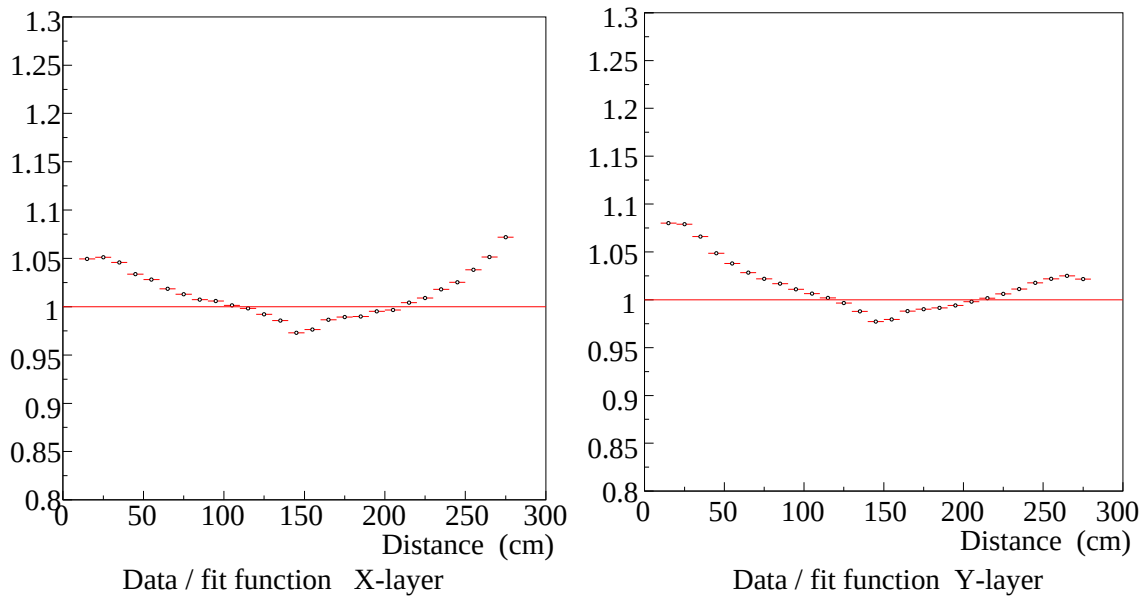

図 5.12: データ点とフィットした関数の比を全てのファイバーについて調べ、その平均値を距離毎にプロットした図。左が X 層、右が Y 層の結果。

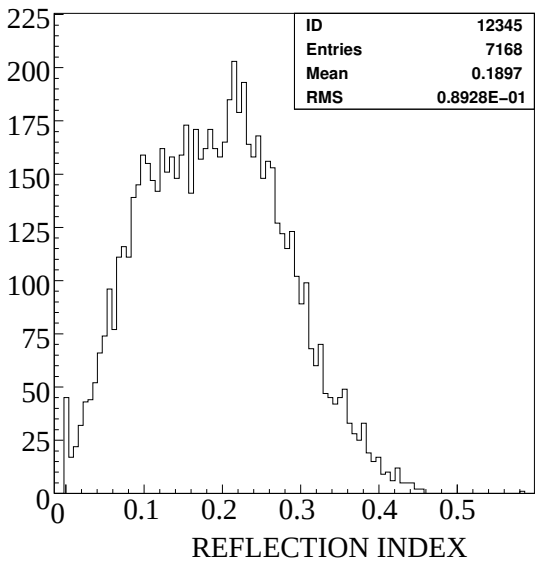

図 5.13: フィットから求めた X 層の全ファイバーの反射率の値。平均値は 0.19 である。

Y 層のファイバーの反射率

Y 層のファイバーは X に比べて約 $20\mathrm{cm}$ 長いので、反射を考える場合その効果は小さいはずである。つまり、式 (5.3) の第二項が小さいはずである。Y についての結果を図 5.14 に示す。

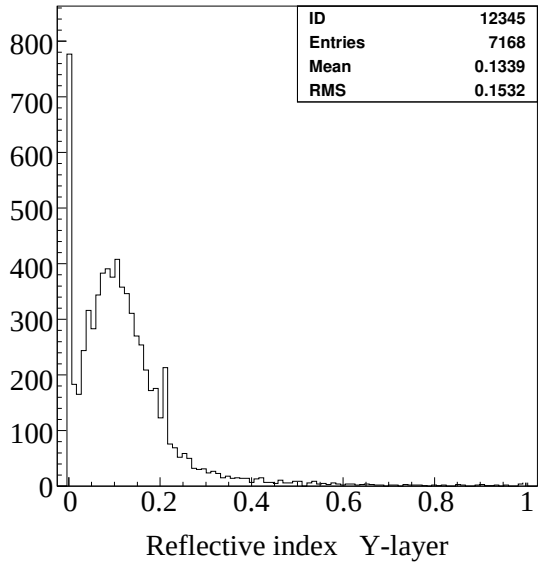

図 5.14: フィットから求めた Y 層の全ファイバーの反射率の値。ほぼ 0-0.3 程度の値であるが、統計数が少ないため、ばらつきが大きい。

5.4.3　反射率の予想値

前節で、ファイバーの端における反射率を評価したが、この値は実際に理論計算から予想される値よりも大きい値である。ここではまず理想的なファイバー断面で予想される反射率を求め前節の結果と比較する。

一般に、屈折率の違う媒質間では、光はその境界面で屈折、または反射する。この屈折率、反射率はスネルの法則、フレネルの法則により屈折率や入射角、反射角、屈折角などを用いて表される。

図 5.16 において、入射光、屈折光、反射光それぞれの電場を、E_i、E_t、E_r とし、進行方向に垂直な面において、紙面に平行な方向を p、紙面に垂直な方向を s と決める。このときフレネルの法則から、それぞれの偏光成分に対する振幅反射率 r_p、r_s は入射角を ϕ_i、屈折角を ϕ_t として

$$r_p = \frac{\tan(\phi_1 - \phi_2)}{\tan(\phi_1 + \phi_2)} \tag{5.5}$$

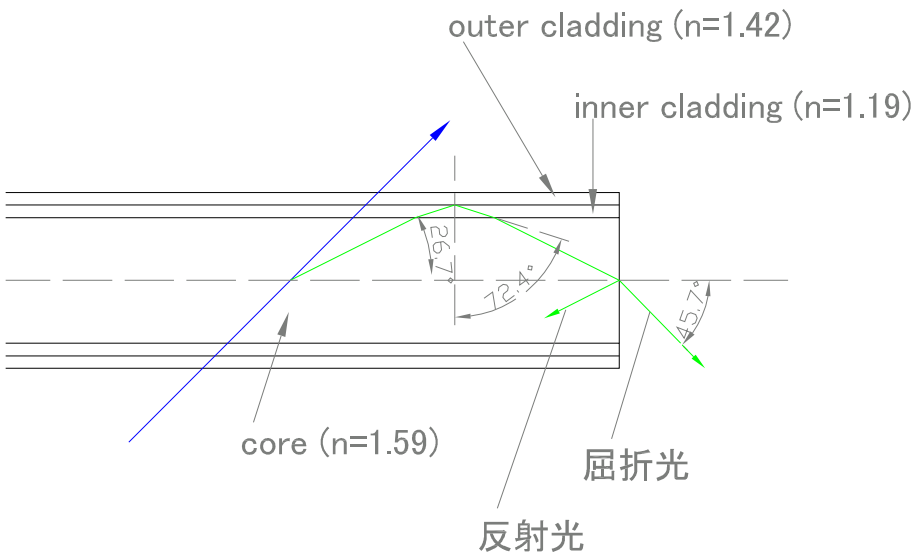

図 5.15: 理想的な断面でのファイバーの端における反射のイメージ。

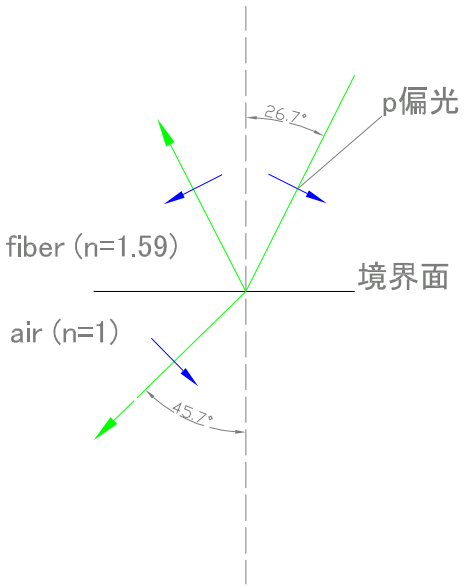

図 5.16: 屈折率の異なる 2 媒質間での反射の様子。紙面に平行な方向の偏光を p 偏光、紙面に垂直な方向の偏光を s 偏光と呼ぶ。

$$r_s = -\frac{\sin(\phi_1 - \phi_2)}{\sin(\phi_1 + \phi_2)} \tag{5.6}$$

と表される。また強度反射率は、光強度が

$$I = \frac{nE^2}{2\sqrt{\mu_0}} \tag{5.7}$$

のように電場の 2 乗に比例することから、(μ_0 は真空透磁率、n は各媒質での屈折率)

$$R_p = \frac{\tan^2(\phi_1 - \phi_2)}{\tan^2(\phi_1 + \phi_2)} \tag{5.8}$$

$$R_s = -\frac{\sin^2(\phi_1 - \phi_2)}{\sin^2(\phi_1 + \phi_2)} \tag{5.9}$$

のように表される。ここでファイバー内での全反射の条件 $\phi_1 = 26.7°$、$\phi_2 = 45.7°$ を代入すると、

$$R_p = 0.012 \tag{5.10}$$

$$R_s = 0.117 \tag{5.11}$$

となる。したがって、

$$0.012 < R < 0.117 \tag{5.12}$$

となる。この値は理想的な断面の下で計算した結果であるが、実際の反射率もこの程度であることが予想できる。したがって次節では反射率 r を $0.012 < r < 0.117$ という条件の下でフィットして求める。

5.4.4　反射を考慮した別のフィット方法

ここでは、前節の反射率の予想値 $0.012 < r < 0.117$ という条件の下で、データをフィットし、反射率、およびフィット関数がどの程度データを再現するかについて調べた。用いる条件は 5.4.1 節と同じであるが、5.4.1 節では $0 < r < 1$ であった条件を $0.012 < r < 0.117$ とした。こうしてフィットしたときの、データとフィット関数との比をプロットしたものを図 5.17 に、反射率の値を図 5.18 に示す。

これらの結果を見ると、フィットからは正確な反射率が求められていない。これは、反射による効果以外にも何か別の理由から端での光量が上がっていると考えるしかないが、この原因は今のところ分かっていない。しかし、実際に光量の補正を行うには、5.4.1 節で述べた方法を用いるほうがここで述べた方法よりも検出器の端での効果を補正できることが分かる。

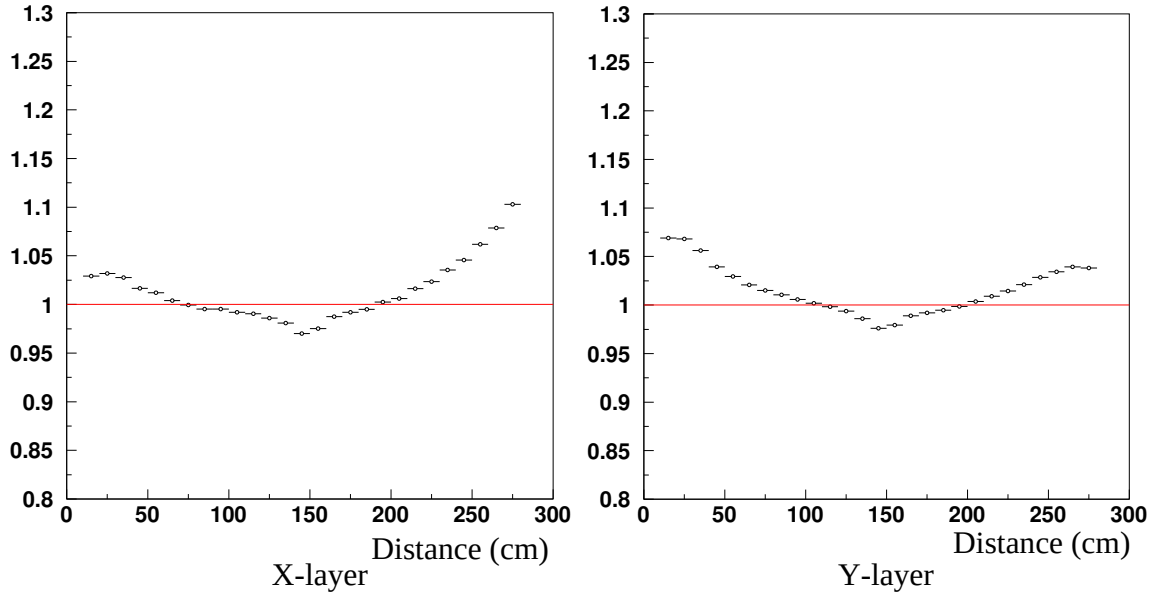

図 5.17: データ点とフィットした関数の比を全てのファイバーについて調べ、その平均値を距離毎にプロットした図。左は X 層、右は Y 層の結果を示す。

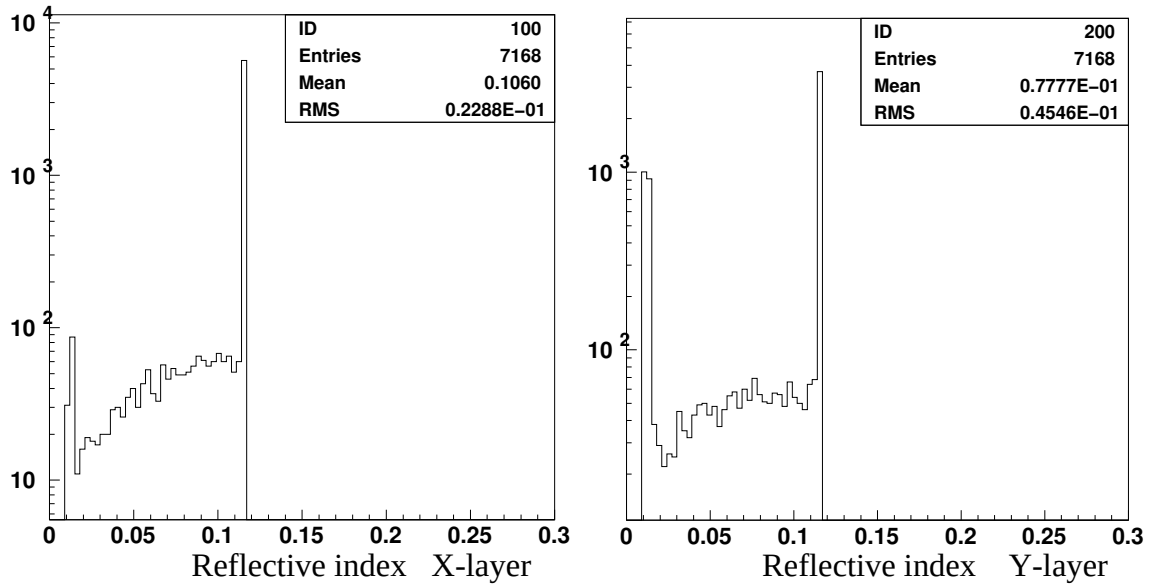

図 5.18: $0.012 < r < 0.117$ の条件の下でフィットしたときに得られた反射率の結果。縦軸は log scale で表している。左が X 層の値、右が Y 層の値である。

5.5　ファイバーの減衰についてのまとめ

前節までで 2 通りの方法で反射率を求め、データとそのときのフィット関数との比較を行った。

反射率を考慮しなかったとき X 層で検出器の端で約 16%程多く見えていた光量は、始めの方法で約 7%までデータと合うようになった。しかし PMT に近い側では約 5%光量が大きく見えている。ただし、屈折率から予想される反射率の最大値は約 0.117 であり、フィットから求めた反射率はかなり大きな値となってしまっている。

次に反射率を $0.012 < r < 0.117$ を満たすようにフィットしたが、この結果としては反射率自体は実際の値に近い値となるが、図 5.17 のように、検出器の端の光量が増える効果を再現しなくなる。

したがって、フィットから求めた反射率の値は、それ自体としては信頼できる値ではないが、実機での端の効果を補正するには始めの方法が最も精度良く光量を再構成できるとし、この方法を SciBar 検出器でのエネルギー補正に採用した。

5.6　反射を考慮した減衰長の計算

ここでは実際に、反射を考慮し実機を用いて減衰長を求めた。実際にはインストール前に測定した値を用いる予定だが、この値を測定しておくことで、ファイバーが痛んで性能が著しく低下したときなど、発見することができる。また、ファイバーが安定して十分な性能を示しているかを調べるにも、実機を用いて減衰長を測定することは重要である。

測定の方法は前節までと同様で、宇宙線を用いて、距離毎にプロットしフィットすることで減衰長を求める。ただし式 (5.3) の λ の値は、前節までは測定値を代入していたが、ここでは未知数としてフィットして求める。つまり、式 (5.3) の r は前節で得られた結果を用いて、a、λ をフィットして求める。

5.6.1　結果

図 5.19 にその結果を示す。また、X、Y 層の結果を別々に示したものが図 5.20 である。

Y 層の結果を見ると、大きく外れた点が多く見られるが、これらはすべて統計数が少ないことからフィットができなかったものである。それ以外については 340-350cm 程度の安定した値が求まっている。とくに X に関してはすべてのファイバーが 300-400cm 程度の値を示しており、Pre-Calibration のデータとよくあっている。Pre-Calibration との比較については次節で行う。

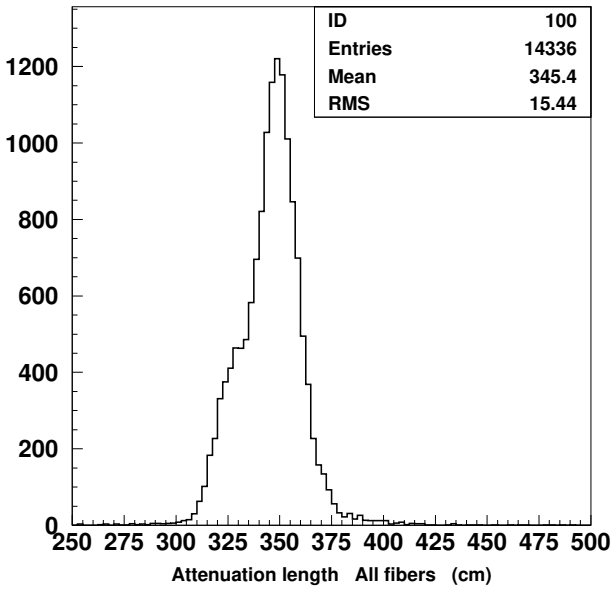

図 5.19: 実機で宇宙線事象を用いて求めた減衰長の結果。

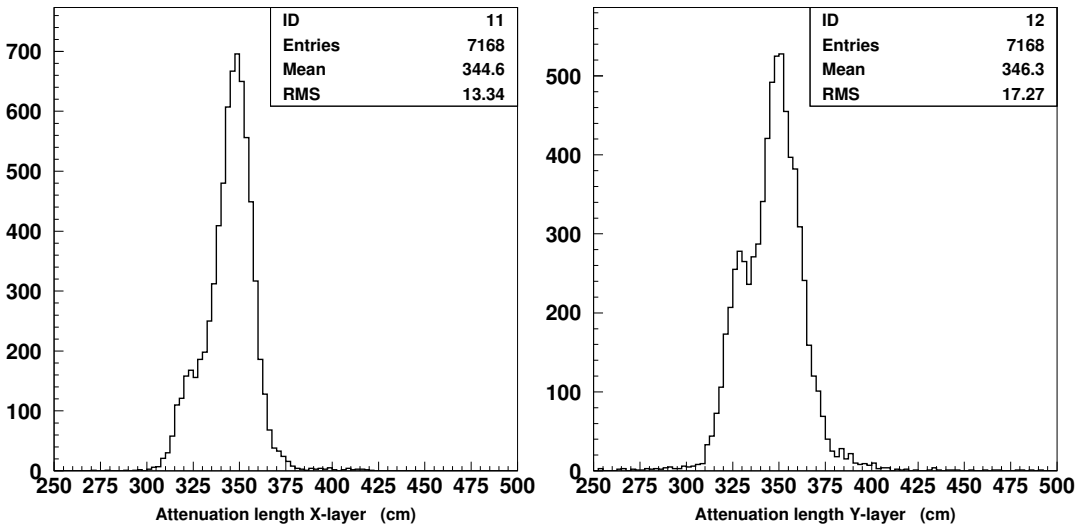

図 5.20: 実機で求めた減衰長の結果。左は X 層のみの結果であり、右は Y 層のみの結果を示す。どちらもほぼ同じ値を示しており、300-400cm 程度であり、平均値は約 345cm となっている。

5.6.2　Pre-Calibration の測定値との比較

宇宙線による測定の信頼度を調べるため、X、Y それぞれについて、測定した減衰長の値を、Pre-Calibration による結果と比較した。図 5.21 には、宇宙線による測定と Pre-Calibration の測定を並べた。横軸はチャンネル番号を表し、縦軸は減衰長測定の結果を示す。したがって、この図を見ることで検出器の位置による減衰長の依存性を調べることができる。2 つを比べると、おおまかな構造は良く似ており、検出器の位置とファイバーの減衰長の値の関係は良く表されている。さらにそれぞれをくわしく比較するために、宇宙線による測定と Pre-Calibration との差を図 5.22 に示す。左の図は 2 種類の測定値の比をとったものであり、右は差をとったものである。これを見る限り、検出器の位置によるわずかな構造が見えるが、約 5cm 以内で Pre-Calibration の測定値と一致している (図 5.23)。

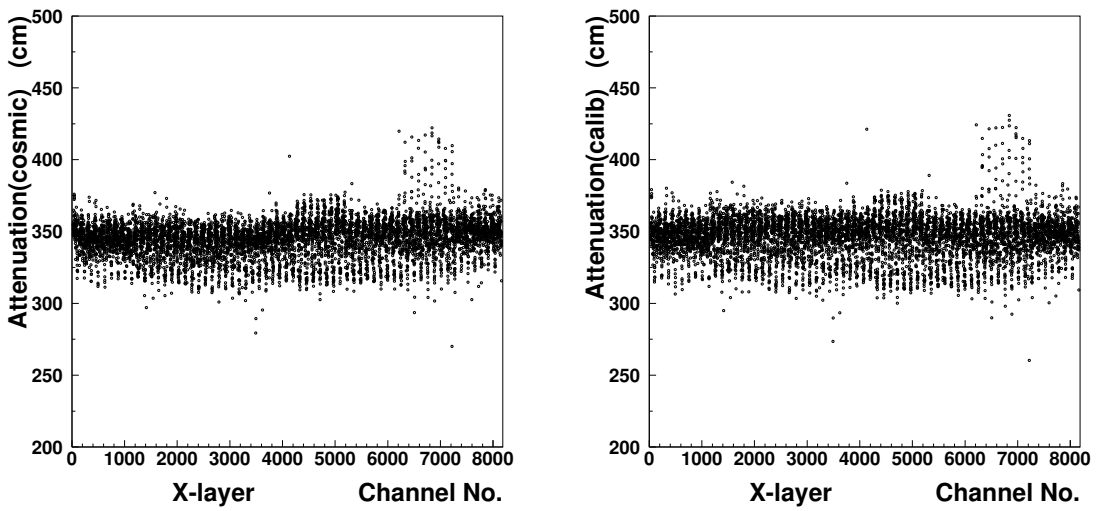

図 5.21: 検出器の位置による X 層の減衰長の違い。横軸はチャンネル番号。左の図は宇宙線を用いて求めた減衰長の結果であり、右は Pre-Calibration での結果である。X 層の結果を示す。

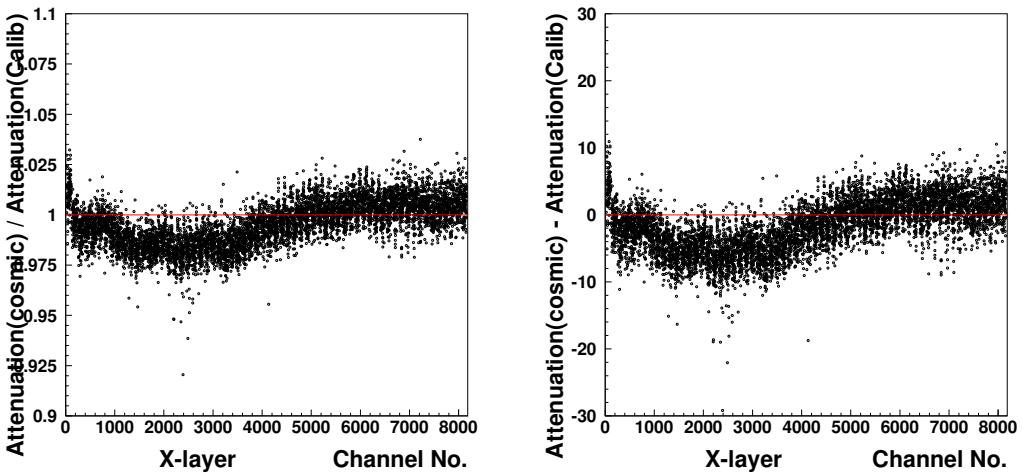

図 5.22: X 層について、宇宙線による測定と Pre-Calibration との比較をした図。左は比を取ってあり、右は差をプロットした。

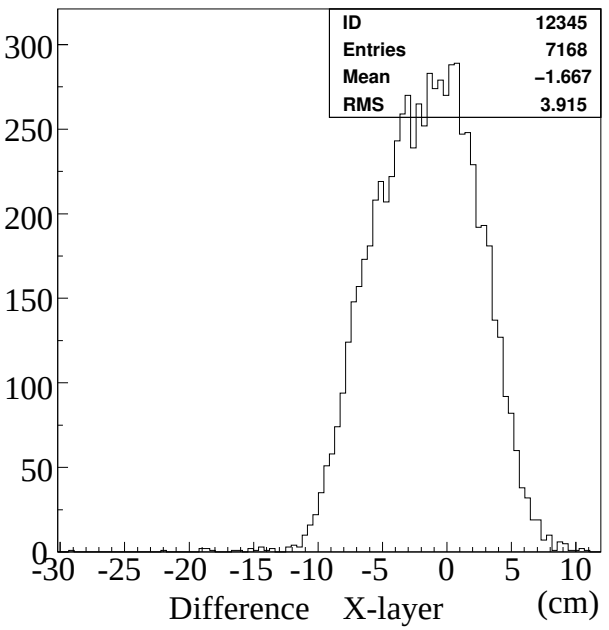

図 5.23: X 層について、宇宙線による減衰長測定の結果と Pre-Calibration による結果との差を示す図。

次に、Y 層に関しても同じように比較を行った。Y 層のシンチレータは水平方向に設置されているため、シンチレータを通過する宇宙線の量は検出器の端では極端に少ない (図 5.2 参照)。また、そのため、図 5.24 では、フィットができないファイバーが数十本あり、ばらついた結果になっているが、全体的な構造を見ると検出器の位置によらず減衰長の値はほぼ 340-350cm 程度であると言うことができる。さらに Pre-Calibration

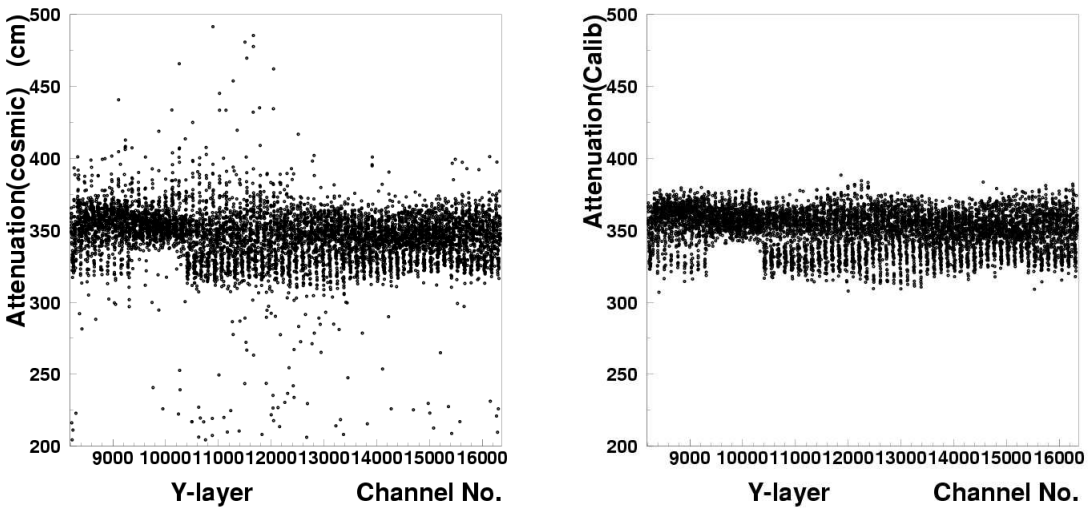

図 5.24: 検出器の位置による Y 層の減衰長の違い。横軸はチャンネル番号。左の図は宇宙線を用いて求めた減衰長の結果であり、右は Pre-Calibration での結果である。ともに Y 層の結果を示す。

の結果と比較した図 5.25 を見ると、ほぼ平坦な図になっている。しかし、それぞれの差をプロットした図 5.27 を見ると、約 5cm ほど Pre-Calibration の測定値より小さい値を示している。これは、反射率を大きく見積もりすぎているためと考えられる。反射率を大きく見積もりすぎると、反射ではない直接ファイバーを伝わる光を小さく見積もることになり速く減衰したように見えてしまう。

また反射率を大きく見積もりすぎた原因としては、5.4 節で見たように、反射以外に 1 変数指数関数によるフィットと合わない効果によるものと思われる。しかしこの効果については今のところ分かっていない。

以上から、ファイバーの性能が経年変化したわけではなく、インストール前と変わらない性能を示していると考えられる。

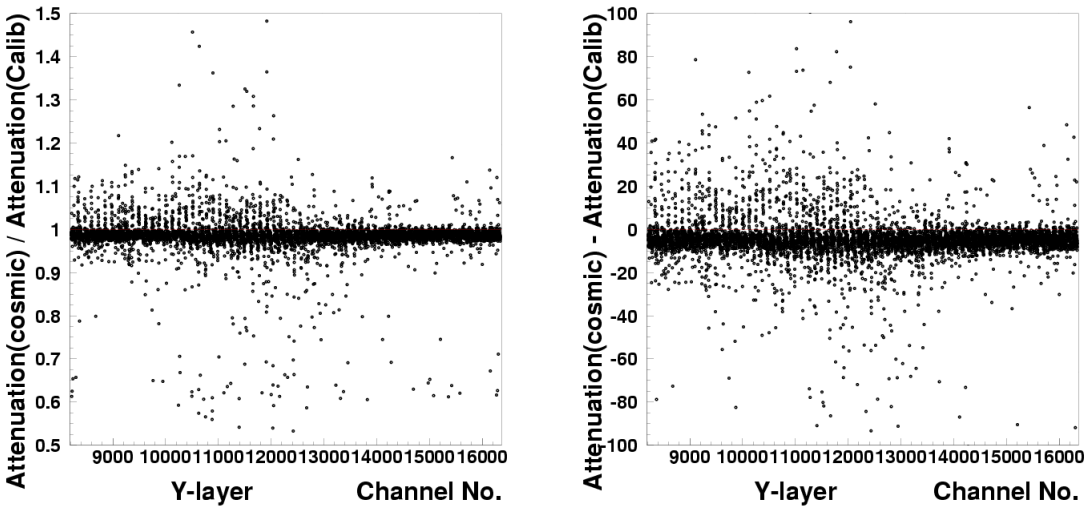

図 5.25: Y 層について、宇宙線による測定と Pre-Calibration との比較をした図。左は比を取ってあり、右は差をプロットした。

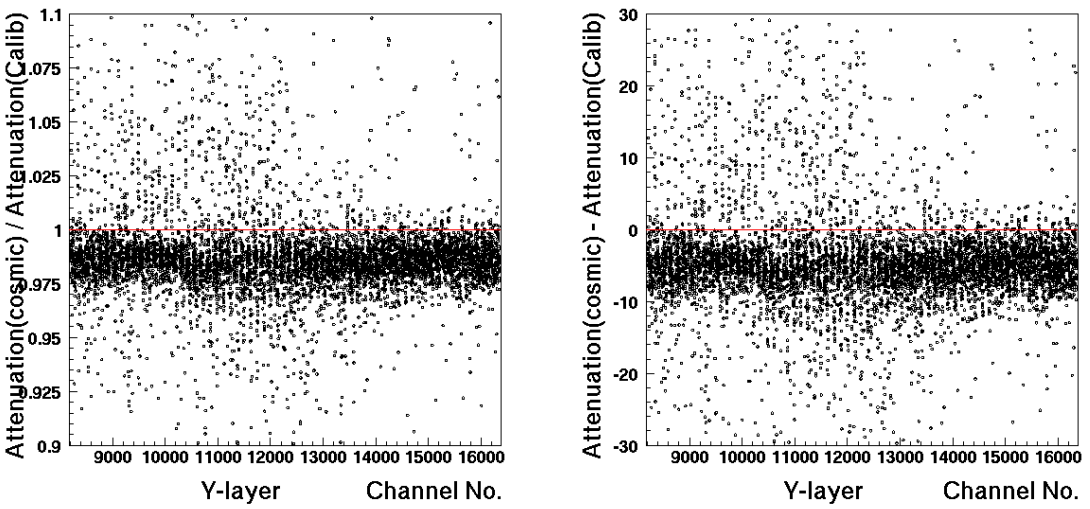

図 5.26: 図 5.25 と同じデータでプロットする範囲を X 層のときと同じにした図。

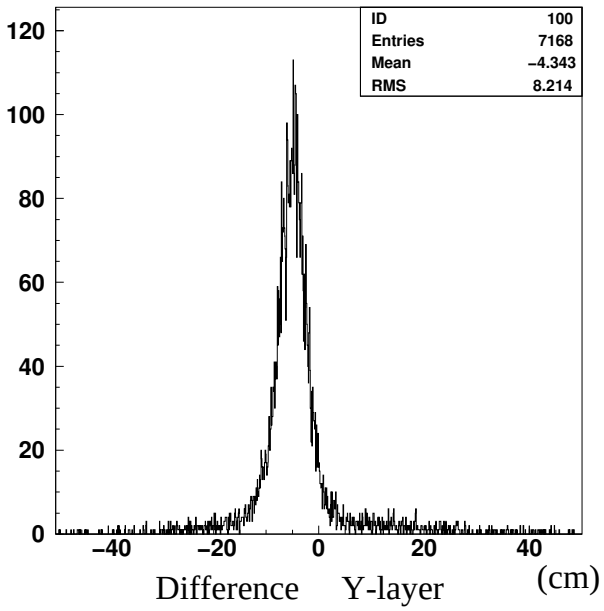

図 5.27: Y 層について、宇宙線による減衰長測定の結果と Pre-Calibration による結果との差。平均約 4.2cm 短く見積もっている。

5.7　結論

この章では、SciBar 検出器に導入した波長変換ファイバーの減衰を宇宙線を用いて測定した。まず、第 4 章で述べた Pre-Calibration の結果を用いて 1 変数指数関数でフィットを行い、3.6m のファイバーのうちほぼ中心部分の 2m では良く一致した結果を得た。しかし、検出器の端の部分ではファイバーの端における反射と思われる効果で、光量が増えている効果がみられた。そこでこの効果を補正するために、反射の効果を付け加えて補正した関数でフィットを行い、約 7%以内でデータの光量を再現できることが分かった。第 4 章でも述べたように、粒子の識別のためには光量を 10%以下の精度で補正しなければならないが、減衰長自体の誤差を 2.7%、ゲインの補正から来る誤差を 3%として、およそ

$$\sqrt{0.07^2 + 0.027^2 + 0.03^2} \approx 0.081 \tag{5.13}$$

となり、約 8.1%で光量を補正できており、要求を満たしている。

さらに、フィットから求めた反射率を用いて宇宙線ミューオンの測定から減衰長を調べることができる。つまり、反射率はフィットから得られた値を用い、今度は減衰長を未知数としてフィットして求める。この結果は Pre-Calibration の結果と良く一致する結果となり、ファイバーを実機に導入後も導入前と同じ性能を保持していることが分かった。この方法で減衰長を求めることで、これから長期的に、ファイバーが安定した性能を示しているかをモニターすることも可能である。

第6章　SciBar検出器の性能 - 粒子識別

ここでは、SciBar 検出器で検出したニュートリノ事象、およびニュートリノ事象を研究するために必要である陽子とミューオンの識別などについて、現在解析中の実機におけるデータについて述べる。

6.1　ニュートリノ事象

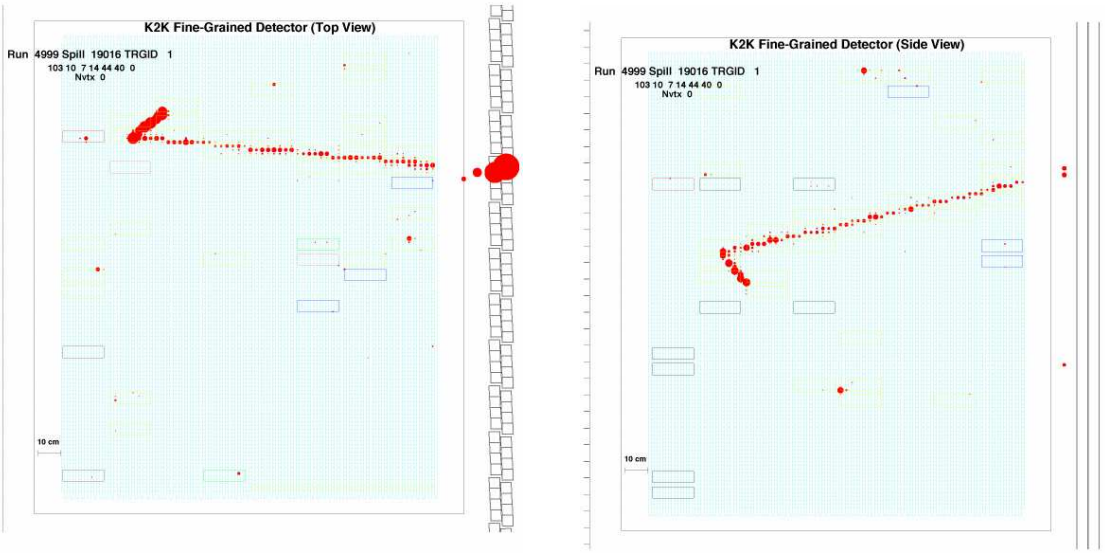

図 **6.1:** SciBar 検出器でとらえた 2 トラック事象。CCQE 事象の候補である。

まずニュートリノ事象として CCQE(式 (2.1) 参照) 候補の事象を図 6.1 に示す。左が上から見た図であり、右が横から見た図である。CCQE 事象を選び出すには、まず図 6.1 のような 2 トラックの事象を選ぶ。

6.2　SciBar 検出器による粒子の識別

粒子の識別性能を評価するために、ここではミューオンと陽子の粒子識別について述べる。まず、それぞれの粒子のサンプルを以下の条件のもとで選び出した。

(1) ニュートリノ反応を選び出すため、ビームタイミング中のデータであることを要求する。

(2) CCQE 反応を選び出すため、2 トラックを要求する。

(3) ミューオンに関しては、SciBar 検出器の中でトラックが始まっていることと、SciBar の後方にある MRD にトラックがあることを要求する。

(4) 陽子に関しては、2 トラックのうち 1 つのトラックが MRD と一致している事を要求する。このトラックをミューオン、もう一方を陽子と仮定する。CCQE 反応を仮定したときにミューオンのトラックから予想される陽子の方向と、実際のトラックが一致しているものを選び出し、陽子のサンプルとした。

(5) 止まりぎわ 2 層 ($XYXY$) と反応点から 2 層は解析には用いない。

(4) によって選び出した粒子は、モンテカルロシュミレーションから、約 90%が陽子であることが分かっている。

(5) の理由は、反応点に近いところは 1 トラックを選び出せないからであり、止まりぎわに関しては最後のストリップのどこで止まったか分からないからである。さらに最初と最後で同じ 2 層を取り除いたのは、トラックの方向 (粒子の進行方向) を求めていないからである。

このようにして選び出したサンプルについて、μ、陽子ともに単位長さあたりのエネルギー損失 E/L(E は粒子が落したエネルギー、L は通過距離) を求めた。その結果をイベント数で規格化したものを図 6.2 に示す。エネルギーは宇宙線事象の MIP ミューオンを用いて構成した。

図 6.2 から、ファイバーの減衰を考慮することで明らかに粒子の識別効率が良くなっていることがわかる。ここで、一つの基準として、陽子の検出効率 (全ての陽子の中で検出できる数) を 90%と要求すると、図 6.2 の減衰長を考慮する前では約 50%程度のバックグラウンドが含まれるのに対し、減衰長を補正した後ではバックグラウンドは約 25%まで減少する。

$E/L = 1.4\mathrm{MeV}$ でカットをかけることでミューオン、陽子から選び出すことができる。このときのミューオンの誤識別 (全てのミューオンのなかで陽子と間違える確率) は約 18.8%である。

この結果は粒子が通過した距離と、その間に落した全エネルギーの結果のみ用いているが、実際には各層毎のエネルギー損失の情報を用いて粒子の識別を行う。そのため、粒子識別の効率はこの結果よりもさらに良くなる予定である。

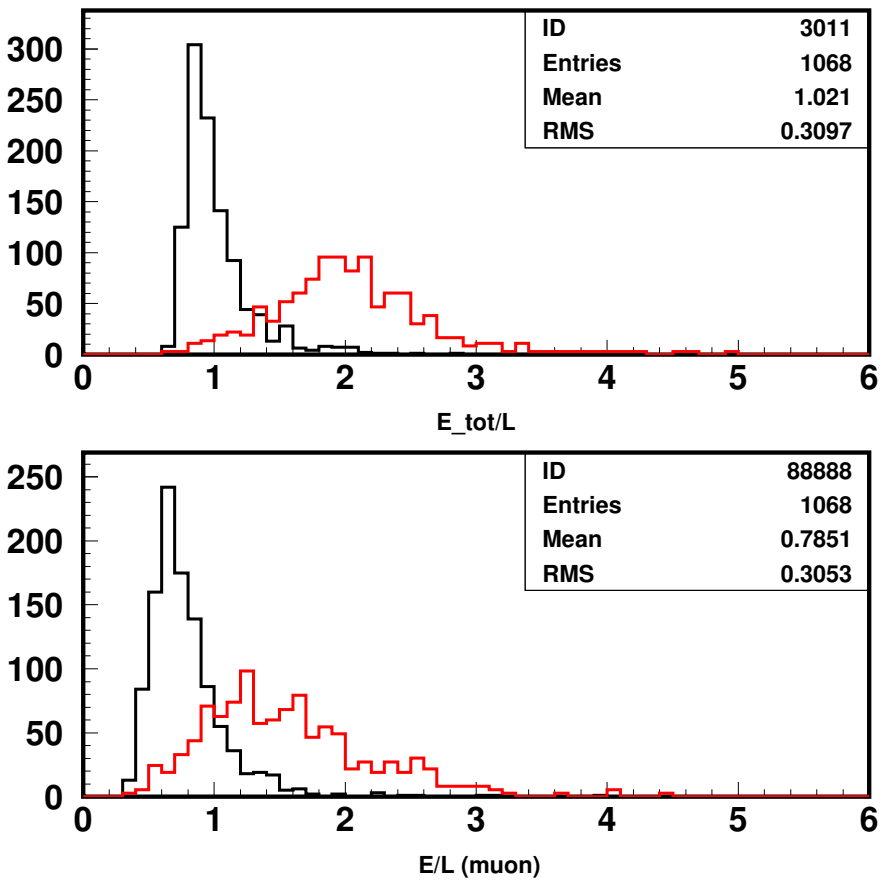

図 6.2: μ と陽子の E/L 分布。赤が陽子、黒が μ を表す。上はファイバーによる減衰の効果を補正したもの。したはファイバーの減衰を補正していない結果。ただし PMT のゲインは補正してある。

第7章　結論

我々は 2003 年 10 月から、K2K 実験 (つくば神岡間長基線ニュートリノ実験) の前置検出器として新たに全感知型シンチレータ飛跡検出器 (SciBar 検出器) を導入した。この検出器を用いることで、主に低エネルギー領域でのニュートリノ事象の詳細な研究が可能になる。しかし、この検出器を用いてニュートリノ事象を研究するには、検出器自体の較正が重要であり、SciBar 検出器ではその読みだしに用いる波長変換ファイバーの減衰を正確に補正することが重要になる。

波長変換ファイバーに関しては、検出器建設前に全てのファイバー約 15000 本について測定し、3%の精度で減衰長の値を求めた。測定しなければならないファイバーの本数が多いことから効率良く測定するシステムが必要になるが、1 回の測定で 64 本同時に読み出すことで全数測定を可能にした。測定精度の 2.7%は、粒子識別のための要求 (約 9.5%以内) を十分満たしている。

さらに、検出器建設後も波長変換ファイバーがインストール前と同じ性能を保持しているかをモニターする必要がある。これに関しては、宇宙線ミューオンを用いることで可能である。しかし検出器の端 (ファイバーの端) では、ファイバーと空気との間における反射によって予想される値より光量が約 20%ほど大きく見える効果が無視できず、補正しなければならない。そこで、インストール前に測定した減衰長を用いて反射の効果を補正した結果、約 7%で実際の光量を再現することが分かった。減衰長自体の誤差や PMT のゲインの補正精度を含めると、およそ 8.1%で光量の補正が可能である結果を得た。

さらに、ファイバーの性能の経年変化を調べるには、実機において減衰長を測定する必要があるが、これに関しても反射率は変わらないとしてフィットから求めた。その結果、検出器建設から 1ヵ月 (測定から約 4ヵ月) ではファイバーの経年変化は見られず、さらに各ファイバーに関しては、この方法で測定することでこれからもモニターが可能である。

現在、SciBar 検出器は順調にデータを取り続けており、様々なニュートリノ事象を解析中である。また、検出器の基本性能に関しても現在解析中である。また、第 6 章に示したように、エネルギーから粒子の識別が可能である結果も得ている。これは、波長変換ファイバーでの減衰の補正や PMT のゲインの違いの補正ができていることを示している。

参考文献

[1] The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, as reported by J.Dress. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment. *the XX Internal Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Rome, Italy*, July 2001.

[2] V.M. Lovashev (Moscow. INR). The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the profect ktrin. *Nucl. Phys. A*, Vol. 719, pp. 153–160, 2003.

[3] K. et al. Assamagan. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev. D53*, pp. 6065–6077, 1996.

[4] R. Barate et al. An upper limit on the tau-neutrino mass from three-prong and five-prong tau decays. *Eur.Phys.J.C2*, pp. 395–406, 1998.

[5] Y.Fukuda et. al. *Phys. Rev. Lett. 81*, Vol. 81, p. 1562, 1998.

[6] M. Ishitsuka and Super-Kamiokande Collaboration. Atmospheric neutrinos: latest results from super-kamiokande. *Nuclear Physics A*, Vol. 721, pp. 509–512, 2003.

[7] R. Becker-Szendy et. al. Electron- and muon-neutrino content of the atmospheric flux. *Phys. Rev. D*, Vol. 46, pp. 3720–3724, 1992.

[8] M. Sanchez et al. Observation of atmospheric neutrino oscillations in soudan 2. *Phys.Rev.*, Vol. D68, p. 113004, 2003.

[9] K. Daum et al. Determination of the atmospheric neutrino spectra with the frejus detector. *Z.Phys.*, Vol. C66, p. 417, 1995.

[10] M. Aglietta et al. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the nusex experiment. *Europhys. Lett.*, Vol. 8, pp. 611–614, 1989.

[11] K. Eguchi et al. First results from kamland: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance. *Phys.Rev.Lett.*, Vol. 90, , 2003.

[12] M. Apollonio et. al. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the chooz nuclear power station. *Eur.Phys.J.C*, Vol. 331-374, pp. 153–160, 2003.

[13] F. Boehm et. al. Final results from the palo verde neutrino oscillation experiment. *Phys.Rev.D*, Vol. 64, p. 112001, 2001.

[14] Y. Declais et. al. Search for neutrino oscillations at 15-meters. 40-meters. and 95-meters from a nuclear power reactor at bugey. *Nucl.Phys.B*, Vol. 434, pp. 503–534, 1995.

[15] Yu.V.Kozlov et. al. A neutrino induced deuteron disintegration experiment at the krasnoyarsk nuclear reactor. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, Vol. 110, pp. 414–416, 2002.

[16] A. Artamonov(Moscow. ITEP). Results from the chorus nu/mu –> nu/tau oscillation experiment. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, Vol. 66, pp. 370–373, 1998.

[17] P. Astier et al. Search for nu(mu) –> nu(e) oscillations in the nomad experiment. *Phys.Lett.B*, Vol. 570, pp. 19–31, 2003.

[18] G. Drexlin et al. Final neutrino oscillation results from lsnd and karmen. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, Vol. 118, pp. 146–153, 2003.

[19] D. Michael (Caltech. Kellogg Lab). The minos experiment. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, Vol. 118, pp. 189–196, 2003.

[20] Issei Kato for the collaboration. The results of oscillation analysis in k2k experiment and an overview of jhf-nu experiment. *e-Print Archive:hep-ex/030643*.

[21] P. Migliozzi (INFN, Naples). Status of the OPERA experiment on the CNGS neutrino beam. *Int.J.Mod.Phys.A*, Vol. 18, pp. 3877–3894, 2003.

[22] F. Arneodo et al. The ICARUS experiment, a second-generation proton decay experiment and neutrino observatory at the gran sasso laboratory. *hep-ex/0103008*, 2001.

[23] T. Maruyama. First observation of accelerrator origin neutrino beam after passing through 250km of earth. *Ph.D thesis, Tohoku University*, November,2000.

[24] T. Inagaki. Measurement of the dissappearance of muon neutrion in 250 km long base line experiment. *Ph.D thesis, Kyoto University*, July,2001.

[25] M. H. Ahn et al. Indication of neutrino oscillation in a 250km long-baseline experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, , 2003.

[26] 加藤一成. K2K 長基線ニュートリノ振動実験における液体シンチレータ飛跡検出器の開発とその基本特性および p/π 識別能力の評価. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2001.

[27] 前坂比呂和. K2K 長基線ニュートリノ振動実験における全感知型シンチレータ飛跡検出器のバックグラウンドと長期安定性. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2002.

[28] 長谷川雅也. K2K 長基線ニュートリノ振動実験における全感知型シンチレータ飛跡検出器の基本性能の評価及びゲインモニターシステムの開発. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2003.

[29] 山本真平. K2K シンチレータトラッカーにおける読み出し用エレクトロニクスの開発. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2003.

[30] S.Buontempo et. al. Performance of the chorus lead-scintillatin fiber calorimeter. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, Vol. 54B, pp. 198–203, 1997.

[31] M.Gardner. Mathematical games. *Scientific American*, Vol. 223, p. 4, 1970.

[32] I.Kisel and G.Ososkov. Application of cellular automata and neutral networks for event reconstruction in discrete detectors. *Proceedings of the Int. Conference. on Computing on High Energy PPhysics CHEP92, Annecy, France, 1992, CERN-92-07*, p. 646, 1992.

付 録A　ファイバー束の製作について

我々は読みだしに波長変換ファイバーとマルチアノード PMT を用いる。そのため、ファイバーは PMT の各チャンネルに合うように固定する必要がある。また、SciBar 検出器の建設はまずシンチレータを全てインストールした後、ファイバー、PMT の順でインストールするため、現場でインストールしやすいように工夫が必要である。我々は 1 つの PMT が読み出すファイバー 64 本を一つの束にまとめ、これをファイバー束として製作した。ファイバー束は SciBar 検出器に必要な数 224 個+ 予備 1 個を約 1ヵ月かけて製作した。ここではこのファイバー束の製作について述べる。

ファイバー束は、64 本の波長変換ファイバー、クッキー、Light Injection Module、ファイバーを 8 本づつ並べるためのタグからなる。

クッキーは本論でも述べたが、PMT の各チャンネルにファイバーを合わせるために用いる。これは図 A.1 のように PMT のチャンネルの配置と同じ場所に 1.6ϕ の穴が空いており、その中にファイバーを差し込んで接着する。さらに PMT の光電面側の面は平面がでるように削って処理する。この処理には Polisher を用いた (図 A.2)。

さらに、PMT の光量をモニターするためのモジュールもこのときに設置しておく。円筒形のこのモジュール (LIM) は円筒の底面に小さな約 1mm の穴が空いており、クリアファイバーで LED の光をこのモジュールの中に導き、中で乱反射させ、ファイバーを伝わって PMT に伝わるようになっている。さらに LED の光量は別の場所に設置する 2-inch 光電子増倍管と pin-photo-diode によりモニターする。ファイバー束にはこの LIM を設置する。

クッキーと反対側のファイバーの端は、検出器にインストールするときにチャンネルを間違わないようにタグをつけ、わかりやすくした。

製作の過程でファイバーを指し間違えたり、クッキーに接着する場所を間違えると、実機に導入後は気づかない恐れがあるので、製作は慎重に行う必要がある。そこで、チャンネルの確認のため、接着後はライトを用いてチェックを行った。この方法は、ファイバーに 1 本 1 本光をあてて反対側のクッキーの端で確認するというものである。

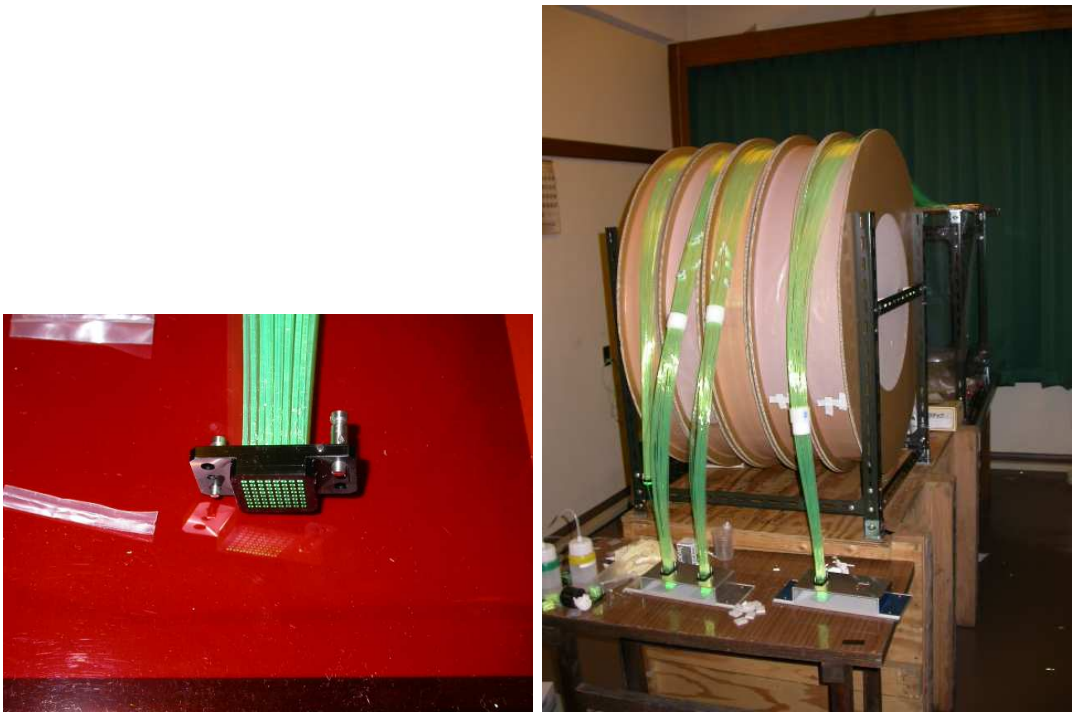

図 **A.1:** ファイバーを固定するクッキーの図。右の写真は接着している様子。ファイバーが長いため、図のように一度上に持ち上げて上からファイバーを降ろし、その先をクッキーに固定している。

図 **A.2:** Polisher の写真。ダイヤモンドカッターを用いて端面を処理できる。

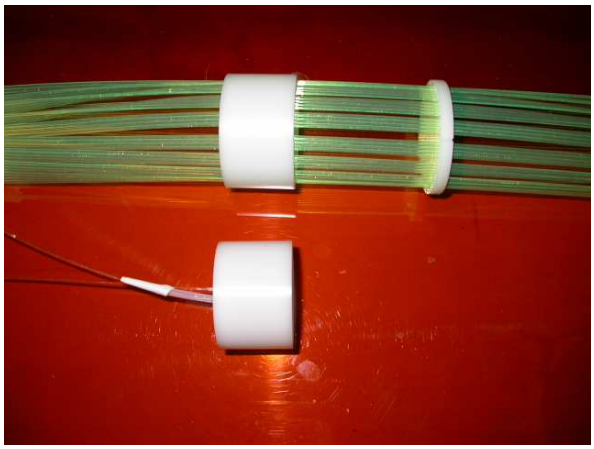

図 **A.3:** Light Injection Module の写真。全ての束に始めからこのように設置しておく。実際にインストールしたときは、クリアファイバーが通るチューブもこの LIM に接着してある。(下図)

A.1　製作手順

束は以下の手順で製作した。

(1) ファイバを 8 本づつタグに通し、Light Injection Module に通す。さらにその先を同じ形のタグに通す (図 A.4 参照)。ファイバーの両端でファイバーが入れ替わらないようにする。

(2) まとめた 64 本の束を図 A.1 のように台にのせる。クッキーは台の下で決まった方向で固定しておく。

(3) ファイバーはタグによって 8 本ずつまとまっているので、上から垂れ下がっているファイバーは 8×8 になっている。これを、奥の 8 本からクッキー接着する。接着のときは、1 列ずつ接着剤を流し込んでからファイバーを差し込む。一列差し終える毎にファイバーがきちんと奥まで差し込めているかを確認する。ここで用いる接着剤はオプティカルセメントを用い、2 液を混ぜ合わせて作る。さらに、接着のときに空気が入り込まないように、混ぜ合わせた後は真空ポンプの中に約 30 分放置し、余計な空気を抜いておく。
接着剤を流し込むにはファイバーを傷つけないように、プラスチック製のシリンジを用いた。

(4) すべて差し込み終えると (図 A.5)、最後に下からファイバーが全部差し込めているか鏡で確認する。接着の台の底は透明にしたので、したから確認が可能である。その後、接着されるまで 12-18 時間待つ。

(5) 接着後、ファイバー束を台から降ろし、まず接着して余分に出たファイバーを超音波カッターでおおまかにカットする。さらに図 A.2 にある Polisher で表面を削る。

(6) 端面を処理した後、ファイバーに 1 本 1 本光をあてて、チャンネルが間違っていないことを確認。ここでもし間違いがみつかるとファイバーを切って接着し直さなければならないが、このような失敗はなかった。

(7) このようにして作成した束を第 4 章で述べた暗箱に入れ、減衰長を測定する。

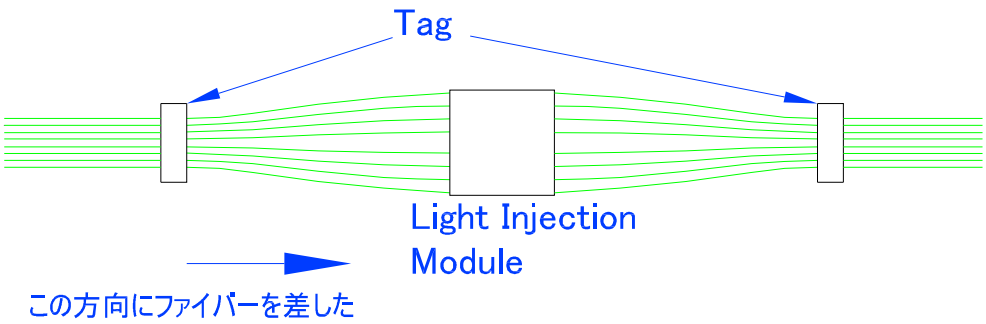

図 A.4: 手順 1 の様子。

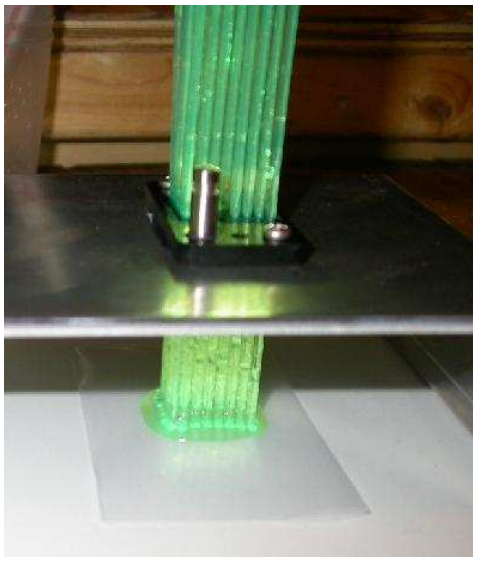

図 A.5: クッキーにファイバーを接着しているところ。クッキーはこのように下でしっかり固定しておき、ファイバーを接着していく。

A.2　束製作における失敗例

製作する上で失敗した例としては、接着が十分されていない、クッキーの端面処理ができていない、LIM にファイバーを通したときにチャンネルが間違っている等があったが、すべて直し、インストールすることができた。接着や端面処理がうまくいかな

かったものについてはファイバーを切断し、もう一度クッキーを接着し直した。波長変換ファイバーは製作直後は 3.6m であり、SciBar 検出器にインストールするのに必要な長さよりおよそ 20cm 程度長いため、作り直すことができる。

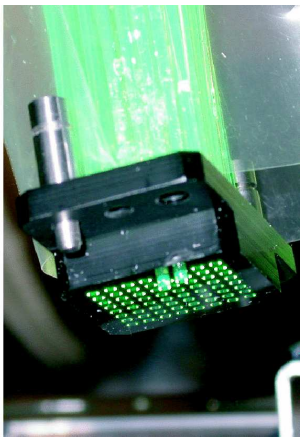

図 **A.6:** 製作に失敗したファイバーバンドルのクッキー。ファイバー 2 本が接着できていなかった。

付 録B　シンチレータの光量測定、比較

ここでは、第3章で述べたシンチレータの光量の測定と、種類の異なるシンチレータの光量を相対的に比較した方法について述べる。

測定は図B.1のようなセットアップで行った。測定するシンチレータ4個を並べ、それぞれは波長変換ファイバーで読み出す。さらに、シンチレータの上下にトリガーをセットし、上下のコインシデンスをとることで、ADCのゲートシグナルを作る。ただし、このセットアップではイベントレートが約 0.5-1event/sec であり、測定に半日から1日かかるため、ペデスタルが変化することも考えられる。そのため、Coincidenceを通過したシグナルは2つに分けて、一方は直接読み出しのためのADCのゲートを作るためのGate Generatorへ、もう一方はもう一方は別のGate Generatorへいき、さらに1秒遅らせたシグナルを、前者と同じGate Generatorへ送る。こうすることで、宇宙線イベントがある毎に必ず1秒後にはペデスタルのデータをとることができる。さらにペデスタルデータをとっている間はトリガーがきても記録しないようにVetoシグナルをCoincidenceに入れておく。

このようにしてデータをとったときのADC分布は図B.2に示す。この図はすでにペデスタルを引いてあり、さらにガウシアンでフィットした。光量を求めるにはこのピークの値を用いた。こうしてシンチレータの発光量にあたるADCカウントが求まる。しかしここで求まるADCカウントは4種類のシンチレータそれぞれでファイバーやPMT、ADCが異なるため、単純に比較ができない。つまり、シンチレータiの発光量を$x(i)$、ファイバーの効率(吸収、発光、減衰)、ADCの変換係数(charge $\rightarrow$ デジタル信号)をそれぞれ$\epsilon_{fiber}(i)$、$\epsilon_{ADC}(i)$とし、PMTのゲインを$G(i)$とすると、

$$\mathrm{ADC}(i) = x(i)\epsilon_{fiber}(i)\epsilon_{ADC}(i)G(i) \quad \text{(B.1)}$$

$$\mathrm{ADC}(j) = x(j)\epsilon_{fiber}(j)\epsilon_{ADC}(j)G(j) \quad \text{(B.2)}$$

と表される。いま、xのみを比較したいので、その他の係数は補正しなければならない。そこでこの測定をファイバーを差し替えながら測定を繰り返し行いシンチレータ以外から来る個性を補正した。ファイバーを差し替えると、式(B.1)、(B.2)は、それぞれ

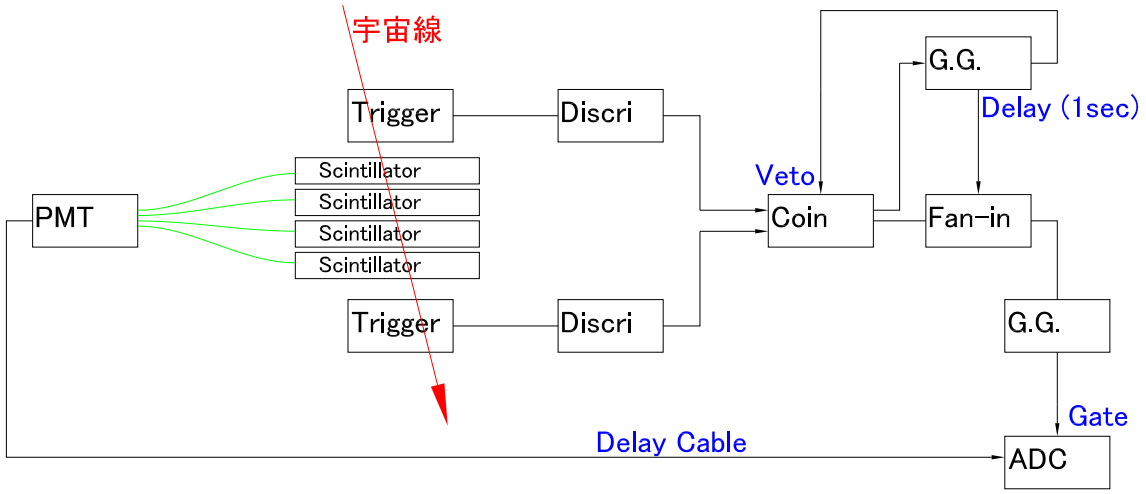

図 B.1: シンチレータの光量測定のための回路。図の中の記号はそれぞれ、PMT:マルチアノード光電子増倍管、Discri:Discriminator、Coin:Coincidence モジュール、G.G.:Gate Generator。

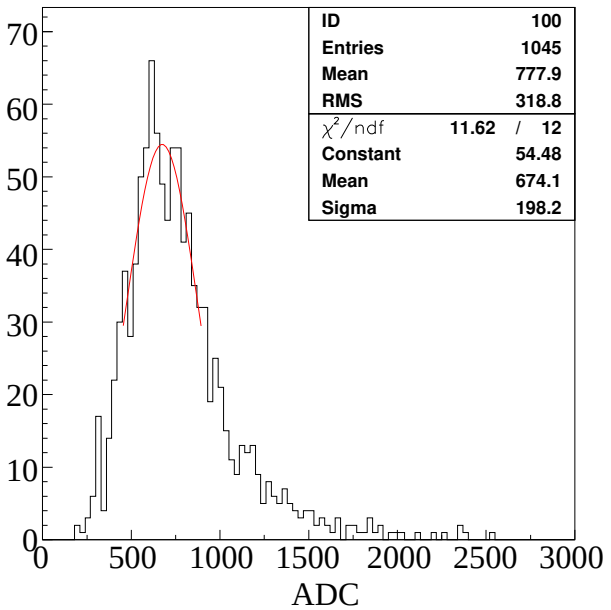

図 B.2: Fermi 研究所製シンチレータの ADC 分布。この分布のピークをガウシアンでフィットし、光量を求めた。

測定回数	Fermi	PS1	PS2	PS3
1	1	0.560 ± 0.033	0.547 ± 0.033	0.485 ± 0.045
2	1	0.598 ± 0.037	0.560 ± 0.032	0.575 ± 0.045
3	1	0.615 ± 0.032	0.592 ± 0.061	0.588 ± 0.038
4	1	0.597 ± 0.032	0.572 ± 0.023	0.577 ± 0.030

表 **B.1:** 我々が用いるシンチレータと他のシンチレータの光量を比較したもの。ファイバーとシンチレータとの対応を変えながら 4 回測定した。

$$\mathrm{ADC}'(i) = x(j)\epsilon_{fiber}(i)\epsilon_{ADC}(i)\bar{G}(i) \tag{B.3}$$

$$\mathrm{ADC}'(j) = x(i)\epsilon_{fiber}(j)\epsilon_{ADC}(j)\bar{G}(j) \tag{B.4}$$

となる。ここで、PMT のゲインが G ではなく $\bar{G}$ と変わっているのは、同じチャンネルでも測定中に変わってしまう可能性があるからである。したがって、チャンネル i とチャンネル j の間の補正は、

$$\frac{\mathrm{ADC}(i)}{\mathrm{ADC}'(i)} = \frac{x(i)}{x(j)} \cdot \frac{G(i)}{\bar{G}(i)} \tag{B.5}$$

となる。ただし、$\frac{G(i)}{\bar{G}(i)}$ に関しては測定ごとに single photo-electron の値を求めて補正する。この結果、式 (B.5) がチャンネルの違いを補正する Factor となる。4 種類のシンチレータを測定したので、測定は 4 回行った。この補正をした結果は第 3 章の表 3.2 に書いたようになった。表 B.1 にもその結果をのせておいた。ここでは相対的に光量を比較したが、光量の絶対値を得たい場合は、single photo-electron に対応する ADC カウントを求めることで可能である。LED 等を用いてごく弱い光を PMT にあてることで single photo-electron のピークを求め (図 B.3)、その値を用いて光量を photo-electron 単位で求める。

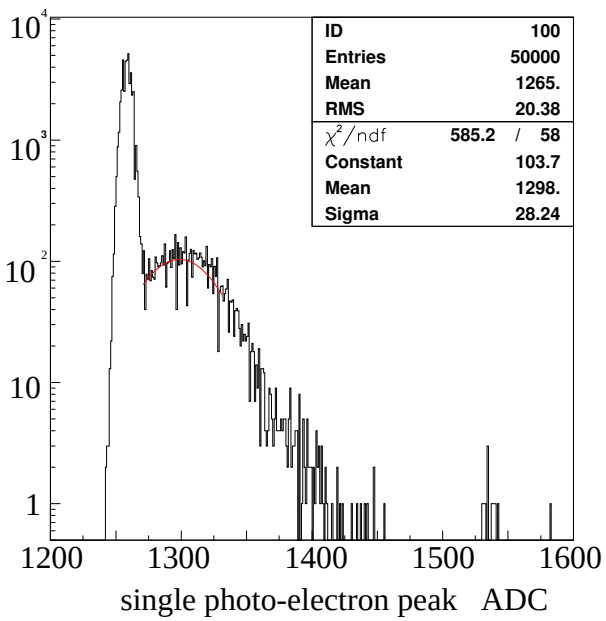

図 B.3: LED で光らせたときの PMT の single photo-electron のピークをガウシアンでフィットした図。このチャンネルでは、1p.e.≈ 40 count であり、図 B.2 はおよそ 16.9 p.e./cm となった。

付 録C　反射率を考慮したその他のフィットの方法

本論で、ファイバーの端における効果を反射としてデータをフィットする方法について述べた。しかし、実際にフィットから求めた反射率は予想される値よりも大きい。さらに、本論で述べた方法でフィットしたときは、PMT から近い所でデータよりも小さく見積もりすぎる傾向があった。そこで、PMT に近い側では反射の効果がほとんどないはずであるということを仮定し、別の方法を試した。検出器に近い側で反射から来る効果は、20cm のところでは以下のようになる。
20cm の所から直接 PMT に伝達される光量は、

$$\exp(-\frac{20}{350}) = 0.945 \tag{C.1}$$

であるのに対し、反射してから伝わって来る光量は反射係数を 0.1 と仮定するとおよそ

$$\exp(-\frac{540}{350}) \cdot 0.1 = 0.020 \tag{C.2}$$

であり、結局我々が PMT で見る光量の中で反射から来る効果はおよそ 2.1%であり、反射がないと仮定したときとほとんど変わらない。

減衰長は測定値を用いて式 (5.2) でフィットする。そのときのフィットで求めた係数 a を式 (5.3) に代入し、式 (5.3) において反射係数 r のみを自由なパラメータとしてフィットする。減衰長 λ は測定値を用いる。

C.0.1　反射を考慮したデータのフィットの結果

第 5 章と同じように、X、Y それぞれについて、フィットした結果を図 C.1 に示す。

さらに、データとフィットした曲線との比を図 C.2 に示す。この図も第 5 章での議論と同様、全てのファイバーに対して求めた比の平均値をプロットしている。X 層では、PMT に近い側は比較的データと合っているが、反射が起こる端の部分では補正ができていない。Y に関しては、反射の効果がそれほど顕著ではないため、比較的データと一致している。また、第 5 章のときと同じようにフィットした関数に対して、X,Y どちらも同じような傾向を示している。

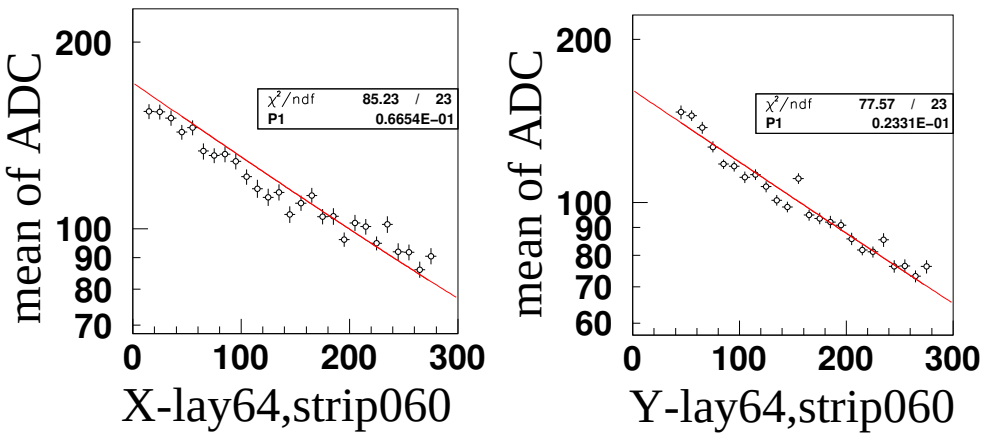

図 C.1: データをフィットした図。図 5.8 と同じファイバーを用いている。

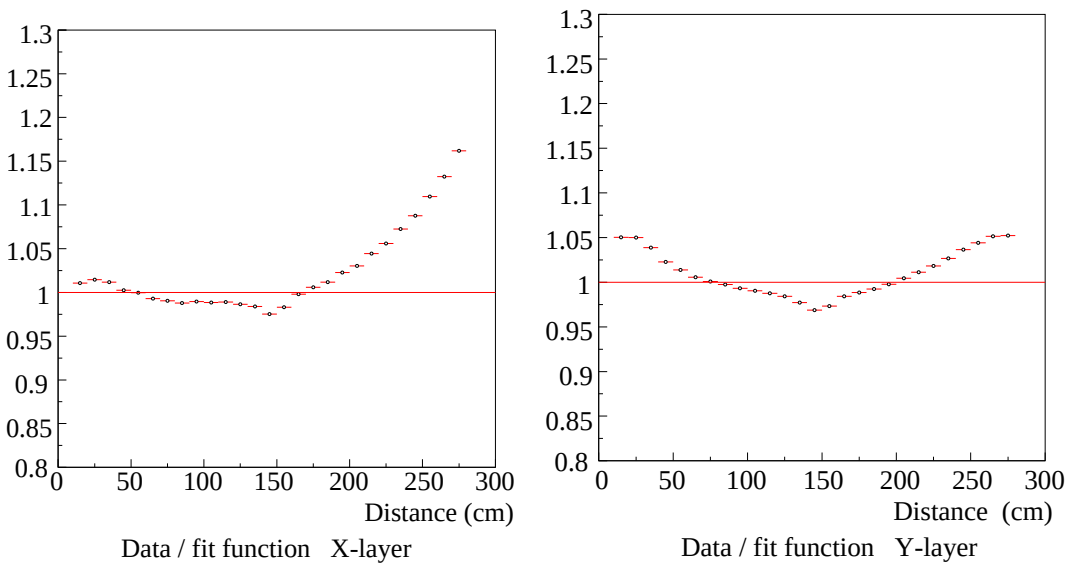

図 C.2: フィットしたときの、データとフィットした曲線とのずれを示す図。Y は比較的データと合っているが、X に関してはファイバーの端で 20%近くも大きい値となっている。

反射率の値

本論と同様に、この方法で求めた反射率の結果を示す。X 層、Y 層のファイバーの反射率の結果をまとめたのが図 C.3 である。

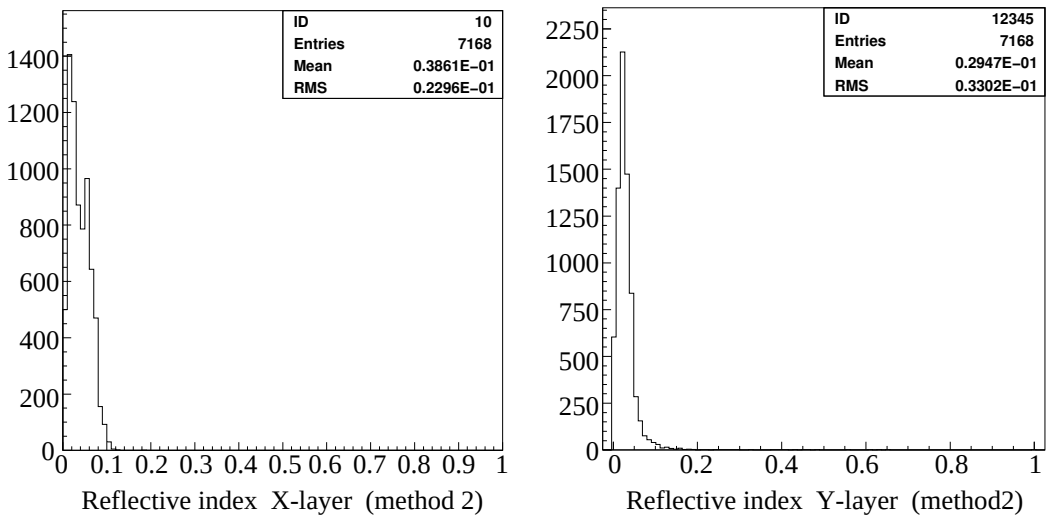

図 C.3: 別の方法で求めた反射率の値。左側が X 層、右側が Y 層の反射率を表す。

この結果を見ると、5.4.3 節で予想した反射率の値に近い値となっているが、特に X 層については検出器の端における光量が増える効果を全く補正できていない。したがって、実際に我々が検出器において光量の補正を行うには本論で述べた方法が最も精度良く実際のデータを再現できる。

付 録D　実機におけるファイバーの減衰とフィット曲線とのずれ

第 5 章で実機におけるファイバーの減衰について述べたが、Pre-Calibration の測定値を用いてフィットした結果は、フィット関数に対して系統的にずれているように見える。ここではこの現象に関して述べる。
図 5.12 における X 層の結果の各点のずれを図 D.1 に示す。

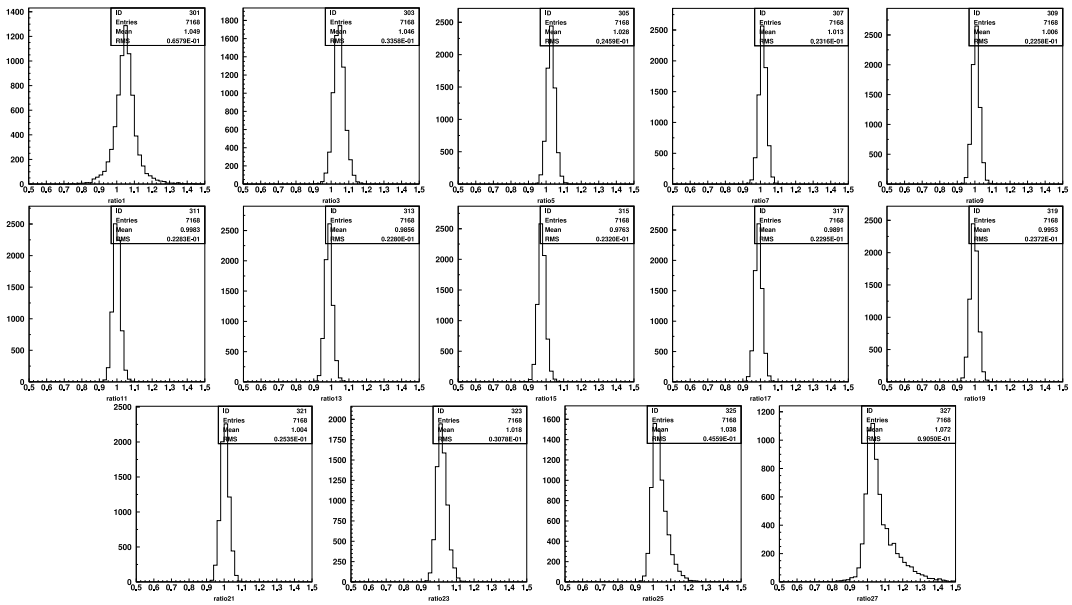

図 **D.1:** X 層について、データとフィットとのずれを距離毎に求めた図。27 点あるうち、1 つおきに 14 点の結果を示した。

さらに、図 5.12 の図において、各点のばらつきをわかりやすくするため、図 D.1,D.2 の各点の RMS を縦軸に加えた図を図 D.3 に示す。

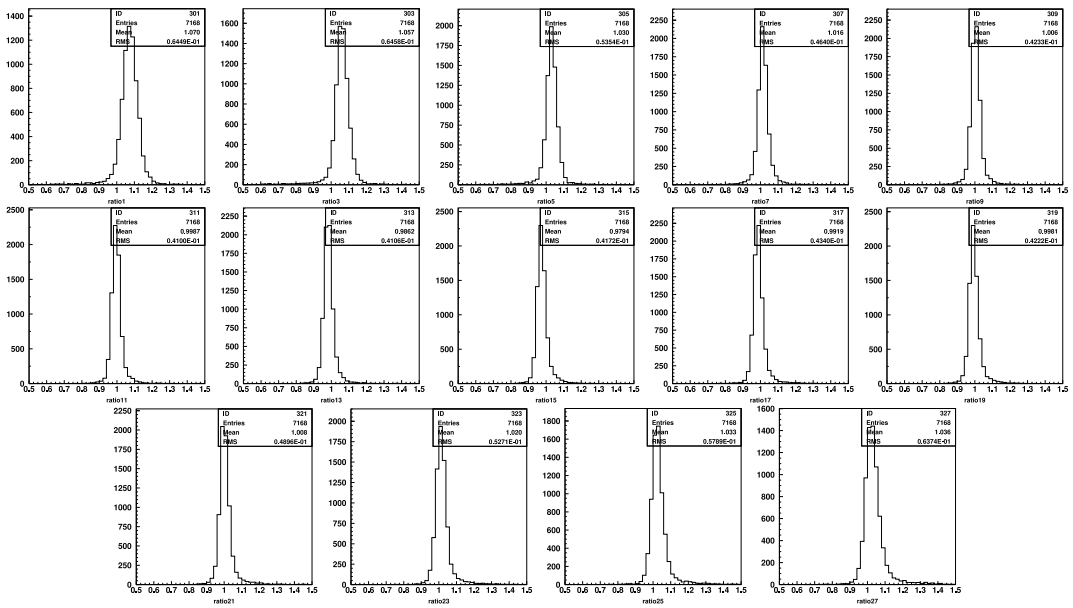

図 **D.2:** Y 層について、データとフィットとのずれを距離毎に求めた図。27 点あるうち、1 つおきに 14 点の結果を示した。

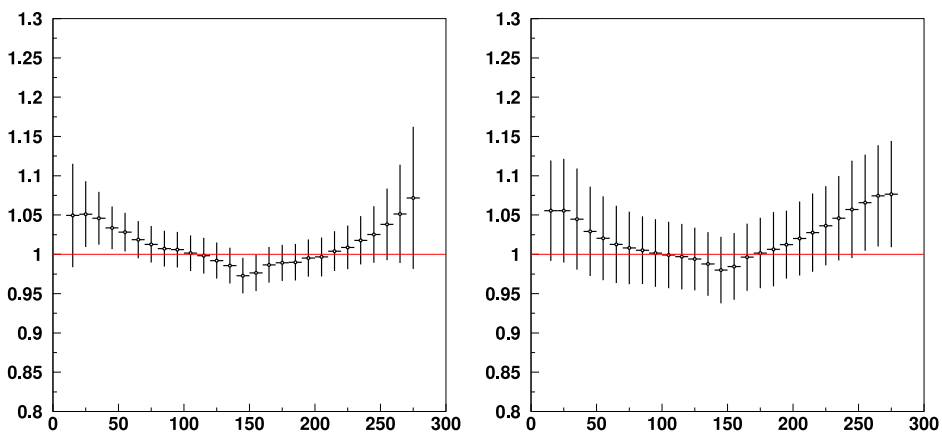

図 **D.3:** データとフィットとのずれを示す。各点のエラーバーは誤差ではなく分布の RMS を示した。左が X 層の結果、右が Y 層の結果。

この結果を見ると、距離が近い所と遠い所ではばらつきが大きくなっているが、中心値自体も系統的に 1 からずれていることが分かる。つまり、ファイバーの減衰は検出器端で見られる反射による効果だけでなく、さらに他の効果も含まれていると考えられる。また、遠い側での分布をみると大きい側に分布が偏っているが、これはその効果のために反射による効果を補正しきれていない可能性がある。

考えられる原因として、ファイバー内での自己吸収から来る短い減衰長成分の寄与などがあるが、これに関してははっきりと分かっていない。しかしこれらの効果をふくめても、SciBar 検出器で粒子識別を行うときに要求される光量の再構成精度 (10%以内) は満たしている。

謝辞

本論文を作成するにあたり、また大学院 2 年間の研究において多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼を述べたいと思います。

西川公一郎教授には本実験に参加させていただき、お忙しい中物理に関する様々な指導をして頂きました。ありがとうございました。また、中家剛助教授には実験に関する様々な相談にのって頂き、本論文作成に関しても細かいところまで指導していただきました。横山将志助手には研究の上で多くの助言をいただきました。ありがとうございました。

実験グループの先輩である加藤一成さんには物理に関することから研究する上での心構えなども教えて頂きました。前坂比呂和さんには SciBar 検出器の建設から解析にいたるまでいろいろと教えて頂きました。山本真平さんにも物理やその他多くのことを教えて頂きました。感謝しております。また、長谷川雅也さんには研究の面でもその他の面でもとても親身に相談にのって頂きました。ありがとうございました。上田俊輔君、佐々木通君、林和彦君とは物理の話だけでなく、同期として相談にものって頂きました。平出克樹くん、久保田淳くんにはいろいろと勝手なお願いをして迷惑をかけたと思います。これからも研究頑張ってください。

KEK でも多くの方にお世話になりました。小林隆助教授、早戸良成助手、市川 (近藤) 温子助手には実験の上で様々なことを教えて頂きました。KEK の新田和範さん、大阪大学の吉田誠さん、大阪大学の田窪洋介さんには同じ実験グループのなかでお世話になりました。また、東京理科大学の横山広美さん、神戸大学の関口舞さんにも KEK でお世話になりました。また、K2K コラボレータの方々、SK コラボレータの方々にもお世話になっております。

京都大学高エネルギー研究室、物理第二教室の皆様には非常にお世話になりました。また多くの迷惑もかけてしまったと思います。ありがとうございました。

最後に私の研究生活をささえてくれた家族に感謝いたします。

2004 年 1 月 29 日 森田太智

図 目 次

1.1 スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測が示唆するニュートリノ振動パラメータの許容領域。 6
1.2 スーパーカミオカンデによるニュートリノの天頂角分布。 7

2.1 K2K 実験のビームライン 11
2.2 前置検出器の配置図。 13
2.3 シンチレーションファイバー検出器の概略図。 14
2.4 MRD によるニュートリノ事象数。 15
2.5 ニュートリノのプロファイルの測定結果。 16
2.6 スーパーカミオカンデの概略図。 17
2.7 K2K 実験のスペクトル解析の結果 18
2.8 K2K 実験におけるパラメータの許容領域。 19

3.1 SciBar 検出器の概略図 21
3.2 押し出し型シンチレータ 22
3.3 シンチレータの製作クオリティ 23
3.4 シンチレータの製作クオリティと製作時期との関係。 24
3.5 シンチレタの光量測定 25
3.6 波長変換ファイバーの断面図 27
3.7 波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトル 27
3.8 クッキーの概略図 28
3.9 ゲインモニターシステム 29
3.10 Electron Catcher の概略図。 30
3.11 SciBar 検出器のチャンネル 31

4.1 暗箱の側面図。 34
4.2 16ch-MAPMT とクッキー 34
4.3 測定の回路図 35
4.4 LED の典型的な ADC 分布 36
4.5 リニアリティ測定の結果 37
4.6 リニアリティ測定の結果 2 38

付 録 D　実機におけるファイバーの減衰とフィット曲線とのずれ 93

4.7 繰り返し測定したときの ADC カウントの平均値の比のばらつき。 . . . 39
4.8 測定精度について-2 . . . 39
4.9 波長変換ファイバーの減衰の様子 . . . 40
4.10 ファイバー束の減衰長測定の結果 . . . 41
4.11 全ファイバーの測定結果 . . . 42
4.12 $\Delta\lambda/\lambda$ の値。 . . . 42
4.13 ファイバーの品質測定 . . . 44
4.14 全ファイバーの correction factor の分布 . . . 45
4.15 1.2mm ϕ の波長変換ファイバーの減衰長測定の結果 . . . 46

5.1 1 つの PMT が読み出す領域、宇宙線事象の例。 . . . 48
5.2 SciBar 検出器の宇宙線イベントのヒット情報 . . . 48
5.3 宇宙線事象の例 . . . 49
5.4 用いる事象の選択方法 . . . 50
5.5 宇宙線事象の θ および $\cos\theta$ 分布 . . . 51
5.6 通過距離に対する ADC カウントの値。 . . . 52
5.7 宇宙線事象の ADC 分布 . . . 52
5.8 ファイバーの減衰の様子 . . . 53
5.9 データとフィットの比較 . . . 54
5.10 ファイバー、PMT などをインストールしたときの図。 . . . 55
5.11 反射を考慮したフィット-1 . . . 56
5.12 データとフィットとのずれ。 . . . 57
5.13 X 層の反射率の値 . . . 57
5.14 Y 層の反射率の値 . . . 58
5.15 理想的な断面でのファイバーの端における反射のイメージ . . . 59
5.16 屈折率の異なる 2 媒質間での反射の様子 . . . 59
5.17 フィットしたときのデータとフィット関数とのずれ . . . 61
5.18 フィットから得られた反射率の結果。 . . . 61
5.19 実機での減衰長測定の結果 . . . 63
5.20 実機で求めた減衰長の結果。 X,Y を別々に示す。 . . . 63
5.21 検出器の位置による X 層の減衰長の違い . . . 64
5.22 X 層について、減衰長を Pre-Calibration との比較 . . . 65
5.23 X 層について、減衰長を Pre-Calibration との比較 2 . . . 65
5.24 検出器の位置による Y 層の減衰長の違い . . . 66
5.25 Y 層について、減衰長を Pre-Calibration との比較 . . . 67
5.26 Y 層について、減衰長を Pre-Calibration との比較 2 . . . 67
5.27 Y 層について、減衰長を Pre-Calibration との比較 3 . . . 68

6.1 CCQE 事象の候補 . . . 69

付 録 D　実機におけるファイバーの減衰とフィット曲線とのずれ 94

6.2 μ と陽子の E/L 分布 71

A.1 クッキーの写真、および接着の様子 77
A.2 Polisher の写真 77
A.3 Light Injection Module の写真 78
A.4 クッキーの接着台 79
A.5 クッキーの接着台 79
A.6 接着に失敗したクッキー 80

B.1 シンチレータの光量測定の回路 82
B.2 シンチレータの ADC 分布。 82
B.3 LED で光らせたときの PMT の single photo-electron peak 84

C.1 反射を考慮したフィット 86
C.2 データとフィットとのずれ。 86
C.3 別の方法で求めた反射率の値。 87

D.1 X 層のデータとフィットとのずれを距離毎に求めた図 88
D.2 Y 層のデータとフィットとのずれを距離毎に求めた図 89
D.3 データとフィットとのずれ。各点の RMS を示す。 89

表 目 次

1.1 現在得られているニュートリノの質量の上限値 1
1.2 大気ニュートリノの観測結果 5

2.1 K2K の SK におけるニュートリノ事象数 18

3.1 シンチレータの QC の結果 24
3.2 シンチレータの光量測定の結果 26
3.3 シンチレータの光量の比較 26
3.4 64chMAPMT(H8804) の基本特性 28
3.5 チャンネル番号の決め方 31

4.1 減衰長測定の測定精度 40

B.1 シンチレータの光量測定の結果 83