修士論文

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の測定

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
前坂 比呂和

2002 年 1 月 31 日

概 要

ニュートリノ振動とはある種類ののニュートリノが時間発展によって他の種類に変化する現象で、ニュートリノに質量と混合がある場合に起こる。この現象は、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などによって示されている。そこで、この現象を検証するためにわれわれは K2K 長基線ニュートリノ振動実験を行なっている。本実験は茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある 12 GeV 陽子加速器によってほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成し、約 250 km 離れた岐阜県神岡町のスーパーカミオカンデで検出する。そして、KEK 側にある前置検出器とスーパーカミオカンデの測定を比較することにより、ミュオンニュートリノの消滅の測定と電子ニュートリノの出現の探索を行なう。

さて、ニュートリノ振動の確率はニュートリノのエネルギーの関数となるので、前置検出器とスーパーカミオカンデとでエネルギー分布に変化が起こったように見える。これを観測するためには、前置検出器でニュートリノのエネルギー分布を精密に測定しておかなければならない。エネルギー測定をするためには荷電カレント準弾性散乱反応

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p$$

を用いる。そして、スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測によると、本実験ではニュートリノのエネルギーがおよそ 0.6 GeV のものが最も良く振動することになるので、この低エネルギーニュートリノに十分な感度が必要となる。

そこで、現在の前置検出器の測定精度を向上させるために新しく全感知型シンチレータ飛跡検出器を設置する。本検出器は細長いシンチレータを縦横に多数並べて、各シンチレータを波長変換ファイバーで読み出し、飛跡をとらえる。この検出器の特徴として、(1) 検出器に不感部分が非常に少ないためニュートリノ反応でできた荷電粒子を低エネルギーまで検出できる、(2) セグメントごとの光量の大きさ、すなわち、$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ の測定から陽子とパイオンの粒子識別ができるため、荷電カレント準弾性散乱反応を効率よく検出できる、などが挙げられる。

この検出器を開発するにあたって、まず、KEK-PS のテストビームラインにおいて試作器の測定を行なった。この測定では、光量の測定、波長変換ファイバーの減衰長の測定、陽子とパイオンの識別能力の評価を行なった。

つぎに、別の試作器を K2K 前置検出器ホールに設置し、実際のニュートリノビームがあたっている状態でのバックグラウンドの測定を行なった。その結果、パイオン生成標的、もしくは、ビームダンプからくる中性子によるバックグラウンドが存在することがわかった。これは実機において、ビーム 1 スピルあたり 20000 チャンネル中、0.8 チャンネルのバックグラウンドがあるとわかった。それに加えて、陽子の飛跡と思われる事象もニュートリノ反応の 3 倍程度の頻度で起こることがわかった。しかしながら、荷電カレント準弾性散乱反応の測定にはほとんど影響がないことを確認した。

同時にこの試作器において、宇宙線ミュオンの測定も行ない、4ヶ月の長期にわたる安定性を評価した。その結果、光量は 2 %程度で安定、減衰率は 4 %程度で安定であるという、十分な性能が得られた。

目 次

第 1 章　序論 **4**

1.1　ニュートリノ質量と混合 4

1.2　ニュートリノ振動 5

1.3　ニュートリノ振動実験の現状 6

1.3.1　大気ニュートリノ観測 6

1.3.2　原子炉ニュートリノ観測 7

1.3.3　加速器によるニュートリノ振動実験 9

第 2 章　K2K 実験 **11**

2.1　概要 11

2.1.1　ミュオンニュートリノの消滅 11

2.1.2　電子ニュートリノの出現 12

2.2　ビームライン 13

2.2.1　KEK 12 GeV 陽子加速器と取り出しライン 15

2.2.2　パイオン生成標的と電磁ホーン 15

2.2.3　2 次粒子モニタ 15

2.3　前置検出器 16

2.3.1　1kt 水チェレンコフ検出器 17

2.3.2　シンチレーティングファイバー検出器とトリガーカウンター 18

2.3.3　鉛ガラスカロリーメータ 19

2.3.4　ミュオンレンジ検出器 19

2.4　スーパーカミオカンデ 20

2.5　現時点での実験結果 20

第 3 章　全感知型シンチレータ飛跡検出器 **23**

3.1　動機 23

3.2　検出器 24

3.3　飛跡の検出能力 25

3.4　シンチレータと波長変換ファイバー 27

3.4.1　液体シンチレータ 27

3.4.2　押し出し型プラスチックシンチレータ 27

3.4.3　波長変換ファイバー 28

3.4.4　実機で押し出し型シンチレータを用いる理由 29

3.5　マルチアノード光電子増倍管とその読み出し回路 30

3.5.1 マルチアノード光電子増倍管 30
3.5.2 読み出し回路 31

第 4 章 全感知型シンチレータ飛跡検出器の基礎性能 32
4.1 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しのテスト結果 32
4.1.1 1 セルあたりの光量 32
4.1.2 波長変換ファイバーの減衰長 34
4.2 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しのテスト結果 . . . 34
4.2.1 1 セルあたりの光量 35
4.2.2 波長変換ファイバーの減衰長 35
4.3 まとめ 37

第 5 章 前置検出器ホールに設置した試作器によるビーム起源のバックグラウンドの評価 39
5.1 動機 39
5.2 検出器 39
5.2.1 構造 39
5.2.2 設置場所 42
5.2.3 データ収集 42
5.3 光電子増倍管の較正 45
5.4 ニュートリノビームの測定 46
5.4.1 データ収集の時間構造 46
5.4.2 TDC 分布 47
5.4.3 バックグラウンドの解析の準備 47
5.4.4 シングルヒットバックグラウンド 50
5.4.5 陽子の飛跡のようなバックグラウンド 57
5.4.6 まとめと考察 63

第 6 章 前置検出器ホールに設置した試作器の宇宙線ミュオンで測定した光量、減衰長とその長期安定性 64
6.1 イベントセレクション 64
6.2 光量測定 65
6.2.1 光量の定義 65
6.2.2 光量の誤差と光量測定に必要なサンプル数 65
6.2.3 各セルの光量 66
6.3 減衰長測定 67
6.4 光量と減衰率の安定性 73
6.4.1 光電子増倍管のゲインの安定性 73
6.4.2 光量の安定性 73
6.4.3 減衰率の安定性 74
6.5 まとめと考察 77
6.5.1 較正パラメータの精度に対する要求 77

6.5.2 結果の考察 78

第 7 章 結論 **79**

謝辞 **81**

付 録 A 下流トリガーカウンターのビーム起源のバックグラウンドの評価 **82**
A.1 下流トリガーカウンターの概略 82
A.2 バックグラウンドの時間分布 82
A.3 バックグラウンドのエネルギー損失 84
A.4 バックグラウンドの場所依存性 84

付 録 B ファイバーの直径・本数と光量の関係 **89**
B.1 測定セットアップ 89
B.2 ファイバーの直径と光量の関係 90
B.3 ファイバーの本数と光量の関係 90

参考文献 **92**

図目次 **94**

表目次 **97**

第1章　序論

現在までに、Super–Kamiokande などにおける大気ニュートリノや太陽ニュートリノの観測から、ニュートリノが世代間で振動しているという結果が得られており、ニュートリノ振動のパラメーターの許容範囲が示されている。そのほかの様々なニュートリノ振動実験においても、振動パラメーターにいろいろな制限が与えられている。しかし、クォークの混合を記述する CKM 行列に比べると、レプトンの混合を記述する MNS 行列の精度は圧倒的に悪い。また、ニュートリノ振動のパラメータを測定することは、素粒子論や宇宙論に大きな手がかりや厳しい制限を与えることとなり、われわれの自然を理解するという大きな目的を持っている。

本章ではまず、ニュートリノ質量と混合について考え、それがもとになって起こるニュートリノ振動について述べる。つぎに、ニュートリノ振動観測の現状をまとめる。

1.1　ニュートリノ質量と混合

ニュートリノの質量のラグランジアンは、ニュートリノがディラック粒子のとき、

$$\mathcal{L}^{\mathrm{m}} = -\sum_{l,l'} \overline{\nu_{l'\mathrm{R}}} M_{l'l} \nu_{l\mathrm{L}} + \mathrm{h.c.} \tag{1.1}$$

と書ける。ここに、l はフレーバーで e, μ, τ のいずれか、L, R はヘリシティーを表し、L が左巻きで R が右巻きである。また、M は複素 3×3 行列である。この M を対角化するために二重ユニタリ変換を行なう。

$$M^{\mathrm{D}} = VmU^{\dagger} \ , \tag{1.2}$$

ここに、$VV^{\dagger} = 1$, $UU^{\dagger} = 1$, $m_{ij} = m_i \delta_{ij}$, $m_i > 0$ である。このとき、(1.1) は、

$$\mathcal{L}^{\mathrm{m}} = -\sum_{l,l',i} \overline{\nu_{l'\mathrm{R}}} V_{l'i} m_i (U^{\dagger})_{il} \nu_{l\mathrm{L}} + \mathrm{h.c.} = -\sum_{i=1}^{3} m_i \overline{\nu_i} \nu_i \tag{1.3}$$

となる。ここに、ν_i は質量の固有状態で、

$$\nu_i = \nu_{i\mathrm{L}} + \nu_{i\mathrm{R}} \qquad (i = 1, 2, 3) \ , \tag{1.4}$$

$$\nu_{i\mathrm{L}} = \sum_{l} (U^{\dagger})_{il} \nu_{l\mathrm{L}} \ , \tag{1.5}$$

$$\nu_{i\mathrm{R}} = \sum_{l} (V^{\dagger})_{il} \nu_{l\mathrm{R}} \tag{1.6}$$

である。ニュートリノは弱い相互作用しかしないので、左巻きのものだけが観測できる。したがって、ニュートリノの混合は

$$\nu_{l\mathrm{L}} = \sum_i U_{li}\nu_{i\mathrm{L}} \tag{1.7}$$

と U だけで表される。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノのフレーバー固有状態を $|\nu_l\rangle$, 質量の固有状態を $|\nu_i\rangle$ とすると、荷電カレント反応でできたニュートリノは、

$$|\nu_l\rangle = \sum_i U_{li}|\nu_i\rangle \tag{1.8}$$

と表される。ここで、質量の各成分は同じ運動量を持っているとすると、

$$E_i = \sqrt{\boldsymbol{p}^2 + m_i^2} \simeq |\boldsymbol{p}| + \frac{m_i^2}{2|\boldsymbol{p}|} \ . \tag{1.9}$$

したがって、時間 t が経過したあとの状態は、

$$|\nu_l(t)\rangle = \sum_i e^{-iE_it}U_{li}|\nu_i\rangle \ . \tag{1.10}$$

このとき、このニュートリノが $\nu_{l'}$ として観測される確率は、

$$\begin{aligned} \langle\nu_{l'}|\nu_l(t)\rangle &= \sum_{i,j}\langle\nu_j|U^\dagger_{jl'}e^{-iE_it}U_{li}|\nu_i\rangle \\ &= \sum_i e^{-iE_it}U_{li}U^*_{l'i} \ . \end{aligned} \tag{1.11}$$

から、

$$\begin{aligned} P(\nu_l \to \nu_{l'}) &= |\langle\nu_{l'}|\nu_l(t)\rangle|^2 \\ &= \sum_{i,j}|U_{li}U^*_{l'i}U^*_{lj}U_{l'j}|\cos[(E_i - E_j)t - \phi_{ll'ij}] \\ &= \sum_{i,j}|U_{li}U^*_{l'i}U^*_{lj}U_{l'j}|\cos\left(\frac{\Delta m^2_{ij}}{2E}x - \phi_{ll'ij}\right) \end{aligned} \tag{1.12}$$

となる。ここで、

$$\phi_{ll'ij} \equiv \arg(U_{li}U^*_{l'i}U^*_{lj}U_{l'j}) \tag{1.13}$$

$$\Delta m_i^2 j \equiv m_i^2 - m_j^2 \tag{1.14}$$

とした。また、$|\boldsymbol{p}| \simeq E$ とし、時間 t を距離 x にかえた。

ここで、簡単のため 2 フレーバーの場合を考える。このとき、混合行列 U は、

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

と書ける。したがって、(1.12) は、

$$P(\nu_l \to \nu_{l' \neq l}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} x \right) \tag{1.16}$$

となる。これをわれわれの良く用いる単位で書き直すと、

$$P(\nu_l \to \nu_{l' \neq l}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \times \Delta m^2 [\mathrm{eV}^2] \frac{L[\mathrm{km}]}{E[\mathrm{GeV}]} \right) \tag{1.17}$$

と表される。

1.3 ニュートリノ振動実験の現状

1.3.1 大気ニュートリノ観測

宇宙線の陽子が上層大気中の原子核と反応を起こすと、次式のような連鎖で電子ニュートリノとミュオンニュートリノができる。

$$\begin{array}{l} p + X \to \ \pi^{\pm} \ + Y \\ \qquad\qquad \hookrightarrow \mu^{\pm} + \overset{(-)}{\nu_{\mu}} \\ \qquad\qquad\quad \hookrightarrow e^{\pm} + \overset{(-)}{\nu_{e}} + \overset{(-)}{\nu_{\mu}} \end{array} \tag{1.18}$$

$\pi^{\pm}$ のところを $K^{\pm}$ におきかえた連鎖もある。ニュートリノ反応でできる荷電レプトンの電荷を見ないことにして、電子とミュオンの数を数えると、その比

$$r \equiv \frac{N_{\mu}}{N_e} \tag{1.19}$$

はニュートリノが変化しないとするとほぼ 2 となる。さて、ここで次のような二重比を考える。

$$R \equiv \frac{r_{\mathrm{data}}}{r_{\mathrm{MC}}} \tag{1.20}$$

ここに、r_{data} はデータで、r_{MC} はモンテカルロシミュレーションである。この値は、ニュートリノ振動がない場合は 1 となる。これを使うことの利点としては、ν_{μ} と ν_e のフラックスの不定性がほとんどきかないことがあげられる。さまざまな大気ニュートリノ観測実験における R の値を表 1.1 にまとめた。Super-Kamiokande[1], Kamiokande[2], IMB[3] は水チェレンコフ検出器、Soudan2[4], Fréjus[5], NUSEX は鉄カロリーメータである。Fréjus と NUSEX[6] を除いて、1 より小さい結果となっている。これは、ν_{μ} が減っているか、または、ν_e が増えていることを示しており、ニュートリノの非標準的な振る舞いを示唆している。

表 1.1: 大気ニュートリノのフレーバー二重比 R の観測結果。誤差の左側は統計誤差で、右側は系統誤差である。Super-Kamiokande と Kamiokande の sub-GeV は $E_{\rm vis} < 1.33$ GeV、multi-GeV は $E_{\rm vis} < 1.33$ GeV である。$E_{\rm vis}$ とはチェレンコフ光の光量からその粒子が電子であるとしたときのエネルギーである。

		R
Super-Kamiokande	(sub-GeV)	$0.638 \pm 0.017 \pm 0.050$
	(multi-GeV)	$0.675^{+0.034}_{-0.032} \pm 0.080$
Kamiokande	(sub-GeV)	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.05$
	(multi-GeV)	$0.57^{+0.08}_{0.07} \pm 0.05$
IMB		$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$
Soudan2		$0.68 \pm 0.11 \pm 0.06$
Fréjus		$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$
NUSEX		$0.96^{+0.32}_{-0.28}$

また、Super-Kamiokande は天頂角分布も解析している。この結果を図 1.1 に示す。これによると、上向きミュオンがモンテカルロシミュレーションの予想より少ない。上空から来るニュートリノは飛行距離が約 10 km であるが、上向きのニュートリノは地球内部を最高約 10000 km 飛ぶことになるため、飛行距離が長くなるにつれて ν_μ が減っていることになる。したがって、$\nu_\mu \to \nu_x (x \neq e)$ のニュートリノ振動と考えることができる。このとき、ニュートリノ振動パラメータを求めると、90% C.L. で、

$$\sin^2 2\theta > 0.88 \tag{1.21}$$

$$1.6 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 4 \times 10^{-3} \ [\mathrm{eV}^2] \tag{1.22}$$

となる。K2K 実験はこのパラメータ領域の ν_μ の振動を検証することを目的としている。

1.3.2 原子炉ニュートリノ観測

原子炉における核分裂反応の副産物として、数 MeV の反電子ニュートリノができる。これを用いて $\overline{\nu_e} \to \overline{\nu_x}$ のニュートリノ振動実験ができる。$\overline{\nu_e}$ が振動して $\overline{\nu_\mu}$ や $\overline{\nu_\tau}$ になっても、荷電カレント反応で μ, τ を作るに必要なエネルギーがないため消滅実験となる。原子炉ニュートリノ観測実験の長所として、ニュートリノの飛行距離が分かっているということ、ニュートリノの種類が分かっていること、原子炉の発熱量からニュートリノフラックスを見積もることができる、が挙げられる。

原子炉反ニュートリノを観測する実験として、Palo Verde[7], CHOOZ[8], KamLAND がある。Palo Verde と CHOOZ は原子炉までの距離がおよそ 1 km なので (1.17) より、$\Delta m^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ eV^2 の領域に感度がある。KamLAND は原子炉まで約 100 km 離れているため、$\Delta m^2 \sim 10^{-5}$ eV^2 の領域に感度がある。

これらの実験はいずれも液体シンチレータを検出器に用いている。原子炉反電子ニュー

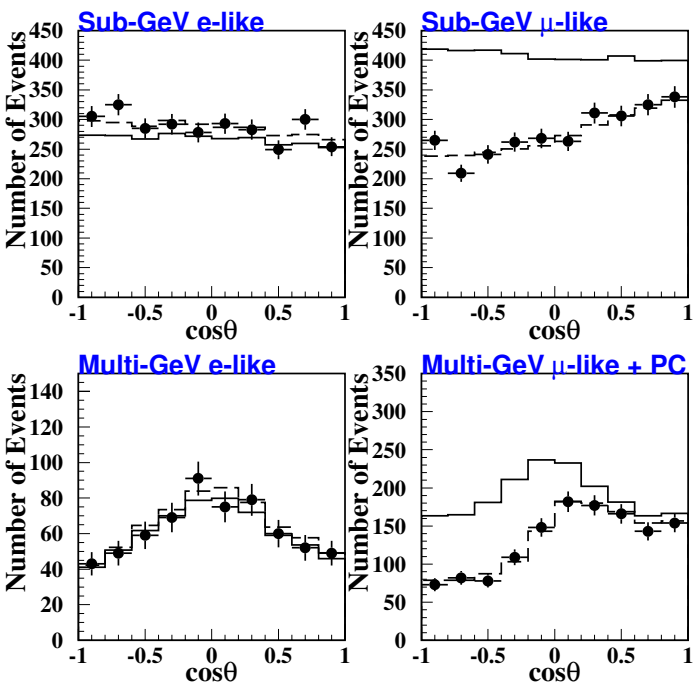

図 1.1: Super-Kamiokande における大気ニュートリノ反応で生じた荷電レプトンの天頂角分布。1289 日分のデータを使用。横軸は天頂角の余弦で、上から下に飛ぶ粒子が 1 に対応する。点、実線、波線はそれぞれデータ、振動なしの MC、ベストフィットの振動パラメータの MC に対応する。

トリノはまず、

$$p + \overline{\nu_e} \rightarrow e^+ + n \tag{1.23}$$

の反応をして e^+ のシグナルが出る。Palo Verde, CHOOZ では液体シンチレータに溶かされたガドリニウムに中性子が寿命約 30μs で捕獲され、およそ 8 MeV のガンマ線が出る。KamLAND では陽子に中性子が寿命約 180μs で捕獲され、2.2 MeV のガンマ線が出る。これらの遅延同時計測法で反ニュートリノ反応を識別する。

KamLAND はまだ準備中であるが、Palo Verde と CHOOZ は結果が出ており、ニュートリノ振動を観測することができなかったため、図 1.2 のような振動パラメータの棄却領域が得られている。

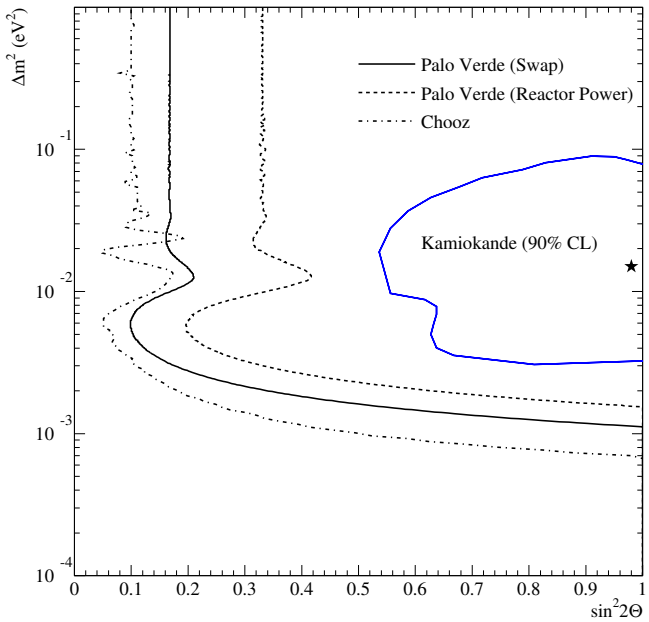

図 1.2: Palo Verde と CHOOZ の結果として、90 % C.L. の棄却領域が示されている。Kamiokande の大気ニュートリノ観測による $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の許容範囲もかかれているが、この 2 つの実験によって棄却されている。

1.3.3 加速器によるニュートリノ振動実験

さいごに、加速器によるニュートリノ振動実験について述べる。

加速器によるニュートリノ振動実験は大きく分けて、$\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ eV^2 の大気ニュートリノ振動領域を探索する長基線実験と、$\Delta m^2 \sim 10^{-1} - 1$ eV^2 の領域を探索する短基線実験がある。

短基線実験には CHORUS, NOMAD, LSND, KARMEN, BOONE などがある。CHORUS[9], NOMAD[10] は、平均 27 GeV のほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを約 600 m 飛行

させて検出し、$\nu_\mu \to \nu_\tau$ を探索する。感度があるのは $\Delta m^2 > 1$ eV^2 の領域となる。この結果、いずれも ν_τ を観測できていない。

LSND[11], KARMEN[12] は、$\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e}$ を探索する実験で、ニュートリノのエネルギーは数 10 MeV、飛行距離は数 10 m である。したがって、$\Delta m^2 > 0.1$ eV^2 の領域を探索できる。結果、LSND は $\overline{\nu_e}$ の出現を観測したが、KARMEN は観測していない。BOONE もこのパラメータ領域を探索するために準備が進められている。

長基線実験ではわが K2K のみが実験中で、準備中のものに MINOS, OPERA/ICARUS, JHF-Kamioka などがある。これらはいずれも大気ニュートリノ振動を検証し、精密に測定するための実験である。そのために基線長は数 100 km、ニュートリノエネルギー 1 – 10 GeV のものを用いるとよい。詳しくは次章で述べるが、K2K 実験ではニュートリノ振動の兆候が見えはじめている。

第2章　K2K実験

2.1　概要

K2K実験では、KEK 12GeV陽子加速器を用いてほぼ純粋なミュオンニュートリノビームをつくり、約250kmを飛行させてスーパーカミオカンデで検出する。ニュートリノビームは正パイオンを飛行中に

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.1}$$

に崩壊させて生成する。

KEK側の前置検出器の測定とスーパーカミオカンデの測定を比較することにより、ニュートリノ振動でのミュオンニュートリノの消滅と電子ニュートリノの出現を探索するとともに、その振動パラメータを測定する。

K2Kのニュートリノビームは平均1.3GeVの広がった分布をしている。ニュートリノの飛行距離は250 kmであるので、(1.17)より$\Delta m^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ eV^{2}の領域に感度があり、大気ニュートリノの振動パラメータ領域をカバーしている。

2.1.1　ミュオンニュートリノの消滅

K2Kのニュートリノビームで$\nu_\mu \to \nu_\tau$振動が起こった場合、$\nu_\tau \to \tau$のニュートリノエネルギーしきい値3.45GeVに満たないためミュオンニュートリノが減るという形で測定される。したがって、前置検出器の測定からニュートリノ振動がない場合のスーパーカミオカンデでの事象数を見積もり、観測された事象数と比較することによってニュートリノ振動の有無がわかる。ニュートリノ振動がない場合のスーパーカミオカンデの事象数$N_{\rm exp}^{\rm SK}$は前置検出器の測定から次式によって求められる。

$$N_{\rm exp}^{\rm SK} = \frac{N_{\rm obs}^{\rm near}}{\epsilon_{\rm near}} \cdot R \cdot \frac{M_{\rm far}}{M_{\rm near}} \cdot \epsilon_{\rm far} \tag{2.2}$$

ここに、

$$R = \frac{\int \Phi_{\rm far} \cdot \sigma_{\rm far} \cdot \ {\rm d}E_\nu}{\int \Phi_{\rm near} \cdot \sigma_{\rm near} \cdot \ {\rm d}E_\nu} \tag{2.3}$$

で、near は前置検出器、far はスーパーカミオカンデを表し、

$$
\begin{aligned}
N_{\rm obs}^{\rm near} &: \text{前置検出器で観測されたイベント数} \\
\epsilon_{\rm near},\ \epsilon_{\rm far} &: \text{検出効率} \\
\Phi_{\rm near},\ \Phi_{far} &: \text{予想されるニュートリノフラックス} \\
\sigma_{\rm near},\ \sigma_{\rm far} &: \text{ニュートリノの反応断面積} \\
M_{\rm near},\ M_{\rm far} &: \text{検出器の有効質量}
\end{aligned}
$$

である。Φ は 2.2.3 節で述べるパイオンモニタの測定によって調整されたモンテカルロシミュレーションから求める。$N_{\rm exp}^{\rm SK}$ とスーパーカミオカンデで実際に観測された事象数とを比較することでニュートリノ振動の有無を調べる。

また、振動確率は (1.17) のようにニュートリノエネルギーの関数となっているので、ニュートリノのエネルギーに応じて減少率が変わるという形でも測定することができる (図 2.1)。K2K のニュートリノビームでは、荷電カレント準弾性散乱 (以下 CCQE [1]) 反応、

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p \tag{2.4}$$

が全体の約 30%の割合で起こる。この反応は 2 体散乱で、ニュートリノの方向が分かっているため、ミュオンの運動量と方向を用いてニュートリノのエネルギー E_ν を次式のようにして再構成できる。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu} \tag{2.5}$$

m_N, m_μ はそれぞれ核子とミュオンの質量で、θ_μ はビーム軸に対するミュオンの飛跡の角度、E_μ, p_μ はそれぞれミュオンのエネルギーと運動量である。このようにして得られた前置検出器とスーパーカミオカンデでのニュートリノエネルギー分布を比較することで、ニュートリノ振動パラメータを求める。

ニュートリノエネルギーを求めるには、CCQE 反応を確実に選びだすことが重要である。CCQE 反応以外のニュートリノ反応として、荷電カレント非弾性散乱反応、

$$\nu_\mu + N \to \mu^- + N' + m\pi \tag{2.6}$$

や、中性カレント非弾性散乱反応、

$$\nu_\mu + N \to \nu_\mu + N' + m\pi \tag{2.7}$$

がある。用いる検出器にはこれらの反応と CCQE 反応とを区別する能力が必要である。

2.1.2 電子ニュートリノの出現

$\nu_\mu \to \nu_e$ の振動が起こった場合は電子ニュートリノの出現という形で観測される。このモードは原子炉ニュートリノ観測 (1.3.2 節) での $\overline{\nu_e} \to \overline{\nu_\mu}$ の振動の測定から $\Delta m^2 \sim$

[1] Charged Current Quasi-Elastic scattering

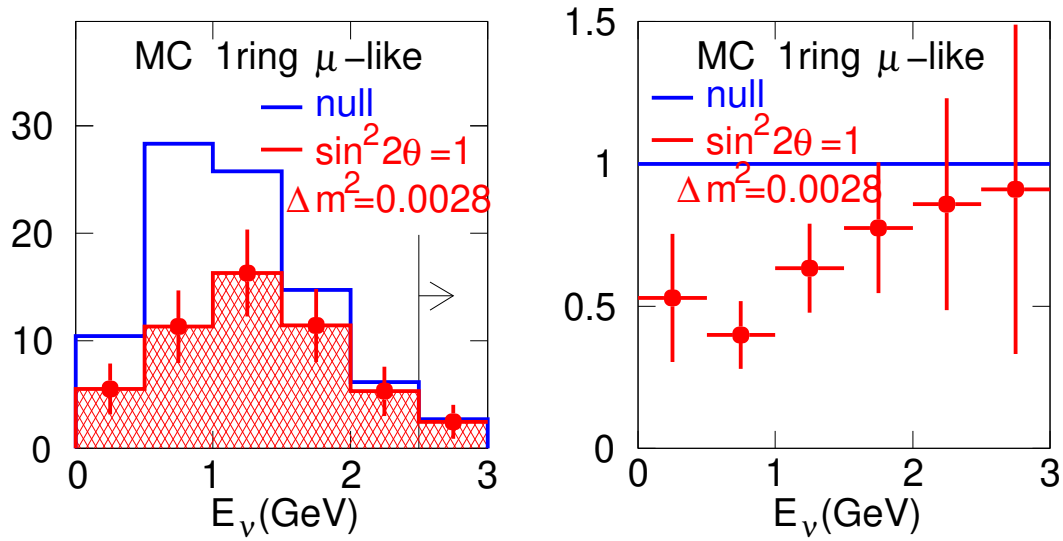

図 2.1: ニュートリノ振動が起こったときのエネルギースペクトルの変化のモンテカルロシミュレーション。左図はスーパーカミオカンデで再構成したニュートリノエネルギーの分布で、ヒストグラムが振動なしの場合、ハッチ部分が振動があった場合。右図は振動なしの場合に対する比を表しており、(1.17) に対応するものである。振動パラメータはいずれも $\Delta m^2 = 0.0028\ \mathrm{eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1$ である。

$10^{-2} - 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2$、$\sin^2 2\theta > 0.1$ の領域で否定的な結果が出ているが、ニュートリノエネルギー、飛行距離や検出器の異なる方法で探索することには大きな意味がある。

このモードを探索するときに重要になるのが、ビーム中の電子ニュートリノの混入率と、ミュオンニュートリノが中性カレント反応で中性パイオンのみができたときにその崩壊で発生するガンマ線を電子ニュートリノ反応と誤認識しないことである。これらを理解するかどうかが電子ニュートリノ出現の感度を決める。そのため、前置検出器で電子ニュートリノの数を正確に見積もる必要がある。

2.2 ビームライン

ビームラインの概略図は図 2.2 のようになっている。まず、12GeV 陽子加速器で陽子を加速し、「速い取り出し」で取り出してパイオン生成ターゲットに当てる。生成された正パイオンは崩壊トンネルで正ミュオンとミュオンニュートリノに崩壊し、ミュオンニュートリノはスーパーカミオカンデへ飛んでいき、それ以外の粒子はダンプで止められる。

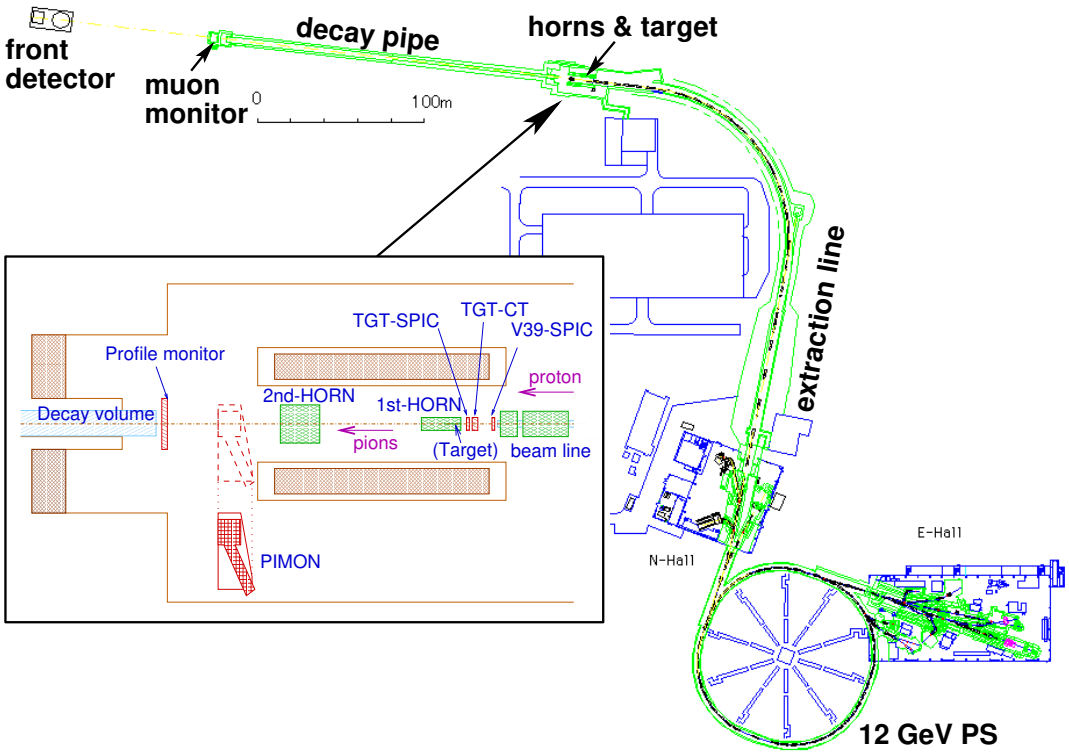

図 2.2: ニュートリノビームラインの概略図

2.2.1 KEK 12 GeV 陽子加速器と取り出しライン

陽子シンクロトロンで加速された陽子は「速い取り出し[2]」で取り出され、取り出しラインへと導かれる。この加速器の運転周期は 2.2 秒で、ビームは 9 個のバンチが約 120 nssec おきに並んだ構造をしている。ここで、この 1 周期で加速されるビームをスピルと呼ぶことにすると、スピルの時間幅は約 1.1μsec で、。ビーム強度はスピルあたり約 6×10^{12} 個である。

取り出されたビームは、パイオン生成標的まで輸送される。

2.2.2 パイオン生成標的と電磁ホーン

本実験では、ミュオンニュートリノを得るために、12 GeV の陽子をパイオン生成標的にあて、電磁ホーンで π^+ を収束させ、崩壊領域で崩壊させる。パイオン生成標的はアルミニウム製の円柱で、直径が、1999 年 6 月は 20mm、それ以後は直径 30mm、長さはいずれの時も 660mm である。電磁ホーン [13, 14] は 2 つあり、1 つ目のホーンとパイオン生成標的とは一体となっている。このホーンに 1999 年 6 月は 200kA、それ以後は 250kA のパルス電流を流し、トロイダル磁場を発生させる。この磁場で正電荷の粒子は収束され、負電荷のものは発散する。これを用いることにより、エネルギーが 0.5GeV 以上のニュートリノは約 22 倍となる。生成された π^+ は長さ 200m の崩壊トンネルで μ^+ と ν_μ に崩壊し、ν_μ はスーパーカミオカンデへと飛行する。これら、ビームラインの各要素は GPS[15] を用いて、スーパーカミオカンデの方向に対して 0.1mrad の精度で設置されている[3]。

2.2.3 2 次粒子モニタ

2 次粒子のモニタとして、ホーンの直後でパイオンの運動量と方向を測定するパイオンモニタと、崩壊トンネルの後ろでハドロンをダンプで止めたあとに残ったミュオンを測定するミュオンモニタがある。

パイオンモニタ

パイオンモニタ [16] の目的は生成されるニュートリノの方向や運動量の分布を求めることである。スーパーカミオカンデは 250km 離れているので崩壊トンネルは点光源に等しいが、前置検出器はパイオン生成標的から 300m 下流という近い所にあるため、崩壊トンネルの有限な大きさからの寄与を無視できない。そこで、パイオンモニタでパイオンの運動量と方向を測定することにより、パイオンの 2 体崩壊からニュートリノのプロファイルがわかるため、前置検出器とスーパーカミオカンデのフラックスの比を運動量の関数として求めることができる。

それらの目的を満たすものとして、パイオンモニタはリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器が用いられてる。チェレンコフ光の方向からパイオンの方向分布が得られ、チェレンコフリングの半径と異なる屈折率での測定から、運動量を測定することができる。た

[2] 主リングから陽子を一度にすべて取り出すこと

[3] GPS の測定精度は 0.01mrad である。

だし、2GeV/c 以下のパイオンは 1 次ビームの陽子のバックグラウンドのため測定できない。このため、1 GeV 以下のニュートリノには感度がない。パイオンモニタの測定から求めたニュートリノエネルギースペクトルを図 2.3 に示す。また、この検出器は必要なときにのみビームライン上に導入して測定し、定常運転のときはビームラインからはずす。

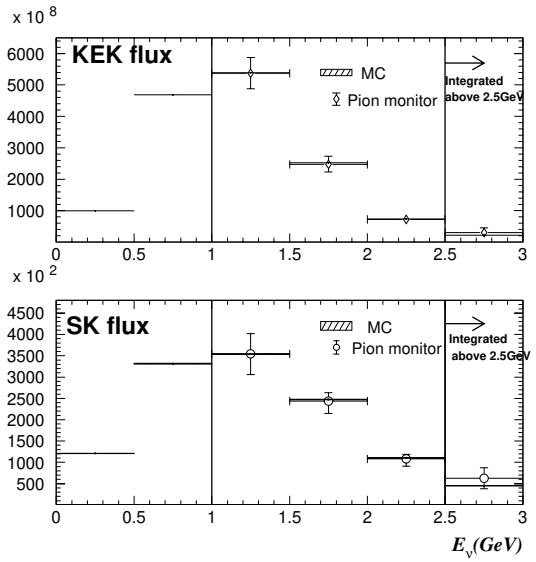

図 2.3: パイオンモニタの測定から求めた前置検出器 (上) とスーパーカミオカンデ (下) におけるニュートリノエネルギースペクトル。ドットがデータでハッチがモンテカルロシミュレーション。1 GeV 以下のニュートリノには感度がないためシミュレーションのみである。

ミュオンモニタ

ミュオンモニタ [16] は崩壊トンネルのビームダンプ下流に置かれ、ダンプを突き抜ける高エネルギーのミュオンのプロファイルをスピルごとにモニタすることを目的とする。これにより、スピルごとのビームの方向とビーム強度の安定性を知ることができる。崩壊トンネルのダンプは 3.5m の鉄と 2m のコンクリートからなり、約 5.5GeV 以上のミュオンが突き抜けてくる。これを、イオンチェンバーとシリコンパッドの 2 つの検出器でモニタする。

2.3 前置検出器

この節ではパイオン生成標的の 300m 下流に設置された前置ニュートリノ検出器について述べる。前置検出器の目的は以下の通りである。

1. ニュートリノのフラックスとエネルギースペクトルの測定
2. ニュートリノ反応の研究
3. ニュートリノビームプロファイルの安定性のモニタ

4. 電子ニュートリノ混入率の測定

図 2.4 は前置検出器の概略図である。ビーム上流から順に、1kt 水チェレンコフ検出器、シンチレーティングファイバー検出器、鉛ガラス検出器、ミュオンレンジ検出器である。1kt 検出器はスーパーカミオカンデの縮小版検出器で、スーパーカミオカンデと系統的な差が少なくニュートリノ反応数の比較に適している。シンチレーティングファイバー検出器は水標的とシンチレーティングファイバーシートをサンドイッチにした飛跡検出器で、CCQE 反応で出てくる陽子を検出することでバックグラウンドを除去することができるため、エネルギースペクトルの測定に適している。鉛ガラス検出器は電子のエネルギーを測定することでニュートリノビーム中の電子ニュートリノの混入率の測定に用いる。ミュオンレンジ検出器は鉄とドリフトチェンバーを交互に並べた検出器で、ミュオンのエネルギーを測定する。以下ではこれらの検出器を順に説明する。

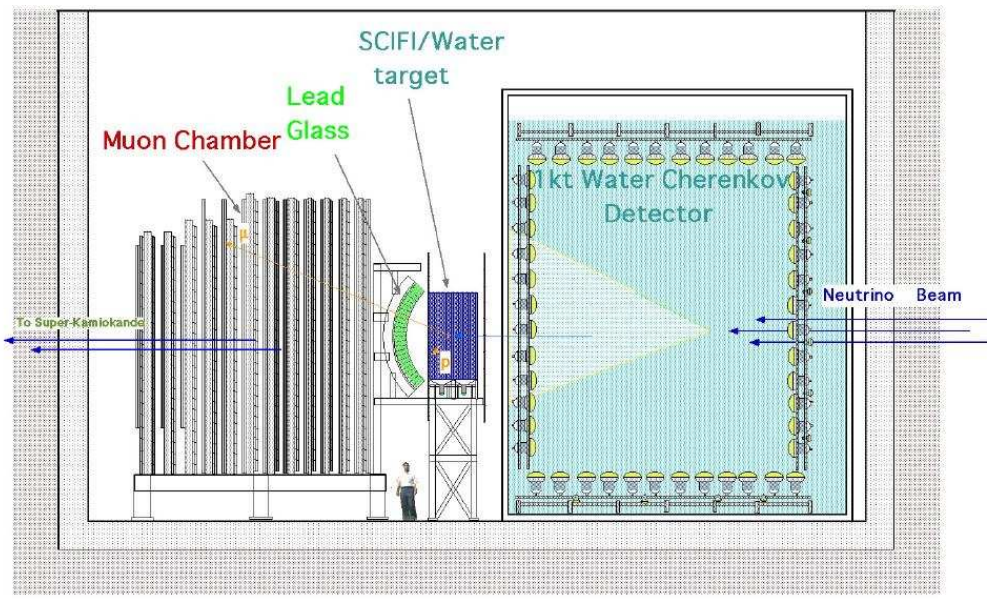

図 2.4: K2K 前置検出器の概略図

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 (以下 1kt) は、直径 10.8m、高さ 10.8m の円筒形水槽に約 1000t の超純水が満たされたスーパーカミオカンデの縮小版検出器である。内部は、直径 8.6m、高さ 8.5m の内水槽と外水槽とに光学的に分かれており、内水槽の壁には 680 本の 20 インチ光電子増倍管が並べられている。この光電子増倍管の間隔は 70cm、表面積に対する光電面の面積の割合は約 40%となっており、スーパーカミオカンデと同じである。外水槽の側面上流部と底面には 8 インチ光電子増倍管が計 68 本並んでおり、岩盤でのニュートリノ反応で生じたミュオンなどが進入したイベントを排除するのに用いる。

この検出器はスーパーカミオカンデとほぼ同じ原理であるため、イベント数を比較するときに系統誤差の大部分が打ち消される。したがって、スーパーカミオカンデのイベント

数の外挿にはこの検出器が最も適している。しかし、CCQE 反応を用いてエネルギースペクトルを求める際には、反跳陽子がチェレンコフしきい値を越えないため検出されないので、ミュオンだけが検出される 1-ring, μ-like 事象を用いる。このことから、non-QE 反応で 1-ring, μ-like となるバックグラウンドがかなり混入する。また、水槽の大きさが限られているため、ニュートリノエネルギーが 1.0 GeV を越えると、反応でできたミュオンが検出器外に出ていく確率が増えるため、アクセプタンスが少なくなる。図 2.5 は再構成されたニュートリノエネルギースペクトルと CCQE 反応の検出効率である。

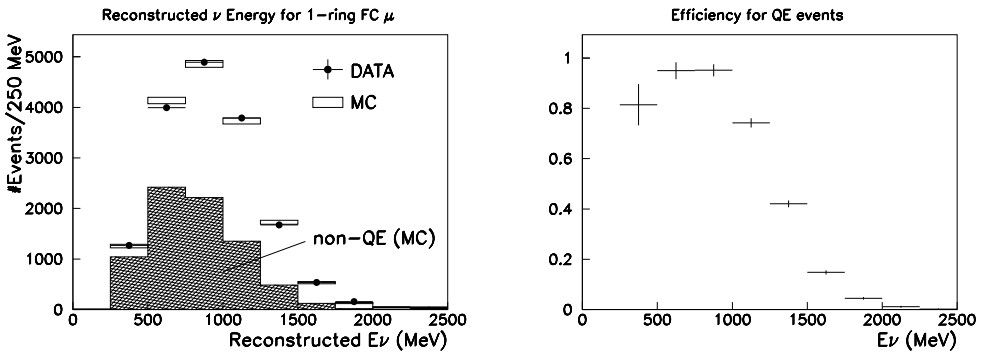

図 2.5: 1kt 検出器の CCQE 反応から再構成したエネルギースペクトル (左) と、CCQE 反応の検出効率 (右)。左図では点がデータで箱がモンテカルロシミュレーションを表しており、ハッチ部分はシミュレーション中の non-QE バックグラウンドである。

2.3.2 シンチレーティングファイバー検出器とトリガーカウンター

シンチレーティングファイバー検出器 [17](以下 Sci-Fi) は、240cm $\times$ 240cm $\times$ 6cm の水標的タンク 19 層を、シンチレーティングファイバーシート 20 層ではさんだ、サンドウィッチ構造の飛跡検出器である。水タンクの重量は約 6t となる。シンチレーティングファイバーシートは直径 0.7mm のファイバーを 2 段に俵積みしたものを XY に配置した、すなわち、XX'YY' のものが 1 層を構成している。検出可能な領域は 260cm $\times$ 260cm である。光検出器としては 24 台のイメージインテンシファイアチューブ・CCD カメラを用いている。この検出器自身は時間分解能が 100μsec しかないため、後に述べるトリガーカウンターで時間情報を得る。

この検出器の特徴は CCQE 反応のミュオンだけでなく、陽子もとらえられることである。CCQE 反応ではニュートリノ、ミュオン、陽子の飛跡が 1 平面に乗るので、2 トラック事象を選びだせばこの情報から CCQE 反応かそうでないかを判別することができる。しかし、陽子が水タンクを少なくとも 2 層突き抜けなければ飛跡と認められないため、そこで 2 トラック事象の検出効率を失っている。

トリガーカウンター (以下 TGC) は Sci-Fi 検出器を挟むようにビームの上流と下流とに配置されている。これはプラスチックシンチレータで、上流は厚さ 4.2cm、幅 21.5cm、長さ 466cm のものが 20 本、下流は厚さ 4.2cm、幅 10.75cm、長さ 466cm のものが 40 本あ

り、それぞれ 430cm × 466cm をカバーしている。各シンチレータは両側から光電子増倍管で読み出している。上流 TGC の主な目的は上流から Sci-Fi 検出器に入ってくる粒子を取り除くことであり、下流 TGC の主な目的は Sci-Fi 検出器で発生した粒子を検出してイベントの時間情報を得ることである。

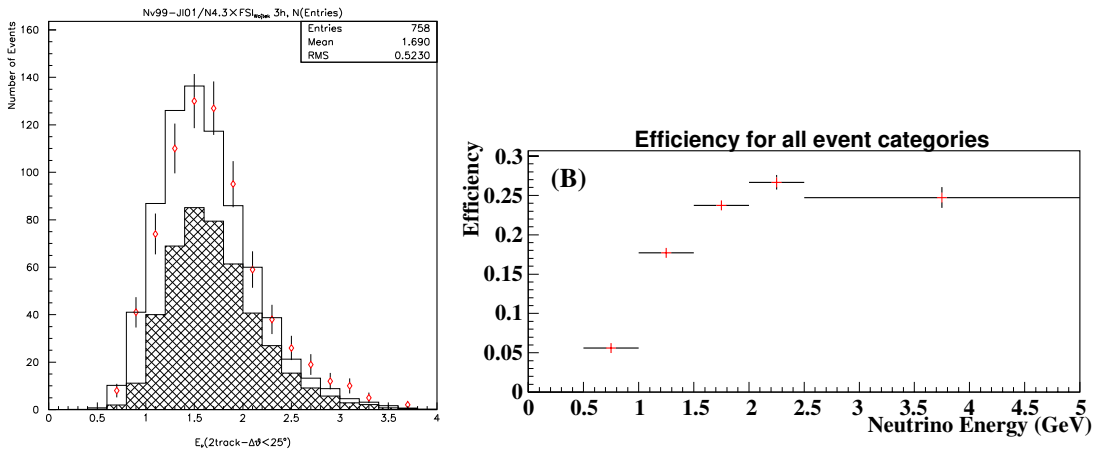

図 2.6: Sci-Fi 検出器で再構成したニュートリノエネルギースペクトル (左) と検出効率 (右)。左図では点がデータでヒストグラムがモンテカルロシミュレーション、ハッチ部分がシミュレーション中の CCQE を表す。

2.3.3 鉛ガラスカロリーメータ

Sci-Fi 検出器の下流に鉛ガラスカロリーメータ [18] (以下 LG) が設置されている。LG 検出器はおよそ 12cm × 12cm × 34cm の鉛ガラスブロックが 24 × 25 の計 600 本が積み上げられており、各ブロックは光電子増倍管で読み出される。この検出器の電子に対するエネルギー分解能は $10\%/\sqrt{E}$ である。この検出器の目的は Sci-Fi 検出器で発生した電子を選びだし、そのエネルギーを測ることで、ニュートリノビーム中の電子ニュートリノの混入率を測定することである。現在までのところ、ビームの ν_μ と ν_e の比は、

$$R\left(\frac{\nu_e}{\nu_\mu}\right) = 1.6 \ \pm 0.43 \ (\text{stat.}) \ ^{+0.76}_{-0.64} \ (\text{sys.}) \ \%$$

という結果が得られている。

また、この検出器は 2001 年 11 月に取り除かれ、空いたスペースに全感知型シンチレータ飛跡検出器が設置される予定である。

2.3.4 ミュオンレンジ検出器

ミュオンレンジ検出器 [19](以下 MRD) は前置検出器ホール最下流に設置されており、鉄板とドリフトチェンバーが交互に並んだ構造をしたものである。鉄は 12 層あり、鉄の厚さは上流 4 層は 10cm、下流 8 層は 20cm で、大きさは 7.6m × 7.6m である。これは重

量にして 864t となる。これでミュオンの飛跡長を測定し、エネルギーを求める。測定できる最高のエネルギーは 3GeV である。そして、この検出器の役割は以下の通りである。

- MRD 自身や Sci-Fi 検出器で生じたミュオンのエネルギー測定。
- MRD の重量が大きいためニュートリノイベント数が多く、また、ビームに対して横方向に大きいことやエネルギーアクセプタンスが大きいことからニュートリノビームの方向、フラックス、エネルギースペクトルの安定性をモニタする。

2.4 スーパーカミオカンデ

K2K 実験では後置検出器として、KEK から約 250km 離れた岐阜県神岡町のスーパーカミオカンデを用いている。これは、1kt 検出器と同様、リングイメージ型水チェレンコフ検出器である。装置の概略図は 2.7 のとおりである。スーパーカミオカンデは、高さ 41.4m、直径 39.3m の円筒形タンクに約 50000t の超純水が満たされている。

タンクは内水槽と外水槽とに光学的に分かれており、内水槽は高さ 36.2m、直径 33.8m で、水 32000t 分の容積となる。内水槽の内壁には 11460 本の 20 インチ光電子増倍管が並べられており、光電面の表面積に対する割合は約 40%である。そして、光電面以外の部分は反射光の影響を押さえるためにブラックシートで覆われている。スーパーカミオカンデではこの内水槽の中心 22500t 分の容積内で起こった事象を物理解析に用いている。外水槽には、1885 本の 8 インチ光電子増倍管が並べられている。光電子増倍管には 60cm × 60cm の波長変換剤入りプラスチックが取りつけられており、また、壁はタイベックシートと呼ばれる反射率の高いもので覆われていて、光子の収集率を高める工夫がされている。これにより、外水槽の目的である、粒子が出ていった、もしくは、入ってきたかどうかの特定を効率的に行なっている。ほかにも、外水槽は外から入ってくるガンマ線や中性子などを遮蔽する働きがある。また、この検出器は地下約 1000m のところにあり、宇宙線のフラックスは地表の約 10^{-5} までおさえられている。

ところで、KEK の加速器とスーパーカミオカンデの時間の同期は GPS[20] を用いて行なっている。GPS からは 1 秒ごとにパルスが送られてくるため、各サイトで 50MHz のクロックを用いて 1 秒未満の精度を得ている。この GPS の時間の確度は約 100ns である。スーパーカミオカンデの事象としては、ニュートリノビームが到着する時間に合わせて全幅で 1.5μsec の範囲内に入ったものを選んでいる。

2.5 現時点での実験結果

K2K 実験では 2001 年 7 月現在、4.8×10^{19} POT [4]相当のデータを収集した。各前置検出器で算出された、振動がない場合のスーパーカミオカンデでの事象数は、1kt、Sci-Fi、MRD、それぞれ、$80.6\ ^{+7.3}_{-8.0}$、$87.6\ ^{+10.6}_{-12.0}$、$87.4\ ^{+12.7}_{-13.9}$ となっており、誤差の範囲内で一致している。

表 2.1 はスーパーカミオカンデで検出された事象数を種類別にまとめたもので、振動な

[4]Protons On Target. パイオン生成標的に当てた陽子の数。

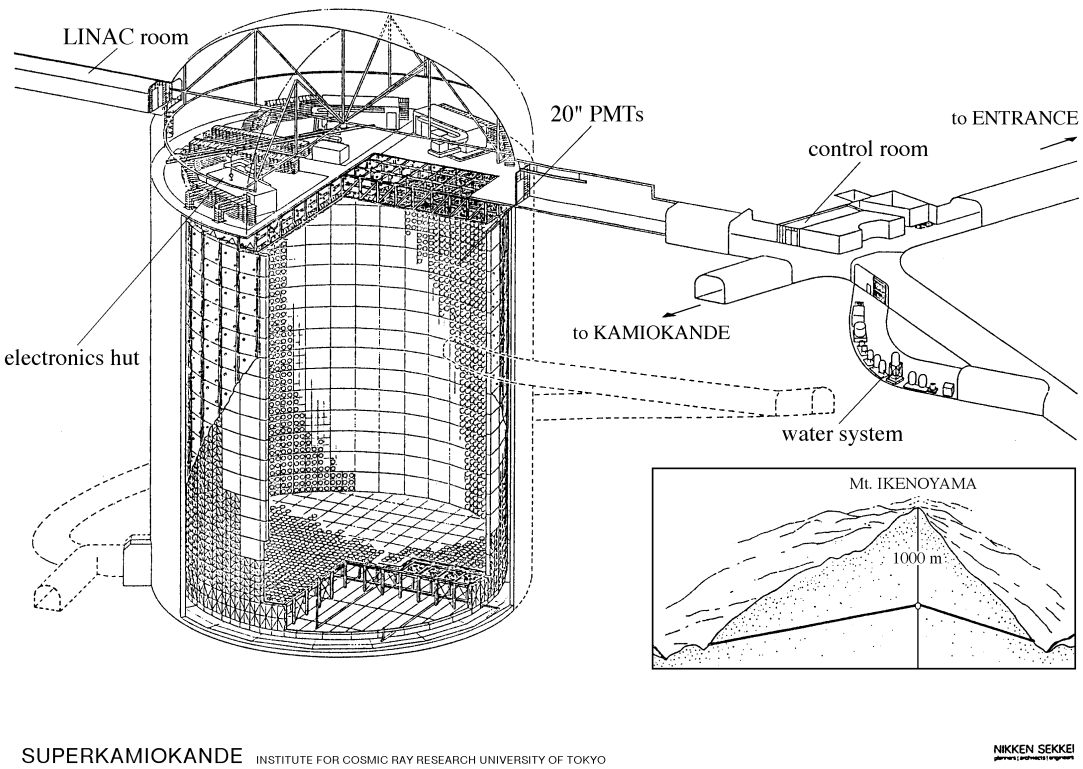

図 2.7: スーパーカミオカンデの概略図

しの場合、ありの場合の予想値も添えてある。予想値は誤差の最も小さい 1kt 検出器の結果を用いている。この結果から、ニュートリノ振動の兆候が見えている。

表 2.1: 2001 年 7 月現在のスーパーカミオカンデでの事象数。右端 3 列はニュートリノ振動があった場合のもので、$\sin^2 2\theta = 1$ のときの各 Δm^2 での値である。

			Δm^2 ($\times 10^{-3}$ eV^2)		
	観測数	振動なし	3	5	7
FC 22.5kt total	56	$80.6\ ^{+7.3}_{-8.0}$	52.4	34.6	29.2
1-ring	32	48.4 ± 6.7	28.1	17.8	16.6
μ-like	30	44.0 ± 6.8	24.4	14.6	13.5
e-like	2	4.4 ± 1.7	3.7	3.2	3.0
multi-ring	24	32.2 ± 5.3	24.3	16.8	12.6

第3章　全感知型シンチレータ飛跡検出器

この章では、前置検出器のアップグレードとして設置予定の全感知型シンチレータ飛跡検出器の動機、検出器の構成、基礎性能の測定結果を順に述べていく。

3.1　動機

いままでのところ、ニュートリノ振動解析はスーパーカミオカンデの全イベント数をもとに行なってきたが、次に行なうことは式 (1.17) で表される、エネルギースペクトルの変化の解析である。この解析を行なうためにはスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスをニュートリノエネルギーの関数として知っておかなければならない。また、最近のスーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測結果 (1.3.1 節) から、$\Delta m^2 \simeq 3\times10^{-3}\ \mathrm{eV}^2$ という結果が得られている。したがって、K2K 実験の基線長約 250km の場合、(1.17) より $E_\nu \simeq 0.6\mathrm{GeV}$ のときに最も振動確率が高いということになる。すなわち、前置検出器の測定からスーパーカミオカンデの 0.6 GeV 付近のフラックスを精度良く見積もることが重要になる。ところが、パイオンモニタによる生成直後のパイオンの測定では 1 GeV/c 以下のニュートリノのフラックスは分からない。よって、前置検出器で 1 GeV/c 以下のニュートリノフラックスの測定のみがたよりとなる。

前置検出器でニュートリノのフラックスを測定するには、CCQE 反応を選びだして (2.5) でエネルギーを再構成する必要がある。とくに、エネルギー 1 GeV 以下のニュートリノに対して CCQE イベントを効率よく検出しなければならない。しかし、2.3 節でも述べたように、1kt 検出器は検出効率はあるものの non-QE 反応のバックグラウンドからくる不定性が大きい。また、Sci-Fi 検出器は CCQE 反応を陽子とミュオンの 2 トラックイベントを検出できるが、ミュオンは下流 TGC, LG, MRD とヒットまたはトラックがつながらなければならないため、1 GeV/c 以下の検出効率が低い。

そこで、前置検出器のアップグレードのための検出器に要求される性能は以下のようになる。

- エネルギー再構成に用いる CCQE 反応をミュオンと陽子の 2 トラックイベントとして効率的に選びだせること。
- 陽子とパイオンの粒子識別を行なうことで non-QE のバックグラウンドを十分少なくできること。
- CCQE 反応検出のニュートリノのエネルギーしきい値が十分低いこと。

これらの条件を満たすべきものとして、全感知型シンチレータ飛跡検出器を開発している。以下の節で、この検出器の説明をしていく。

3.2 検出器

全感知型シンチレータ飛跡検出器の概略図を図 3.1 に示す。本検出器は角型棒状に分割されたシンチレータに波長変換ファイバーを通したものを縦横に多数並べて粒子の飛跡を検出するものである。すなわち、シンチレータの発光を波長変換ファイバーで引き出す。以下では、1 本のシンチレータをセルと呼ぶことにする。各セルは光学的に分割しておき、別のセルに光がもれないようにする。

この検出原理を図 3.2 に示す。荷電粒子が通過したときのシンチレータの発光が波長変換ファイバーに吸収されて再発光する。再発光した光のうち、光ファイバーの全反射の条件に合うものはファイバーを伝わって光検出器で読み出される。波長変換ファイバーの読み出しにはマルチアノード光電子増倍管を用いる。

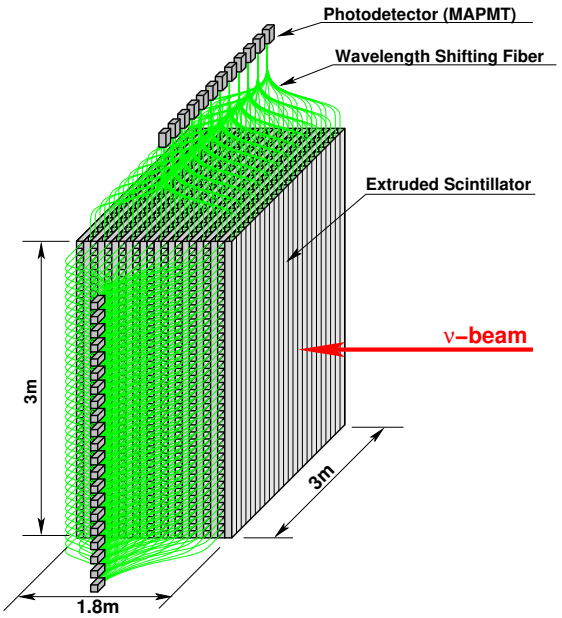

図 3.1: 全感知型シンチレータ飛跡検出器

つぎに、この検出器の特徴は以下のとおりである。

- 検出器ほぼ全体に感度があり、細かく分割されているため、ニュートリノ反応で生じる荷電粒子を低エネルギーのものまで効率良く検出できる。
- シンチレータ自身がニュートリノの標的であるため、ニュートリノ反応の全立体角を覆っている。
- 粒子の飛跡の各セルごとの光量の情報から、陽子からパイオン、ミュオンを区別することができる。

これらの特徴は前節で述べた前置検出器への要求をすべて満たしている。この特徴から、CCQE 反応を検出することができるのはもちろんであるが、ほかにも、荷電カレント非弾性散乱 (2.6) の事象の性質を調べることで、1kt 検出器やスーパーカミオカンデでの CCQE

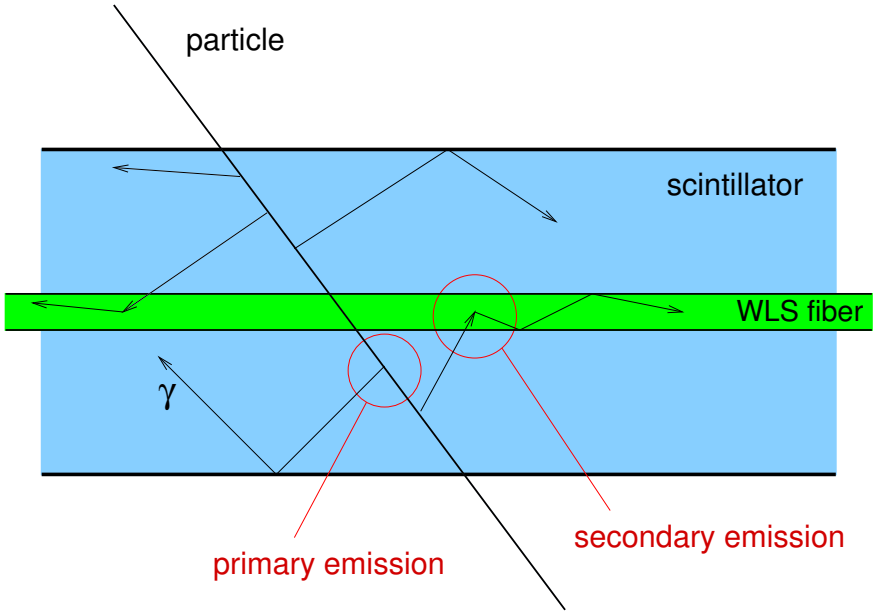

図 3.2: 検出原理

サンプルである、1-ring μ-like 中の荷電カレント非弾性散乱によるバックグラウンドを見積もることができる。また、中性カレント弾性散乱で陽子が反跳される反応も検出でき、中性カレントの断面積を求めることができると考えられる。

実際に前置検出器に設置するものは、セルの断面は 1×2 cm^2 を考えており (ビーム方向に 1 cm)、全体の大きさは約 $3 \times 3 \times 1.6$ m^3 で 15 t 程度のものを製作する予定である。このとき、全セル数は約 20000 になる。

そして、設置場所は図 3.3 のようになっており、もともと鉛ガラスカロリーメータが設置されていた、Sci-Fi 検出器と MRD 検出器の間である。

3.3 飛跡の検出能力

ここで、セルの断面を 1×2 cm^2 にしたときの飛跡の検出能力について考える。この検出器の最大の目的は CCQE 反応を陽子とミュオンの 2 トラックイベントで検出することなので、陽子の飛跡がどの程度の運動量のものまで捕らえられるかが問題となる。X, Y それぞれ 2 層、計 4 層突き抜けると飛跡と認識できるので検出できる最低の飛跡の長さは 4 cm である。そして、この長さに相当する陽子の運動量は約 0.4 GeV/c である。K2K のビームでの CCQE 反応から生じる陽子の運動量分布を図 3.4 に示す。このうち、0.4 GeV/c 以上の陽子をすべて検出できるとすると、CCQE 全体のうち 83 %が 2 トラックイベントとして検出できることになる。1 GeV 以下のニュートリノに限っても、CCQE のうち 79 %が 2 トラックイベントとして検出できる。このように、本検出器は CCQE 反応を 2 トラックイベントとして検出する効率が非常に高い。

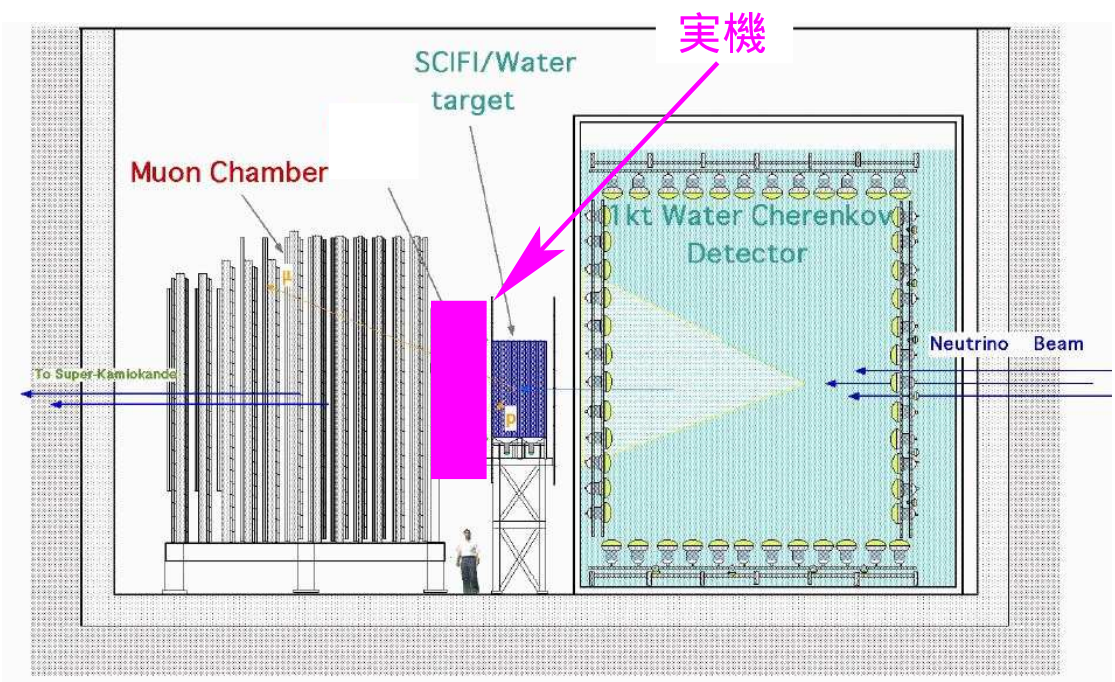

図 3.3: 全感知型シンチレータ飛跡検出器の設置予定場所。もともと鉛ガラスカロリーメータが設置されていた、Sci-Fi 検出器と MRD 検出器の間である。

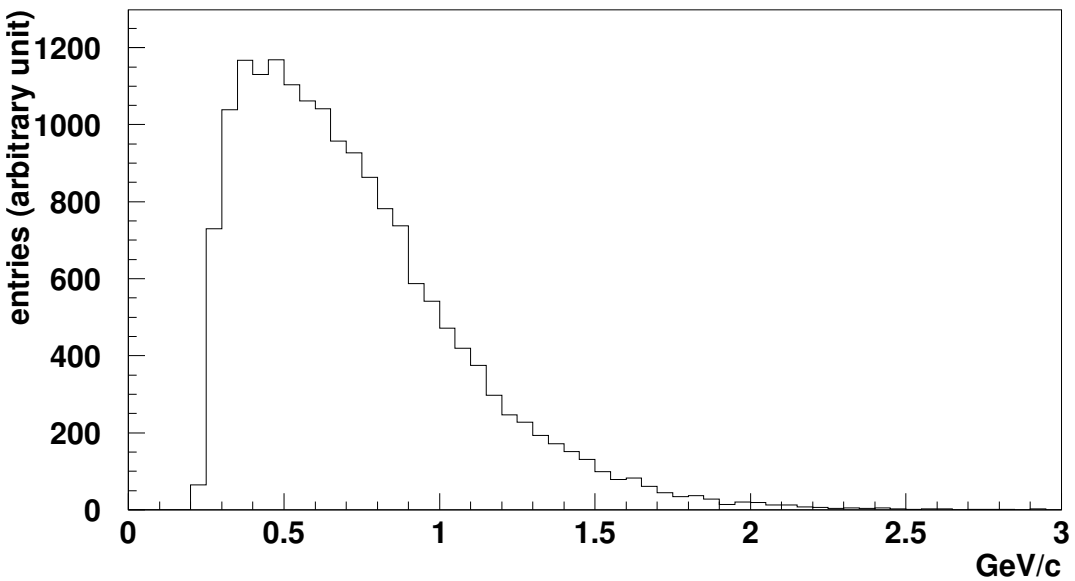

図 3.4: K2K のビームで CCQE 反応から発生する陽子の運動量分布 (モンテカルロシミュレーション)

3.4 シンチレータと波長変換ファイバー

まず、用いるシンチレータとして、押し出し型のプラスチックシンチレータと液体シンチレータの 2 つの候補がある。押し出し型プラスチックシンチレータの場合はファイバーを通す穴もしくは溝のある細長いシンチレータを作ってファイバーを通し、それを多数並べることになる。液体シンチレータの場合は、細長い筒状のものが多数並んだ構造を作り、それに波長変換ファイバーを通して液体シンチレータに浸す。

最終的には実機は押し出し型プラスチックシンチレータを使うことになった (理由は後述) が、あとで述べるバックグラウンドと長期安定性の測定には液体シンチレータを用いた。

以下ではこれらのシンチレータについて説明し、そのあと波長変換ファイバーについて述べる。

3.4.1 液体シンチレータ

液体シンチレータにはさまざまな種類のものがあるが、われわれがテストで用いたものは BICRON 社製の BC-517L と ELJEN RECHNOLOGY 社製の EJ-321L、EJ-399-04 である。BC-517L と EJ-321L は組成が全く同じである。これらの特性を表 3.1 にまとめた。

BC-517L, EJ-321L はミネラルオイルにプソイドクメンを 30 %と波長変換剤を少量混ぜ合わせたものである。荷電粒子が通過した際に光るのはプソイドクメンで、これを増やすと光量は増すが、プソイドクメンはプラスチックを溶かしやすくファイバーに損傷を与えやすくなる。BC-517L, EJ-321L の場合、ファイバーの寿命は約 15 年と見積もられている [21]。

EJ-399-04 はリニアアルキルベンゼンにフェニオキシリルベンゼンを 10 %と波長変換剤を少量混ぜたものである。これは BC-517L, EJ-321L に比べて光量が多い。しかし、われわれのテストでファイバーを溶かす性質があることが分かり、それ以来用いていない。

表 3.1: 液体シンチレータの特性

特性	BC-517L EJ-321L	EJ-399-04
発光量 (空気中) [% アントラセン[a]]	30 %	60 %
最大光量となる波長	425 nm	425 nm
発光の平均寿命	2.0 nsec	3.5 nsec
比重	0.86	0.90
屈折率	1.47	1.48
発火点	102 °C	138 °C

[a]アントラセンの発光量に対する割合。アントラセンの発光量の絶対値は 1.7×10^4 photons/MeV である。

3.4.2 押し出し型プラスチックシンチレータ

押し出し型プラスチックシンチレータとは、押し出しによって整形されたプラスチックシンチレータで、従来のプラスチックシンチレータに比べて光学的な性能は劣る [22] が、

安価に作ることができるという利点がある。また、押し出しのときに表面に反射剤の層をつけたり、ファイバーを通す穴をあけることもできる。

押し出し型プラスチックシンチレータとしてわれわれがテストで用いたものは、MINOS実験で用いられているもの [23] で、米国フェルミ研究所で開発された。これはポリスチレンに PPO[1], POPOP[2]を質量比でそれぞれ 1 %, 0.03 %混ぜたもので、発光量が最大となる波長は 420 nm である。

3.4.3 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーとは、コアに波長変換剤の溶かされたプラスチックファイバーである。一般に、光ファイバーは側面から入射する光は伝送できない。そこで、波長変換ファイバーは側面から入射する光を波長変換剤によって吸収、再発光させてファイバーの全反射の条件を満たすものを伝送する。

実際に用いている波長変換ファイバーはクラレ社製 Y11 のマルチクラッド仕様のものである。これはポリスチレンのコアのまわりにこの特性を表 3.2 にまとめた。また、吸収、発光のスペクトルを図 3.5 に示した。この吸収率が最大となる波長はシンチレータの発光量が最大となる波長とほぼ一致している。

さて、以下の文中で波長変換ファイバーを表す際に Y11(200)MS などの表記をするが、この意味は以下の通りである。

- ( ) 内の数字が波長変換剤の濃さで単位は ppm。
- M はマルチクラッドであることを示す。
- S はファイバーの曲げに対する強さを表す。S がついていないもの (以下 Non-S 型) はプラスチックの繊維がそろっていないもので、曲げに弱い。S がついているもの (以下 S 型) は繊維がファイバーの方向にそろっており、曲げに強いが、減衰長が Non-S 型に比べて若干短くなる[3]。

表 3.2: 波長変換ファイバー Y11 の特性

コアの屈折率	1.59
内側のクラッドの屈折率	1.49
外側のクラッドの屈折率	1.42
吸収率が最大となる波長	430 nm
発光量が最大となる波長	476 nm
減衰長	$\sim$ 3 m

[1] 2,5-diphenyloxazole
[2] 1,4-bis(5-phenyloxazol-2-yl)benzene
[3] ビームテストの測定では S 型のほうが減衰長が 15 %短くなった [24]。

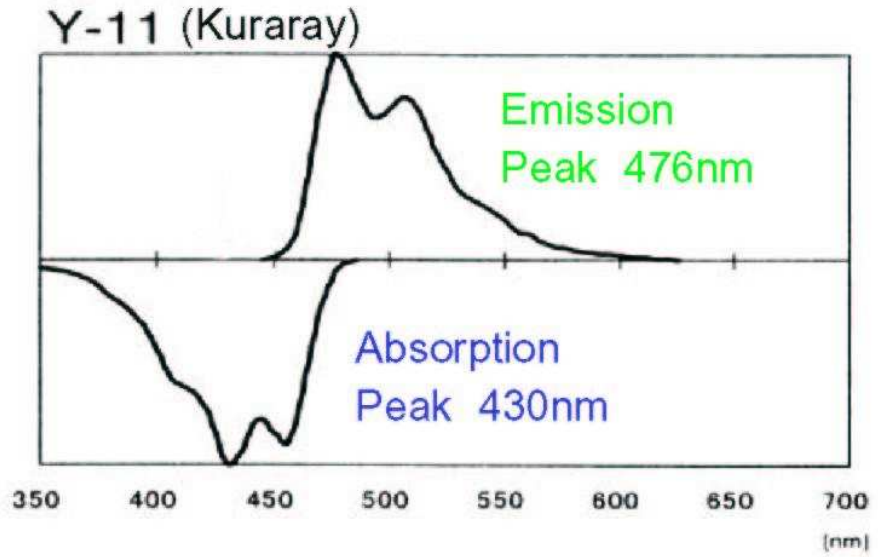

図 3.5: 波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトル。横軸はナノメートル。下の分布は吸収波長で、吸収率が最大になるのは 430 nm のときである。上の分布は発光波長で、発光量が最大になるのは 476 nm のときである。

3.4.4 実機で押し出し型シンチレータを用いる理由

実機では押し出し型シンチレータを使うことになったが、その理由について述べる。

まず、液体シンチレータの利点は、プラスチックシンチレータに比べて安価であり、均一で大型のものをつくりやすいということがあげられる。しかし、欠点として、波長変換ファイバーを液面まで引かなければならないため水平方向のセルで底に近づくにつれて減衰の効果が大きくなる、セル以外の部分 (ファイバーの引き出し部分など) にも液体を満たすことになる、液体を循環・浄化する装置が必要である、液体シンチレータは可燃物なので火災の対策が必要である、などが挙げられる。

押し出し型シンチレータは一般のシンチレータに比べると安価であるが、液体シンチレータに比べると割高である。しかし、押し出しのときにファイバーを通す穴をあけたり、反射剤の層をつけたりできる。また、どの場所でもシンチレータの端に近い所に光電子増倍管を付けらけるので減衰を最小限に押さえられる。シンチレータのほとんどの部分を検出器の有効部分に使える。このように、押し出し型シンチレータのほうが取り扱いが容易で、無駄な部分が少ない。

本検出器の場合、単位体積あたりの価格は液体シンチレータのほうが安いが、設備などを含めた全体の価格は押し出し型シンチレータのほうが安い。そして、次章で述べるが、単位長さあたり、単位エネルギーあたりの発光量に大きな違いがないので、取り扱いのしやすい押し出し型シンチレータを用いることとした。

3.5 マルチアノード光電子増倍管とその読み出し回路

3.5.1 マルチアノード光電子増倍管

マルチアノード光電子増倍管とはその名のとおり 1 本のチューブにアノードが複数ついているものである。この特徴は以下のとおりである。

- ファイバーの読み出しが非常に小さくまとめられる。
- チャンネル単価が非常に安くなる。
- 電源の数が少なくてすむ。

われわれの検出器での光電子増倍管の候補として浜松フォトニクス社製の H6568 と H7546 がある。

H6568 は 1 本につき 4×4 にならんだ 16 チャンネルのアノードがある。1 ピクセルの大きさは 4×4 mm である。また、ダイノードに供給する電圧の比の違いで 2 種類の製品があり、入射光量に対する応答の線形性は良くないが増倍率の高いもの (H6568) と、増倍率は高くないが線形性の良いもの (H6568-10) とがある。この 2 つはブリーダ抵抗の分割比が異なるだけで他は同じである。

H7546 には 1 本につき 8×8 にならんだ 64 チャンネルのアノードがある。1 ピクセルの大きさは 2×2 mm である。1 本あたりのチャンネル数が多い分、チャンネル単価は H6568 より安い。

われわれはこれらの光電子増倍管のテストをおこなっており [24]、これらの光電子増倍管の特性とあわせて表 3.3 まとめた。

実機では 1 ピクセルに直径 1.5 mm のファイバーを 1 本入れる予定なので、チャンネル単価の安い 64 チャンネルの H7546 を用いることになっている。そして、あとで述べる試作器では 16 チャンネルの H6568、H6568-10 を用いた。

表 3.3: マルチアノード光電子増倍管の特性

	H6568	H6568-10	H7546
光電面の材質	バイアルカリ		
感度のある波長域	300 – 650 nm		
最も感度のある波長	420 nm		
ピクセル数	16		64
ピクセルの大きさ	4×4 mm^2		2×2 mm^2
増倍率 (800 V 印加時)	3.3×10^6	0.7×10^6	3.0×10^5
クロストーク	1 %	1 %	2 %
線形性のあるアノード電流	3 mA		5 mA

3.5.2 読み出し回路

実機の読みだし回路は、シリコンストリップ検出器で良く用いられている IDE 社製の VA-TA という ASIC のチップを用いることにした。このチップは VA 部と TA 部に分かれており、VA 部でアナログ入力をサンプル&ホールドし、32 チャンネル分のアナログシグナルををひとつの信号線からクロックに同期して出力する。TA 部ではコンパレータでデジタル信号をつくり、32 チャンネルすべての論理和をタイミングシグナルを出力する。このようにすることによって、マルチアノード光電子増倍管の読み出しを非常にコンパクトにおさめることができる上、ADC や TDC のチャンネル数を少なくすることができ、コスト、消費電力ともに低くおさえることができる。

第4章　全感知型シンチレータ飛跡検出器の基礎性能

液体シンチレータ、および、押し出し型プラスチックシンチレータの波長変換ファイバー読み出しの測定を KEK 12 GeV 陽子シンクロトロンの T1 ビームラインで行なった。本章ではその結果のうち、得られた光量と波長変換ファイバーの減衰長についてまとめた。

4.1　液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しのテスト結果

液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しのテスト結果 [24] のうち、基本的な性能について述べる。

4.1.1　1セルあたりの光量

図 4.1 のような断面 2×2 cm^2、長さ 16 cm のセル構造をつくり、液体シンチレータに浸した。セルの内側は BICRON 社製 BC-622A の反射剤をぬった。各セルには直径 1.0 mm の Non-S 型の波長変換ファイバー Y11(200)M を 2 本入れた。ファイバーはセルの壁に固定されている。読み出しは 16 チャンネルのマルチアノード光電子増倍管 H6568-10 を用いた。セルの前後にはシンチレーティングファイバーシートが取りつけられており、ビームがあたった場所の X, Y がわかるようになっている。位置分解能はセルの幅の方向には 1.4 mm、セルの長手方向には 2.8 mm である。そして、用いた液体シンチレータは BC-517L と EJ-3399-04 である。

この検出器に 1.0 GeV/c の陽子とパイオンのビームをあてて光量を測定した。図 4.2 は EJ-399-04 のときのパイオンの ADC 分布である。それぞれの液体シンチレータに対して平均光電子数を求めると、表 4.1 のようになった。EJ-399-04 の方が BC-517L に比べて約 1.4 倍の光量がある。

表 4.1: 各液体シンチレータでの 1.0 GeV/c のビームをあてたときの光電子数の平均値。誤差として分布の RMS をエントリーの平方根で割ったものを統計誤差としてつけた。

液体シンチレータ	パイオン [p.e.]	陽子 [p.e.]
BC-517L	22.3 ± 1.5	32.2 ± 2.2
EJ-399-04	32.8 ± 2.2	46.0 ± 3.1

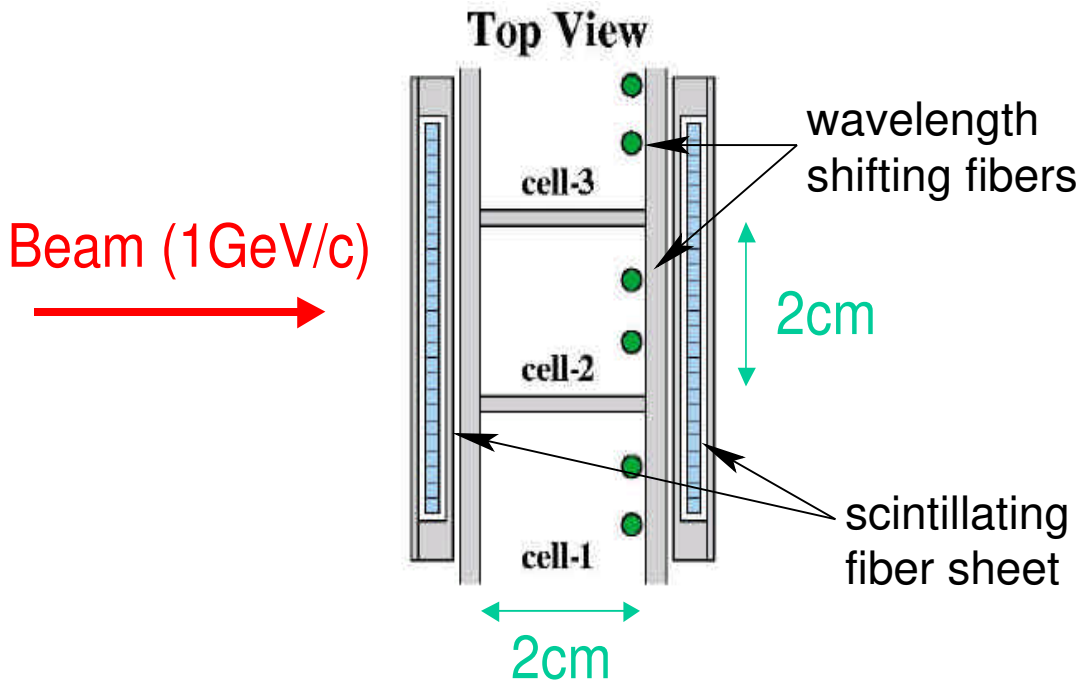

図 4.1: 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの光量測定用の検出器の概略図

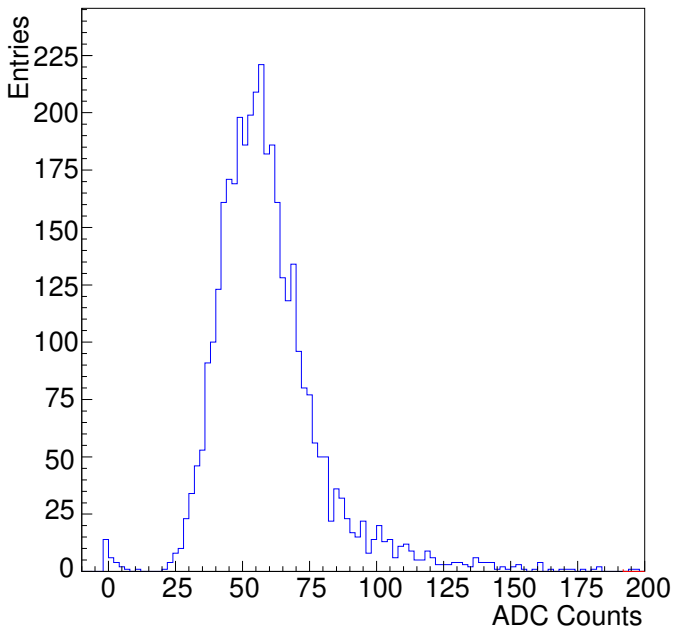

図 4.2: 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの 1.0 GeV/c のパイオンが突き抜けたときの ADC 分布。

4.1.2　波長変換ファイバーの減衰長

図 4.3 のような長さ 3.3 m の容器に断面 2.6×2.6 cm^2、長さ 308 cm のセルが入った検出器を用いてファイバーの減衰長を測定した。セルの内側は反射剤 BC-622A を塗っておき、直径 1.0 mm の Non-S 型の波長変換ファイバー Y11(200)M を 2 本入れた。ファイバーの両側からマルチアノード光電子増倍管 H6568-10 で読み出した。液体シンチレータは EJ-399-04 を用いた。

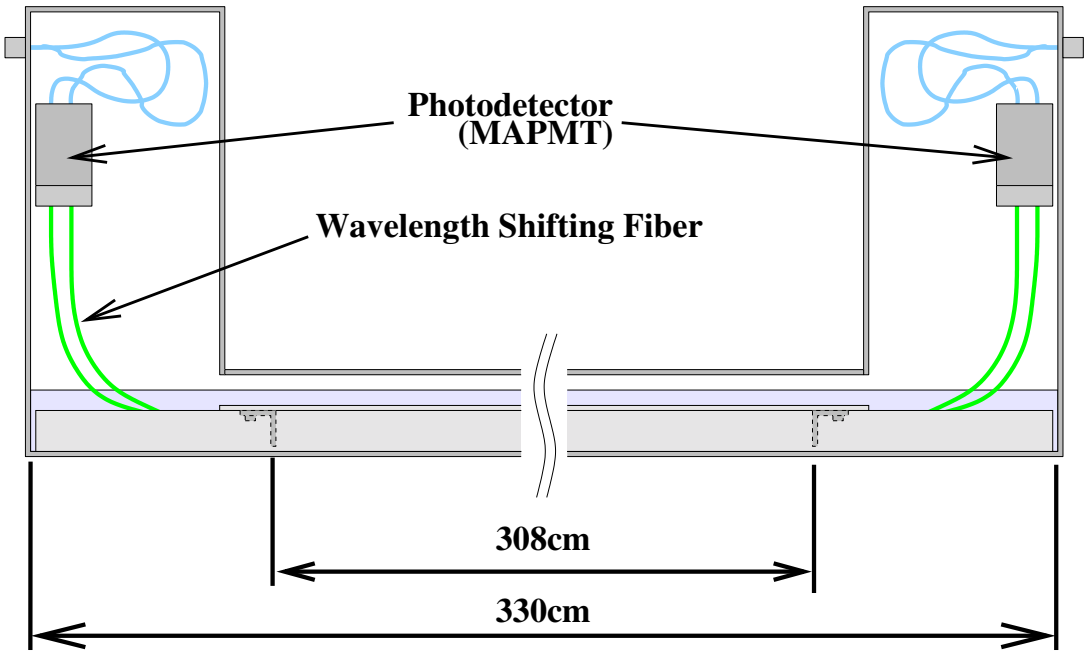

図 4.3: 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰長測定用の検出器の概略図。長さ 3.3 m の容器の中に断面 2.6×2.6 cm^2、長さ 308 cm のセルが入っている。

この検出器に場所を変えながらビームをあてた。片側だけでプロットすると測定点ごとの光量の系統的なばらつきが無視できないので、両側の光電子増倍管の ADC 値の比をとることでこの不定性を相殺させることとした。この比を各測定点についてプロットしたものが図 4.4 である。これを指数関数でフィットした結果、減衰長は $304.0 \pm 0.6 \pm 1.9$ cm となった。最初の誤差はフィットの統計誤差である。2 番目の誤差は、各測定点の光量の系統誤差として 1.5 %をつけるとフィット結果の χ^2/d.o.f が 1 に近くなり、そのときのフィットが返す誤差を減衰長の系統誤差としたものである。

4.2　押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しのテスト結果

本節では、押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しのテスト結果として、前節と同様の内容についてまとめる。このテストも KEK 12 GeV 陽子シンクロトロンの

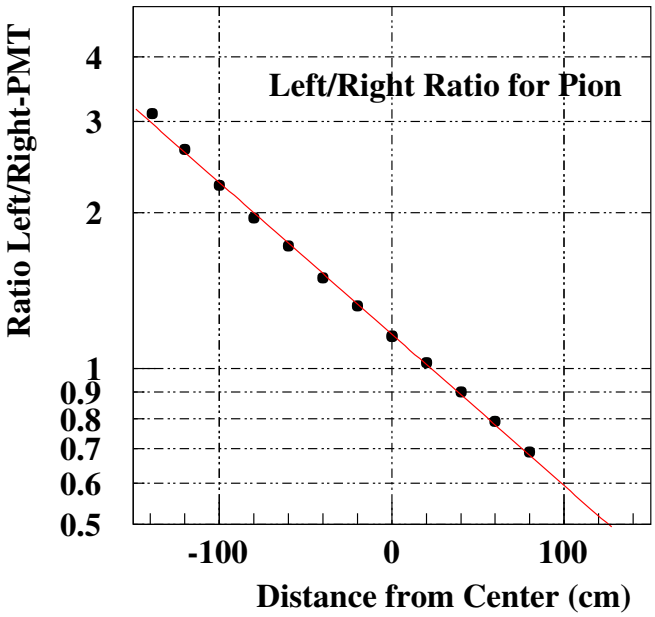

図 4.4: 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰曲線。各測定点での両側の ADC 値の比をプロットした。指数関数でフィットした結果 (図中の直線) もあわせてかいてある。この比の減衰長はファイバーの減衰長の 1/2 となる。

T1 ビームラインで行なった。

4.2.1 1 セルあたりの光量

セットアップを図 4.5 に示す。シンチレータは MINOS のものを用い、断面が 2×1 cm^2 で、長さは約 20 cm である。シンチレータの側面には BICRON 社製の反射剤 BC-620 を塗った。シンチレータの真ん中にファイバーを通すための穴 (直径 1.2 mm) があいており、そこに S 型で直径 1.0 mm の波長変換ファイバー Y11(200)MS を入れた。ファイバーの読み出しは 16 チャンネルのマルチアノード光電子増倍管 H6568-10 を用いた。シンチレータはビーム方向に 2 層あり、その前後にはシンチレーティングファイバーシートをつけて X, Y が分かるようになっている。位置分解能はセルの幅の方向は 1.5 mm、長手方向には 12 mm である。これに、1.2 GeV/c の陽子とパイオンをあてて測定した。

パイオンをあてたときの光電子数分布が図 4.6 である。この分布の平均値は 10.3 ± 0.2p.e. で、誤差は分布の RMS をエントリー数の平方根で割ったものを統計誤差としてつけた。

4.2.2 波長変換ファイバーの減衰長

図 4.7 のように、細長い暗箱の中に前節と同じ MINOS 仕様の長さ 2 m のシンチレータを 4 本入れた。各シンチレータには直径 1.0 mm の Y11(200)MS が通されている。ファイバーは両側からマルチアノード光電子増倍管 H6568-10 で読み出した。

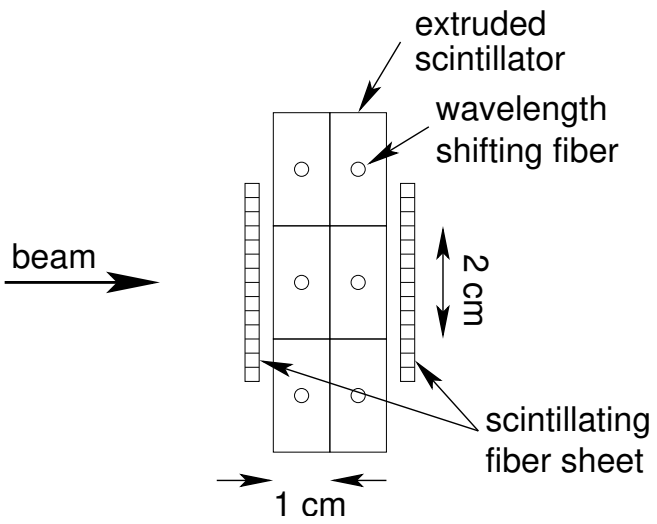

図 4.5: 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの光量測定用の検出器の概略図

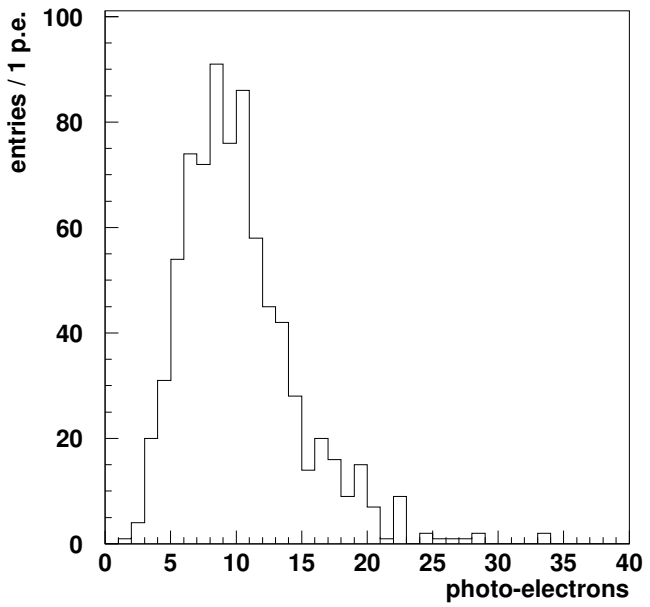

図 4.6: 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの 1.2 GeV/c のパイオンが突き抜けたときの光量分布。

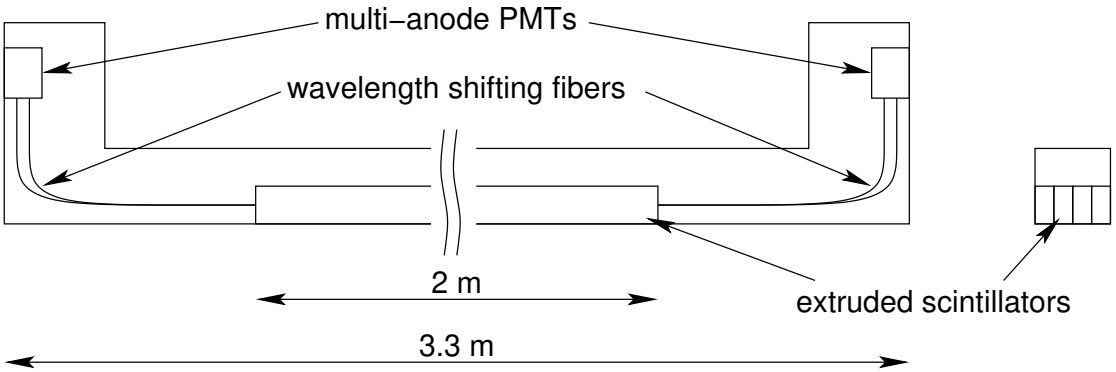

図 4.7: 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰長測定用の検出器の概略図

この検出器に場所を変えながらビームをあてた。4.1.2 節と同様に両側の ADC 値の比をとり、各測定点でプロットしたものが図 4.8 である。これを指数関数でフィットして減衰長を求めると表 4.2 のようになった。この場合はファイバー表面は空気と接触しているため直接比較することはできないが、液体シンチレータ中の Non-S 型ファイバーより少し長い結果となった。

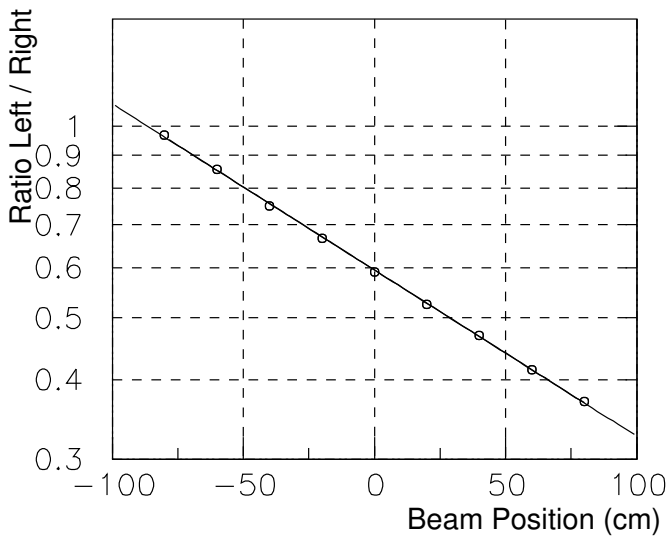

図 4.8: 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰曲線

4.3 まとめ

光量測定の結果をまとめると表 4.3 のようになる。セルの断面積あたりのファイバーの本数は、いずれも 0.5 本/cm^2 なので、飛跡の長さを合わせれば光量は直接比較することが

表 4.2: 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの各サンプルの減衰長。誤差はフィットの誤差である。

サンプル	減衰長 [cm]
1	333.0 ± 1.8
2	314.3 ± 1.6
3	304.3 ± 1.4
4	309.5 ± 1.6

できる。BC-517L の場合と押し出し型シンチレータの場合とはほぼ同じ光量である。実機ではファイバーの直径を 1.5 mm にする予定であるが、ファイバーの直径と光量はほぼ比例する結果が得られている (付録 B) ので、実機での光量は表 4.3 の MINOS タイプの 1.5 倍の 15 p.e. 程度になることが期待される。

表 4.3: ビームテストでの光量測定のまとめ。比較のためにパイオンの飛跡 1 cm あたりの光電子数をのせた。どのデータも波長変換ファイバーの直径は 1.0 mm である。

	セルの断面 [cm^2]	ファイバーの本数	パイオンの飛跡 1 cm あたりの光量
BC-517L	2×2	2	11.2 ± 0.8
EJ-399-04	2×2	2	16.4 ± 1.1
MINOS タイプ	2×1	1	10.3 ± 0.2

また、実機のセルの長さは 3 m を予定しているので、減衰長が約 3 m だと、光電子増倍管からいちばん遠いの光量はいちばん近い所の $1/e$ 程度になる。しかし、実機では端面にアルミ蒸着を施すことを予定しており、その反射率は約 70 %なので [17] 光電子増倍管から最も遠い場所でも、

$$15 \text{ p.e.} \times \frac{1}{e} \times 1.7 = 9.4 \text{ p.e.} \tag{4.1}$$

の光量が出る。このように、実機での MIP[1] での光量は光電子増倍管からの距離に応じて 9 – 15 p.e. と予測される。

[1] minimum ionizing particle.

第5章　前置検出器ホールに設置した試作器によるビーム起源のバックグラウンドの評価

本章では、前置検出器ホールに設置した全感知型シンチレータ飛跡検出器の試作器で測定したビーム起源のバックグラウンドについて述べる。まず動機を説明したあと、本試作器のハードウェアについてと、データ収集について解説する。そのあと、ビーム起源のバックグラウンドの解析を行なう。

5.1　動機

現在の K2K の前置検出器の測定データには、ビームから数 100 nsec 遅れて現れる、中性子らしきバックグラウンドがかなり存在する。この例として、下流トリガーカウンターの TDC 分布を図 5.1 に示す[1]。図中のハッチ部分がバックグラウンドである。

本検出器はほぼ検出器全体に感度があり、また、エネルギーしきい値や飛跡の検出能力も他の検出器に比べて優れているので、他の前置検出器に比べて多くのバックグラウンド存在する可能性がある。そこで、新しく設置する全感知型シンチレータ飛跡検出器に対するビーム起源のバックグラウンドを見積もるために、試作器を前置検出器ホールという実機と同じ環境下に設置して測定を行なった。バックグラウンドを詳しく調べ、そして、物理結果にどういう影響を与えるかを考える。

また、宇宙線ミュオンによる長期安定性の評価も本試作器の目的であるが、これについては次章で述べることにする。

5.2　検出器

5.2.1　構造

図 5.2 は設置した試作器の概略図である。検出器は縦セルと横セルの 2 つからなり、液体シンチレータのタンクに浸す。液体シンチレータは ELJEN TECHNOLOGY 社製の EJ-321L を用いた。

縦セルは、本検出器の主要部で、後の解析ではこの部分のみを用いる。これは、外寸が 30 mm × 20 mm、内寸が 26 mm × 16 mm で、p 長さが 4 m のアルミニウム製の角パイプが 3 × 8 に並んだものである。内側には ELJEN TECHNOLOGY 社製の反射剤 EJ-520 を

[1] 下流トリガーカウンターに対するバックグラウンドの評価は付録 A で行なっている。

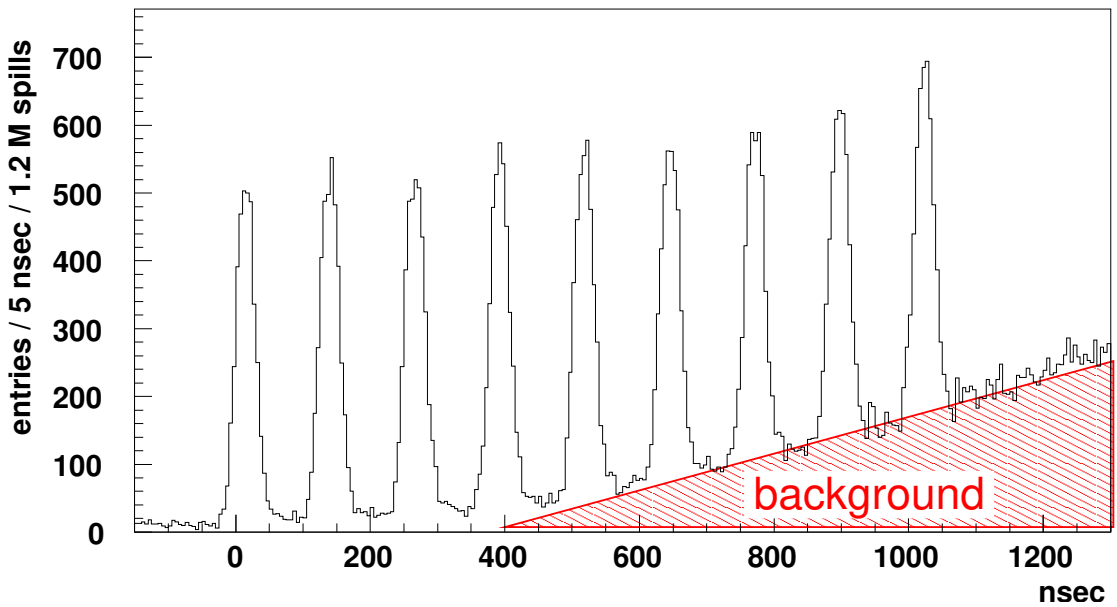

図 5.1: 下流トリガーカウンターの TDC 分布。9 つのピークは主にトリガーカウンターのまわりでのニュートリノ反応でできた荷電粒子による。そのほかにハッチ部分で示したようなイベントがあり、これはバックグラウンドである。

塗った。そして、各セルには直径 0.7 mm のクラレ製波長変換ファイバー Y11(200)MS が 4 本ずつ入っている。ファイバーはセルには固定されていない。それらを読み出す光検出器は浜松フォトニクス社製の 16 チャンネルのマルチアノード光電子増倍管 H6568-10 [2]を用いた。光電子増倍管の信号は電荷量と時間の情報を記録した。また、縦セルに入るファイバーを光らせるための青色発光ダイオードが取りつけられており、適宜ピクセルあたり平均 0.1–1 光電子程度の発光をさせてゲインをモニタする。

横セルは、宇宙線のトリガー用で、時間情報のみを記録した。セルの構造は、240 mm × 100 mm × 20 mm のものが 50 cm ピッチで 7 つ並んでいて、縦セルをはさむようにビームの上流と下流に 2 層配置されている。このセルにも反射剤が塗った。各セルには直径 1.0 mm の波長変換ファイバー Y11(200)MS が 4 本ずつ入っていて、16 チャンネル光電子増倍管 H6568 [3]で読み出した。

つぎに、光電子増倍管と波長変換ファイバーの接続部を説明する。まず、アクリルに穴をあけたもの (クッキー) にファイバーを通し、オプティカルセメントで接着した。できたものの端面を紙ヤスリで磨いた。図 5.3 はこの段階のものである。そして、オプティカルグリス塗ってから光電子増倍管とジグで固定する。

[2]テーパードブリーダ仕様で高リニアリティーのもの
[3]等間隔ブリーダ仕様で高ゲインのもの

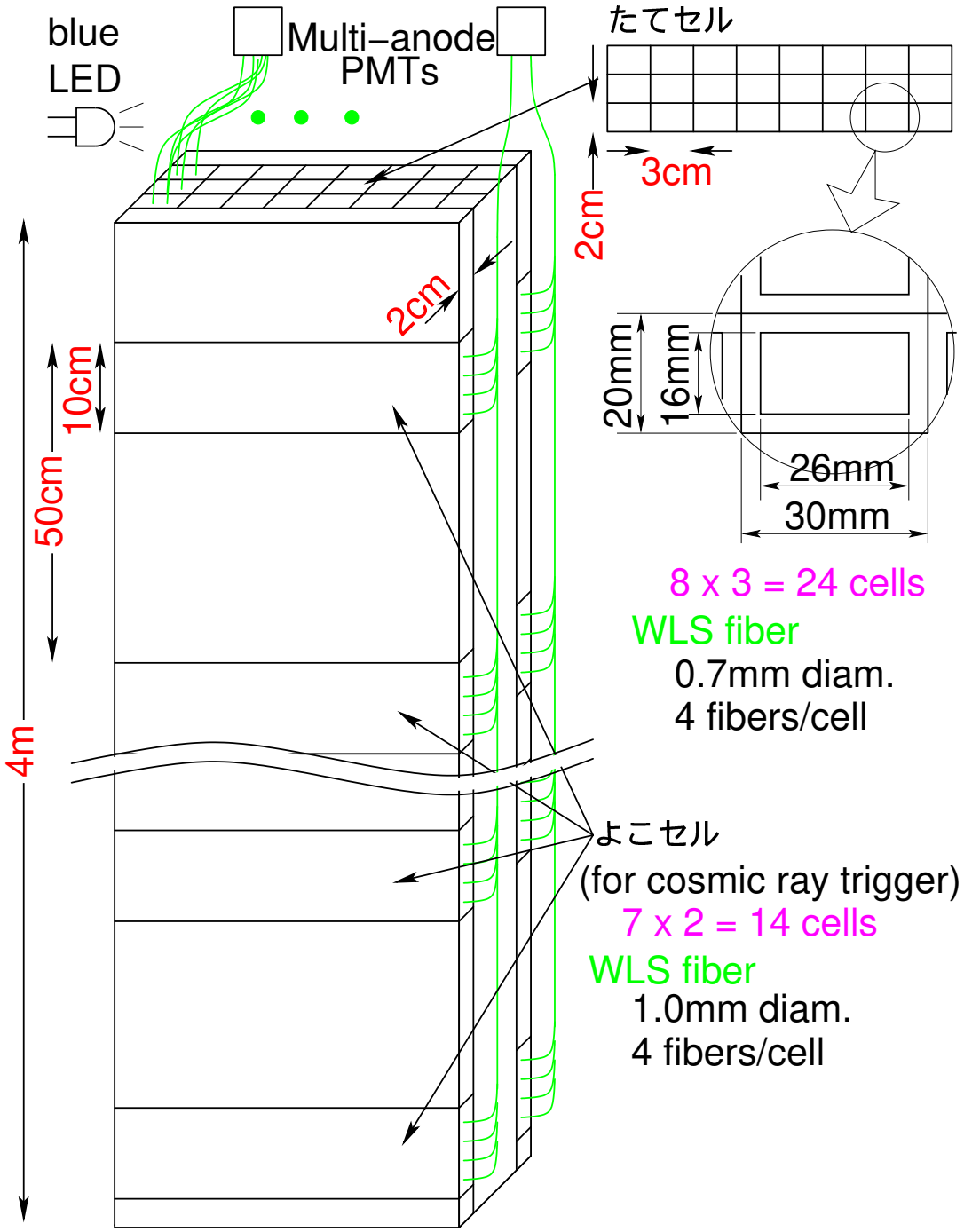
blue
LED
Multi−anode
PMTs
たてセル
3cm
2cm
2cm
10cm
50cm
4m
20mm
16mm
26mm
30mm
8 x 3 = 24 cells
WLS fiber
0.7mm diam.
4 fibers/cell
よこセル
(for cosmic ray trigger)
7 x 2 = 14 cells
WLS fiber
1.0mm diam.
4 fibers/cell

図 5.2: 試作器の概略図。

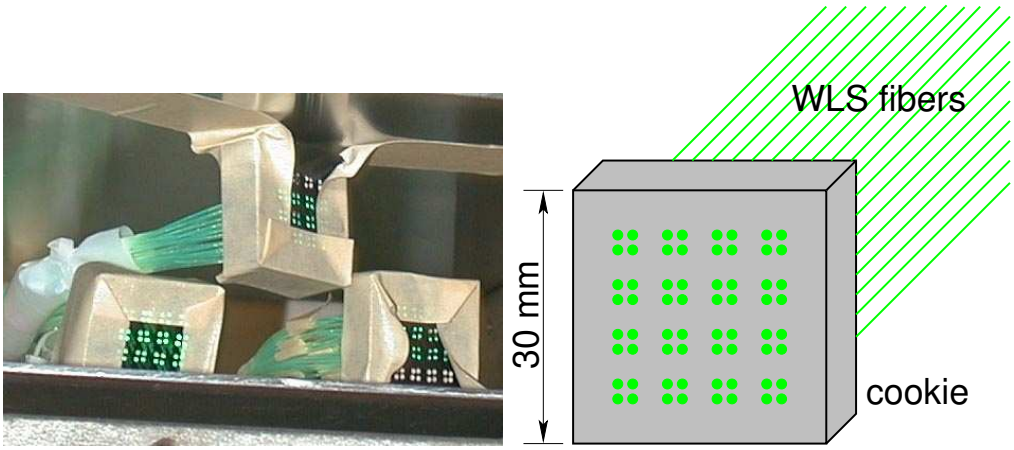

図 5.3: クッキーと波長変換ファイバー。紙ヤスリで磨いた状態のもの。

5.2.2 設置場所

検出器の設置場所は鉛ガラス検出器とミュオンレンジ検出器の間である (図 5.4)。ここはまさに実機の設置予定場所であり、実機と同じ環境での測定ということになる。

5.2.3 データ収集

データ収集回路図を図 5.5 に示す。横セルからの信号は、しきい値 1 p.e. 相当でデジタル信号化される。そのうち、ひとつは TDC で読み出し、もうひとつは宇宙線トリガー用電子回路に送られる。宇宙線トリガーについてはあとで述べる。縦セルのシグナルは、まず、DORAE モジュール[4]に入る。DORAE モジュールは、16 チャンネルのアナログ信号の入力に対して、入力のアナログ信号そのままのものとデジタル信号化されたもの、および、そのデジタル信号の全ての論理和を作る。アナログ信号は ADC で、デジタル信号は TDC で、そして、縦セルのデジタル信号全ての論理和はフラッシュ ADC(以下 FADC) でそれぞれ記録した。

つぎに、データ収集に用いたモジュールを説明する。この検出器のデータ収集は CAMAC 規格のものを用いた。使用した ADC は豊伸電子社製 16 ch. 電荷積分型 ADC である。ADC のゲート幅は、ニュートリノビーム 1.1 μsec 幅とバックグラウンド両方のデータを記録するため、2.0 μsec とした。TDC は KEK で開発された DRIFT TIME DIGITIZER を用いた。100 MHz クロックを用い、時間分解能は 10nsec、フルレンジは約 2.5μsec である。FADC は林栄精器社製の 20MHz FADC[5]を用いた。これで縦セル全部のシグナルの論理和を記録し、マルチヒット TDC として使用した。FADC のフルレンジは約 25 μsec である。

データは以下の 4 種類のトリガーで収集した。

[4]Discriminator, OR, and Analog output with ECL logic module の略
[5]もとのクロックは 100MHz であったが、20MHz に改造されていた。

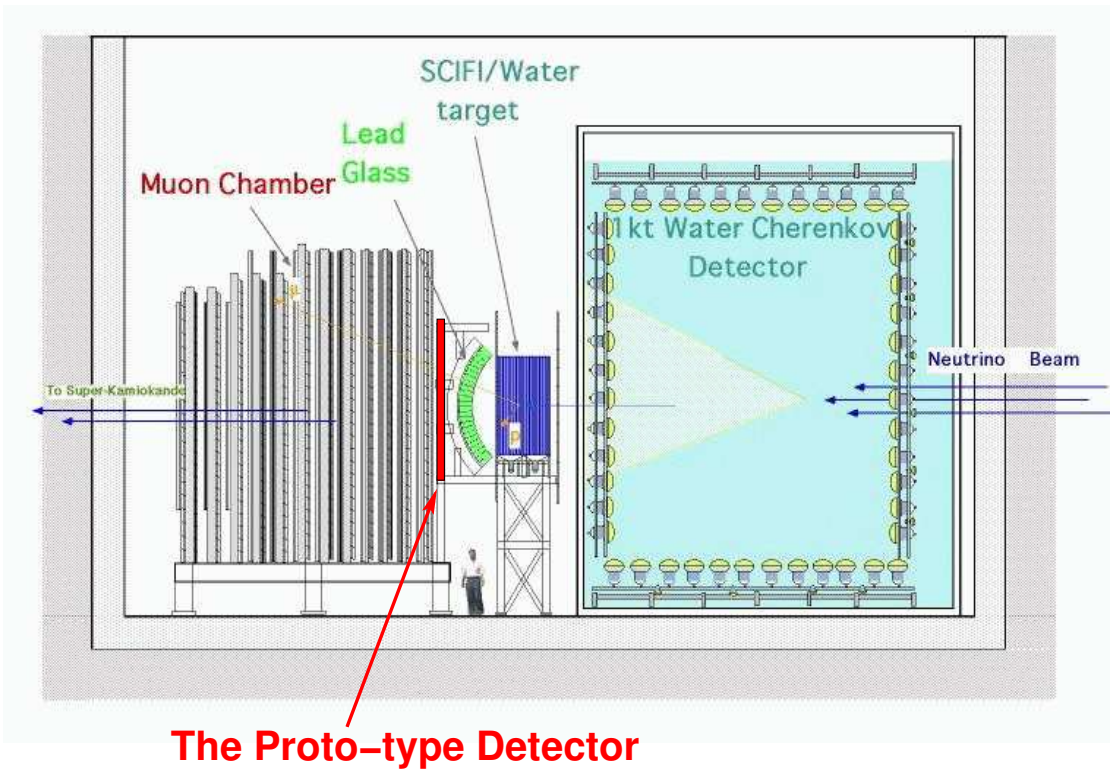

図 5.4: 試作器の設置場所。

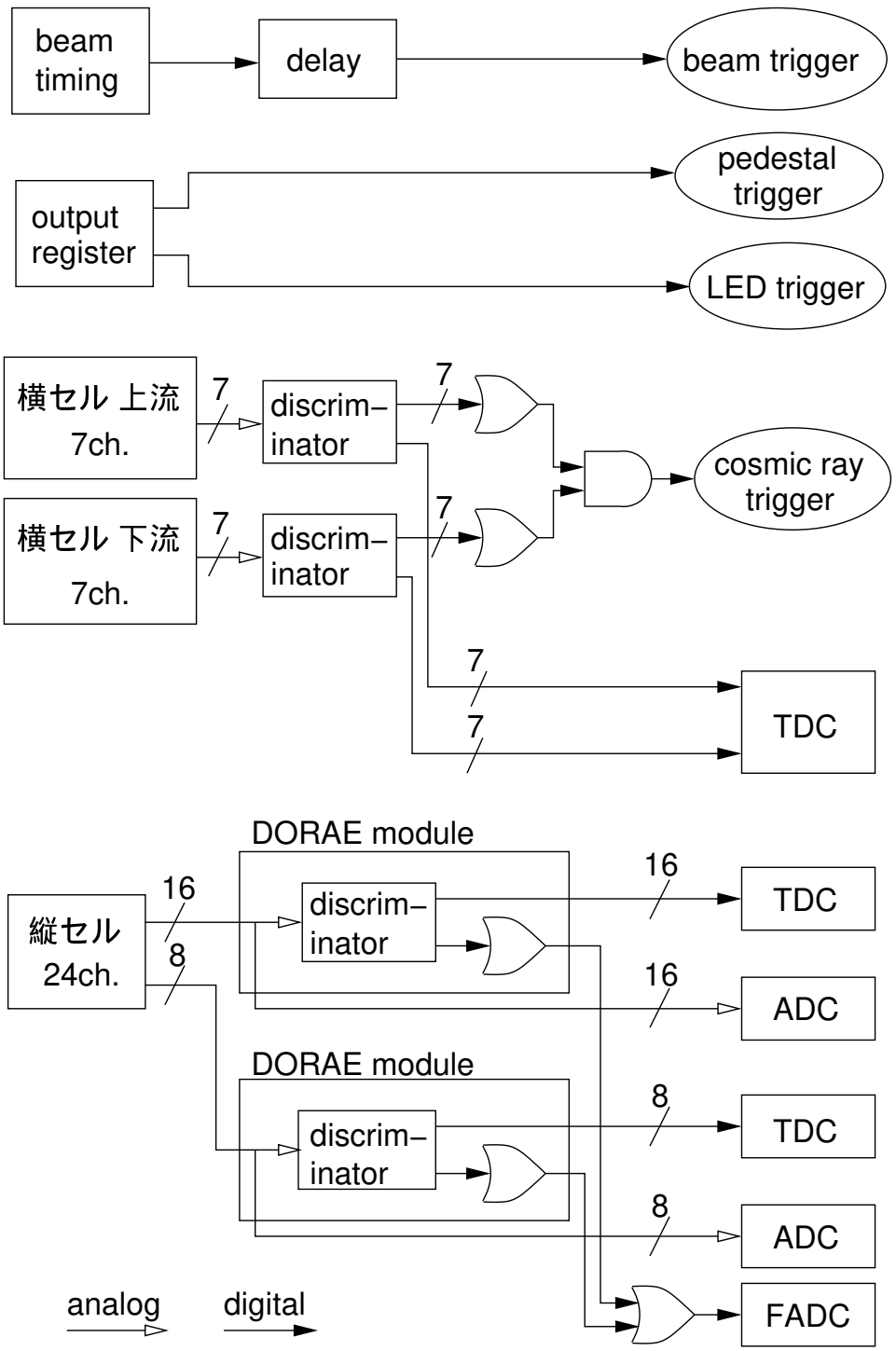

図 5.5: 試作器のデータ収集回路図。

ビームトリガー

加速器から送られて来るビームタイミング信号によるトリガーで、ニュートリノ起源のバックグラウンドを解析するために用いた。

ペデスタルトリガー

ペデスタルデータを取るビームタイミング外のトリガー。ビームとビーム間のバックグラウンドの解析にも用いた。

LEDトリガー

LED と同期させて取るトリガー。光電子増倍管のゲインの較正に用いた。

宇宙線トリガー

宇宙線トリガーは横セルの上流 7 チャンネル、下流 7 チャンネルのそれぞれの論理和をとり、その 2 つの同期をとったものである。すなわち、上流と下流の両方に信号がある。このデータは宇宙線ミュオンを用いた光量や減衰率の長期安定性の解析に用いる。この解析については次章で述べる。

ビームがないときには宇宙線トリガーを中心にペデスタルトリガーと LED トリガーをとった。ビームがあるときのトリガーの時間構造については 5.4.1 節で詳しく説明する。

5.3 光電子増倍管の較正

ここで、光電子増倍管の較正として、チャンネルごとの 1 光電子が増幅されたときの ADC カウント数を求める。今後の解析ではこのデータで較正された光電子数を用いる。

LED の発光量は平均およそ 0.1 – 1 光電子に調整した。図 5.6 は LED データの ADC 分布の例である。ペデスタル、すなわち、光電子数 0 の部分ははっきりと分かるが、1 光電子に相当する部分がどこかははっきりと分からない。ところで、光電子数はポアソン分布をすると考えられるので、平均光電子数 $\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle$ のときに光電子数が n になる確率 $P_{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle}(n)$ は

$$P_{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle}(n) = \frac{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle^n}{n!}\, e^{-\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle} \tag{5.1}$$

となる。したがって、ペデスタル (光電子数 0) になる確率 $P_{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle}(0)$ は、

$$P_{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle}(0) = \frac{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle^0}{0!}\, e^{-\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle} = e^{-\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle} \tag{5.2}$$

となる。いま、$P_{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle}(0)$ は、全体のエントリ数を N_{all}、ペデスタルのエントリ数を $N_{\mathrm{ped.}}$

とすると、

$$P_{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle}(0) = \frac{N_{\mathrm{all}}}{N_{\mathrm{ped.}}} \tag{5.3}$$

となる。よって、平均光電子数 $\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle$ は、

$$\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle = -\ln \frac{N_{\mathrm{all}}}{N_{\mathrm{ped.}}} \tag{5.4}$$

と求まる。これより、1 光電子あたりの ADC カウント数 $Q_{\mathrm{1p.e.}}$ は、

$$Q_{\mathrm{1p.e.}} = \frac{Q_{\mathrm{all}} - Q_{\mathrm{ped.}}}{\langle N_{\mathrm{p.e.}}\rangle} \tag{5.5}$$

のようになる。ここに、Q_{all} は ADC 分布全体の平均値、$Q_{\mathrm{ped.}}$ はペデスタルの平均値である。

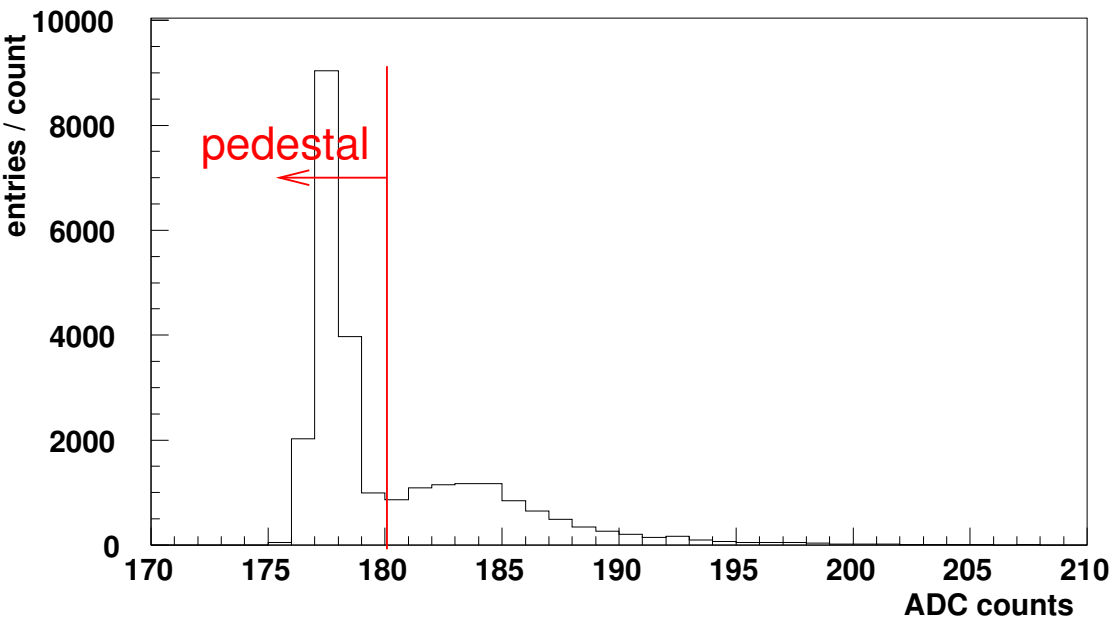

図 5.6: あるチャンネルの LED データの ADC 分布

5.4 ニュートリノビームの測定

本節ではニュートリノビームを当てたときのデータを用いて、ニュートリノ反応以外のバックグラウンドイベントについて考察する。

5.4.1 データ収集の時間構造

まず、データ収集の時間構造について説明する。時間構造は図 5.7 のようになっている。2.2 秒周期のニュートリノビームにあわせて、次のような順でデータをとった。ビームの

データをとったあと 0.1 秒後にペデスタルと LED のデータをとる。そのあと直ちに宇宙線トリガーを有効にして 1.5 秒間宇宙線データをとる。宇宙線データをとったあとにもう一度ペデスタルデータをとる。

このようにして収集したビームのデータは 1707234 スピルで、約 50 日分に相当する。これを以下の解析で用いる。

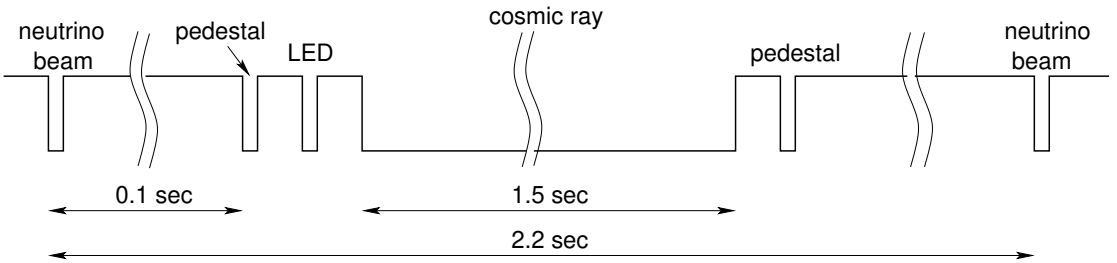

図 5.7: データ収集の時間構造

5.4.2 TDC 分布

縦セルの TDC 分布を図 5.8 に示す。ビームの 9 バンチの構造が見えるがそのほかにビームの後半から立ち上がるバックグラウンドがある。TDC は 1 p.e. の信号 (0.2 – 0.3 MeV のエネルギーに相当) に対して感度がある。下流トリガーカウンター (付録 A) のエネルギーしきい値が約 2 MeV であるので、下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 5.1) に比べてバックグラウンドの量が多い。9 バンチ構造を作っているのは主に図 5.9 のような試作器のまわりでニュートリノ反応してできたミュオンが突き抜けたものである。この検出器でのニュートリノ反応を考えると、K2K の前置検出器ではニュートリノ反応はおよそ 8×10^{-4}/spill/ton で起こるので、1.7×10^6 分のデータ中に約 0.1 トンの試作器でおこるニュートリノ反応は

$$(8 \times 10^{-4}) \times 0.1 \times (1.7 \times 10^6) = 136 \text{ イベント} \tag{5.6}$$

である。いま、図 5.8 の 9 バンチ構造のイベント数は約 4000 イベントなのでほとんどは試作器以外でのニュートリノ反応と結論できる。また、図 5.8 の 800 nsec 以下のところにあるイベントは宇宙線によるものである。

図 5.10 は縦セルのすべての論理和を FADC で記録し、その時間を示したものである。ニュートリノビームが過ぎ去ったあともバックグラウンドは増加し、ビームから約 3 μsec 後にピークをもつ。この分布の $2-20$ μsec の時間のイベント数は 2.2×10^5 /1.7×10^6spills で、試作器ではスピルあたり 0.13 イベント/スピルが観測された。

5.4.3 バックグラウンドの解析の準備

これから、前節で述べたバックグラウンドの性質を解析するが、その解析での言葉の定義やイベントセレクションについて本節で述べておく。

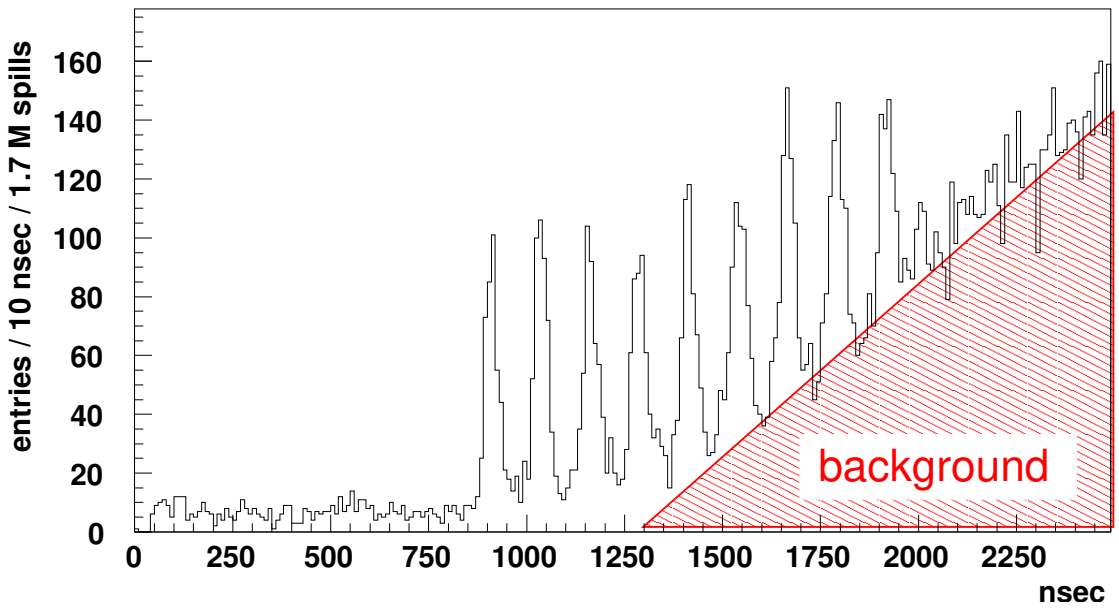

図 5.8: 縦セルの TDC 分布。同時に複数のセルが光ったときは 1 イベントとして数えている。900 – 2000 nsec にビームの 9 バンチの構造が見えるが、これは主に試作器のまわりでのニュートリノ反応でできたミュオンが突き抜けているものである。。そのほかにも 1300 nsec あたりから立ち上がるバックグラウンドがあることがわかる。

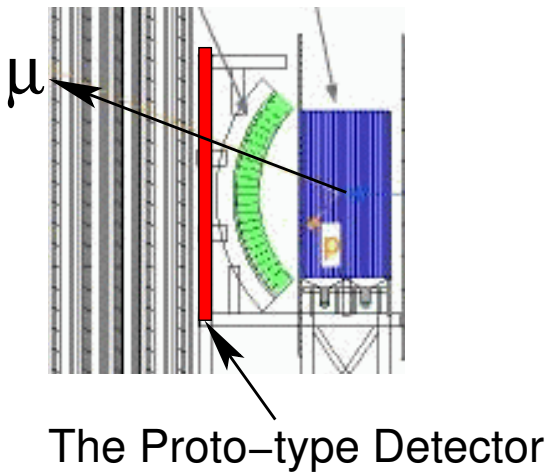

図 5.9: 試作器のまわりでのニュートリノ反応の例。TDC 分布のバンチ構造を形作るものはまわりの物質でニュートリノ反応を起こしてできたミュオンなどが試作器を突き抜けるイベントがほとんどである。

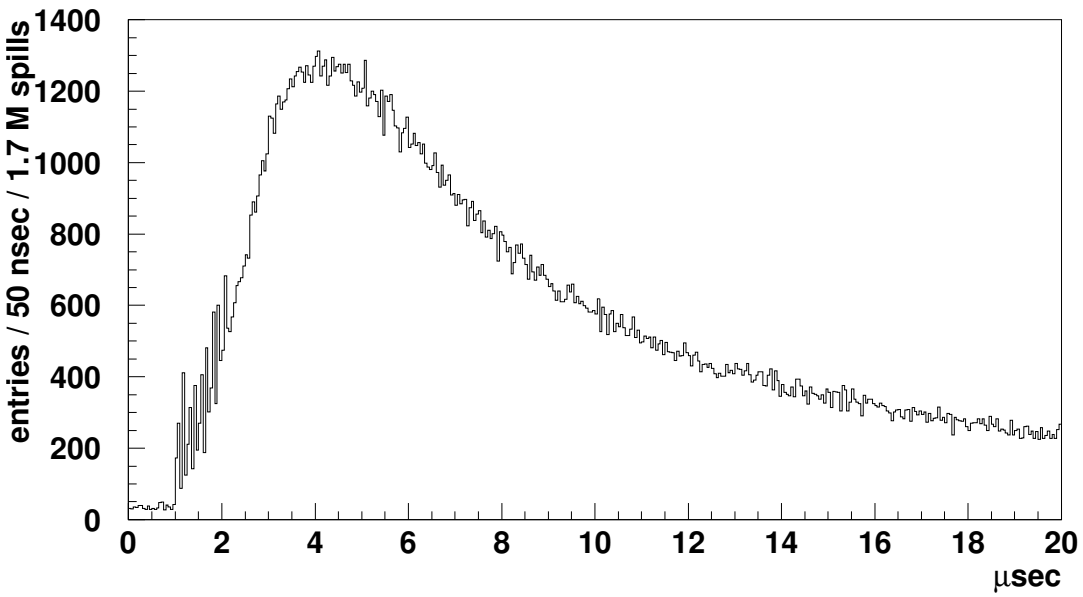

図 5.10: 縦セルの論理和の TDC 分布。$1 - 2$ μsec のところに見えるピーク構造が、ニュートリノ起源のイベントである。ビームの途中で立ち上がるバックグラウンドはニュートリノビームが来てから約 3μsec 後にピークとなる。

まず、ヒットのしきい値を定義する。ADC で 2 p.e. 以上の電荷が観測されたときそのチャンネルがヒットしたことにする。これは光電子増倍管のクロストークによる信号 ($\sim$ 1 p.e. 相当) を落とすためで、2 p.e. のしきい値はエネルギーに換算して 0.3 – 0.7 MeV に対応する。

つぎに、縦セルに “層” を定義する。図 5.11 のように横に並んだ 8 セル分を “層” と呼び、ビームの上流から順に “層 1”、“層 2”、“層 3” とする。バックグラウンドのイベントがこの “層” を何層突き抜けるかを見ることによって、ただ単に 1 セルヒットしているだけなのか、それとも、飛跡をなすものなのかがわかる。また、突き抜け層数の不定性をなくすため、各層の両端にヒットがないことを要求する。

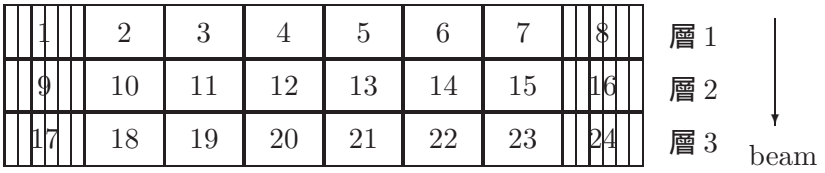

図 5.11: 縦セルの “層” の定義。横 1 列分を層と定義する。また、各層の両端 (ハッチ部分) にはヒットがないことを要求する。

つぎに、時間によるイベントの分類について説明する。図 5.12 に時間分布を再掲するが、これを “ニュートリノビームが当たっている時間 (A)” と “ニュートリノビームが過ぎた直後のバックグラウンドのみの時間 (B)” にわけて議論していくことにする。

5.4.4 シングルヒットバックグラウンド

まず、ニュートリノビームがあたっているとき (図 5.12 の A) の突き抜け層数をプロットしたものが図 5.13 である。3 層突き抜けたイベントはまわりでニュートリノが反応してできたミュオンが突き抜けたものである。それ以外に 1 層のみヒットしたイベントもかなり多いことがわかる。つぎに、ニュートリノビームが過ぎ去った直後 (B) の突き抜け層数をプロットしたものが図 5.14 であるが、こちらはほとんどが 1 層しかヒットしていない。

また、図 5.12 の A, B それぞれの 1 層ヒットのみを選びだし、どの層にヒットしたかをプロットしたものが図 5.15 である。この図から、1 層ヒットのバックグラウンドは層 1 と層 3 のイベント数が層 2 に比べて若干多いがほぼ均一である。層 1 と層 3 が多いのは図 5.16 の d,e のような粒子が外から入ってきたり外へ出ていったりするイベントが含まれるためであると考えられる。そして、A, B ともに形がよく似ている。そして、時間分布から図 5.17 のようにバンチが過ぎたあとつぎのバンチが来るまでの間 40 nsec を谷と定義し、この谷の部分の 1 層ヒットの数を求めると全部で 632 ± 25 イベント (誤差は統計誤差) であった。この谷の時間は 40 nsec $\times$ 9 = 360 nsec で、ビームがあたっているとき (A) の時間は 1150 nsec なので、ビームがあたっているときのバックグラウンドは

$$(632 \pm 25) \times \frac{1150 \text{ nsec}}{360 \text{ nsec}} = 2019 \pm 80 \text{ events} \tag{5.7}$$

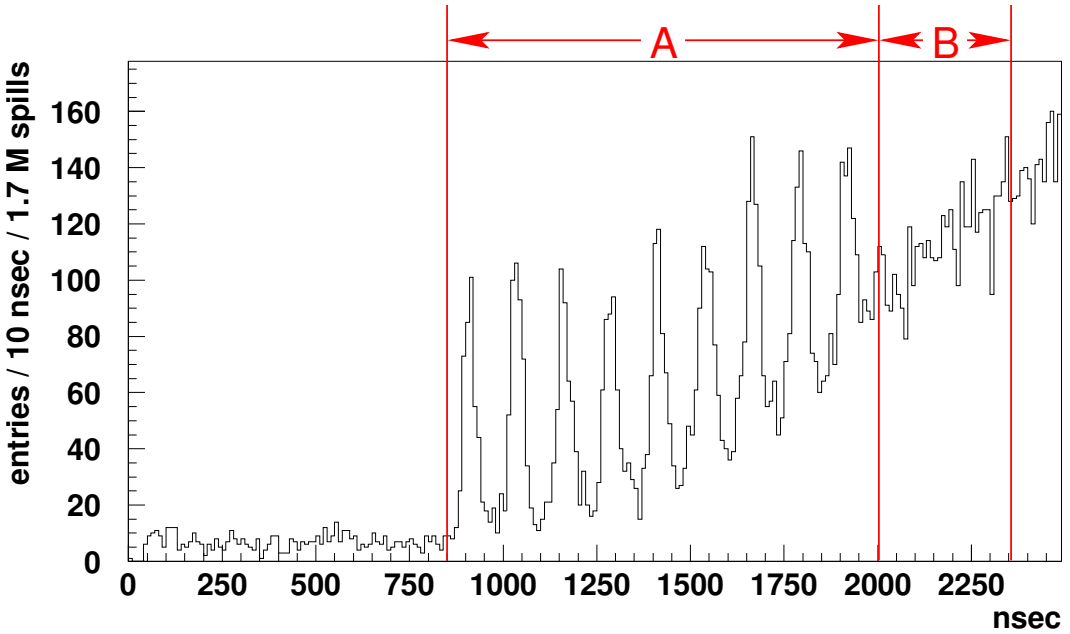

図 5.12: 時間によるイベントの分類。ニュートリノビームが当たっている時間 (図中 A) と、ニュートリノビームが過ぎ去った直後のバックグラウンドのみの時間 (図中 B) に分けて考える。

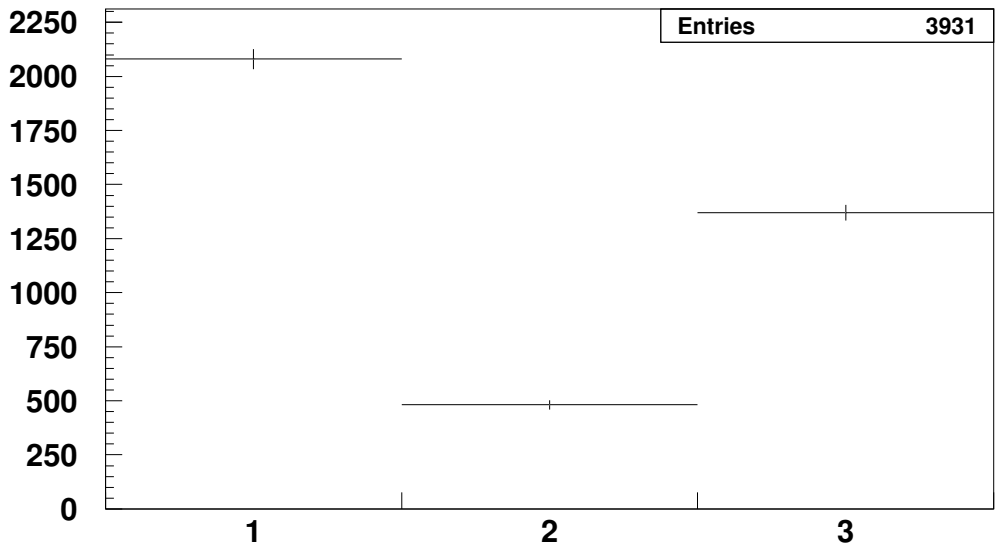

図 5.13: ニュートリノビームがあたっているとき (A) の突き抜け層数

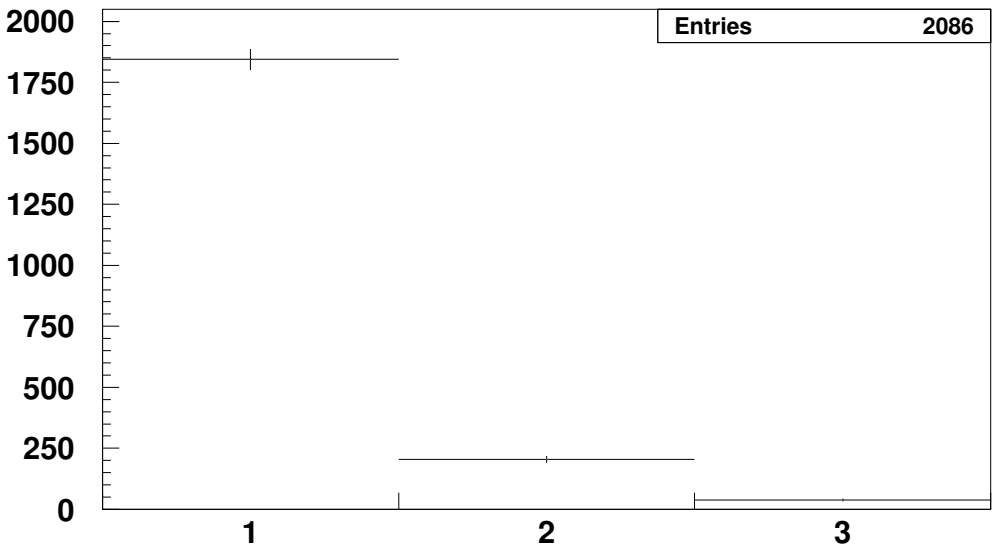

図 5.14: ニュートリノビームが過ぎ去った直後 (B) の突き抜け層数

となり、A 中の突き抜け層数 1 のイベント数 2080 とあっている。したがって、A 中の突き抜け層数 1 ののものはほとんどがバックグラウンドであると言える。

バックグラウンドによるヒットのエネルギー分布を調べるために、1 層ヒットイベントの光電子数分布を図 5.18 に示す。光電子数分布はほとんどが 10p.e. 以下であり、MIP の光量 (図 5.18 破線) より少ない。

さて、このバックグラウンドの原因であるが、イベントがほぼ均一に分布していることから、バックグラウンドのもとの粒子は中性粒子である。そして、時間的に遅れて到達することを考えると質量を持つ粒子である。この条件を満たす粒子としては中性子が最も有力である。実際、前置検出器の上流 300 m のところにはパイオン生成標的があり、上流 100 m のところにはビームダンプがある。おそらくいずれかの場所で陽子が原子核と反応してできた中性子が前置検出器まで飛来してきていると考えられる。

ここで、中性子の飛行時間から運動量を計算する。飛行距離を L、飛行時間を t、中性子の質量を m_n とすると運動量 p は、

$$\begin{aligned} p = \beta\gamma m_n &= \frac{\beta m_n}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_n}{\sqrt{\beta^{-2}-1}} \\ &= \frac{m_n}{\sqrt{\left(\dfrac{ct}{L}\right)^2 - 1}} \end{aligned} \tag{5.8}$$

となる。ここに、

$$\beta = \frac{L}{ct} \tag{5.9}$$

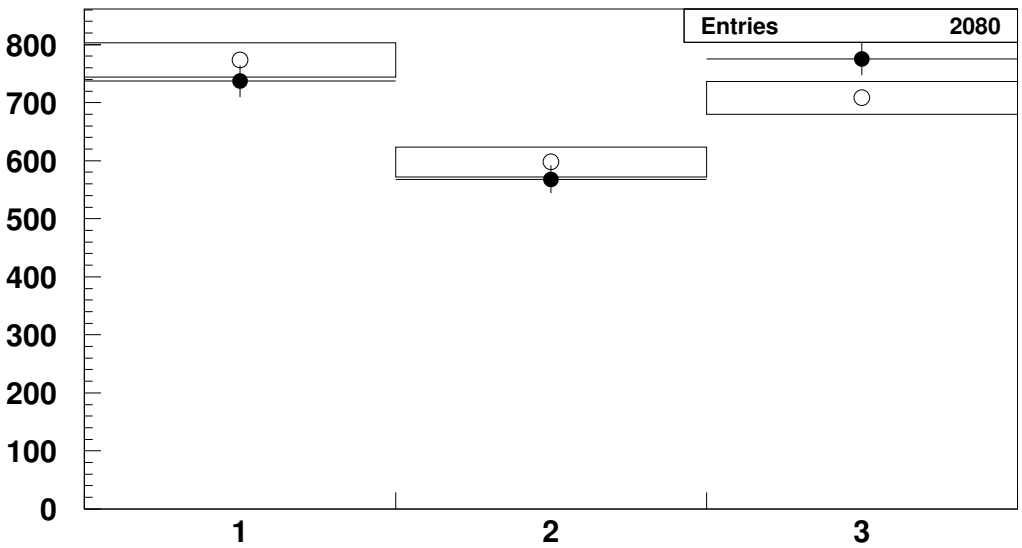

図 5.15: A, B それぞれの突き抜け層数 1 のときのヒットした層の番号。黒丸に十字の誤差がついているものが A で、白丸に箱型の誤差がついているものが B である。ただし、B のものは A のエントリーで規格化している。まず、いずれも突き抜け層数 1 のときはほぼ均一である。そして、A, B の分布の形はほぼ一致している。

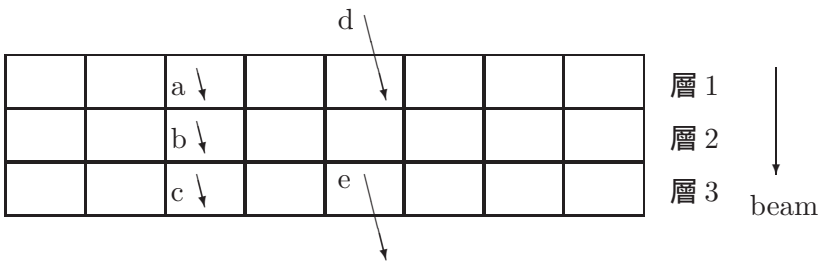

図 5.16: 突き抜け層数 1 のときのイベントの種類。a,b,c のように 1 つの層にすべて含まれる場合と、層 1、層 3 に関しては d,e のような外から入ってきたり外へ出ていったりするイベントが存在する。図 5.15 で層 1 と層 3 が多いのは d,e のイベントがあるためであると考えられる。

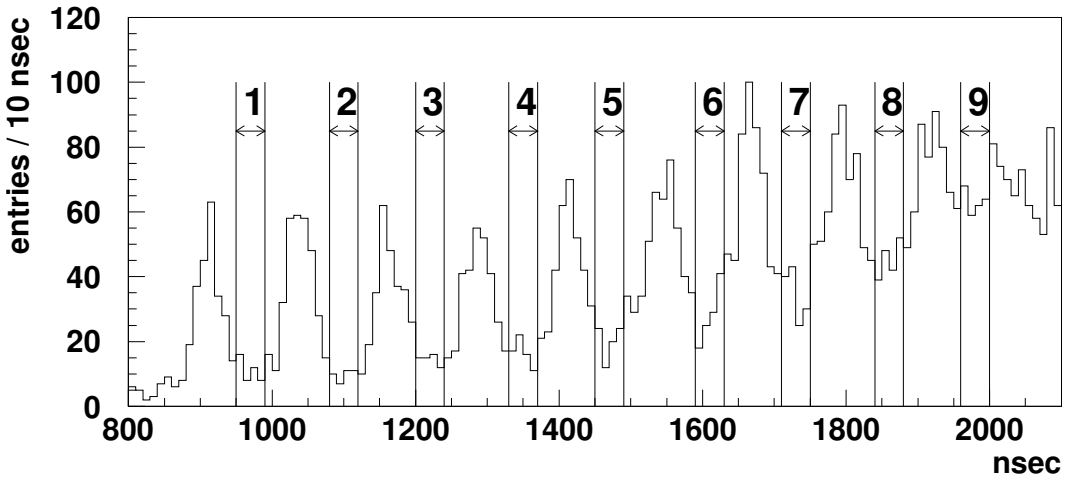

図 5.17: 時間分布の谷の定義。バンチが過ぎたあとつぎのバンチが来るまでの間 40 nsec 分を谷と定義する。各谷には番号をつけておく。

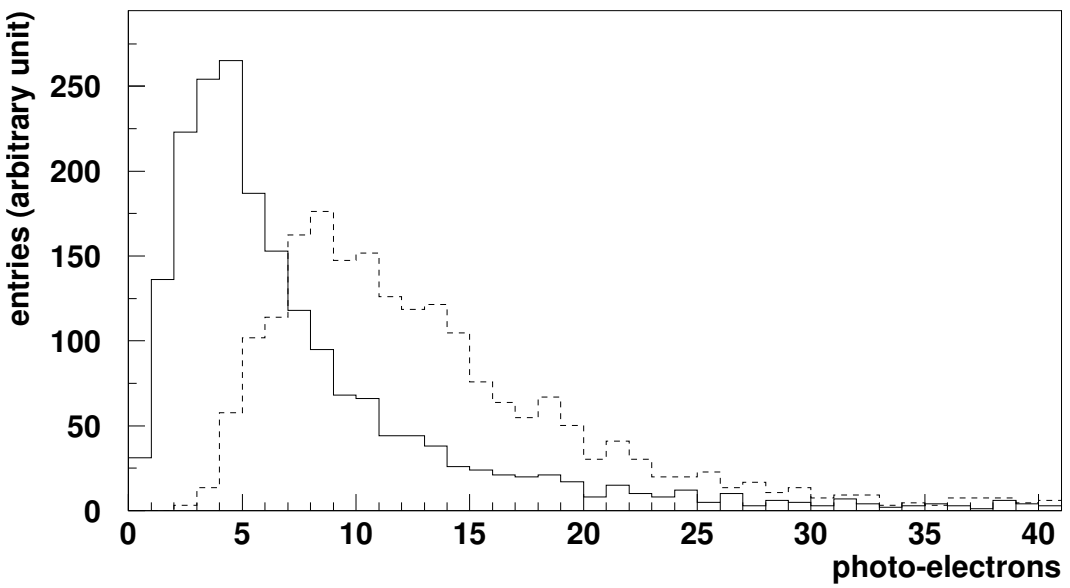

図 5.18: ニュートリノビームがあたっているとき (A) の、突き抜け層数 1 のときの光電子数分布。実線が突き抜け層数 1 のときのもので、破線が突き抜け層数 3 のときの 1 層分の光電子数である。突き抜け層数 3 のときのものはミュオンが突き抜けていると考えられるので MIP に相当する。

である。まず、300 m 上流のパイオン生成標的でできる中性子について求める。ニュートリノは光速で飛ぶので 300 m の飛行時間は

$$\frac{300\ \mathrm{m}}{3\times10^{8}\ \mathrm{m/sec}} = 1\ \mu\mathrm{sec} \tag{5.10}$$

である。図 5.8 より最も運動量の大きい中性子はニュートリノより約 0.3 μsec 遅れているので、飛行時間は 1.3 μsec である。したがって、運動量の最大値は (5.8) より

$$p = \frac{m_n}{\sqrt{\left(\dfrac{c\times1.3\ \mu\mathrm{sec}}{300\ \mathrm{m}}\right)^{2}-1}} = 1.1\ \mathrm{GeV}/c \tag{5.11}$$

となる。また、図 5.10 から 3 μsec 後に頻度は最大になるがこの中性子の飛行時間は、$t = 4\ \mu$sec となるので

$$p = \frac{m_n}{\sqrt{\left(\dfrac{c\times4\ \mu\mathrm{sec}}{300\ \mathrm{m}}\right)^{2}-1}} = 0.24\ \mathrm{GeV}/c \tag{5.12}$$

ということになる。

つぎに、100 m 上流のビームダンプでできる中性子について計算する。このとき、ニュートリノの飛行時間は

$$\frac{100\ \mathrm{m}}{3\times10^{8}\ \mathrm{m/sec}} = 0.33\ \mu\mathrm{sec} \tag{5.13}$$

である。よって、ニュートリノより約 0.3 μsec 遅れて到達する中性子の飛行時間は 0.63 μsec である。したがって、運動量の最大値は (5.8) より

$$p = \frac{m_n}{\sqrt{\left(\dfrac{c\times0.63\ \mu\mathrm{sec}}{100\ \mathrm{m}}\right)^{2}-1}} = 0.59\ \mathrm{GeV}/c \tag{5.14}$$

となる。また、図 5.10 から 3 μsec 後に頻度は最大になるがこの中性子の運動量は、$t = 3.3\ \mu$sec となるので

$$p = \frac{m_n}{\sqrt{\left(\dfrac{c\times3.3\ \mu\mathrm{sec}}{100\ \mathrm{m}}\right)^{2}-1}} = 0.10\ \mathrm{GeV}/c \tag{5.15}$$

ということになる。このように、ニュートリノビームがあたっているときには数 100 MeV/c から 1 GeV/c 程度の中性子が飛来している。この中性子に弾かれた原子核や陽子などがシンチレータを光らせている。そして、これと同程度の運動量を持つ陽子もバックグラウンドとなっている可能性があるが、このことについては次節で考察する。また、ニュートリノビームが過ぎ去ったあとは飛行時間が長いことから中性子の運動量は小さくなり、図

5.10 のピークの部分では 0.3 GeV/c 以下となるので、この運動量で陽子が飛んだとしても飛程は 1 cm 程度である。したがって、この時間領域では 1 セルしか光らないもののみである。

さいごに、このバックグラウンドの実機での頻度を見積もる。実機でのバックグラウンドの分布は均一であると考える。よって、試作器から実機へは質量比でスケールする。試作器は感度のある液体シンチレータと感度のないアルミニウムからなるが、どの質量を用いたらいいかを考える。いま、図 5.18 より 1 層のみのイベントのエネルギー損失は MIP より低い値のものが多い。MIP は約 3 MeV であるが、その程度の運動エネルギーを持っていても原子核や陽子の飛程は 0.1 g/cm^2 に満たない。したがって、厚さ 4 mm のアルミニウムの壁で発生した荷電粒子は液体シンチレータのところまで届かない。そこで、液体シンチレータの質量でスケールすることにする。縦セルの液体シンチレータのセルあたりの体積は $1.6 \times 2.6 \times 370$ cm^3 である。解析に用いているセル数は 18 で、液体シンチレータの比重は 0.86 g/cm^3 なので、試作器の質量は

$$1.6 \times 2.6 \times 370 \times 0.86 \times 18 = 2.4 \times 10^4 \text{ g} \tag{5.16}$$

で約 24 kg となる。このイベント数は 1.7×10^6 スピルで 2080 なので、試作器ではスピルあたり

$$\frac{2080 \text{ events}}{1.7 \times 10^6 \text{ spills}} = 1.2 \times 10^{-3} \text{ event/spill} \tag{5.17}$$

となる。これを 15t の検出器にスケールすると、

$$1.2 \times 10^{-3} \text{ event/spill} \times \frac{15 \text{ t}}{24 \text{ kg}} = 0.75 \text{ event/spill} \tag{5.18}$$

で、スピルあたり約 0.8 イベントのバックグラウンドが起こることになる。実機は約 20000 チャンネルの検出器であるが、スピルあたりこのうちの 0.8 セル程度しかバックグラウンドヒットがないということである。ニュートリノの荷電カレント反応で生成されるミュオンでは多数のヒットが観測され、0.8 cell/spill 程度のバックグラウンドであればトラッキングへの影響は無視できる。

また、5.4.2 節の FADC による時間分布から、ビームが来てから 20 μsec 間のバックグラウンドは試作器では 0.13 イベントであった。このバックグラウンドもほとんどはシングルヒットバックグラウンドである。これを実機にスケールしてみるが、この FADC のデータは 24 セルすべてを使っているので、感度のある部分の質量は (5.16) と同様にして、

$$1.6 \times 2.6 \times 370 \times 0.86 \times 24 = 3.2 \times 10^4 \text{ g} \tag{5.19}$$

となる。これを用いて実機にスケールすると、

$$0.13 \times \text{ event/spill} \times \frac{15 \text{ t}}{32 \text{ kg}} = 61 \text{ event/spill} \tag{5.20}$$

となり、スピルあたり 61 セルものバックグラウンドヒットがあることになる。実機検出器のデザインではこの遅延バックグラウンドは除去できるように時間情報を読み出すとともに、ビームが当たっている時間を選び出せるように 10 nsec 程度の精度を要求する。

5.4.5　陽子の飛跡のようなバックグラウンド

ここでもう一度ニュートリノビームが過ぎ去った直後 (図 5.12 の B) での突き抜け層数について、今度は飛跡をなすバックグラウンドの有無を調べる。前節では 1 層ヒットを扱ったが、ここでは 3 層突き抜けイベントを解析する。

いま、バックグラウンド中の図 5.14 の 3 層突き抜けイベント数は 37 ± 6.1 イベントである (誤差は統計誤差)。ここで、ペデスタルデータから宇宙線ミュオンの寄与を見積もる。ペデスタルデータ 3.86 μsec 分で 3 層突き抜けイベントの数が 111 ± 10.5 イベントあった (誤差は統計誤差)。そして、図 5.12 の B の時間幅は 0.33 μsec なので、そのなかに含まれる宇宙線の数は

$$(111 \pm 10.5) \times \frac{0.33}{3.86} = 9.5 \pm 0.9 \tag{5.21}$$

となる。したがって、宇宙線以外のイベント数は

$$(37 \pm 6.1) - (9.5 \pm 0.9) = 27.5 \pm 6.2 \tag{5.22}$$

となる。これはバックグラウンドの中にはビーム起源の 3 層突き抜けるイベントが存在することを示している。

そこで、バックグラウンド中の 3 層突き抜けイベントを調べた。すると、ビーム起源のミュオンのイベントに比べて大きなエネルギー損失をしていた。図 5.19 はミュオンが突き抜けたときのイベントディスプレイで、図 5.20 はバックグラウンド中の 3 層突き抜けのイベントディスプレイであるが、あきらかに大きなエネルギーを落としている。前節の図 5.18 の破線の分布はミュオンが突き抜けたときの 1 層分の光電子数であるが、その分布の平均値は 14.3 である。このように MIP の何倍もの光量のあるイベントは低エネルギー陽子によると考えられる。図 5.20 のヒットしているセルのうち、ひとつは光電子数 13 と MIP 程度であるものの、あとの 2 セルは MIP の 3–4 倍に相当する。これを陽子と仮定すると運動量およそ 0.5 GeV/c である。ひとつだけ光電子数が少ないのはそこで粒子が発生したか、アルミニウムの壁を通過していたかで液体シンチレータ中の飛跡が短いためであると考えられる。

そして、図 5.21 はこの 3 層突き抜けバックグラウンドの光量分布である。いっしょにかかれているビーム起源のミュオンより大きいエネルギー損失をするものが多数あることがわかる。このように、バックグラウンドの起源である陽子を反跳するような粒子はやはり中性子であると考えられる。

つぎに、このようなバックグラウンドが実機でのどの程度の頻度で起こるかを見積もる。手順としては、まず、粒子の発生点の分かったデータが必要なので、図 5.22 の a, b のような 2 層目で発生するイベントを調べる。そして、2 層目の質量と実機の質量の比から実機でのバックグラウンドの頻度を求める。

図 5.22 の b はセルの厚さが 2 cm なので飛跡が 4 cm 程度だが、実機ではセルの厚さが 1 cm なので飛跡と認識できる。しかし、2 層目と 3 層目の間のアルミニウムの壁のすぐ手前で発生し壁を突き抜けて即止まるイベントは、アルミニウムの厚さ 0.4 cm とその比重 2.7 g/cm^3 を考えると $0.4 \times 2.7 \simeq 1.1$ g/cm^2 となって飛跡が短いが、今回はこれも飛跡をなすバックグラウンドとみなすこととする。

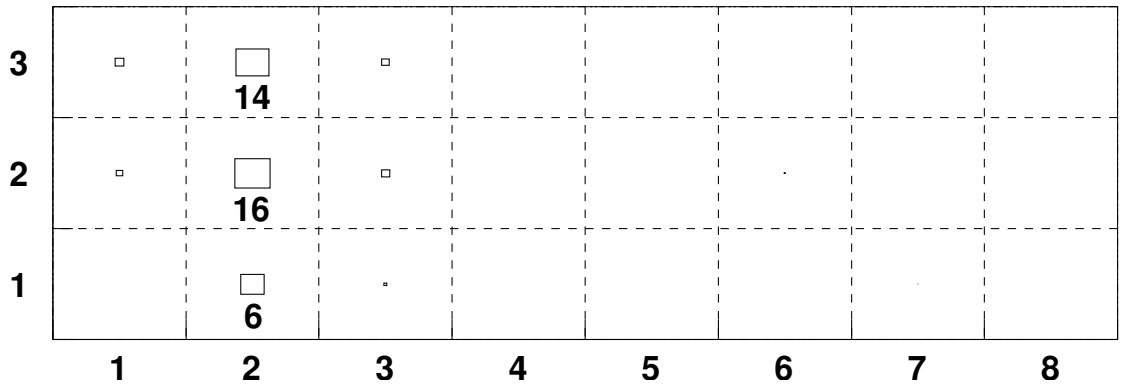

図 5.19: ミュオンが突き抜けたときのイベントディスプレイ。図中セル内の数字は光電子数である。

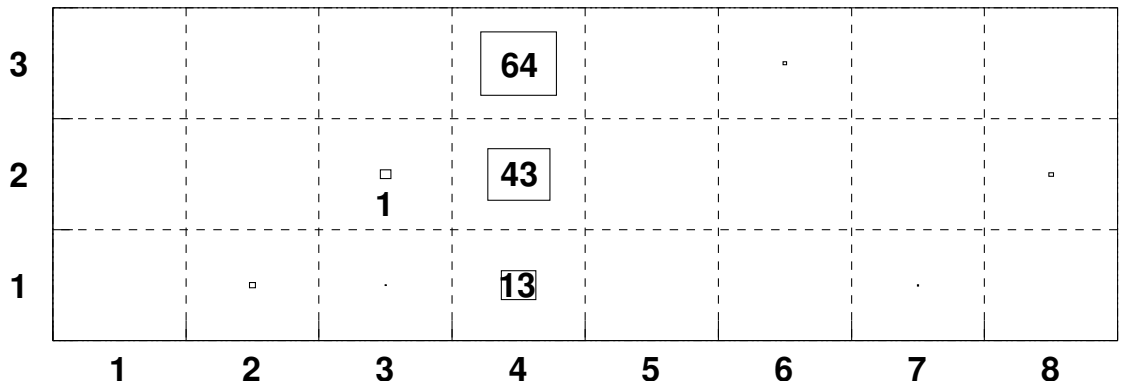

図 5.20: 陽子が突き抜けたと思われるイベントディスプレイ。

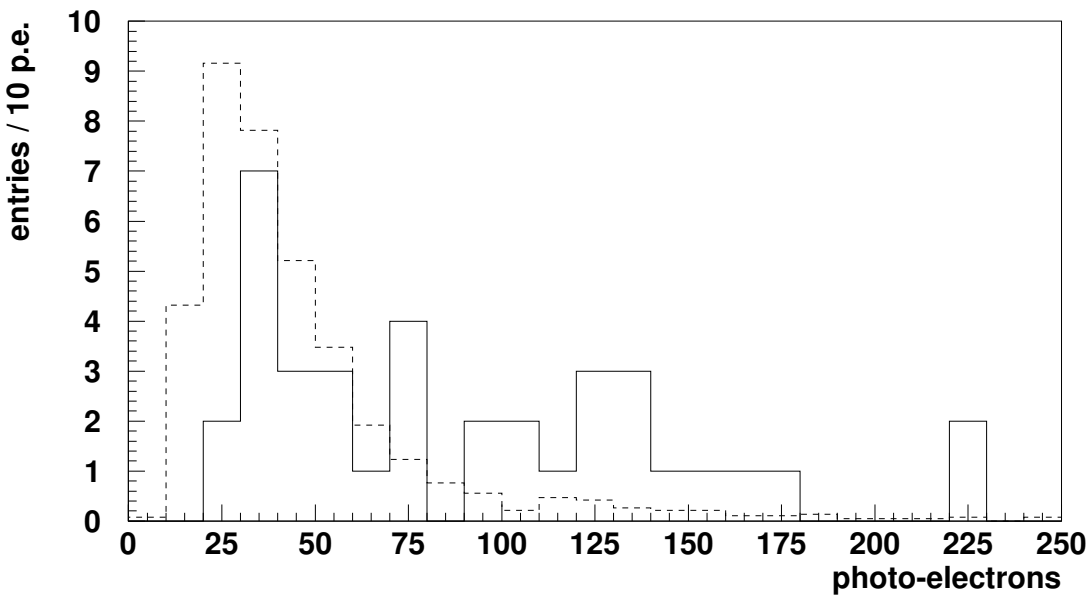

図 5.21: 実線が図 5.12 の B の中の 3 層突き抜けイベントの全光電子数の分布、破線はビーム起源のミュオンが突き抜けたときの全光電子数で B 中の 3 層突き抜けイベントのイベント数 37 で規格化してある。バックグラウンド イベント (実線) にはビーム起源のミュオンが突き抜けたときのの光量 (破線) より多いものが多数含まれている。

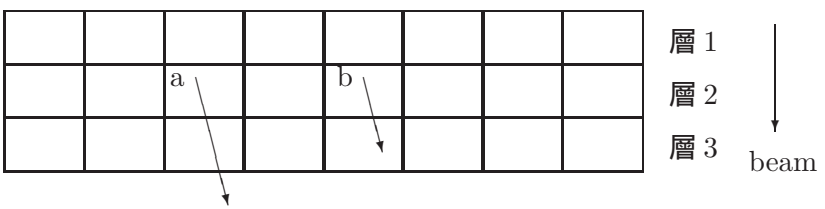

図 5.22: 2 層目で発生する飛跡

バックグラウンドのみの領域 (図 5.12 の B) 中の 2 層目で発生する飛跡の光電子数分布を図 5.23 に示す。やはり、光量の大きいイベントが多数存在する。

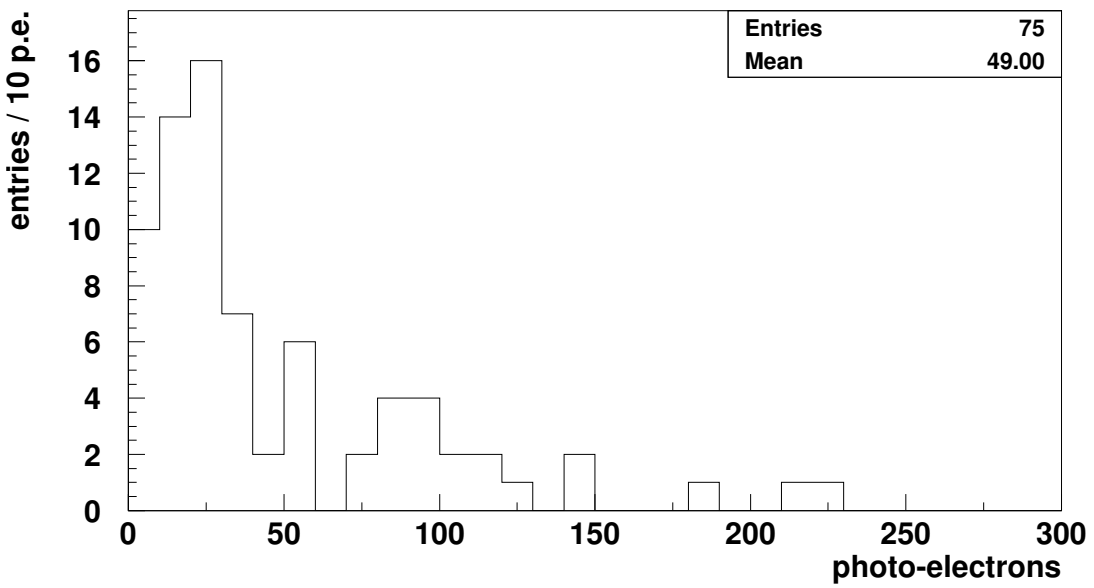

図 5.23: バックグラウンドのみの領域 (図 5.12 の B) 中の 2 層目で発生する飛跡の光電子数分布。

つぎに、ビームがあたっているとき (図 5.12 の A) の 2 層目で発生する飛跡の数を見積もるが、ビームがあたっているときは多数のミュオンが突き抜けており、1 層目だけ不感領域を通過したミュオンが存在する。また、試作器でのニュートリノ反応の寄与もある。そこで、前節で定義した時間分布の谷の部分 (図 5.17) を調べた。谷の中の 2 層目で発生する飛跡の光電子数の分布が図 5.24 である。これはバックグラウンドのみの時間領域での分布、図 5.23 と形が非常によく似ている。また、図 5.17 の谷ごとの 2 層目で発生する事象のイベント数をプロットすると図 5.25 となっており、ビームの途中で始まり、時間がたつにつれて増加していることがわかる。谷の時間 $40\ \mathrm{nsec} \times 9 = 360\ \mathrm{nsec}$ の中の宇宙線の寄与は、

$$(19 \pm 4.4) \times \frac{0.36}{3.86} = 1.8 \pm 0.4 \tag{5.23}$$

で 1.8 ± 0.4 イベントとなるので、谷の中の 2 層目で発生する飛跡のイベント数から宇宙線の寄与を差し引くと

$$(25 \pm 5.0) - (1.8 \pm 0.4) = 23.2 \pm 5.0 \tag{5.24}$$

となる。そして、これをビームが当たっている時間全体に引き延ばす。ビームが当たっている時間は $1150\ \mathrm{nsec}$ なので、

$$(23.2 \pm 5.0) \times \frac{1150}{360} = 74.1 \pm 16.0 \tag{5.25}$$

となり、スピルあたりになおすと、

$$\frac{74.1 \pm 16.0 \text{ events}}{1.7 \times 10^6 \text{ spills}} = (4.36 \pm 0.94) \times 10^{-5} \text{ event/spill} \tag{5.26}$$

となる。

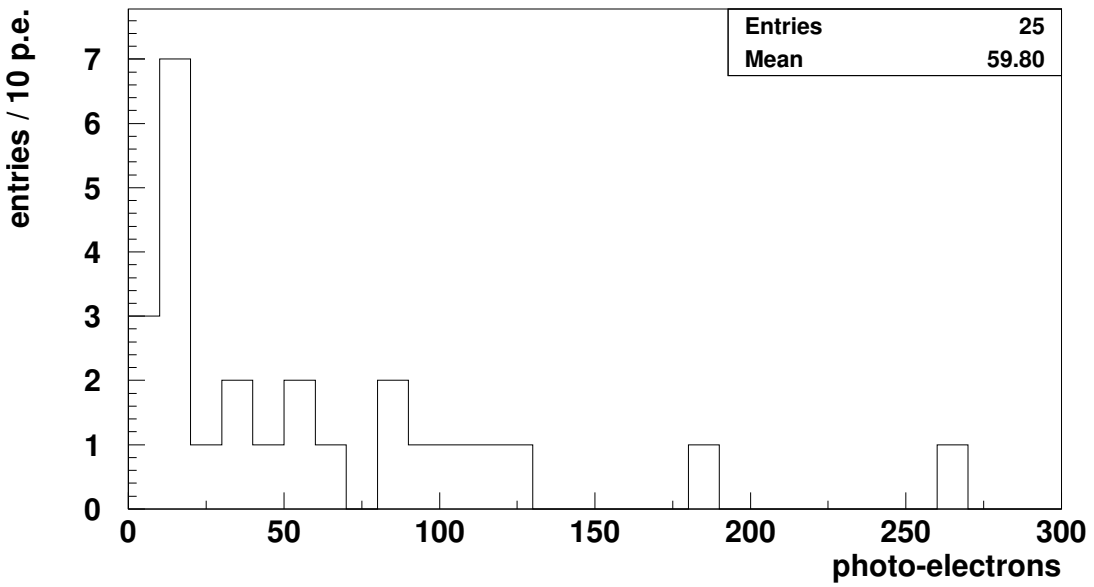

図 5.24: 谷の中の 2 層目で発生する飛跡の光電子数分布。図 5.23 と比べると形はほぼ同じである。

このバックグラウンドを実機へ質量比でスケールする。このイベントはアルミニウムの壁の部分も突き抜けているので試作器の質量としてはアルミニウムの質量と液体シンチレータの両方の質量で考える。アルミニウムの質量については、外寸 $2 \times 3 \times 370$ cm^3 で厚さ 2 mm の角パイプが 1 層あたり 6 本あり、比重は 2.7 g/cm^3 なので、

$$(2 \times 3 - 1.6 \times 2.6) \times 370 \times 2.7 \times 6 \simeq 1.1 \times 10^4 \text{ g} \tag{5.27}$$

で約 11 kg である。液体シンチレータの質量は 3 層で 24 kg なので、1 層分の 8 kg とアルミニウムの質量とを合わせた試作器の 1 層分の質量は 19 kg となる。これを 15 t の実機にスケールすると、実機ではスピルあたり

$$4.36 \times 10^{-5} \times \frac{15 \text{ t}}{19 \text{ kg}} = 3.4 \times 10^{-2} \text{ event/spill} \tag{5.28}$$

ということになる。

さて、実機で期待されるニュートリノ反応の頻度を計算すると、すべてのニュートリノ反応の頻度はスピルあたり 1.2×10^{-2} イベント、ニュートリノエネルギーの再構成に用いる CCQE 反応の頻度はそのうち約 30%あり、スピルあたり 3.5×10^{-3} イベントとなる。

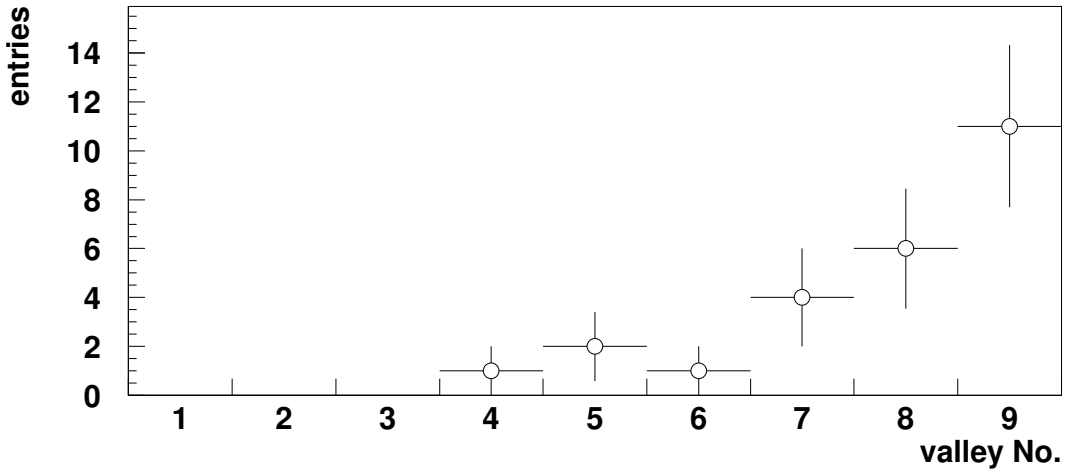

図 5.25: 各谷 (図 5.17 参照) での 2 層目で発生する飛跡のイベント数。横軸は図 5.17 の谷の番号である。最初の 3 バンチではバックグラウンドは観測されず、そのあと、時間とともにバックグラウンドは増加していく。

陽子の飛跡のようなバックグラウンドはこれの約 10 倍の頻度で存在することになる。しかし、CCQE 反応の検出にはミュオンと陽子の 2 トラックを要求するので問題ない。たとえミュオン 1 トラックを選ぶ場合でも陽子とミュオンは $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ から識別できるので問題はない。

一番問題になるのは中性カレントの弾性散乱反応で、陽子のみが観測されるイベントである。この反応の頻度はスピルあたり 7.0×10^{-4} イベントで、バックグラウンドの約 50 分の 1 である。しかし、ビームの中の最初の 3 バンチには、時間分布の谷の部分の解析ではバックグラウンドは観測されなかった。したがって、バックグラウンドは 90 % C.L. で 2.44 イベント以下となる。これを、最初の 3 つの谷の時間 120 nsec から最初の 3 バンチの時間 380 nsec に引き延ばすと、

$$2.44 \times \frac{380 \text{ nsec}}{120 \text{ nsec}} = 7.73 \tag{5.29}$$

となる。(5.25) は 1150 nsec 間のイベント数であるが、これを 380 nsec に直すと、

$$74.1 \times \frac{380 \text{ nsec}}{1150 \text{ nsec}} = 24.5 \tag{5.30}$$

となり、これと (5.29) を比べると、最初の 3 バンチでは 90% C.L. でバックグラウンドは 3 分の 1 以下である。また、下流トリガーカウンターの結果 (付録 A) からバックグラウンドは検出器下部の方が少なく、下半分では全体の 1/5 程度であることが分かっている。しかし、それでもバックグラウンドを 1/50 まで落とすことはできず、このままでは中性カレント弾性散乱の解析は不可能であると考えられる。

5.4.6 まとめと考察

ニュートリノビームの測定データにはビームが来て約 300 nsec 後に立ち上がるバックグラウンドが存在する。試作器でこのバックグラウンドを調べた結果、シングルヒットバックグラウンドと陽子の飛跡のようなバックグラウンドとがあり、表 5.1 のような結果となった。

表 5.1: 試作器で検出されたバックグラウンドの頻度と実機で期待される頻度

	試作器	実機
シングルヒット	1.2×10^{-3}/spill	0.8/spill
陽子の飛跡	4.4×10^{-5}/spill	3.4×10^{-2}/spill

このように、陽子をノックオンする粒子は中性子であると考えられる。パイオン生成標的や崩壊トンネルの後のビームダンプでは大量の中性子が発生するのでその一部が前置検出器のところまで飛んできていると考えられる。飛行時間を考慮するとその運動量は数 100 MeV/c から 1 GeV/c 程度であると予測される。

シングルヒットバックグラウンドはスピルあたり 20000 チャンネル中 0.8 チャンネル程度しかなく、ニュートリノ反応で荷電粒子が飛跡をつくると多数のセルが鳴るので解析に影響はない。

陽子の飛跡のようなバックグラウンドは、ニュートリノ反応の 3 倍程度の頻度で起こると推測される。しかし、CCQE 反応はミュオンと陽子の 2 トラックを粒子識別して選ぶので問題はない。中性カレント弾性散乱反応で陽子が飛ぶものに関してはバックグラウンドが約 50 倍程度存在する。したがって、このままではこの反応の解析は不可能である。

また、図 5.10 からわかるように、ニュートリノビームが過ぎたあとに多くのバックグラウンドが存在する。20 μsec までで実機ではスピルあたり 61 ヒット程度のイベントが生じるので、実機では時間情報を必要とする。

第6章　前置検出器ホールに設置した試作器の宇宙線ミュオンで測定した光量、減衰長とその長期安定性

この章では、試作器における宇宙線ミュオンを用いて測定した光量、減衰長と、その安定性について述べる。

宇宙線ミュオンを用いる方法は実機でも光量の較正方法のひとつであり、どの程度の精度で測定できるかを考える必要がある。また、液体シンチレータは波長変換ファイバーに変化をもたらす可能性があり、長期間の測定で光量が安定しているかどうかを確認した。

6.1　イベントセレクション

宇宙線データのイベントセレクションは、次のようになっている (図 6.1)。

1. 横セルの TDC データから、上流と下流で同じ高さのセル 2 つだけがヒットしていること。
2. 縦セルの ADC データから、ビーム方向に沿った 3 セルのみヒットしていて他にヒットがないこと。

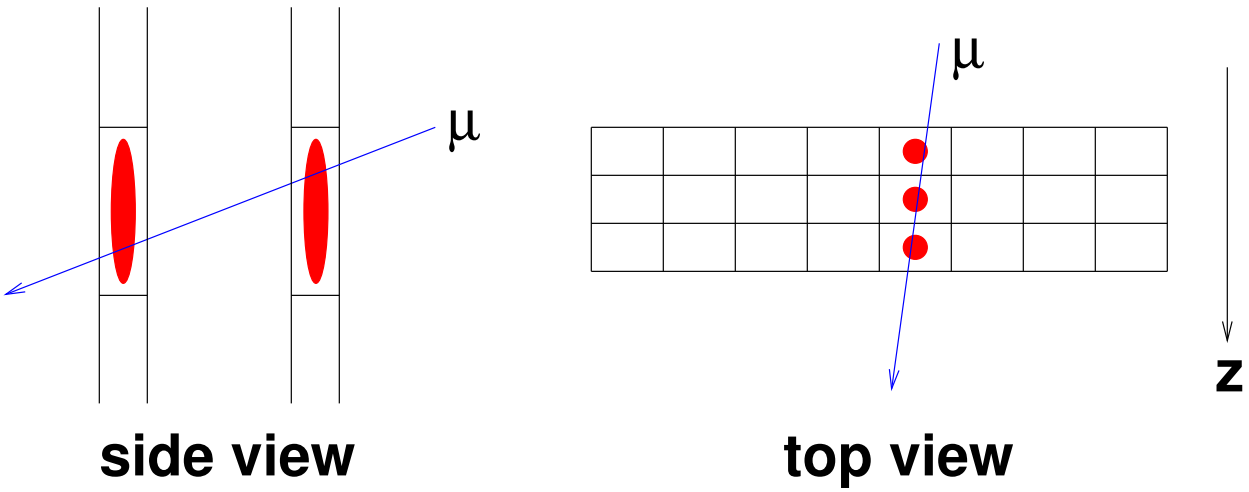

図 6.1: 宇宙線データのイベントセレクション

6.2 光量測定

6.2.1 光量の定義

前節で説明したイベントについて平均光量を求めにあたり、まず、この解析での平均光量の定義について説明する。ある縦セルの光電子数を横軸にとってプロットしたのが図 6.2 左側である。これは、ランダウテール [25] を持つ典型的な荷電粒子のエネルギー損失の分布をしている。この分布は非対称なため、ガウス分布でフィットするのは適さない。そこで、光電子数の対数を横軸にとってプロットするとガウス分布にかなり近い分布となる (図 6.2 右)。したがって、光電子数の底 10 の対数でプロットしてガウス分布でフィットすることとし、そのガウス分布の中心を平均光量と定義することにする[1]。

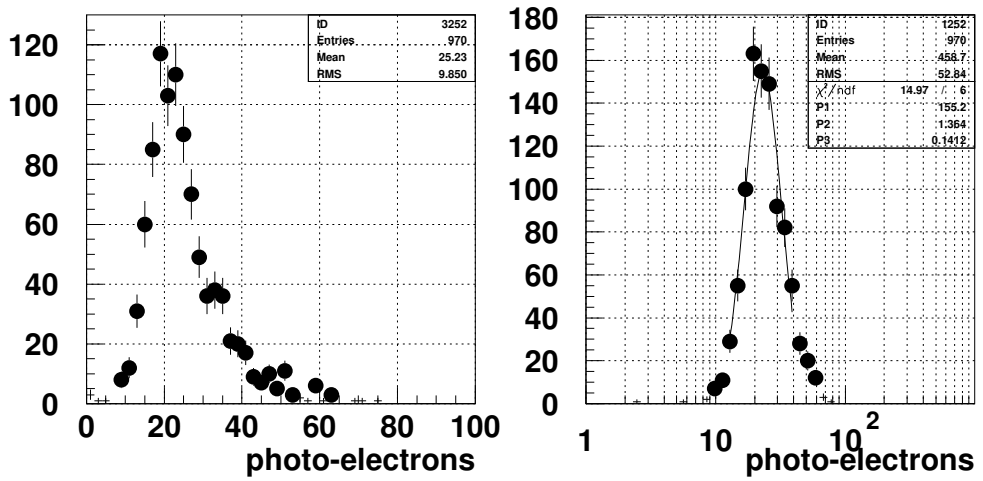

図 6.2: ある縦セルの宇宙線ミュオンの光電子数分布。左は生のヒストグラム、右は光電子数の対数を横軸にとったもの。

6.2.2 光量の誤差と光量測定に必要なサンプル数

ここで、前節で述べた方法を用いた場合の統計誤差について考える。
ガウス分布の統計誤差は良く知られた

$$\Delta\mu = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \tag{6.1}$$

という式で表される。ここに、$\Delta\mu$ は分布の中心の誤差、σ は分布の標準偏差、N はサンプル数である。いま、光量を L は、分布の中心 μ をもちいて

$$L = 10^{\mu} \tag{6.2}$$

[1] この方法は他の実験でも行なわれている。たとえば、[21]

となるので、光量の誤差 ΔL は

$$\Delta L \simeq \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}\mu}\Delta\mu = \ln 10 \cdot L\ \Delta\mu \tag{6.3}$$

となる。したがって、光量の精度は

$$\frac{\Delta L}{L} = \ln 10 \cdot \Delta\mu = \ln 10 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \tag{6.4}$$

となることがわかる。

たとえば、図 6.2 の場合、$\sigma = 0.1412$ なので光量を 1%の統計精度で測りたければ、サンプル数 N は

$$N = \left(\frac{\ln 10 \cdot \sigma}{\frac{\Delta L}{L}}\right)^2 = \left(\frac{\ln 10 \cdot 0.1412}{0.01}\right)^2 \simeq 1057 \tag{6.5}$$

となり、1000 イベント程度あれば良いことになる。図 6.2 の場合は約 20 p.e. であるが、実機では多いところで 15、少ないところでは 9 p.e. 程度になることが予想されているので (4.3 節)、図 6.2 より分布の幅が広くなる、すなわち σ が大きくなると考えられ、イベント数はさらに必要になる。試作器で 15 p.e. 程度になっているものを使うと $\sigma = 0.164$、9 p.e. のもので $\sigma = 0.211$ になっており、1%の統計精度で測りたければ、サンプル数は (6.5) よりそれぞれ、約 1400、約 2400 hit / cell 必要である。

6.2.3 各セルの光量

前々節の方法で、光電子増倍管から一番近いところ、すなわち、最上部の横セルを用いたもの (光電子増倍管からファイバーの長さにして約 2m のところとなる) での光電子数を求め、すべての縦セルについてプロットしたものが図 6.3 である。また、図 6.4 は図 6.3 を y 軸に射影したもので、セルごとの光量のばらつきを表している。この分布から、縦セルの最上部ではセルあたり平均 19.4 p.e.、RMS で 2.3 p.e. 程度ばらついていることがわかる。

ここで、ビームテストの測定から光電子数の予想値を求める。ビームテストでは、本検出器と同じ仕様の液体シンチレータ BICRON 社製 BC-517L を用い、セル断面は 20mm×20mm で、ファイバーは直径 1.0 mm の Y11(200)M を 2 本入れてある。このとき、1.0GeV/c のパイオンでの値が 22.3 p.e. であった [24]。この値を本検出器にスケールするための要素として、飛跡の長さの違い、光電子増倍管までのファイバーの長さの違いによる減衰の補正、ファイバーの直径と本数の補正の 3 つがある。飛跡の長さはビームテストでは 20 mm であるのに対して、本検出器では最短 16 mm、最長 26 mm と広がりがある。光電子増倍管のまでのファイバーの長さの差は約 1.5 m なので、減衰長は 3.0 m であることより $e^{-\frac{1.5}{3.0}}$ の係数をかける。ファイバーの直径と本数の補正については、実験室の評価 (付録 B) でファイバーの径にほぼ比例する結果が得られているので係数は $\frac{0.7\mathrm{mm} \times 4\ \text{本}}{1.0\mathrm{mm} \times 2\ \text{本}} = \frac{2.8}{2.0}$ となると思われるが、実験室の評価では 1.0mm × 2 本 と 1.0mm × 3 本 の比較で $\frac{1.0\mathrm{mm} \times 3\ \text{本}}{1.0\mathrm{mm} \times 2\ \text{本}} = \frac{3.0}{2.0} = 1.5$

倍になるべきところが 1.33 倍にしかなっていないため、この補正の係数にさらに $\frac{1.33}{1.50}$ をかけることにする。したがって、本検出器の光量の予想値は

$$22.3\ [\text{p.e.}] \times \frac{16-26\ [\text{mm}]}{20\ [\text{mm}]} \times e^{-\frac{1.5}{3.0}} \times \frac{0.7\ [\text{mm}] \times 4\ [\text{本}]}{1.0\ [\text{mm}] \times 2\ [\text{本}]} \times \frac{1.33}{1.50} = 13.4 - 21.8\ [\text{p.e.}] \tag{6.6}$$

となり、測定値と合っている。

つぎに、光量のばらつきの原因として考えられることは、

1. 光電子増倍管の較正によるもの
2. セル内でのファイバーの位置のちがいなどによる構造上のムラ
3. 光電子増倍管とファイバーとの接続部分によるもの

などがある。1 については、観測される ADC カウントは

$$(\text{ADC カウント}) = (\text{入射光子数}) \times (\text{光電面の量子効率}) \times (\text{光電子の収集効率}) \times (1\text{p.e.のゲイン}) \tag{6.7}$$

であるのに対して、1 p.e. のゲインでのみ較正したために光電面の量子効率、光電子の収集効率のばらつきが補正できなかった可能性がある。実験室で測定する必要がある。2 は次節で考察する。3 についてはこの検出器ではどの程度影響を及ぼしたのかは評価できない。これも実験室での評価が必要である。

6.3 減衰長測定

本節では、縦セルの光量を、7 つある横セルそれぞれの場合で比較することによって波長変換ファイバーの減衰長を求める。

ファイバーの減衰率はどこでも一様と仮定すると光量は距離に対して指数関数的に減少することが知られている。したがって、ファイバーからの距離ごとの光量を指数関数でフィットし、光量が $1/e$ になる長さを減衰長と定義する。図 6.5 はある縦セルの減衰曲線である。減衰長のフィットには最初の 5 ビンだけを用いているが、そのわけは最後の 2 ビンは減衰曲線に合わないためである。その 2 ビンはすべてのセルにおいて減衰曲線の予想より多い光量が出ている。終端での光量は、前節で求めた光電子増倍管から一番近い所の平均光量 19.4 p.e. から、ビームテストで得られた直径 1.0mm のファイバーでの減衰長 304cm を使って (光電子増倍管から一番近い所と一番下の部分の距離は 300 cm である)、

$$19.4 \times e^{-\frac{300}{304}} = 7.23 \tag{6.8}$$

となる。実際、一番下の部分の光量の平均値は 9.11 p.e. で、予想値より 26%も高い値となった。原因としては、以下のようなことが考えられる。

- 減衰が 1 つの指数関数だけでは表せない。
- 試作器が地下にあるため下に行くほど水平に近い宇宙線の数が減り、セル内の飛跡が長くなる。

セル番号

1	2	3	4	5	6	7	8
9	10	11	12	13	14	15	16
17	18	19	20	21	22	23	24

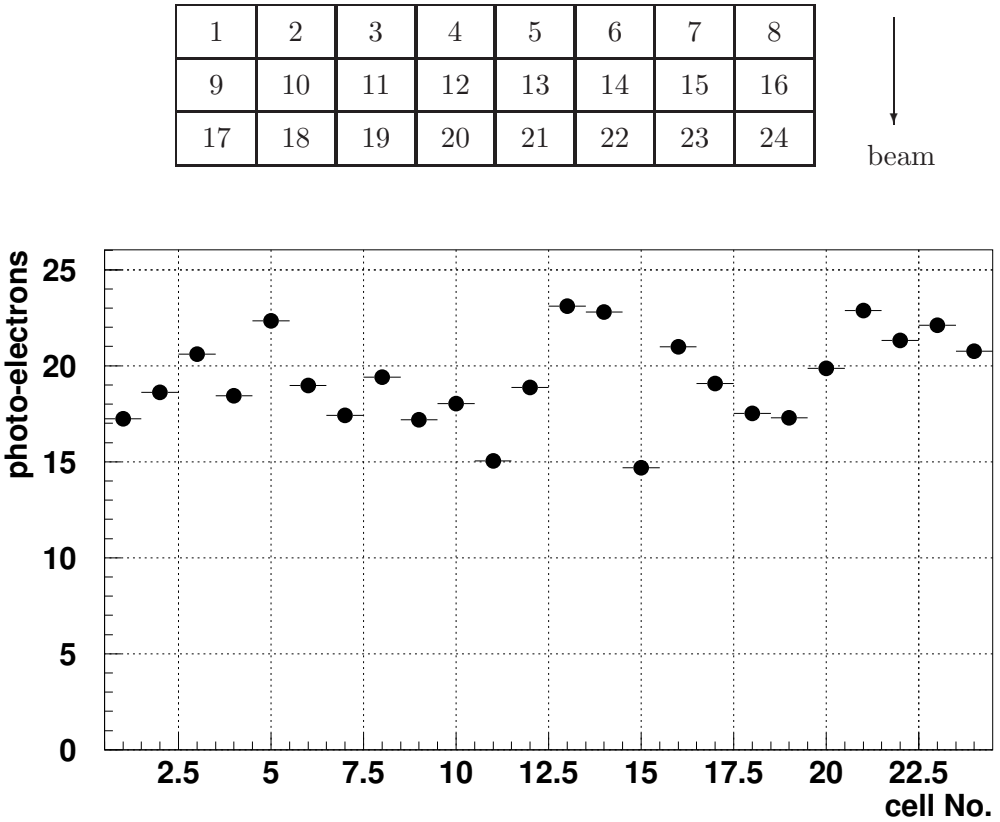

図 6.3: 各縦セルの宇宙線ミュオンで測定した光電子数。

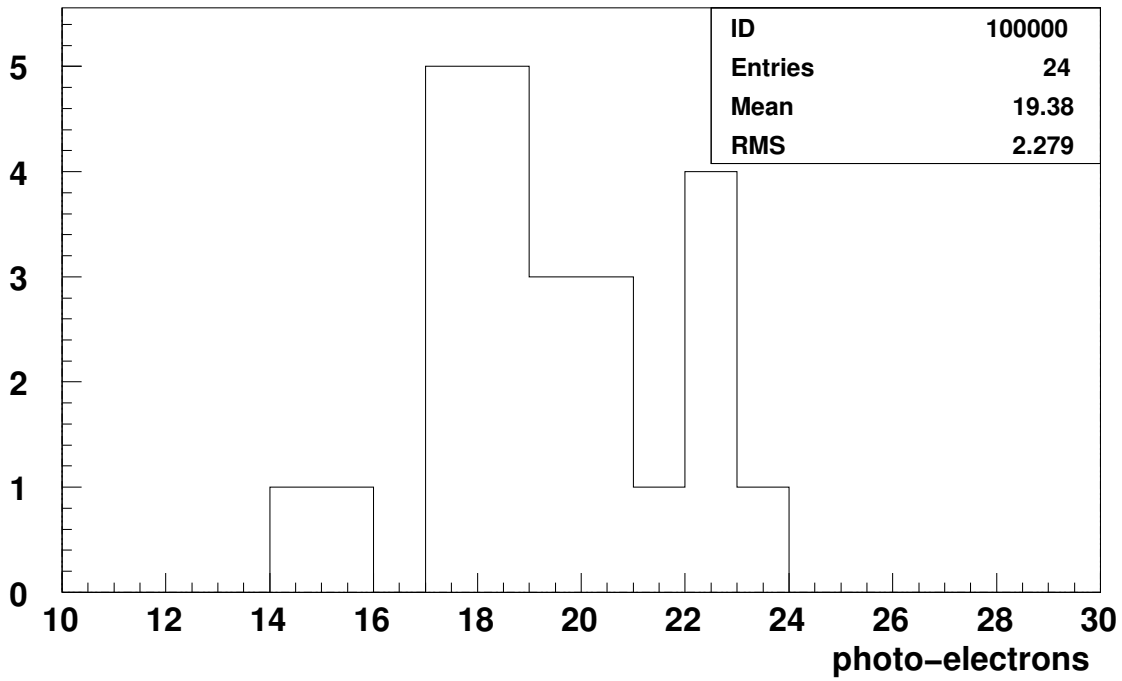

図 6.4: 縦セルの光電子数のばらつき。

前者は、ビームテストで長さ約 3.5 m のファイバーで測った場合には単純に指数関数的に減衰するという結果が得られたが、今回の場合は光電子増倍管からファイバーの長さにして 4 m を越えているため、別の成分が見えている可能性がある。しかしながら、実機ではファイバーの長さは約 3.5 m になる予定なので実機では問題ない。また、後者についても実機ではトラッキングを行なって飛跡の長さを補正すれば問題ないと考えられる。よって、ここではこれ以上原因を追求しないで、フィットから除くことにした。

図 6.6 はすべて縦セルの減衰長をプロットしたものである。各値の誤差は減衰曲線フィットの誤差である。ビームテストでは、ファイバーの直径 1.0 mm で約 304cm という結果が得られている [24]。図 6.6 の結果を定数関数でフィットすると 275.6 ± 4.8 cm となり、ビームテストでの測定より短くなった。また、減衰長のばらつきは誤差以上に大きい。これは場所ごとの光量に系統誤差があるためと考えられる。

前節の最後で光量のばらつきの原因をいくつか挙げたが、減衰長には 1、3 はきかないので、2 についてこれから考える。まず、図 6.5 の 1 ビン目の値を L_1、5 ビン目の値を L_5 とし、その比 L_5/L_1 を R とおく。減衰長はすべてのファイバーで同じであると仮定し、さらに、L_1、L_5 の系統誤差 ΔL_1、ΔL_5 について、

$$\frac{\Delta L_1}{L_1} = \frac{\Delta L_5}{L_5} \equiv E \tag{6.9}$$

と仮定して、この値を E とする。このとき、R の誤差 ΔR は

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}L_1}\Delta L_1\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}L_5}\Delta L_5\right)^2} = R\sqrt{\left(\frac{\Delta L_1}{L_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_5}{L_5}\right)^2} = \sqrt{2}RE \tag{6.10}$$

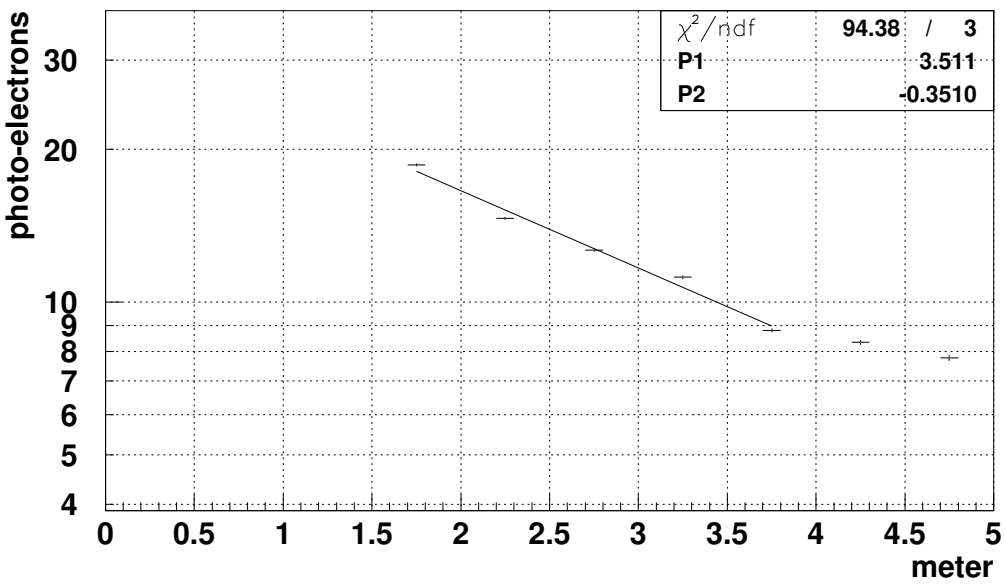

図 6.5: ある縦セルの減衰曲線。横軸は光電子増倍管からの距離で、縦軸は光電子数を対数目盛りでプロットしてある。各ビンの誤差は光量測定のフィットの誤差である。

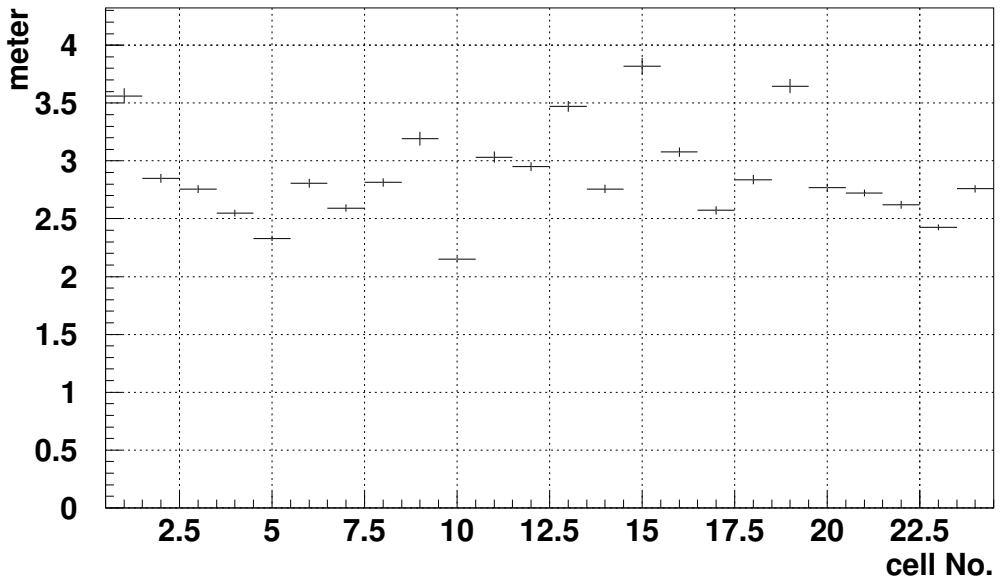

図 6.6: 各縦セルの減衰長。減衰長のフィットに用いる光量の誤差は光量のフィットの誤差のみを使っている。セル番号は図 6.3 と同じである。

となる。すなわち、

$$E = \frac{\Delta R}{\sqrt{2}R} \tag{6.11}$$

となる。いま、R の分布は図 6.7 のようになっている。ここで、(6.11) の R、ΔR をそれぞれ縦セル 24 サンプルの R の平均、RMS としたとき、

$$E = \frac{0.05397}{\sqrt{2} \times 0.5021} = 7.6\ \% \tag{6.12}$$

となる。これを場所ごとの光量の系統誤差、すなわち、図 6.5 の各ビンの系統誤差とする。

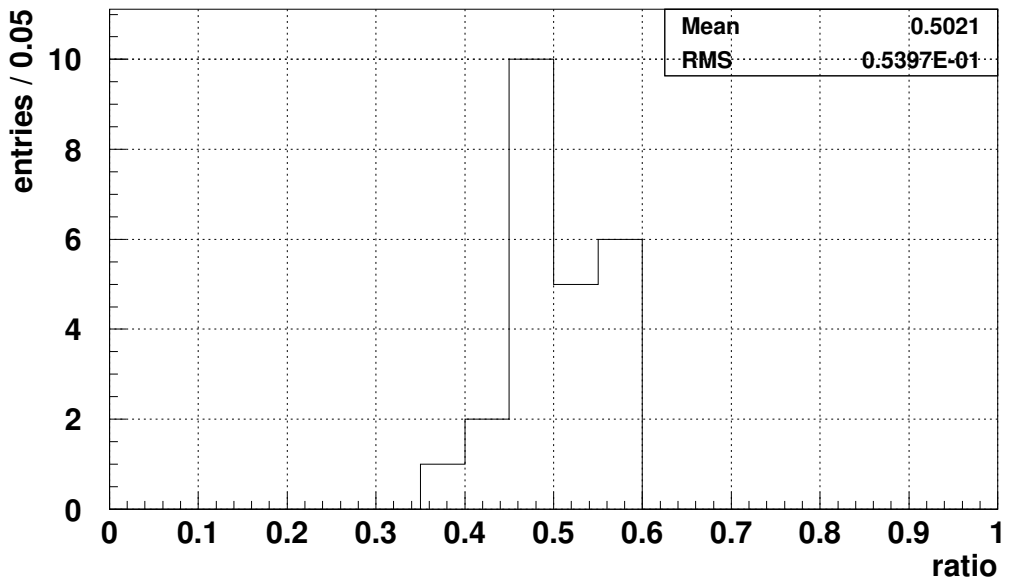

図 6.7: R(図 6.5 の 1 ビン目と 5 ビン目の比) を縦セル 24 セルについてプロットしたもの。R のばらつき ΔR をこの分布の RMS とする。

この誤差の原因として、特定はできないがセル内でのファイバーの位置が任意であることと、反射剤の塗り方のムラによるセルの壁での反射率の違いなどが挙げられる。実機では押し出し型プラスチックシンチレータを用いるためファイバーの位置は固定される。また、ビームテストでは、ファイバーの位置が固定されている状態でこの系統誤差は $1.5\ \%$と見積もられており [24]、実機でもこの程度の値が予想される。

そして、この系統誤差を考慮にいれた減衰曲線のプロットが図 6.8 である。この場合の各セルの減衰長をプロットすると、図 6.9 となる。図 6.5 のばらつきは各測定点に $7.6\ \%$の誤差があると仮定すると矛盾のないことが分かった。

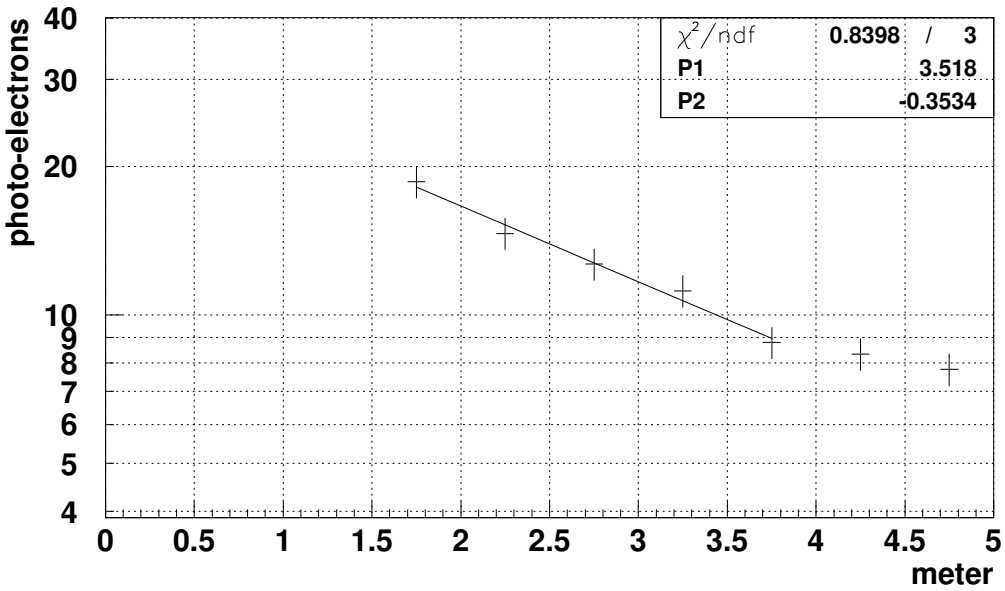

図 6.8: ある縦セルの減衰曲線。横軸は光電子増倍管からの距離で、縦軸は光電子数を対数目盛りでプロットしてある。各ビンの誤差には光量測定のフィットの誤差と系統誤差の両方が含まれている。

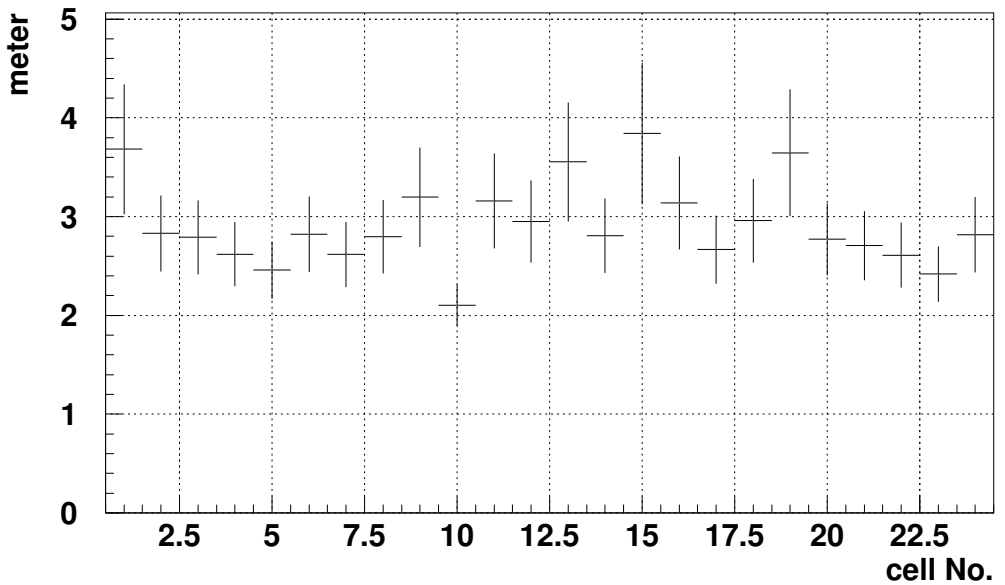

図 6.9: 各縦セルの減衰長。減衰長のフィットに用いる光量の誤差に系統誤差を入れた。

6.4　光量と減衰率の安定性

液体シンチレータは波長変換ファイバーを劣化させる可能性がある。また、液体シンチレータによってはそれ自身の劣化によって光量が減る可能性がある。こういった要因で光量が変化したり、減衰率が悪化したりする可能性があるので、本節では光量と減衰率の長期安定性を調べた。

6.4.1　光電子増倍管のゲインの安定性

まず、光電子増倍管のゲインが安定かどうか調べておく必要がある。図 6.10 は光電増倍管のあるチャンネルのゲイン変動をプロットしたものである。ゲインは 5.3 節で述べたように LED を用いて求めた。誤差は統計誤差のみである。この図から分かるようにゲインはほぼ直線的に $\frac{0.5\times10^{-2}}{5.5} \simeq 0.1\ \%\ /\mathrm{day}$ の割合で増加していることがわかる。これはすべてのチャンネルについて同様の傾向が見られた。そこで、図のように直線でフィットしてゲインの較正をすることとした。

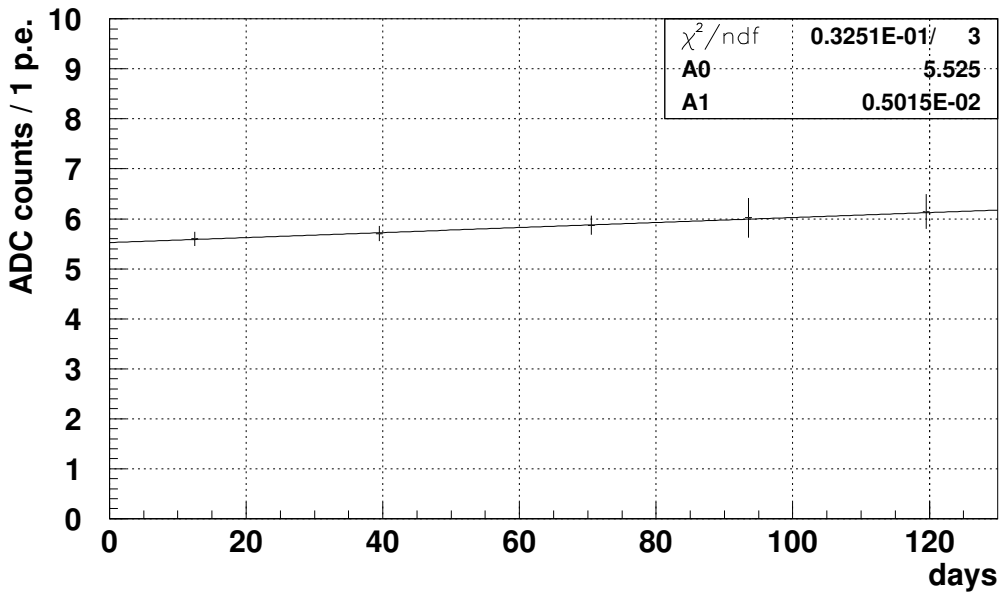

図 6.10: 光電子増倍管のゲイン変動。横軸は日で、縦軸は 1 p.e. の ADC カウントである。誤差は統計誤差のみで、直線でフィットした結果もいっしょに描かれている。

6.4.2　光量の安定性

図 6.11 はある縦セルの光量の安定性をプロットしたものである。約 4ヶ月にわたって誤差の範囲内で安定である。途中空白があるのはデータ収集のトラブルによる。

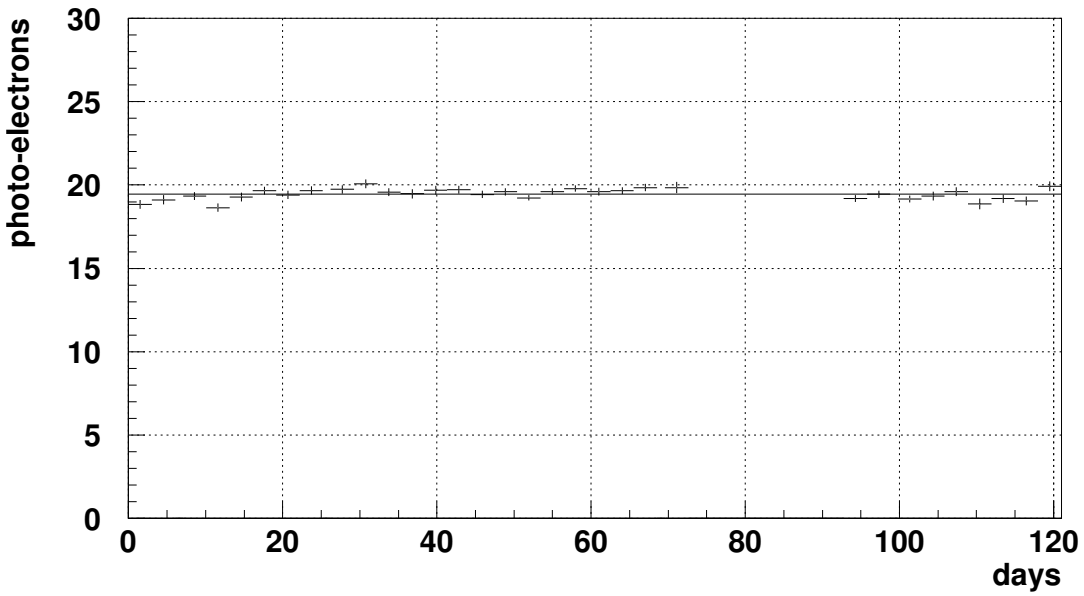

図 6.11: ある縦セルの光量の安定性。光電子増倍管から最も近いところのもので、横軸が日、縦軸が光電子数である。実線がひいてあるのは直線でフィットした結果である。約 4ヶ月間にわたって光量は非常に安定である。

図 6.12 は図 6.11 を縦軸に射影したものであるが、分布の RMS は 1.7%であり、図 6.11 の各ビンには 1%ないし 2%の統計誤差がついていることを考えると誤差の範囲で安定している。

つぎに、図 6.11 を直線でフィットし、その傾きから光量の変化率を求めた。その結果を図 6.13 に示す。4ヶ月間で変化は 6 %以内である。

6.4.3 減衰率の安定性

次に、減衰長の安定性を考えるが、ここでは、異なる 2ヶ所の光量の比の安定性を減衰率の安定性とする。用いるデータは減衰長のフィットに使っているもののうち最も離れた 2 点、すなわち、図 6.5 の 1 ビン目と 5 ビン目の比を使う。その安定性をプロットしたものが図 6.14 である。

そして、図 6.14 を縦軸に射影したものが図 6.15 である。この分布の広がりは RMS で 3.5%であり、各ビンには 3%から 5%の統計誤差がついていることを考えると、約 4ヶ月間にわたって誤差の範囲で安定である。

前節と同様に図 6.14 を直線でフィットし、その傾きから減衰率の変化率を求めた。図 6.16 はその結果である。4ヶ月間で変化は 10 %以下である。

このように、今回用いた液体シンチレータと波長変換ファイバーは 120 日間劣化することなく安定であった。

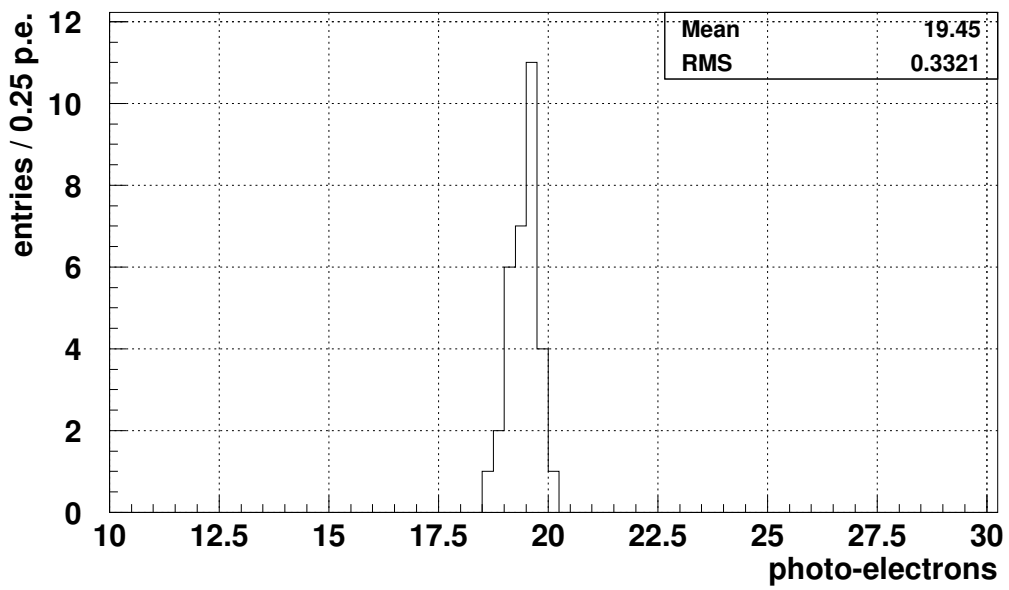

図 6.12: 図 6.11 の日ごとの光量のばらつき、すなわち、図 6.11 を縦軸に射影した分布である。RMS は 1.7%の広がりを持ち、全幅でも 4.5%以内に収まっている。

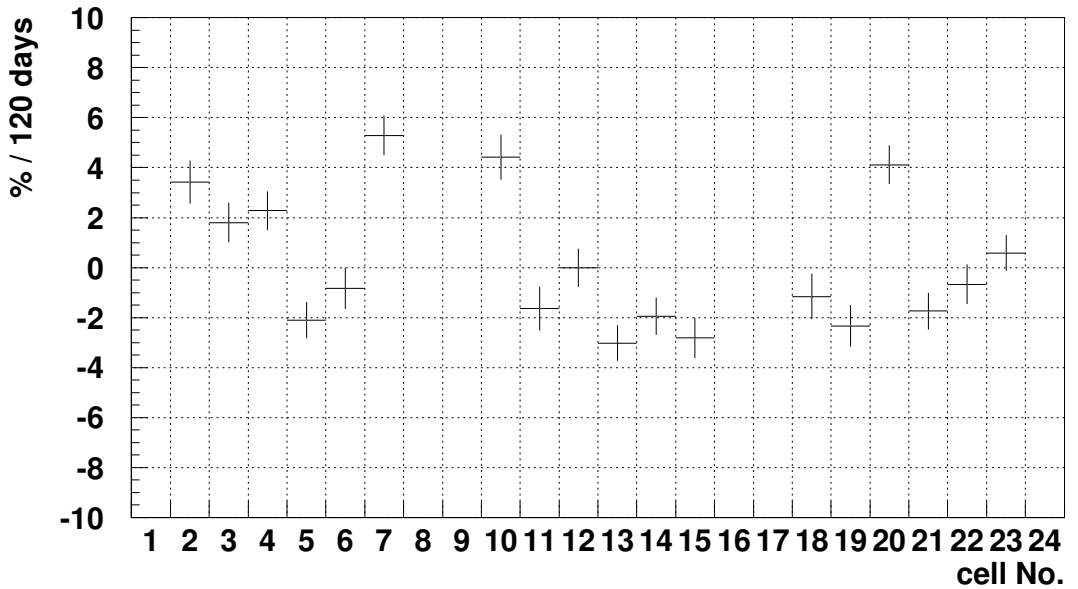

図 6.13: 各セルの光量の変化率。日ごとの光量を直線でフィットして、120 日あたりの変化率を%で表した。図 5.11 のハッチの部分はイベントセレクションに系統的な差があるためプロットしていない。120 日間での変化率は 6 %以内である。

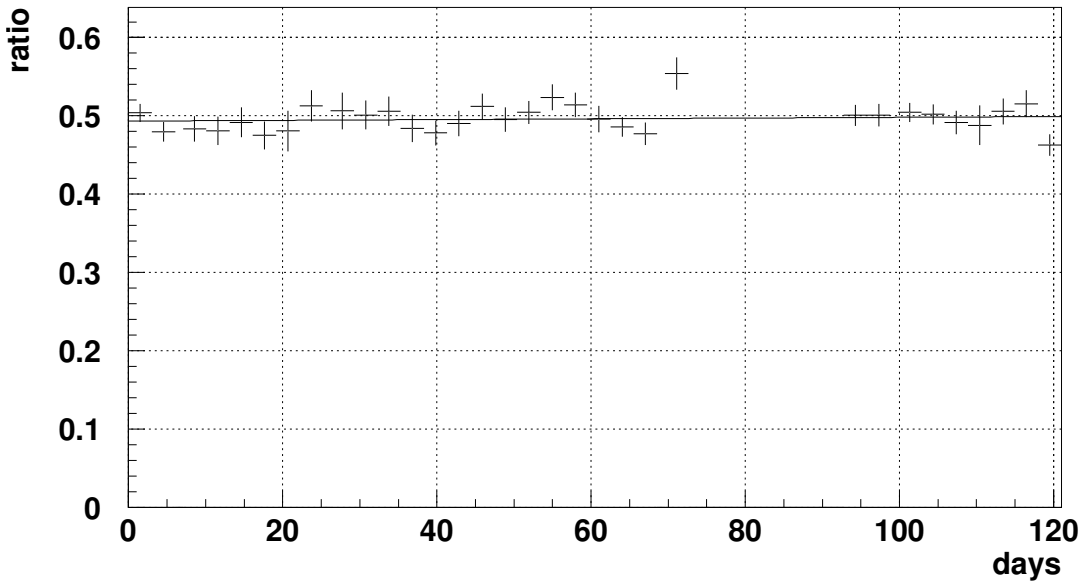

図 6.14: ファイバーの減衰率の安定性。光電子増倍管から約 2m のところと約 4m のところの比を横軸を日にしてプロットしたもの。実線がひいてあるのは直線でフィットした結果である。約 4ヶ月間にわたって非常に安定である。

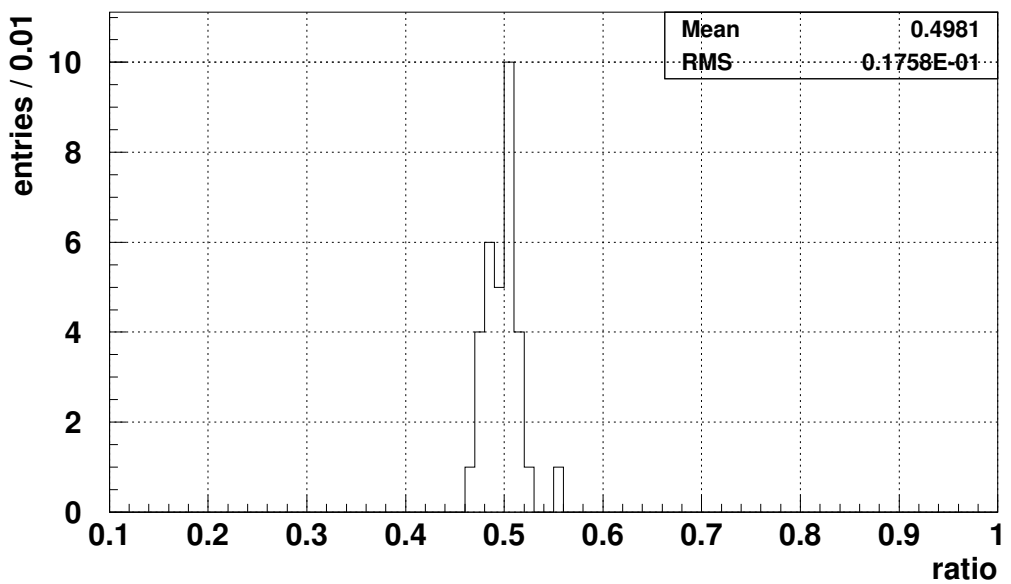

図 6.15: 図 6.14 の日ごとの光量のばらつき、すなわち、図 6.14 を縦軸に射影した分布である。この分布は RMS で 3.5%程度しか広がっていない。

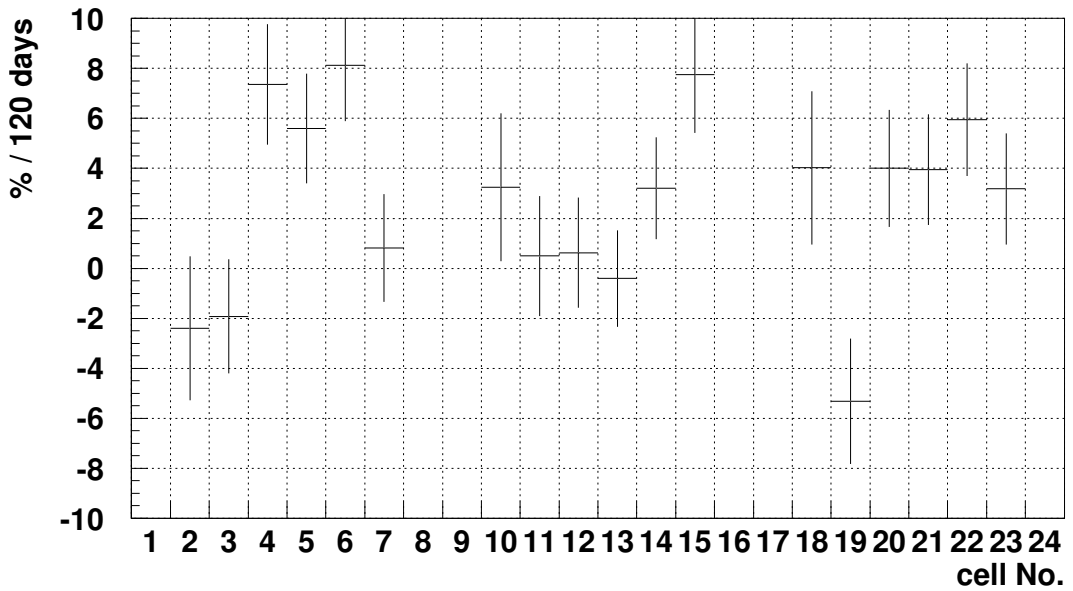

図 6.16: 各セルの減衰率の変化率。日ごとの減衰率を直線でフィットして 120 日あたりの変化率を%で表した。図 5.11 のハッチの部分はイベントセレクションに系統的な差があるためプロットしていない。120 日間の変化率は 10 %以内である。

6.5 まとめと考察

ここまで、宇宙線のデータを解析してきたわけであるが、ここで結果について考察する。

6.5.1 較正パラメータの精度に対する要求

まず、較正パラメータの精度に対する物理的な観点からの要求を考える。全感知型シンチレータ飛跡検出器の最も大きな目的は、1GeV/c 以下のニュートリノの CCQE 反応を効率よく検出することである。このエネルギー領域のニュートリノから CCQE 反応で出てくる陽子の運動量はほとんど 1GeV/c 以下である。この運動量の陽子を各セルの光量のデータをもとに粒子識別し CCQE 反応を選ぶので、光量の精度と安定性が重要である。ここで、1GeV/c の陽子について考える。1GeV/c の陽子の飛程は約 1 m であり、プラスチックシンチレータの核衝突長[2]は 58.5 g/cm^2 なので、核衝突長のほうが短い。そこで、核衝突長 58.5 g/cm^2 までの間の光量が統計精度を求める。1 GeV/c のエネルギー損失はビームテストの結果 (4.1.1 節) から、MIP のおよそ 1.4 倍である。いま、実機で予想されるセルあたりの MIP の光量は最大 15 p.e.、最小 9 p.e. 程度なので (第 3 章)、ここでは典型的な値としてセルあたり、すなわち、2 MeV のエネルギー損失に対して 12 p.e. の光量があるとすると、1 GeV/c の陽子では約 17 p.e. である。また、近似的に 58.5 g/cm^2 までは同

[2]原子核と衝突するまでの長さの平均値

じ光量と考えると、全光電子数は

$$58.5\ \mathrm{g/cm^2} \times 17\ \mathrm{p.e.} = 995\ \mathrm{p.e.} \tag{6.13}$$

となる。この値の統計的なふらつきは、

$$\frac{\sqrt{995}}{995} \simeq = 0.032 \tag{6.14}$$

となり、統計的には 3.2 %の精度で測れることになる。したがって、較正パラメータもこれ以上の精度で測り、そして、長期間にわたってこの程度の安定性があれば、検出器のエネルギー測定能力が最大限に発揮される。

6.5.2 結果の考察

ひとつめに、光量の解析方法である、横軸を対数でプロットするという方法は非常にうまく働き、長期間にわたる光量のモニタも全自動で行なうことができた。実機でもこの方法を用いることで簡単確実な光量のモニタができる。

つぎに、縦セルの光量についてであるが、平均的には予想通りの光量がえられた。セルによって、また、場所によって光量にばらつきがあったが、これは 6.3 節で述べたように、場所によって原因のよくわからない系統誤差が 7.6 %あることがわかった。減衰長の測定も上で述べた系統誤差のため信用できない値となった。実機では光量のデータをもとに粒子識別やエネルギー測定を行なうので、光量の較正が重要である。しかし、このように減衰長に不定性があると、単純な減衰曲線からの補正が必要となり、較正や解析が非常に困難となる。しかし、第 3 章で述べたように実機では固体シンチレータを用いるためファイバーの位置は固定されるうえ、実際ビームテストで測定した場合も各測定点の光量の系統誤差は 1.5 %という小さい値となっているため問題ないと考えられる。

安定性に関しては、約 4ヶ月間測定したが、非常に安定であった。日ごとの光量のばらつきは 2 %程度、減衰率のばらつきは 4 %程度で、いずれも統計誤差と同じくらいになった。前節で求めた較正の精度への要求を満たしている。また、直線でフィットして求めた光量の 120 日間の変化率は 6 %以下で、減衰率の 120 日間の変化率は 10 %以下であった。この程度の時間では液体シンチレータ、波長変換ファイバー、ともに劣化しないことがわかった。

第7章　結論

われわれは、K2K 長基線ニュートリノ振動実験の前置検出器のアップグレードとして、全感知型シンチレータ飛跡検出器を開発している。本検出器で CCQE 反応を陽子とミュオンの 2 トラックとして検出し、ニュートリノビームのエネルギー分布を精密に測定することにより、スーパーカミオカンデでのエネルギー分布の歪みを捕らえることを最大の目的としている。

基礎的な性能についてはビームテスト等で詳しく調べ、光量、減衰長など十分な性能が得られた。実機での 1 セルあたりの MIP の光量は、光電子増倍管に一番近いところで約 15 p.e.、一番遠いところで約 9 p.e. となることが期待される。

つぎに、試作器を K2K 前置検出器ホール、すなわち、実機と同じ場所に設置し、実際のニュートリノビームがあたっている状態でのバックグラウンドの測定を行なった。このわけは、他の前置検出器でニュートリノビームの途中から立ち上がる中性子と思われるバックグラウンドが多数存在するためである。測定の結果、他の検出器の同じように、ニュートリノビームから約 300 nsec 後から立ち上がるバックグラウンドが存在した。まず、バックグラウンドイベントのほとんどは 1 セルしかヒットしないものであることが分かった (シングルヒットバックグラウンド)。このシングルヒットバックグラウンドは試作器において均一に分布していた。そして、このバックグラウンドの実機での頻度を見積もると、0.8 hit/spill/20000ch. という結果になった。ニュートリノ反応で出てくるミュオンなどは飛跡上に多数のヒットを起こすので、このバックグラウンドは飛跡の検出において無視できる。

さて、時間が遅れて来るということと均一にイベント起こすということは、質量を持つ中性粒子となり、中性子であると結論できる。飛行時間から中性子の運動量を推定すると、ニュートリノビームがあたっている間には数 100 MeV/c から 1 GeV/c となった。よって、散乱された陽子も同程度の運動量をもつ場合がある。そこで、試作器を突き抜けるようなイベントを調べると、実際に陽子の飛跡と思われるイベントが多数存在した。試作器のデータから実機での陽子の飛跡をなすバックグラウンドの頻度を見積もると、3.4×10^{-2} event/spill という結果となった。これは、実機でのニュートリノ反応の頻度 1.2×10^{-2} event/spill のやく 3 倍に相当する。しかし、CCQE 反応はミュオンと陽子の 2 トラックを粒子識別して選ぶので問題ない。中性カレントの断面積を求めるために重要な、中性カレント弾性散乱反応で陽子のみが観測されるイベントはバックグラウンドの 1/50 の頻度しかない。このままではこの反応の解析は不可能であると考えられる。

ニュートリノビームの測定と同時にこの試作器において、4ヶ月間にわたり宇宙線ミュオンを用いて長期安定性の測定も行なった。光量は日ごとのばらつきが 2 %程度の広がりしかなく、図 6.11 を直線でフィットして求めた光量の変化率も 4ヶ月間で 6 %以下であった。減衰率は、日ごとのばらつきが 4 %程度、減衰率の変化率を求めても 4ヶ月間で 10 %以下

という結果となった。この期間では、液体シンチレータ、波長変換ファイバーともに全く劣化することはなかった。

このように、全感知型シンチレータ飛跡検出器の試作器を調べてきたが、CCQE 反応の検出に影響を及ぼすバックグラウンドは検出されず、また、長期安定性も十分な結果が得られた。

謝辞

修士論文を書くにあたり、非常にたくさんの方々のお世話になりました。
まず、本研究の機会を与えていただき、適切な指導をしていただいた、西川公一郎先生に感謝いたします。
そして、中家剛先生には試作器の製作を取りしきっていただき、また、つねにいろいろな助言をしていただき、感謝しております。
市川温子氏にもいろいろ手伝っていただきありがとうございました。加藤一成氏にはいろいろ相談にのっていただき、また、長谷川雅也氏、山本真平氏にもいろいろお世話になり、感謝いたします。
高エネルギー加速器研究機構のみなさまにもいろいろなサポートをしていただきたいへんお世話になりました。
さいごに、研究面、生活面でいろいろとお世話になった京都大学高エネルギー研究室のみなさまに感謝いたします。

付 録A　下流トリガーカウンターのビーム起源のバックグラウンドの評価

本章で下流トリガーカウンターのビーム起源のバックグラウンドの解析をする。まず、下流トリガーカウンターのハードウェアを簡単に説明する。そのつぎに、バックグラウンドの時間分布、エネルギー損失分布について考察し、さいごに、バックグラウンドの場所依存性を調べる。

A.1　下流トリガーカウンターの概略

下流トリガーカウンターは図 A.1 のような幅 10.75 cm、厚さ 4.2 cm、長さ 466 cm のプラスチックシンチレータが、図 A.2 のように 40 本積み上げられたもので、全体としては横 466 cm、縦 430 cm の大きさとなる。そして、各シンチレータは両側から光電子増倍管で読み出されている。

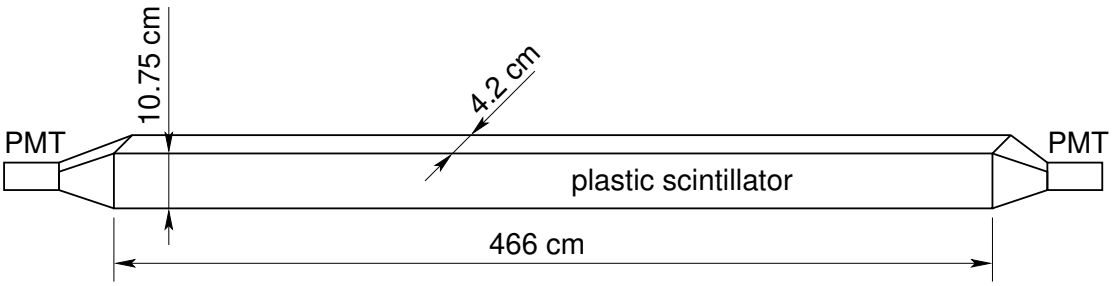

図 A.1: 下流トリガーカウンターのシンチレータ

バックグラウンドの解析には 2001 年 5 月と 6 月のランのビーム 1185733 スピル分のデータを用いた。また、解析に用いるイベントはシンチレータの両側の光電子増倍管両方ともが反応したもののみを使っている。

A.2　バックグラウンドの時間分布

まず、TDC 分布を図 A.3 に示す。9 個のピークが見えるのはニュートリノビームの時間構造のためで、これらのイベントは試作器の場合と同様にまわりの物質ニュートリノ反応でできたミュオンが主に突き抜けてつくっている。これに加えて 400ns あたりから立ち上がるバックグラウンドが存在する。立ち上がりの時間は試作器のものと同じである。

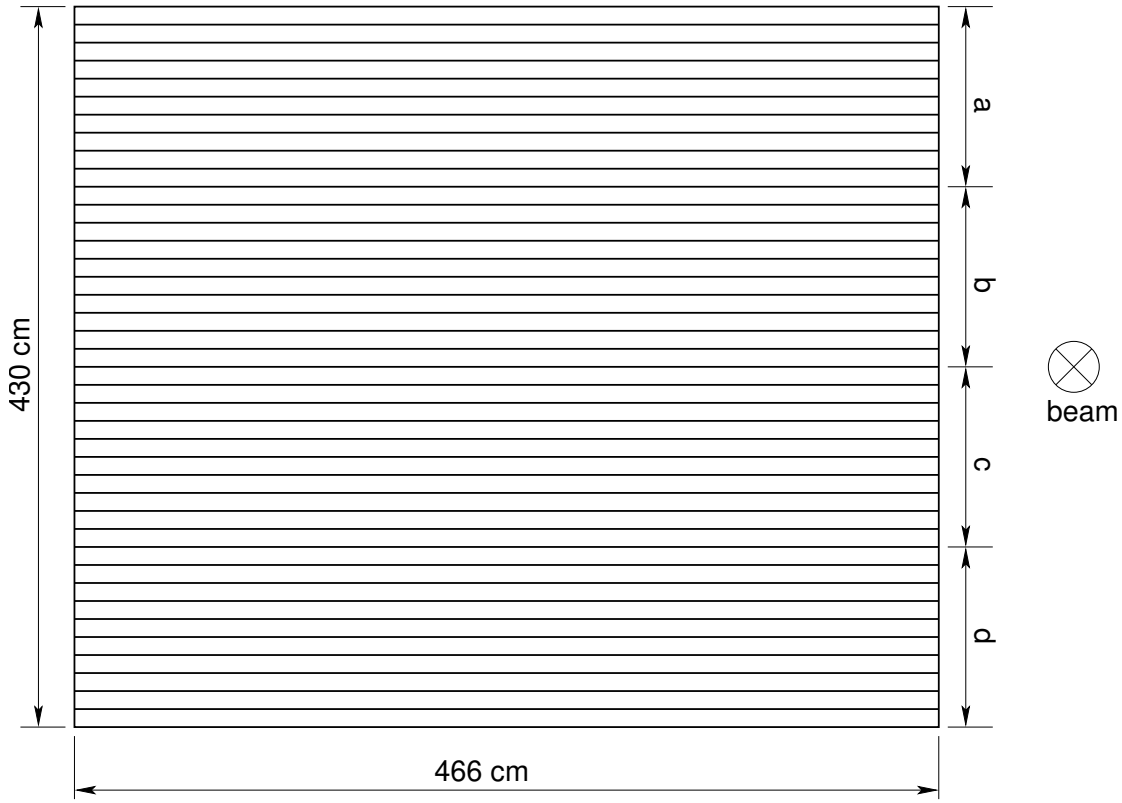

図 A.2: 下流トリガーカウンターの概略図。$10.75 \times 4.2 \times 466\ \mathrm{cm}^3$ のプラスチックシンチレータが 40 本積み上げられている。これを $1\ \mathrm{m}$ ずつ 4 つの部分 a–d に分けてのちの解析に用いる。

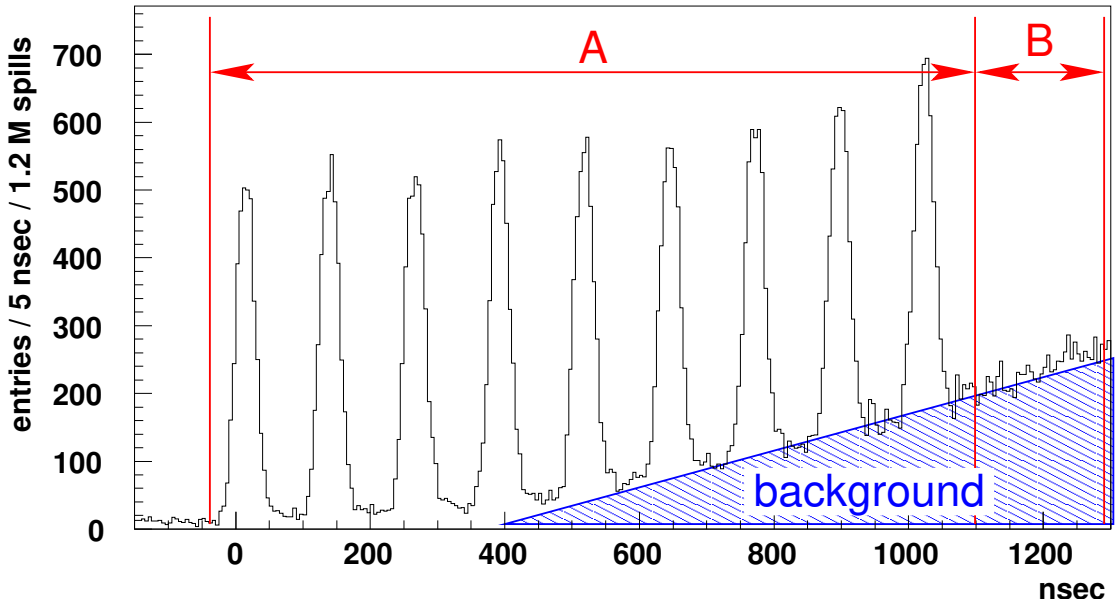

図 A.3: 下流トリガーカウンターの TDC 分布。ビームの 9 バンチ構造のほかにハッチで示したようなバックグラウンドが存在する。また、ニュートリノビームが当たっている時間 (図中 A) とバックグラウンドのみの時間 (図中 B) を定義する。

A.3 バックグラウンドのエネルギー損失

つぎに、ニュートリノビームが当たっている時間 (図 A.3 の A の部分) とニュートリノビームが過ぎ去った直後 (図 A.3 の B の部分) のそれぞれの下流トリガーカウンターでのエネルギー損失の分布を図 A.4、図 A.5 に示す。2 MeV 以下のものには感度がないためイベントがない。ミュオンが突き抜けると 8 MeV 程度のエネルギーを落とすが、それより低いエネルギー領域に多数のバックグラウンドがあることがわかる。

A.4 バックグラウンドの場所依存性

さいごに、高さとバックグラウンド数との関係について考察する。図 A.2 のように高さ 1 m ごとに 4 つに分けて、それぞれの TDC 分布をプロットしたものが図 A.6–A.9 である。バックグラウンドは高さに依存し、高い部分に多く現れることがわかる。検出器が地下にあるためバックグラウンドは上からしか到達することができたいためであると考えられる。

それぞれのバックグラウンドの数を比較するために、ニュートリノビームが過ぎ去った直後のバックグラウンドのみの時間 (図 A.3 の B の部分) のイベント数を用いる。4 つの部分それぞれについてのイベント数をまとめたものが表 A.1 である。この結果からバックグラウンドの半分以上が上部 1/4 にあり、下部 1/2 には全体の 2 割程度しかバックグラウンドがないことがわかる。

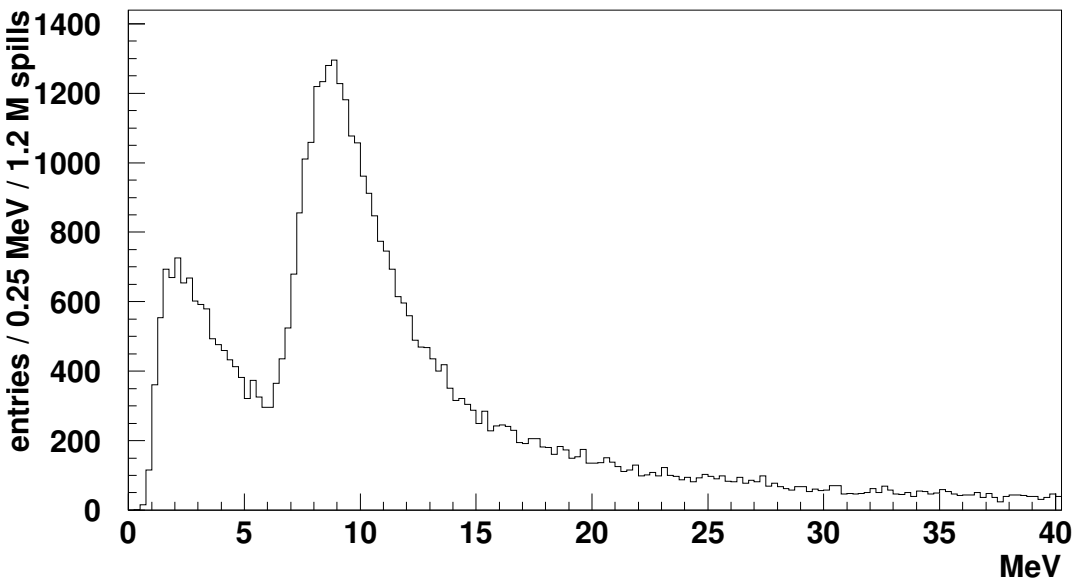

図 A.4: ニュートリノビームが当たっている時間 (図 A.3 の A の部分) の下流トリガーカウンターでのエネルギー損失。8 MeV のところのピークは主にミュオンが突き抜けたときのものである。このほかに 5 MeV 以下の部分に象徴されるバックグラウンドが存在する。

表 A.1: 下流トリガーカウンターを 4 つに分たときの TDC 分布のバックグラウンドのみの部分 (1100 – 1300 nsec) のエントリー数。エントリー数の誤差は統計誤差 (それ自身の平方根) である。

	a	b	c	d
エントリー数	5224 ± 72.3	2637 ± 51.4	1223 ± 35.0	951 ± 30.8
全エントリーに対する比	0.521 ± 0.009	0.263 ± 0.006	0.122 ± 0.004	0.094 ± 0.003

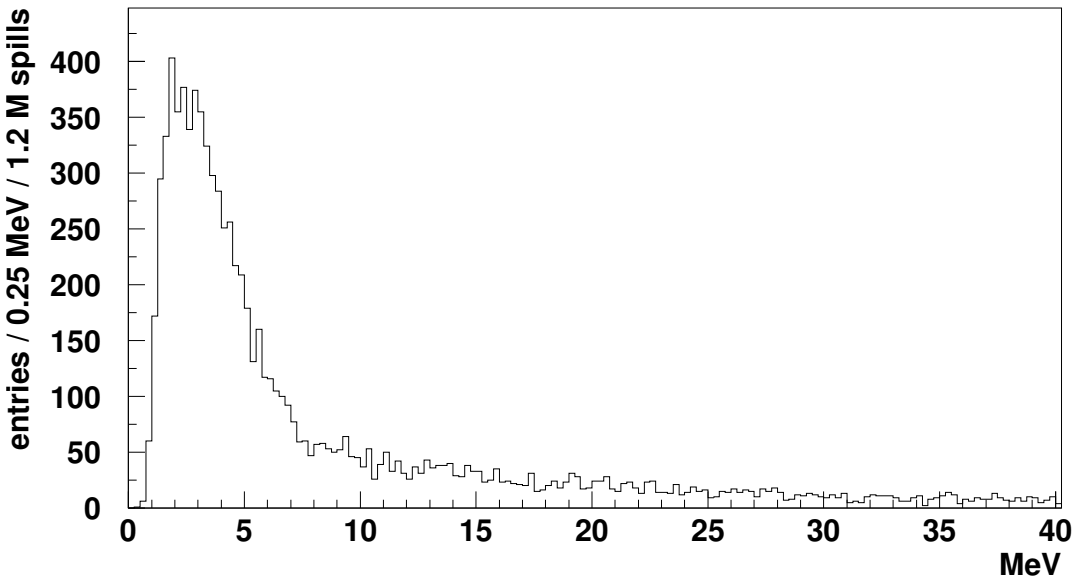

図 A.5: ニュートリノビーム過ぎ去った直後 (図 A.3 の B の部分) の下流トリガーカウンターでのエネルギー損失。ほとんど 10 MeV 以下であるが、それより高いエネルギーのイベントも少ないながら存在する。

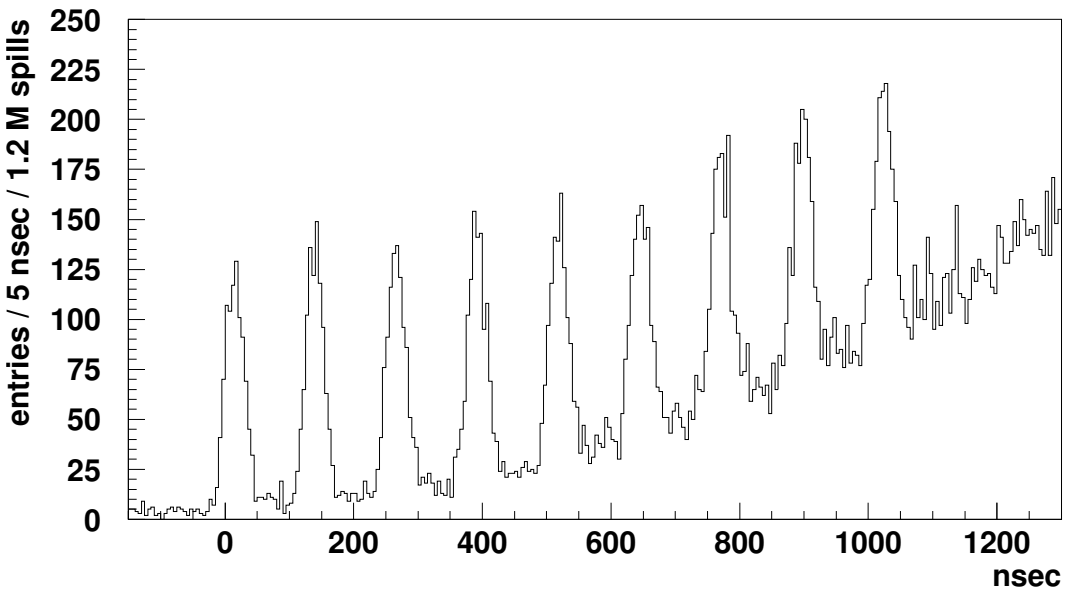

図 A.6: 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の a の部分)

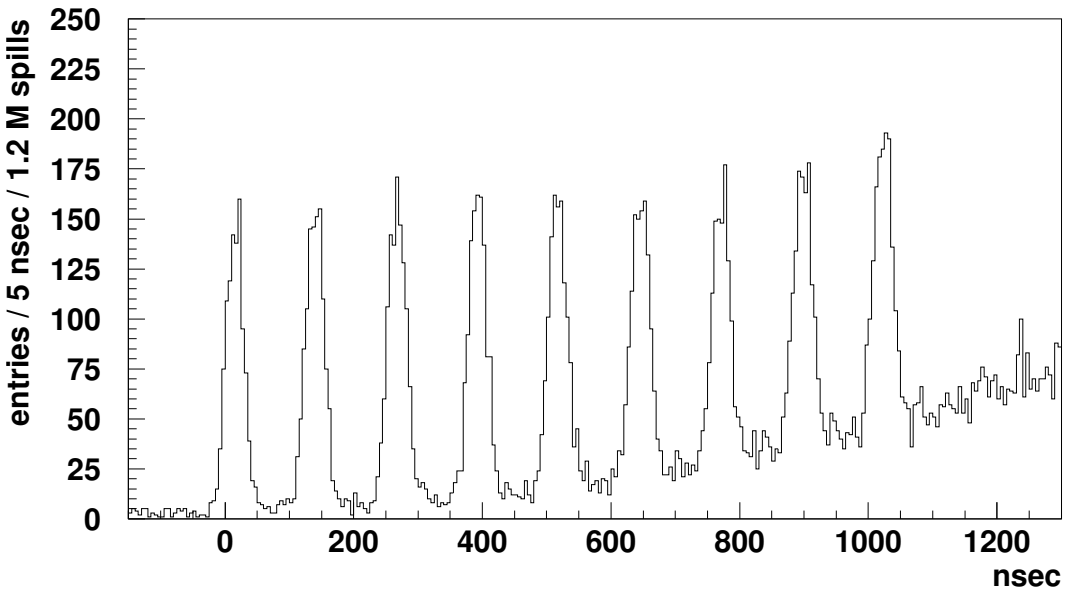

図 A.7: 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の b の部分)

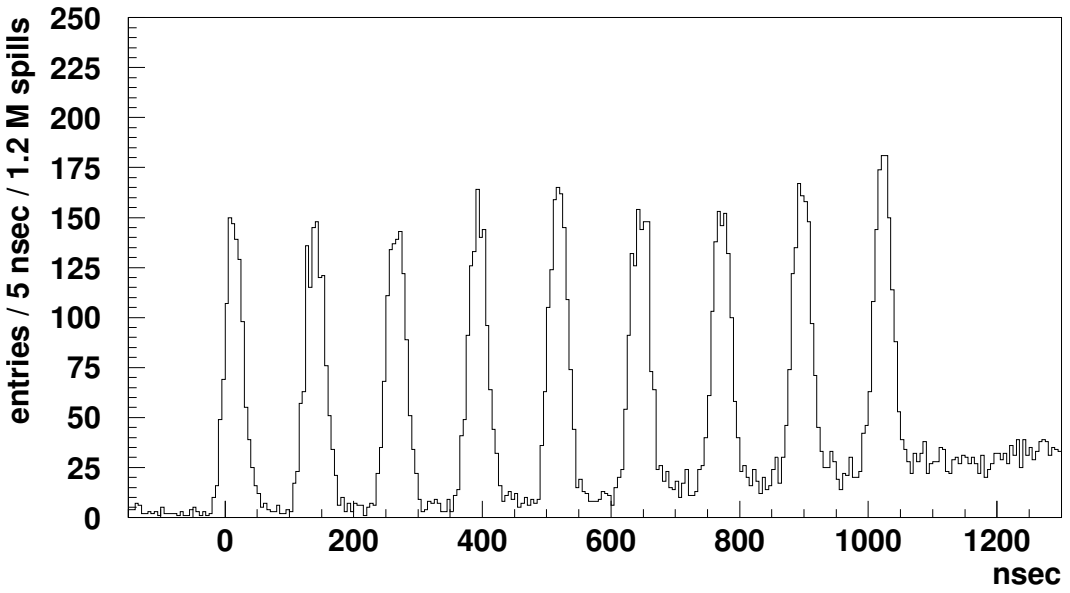

図 A.8: 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の c の部分)

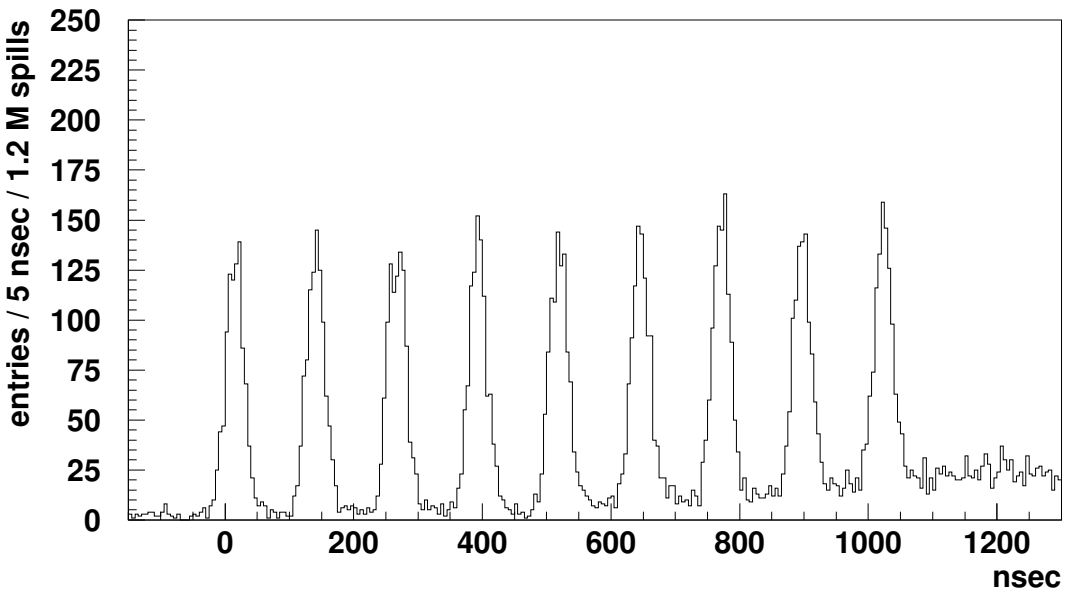

図 A.9: 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の d の部分)

付 録B　ファイバーの直径・本数と光量の関係

本章では、波長変換ファイバーの直径・本数と光量の関係を宇宙線ミュオンを用いて測定したものをまとめる。

まず、測定セットアップについて説明した後、ファイバー直径と光量の関係と、ファイバー本数と光量の関係を述べる。

B.1　測定セットアップ

測定セットアップは図 B.1 のようになっている。細長いタンクの中に内径が $2.3 \times 2.3 \times 50\ \mathrm{cm}^3$ のセルが入っている。このセルの中にファイバーを通し、その端を 16 チャンネルのマルチアノード光電子増倍管 H6568-10 で読み出した。トリガーカウンターとして $2 \times 10 \times 1\ \mathrm{cm}^3$ のプラスチックシンチレータを 2 本セルの上下に配置し、その同時計数でトリガーとした。

このようにしてとったデータの光電子数分布が図 B.2 のようになった。これは直径 1.0 mm のファイバーを 1 本入れたときのものである。以下の解析では、光量はこの光電子数分布のピークの部分をガウス分布でフィットした中心であると定義する。

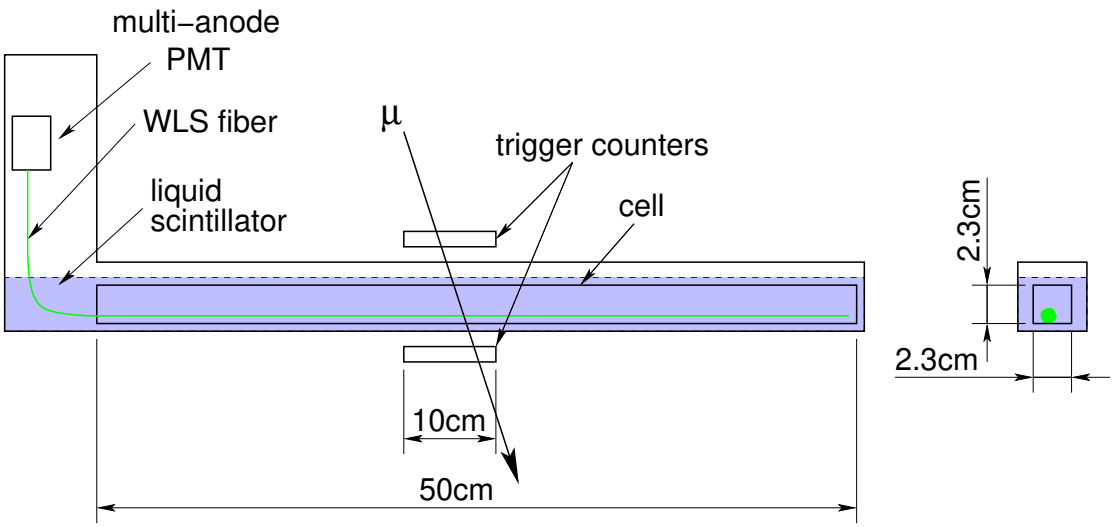

図 B.1: 測定セットアップの概略図

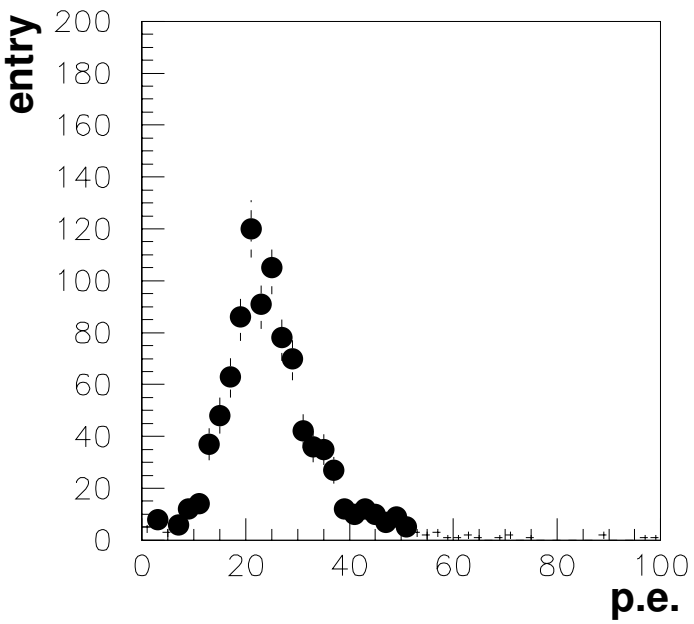

図 B.2: 光電子数分布

B.2 ファイバーの直径と光量の関係

ファイバーの直径と光量の関係を求めるために使用したファイバーのサンプルは直径それぞれ、0.7、1.0、1.2 mm の 3 種類である。その結果をまとめたものが表 B.1 である。光量はファイバーの直径にほぼ比例していることがわかる。

表 B.1: ファイバーの直径と光量の関係

直径 [mm]	0.7	1.0	1.2
光電子数	15.30 ± 0.48	21.63 ± 0.47	26.07 ± 0.54
直径 1.0 mm に対する比	0.707 ± 0.027	1	1.205 ± 0.036

B.3 ファイバーの本数と光量の関係

ファイバーの半径と光量の関係を求めるために使用したファイバーの直径は 1.0 mm で、これを 1, 2, 3 本の 3 つの場合について測定した。表 B.1 に結果をまとめた。光量はファイバーの本数に比例しないことがわかる。これは、ファイバーが光を吸収することによって別のファイバーの光が減ってしまうためであると考えられる。

表 B.2: ファイバーの本数と光量の関係

本数	1	2	3
1 本あたりの光電子数	21.63 ± 0.47	17.23 ± 0.79	15.39 ± 0.49
1 本のときに対する比	1	0.797 ± 0.040	0.712 ± 0.017

参考文献

[1] T. Toshito, hep-ex/0105023.

[2] Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B335**, 237 (1994).

[3] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. **D46**, 3720 (1992).

[4] Soudan-2, W. A. Mann, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 134 (2000), hep-ex/0007031.

[5] Frejus., K. Daum, Z. Phys. **C66**, 417 (1995).

[6] The NUSEX, M. Aglietta *et al.*, Europhys. Lett. **8**, 611 (1989).

[7] F. Boehm *et al.*, hep-ex/0107009.

[8] CHOOZ, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. **B466**, 415 (1999), hep-ex/9907037.

[9] CHORUS, E. Eskut *et al.*, Phys. Lett. **B497**, 8 (2001).

[10] NOMAD, P. Astier *et al.*, Nucl. Phys. **B611**, 3 (2001), hep-ex/0106102.

[11] LSND, G. B. Mills, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 198 (2001).

[12] KARMEN, M. Steidl, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **100**, 188 (2001).

[13] Y. Yamanoi *et al.*, (1997), KEK preprint 97-225.

[14] Y. Yamanoi *et al.*, (1999), KEK preprint 99-178.

[15] H. Noumi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A398**, 399 (1997).

[16] T. Maruyama, Ph.D thesis (2000).

[17] K2K, A. Suzuki *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A453**, 165 (2000), hep-ex/0004024.

[18] M. Yoshida, Ph.D thesis (2001).

[19] K2K MRD GROUP, T. Ishii *et al.*, (2001), hep-ex/0107041.

[20] H. G. Berns and R. J. Wilkes, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47**, 340 (2000), hep-ex/9909021.

[21] M. Doucet, J. P. Fabre, J. Panman, P. Zucchelli, and G. Gregoire, Nucl. Instrum. Meth. **A459**, 459 (2001).

[22] A. Pla-Dalmau, A. D. Bross, and K. L. Mellott, Nucl. Instrum. Meth. **A466**, 482 (2001).

[23] MINOS Scintillator Group, A. Pla-Dalmau, To be published in the proceedings of 9th Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2000), Annecy, France, 9-14 Oct 2000.

[24] 加藤一成, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2001).

[25] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Paticle Physics Experiments* (Springer-Verlag, 1987).

図 目 次

1.1 Super-Kamiokande における大気ニュートリノ反応の天頂角分布 8
1.2 Palo Verde と CHOOZ の結果 9

2.1 ニュートリノ振動が起こったときのエネルギースペクトルの歪み (MC) . . 13
2.2 ニュートリノビームラインの概略図 14
2.3 パイオンモニタの測定から求めたニュートリノエネルギースペクトル . . . 16
2.4 K2K 前置検出器の概略図 17
2.5 1kt 検出器で再構成された E_ν スペクトルと CCQE 反応の検出効率 18
2.6 Sci-Fi 検出器でのエネルギースペクトルと検出効率 19
2.7 スーパーカミオカンデの概略図 21

3.1 全感知型シンチレータ飛跡検出器 24
3.2 検出原理 25
3.3 全感知型シンチレータ飛跡検出器の設置予定場所 26
3.4 K2K のビームで CCQE 反応から発生する陽子の運動量分布 (モンテカルロシミュレーション) 26
3.5 波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトル 29

4.1 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの光量測定用の検出器の概略図 33
4.2 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの 1.0 GeV/c のパイオンが突き抜けたときの ADC 分布。 33
4.3 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰長測定用の検出器の概略図 34
4.4 液体シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰曲線 35
4.5 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの光量測定用の検出器の概略図 36
4.6 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの 1.2 GeV/c のパイオンが突き抜けたときの光量分布。 36
4.7 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰長測定用の検出器の概略図 37
4.8 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの減衰曲線 37

5.1 下流トリガーカウンターの TDC 分布 40
5.2 試作器の概略図 41

5.3 クッキーと波長変換ファイバー 42
5.4 試作器の設置場所 43
5.5 試作器のデータ収集回路図 44
5.6 あるチャンネルの LED データの ADC 分布 46
5.7 データ収集の時間構造 47
5.8 縦セルの TDC 分布 48
5.9 試作器のまわりでのニュートリノ反応の例 48
5.10 縦セルの論理和の TDC 分布 49
5.11 縦セルの “層” の定義 50
5.12 時間によるイベントの分類 51
5.13 ニュートリノビームがあたっているとき (A) の突き抜け層数 51
5.14 ニュートリノビームが過ぎ去った直後 (B) の突き抜け層数 52
5.15 A, B それぞれの突き抜け層数 1 のときのヒットした層の番号 53
5.16 突き抜け層数 1 のときのイベントの種類 53
5.17 時間分布の谷の定義 54
5.18 ニュートリノビームがあたっているとき (A) の突き抜け層数 1 のときの光電子数分布 54
5.19 ミュオンが突き抜けたときのイベントディスプレイ 58
5.20 陽子が突き抜けたと思われるイベントディスプレイ 58
5.21 バックグラウンド中の 3 層突き抜けイベントの全光電子数の分布 59
5.22 2 層目で発生する飛跡 59
5.23 バックグラウンドのみの領域 (図 5.12 の B) 中の 2 層目で発生する飛跡の光電子数分布。 60
5.24 谷の中の 2 層目で発生する飛跡の光電子数分布 61
5.25 各谷での 2 層目で発生する飛跡のイベント数 62

6.1 宇宙線データのイベントセレクション 64
6.2 宇宙線ミュオンの光電子数分布 65
6.3 各縦セルの宇宙線ミュオンで測定した光電子数 68
6.4 縦セルの光電子数のばらつき 69
6.5 減衰曲線 (光量フィットの誤差のみ) 70
6.6 各縦セルの減衰長 (光量フィットの誤差のみ) 70
6.7 R の分布 71
6.8 減衰曲線 (系統誤差を含む) 72
6.9 各縦セルの減衰長 (系統誤差を含む) 72
6.10 光電子増倍管のゲイン変動 73
6.11 光量の安定性 74
6.12 ある縦セルの日ごとの光量のばらつき 75
6.13 各セルの光量の変化率 75
6.14 減衰率の安定性 76
6.15 ある縦セルの日ごとの減衰率のばらつき 76
6.16 各セルの減衰率の変化率 77

A.1 下流トリガーカウンターのシンチレータ 82
A.2 下流トリガーカウンターの概略図 83
A.3 下流トリガーカウンターの TDC 分布 84
A.4 下流トリガーカウンターでのエネルギー損失 (ニュートリノビームが当たっている時間) 85
A.5 下流トリガーカウンターでのエネルギー損失 (ニュートリノビーム過ぎ去った直後) 86
A.6 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の a の部分) 86
A.7 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の b の部分) 87
A.8 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の c の部分) 87
A.9 下流トリガーカウンターの TDC 分布 (図 A.2 の d の部分) 88

B.1 測定セットアップの概略図 89
B.2 光電子数分布 90

表 目 次

1.1 大気ニュートリノのフレーバー二重比 R の観測結果 7

2.1 2001 年 7 月現在のスーパーカミオカンデでの事象数 22

3.1 液体シンチレータの特性 27
3.2 波長変換ファイバー Y11 の特性 28
3.3 マルチアノード光電子増倍管の特性 30

4.1 各液体シンチレータでの 1.0 GeV/c のビームをあてたときの光電子数の平均値 32
4.2 押し出し型シンチレータの波長変換ファイバー読み出しの各サンプルの減衰長 38
4.3 ビームテストでの光量測定のまとめ 38

5.1 試作器で検出されたバックグラウンドの頻度と実機で期待される頻度 . . . 63

A.1 下流トリガーカウンターを 4 つに分けたときのバックグラウンド 85

B.1 ファイバーの直径と光量の関係 90
B.2 ファイバーの本数と光量の関係 91