98 年度長島研特別研究

2 次宇宙線 μ の地上付近における角度分布の測定

梶山 裕香
田子森 宏
松田 聡

平成 11 年 7 月 19 日

Abstract

我々は、プラスチックシンチレーターを用いて、地上付近で約800MeVと数十MeVのエネルギーを持つμについて、フラックスの天頂角分布を測定した。プラスチックシンチレーターを通過するときのエネルギー損失、寿命から検出した粒子はμであると言える。

結果として、μのフラックスは天頂角θに大きく依存し、この時$\cos^2\theta$に依存するとしても矛盾しないこと、その依存性はμの持つエネルギーには依存しないことを確認した。

目 次

図目次

表 目 次

Chapter 1

イントロダクション

1.1 動機・目的

地上に降り注ぐ宇宙線の天頂角分布は、天頂角 θ の余弦 $\cos\theta$ の冪乗に比例することが知られている [1]。

今回、我々の実験では、検出器をつき抜ける μ と、検出器内で崩壊する μ の角度分布を測定し、角度分布の確認・角度分布のエネルギー依存の確認を行なうことを目的とする。

1.2 背景

ある粒子の *flux* は、単位立体角から入射し、単位面積を単位時間に通過する粒子数のことである。

宇宙線の諸成分の天頂角 θ に対する *flux* は

$$j_\theta \simeq j_{\theta=0}\ cos^n\theta$$

と近似される。

地上付近における $\mu-$ 成分に対しては

$$n \approx 2$$

であることが知られている。

Chapter 2

実験装置のセットアップ・ロジック

この章では、実験で使用した検出器・CAMAC モジュール、およびロジックについての説明をする。

2.1 検出器

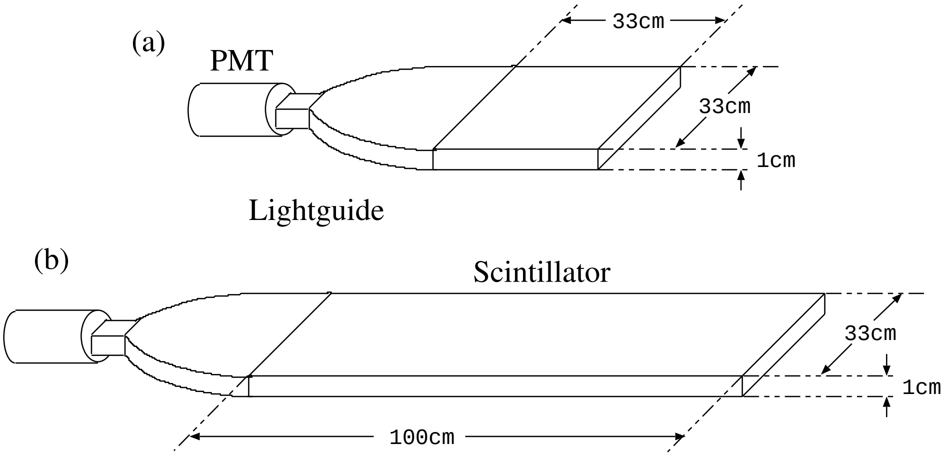

Figure 2.1: 検出器の模式図

上図 Figure2.1が、実験で使用した検出器の模式図である。検出器は、光電子増倍管（PMT）・ライトガイド・プラスチックシンチレーターの、３部分から構成されている。短い検出器 (a) は、粒子の位置検出用に用いるために、長い (b) を３等分することにより得た。その際、切断・やすりがけ等で、長さが図記の通りになるように調節した。使用した個数を、以下の表に記す。

プラスチックシンチレーター	$100 \times 33 \times 1[\mathrm{cm}^3]$	各５枚
	$33 \times 33 \times 1[\mathrm{cm}^3]$	
ライトガイド		１０個
光電子増倍管（PMT）		１０本

Table 2.1: 使用したもの

2.2 検出器のセットアップ

検出器のセットアップの際に、我々が考慮した点は、次の通りである。

- 検出器の配置については、一度の測定でできうるかぎり、多くの角度領域を測定したい
- 検出器全体の大きさは、可能な限り広い角度分布を測定することと、研究室内の、実験スペース内に収まる大きさにする

の 2 点である。これを踏まえて、以下の様に、検出器を配置することにした。

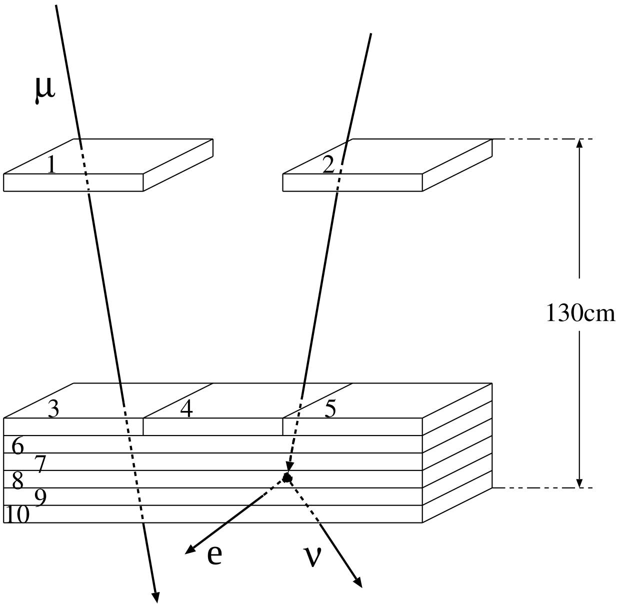

Figure 2.2: 検出器のセットアップ：上向き

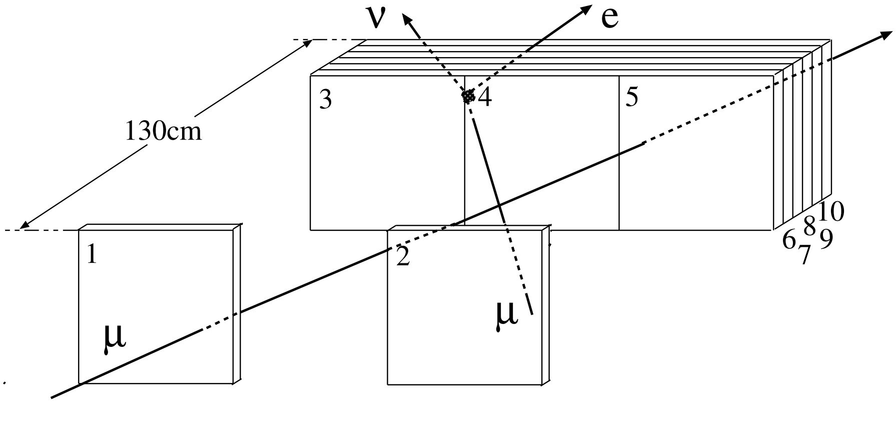

Figure 2.3: 検出器のセットアップ：横向き

このセットアップで測定できる角度は、粒子がシンチレーターを通過するコースとして、Figure2.2 で $1-3\cdot2-5$、$1-4\cdot2-4$、$1-5\cdot2-3$ の 3 点と、Figure2.3は全コース共通で 1 点、計 4 点であり、その角度を、次表に記す。

粒子のコース	1-3 2-5	1-4 2-4	1-5 2-3	横方向
角度範囲 $[degree]$	$180 \sim 165.8$	$180 \sim 153$	$153 \sim 143$	

Table 2.2: 測定できる角度範囲

Figure2.2では、測定できる範囲を表しているが、実験では細やかな角度は、測定できない。各コースごとの粒子の平均角度は、chapter でシミュレーションを行なって、決定することとした。

2.3 ロジックとトリガー

トリガー

実験で測定するのは、μ の角度分布である。そのために、観測しなければならないことは、突き抜け μ の場合、どのシンチレーターにヒットしたのか、であり、ストップ μ の場合、$\mu-$e 崩壊を見ることも必要となり、突き抜け μ の場合に加えて、μ がシンチレーター内で止まってから崩壊するまでの時間を、測定する必要がある。

シンチレーターが光り、PMT で電気信号に変換され、その信号が、実験で設定された閾値よりも、大きな値を持っているとき、一つのトリガーとして認識する。あるコースのトリガーは、そのコースの検出器すべてのトリガーが、かかることである。

Figure2.2・2.3を用いて説明すると、突き抜け μ の場合

- 検出器 1 または 2 の、どちらかにトリガーがかかり、
- 検出器 3 または 4 または 5 の、いずれかにトリガーがかかり、
- 検出器 $6\cdot7\cdot8\cdot9\cdot10$ の、すべてにトリガーがかかる

ことが、条件となる。

ストップ μ の場合

- 検出器 1 または 2 の、どちらかにトリガーがかかり、
- 検出器 3 または 4 または 5 の、いずれかにトリガーがかかり、
- 検出器 $6\cdot7\cdot8$ の、すべてにトリガーがかかり、
- 検出器 $9\cdot10$、ともにトリガーがかからない

ことが、条件となる。さらにストップ μ の場合は、崩壊後の電子の情報も必要で

- ストップ μ のトリガー後、検出器 8 かつ、9 または 10 の、どちらかにトリガーがかかる

ことが、必要である。

以上を、数学的に表示したものを、以下に記す。

突き抜け μ	$(\mathrm{P1} \cup \mathrm{P2}) \cap (\overline{\mathrm{P1} \cap \mathrm{P2}}) \cap (\mathrm{P3} \cup \mathrm{P4} \cup \mathrm{P5}) \cup (\overline{\mathrm{P3} \cup \mathrm{P4} \cup \mathrm{P5}}) \cup \mathrm{P6} \cup \mathrm{P7} \cup \mathrm{P8} \cup \mathrm{P9} \cup \mathrm{P10}$
ストップ μ	$(\mathrm{P1} \cup \mathrm{P2}) \cap (\overline{\mathrm{P1} \cap \mathrm{P2}}) \cap (\mathrm{P3} \cup \mathrm{P4} \cup \mathrm{P5}) \cup (\overline{\mathrm{P3} \cup \mathrm{P4} \cup \mathrm{P5}}) \cup \mathrm{P6} \cup \mathrm{P7} \cup \mathrm{P8} \cup (\overline{\mathrm{P9} \cap \mathrm{P10}})$

Table 2.3: 突き抜け μ とストップ μ のトリガー条件

ロジック

Figure2.4と Figure2.5に、実験の測定で用いたロジック図を示す。

Figure2.4は、突き抜け μ のロジック図である。コインシデンスをとるモジュールでは、各々の信号が正確に重なるように、ケーブルで調節してタイミングを合わせた。トリガー信号が入り、カマックモジュールでの測定が始まると、測定終了までに新たな信号が入らないように、インターラプトレジスターで制御を行なった。突き抜け μ では、イベント選別のために ADC の測定のみを行なった。

Figure2.5は、ストップ μ のロジック図である。突き抜け μ に加えて、$\mu - \mathrm{e}$ 崩壊測定のために、TDC モジュールを加えている。トリガー信号により、TDC の測定が始まったあと、μ 崩壊による電子の信号が入らないときは、ゲートジェネレーターによってトリガー信号を 20μsec 遅らせた信号を、ストップチャンネルに入れる。20μsec よりあとに崩壊する μ は、統計的に 99% 以上の確率で棄却されるので、この設定にしても差し支えはない。

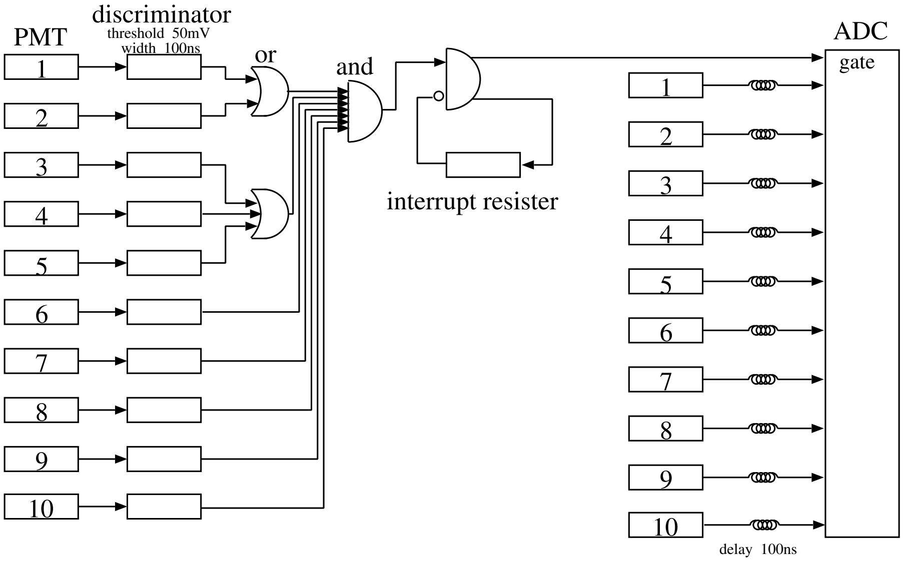

Figure 2.4: 突き抜け μ のロジック図

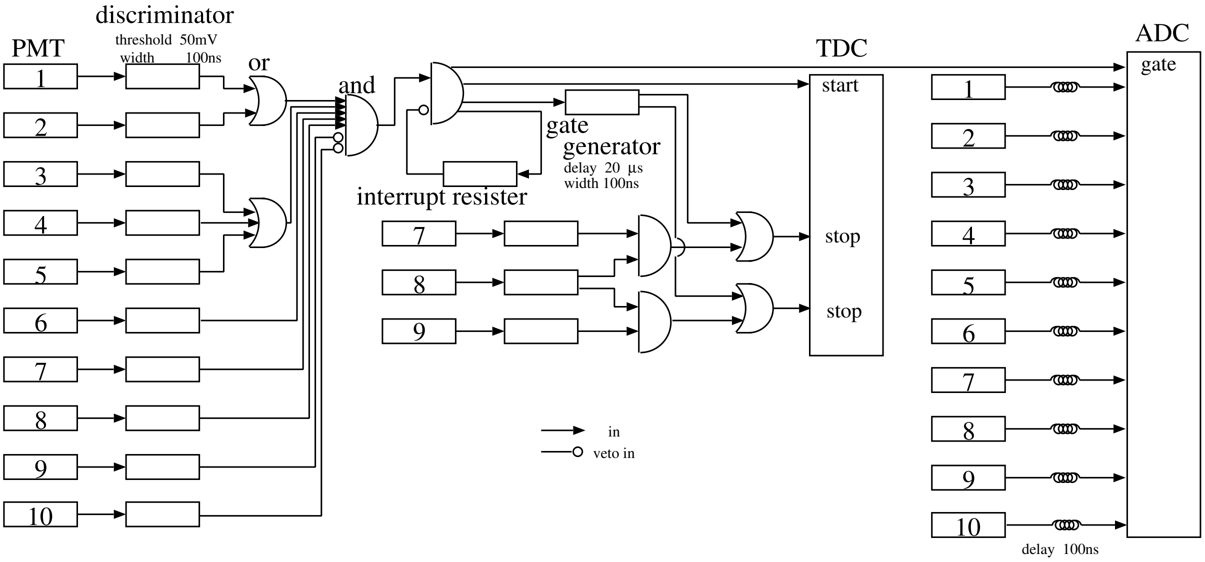

Figure 2.5: ストップ μ のロジック図

Chapter 3

較正

3.1 PMT

印加電圧決定

μがプラスチックシンチレーター内を通過すると、分子を励起して光を発生させる。この光をPMTによって電気的パルスに変換・増幅してμの検出を行なう。PMTにかける電圧が十分でないと電子の増幅が十分行なわれず、また電圧をかけすぎると内部で放電がおこり、どちらの場合も粒子の検出を正しく行なうことができない。そのため、PMTに適した電圧（この電圧範囲をプラトーという）をかけてやることが必要である。

このプラトー領域は各PMTによって異なるため、今回の実験で使用する10個のPMTについてそれぞれプラトー領域を測定した。測定方法は、3枚の同じ大きさのプラスチックシンチレーターを重ね、上下のPMTにかける電圧はプラトー領域内で一定に保ち、真ん中のPMTにかける電圧を1600Vから2400Vまで徐々に変化させていくというものである。

その一例をFigure3.1に示した。なお、ディスクリミネーターのしきい値は上下からのパルス23mV、真ん中からのパルス50mVに設定した。

その後、各PMTについて、プラトー領域内の何点かの電圧でADCの測定を行ない、ゲインが揃うように最終的にPMTの印加電圧を決定した。各PMTの印加電圧はTable3.1の通りである。

PMT		印加電圧 (V)	シングルレート (Hz)	検出効率 (%)
短いシンチレーター	あか	1650	104.68	99.1
	みどり	2000	37.83	99.6
	みずいろ	2260	60.95	99.6
	だいだい	2200	95.28	97.4
	ぎん	2300	69.99	98.9
長いシンチレーター	ももいろ	2300	649.23	98.9
	きみどり	2200	393.43	98.6
	きいろ	2040	285.57	98.9
	むらさき	2300	3878.34	99.0
	はだいろ	2300	1908.26	99.2

Table 3.1: 各PMTの印加電圧、シングルレート、検出効率

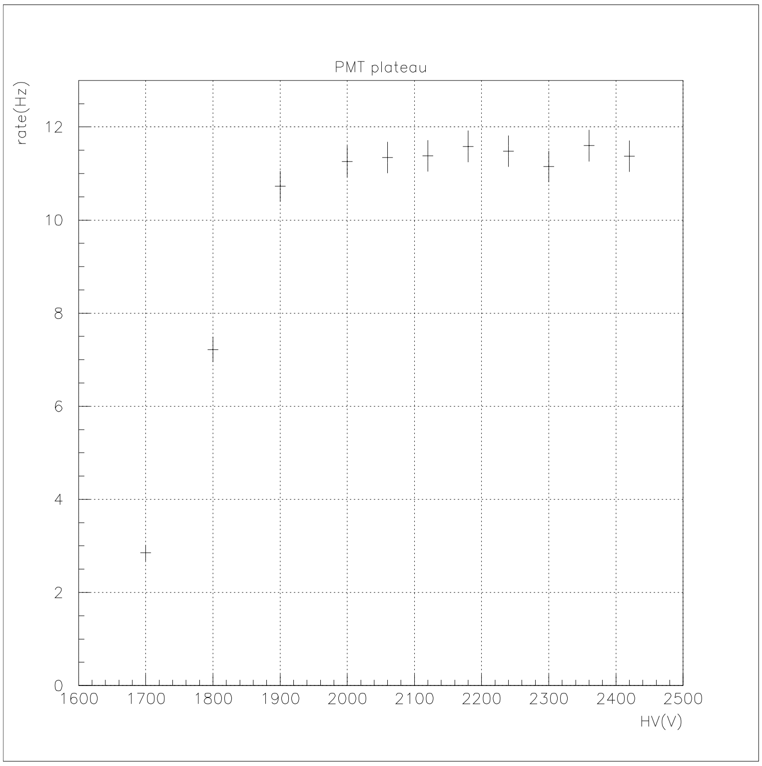

Figure 3.1: プラトー曲線の例 (だいだい)

検出効率

次に、先に得られた印加電圧をかけた PMT のシングルレート、検出効率を測定した。検出効率は、4 枚の同じ大きさのシンチレーターを重ね、

$$\text{検出効率}\,(\%) = \frac{4\,\text{つの}\,PMT\,\text{のコインシデンス}}{\text{測定する}\,PMT\,\text{をのぞいた}\,3\,\text{つの}\,PMT\,\text{のコインシデンス}} \times 100$$

で得られる。各 PMT のシングルレート、検出効率は Table3.1の通りである。

3.2 ADC

ADC は、μ が検出器を通過する時に、各プラスチックシンチレーターに落とすエネルギーを測定するのに用いる。そのため、10 個の PMT それぞれに、ADC のチャンネルをあてがい、個別に較正を行なうことが必要となる。

方法

較正には、突き抜け μ を用いる。過去の卒論 [2] により、μ が 1cm の厚さのプラスチックシンチレーターに落とすエネルギーは 1.83MeV と計算されており、今回はそれを用いる。

Figure3.2に示すように、3 枚の短いシンチレーターで 3 枚の長いシンチレーターをはさみ、6 つすべてのコインシデンスをとることで、μ の通過位置を制限した。PMT から遠いところ (far)、真ん中 (center)、近いところ (near) の 3 回にわけて ADC のカウントの分布を測定した。分布は Figure3.3のようにランダウ分布となるので、fitting させてピーク値となるカウントを求めた。

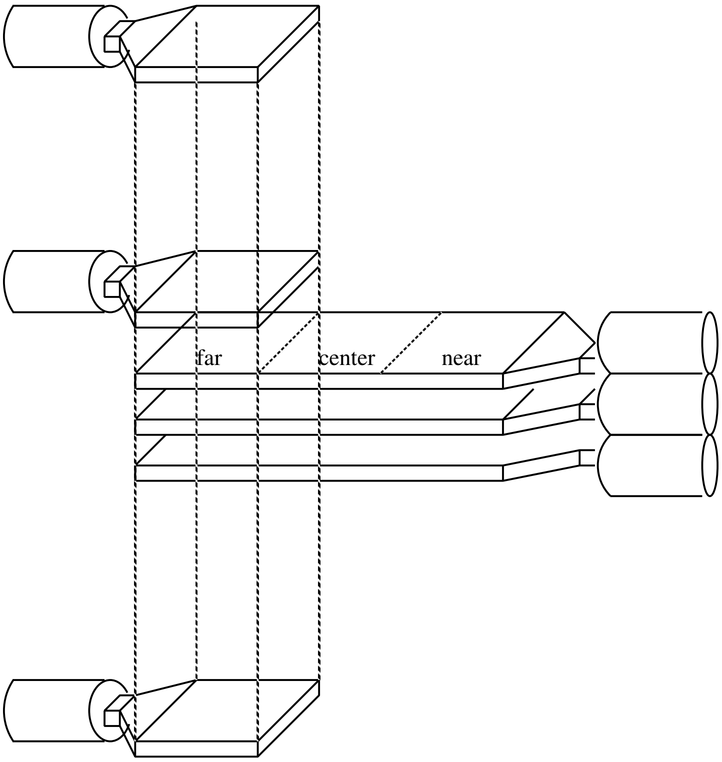

Figure 3.2: ADC の較正 (図は far の測定)

また、この較正に先立ち、各 ADC のペデスタルも測定した。

短いシンチレーター

短いシンチレーターについては (Figure3.3の『ぎん』)、3 回の測定を通してピークカウント (ヒストグラム中の P1) はほぼ同じである。つまりこれが、1.83MeV に対応するカウントである。PMT からの μ の入射位置の違いは誤差として扱い、μ の落としたエネルギーとピークカウントからペデスタルを引いたものは比例関係にあるとして、

$$\mathrm{E} = \mathrm{a}(\mathrm{n} - \mathrm{b}) \tag{3.1}$$

E:μ がシンチレーターに落としたエネルギー (MeV)
n:ADC のカウント
b:ペデスタル

を使い、係数 a を求めた。短いシンチレーターのピークカウント、ペデスタル、式 3.1での係数 a は Table3.2の通りである。

長いシンチレーター

Figure3.3の『ももいろ』の例を見てわかるように、長いシンチレーターの ADC 分布は、測定範囲によってそのピークカウントが微妙にずれている。これは、μ がシンチレーターを通過することにより発生した光がシンチレーター内で減衰するためである。

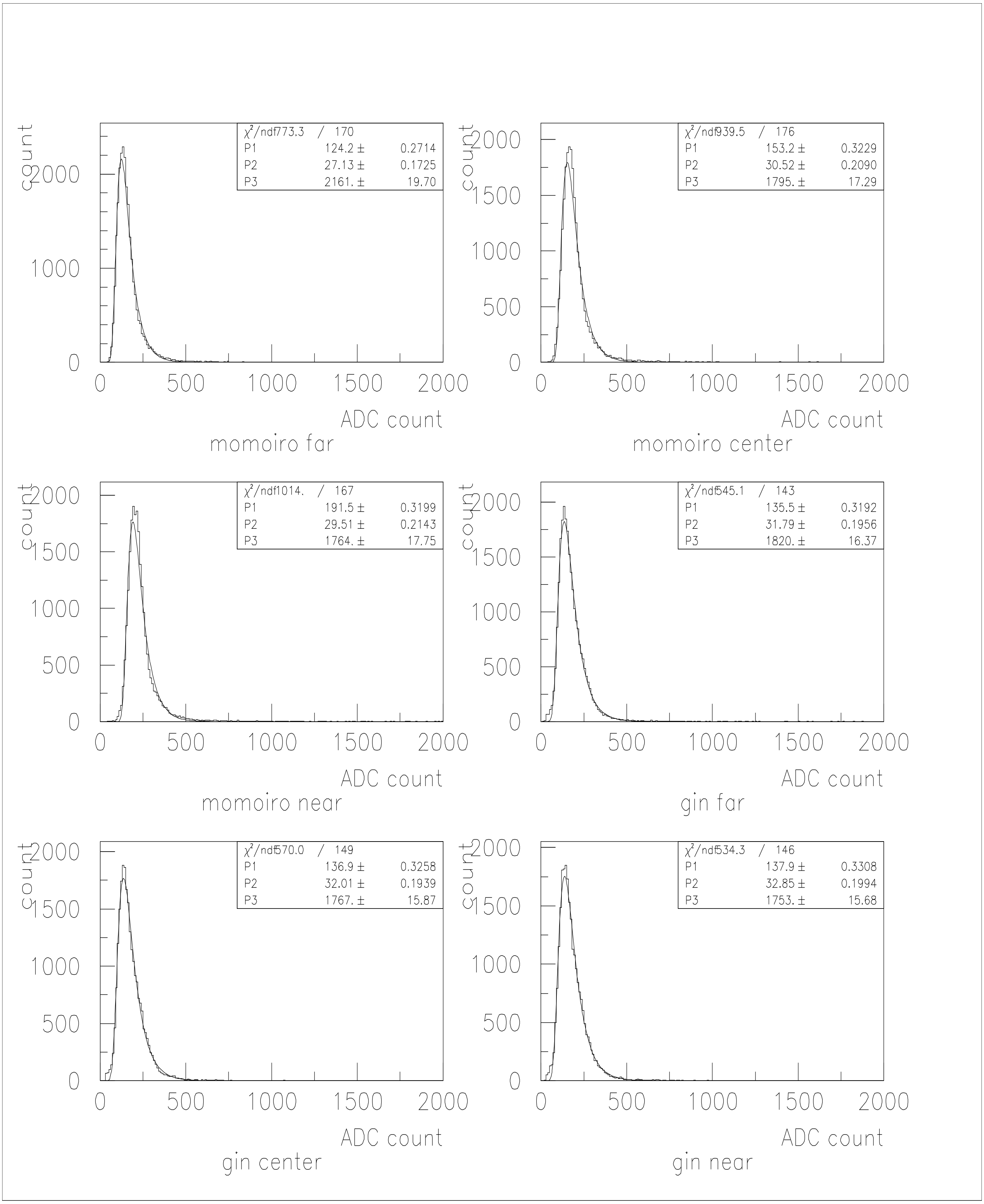

Figure 3.3: ADC の較正のヒストグラムの例 (ももいろ、ぎん)

PMT	ピークカウントから ペデスタルをひいたもの (n-b)	ペデスタル b	ADC 1 カウント あたりのエネルギー (係数 a)
あか	141.8±20.2	18	0.01291±0.00184
みどり	97.76±26.71	3	0.01872±0.00511
みずいろ	83.80±21.41	9	0.02184±0.00558
だいだい	157.0±45.1	11	0.001166±0.00335
ぎん	136.9±43.5	13	0.01336±0.00424

Table 3.2: 短いシンチレーターの ADC の較正

一般に、光の物質中での減衰は

$$\mathrm{I} = \mathrm{A}exp(-\mathrm{Bx}) \tag{3.2}$$

I:光の強度
x:物質内を通過した距離 (cm)

であることが知られている [3]。ここで、I に ADC のカウントからペデスタルをひいたもの、x にプラスチックシンチレーター内を通過した距離 (near;16.5cm,center;49.5cm,far;82.5cm) を代入してやれば、それぞれの ADC についての係数 A、B を求めることができる。(Table3.3)

今回の実験では、短いシンチレーターによって、μ が長いシンチレーターのどの領域を通過したか、おおまかに把握することが可能である。よって、長いシンチレーターを通過した領域によってその較正値を変えることにする。

ももいろを例にとる。table3.3より、式は

$$\mathrm{n} - \mathrm{b} = 181.3exp(-0.8202 \times 10^{-2}\mathrm{x}) \tag{3.3}$$

となる。far 領域を通過する μ(1-5、2-5 コースを通る μ) の場合は x=82.5cm を式 3.3に代入し、得られた n-b=158.3 が 1.83MeV に相当することになる。ここからは、短いシンチレーターの場合と同じようにして、式 3.1での係数 a を得ることができる。center(1-4、2-4 コースを通る μ)、near(1-3、2-3 コースを通る μ) のときも代入する値が異なるだけで方法は同じである。このようにして得られた a の値は Table3.3 の通りである。

PMT の配置の決定

3.1節、3.2節で見た各 PMT の検出効率、ADC のピークの鋭さ、各検出器の形態などを総合的に判断し、各 PMT を実際にどの位置に配置するかを決定した。配置は Figure3.4の通りである。

3.3 TDC

TDC は stop-μ の寿命測定に用いる。今回の測定では、上向きに崩壊した μ と下向きに崩壊した μ のそれぞれに 1 チャンネルずつ使用する。

TDC の較正のロジックを Figure3.4に示す。クロックジェネレーターから出された信号を 2 つにわけ、一方は TDC のスタート信号、もう一方はゲートジェネレーターでディレイをかけた後

PMT	ピークカウントからペデスタルをひいたもの (n-b)	ペデスタル b	ADC 1 カウントあたりのエネルギー (係数 a)
ももいろ	92.16±12.47	33	0.01986±0.00269
	120.8±16.3		0.01515±0.00205
	158.4±21.4		0.01156±0.00156
きみどり	83.21±17.85	15	0.02199±0.00472
	127.8±27.4		0.01431±0.00307
	196.2±42.1		0.009327±0.002001
きいろ	98.42±0.27	21	0.01859±0.00005
	98.96±0.27		0.01849±0.00005
	99.51±0.27		0.01839±0.00005
むらさき	86.93±21.47	23	0.02105±0.00520
	142.5±35.2		0.01284±0.00317
	233.4±57.7		0.007837±0.001936
はだいろ	133.2±25.1	23	0.01374±0.00259
	193.9±36.5		0.009437±0.001779
	282.8±53.2		0.006471±0.001218

Table 3.3: 長いシンチレーターの ADC の較正 (同じシンチレーター内は上から far、center、near)

配置番号 (番号は Figure2.2参照)	PMT の名称
1	あか
2	みどり
3	みずいろ
4	だいだい
5	ぎん
6	ももいろ
7	きみどり
8	きいろ
9	むらさき
10	はだいろ

Table 3.4: 各 PMT の配置

TDC のストップ信号に用いる。このディレイを 0.2μs から 20μs へと徐々に変えていくことで、TDC のカウントと時間との関係を調べた。

今回は TDC のチャンネル 2 つ (t0、t1) について較正を行なった。t0 の較正は Figure3.5の通りである。1 次関数でフィッティングした結果、t0 でのカウントと時間の関係は、

$$\mathrm{t} = (2.02 \pm 0.65) \times 10^{-2}\mathrm{n} - (1.46 \times 10^{-3} \pm 15.22) \tag{3.4}$$

t; 時間 (μs)
n;TDC のカウント

となった。t1 も同様にして

$$\mathrm{t} = (2.01 \pm 0.95) \times 10^{-2}\mathrm{n} - (4.75 \pm 0.95) \times 10^{-3} \tag{3.5}$$

を得た。

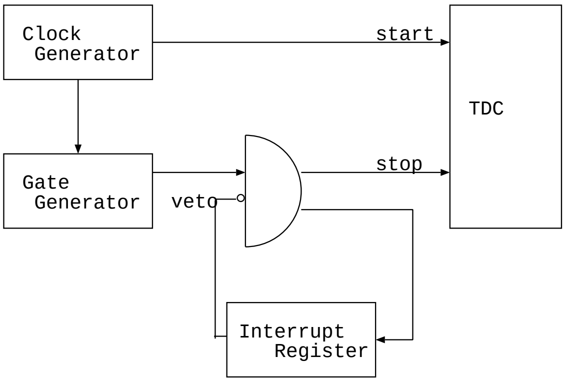

Figure 3.4: TDC 較正のロジック

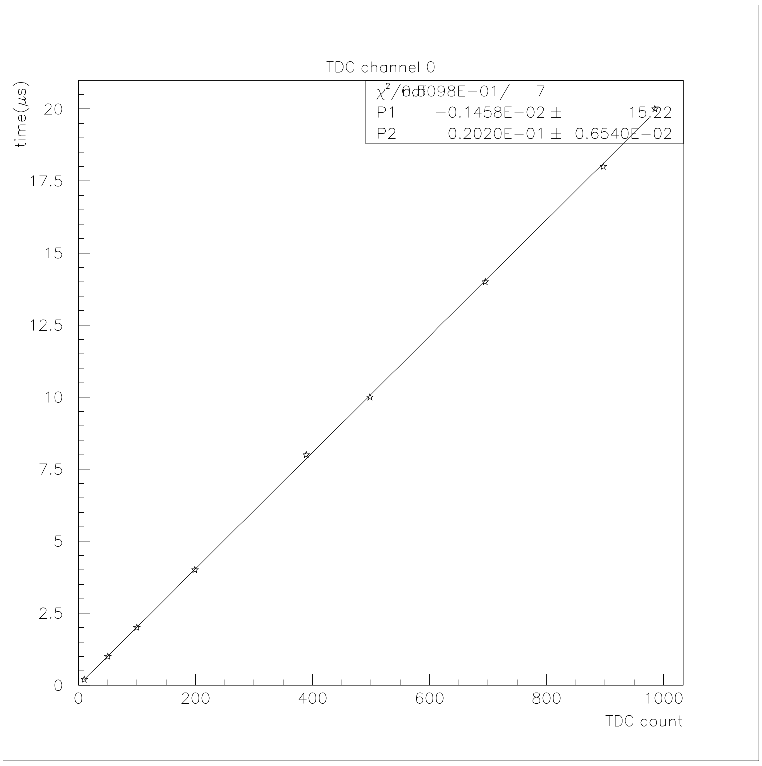

Figure 3.5: TDC の較正

Chapter 4

モンテカルロシミュレーション

我々の実験では、角度分布を確認するために必要な $flux$ を測定するために、知っておかなくてはならない立体角が、測定できない。さらに、イベントとなる粒子一つ一つの検出器の通過位置の精密測定が不可能なため、天頂角を統計的に知ることができない。

そこで、実験のセットアップと同じ条件下でモンテカルロシミュレーションを行なうことによって、必要な立体角を求め、イベントとなる粒子の天頂角を求めることにする。また、$flux$ が $cos^2\theta$ 分布に従うときに、先に求めた立体角を用いて再現されるか、の確認を行なう。

4.1 シミュレーションの方法

粒子の発生

粒子を発生は、以下のように行なった。

まず、我々の検出器のセットアップと同じものをプログラム上に作り、その検出器全体を包み込む半径 R の球上から乱数によって 2 点を選ぶ。その 2 点を結んだ線分を粒子の軌跡とする。

次に、その線分と第 3 軸とのなす角 θ を天頂角 θ とし（Figure4.2参照）、粒子（$flux$）が $cos^2\theta$ 分布に従うように、乱数によって重みをかける。

このシミュレーションでは R = 90 [cm] で行なった。

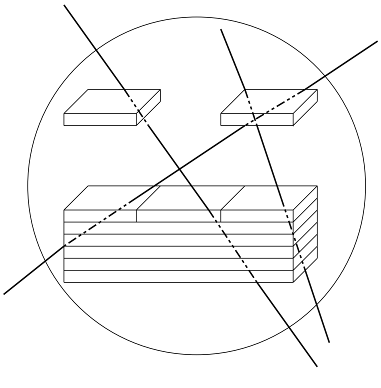

Figure 4.1: 粒子の発生

4.2 シミュレーションの手順

前ページの方法に基づき、以下のシミュレーションを行なった。

各イベントコースによる粒子の平均表面積： 粒子の通過位置が実験では測定できないので、イベントとなる粒子毎の、検出器のみこみの平均表面積を求める。

立体角（Ω）: 実験では、各粒子に対する検出器の立体角を測定できないので、上記のみこみの表面積を用いて、立体角を求める。

アクセプタンス（Accep.）: 先に求めた立体角を用いて、検出器に対する粒子のアクセプタンスを求める。

各イベントコースによる粒子の平均角度分布： 実験では、ある領域の角度が同じコースのイベントとなる。そこで、コース毎のイベントとなる粒子の平均角度分布を求める。

上記で得られた値を用いて、粒子の *flux* を求め、角度分布の確認を行なうこととする。

4.3 シミュレーションの実行

4.2

各イベントコースによる粒子の平均表面積の計算

シミュレーション

まず以下の条件で、検出器を突き抜ける粒子を発生させる。

エネルギー分布	突き抜ける粒子のため、考慮せず
方位角分布	一様
極角分布	$\cos^2\theta$
発生密度	単位面積あたりに一様

Table 4.1: 平均表面積の計算における発生粒子の条件

次に、Table4.1の条件で発生させた粒子が、検出器を突き抜けるイベントとなるかを判定する。イベントとなれば、その粒子の発生点、および粒子の軌跡を x 軸・y 軸方向に 1 mm ずつ、検出器を十分におおうぐらい移動させ、再びイベントとなるかを判定した（Figure4.2）。

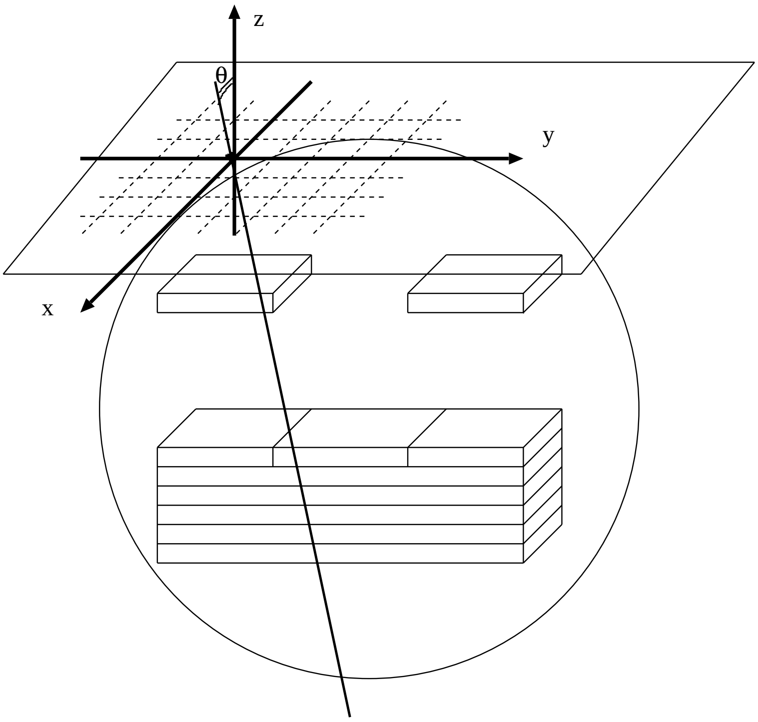

Figure 4.2: イベント判定による表面積の計算

その総数に $\cos\theta$ をかけた値が、あるイベントとなった粒子に対する、検出器のみこみの表面積である。

今回は、イベントごとの表面積の総和を、イベント数で割ることで、コースごとの平均表面積を計算した。

結果

シミュレーションによる実行結果のグラフ、およびえられた平均表面積を、次に記す。

イベントコース	平均表面積 [cm^2]
1-3 2-5	497.0 ± 325.0
1-4 2-4	472.0 ± 310.0
1-5 2-3	405.6 ± 280.0

Table 4.2: 平均表面積

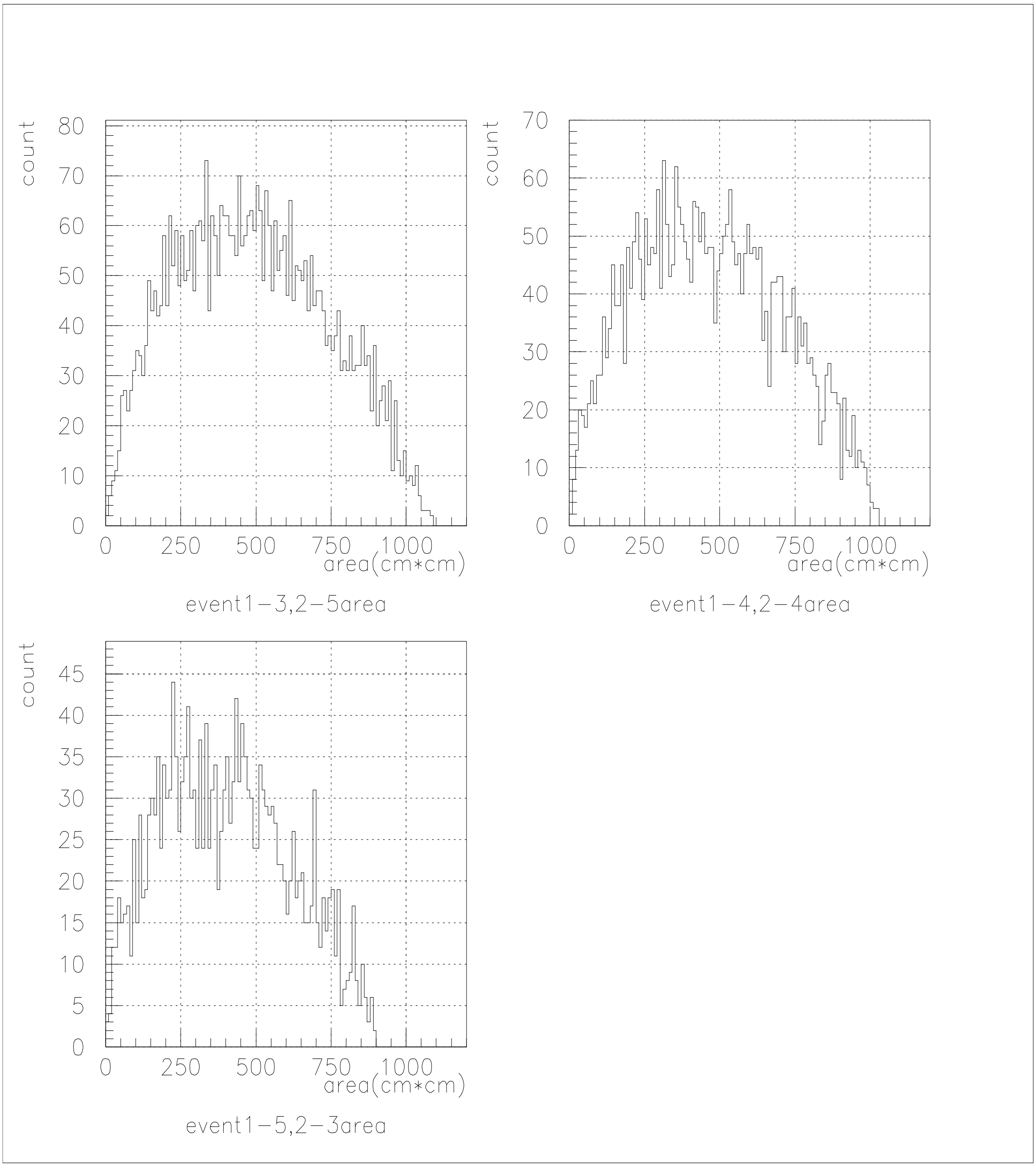

Figure 4.3: 表面積のヒストグラム

立体角

我々の実験では、直接 1 粒子ごとにその立体角を求めることは、不可能である。そこでシミュレーションをもとに、近似的に求めることにする。

シミュレーション

粒子を発生させる半径 $\mathrm{R} = 90[\mathrm{cm}]$ の球を、そのまま一つの検出器とみなすと、その立体角 Ω_{o} は

$$\Omega_{\mathrm{o}} = 4\pi$$

となり、また、みこみの表面積 S_{o} は

$$\mathrm{S}_{\mathrm{o}} = \pi \mathrm{R}^2$$

となる。

ここで、我々の実験で用いた検出器の立体角・みこみの表面積を Ω_{event}・$\mathrm{S}_{\mathrm{event}}$ とする。発生させた粒子数を N_{o}、検出器のトリガーにかかった粒子数を $\mathrm{N}_{\mathrm{event}}$ とすると、以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{N}_{\mathrm{event}}}{\mathrm{N}_{\mathrm{o}}} &= \frac{\mathrm{S}_{\mathrm{event}} \cdot \Omega_{\mathrm{event}}}{\mathrm{S}_{\mathrm{o}} \cdot \Omega_{\mathrm{o}}} \\
&= \frac{\mathrm{S}_{\mathrm{event}} \cdot \Omega_{\mathrm{event}}}{\pi \mathrm{R}^2 \cdot 4\pi} \\
\Longrightarrow \quad \Omega_{\mathrm{event}} &= \frac{4\pi^2 \mathrm{R}^2}{\mathrm{S}_{\mathrm{event}}} \cdot \frac{\mathrm{N}_{\mathrm{event}}}{\mathrm{N}_{\mathrm{o}}}
\end{aligned} \tag{4.1}$$

今、粒子は球面上から一様に発生させている。実際には、検出したい粒子が降ってくるのは、天頂方向からのみで、地面から降ってくる粒子は考慮する必要がない。そこで、式 4.1に $\frac{1}{2}$ をかける必要がある。

発生させた粒子の条件を、以下の表に記す。

エネルギー分布	突き抜け μ のため、考慮せず
方位角分布	一様
極角分布	一様
発生密度	単位面積あたりに一様

Table 4.3: 立体角の計算における発生粒子の条件

結果

10^8 個の粒子を発生させ、シミュレーションを行なった。結果を Table4.5に記す。

各イベントコースによる粒子の角度分布

イベントとなる粒子の角度は、検出器の幾何学的解析からでは、あまりにも悪い近似となる。そこで、粒子が $cos^2\theta$ 分布に従うとして、シミュレーションにより、粒子のイベントコースごとの平均角度分布を計算することにする。

シミュレーション

発生粒子の条件は、Table4.1と同じであり、発生粒子数は 10^7 個である。

結果

シミュレーションの結果のグラフと、そこから求めた平均角度を、以下に記す。

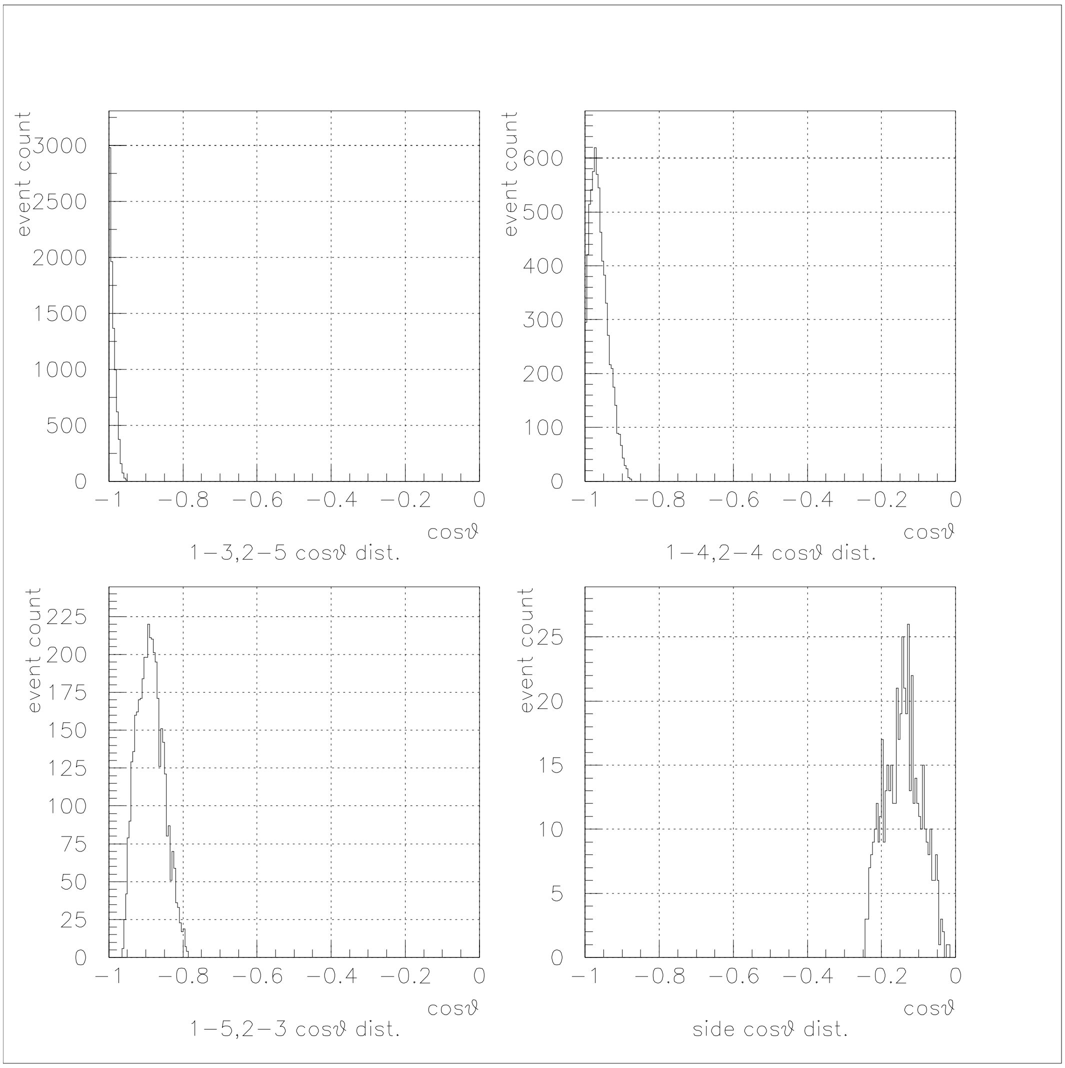

Figure 4.4: 各イベントコースによる粒子の角度分布

	θ[rad]	$\cos\theta$
1-3 2-5	$3.02^{+0.08}_{-0.10}$	$-0.99^{+0.01}_{-0.00}$
1-4 2-4	$2.88^{+0.10}_{+0.12}$	$-0.97^{+0.03}_{-0.02}$
1-5 2-3	$2.66^{+0.09}_{-0.08}$	-0.89 ± 0.04
横	1.75 ± 0.03	-0.18 ± 0.03

Table 4.4: イベントコースによる粒子の平均角度

	イベント数	$\mathrm{S_{event}\Omega_{event}}$	$\mathrm{S_{event}}[\mathrm{cm}^2]$	$\Omega_{\mathrm{event}}[Sr]$
1-3 2-5	43912 ± 210	70.17 ± 0.36	497.0 ± 325.0	0.1412 ± 0.0923
1-4 2-4	38322 ± 196	61.68 ± 0.31	472.0 ± 310.0	0.1307 ± 0.0858
1-5 2-3	25489 ± 160	40.81 ± 0.25	405.6 ± 280.0	0.1006 ± 0.0697

Table 4.5: 立体角の計算結果

アクセプタンス

まず、アクセプタンス Accep. を以下のように定義する。

$$\mathrm{Accep.} = \frac{\text{真のイベントとなる粒子数}}{\text{発生させた粒子数}} \cdot \frac{1}{\Omega}$$

トリガーは section2.3 と同じである。

突き抜け μ

以下の条件で、突き抜け μ を発生させる。

エネルギー分布	突き抜け μ のため、考慮せず
方位角分布	一様
極角分布	$\cos^2\theta$
発生密度	単位面積あたりに一様

Table 4.6: アクセプタンスにおける発生粒子の条件

各イベントコースにおけるアクセプタンスは、次表のようになった。

イベントコース	アクセプタンス
1-3 2-5	$(0.43912 \pm 0.00210) \times 10^{-3}$
1-4 2-4	$(0.38322 \pm 0.00196) \times 10^{-3}$
1-5 2-3	$(0.25489 \pm 0.00160) \times 10^{-3}$

Table 4.7: アクセプタンスの計算

突き抜け μ の $flux$ の計算

ここでは、2 次宇宙線 μ が $cos^2\theta$ 分布に従っている *flux* であるとして粒子を発生させ、今までにシミュレーションにより求めてきた諸量を用い、検出器で検出されたシミュレーションのイベントが $\cos^2\theta$ 分布を再現することを確認する。

$flux$ の定義

粒子の *flux* : f を、以下のように定義する。

$$\mathrm{f} = \frac{\mathrm{n}}{\mathrm{S} \cdot \Omega} \tag{4.2}$$

n : イベント数
S : 検出器の表面積 [cm^2]
Ω : 検出器の立体角 [Sr]

本来の $flux$ の定義では、時間 t が式 (4.2) の分子にあるが、今シミュレーションでは、発生粒子数によって規格化されているので、その寄与は省いている。

シミュレーションと結果

粒子は 10^8 個発生させた。粒子の発生条件は、Table4.1と同じである。シミュレーションの結果を、以下の表に記す。

	$\cos\theta$	イベント数	$flux[\mathrm{cm}^{-2}][Sr^{-1}]$
1-3 2-5	$-0.99^{+0.01}_{-0.00}$	42855 ± 207	610.7 ± 4.2
1-4 2-4	$-0.97^{+0.03}_{-0.02}$	35473 ± 188	575.1 ± 4.2
1-5 2-3	-0.89 ± 0.04	19862 ± 141	487.6 ± 4.6
横	-0.18 ± 0.03		18.0 ± 0.6

Table 4.8: 突き抜け μ $flux$ の計算結果

この $flux$ を用いて、$\cos^2\theta$ でフィットを行なうと、次グラフのようになった。

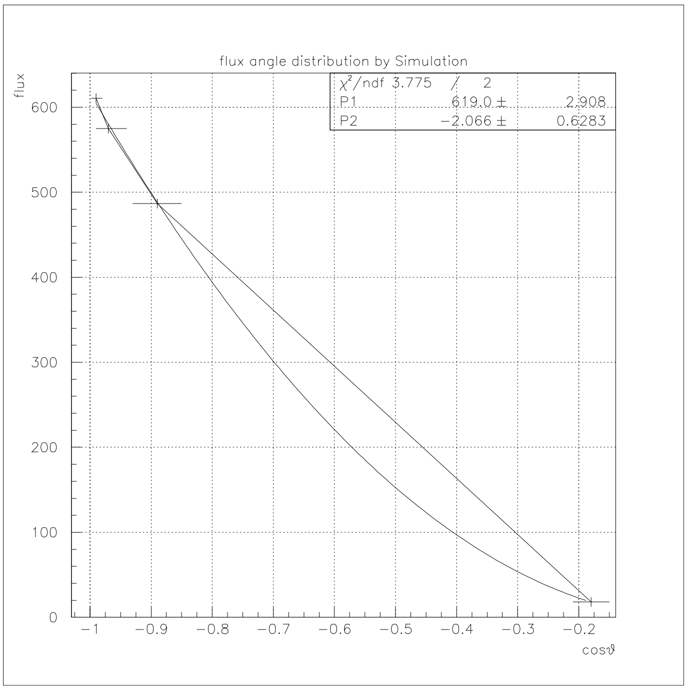

Figure 4.5: シミュレーションによる突き抜け μ $flux$ の天頂角分布のフィッティング

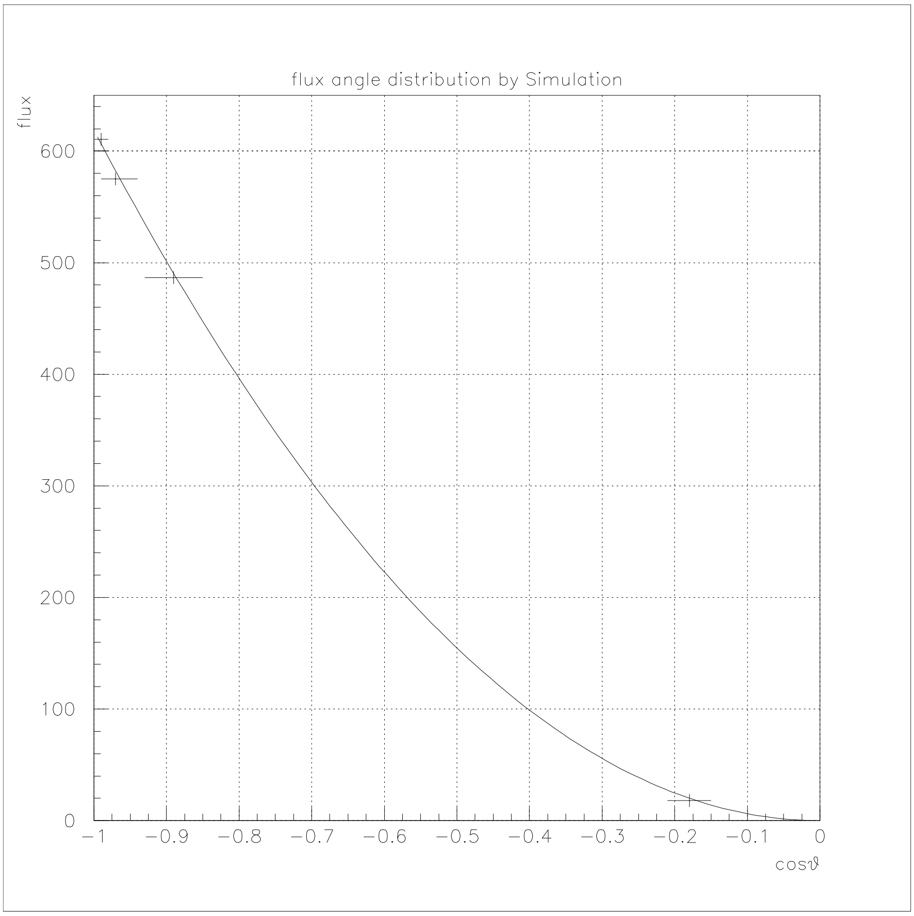

Figure 4.6: シミュレーションによる突き抜け μ *flux* の天頂角分布

この結果、シミュレーションで求めた検出器の立体角・粒子の入射角度を用いて、粒子の天頂角分布が $\cos^2\theta$ に従っているとき、再現した *flux* も、やはり $\cos^2\theta$ 分布に従うことが確認できた。

ストップ μ の *flux* の計算

突き抜け μ と同様の方法で、ここではストップ μ の *flux* の計算をシミュレーションによって行なう。

シミュレーション

ストップ μ のモンテカルロシミュレーションは、以下の手順で行なった。

- まず、以下の条件で、μ とみなす粒子を発生させる。

エネルギー分布	75 ~ 100[Mev] に一様
方位角分布	一様
極角分布	$\cos^2\theta$
発生密度	単位面積あたりに一様

Table 4.9: ストップ μ の *flux* 計算における発生粒子の条件

  μ のエネルギー分布があるエネルギー範囲にあるのは、ストップ μ のトリガーを、できうる限り増やし、シミュレーションの効率を良くするためである。

- このシミュレーションで欲しい μ イベントは、5 層目で、止まるイベントなので、時間 Δt 後の μ の、進んだ距離 Δx・それに伴うシンチレーター内でのエネルギー損失 dE/dx・エネルギー損失後の速度 $\beta(v/c)$ を各々求める。

- 5 層目で止まる μ は、すべて電子・ニュートリノに崩壊するものとし、電子はミッシェル・スペクトラムに従った運動量と、μ の進行方向を第 3 軸とした座標系から次の式に従う方向に放出される [4][5]。

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dx}} \propto \mathrm{x}^2[1-\mathrm{x}+\frac{1}{2}(\frac{4\,\mathrm{x}}{3}-1)]$$

ここで

$$\mathrm{x} = \frac{2\,\mathrm{p_e}}{\mathrm{m}_\mu}$$

$\mathrm{p_e}$: 崩壊で放出された電子の運動量
m_μ : ミューオンの質量 106[MeV]

である。曲線は figure4.7のグラフになる。

次に、方向分布決定する式を示す。

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}\Omega_\mu} = 1 - \frac{1}{3}\cos\theta_\mu$$

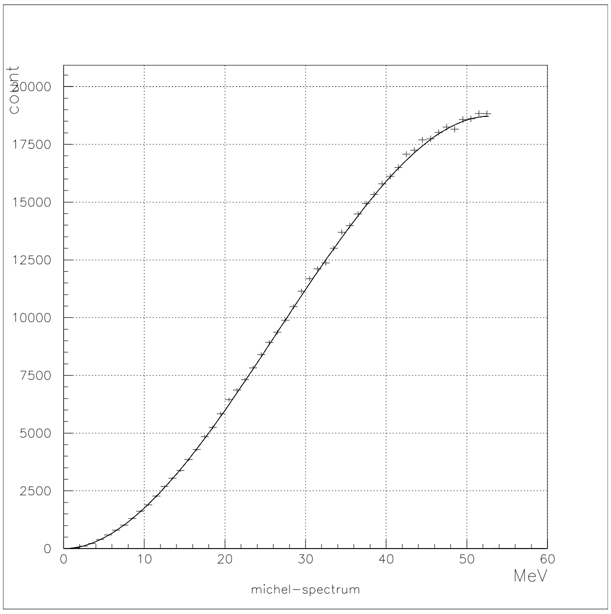

Figure 4.7: ミッシェル・スペクトラム

- 電子、を μ の座標系から元の座標系に戻す。これは次の変換式を用いる。

$$\mathbf{e}_{\text{unit}} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi & 0 & \sin\varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\varphi & 0 & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi_\mu \sin\theta_\mu \\ \sin\varphi_\mu \sin\theta_\mu \\ \cos\theta_\mu \end{pmatrix}$$

- 電子についても、トリガー条件を満たすように μ と同じく $\Delta\mathrm{t}$ ずつ走らせて、その都度、諸量の計算を行なう。4 層目、または 6 層目に達した電子が、条件を満たすものである。

結果

以上の条件のもと、粒子を 10^7 個発生させた。シミュレーションの結果を、次に表す。

	$\cos\theta$	イベント数	$\mathit{flux}[\mathrm{cm}^{-2}][Sr^{-1}]$
1-3 2-5	$-0.99^{+0.01}_{-0.00}$	8470 ± 92	60.4 ± 0.7
1-4 2-4	$-0.97^{+0.03}_{-0.02}$	7239 ± 85	61.7 ± 0.3
1-5 2-3	-0.89 ± 0.04	4163 ± 65	51.0 ± 0.9
横	-0.18 ± 0.03		0.275 ± 0.029

Table 4.10: ストップ μ *flux* の計算結果

この *flux* でフィットを行なったのが、次のグラフのである。

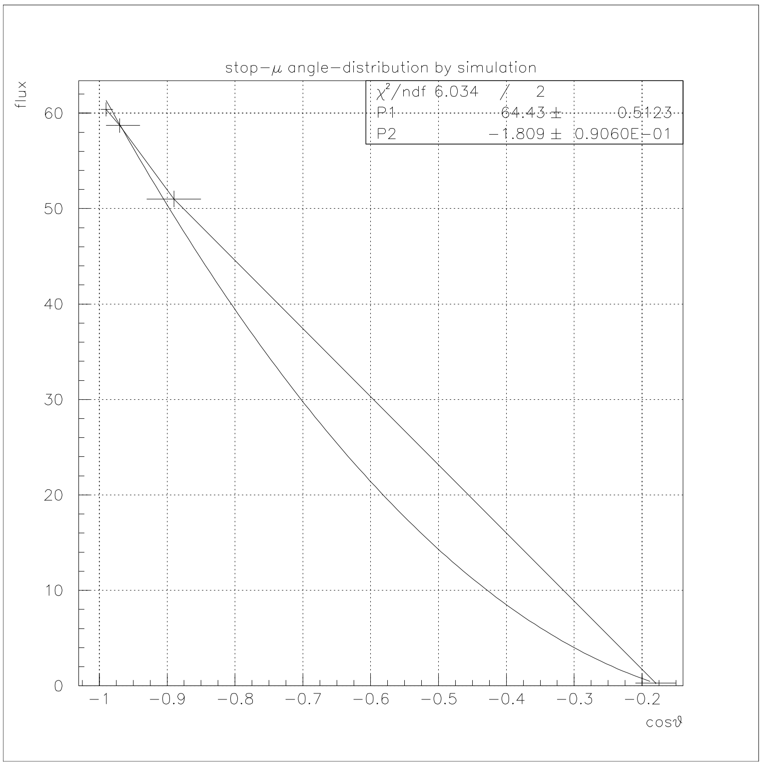

Figure 4.8: シミュレーションによるストップ μ *flux* の天頂角分布のフィッティング

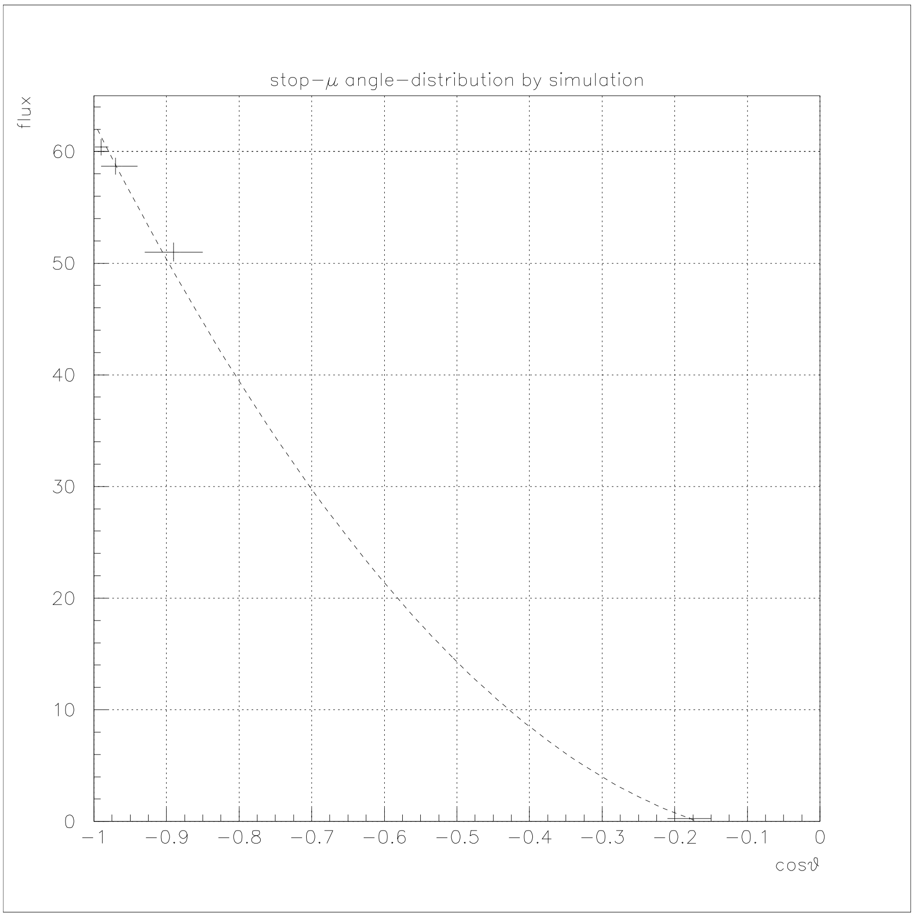

Figure 4.9: シミュレーションによるストップ μ *flux* の天頂角分布

Chapter 5

データ解析

5.1 データの解析方法

Chapter2で述べたように、実際の測定では Table2.3のトリガー条件で、粒子の検出が行なわれる。しかし、それだけでは偶然計測などがありイベントとみなすには不十分である。また、実際にどのコースを通過した μ であるかを知るには、さらにデータを詳しく見る必要がある。そこで、測定の後に、得られたデータからイベントの選別を以下の通り行なった。

突き抜け μ の条件

- 第 1 層目の PMT(Figure3.4の 1、2) のどちらかの ADC のカウントがペデスタルの値より大きく、もう一方はペデスタル以下である。
- 第 2 層目の PMT(Figure3.4の 3、4、5) のどれか一つの ADC のカウントがペデスタルの値より大きく、のこり二つはペデスタル以下である。
- 第 3∼7 層目 (Figure3.4の 6∼10) のすべての ADC のカウントがペデスタルの値より大きい。

これらすべてをみたすものを、突き抜け μ イベントと決定した。また、どの ADC のカウントがペデスタルより大きかったかによって、それぞれのコースに分別した。

ストップ μ の条件

- 第 1 層目の PMT(Figure3.4の 1、2) のどちらかの ADC のカウントがペデスタルの値より大きく、もう一方はペデスタル以下である。
- 第 2 層目の PMT(Figure3.4の 3、4、5) のどれか一つの ADC のカウントがペデスタルの値より大きく、のこり二つはペデスタル以下である。
- 第 3∼5 層目 (Figure3.4の 6∼8) のすべての ADC のカウントがペデスタルの値より大きい。
- 第 6、7 層目の PMT(Figure3.4の 9、10) の両方の ADC のカウントがペデスタルの値より小さい。
- TDC のチャンネル t0、t1 のどちらかのカウントがペデスタルより大きくゲート幅 (20μs) よりも小さい。もう一方はペデスタルより小さいかゲート幅より大きい。

これらすべてをみたすものを、ストップ μ イベントと決定した。また、どの ADC のカウントがペデスタルより大きかったかによって、それぞれのコースに分別し、どちらの TDC のカウントがペデスタルより大きくゲート幅より小さいかによって、上向きに崩壊したか下向きに崩壊したか分別した。

5.2 データ

今回の測定では、まず検出器を Figure2.2のように設置してから鉛直方向に入射してくる μ について、突き抜け μ、ストップ μ を測定した。その後検出器を Figure2.3のように設置し、水平方向に入射してくる μ について、突き抜け μ、ストップ μ を測定した。

それぞれの測定環境は以下の通りである。

配置	鉛直方向 (Figure2.2)		水平方向 (Figure2.3)	
測定した μ	突き抜け	ストップ	突き抜け	ストップ
測定時間 [s]	85000	1460790	57600	2161756
不感時間 [s]	3325	7924	7	851
実働時間 [s]	81675	1452866	57593	2160905
トリガー数	194367	106590	7377	25540
イベント数	153088	1237	5721	45
トリガーレート [Hz]	2.4	7.3×10^{-2}	1.2×10^{-1}	1.2×10^{-1}
イベントレート [Hz]	1.9	8.5×10^{-4}	9.9×10^{-2}	2.1×10^{-5}

Table 5.1: 各測定の測定時間、イベント数など

5.3 エネルギー分布

3.2節から得られた ADC の較正をもちいて、それぞれの測定で μ がプラスチックシンチレーターに落とすエネルギーを、ADC カウントの値から算出した。算出方法は、それぞれ通過したコースにより較正の値が異なるため、コースごとに各シンチレーターでの ADC カウントの分布をヒストグラムにし、それをランダウ分布にフィットさせてピーク値を出し、それをエネルギーに換算するというものである。(Figure5.1参照) なお、水平方向のストップ μ のエネルギー分布は、数が少ないためランダウ分布でフィットさせることができなかった。またストップ μ では 5 層目で停止するので 6、7 層目はエネルギー分布を算出できなかった。5 層目もばらつきが大きくランダウ分布でフィットすることはしなかった。結果は Table5.2、5.3、5.4の通りである。

μ が各プラスチックシンチレーターに落とすエネルギーをプロットしてみると、Figure5.2のようになる。突き抜け μ のほうは 1.83MeV 付近でほぼ一定なのにたいして、ストップ μ のほうはシンチレーターを通過するたびにその落とすエネルギーは増加している。これは、Bethe-Bloch の式 [6] から説明できる。

	1-3 コース	1-4 コース	1-5 コース	2-3 コース	2-4 コース	2-5 コース
第 1 層目	1.06±0.15	1.08±0.15	1.15±0.16	1.81±0.49	1.68±0.46	1.65±0.45
第 2 層目	1.66±0.42	1.88±0.54	1.82±0.58	1.87±0.48	1.88±0.54	1.63±0.52
第 3 層目	2.27±0.31	1.89±0.26	1.95±0.26	2.43±0.33	1.84±0.25	1.72±0.23
第 4 層目	1.82±0.39	1.69±0.37	2.19±0.47	1.99±0.43	1.68±0.36	1.92±0.41
第 5 層目	2.81±0.01	2.29±0.01	2.26±0.01	3.13±0.01	2.27±0.01	2.00±0.01
第 6 層目	1.85±0.46	1.76±0.43	2.24±0.55	2.07±0.51	1.76±0.43	1.95±0.48
第 7 層目	1.20±0.23	1.16±0.22	1.43±0.27	1.35±0.26	1.17±0.22	1.27±0.24

Table 5.2: 突き抜け μ がシンチレーターに落としたエネルギー (鉛直方向、単位は MeV)

	1-3 コース	1-4 コース	1-5 コース	2-3 コース	2-4 コース	2-5 コース
第 1 層目	1.83±0.26	1.93±0.27	1.96±0.28	3.16±0.86	2.86±0.78	2.98±0.81
第 2 層目	3.79±0.97	4.28±1.23	3.64±1.16	4.04±1.03	4.27±1.23	3.46±1.10
第 3 層目	6.00±0.81	5.28±0.71	4.92±0.67	6.00±0.81	5.75±0.85	4.69±0.64
第 4 層目	6.11±1.31	5.88±1.26	6.92±1.49	6.09±1.31	5.84±1.25	6.65±1.43

Table 5.3: ストップ μ がシンチレーターに落としたエネルギー (鉛直方向、単位は MeV)

	1-3 コース	1-4 コース	1-5 コース	2-3 コース	2-4 コース	2-5 コース
第 1 層目	1.06±0.15	1.09±0.16	1.09±0.16	1.59±0.43	1.57±0.43	1.49±0.41
第 2 層目	1.87±0.48	2.25±0.65	2.24±0.71	2.14±0.55	2.23±0.64	1.99±0.63
第 3 層目	2.62±0.35	2.23±0.30	2.25±0.30	2.92±0.39	2.23±0.30	2.03±0.27
第 4 層目	2.14±0.46	1.97±0.42	2.57±0.55	2.31±0.49	1.91±0.41	2.25±0.48
第 5 層目	3.14±0.02	2.64±0.01	2.57±0.01	3.64±0.02	2.62±0.01	2.32±0.01
第 6 層目	2.13±0.53	2.10±0.52	2.62±0.65	2.44±0.60	2.08±0.51	2.33±0.58
第 7 層目	1.26±0.24	1.32±0.25	1.69±0.32	1.54±0.29	1.35±0.26	1.49±0.28

Table 5.4: 突き抜け μ がシンチレーターに落としたエネルギー (水平方向、単位は MeV)

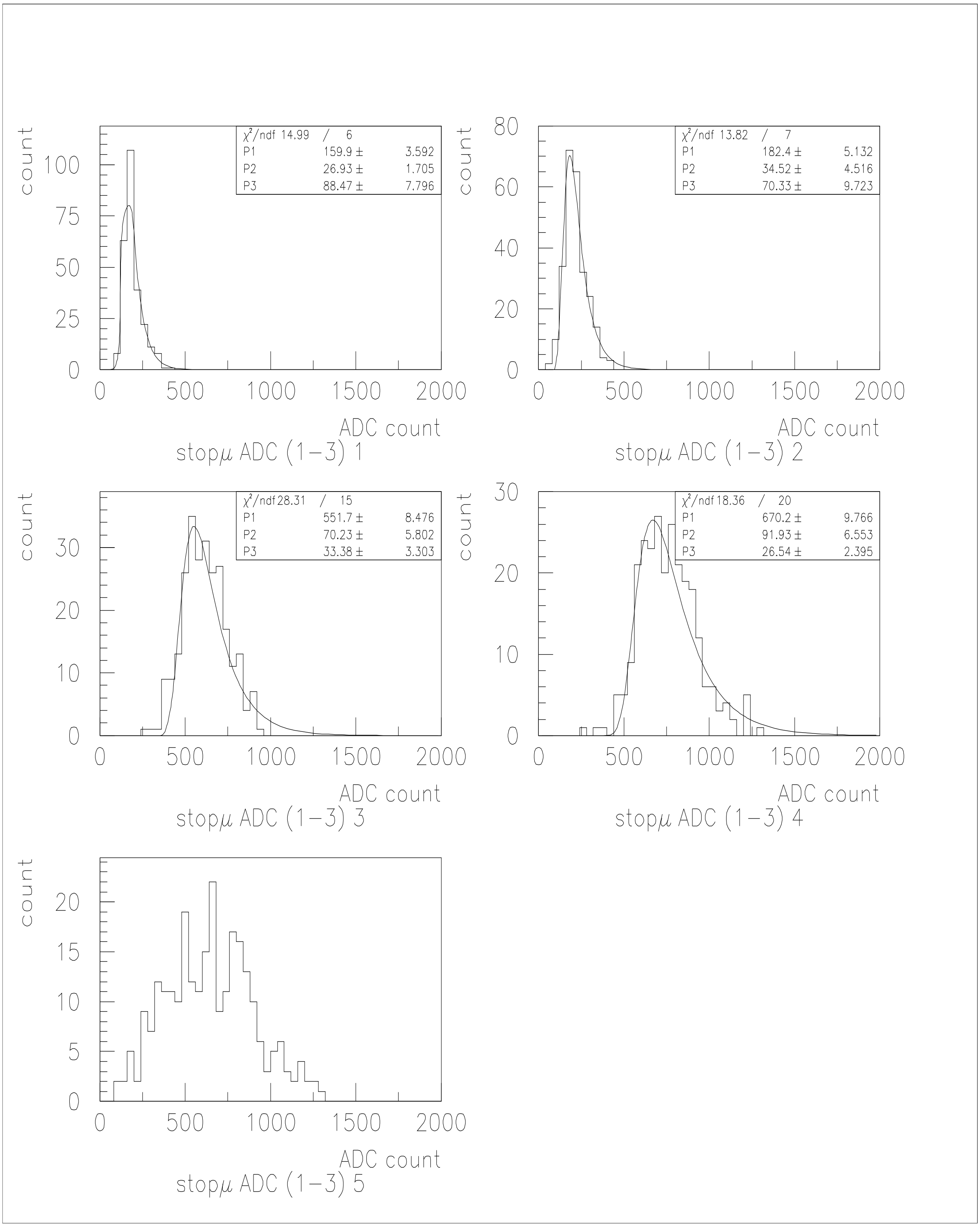

Figure 5.1: 各シンチレーターでADCカウントの分布(ストップμ 1ー3コースの例、タイトル横の数字は層の番号)

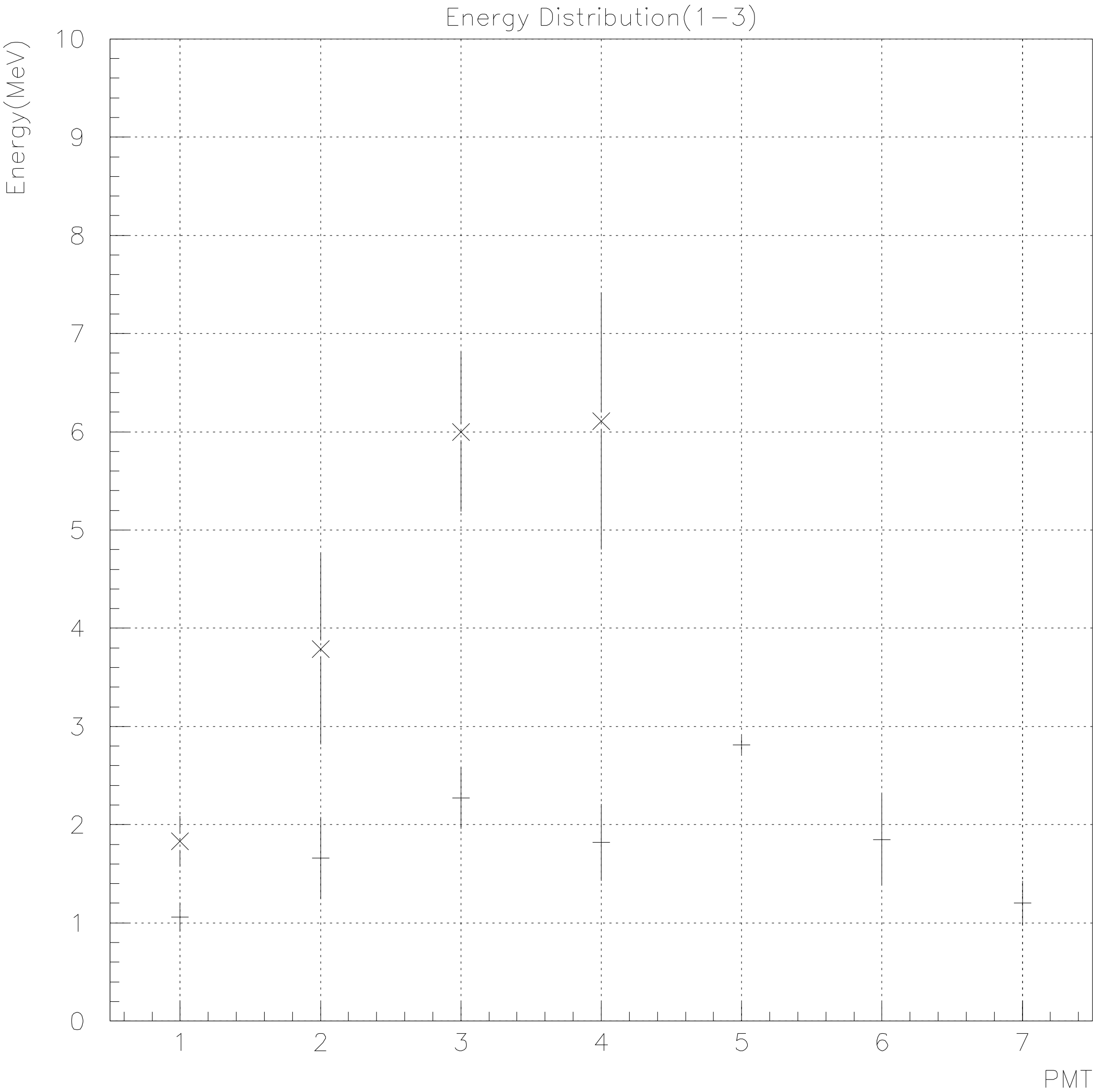

Figure 5.2: μ が各プラスチックシンチレーターに落とすエネルギー (1-3 コースの例、$\times$ はストップ、+は突き抜け)

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}[\ln(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}] \tag{5.1}$$

ここで、$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 MeV cm^2/g$

r_e:古典電子半径 (=$2.817\times10^{-13}cm$)
m_e:電子質量
N_a:アボガドロ数 (=$6.022\times10^{23}mol^{-1}$)
I:平均励起ポテンシャル
Z:吸収物質の原子番号
A:吸収物質の原子量
ρ:吸収物質の密度
z:入射粒子の電荷（単位 e）
$\beta=v/c$
$\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$
δ:密度の補正項
C:殻の補正項
W_{max}:単衝突での最大エネルギー遷移

式 5.1は、速度の遅い低エネルギーでは速度とともに β^{-2} に従って減少し、$E \sim 3Mc^2$(μ の場合は約 200MeV) で最小となった後、γ^2 の対数に従って増加する。

今回の測定で我々が測定した μ のエネルギー領域は、突き抜け μ が約 800MeV、ストップ μ が数十 MeV である [1]。突き抜け μ の場合はプラスチックシンチレーター 1cm を通過する時のエネルギー損失は過去の卒論 [2] より 1.83MeV と計算されているが、ストップ μ の場合はエネルギー領域が突き抜け μ よりも低く、エネルギー損失は 1.83MeV より大きくなることが予想される。これは Figure5.2にも表れている。

また、同時に入射角によってプラスチックシンチレーター内の μ の通過長が違うため、コースによってエネルギー損失の大小があると考えられるが、今回の測定でははっきりした結果は得られなかった。

5.4 μ の寿命

予想値

プラスチックシンチレーター内での μ の寿命は、μ^- が吸収されることによりみかけの寿命が短くなる。μ^+ のみかけの寿命は物質内でも変わらず $2.197 \pm 0.000\mu s$ であるが、μ^- はおもに炭素原子核に吸収されそのみかけの寿命は $2.026 \pm 0.002\mu s$ である [7]。ここで μ^+ と μ^- の比は $\mu^+ : \mu^- = 1.25 : 1$ より μ 全体でのみかけの寿命は $2.121 \pm 0.001\mu s$ となる。

測定値

μ の寿命は、次のようにしてもとめた。まず、得られたデータは TDC のカウントの値になっているため、これを 3.3節の較正にならって時間になおした。そして得られた時間のデータをヒストグラムにして、

$$\mathrm{N} = \mathrm{p_1}\exp(-\mathrm{p_2 t}) + \mathrm{p_3} \tag{5.2}$$

N:粒子数
t:時間

にフィットさせる。そのとき $\tau = 1/p_2$ が μ の寿命である。

突き抜け μ とストップ μ についてそれぞれ、ヒストグラムを作成し、式 5.2でフィットさせた (Figure5.3、5.4)。なお、TDC はペデスタル以下の値をとらないので、$0 \sim 200ns$ の値はとりのぞいてフィットさせた。その結果、μ の寿命は

$$\tau = 1.98 \pm 0.06[\mu s](\text{鉛直方向})$$

$$\tau = 1.16 \pm 0.44[\mu s](\text{水平方向})$$

となった。鉛直方向は予想値に近い値が出たが、水平方向はかなりずれている。これはデータ数が鉛直方向は 1237 であるのにくらべて、水平方向は 45 とかなり少ないことが要因の一つにあげられる。

よって、データ数の少ない水平方向の μ について、過去の卒論 [8] にならい、少数統計に有効な最尤法をもちいる [9]。likelihood 関数 $\mathcal{L}$ は、

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{\mathrm{event}} P_i(\tau) \tag{5.3}$$

$$P_i = \frac{\tau^{-1}\exp(-\frac{\mathrm{t_i}}{\tau})}{\exp(-\frac{\mathrm{t_{min}}}{\tau}) - \exp(-\frac{\mathrm{t_{max}}}{\tau})} \tag{5.4}$$

event:イベント数
$\mathrm{t_{min}}$:測定できる最小値
$\mathrm{t_{max}}$:測定できる最大値

で与えられる。今回の測定の場合は、event=45 を代入し、測定できる最小値には得られたデータの最小値 t_{min}=179ns、最大値にはゲート幅の $t_{max} = 2.0 \times 10^4$ns を代入した。この時、$\mathcal{L}(\tau)$ が最大になる τ が最も適した μ の寿命である。よって、$\mathcal{L}(\tau)$ の対数をとって微分した値が 0 になる、

$$\frac{d}{d\tau}\ln\mathcal{L}(\tau) = \sum_{i=1}^{45}\ln\frac{d\mathcal{L}}{d\tau} = 0 \tag{5.5}$$

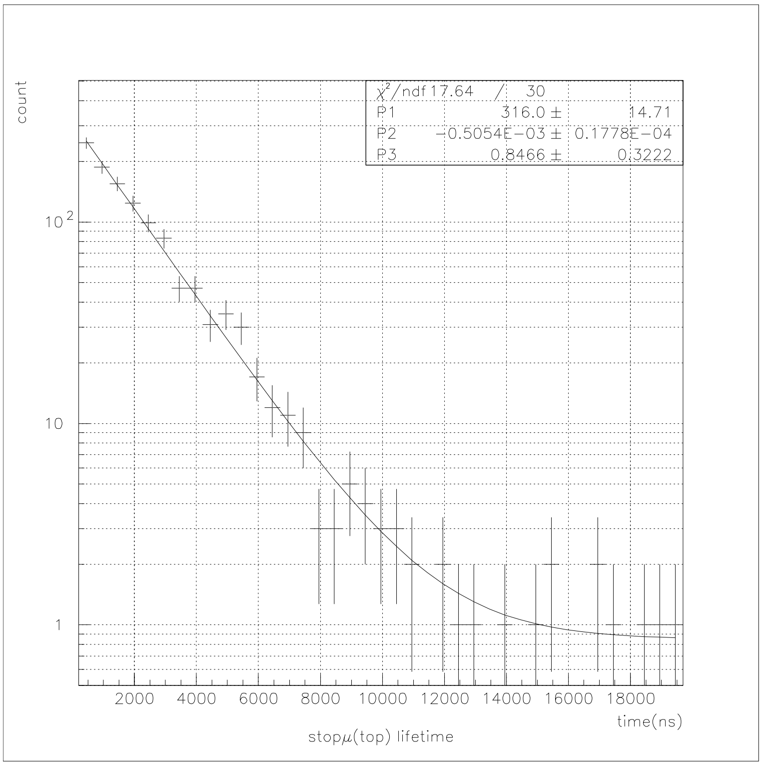

Figure 5.3: μ の寿命 (鉛直方向、ビン幅は 500ns)

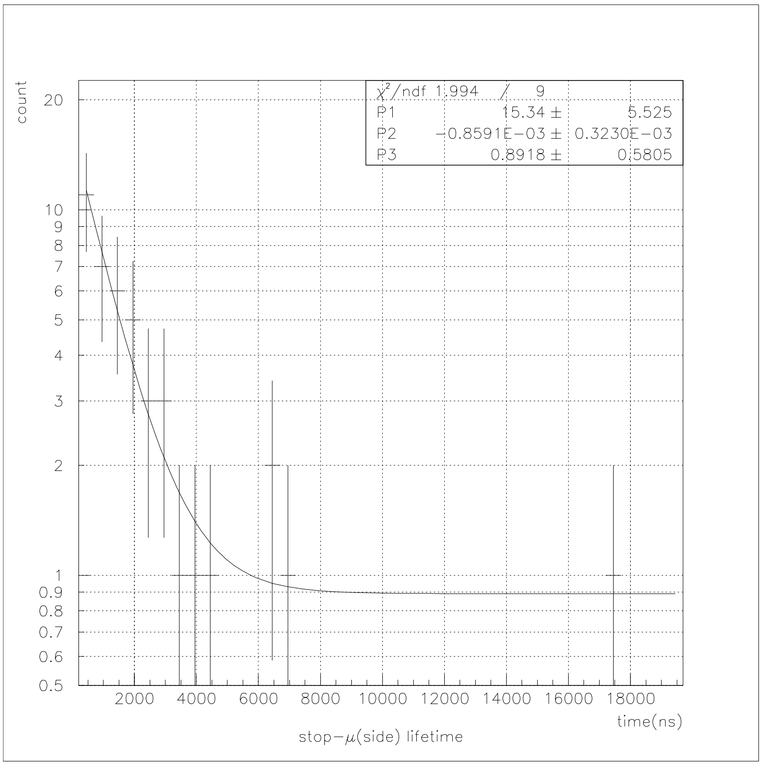

Figure 5.4: μ の寿命 (水平方向、ビン幅は 500ns)

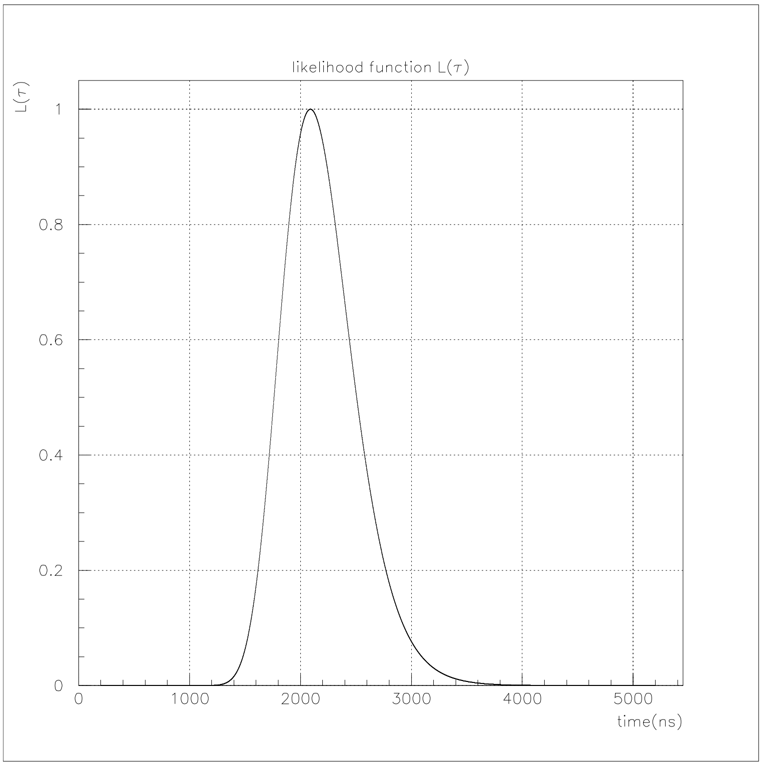

Figure 5.5: μ の寿命 (水平方向) の likelihood 関数

を解くことにより、μ の寿命が得られる。

こうして最尤法で算出した水平方向の μ の寿命は

$$\tau = 2.09^{+0.42}_{-0.33}[\mu s]$$

である。これは誤差の範囲で予想値と一致している。Figure5.5に示したのは規格化した likelihood 関数 $\mathcal{L}(\tau)$ である。

以上のことから、今回の測定で検出された粒子の寿命は鉛直方向、水平方向とも予想される μ の寿命にほぼ一致しており、5.3節ともあわせて、検出された粒子は、μ であるといえる。

5.5 角度分布

Chapter4で得られた各コースごとの角度、表面積、立体角をつかって今回の研究の目的である μ のフラックスの角度分布を算出した。それぞれのコースごとの実働時間、イベント数は Table5.5 の通りである。

配置		鉛直方向 (Figure2.2)		水平方向 (Figure2.3)	
測定した μ		突き抜け	ストップ	突き抜け	ストップ
実働時間 [s]		81675	1452866	57593	2160905
イベント数	1-3 2-5	67335	510	2279	11
	1-4 2-4	53600	462	2151	20
	1-5 2-3	32153	265	1291	14

Table 5.5: 各コースの実測時間、イベント数

フラックス f とは、単位時間に単位面積、単位立体角を通過する粒子の個数である。式で定義すると、

$$\mathrm{f} = \frac{\mathrm{n}}{\mathrm{S} \times \mathrm{t} \times \mathrm{Sr}} \tag{5.6}$$

n:粒子数
S:検出器の表面積
t:測定時間
Sr:検出器の立体角

となる。この式 5.6をもちいて、突き抜け μ、ストップ μ の各コースごとのフラックスを計算すると、Table5.6のようになった。

コース		$\cos\theta$	突き抜け μ のフラックス $[cm^{-2}s^{-1}Sr^{-1}]$	ストップ μ のフラックス $[cm^{-2}s^{-1}Sr^{-1}]$
鉛直方向	1-3 2-5	$-0.99^{+0.01}_{-0.00}$	$(5.87 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	$(2.50 \pm 0.11) \times 10^{-6}$
	1-4 2-4	$-0.97^{+0.03}_{-0.02}$	$(5.32 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	$(2.58 \pm 0.12) \times 10^{-6}$
	1-5 2-3	-0.89 ± 0.04	$(4.82 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(2.24 \pm 0.14) \times 10^{-6}$
水平方向		-0.18 ± 0.03	$(1.43 \pm 0.04) \times 10^{-4}$	$(1.27 \pm 0.20) \times 10^{-7}$

Table 5.6: 各コースごとの μ のフラックス

地上付近の μ のフラックスは、$\cos^2\theta$ で近似されると一般に知られている [1]。これが今回の測定にあてはまるかどうか、

$$\mathrm{f} = \mathrm{C}_1 \cos^2\theta + \mathrm{C}_2$$

とおいてフィットさせた (Figure5.6、5.7)。

その結果、

$$f = (5.93 \pm 0.02) \times 10^{-3} \cos^2\theta - (4.74 \pm 0.81) \times 10^{-5} \quad [\mathrm{cm^{-2}s^{-1}Sr^{-1}}] \qquad (突き抜け\mu)$$

$$f = (2.62 \pm 0.08) \times 10^{-6} \cos^2\theta + (4.26 \pm 2.05) \times 10^{-8} \quad [\mathrm{cm^{-2}s^{-1}Sr^{-1}}] \qquad (ストップ\mu)$$

を得た。Figure5.8、5.9にその結果を示した。図中の曲線はフィットさせた関数である。

今回の測定では、天頂角を4点しかとらなかったため、$\cos^n\theta$としてnを求めるには十分でなく、$\cos^2\theta$で近似されることを前提としてフィットを行なった。よって、今回測定した4点については$\cos^2\theta$で近似されるとしても矛盾しないということはわかったが、本当にμの地上付近のフラックスが$\cos^2\theta$で近似できるとは断言できない。しかし、少なくともこのフラックスが天頂角θに大きく依存することは確認できた。

また、今回の測定では突き抜けμ、ストップμの両方について角度分布を調べた。そしてどちらも同様の角度分布を示すことから、μのフラックスの角度依存性はμの持つエネルギーによらないことがわかった。

さらに議論をひろげるには、検出器を改良して、さまざまな天頂角で測定し、その上で$\cos^2\theta$で近似されるかどうかを確かめることが必要である。

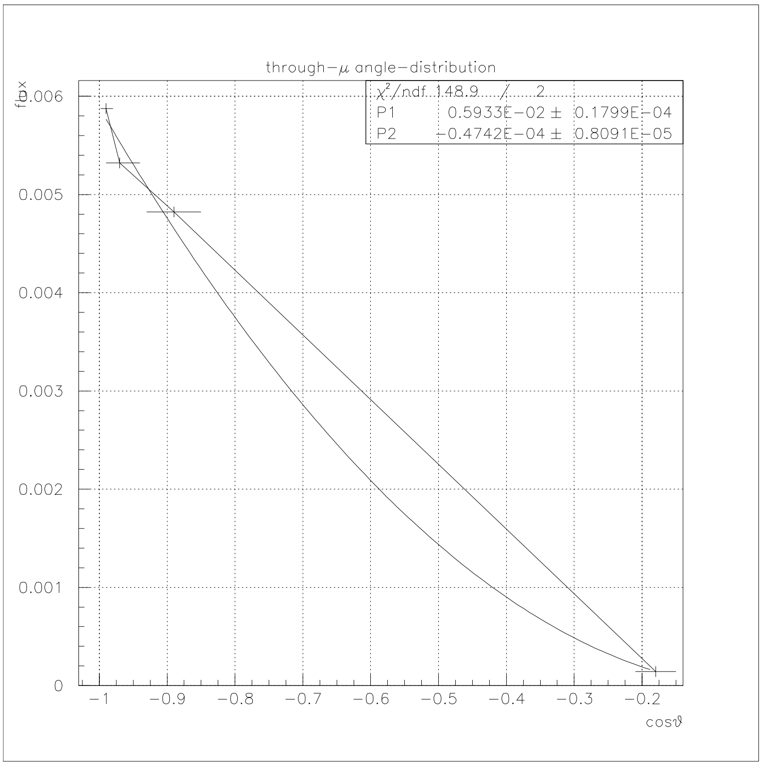

Figure 5.6: 突き抜け μ の角度分布のフィッティング

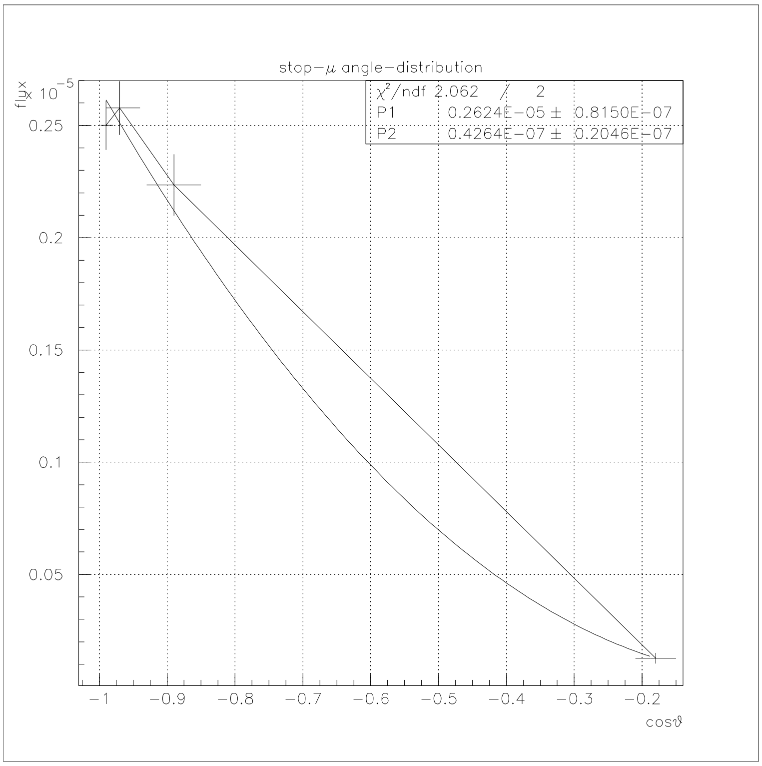

Figure 5.7: ストップ μ の角度分布のフィッティング

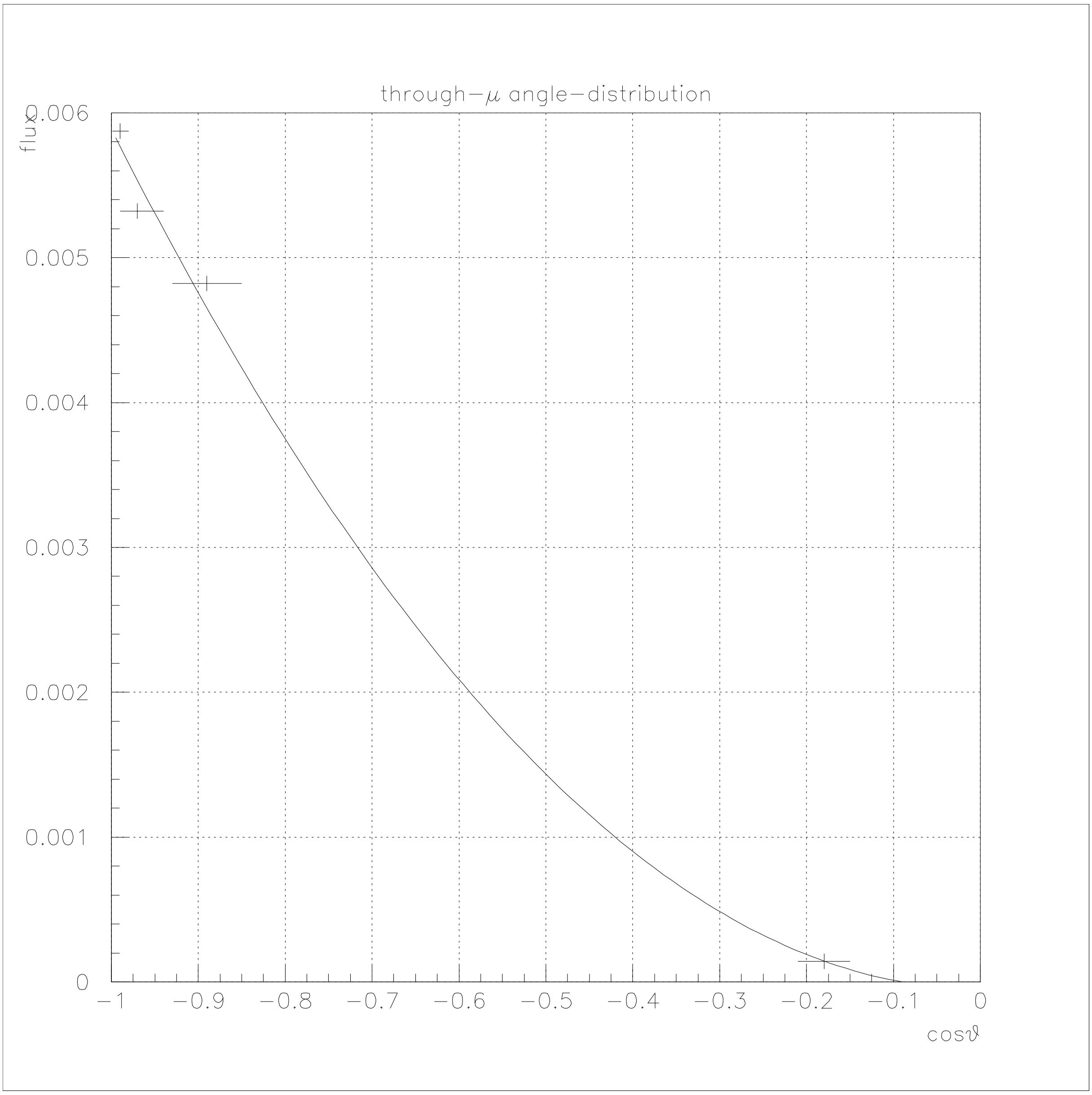

Figure 5.8: 突き抜け μ の角度分布

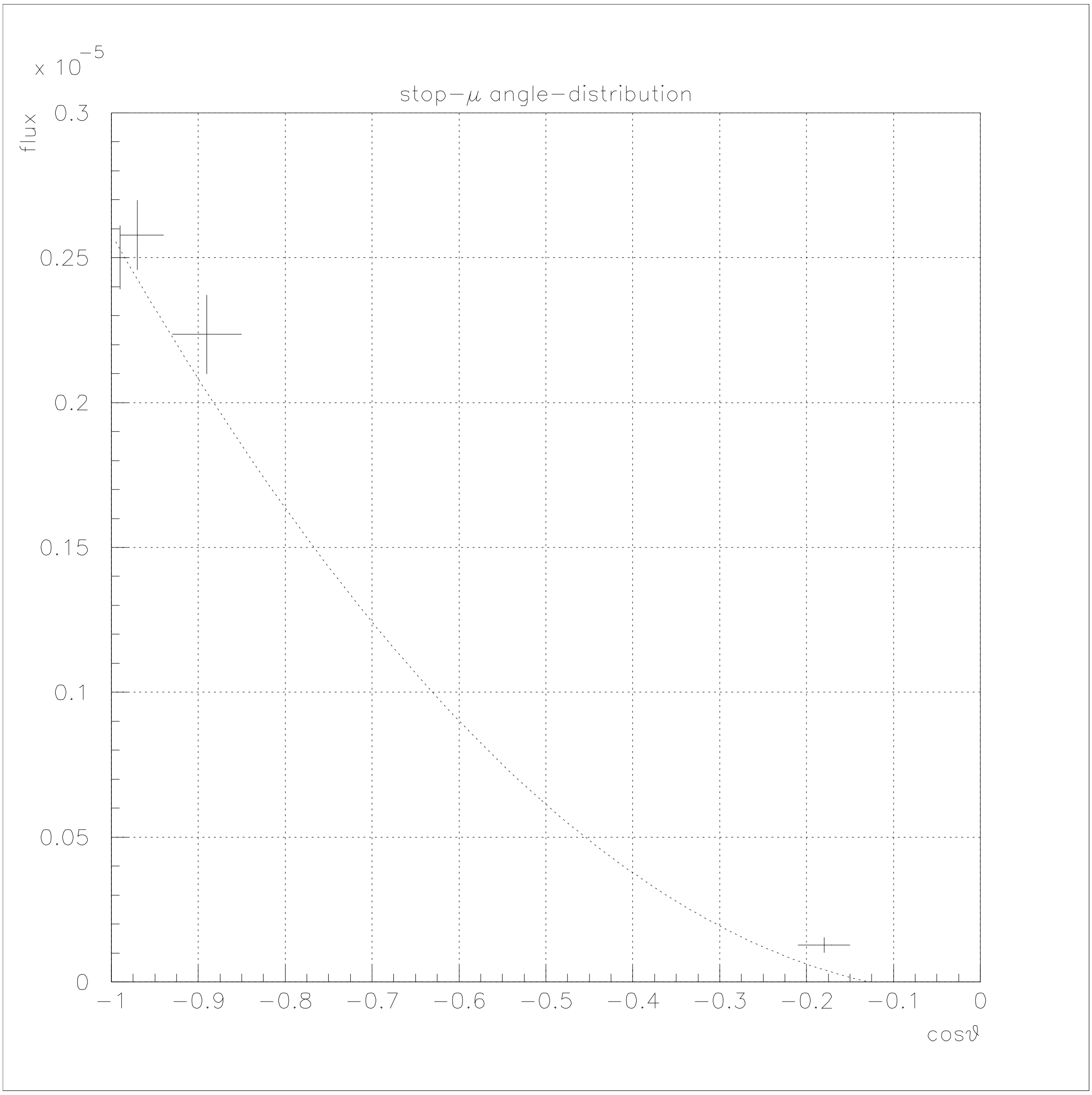

Figure 5.9: ストップ μ の角度分布

Chapter 6

結論

我々は、プラスチックシンチレーター内で崩壊するμとプラスチックシンチレーターを通過するμについて、フラックスの天頂角分布を測定した。
結果として、

- μのフラックスは天頂角θに大きく依存する。この時$\cos^2\theta$に依存するとしても矛盾しない。
- その依存性はμの持つエネルギーに依存しない。

ことが確認された。プラスチックシンチレーターを通過するときのエネルギー損失、寿命から検出した粒子はμであると言える。

今回の測定では天頂角を4点しかとらなかったため、$\cos^2\theta$で近似されることを前提としてデータの解析を行なった。そのため、μの地上付近のフラックスが本当に$\cos^2\theta$で近似できるとは断言できない。より議論を深めるためには、検出器を改良してさまざまな天頂角でのμのフラックスを測定すること、μの入射角をしぼることなどが必要である。

Bibliography

[1] 小田稔「物理学選書５ 宇宙線 改訂版」裳華房

[2] １９８９年度長島研究室４年生卒業実験

[3] １９９０年度長島研究室４年生卒業実験

[4] Robert N.Cahn and Gerson Goldhaber, The Experimental Foundations of Particle Physics

[5] Donald H.Perkins, Introduction to High Energy Physics

[6] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments

[7] T.Suzuki and F.Measday, Phys.Rev.,C35.6,2212(1987)

[8] １９９７年度長島研究室４年生卒業実験

[9] Philip R.Bevington and D.Keith Robinson, Data Reduction and Error Analysys for the Physical Sciences

謝辞

まず最初に、我々に、この分野のみならず物理全般にわたって興味深い知識や、今回の実験を行なう機会を与えてくださった長島順清先生に厚くお礼申し上げます。

瀧田正人先生には、夜遅くまでユニークな観点からアドバイスや教育的指導をいただき、大変勉強になりました。ありがとうございました。

山中卓先生と羽澄昌史先生には、多忙の中、我々の稚拙な実験に対して先につながる御指摘をいただきました。ありがとうございました。

鈴木一郎さんと Karim Trabersi さんには、折りに触れ貴重なアドバイスをいただき、ありがとうございました。

秘書の続木佐知子さんには、事務関係で大変お世話していただき、時には話し相手にもなっていただき、研究生活を楽しくしていただきました。ありがとうございました。

長島研究室の博士課程に在学中の、川崎さん、花垣さん、貞本さん、千代さん、住澤さん、日高さん、吉田さん、柳幸さん、修士課程に在学中の紅林さん、火口さん、北條さん、森さん、山田さん、新田さん、原さん、真鍋さん、三宅さんには、あらゆる面にわたって我々のよき相談相手、話相手となっていただき本当にお世話になりました。往々にして、先輩方の仕事の手を止めてしまったり、夜遅くまで我々につきあわせてしまうこともありましたが、どんな時でも快く教えて頂きました。本当にありがとうございました。

最後に、原隆宣先生には、今回の実験において、多忙にもかかわらず我々に実験の基礎からコンピューターのことまで様々な点まで御指導していただき、本当にありがとうございました。