99 年度長島研究室特別研究

# 地表における宇宙線中の $\mu$ 粒子と陽子の検出

池本由希子
石川隆之
倉畑和彦
土橋正典

平成 12 年 10 月 26 日

**Abstract**

我々はプラスチックシンチレータを用いて、地表における宇宙線中の $\mu$ 粒子と陽子を検出する実験を行なった。実験は大阪大学理学部長島研究室内にて、2000 年 1 月 17 日から 2 月 15 日迄の間の 2321951 秒間行なった。データ解析の結果 $\mu$ 粒子候補を 1103events、陽子候補を 71events 検出することができた。これらのイベントから得たデータを粒子の飛程の違いから 2 通りの質量を求めた。

その結果 $\mu$ 粒子の質量は $64.80\pm0.4555[\mathrm{MeV}/c^2]$,$101.9\pm0.6770[\mathrm{MeV}/c^2]$。陽子の質量は $686.6\pm10.23[\mathrm{MeV}/c^2]$,$814.1\pm10.53[\mathrm{MeV}/c^2]$ と求めることが出来た。

これらの値の理論値からのずれは detector のセットアップに関する影響が大きいと考えられる。

# 目 次


**1 Intrduction** **1**
- 1.1 概要 . . . 1
  - 1.1.1 はじめに . . . 1
- 1.2 実験手法の構築 . . . 2
  - 1.2.1 得ることの出来る情報 . . . 2
  - 1.2.2 求める物理量 . . . 3
  - 1.2.3 質量の求め方 . . . 4
  - 1.2.4 寿命の求め方 . . . 4

**2 セットアップとロジック** **5**
- 2.1 検出器のセットアップ . . . 5
  - 2.1.1 使用できる検出器 . . . 5
  - 2.1.2 セットアップの構築 . . . 5
- 2.2 トリガーとロジック . . . 7
  - 2.2.1 トリガー . . . 7
  - 2.2.2 ロジック . . . 8
- 2.3 検出器 . . . 8

**3 Calibration** **12**
- 3.1 プラトー測定 . . . 12
- 3.2 fastTDC . . . 15
- 3.3 slowTDC . . . 16
- 3.4 ADC . . . 17
- 3.5 slewing . . . 22
- 3.6 位置 x について . . . 27
- 3.7 delay の測定 . . . 30

**4 Monte Carlo Simulation** **36**
- 4.1 Acceptance . . . 36
- 4.2 求めたいパラメーター . . . 37
- 4.3 simulation の設定 . . . 37

4.4 simulation の結果 . . . 41
4.5 期待されるイベント数 . . . 42
4.5.1 計算の概略 . . . 42
4.5.2 計算の前に . . . 42
4.5.3 具体的な計算 . . . 43

**5 Data analysis** **45**
5.1 測定時間 . . . 45
5.2 イベントセレクション . . . 45
5.3 $\mu$ 粒子 . . . 49
5.4 陽子 . . . 58
5.5 粒子同定における理論補足 . . . 62

**6 Result,Discussion** **63**
6.1 trigger による検出動作の確認 . . . 63
6.2 saturation に対する考察 . . . 65
6.2.1 saturation に対する検証 . . . 65
6.2.2 解析値の saturation 考慮 . . . 67
6.3 質量についての考察 . . . 67
6.3.1 set up の問題点 . . . 68
6.3.2 鉄骨の影響 . . . 72
6.3.3 見積り違いの可能性 . . . 74
6.3.4 その他 . . . 74
6.4 考察 . . . 74

**7 future plan** **76**

**Bibliography** **78**

**謝辞** **79**

# 図 目 次


1.1 カスケードシャワー . . . . . 2

2.1 本実験のセットアップ図 . . . . . 7
2.2 本実験でのロジック図 . . . . . 10
2.3 使用した検出器の模式図 . . . . . 11

3.1 プラトーの測定 . . . . . 12
3.2 PMT2r の検出効率 . . . . . 14
3.3 fastTDC の値と時間の関係 . . . . . 15
3.4 slowTDC の値と時間の関係 . . . . . 16
3.5 ADC の較正 . . . . . 18
3.6 PMT4r の ADC の x=10,50,87cm に対するヒストグラム (ADC の単位は ch) 19
3.7 PMT4l の ADC の x=10,50,87cm に対するヒストグラム (ADC の単位は ch ) 19
3.8 シンチレーター 2 の ADC*の位置 x による依存 . . . . . 21
3.9 analog pulse . . . . . 22
3.10 本当に測定したい時間と fastTDC で測定した時の時間の関係 . . . . . 23
3.11 $TDC_{4r}$と $1/ADC_{1r}$の関係 ( 上が $slewing$ 補正前、下が $slewing$ 補正後 ) . . 24
3.12 $TDC_{4r}$と $1/ADC_{4r}$の関係 ( 上が $slewing$ 補正前、下が $slewing$ 補正後 ) . . 24
3.13 $TDC_{2r}$の $slewing$ 補正をする前のヒストグラム . . . . . 25
3.14 $TDC_{2r}$の $slewing$ 補正後のヒストグラム . . . . . 26
3.15 シンチレーター 1 の $TDC_{1l} - TDC_{1r}$と $x$ の $plot$ . . . . . 28
3.16 x の分布 . . . . . 29
3.17 delay の測定のセットアップ . . . . . 30
3.18 プラトーの測定のロジック ( この図では PMT2l についてのプラトー測定 ) 32
3.19 fastTDC の較正のロジック . . . . . 32
3.20 ADC の較正のロジック . . . . . 33
3.21 slewing の較正のロジック . . . . . 34
3.22 delay の測定のロジック ( slewing 補正のため ADC も測定した。) . . . . . 35

4.1 acceptance . . . . . 36
4.2 各パラメーター . . . . . 40
4.3 予備実験の Setup 図 . . . . . 43

5.1 全イベントにおける TOF . . . . . 47
5.2 全イベントにおける $\beta$ . . . . . 47
5.3 全イベントにおける E . . . . . 48
5.4 decay$\mu$ 粒子の life time . . . . . 49
5.5 decay$\mu$ 粒子の TOF . . . . . 50
5.6 decay$\mu$ 粒子の $\beta$ . . . . . 50
5.7 decay$\mu$ 粒子の E . . . . . 51
5.8 decay$\mu$ 粒子の mass . . . . . 51
5.9 non-decay$\mu$ 粒子の TOF . . . . . 52
5.10 non-decay$\mu$ 粒子の $\beta$ . . . . . 53
5.11 non-decay$\mu$ 粒子の E . . . . . 53
5.12 non-decay$\mu$ 粒子の mass . . . . . 54
5.13 $\mu$ 粒子の TOF . . . . . 55
5.14 $\mu$ 粒子の $\beta$ . . . . . 55
5.15 $\mu$ 粒子の E . . . . . 56
5.16 $\mu$ 粒子の mass . . . . . 56
5.17 after pulse の影響 . . . . . 57
5.18 $\beta$ と E の関係 . . . . . 58
5.19 陽子の TOF . . . . . 59
5.20 陽子の $\beta$ . . . . . 60
5.21 陽子の E . . . . . 60
5.22 陽子の mass . . . . . 61

6.1 trigger rate の間隔 . . . . . 64
6.2 実験値と saturation 考慮有、考慮無の理論値との比較 . . . . . 66
6.3 set up の形状 . . . . . 69
6.4 右通過と左通過のβ 1 の違い . . . . . 70
6.5 右通過と左通過のβ 2 の違い . . . . . 71
6.6 鉄骨も含めた set up . . . . . 73
6.7 鉄材を入れた simulation . . . . . 75

# Chapter 1

# Intrduction

## 1.1 概要

### 1.1.1 はじめに

宇宙線とは宇宙空間から地球に入射する高エネルギーの放射線のことである。宇宙線は大別して一次宇宙線と二次宇宙線とに分けられる。地球に入射する宇宙線を一次宇宙線、それが大気圏内の原子核と相互作用して生み出した宇宙線を二次宇宙線と呼んでいる。

一次宇宙線の成分は割合 $0.90 \sim 0.95$ が陽子、その他は各種原子核である。一次宇宙線は，大体 $1\ cm^2$ 当たり毎秒 $1$ 個の割合で地球に降っており、$10^9$eV から $10^{19}$eV 以上までの広いエネルギー分布を持っている。

又，地球の表面は一次宇宙線から大体 $10$m の水に相当する $1000\mathrm{g}/cm^2$ の厚みを持つ大気層によって遮蔽されており、これは nuclear interaction の mean free pass の $10$ 倍程度、radiation length の $25$ 倍程の極めて厚いもので、一次宇宙線がそのままの姿で地上まで到達する事は全くない。すなわち，地上に届く宇宙線は一次宇宙線が大気圏内の原子核と相互作用して生み出した二次宇宙線であると言える。

一次宇宙線が大気中に入射すると大気中の各種原子核と衝突、原子核を構成している核子を叩きだし、中性子や $\pi, K$ 中間子を放出する。$\pi^0$ は直ちに $\gamma$ 線に崩壊する。高エネルギーの $\gamma$ 線は電子対生成によって電子に変わる。高エネルギー電子は制動放射によって $\gamma$ 線を生む。$\pi^{\pm}$ は $\mu$ 粒子とニュートリノに崩壊する。$\mu$ 粒子は電磁相互作用、弱い相互作用しかしないので空気を電離しながら長い距離を走ってさらに電子とニュートリノに崩壊する。核子と $\pi^{\pm}, K$ など，核相互作用をする hadron は原子核とぶつかるとさらにまた hadron を作り出す。エネルギーが比較的低くなった hadron はそれ以上 $\pi$、$K$ の生成を行なわないで大気中の原子核に吸収され、核を励起してエネルギーの低い核子をいくつか作り出す。この現象をカスケードシャワー ( fig1.1 ) と呼ぶ。このように様々な粒子が互いに関連し合いながら大気頂上から地上まで降下してくる。

このうち電子、光子、低エネルギー hadron は物質に非常に吸収されやすく、高エネルギー hadron と特に $\mu$ 粒子は物質に吸収されにくく地表付近まで到達する。

この様な事から宇宙線の高度分布を見てやると、核子成分は上層部ほど多く地表に近付くほど少なくなる。$\mu$ 粒子成分は地表付近程多く見られるのであるが、本実験では、その $\mu$ 粒子と陽子とを識別することを通して実験の手法，解析の仕方などを学ぶことを目的とする。

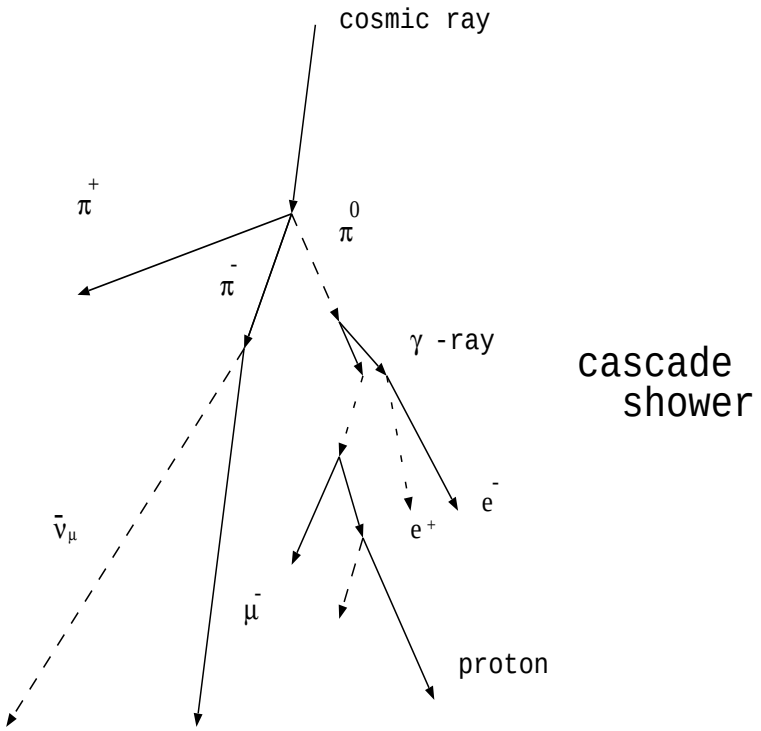



Figure 1.1: カスケードシャワー

## 1.2 実験手法の構築

$\mu$ 粒子と陽子を識別することが本実験のテーマである。

そこで、ここでは具体的には何を目的として如何なる情報を計測するのかについて考えた経緯を述べる。

### 1.2.1 得ることの出来る情報

まず我々が計測できる情報は何か知る必要がある。そこで使用できる detector について主なものを整理してみた。

1. プラスチックシンチレーター
2. 光電子増倍管

3. TDC ( fast,slow の 2 種類 )

4. ADC

我々が出来ることは、まず宇宙線などの粒子がプラスチックシンチレーターを通過した時に出るシンチレーション光を光電子増倍管 ( 以下 , PMT と略す ) により電気信号 ( pulse ) に変える。その時、例えば、1 つの粒子が何枚かのシンチを通過した時にはそれぞれのシンチから時間差のある電気信号を得るわけだが、その信号の時間情報を計測するのが TDC ( Time-to-Digital Converter の略) で、短い時間 (50psec/1ch) と長い時間 (20nsec/1ch) を計測する 2 種類がある ( 以下それぞれ fastTDC,slowTDC とする )。そして pulse 信号のエネルギー情報を計測するのが ADC ( Analog-to-Digital Converter の略 ) である。

すなわち、粒子の時間情報、エネルギー情報が我々の計測できる情報である。

### 1.2.2 求める物理量

次に、何を求めると良いか考えてみた。

陽子と $\mu$ 粒子を識別するのであるが、両者で違いのある物理量、加えて、それぞれで特徴的なものを求めてやると良いであろう。そこで、陽子と $\mu$ 粒子に関して、(文献 [1]) で調べてみた。文献値を比較したものが table1.1である。

| 物理量 | 陽子 | $\mu$ 粒子 |
|---|---|---|
| スピン | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| 電荷 [電気素量] | $+1$ | $\pm 1$ |
| 磁気モーメント [ $\mu$ 磁子] | 2.793 | 1.001 |
| 崩壊モード | 不明 | $\mu^- \rightarrow e^- \ \bar{\nu}_e \ \nu_\mu$ |
| 寿命 | 不明 | 2.2 $\mu$s |
| 質量 [MeV/$c^2$] | 940 | 105 |

Table 1.1: 陽子と $\mu$ 粒子の物理量の比較

Table1.1を見て気づくのは、磁気モーメント、質量が大きく違う物理量である。が、磁気モーメントを求めるには磁場が必要になる。その為には磁場をつくり出す装置を備える必要性が生じるので止めにしたい。従って、質量を求める事を目的とした。

加えて陽子は崩壊しない、したとしても限りなく寿命が長いであろうのに対し $\mu$ 粒子は 2.2 $\mu$s の寿命で崩壊することが特徴的なので崩壊寿命を求める事も目的とした。

すなわち、求める物理量は大きな見通しでは、質量と寿命の 2 点である。

### 1.2.3　質量の求め方

時間情報、エネルギー情報を用いて、質量を求めるには如何にすれば良いかを述べる。

宇宙線は高エネルギー粒子すなわち相対論的な粒子である。相対論的な粒子に対してはエネルギー保存則は以下である。

$$\mathrm{M}c^2 = \frac{E}{\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}-1}}$$

M:静止質量 $[\mathrm{MeV}/c^2]$ E:全エネルギー $[\mathrm{MeV}]$ $\beta = \frac{v}{c}$ v:速度 $[\mathrm{m/s}]$ c:光速度 $[\mathrm{m/s}]$

すなわち、質量を求めるためには速度とエネルギーが分かれば良い。
このことに関しては以下 2 点で解決できる。

- 速度は、粒子が通ったある 2 点間の距離が分かっており、その時の TOF(Time of flight の略) を TDC で計測すれば求めることができる。
- エネルギーは ADC を用いて計測できる。

従って、時間情報、エネルギー情報から質量を求めることができる。

### 1.2.4　寿命の求め方

飛んできた粒子の寿命を求めるためには動いている粒子に対しては難しいので、粒子がある場所でストップし、そこで崩壊するイベントをとらえると良い。

すなわち、捕らえるイベントをストップイベントとし、粒子がストップした後、崩壊して出来た粒子が観測されるまでの時間を計測することで寿命を求めることが出来る。

# Chapter 2

# セットアップとロジック

この章では実験で用いた検出器のセットアップ、ロジック等について説明する。

## 2.1 検出器のセットアップ

欲しいのは粒子の速度、エネルギーと寿命である。
これらを計測するためのセットアップを如何にして構築していったかを以下に示す。

### 2.1.1 使用できる検出器

はじめに、使用できる検出器の個数を整理した。それを以下に示す。

- プラスチックシンチレーター 12 枚
- 光電子増倍管 12 本
- ライトガイド 10 個

つまり、この個数内でセットアップを構築しなければならない。

### 2.1.2 セットアップの構築

2.1.1を踏まえつつ、粒子の速度、エネルギーと寿命を計測するセットアップを構築していったのであるが、その過程を以下に示す。

シンチの配置

シンチの配置について、考えた経緯を以下に示す。

- シンチの枚数、配置について

1. 前章 1.2.4でも述べたが、まず、寿命を求めるために捕らえるイベントはストップイベントをターゲットにした。そのために、シンチは通過、ストップ、veto ( 不通の意味 ) 用の 3 枚をまず必要とした。
2. 速度を得るためには、予め一定の距離を離した 2 枚のシンチ間を粒子が通過するのにかかった TOF を測ると良い。その為、1 で用いる 3 枚のシンチの上に、もう 1 枚距離を離したシンチを置くことにした。
3. 1、2 で 1 枚、3 枚のシンチの組を距離を離して配置するのであるが、距離が長いと偶然同時にそれぞれの組のシンチを鳴らす 2 粒子のイベントを真のイベントとしてカウントする可能性がある。それを防ぐために 2 つの組のシンチの間に 1 枚シンチを組み込む事にした。
4. 本実験の場合、陽子のレートは非常に少ない。その為シンチ中での光の減衰等により、偽のイベントを真のイベントとして捕らえる事が生じるかもしれない。すなわち、veto がきちんと動作しない事があると実験結果に大きく影響を与えると思われた。そこで 1 枚の veto シンチに両覗き PMT をつけるか、2 枚の veto シンチに片覗き PMT をつけるか、いずれかにする必要があった。だが実際にシンチをセッティングする際、両覗きではライトガイドの大きさにより配置できない事が分かった為、2 枚の veto シンチに片覗き PMT をつける方を選択した。

以上よりシンチ 6 枚を配置する事にした。

- シンチの方向、シンチ間の距離について

1. 実験の期間内 ( 27 日程 ) に解析に有為なデータ数を貯める必要がある。又、宇宙線には天頂角分布があり、鉛直方向の方が水平方向よりも強度大である事が分かっている。その為シンチを縦方向に並べる事にした。
2. 縦方向に並べた時、シンチ間の距離を伸ばす程、速度が正確に求められる反面、得られるイベントのレートが下がってしまう。又、研究室内に収まる大きさ ( 3.3m ) にするという制約が伴った。
3. 2 を踏まえて、実際の実験で組んだセットアップでの長さで仮決めし、レート予想を仮決めした長さで得た Acceptance から行なった結果 ( 詳しい計算は後章 5.5に記述 )、その長さで問題ない事が分かった。

以上により、シンチを縦方向に並べ、シンチ間の長さを決定した。

**PMT の取り付け**

- PMT の取り付けについて

1. まず、使用する PMT の本数であるが、全 12 本の内、較正用として 2 本必要なので実験用として使用できるのは 10 本までである。その 10 本を性能の良い物から順に重要なシンチに割り当てる事にした。

2. 速度情報は TOF とその時の距離から計算できる。この時、速度を正確に測るには、通過距離を正確に知らなければならない。通過距離に関し、問題点としては例えば斜め入射と垂直入射では通過距離が違ってくるという事態が生じる。
3. 1 の問題を解決する為には粒子のシンチにおける通過位置を決定する事が必要となってくる。その為にはシンチの両側に到達したシンチレーション光の時間差が分かれば良い。

以上により、veto 用以外のシンチの PMT を両覗きにした。

これらを踏まえて、fig2.1 に示すセットアップを組んだ。

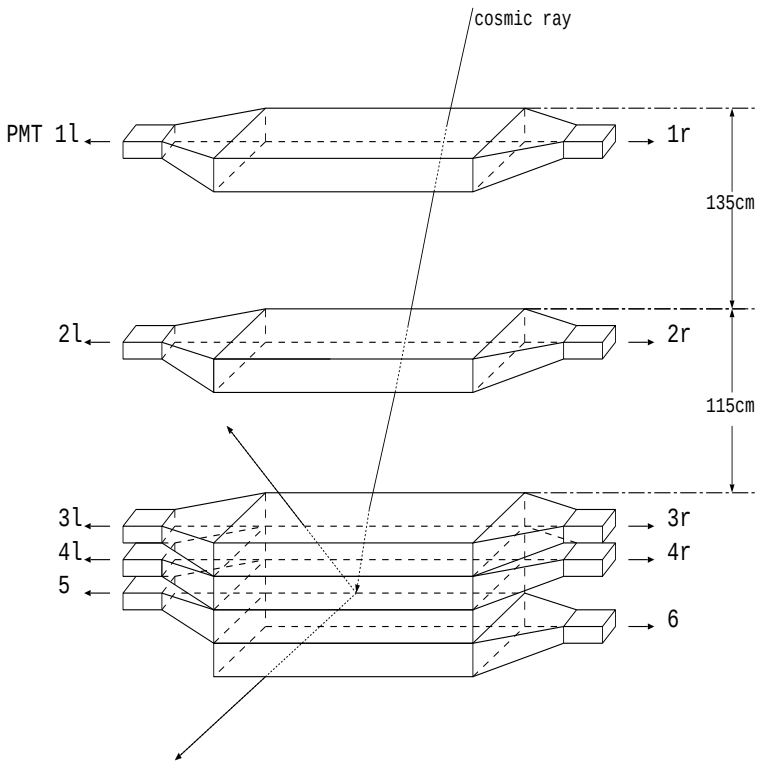



Figure 2.1: 本実験のセットアップ図

## 2.2 トリガーとロジック

トリガーとロジックについて以下に示す。

### 2.2.1 トリガー

とらえるイベントは、シンチの 4 枚目で stop するイベントである。fastTDC、ADC に関してはこうしたイベントがトリガーになる。続けて、上方もしくは下方に飛ぶイベントが slowTDC のトリガーである。すなわちトリガーは以下である。

- シンチの 1r 1l 2r 2l 3r 3l 4r 4l が鳴り、5 6 が鳴らない。

  以上が、ADC、fastTDC のトリガーである。

- 続いて 5 6 のいずれか少なくとも 1 つ、あるいは 3r 3l 両方が鳴る。

  以上が slowTDC のトリガーである。

このイベントに対し、それぞれのシンチで落とすエネルギー情報を ADC で、シンチ間の TOF 情報を fastTDC で計測し、さらに $\mu$ 粒子と思われるものを選択する為に slowTDC で寿命測定を行う。

### 2.2.2 ロジック

まず、ロジックに関する説明をまとめておく。

1. トリガーにおいて 5、6 のいずれかが鳴っていた時点で即そのイベントは削ってしまいたい。その為 5 と 6 には Coincidence でなく Fan in Fan out を用いている。

2. slowTDC の stop pulse に関して 3 つに分けてある。これは解析において、粒子が stop 後、上方に飛ぶか下方に飛ぶかで寿命の計算に違いが生じる事が分かった。そこで stop 0 は両方のイベントの足し合わせを、stop 1 は上方へのイベントを stop 2 は下方へのイベントをそれぞれ分けてデータを貯める事にしたものである。

3. slowTDC の stop pulse に関してもう 1 点。そもそも寿命を求める理由は $\mu$ 粒子の選択の為である。この時 $\mu$ 粒子の寿命を遥かに越える ( 10 倍以上 ) イベントは、ほとんど全て $\mu$ 粒子でないと考えて良いとした。そこで、そうしたイベントを削る為に最後に Fan in Fan out を用いている。

4. 図において、cable につけてある数字は、cable delay(ns) をあらわす。なお delay のタイミングは ADC、fastTDC、slowTDC の gate と stop の pulse のタイミングが合うようにつけてある。

次に、本実験で用いたロジックを fig2.2 に示す。

## 2.3 検出器

最後に、実験で用いた検出器についてまとめておく。

我々の実験での検出器は、プラスチックシンチレーター、ライトガイド、PMT の 3 つの部分から構成されている。実験で用いた検出器の模式図を fig 2.3 に示す。Fig2.3において、(a) scintilator for experiment は実際の実験に用いたものであり、(b)mini scintilator は粒子

のシンチ通過位置の較正のために使用したものである。使用した個数を以下の table2.1 に示す。

| | | |
|---|---|---|
| プラスチックシンチ | $100 \times 33 \times 1[cm^3]$ | 6 枚 |
| | $16 \times 10 \times 1[cm^3]$ | 2 枚 |
| ライトガイド | 実験用 | 10 個 |
| | 較正用 | 2 個 |
| PMT | 実験用 | 10 本 |
| | 較正用 | 2 本 |

Table 2.1: 使用した検出器の数

また、実験に用いた fastTDC、 slowTDC、ADC について table2.2 にまとめておく。

| 機種 | 品名 | bit 数 | 1ch 当り | Full scale |
|---|---|---|---|---|
| slowTDC | KEK TYPE-1 | 16-bit | 20nsec | 1310$\mu$sec |
| fastTDC | Le Croy 2228A | 11-bit | 50psec | 102nsec |
| ADC | Le Croy 2249A | 11-bit | 0.25pC | 512pC |

Table 2.2: 使用した機種

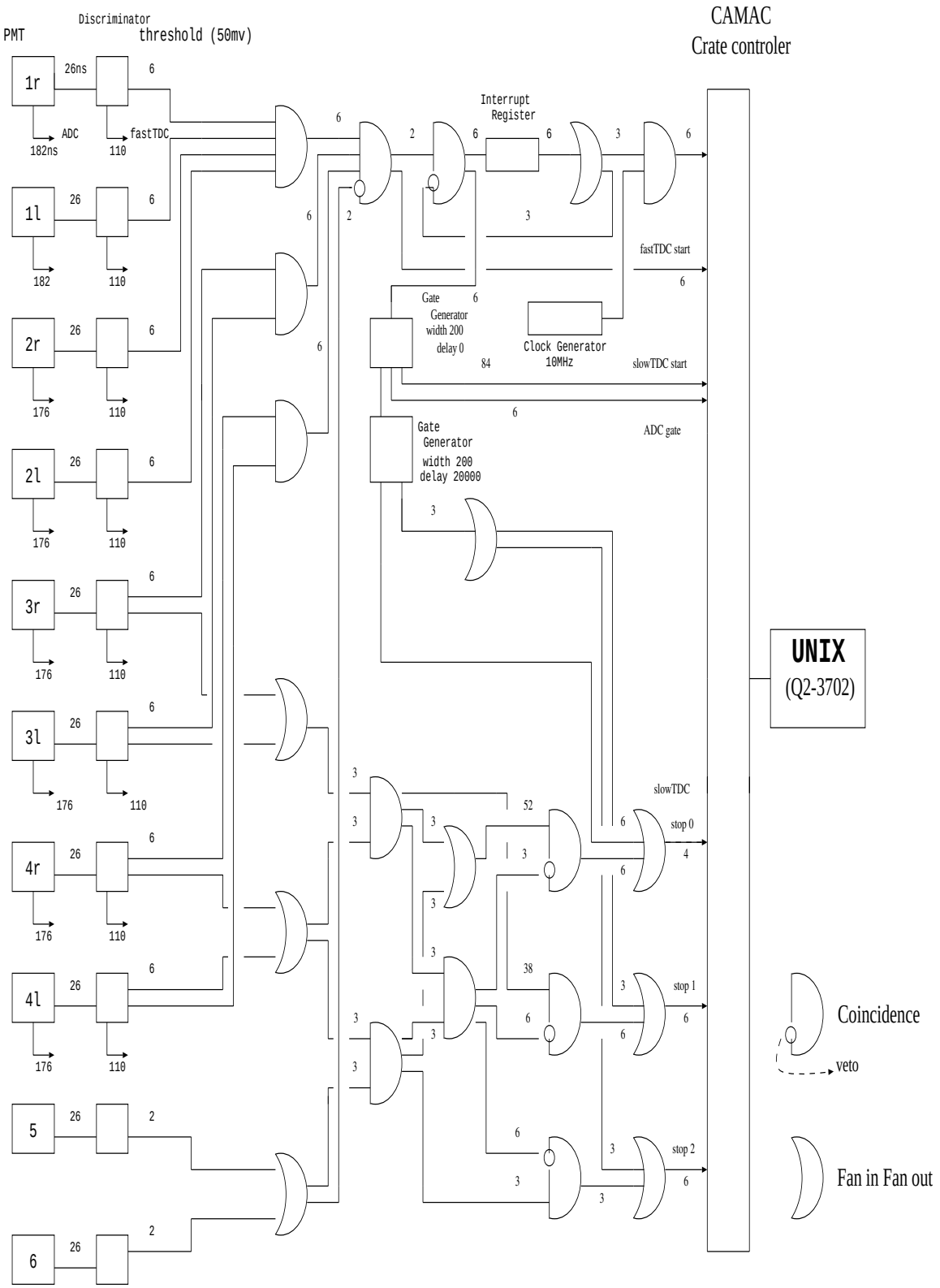
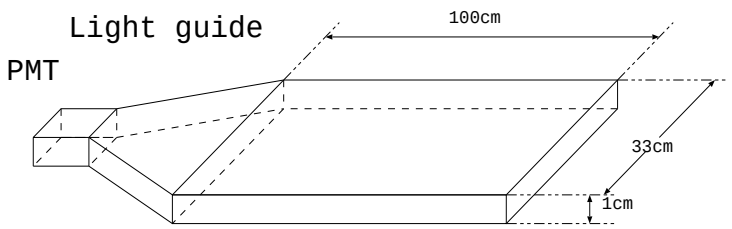
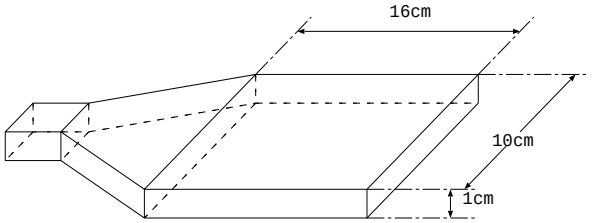



Figure 2.2: 本実験でのロジック図




(a) scintilator for experiment




(b) mini scintilator

Figure 2.3: 使用した検出器の模式図

# Chapter 3

# Calibration

この章では実験を行なうために必要な較正について述べる。

## 3.1 プラトー測定

この実験で用いる 10 個の PMT の電圧を決める必要がある。そのために、プラトー測定を行なって、プラトー領域を求める。

### 方法

その方法を述べる。Fig3.1のように、３枚のシンチレーター（２枚が PMT 両覗き、１枚が PMT 片覗き / 計５個の PMT ) を重ね、ある１個の PMT だけ電圧を変化させ（１６００Ｖから２７００Ｖ）、他の４個の PMT の電圧はプラトー領域で固定する。そのときに、５個の PMT のコインシデンスと４個の PMT のコインシデンスのレート [Hz] を測定する。ロジックは fig3.19に示してある。

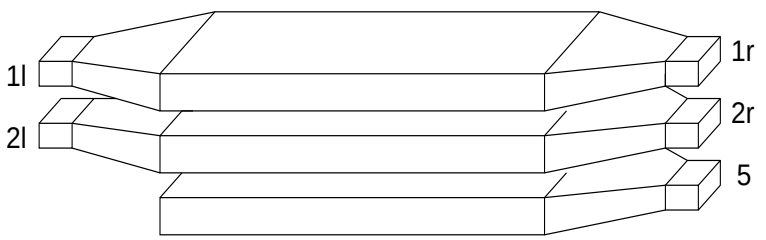



Figure 3.1: プラトーの測定

## 検出効率

検出効率 (Efficiency) を次のように定義した。

$$\text{検出効率} = \frac{5\text{ 個全ての }PMT\text{ のコインシデンス}}{\text{測定したい }PMT\text{ 以外の }4\text{ 個の }PMT\text{ のコインシデンス}}$$

検出効率の電圧依存性を見ることでプラトーカーブが得られる。

## 結果

プラトー測定の例が fig3.2である。この実験ではプラトー領域を検出効率が 92 %以上の部分と定めた。さらに、ゲインがプラトー領域内でなるべく揃うようにして ( ゲイン $G = aV^b$ が成り立つと仮定した。V は電圧、a,b, は定数 ) 電圧を決めた。( table3.1 ) 検出効率も table3.1に書いてある。なお、discriminater の threshold は 50mV とした。

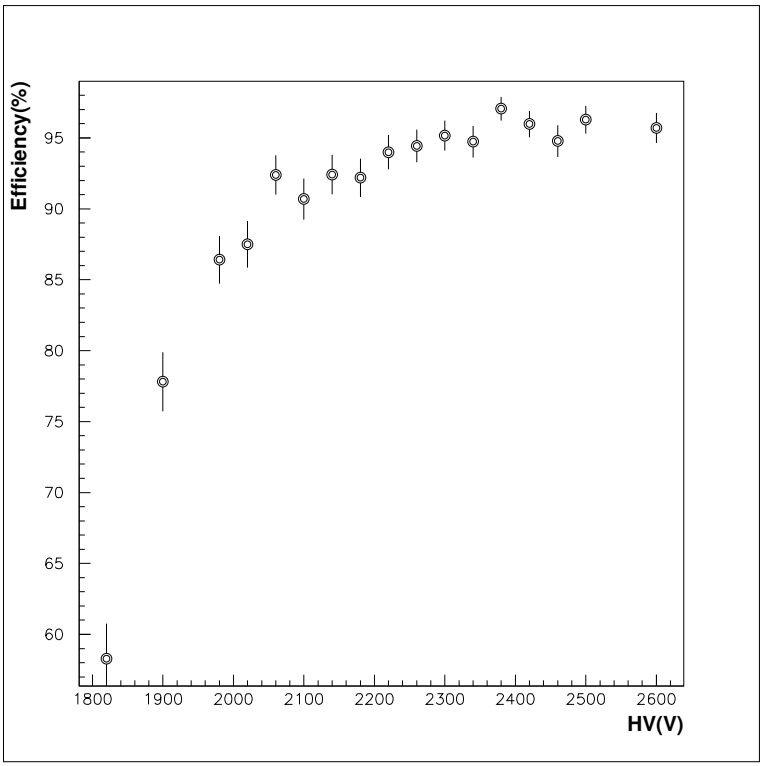



Figure 3.2: PMT2r の検出効率

| PMT | 設定電圧 [V] | 検出効率 (%) |
|---|---|---|
| 1 r | 2340 | 97 |
| 1 l | 2480 | 97 |
| 2 r | 2240 | 93 |
| 2 l | 2240 | 93 |
| 3 r | 2360 | 97 |
| 3 l | 2680 | 97 |
| 4 r | 2480 | 97 |
| 4 l | 2360 | 98 |
| 5 | 2200 | 96 |
| 6 | 2300 | 97 |

Table 3.1: PMT の設定電圧と検出効率

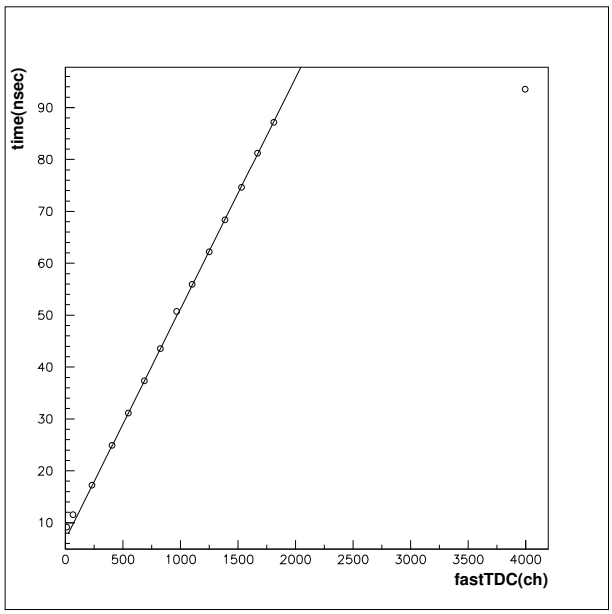



Figure 3.3: fastTDC の値と時間の関係

## 3.2 fastTDC

この実験では $\mu$ 粒子などの粒子の速度が必要である。速度 = 距離 / 時間なので時間を測定することになる。この時間を fastTDC を用いて測定する。

### 方法

fastTDC の較正は、次のように行なう。Clock Generator からのパルスを 2 手にわけ、1 つはそのまま fastTDC の start pulse とし、もう 1 つを cable によって delay をかけて stop pulse とする。その時間差を fastTDC とオシロスコープで測定する。ロジックが fig3.20に示してある。

### 結果

その結果が fig3.4である。これを 1 次関数で fit した ( 時間が 90nsec 以上のときは overflow していること、20nsec 以下は線形性から外れていることを考え、それぞれ fit から外した )。

その結果、時間を t[nsec]、fastTDC の値を x[ch] とすると、

$$t = 4.445 \times 10^{-2} x + 6.820$$

となる。また、fastTDC を使う時は、start pulse と stop pulse の差が 20nsec 以上 90nsec 以下であることを要求することにする。

## 3.3 slowTDC

slowTDC はμ 粒子の崩壊の際の寿命を測るのに使う。

slowTDC も fastTDC と同様に較正した。( fig3.5 ) 時間 t[$\mu$sec]、slowTDC の値を x[ch] として、

$$t = 1.997 \times 10^{-2} x + 1.1181 \times 10^{-2}$$

注 ) TDC には fastTDC と slowTDC の 2 種類あるが、単に TDC と書く場合は fastTDC のことを指すことにする。

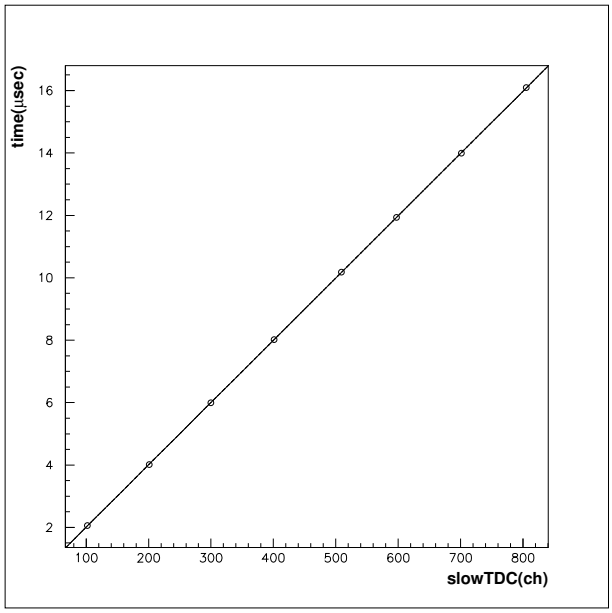



Figure 3.4: slowTDC の値と時間の関係

## 3.4 ADC

ADC はエネルギーを測定するために使う。

$\mu$ 粒子がプラスチックシンチレーターを通り抜ける時に落とすエネルギーはランダウ分布に従う ( 文献 [2] )。そのピーク値 ( most probable な値 ) が過去の卒業論文 [4] で計算されていて、1.83MeV である。

### ADC の位置依存性

$\mu$ 粒子がプラスチックシンチレーターに落としたエネルギーは光となってシンチレーター中を通って、PMT に到達する。そのエネルギーを E とすると、E 全てが PMT に到達するわけではない。光は物質中を通ると減衰するので、PMT に届く光のエネルギーは Eexp(-x/$\lambda$) となる ( x[cm] は PMT までの距離、$\lambda$[cm] は減衰長 )。

$\mu$ がプラスチックシンチレーターの左から x[cm] のところを通過した時、l 側と r 側の PMT でエネルギーを測定したとき、それぞれの ADC で測定したエネルギーを $E_l(x)$[MeV]、$E_r(x)$[MeV]、$\mu$ 粒子が落としたエネルギーを E[MeV] とすると、

$$E_l(x) = E\exp(-\frac{x}{\lambda})$$

$$E_r(x) = E\exp(-\frac{100-x}{\lambda})$$

従って、$E_l(x)$ と $E_r(x)$ の相乗平均をとると、

$$\sqrt{E_l(x)E_r(x)} = E\exp(-\frac{x}{2\lambda} - \frac{100-x}{2\lambda}) = E\exp(-\frac{50}{\lambda})$$

となり、位置 x によらない定数になる。さらに、l 側、r 側の ADC の値を $ADC_l$[ch],$ADC_r$[ch] とすると $k_l$[ch/MeV],$k_r$[ch/MeV] を定数として

$$ADC_l = k_l E_l(x)$$

$$ADC_r = k_r E_r(x)$$

とおくことができ、その相加相乗平均 ADC*は

$$ADC^* = \sqrt{ADC_l ADC_r} = kE$$

となる。( ただし、$k[ch/MeV] = \sqrt{k_l k_r}\exp(-\frac{50}{\lambda})$ )

### ペデスタル

ADC のカウント [ch] とエネルギー E[MeV] との関係は

$$ADC = kE + p\text{( } k[ch/MeV], p[ch] \text{ は定数 )}$$

と表される。p をペデスタルという。

ペデスタルはダークカレントなどによるものである。8 個の PMT1l,1r,$\cdots, 4r$ についてペデスタルを求めると、table3.2のようになった。

これからは ADC の値を扱う時は、このペデスタルを引いて用いることにする。なお、ADC のゲートは 200nsec とした。

## 較正方法

次に定数 k を求める。実際の ADC の較正は fig3.6のように行なった。4 枚のシンチレーター 1、2、3、4 を重ね、その上下にミニシンチ 1、ミニシンチ 2 ではさむ。1r,1l,$\cdots$,4l,, ミニ 1, ミニ 2 の 10 個の PMT のコインシデンスをとりトリガーとする。ミニシンチの位置を x[cm] として x=10,50,87cm の 3 点で ADC を測定する。ロジックが fig3.21に示してある。

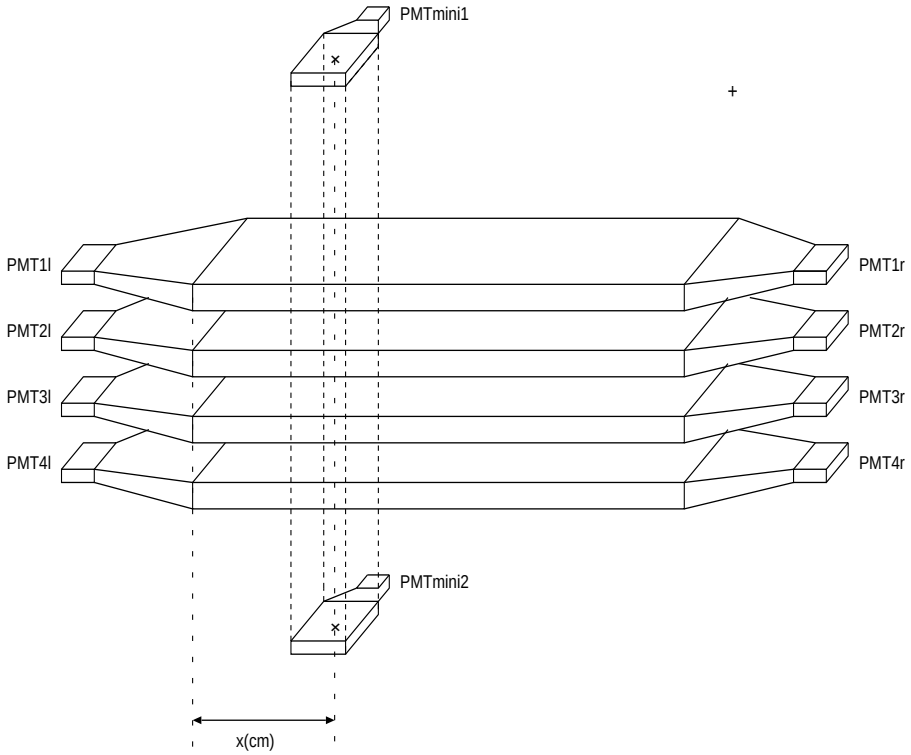



Figure 3.5: ADC の較正

## 結果

x=10,50,87[cm] に対する 8 個の PMT の ADC のヒストグラムを作った。その例が fig3.7、fig3.8である。それをランダウ関数

$$landau(ADC) = p_1 \exp(-\frac{1}{2}(t + \exp(-t) - 1)), t = (ADC - p_2)/p_3$$

で fit した $(p_1[ch], p_2[ch], p_3[ch]$ は定数)。

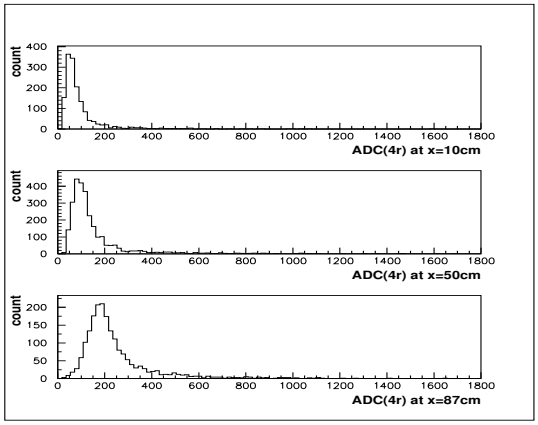



Figure 3.6: PMT4r の ADC の x=10,50,87cm に対するヒストグラム (ADC の単位は ch)

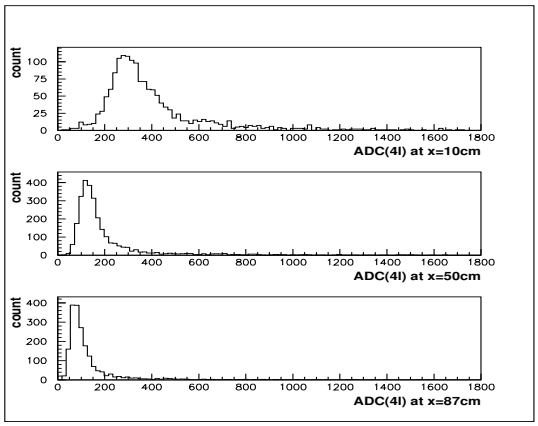



Figure 3.7: PMT4l の ADC の x=10,50,87cm に対するヒストグラム (ADC の単位は ch )

それぞれのピーク値 [ch] は table3.3のようになった。
よって、ADC*[ch] がわかり、table3.4になる。

| PMT | ペデスタル [ch] |
|---|---|
| 1r | 47.0 |
| 1l | 42.9 |
| 2r | 36.3 |
| 2l | 42.8 |
| 3r | 46.0 |
| 3l | 44.0 |
| 4r | 44.9 |
| 4l | 47.7 |

Table 3.2: ペデスタルの値

| PMT | ピーク値 [ch] | | |
|---|---|---|---|
| | x=10 | x=50 | x=87 |
| 1r | 72.7 | 138.0 | 300.0 |
| 1l | 531.7 | 221.4 | 101.2 |
| 2r | 81.6 | 112.2 | 198.3 |
| 2l | 282.3 | 145.7 | 99.5 |
| 3r | 73.8 | 118.1 | 299.5 |
| 3l | 318.1 | 97.3 | 67.5 |
| 4r | 50.8 | 86.3 | 166.8 |
| 4l | 283.6 | 113.2 | 72.9 |

Table 3.3: ランダウ分布のピーク値

| シンチレーター | ADC*[ch] | | |
|---|---|---|---|
| | x=10 | x=50 | x=87 |
| 1 | 196.6 | 174.8 | 174.2 |
| 2 | 151.8 | 127.9 | 140.5 |
| 3 | 153.2 | 107.2 | 142.2 |
| 4 | 120.0 | 98.8 | 110.3 |

Table 3.4: 各シンチレーターの ADC*

ADC*は x に依存しないと思っていた。しかし、実際は fig3.9のように x に依存していて x = 50cm のとき小さく、x=10,87cm で大きい傾向があった。過去の卒業論文でも同じような傾向が出ていたので間違いであるとは考えにくい。原因としてはシンチの劣化、光の反射具合やその他考えられるが、はっきりはわからなかった。今回は ADC*を x の 2 次関数

$$p_1 + p_2 x + p_3 x^2 (p_1[ch], p_2[ch/cm], p_3[ch/cm^2] \text{ は定数 })$$

として fit した。それが table3.5である。

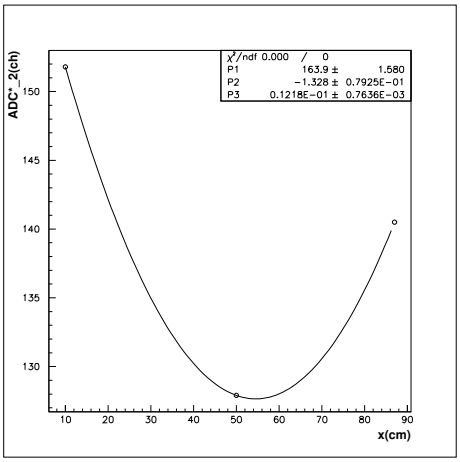



Figure 3.8: シンチレーター 2 の ADC*の位置 x による依存

ランダウ分布のピークは 1.83MeV なので、シンチレーターに落としたエネルギーは

$$1.83 \times \frac{ADC^*}{p_1 + p_2 x + p_3 x^2}[MeV]$$

によって、計算できる。

| シンチレーター | $p_1[ch]$ | $p_2[ch/cm]$ | $p_3[ch/cm^2]$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 205.5 | -0.9572 | 0.006855 |
| 2 | 163.3 | -1.325 | 0.01216 |
| 3 | 178.3 | -2.783 | 0.02721 |
| 4 | 130.6 | -1.178 | 0.01087 |

Table 3.5: 各シンチレーターの $p_1, p_2, p_3$

## 3.5 slewing

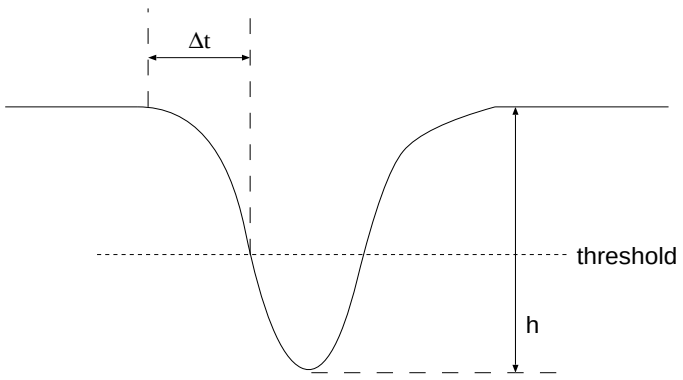



Figure 3.9: analog pulse

図 3.10のように analog pulse が discriminator を通る時を考える。pulse が大きいと早く、小さいと遅く threshold にかかる。つまり、fastTDC で測定した時間がパルスの形によって変化する。これを slewing という。slewing によって、時間の分解能が悪くなるのでこれを補正する必要がある。

pulse が立ち上がってから threshold にかかるまでの時間をΔ t[ch(fastTDC)]、pulse の高さを h[mV]、また pulse を立ち上がりからピークまでの時間が一定の三角形で近似すると、$\alpha$'[ch(fastTDC)·mV] を定数として

$$\Delta t \simeq \frac{\alpha'}{h}$$

となる。h は三角形の面積つまり ADC の値に比例するので、結局 $\alpha$[ch(fastTDC)·ch(ADC)] を定数として

$$\Delta t \simeq \frac{\alpha}{ADC}$$

となる。

fastTDC で時間を測定する時は fig3.11のように start pulse と stop pulse の両方が slewing するので本当に測定したい時間を t[ch(fastTDC)] として

$$TDC \simeq t - \frac{\alpha_{start}}{ADC_{start}} + \frac{\alpha_{stop}}{ADC_{stop}} \tag{3.1}$$

となる。

### 方法

式 3.1において t が一定であるような条件で実験を行ないたい。そのような条件に近いのは 4 枚のシンチレーターをすべて垂直に通過する $\mu$ 粒子において TDC を測る時である。

よって、4 枚のシンチレーターを並べて、その上下に x=50cm の位置にミニシンチを置く。PMT1l,1r,$\cdots$,4r とミニ 1,2 の 10 個の PMT のコインシデンスをトリガーとして ( トリガーのタイミングを 1r に合わせるために、1r には 25nsec の delay をかけた )、1l,1r,$\cdots$,4r の fastTDC と ADC を測定した。ロジックが fig3.22に示してある。

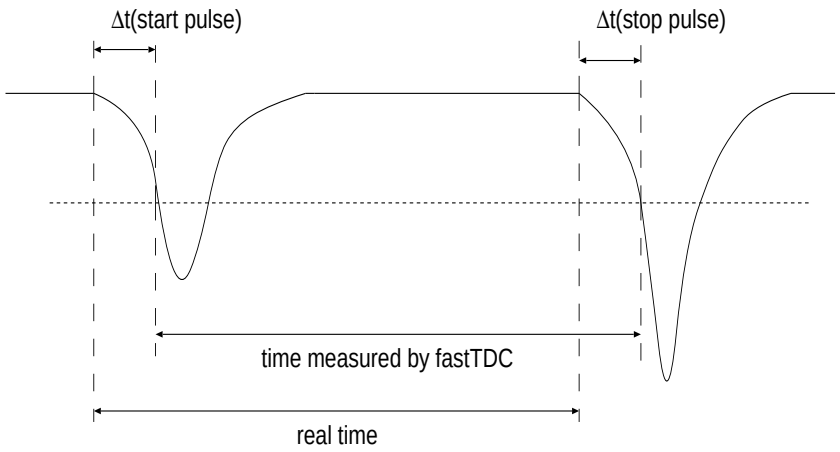



Figure 3.10: 本当に測定したい時間と fastTDC で測定した時の時間の関係

## 結果

例えば、$TDC_{4r}$ を見た時、式 3.1により、

$$TDC_{4r} = t - \frac{\alpha_{1r}}{ADC_{1r}} + \frac{\alpha_{4r}}{ADC_{4r}}$$

となるはずである。そこで、$TDC_{4r}$ と $1/ADC_{1r}$ を plot すると、fig3.12 ( 上 ) のようになり、$TDC_{4r}$ と $1/ADC_{4r}$ を plot すると fig3.13 ( 上 ) になる。それぞれを直線で fit して、$\alpha_{1r}$ と $\alpha_{4r}$ を求めた。

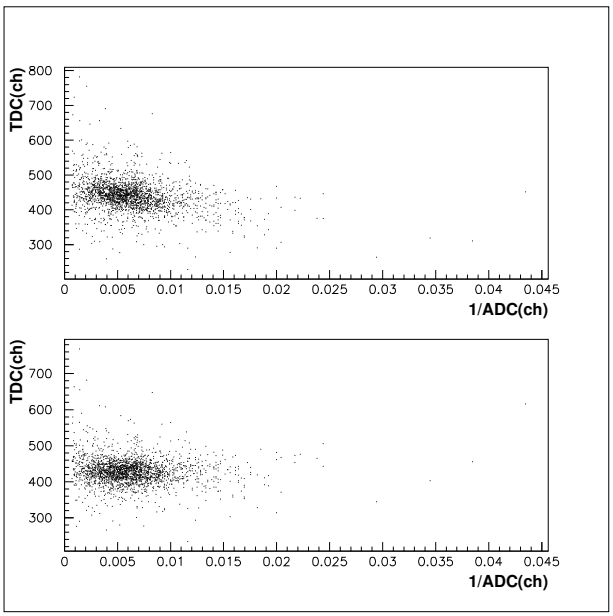



Figure 3.11: $TDC_{4r}$ と $1/ADC_{1r}$ の関係 ( 上が slewing 補正前、下が slewing 補正後 )

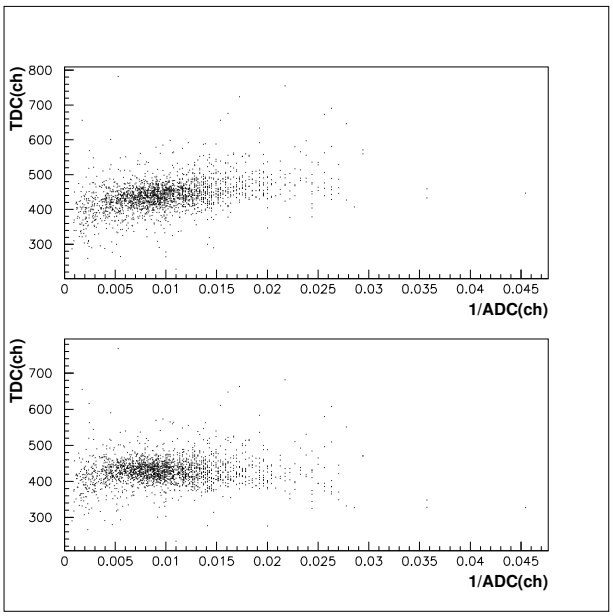



Figure 3.12: $TDC_{4r}$ と $1/ADC_{4r}$ の関係 ( 上が slewing 補正前、下が slewing 補正後 )

| PMT | $\alpha$[ch]·ch(ADC) |
|---|---|
| 1r | 3980.5 |
| 1l | 4619.5 |
| 2r | 3122.0 |
| 2l | 4792.0 |
| 3r | 4600.9 |
| 3l | 3928.0 |
| 4r | 3753.3 |
| 4l | 4569.9 |

Table 3.6: それぞれの PMT の $\alpha$

他の場合も同様にして $\alpha$[ch(fastTDC)·ch(ADC)] を求めた。(table3.6 ) これを用いて $TDC_{4r}$ を補正すると fig3.12、fig3.13のそれぞれの下の図のように ADC の値に依存しなくなった。これからは TDC の値を扱う時は slewing を補正することにする。

## fastTDC の分解能について

次に、fastTDC の分解能について述べる。slewing の実験で $TDC_{2r}$ のヒストグラムが fig3.14で、これを slewing 補正すると、fig3.15になる。ほかの PMT についても分解能を求めた。( table3.7 ) table3.7を見ると平均で約 13 %良くなっている。

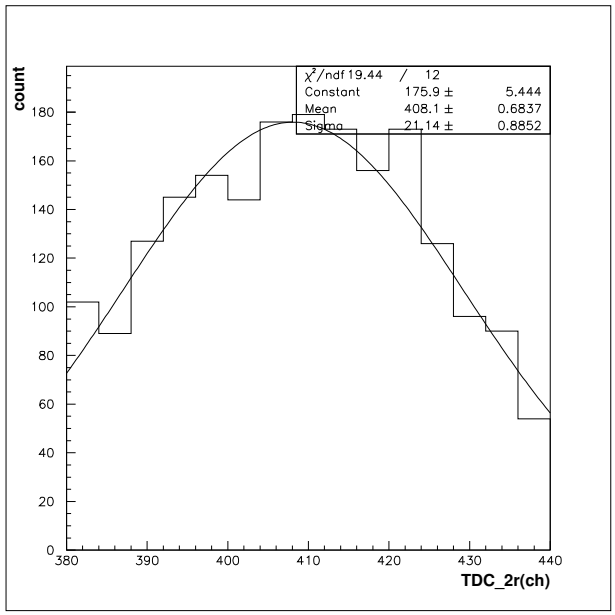



Figure 3.13: $TDC_{2r}$ の slewing 補正をする前のヒストグラム

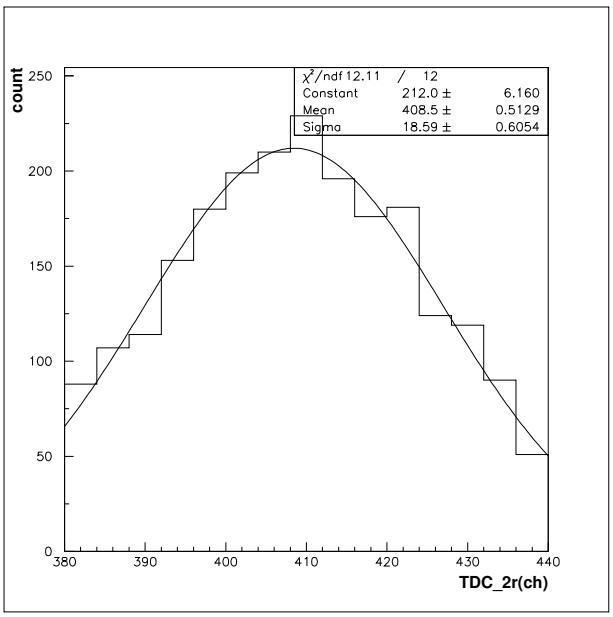



Figure 3.14: $TDC_{2r}$ の slewing 補正後のヒストグラム

| PMT | 補正前の分解能 [nsec] | 補正後の分解能 [nsec] |
|---|---|---|
| 1l | 0.95 | 0.84 |
| 2r | 1.14 | 0.85 |
| 2l | 0.99 | 0.85 |
| 3r | 1.06 | 0.94 |
| 3l | 1.23 | 1.19 |
| 4r | 1.20 | 1.06 |
| 4l | 1.09 | 0.92 |

Table 3.7: fastTDC の分解能

## 3.6　位置 x について

本実験では 1 枚のシンチレーターの両側に PMT がついているので粒子の通った位置がわかる。本実験では粒子の速度 $\beta$ を測定するのだが、その時に粒子の飛んだ距離が必要になる。粒子の飛んだ距離は通過位置に依存するので、位置を測定すると $\beta$ の分解能は良くなる。

シンチレーターの左から x[cm] の位置を $\mu$ が通過した時、l 側と r 側で TDC を見ると、t を $\mu$ が通過した時刻、c[cm/ch] をシンチレーター中の光速 ( ch は TDC のチャンネル ) として、

$$TDC_l = t + \frac{x}{c} + \text{定数}$$

$$TDC_r = t + \frac{100 - x}{c} + \text{定数}$$

よって、

$$TDC_l - TDC_r = \frac{2}{c}x + \text{定数} \tag{3.2}$$

### 方法

方法は ADC を較正したときと同じである。ミニシンチの位置 x=10,50,87cm に対して PMT1l,1r,$\cdots$,4r の TDC を測定した。ロジックは slewing の時と同じである。

### 結果

$TDC_l - TDC_r$ と x を plot した例が fig3.16である。これを 1 次関数で fit した。その結果、光速 c が求まり、table3.8になった。c がわかると式 3.2から位置 x を求めることができる。

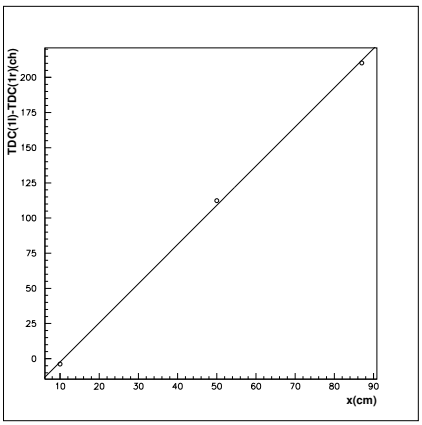



Figure 3.15: シンチレーター 1 の $TDC_{1l} - TDC_{1r}$ と $x$ の $plot$

| シンチレーター | c[m/sec]$\times 10^8$ |
|---|---|
| 1 | 1.62±0.01 |
| 2 | 1.57±0.01 |
| 3 | 1.73±0.01 |
| 4 | 1.80±0.01 |

Table 3.8: シンチレーター中の光速

## 位置 x の分解能について

シンチレーター 1 の x=50cm のデータについて式 3.2から逆に x を求めてヒストグラムを作ってみた ( fig3.17)。これから、位置の分解能が 6.6cm になった。他についても同様にして分解能を求めた。それが table3.9に示してある。

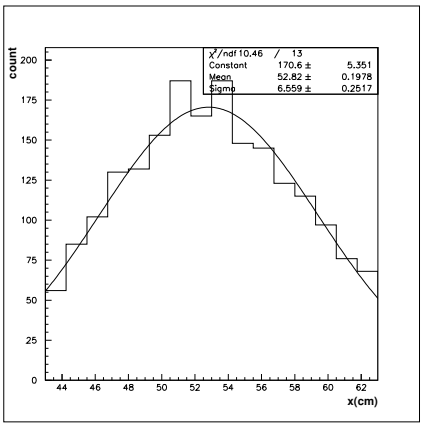



Figure 3.16: x の分布

| シンチレーター | 分解能 [cm] | | |
|---|---|---|---|
| | x=10cm | x=50cm | x=87cm |
| 1 | 10.2 | 6.6 | 9.9 |
| 2 | 8.6 | 5.6 | 8.5 |
| 3 | 10.8 | 10.7 | 12.3 |
| 4 | 11.0 | 8.5 | 8.6 |

Table 3.9: x の分解能

## 3.7 delay の測定

fastTDC で 2 つの PMT からの信号を見るとする。この時、2 つの信号は同時刻に起こったイベントであるとしても fastTDC の値は同じであるとは限らない。なぜなら、シンチレーターから光が出てから fastTDC に達するまでの時間が違うからである。ここではその時にかかる時間を次の 2 つに分けて考える。

1. 光がシンチレーター中を通るのにかかる時間
2. 光が PMT の光電面に達してから PMT を通り、ケーブル、モジュールを通るのにかかる時間

1 でかかる時間は前節のシンチレーター中の光速から計算できる。2 でかかる時間をここでは delay と呼び、これをこの節で測定する。

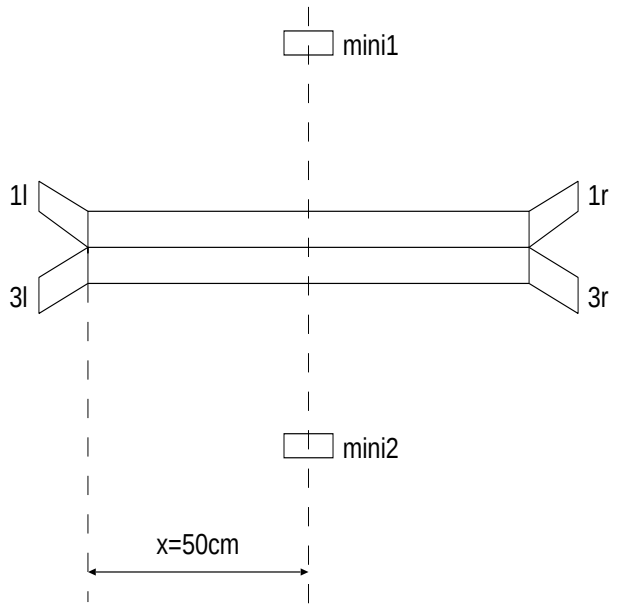



Figure 3.17: delay の測定のセットアップ

### 較正方法

fig3.18のようにシンチレーター 1 と 3 を重ねて、その上下に x=50cm の位置にミニシンチ 1、2 をはさむ。このとき、PMT1l,1r,1l,1r の TDC を測定する。delay を $d_i[ch]$、シンチレーター中の光速を $c_j[cm/ch]$ ( i,j はそれぞれ PMT の名前、シンチレーターの名前 ) とすると、PMT3r を基準にして、

$$TDC_{1l} - TDC_{3r} = d_{1l} - d_{3r} + \frac{50}{c_1} - \frac{50}{c_2}$$

$$TDC_{1r} - TDC_{3r} = d_{1r} - d_{3r} + \frac{50}{c_1} - \frac{50}{c_2}$$
$$TDC_{3l} - TDC_{3r} = d_{3l} - d_{3r}$$

となる。これを測定した。ロジックは fig3.23に示した。

## 結果

測定の結果、3r を基準にした delay は table3.10のようになる。

| PMT | d[nsec] |
|---|---|
| 1r | 0.46 |
| 1l | 5.46 |
| 2r | 2.74 |
| 2l | -1.39 |
| 3l | -1.80 |
| 4r | 0.01 |
| 4l | 0.80 |

Table 3.10: 3r を基準にした delay

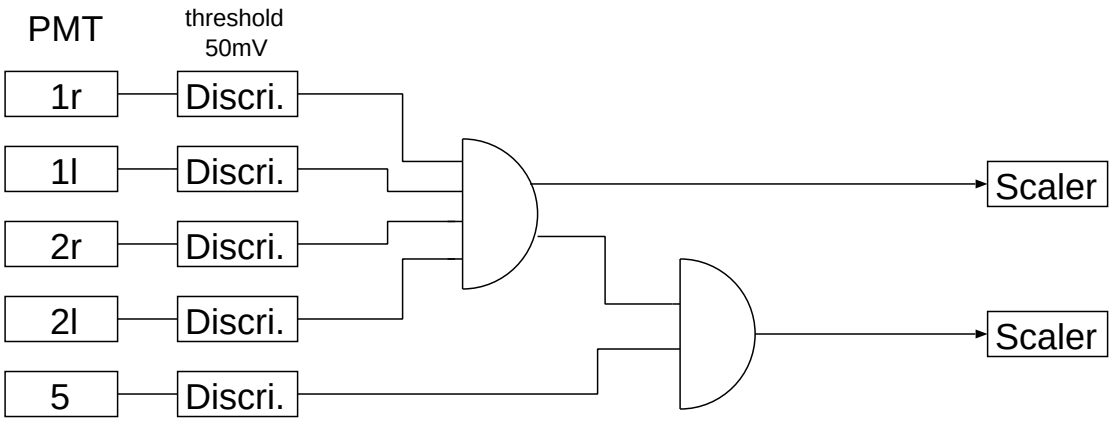



Figure 3.18: プラトーの測定のロジック ( この図では PMT2l についてのプラトー測定 )

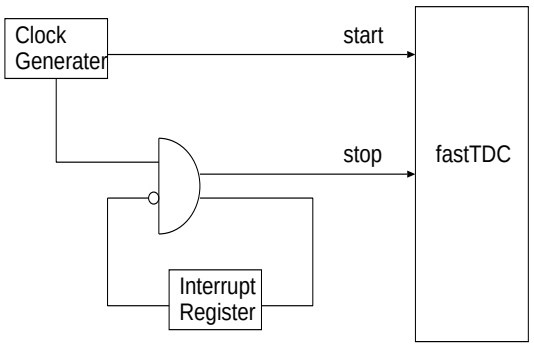



Figure 3.19: fastTDC の較正のロジック

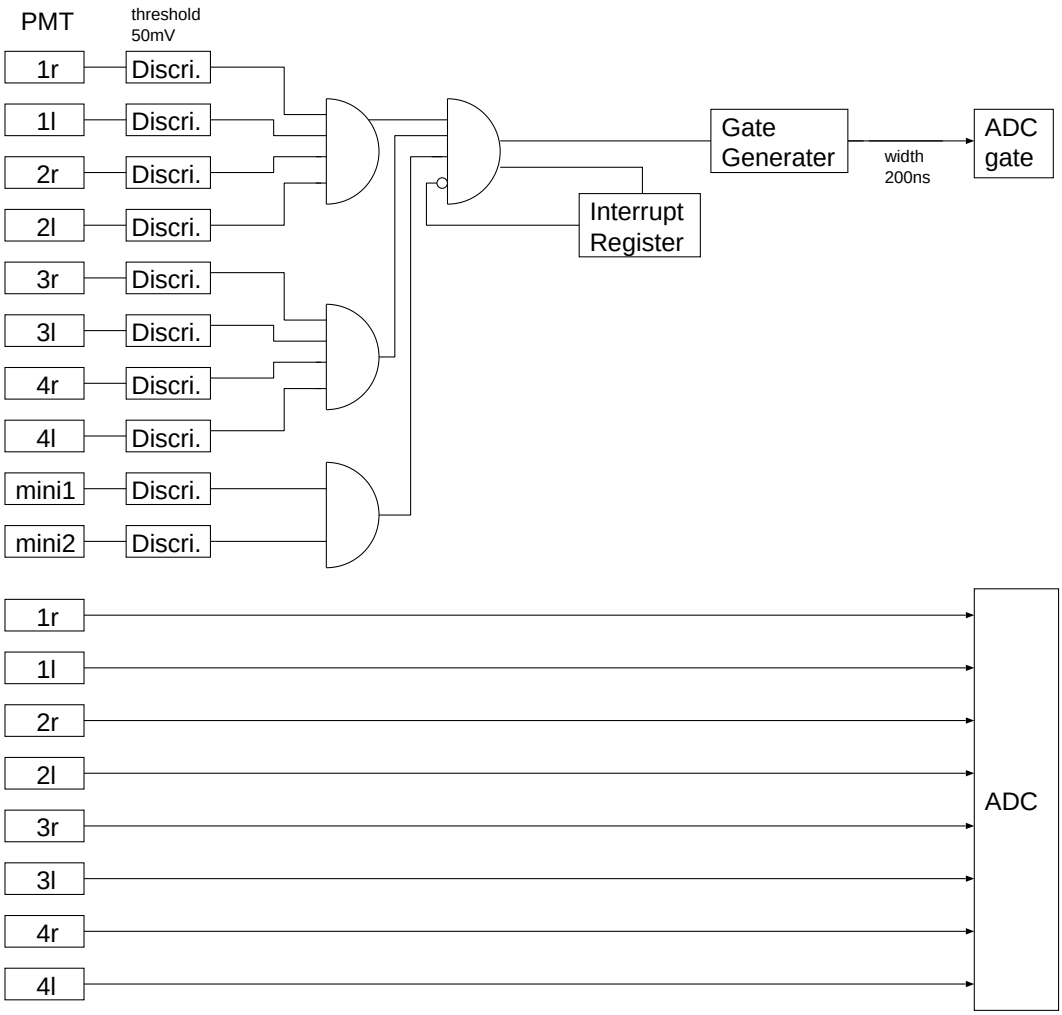



Figure 3.20: ADC の較正のロジック

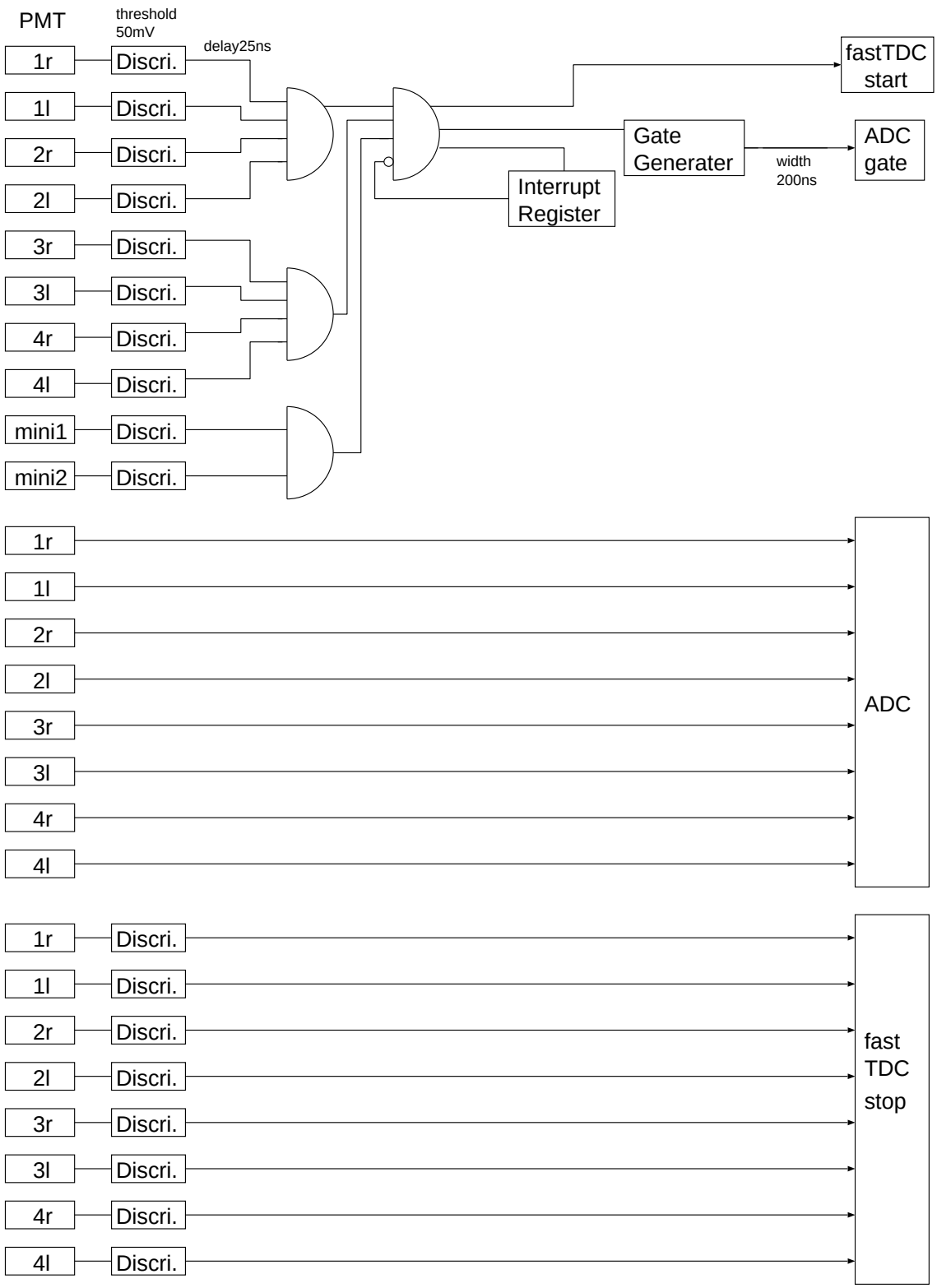



Figure 3.21: slewing の較正のロジック

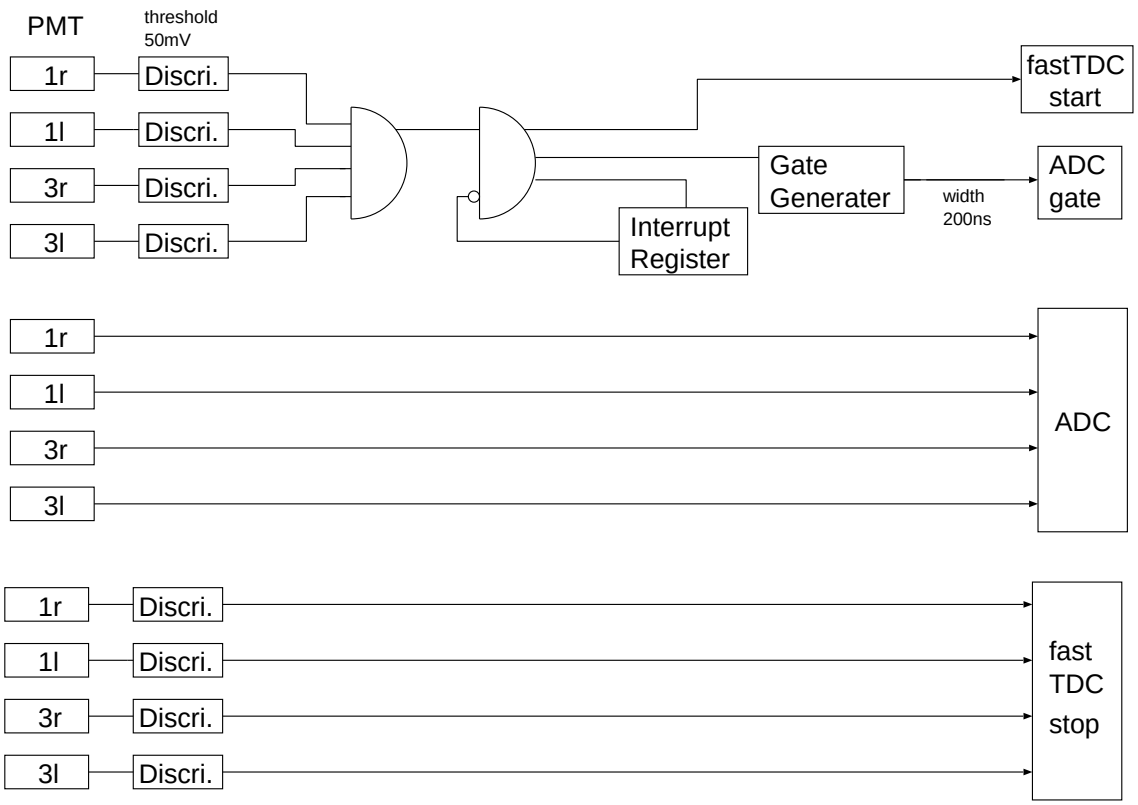



Figure 3.22: delay の測定のロジック ( slewing 補正のため ADC も測定した。)

# Chapter 4

# Monte Carlo Simulation

われわれが識別のために用いたパラメーター ( β 、Time of Flight など ) の理論値は文献等を見るだけではわからない。そこで実際に実験で用いた set up と同じ条件をコンピュータ上に構築して、Monte Carlo Simulation(以下 simulation) で理論値を求めた。

## 4.1 Acceptance

実際には acceptance は次のようにして求めた。simulation で検出器と同じサイズのものを考えて、それらをすっぽり包み込む大きさの外球 (ここでは半径 150cm のもの) と上下のシンチ間にぴったりおさまる内球 (ここでは 121.5m のもの) を構築する。(Fig. 4.1)

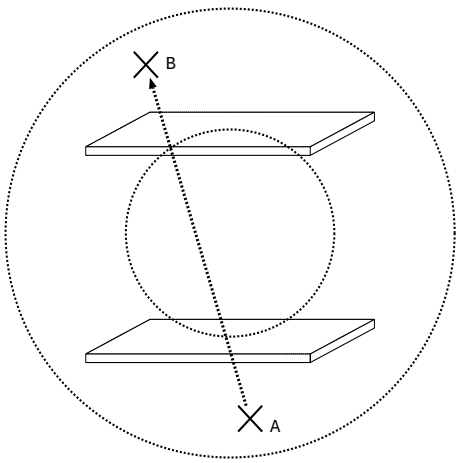



Figure 4.1: acceptance

まず最初に、外球中に乱数を用いて random に 2 点を抽出してやる。そして最初に選んだ点 A と後から選んだ点 B を結んだものを粒子の軌跡とする。この時の運動方向は A → B とする。

この時の外球 2 点の発生数と、その軌跡が • 内球を通過する数、そしてシンチ上下 2 枚を通過した数を用いる事で acceptance が出てくる。

このように考えると外球中の一点から見た内球の断面積 S は $\theta$、$\pi$ に依存せず、

$$S = \pi \times r^2 = 121.5^2\pi = 14762.25\pi(cm^2)$$

また内球の外球に対する acceptance($A_{内球}$) は

$$A_{内球} = \int SdΩ = 4\pi \times 14762.25\pi = 59049\pi^2(sr \cdot cm^2)$$

simulation での内球通過の event 数 ($n_{内球}$) とシンチ通過の event 数 ($n_{シンチ}$) に対して次の関係が成り立つ。

$$A_{シンチ} = \frac{n_{シンチ}}{n_{内球}} \times A_{内球}$$

実際に simulation で出た値を用いると acceptance は次のようになった。

$$A_{シンチ} = 3.296 \times 10^{-2}(sr \cdot m^2)$$

となった。

## 4.2 求めたいパラメーター

今回 proton と muon を識別するために求めたパラメーターは次の通りである。(Fig. 4.2)

- 1 枚目と 2 枚目のシンチ間の $\beta \to \beta$ 1
- 2 枚目と 3 枚目のシンチ間の $\beta \to \beta$ 2
- 2 枚目、3 枚目、4 枚目のシンチで落としたエネルギーの和 → E1
- 3 枚目、4 枚目のシンチで落としたエネルギーの和 → E2
- 1 枚目と 2 枚目のシンチ間の Time of Flight→ TOF1
- 2 枚目と 3 枚目のシンチ間の Time of Flight→ TOF2

これらの値を用いて proton と muon の質量を求め、粒子の識別をすすめていく。

## 4.3 simulation の設定

実際に simulation の設定を述べていく。

最初に我々が実際に用いたものと同じ大きさの set up をプログラム上に構築する。次に acceptance の時と異なり、上のシンチ上に一点、下のシンチ上にもう一点を、乱数を使って決定する。上側の点から下側の粒子を結んだ線が粒子の軌跡と決める。ただし運動方向は上から下に限定した。

このように設定した理由は

- set up が充分大型であるために下のシンチを通って上のシンチに入る粒子は充分に少ないと考えられるため
- 下から上に飛んだ粒子がかからない trigger 条件にしているため

などがあげられる。

さらに、その軌跡と Z 軸となす角 $\theta$ を天頂角 $\theta$ として、その分布が $cos^2\theta$ に従うように乱数を用いて重みをつける。

そうして 1/100cm ずつ粒子を運動させて、その間に Bethe-Bloch の式 (式 4.1)

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi\ N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A}[ln(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}) - \beta^2] \tag{4.1}$$

に準じたエネルギーずつ損失させる。その結果 4 枚目のシンチ中で止まったもの、すなわち運動エネルギーが 0 になったものをイベントとして採用し、その時のパラメーターを見ていく。

| | |
|---|---|
| エネルギー分布 | 一様 |
| 方位角分布 | 一様 |
| 極角分布 | $cos^2\theta$ |
| 発生密度 | 単位面積あたり一様 |

Table 4.1: simulation の設定

## saturation の simulation への導入

上で述べた条件の他に、今回 saturation を考えている。

saturation について少し捕捉しておくと、一般的にシンチ中に落とすエネルギーと発光量は線形であることが知られているが、落とすエネルギーが大きい場合線形の関係が崩れてくる。この時の式は

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A\frac{dE}{dx}}{1 + kB\frac{dE}{dx}} \tag{4.2}$$

dE/dX:単位長さ当たりの deposit energy
dL/dX:単位長さ当たりの light output
$k_B$:Birks constant

と言う事がわかっている (文献 [2])。

今回我々が行なった実験のように、質量を求めている過去の卒業研究 (文献 [3]) で質量の理論値と実験値を比較してみると、実験値の方が小さくなっている事がわかる。

文献 [2] によるとプラスチックシンチレーター中では、proton の質量程度で saturation が起こっている可能性がある。つまり実際に落としているエネルギーよりも低いエネルギーしか検出できないために、質量が小さくなってしまう事が考えられる。
そこで今回の simulation では saturation を導入してすすめていく。本当に saturation が起こっているのかどうか、また実際の実験値でその補正を加えるとどれくらい値が変わってくるかなどは、discussion の章で詳しく述べる。

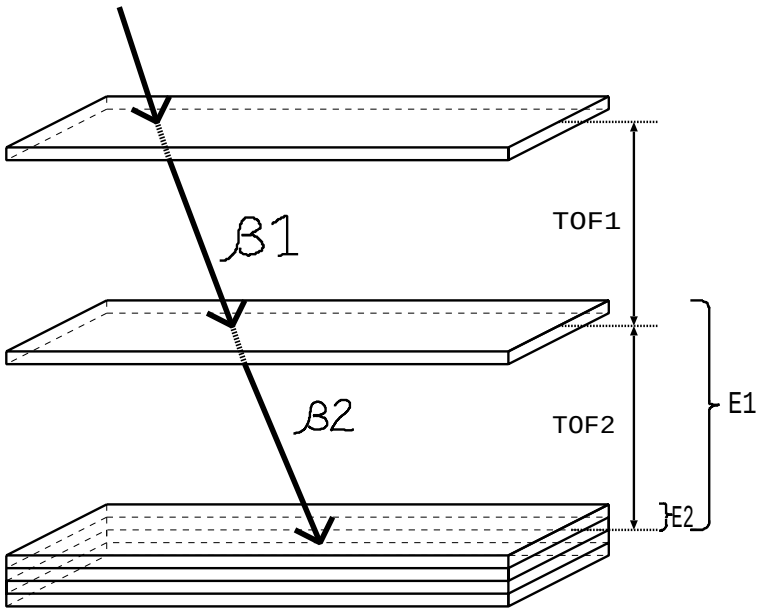



Figure 4.2: 各パラメーター

## 4.4 simulation の結果

以上のような条件でシミュレーションを行なった結果、次のような結果が出た。(Table 4.2,Table 4.3)

| | 理論値 |
|---|---|
| $\beta 1$ | $0.523 \sim 0.578$ |
| $\beta 2$ | $0.443 \sim 0.527$ |
| TOF 1 | $5.77 \sim 6.37$[ns] |
| TOF 2 | $6.30 \sim 7.48$[ns] |
| E1 | $15.35 \sim 22.24$[MeV] |
| E2 | $9.87 \sim 15.66$[MeV] |
| mass 1 | 105.6 [MeV/$c^2$] |
| mass 2 | 105.6 [MeV/$c^2$] |
| 寿命 $\tau$ | $\cong 2.12[\mu s]$ |

Table 4.2: muon の理論値

| | 理論値 |
|---|---|
| $\beta 1$ | $0.308 \sim 0.347$ |
| $\beta 2$ | $0.257 \sim 0.313$ |
| TOF 1 | $9.61 \sim 10.83$[ns] |
| TOF 2 | $10.65 \sim 12.96$[ns] |
| E1 | $32.71 \sim 43.70$[MeV] |
| E2 | $20.28 \sim 22.27$[MeV] |
| mass 1 | 938.2[MeV/$c^2$] |
| mass 2 | 938.2[MeV/$c^2$] |

Table 4.3: proton の理論値

ただし、質量と寿命は文献値 ([1]) による。

### 理論結果から

理論結果から次のことがいえる。

1. 約 4ns の差が測定できることが必要。fastTDC の分解能は約 1ns 程度欲しい。
2. 約 35MeV の差が測定できることが必要。ADC の分解能は 9MeV 程度欲しい。

以上の 2 点を考慮して、以後においてデータ解析を行なっている。

## 4.5　期待されるイベント数

この節では、実際に実験で組んだ Setup で得られるであろう $\mu$ 粒子、陽子のイベント数を Acceptance を用いて予想計算を行なう。

### 4.5.1　計算の概略

我々は本実験に先立つ予備実験として、$\mu$ 粒子の寿命測定を行なった。
その時のデータとして、Acceptance と $\mu$ 粒子のレートを得ている。又、本実験に関しては Simulation の章において Acceptance を求める事が出来た。

従って、本実験と予備実験との比較をする事で本実験で得られるであろう $\mu$ 粒子のイベント数を計算する事が出来る。又、地表レベルでの $\mu$ 粒子と陽子の強度比から陽子の予想イベント数を計算する事が出来る。

以上が以下 4.5.3に行なっている計算の概略である。

### 4.5.2　計算の前に

予想イベント数の計算を始める前に述べる事がある。
それは予備実験と本実験との違いである。違いがあるのに、比較して予想イベント数を計算して良いのかという事である。その事について以下に述べておく。

両実験で用いたセットアップは違っている。

予備実験のセットアップでは 4 枚のシンチを用いて、1 , 2 枚目を通過し 3 枚目で stop する粒子を捕らえている。それに対し、本実験では 6 枚のシンチを用いて、1、2、3 枚を通過し 4 枚目で stop する粒子を捕らえている。シンチ 1 枚の違いによりそれぞれで捕らえている粒子のエネルギーが違ってくる。
すなわち、本実験では、予備実験で捕らえている粒子よりもシンチ 1 枚で落す分のエネルギーだけ高い粒子を見ている事になる。後章に示す理論値を参考にすると 6MeV 程度の違いがあると思われる。

ところで、同じ高度での場合、粒子の強度分布はその粒子のエネルギーに依存する事が分かっている。

つまり、粒子のエネルギーが違えば、強度が違う為に Acceptance の比較により、レートを予想する事は出来ない。だが、理論値を参考にすると、本実験では 30 MeV 前後、予備実験では、24MeV 前後での $\mu$ 粒子を見ていたわけであるが、(文献 [7]) によると、そのエ

ネルギー域での強度の差はほとんど全くないという事が分かった。

すなわち、予備実験と本実験とを比較する事で予想レートを計算するのは、十分に有為な事であると考えて良い。

又、ここに予備実験でのセットアップと、捕らえたイベントの様子を fig4.3に示しておく。

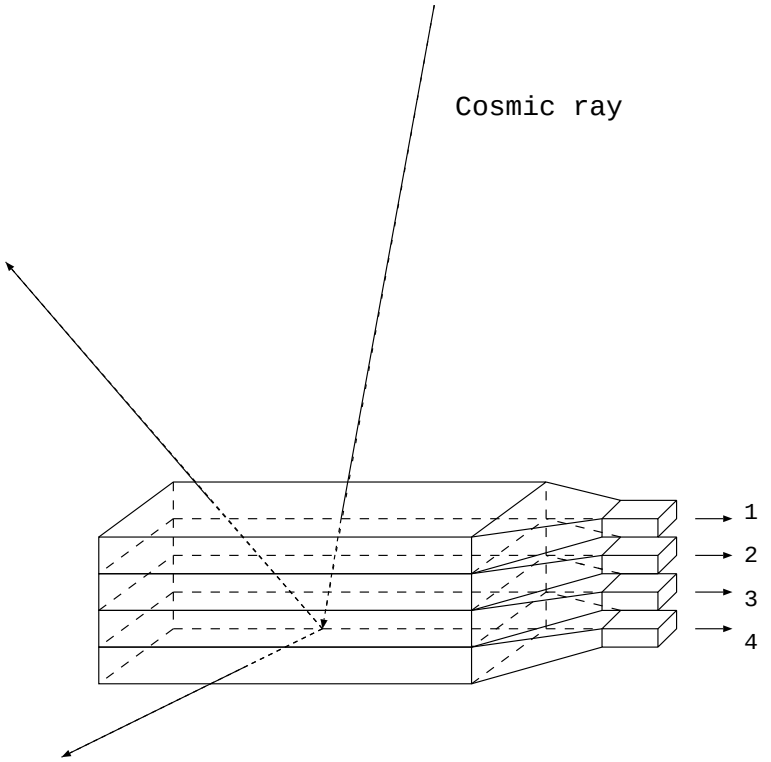



Figure 4.3: 予備実験の Setup 図

### 4.5.3 具体的な計算

具体的な予想イベントの計算を以下に示す。

1. まず、$\mu$ 粒子イベントのレート計算を以下に示す。

   我々の実験の detector の Acceptance ( $m^2 \times \mathrm{sr}$) , $\mu$ 粒子のレートはそれぞれ、

   - 予備実験：A(予 ) =3.296 $\times 10^{-2}$
   - 本実験 ：A(本 ) =1.767
   - R ( 予 $\mu$ ) = 0.0177 個/s であった。

これより Acceptance の比率から本実験における $\mu$ 粒子のレートとして以下を得る。

- R(本 $\mu$) = R(予 $\mu$) $\times$ A(本)/A(予) $\times$ 24 $\times$ 3600 = 28.6 個/日

2. 次に、陽子イベントのレート計算を以下に示す。
   理論値域のエネルギーにおける陽子と $\mu$ 粒子の強度比 I(p/$\mu$) は、(文献 [7]) から、

   - I(p/$\mu$)=0.1 とした。
     I(p)=$10^{-7}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}(Mev/c^2)^{-1}$
     I($\mu$)=$10^{-6}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}(Mev/c^2)^{-1}$ より計算した。

   従って、予想される陽子のレートは、

   - R(本 p) = R(本 $\mu$) $\times$ I(p/$\mu$) = 2.86 個/日

     であろうと予想される。

# Chapter 5

# Data analysis

## 5.1 測定時間

本実験の測定時間は以下の通りである。但し、後に述べる afterpulse 検証のため測定の前半と後半で寿命測定にためのロジックをかえたので、それぞれの測定時間を下記に記す。又、それぞれのイベント数も記す。

後半のロジックは fig.2.2。前半のロジックは fig.2.2の寿命測定において stop0 のみ使用し、stop1,2 は使用していない。

(( ) 内が ( 前半 + 後半 ) を意味するものとする。)

測定時間：2321951sec ( 1204033sec + 1117918sec )

1. 1 月 17 日 16:45:39 ～ 1 月 31 日 15:12:52(1204033sec)
2. 2 月 1 日 17:18:54 ～ 2 月 7 日 17:37:28(519514sec)
3. 2 月 8 日 18:17:25 ～ 2 月 15 日 16:30:49(598404sec)

総トリガーイベント数：59767events ( 31090events + 28677events )
総イベント数　　：4555events ( 2370events + 2185events )

- dead time について
  上記の測定時間 1 の時に dead time を測定すると 308.6sec であった。これが測定時間に比べて十分小さいことから、今回の実験では dead time を考慮しないことにした。

以後使用する値はすべて較正後の値とする。

## 5.2 イベントセレクション

- 粒子の通過位置

$i$番目シンチレーターの左側からの距離を$X_i$。同様に左 ( or 右 ) からの fastTDC の時間情報を$TDC_{il(r)}$とする。シンチレーター中の光速$c_i$を使って粒子の通過位置を求めた。但し、$i$=1,2,3,4 である。

$$X_i = \frac{TDC_{il} - TDC_{ir} + const_i}{c_i} \ (const_i\text{=定数})$$

位置分解能を考慮して、通過位置がシンチレーターの長さ (100cm)$\pm$13cm 以内となるイベントを選んだ。

- Time Of Flight(TOF)

  一枚目のシンチレーターから二枚目のシンチレーターを通過した時間を TOF1。同様に二枚目から三枚目を通過した時間を TOF2 とした。又、各シンチレーター中の光速の違いから生じる時間差を$d_i$。一枚目の通過位置と二枚目の通過位置を結んだ直線と鉛直方向との角度を$\theta_1$。同様に 2,3 枚目間について$\theta_2$とした。

  $$TOF1 = \frac{1}{2}[(TDC_{2l}+TDC_{2r}-d_{2l}-d_{2r}-100/c_2)-(TDC_{1l}+TDC_{1r}-d_{1l}-d_{1r}-100/c_1)]\times\cos\theta_1$$

  TOF2 についても同様である。TOF1,TOF2 とも正の値をとるものを選んだ。但し以後の解析グラフではそれぞれ 1 m 分の TOF に換算している。

- 粒子の通過経路

  粒子の通過位置がジグザグしているものを除くため、一枚目の通過位置と三枚目の通過位置とを結んだ直線と二枚目の交点が、二枚目の通過位置の $\pm$13cm 以内にあり、かつ四枚目の通過位置が三枚目の通過位置の $\pm$13cm 以内にあるものを選んだ。(3.6 参照 )

上記の TOF1,TOF2 に対応して$\beta$1,$\beta$2 を決めた。
各シンチレーター中に落したエネルギーを$a_i$($i$=1,2,3,4) とし、

$$\begin{aligned} \text{E1}&=a_2+a_3+a_4 \\ \text{E2}&=\quad a_3+a_4 \end{aligned}$$

と置くことにした。
質量については、TOF1($\beta$1) と E1 より mass1、TOF2($\beta$2) と E2 より mass2 を求めた。質量の算出式は以下の通り。($i$=1,2)

$$mass_i = \frac{E_i}{\gamma_i - 1}$$

$$\gamma_i = (1-\beta_i^2)^{-1/2}$$

この結果有効イベント数が 4555events あった。(fig.5.1,fig.5.2,fig.5.3)

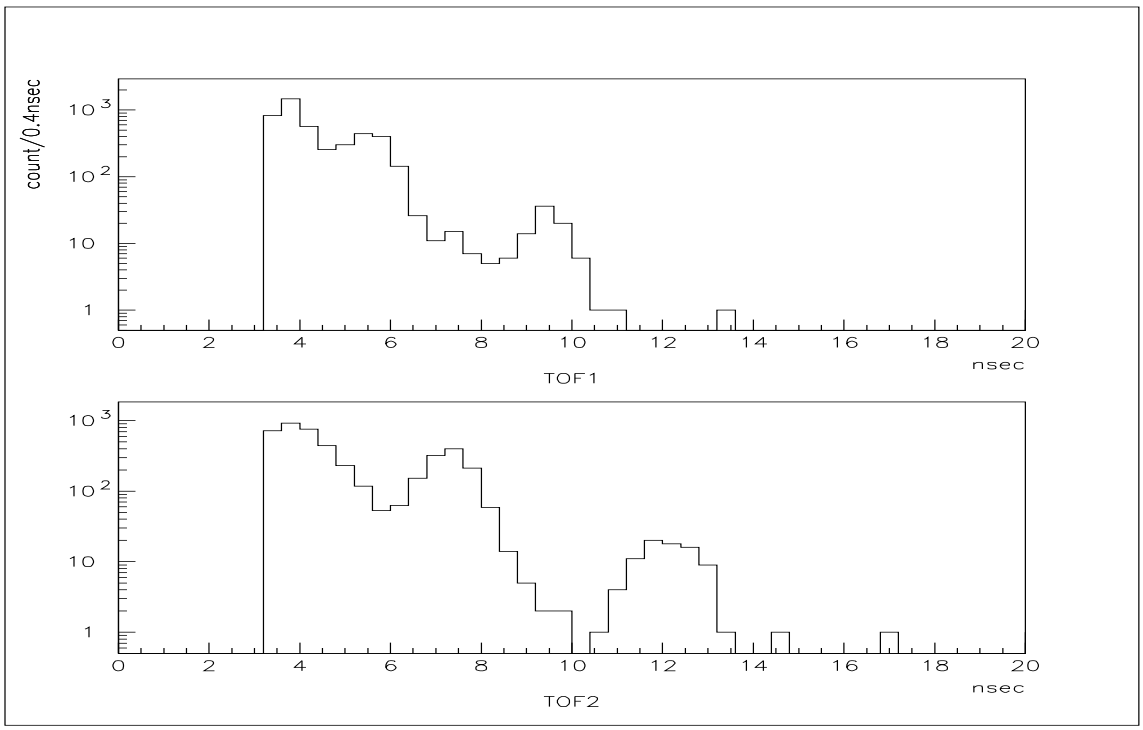



Figure 5.1: 全イベントにおける TOF

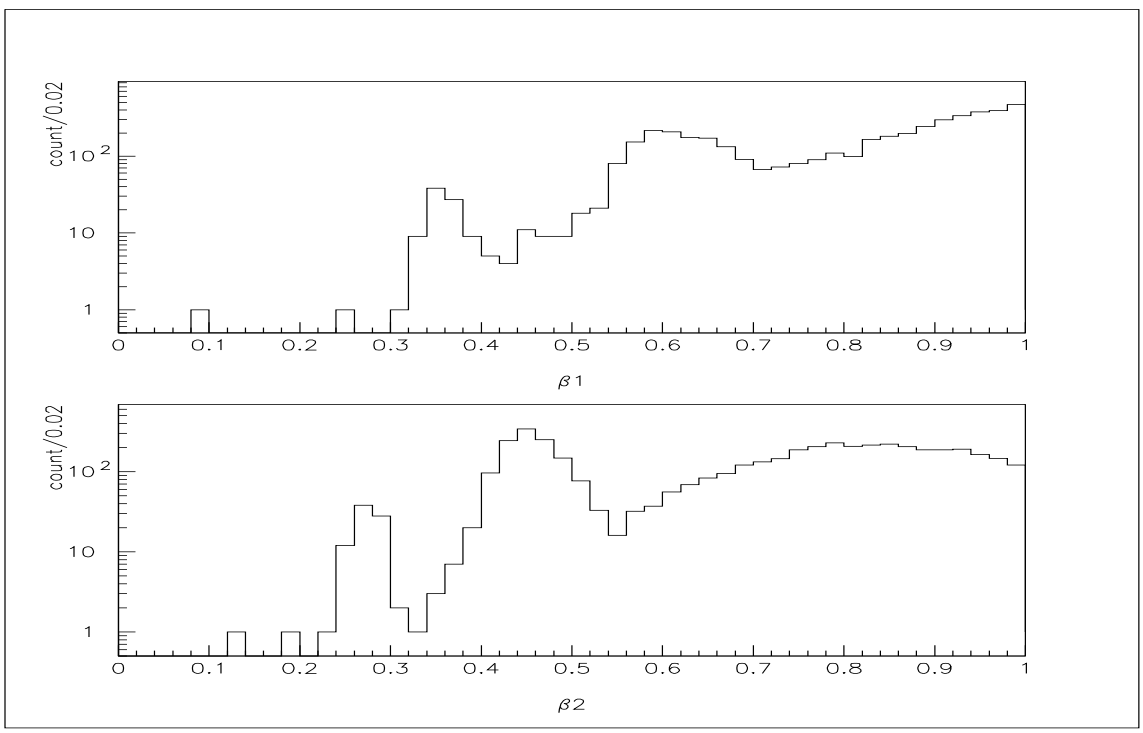



Figure 5.2: 全イベントにおける $\beta$

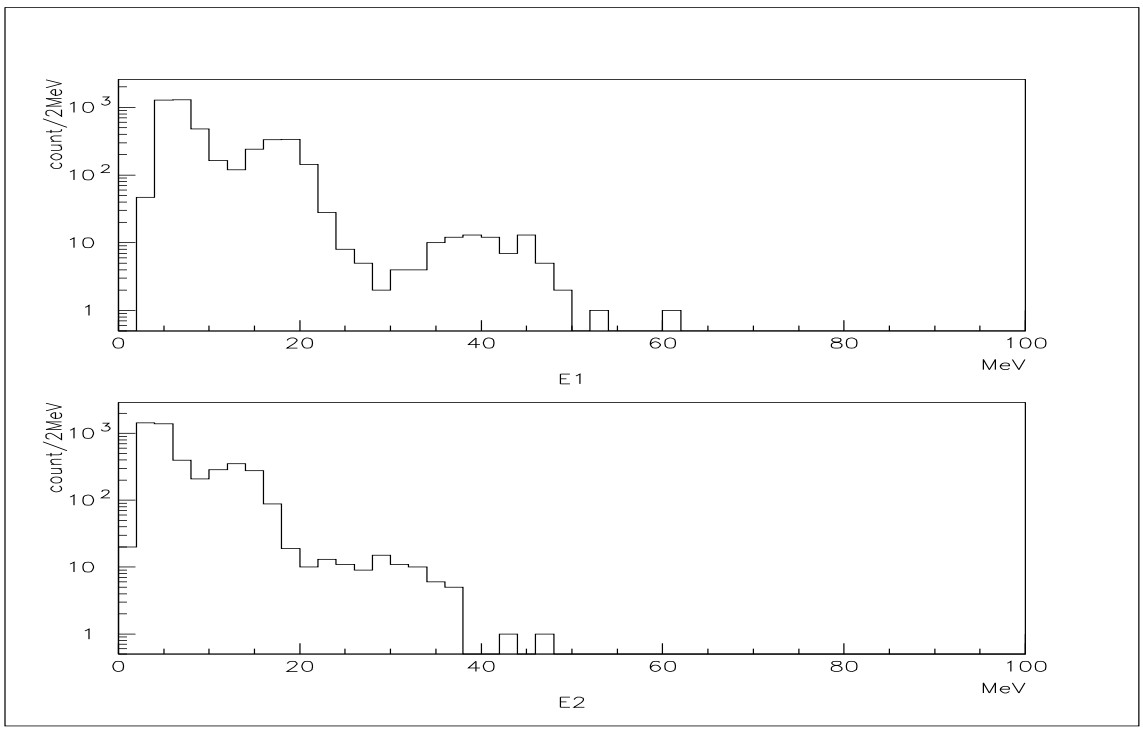



Figure 5.3: 全イベントにおける E

## 5.3 $\mu$ 粒子

- decay$\mu$ 粒子

  decay が観測されたイベントを選んだ。

  文献によると $\mu$ 粒子の寿命は $2.2 \times 10^{-6}$sec だが、シンチレータ中での炭素原子による捕獲の影響を考えると約 $2.12 \times 10^{-6}$sec となる。このことから寿命の約 10 倍 (この時観測されるイベントは $10^{-6}$ 程度である。) の $20.0 \times 10^{-6}$sec 以内に decay が観測されたイベントを選ぶことにした。

  この結果 decay$\mu$ 粒子のイベントは 823events であった。

  Figure5.5,fig.5.6,fig.5.7,fig.5.8に decay$\mu$ 粒子の TOF,$\beta$,E およびそれから算出した mass の分布を示す。又、寿命は

  $$2.04 \pm 0.15 \times 10^{-6}\text{sec}$$

  であった。( fig.5.4 )

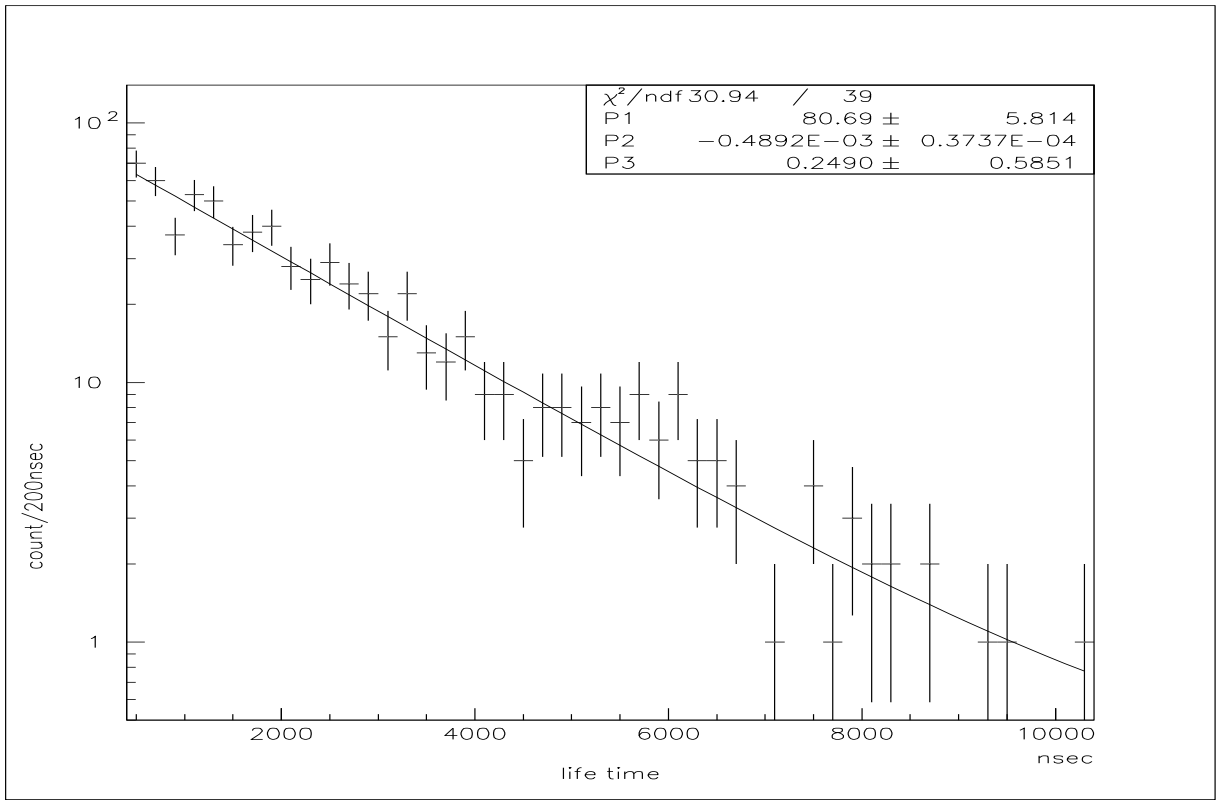



Figure 5.4: decay$\mu$ 粒子の life time

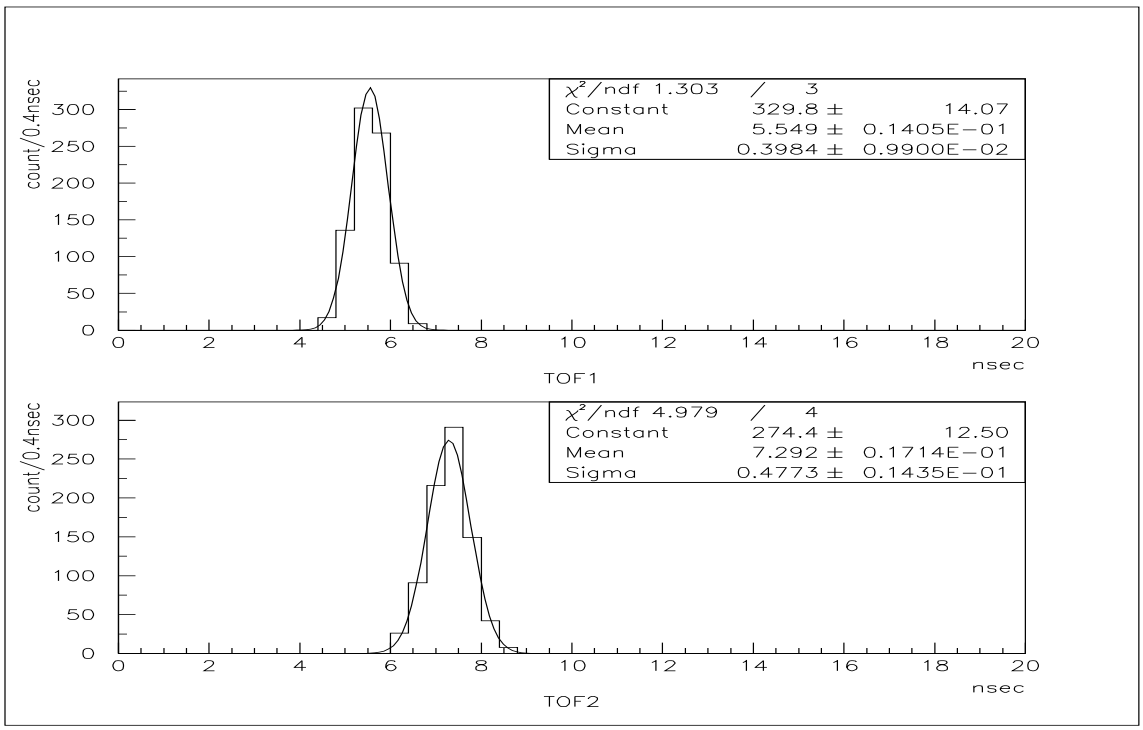



Figure 5.5: decay$\mu$ 粒子の TOF

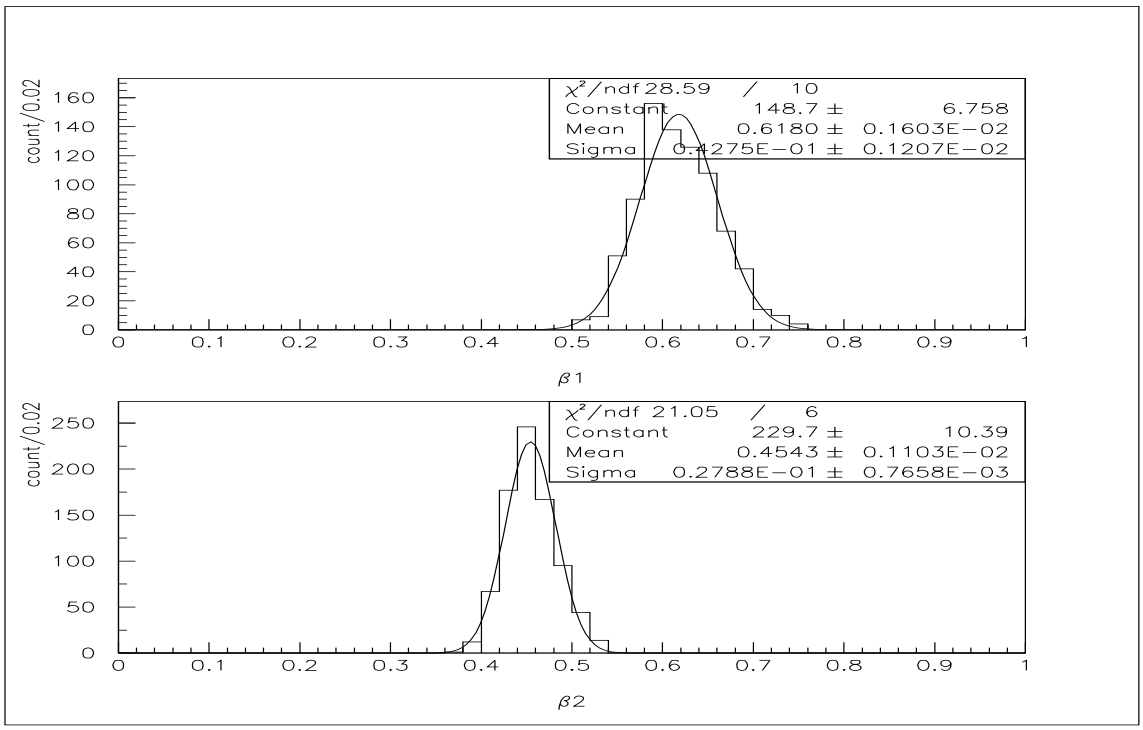



Figure 5.6: decay$\mu$ 粒子の $\beta$

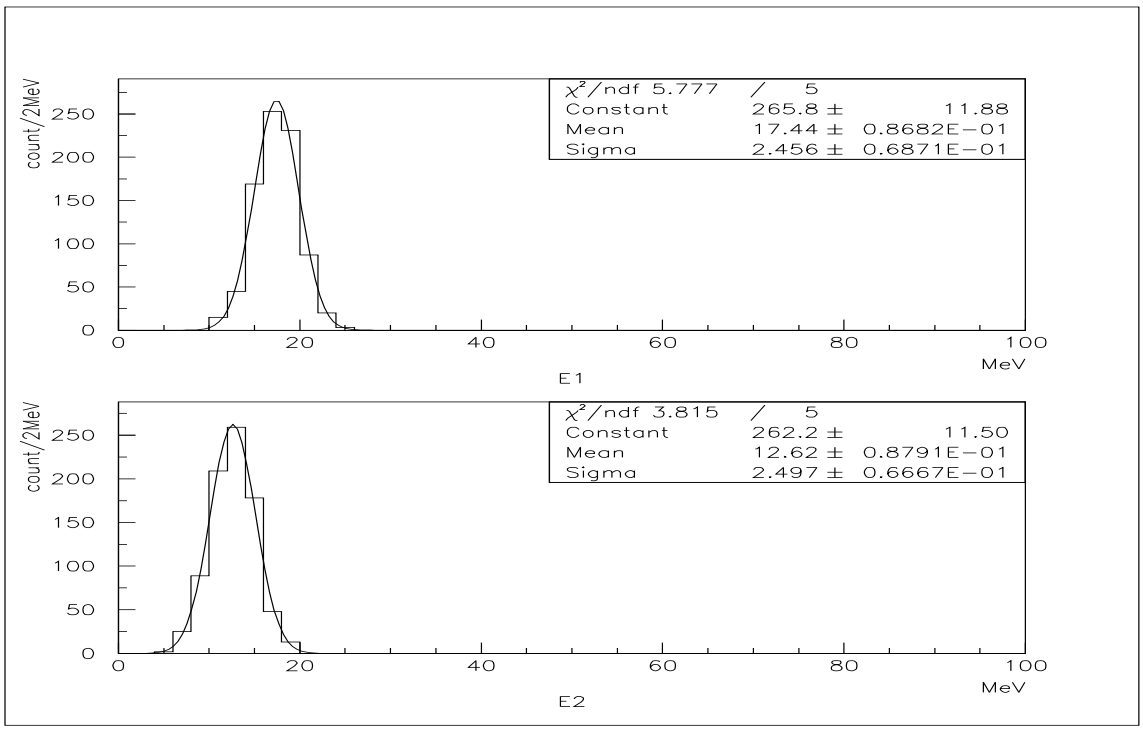



Figure 5.7: decay$\mu$ 粒子の E

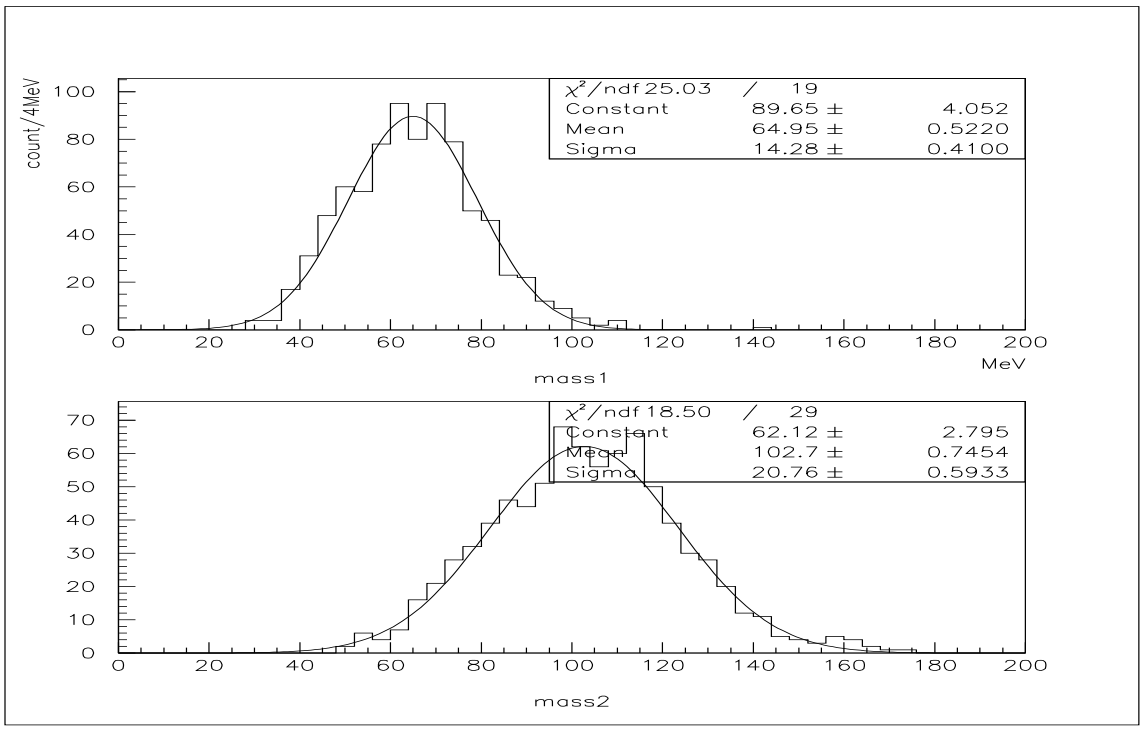



Figure 5.8: decay$\mu$ 粒子の mass

- non-decay$\mu$ 粒子

  次に今回の実験ではストップトリガーから 200nsec ほど decay 測定に関して dead time があることや detector 配置に関わる観測洩れ等、decay が観測されなかった $\mu$ 粒子があると考えられる。そこで decay が観測されなかったイベントの内、TOF,E が decay$\mu$ 粒子のイベントのそれぞれのピークから共に $\pm 3\sigma$ 以内の領域のイベントを non-decay$\mu$ 粒子イベントとした。

  この結果 non-decay$\mu$ 粒子イベントは 300 イベントであった。

  Figure5.9,fig.5.10,fig.5.11,fig.5.12, に non-decay$\mu$ 粒子の TOF,$\beta$,E およびそれから算出した mass の分布を示す。

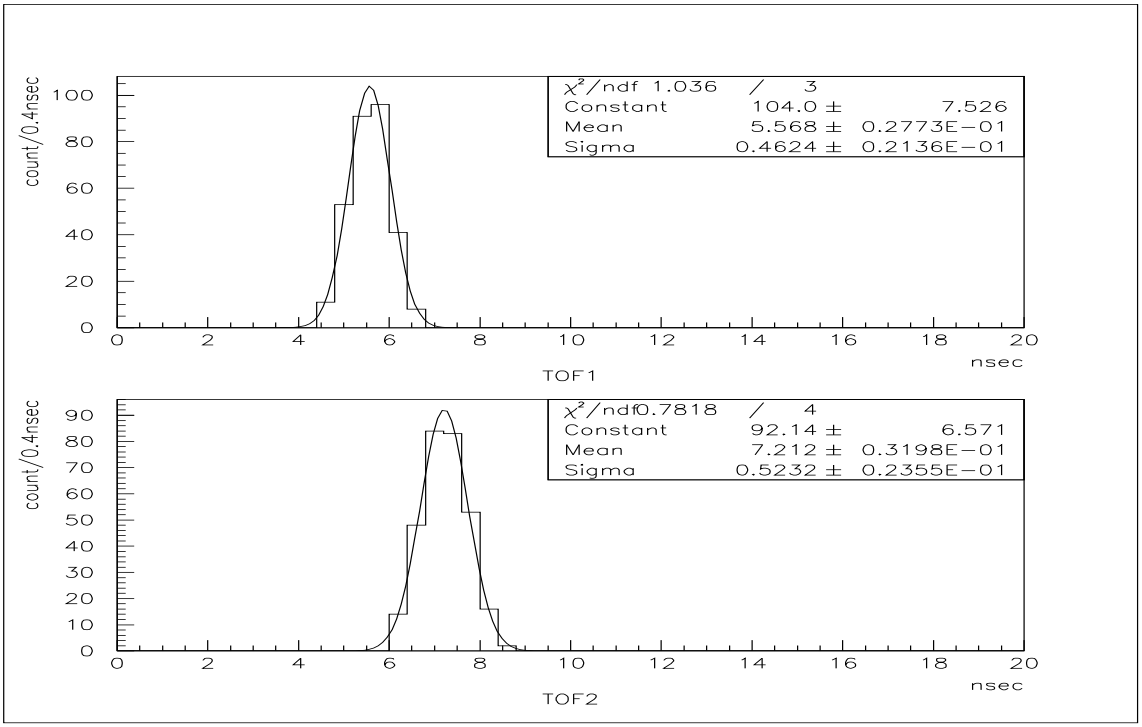



Figure 5.9: non-decay$\mu$ 粒子の TOF

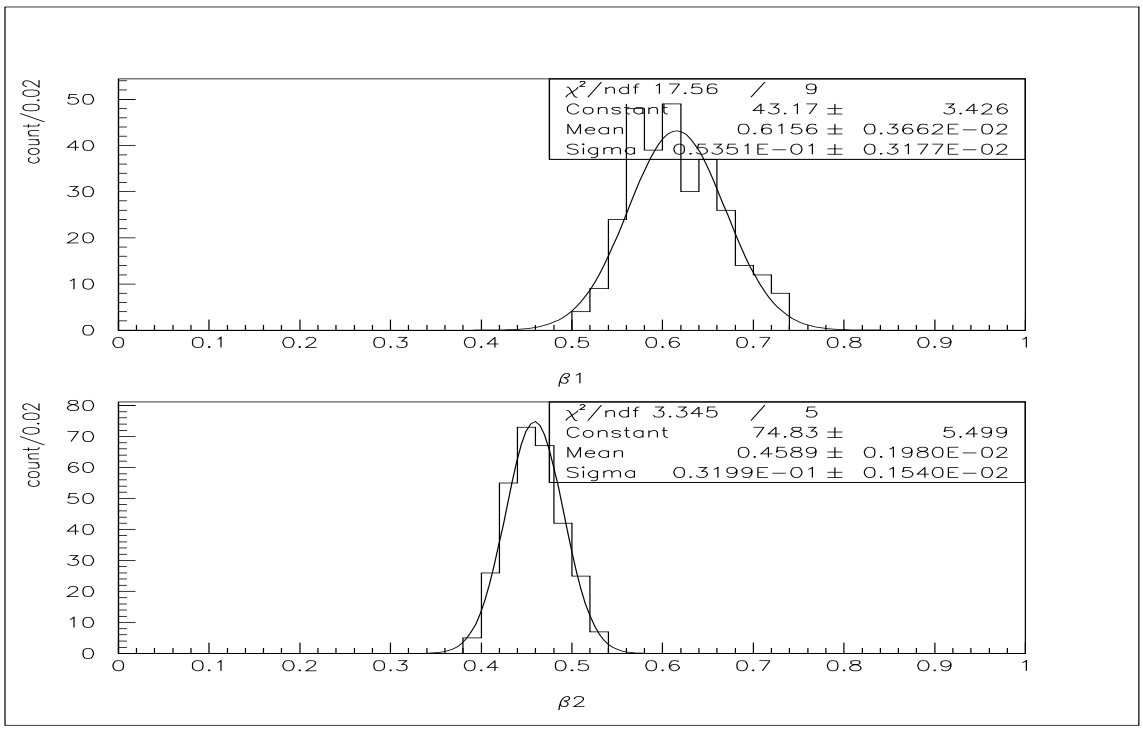



Figure 5.10: non-decay$\mu$ 粒子の $\beta$

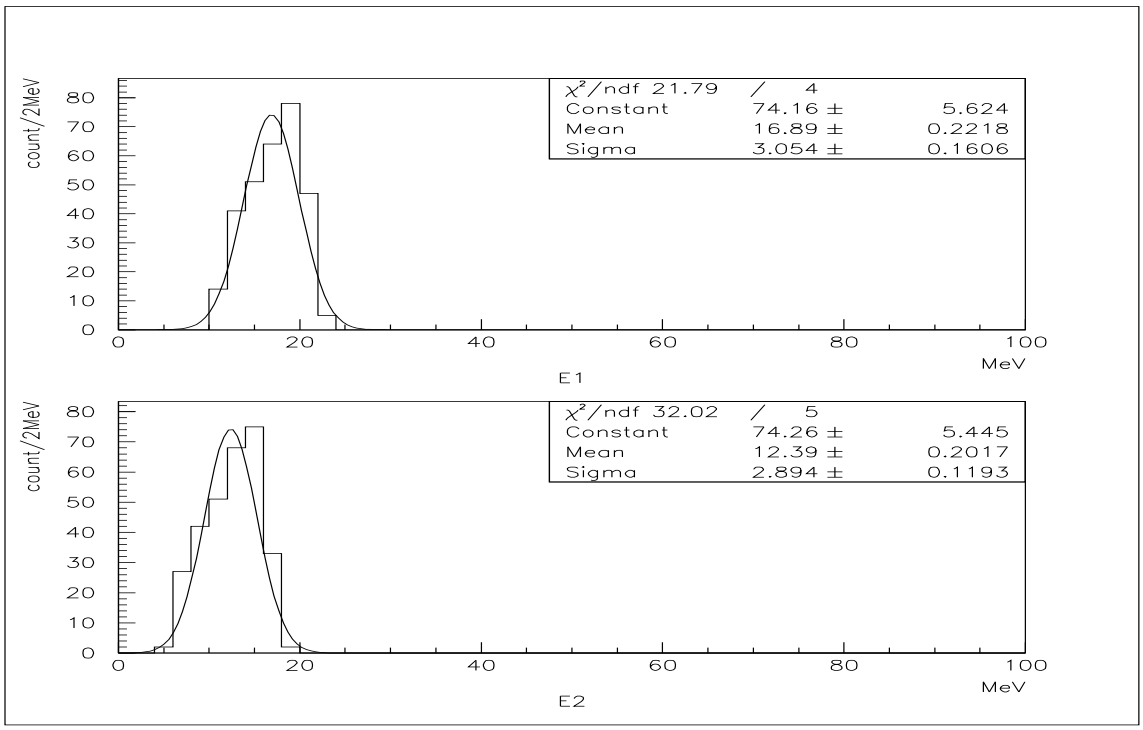



Figure 5.11: non-decay$\mu$ 粒子の E

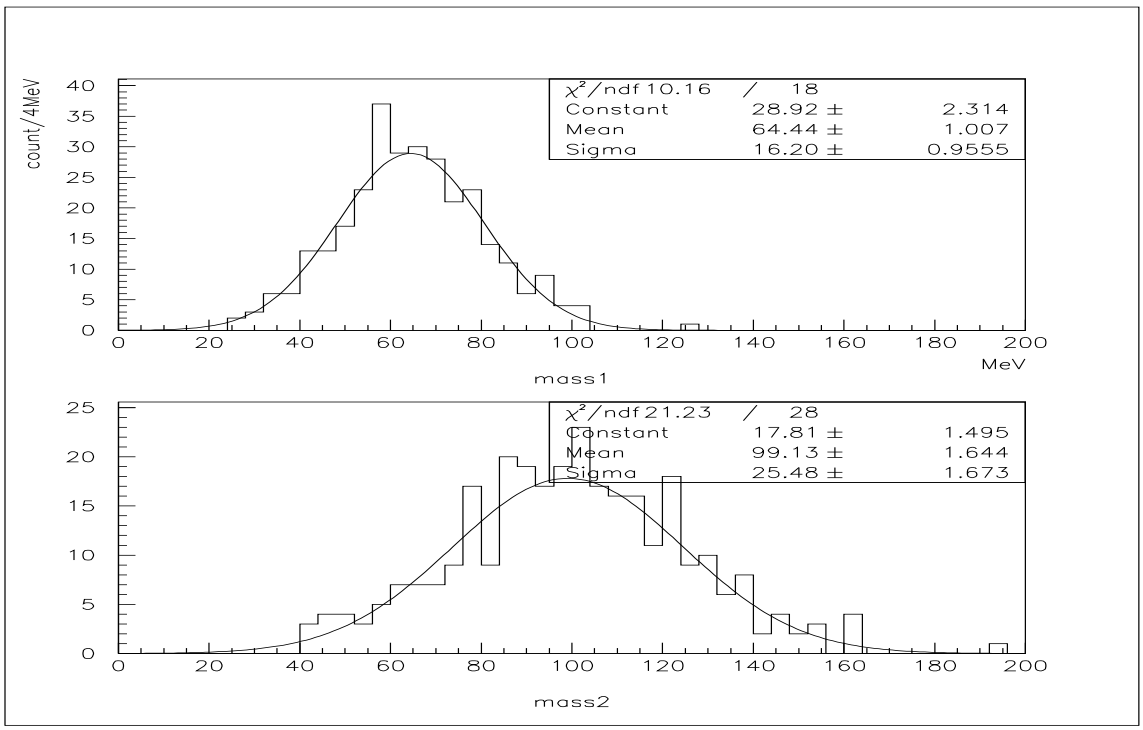



Figure 5.12: non-decay$\mu$ 粒子の mass

以上により $\mu$ 粒子を観測したイベントの総数は 1123events であった。具体的には

$$4.280[\text{nsec}]<\text{TOF1}<6.785[\text{nsec}]$$
$$5.843[\text{nsec}]<\text{TOF2}<8.726[\text{nsec}]$$
$$10.04[\text{MeV}]<\text{E1}<24.83[\text{MeV}]$$
$$4.966[\text{MeV}]<\text{E2}<20.25[\text{MeV}]$$

の条件をすべて満たすイベントを選んだ。

（fig.5.13,fig.5.14,fig.5.15,fig.5.16 ）

この結果質量は

$$\text{mass1}=64.80 \pm 0.4555[MeV/c^2]$$
$$\text{mass2}=101.9 \pm 0.6770[MeV/c^2]$$

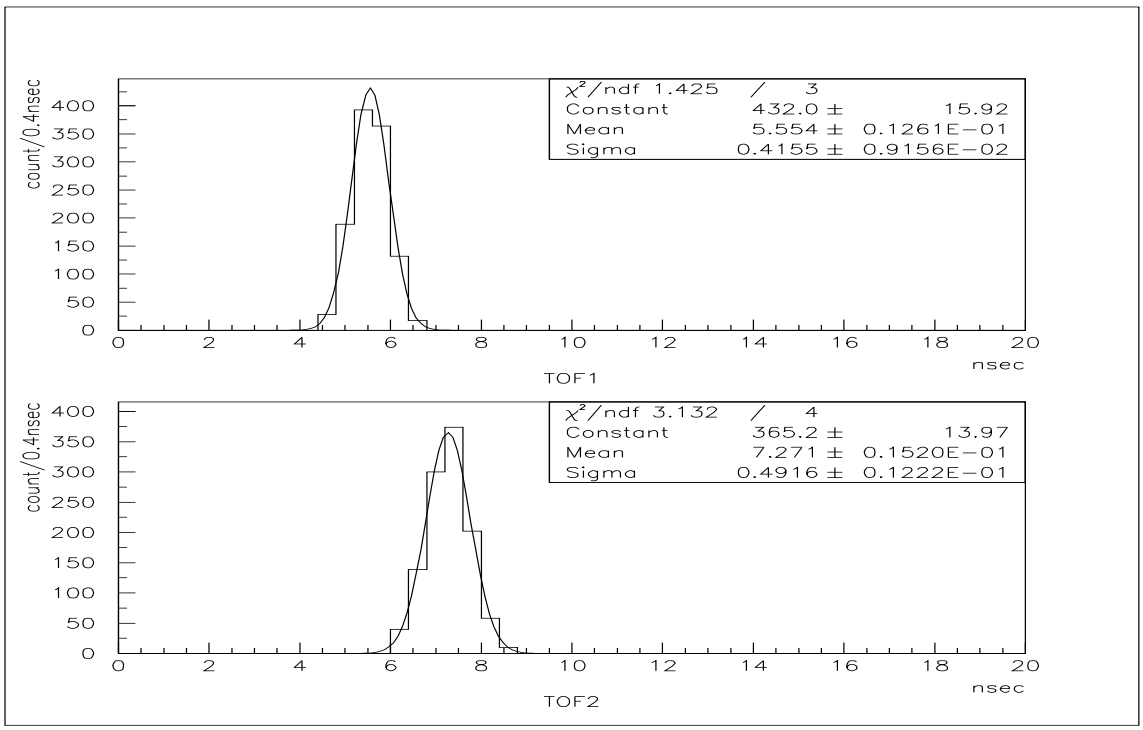



Figure 5.13: $\mu$ 粒子の TOF

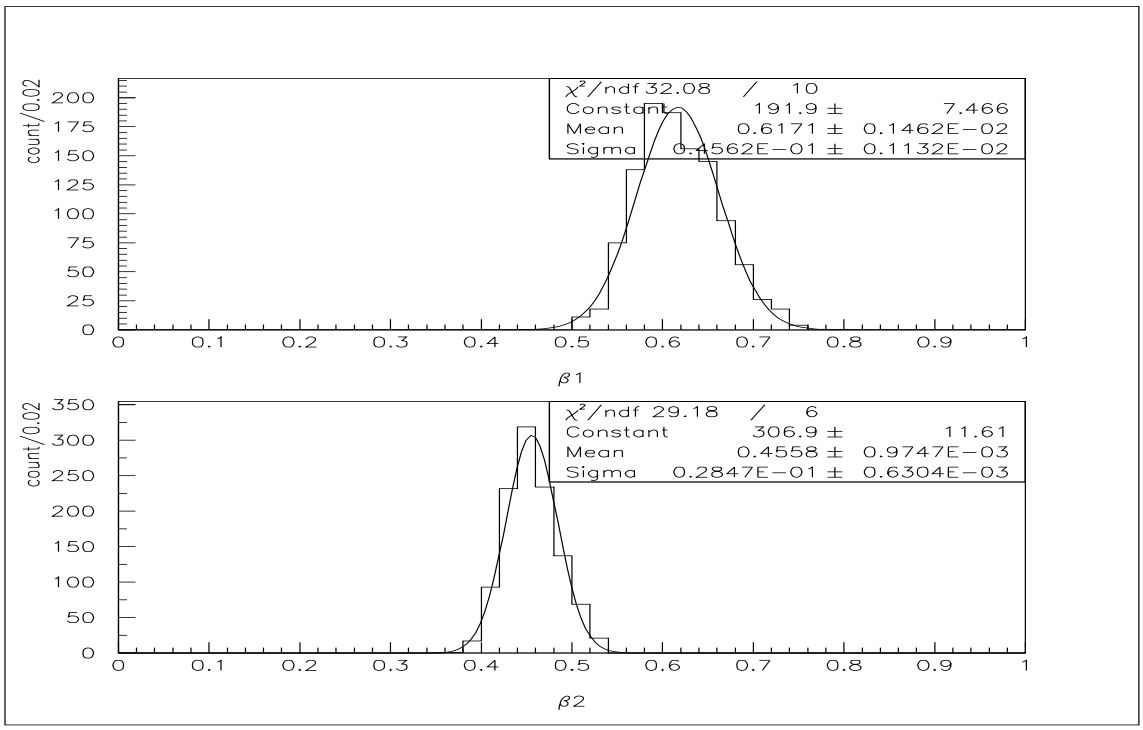



Figure 5.14: $\mu$ 粒子の $\beta$

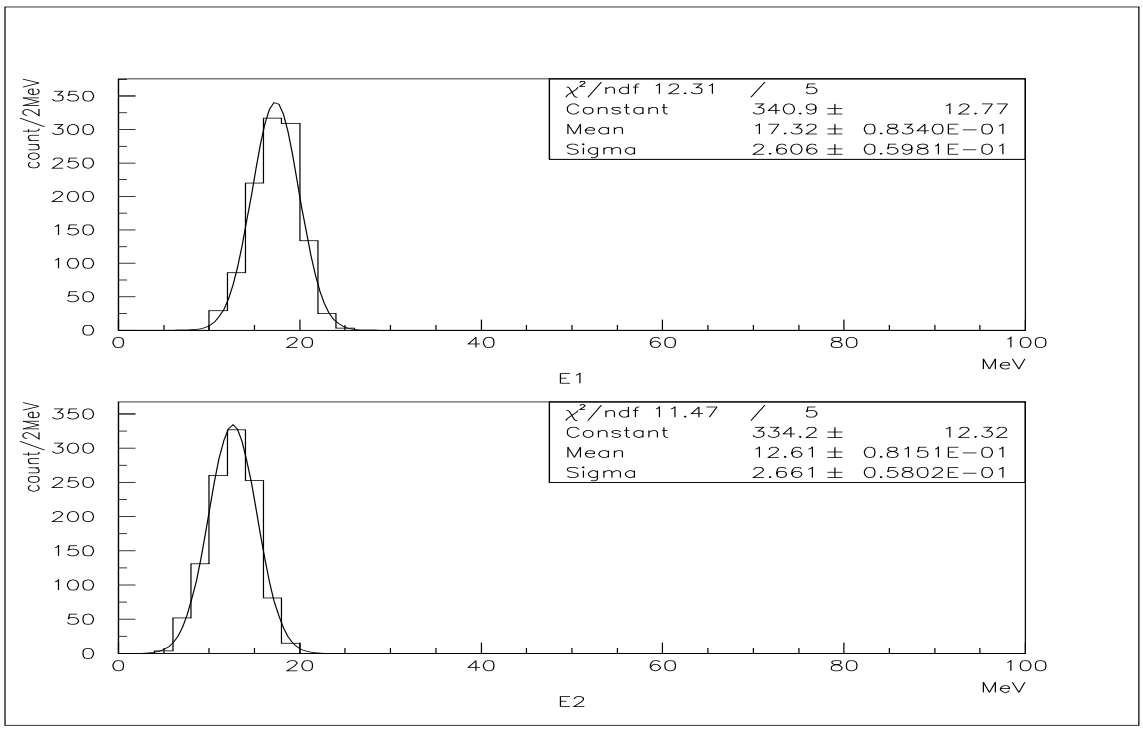



Figure 5.15: $\mu$ 粒子の E

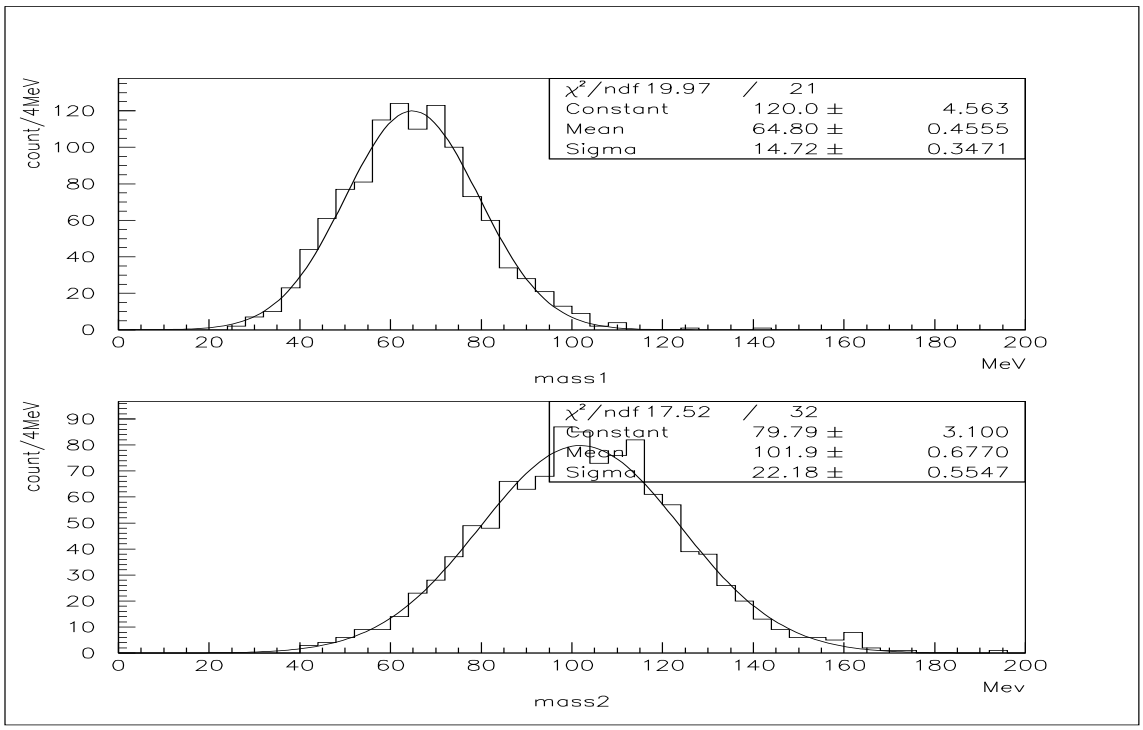



Figure 5.16: $\mu$ 粒子の mass

- after pulse

  $\mu$ 粒子を選ぶ際、decay イベントが観測されているにもかかわらず TOF や E の値が明らかに $\mu$ 粒子領域から外れているイベントが見られた。そこで光電子増倍管の劣化にともなう after pulse の影響によりこのような偽 decay が観測されているのではないかと考え、この影響を見ることにした。

  decay 後に出る電子が三枚目のシンチレータの方に出る場合を up-e(fig.2.2stop1)、五枚目のシンチレータの方に出る電子を down-e(stop2)、両方をあわせたものを all-e(stop0) とする。もし after pluse の影響が出ているのなら、予備実験 (4.5.2参照 ) で after pulse が観測されたストップトリガーから 400nsec の付近で up-e が down-e に比べて数多く観測されているはずである。この付近のそれぞれのイベント数をヒストグラムであらわしたのが fig.5.17である。グラフ中において実線は all-e、破線は up-e、点線は down-e である。

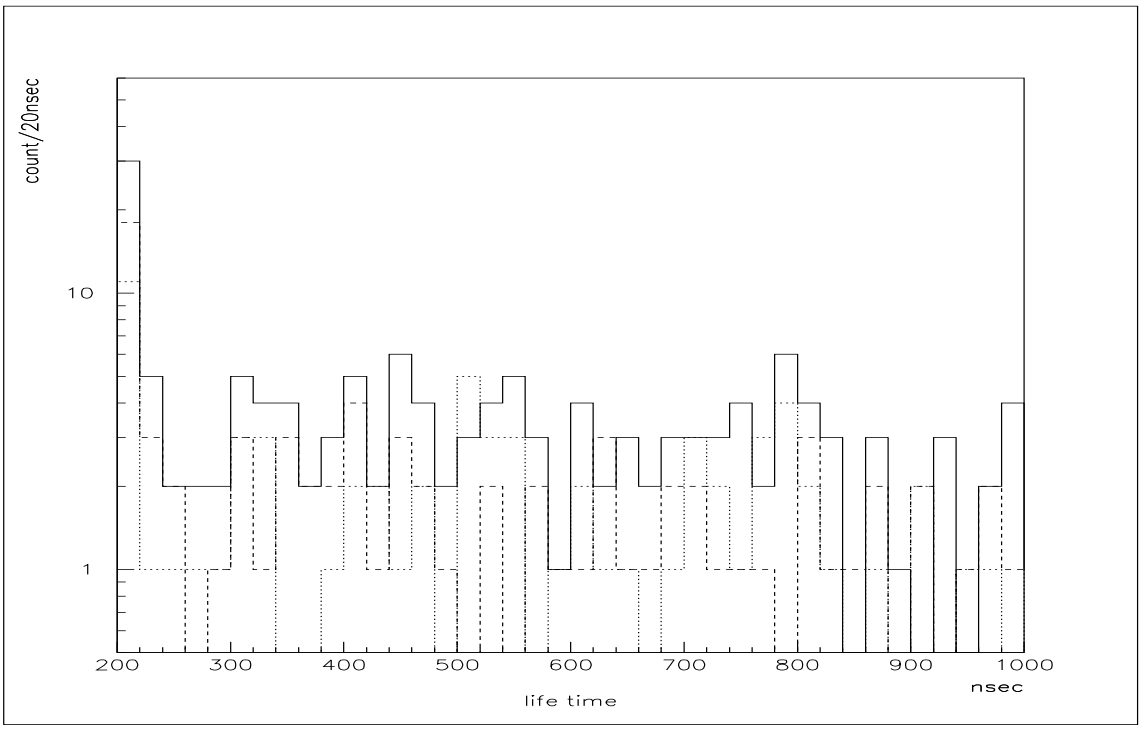



Figure 5.17: after pulse の影響

グラフを見ても明らかにこれだけでは after pulse の影響があるとは考えにくい。そのため今回の実験において after pulse の影響は考慮しないものとする。

## 5.4 陽子

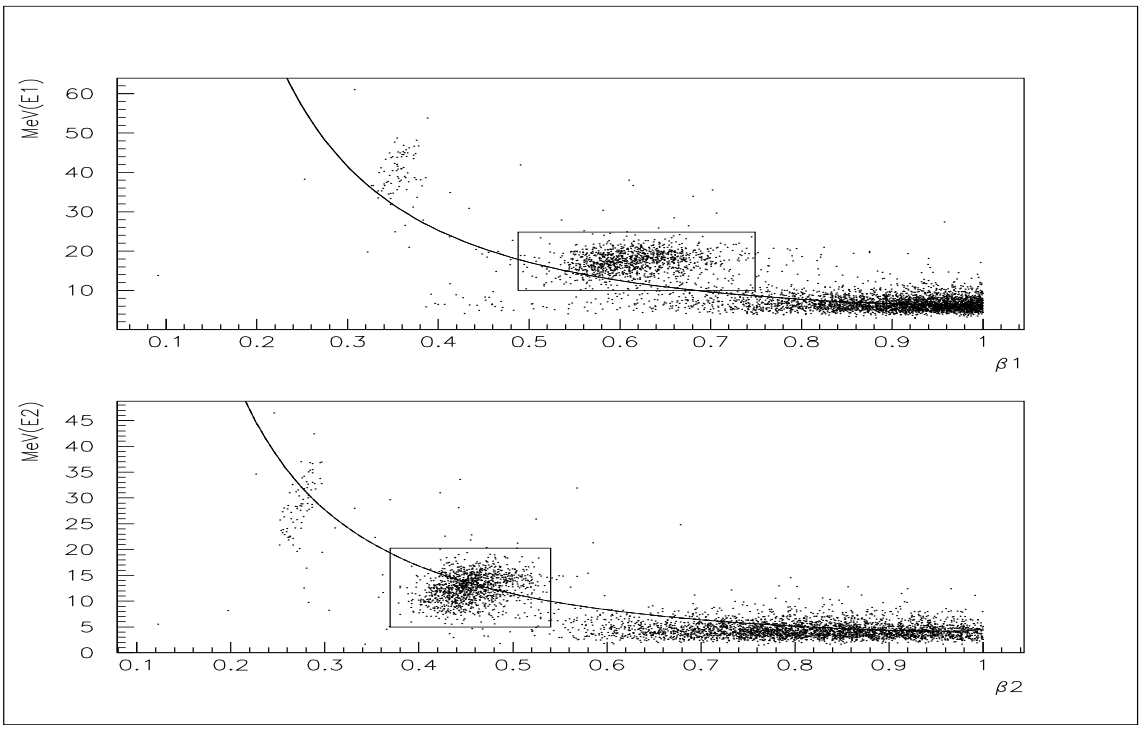



Figure 5.18: $\beta$ と E の関係

有効イベント 4555events についての $\beta$1(2) と E1(2) の関係を fig.5.18に示す。実線は Bethe-bloch の式から求めた予想曲線、□ で囲った領域は前節で選んだ $\mu$ 粒子のイベント領域である。前章の simulation の結果を考慮し、$\mu$ 粒子のイベント領域から TOF と E がそれぞれのピークから共に$+3\sigma$ 以上の領域にあるイベントを陽子の候補と考えることにした。

このイベントの内、さらに陽子イベントをしぼるためこの陽子候補の TOF、E のそれぞれのピークから $\pm3\sigma$ 以内にあるイベントを選びそれを陽子イベントとした。具体的には

$$7.573[\mathrm{nsec}]<\mathrm{TOF1}<11.44[\mathrm{nsec}]$$
$$9.956[\mathrm{nsec}]<\mathrm{TOF2}<14.18[\mathrm{nsec}]$$
$$25.51[\mathrm{MeV}]<\mathrm{E1}<56.17[\mathrm{MeV}]$$
$$20.25[\mathrm{MeV}]<\mathrm{E2}<44.52[\mathrm{MeV}]$$

の条件をすべて満たすイベントを選んだ。

その結果陽子は 71events であった。この値は地上における宇宙線フラックスからの理論予想とほぼ一致する。( 後述 ) また detector の分解能と宇宙線の成分を考えると上記の条件で選んだイベントを陽子イベントと判断した。

Figure5.19,fig.5.20,fig.5.21,fig.5.22にそれぞれ陽子の TOF,$\beta$,E およびそれから算出した mass の分布を示す。

この結果質量は

$$\text{mass1}=577.8 \pm 7.955[MeV/c^2]$$
$$\text{mass2}=727.1 \pm 10.26[MeV/c^2]$$

尚、イベント数が少なかったため likelihood fit をおこなった。

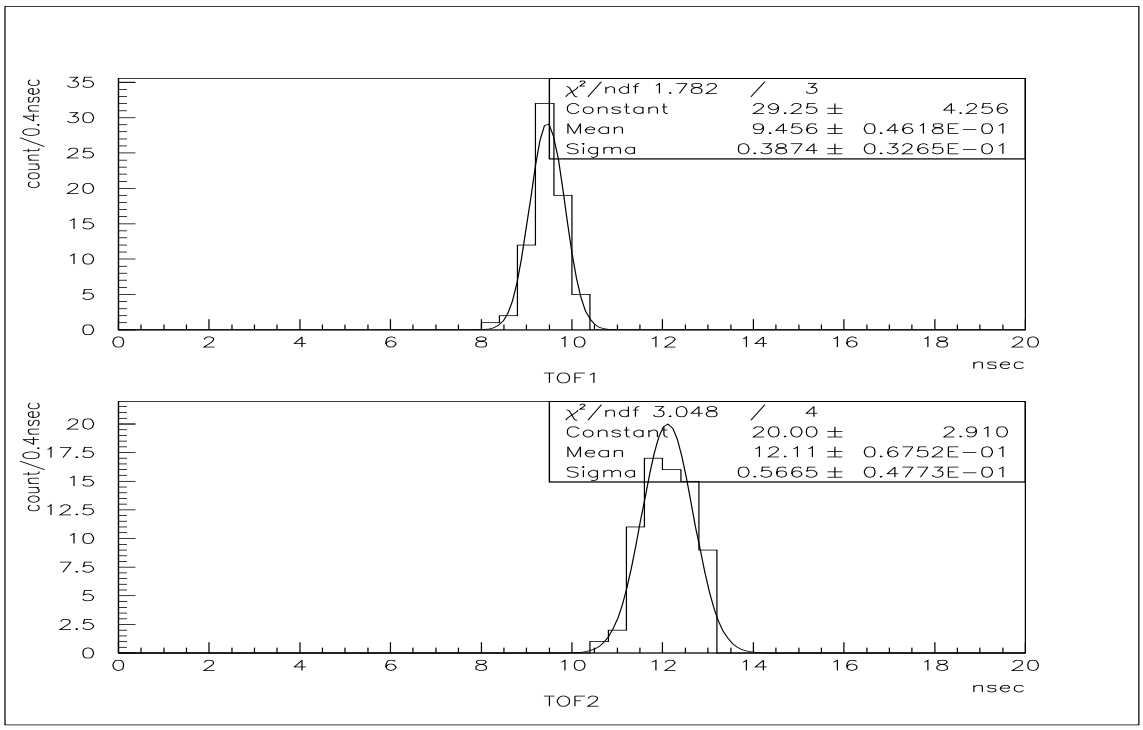



Figure 5.19: 陽子の TOF

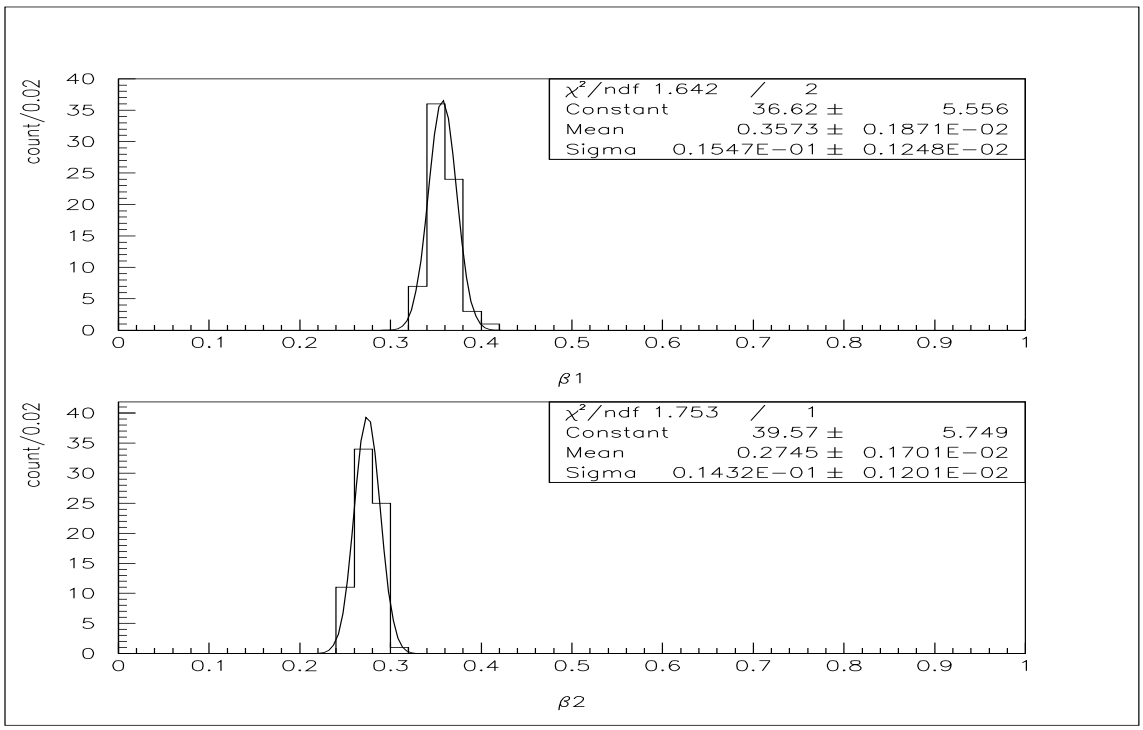



Figure 5.20: 陽子の $\beta$

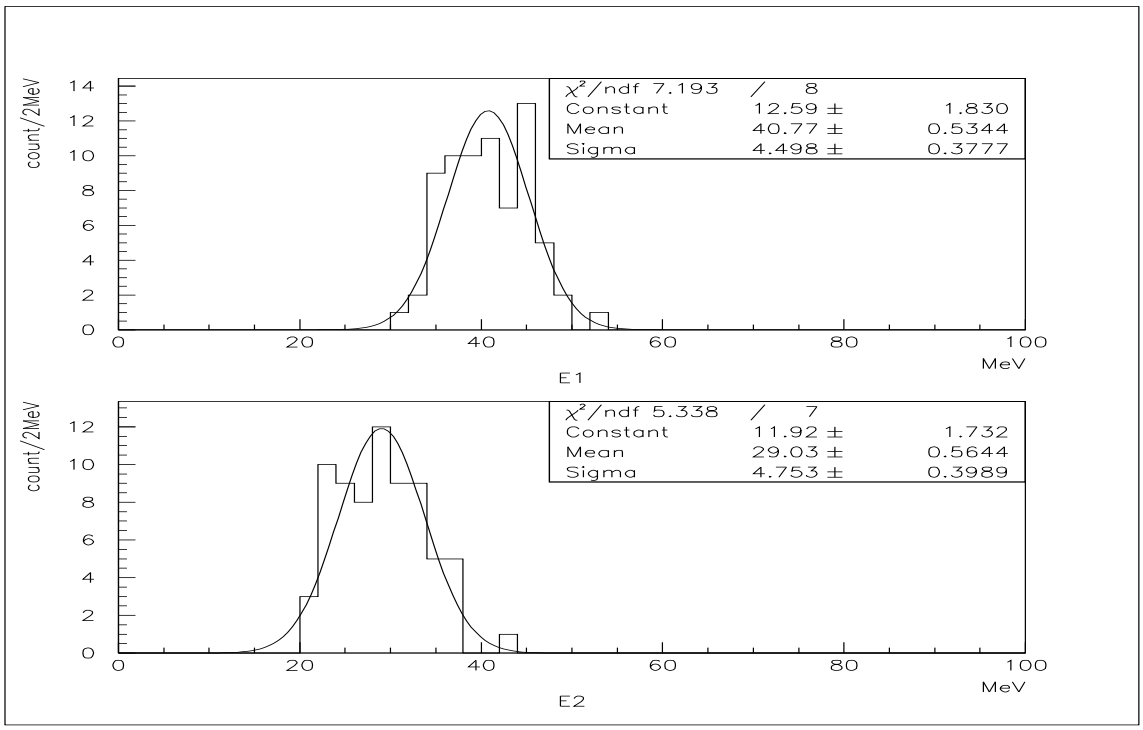



Figure 5.21: 陽子の E

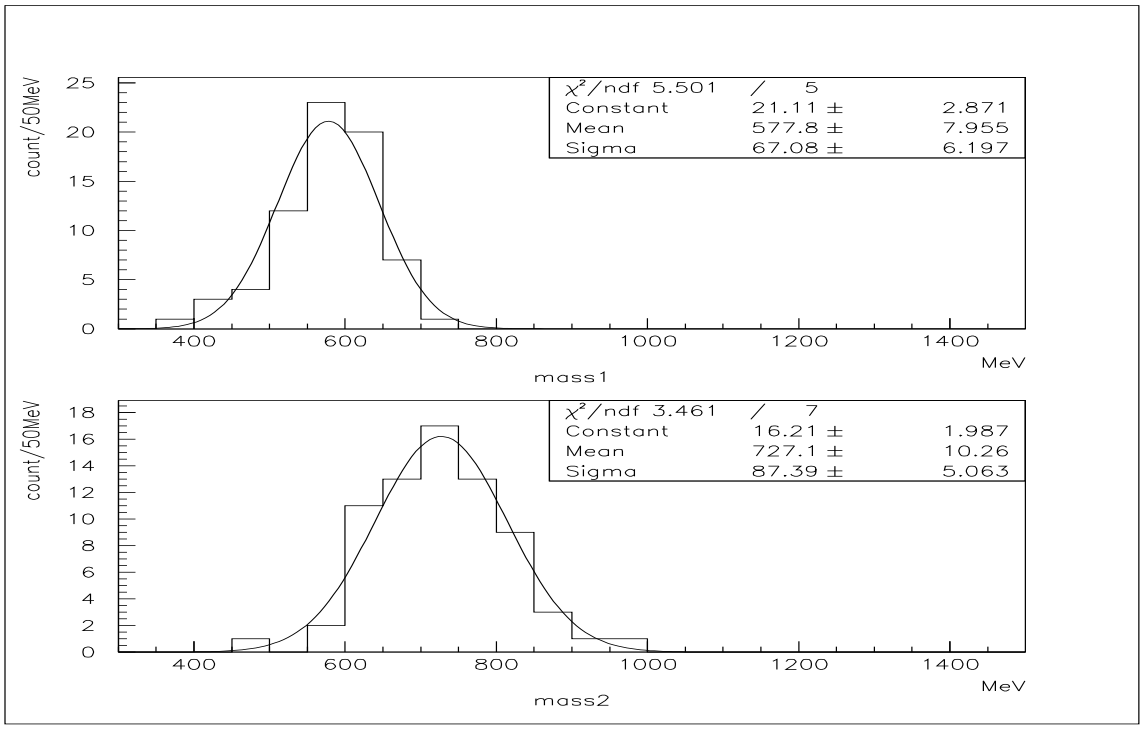



Figure 5.22: 陽子の mass

## 5.5　粒子同定における理論補足

本実験において、データ取得期間はおおよそ 27 日であった。

予想レートからのイベント数と実験得られたイベント数を比較する。陽子、$\mu$ 粒子のイベント数は ( 予想レート ) $\times$ ( 実験時間 ) により、それぞれ以下のイベント数を得るものと予想される。

$$N_p{=}70\ N_\mu{=}700 \text{ （ 予想値 ）}$$

それに対して実際の実験で、得られたイベント数としては以下であった。

$$N_p{=}71\ N_\mu{=}1123 \text{ （ 実験値 ）}$$

予想と実際のイベント数を比較すると、予想イベントは陽子のイベントにおいて素晴らしい精度で一致しており、$N_\mu$ イベントに対しても、オーダーにおいて一致していると見てよい。
また、予想レートからデータ取得期間が解析を進める上で有為な長さであったかについて考える。

質量, 質量分解能は陽子、$\mu$ 粒子に対しておおよそ、

- $m_p = 940\mathrm{Mev}/c^2\ m_\mu = 105\mathrm{Mev}/c^2$
- $\sigma_\mu = 20\mathrm{Mev}/c^2\ \sigma_p = 100\mathrm{Mev}/c^2$

であった。( 文献 [3]) で我々と同様な実験がなされており、それを参考にした。)
この時、質量差 $\Delta\mathrm{m}$ は、$8\sigma_p$ にあたるから $\mu$ 粒子が、陽子の質量域にみられる確率は $10^{-11}$ オーダー、イベント数で $700 \times 10^{-11} = 10^{-9}$ 程である。

一方、陽子は、$1\sigma_p$ 以内に見られる確率は $0.7$ ぐらいで $50$ イベント程になるであろう。

従って、陽子のイベントに $\mu$ 粒子のイベントが混じり込む割合は、

- $10^{-9}/50 \simeq 10^{-10} \simeq 0$

となり、全く混じり込まないと言って良い。

すなわち、データ取得期間は解析を進める上で、本当は $\mu$ 粒子イベントであるのに陽子のイベントとして捕らえられる事が全くないと言う点で、十分有為な期間であると言って良い。

以上を考慮しても、今回の実験で選んだ陽子および $\mu$ 粒子のイベントは妥当であると言える。

# Chapter 6

# Result,Discussion

この章では今まで出た結果をふまえつつ、simulation を使う事で検証していこうと思う。

## 6.1 trigger による検出動作の確認

実際の測定では検出器を長期間動かし続けたので、検出時間中に動作がストップなどしなかったか、また誤動作を起こしていないかなどを考えていく。

一般的に、ある rate $\lambda$ が random におこる event があったとすると、event が観測されてから時間 $t$ がたっても次の event が観測されない確率は

$$P(t) = exp(-\lambda t) \times const \tag{6.1}$$

に従う事が知られている。(文献 [6])

そこで trigger の間隔時間とそのときの event 数をグラフにしたものが次のグラフである。(Figure 6.1)

これを見ると trigger での先ほどの式での $\lambda$ は $0.0257$ であり、実際の実験値

$$\lambda_{trigger} = \frac{59765(events)}{2321951(sec)} = 0.02573(Hz)$$

にかなり近い値が出ている事がわかる。この事から検出器が長時間ストップする等のトラブルが特になかったと考えてもよいはずである。

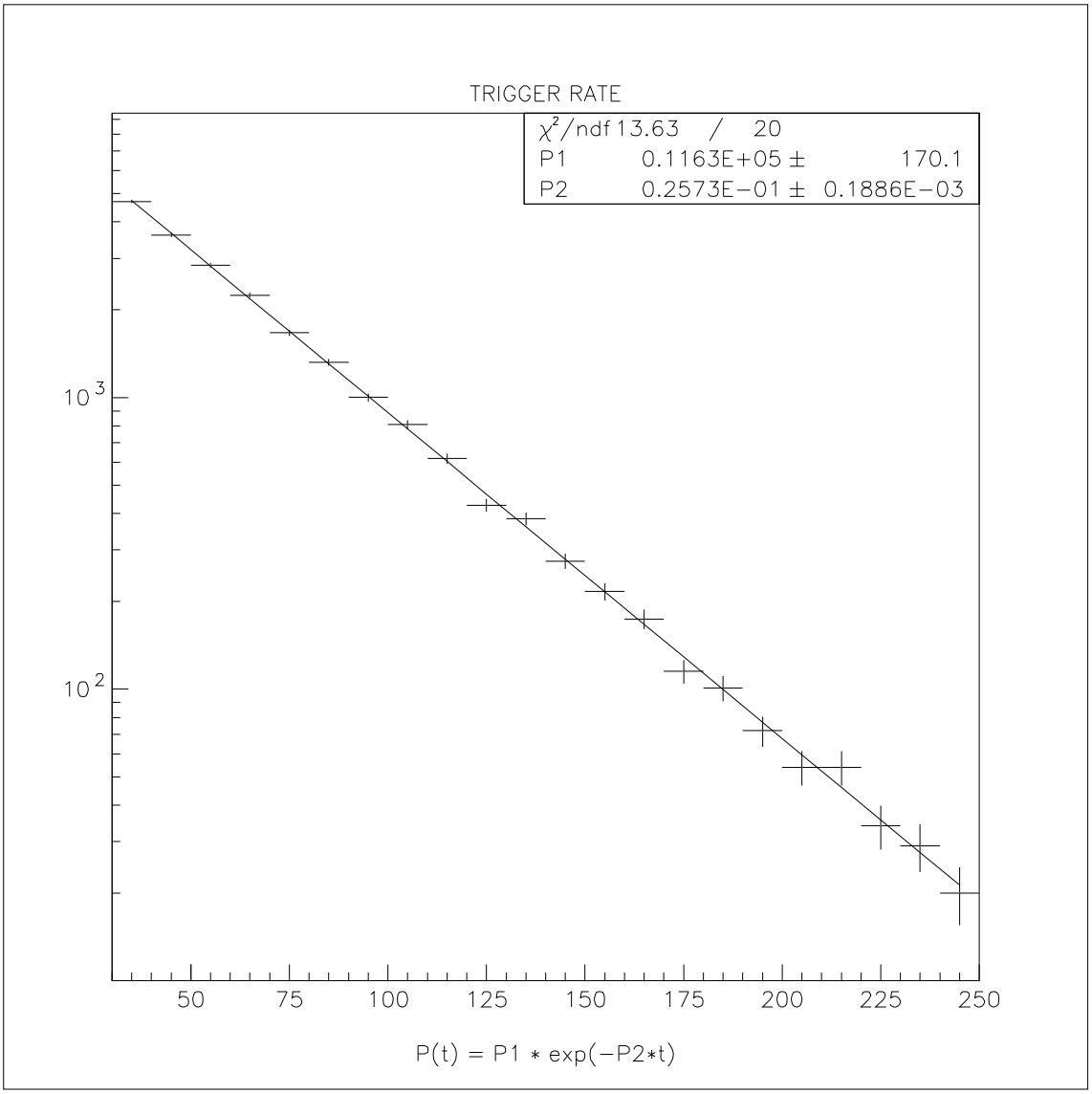



Figure 6.1: trigger rate の間隔

## 6.2 saturation に対する考察

Monte Carlo Simulation の章で saturation について少し述べた。ここでは、果たしてそれが実際にプラスチックシンチレーター中で起こっているのかどうかを考察する。

### 6.2.1 saturation に対する検証

方法としては実際に出た実験値と、saturation 補正を行なった simulation、saturation 補正を行なっていない simulation を比較した。補正を行なったものの方が実験値に近ければ実際に saturation が起こっていると考えてよいはずである。

但し文献によると muon の saturation が起こっている可能性が低い事、また実際に式 4.2 のパラメーターが不明であったため、proton だけ saturation を考慮した。(Fig.6.2)(実線が実験値、点線が saturation 補正をしたもの、破線が saturation 補正したものである。)

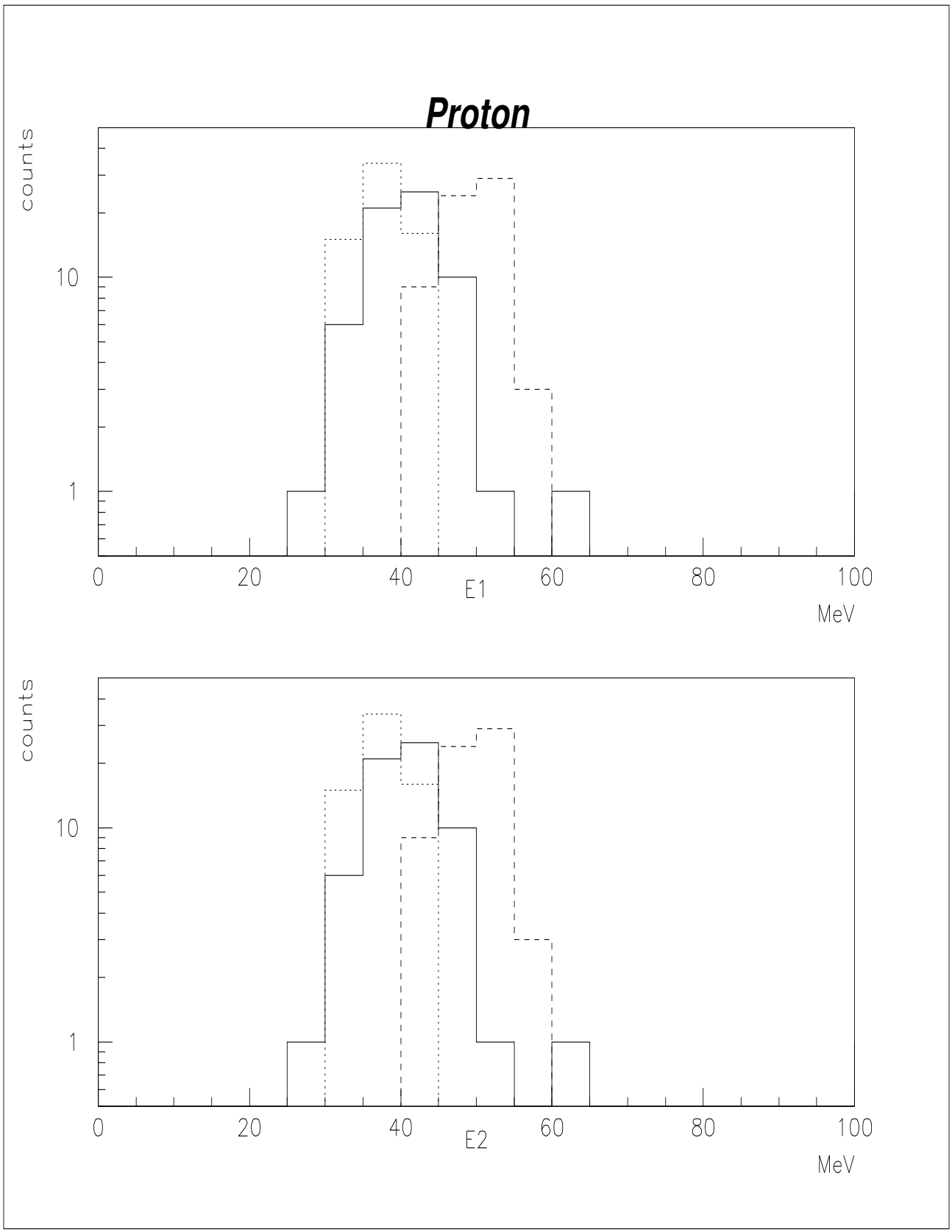



Figure 6.2: 実験値と saturation 考慮有、考慮無の理論値との比較

こうして見ると、特にエネルギー損失に関して saturation を考慮したものの方が実験値に明らかに近付いているのが見てとれる。そのために今回は proton は saturation を起こしていると考えて、解析をすすめていこうと思う。

### 6.2.2 解析値の saturation 考慮

以上で見てきたように、proton だとシンチ中で saturation が起こっているとしてよさそうである。そこで解析の章で出た値に saturation 補正を行なってより具体的な値を出した。

そうして simulation(saturation 込み) の理論値と、解析値 (saturation 込み) を比べたのが次の表である。(Table6.2)

| | 理論値 | 実験値 |
|---|---|---|
| $\beta 1$ | $0.523 \sim 0.578$ | $0.617 \pm 0.0415$ |
| $\beta 2$ | $0.443 \sim 0.527$ | $0.456 \pm 0.0284$ |
| TOF 1 | $5.77 \sim 6.37$[ns] | $5.541 \pm 0.0126$[ns] |
| TOF 2 | $6.30 \sim 7.48$[ns] | $7.271 \pm 0.01520$[ns] |
| E1 | $15.35 \sim 22.24$[MeV] | $17.32 \pm 0.08340$[MeV] |
| E2 | $9.87 \sim 15.66$[MeV] | $12.61 \pm 0.08151$[MeV] |
| mass 1 | 105.6 [MeV/$c^2$] | $64.80 \pm 0.4555$[MeV/$c^2$] |
| mass 2 | 105.6 [MeV/$c^2$] | $101.9 \pm 0.6770$[MeV/$c^2$] |
| 寿命 $\tau$ | $\cong 2.12[\mu s]$ | $2.04 \pm 0.15[\mu s]$ |

Table 6.1: muon の理論値、実験値

| | 理論値 | 実験値 |
|---|---|---|
| $\beta 1$ | $0.308 \sim 0.347$ | $0.3573 \pm 0.001871$ |
| $\beta 2$ | $0.257 \sim 0.313$ | $0.2745 \pm 0.001701$ |
| TOF 1 | $9.61 \sim 10.83$[ns] | $9.456 \pm 0.04618$[ns] |
| TOF 2 | $10.65 \sim 12.96$[ns] | $12.11 \pm 0.06752$[ns] |
| E1 | $32.71 \sim 43.70$[MeV] | $40.77 \pm 0.5344$[MeV] |
| E2 | $20.28 \sim 22.27$[MeV] | $29.03 \pm 0.5644$[MeV] |
| mass 1 | 938.2 [MeV/$c^2$] | $686.6 \pm 10.23$[MeV/$c^2$] |
| mass 2 | 938.2 [MeV/$c^2$] | $814.1 \pm 10.53$[MeV/$c^2$] |

Table 6.2: proton の理論値、実験値

## 6.3 質量についての考察

実験値と理論値を比較すると、実際に求めた実験値と理論値の間に差が出てきている。saturation 補正を行なっても質量が小さく出る傾向が消えていない。今回の実験テーマで

ある識別のさいに質量の見積り違いは大きな影響が出てくるので、その原因をいくつか仮定して、検証していくこととする。

### 6.3.1 set up の問題点

理論値と実験値を比べると、質量が小さく出る傾向、すなわちβ が小さく出ている傾向が見てとれる。

今回我々は、距離をある程度かせぐ事などから今の set up にしたのだが、PMT やライトガイドの数などからいくらか制約が出てきた。例えば anti counter に使ったシンチも本来なら両のぞきにしたかったのだが、PMT の数が少なくそれができなかった。またライトガイドの形上から、veto 間に detector としては直接関係のないシンチを入れた set up になってしまった。(Fig.6.3)

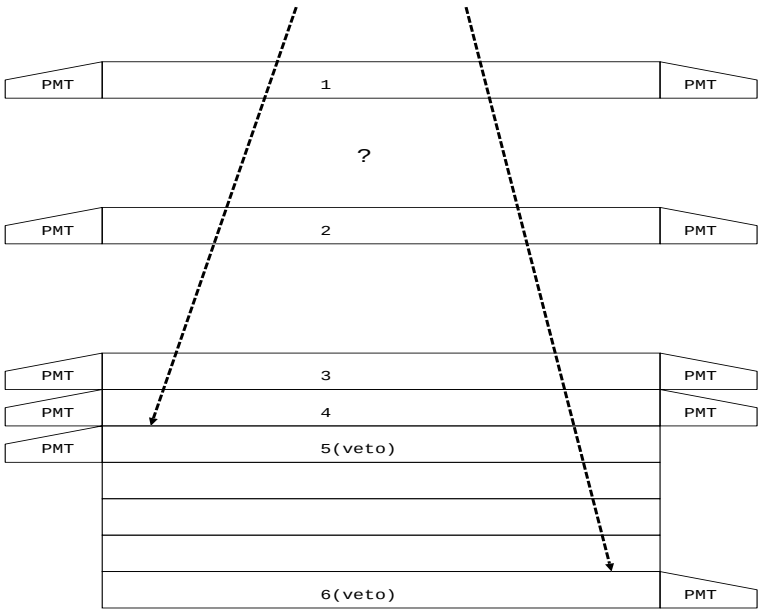



Figure 6.3: set up の形状

このように 右側すれすれを粒子が通過したとき、シンチ中の減衰などからうまく veto がかかっていない可能性も否定できない。そこで実験データを用いて、その通過位置を右半分と左半分にわけてそれらのβ の値を比べる。もしこの推論が正しくて 5 枚目の veto を素通りしているならば、右側通過の粒子のβ は左側通過の粒子と比べてβ が大きくなる傾向が出てくるはずである。

そうして比べたものが次の Figure である。(Figure 6.4,Figure6.5)

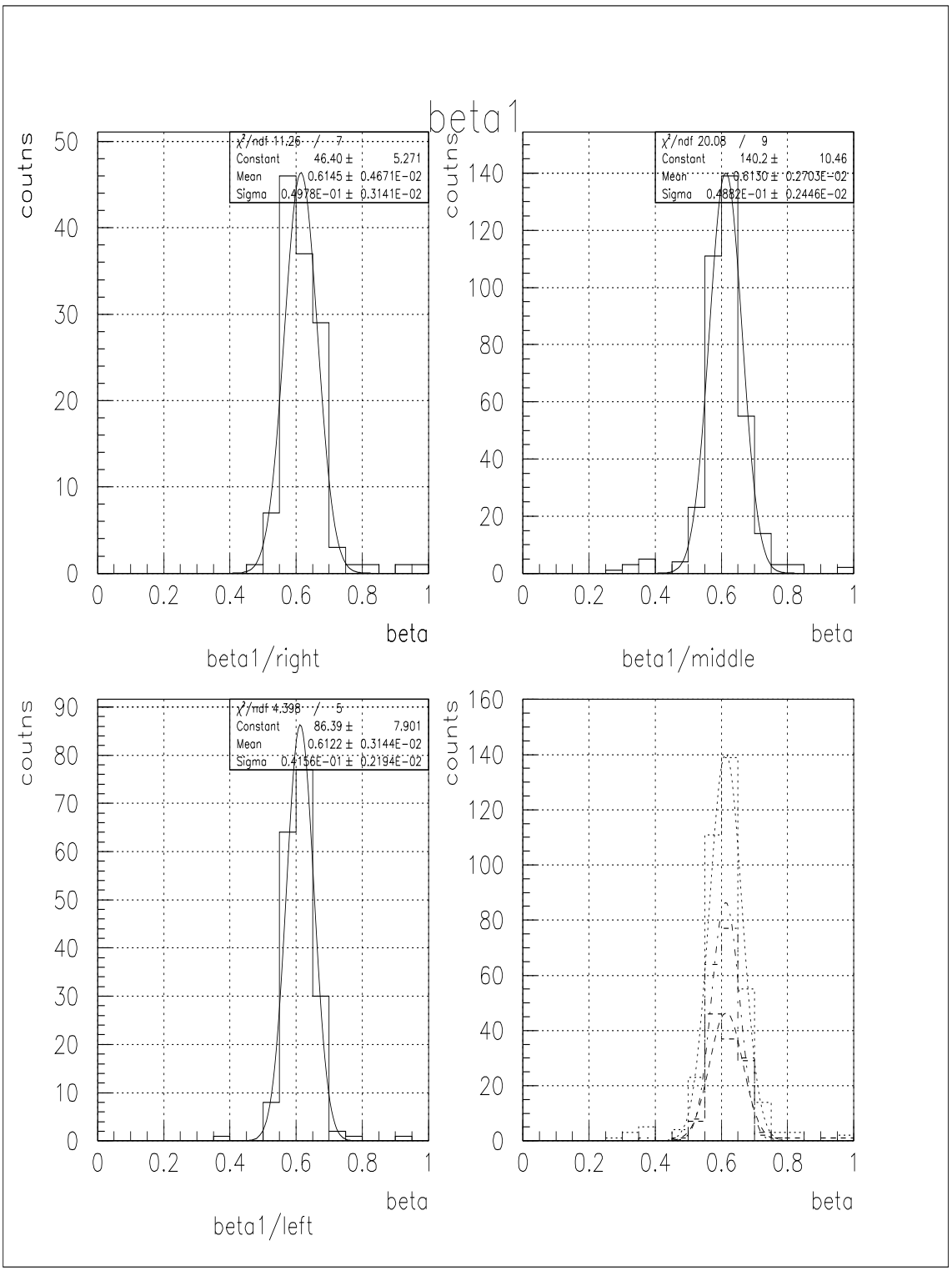



Figure 6.4: 右通過と左通過のβ 1の違い

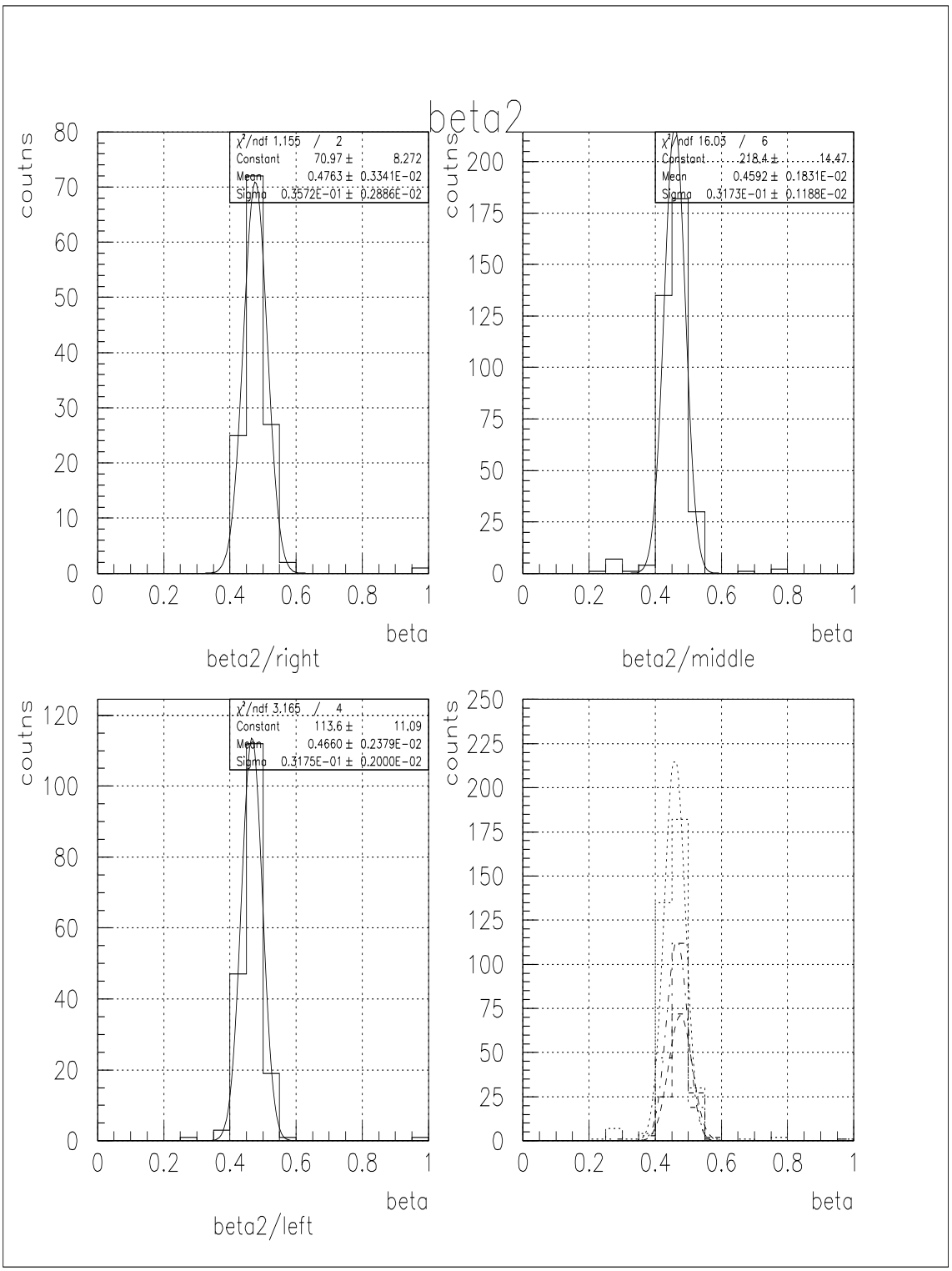



Figure 6.5: 右通過と左通過のβ 2 の違い

特に右と左で顕著な違いは見てとれない。この事だけでβ や質量が大きく理論値と離れた事の説明にはならないことがわかる。

### 6.3.2 鉄骨の影響

我々がこの set up を組む際、強度をあげるためにシンチ間にどうしても鉄骨を入れざるを得なかった。始めは鉄骨の面積が小さくてしかも厚さもわずかなのでそれの影響を考えていなかったが、本当に影響がないのか。それを検証するために、simulation 中に鉄骨を実際の set up と同じ面積と厚さ分だけ考えた。

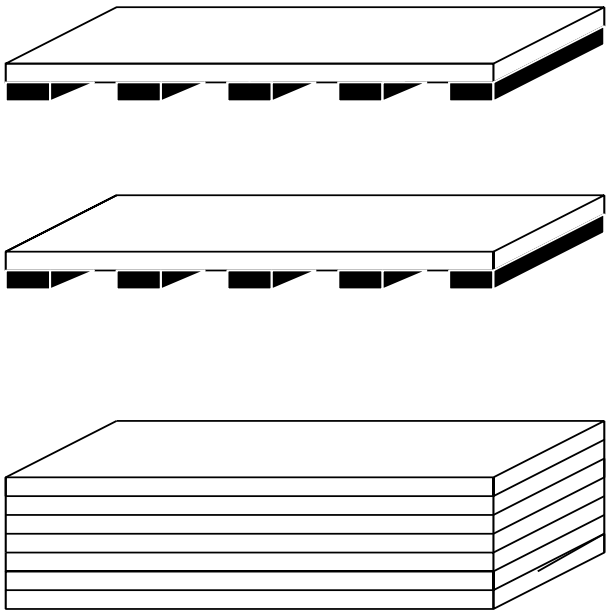


Figure 6.6: 鉄骨も含めた set up

そうして simulation してやった結果が Figure ??である。

このグラフを見ると、観測粒子が鉄骨を通過した場合、実験値のβ と同じくらいになっている。それに確率は低いが鉄骨を二つ通る可能性もある。これらの値に加え実際の実験値にゆらぎが生じてくると、測定値のグラフと同じになる可能性が高くなってくる。

### 6.3.3 見積り違いの可能性

大型の set up になっているため、垂直になっているはずなのに実際は少し傾いていて、理論の飛程距離よりもほんの少しだけ長くなっている可能性、もしくは今回データを出す時や simulation をする際にシンチ厚を 1cm にしたが、実際にはもう少し厚い可能性なども考えられる。

そこでシンチ厚が少し厚くなっていると仮定して、今までと同じようにして simulation した。それでどの程度値に揺れが出てくるか見積もってみた。

例えば 1cm と 1.1cm のシンチがあるとする。粒子が 3 枚通過して 4 枚目でとまる時のイベントを今回見ているのだから、simulation によってシンチ通過前のβ を予測してみた。それでもせいぜい $10^{-2}$ 程度しか違ってこない事から、この事が直接的な原因であるとは考えにくい。

### 6.3.4 その他

その他にもいろいろ考えられるはずである。例えばシンチ間の空気によるエネルギー損失などがあげられる。これらの事を検証して、同じように実験結果を補正していけば質量の文献値に近付くかもしれない。

## 6.4 考察

今回の実験のテーマはあくまでも粒子の識別である。それをするために我々は寿命なども求めたが、質量を主に分析してきた。しかし実験結果だけ見ると完全に識別できたとはいいがたい。原因をいろいろと考察してきたが、同定するまでには至らなかった。

しかし過去の卒業研究と比べて electron の数が少なく、質量グラフを見ても完全に muon と proton のピークが別れきっている。これらのことをふまえても、まるで異なる粒子を見てるとも考えにくく、今回の実験は改善の余地があるものの識別できたと思う。

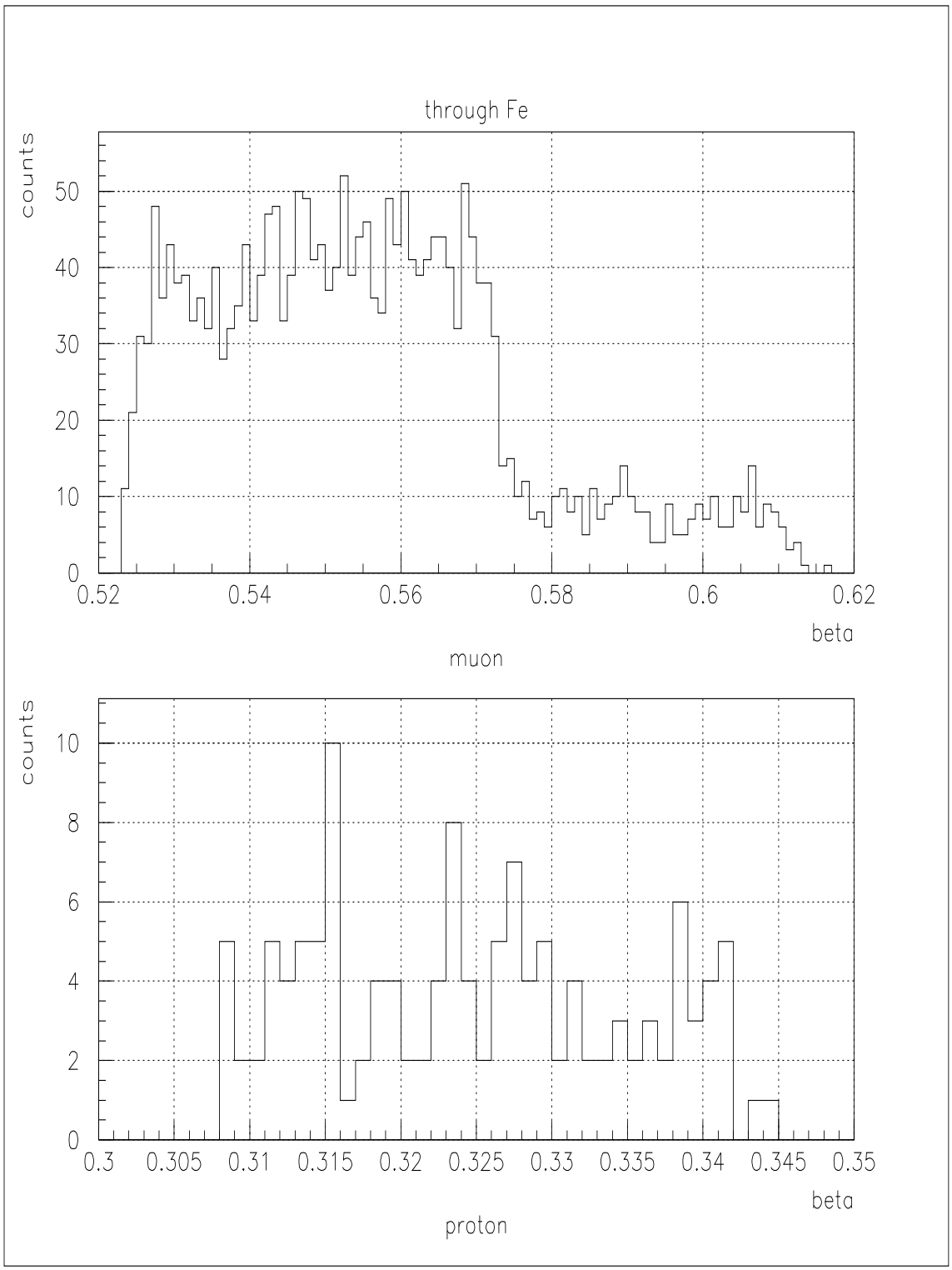



Figure 6.7: **鉄材を入れた** simulation

# Chapter 7

# future plan

今回の実験で幾つか改善点があったことは result,discussion の章で述べた。今後同じような実験をしていく機会があれば、次のような点を変えていけば結果が違ったものになってくる事が考えられる。

□ 5 枚目と 6 枚目の veto 間の距離を縮めてやる。

これは前章でβ が小さくなる事の一因としては可能性が低いと述べたものの、可能性がないともいいきれない。検出器の数に制限がないのであれば veto のレイヤーも両のぞきにすれば精度が上がるはずである。

□ 2 枚目のレイヤーを取ってやる。

TOF を大きくとる事で TOF の精度、β の精度はよくなるはずである。この set up でも同じように mass の理論値と実験値を比べてみる事で今回の結果を比較検討してみてもいいはずである。

□ 空気の影響によるエネルギー損失の考慮

今回できなかったが、各レイヤー間の空気の影響によって、どの程度損失エネルギーが違ってくるか考えてみてもいい。ブラックシートなどは薄いためにほぼ影響が出ないと考えられるが、空気の密度は鉄ほど大きくないものの通過距離は桁違いに大きい、また空気は鉄骨と違い全粒子に影響を及ぼすのでβ が全体的に小さい方にシフトすると考えられる。simulation するにあたってもう一度これらのことを考察するといいと思う。

□ 測定時間の延長

data analysis のところでも述べているが、after pulse の影響を考えるには event 数が少なすぎた。時間があればもう少しイベント数をためてみてもよかった。

今回、muon と proton の粒子を識別すると言うテーマに対して、我々は今回の set up と解析方法を用いた。しかしもちろんもっと違った方法も考えられるだろうし、今回の実験に関してももっと多くの改善点が考えられるはずである。もしまた同じような機会があれば、この事を踏まえて実験に取り組んでいきたい。

# Bibliography


[1] 国立天文台編,1991 年度版理科年表, 丸善

[2] W.R.Leo,Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,Springer-Verlag

[3] 1992 年度長島研究室４年生卒業実験

[4] 1989 年度長島研究室４年生卒業実験

[5] 1995 年度長島研究室４年生卒業実験

[6] 1996 年度長島研究室４年生卒業実験

[7] 小田 稔,「宇宙線」, 裳華房

[8] Caso et al.,The European Physical Journal C,Springer

# 謝辞

まず最初に、長島順清先生には今回の実験を行なう機会を与えて下さり、実験に対する貴重な助言、御指導をして頂きました。さらに物理全般にわたる幅広い知識を啓蒙して頂きましたこと、心から感謝しております。

原隆宣先生には、ご多忙にもかかわらず全くの素人の私達に一から丁寧に御指導頂きました。稚拙な質問に対しても根気良く答えて頂いたり、よる遅くまで至らない私達の実験につき合って頂いたりしたこともありました。厚く御礼申し上げます。また、この論文を作成するにあたってもさまざまに御指導頂きましたこと、心から感謝しております。

瀧田正人先生には、実験を行なうにあたってその意義と方向性を示して頂き、折りにふれたくさんのアドバイスと教育的指導をして頂きました。心から感謝申し上げます。

山中卓先生と羽澄昌史先生には、多忙の中、私達の稚拙な実験に対して御指摘をいただきました。先生方の御助言によって実験に関する深い洞察を得られたこと、心から感謝しております。

秘書の続木佐知子さんには、事務関係で数々の面倒をおかけしながらもお世話していただき、その笑顔で私達の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、千代さん、住澤さん、日高さん、吉田さん、柳幸さん、北條さん、修士課程に在学中の新田さん、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。
特に修士課程に在学中の梶山さん、田子森さん、松本さんには私達の拙い質問に幾度となく答えて下さり、たくさんの御助言を頂きましたこと深く感謝申し上げます。

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。