

2013年度 卒業論文

$\mu$  粒子の寿命と電子エネルギースペクトラムの測定

奈良女子大学  
理学部 物理科学科  
新井智穂 長谷川香織

# 目次

## 第1章 はじめに

- 1.1 実験目的 .....p. 4
- 1.2 実験課題 .....p. 4
- 1.3 本論文の構成 .....p. 4

## 第2章 宇宙線・ $\mu$ 粒子

- 2.1 宇宙線 .....p. 5
- 2.2  $\mu$ 粒子 .....p. 6

## 第3章 放射線計測の原理

- 3.1 電離損失 .....p. 7
- 3.2 シンチレーションカウンター .....p. 9
  - 3.2.1 プラスチックシンチレーター.....p. 9
  - 3.2.2 光電子増倍管.....p. 10
- 3.3 プラスチックシンチレーターのエネルギー損失 .....p. 11
- 3.4 計測の全体の流れ .....p. 12
- 3.5  $\mu$ 粒子と電子の波形の見分け方 .....p. 13

## 第4章 測定の実験原理

- 4.1  $\mu$ 粒子の寿命測定 .....p. 14
- 4.2 電子エネルギースペクトラム .....p. 17
- 4.3 制動放射 .....p. 20

## 第5章 セットアップ

- 5.1 シンチレーションカウンターのセットアップ .....p. 21
  - 5.1.1 シンチレーションカウンターの配置.....p. 21
  - 5.1.2 トリガーカウンター.....p. 23
  - 5.1.3 ベトーカウンター .....p. 24
- 5.2 エレクトロニクスのセットアップ .....p. 25
  - 5.2.1 NIM (Nuclear Instrument Module) .....p. 26
  - 5.2.2 CAMAC (Computer Aided Measurements And Control)p. 27
  - 5.2.3 各CAMACモジュールについてのセットアップ.....p. 29

5.3 エレクトロニクスの設定 .....p. 32

## 第6章 データ収集プログラム

6.1 データ収集プログラム.....p. 33

## 第7章 データ解析

7.1  $\mu$  粒子の寿命測定 .....p. 36

- 7.1.1 データの解析方法 .....p. 36
- 7.1.2 イベントの選別 .....p. 37
- 7.1.3 TDC分布に関数をFIT .....p. 38
  - 7.1.3-1 2パラメーターの式でのFITについて .....p. 38
  - 7.1.3-2 3パラメーターの式でのFITについて .....p. 38
- 7.1.4 TDCの時間較正.....p. 39
- 7.1.5 実験結果 .....p. 43
- 7.1.6 実験結果の解析 .....p. 44
  - 7.1.6-1 3パラメーターの式でのFITの有用性 .....p. 44
  - 7.1.6-2 2パラメーターの式でのFITの安定性 .....p. 46

7.2 電子エネルギースペクトラムの測定.....p. 47

- 7.2.1 データの解析方法 .....p. 47
- 7.2.2 イベントの選別 .....p. 48
- 7.2.3 ベトーカーンターがなっていないときの  
具体的な数値 .....p. 49
- 7.2.4 電子のエネルギー分布 .....p. 50
- 7.2.5 ADCのエネルギー較正 .....p. 51
- 7.2.6 実験結果 .....p. 52
- 7.2.7 実験結果の解析 .....p. 53
  - 7.2.7-1 光の減衰 .....p. 53
  - 7.2.7-2 制動放射 .....p. 55

## 第8章 考察

8.1  $\mu$  粒子の寿命測定 .....p. 56

8.2 電子エネルギースペクトラムの測定 .....p. 57

## 第9章 まとめ

9.1 実験のまとめ .....	p. 58
9.2 謝辞 .....	p. 58
9.3 参考文献 .....	p. 58
9.4 付録 .....	p. 59

# 第1章 はじめに

## 1.1 実験の目的

地上にはたくさんの原子核や素粒子が降り注いでおり、その粒子は宇宙線と呼ばれている。その宇宙線のほとんどはミュー粒子であり、 $\mu$  粒子を含む素粒子は様々な寿命を持つことが分かっている。今回の実験ではプラスチックシンチレーターを用いて、地表にたどり着く  $\mu$  粒子を測定する。また、そのシンチレーター内で崩壊する  $\mu$  粒子を使い、 $\mu$  粒子の寿命の測定と崩壊後の電子のエネルギー測定を試みる。その過程において、素粒子物理学の実験的研究を行うと共に、高エネルギー物理学の基本的な実験技術を習得することを目的とする。

## 1.2 実験課題

今回の実験ではシンチレーションカウンターに入射した  $\mu$  粒子の寿命と  $\mu$  粒子が崩壊したときの電子のエネルギースペクトルを測定する。寿命の測定については、プラスチックシンチレーターを  $\mu$  粒子または電子が通過した際放出されるシンチレーション光を、光電子増倍管を用いて増幅し ADC や TDC を用いてデータ処理を行い、 $\mu$  粒子の寿命を測定する。その際、データ収集やデータ処理のための解析プログラムを開発することが必要である。

## 1.3 本論文の構成

本論文ではまず第2章で宇宙線および  $\mu$  粒子の崩壊について述べ、第3章で放射線計測の原理について述べる。次に第4章で  $\mu$  粒子の寿命測定、電子エネルギー分布の原理について記述し、第5章で装置やセットアップについて述べる。第6章ではデータ収集のプログラムの説明をし、第7章でそのデータを使って解析を行い、最後に実験結果について報告する。

## 第2章 宇宙線・ $\mu$ 粒子

### 2.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間から地球に絶えず降り注ぐ高エネルギーの放射線（一次宇宙線）とそれが大気に入射して作る放射線（二次宇宙線）のことである。宇宙線は常に私たちの身の回りに降り注いでおり、高エネルギーで透過率が高いため建物や私たちの体を突き抜けていく。そのため、屋内での観測が可能である。

宇宙には、超新星の爆発や、太陽の表面で起こる爆発などで発生した高エネルギーの粒子が飛び交っている。それらの粒子には、陽子（水素の原子核）が約90%、 $\alpha$ 粒子（ヘリウムの原子核）が約8%、その他の粒子が約1%含まれ、これらの宇宙線を一次宇宙線と呼んでいる。

一次宇宙線が大気に入射すると、大気中に含まれる窒素や酸素などの原子核と衝突し、放射性同位元素や $\pi$ 中間子などの粒子を生成する。これら二次的に生成された宇宙線を二次宇宙線と呼ぶ。二次宇宙線は原子核と相互作用し、新たな二次粒子を生成する。

ちなみに、 $\pi$ 中間子の寿命は  $(2.6030 \pm 0.0024) \times 10^{-8}$  sec である。二次宇宙線のうち、電子や $\gamma$ 線は大気中で吸収されるため、地上まで来る粒子の大部分は $\mu$ 粒子とニュートリノが占めている。

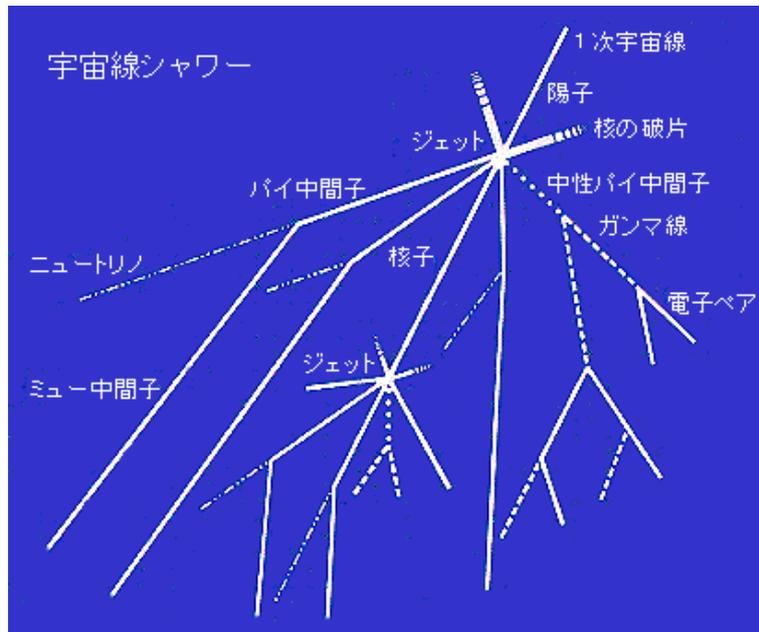


図 2.1：宇宙線シャワーの模式図

## 2.2 $\mu$ 粒子

$\mu$  粒子は、地上に到達する二次宇宙線の荷電粒子の大部分（約3/4）を占めており、 $\mu$  粒子は  $\pi$  中間子が崩壊して生成される。 $\pi$  中間子は宇宙から降ってきた陽子が大気中の原子核と強い相互作用することによって生成される。 $\pi$  中間子には中性の  $\pi^0$  と荷電の  $\pi^\pm$  があり、荷電  $\pi$  中間子は100%、次のように崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$$

一方中性  $\pi$  中間子は、電磁相互作用によって、ほぼ100%の確立で  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  に崩壊する。

荷電  $\pi$  中間子の崩壊で生成した  $\mu$  粒子は第2世代のレプトンで、質量  $105.7 \text{ MeV}/c^2$ 、電荷  $\pm 1$ 、スピン  $1/2$  の粒子である。そして、 $\mu$  粒子は弱い相互作用によって、次のように電子と2個のニュートリノに崩壊する。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

図2.2に崩壊のファインマン図を示す。

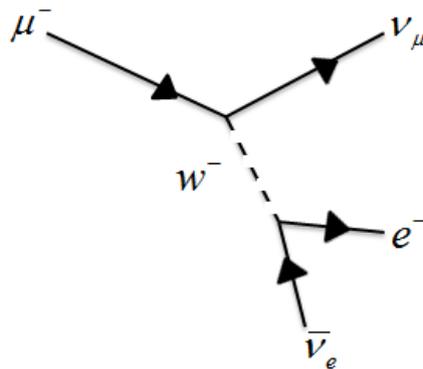


図 2.2:  $\mu^-$  の崩壊のファインマン図

$\mu$  粒子の寿命はほぼ  $2.2 \mu \text{ sec}$  である。今回の実験では、この寿命の測定と、終状態の電子エネルギースペクトラムの測定が課題である。

# 第3章 放射線計測の原理

放射線は我々の五感では感じる事ができない。そのため荷電粒子の電離作用と発光現象を用いて放射線を検出する。荷電粒子が通過し、電離作用を起こすと発光する物質をシンチレーターと呼ぶ。今回はシンチレーターを用いて、その光を光電子増倍管で増幅させ、電気信号に変える方法で放射線を検出する。

## 3.1 電離損失

荷電粒子が物質中を通過すると、入射荷電粒子と物質を構成する原子との相互作用によって、原子が電子と陽イオンに分離される。これを、電離(Ionization)という。また、電離作用を起こさずに、原子や分子がエネルギーの高い状態になることもある。これを、励起(Excitation)、その状態を励起状態と呼ぶ。

入射荷電粒子が物質を通過する時、物質中の電子と衝突し、電離や励起を繰り返しながらエネルギーの一部を失う。これを電離損失(Ionization loss)という。電離損失によって荷電粒子が失うエネルギーは Bethe - Bloch の式で表される。

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m\gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] (\text{MeV} / \text{g} / \text{cm}^2) \quad (3.1)$$

ここで、 $N_0$ はアボガドロ数、 $I$ は電離ポテンシャル、 $Z$ は物質の原子番号、 $A$ は物質の原子量、 $v$ は入射粒子の速度、 $z$ は入射粒子の電荷、 $e$ は電子の電荷、 $m$ は電子の質量である。図 3.1 に電離損失の図を示す。

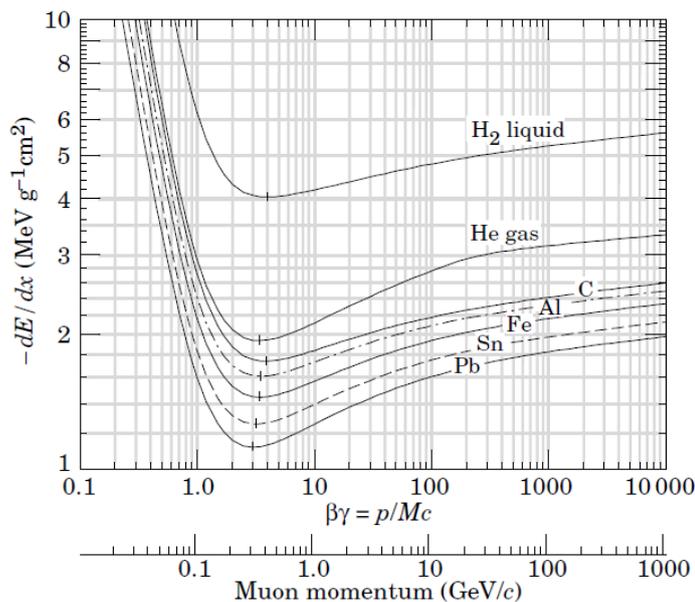


図 3.1 : 電離損失

$\frac{dE}{dx}$  は入射荷電粒子の質量には依存しないが、速度  $v = \beta c$  には依存する。入射荷電粒子のエネルギーが低く、 $\beta$  が小さい時、Bethe - Bloch の式は

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \quad (3.2)$$

となる。入射粒子の運動量が大きくなると、電離損失は  $1/\beta^2$  に従って急激に減少し、最小値に達する。この領域での電離を **Minimum ionization** という。電荷が同じ粒子ならば、粒子の質量が 3 倍になるところで、最小値はほぼ同じ値をとる。

入射荷電粒子のエネルギーが高くなると、 $\beta^2 \simeq 1$  となり、(3.1)式の  $\log$  の中の項が効くのでエネルギー損失は、 $\log \gamma$  でエネルギーが増加するにつれて上昇する。

$$\frac{dE}{dx} \propto \log \left[ \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right] \quad (3.3)$$

$$\gamma = \frac{\beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m}$$

シンチレーター内の電離・励起状態にある原子・分子が基底状態に遷移する時、二つの状態のエネルギーの差を光として放出する。この発光をシンチレーション (**Scintillation**) という。今回の実験では、シンチレーション光を用いて、入射粒子の電離損失を測定する。

## 3.2 シンチレーションカウンター

シンチレーションカウンターは放射線検出器の一種である。シンチレーターと光電子増倍管を組み合わせ、シンチレーターの光を光電子増倍管で電気信号に変換することによって、放射線検出器として働く。

以下で、シンチレーターと光電子増倍管について詳しく述べる。

### 3.2.1 プラスチックシンチレーター

シンチレーターとは荷電粒子が通過する時にその粒子が電離損失によって失うエネルギーを光エネルギーに変換する物質のことであり、シンチレーターに粒子が入射すると、シンチレーション光が放出される。シンチレーターには、大きく分けて有機シンチレーターと無機シンチレーターがあり、応答速度に大きな違いがある。今回は測定用のカウンター、トリガーカウンター、ベトーカーカウンターのすべてで有機シンチレーターであるプラスチックシンチレーターを使用した。プラスチックシンチレーターはベースがポリエスチレンのプラスチックであり、そこに有機発光物質が溶かし込まれている。形状の加工が簡単である。また、応答が数 nsec のオーダーであり、シグナルの立ち上がり立ち下がりが無機シンチレーター(応答速度が数十 nsec)に比べて非常に速い(時間分解能が高い)一方、光量が無機シンチレーターに比べると少なく、エネルギーの等しい粒子に対する発光量にばらつきがでる(エネルギー分解能が低い)。それぞれのカウンターの詳細については第 5 章で述べる。

### 3.2.2 光電子増倍管

光電子増倍管は、光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する光電管を基本とし、電流増幅、つまりは電子増幅機能をつけた高感度光検出器である。その模式図を図 3.2 に示す。

光電面に光が入射すると光電効果によって電子が飛び出す。その電子は真空管の中で電極に高電圧をかけることで、加速される。加速した電子はダイノード(Dynode)に衝突し、ダイノードがまたいくつかの電子を放出する。この放出された電子が、次のダイノードとの間にかけて電場によって加速され、次のダイノードに衝突し、より多くの電子が放出される。これを繰り返すことで電子を増幅する。この電子がアノード(Anode)に集まり、電気信号として出力される。

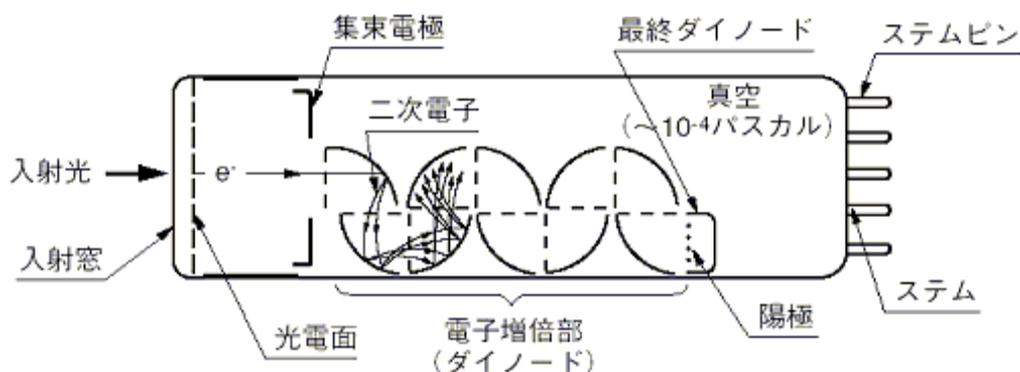


図 3.2 光電子増倍管模式図

### 3.3 プラスチックシンチレーターのエネルギー損失

プラスチックシンチレーターのエネルギー損失は以下の式で求められる。

$$\Delta E_{(Mev)} = \frac{dE}{dx} \left( \frac{Mev}{g/cm^2} \right) \times \rho_{(g/cm^3)} \times t_{(cm)}$$

ここで、 $\frac{dE}{dx} \Big|_{\min}$  は minimum ionization の粒子に対する厚さ、 $1 \text{ g/cm}^2$  あたりのエネルギー損失、 $\rho$  は物質の密度、 $t$  は物質の厚さである。

プラスチックシンチレーターの電離損失と密度の値を以下の表に示す。

表 3.1 : プラスチックシンチレーターの電離損失と密度

$dE/dx \Big _{\min} (Mev/g/cm^2)$	密度 $\rho (g/cm^3)$
1.936	1.06

これより、プラスチックシンチレーターの  $1\text{cm}$  あたりのエネルギー損失は以下のよう  
に求められる。

$$\Delta E = 1.936 \times 1.06 \times 1 = 2.05 (Mev/cm)$$

今回の実験で用いる測定用のシンチレーターの大きさは  $58(\text{cm}) \times 25(\text{cm}) \times 26(\text{cm})$  である。 $\mu$  粒子がこの  $26\text{cm}$  のシンチレーターを通過したときのエネルギー損失は

$$2.05 \times 26 = 53.3 (Mev)$$

となる。

この値は、ADC のエネルギー較正を行う際に使用する。詳しくは第 7 章のデータ解析で述べる。

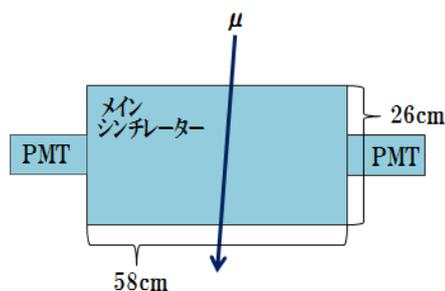


図 3.3 :  $\mu$  粒子がシンチレーターを通過する様子

### 3.4 計測の全体の流れ

放射線計測に用いる装置の概要を図 3.4 に示す。

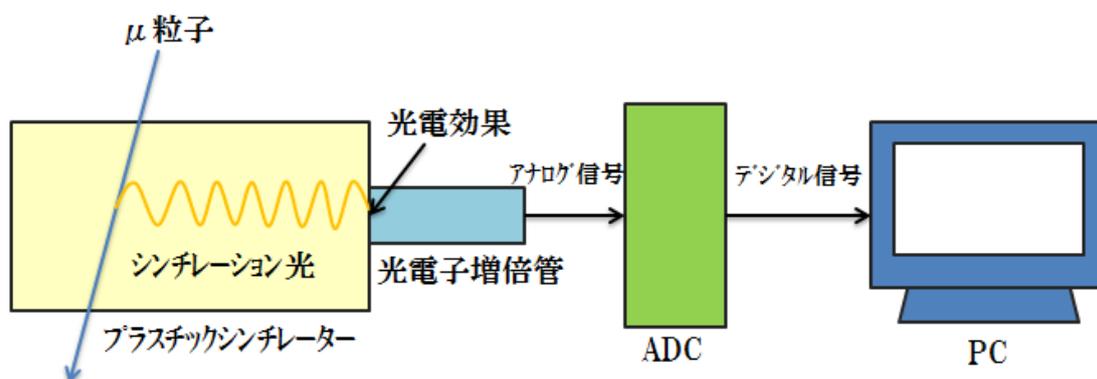


図 3.4 : 放射線計測

荷電粒子がシンチレーター内を通ることにより光を放出する。その光は光電子増倍管の光電面に当たると、光電効果により電子を発生する。光電子増倍管でその電子を増幅させ、ADC(Analog Digital Converter)を用いてデジタル信号に変換し解析を行うことが、放射線計測の全体の流れとなる。

セットアップの詳細や ADC については、後で詳しく述べる。

### 3.5 $\mu$ 粒子と電子の波形の見分け方

本実験では、シンチレーター中で静止した  $\mu$  粒子を用いて、 $\mu$  粒子の寿命と電子のエネルギー分布を測定することが課題である。シンチレーターを通過した  $\mu$  粒子の信号と、シンチレーター中で静止した  $\mu$  粒子の信号には、以下で述べるように観測される信号に大きな形の違いがある。

#### ① $\mu$ 粒子が測定用のシンチレーターを通過するときの信号

$\mu$  粒子が測定用のシンチレーターを通過するとき、1 つ山の信号が現れる (図 3.5)。これは、シンチレーターを  $\mu$  粒子が通過したときの信号である。

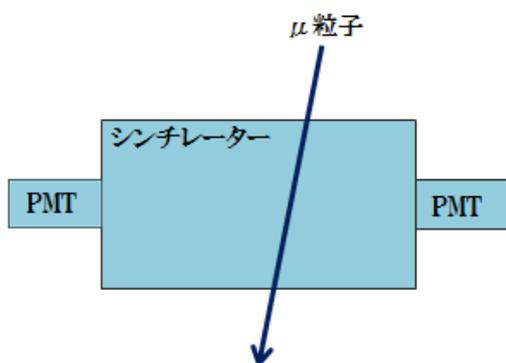
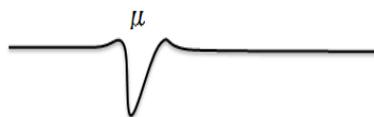


図 3.5 :  $\mu$  粒子通過時の装置図(左)と波形(右)



#### ② $\mu$ 粒子が測定用のシンチレーター内で静止し、崩壊して電子を放出するときの信号

図 3.6 に示すように、 $\mu$  粒子がシンチレーター内で崩壊したときは 2 つ山の信号が現れる。一つ目の山は  $\mu$  粒子の信号であり、二つ目の山は電子の信号である。

$\mu$  粒子の信号が出てきてから電子の信号が出てくるまでの間の平均時間を測ることで、 $\mu$  粒子の寿命が測定できる。

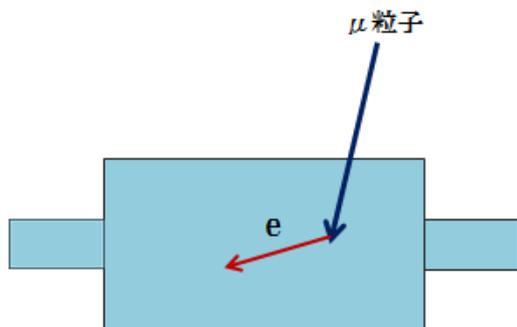


図 3.6 :  $\mu$  粒子がシンチレーター内で崩壊したときの装置図(左)と波形(右)



## 第4章 測定の実験

今回の実験では、 $\mu$  粒子の寿命測定と、 $\mu$  粒子崩壊後放出された電子のエネルギー分布を測定した。以下で、それぞれの測定の原理について説明する。

### 4.1 $\mu$ 粒子の寿命測定

$\mu$  粒子の寿命測定を行うにあたって、放射性崩壊の時に成り立つ指数関数法則を用いる。指数関数法則は以下のように導かれる。

今、それぞれの粒子が単位時間に崩壊する確率を  $\lambda$  とする。独立な粒子の集合を考えると、短い時間  $dt$  の間に崩壊する数  $dN$  は次式で与えられる。

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (4.1)$$

ここで、 $N(t)$  はある時間  $t$  に存在する粒子の数である。(4.1) を積分する。はじめの時刻  $t_0$  に存在する粒子数を  $N_0$  とすると、

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} &= -\lambda \int_{t_0}^t dt \\ [\ln N]_{N_0}^N &= -\lambda [t]_{t_0}^t \\ \ln N - \ln N_0 &= -\lambda(t - t_0) \\ \ln \frac{N}{N_0} &= -\lambda(t - t_0) \end{aligned} \quad (4.2)$$

となる。 $t_0 = 0$  の場合、(4.2) 式は次式に書き換えられる。

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

これを、放射性崩壊の指数関数法則とよぶ。ここで、 $N$  は時刻  $t$  に崩壊せずに残っている粒子の数である。

時間  $t$  と  $t+dt$  との間の無限に小さい時間間隔  $dt$  の間に崩壊する粒子の数は、平均として(4.1) である。  $N_0$  個すべての粒子の生存時間の和  $L$  は  $tN\lambda dt$  の  $t=0$  から  $t=\infty$  までの積分であり、(4.4)式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 L &= \int_0^{\infty} tN\lambda dt \\
 &= \int_0^{\infty} tN_0\lambda e^{-\lambda t} dt \\
 &= N_0\lambda \left[ \frac{1}{\lambda^2} \right]_0^{\infty} \\
 &= \frac{N_0}{\lambda} \tag{4.4}
 \end{aligned}$$

以上より、平均生存時間  $L/N_0$  (平均寿命時間  $\tau$ ) は(4.5)式で与えられる。

$$\frac{L}{N_0} = \tau = \frac{1}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{1}{\tau} \tag{4.5}$$

これを(4.3)式に代入すると、

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{4.6}$$

が得られる。

以下に 4.6 式の図を示す。

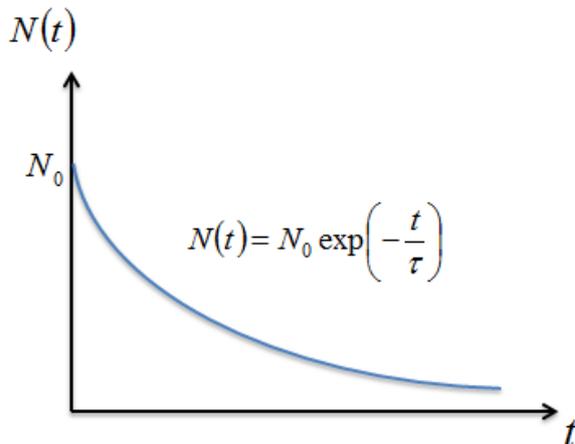


図 4.1 : 放射性崩壊の図

また、(4.6)式を  $t$  で微分すると、以下で表される単位時間あたりの崩壊数の式が得られる。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.7)$$

$\mu$  粒子がシンチレーター内に入射してから電子が放出されるまでの時間を TDC で測定し、得られる TDC 分布は(4.7)式の関数となる。これより寿命  $\tau$  を算出する。

以下に、4.7 式の図、つまり得られる TDC 分布の概形を示す。

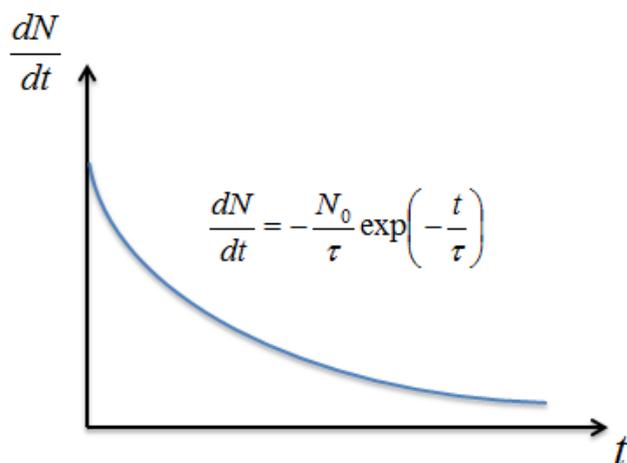
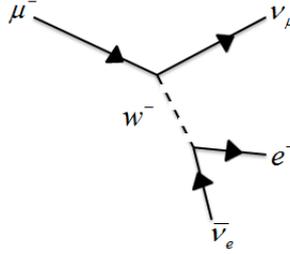


図 4.2 : TDC 分布の概形

## 4.2 電子エネルギースペクトラム

$\mu$  粒子の寿命の測定とともに、 $\mu$  粒子の崩壊によって生成される電子のエネルギー分布について調べる。 $\mu$  粒子の崩壊のダイアグラムと崩壊式の対応は以下の通りとなる。



$$\mu^-(\mathbf{p}_1) \rightarrow e^-(\mathbf{p}_4) + \bar{\nu}_e(\mathbf{p}_2) + \nu_\mu(\mathbf{p}_3)$$

今回の実験で用いた電子のエネルギー分布の式は以下のように導かれる。振幅  $M$  は

$$M = \frac{g_w^2}{8(M_w c)^2} \left[ u(3) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(1) \right] \left[ u(4) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(2) \right]$$

このように表される。ここで、 $M$  は崩壊振幅、 $g_w$  は結合定数、 $\gamma^\mu \equiv (\gamma^0, \boldsymbol{\gamma})$ 、 $\gamma^5 \equiv i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$ 、 $u(i)$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) はスピノール(ディラック方程式の解)である。よって、

$$\langle [M^2] \rangle = 2 \left( \frac{g_w}{M_w c} \right)^4 (P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4) \quad (4.7)$$

$P_1, P_2, P_3, P_4$  はそれぞれ  $\mu$  粒子、電子、 $\mu$  ニュートリノ、電子ニュートリノの 4 元運動量である。

$\mu$  粒子の静止系では、 $P_1 = (m_\mu c, \vec{0})$  となり、 $P_1$  と  $P_2$  の内積  $P_1 \cdot P_2$  は

$$P_1 \cdot P_2 = m_\mu E_2 \quad (4.8)$$

となる。また、エネルギー-運動量保存則より、

$$(P_3 + P_4)^2 = m_\mu^2 c^2 - 2P_1 \cdot P_2$$

よって、

$$P_3 \cdot P_4 = \frac{(m_\mu^2 - m_e^2) c^2}{2} - m_\mu E_2 \quad (4.9)$$

となる。

(4.7) 式に (4.8) 式と (4.9) 式を代入すると、振幅  $M$  は

$$M = \left( \frac{g_w}{M_w c} \right)^4 m_\mu^2 E_2 (m_\mu c^2 - 2E_2) \quad (4.10)$$

この振幅より、崩壊幅は次の式で与えられる。

$$d\Gamma = \frac{\langle [M^2] \rangle c}{(4\pi)^4 h m_\mu} dE_2 \frac{d^3 \vec{p}_4}{E_4^2} \quad (4.11)$$

(4.11) 式に (4.10) 式を代入して積分する。

$$d\Gamma = \left( \frac{g_w}{4\pi M_w c} \right)^4 \frac{m_\mu c}{h} \left( \frac{m_\mu c^2}{2} - \frac{2}{3} E_4 \right) d^3 \vec{p}_4 \quad (4.14)$$

$$d^3 \vec{p}_4 = 4\pi \left( \frac{E_4}{c} \right)^2 \frac{dE_4}{c}$$

より、

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \left( \frac{g_w}{M_w c} \right)^4 \frac{m_\mu^2 E^2}{2h(4\pi)^3} \left( 1 - \frac{4E}{3m_\mu c^2} \right) \quad (4.15)$$

が得られる。

(4.15) 式は崩壊の時に生成される電子のエネルギー分布の式を与える。

電子のエネルギーが最小となるのは、 $\mu$  粒子の静止系で電子が静止してつくられる場合で、最大となるのは 2 個のニュートリノの運動量がともに電子運動量の  $180^\circ$  方向を向き電子に最大の反跳を与えるときである (図 4.3)。 $\mu$  粒子の静止系での、電子のエネルギー分布は図 4.4 のようになり、電子が大きなエネルギーを持って崩壊する割合が高い。ここで、電子の質量を無視した。

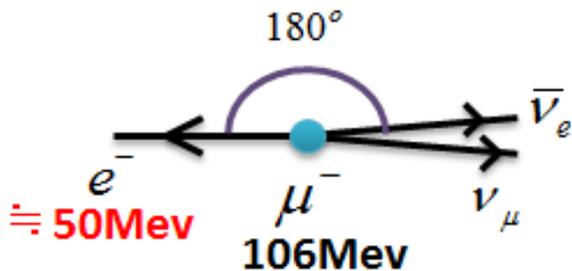


図 4.3 : 電子のエネルギーが最大になるときの  $\mu$  粒子の静止系における電子と 2 個のニュートリノの運動量ベクトル

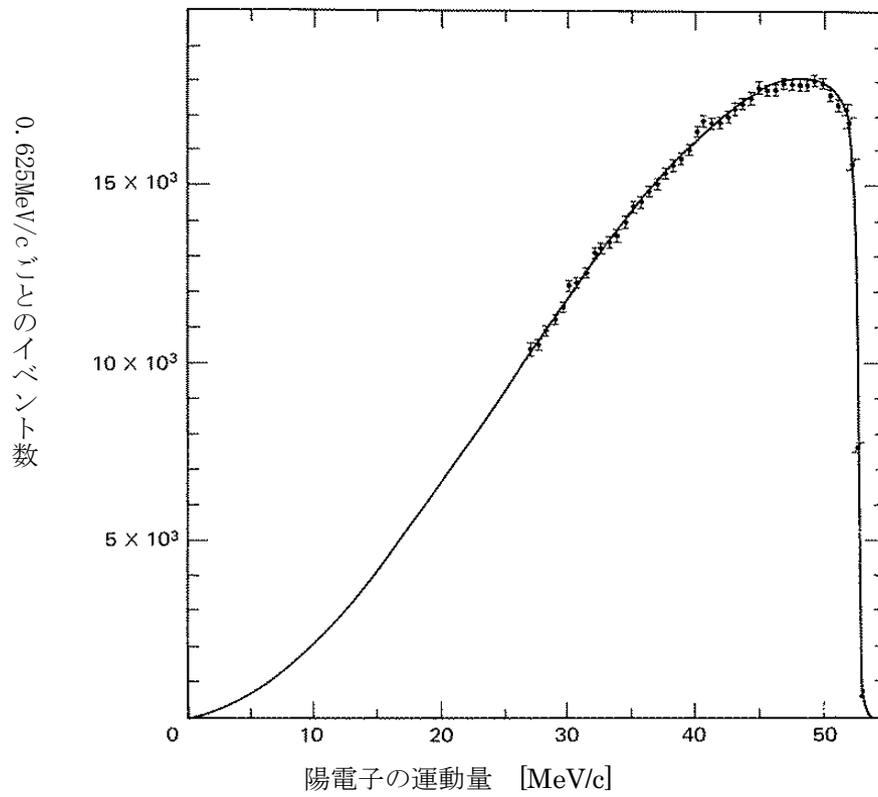


図 4.4:  $\mu$  粒子崩壊時の電子のエネルギー分布  
(電子の質量エネルギーを無視した場合)

### 4.3 制動放射

電子が物質中で他の荷電粒子と衝突した際に原子の励起やイオン化を行わない弾性衝突であっても、電子は質量が小さいので、原子核の作る電場によって速度の時間変化、方向の変化をかなり受け、加速度運動する。このとき、加速度の二乗に比例するエネルギーを電磁波として放出する。加速度の大きさは物質内の荷電粒子の電荷  $Z$  に比例し、入射電子の質量に反比例するので、放出するエネルギーは  $(Z/me)^2$  に比例する。したがって、物質内で  $Z$  の大きい原子核の存在が最も制動放射に効く。また、制動放射によるエネルギー損失は入射電子のエネルギーに比例して増していく。そのため、この損失は電子が高速になってから有効となる。詳しい計算によると、単位長さあたりに制動放射で失われる電子のエネルギーは次式で与えられる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{NEZ^2 r_e^2}{137} \left( 4 \ln \frac{183}{z^{\frac{1}{3}}} + \frac{2}{9} \right) \quad (3.4)$$

ここで、 $N$  は物質の単位体積中の原子数 ( $N=N_0 \rho / A$ )、 $E$  は入射電子のエネルギー、 $r_e$  は電子の古典半径 ( $r_e=e_0^2/m_e c^2=2.81 \times 10^{-13}$ )、 $A$  は物質の原子量、 $N_0$  はアボガドロ数 ( $=6.02 \cdot 10^{23}$ )、 $\rho$  は物質の密度である。

制動放射でエネルギーを失って、電子の始めのエネルギーの  $1/e$  になるまでに走る物質層の長さを放射長 (radiation length) という。(3.4) 式より

$$-\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0}$$

となるので、放射長  $X_0$  を求めることができる。

また、放射長は電子が一回制動放射で  $\gamma$  を放出する際に進む距離であり、プラスチックシンチレーターの放射長は  $43.79$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) である。

これは、電子エネルギー分布を測定する際、電子が測定用のシンチレーター内を走る際にどれだけのエネルギーが制動放射で失われるか評価するのに重要である。

# 第5章 セットアップ

## 5.1 シンチレーションカウンターのセットアップ

### 5.1.1 シンチレーションカウンターの配置

本実験で用いたセットアップの写真を図 5.1 に示す。使用した実験器具は以下の通りである。

- ・大型プラスチックシンチレーター(580mm×250mm×260mm) 1 個
- ・プラスチックシンチレーター(582mm×260mm×10mm) 2 個
- ・プラスチックシンチレーター(250mm×131mm×10mm…直径 60mm の半円の穴がある) 4 個
- ・プラスチックシンチレーター(280mm×261mm×10mm) 4 個
- ・ライトガイド 10 個
- ・光電子増倍管 12 個

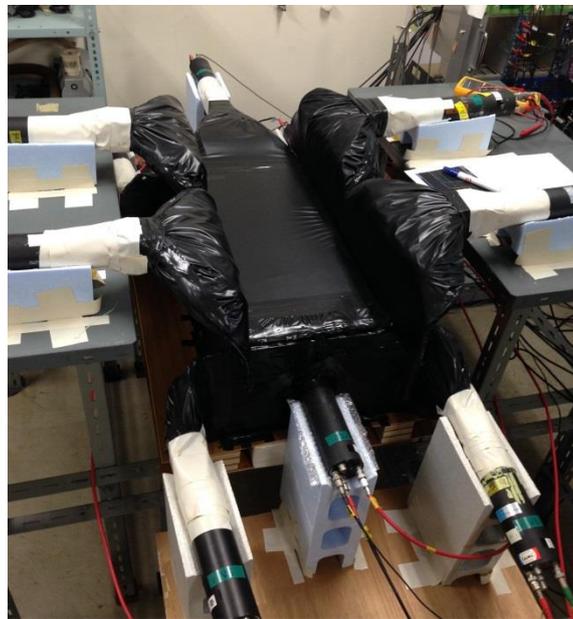


図 5.1 セットアップ後のシンチレーションカウンターの写真

以下で、シンチレーションカウンターの配置を詳しく説明する。

シンチレーションカウンターの全体の配置を図 5.2、それを分解した図を図 5.3 に示す。中心にある一番大きな測定用のシンチレーター(メインシンチレーターとする)には、ライトガイドなしで S1、S2 の光電子増倍管を直接図のように取り付けた。分かりやすいように、S1、S2 以外の光電子増倍管とライトガイドは図中には描かれていない。

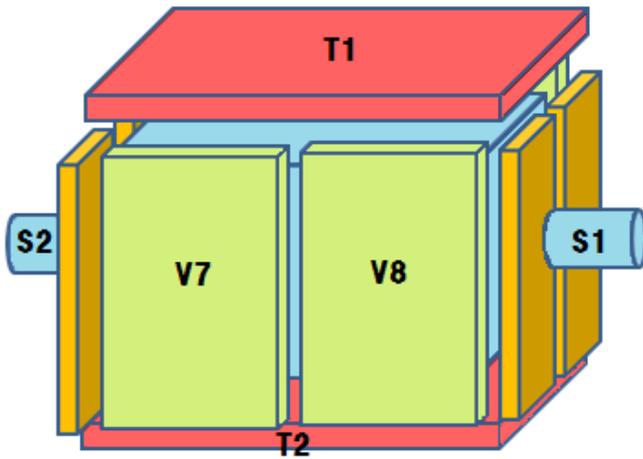


図 5.2 シンチレーションカウンターの配置図

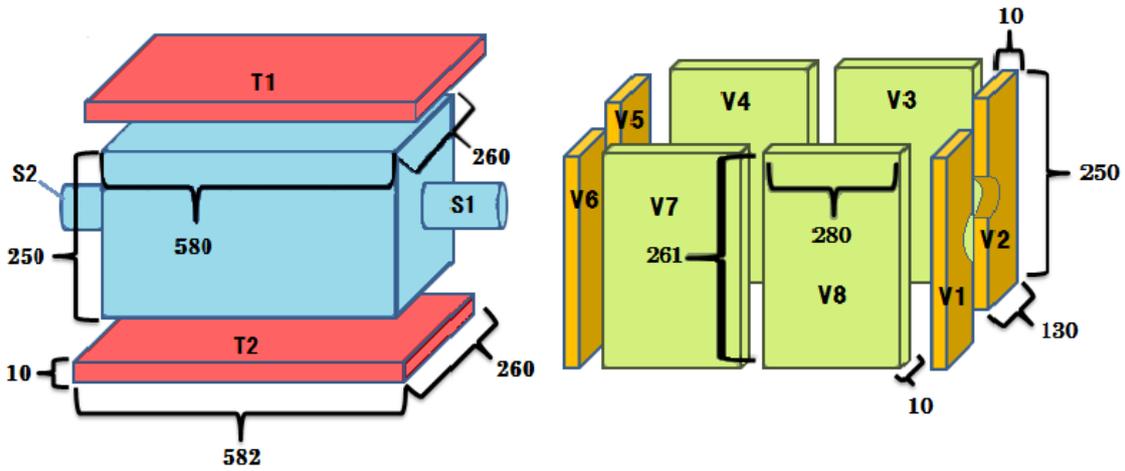


図 5.3 図 5.2 の分解図 (長さの単位はすべて mm)

## 5.1.2 トリガーカウンター

宇宙線である  $\mu$  粒子は宇宙から絶え間なく降り注いでいるため、シンチレーターにはあらゆる方向から  $\mu$  粒子が入射してくる。しかし、シンチレーターはノイズや電子など他の粒子にも反応する可能性があり、 $\mu$  粒子が入射したかどうか判断することが難しい。そこで、いくつかの測定器を用いて、ハードのレベルで信号がきたタイミングを与える必要がある。これをトリガーという。

今回の実験では、T1、S1 をトリガーカウンターとして使用し、T1、S1 のコインシデンスをトリガー信号として用いた。

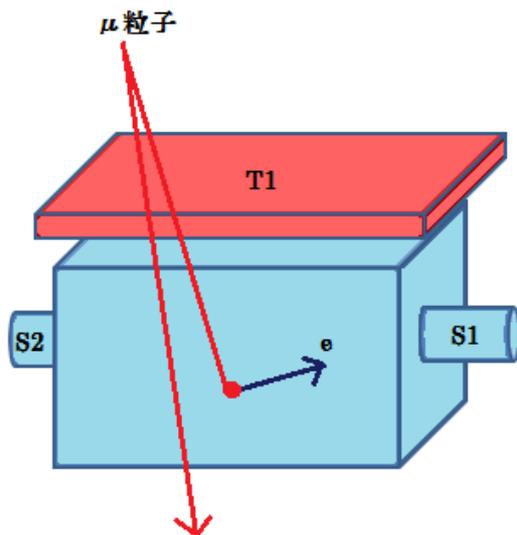


図 5.4 トリガーカウンターの模式図

図中の T1、S1 のコインシデンスが ON のとき  $\mu$  粒子が入射した条件となる。以下で述べるように、この信号は ADC の Gate や TDCstart 信号の形成に用いられる。

### 5.1.3 ベトーカーンター

本実験では、メインシンチレーター中で静止した $\mu$ 粒子を識別し、かつ崩壊した電子もメインシンチレーター中で止まった事象を計測したい。

$\mu$ 粒子の崩壊後、電子はシンチレーター内をエネルギーを放出しながら通過する。その多くはエネルギーを持ったままシンチレーターから飛び出す。電子のエネルギー分布を計測するために必要なイベントは電子がシンチレーター内で全エネルギーを放出したイベントのみである。

そのため、メインシンチレーターから飛び出してしまった電子を測定し、そのイベントについてはデータ処理の段階で取り除く必要がある。この作業をするのがベトーカーンターである。

今回の実験では、T1, T2, V1~V8の10個のカウンターをベトーカーンターとし、その電子のタイミングのADCの値によって電子がメインシンチレーターの外に飛び出したかを判断した(図5.5)。またT2はメインシンチレーターを通過した $\mu$ 粒子を識別する目的にも使用した。

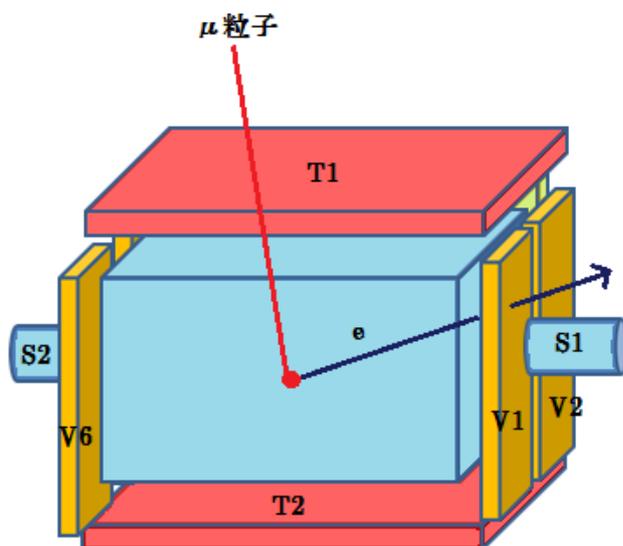


図 5.5 ベトーカーンターの模式図

図中の T1、T2、V1~V8 は電子がきたかどうかを判断する

## 5.2 エレクトロニクスのセットアップ

今回の実験で用いたエレクトロニクスの全体図を図 5.6 に示す。以下で用いたモジュールそれぞれについて説明する。

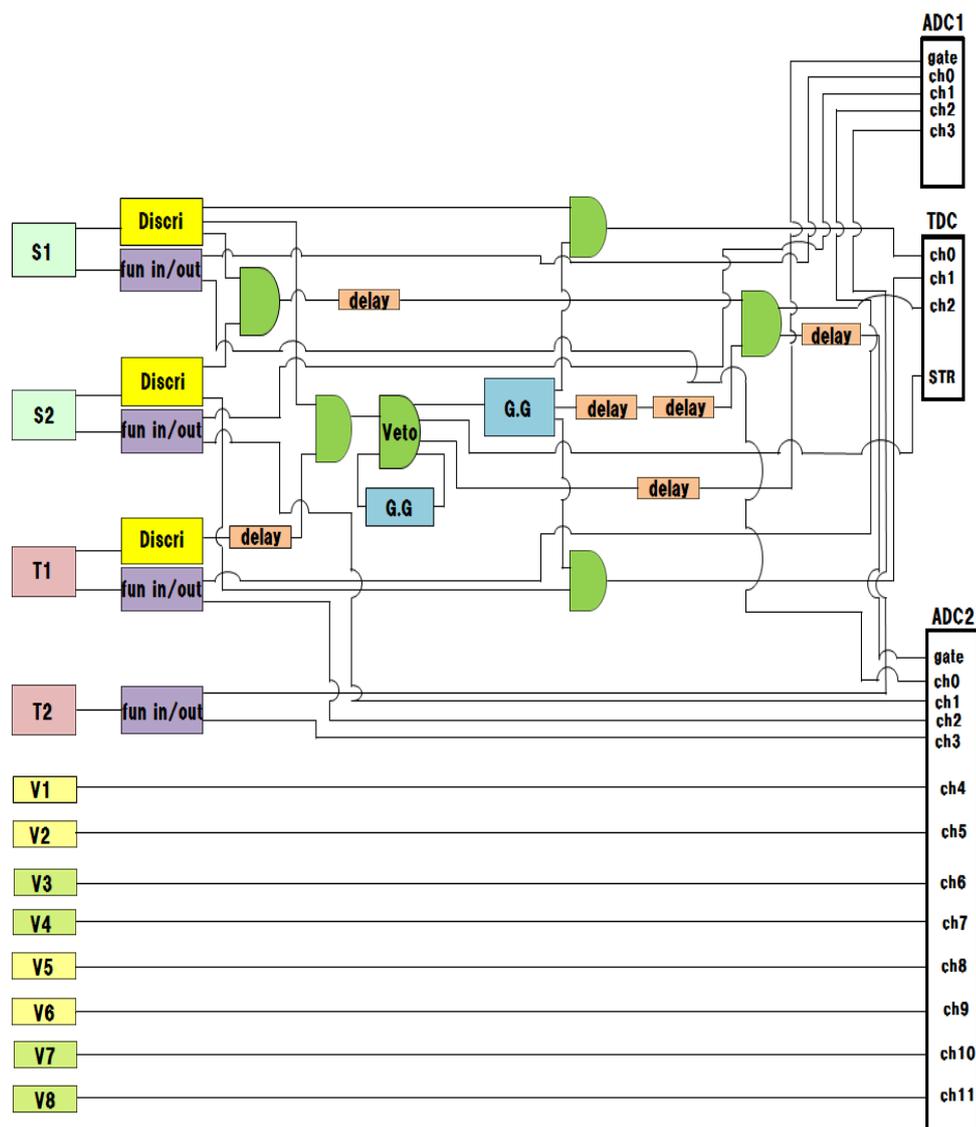


図 5.6 エレクトロニクスの全体図

## 5.2.1 NIM (Nuclear Instrument Module)

NIMとは「放射線測定モジュール標準規格 TID-20893」に準拠した標準規格のことであり、ここで信号レベル・コネクタ形状・電源・サイズなどについて規定されている。この規格は米国原子力委員会(AEC)において1966年に制定された。この規格に準拠した回路はNIMモジュールと呼ばれ、高エネルギー加速器研究、宇宙線研究などの研究で広く活用されている。今回の実験でもいくつかのNIMモジュールを使用した。

以下では、使用したNIMモジュールについて簡単に説明する。

### ・ディスクリミネーター(Discriminator)

あらかじめ設定しておいた **threshold** (しきい値) よりも大きなシグナルが入力された時、方形 (パルス) 波を出力するモジュール。放射線検出器からのシグナルの波高分析やタイミングパルスの発生などに使用されるが、今回の実験では **threshold** 以下のノイズを除去するために用いた。パルスは-0.7V と NIM 規格で決められている。

### ・コインシデンス(Coincidence)

複数のパルスが同時に入力された時にパルスを出力する(2つの信号のANDをとる)モジュール。

### ・ゲート・ジェネレーター(Gate and delay Generator)

波形を整形するモジュールの出力信号のパルス幅などを調節することができるモジュール。Delay機能も付いていて最小で10nsから最大で4.0secまでの範囲で遅らせることができる。

### ・ファンイン/ファンアウト(Fan-in/Fan-out)

最大4つまでの入力信号についてアナログ和をとり、その結果として得られるアナログ信号を最大4chまで複製して送り出すモジュール。今回はT1,T2,S1,S2それぞれからの信号を複製するために使用した。

## 5.2.2 CAMAC (Computer Aided Measurements And Control)

CAMAC とは、モジュール化されたデータを処理するシステムの規格のことである。世界中のほとんどの素粒子・原子核研究室やたくさんの工業現場で使用されている。これは U.S の NIM とヨーロッパの ESONE 委員会のジョイントで提供された。CAMAC は計算機周辺のデジタル化された情報の処理を機能ごとにモジュール化して行えるようにできている。すなわち、実験装置など外からの情報はプラグイン・ユニットまたはモジュールの画面パネルからコネクタを通して入り込む。この情報はプラグインの中で処理されると、裏面のプリント基盤エッジを利用したコネクタでクレートと呼ばれるプラグインを収容する箱の裏側の配線（データウェイ）とつながれる。このデータウェイはクレートコントローラーが制御するが、たいていはクレートコントローラー自身が計算機の指示に従って制御するようになっている。クレートコントローラーはたいてい小型計算機と CAMAC のインターフェースを兼ねる。プラグイン・ユニットは回路配線に使われたプリント基盤自身のエッジが 86 ピンのコネクタとなって飛び出しており、クレートに挿し込むと自動的にクレート裏側のコネクタを通して CAMAC データウェイと接続され、電源やデータの受け渡し、制御信号の受け渡しがされるようになっている。CAMAC の規則は、アドレスの指令であり、C、N、A、F の 4 つの数字で指定する。

C: crate controller の数。今、crate は一つだけ使っているので、C=1 とする。

N: station number

A: sub address (モジュール内のアドレス)

F: function

代表的な Function を以下に示す。

F(0),F(2) ; Read Data

F(8) ; Test LAM

F(9) ; Clear LAM

F(24) ; Disable LAM

F(26) ; Enable LAM

ここで LAM とは Look At Me の略で、モジュールからデータを読み出し可となったことをコンピューターに知らせる信号のことである。

次頁では、使用した CAMAC のモジュール、ADC と TDC について説明する。

• ADC (Analog to Digital Converter)

アナログ電気信号をデジタル電気信号に変換する電子回路。今回はQモードを使用し、プラスチックシンチレーター内で崩壊した $\mu$ 粒子と電子からの信号を数値化して解析を行った。

Qモード(荷電積分型ADC)

Gateパルスが持続している間の信号を積分した値を測定するモードのこと。測定される電荷の量は $Q = \int_{\Delta t} i dt$ となる。

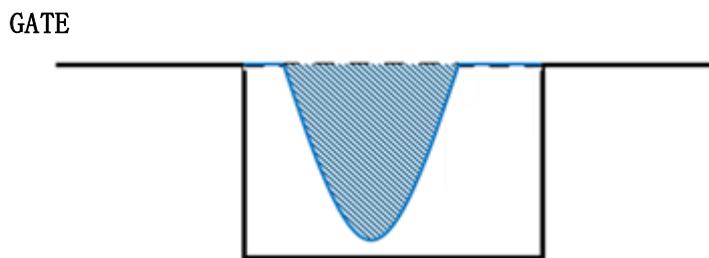


図 5.7 : ADC のしくみ

• TDC(Time to Digital Converter)

スタート信号の入力で内部のクロックをスタートさせ、ストップ信号の入力時のクロックの出力数をカウントする。下図のようにスタート信号からストップ信号までの時間を測定している。なお、今回実験で使用したTDCはREPIC社のRpc-060型(25psec/countselect)である。

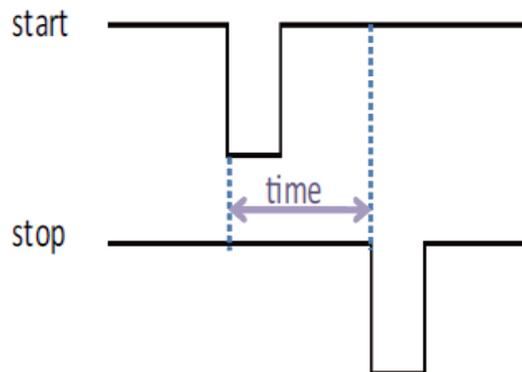


図 5.8 : TDC のしくみ

### 5.2.3 各 CAMAC モジュールについてのセットアップ

以上のモジュールを組み合わせたものが図 5.6 のセットアップ図であるが、このセットアップを使って行っている測定は

- (1)  $\mu$  粒子のエネルギーの測定
- (2)  $\mu$  粒子が入射してから電子が放出されるまでの時間の測定 ( $\mu$  粒子の寿命測定)
- (3) 電子のエネルギーの測定 (電子エネルギースペクトルの測定)

の 3 つである。

このそれぞれについてどのようなセットアップになっているかを以下に示す。

#### (1) $\mu$ 粒子のエネルギー測定 (ADC1 のセットアップ)

$\mu$  粒子のエネルギーを測定する ADC を ADC1 とする。ADC1 のセットアップ図を図 5.9 に示す。

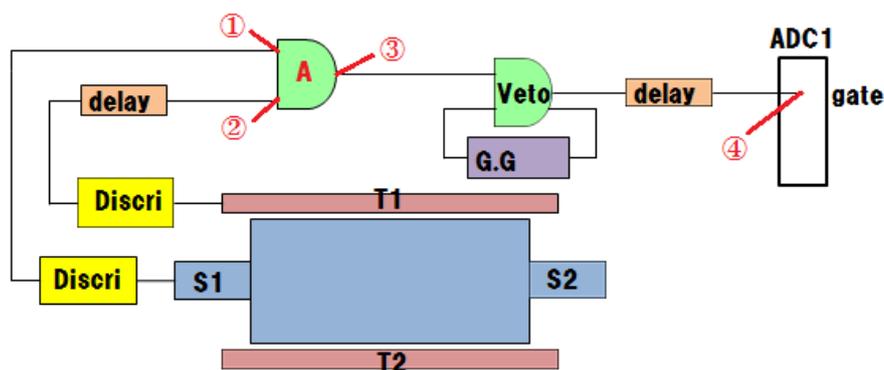


図 5.9 : ADC1 のセットアップ図

図中 A で示されている T1 と S1 のコインシデンスが ON のとき、 $\mu$  粒子が入射してきた条件となる。このコインシデンスで gate をつくり、 $\mu$  粒子のエネルギーを測定した。

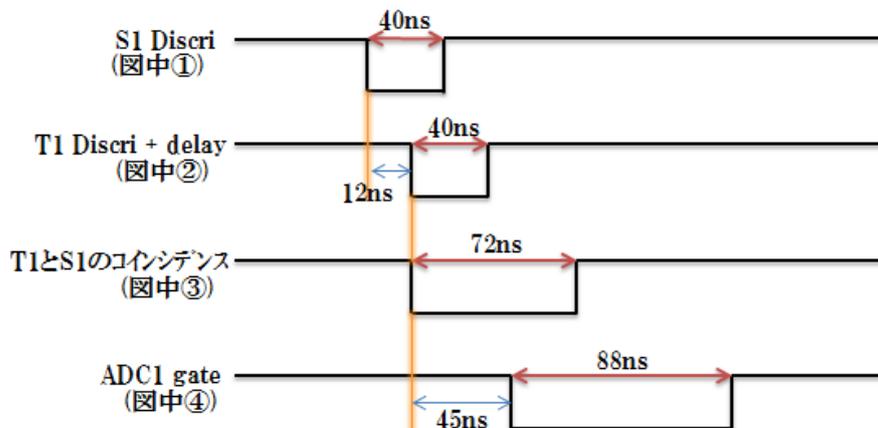


図 5.10 : ADC1 のセットアップにおける各モジュールの入力または出力信号

(2)  $\mu$  粒子の寿命測定(TDC のセットアップ)

TDC のセットアップ図を図 5.11 に示す。

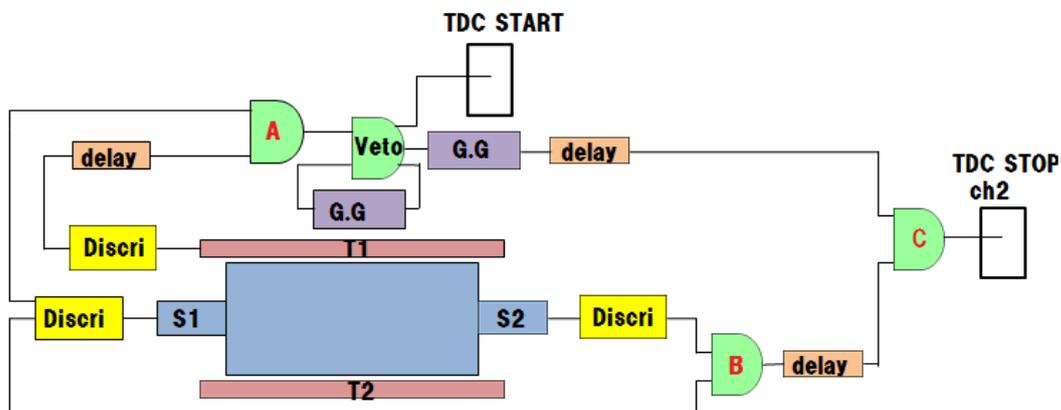


図 5.11 : TDC のセットアップ図

A のコインシデンスの信号( $\mu$  粒子がシンチレーターに入射するタイミングの信号)を TDC の start 信号とし、C のコインシデンスの信号( $\mu$  粒子崩壊後電子がシンチレーター内で放出されたタイミングの信号)を TDC の stop 信号とした。これにより、 $\mu$  粒子がカウンター内に入射してから崩壊し電子を放出するまでの時間を測定した。

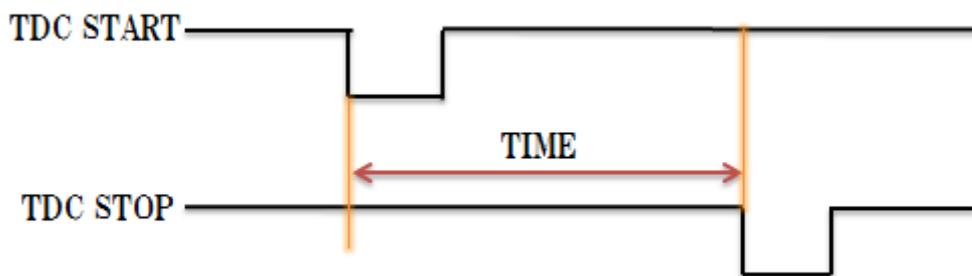


図 5.12 : TDC の start 信号と stop 信号

(3)電子エネルギースペクトルの測定(ADC2 のセットアップ)

電子のエネルギーを測定する ADC を ADC2 とする。ADC2 のセットアップ図を図 5.13 に示す。

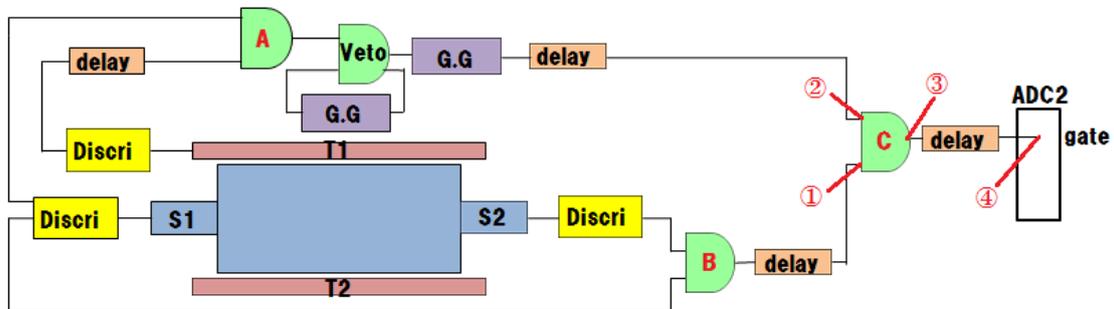


図 5.13 : ADC2 のセットアップ図

S1 と S2 のコインシデンスを gate とするが、 $\mu$  粒子のタイミングの信号を取り除くために図中 C のコインシデンスで gate generator の信号と AND をとって、電子のタイミングの信号のみを取出し gate とした。これにより、 $\mu$  粒子が崩壊し放出した電子のエネルギーを測定した。

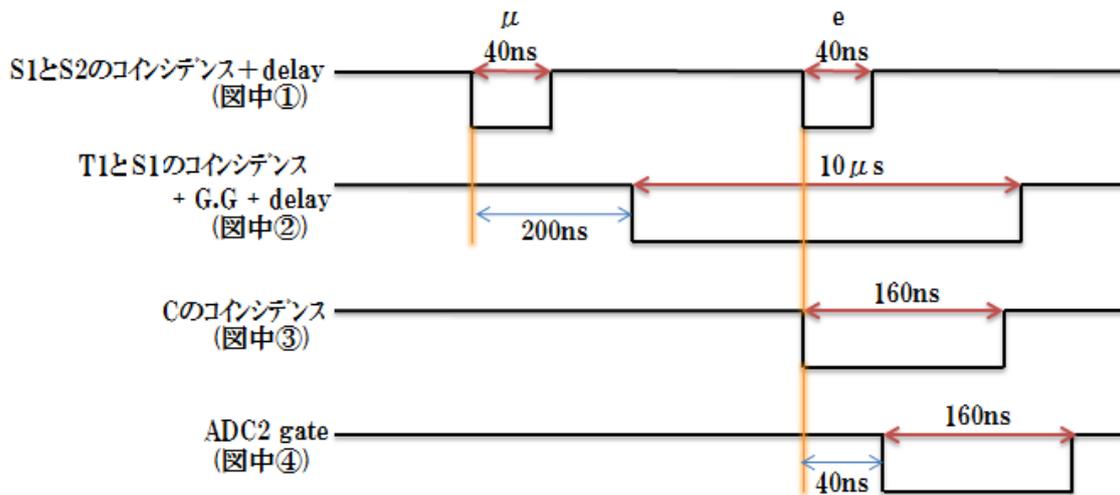


図 5.14 : ADC2 のセットアップにおける各モジュールの入力または出力信号

### 5.3 エレクトロニクスの設定

今回の実験では、上記のモジュールを用いて、各々のカウンターからの信号を測定した。この時のカウンターに用いた光電子増倍管の型番、HV、ディスクリミネーターのThreshold、各カウンターのADC1、ADC2のペDESTALの値を表5.1にまとめる。

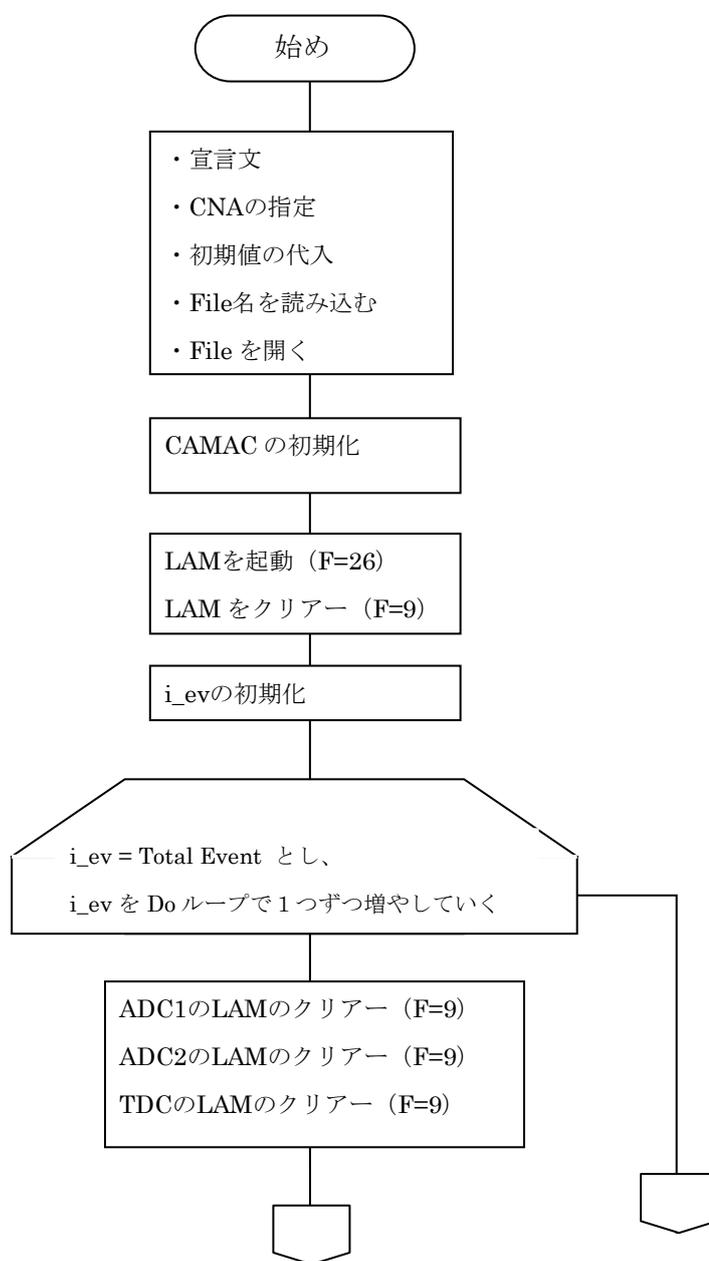
表 5.1 : エレクトロニクスの設定

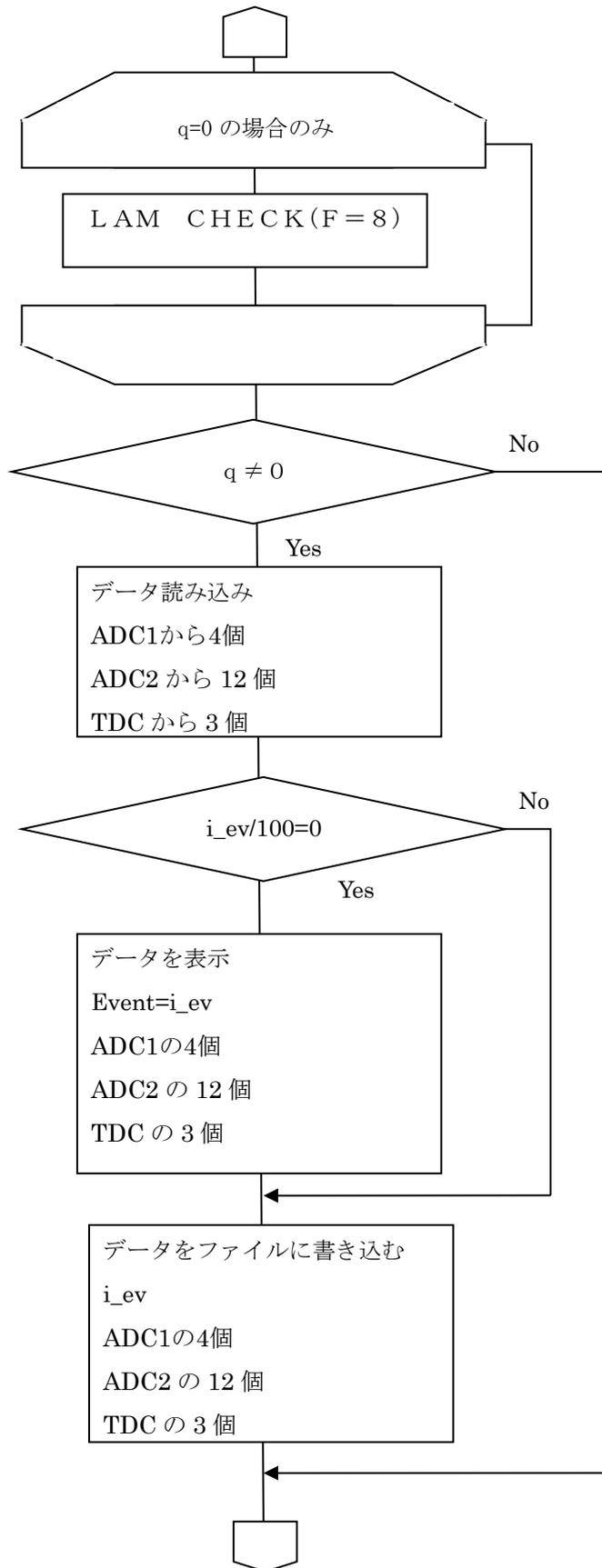
カウンター	PMT 型番	HV (v)	Threshold(mv)	ペDESTAL ADC1	ペDESTAL ADC2
S1	H1161	1880	25	101	77
S2	H1161	1800	25	98	103
T1	H1161	2200	200	88	106
T2	H7195	1790		87	108
V1	H1161	1970			81
V2	H7195UV	1660			90
V3	H1161	1870			116
V4	H1161	2440			75
V5	H1161	2400			83
V6	H1161	2030			90
V7	H7195	2210			93
V8	H1161	1925			113

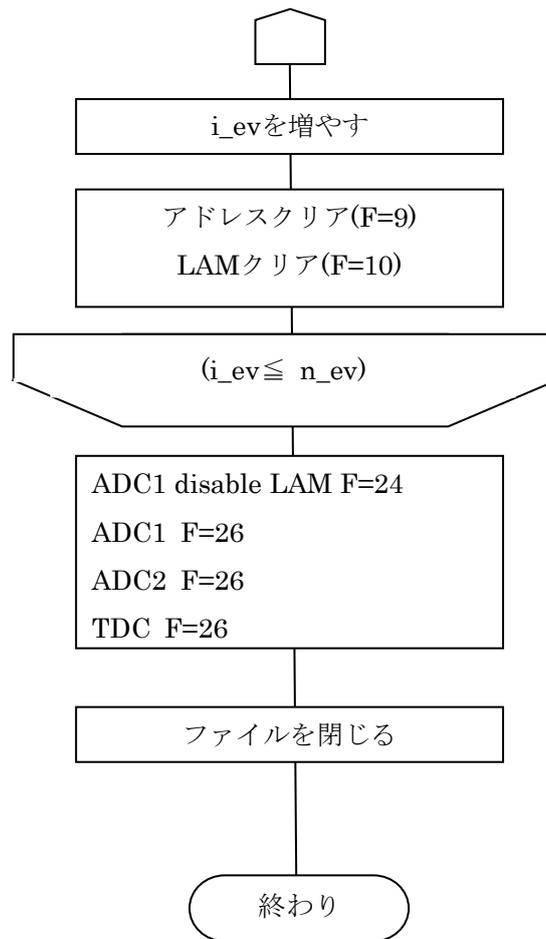
# 第6章 データ収集プログラム

## 6.1 データ収集プログラム

今回の実験では、CAMAC からのデータ収集プログラムの言語に C 言語を用いる。C 言語を用いて、収集するイベントの個数を指定し、データを収集した。以下にプログラムのフローチャートを示す。プログラムについては巻末の付録参照。







プログラムの大まかな流れは、始めにコンピューターから ADC にテスト LAM の信号を送る。LAM OK の Q 信号がかえってきたら、ADC、TDC のデータを読み込み、ファイルに書き込んだあと、データと LAM のクリアを行う。そして再び ADC にテスト LAM の信号を送る。これをイベントの数だけ行う。

# 第7章 データ解析

## 7.1 $\mu$ 粒子の寿命測定

### 7.1.1 データの解析方法

$\mu$  粒子の寿命測定にあたって行うべきことは、主に以下の三つである。

- ① イベントの選別
- ② 測定で得られた TDC 分布に関数を FIT
- ③ TDC の時間較正

これらについて以下で簡単に説明する。

- ① イベントの選別

測定において得られた全データのうち、今回使用するイベントは「 $\mu$  粒子がメインシンチレーター中で崩壊したイベント」である。このイベントを用いて解析を行う。

- ② 測定で得られた TDC 分布に関数を FIT

原理で示したように、得られる TDC 分布の関数は以下のようにになる。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{①}$$

ここで、以下の関数を得られる TDC 分布に FIT させる。

$$y(t) = P_1 \exp\left(-\frac{t}{P_2}\right) \quad \text{②}$$

上記の①式と②式を比較すると、②式の  $P_2$  が①式の寿命  $\tau$  に比例していることがわかる。TDC 分布に②式を FIT させ  $P_2$  を出すことにより、寿命を求める。

- ③ TDC の時間較正

上記②で得られる  $P_2$  の値は TDC のカウント数であり、このカウント数を時間の単位に変える必要がある。そこで、TDC 1 カウントあたりの時間を求め、その時間と  $P_2$  の値をかけることによって、寿命  $\tau$  を算出する。

以上のことを順に行い、解析した結果について述べる。

## 7.1.2 イベントの選別

今回の実験での測定期間は 15 日間であり、1 日あたり 100 万イベントのデータを取りだめ、全データつまり  $\mu$  粒子がメインシンチレーター中に入射したイベント数は 1500 万となった。全データのうち今回使用するイベントは「 $\mu$  粒子がメインシンチレーター中で崩壊したイベント」である。

$\mu$  粒子が崩壊したイベントの条件と、その条件の選出方法について以下で述べる。

条件

- ①  $\mu$  粒子がシンチレーター中に入射
    - ・ T1 と S1 のコインシデンスが ON である。
  - ②  $\mu$  粒子がシンチレーター中で崩壊
    - ・  $\mu$  粒子が T2 を通過していない、つまり T2 の ADC1 の値がペDESTAL であるイベント
    - ・ シンチレーター内で電子が放出された、つまり S1 の ADC2 の値がペDESTAL よりも大きいイベント
- この二つのイベントが選出されるよう、ヒストグラムを作成するプログラム内で指定した。

各条件でのイベント数を以下の表に示す。

表 7.1 : 各条件に対するイベント数

① $\mu$ 粒子がシンチレーター中に入射	15000000
② $\mu$ 粒子がシンチレーター中で崩壊	41406

- ①、②ともに 15 日間で集めたイベント数である。

### 7.1.3 TDC 分布に関数を FIT

今回の測定で得られた TDC 分布に FIT させた関数は以下の二つである。

$$y(t) = P_1 \exp\left(-\frac{t}{P_2}\right) \quad \textcircled{3}$$

$$y(t) = P_1 \exp\left(-\frac{t}{P_2}\right) + P_3 \quad \textcircled{4}$$

得られる TDC 分布に上記の関数を FIT させ、 $P_2$  の値を出すことにより寿命を求める。TDC 分布のバックグラウンドの存在について考慮するため、 $P_3$  のパラメーターを加えた④式での FIT も試みた。以下でこの 2 式での FIT の結果を示す。

また、TDC 分布の度数が 0 もしくはかなり小さいものを省くため、カウント数 40～2000 の間で FIT を行った。

#### 7.1.3-1 2 パラメーターの式での FIT について

得られた TDC 分布に、③式を FIT させた図(図 7.1)と、ヒストグラムと FIT させた関数との間のばらつきを示す図(図 7.2)を、以下に示す。

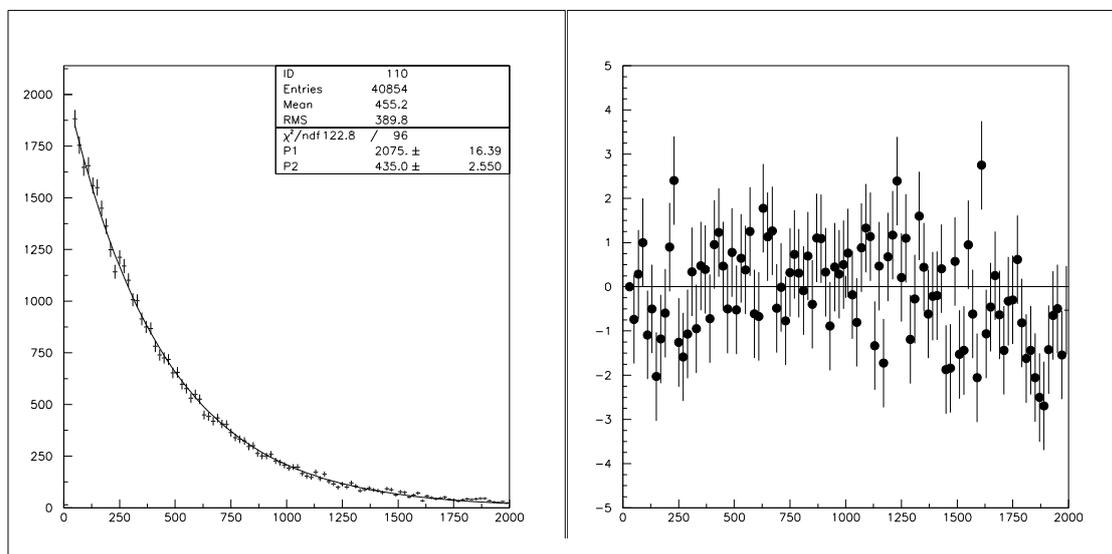


図 7.1 : TDC 分布に③式を FIT させた図(左)(縦軸:度数、横軸:TDC のカウント数)

図 7.2 : ヒストグラムと FIT させた関数との間のばらつき(右)(縦軸:dif、横軸:TDC のカウント数)

図 7.2 の縦軸は  $dif = (y - y_{hist}) / \sigma$  ( $y$ :FIT させた関数上の点、 $y_{hist}$ :ヒストグラム上の点、 $\sigma = \sqrt{n}$ ,  $n$  は度数) を示す。これを pull と呼ぶ。  $-1 \leq dif \leq 1$  のとき、測定点は FIT の関数でよく再現できていると言える。

FIT を行った図より、得られた結果を以下に示す。

表 7.2 : ③式で FIT させた場合での得られた結果

	値	誤差
P1	2075.0	16.39
P2	435.0	2.550
$\chi^2/ndf$	122.8/96	

これより、 $P_2$  の値は  $435.0 \pm 2.6$  (TDC カウント) だということがわかった。

### 7.1.3-2 3 パラメーターの式での FIT について

得られた TDC 分布に、④式を FIT させた図(図 7.3)と、ヒストグラムと FIT させた関数との間のばらつきを示す図(図 7.4)を、以下に示す。

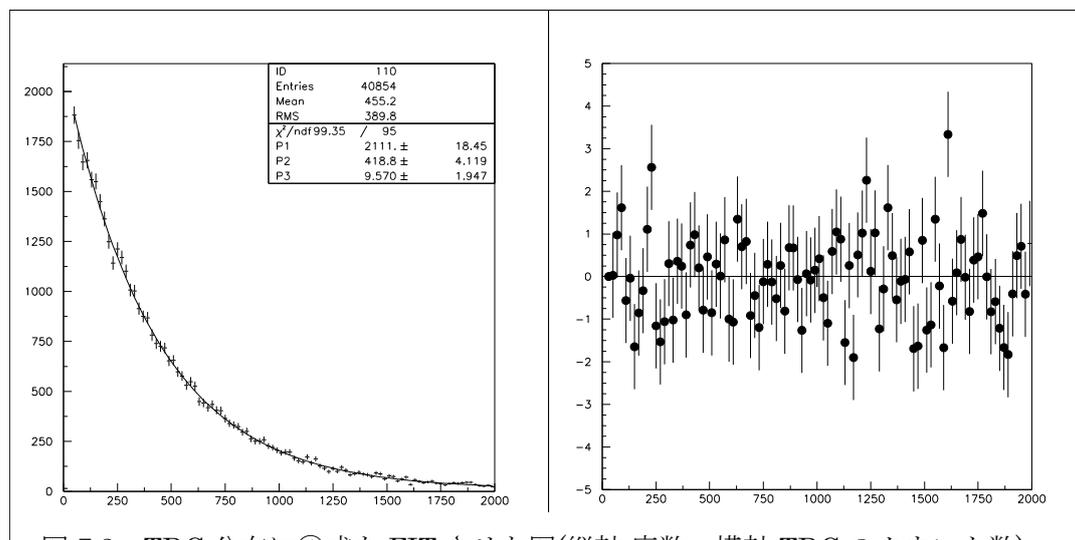


図 7.3 : TDC 分布に④式を FIT させた図(縦軸:度数、横軸:TDC のカウント数)

図 7.4 : ヒストグラムと FIT させた関数との間のばらつき(縦軸:dif、横軸:TDC のカウント数)

FIT を行った図より、得られた結果を以下に示す。

表 7.3 : ④式で FIT させた場合での得られた結果

	値	誤差
P1	2111.0	18.45
P2	418.8	4.119
P3	9.570	1.947
$\chi^2/\text{ndf}$	99.35/95	

これより、 $P_2$  の値は  $418.8 \pm 4.1$  (TDC カウント) だということがわかった。

### 7.1.4 TDC の時間較正

TDC の 1 カウントあたりの時間を出すために、Clock Generator からの入力信号を TDC の start と stop に入れ、start と stop の間の時間を測定した。また、stop には start よりも 10,50,100,150,200,250,300,350(ns)だけ delay させた 8 つの信号を入れ、それぞれ 1000 イベントずつ測定した。

TDC の時間較正のロジックを図 7.5 に示す。

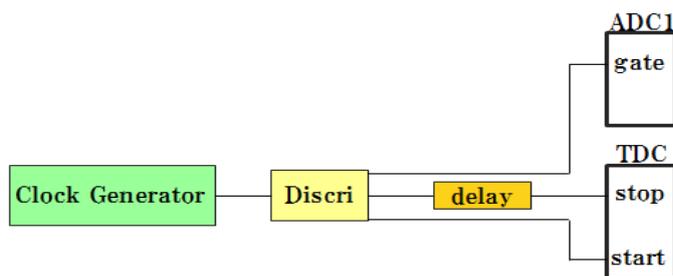


図 7.5 : TDC 時間較正のロジック

TDC で測定した時間(delay)と、TDC のカウント数の関係を表 7.4 に示す。カウント数は、1000 イベントのデータの平均値である。

表 7.4 : TDC で測定した時間(delay)とカウント数の関係

delay(nsec)	カウント数
10	1.8397
50	10.242
100	20.667
150	30.928
200	41.232
250	51.347
300	62.259
350	71.879

得られた結果をグラフにしたものを図 7.6 に示す。

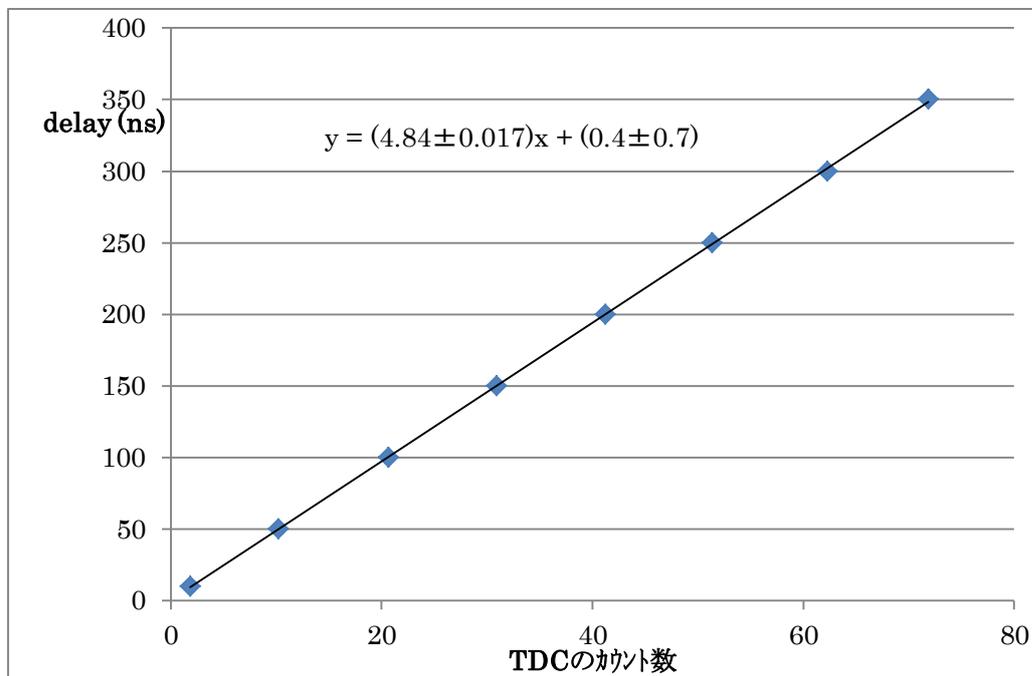


図 7.6 : TDC の時間較正

上図より、式の傾きが  $4.84 \pm 0.017$  なので、TDC 1 カウントあたり  $4.84 \pm 0.017(\text{ns})$  であることがわかった。

### 7.1.5 実験結果

得られた結果と、寿命算出の際に用いる式を以下に示す。

表 7.5 : TDC 分布に関数を FIT する際に得られた結果

	2 パラメーターの式(③式)	3 パラメーターの式(④式)
$P_2$	$435.0 \pm 2.6$	$418.8 \pm 4.1$

TDC の 1 カウントあたりの時間 ( a )      $a = 4.84 \pm 0.017(\text{ns})$

$$(\text{寿命 } \tau) = P_2 \times a \text{ (ns)}$$

$$(\text{寿命 } \tau \text{ の誤差}) = \tau \times \sqrt{\left(\frac{\Delta P_2}{P_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2}$$

これらより、 $\mu$  粒子の寿命算出を行った結果を以下に示す。

2 パラメーターの式で FIT した際の寿命算出の結果      $\tau 1 = 2.105 \pm 0.014 (\mu \text{ sec})$

3 パラメーターの式で FIT した際の寿命算出の結果      $\tau 2 = 2.03 \pm 0.02 (\mu \text{ sec})$

文献値      $\tau = 2.197034 \pm 0.000021 (\mu \text{ sec})$

結果より、 $\tau 1$ 、 $\tau 2$  の測定誤差はそれぞれ約 0.6%、約 1%となり、文献値との差はそれぞれ約 4%、約 8%となった。

## 7.1.6 実験結果の解析

実験結果より、 $\tau_1$ 、 $\tau_2$  の測定誤差が約 0.6%、約 1%であるのに対し、文献値との差はそれぞれ約 4%、約 8%であることがわかった。

それぞれに差が出た原因について考えていく。

### 7.1.6-1 3パラメーターの式での FIT の有用性

得られた TDC 分布にバックグラウンドが存在することを想定して 3パラメーターの式での FIT を試みたが、この式での FIT が有用であるかを確認するために、パラメーター  $P_2$  と  $P_3$  の相関関係を確認した。

以下に  $P_2$  と  $P_3$  のコリレーションを行った結果を示す。

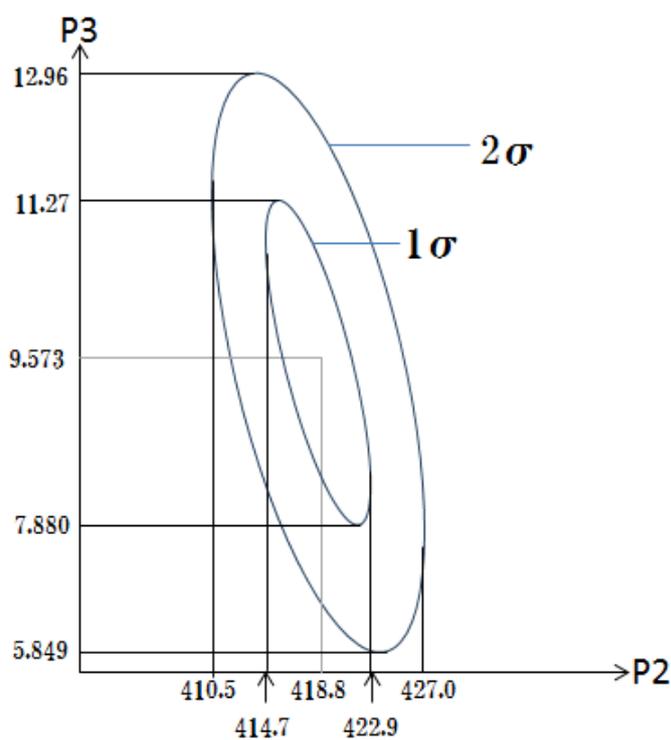


図 7.7 :  $P_2$  と  $P_3$  のコリレーション

このグラフの相関係数は、 $\rho(P_2, P_3) = -0.797$  である。

コリレーションについて、図 7.8 で示すように、相関係数  $\rho = 0$  の場合のグラフは円状に分布し、このときの相関関係はない。また、 $\rho = 1, -1$  の場合のグラフは直線上に分布し、このときの相関関係が一番強いと言える。

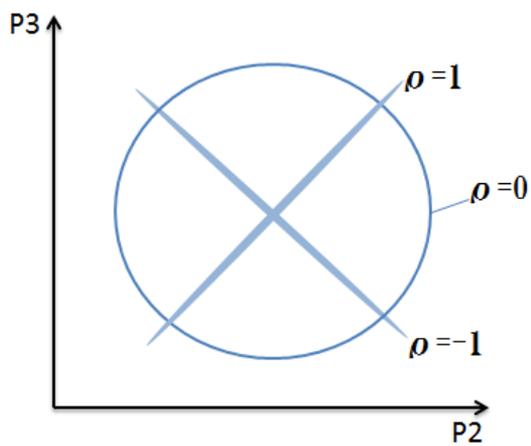


図 7.8 : コリレーションの図

$P_2$  と  $P_3$  の相関関係は、図 7.7 より  $\rho = -0.797$  と出たため、強い負の相関があることがわかった。

これは、得られた TDC 分布にバックグラウンドがほとんど含まれていないことを示す。よって、3 パラメーターの式での FIT に有用性はないと考えられる。

### 7.1.6-2 2パラメーターの式でのFITの安定性

TDC分布に関数をFITさせる際、カウント数40~2000の間でFITを行っていた。ここでFITの安定性を確かめるために、いくつか範囲を変えてFITを行った。

FITの範囲と $P_2$ の関係を図7.9に示す。

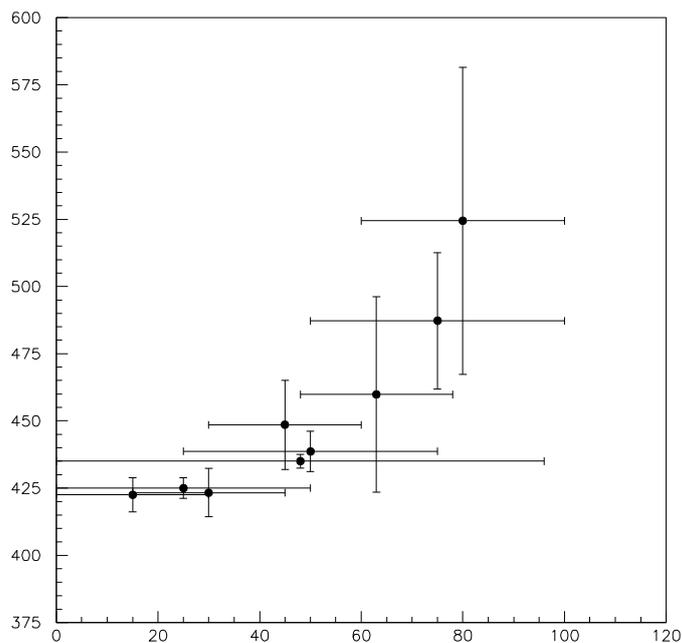


図 7.9 : FIT の範囲と  $P_2$  の関係図

縦軸が $P_2$ の値で、横軸はヒストグラムのビンの数である。ビン幅のカウント数は20である。横軸のエラーバーの範囲はFITの範囲を表す。

本来、FITの範囲に関係なく $P_2$ の値は一定であるべきだが、得られた結果より、カウント数が大きいところでのFITで $P_2$ の値が大きく上昇していることがわかる。

## 7.2 電子エネルギースペクトラムの測定

### 7.2.1 データの解析方法

電子のエネルギー分布の測定にあたって行うべきことは、主に次の二つである。

- ① イベントの選別
- ② ADC のエネルギー較正

これらについて以下で簡単に説明する。

- ① イベントの選別

測定において得られた全データのうち、今回使用するイベントは「 $\mu$  粒子が崩壊し、放出された電子がメインシンチレータ中でとどまっているイベント」である。このイベントを用いて解析を行う。

- ② ADC のエネルギー較正

電子のエネルギー分布を測定する際、S1 と S2 の値の和の ADC 分布を出す。

この ADC 分布のエネルギー較正を行い、電子エネルギー分布のエネルギーの値をだいたい見積もることで、結果の解析を行う。

以上のことを順に行い、解析した結果について述べる。

## 7.2.2 イベントの選別

全データのうち今回使用するイベントは「 $\mu$ 粒子が崩壊し放出された電子がメインシンチレーター中でとどまっているイベント」である。

このイベントの条件と、条件の選出方法について以下で述べる。

条件

- ①  $\mu$ 粒子がメインシンチレーター中に入射
- ②  $\mu$ 粒子がメインシンチレーター中で崩壊
  - ①、②については7.1  $\mu$ 粒子の寿命測定を参照
- ③  $\mu$ 粒子崩壊後放出された電子がメインシンチレーター中でとどまっている
  - ・ベトーカーンターがなっていない、つまり T1、T2、V1～V8 の ADC2 の値が、カウンターが反応していないとみなされる値を下回っているイベント

このイベントが選出されるよう、ヒストグラムを作成するプログラム内で指定した。

各条件でのイベント数を以下の表に示す。

表 7.5 : 各条件に対するイベント数

① $\mu$ 粒子がメインシンチレーター中に入射	15000000
② $\mu$ 粒子がメインシンチレーター中で崩壊	41406
③ 電子がメインシンチレーター中でとどまっている	21338

①、②、③ 全てにおいて、15日間で集めたイベント数である。

### 7.2.3 ベトーカーンターがなっていない時の具体的な数値

電子がメインシンチレーター中でとどまっている条件は、ベトーカーンターがなっていない、つまり T1、T2、V1～V8 の ADC2 の値がカウンターが反応していないとみなされる値を下回っているイベントと示したが、ここでカウンターが反応していないとみなされる具体的な数値を確かめるために  $\mu$  粒子が崩壊したときの T1、T2、V1～V8 の電子の ADC 分布を測定した。

T1、T2 および V1～V8 の ADC 分布は、カウント数に対するエネルギーの値がだいたい同じになるように調整したので、それぞれを一つの分布にまとめた。

以下に測定結果を示す。

- T1、T2 のカウンターがなっていないときの具体的な数値

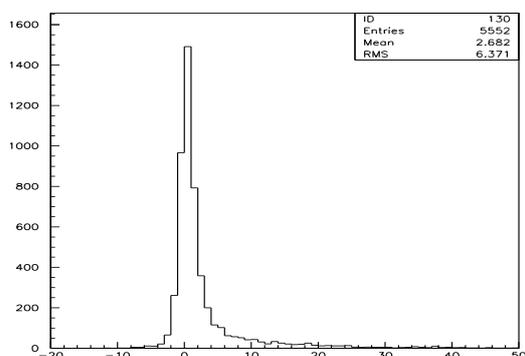


図 7.10 :  $\mu$  粒子が崩壊したときの T1、T2 の電子の ADC 分布の和

電子のエネルギーの分布はカウント数 100 以上に存在する。得られた分布より、カウント数が 15 以下のとき反応していないとみなした。

- V1～V8 のカウンターがなっていないときの具体的な数値

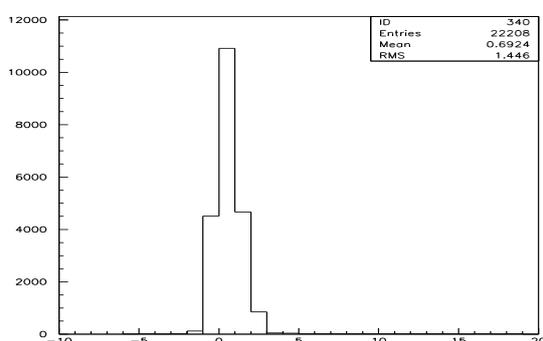


図 7.11 :  $\mu$  粒子が崩壊したときの V1～V8 の電子の ADC 分布の和

上に同じく、電子のエネルギーの分布はカウント数 100 以上に存在する。得られた分布より、カウント数が 5 以下のとき反応していないとみなした。

## 7.2.4 電子のエネルギー分布

測定で得られた電子のエネルギー分布を以下に示す。また、得られた分布は次の三つである。

- ①  $\mu$  粒子が崩壊して放出された全ての電子のエネルギー分布 (図 7.12)
- ② 電子がメインシンチレータから飛び出し T1、T2、V1～V8 のどれかがなっているときの分布 (図 7.13)
- ③ 電子がメインシンチレータ中にとどまっているときの分布 (図 7.14)

これらの全てにおいて、S1、S2 の値の和の ADC 分布を出した。

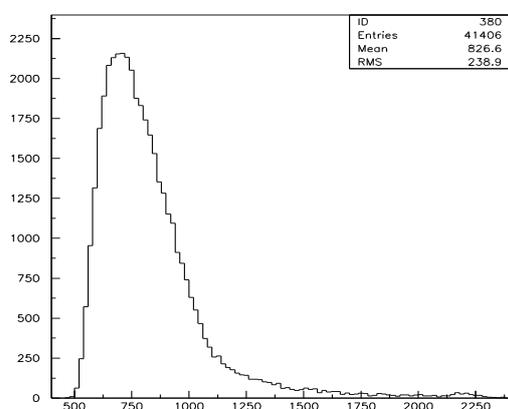


図 7.12 :  $\mu$  粒子が崩壊して放出された全ての電子のエネルギー分布

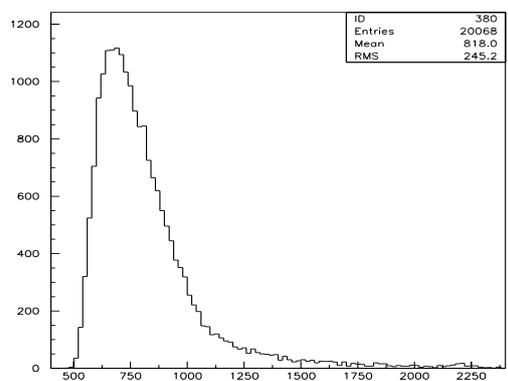


図 7.13 : 電子がメインシンチレータから飛び出したときの分布(左)

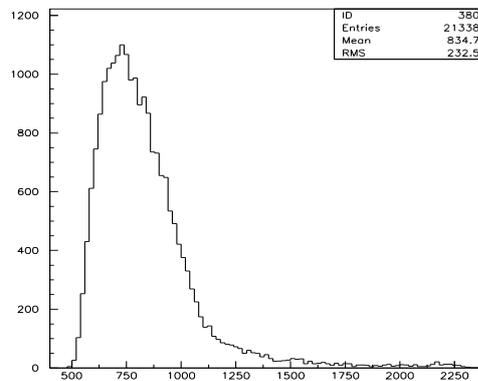


図 7.14 : 電子がメインシンチレータ内にとどまっているときの分布(右)

全ての分布において、縦軸は度数、横軸は ADC のカウント数である。  
今回は図 7.14 の分布を用いて解析を行う。

## 7.2.5 ADC のエネルギー較正

S1、S2 の値の和の ADC 分布についてエネルギー較正を行う。

使用したデータの全イベント数は 10 万で、このうち「 $\mu$  粒子がメインシンチレーターを通過したときのイベント」のみを使用する。また、宇宙線の角度分布と運動量分布はここでは無視している。

このイベントの条件と、条件の選出方法を以下に示す。

条件

- $\mu$  粒子が T2 を通過、つまり T2 の ADC1 の値がペDESTAL よりも大きく、かつ S1 の ADC2 の値がペDESTAL であるイベント。

このイベントが選出されるよう、ヒストグラムを作成するプログラム内で指定した。

また、この条件において得られたイベント数は 65457 であった。

測定結果を図 7.15 に示す。

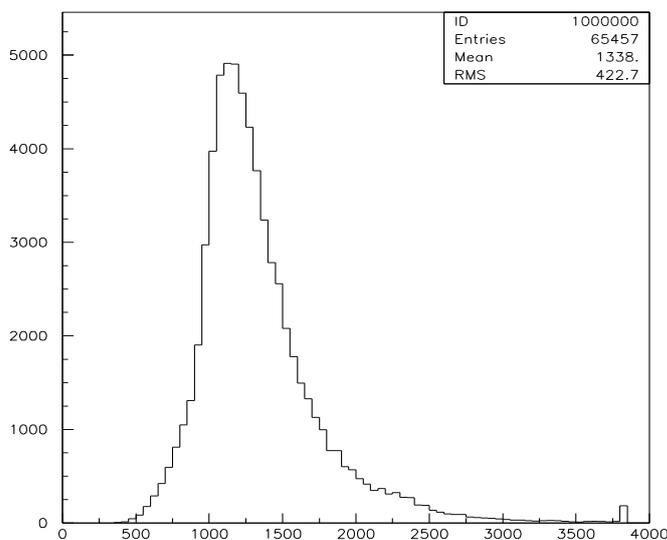


図 7.15 :  $\mu$  粒子がシンチレーターに垂直入射したときの S1 と S2 の値の和の ADC 分布

上図より、カウント数 1200 あたりに分布のピークがあることがわかる。

ここで、原理で示したように、 $\mu$  粒子がメインシンチレーターを通過したときのエネルギー損失は約 53MeV である。よって、分布のピークの位置であるカウント数 1200 あたりのエネルギーが約 50MeV であることがわかった。

## 7.2.6 実験結果

電子エネルギー分布の理論値と測定結果を図 7.16 に示す。

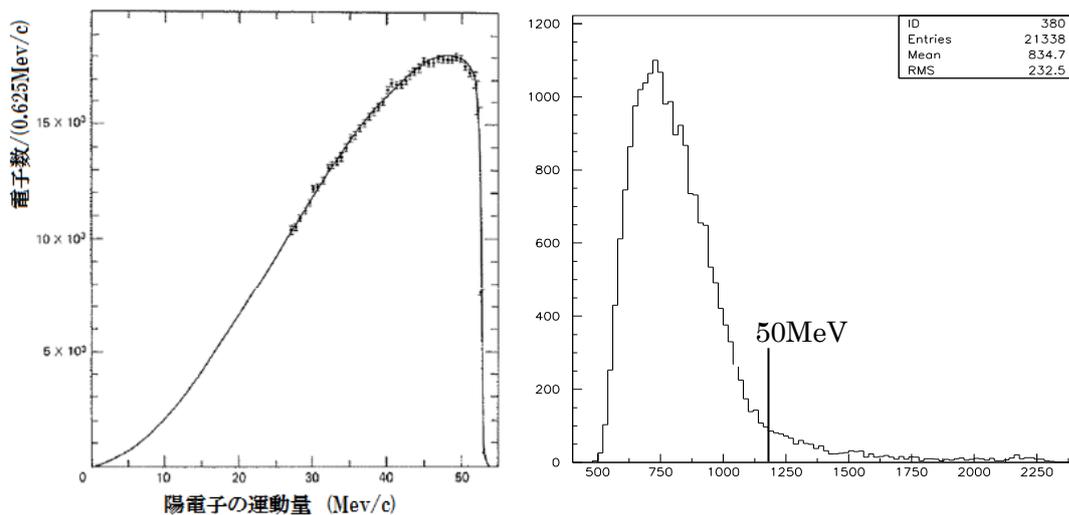


図 7.16 : 電子エネルギー分布の理論値(左)と測定結果(右)

理論値の分布のピークが約 50MeV であるのに対し、測定結果の分布のピークはそれよりも低い位置にあり、エネルギーの値が約 50MeV であるカウント数 1200 あたりの度数はかなり低い結果となった。

## 7.2.7 実験結果の解析

実験結果より、電子エネルギー分布の理論値と測定結果には違いが見られた。ここで、この違いが見られた原因としてあげられる二つの効果について考えていく。

### 7.2.7-1 光の減衰

メインシンチレーター内を電子が通過し、発光して出てきたシンチレーション光が S1 または S2 の光電子増倍管にとどくまでの距離が長いと、光の減衰の効果が表れる可能性がある。S1 と S2 で測定されるシンチレーション光のエネルギーの量は同じであるべきだが、この効果がある場合、発光源から S1 または S2 までの距離に差があると測定されるエネルギーの量に差が出てくると考えられる。

ここで、S1 と S2 で測定された電子のエネルギーの相関図を出すことにより、光の減衰の効果の有無を確かめた。

測定結果を図 7.17 に示す。

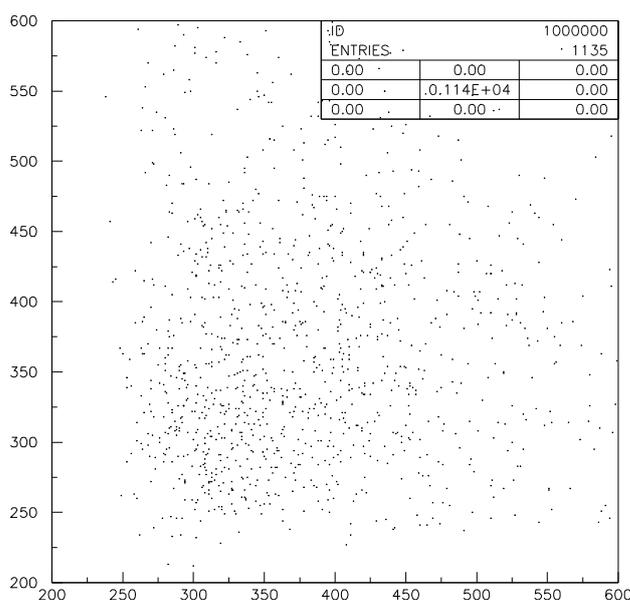


図 7.17 : S1 と S2 で測定された電子のエネルギーの相関図  
(縦軸 : S2 の ADC2 のカウント数  
横軸 : S1 の ADC2 のカウント数)

縦軸と横軸ともに、カウント数 600 あたりのエネルギーが約 50MeV である。ここで、光の減衰の効果がある場合に予想される相関図を以下に示す。

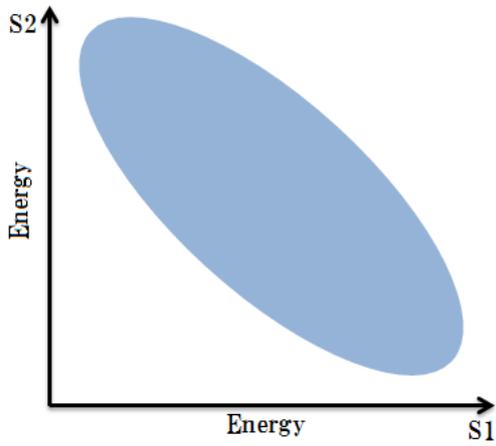


図 7.18 : 光の減衰の効果がある場合に予想される相関図

光の減衰の効果があると、上図の青の領域に多く分布する。これと測定結果を比較すると、測定結果の分布は上図で示される青の領域には多く分布していないように見える。これより、光の減衰の効果は小さいと考えられる。

## 7.2.7-2 制動放射

シンチレーター内を走る電子のエネルギーが十分高いと、制動放射でエネルギーの一部を $\gamma$ 線として放出する。この $\gamma$ 線が検出器外に逃げてしまうと、測定したエネルギーはもともと電子が持っていたそれより低くなる。そこで、シンチレーター内を走る電子が制動放射で $\gamma$ 線を放出しエネルギーの一部を失う効果について考える。

### ・50MeVの電子の飛程

シンチレーター内を走る電子はその物質内でエネルギーを失い、ついには止まってしまう。そこで、最大エネルギー50MeVの電子がシンチレーター内を走る距離(飛程)について確かめる。

この飛程は物質の種類によっても異なるが、Featherの式より

$$R = 0.542E - 0.133 \text{ (ただし、} E > 0.8\text{MeV)}$$

と表される。ここで、電子のエネルギー $E$ は(MeV)で、飛程 $R$ は質量厚さ( $\text{g/cm}^2$ )である。プラスチックシンチレーターの密度は $1.06(\text{g/cm}^3)$ であり、50MeVの電子の飛程は以下のように算出される。

$$R = (0.542 \times 50 - 0.133) \div 1.06 \approx 25.4 \text{ (cm)}$$

これより、飛程距離は約25.4(cm)であることがわかった。

プラスチックシンチレーターの放射長は約41.3(cm)であり、50MeVの電子がカウンター内を25.4cm走る際に制動放射を起こす確率は50%以上である。また、この電子は大きさ58(cm)×25(cm)×26(cm)のメインシンチレーター内を十分に走ることができる。したがって、エネルギーの高い電子はシンチレーター内を走る際、制動放射の効果により $\gamma$ 線を放出することで、エネルギーの一部を失っていると考えられる。

## 第 8 章 考察

### 8.1 $\mu$ 粒子の寿命測定

今回の実験で得られた結果は、2 パラメーターの式と 3 パラメーターの式で FIT させた場合で、それぞれ  $\tau_1 = 2.105 \pm 0.014$  ( $\mu$  sec)、 $\tau_2 = 2.03 \pm 0.02$  ( $\mu$  sec) となった。また、Particle Data Book に記載されている  $\mu$  粒子の寿命は  $2.197034 \pm 0.000021$  ( $\mu$  sec) であり、この値と  $\tau_1$ 、 $\tau_2$  それぞれの値との差は約 4%、約 8% である。

3 パラメーターの式で FIT を行った動機は TDC 分布のバックグラウンドについて考慮するためであったが、このバックグラウンドの存在を確かめるためにパラメーター  $P_2$  と  $P_3$  のコリレーションを行ったところ、相関係数  $\rho(P_2, P_3) = -0.797$  という結果が得られ、この二つのパラメーターの間には強い負の相関関係があることがわかった。これは TDC 分布のバックグラウンドがほとんどないことを示す。よって、3 パラメーターの式での FIT に有用性はなく、2 パラメーターの式で FIT を行う方が妥当であることがわかった。これより、 $\tau_1$  の結果についてのみ考える。

$\tau_1$  と文献値の間に約 4% の差が出た原因を確かめるために、いくつか範囲を変えて FIT を行い  $P_2$  の値を出すことで、FIT の安定性を確かめた。それにより得られた FIT の範囲と  $P_2$  の値の関係図が第 7 章の図 7.9 である。本来、FIT の範囲に関係なく  $P_2$  の値は一定であるべきだが、図 7.9 よりカウント数が大きいところでの FIT で  $P_2$  の値が大きく上昇していることがわかった。この原因について、実験で測定される時間の範囲で TDC の時間較正を行い、時間較正の分布が直線上に存在するかどうかを確かめる必要があると思われる。今回、TDC の時間較正で測定した時間の範囲は 10~350(nsec) であったが、実験で測定した時間の範囲は 10( $\mu$  sec) まで及ぶ。この範囲に合わせて TDC の時間較正を行うべきであった。今後時間較正を行う際、delay ではなく長い時間遅らせることができる Gate Generator を用いて、TDC の stop に入れるパルスを遅らせれば良いと思われる。

## 8.2 電子エネルギースペクトラムの測定

電子エネルギー分布の理論値と測定結果には違いが見られた。この原因としてあげられる、光の減衰と制動放射の効果について以下で述べる。

シンチレーションの発光源と S1 および S2 の光電子増倍管までの距離が長いと、光の減衰の効果により測定されるエネルギーの量が電子のエネルギー損失の量に比べ減少する可能性がある。この効果を確かめるため、S1 と S2 で測定された電子のエネルギーの相関図を出した。その結果が図 7.17 である。得られた結果より光の減衰の効果が小さいことがわかったため、測定結果にこの効果は表れていないと考えられる。

次にシンチレーター内を走る電子が制動放射で $\gamma$ 線を放出しエネルギーの一部を失う効果について考えたところ、高いエネルギーの電子がこの効果によりエネルギーの一部を失っていることがわかった。これは、測定結果のエネルギー分布のピークが低い位置にあった原因として考えられる。今後、制動放射の効果についてシミュレーションで確かめる必要があると思われる。

# 第9章 まとめ

## 9.1 実験のまとめ

$\mu$  粒子の寿命測定について、得られる TDC 分布にバックグラウンドがほとんどないため 2 パラメーターの式での FIT が妥当であり、また、実験で測定される時間の範囲で TDC の時間較正を行う必要があることがわかった。電子エネルギー分布については、高いエネルギーの電子がシンチレーター内を走る際制動放射によりエネルギーの一部を失い、この効果が測定結果に表れているという結論に至った。今後の課題は、制動放射の効果をシミュレーションで確かめることである。

## 9.2 謝辞

私たちの卒業研究のために、お忙しい中熱心にご指導を下さった林井先生をはじめ、研究をするにあたって相談にのっていただいた宮林先生、アドバイスをくださった諸先輩方に心より感謝しております。この一年で学んだことを今後活かしていけるよう努めていきたいと思っております。本当にありがとうございました。

## 9.3 参考文献

- [1]W.-M.Yao, "Review of Particle Physics",  
J.Phys.G**33**,259(2006).
- [2]W.-M.Yao, "Review of Particle Physics",  
J.Phys.G**33**,104(2006).
- [3]奈良女子大学理学部物理科学科 2011 年度卒業生 中川真奈美 藤田朋美  
「2011 年度卒業論文  $\mu$  粒子の寿命測定」
- [4]奈良女子大学理学部物理科学科 2013 年度卒業生 小林加奈 田中恵梨香  
「2012 年度卒業論文  $\mu$  粒子の寿命と電子エネルギースペクトラムの測定」

## 9.4 付録

付録 A CAMAC からのデータ収集プログラムを以下に示す。

```
/***** ele.c *****/ created 2012/Feb./1th*****  
* Original version was written by S.Ono 2002/Jan./27th  
* This is simplified version having only CAMAC control/IO part.  
* LAM clear was moved to outside of "if(q!=0)". 2003/Jul./9th  
*****/  
/**** original title comment *****/  
Data taking test program  
2000/ 1/27 S.Ono & A.Tango  
*****/  
#include <fcntl.h>  
#include <sys/time.h>  
#include <unistd.h>  
#include <sys/types.h>  
#include <stdio.h>  
#include <string.h>  
#include <stdlib.h>  
#include <math.h>  
#include <sys/errno.h>  
#include "camlib.h"  
#include <time.h>  
#include <netinet/in.h>  
  
FILE *fp; /* The file to save the taken data.*/  
  
int main()  
{  
    int i_ev, n_ev;  
    int q,x,data21,data22,data23,data24,data31,data32,data33;  
    int data1,data2,data3,data4,data5,data6,data7,data8,data9,data10,data11,data12;  
    int cadcqn1,cadcqn2,ctdcqn,cfadc;  
    int ch1,ch2,ch3,ch4,ch5,ch6,ch7,ch8,ch9,ch10,ch11,ch12;  
    int Nrec,fadcdata[32100],j;  
    int chfadc;
```

```

int lamsrc;
int lamch;

char fname[36];

int qq;
int head;
const int Nmax=500;
int fadcbuf[Nmax];

cadcqn1=1; /* muon ADC-Qmode module number */
cadcqn2=2; /* electron ADC-Qmode module number */
ctdcqn=3; /* TDC module number */
cfadcn=5; /* FADC module address */
ch1=0;
ch2=1;
ch3=2;
ch4=3;
ch5=4;
ch6=5;
ch7=6;
ch8=7;
ch9=8;
ch10=9;
ch11=10;
ch12=11;

/*=====
 * Ask the file name to save the taken data.
 * Also open the data file.
 *=====*/

printf("File name to save data?¥n");

```

```

        scanf("%s",fname);
fp=fopen(fname, "w");

/*=====
 * How many events do you take?
 *=====*/
printf("Number of events?¥n");
scanf("%d",&n_ev);

/*=====
 * Open CCP interface device file.
 * If it fails, exit.
 *=====*/
if(COPEN()){
    printf("ccp open error¥n");
    exit(-1);
}

/*=====
 * Initialize CAMAC.
 *=====*/
CSETCR(0);
CGENZ0;
CGENC0;
CREMI0;

lamsrc=cadcqn1;
lamch=ch1;

printf("LAM source: %d, %d¥n",lamsrc, lamch);

```

```

/*=====
* Enable LAM and Clear it.
    *=====*/
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch,26),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch, 9),&data1,&q,&x); /* F=9 is clear. */

CAMAC(NAF(cadcqn2,ch1,26),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch1,26),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch1,9),&data1,&q,&x); /* clear LAM. */
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch1,9),&data1,&q,&x); /* clear LAM */
/*=====
    * Again send enable command to prepare the first event.
    *=====*/
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch,26),&data1,&q,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch1,26),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch1,26),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */

/*=====
    * send message to the user.
    *=====*/
printf("CAMAC initilize done.¥n");
printf("Number of event = %d¥n",n_ev);

/*=====
    * Event loop.
    *=====*/
i_ev = 1;
while( i_ev <= n_ev )
{
    /*---
        * Address clear for FADC
        ---*/
CAMAC(NAF(cadcqn1,ch1,9),&data1,&q,&x); /* F=9 LAM clear. */
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch1,9),&data1,&q,&x); /* F=9 LAM clear. */
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch1,9),&data1,&q,&x); /* F=9 LAM clear. */

```

```

/*-----
   * Test LAM.
   *-----*/

do {
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch,8),&data1,&q,&x); /* F=8 is test LAM.*/
} while ( q==0);

/*-----
   * If no event comes yet, q is set to be 0,
   * otherwise, the digitized event is there!
   *-----*/

/*-----
   * Read the digitized data from the register.
   *-----*/
CAMAC(NAF(cadcqn1,ch1,2),&data21,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn1,ch2,2),&data22,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn1,ch3,2),&data23,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn1,ch4,2),&data24,&qq,&x);

CAMAC(NAF(cadcqn2,ch1,2),&data1,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch2,2),&data2,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch3,2),&data3,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch4,2),&data4,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch5,2),&data5,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch6,2),&data6,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch7,2),&data7,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch8,2),&data8,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch9,2),&data9,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch10,2),&data10,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch11,2),&data11,&qq,&x);
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch12,2),&data12,&qq,&x);

```

```
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch1,2),&data31,&qq,&x);
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch2,2),&data32,&qq,&x);
```

```
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch3,2),&data33,&qq,&x);
```

```
/*-----
```

```
* Update the event counter(i_ev), and send message for
* every 100 events.
*-----*/
```

```
if( i_ev%100 == 0 )
```

```
{
```

```
    printf("Event= %d\n",i_ev);
    printf("data21= %d\n",data21);
    printf("data22= %d\n",data22);
    printf("data23= %d\n",data23);
    printf("data24= %d\n",data24);
```

```
    printf("data1= %d\n",data1);
    printf("data2= %d\n",data2);
    printf("data3= %d\n",data3);
    printf("data4= %d\n",data4);
    printf("data5= %d\n",data5);
    printf("data6= %d\n",data6);
    printf("data7= %d\n",data7);
    printf("data8= %d\n",data8);
    printf("data9= %d\n",data9);
    printf("data10= %d\n",data10);
    printf("data11= %d\n",data11);
    printf("data12= %d\n",data12);
```

```
    printf("data31= %d\n",data31);
    printf("data32= %d\n",data32);
    printf("data33= %d\n",data33);
```

```

    }
head=-1;

Nrec=0;

/*-----
 * The read data is written into the file.
 *-----*/

fprintf(fp, " %d",head);
fprintf(fp, " %d",i_ev);

fprintf(fp, " %d",data21);
fprintf(fp, " %d",data22);
fprintf(fp, " %d",data23);
fprintf(fp, " %d",data24);

fprintf(fp, " %d",data1);
fprintf(fp, " %d",data2);
fprintf(fp, " %d",data3);
fprintf(fp, " %d",data4);
fprintf(fp, " %d",data5);
fprintf(fp, " %d",data6);
fprintf(fp, " %d",data7);
fprintf(fp, " %d",data8);
fprintf(fp, " %d",data9);
fprintf(fp, " %d",data10);
fprintf(fp, " %d",data11);
fprintf(fp, " %d",data12);

fprintf(fp, " %d",data31);
fprintf(fp, " %d",data32);
fprintf(fp, " %d¥n",data33);

```

```

/*-----
    * Clear LAM to wait for the next event.
    *   fuc=9 ; LAM clear for usual module
    *   FADC
    *   fuc=9 ; address clear
    *   =10 ; LAM clear
    *-----*/
i_ev++;
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch,9),&data1,&q,&x);
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch,10),&data1,&q,&x);

} // end of event loop

/*=====
Instructions for termination.
*=====*/
CAMAC(NAF(lamsrc,lamch,24),&data1,&q,&x); /* F=24 is desable lam.*/
CAMAC(NAF(cadcqn1,ch1,24),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(cadcqn2,ch1,24),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(ctdcqn,ch1,24),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */

CCLOSE0; /* CAMAC close. */
fclose(fp); /* Close data file.*/

return 0;
}

```

**付録B** 条件に応じて必要なイベントを選別し、 $\mu$  粒子や電子の ADC 分布、および TDC 分布を作成するプログラムを以下に示す。

```

subroutine readmue(id)
  PARAMETER (NWPAWC=200000)
  COMMON /PAWC/ H(NWPAWC)
  CHARACTER*8 CHTAGS(21)
  CHARACTER*8  HEADER(21)
C   DATA CHTAGS /' IEV ', 'T1Q ', 'CSIQ ', 'T2Q ',
C   +   'T3Q ', 'CSIV ', 'TDA ', 'TDT2' /

  DATA CHTAGS/' IEV', 'S1m ', 'S2m ', 'T1m ', 'T2m ',
+   'S1e ', 'S2e ', 'T1e ', 'T2e ',
+   'V1 ', 'V2 ',
+   'V3 ', 'V4 ', 'V5 ', 'V6 ', 'V7 ',
+   'V8 ', 'TS1 ', 'TS2 ', 'TS12', 'S12e' /

  Integer nvhit
  DIMENSION idat(19)
  DIMENSION data(20)

C   CALL hlimit(NWPAWC)
  call hbookn(id, 'muon data ', 21, '//MUON', 1000, CHTAGS)

C   read(1,*) ( HEADER(I), I=1, 1)
C   read(1,*) ( HEADER(I), I=1, 9)
C   print *, ' head(1-4)=', HEADER(1), HEADER(2), HEADER(3), HEADER(4)
C   print *, ' head(5-7)=', HEADER(5), HEADER(6), HEADER(7)
C   print *, ' head(8-9)=', HEADER(8), HEADER(9)

  num=200000000
  ii=0
  ne=0
  read(1,*, end=100 ) itot

```

```

print *, ' itot=', itot

do 10 i=1, num
C--
C  data text line should be les than 140...
C--
    ii=ii+1
    read(1,*, end=100 ) iflag, iev, (idat(k),k=1,19)
C
C    idump= i- (i/1000)*1000
C    if(idump.eq.1) then
C        print *,' iev=', i, ' S1_adc(mu)=' , idat(1), ' S1_adc(e)=' , idat(5)
C    endif
    data(1)=iev
    data(2)=idat(1)-99
    data(3)=idat(2)-97
    data(4)=idat(3)-86
    data(5)=idat(4)-86
    data(6)=idat(5)-80
    data(7)=idat(6)-107
    data(8)=idat(7)-105
    data(9)=idat(8)-107
    data(10)=idat(9)-80
    data(11)=idat(10)-91
    data(12)=idat(11)-115
    data(13)=idat(12)-74
    data(14)=idat(13)-79
    data(15)=idat(14)-89
    data(16)=idat(15)-93
    data(17)=idat(16)-112
    data(18)=idat(17)
    data(19)=idat(18)
    data(20)=idat(19)
    data(21)=idat(5)+idat(6)-187

C--

```

C Selection

C 1) skip if there is a hit at T2.

C 2) skip there is no hit of S1 at the electron timing.

C--

```
if(data(5)>100) goto 10
```

```
if(data(6)<50) goto 10
```

```
nvhit=0
```

```
do 1 j=8, 9
```

```
if(data(j).gt.15) then
```

```
nvhit=nvhit+1
```

```
endif
```

```
1 continue
```

```
do 2 k=10, 17
```

```
if(data(k).gt.5) then
```

```
nvhit=nvhit+1
```

```
endif
```

```
2 continue
```

```
ne=ne+1
```

```
idump= ne- (ne/50)*50
```

```
if(idump.eq.1) then
```

```
print *,'electron signal: iev=',i, ' S1_adc(mu)=' , idat(1),
```

```
+ ' S1_adc(e)=' , idat(5), ' nvhit=' , nvhit , ' ne=' , ne
```

```
endif
```

C--

C Selection

C skip if there is a hit of veto counter.

C--

```
C if(nvhit.ge.1) go to 10
```

C

C-- select only events which have at least one hit for veto counter

C

```
C      if(nvhit.eq.0) go to 10
```

```
      call hfn(id,data)
```

```
c
```

```
c fadc data read
```

```
c
```

```
10  continue
```

```
100 continue
```

```
    print *, ' ne=', ne
```

```
    close(1)
```

```
    end
```

付録C PAW で絵を作る kumac のソースを以下に示す。

```
macro mu-e file=data1211-2.dat max=500000. min=0. fit=yes
mess file name =[file] max=[max] min=[min] fit=[fit]
**fortran/file 66 [file].ps
**meta 66 -111
**hi/del *
opt utit
*--
* data file
*---
*fortran/file 1 ./data/[file].txt
fortran/file 1 /home/ug2013/data2013/muondata/[file]
*fortran/file 1 [file]
call readmue.f(10)
close 1

opt zfl1
opt soft
set *
igset txfp -130
*set xsiz 18
*set ysiz 10
set asiz 0.4
zone 1 1
opt nbox

nt/list

set dmod 1
opt stat
*hi/pl 10
*hi/pl 10(0:40)
*set btyp 3
*set htyp 244
```

```
*opt fit
*if ([fit].EQ.'yes') then
*hi/fit 10 g
*endif

*title 'test '
*atitle 'ADC count' 'Number of events / bin'
*pic/print ./eps/[file].eps

**close 66

*mess ./eps/[file].eps is created
```