

卒業論文
 μ 粒子の寿命の測定

近藤麻由 山西菜月

平成 23 年 3 月 14 日

目次

第 1 章	初めに	3
1.1	実験目的	3
1.2	実験課題	3
1.3	本論文の構成	3
第 2 章	宇宙線・ μ 粒子	4
2.1	宇宙線について	4
2.2	μ 粒子について	5
第 3 章	放射線計測の原理	7
3.1	電離損失	7
3.2	制動放射	8
3.3	CsI シンチレーターのエネルギー損失	9
第 4 章	測定原理	10
4.1	計測原理	10
4.2	μ 粒子の寿命算出	11
4.3	電子のエネルギー分布	12
4.4	ADC について	13
第 5 章	セットアップ	15
5.1	エレクトロニクスのセットアップ	15
5.2	シンチレーションカウンターのセットアップ	18
5.3	FADC のサンプリング周波数	19
第 6 章	CAMAC とデータ収集プログラム	20
6.1	CAMAC(Computer Aided Measurements And Control)	20
6.2	データ収集プログラム	21
第 7 章	データ解析	22
7.1	全データ	22
7.2	μ 粒子の Event 選別	22
7.2.1	μ 粒子の寿命	22
7.2.2	電子のエネルギー分布	25

第 8 章	まとめ	26
8.1	μ 粒子の寿命	26
8.2	電子のエネルギー分布	26
8.3	考察	26
8.3.1	μ 粒子の寿命	26
8.3.2	電子のエネルギー分布	26
8.4	参考文献	27
8.5	謝辞	27
8.6	付録	27

第1章 初めに

1.1 実験目的

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 μ 粒子に崩壊し、その過程で粒子はさまざまな寿命を持つことがわかっている。今回の実験では CsI シンチレーターを用いて、地表にたどり着く μ 粒子を測定すること、またその結晶内で崩壊する μ 粒子を使って寿命を測定、解析することえを試みる。その過程において、素粒子物理学の実験的研究を行うとともに、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 μ 粒子が崩壊したときのエネルギースペクトルを測定する。寿命の測定にあたっては、プラスチックシンチレーター・CsIシンチレーター・光電子増倍管・FADCなどを用いて測定された電気信号を増幅し、AD変換上のデータ処理を行うことによって μ 粒子の寿命を測定する。その過程において、寿命測定の解析プログラムを開発することが今回の課題である。

1.3 本論文の構成

本論文ではまず宇宙線や放射線計測の原理について述べ、次に μ 粒子の寿命測定の原理、装置やセットアップについて述べる。さらにデータ収集の方法、そのデータを使っての解析、プログラムの説明などを行い、最後に実験結果について報告する。

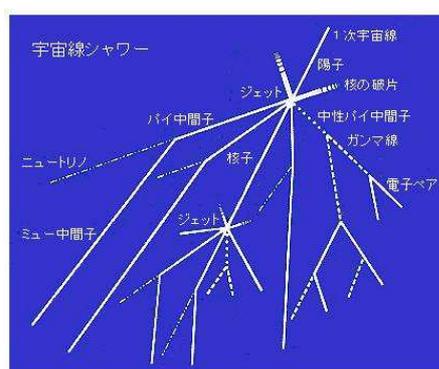
第2章 宇宙線・ μ 粒子

2.1 宇宙線について

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（二次放射線）のことである。宇宙線は常に私たちの身のまわりに降り注いでおり高エネルギーの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。宇宙では、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%、 α 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、核反応を起こして放射性同位元素や π 中間子などの粒子を生成する。

ちなみに、 π 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 γ 線は大気中で吸収され、地上に来る大部分を μ 粒子とニュートリノが占めている。



2.2 μ 粒子について

μ 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、 μ 粒子は π 中間子が崩壊して生成される。 π 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’ をすることによって生成される。 π 中間子には中性 π 中間子 π^0 と電荷 π 中間子 π^\pm があり、電荷 π 中間子は 100 % 次のように崩壊する。

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

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

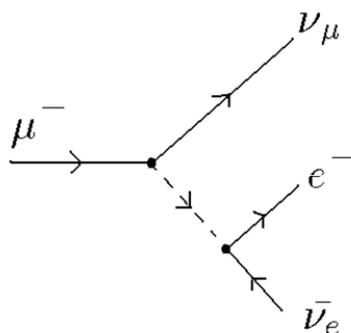
一方中性子は、電磁相互作用によって、ほぼ 100 % の確率で $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ に崩壊する。

μ 粒子は第 2 世代のレプトンで、質量 $105,7 \text{ Mev}/c^2$ 、電荷 ± 1 、スピン $1/2$ の粒子である。

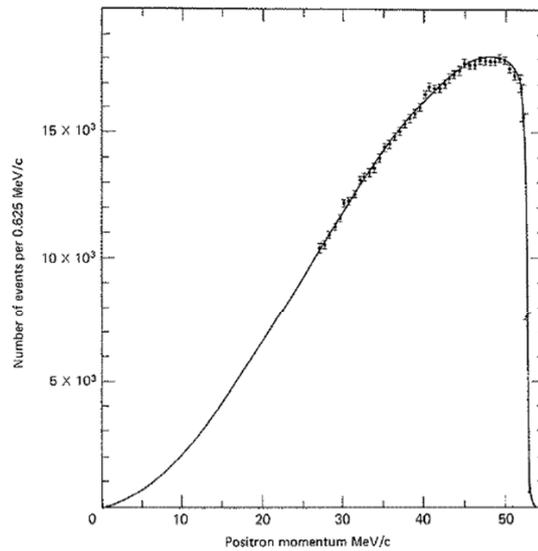
そして、 μ 粒子は弱い相互作用によって、次のように崩壊する。

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

また、 μ 粒子の寿命はほぼ $2.2 \mu \text{ sec}$ である。今回の実験では、この寿命を測定する。



電子のエネルギーが最小となるのは、 μ 粒子の静止系で電子が静止して作られる場合で、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° 方向を向き電子に最大の反跳を与えるときである。 μ の静止系では、電子の質量を無視すると、以下の図を得る。



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、シンチレーターが発した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、原子の電離 (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 (励起状態) になることもある。これを原子・分子の励起 (Excitation) と呼ぶ。

入射荷電粒子が物質を通過するとき、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。

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

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、 m は電子の質量である。

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、 β が小さいとき、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 *Minimumionization* 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、 $\beta^2 \cong 1$ 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。

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

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

電離・励起状態にある原子・分子が基底状態に遷移するとき、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 制動放射

電子は質量が小さいので、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。古典電磁気によると、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。この理論式は次式のようになる。

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

ここで、 N は物質の単位体積中の原子核 ($N = N_0\rho/A$)、 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 (6.02×10^{23})、 ρ 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、

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{x_0}$$

となるので、放射長 X_0 を求めることができる。

3.3 CsI シンチレーターのエネルギー損失

CsI シンチレーターのエネルギーロス

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

で求めることができる。

ここで

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= 1.243 \\ \rho &= 4.53 \end{aligned}$$

であるので CsI シンチレーターの 1cm あたりのエネルギー損失は

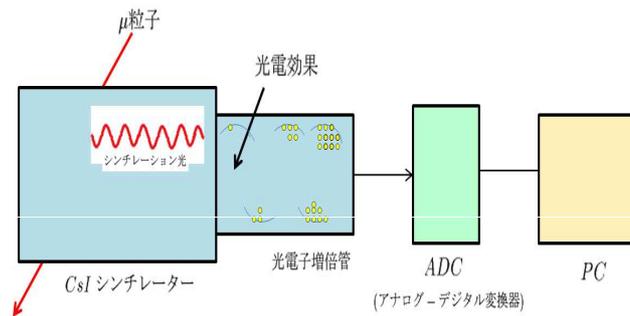
$$\Delta E = 1.243 \times 4.53 \times 1 = 5.63 Mev$$

第4章 測定原理

4.1 計測原理

放射線を計測する際、放射線は五感では感じるできないため、粒子の動きを信号として計測できる形にしなければならない。そこで、荷電粒子が物質の中を通るとエネルギーを光として放出するという現象を利用して、その光を電氣的信号に変換し計測を行った。

μ 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。



4.2 μ 粒子の寿命算出

μ 粒子の寿命測定を行うにあたって、放射性崩壊の指数関数法則を用いる。今回の実験で用いた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 λ とする、独立な粒子の集合を考える。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) 式を積分する。 N_0 を時間 t_0 に存在する粒子数とすると、

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

$t_0 = 0$ の場合、(4.2) 式は通常の放射性崩壊の指数関数法則である次式に書き換えられる。

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

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 $\int_0^\infty t N \lambda dt$ の $t = 0$ から $t = \infty$ までの積分であり、(4.4) 式で与えられる。

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

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

$$\frac{L}{N_0} = \tau = \frac{1}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{1}{\tau} \quad (4.4)$$

これを (4.3) に代入すると、

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.5)$$

が得られる。

この式を用いて μ 粒子の寿命を測定する。

μ 粒子がシンチレーター内を通過すると光を出し、その信号は一つ山となる。一方、 μ 粒子がシンチレーター内で静止し、しばらくして崩壊すると、 μ 粒子のエネルギー損失と電子のエネルギー損失によってその信号は二つ山になる。

この実験では、一つ山のピークが来てから二つ山のピークが来るまでの時間差が (4.6) 式の t であり、この t を測定することにより (6.4) 式から μ 粒子の寿命 τ を算出する。

4.3 電子のエネルギー分布

μ 粒子の寿命の測定とともに、 μ 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。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。振幅は

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

のように表される。よって、

$$\langle |M|^2 \rangle = 2\left(\frac{g_w}{M_w c}\right)^4 (P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4) \quad (4.6)$$

ここで、 $P_1 = (m_\mu c, \vec{0})$ となり、

$$P_1 \cdot P_2 = m_\mu E_2 \quad (4.7)$$

となる。また、 $P_1 = P_2 + P_3 + P_4$ より、

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

よって、

$$P_3 \cdot P_4 = \frac{(m_\mu^2 - m_e^2)c^2}{2} - m_\mu E_2 \quad (4.8)$$

(4.6) 式に (4.7) 式と (4.8) 式を代入すると、

$$\langle |M|^2 \rangle = \left(\frac{g_w}{M_w c}\right)^4 m_\mu^2 E_2 (m_\mu c^2 - 2E_2) \quad (4.9)$$

一方、崩壊の割合は次の式で与えられる。

$$d\Gamma = \frac{\langle |M|^2 \rangle c}{(4\pi)^4 \hbar m_\mu} dE_2 \frac{d^3\vec{p}_4}{E_4^2} \quad (4.10)$$

(4.10) 式に (4.9) 式を代入して積分する。

$$d\Gamma = \left(\frac{g_w}{4\pi M_w c}\right)^4 \frac{m_\mu c}{\hbar} \left(\frac{m_\mu c^2}{2} - \frac{2}{3}E_4\right) d^3\vec{p}_4 \quad (4.11)$$

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

より、

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \left(\frac{g_w}{M_w c}\right)^4 \frac{m_\mu^2 E^2}{2\hbar(4\pi)^3} \left(1 - \frac{4E}{3m_\mu c^2}\right) \quad (4.12)$$

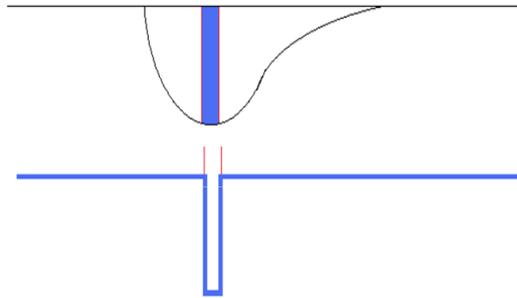
(4.12) 式が崩壊の時に生成される電子のエネルギー分布の式である。これを用いて電子のエネルギー分布を確かめる。

4.4 ADC について

光電子増倍管で増幅したシンチレーターの信号をデジタル信号に変換するのが ADC (Analog Digital 変換回路) である。今回の実験では、ADC (Q モード、FADC) を使い、CsI シンチレーター内で崩壊した μ 粒子から来る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。測定量は $Q = \int_{\Delta t} i dt$ となる。



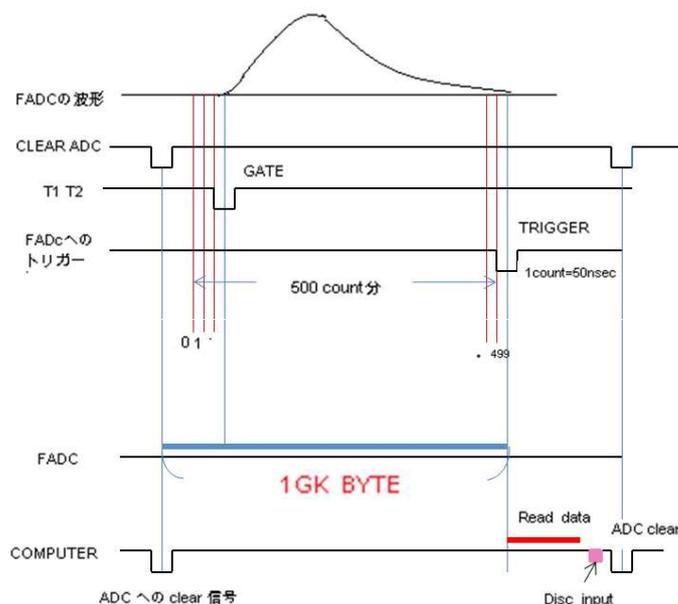
- ・ FADC (フラッシュADC)

決まった時間間隔で波形を測定するモードのこと。

FADC は通常の ADC と比べて、変換速度が極めて速いので、時系列データを読み込むことが可能となり、信号の波形を細部まで観測することができる。

FADC には START モードと STOP モードがあり、モジュール内で切り換えることができる。今回の実験では STOP モードを使用した。FADC の波形をコンピューターに取り込むまでの過程を以下で説明する。

FADC の波形が来る前にまず、ADC の LAMClear をする。波形が来たらシンチレーションカウンターにより Gate を開く。次に FADC の STOP モードにより波形の終端でトリガーをかける。その終端からさかのぼり、前から設定した時間ごとにシグナルの高さを 500count プロットする。ここで、1 count を 50nsec と設定した。最後にプロットした FADC の波形をコンピューターに読み込み、読み込み終了後、再び ADC の LAMClear をして、次の波形のプロットに備える。



1. シンチレーションカウンター (scintillation counter)

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。シンチレーターは荷電粒子が通過する時にその粒子が失うエネルギーを光エネルギーに変換する物質である。シンチレーターに粒子が入射すると、ある波長の光が放出される。この光を光電子増倍管で電気信号に変換すると、放射線検出器として働く。シンチレーターには、有機シンチレーターと無機シンチレーターがあり、それぞれ発光機構に違いがある。今回の実験では、前者のプラスチックシンチレーターと後者の CsI シンチレーターの2種類を用いる。

(a) プラスチックシンチレーター (T1, T2)

ポリスチレン等のプラスチック中に有機発光物質が溶かし込まれている。そのため、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出る。(エネルギー分解能が低い) 時間分解能が高いことを利用し、今回の実験ではトリガーカウンターとして使用する。

(b) CsI シンチレーター

入射粒子のエネルギーに応じて光り、そのエネルギー損失が一つの数値として光電子増倍管で増幅され、コンピューターで読み込まれる。プラスチックシンチレーターに比べてエネルギー分解能が高いので、トリガーカウンターの近くに置き、粒子のエネルギーを復元する。

2. 光電子増倍管 (Photomultiplier)

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。

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。真空管の中で電極に高電圧をかけて電子を加速すると、飛び出した電子がダイノード (Dynode) に衝突し、ダイノードがいくつかの電子を放出する。この放出された電子は、次のダイノードとの間かけられた電場によって加速され、次のダイノードに衝突し、より多くの電子を放出される。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。

3. 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）波を出力する装置。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、140nsec と NIM 規格で決められている。

4. コインシデンス (Coincidence)

コインシデンスは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。今回の実験では、T1、T2 から同時に信号が来た時にパルスが出るようにした。

5. ゲート・ジェネレーター (Gate and delay Generators)

入力信号に対して、最小で110nsec から最大で4.0sec までの範囲で delay させたり、パルス幅を調整するためのものである。

6. アテニュエーター (Attenuator)

ADC が読み取れる範囲にするため、入力信号を減衰させる装置。単位は dB。

$$dB = -20 \log_{10} \frac{V_{in}}{V_{out}}$$

V_{in} : 入力信号の波高

V_{out} : 出力信号の波高

7. シェイパー (Shaper)

波形整形をするためのもので、FADC が読み込みやすいように立ち上がり、立ち下がり長くする。

8. ADC(アナログ・デジタル変換回路)

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のこと。今回の実験では、Q モード、FADC を用いる。

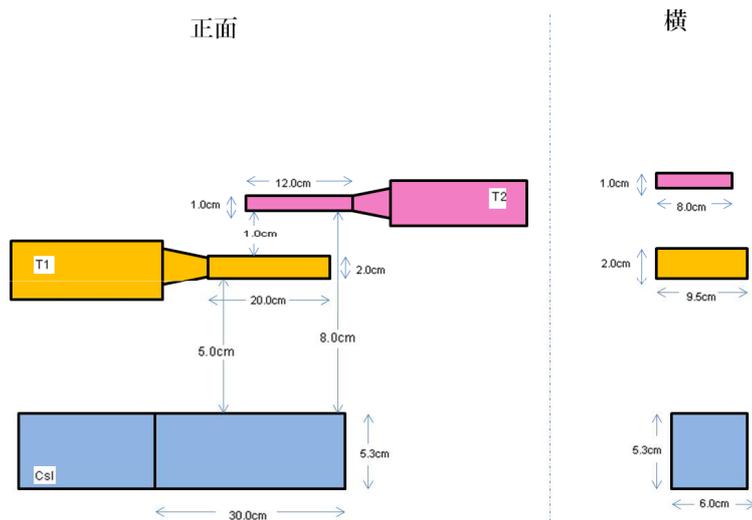
9. エレクトロニクスの設定

今回の実験では、それぞれの設定を以下のように決定し、測定を行った。

シンチレーター	HV(V)	Threshold(mV)	Width(nsec)
T1	-1770	700	140
T2	-1900	700	132
CsI	-2010	1512	36

5.2 シンチレーションカウンターのセットアップ

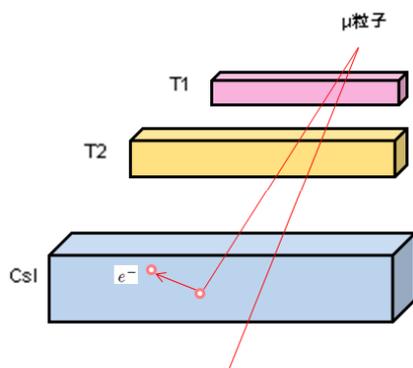
今回は下図のように、プラスチックシンチレーター (T1、T2) と CsI シンチレーターを配置し、実験を行った。



・トリガーカウンター

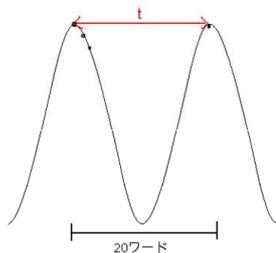
宇宙線である μ 粒子は宇宙から絶え間なく降り注いでいる。CsI にはあらゆる方向から μ 粒子が入射してくる。そのため、CsI 中で μ 粒子が崩壊したかどうかは難しい。そこで、T1、T2 を CsI の上に置き、CsI に Hit の条件を与える。そうすることによって、余分なデータが削られ、必要とするデータのみを取り出すことが可能となる。この作業をするのがトリガーカウンターである。

今回の実験では、T1、T2 をトリガーカウンターとして使用し、T1.T2、CsI のコインシデンスを ON にして測定する。



5.3 FADC のサンプリング周波数

サンプリング周波数とは、FADC がどのような時間間隔でデータを収集しているのかを表すものである。 μ 粒子の寿命を測定するために、FADC の時間間隔を測定する。発振器から $1\mu\text{sec}(=1000\text{kHz})$ の信号を FADC に入力したとき、波のピーク間で 20 ワードあった。これより、本実験での FADC のサンプリング周波数は 50nsec である。



第6章 CAMACとデータ収集プログラム

6.1 CAMAC(Computer Aided Measurements And Control)

CAMAC はモジュール化されたデータを処理するシステムで、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各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、CNAF で指定する。

ここで、C は crate controller の数。今、crate は一つだけ使っているので、 $C = 1$ 。N は station number、A は subaddress (モジュール内のアドレス) ADC においては 12 個の信号を読める。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。

代表的な命令の例を以下に示す。

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

F(8):Test LAM

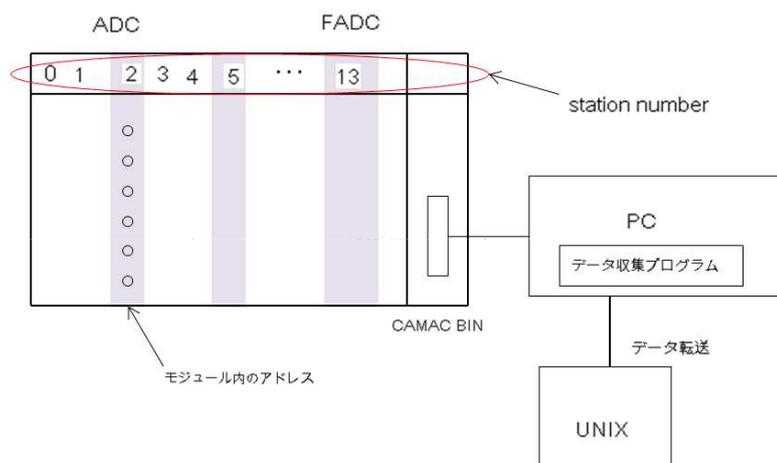
F(9):Clear LAM

F(24):Disable LAM

F(26):Enable LAM

6.2 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。



第7章 データ解析

7.1 全データ

今回の実験で得られたイベントは

Event 数	
データ	686001 イベント
二つ山崩壊と考えられる Event	802 イベント

μ 粒子の崩壊と考えられる Event を用いて寿命を測定する。

7.2 μ 粒子の Event 選別

7.2.1 μ 粒子の寿命

(1) 寿命は、

$$y = a_1 \exp\left(-\frac{x}{a_2}\right) + a_3 \quad (7.1)$$

という式で表される。この式の a_2 の値が寿命に対応しているので、 a_2 にサンプリング周波数の $50nsec$ をかけると寿命を算出することができる。

$$\tau = a_2 \times 50nsec$$

実際のシグナルの波高例を以下に示す。

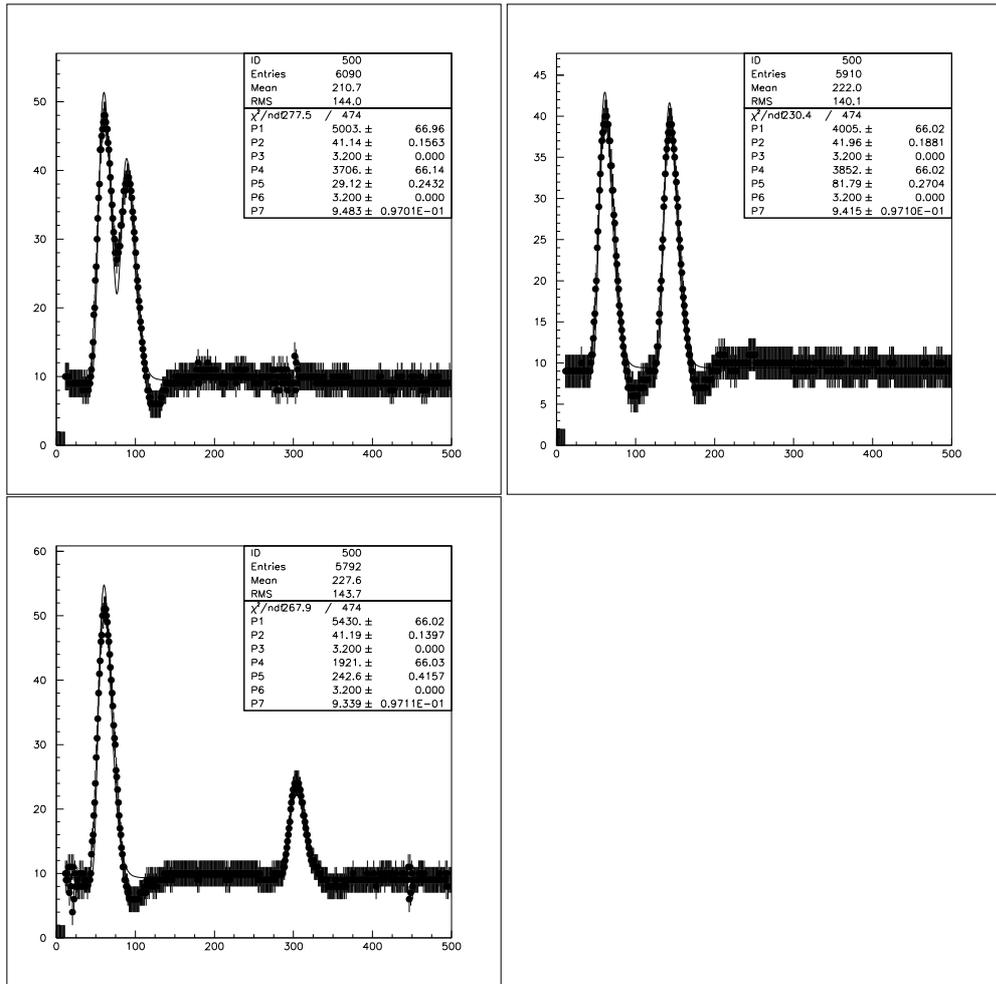


図 7.1: 左上-間隔 29.12 カウント 右上-間隔 81.79 カウント 左下-間隔 242.6 カウント

(2) この図 7.1 を (8.1) 式で FIT すると、下図のようになる。
FIT の範囲を 3 ~ 35 とする。

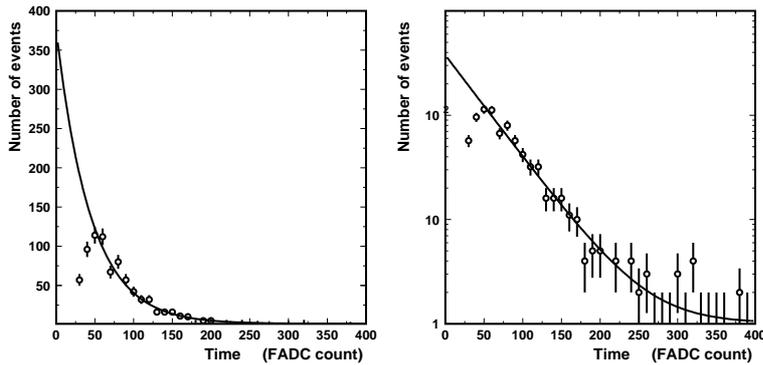


図 7.2: 左-ヒストグラム 右-log スケール

FIT の範囲が 3 ~ 32 の時、 $a_2 = 44.065 \pm 2.9017$ なので、これにサンプリング周波数の $50nsec$ をかけると、

$$\tau = a_2 \times 50nsec \doteq 2.203 \pm 0.145\mu sec$$

(3) FIT の範囲

FIT の範囲を変えることによって a_2 の値も変わってくる。

以下の表のように FIT の範囲を変えて、それぞれ寿命を求めた。

ここで、 χ^2/NDF の値が 1 より小さいほどよく FIT されていると言える。

FIT 範囲	χ^2/NDF	寿命
3~32	0.9225	2.203 ± 0.145
3~33	0.8881	2.212 ± 0.143
3~34	0.8531	2.213 ± 0.142
4~18	0.7280	2.200 ± 1.071
4~19	0.6618	2.198 ± 0.708
4~25	0.6890	2.180 ± 0.288
4~27	0.6564	2.150 ± 0.253

7.2.2 電子のエネルギー分布

(1) 電子のエネルギー分布は、

$$y = b_1 E^2 \left(1 - \frac{E}{b_2}\right) + b_3 \quad (7.2)$$

という式で表される。電子のエネルギー分布のグラフは (7.2) 式の形になることが予想される。

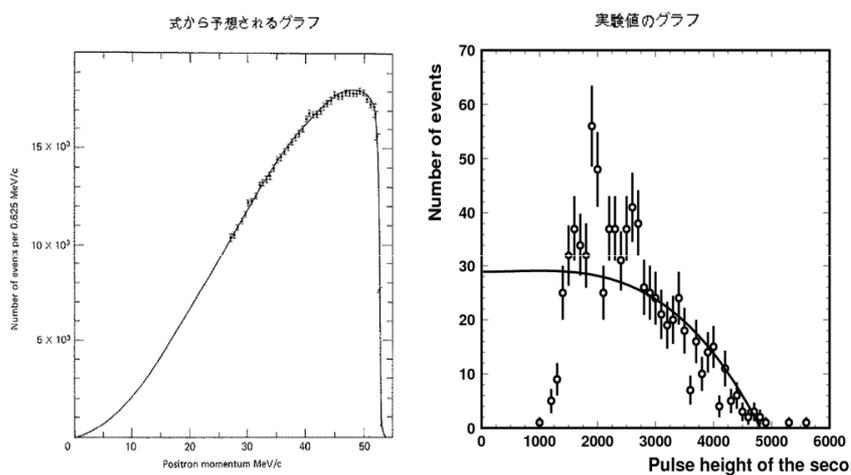


図 7.3: 左-式から予想されるグラフ 右-実験値から得られたグラフ

この二つのグラフを比べと期待された形とは大きく違っていることがわかる。

第8章 まとめ

8.1 μ 粒子の寿命

今回算出した μ 粒子の寿命は $2.203 \pm 0.145 \mu\text{sec}$ である。ここで、 ± 0.145 は寿命の誤差を表している。

8.2 電子のエネルギー分布

(7.2) 式から予想されるグラフと、実験値から得られたグラフを比べると、形にかなりの差が見られた。

8.3 考察

8.3.1 μ 粒子の寿命

Particle Data Book に記載されている μ 粒子の寿命は、 $2.197019 \pm 0.000021 \mu\text{sec}$ であるので、今回の実験結果はよく一致していると言える。

データ数を増やすことでより精密な結果が得られると考えられる。データ解析のために効率よくデータ収集ができるようなプログラムを作ることが今後の課題である。

8.3.2 電子のエネルギー分布

今回の実験でグラフに差が見られたのは、光電子増倍管の電子の感知が、シンチレーターへの μ 粒子の入射位置や電子が放出される向きに依存することが原因であると考えられる。

正確な結果を得るためには、CsI シンチレーターをプラスチックシンチレーターで囲うことで、逃げてしまった電子のエネルギーを考慮するなど、設備や測定を改善することが今後の課題である。

8.4 参考文献

- ・奈良女子大学理学部物理科学科 2008年度卒業生 中牧理絵 松下絵理
『2008年度卒業論文 FADC を用いた μ 粒子の寿命測定』
- ・奈良女子大学理学部物理科学科 2009年度卒業生 上田玲奈 岡本枝里香
貴志佳代 『2009年度卒業論文 FADC を用いた μ 粒子の寿命測定』

8.5 謝辞

私たちの卒業研究のために、お忙しい中熱心にゼミや日々の実験でのご指導をして下さった林井先生をはじめ、たくさんのアドバイスをして下さいました宮林先生、励ましの言葉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ます。本当にありがとうございました。

8.6 付録

付録の内容をここに示す。

- P28～32：データ収集プログラム
- P33：二つ山を探し出すプログラム
- P34：二つ山の FIT 関数
- P35～37：二つ山を FIT するプログラム
- P38：二つ山の間隔を FIT するプログラム
- P39：二つ山の間隔の FIT 関数