

2018年度 卒業論文

負電荷ミュー粒子と
正電荷ミュー粒子の寿命測定

奈良女子大学 理学部
物理科学科 高エネルギー物理学研究室

奥田真利子

2019年2月8日

ミュー粒子の寿命は、素粒子の標準理論の検証において、フェルミ結合定数 G_F の精密測定に用いられていることから言えるように、歴史的に素粒子の標準理論の精密検証に重要な役割を果たしてきた物理量である。

本実験の目的は、シンチレーションカウンターを用いた μ^+ 粒子と μ^- 粒子の寿命の測定を行うことにより、高エネルギー物理学の実験技術を学ぶと共に μ 粒子の寿命とフェルミ結合定数 G_F の関係について理解することである。昨年までと異なる点は、 μ 粒子を μ^+ 粒子と μ^- 粒子に電荷を区別してシンチレーター内に入射できるように磁石を設置した点である。

本実験には、大型プラスチックシンチレーター (580×260×250[mm]) 1 個、トリガーカウンターとしてシンチレーションカウンターを 4 個、Veto カウンターとしてシンチレーションカウンターを 8 個用いた。大型シンチレーター内に入射した μ 粒子と、静止後に崩壊して放出された電子のエネルギーを測定するために ADC を 2 台、 μ 粒子の寿命を測定するために TDC を 1 台使用した。これらを用いて、電荷の区別していない μ 粒子については約 1080 時間の測定を行い全 20,468,604 イベント、電荷の区別をした μ^- 粒子については約 990 時間の測定を行い全 36,647,452 イベントの収集を行った。そのうち、メインシンチレーター内で静止し、崩壊し電子を放出していた μ 粒子は、351,846 イベント、 μ^- 粒子は 860 イベントであった。収集した μ 粒子と μ^- 粒子のデータを解析したところ、電荷の区別なしの μ 粒子の寿命は $2.230 \pm 0.007 [\mu\text{s}]$ であり、電荷の区別ありの μ^- 粒子の寿命は $2.16 \pm 0.11 [\mu\text{s}]$ であった。電荷の区別なしの μ 粒子に関しては、0.35% という高精度な測定結果を得られた。これらの結果と文献値とのずれは次のようになった。電荷の区別なしの μ 粒子の文献値 $\tau_{\mu^+} = 2.19703 \pm 0.000021 [\mu\text{s}]$ とのずれは $+1\sigma$ 、電荷の区別をした μ^- 粒子の文献値 $\tau_{\mu^-} = 2.16 \pm 2.020 \pm 0.02 [\mu\text{s}]$ とのずれも $+1\sigma$ であった。また、フラックス比に着目して Fit 関数を検討することにより、 μ^+ 粒子の寿命を求めることができたが、仮定したフラックス比のいずれに対しても文献値と誤差の範囲内で一致しなかった。今後の課題は、それぞれの寿命の精度を上げるために、電荷を区別した μ^- 粒子と μ^+ 粒子の測定の統計をあげることと、Fit 関数のさらなる検討をすることがあげられる。

目次

第 1 章	宇宙線・ μ 粒子	1
1.1	宇宙線とは	1
1.2	μ 粒子とは	2
1.3	弱い相互作用と真空中の μ 粒子の崩壊	3
1.4	μ 粒子の崩壊と寿命	5
第 2 章	測定の原理とセットアップ	9
2.1	計測全体の流れ	9
2.2	シンチレーションカウンター	9
2.3	NIM モジュール	15
2.4	CAMAC	15
2.5	ネオジウム磁石	20
2.6	エレクトロニクスのセットアップ	26
第 3 章	μ 粒子の寿命測定	30
3.1	μ 粒子の寿命測定 (電荷の区別なし)	33
3.2	μ^- 粒子の寿命測定 (電荷の区別あり)	37
3.3	結果	40
3.4	解析	44
第 4 章	まとめ	48
参考文献		50

目次

1.1	宇宙線の模式図	1
1.2	光子が放出される場合	4
1.3	W ボソンによる影響	4
1.4	μ^+ 崩壊のファインマン図	5
1.5	μ^- 粒子の崩壊のファインマン図	6
1.6	ミュオニック原子の模式図	6
1.7	原子核捕縛の模式図	7
1.8	Compendium of total muon capture results for light nuclei.[2]	8
2.1	セットアップの概略図	9
2.2	シンチレーションカウンター模式図	10
2.3	シンチレーター内の様子と入射 μ 粒子の信号	11
2.4	シンチレーター内の様子と入射 μ 粒子と e^- の信号	11
2.5	実際のシンチレーターの配置	12
2.6	シンチレーターの模式図	13
2.7	LAM をチェックする行程	17
2.8	gate 信号と入力パルス	18
2.9	TDC のカウント数	18
2.10	データ収集プログラムのフローチャート	19
2.11	磁石の模式図	20
2.12	計算ツールを用いた結果	21
2.13	計算に用いた模式図	22
2.14	磁石をつけたヨーク	23
2.15	磁束密度を計測	23
2.16	全体のセットアップ	25
2.17	エレクトロニクスの全体図	26
2.18	TDC の回路図	27
2.19	TDC のロジック図	27
2.20	ADC1(μ) の回路図	28
2.21	ADC1(μ) のロジック図	28

2.22	ADC2(e) の回路図	29
2.23	ADC2(e) のロジック図	29
3.1	放射性崩壊の図	31
3.2	TDC 分布の概形図	32
3.3	μ 粒子の寿命測定 (電荷の区別なし) の模式図	33
3.4	mut1,es1 の ADC 分布	34
3.5	TDC 時間較正に用いるパルス	35
3.6	TDC 時間較正に用いるロジック	35
3.7	TDC 時間較正	36
3.8	装置の簡略図	37
3.9	μ 粒子の寿命測定 (電荷の区別あり) の模式図	38
3.10	T3,T4 の ADC 分布	38
3.11	μ 粒子の TDC 分布 (電荷の区別なし)	40
3.12	μ^- 粒子の TDC 分布 (電荷の区別あり)	42
3.13	フラックス比 2 のとき	45
3.14	フラックス比 1.25 のとき	46
3.15	フラックス比 1 のとき	47

表目次

2.1	シンチレーターのサイズ	13
2.2	シンチレーターの仕様	14
2.3	ヨークの丸点から外へ測定した結果	24
2.4	ヨークの内側の矢印方向 (左端を 0cm とおく) に測定した結果 (横方向) .	24
2.5	ヨークの内側の矢印方向 (下端を 0cm とおく) に測定した結果 (縦方向) .	24
2.6	上方方向に測定した結果	25

第1章

宇宙線・ μ 粒子

1.1 宇宙線とは

宇宙線とは、宇宙から地球に絶えず降り注ぐ高エネルギーの放射線である。宇宙線は大気圏に入ると、大気中の酸素分子や窒素分子の原子核と衝突し、新たに大量の粒子を生成する。宇宙から大気圏へ入射する前の宇宙線を「一次宇宙線」、大気圏に入射後大気中の原子核と衝突して生成される大量の粒子を「二次宇宙線」という。二次宇宙線として大量の中間子が生成され、さらに中間子の崩壊により、 γ 線、電子、陽電子、 μ 粒子、ニュートリノ、中性子などが生成される。このうち地表に到達するのは、 μ 粒子とニュートリノがほとんどである。このように次々と崩壊し、大量の粒子を生成していく現象を「空気シャワー現象」という。

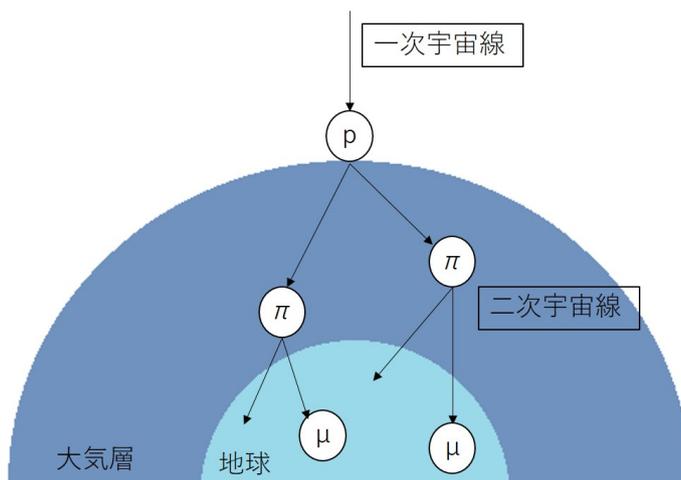


図 1.1 宇宙線の模式図

1.2 μ 粒子とは

μ 粒子とは、 π 中間子の崩壊により生成される電子と非常によく似た粒子である。しかし、質量は 105.6 MeV と電子 (0.51 MeV) の約 207 倍である。 μ 粒子は荷電粒子で、正電荷である μ^+ と負電荷である μ^- の 2 種類がある。 μ 粒子のスピンは $1/2$ で μ^+ と μ^- は互いに粒子と反粒子の関係であるので質量は等しい。ここで、 μ 粒子が生成される π 中間子崩壊について少し述べておく。 π 中間子とは、一次宇宙線により生成される二次宇宙線のひとつである。高速の陽子が大気中の原子核と衝突することで生成される。 π 中間子には、荷電を持たない π^0 (134.98 MeV/c²) と荷電粒子である π^+ 、 π^- (139.57 MeV/c²) が存在し、 π^0 は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ というように 2 つの光子に崩壊し、 π^+ 、 π^- は以下のように崩壊する。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

このようにして μ 粒子は生成され、さらに以下のようにほぼ 100 % の確率で崩壊する。

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

今回はこの μ 粒子の寿命を測定していく。

1.3 弱い相互作用と真空中の μ 粒子の崩壊

1.3.1 弱い相互作用

弱い相互作用とは、 β 崩壊に関係する力で、素粒子レベルの非常に近い範囲にしかない作用のことであり、媒介粒子は、 W^\pm ボソンと、 Z^0 ボソンである。 β 崩壊とは、原子核内で陽子が中性子に、中性子が陽子に変化する現象である。中性子過剰の原子核内では、核内の中性子が陽子と電子及反ニュートリノに崩壊 (β^- 崩壊)、陽子過剰の原子核内では、核内の陽子が中性子、陽電子及びニュートリノに崩壊 (β^+ 崩壊) する。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (\beta^- \text{ 崩壊})$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (\beta^+ \text{ 崩壊})$$

1.2 で説明した π 粒子の崩壊や、 μ 粒子の崩壊についても弱い相互作用が関係している。

1.3.2 フェルミ理論

フェルミ理論とは、4つのフェルミ粒子が1点で直接的に、他の粒子を媒介せずに、相互作用すると仮定するものである。[1]

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \mu) (\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_e) \quad (1.1)$$

ここで出てくるフェルミ結合定数 G_F を決定することは重要である。このフェルミ結合定数を用いて最低次の崩壊幅 Γ は次節のように表せる。

1.3.3 真空中の μ 粒子の崩壊

崩壊幅 (最低次)

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_{\mu^-}} = \frac{G_F^2 m^5}{192 \pi^3} F\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \quad (1.2)$$

放射補正

1.2 式の最低次の崩壊幅 Γ には、以下の図などの補正を加える必要がある。

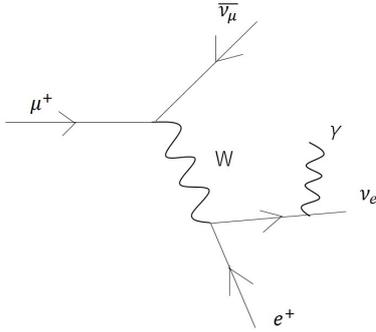


図 1.2 光子が放出される場合

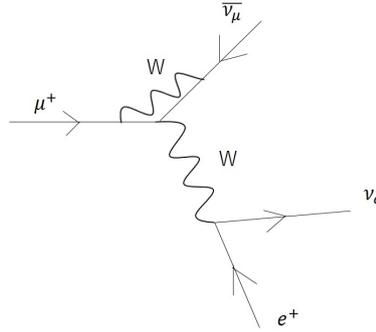


図 1.3 W ボソンによる影響

一般的な崩壊の途中での光子の放出や、W ボソンによる影響を補正した崩壊幅 Γ の式は以下のものである。

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_{\mu^-}} = \frac{G_F^2 m^5}{192\pi^3} F(x) \left(1 + \frac{3m_\mu^2}{5M_W^2}\right) \left[1 + H_1(x) \frac{\hat{\alpha}(m_\mu)}{\pi} + H_2(x) \frac{\hat{\alpha}^2(m_\mu)}{\pi^2}\right] \quad (1.3)$$

ここで、

$$x = \frac{m_e^2}{m_\mu^2}$$

$$F(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln(x) = 0.999813$$

$$H_1(x) = \frac{25}{8} - \frac{\pi^2}{2} - (9 + 4\pi + 12 \ln(x))x + 16\pi x^{\frac{3}{2}} + o(x^2) = -1.8079$$

$$H_2(x) = \frac{156815}{5184} - \frac{518}{81}\pi^2 - \frac{895}{36}\zeta(3) + \frac{67}{720}\pi^4 + \frac{53}{6}\pi^2 \ln 2 - \frac{5}{4}\pi^2 \sqrt{x} + o(x) = 6.7$$

$$\hat{\alpha}(m_\mu)^{-1} = \alpha^{-1} - \frac{2}{3\pi} \ln\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right) + \frac{1}{6\pi} = 135.9$$

$$G_F = 1.16637 \times 10^{-5} (\text{GeV}^{-2})$$

である。また m_e は電子の質量、 m_μ は μ 粒子の質量、 M_W はボソンの質量である。既知の値を代入すると、

$$\tau_\mu = 2.197 \times 10^{-6} (\text{sec}) \quad (1.4)$$

である。後で示す測定値 (文献値) の精度はこの計算結果よりもさらに高い。

μ 粒子の崩壊はレプトンのみが寄与する反応であり、正確に理論で予言できる。そのため μ 粒子の寿命を測定することは、フェルミ結合定数 G_F を実験的に求める最も精密な方法である。フェルミ結合定数 G_F は、電荷 (e)、ワインバーグ角、強い相互作用の結合定数と並び、最も基本的な物理パラメーターであり、歴史的に素粒子の標準理論の精密検証に重要な役割を果たしてきた。

1.4 μ 粒子の崩壊と寿命

Particle Data Book に掲載されている真空中の μ 粒子の平均寿命は、 $\tau_{PDB}=2.19703\pm 0.000021$ [μs] である。一方、物質中では負電荷を持った μ^- が電子核と相互作用を起こし寿命が変化する。以下では μ 粒子の崩壊について述べる。

1.4.1 μ^+ 粒子の崩壊

μ^+ は以下のように崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

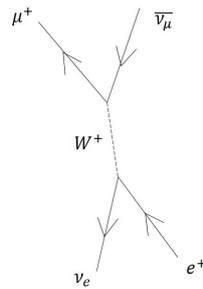


図 1.4 μ^+ 崩壊のファインマン図

μ^+ は物質中で相互作用を起こさないので、真空中と同様に静止、崩壊する。

1.4.2 μ^- 粒子の崩壊

真空中の μ^- は以下のように崩壊する。

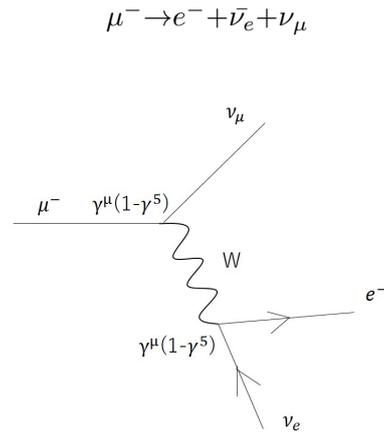


図 1.5 μ^- 粒子の崩壊のファインマン図

真空中の μ^- の振る舞いや平均寿命は μ^+ と同じであるが、物質中の μ^- の振る舞いや寿命は μ^+ とは異なる。それは、 μ^- が物質中の原子核と相互作用を起こすからである。

入射した μ^- 粒子は物質中でミュオニック原子を形成する。ミュオニック原子とは異種原子の一種で、原子中の e^- が μ^- に置き換わったものであり、 μ^- は電子よりも質量が大きいため、電子よりも内側の独自の軌道を周回する。ミュオニック原子の模式図は図 1.4.2 である。

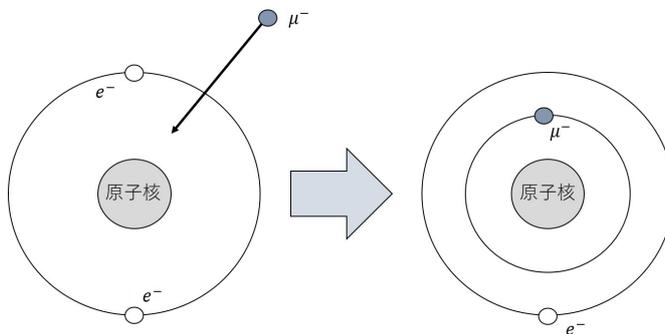


図 1.6 ミュオニック原子の模式図

ミュオニック原子内の μ^- が以下の相互作用を起こすことにより、 μ^- の寿命が μ^+ の寿命と異なるのである。

1. 束縛軌道上での崩壊 (Decay In Orbit (DIO))

真空中と同様の過程で崩壊する。平均寿命も真空中と同じである。

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

2. 原子核捕縛

弱い相互作用により、 μ^- が原子核中の陽子と結びつき中性子に変化し、ニュートリノを放出する。図 1.4.2 は模式図である。

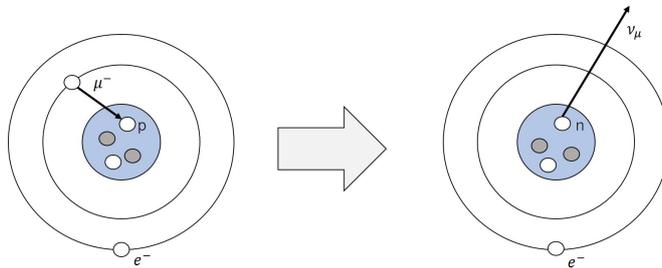


図 1.7 原子核捕縛の模式図

この様子は以下の式で表される。

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z-1)$$

原子核レベルでは、

$$\mu^- + \text{p} \rightarrow \text{n} + \nu_\mu$$

この原子核捕縛が起こる割合 (Capture rate) は原子番号 Z に比例して大きくなるため、金属などの物質中に入射した μ^- は原子核捕縛を起こしやすい。物質中の μ^- は、この 2 通りの崩壊過程のどちらかをたどる。従って、物質中の μ^- の寿命はこれらの過程の結果として決定される。

1.4.3 物質中の μ^- の寿命

原子に束縛された軌道上での μ^- の崩壊と、 μ^- の原子核捕縛の確率は以下のように表される。

$$P_{\mu^- \text{-total}} = P_{\text{capture}} + P_{\text{decay}} \quad (1.5)$$

Capture rate を Λ_{cap} とすると、上の式はこのように書き換えられる。

$$\begin{aligned}\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) &= \Lambda_{cap}t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) \\ &= \exp\left(-(\Lambda_{cap}) + \frac{1}{\tau_{\mu^+}}\right)t\end{aligned}\quad (1.6)$$

すなわち、

$$\frac{1}{\tau_{\mu^-}} = \Lambda_{cap} + \frac{1}{\tau_{\mu^+}}\quad (1.7)$$

ここで、 τ_{μ^-} は物質中の全ての μ^- の平均寿命を表しており、 τ_{μ^+} は真空中の μ 粒子の平均寿命と同値である。式 (1.7) から分かるように、Capture rate が大きいほど μ^- の寿命は短くなる。

TABLE III. Compendium of total muon capture results for light nuclei. (Z_{eff} is taken from Ref. 77. When underlined it is an estimate.)

Z (Z_{eff})	Element	Mean life (ns)	Total capture rate (s^{-1})	Huff factor	Refs.
Positive muon		2197.03 \pm 0.04			4,5
	1 (1.0)	2194.903 \pm 0.066	420 \pm 20	1.00	34
	$^1\text{H}^b$		420 \pm 60	1.00	35
		2194.53 \pm 0.11	470 \pm 29		36
6 (5.72)	C	2020 \pm 20	44 \pm 10 $\times 10^3$	1.00	40
			36 \pm 4 $\times 10^3$		53
		2043 \pm 3	37.3 \pm 1.1 $\times 10^3$		41
		2041 \pm 5	36.1 \pm 1.0 $\times 10^3$		42
		2040 \pm 30	37 \pm 7 $\times 10^3$		43
		2025 \pm 4	39.7 \pm 1.3 $\times 10^3$		1
		2035 \pm 8	36.5 \pm 2.0 $\times 10^3$		27
		2060 \pm 30	30.3 \pm 7 $\times 10^3$		44
		2030.0 \pm 1.6	37.6 \pm 0.4 $\times 10^3$		7
		2040 \pm 10	35.2 \pm 2.0 $\times 10^3$		73
		2029 \pm 3	37.7 \pm 0.7 $\times 10^3$		29
		2026.3 \pm 1.5	38.8 \pm 0.5 $\times 10^3$		a
		2045 \pm 2	33.8 \pm 0.4 $\times 10^3$		29
		2029.1 \pm 3.0	37.6 \pm 0.7 $\times 10^3$		a

図 1.8 Compendium of total muon capture results for light nuclei.[2]

本実験で用いるプラスチックシンチレーターはポリスチレン ($[C_6H_5CHCH_2]_n$) 製で、H よりも C の電荷が 6 倍大きく、 μ^- に関係してくると考えられることから、シンチレーターで観測できる μ^- の寿命は 2020 ± 20 [ns](測定値) に近い値をとると考えられる。これより、電荷を区別しない μ 粒子と、電荷を区別した μ^- 粒子の寿命を別々に測定することを試みる。

第 2 章

測定の実理とセットアップ

2.1 計測全体の流れ

本実験で放射線計測に用いる装置の概略図を以下に示す。

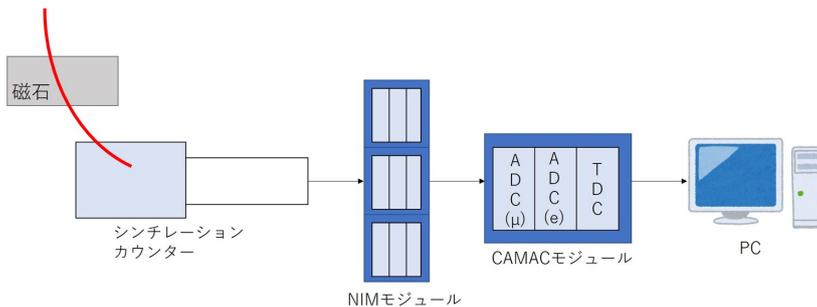


図 2.1 セットアップの概略図

まず、荷電粒子（今回は μ 粒子）が入射すると、シンチレーションカウンターがシンチレーター光を発生する。シンチレーター光は光電子増倍管の光電面で光電効果により電子を発生させ、その電子を光電子増倍管内部のダイノードで増幅させる。それをアナログ信号として出力する。出力された波形は NIM モジュールを経て波形形成され、CAMAC モジュール内でデジタル信号化される。それを PC を用いて解析する。

本実験では新しい取り組みとして μ 粒子の電荷を区別してシンチレーションカウンターに入射するために磁石を設置した。

2.2 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とは、シンチレーターとライトガイド、光電子増倍管からなる放射線のエネルギーを測定するための装置である。以下で、シンチレーターと光電子増倍管について述べる。シンチレーションカウンターの模式図は図 2.2

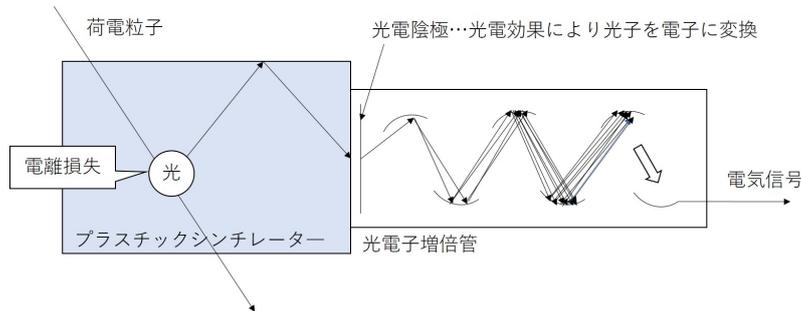


図 2.2 シンチレーションカウンター模式図

2.2.1 シンチレーター

シンチレーターとは、荷電粒子が通過した後に可視光領域の光を出す物質のことであり、荷電粒子やシンチレーター内で反応する光子や中性子を検出する優れた検出器である。シンチレーターには主に有機シンチレーターと無機シンチレーターの2つのタイプがある。無機シンチレーターには NaI や CsI を用いたものがあり、CsI のシンチレーターは Belle で使用されている。今回使用するのは、有機シンチレーターの一種であるプラスチックシンチレーターである。有機シンチレーターの発光時間は無機シンチレーターよりもずっと短く約 10^{-8} 秒である。そのため、プラスチックシンチレーターは入射粒子束の高い環境により適していて、可視光をうまく出す。一方、無機シンチレーターは有機シンチレーターに比べて発光量が多いため、低エネルギーでの測定に適している。シンチレーターの光の強度が弱いため、検出には光信号を増幅する必要がある。そのため、次に説明する光電子増倍管 (PMT) が広く用いられており、直接取り付けられるか、ライトガイドを通して取り付けられる。ライトガイドとは、シンチレーターで発生した光を効率よく光電子増倍管に送るための、着色のない優れた分光透過性を持ったガラス光ファイバーを多数束ねたものである。

2.2.2 光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT : PhotoMultiplier Tube) は、ライトガイドを通して送られてきた微弱な光信号を増幅させ検出可能な電気信号に変える装置であり、大きく分けて、光電陰極、ダイノード、陽極から構成されている。ライトガイドと接する薄い入射窓のすぐ内側が光電陰極と呼ばれ、光電効果により光子を電子に変換している。価電子の結合がゆるく、光電効果の断面積が大きい物質からできているため、高い確率で入射光子が電子を放出することになる。光電陰極により放出された電子は、増倍管内の複数段になっているダイノードにより電子を増幅させていく。ダイノード間のポテンシャルが $100\text{V} \sim 200\text{V}$ ずつ増加するように電圧がかけられており、電子はダイノード間で増幅していく。入射された1個の電子が増幅管を出るときには 10^5 個にまで増幅される。そして最後に陽極で増

幅された電気信号として計測される。

2.2.3 通過 μ 粒子と静止後崩壊する μ 粒子の信号の見分け方

シンチレーターに μ 粒子が入射した時、 μ 粒子がシンチレーターを通過したとき、 μ 粒子がシンチレーター内で静止後崩壊したときでは、観測される信号に以下のような違いがある。

・ μ 粒子がシンチレーター内を通過する場合

観測される信号は以下のように、1つのアナログ信号が見られる。

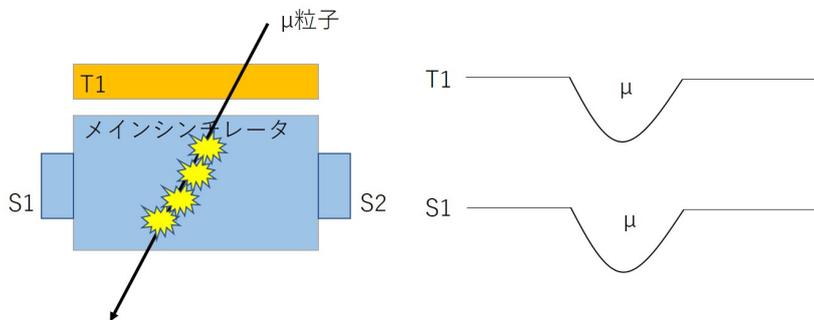


図 2.3 シンチレーター内の様子と入射 μ 粒子の信号

・ μ 粒子がシンチレーター内で静止後崩壊し、電子を放出する場合

観測される信号は以下のように、2つのアナログ信号が見られる。1つ目が入射した μ 粒子によるもので、2つ目が μ 粒子の崩壊により放出された電子によるものである。前者を μ 粒子の波形、後者を電子の波形と呼ぶ。

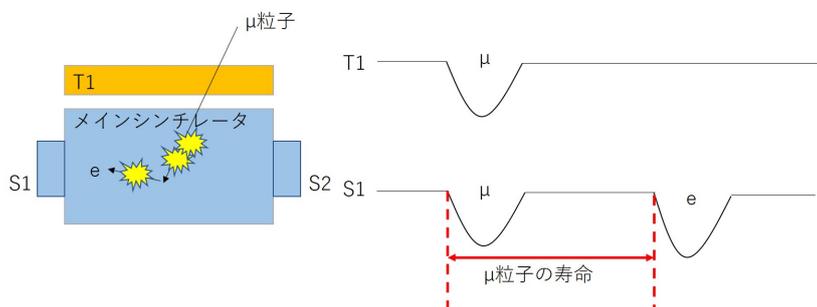


図 2.4 シンチレーター内の様子と入射 μ 粒子と e^- の信号

2.2.4 シンチレーションカウンターの配置

本実験で用いているのは、中央に位置するメインシンチレーターと、それを取り囲むように配置した 10 個のシンチレーションカウンター (T1,T2,V1~V8)、そして T3、T4 のシンチレーションカウンターである。メインシンチレーターには、光電子増倍管 (S1,S2) を直接取り付けている。以下に各シンチレーションカウンターの配置と仕様を示す。



図 2.5 実際のシンチレーターの配置

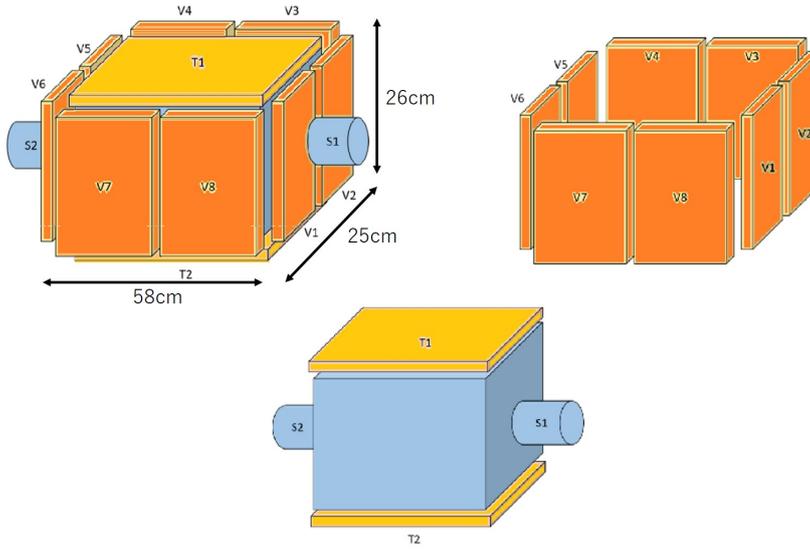


図 2.6 シンチレーターの模式図

下の表 2.2.4 は本実験で用いた各シンチレーターの光電子増倍管 (PTM) の型番、それぞれにかけた電圧 (HV)、Discriminator でカットした閾値 (Threshold)、各シンチレーターのペDESTAL を表にしたものである。

表 2.1 シンチレーターのサイズ

	名称	横幅 (mm)	縦幅 (mm)	奥行き (mm)	個数 (個)
プラスチック シンチレーター	(S1,S2)	580	260	250	2
	T1,T2	582	10	250	2
	T3,T4				2
	V1,V2,V5,V6	131	250	10	4
	V3,V4,V7,V8	280	261	10	4
ライトガイド					10
光電子増倍管					12

表 2.2 シンチレーターの仕様

カウンター	PMT 型番	HV (V)	閾値 (mV)	ペDESTAL (ADC (μ))	ペDESTAL (ADC (e))
S1	H161	2050	160	109	58
S2	H161	2050	300	98	63
T1	H161	2250	100	89	56
T2	H195	1770	100	85	60
T3	H7195	1800	200	20	
T4	H3983	1800	100	97	
V1	H161	1970			67
V2	H7195UV	1660			63
V3	H161	1870			57
V4	H161	2440			63
V5	H161	2400			65
V6	H161	2030			64
V7	H7195	2210			66
V8	H161	2025			80

2.2.5 トリガーカウンター

宇宙線はあらゆる方向から絶え間なく降り注いでおり、本実験で用いる μ 粒子もあらゆる方向からシンチレーターに絶え間なく入射している。本実験ではシンチレーションカウンターに上から入射し、メインシンチレーター内で崩壊し電子を放出した μ 粒子の寿命のみを選定して測定したい。そこで複数のシンチレーションカウンターが同時に反応しているときの信号のみを採用する。このように、複数のカウンターを用いて信号が来たと判断することをトリガーといい、トリガーに用いるシンチレーションカウンターをトリガーカウンターと呼ぶ。本実験の μ 粒子の測定には、メインシンチレーター上部に設置した T1 と、メインシンチレーターに直接取り付けられた光電子増倍管 S1 をトリガーカウンターとしている。この T1 と S1 が同時に信号を発しているとき (T1 と S1 のコインシデンスが ON のとき) に μ 粒子が入射したとしている。すなわち、T1 と S1 のコインシデンスしたものをトリガー信号としている。また、 μ^+ 粒子、 μ^- 粒子を区別して測定する実験では、磁石上部に取り付けた T3、T4 のシンチレーションカウンターもトリガーカウンターとしている。T3 または T4 が信号を発し (T3 と T4 の OR のとき)、さらに T1 と S1 のコインシデンスが ON のときに μ^+ 粒子、 μ^- 粒子が入射したとしている。すなわち、T3 と T4 の OR したものと、T3,T4 とコインシデンスしたものをトリガー信号としている。

2.3 NIM モジュール

米国原子力委員会 (AEC) において 1966 年に制定された「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である NIM (Nuclear Instrument Modules) 規格を適用したモジュールである。

- ・ Discriminator(波高識別器)

ある一定の電圧の閾値 (=スレッシュホールド) を越えるアナログ信号が入力されたとき、その電圧を越えた時刻を起点としてロジック信号を出力する。

- ・ Delay

アナログ信号を決まった時間遅らせる。

- ・ Coincidence

複数のデジタルロジック信号が重なった時に、重なった時刻を起点としてある一定の時刻幅を持ったロジック信号を出力する。

=AND 回路

- ・ G.G.(Gate and delay Generator)

入力されたロジック信号を、任意の時間幅で、任意の時間遅らせて出力する。G.G. は ADC(アナログ電気信号からデジタル電気信号に変換するモジュール) のゲート信号の生成によく用いられ、VETO 信号の生成にも用いられる。

- ・ Fun-in,Fun-out

複数の入ってきたロジック信号を足し合わせる。= OR 回路

本実験では、OR 回路というよりも、アナログ信号を複数のチャンネルに分けるために使用している。

2.4 CAMAC

2.4.1 CAMAC 規格

CAMAC(Computer Aided Measurement Control) 規格とは、ハーウェル原子力研究所を中心にして使用実績のあった規格等が拡張発展され、ヨーロッパ統一規格として誕生した、アナログ信号を値に数量化するエレクトロニクスのシステム規格である。この規格を適用したモジュールを CAMAC モジュールという。実験装置等からの情報はモジュー

ルの中で処理されると、クレートと呼ばれるプラグインを収納する箱の裏側の配線と結線される。これらの作業は全てクレートの右端に挿入される CC (Crete Contoroller) が制御する。この CC は PC からの指示により動作する。PC から CC への命令には以下のコマンドを指定する。

アドレス

カマックの指定…C,N,A,F の 4 つの数字で指定する。

C クレート番号。本実験で用いるクレートは 1 台なので C=1。

N スロット番号。クレートの左端から順に数える。

本実験で用いるのは 1/4 モジュールなので N=0~6 である。

A サブアドレス。モジュール内の信号チャンネル。

F 動作 (Function)。動作を指示する。

ファンクション (Function)

今回主に使用したファンクションを記載する。

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 の略であり、モジュールからデータが読み出し可能になったことを PC 側に知らせる信号のことである。

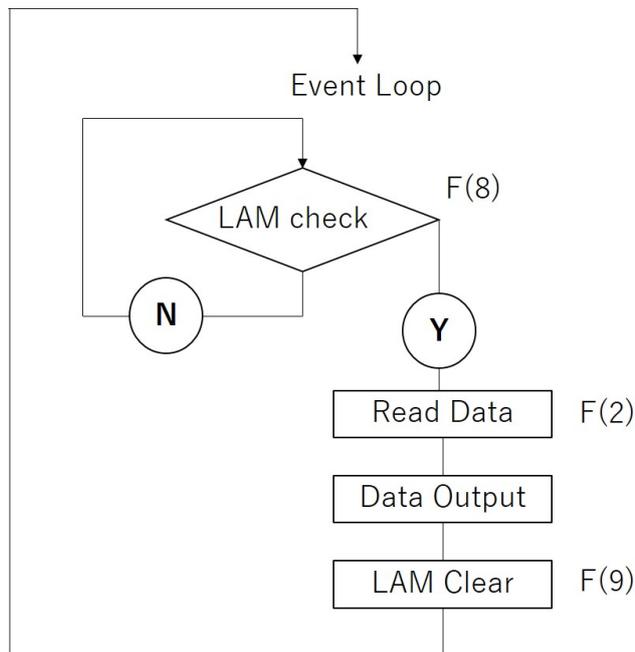


図 2.7 LAM をチェックする行程

2.4.2 CAMAC モジュール

・ ADC (Analog to Digital Converter)

ADC とは、アナログ形式になっているデータをデジタル形式に変換する装置のことである。ADC には V モード (ピークホール型) と Q モードがある。

V モード…gate が開いている間に入ってきた信号の最大値を数値化するもの

Q モード…入ってきた信号を時間積分して数値化するもの

であり、今回は Q モードを用いる。

Q モードで測定される電荷量は、信号の電流 i 、電荷量 Q とすると、

$$Q = \int_{dt} i dt$$

と表せ、以下の図の黒い部分に相当する。

本実験では ADC を 2 台使用する。以降 mu 粒子のエネルギー測定に用いるものを $ADC(\mu)$ 、 e^- のエネルギー測定に用いるものを $ADC(e)$ と呼称する。

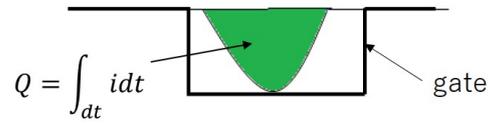


図 2.8 gate 信号と入力パルス

・ TDC(Time to Digital Converter)

時間というアナログ量をデジタル信号に変換する装置のことである。スタート信号が入力されてから、ストップ信号が入力されるまで、一定の時間間隔でカウントを刻む。つまり、TDC のカウント数が多いほど、スタートからストップまでの時間差が大きいということとなる。本実験で使用した TDC は REPIC 社製 Rpc-060 型 (25psec/count select) で、最大 4000 カウントまで測定可能である。

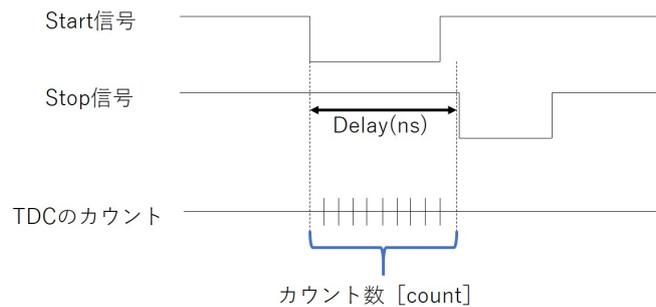


図 2.9 TDC のカウント数

・ CC(Crate Contoroller)

ADC や TDC などを制御して、データ収集を PC などで行うためのモジュール。

2.4.3 データ収集プログラム

本実験では、CAMAC のデータ収集プログラムに C 言語を用いた。まず、コンピューターから ADC にテスト LAM 信号を送り、LAM から Q 信号が返ってきたら ADC・TDC のデータを読み込む。ファイルに書き込んだ後、データと LAM のクリアを行い、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繰り返す。次のページに、用いたデータ収集プログラムのフローチャートを示す。また、プログラムについては巻末の付録を参照。

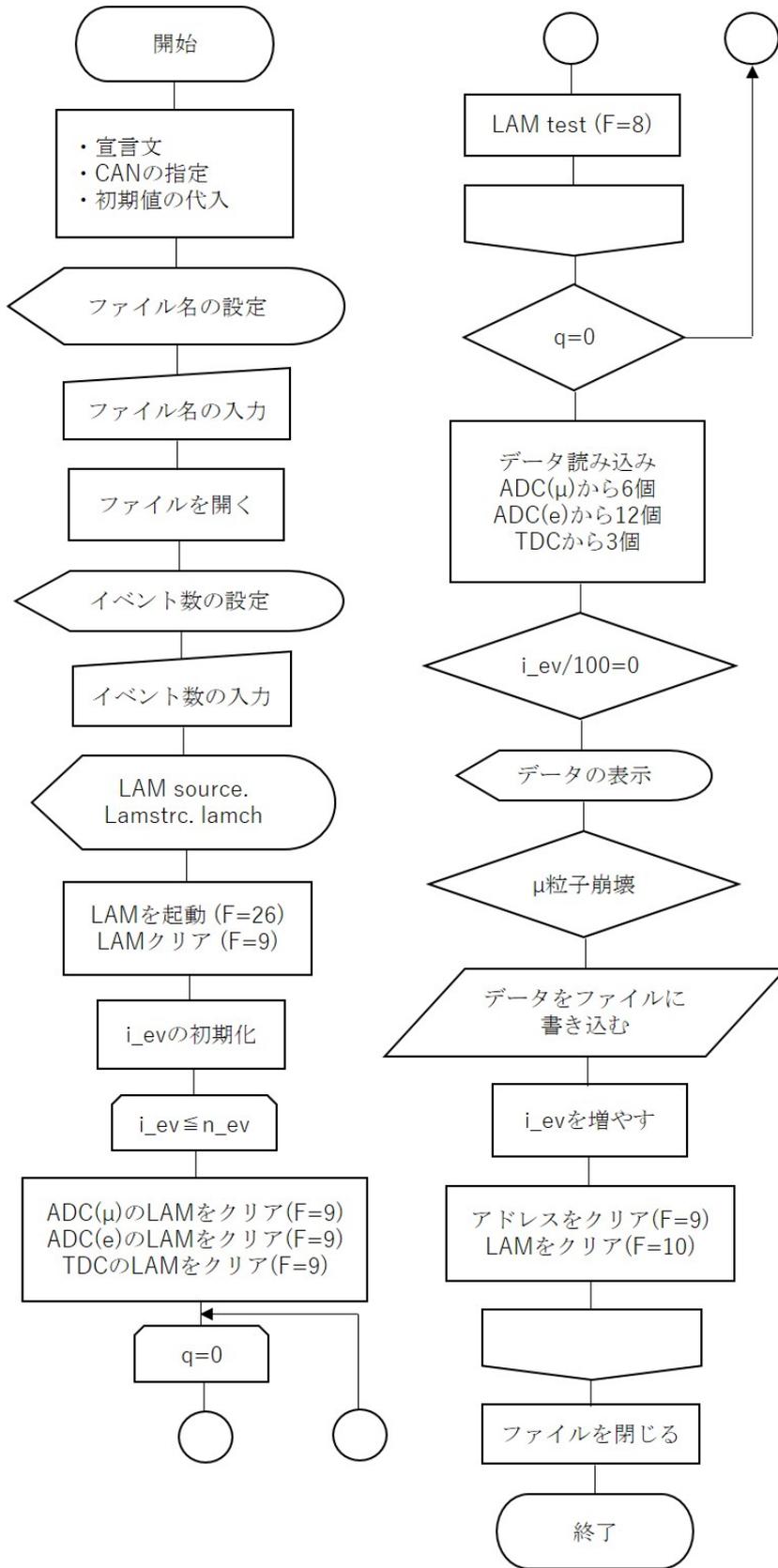


図 2.10 データ収集プログラムのフローチャート

2.5 ネオジウム磁石

本実験では μ 粒子を μ^+ 粒子と μ^- 粒子に区別して寿命測定したい。そのために、ネオジウム磁石が作る磁場を用いて μ^+ 粒子と μ^- 粒子に分けることを考えた。

ネオジウム磁石

ネオジウム磁石は、主成分をネオジウム、鉄、ホウ素とする、世の中にある最も強力な磁力を持つ磁石である。錆びやすいため、一般的には表面にニッケルメッキが施されている。また、耐熱温度が低く、温度に対する磁力の変化が比較的大きい。

販売しているネオジウム磁石には多様な形と材質のものがあ、り、その中から本実験に用いる磁石を選定した。今回使用したのは、直径 32mm、高さ 10.5mm の N-45 のネオジウム磁石である。(N - 「番号」…N は材質記号、番号には 35 から 52 まであり、番号が大きくなるほど磁束密度が大きくなっていく)

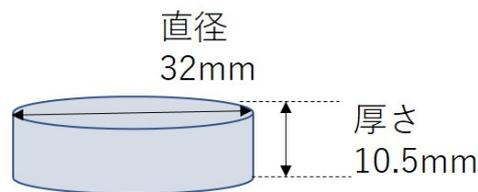


図 2.11 磁石の模式図

実験に使用する磁石を N-45 に決定するために用いたツールについて以下で説明する。今回用いたツールは、Neo Mag 永久磁石・磁気応用製品 ネオマグ株式会社のホームページ上にある、「磁束密度・吸引力（吸着力）・ヨーク（鉄）厚み・使用温度計算ツール（円柱型）」というものである。この計算ツールは、ネオジウム磁石の材質記号（N - 番号）、磁石の直径・高さ、磁気回路タイプ、測定点、温度を設定することにより、測定点での磁束密度、2つの磁石を向き合わせた時の磁石間の吸引力、磁石とヨークの鉄の間に作用する合成吸引力、必要なヨーク（鉄）の厚み等を計算してくれるものである。

今回は、口の字形の鉄のヨークに2つのネオジウム磁石を向き合わせた磁気回路タイプにおいて磁場を計算し、磁石間の中央で最も磁場が大きい磁石を使うこととした。

以下の図 2.5 は、 $X1+X2=80.00\text{mm}$ (この数値は任意である)において、 $X1$ と $X2$ の値を変化させた時の磁束密度 B (T) の変化示したものである。

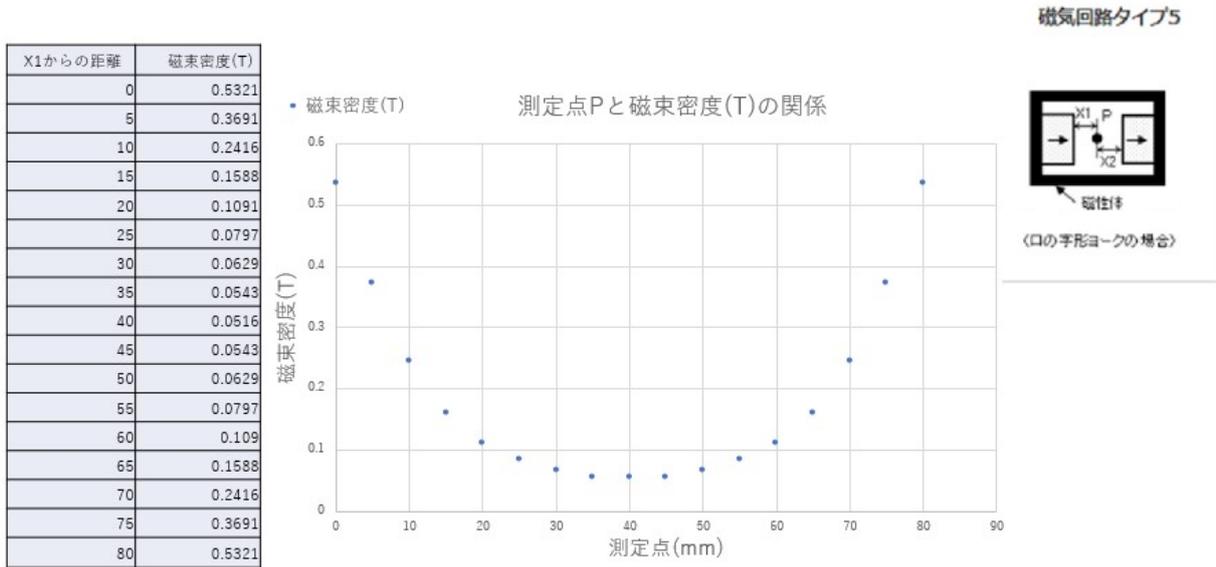


図 2.12 計算ツールを用いた結果

計算ツールを用いた結果、 $X_1 + X_2 = 80.00\text{mm}$ となるように磁石を向き合わせて置いた場合、 $X_1 = X_2 = 40.00\text{mm}$ の点における磁束密度 $B = 0.0516\text{(T)}$ となる事が分かった。

次に N-45 のネオジウム磁石が作る磁場で μ 粒子が横に 0.1(m) 曲がり、メインシンチレーターに入射するために、磁石とメインシンチレーターの距離がどれほど必要かを幾何学的に計算した。磁石間の磁束密度の平均値は $0.19 \pm 0.04\text{(T)}$ より、計算に用いる磁束密度は $B = 0.1\text{(T)}$ としている。、磁石とメインシンチレーターの距離 $b\text{(m)}$ を求めるため、以下の図 2.5 のように考えた。

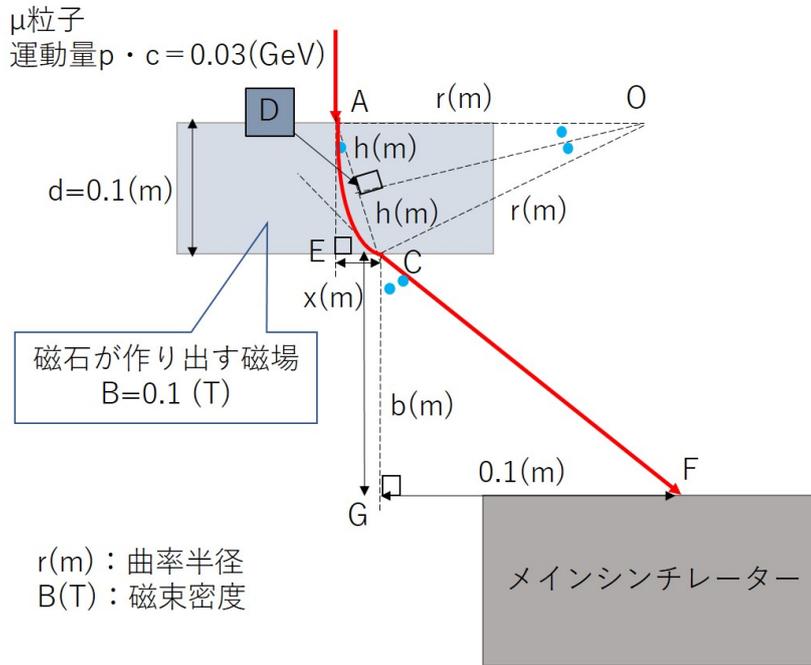


図 2.13 計算に用いた模式図

粒子にかかる力のつり合いから

$$qvB = \frac{m}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \frac{v^2}{r} \quad (2.1)$$

$c \gg v$ より、

$$r(\text{m}) = \frac{mv}{qB} = \frac{p \cdot c(\text{GeV})}{qBc} \quad (2.2)$$

$p \cdot c = 1(\text{GeV}) \simeq 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19}(\text{J})$ のとき、曲率半径 r は、

$$r(\text{m}) \simeq \frac{p \cdot c(\text{GeV})}{0.3B(\text{T})} \quad (2.3)$$

となる。ここにおいて、 q : 粒子の電気量 (C)、 m : 粒子の質量 (kg)、 v : 粒子の速さ (m/s)、 B : 磁束密度 (T)、 c : 光速 (m/s) である。式 (2.3) に、 $p \cdot c = 0.03(\text{GeV})$ 、 $B = 0.1(\text{T})$ を代入すると、曲率半径 $r = 1(\text{m})$ となる。次に、 $\triangle OAD$ において、 $\sin \alpha = \frac{h}{r}$ 、 $\triangle ACE$ において、 $\cos \alpha = \frac{d}{2h}$ を連立させて α について解くと、

$$\alpha = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left(\frac{d}{r} \right)$$

となる。 $d = 0.1(\text{m})$ 、 $r = 1(\text{m})$ のとき、角度 α は、

$$\alpha \simeq 0.05(\text{rad})$$

となる。ここで角度 α とは、図 2.5 における (\cdot) のことである。

$\alpha \simeq 0.05(\text{rad})$ のとき、 $\triangle ACE$ において、 $\tan \alpha = \frac{x}{d} \Leftrightarrow x(\text{m}) = d \tan \alpha$ より、線分 EC は、

$x \simeq 0.005(\text{m})$ となる。また、 $\triangle CGF$ において $\tan 2\alpha = \frac{0.1}{b} \Leftrightarrow b(\text{m}) = \frac{0.1}{\tan 2\alpha}$ より、線分 GF は、 $b \simeq 1.00(\text{m})$ となる。

このことより、磁石とシンチレーションカウンターを 1m 以上離して設置すると、 μ^- のみを区別してメインシンチレーター内に取り入れられると分かった。以上のことより、使用する磁石とセットアップの様子が実現可能であると考えた。

本実験で用いた磁石と純鉄ヨークは 2.5 の通りである。

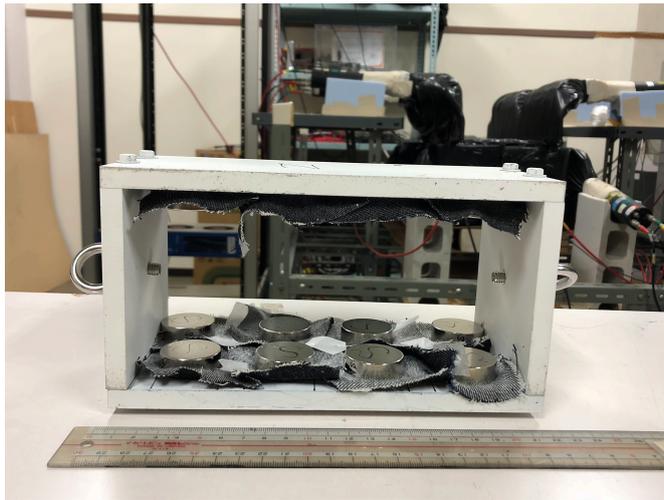


図 2.14 磁石をつけたヨーク

N-45 のネオジウム磁石合計 16 個を上下 2 段横 4 列で向き合わせて用いた。磁石はヨークに磁石の力のみでついている。純鉄のヨークは、厚さ 10mm で、内側の長さが縦 200mm、横 100mm である。

磁石をつけたヨーク内外の磁束密度をテスラメーターを用いて測定した。測定は下図の上面図において、各丸点から外に向かって 1cm 間隔、内側の各矢印方向に 1cm 間隔で、側面図において、丸点から上に 1cm 間隔で測定した。厚み 10cm のヨークにおいて、上面図について測定した際の深さは 5cm である。

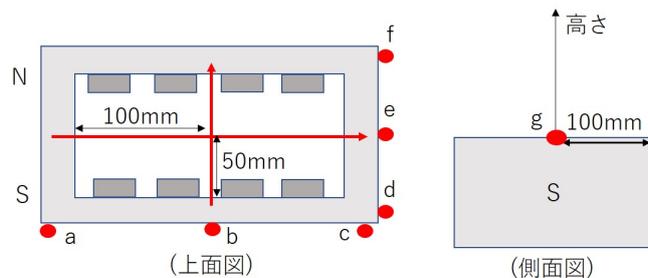


図 2.15 磁束密度を計測

その結果を表にまとめたものが以下である。

表 2.3 ヨークの丸点から外へ測定した結果

	a(mT)	b(mT)	c(mT)	d(mT)	e(mT)	f(mT)
0(cm)	2.1	1.6	2.1	0.5	0.9	4.8
1(cm)	1.9	1.5	1.7	1.1	0.9	0.4
2(cm)	1.5	1.3	1.5	1.0	0.8	0.0
3(cm)	0.9	0.9	1.1	0.7	0.7	0.0
4(cm)	0.8	0.8	0.9	0.7	0.6	0.0

表 2.4 ヨークの内側の矢印方向 (左端を 0cm とおく) に測定した結果 (横方向)

距離 (cm)	磁束密度 (mT)	距離	磁束密度	距離	磁束密度	距離	磁束密度
0	9.3	6	73.1	12	83.0	18	52.6
1	31.2	7	80.7	13	79.3	19	30.2
2	47.0	8	81.8	14	73.0	20	7.3
3	56.7	9	79.3	15	69.6		
4	60.6	10	78.7	16	64.9		
5	64.0	11	86.0	17	60.9		

表 2.5 ヨークの内側の矢印方向 (下端を 0cm とおく) に測定した結果 (縦方向)

距離 (cm)	磁束密度 (mT)	距離 (cm)	磁束密度 (mT)
0	155.5	6	76.6
1	126.5	7	61.9
2	7.8	8	16.4
3	56.5	9	78.5
4	74.2	10	129.1
5	78.9		

表 2.6 上方向に測定した結果

距離 (cm)	磁束密度 (mT)	距離 (cm)	磁束密度 (mT)
0	52.4	5	3.1
1	16.5	6	2.1
2	12.4	7	1.7
3	6.9	8	1.4
4	4.5	9	0.8

ヨーク外にはほとんど磁場は漏れていないと言う事がわかった。全体のセットアップについては、図 2.5 である。

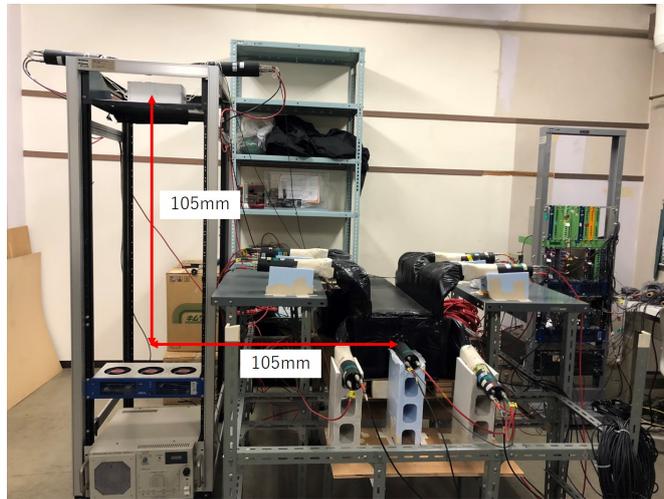


図 2.16 全体のセットアップ

磁石の設置する方向を変化させることにより、メインシンチレーター内に μ^+ と μ^- 粒子を区別して入射することができる。図 2.5 において手前側が S 極のときは μ^- 粒子が、N 極のときは μ^+ 粒子がメインシンチレーター内に入射することがローレンツ力 $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ よりわかる。ここで、 q は粒子の電荷、 \mathbf{v} は入射粒子の速度、 \mathbf{B} は磁石が作る磁束密度のことである。

2.6 エレクトロニクスのセットアップ

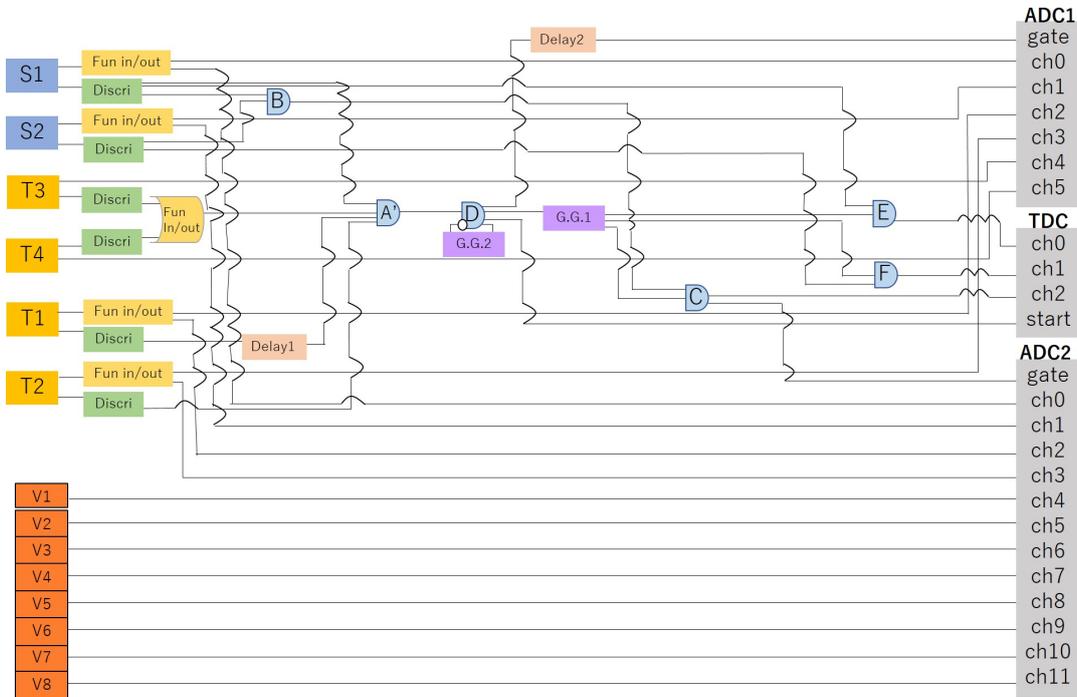


図 2.17 エレクトロニクスの全体図

上図はセットアップ全体のエレクトロニクスである。本実験では、ADC2 台、TDC 1 台を使用した。ADC1(μ) は μ 粒子のエネルギー測定、ADC2(e) は μ 粒子が静止後放出する電子のエネルギー測定、TDC は μ 粒子の寿命測定する目的でセットした。それぞれについてのエレクトロニクスについては以下で詳しく説明する。

2.6.1 μ 粒子の寿命測定 (TDC のセットアップ)

μ 粒子の寿命を測定するために、TDC の start には μ 粒子がメインシンチレーター内に入射した時の信号を、stop には μ 粒子が静止後、崩壊して電子を放出した時の信号を入力する。start 信号には ADC1(μ) の gate 信号と同様の信号を、stop 信号には ADC2(e) の gate 信号と同様の信号を入力している。以下に回路図とパルスのロジック図を示す。

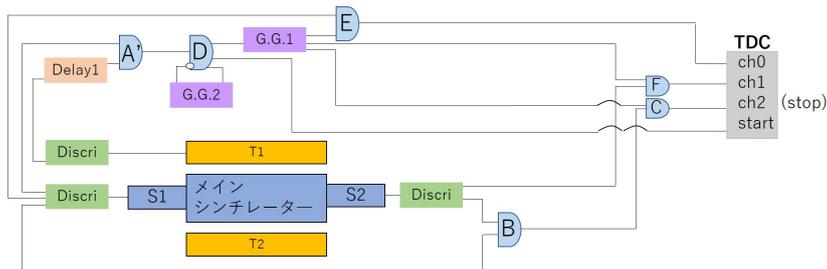


図 2.18 TDC の回路図

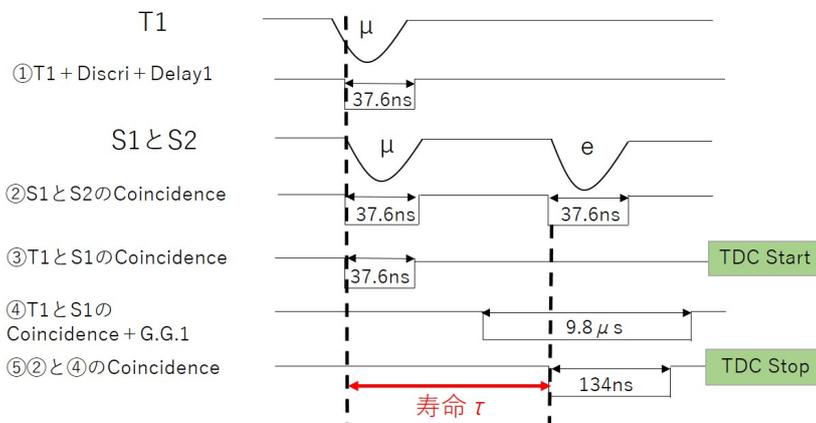


図 2.19 TDC のロジック図

2.6.2 入射した μ 粒子のエネルギー測定 (ADC1 (μ) のセットアップ)

μ 粒子がメインシンチレーター内に入射した時の信号を ADC で測定するために、ADC1(μ) の gate に入力するアナログ信号を作成する。以下に回路図とパルスのロジック図を示す。

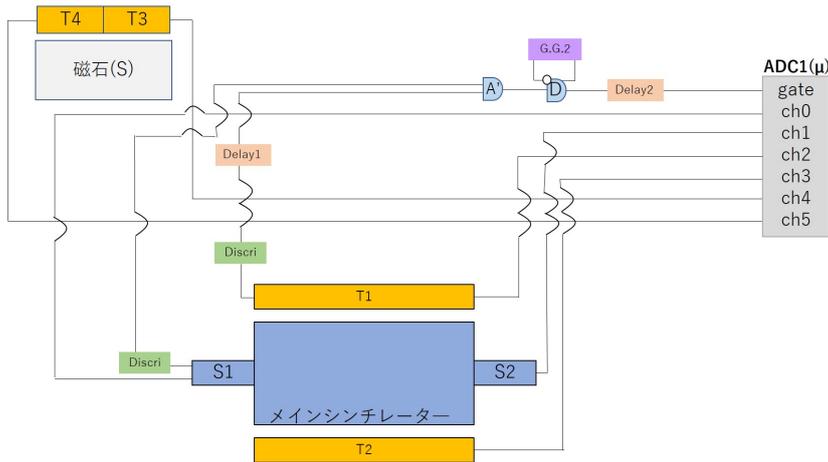


図 2.20 ADC1(μ) の回路図

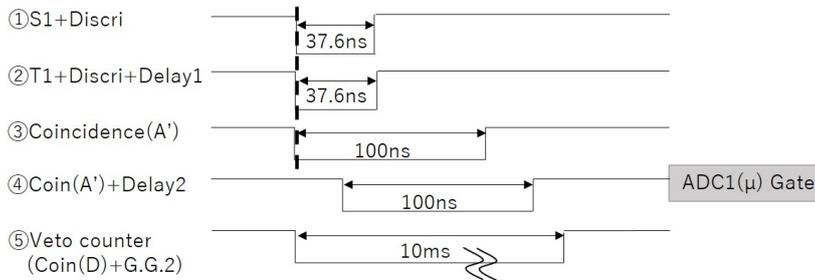


図 2.21 ADC1(μ) のロジック図

CoincidenceD は Veto カウンターの役割をしており、この Veto カウンターが開いている約 10ms の間は次の μ 粒子が入射した信号を受け付けない。これは、ADC のデータ収集中に次の信号が発生しないための対策である。

2.6.3 入射した μ 粒子が静止後、崩壊して生成された電子のエネルギー測定 (ADC2 (e) のセットアップ)

μ 粒子がメインシンチレーター内に入射後、静止、崩壊して放出した電子の信号を ADC で測定するために、ADC2(e) の gate に入力するアナログ信号を作成する。以下に回路図とパルスのロジック図を示す。

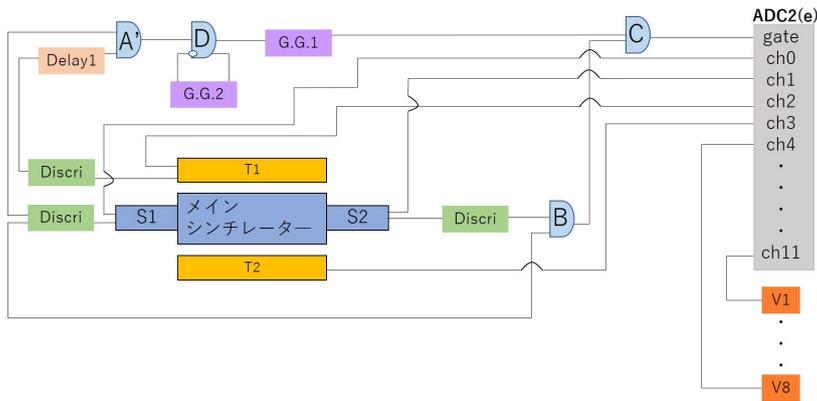


図 2.22 ADC2(e) の回路図

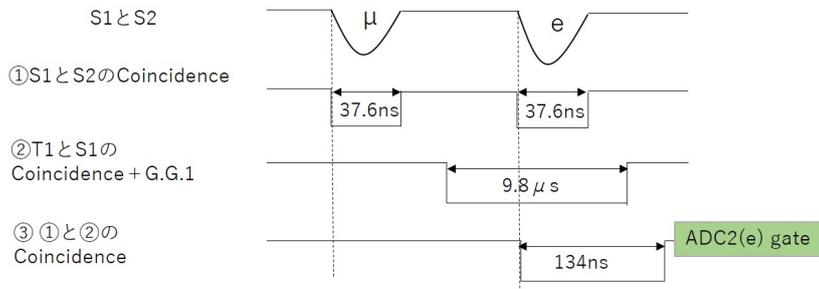


図 2.23 ADC2(e) のロジック図

第 3 章

μ 粒子の寿命測定

μ 粒子崩壊の時間的振る舞いは放射性崩壊の指数関数法則に従う。本実験ではこの法則を用いて μ 粒子の寿命を測定する。

1 個の粒子が単位時間あたりに崩壊する確率を λ とし（これを崩壊定数という）、今、ある時間 t に存在する $N(t)$ 個の粒子が独立した粒子の集合とすると、微小時間 dt の間に崩壊する粒子の個数 dN は次式で表される。

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (3.1)$$

式(3.1)を積分する。

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} &= -\lambda \int_{t_0}^t dt \\ [\ln N]_{N_0}^N &= -\lambda [t]_{t_0}^t \\ \frac{N}{N_0} &= e^{-\lambda(t-t_0)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$t=0$ のとき、式 (3.2) は、

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.3)$$

となる。 $N(t)$ は時刻 t で崩壊せずに残っている粒子の数、 N_0 は初期時刻 t_0 での粒子の個数である。ここで、時刻 $t \rightarrow t+dt$ の間の微小時間 dt で崩壊する粒子の個数は式 (3.1) で表されるので、 N_0 個全ての粒子の生存時間を足し上げると次式となる。

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

よって、 μ 粒子の平均生存時間 L/N_0 、すなわち粒子の平均寿命 τ は

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{L}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \\ \lambda &= \frac{1}{\tau}\end{aligned}\quad (3.4)$$

である。これを式 (3.3) に代入すると、

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.5)$$

が得られる。式 (3.5) を図 3 に示す。

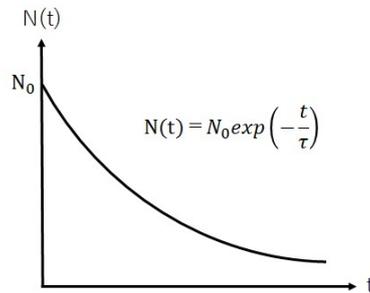


図 3.1 放射性崩壊の図

また、式 (3.5) を t で微分すると、単位時間当たりの崩壊数を表す式が得られる。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.6)$$

dN/dt は $t \rightarrow t+dt$ の間に N 個の粒子が $N+dN$ 個に減少したことを表すので、 dN は負である。 $t \rightarrow t+dt$ の間に崩壊した粒子の個数を $dN_{\text{崩壊}}$ とすると、 $dN_{\text{decay}} = -dN$ なので式 (3.6) は

$$\frac{dN_{\text{decay}}}{dt} = \frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.7)$$

となる。 μ 粒子がシンチレーターに入射、内部で静止後、崩壊して電子を放出するまでの時間を TDC(Time-to-Digital Converter) で測定することで得られる TDC 分布が式 (3.7) に従っている。実験で得た TDC 分布を実験式

$$f(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.8)$$

で Fit することにより平均寿命 τ が算出できる (A は定数)。図 3 は式 (3.7) 及び TDC 分布の概形である。

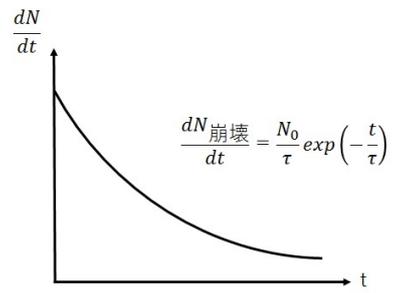


图 3.2 TDC 分布の概形図

3.1 μ 粒子の寿命測定 (電荷の区別なし)

3.1.1 原理

イベントの選定

μ 粒子の寿命測定においてデータを使用するイベントは「 μ 粒子がメインシンチレーター内で崩壊したイベント」である。実験で取得した全 20,468,604 イベントのうち、次の条件に合うイベントを選定する。

電荷の区別なしの μ 粒子の測定に用いた装置の模式図は以下のようなものである。

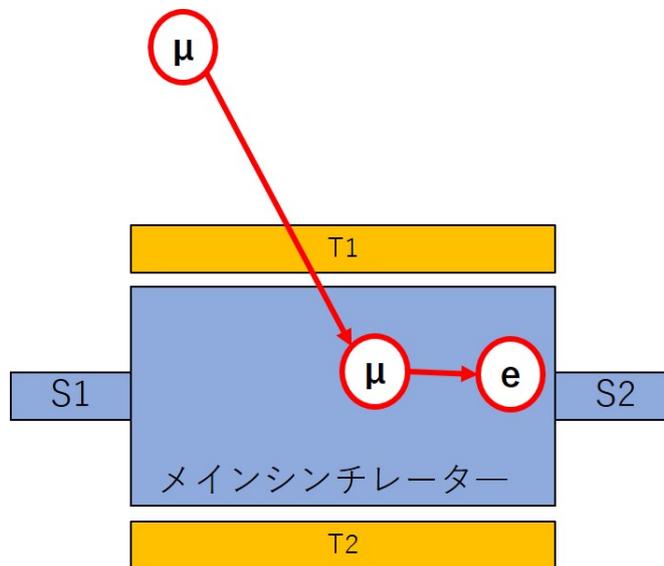


図 3.3 μ 粒子の寿命測定 (電荷の区別なし) の模式図

選定条件

条件の選出方法

1. μ 粒子がメインシンチレーターに入射

T1,S1 コインシデンスが ON になっている。すなわちデータ取得できている。

T1 を μ 粒子が通過した時に、ADC1(μ) で取得した T1 の値 (mut1 と呼ぶ) が、カウンターになっているとみなす値を上回っているイベントである。mut1 のヒストグラムを図 3.1.1 に示す。ここから、mut1>500 のとき、T1 を μ 粒子が通過したとみなす。

2. μ 粒子がメインシンチレーターで崩壊

メインシンチレーター内で電子が放出される。つまり ADC2(e) で取得した S1 の値 (以下 es1 と呼ぶ) が、カウンターになっているとみなす値を上回っているイベントである。es1 のヒストグラムを図??に示す。

ここから、 $es1 > 150$ のとき、メインシンチレーター内で μ 粒子が崩壊したとみなす。

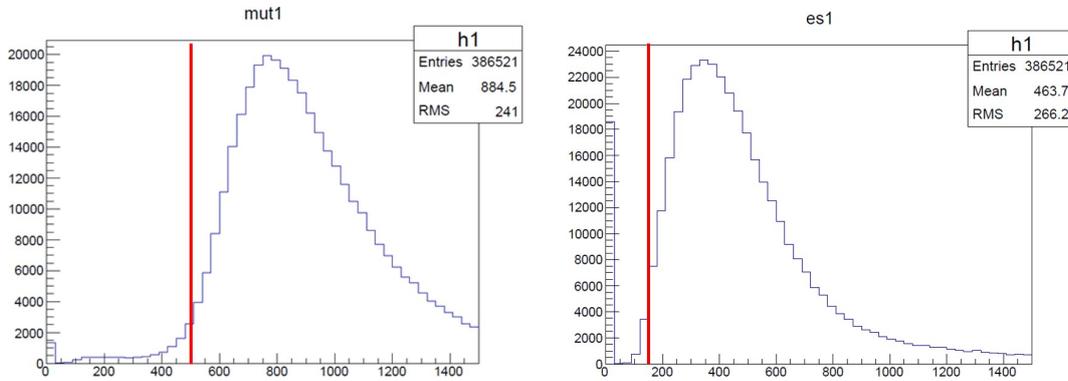


図 3.4 mut1,es1 の ADC 分布

3. TDC がタイムアウトしていない

TDC がタイムアウトした時、戻り値は 4000 以上の値を示す。したがって具体的な選定条件は TDC カウント数 < 4000 である。

以上 3 つの選定条件に当てはまったものは全部で 351,846 イベントである。

3.1.2 TDC の時間較正

後節で出てくる TDC 分布から得られる TDC カウント数 $p1$ を秒に換算するために、TDC カウント数と実際の時間との対応を調べる。

Clock Generator で生成したパルスのうち、1 つ目のパルスを start 信号、ある時間だけ delay させた 2 つ目のパルスを stop 信号として、その間の時間を TDC で測定する。(図 3.1.2)

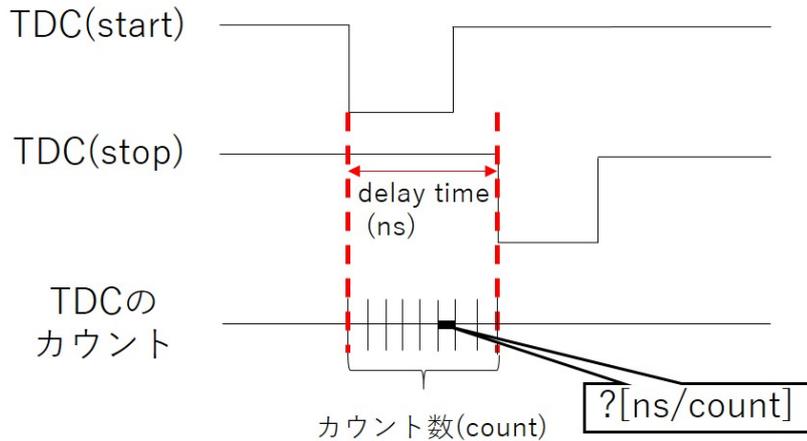


図 3.5 TDC 時間較正に用いるパルス

パルスを delay させる時間を変化させ、それに応じた TDC のカウンントの変化を見ることで、TDC の 1 カウンントあたりの時間を算出することができる。TDC の時間較正に用いたロジックを図 3.1.2 に示す。

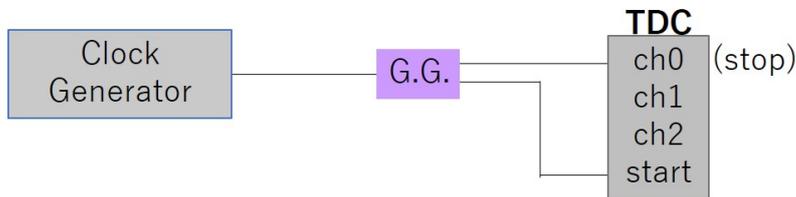


図 3.6 TDC 時間較正に用いるロジック

Gate and delay Generator (G.G.) で stop に入力する 100Hz のパルスの delay time を 500ns~5000ns まで 500ns ずつ変化させていく。delay time の系統誤差は 10ns としている。

実際に測定した delay time と TDC カウンント数の関係を以下に示す。このカウンント数は 1000 イベントのデータの平均値である。この結果を縦軸を delay time、横軸を TDC のカウンント数としてグラフにしたものが図 3.1.2 である。

delay time[ns]	500±10	1000±10	1500±10	2000±10	2500±10
TDC[count]	101.53±0.02	203.21±0.02	302.77±0.02	401.38±0.02	501.148±0.015
	3000±10	3500±10	4000±10	4500±10	5000±10
	602.767±0.018	702.083±0.015	802.325±0.016	899.278±0.017	1002.02±0.016

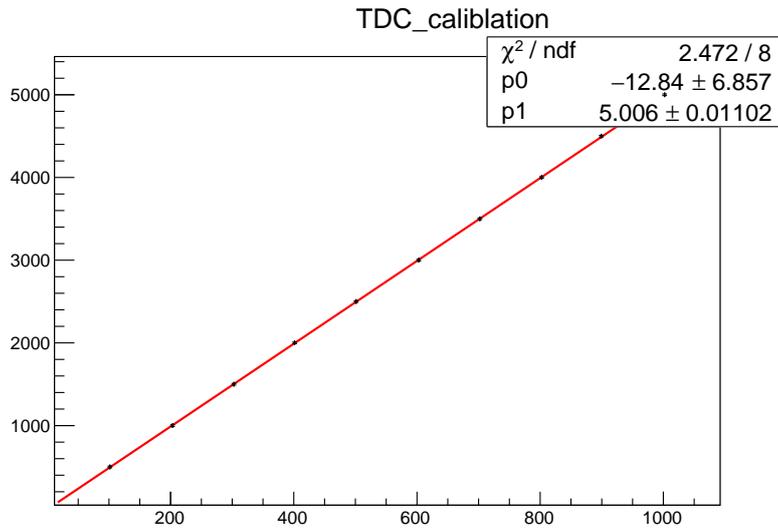


図 3.7 TDC 時間較正

図 3.1.2 から delay time と TDC のカウント数は比例関係にあると分かる。線形近似 $y=ax+b$ (x,y は変数、 a,b は定数) のパラメータ a,b は、それぞれ図 3.1.2 の統計ボックス内に表示された p_1, p_0 に対応する。よって a,b は

$$a=5.006\pm 0.011$$

$$b=-12.84\pm 6.857$$

となった。傾き a は TDC の 1 カウントあたりの時間 α に相当する。よって、

$$\alpha = 5.006 \pm 0.011 \quad (3.9)$$

と求められる。これより、 μ 粒子の寿命 τ は、

$$\tau[\text{ns}] = p_1[\text{count}] \times \alpha[\text{ns/count}] \quad (3.10)$$

ここでの $p_1[\text{count}]$ は、後節で出てくる TDC 分布を Fit した結果得られる値である。

3.2 μ^- 粒子の寿命測定 (電荷の区別あり)

3.2.1 原理

ローレンツ力

磁石を置いたことにより、メインシンチレーター内に μ^+ 、 μ^- 粒子のどちらが入射されているのかを考える。

ローレンツ力は以下の式である。

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.11)$$

ここで、 \mathbf{F} は粒子にかかる力、 q は粒子の電荷、 \mathbf{v} は入射粒子の速度、 \mathbf{B} は磁石の作る磁束密度である。本実験の簡略図は以下の通りである。

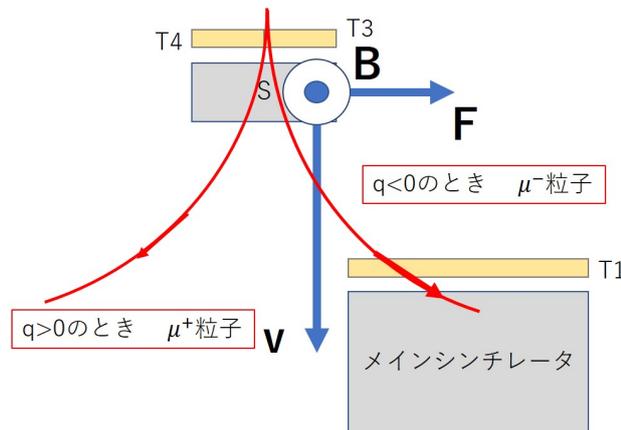


図 3.8 装置の簡略図

$q > 0$ のとき、力 F は上図において左向きにかかり、 $q < 0$ のとき、力 F は右向きにかかる。つまり、本実験においてメインシンチレーター内に入射しているのは μ^- 粒子であると分かる。

イベントの選定

前章で選定した「 μ 粒子がメインシンチレーター内で静止し、崩壊したイベント」351,846 イベントの内、「磁石を通過した μ^- 粒子の内、メインシンチレーター内で静止し、崩壊したイベント」を選定する。そのために定めた条件は以下の通りである。

電荷の区別ありの μ 粒子の測定に用いた装置の模式図は以下のようなものである。

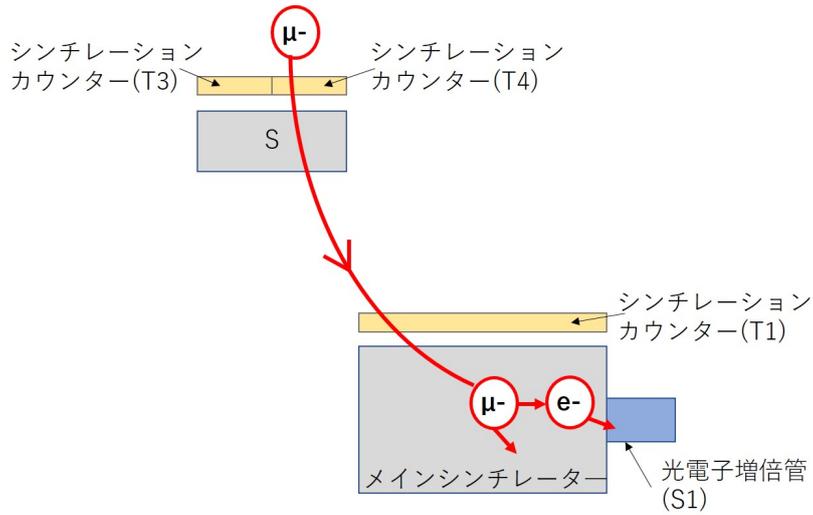


図 3.9 μ 粒子の寿命測定 (電荷の区別あり) の模式図

選定条件

条件の選出方法

1. μ 粒子が T3 あるいは T4 を通過
2. μ 粒子がメインシンチレーターに入射
T1,S1 コインシデンスが ON になっている。すなわちデータ取得できている。
前節より、本実験では、メインシンチレーター内に μ^- 粒子が入射している。
3. 以降は前章の選定条件の 2. 3. と同様。

選定には、T3、T4 の ADC 分布を用いた。以下が T3、T4 の ADC 分布である。これは 2019/1/10~1/24 まで計 311 時間測定したデータである。縦軸は log スケールである。

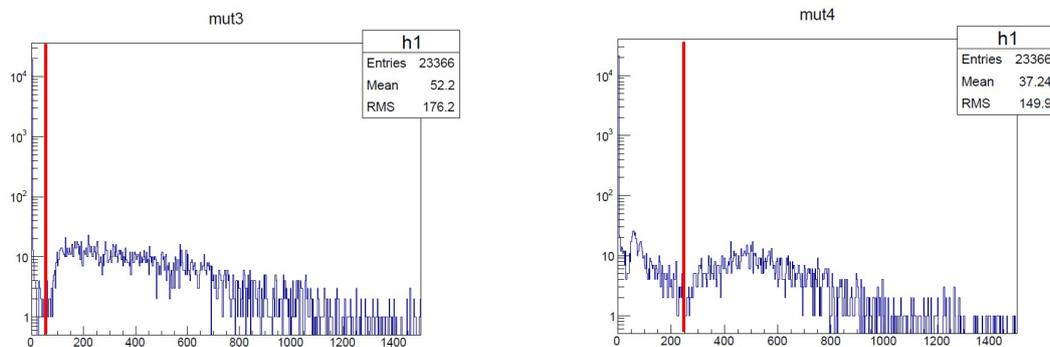


図 3.10 T3,T4 の ADC 分布

以上のグラフより、 $T3 > 50, T4 > 250$ のときに μ 粒子が通過したと考えられる。
以上の選定条件全てに当てはまったものは全部で 860 イベントである。

3.3 結果

3.3.1 μ 粒子の TDC 分布 (電荷の区別なし)

μ 粒子の TDC 分布 (電荷の区別なし) は、以下の様である。

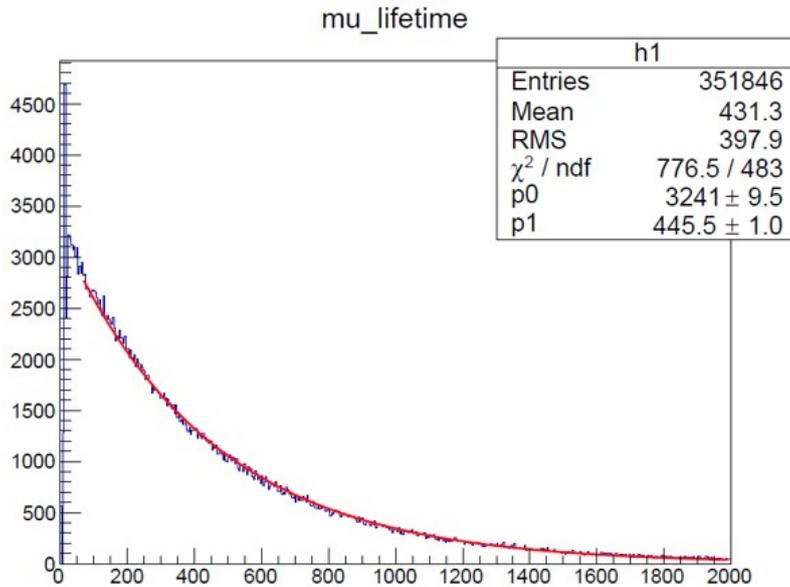


図 3.11 μ 粒子の TDC 分布 (電荷の区別なし)

この TDC 分布は、放射性崩壊の指数関数分布 (式 3.7)

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = \frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

に従うので、 $N_0/\tau=p_0, \tau=p_1$ とした、

$$y(t) = p_0 \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) \quad (3.12)$$

で Fit を行った。ここで、 N_0 は初期時刻での粒子の個数、 τ は粒子の平均寿命である。式から分かるように、Fit で得られる p_1 が μ 粒子の寿命 τ と対応している。式 (3.12) を Fit 関数として Fit した結果得られた p_1 は、

$$p_1 = 445.5 \pm 1.0 [\text{count}]$$

である。TDC の時間較正により得た $\alpha = 5.006 \pm 1.0 [\text{ns/count}]$ を用いて、式 (3.10) $\tau [\text{ns}] = p_1 [\text{count}] \times \alpha [\text{ns/count}]$ より、 μ 粒子の寿命を求める。

$$\begin{aligned}
\text{寿命}\tau[\text{ns}] &= p_1[\text{count}] \times \alpha[\text{ns/count}] \\
&= 445.5 \times 5.006 \\
&= 2230.173[\text{ns}] \\
&= 2.230173[\mu\text{s}]
\end{aligned}$$

伝播誤差より、

$$\begin{aligned}
\frac{\delta\tau}{\tau} &= \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_1}{p_1}\right)^2} \\
&= \sqrt{\left(\frac{0.011}{5.006}\right)^2 + \left(\frac{1.0}{445.5}\right)^2} \\
&\doteq 0.003 \\
&= 0.3\% \\
\therefore \Delta\tau &= 2.230173 \times 0.003 \doteq 0.007
\end{aligned}$$

よって、 μ 粒子の寿命 (電荷の区別なし) は、

$$\tau_\mu = 2.230 \pm 0.007 [\mu\text{s}]$$

である。

ここで、TDC 分布の Fit 関数の精度についてみていく。 χ^2 は以下の式で与えられる。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=N} \frac{(y_i - f(x_i))^2}{\delta y_i^2}$$

ここで、 x_i は bin の中心値、 y_i は各 bin の計数、 $f(x_i)$ は x_i における期待値、 δy_i は y_i の誤差である。この χ^2 を自由度 ndf で割った値が 1 に近づくと、うまく Fit 出来ているといえる。 μ 粒子の TDC 分布 (電荷の区別なし) を式 (3.12) で Fit したときの値は、

$$\frac{\chi^2}{\text{ndf}} = \frac{776.5}{483} = 1.6076 \dots$$

である。もう少し Fit の精度が上がるように、後で Fit 関数について検討を行う。

3.3.2 μ^- 粒子の TDC 分布 (電荷の区別あり)

次に、前節と同様に、 μ^- 粒子の TDC 分布 (電荷の区別あり) についてもみていく。TDC 分布は以下の様である。

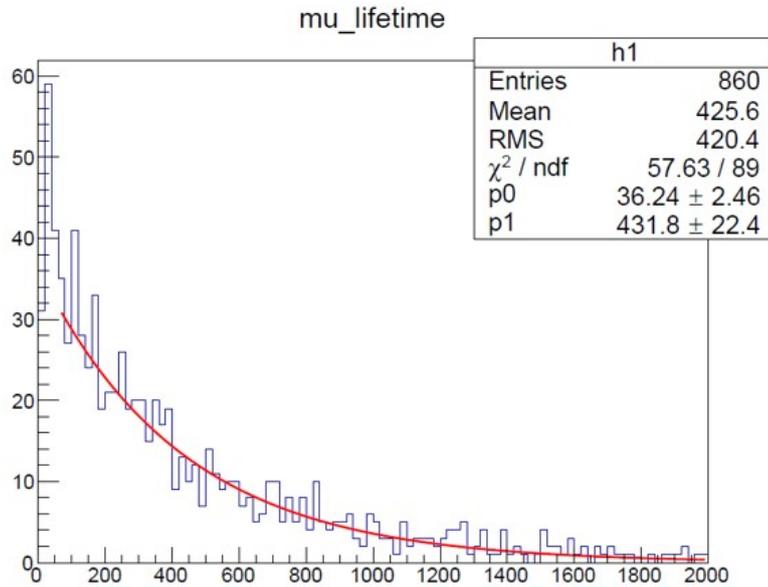


図 3.12 μ^- 粒子の TDC 分布 (電荷の区別あり)

この TDC 分布に関しても、先程と同様の Fit 関数 (式 3.12) で Fit を行った。Fit した結果得られた p_1 は、

$$p_1 = 431.8 \pm 22.4[\text{count}]$$

である。TDC の時間較正により得た $\alpha = 5.006 \pm 1.0[\text{ns/count}]$ を用いて、式 (3.10) $\tau[\text{ns}] = p_1[\text{count}] \times \alpha[\text{ns/count}]$ より、 μ 粒子の寿命を求める。

$$\begin{aligned} \text{寿命 } \tau[\text{ns}] &= p_1[\text{count}] \times \alpha[\text{ns/count}] \\ &= 431.8 \times 5.006 \\ &= 2161.5908[\text{ns}] \\ &= 2.1615908[\mu\text{s}] \end{aligned}$$

伝播誤差より、

$$\begin{aligned} \frac{\delta\tau}{\tau} &= \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_1}{p_1}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{0.011}{5.006}\right)^2 + \left(\frac{22.4}{431.8}\right)^2} \\ &\cong 0.05 \\ &= 5\% \\ \therefore \Delta\tau &= 2.1615908 \times 0.05 \cong 0.11 \end{aligned}$$

よって、 μ 粒子の寿命 (電荷の区別なし) は、

$$\tau_{\mu^-} = 2.16 \pm 0.11 [\mu\text{s}]$$

である。

ここでも同様に TDC 分布の Fit 関数の精度についてみていく。 μ^- 粒子の TDC 分布 (電荷の区別あり) を式 (3.12) で Fit したときの値は

$$\frac{\chi^2}{ndf} = \frac{57.63}{89} = 0.6475 \dots$$

である。これについては、うまく Fit できていると考える。

3.4 解析

ここでは、電荷の区別なしの μ 粒子の TDC 分布の Fit 関数の検討を行い、 μ^+ 粒子の寿命 τ_{μ^+} も求める。

電荷を区別していない μ 粒子の測定結果には、 μ^- 粒子と μ^+ 粒子の値が混在している。そのため、前節で TDC 分布を Fit した関数 (式 3.12) では、不十分であると考えた。そこで、 μ^- 粒子と μ^+ 粒子をそれぞれ独立な粒子として扱った

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = \frac{N_0^+}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \frac{N_0^-}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) \quad (3.13)$$

をもとにし、 $\frac{N_0^+}{\tau_{\mu^+}} = p_0, \tau_{\mu^+} = p_1, \frac{N_0^-}{\tau_{\mu^-}} = p_2, \tau_{\mu^-} = p_3$ とした、

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = p_0 \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + p_2 \exp\left(-\frac{t}{p_3}\right) \quad (3.14)$$

とする。上式の p_3 には、 μ^- 粒子の測定で得た結果である $p_3 = 431.8$ を定数として代入し、Fit 関数を以下の式とした。

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = p_0 \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + p_2 \exp\left(-\frac{t}{431.8}\right) \quad (3.15)$$

しかし、パラメーターが多く、うまく Fit できなかったため、 μ 粒子のフラックス比に着目し、パラメーターを減らした。今回は、(I) $\frac{\mu^+}{\mu^-} = 2, (II) \frac{\mu^+}{\mu^-} = 1.25, (III) \frac{\mu^+}{\mu^-} = 1$ の 3 つのフラックス比について Fit を行い寿命の違いをみた。

3.4.1 (I) フラックス比 $\frac{\mu^+}{\mu^-} = 2$ のとき

μ^+ 粒子が μ^- 粒子の 2 倍あるとしたとき、式 3.15 の $p_2 = 0.5p_0$ となるので、Fit 関数は、

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = p_0 \left\{ \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + 0.5 \exp\left(-\frac{t}{431.8}\right) \right\} \quad (3.16)$$

である。式から分かるように、式 3.16 の p_1 が μ^+ 粒子の寿命 τ_{μ^+} と関係している。式 3.16 で Fit した TDC 分布は以下の様である。

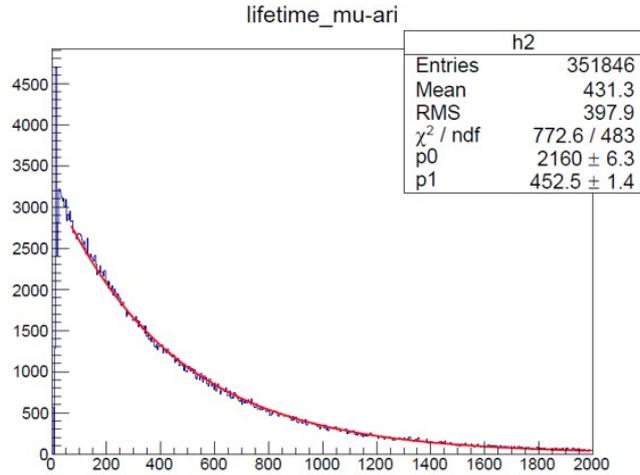


図 3.13 フラックス比 2 のとき

Fit の精度は、

$$\frac{\chi^2}{ndf} = \frac{772.6}{483} = 1.599\dots$$

となり、式 3.12 で Fit したときより少しだけ精度があがった。

TDC 分布から得られた p_1 は、

$$p_1 = 452.5 \pm 1.4[\text{count}]$$

である。TDC の時間較正により得た $\alpha = 5.006 \pm 1.0[\text{ns/count}]$ を用いて、 μ^+ 粒子の寿命を求めた結果は、

$$\tau_{\mu^+} = 2.265 \pm 0.009[\mu\text{s}] \quad (3.17)$$

である。

3.4.2 (II) フラックス比 $\frac{\mu^+}{\mu^-}=1.25$ のとき

同様に、フラックス比が 1.25 であるとしたとき、式 3.15 の $p_2=p_0$ となるので、Fit 関数は、

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = p_0 \left\{ \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + 0.8 \exp\left(-\frac{t}{431.8}\right) \right\} \quad (3.18)$$

である。式から分かるように、式 3.18 の p_1 が μ^+ 粒子の寿命 τ_{μ^+} と関係している。式 3.18 で Fit した TDC 分布は以下の様である。

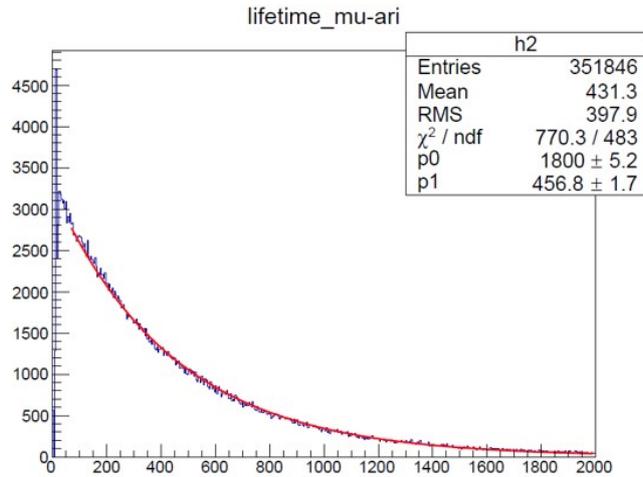


図 3.14 フラックス比 1.25 のとき

Fit の精度は、

$$\frac{\chi^2}{\text{ndf}} = \frac{770.3}{483} = 1.594\dots$$

となり、式 3.12 で Fit したときより少しだけ精度があがった。

TDC 分布から得られた p_1 は、

$$p_1 = 456.8 \pm 1.7[\text{count}]$$

である。TDC の時間較正により得た $\alpha = 5.006 \pm 1.0[\text{ns/count}]$ を用いて、 μ^+ 粒子の寿命を求めた結果は、

$$\tau_{\mu^+} = 2.287 \pm 0.009[\mu\text{s}] \quad (3.19)$$

である。

3.4.3 (III) フラックス比 $\frac{\mu^+}{\mu^-}=1$ のとき

同様に、フラックス比が 1 であるとしたとき、式 3.15 の $p_2=p_0$ となるので、Fit 関数は、

$$\frac{dN_{\text{decay}}}{dt} = p_0 \left\{ \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + \exp\left(-\frac{t}{431.8}\right) \right\} \quad (3.20)$$

である。式から分かるように、式 3.20 の p_1 が μ^+ 粒子の寿命 τ_{μ^+} と関係している。式 3.20 で Fit した TDC 分布は以下の様である。

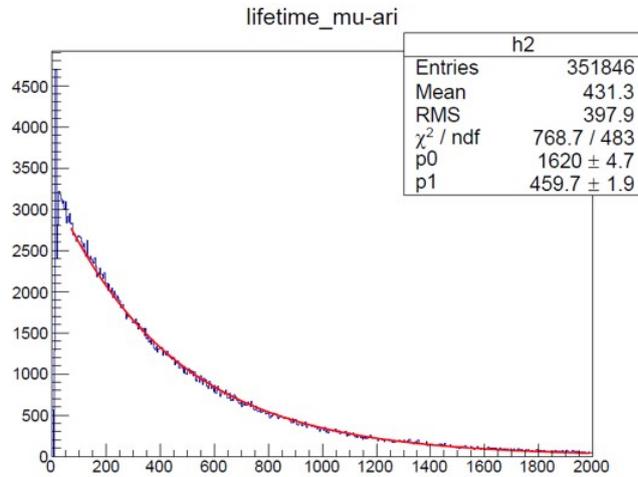


図 3.15 フラックス比 1 のとき

Fit の精度は、

$$\frac{\chi^2}{\text{ndf}} = \frac{768.7}{483} = 1.591\dots$$

となり、式 3.12 で Fit したときより少しだけ精度があがった。

TDC 分布から得られた p_1 は、

$$p_1 = 459.7 \pm 1.9[\text{count}]$$

である。TDC の時間較正により得た $\alpha = 5.006 \pm 1.0[\text{ns/count}]$ を用いて、 μ^+ 粒子の寿命を求めた結果は、

$$\tau_{\mu^+} = 2.301 \pm 0.012[\mu\text{s}] \quad (3.21)$$

である。

第 4 章

まとめ

以下の表に各寿命と、 χ^2/ndf の値をまとめる。

	寿命 [μs]	χ^2/ndf
τ_{μ} (電荷の区別なし)	2.230 ± 0.007	$776.5/483=1.607\dots$
τ_{μ^-} (電荷の区別あり)	2.16 ± 0.11	$57.63/89=0.647\dots$
$\tau_{\mu^+}(\frac{\mu^+}{\mu^-} = 2 \text{ のとき})$	2.265 ± 0.009	$772.6/483=1.599\dots$
$\tau_{\mu^+}(\frac{\mu^+}{\mu^-} = 1.25 \text{ のとき})$	2.287 ± 0.009	$770.3/483=1.594\dots$
$\tau_{\mu^+}(\frac{\mu^+}{\mu^-} = 1 \text{ のとき})$	2.301 ± 0.012	$768.7/483=1.591\dots$

磁石を用いて電荷を区別すると、電荷を区別しない場合に比べて、メインシンチレータ一内に入射する粒子の数が約 0.4% となる。そのため、データを集めるためには多くの時間を要することが分かった。磁石を張り付けたヨークの数を増やすことにより収集できる μ 粒子の量が増える。今回は、電荷の区別をした μ^- 粒子の測定の統計が少ないため、寿命が文献値と誤差の範囲内で一致しなかったが、電荷の区別なしの μ 粒子の寿命については 0.35% と非常に高い精度で測定することが出来た。ここで文献値は、真空中の μ^+ 粒子の寿命 $\tau_{\mu^+}=2.19703 \pm 0.000021[\mu\text{s}]$ と、 μ^- 粒子の寿命 $\tau_{\mu^-}=2.020 \pm 0.02[\mu\text{s}]$ である。寿命 (測定値)-寿命 (文献値)/測定誤差を計算した結果は、電荷の区別なしの μ 粒子については 0.016485、電荷の区別ありの μ^- 粒子については 1.2727... であった。この結果は 3σ 以内でよくあっているといえる。また、 μ^+ 粒子の寿命を求める際に用いた Fit 関数も μ^- 粒子の測定結果を用いているため、寿命が文献値と誤差の範囲内で一致しなかった。今後、電荷を区別した μ^- 粒子の測定の統計をあげることにより、それぞれの寿命の精度が上がると思われる。

今後考えていかなければならないことを以下で示す。磁石を用いて電荷を区別した時にメインシンチレータ一内に入射された μ 粒子は、本実験では全て μ^- 粒子であるとしたが、実際には μ^+ 粒子も入ってきていると考えられる。このことを確かめ、またどれくらいの割合で μ^- 粒子と μ^+ 粒子が入射しているのかを確かめるために、磁石で電荷を区別し

た μ^+ 粒子の測定の統計をあげると良いと考える。そして、その結果をもとにし Fit 関数の検討をさらに行うことにより、寿命の精度が上がると考える。

謝辞

卒業研究を進めるにあたり、お忙しい中熱心にご指導してくださいました林井先生をはじめ、様々なご指摘をくださいました宮林先生、優しいお声かけをくださいました下村先生、研究の進捗を気にかけてくださいました蜂谷先生、そしてプログラムや装置について教えてくださいました先輩方に深く感謝しております。本当にありがとうございました。心より感謝と敬意を。

参考文献

- [1] 長島順清 「素粒子物理学の基礎 II」 朝倉書店 1998.
- [2] T.Suzuki and D.F.Measday, "Total nuclear capture rates for negative muons" PhysReview C, 35.2212,1987.
- [3] 池田侑加 坂本朋子 「ミュー粒子の寿命と崩壊電子エネルギースペクトラムの研究」 奈良女子大学理学部物理科学科 高エネルギー物理学研究室 卒業論文 2015.
- [4] 市川真有 他 「 μ 粒子の寿命及び崩壊電子のエネルギースペクトラムの研究」 奈良女子大学理学部物理科学科 高エネルギー物理学研究室 卒業論文 2016.
- [5] 石黒稚可子 藪内晶友美 「 μ 粒子の寿命及び放出電子のエネルギースペクトラム測定」 奈良女子大学数物科学科物理学コース 高エネルギー物理学研究室 卒業論文 2017.