

2019 年度 学部卒業論文
水中におけるミューオンの寿命測定

慶応義塾大学 理工学部 物理学科

西村研究室

永井 雄大

61614065

2020 年 1 月 28 日

目次

第1章 序論	3
第2章 原理	4
2.1 ニュートリノ	4
2.1.1 ニュートリノ振動	4
2.1.2 スーパーカミオカンデ	7
2.2 ミューオン	9
2.2.1 正ミューオンの崩壊	10
2.2.2 負ミューオンの崩壊	11
2.3 宇宙線	12
第3章 実験装置	13
3.1 荷電粒子と物質の相互作用	13
3.1.1 電離損失	13
3.1.2 電子の制動放射	15
3.2 シンチレーションカウンター	16
3.2.1 シンチレータ	17
3.2.2 光電子増倍管 (PMT)	18
3.3 データ収集系	19
3.3.1 NIM モジュール	19
3.3.2 VME モジュール	20
3.4 回路	22

第4章 測定準備	24
4.1 カウンターキャリブレーション	24
第5章 データ解析と結果	26
5.1 解析手法	26
5.2 水中での結果	28
5.3 鉄中での結果	33
5.4 アルミ中での結果	37
第6章 まとめ	41
6.1 測定結果の比較	41
6.2 改善点	41

第 1 章 序論

岐阜県飛騨市の神岡鉱山地下に位置する水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置スーパーカミオカンデでは、素粒子の 1 種であるニュートリノに関する研究が行われている。素粒子の枠組みを説明する標準理論ではニュートリノの質量は 0 であるとされていたが、1998 年、ニュートリノが飛行中にそのフレーバーを変化させる「ニュートリノ振動」という現象が観測されたことから、ニュートリノは異なる 3 種の質量固有値を持つことが明らかになった。しかし質量値の大小順番は現在も未解決であり、ニュートリノの質量階層性問題と呼ばれる。この問題を解決することで、標準理論を超えた新たな理論への重要な手がかりを得ることができる。質量値の順番を決定する手段として、大気ニュートリノ振動の解析において、ニュートリノと反ニュートリノの識別感度を向上させることが考えられている。

スーパーカミオカンデでは水を標的とし、ニュートリノと物質原子核の相互作用により生じた電子やミュオンを検出することで、ニュートリノの情報を間接的に再構成している。そのため、ニュートリノの識別感度の向上は、水中における荷電粒子の識別感度を向上させることで可能となる。

大気ニュートリノ振動の解析において、水中でのミュオンと反ミュオンの寿命 τ の違いが、ミュニュートリノと反ミュニュートリノの識別条件の 1 つになりうる。水中におけるミュオンの寿命はこれまでの研究から、以下のように求められている。

$$\begin{aligned} \text{ミュオン} : \tau &= 1.7954 \pm 0.0020 \text{ } \mu\text{s} [1] \\ \text{反ミュオン} : \tau_{PDG} &= 2.1969811 \pm 0.0000021 \text{ } \mu\text{s} [2] \end{aligned}$$

ミュオンの寿命には 2ns の誤差があり、反ミュオンに比べて精度が劣る。そこで、本研究では宇宙線ミュオンを水中で静止させてその崩壊時間を測定し、水中におけるミュオンの寿命測定を試みる。また、測定精度の検証のため、水中での測定と同様の手法を用いて、鉄とアルミ中でのミュオンの寿命測定も行う。

以下、第 2 章ではスーパーカミオカンデにおけるニュートリノ検出とミュオンの関係や、ミュオンの崩壊、宇宙線について述べる。第 3 章では粒子検出に関わる荷電粒子と物質の相互作用や実際に製作した装置、回路について述べる。第 4 章では測定準備としてカウンターキャリブレーションについて述べる。第 5 章では崩壊時間分布から寿命を求める解析手法を確認し、実際の測定結果から寿命を求める。第 6 章では本研究で得られた結果をまとめ、実験の改善点を述べる。

第2章 原理

2.1 ニュートリノ

ニュートリノは弱い相互作用にのみ反応する電荷 0、スピン 1/2 の中性レプトンであり、電子ニュートリノ ν_e 、ミューオンニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の 3 フレーバーとそれぞれの反粒子 $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$ の 6 種類からなる。

ニュートリノは 1930 年、ヴォルフガング・パウリにより原子核の β 崩壊を説明する過程で提唱された。他の物質とほとんど相互作用をしないと考えられ発見は困難を極めたが、1956 年、ライネスらによる原子炉を用いた実験ではじめてニュートリノが観測された。

2.1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが飛行中にフレーバーを周期的に変化させる現象であり、1998 年に水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置スーパーカミオカンデで初めて実証された。素粒子物理学の標準理論ではニュートリノは質量 0 として扱われてきたが、ニュートリノ振動の実証によってニュートリノは質量を持つことが明らかになった。

ニュートリノは弱い相互作用を示すフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) と質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) が混ざり合っており、フレーバー固有状態は質量固有状態の混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} と複素位相 δ を用いて以下のように表せる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$
$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad s_{ij} = \sin \theta_{ij}$$

U_{PMNS} はニュートリノの混合を表す 3×3 のユニタリー行列であり、PMNS (ポンテコルボ・牧・中川・坂田) 行列と呼ばれる。

以下では、簡単のためニュートリノは 2 フレーバー (ν_e, ν_μ) のみであると仮定する。

エネルギー E のニュートリノ ν_μ が距離 L だけ飛行したとき、 ν_e に変化する確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ 、および ν_μ である確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は次式のようになる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}/c^4) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}/c^4) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad (4)$$

ここで、 θ は質量固有状態の混合角、 m_1, m_2 はニュートリノの質量固有値を表す。ニュートリノ振動の観測実験から $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \neq 0$ であることが示され、これによりニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態は混合していること ($\theta \neq 0, -\pi/2$)、および m_1, m_2 は異なる値であること ($\Delta m^2 \neq 0$) が明らかになった。

実際のニュートリノは 3 フレーバーであるため、振動の観測実験から、式(1)の混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と位相角 δ 、および 2 つの質量 2 乗差 $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$ 、 $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$ の測定が可能である。現在では位相角 δ を除くすべてのパラメータの値が測定されている。

特に質量 2 乗差に関して、太陽ニュートリノや大気ニュートリノの振動実験などから

$$0 < \Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{32}^2| = |m_3^2 - m_2^2| \quad (5)$$

であることが示されたが、 Δm_{32}^2 の符号、すなわち m_2 と m_3 の大小は現在も未解決である。これを質量階層性問題と呼び、 m_3 が大きい場合を正常階層 ($m_1 < m_2 \ll m_3$)、小さい場合を逆階層 ($m_3 \ll m_1 < m_2$) という(図 1)。この問題を解決することで、標準理論を超えた新たな理論への重要な手がかりを得ることができると考えられている。

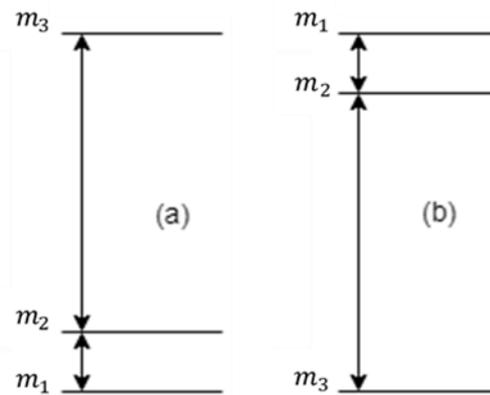


図 1 ニュートリノ質量階層性
(a) 正常階層 (b) 逆階層

質量値の順番を決定する手段として、大気ニュートリノ振動の解析において、ニュートリノと反ニュートリノの識別感度を向上させることが考えられている。大気ニュートリノとは、宇宙線（後述）が大気中の原子核と衝突することで生じる2種類のニュートリノであり、中間子の崩壊などで生じるミューオンニュートリノと、ミューオンの崩壊などで生じる電子ニュートリノからなる。



ニュートリノは物質との反応確率が極めて小さく、大気ニュートリノの多くは地球を貫通する(図 2)。従って、検出器には上部の大気で生じたニュートリノだけでなく、地球裏側の大气で生じたニュートリノも飛来する。地球裏側の大气で生じた上向き事象のニュートリノは地球内部の物質の影響を受け、ニュートリノ振動の確率が変化する。この確率変化はニュートリノの質量階層性に依存しており、ミューオンニュートリノの上向き事象において、正常階層の場合は反ミューニュートリノ、逆階層の場合はミューニュートリノの欠損が起りにくいと考えられている。従って、ニュートリノと反ニュートリノの割合を測定することで、質量階層性問題の解決へつなげると考えられる。

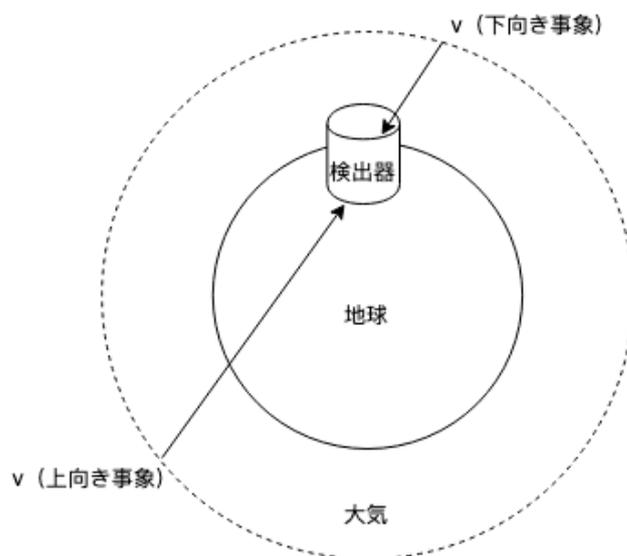


図 2 上向き・下向き事象の概略図

2.1.2 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデとは岐阜県飛騨市の神岡鉱山地下に位置する世界最大の水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置であり、5万トンの超純水を入れた直径39.3m、高さ41.4mの円柱型タンクと壁面に設置された約1万3千本の光電子増倍管という光センサなどからなる。

水中に入射したニュートリノは、酸素・水素原子核と衝突し、以下のCCQE反応を起こすことがある。

CCQE（荷電カレント準弾性散乱）反応

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (8)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (9)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (10)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (11)$$

放出された荷電粒子は水中を飛行する間、粒子の運動方向へ円錐形に広がる光を放出する。この光をチェレンコフ光という。また、放出された光を2次元平面に射影するとチェレンコフリングという円形の光分布が得られる。スーパーカミオカンデでは、ニュートリノと酸素、水素原子のCCQE反応で生じた電子、ミューオンのチェレンコフ光を測定し、光量、到達時間、チェレンコフリングのパターンなどからニュートリノの情報を再構成している。

従って、CCQE反応で生じた荷電粒子とその反粒子の割合を測定することで、ニュートリノと反ニュートリノの割合を間接的に測定することができる。電子と反電子の識別感度を向上させる解析方法はすでに確立されているが、ミューオンと反ミューオンの解析手法は現在も開発が続けられている[3]。ミューオンと反ミューオンの識別には以下の条件が検討されている(図3)。

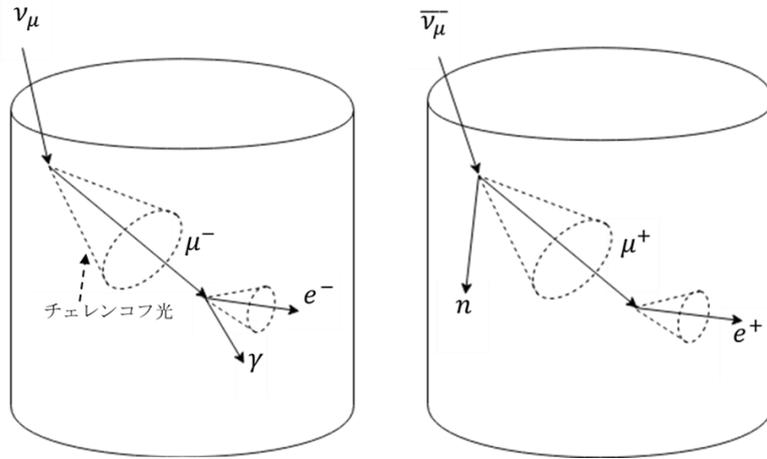


図3 水中における ν_{μ} と $\bar{\nu}_{\mu}$ の反応
円柱は水を入れたスーパーカミオカンデ検出器を表す

条件①：水中におけるミューオン、反ミューオンの寿命 τ が異なること

$$\text{ミューオン } \mu^{-} : \tau = 1.7954 \pm 0.0020 \text{ } \mu\text{s} [1] \quad (12)$$

$$\text{反ミューオン } \mu^{+} : \tau_{PDG} = 2.1969811 \pm 0.0000021 \text{ } \mu\text{s} [2] \quad (13)$$

条件②：酸素原子のミューオン捕獲反応により、ガンマ線が放出される場合があること
(詳細は 2.2.2)



条件③：反ミューニュートリノの CCQE 反応で中性子が放出されること(式(11))

そこで本研究では条件①に関して、宇宙線ミューオンを用い、水中におけるミューオンの寿命測定を試みる。

2.2 ミューオン

ミューオンはスピン 1/2 を持つ第 2 世代の荷電レプトンであり、電荷 -1 のミューオン μ^- と電荷 +1 の反ミューオン μ^+ からなる。ミューオンは 1937 年、カール・アンダーソンらによって宇宙線（後述）の中から発見された。

ミューオンの質量は

$$m_\mu = 105.6583745 \pm 0.0000024 \text{ Mev}/c^2 \quad (16)$$

であり、電子質量の約 200 倍である。また、弱い相互作用により約 2.2 μs で以下のように、電子と 2 つのニュートリノへ崩壊する。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (17)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (18)$$

弱い相互作用を記述する V-A 理論から、ミューオンの崩壊幅 Γ は

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 (m_\mu c^2)^5}{192\pi^3 (\hbar c)^6} \quad (19)$$

$$G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (20)$$

と表される。 G_F はフェルミ結合定数といい、弱い結合の強さを表す。

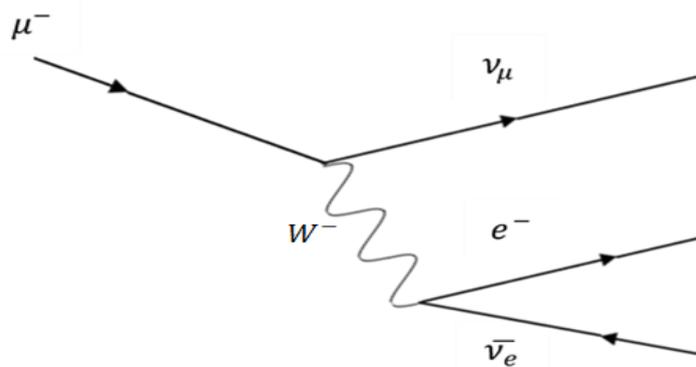


図 4 ミューオン崩壊過程のファインマン図
 W^- ボソンを媒介して崩壊する

なお、以下では電荷の違いを明示するため、ミューオンを負ミューオン、反ミューオンを正ミューオンと表記する。

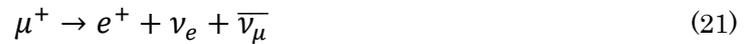
負ミューオンは物質中で原子核捕獲反応をおこすため、正ミューオンよりも寿命が小さくなる。また、その値はミューオンを静止させる物質によって異なる。

表 1 物質中での正・負ミューオンの寿命 [1], [2]

	$\mu^+ / \mu\text{s}$	$\mu^- / \mu\text{s}$
酸素	2.20	1.80
鉄	2.20	0.21
アルミ	2.20	0.86

2.2.1 正ミューオンの崩壊

正ミューオンは次のように崩壊する。



ミューオンの崩壊過程において、時刻 t で崩壊せずに残っている粒子数 $N(t)$ は微分方程式 $dN/dt = -N(t)/\tau$ に従うため、崩壊粒子数 $N_{decay}(t)$ は初期時刻 t_0 における粒子数を N_0 として

$$N_{decay}(t) = N_0 - N(t) = N_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (22)$$

となる。式(22)を t で微分して、崩壊粒子数の時間変化の式

$$\frac{dN_{decay}}{dt} = \frac{N_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (23)$$

を得る。本研究では、物質中で静止させたミューオンの崩壊時間分布を式(23)でフィッティングし、ミューオンの寿命を求める。

2.2.2 負ミューオンの崩壊

負ミューオンは次のように崩壊する。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (24)$$

さらに、物質中の負ミューオンは上記の崩壊反応の他に、物質原子核との間で弱い相互作用による吸収反応を起こすことがある。これを原子核捕獲という。このとき、原子核は原子番号が1つ小さい原子核の励起状態となり、その後ガンマ線などを放出して安定な原子核に変化する。

原子核捕獲

$$\text{核子レベル： } \mu^- + p \rightarrow \nu_\mu + n \quad (25)$$

$$\text{原子核レベル： } \mu^- + {}^A_Z X \rightarrow \nu_\mu + n + {}^{A-1}_{Z-1} X^* \quad (26)$$

$${}^{A-1}_{Z-1} X^* \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1} X + \gamma \quad (27)$$

なお、スーパーカミオカンデにおいて、負ミューオンの原子核捕獲によりガンマ線が放出されるという性質（式(14)、(15)）は、負ミューオンと正ミューオンの識別のための条件②として検討されている。

以上のように、負ミューオンには崩壊過程と吸収過程があり、その全崩壊幅 Γ は

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_{\mu^-}} = \frac{\hbar}{\tau_{decay}} + \frac{\hbar}{\tau_{capture}} \quad (28)$$

となる。従って、物質中の負ミューオンの寿命は正ミューオンの寿命 $\tau_{\mu^+} = \tau_{decay}$ より小さくなる。また、原子核捕獲は物質原子核との相互作用であるため、負ミューオンの寿命は物質により異なる。

2.3 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間から大気や地表に飛来する放射線である。宇宙空間から大気に入射する宇宙線を一次宇宙線といい、主に高エネルギーの陽子や α 線からなる。一次宇宙線は大気中の窒素原子核や酸素原子核に衝突し、中間子などの高エネルギー粒子が生成される。これらの粒子はさらに別の生成を繰り返すため、様々な粒子やガンマ線がシャワー状に生じる。これを空気シャワーといい、生成された粒子や電磁波を二次宇宙線という。二次宇宙線のうち核子や中間子はほとんどが大気中で崩壊して失われ、主にミュオンや電子、ガンマ線が地表に降り注いでいる。

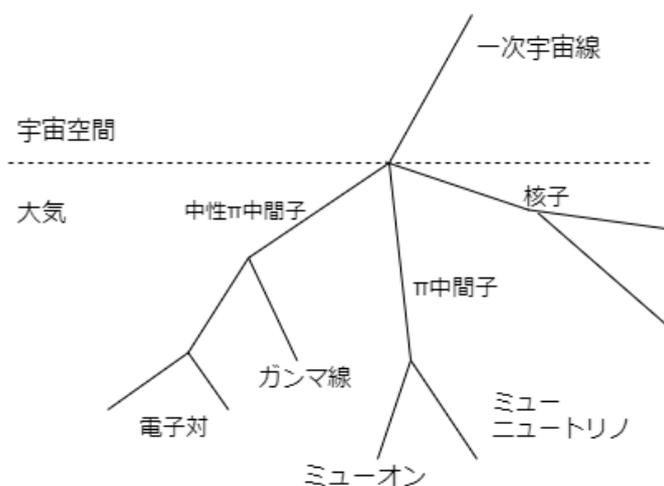


図5 空気シャワー模式図

本研究では使用するミュオンは二次宇宙線の一つであり、 π 中間子や K 中間子が以下のように崩壊することで生じる。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (29)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (30)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (31)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (32)$$

宇宙線ミュオンは相対論的効果により寿命が静止系に比べて $1/\sqrt{1-\beta^2}$ 倍になるため、多くのミュオンが崩壊せずに地表に降り注ぐ。また、そのフラックスは 1cm^2 あたり毎分約1個である。また、大気中で正ミュオン・負ミュオンはそれぞれ同程度生成されるが、地表に達するまでに地磁気によって軌道が曲げられるため、地表で観測される正ミュオン・負ミュオンの比は運動量 $1\text{ GeV}/c$ のとき

$$\mu^+/\mu^- \sim 1.28 \quad (33)$$

となる[4]。

第3章 実験装置

本研究では、宇宙線ミュオンを用いて、水中におけるミュオンの寿命を測定する。また、測定精度の検証のため、鉄とアルミにおけるミュオンの寿命測定も行う。

測定にはシンチレーションカウンターを使用する。シンチレータと呼ばれる物質に荷電粒子が入射すると、シンチレータ中の物質と荷電粒子の相互作用により微弱な光が生じる。この光を検出することで宇宙線ミュオンやミュオン崩壊時に放出される電子を観測することができる。なお、本研究ではプラスチックシンチレータを使用する。以下ではまず、荷電粒子と物質との相互作用について述べ、その後、セットアップと使用した装置について述べる。

3.1 荷電粒子と物質の相互作用

3.1.1 電離損失

荷電粒子は物質中に入射すると、物質中の原子との間の電磁相互作用により、原子を電離・励起させ、エネルギーの一部を失って減速する。これを電離損失という。荷電粒子が物質中で、電離損失により失うエネルギーは以下の **Bethe-Bloch** の式で表される。

Bethe-Bloch の式

$$-\frac{dE}{dx} = D\rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (34)$$

ρ : 物質密度 g/cm^3

Z : 物質原子の原子番号

A : 物質原子の質量数

I : 物質中の平均電離エネルギー

$$I \approx 16Z^{0.9} \text{ eV}$$

δ : 密度効果、高々数パーセントの補正項

$$D = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$$

N_a : アボガドロ数

$$r_e : \text{古典電子半径} = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$$

$$m_e : \text{電子の質量} = 0.511 \text{ MeV}/c^2$$

z : 入射粒子の電荷

v : 入射粒子の速度

$$\beta = v/c, \quad \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

W_{\max} : 入射粒子が 1 回の衝突で物質に与える最大エネルギー

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

M : 入射粒子の質量 MeV/c^2

特に、入射した荷電粒子の質量が電子に比べて十分大きい場合、電離損失は以下のように、入射粒子の質量によらない、 $\beta (= v/c)$ のみの関数となる。

$$-\frac{dE}{dx} = D\rho \frac{Z}{A} \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (35)$$

入射粒子の運動エネルギーを T とすると、相対論的關係式から

$$\beta^2 = \frac{E^2 - (Mc^2)^2}{E^2} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{T}{Mc^2} + 1\right)^2} \quad (36)$$

となるため、式(35)は運動エネルギー T の関数としても書ける。

プラスチックシンチレータに関して、 $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$ 、 $Z/A \sim 0.5$ 、 $I = 64.7 \text{ eV}$ とし、密度効果の補正項 δ を無視したときの、ミュオンの運動エネルギー T と電離損失 $-dE/dx$ の関係は図 6 のようになる。宇宙線ミュオンの場合、運動エネルギーは $T \sim 200 \text{ MeV}$ であり、シンチレータ中でのエネルギー損失は最小値付近の $-dE/dx \sim 2 \text{ MeV/cm}$ となる。

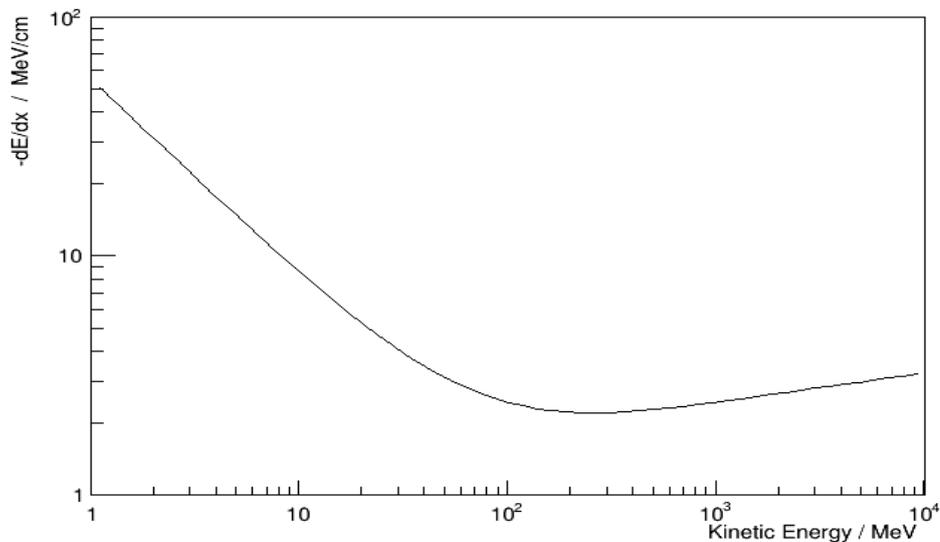


図 6 プラスチックシンチレータ中でのミュオンの電離損失

3.1.2 電子の制動放射

ミューオン崩壊時に放出された電子は、物質中の原子を電離・励起させるだけでなく、制動放射 (bremsstrahlung) をおこす。制動放射とは、荷電粒子が物質中原子核の電場によって加速度を受け、光を放出する現象である。制動放射のエネルギーは $(Z/M)^2$ に比例するため、質量の小さい電子に顕著であり、原子番号の大きい物質中で起こりやすい。入射した電子のエネルギーを E_0 、物質の単位面積当たりの電子数を $N (= N_a \rho / A)$ とすると、電子が制動放射により失うエネルギーは以下の式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4NZ^2r_e^2}{137} E_0 \left\{ \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right\} \quad (37)$$

3.2 シンチレーションカウンター

本研究では、宇宙線ミュオンやミュオン崩壊時に放出された電子を検出するため、シンチレーションカウンターを製作した。シンチレーションカウンターとは、シンチレータと光電子増倍管 (PMT) からなる放射線検出器である。水中での測定時のセットアップが図 7 である。シンチレーションカウンターを 5 つ使用し、図 8 のように水槽の上下左右を覆うように配置した。図 8 の T、U、D、L、R はそれぞれカウンターの名称である。また、使用品の寸法は表 2 に記載した。

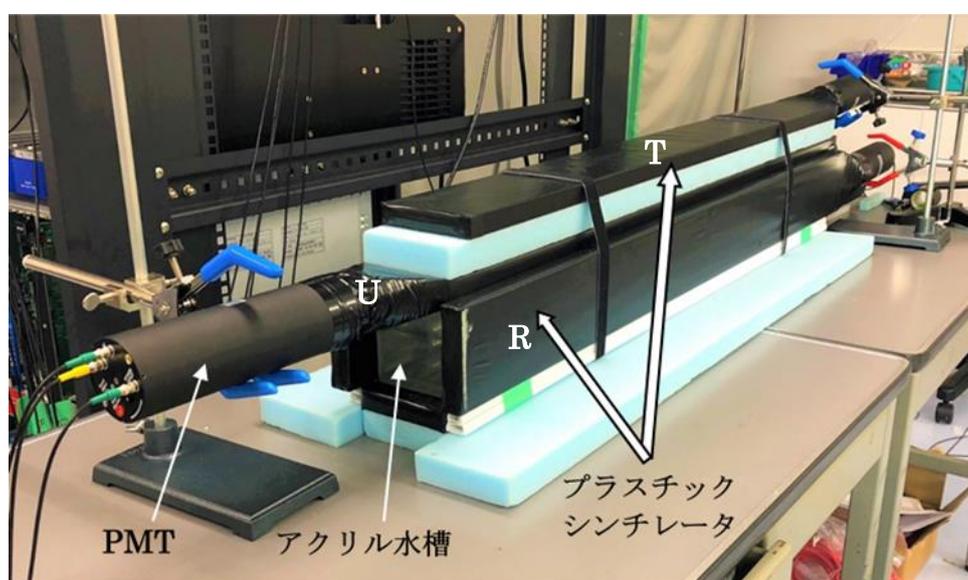


図 7 実験装置 セットアップ

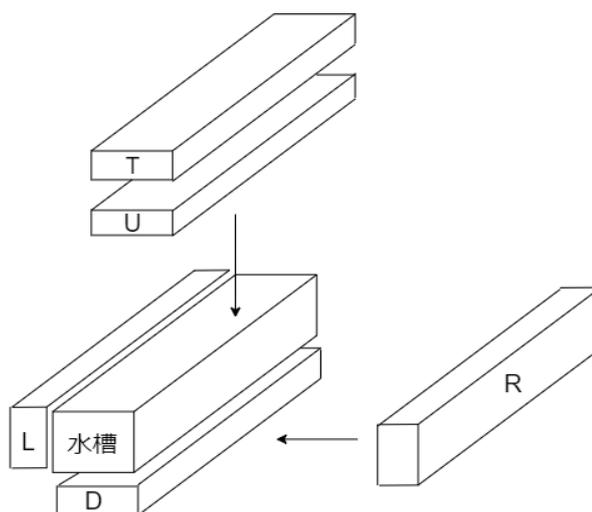


図 8 水槽とシンチレータの位置関係

表 2 使用品の寸法

	寸法 (縦×横×高さ)
プラスチックシンチレータ (5つ)	105 cm × 10 cm × 2 cm
アクリル水槽 (2つ)	50 cm × 10 cm × 10 cm (厚さ 0.5 mm)
鉄板 (2枚)	50 cm × 10 cm × 1 cm
アルミ板 (18枚)	10 cm × 30 cm × 0.3 cm

3.2.1 シンチレータ

シンチレータとは荷電粒子が入射した際に光を放出する物質であり、放出された光をシンチレーション光という。シンチレータは無機シンチレータと有機シンチレータの2種類に大別される。

無機シンチレータは主に無機結晶からなり、結晶格子内には不純物による発光中心(カラーセンター)が作られている。荷電粒子が結晶中に入射すると、結晶中の電子が基底状態から伝導帯へ上げられ、自由電子と正孔が生じる。これらが結晶内を動いて発光中心に達すると電子が励起状態となり、その電子が基底状態に落ちると光が放出される。無機シンチレータから放出される光は発光量が大きいため、エネルギーの測定に適している。しかし、光の減衰時間が長く、時間分解能が低い傾向にある。

一方、有機シンチレータは有機分子からなり、荷電粒子が入射すると分子内の電子が励起され、励起状態から基底状態に落ちる際に光が放出される。この光の減衰時間は無機シンチレータに比べて短く数 ns であるため、時間分解能が高い。また、有機シンチレータから放出される光には紫外線が含まれている。紫外線は有機物質中で吸収されやすいため、シンチレータには波長変換材が混入されており、光を検出可能な波長に変換している。

本研究ではミューオンの寿命を測定するため、時間分解能に優れた有機シンチレータであるプラスチックシンチレータを使用した。

3.2.2 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管(Photomultiplier tube : PMT)とは、光電効果を利用して光子を電子に変換し、その電子数を増幅させて電気信号を得る光センサである(図 9)。



図 9 使用した PMT の写真

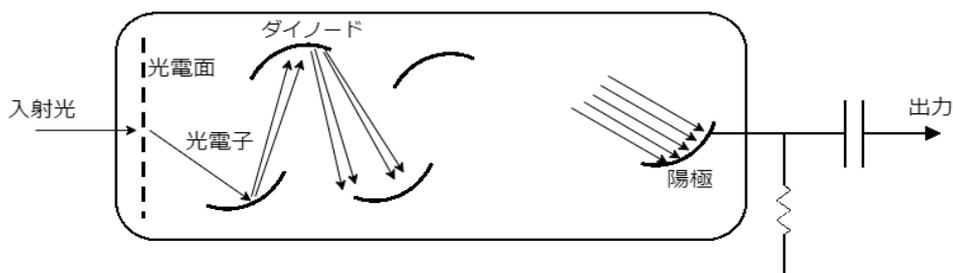


図 10 PMT の模式図

入射した光は感光性物質からなる光電面(cathode)で光電効果を起こし、光電子が放出される。放出された電子は電界で加速されてダイノード(dynode)に衝突し、さらに電子を放出する。これを二次電子放出という。この過程を繰り返して増幅された電子は陽極に達し、信号として出力される。出力信号の大きさは光電面に入射した光子数に比例する。

本実験において、プラスチックシンチレータから放出された微弱な光は、PMT に達して変換・増幅され、電気信号となって検出される。使用する光電子増倍管は浜松ホト

ニクスの R7724 である。この PMT には高電圧電源が内蔵されており、設定電圧を変えることで PMT の印加電圧を変え、ゲイン μ (電流増幅率) を調整することができる。なお、PMT のダイノードの数を n 、印加電圧を V とすると、ゲインは

$$\mu = A \cdot V^{kn} \quad (38)$$

と表される。PMT の性能は浜松ホトニクスデータシートより以下のようなになる。

表 3 PMT の性能

波長応答領域 / nm	300 - 650
最大応答波長 / nm	420
最大印加電圧 / V	2000
最小有効光電面 / mm	$\phi 46$
ダイノードの数	10

3.3 データ収集系

シンチレーションカウンターから得られたアナログ信号をデジタル処理するため、NIM モジュールを使用した。また、崩壊時間の計測には Teledyne LeCroy 社のオシロスコープ WaveSurfer 3024 を使用した。

3.3.1 NIM モジュール

NIM(Nuclear Instrument Modules) とは米国原子力委員会において 1966 年に制定された、理論回路の信号レベル、コネクタ形状、電源などに関する標準規格である。NIM 規格に準拠する回路を NIM モジュールといい、素粒子・原子核分野で広く用いられている。本研究では以下の NIM モジュールを使用した。

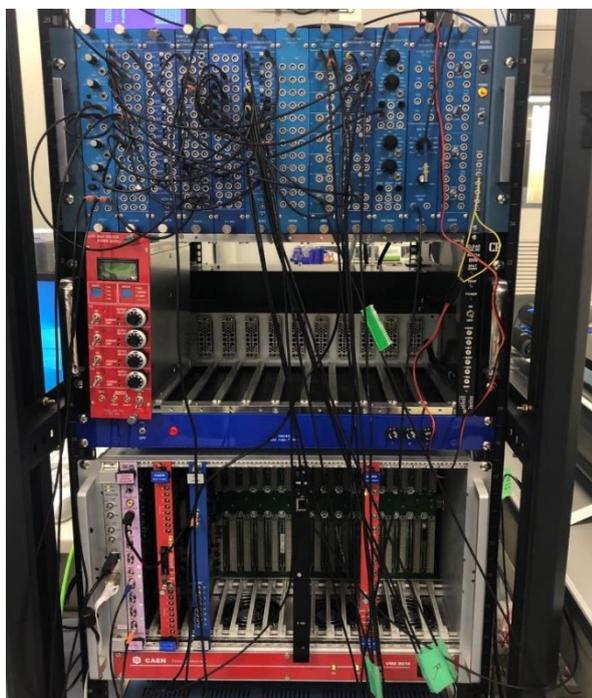


図 11 NIM・VME クレート

・ Discriminator

入力信号が設定したしきい値 (threshold) を下回ると、その時刻を起点にデジタルパルスを出力する (out)。出力パルスの時間幅 (width) も任意に設定することができる。また逆に、しきい値を下回らない場合にデジタル信号を出力させ続けることもできる (not_out)。

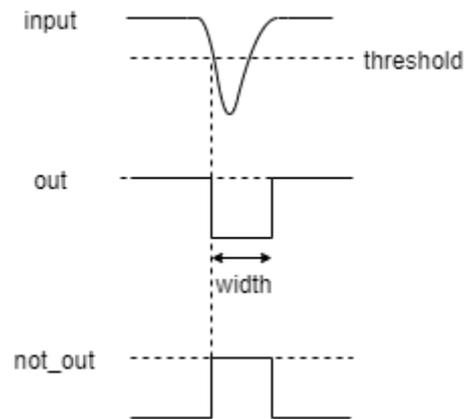


図 12 Discriminator の出力

・ Coincidence

最大 4 つまでの信号が時間的に重なって入力された場合にのみデジタルパルスを出力する (入力信号の AND 出力)。

・ Fan-in/out

最大 4 つまでの入力信号を OR 出力する。

・ Gate & Delay Generator

入力されたデジタル信号に対し、時間の遅延 (delay) や時間幅 (width) の変更を任意に加えたデジタル信号を出力する。

3.3.2 VME モジュール

VME モジュールとはデータ転送などに関する VME 規格に準拠する回路であり、NIM モジュールと同様に素粒子・原子核分野で広く用いられている。本研究では以下の VME モジュールを使用した。

・ VME インターフェイス

Ethernet 経由で VME モジュールを制御することができるマスターモジュール。本研究では Struck Innovative Systeme 社の SIS3153 を使用した。

・ADC (荷電積分型アナログ-デジタル変換器)

アナログ信号を入力ゲート幅の時間だけ積分して電荷を計算し、それをデジタル情報化する VME モジュール。本研究では CAEN の V965A を使用する。V965A は入力が 8 チャンネルあり、0~900pc、0~100pc の 2 つのレンジを持つ。シンチレーションカウンターのキャリブレーションのために使用する。

プログラムには C++ 言語を用いた。作成したプログラムのフローチャートは図 13 のようになる。

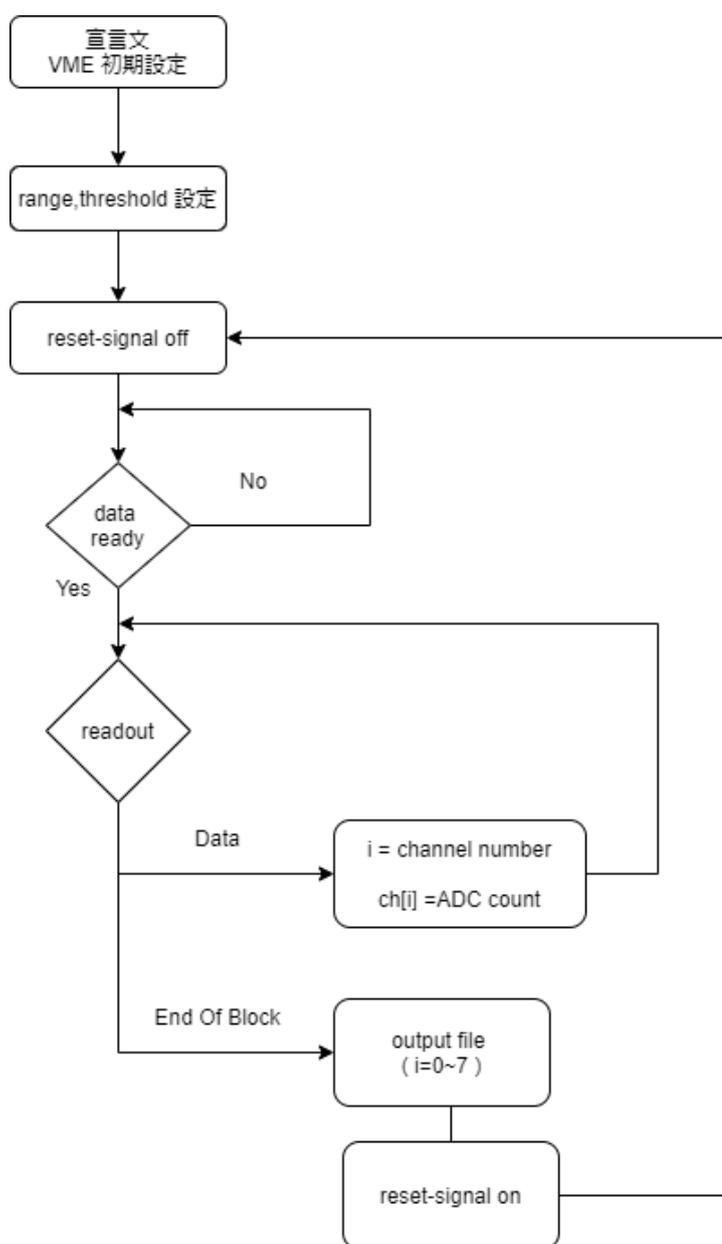


図 13 ADC プログラムフローチャート

3.4 回路

物質中におけるミュオン崩壊時間は、ミュオンが物質中に静止した時刻と崩壊した時刻の差から求められる。そこで、ミュオンの静止時と崩壊時に信号が得られるような回路を製作する。

宇宙線ミュオンが検出器の上部から入射し、水中で静止する場合、図 14 左のように、T と U のみで信号が検出され、L、D、R では検出されない。このときに得られる信号(TU \bar{D} L \bar{R})を START 信号とする。その後、ミュオンの崩壊により放出された電子は U、D、L、R のいずれかで検出される。これを STOP 信号とする。

また、鉄やアルミにおけるミュオンの寿命測定では、3 枚のシンチレーションカウンター T、U、D を使用し、U、D の間に金属板を配置する。TU \bar{D} を START 信号とし、その後の U または D を STOP 信号とする。

本研究ではオシロスコープ上で STOP 信号にトリガーをかけ、START、STOP 信号を記録し、その時間差からミュオンの崩壊時間を求める。

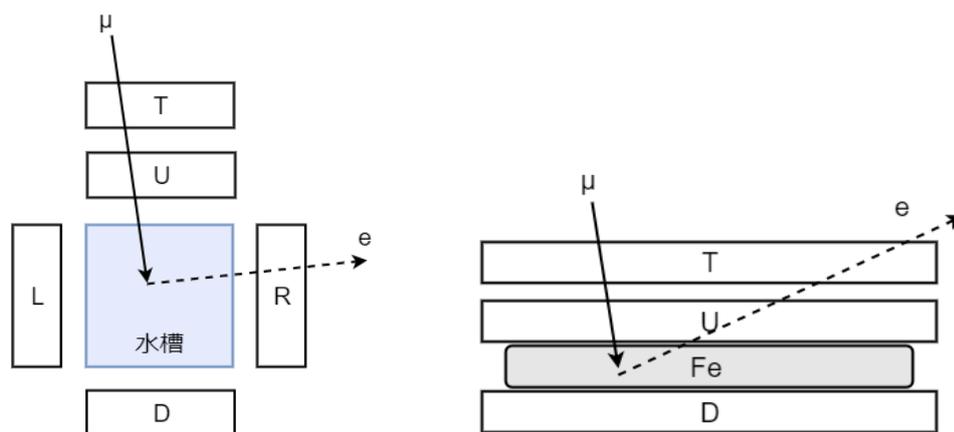


図 14 ミュオン入射時・崩壊時のイメージ図
左図が水中、右図が金属板中の測定を表す

このような信号を得るため、図 15 のような回路を作成した。また崩壊時の電子が D、L、R のいずれかで検出されたときのタイミングチャートは図 16 のようになる。

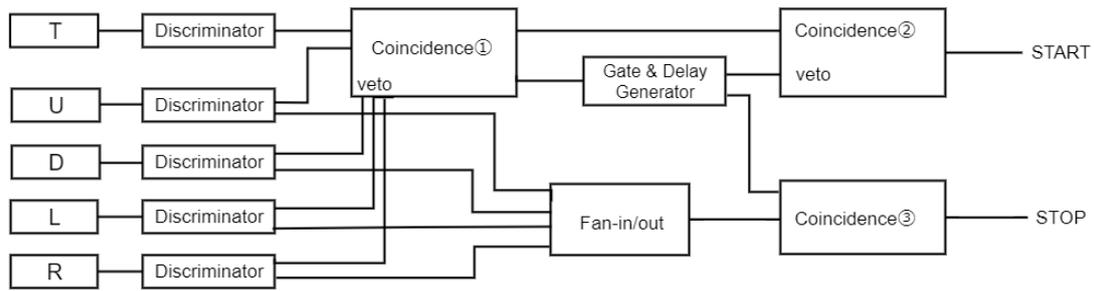


図 15 作成した回路

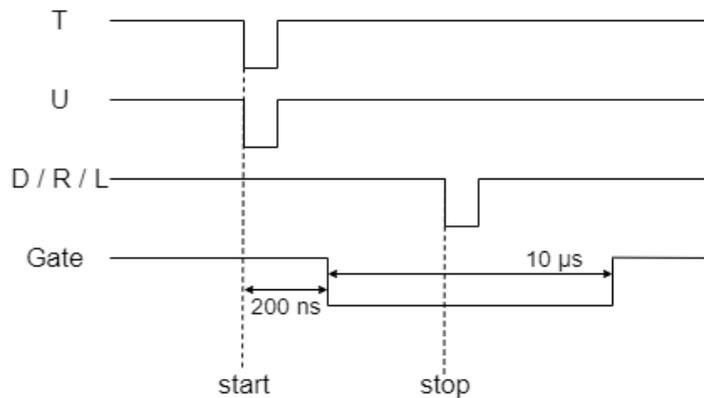


図 16 タイミングチャート

崩壊時の電子が D、L、R のいずれかで検出されたときのタイミングチャート。なお、崩壊電子が U で検出されたときも同様に STOP 信号が出力される。

宇宙線ミュオンがシンチレーションカウンターを通過すると PMT から電気信号が出力される。ミュオンが検出器上部から入射し、シンチレータに挟まれた物体で静止する (TUDLR) と Coincidence ① から Coincidence ② へ信号が出力され、START 信号となる。また、START 信号から 200 ns 後に幅 10 μ s のパルスが Gate & Delay Generator から出力される。この 10 μ s の間に物質中のミュオンが崩壊すると、放出された電子は U、D、L、R のいずれかで検出され、Coincidence ③ から STOP 信号が出力される。なお ② の veto 接続により、10 μ s のパルスが出力されている間に別の START 信号は出力されない。出力された START、STOP 信号の立ち下り時刻がオシロスコープで記録され、PC に転送される。

第4章 測定準備

4.1 カウンターキャリブレーション

荷電粒子がシンチレータに入射することで生じる微弱な光は、PMTで電気信号へと変換・増幅される。このときのシンチレータでの発光量や、PMTの電流増幅率（ゲイン）は同一ではなく、機器ごとに異なる。そこで、 β 線源 ^{90}Sr を用いてシンチレーションカウンターごとにキャリブレーションを行った。

^{90}Sr は最大エネルギー 0.546MeV の β 線を放出して ^{90}Y となり、その後さらに最大エネルギー 2.28MeV のベータ線を放出し、 ^{90}Zr となる。

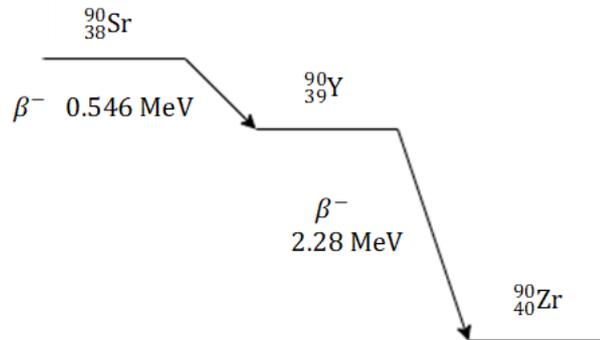


図17 ^{90}Sr の β 崩壊

β 線源 ^{90}Sr をシンチレータ上に置き、シンチレーションカウンターからの信号量をADCを用いて計測し、ADCカウンターの平均値がいずれも111カウント(11 pC)程度となるよう各PMTの設定電圧を調整した。

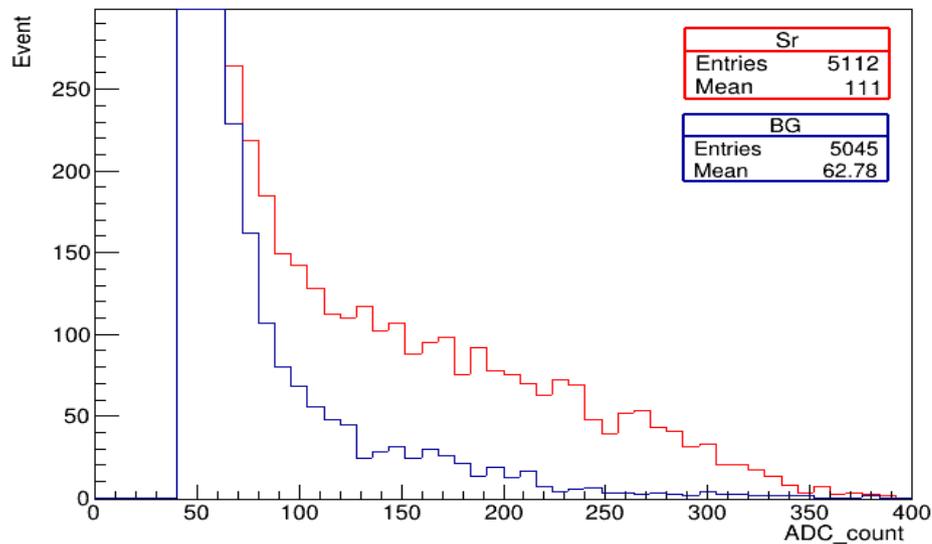


図 18 Sr による ADC カウントの変化 (R カウンター)

図 18 より、 ^{90}Sr によって ADC カウントの平均値が大きくなっていることが分かる。PMT の設定電圧値と ^{90}Sr による ADC カウント平均値 (赤線)、および Discriminator の threshold の値は表 4 のように設定した。

表 4 PMT 設定電圧・threshold の値

Counter	PMT 識別番号	設定電圧値 / V	カウント平均値	threshold / mV
T	BA5114	1.282	111.3	150
U	BA5131	1.082	112.7	100
D	BA5117	1.112	113.2	100
L	BA5179	1.164	112.5	100
R	BA5160	1.116	111	100

カウンターT の波形にはノイズが多くみられたため threshold を 150mV とした。
 なお、カウンターT は START 信号のみに関与する。

第5章 データ解析と結果

シンチレーションカウンターを用いた測定結果から、作成した崩壊時間分布をもとに解析を行った。解析には素粒子実験で広く用いられているデータ解析ソフトの ROOT を使用した。まず初めにデータ解析法について述べ、その後各物質における測定・解析結果を述べる。

5.1 解析手法

物質中に静止したミュオンが正ミュオンのみ、または負ミュオンのみであった場合、ヒストグラムは以下の関数でフィッティングすることができる。

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \text{BG} \quad (39)$$

N はミュオンの総数、 τ はミュオンの寿命、 BG は測定で生じるバックグラウンドを表す定数である。しかし、本研究では宇宙線ミュオンを使用しており、宇宙線ミュオンには正、負どちらのミュオンも含まれている。物質中での正、負ミュオンの寿命はそれぞれ異なることから、本研究でのフィッティング関数は異なる時定数を持つ2つの指数関数の和として書ける。

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N_-}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) + \frac{N_+}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \text{BG} \quad (40)$$

N_{\pm} 、 τ_{\pm} はそれぞれミュオンの電荷を考慮した総数と寿命を表す。以下では、本研究で得られる崩壊時間分布を式(40)でフィッティングし、各物質におけるミュオンの寿命 τ_{μ^+} 、 τ_{μ^-} を求める。

また、データに対するフィッティング精度の目安として、 χ^2/ndf の値を使用する。 χ^2 はカイ 2 乗と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (41)$$

N : フィットしたデータ数

x_i : ビンの中央値

y_i : 各ビンの計数

$f(x_i)$: x_i におけるフィット関数の値

σ_i : y_i の誤差

ndf は自由度といい、フィットしたデータ数 N からフィットパラメタ数を引いた値である。 χ^2/ndf の値が 1 に近いほど、フィッティング精度が良いと判断できる。

5.2 水中での結果

測定時間は約 60 時間、イベント総数は 1157 であった。測定範囲はミュオンが静止したときを基準に $0.2 \sim 10 \mu\text{s}$ とした。図 19 に崩壊時間分布を示す。

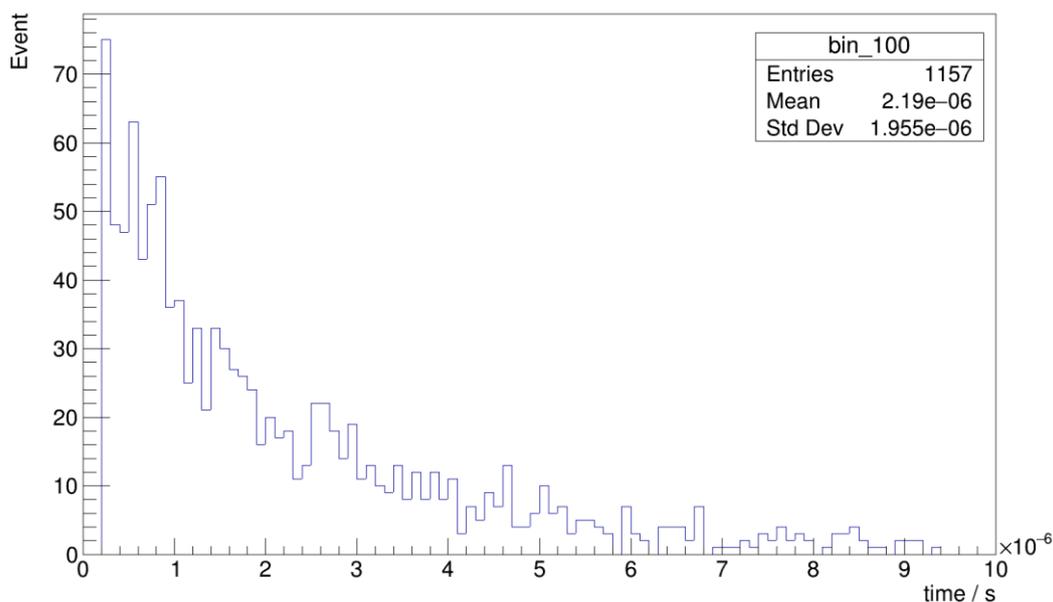


図 19 水中でのミュオンの崩壊時間分布

図 19 より、時間の増加と共にミュオンの崩壊イベントは急激に減少していることが分かる。また、 $0.2 \mu\text{s}$ 、 $0.5 \mu\text{s}$ 、 $0.8 \mu\text{s}$ 付近に鋭いピークが見られる。これらのピークは PMT のノイズ（後述）である可能性が考えられる。ノイズの影響を除くため、以下ではフィッティング範囲を $1 \mu\text{s} \sim 10 \mu\text{s}$ とする。

また、本研究では厚さ 0.5 mm のアクリル水槽を用いているため、宇宙線ミュオンが水中ではなくアクリル板中で静止・崩壊する可能性があり、このようなイベントもバックグラウンドとして観測されうる。アクリル板中でミュオンが崩壊している場合、バックグラウンドは定数ではなく、時間に依存した関数となる。そこで、バックグラウンドを見積もるため、水槽の水を抜いた状態でも同様の測定を行った。

水を入れた状態（Water）と抜いた状態（バックグラウンド、BG）で48時間の測定を行い、水ありでは813イベント、水なしでは479イベント観測された。図20に崩壊時間分布を示す。

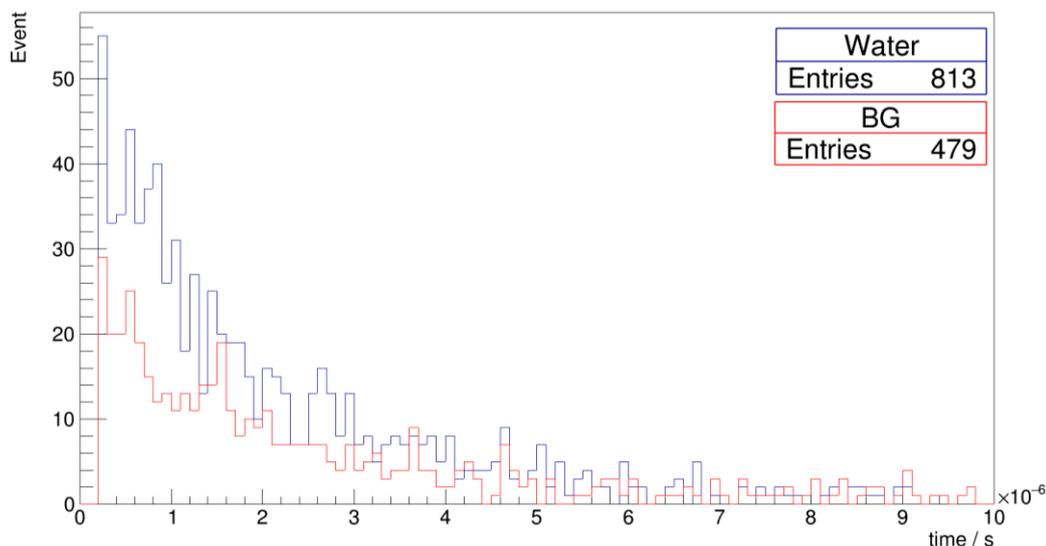


図20 水あり（Water）と水なし（BG）での崩壊時間分布

水を抜いた場合（BG）でもイベントが観測されており、その分布は水を入れた場合と同様、時間の増加と共に減少している。よって、アクリル板中でもミュオンが崩壊しているといえる。

これらの結果から水中における負ミュオンの寿命を算出する。

十分な統計数が得られている場合、2つのヒストグラム（WaterとBG）の差をとることでバックグラウンドの影響を取り除くことができる。しかし、本実験結果のように統計数が少なく、ばらつきが大きい場合、差をとることでヒストグラムの分布が大きく変わり、寿命を求める際のフィッティング精度に影響を与える。

そこで、水を抜いたときの崩壊時間分布（図20、BG）をフィッティングして時間に依存するバックグラウンド関数 $BG_{acryl}(t)$ を求め、水を入れたときのフィッティング関数に加えてバックグラウンド分の補正を行う。

アクリル板中でもミュオンが崩壊していることから、バックグラウンド関数 $BG_{acryl}(t)$ は次のようにおける。

$$BG_{acryl}(t) = \frac{p_0}{p_1} \exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + p_2 \quad (42)$$

水を抜いたときの崩壊時間分布(図 20、BG)を式(42)によりフィッティングした結果は図 21 のようになった。フィッティング範囲は $1 \mu\text{s} \sim 10 \mu\text{s}$ とした。

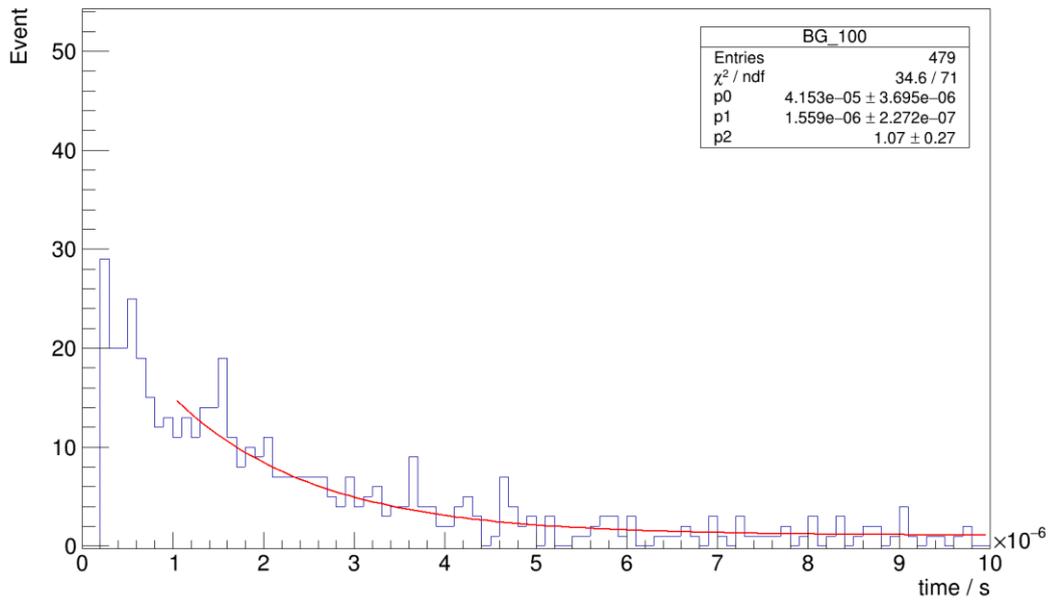


図 21 水なしでの崩壊時間分布

フィッティング結果より、バックグラウンド関数 $BG_{acryl}(t)$ の係数は

$$p_0 = 4.153 \times 10^{-5}, p_1 = 1.559 \times 10^{-6}, p_2 = 1.07$$

である。

従って、水を入れた場合の崩壊時間分布のフィッティング関数は、バックグラウンド関数 $BG_{acryl}(t)$ を用いて、

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N_-}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) + \frac{N_+}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + BG_{acryl}(t) \quad (43)$$

となる。第一項、第二項がそれぞれ水中での負・正ミューオンの崩壊、第三項がアクリル板中での崩壊などを含んだバックグラウンドである。

また、正ミューオンの寿命は物質によらないため、

$$\tau_{\mu^+} = \tau_{PDG}^+ = 2.1969811 \times 10^{-6} \text{ s} \quad [2] \quad (44)$$

とする。さらに、地表に降り注ぐミューオンは地磁気の影響により負ミューオンの方が少なくなっており、その比を

$$N_+/N_- = 1.28 \quad [4] \quad (45)$$

であると仮定してパラメータを減らし、負ミューオンの寿命を求める。

なお、正ミューオンの寿命算出は鉄を用いた測定実験で行う。

水を入れた場合の崩壊時間分布(図 20、Water)を式 (43) でフィッティングした結果は図 22 のようになった。ここで、 $p0 = N^-$ 、 $p1 = \tau_{\mu^-}$ である

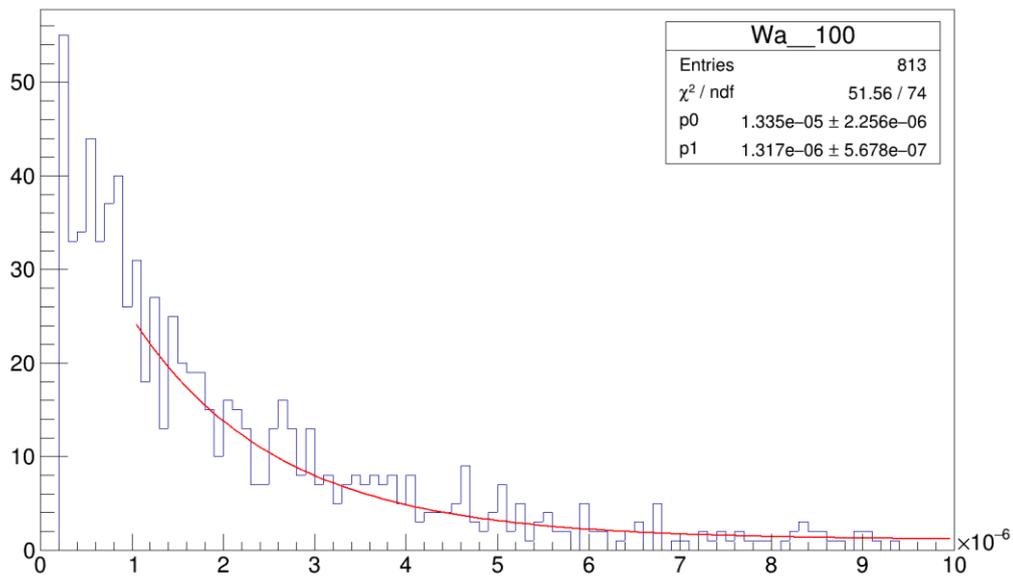


図 22 水ありでの崩壊時間分布

フィッティング結果は

$$\tau_{\mu^-} = 1.317 \pm 0.5678 \text{ } \mu\text{s}, \quad \chi^2 / \text{ndf} = 51.56 / 74 \sim 0.70$$

となった。

よって、本実験で得られた水中における負ミューオンの寿命は

$$\tau_{\mu^-} = 1.3 \pm 0.6 \mu\text{s}$$

であり、文献値

$$\tau = 1.7954 \pm 0.0020 \mu\text{s} [1]$$

と誤差の範囲で一致した。文献値とのずれは約 27%である。

0.6 μs の誤差が生じた原因として、統計数が少ないことが挙げられる。水を入れた場合と抜いた場合での統計数比較から、アクリル板によるバックグラウンドが全統計の約 60 % を占めており、ミューオンが水中で静止したイベント数は約 330 であると考えられる。これより、水中でのミューオン崩壊は 1 時間当たり約 7 回程度であると推測され、仮に本実験で得られた統計数の約 3 倍の 1000 イベントを収集する場合、水を入れたときと抜いたときを合わせて約 12 日間の測定が必要となる。

また統計数が少ないという要因のほかに、装置の測定精度が低いことも考えられる。そこで、測定精度検証のため、宇宙線ミューオンを静止させる物質を水から鉄やアルミに変更して同様の測定を行った。以下では、鉄中では正ミューオンの寿命を、アルミ中では水と同様の手順で負ミューオンの寿命を求め、その精度を検証する。

5.3 鉄中での結果

測定時間は約 96 時間、イベント総数は 8474 であった。測定範囲はミュオンが静止したときを基準に $0.2\sim 10\ \mu\text{s}$ とした。図 23 に崩壊時間分布を示す。

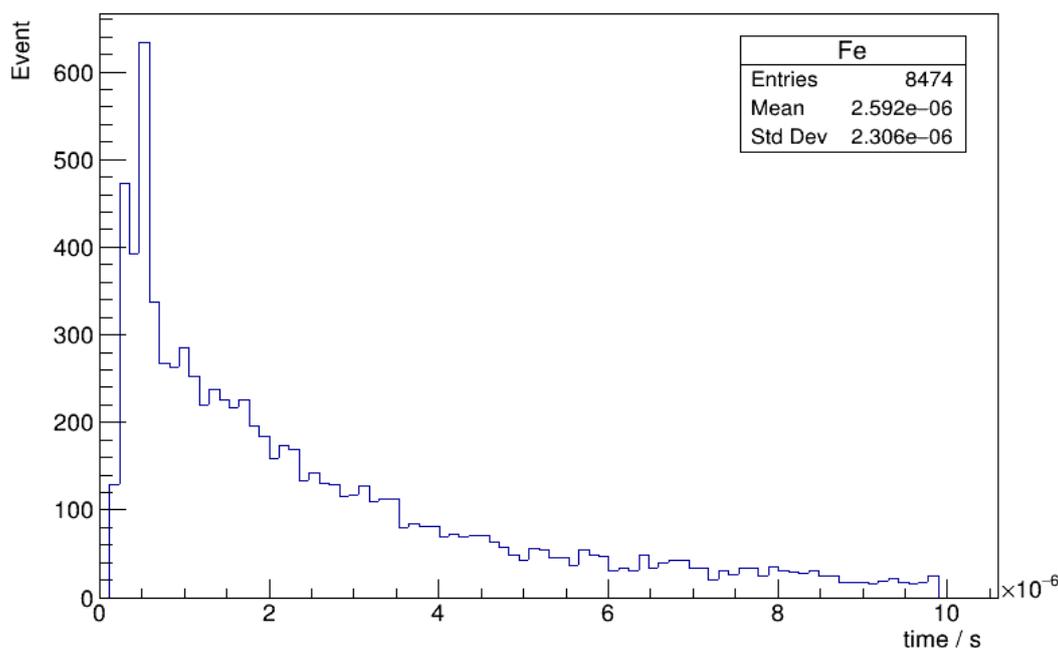


図 23 鉄中でのミュオンの崩壊時間分

図 23 より、ミュオン静止後、時間の増加と共に崩壊イベント数は減少していることが分かる。また、 $0.6\ \mu\text{s}$ 付近に鋭いピークが見られる。このピークは水中での測定と同様に PMT ノイズによるものと考えられる。

文献[2]によると、正ミュオンの寿命は約 $2.20\ \mu\text{s}$ である。一方、文献[1]より鉄中における負ミュオンの寿命は 1 桁小さい約 $0.21\ \mu\text{s}$ であるため、負ミュオンの総数は $t = 0.21\ \mu\text{s}$ では 36.8 % に、 $t = 0.8\ \mu\text{s}$ では 1.8 % にまで減少する。

そこで、負ミュオンの数が正ミュオンに比べて十分少ないと考えられる $0.8\sim 10\ \mu\text{s}$ について解析を行い、鉄中における正ミュオンの寿命を求める。なお、この範囲でのイベント総数は 6262 であった。 $0.8\sim 10\ \mu\text{s}$ には正ミュオンのみが存在していると仮定すると、崩壊時間分布は以下の式でフィッティングできると考えられる。

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N^+}{\tau_{\mu^+}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \text{BG} \quad (46)$$

0.8~10 μs での崩壊時間分布 (ビン数 500) を式(46)でフィッティングした結果は図 24 のようになった。ここで、 $p0 = N^+$ 、 $p1 = \tau^+$ 、 $p2 = \text{BG}$ である。

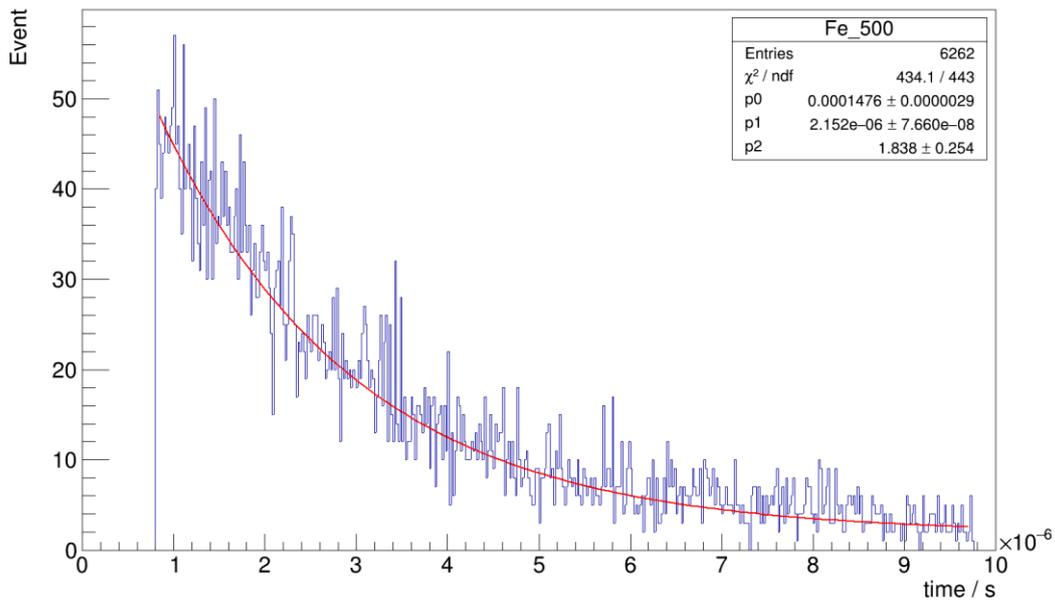


図 24 鉄のフィッティング結果 (500 ビン)

フィッティングの結果より、200 ビンのとき

$$\tau^+ = 2.152 \pm 0.077 \mu\text{s}, \chi^2 / \text{ndf} = 434.1 / 443 \sim 0.98$$

である。

また、ヒストグラムのビン数を 200 ビンと 100 ビンに変更し、それぞれ同様の解析を行った結果は図 25、図 26 のようになった。

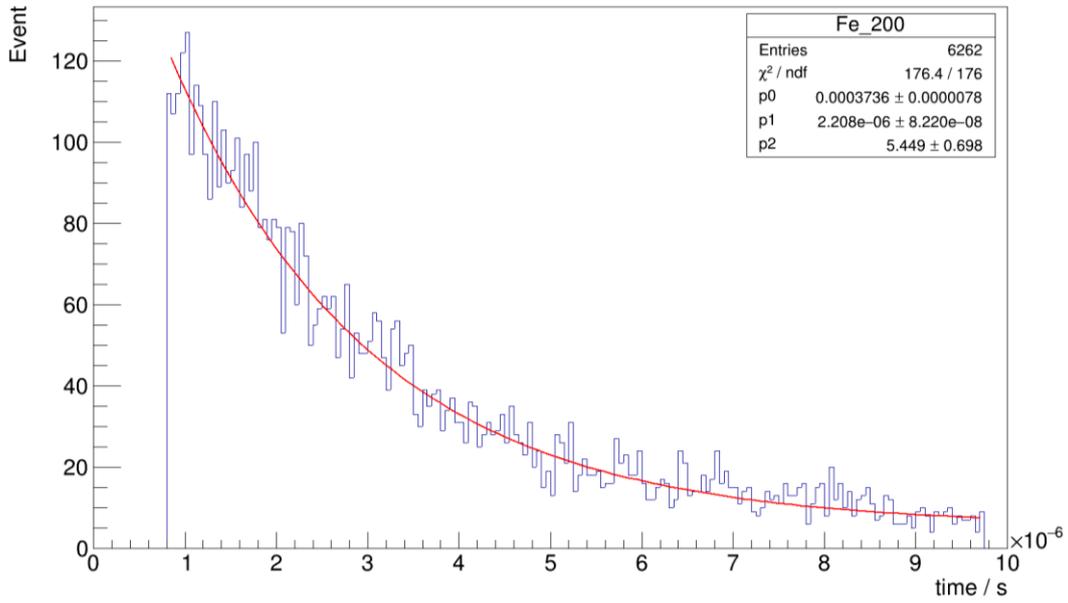


図 25 鉄のフィッティング結果 (200 ビン)

200 ビンでのフィッティング結果

$$\tau^+ = 2.208 \pm 0.082 \mu\text{s}, \chi^2/\text{ndf} = 176.4/176 \sim 1.00$$

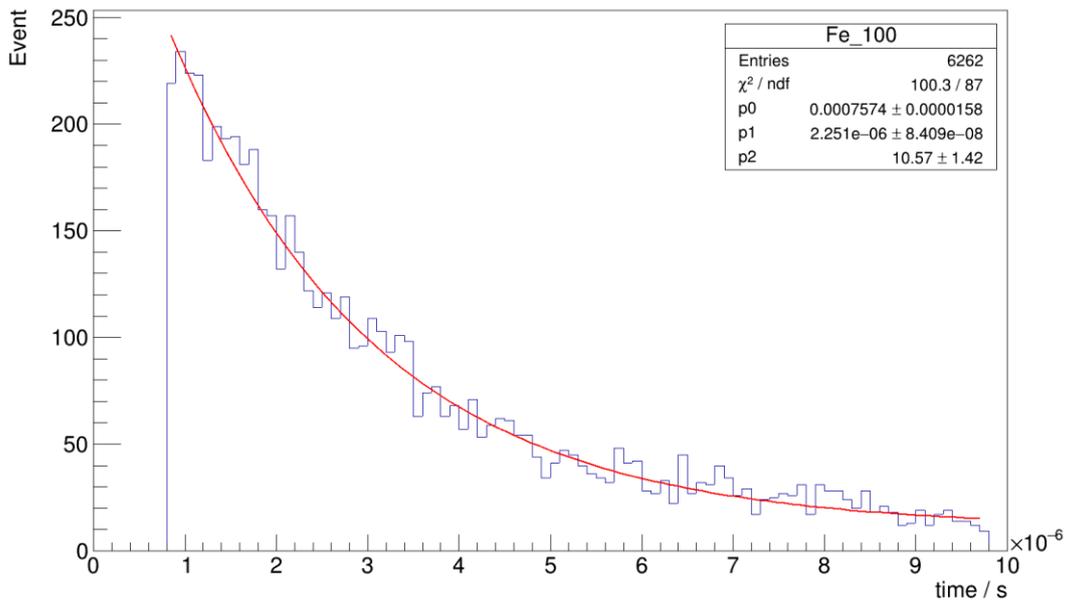


図 26 鉄のフィッティング結果 (100 ビン)

100 ビンでのフィッティング結果

$$\tau^+ = 2.251 \pm 0.084 \mu\text{s}, \chi^2/\text{ndf} = 100.3/87 \sim 1.15$$

各ビンの結果をまとめると表のようになる。

表 5 ヒストグラムのビン数とフィッティング結果 (鉄)

ビン数	ビン幅 / μs	寿命 / μs	誤差 / μs	χ^2/ndf
500	0.02	2.152	0.077	0.97
200	0.05	2.208	0.082	1.00
100	0.1	2.251	0.084	1.15

表より、ビン数を変化させても寿命と誤差に大きな変化はない。寿命の変化は最大 $0.1 \mu\text{s}$ となり、誤差と同程度である。 χ^2/ndf の値が 1 に近く、ビン幅が誤差よりわずかに小さい 200 ビンの結果を採用し、本実験で得られた鉄中における正ミューオンの寿命を、

$$\tau^+ = 2.21 \pm 0.08 \mu\text{s}$$

とする。文献[2]によると、正ミューオンの寿命は

$$\tau_{PDG}^+ = 2.1969811 \pm 0.0000021 \mu\text{s}$$

であり、実験値 τ^+ は誤差の範囲で文献値と一致している。また、文献値とのずれは約 0.6% である。得られた実験値は文献値とよく一致しており、系統誤差は確認されないため、正ミューオンの測定精度は実験値の誤差から約 80 ns 程度であるといえる。

5.4 アルミ中での結果

測定時間は90時間、イベント総数は983であった、測定範囲はミュオンが静止したときを基準に0.1~10 μs とした。図27に崩壊時間分布を示す。

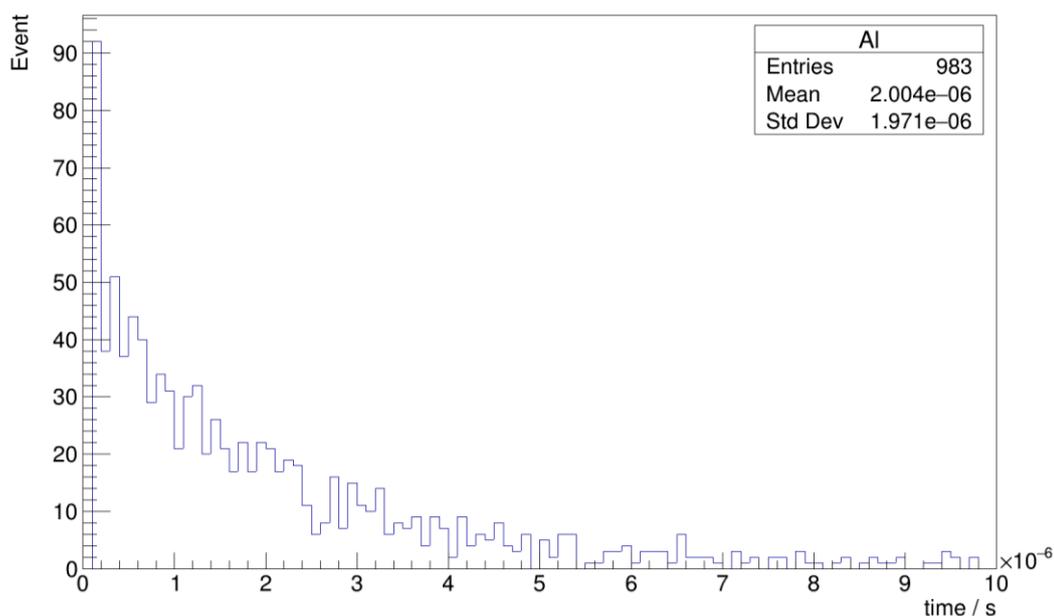


図27 アルミ中でのミュオンの崩壊時間分布

図27より、時間の増加と共に崩壊イベント数は減少していることが分かる。文献[1]、[2]によるとアルミ中では正ミュオンの寿命は約2.20 μs 、負ミュオンの寿命は約0.86 μs である。よって、図27の崩壊時間分布は異なる時定数を持つ2つの指数関数の和として書ける。以下では、水と同様の手順でアルミにおける負ミュオンの寿命を求める。

フィッティング関数とパラメータの条件は以下のようになる。

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N_-}{\tau_{\mu^-}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}\right) + \frac{N_+}{\tau_{PDG}^+} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}\right) + \text{BG} \quad (47)$$

$$N_+/N_- = 1.28 [4]、\tau_{PDG}^+ = 2.1969811 \times 10^{-6} \text{ s} [2] \quad (48)$$

なお、0.1 μs 付近に過剰なイベントが得られた。これは崩壊時間が0.1 μs より短い事象による信号の残りが測定開始と同時に検出されたためである。この影響を取り除くため、以下ではフィット範囲を0.13~10 μs とした。

ヒストグラム（ビン数 200）を式(48)のもと、式(47)でフィッティングした結果は図 28 のようになった。ここで、 $p0 = N^-$ 、 $p1 = \tau^-$ 、 $p3 = BG$ である。

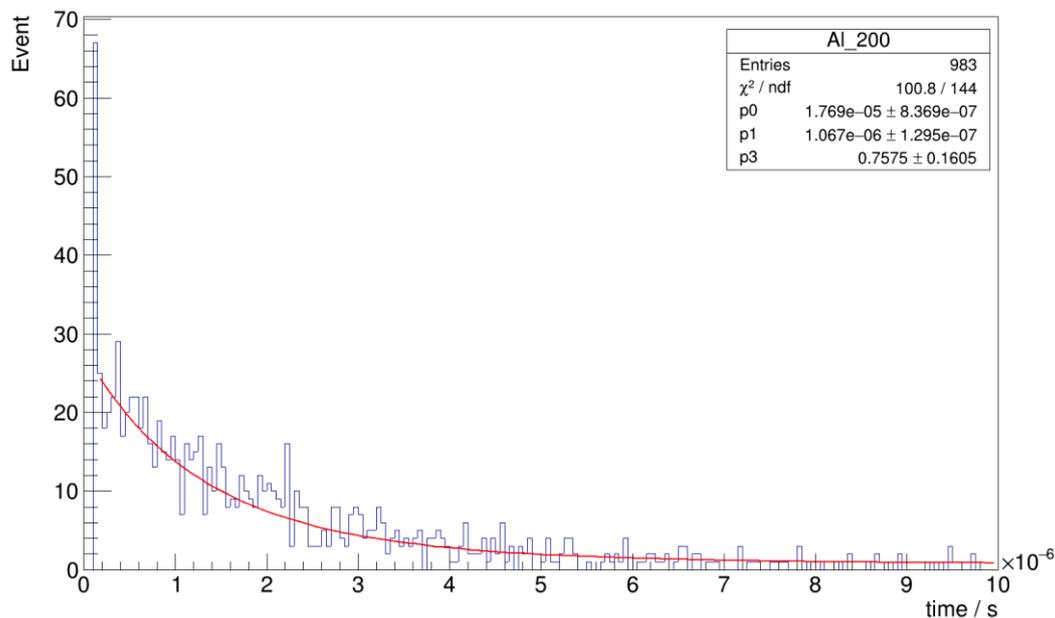


図 28 アルミのフィッティング結果（200 ビン）

フィッティングの結果より、200 ビンのとき

$$\tau^- = 1.067 \pm 0.130 \mu\text{s}, \chi^2/\text{ndf} = 100.8/144 \sim 0.70$$

である。

また、ヒストグラムのビン数を 100 ビンと 50 ビンに変更し、それぞれ同様の解析を行った結果は図 29、図 30 のようになった。

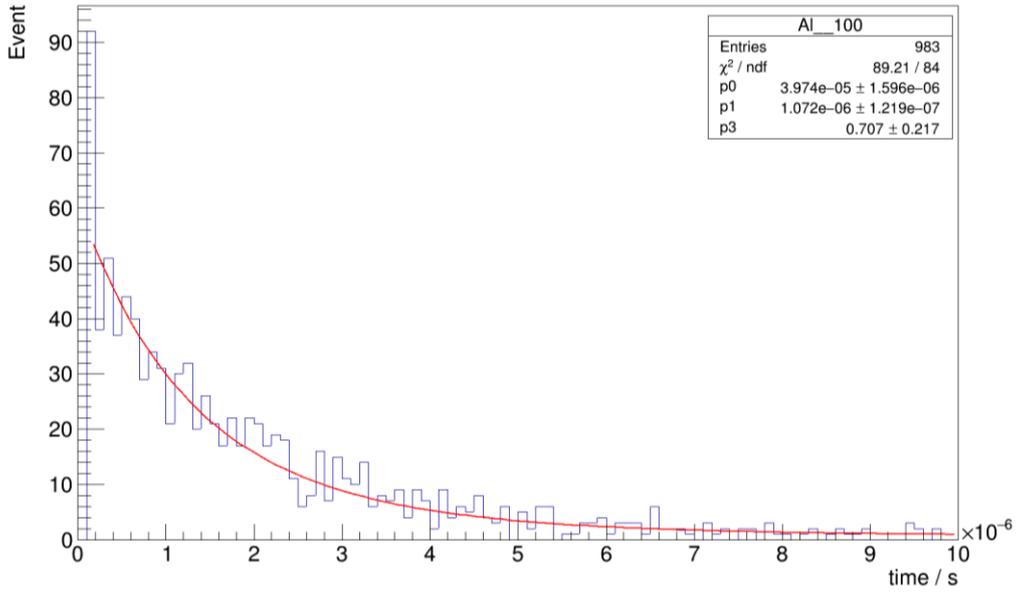


図 29 アルミのフィッティング結果 (100 ビン)

100 ビンでのフィッティング結果

$$\tau^- = 1.072 \pm 0.122 \mu\text{s}, \chi^2/\text{ndf} = 89.21/84 \sim 1.06$$

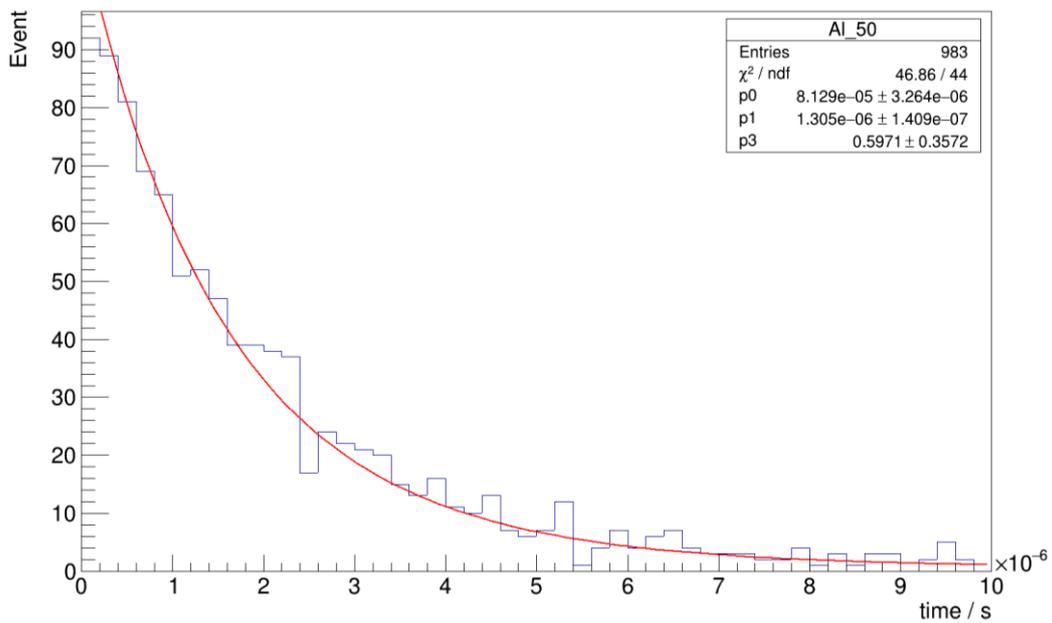


図 30 アルミのフィッティング結果 (50 ビン)

50 ビンでのフィッティング結果

$$\tau^- = 1.305 \pm 0.141 \mu\text{s}, \chi^2/\text{ndf} = 46.86/44 \sim 1.07$$

各ビンの結果をまとめると表のようになる。

表 6 ヒストグラムのビン数とフィッティング結果 (アルミ)

ビン数	ビン幅 / μs	寿命 / μs	誤差 / μs	χ^2/ndf
200	0.05	1.067	0.130	0.97
100	0.1	1.072	0.122	1.06
50	0.2	1.305	0.141	1.07

ビン数を変化させても誤差に大きな変化はないことが分かる。また、200 ビンと 100 ビンの結果はほぼ同じである。 χ^2/ndf の値が 1 に近く、かつビン幅が誤差より小さい 200 ビンの結果を採用し、本実験で得られたアルミ中における負ミューオンの寿命を、

$$\tau^- = 1.07 \pm 0.13 \mu\text{s}$$

とする。文献[1]によると、負ミューオンの寿命は

$$\tau_{Al}^- = 0.8640 \pm 0.0010 \mu\text{s}$$

であり、実験値と文献値とのずれは約 24 %である。このような誤差が生じた要因・改善策は次章で述べる。

第6章 まとめ

5.1 測定結果の比較

本研究では、宇宙線ミュオンを水、および鉄とアルミ中に静止させ、ミュオンの寿命測定を試みた。

水を用いた測定では、水中でのミュオン崩壊に加えて、水槽の亚克力板中での崩壊もバックグラウンドとして観測された。水を抜いた状態での測定結果から、バックグラウンドを考慮したフィッティング関数を作成し、水中における負ミュオンの寿命 $1.3 \pm 0.6 \mu\text{s}$ を得た。また、鉄を用いた測定から正ミュオンの寿命 $2.19 \pm 0.08 \mu\text{s}$ を、アルミを用いた測定からアルミ中での負ミュオンの寿命 $1.07 \pm 0.13 \mu\text{s}$ を得た。

これらの結果から、本研究の測定精度に関して正ミュオンは約 80 ns、負ミュオンは約 130 ns であるといえる。水中での測定で 600 ns の誤差が生じた主な原因は、統計数の少なさにあると考えられる。本研究では、水中でミュオンが静止したイベントは約 330 程度であり、アルミの統計数の 1/3 であった。水中でのミュオン崩壊は 1 時間あたり約 7 回程度であると推測されるため、アルミと同程度の統計数を得る場合、水を入れたときと抜いたときを合わせて約 12 日間の測定が必要となる。

5.2 改善点

アルミの測定結果は文献値と約 24 % ずれていたため、測定装置、および解析手法の改善が求められる。測定装置の改善策としては Discriminator の threshold を調整し、ノイズなどのバックグラウンドを制限することが考えられる。また、負ミュオンの解析手法の改善には、十分なイベント数を確保したうえで、正・負ミュオンの比 N_+/N_- の定数条件を外すことが考えられる。以下で、それぞれの改善法について述べる。

・バックグラウンドの制限

以下では、TUDLRなどのカウンター名称を並べた表記は、カウンターの Coincidence を表す。

本研究では START 信号から約 600 ns までにイベント数の急増が見られた。これはカウンターUの Discriminator の threshold が低いことで、START 信号のアフターパルスが検出されたためであると考えられる。アフターパルスとは、PMT の信号から数百 ns ~ 数 μs 遅れて生じるパルスである。これは PMT 内部の残留ガスが電子との衝

突によってイオン化され、このうちの正イオンが光電面に戻り、再度多数の光電子を発生させることで生じる。このアフターパルスは PMT ごとに固有である。

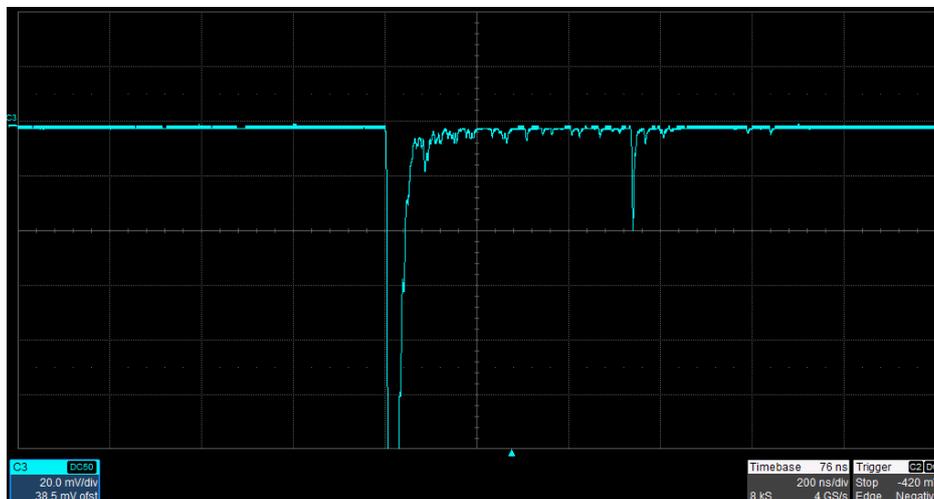


図 31 PMT 信号とアフターパルス

PMT の信号 (左) から約 600ns 後にアフターパルス (右) が生じている。

PMT のノイズはカウンター U の threshold を上げることで取り除くことができる。但し、その値は PMT ノイズより大きく、かつ宇宙線ミュオンや、ミュオン崩壊時に放出される電子の信号よりは小さくなるよう、適切に調整しなければならない。

PMT ノイズによるバックグラウンドの他、宇宙線ミュオンによるバックグラウンドも考えられる。本研究では START 信号から 10 μ s の間に U、D、L、R のいずれかで検出された信号を STOP 信号としたため、10 μ s のうちに別のミュオンが検出器に入射した場合も STOP 信号が生じ、バックグラウンドとなる。金属板のように薄い物体にミュオンを静止させる場合は、veto 出力を用いて STOP 信号を、START 信号から 10 μ s の間に $U\bar{D}$ (上部のカウンターで信号が得られ、かつ下部では得られない) または、 $\bar{U}D$ (下部のカウンターで信号が得られ、かつ上部では得られない) とすることで、バックグラウンドを減らすことができると考えられる。なお、水槽のように高さのある物体をシンチレータで覆う場合、金属板に比べ多くの Coincidence が必要となるが、STOP 信号を $U\bar{D}\bar{L}\bar{R}$ 、 $\bar{D}\bar{L}\bar{R}U$ 、 $\bar{L}\bar{R}U\bar{D}$ 、 $R\bar{U}\bar{D}\bar{L}$ とすることでバックグラウンドを減少させることができる。

- ・負ミューオンの解析手法の改善

正ミューオンの寿命を求める際には1つの指数関数でフィットしたのに対し、負ミューオンの寿命では、フィット関数を2つの指数関数の和で表し、フィッティングパラメータを減らすため、正ミューオンの寿命や、正・負ミューオンの比 N_+/N_- を固定した。しかし実際は、 N_+/N_- は一定ではなく、ミューオンの運動量に依存して変化する。検出器に入射する宇宙線ミューオンはエネルギーがランダムであり、入射するまでにコンクリート中などでエネルギーを落としていることも想定されるため、本来は定数とすべきではない。本研究では水中での統計数が少なかったために定数と仮定したが、十分な統計数が得られた場合は定数条件を外すことで誤差の精度も変化すると考えられる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、西村康宏先生には大変お世話になりました。実験装置の使用法、プログラミングや解析手法など、研究のあらゆることに関して、様々な助言をいただきました。また、同期の前川氏にも研究をサポートしていただきました。本当にありがとうございました。

最後に、これまで私を支えてくれた家族に心から感謝の意を表します。

参考文献

- [1] T.Suzuki, et al., “Total nuclear capture rates for negative muons”,
Physical Review C35, 2212 .

- [2] M.Tanabashi, et al., (Particle Data Group), Physical Review D98, 030001(2018)
and 2019 update.

- [3] 村瀬美咲, 『スーパーカミオカンデにおける崩壊電子を用いた
大気 $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ 識別方法の開発』, 第 24 回 ICEEP シンポジウム(2018) 発表スライド

- [4] G.D.Badhwar, et al., “Analytic representation of the proton-proton and
proton-nucleus cross-sections and its application to the sea-level spectrum and
charge ratio of muons”, Physical Review D Vol.15 No.3 .

- [5] 真木晶弘著, 『パリティ物理学コース 高エネルギー物理学実験』, 丸善出版 (1997).

- [6] 中家剛著, 『ニュートリノ物理学 ニュートリノで探る素粒子と宇宙』,
共立出版 (2016).