

ミューオンの寿命と g 因子の測定

課題演習 A1

小沢 史明

澤田あずさ

谷川 俊介

中西 芳枝

吉田 和輝

2014 年 5 月 15 日

目次

第 1 章	理論	2
1.1	ミューオンの生成とスピンの偏極	2
1.2	ミューオンの崩壊	2
1.3	電子スピンの g 因子	3
1.4	スピンの歳差運動	4
第 2 章	実験のセットアップ	5
2.1	実験のセットアップ及び実験原理	5
2.2	実験の回路図	6
2.3	MPPC について	8
2.4	コイル	8
2.5	PMT の印加電圧、および PMT,MPPC の Discriminator の閾値設定	11
2.6	MPPC に関する追加実験	12
第 3 章	解析	13
3.1	ミューオンの寿命測定	13
3.2	MPPC 信号に関する追加実験	17
3.3	g 因子の測定	18
第 4 章	考察	21
4.1	μ^+ と μ^- の寿命について	21
4.2	追加実験について	21
4.3	PMT で観測した 600 ns 付近のピークについて	22
第 5 章	反省・疑問点	23

第 1 章

理論

1.1 ミューオンの生成とスピンの偏極

我々が観測するミューオンは次のような π 中間子および K 中間子の崩壊の過程で生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.4)$$

地表で観測されるミューオンはそのほとんどが π 中間子由来であり、K 中間子由来のミューオンは無視できるほど数が少ない。この宇宙線ミューオンのスピンは偏極しており、 μ^+ はヘリシティ負に、 μ^- はヘリシティ正に偏極している。これは π 中間子の崩壊過程が原因である。まず π^+ の崩壊をその重心系から考える。

π^+ は弱い相互作用により (1.1) 式に従い崩壊し、運動量保存則から二つの生成粒子は同一直線上反対方向に飛び出す。現在までに観測されたニュートリノは全て負のヘリシティを持つという事実から、この生成されたニュートリノも負のヘリシティを持つ。 π^+ のスピンはゼロであるから、角運動量保存則により μ^+ のヘリシティも負でなければならない。

このような反応を実験室系で考察しよう。地表に降り注ぐ π^+ を表したのが図 1.1 である。図の右のように進行方向に向かって π^+ が放出される場合は π^+ のヘリシティは負のまま観測される。一方、図の左のように進行方向逆向きに放出された π^+ が地表で観測された場合、Lorentz 変換によりヘリシティは正になる。しかしミューオンが地表まで崩壊せずに到達するには高いエネルギーが必要なので、正ヘリシティを持つ μ^+ の崩壊元の π^+ は非常に高いエネルギーを持っていたことになる。宇宙線 π^+ のエネルギースペクトルの分析からそのような π^+ は十分少ないことが分かっているので、地表で観測される μ^+ は負のヘリシティに偏極しているとみなしてよい。同様の考察から μ^- はヘリシティ正に偏極しているとみなせる。

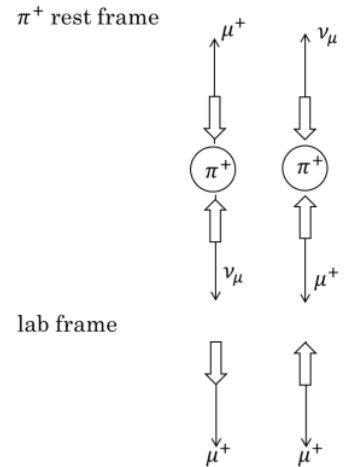


図 1.1 π^+ の崩壊と μ^+ のヘリシティ

1.2 ミューオンの崩壊

大気圏内で生成された μ 粒子は、弱い相互作用により次の式に従い崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.6)$$

ただし物質流において μ^- は、その負電荷のために物質の原子核に捕獲され、K 殻の電子と置き換わりミューオン原

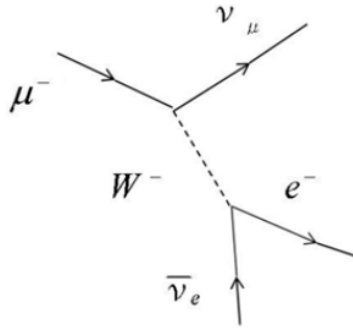


図 1.2 μ^- の崩壊

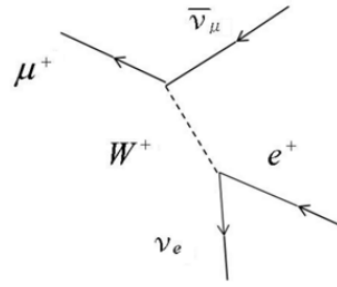


図 1.3 μ^+ の崩壊

子を形成することがある。この場合原子核との弱い相互作用により

$$\mu^- + p \rightarrow \nu_\mu + n \tag{1.7}$$

のように原子核の陽子による μ^- の吸収が起こる。この過程は真空中でのミューオンの寿命よりも短い時間で進み、今回用いる銅原子では $\tau = 0.16\mu s$ 程度である。

ミューオンの崩壊の際、ミューオンのスピンの向きと放出される電子（陽電子）の方向には相関がある。W-A 理論に依れば、電子はミューオンのスピンと反対方向へ、陽電子はスピンの方向へ放出されやすい。

1.3 電子スピンの g 因子

電子スピンの g 因子を、Dirac 方程式の非相対論的極限をとることによって理論的に導出する。

電磁場中の Dirac 方程式は

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi = \{\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + \beta m + e\phi\}\Psi \tag{1.8}$$

と書ける。ただし

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

である。4成分スピノル Ψ を2成分スピノル ζ, χ を用いて

$$\Psi = \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix}$$

と書く。これらを用いて展開すると

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\chi \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\zeta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \zeta \\ -\chi \end{pmatrix} m + e\phi \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

最左辺はエネルギー演算子がかかっていると見て取れるので、従って

$$(E - m - e\phi)\zeta = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\chi \tag{1.11}$$

$$(E + m - e\phi)\chi = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\zeta \tag{1.12}$$

ここで非相対論的という条件 $|\mathbf{p}| \ll m$ から $E \sim m$ 、さらに電磁場が十分弱いという条件 $|e\phi| \ll m$ を考慮すると

$$\left(\frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}))^2}{2m} + e\phi + m \right) \zeta = E\zeta \tag{1.13}$$

ここで Pauli の σ 行列に関する関係式

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{X})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{Y}) = \mathbf{X} \cdot \mathbf{Y} + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{X} \times \mathbf{Y})$$

を用いて第一項を展開すると

$$\begin{aligned} \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}))^2}{2m} \zeta &= \frac{(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 - ie\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{A} + \mathbf{A} \times \mathbf{p})}{2m} \zeta \\ &\simeq \frac{(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 - e\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}}{2m} \zeta \end{aligned}$$

以上より

$$\left(\frac{(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2}{2m} - \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} + e\phi + m \right) \zeta = E\zeta \quad (1.14)$$

これより、電子は磁場内で磁気モーメント

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} = g \frac{e}{2m} \mathbf{S} \quad (1.15)$$

を持ち、非相対論的近似で得られる電子スピンの g 因子は 2 であることがわかる。

1.4 スピンの歳差運動

静磁場中において、電子のスピンは歳差運動を起こす。このことを Heisenberg の運動方程式を解くことで示し、またその角速度を求める。

一様な静磁場を考え、磁場の方向に z 軸をとる。磁場とスピンの相互作用 Hamiltonian は

$$\hat{H} = -g \frac{e}{2m} \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B} = -g \frac{eB_z}{2m} \hat{S}_z \equiv -w \hat{S}_z \quad (1.16)$$

で与えられる。Heisenberg 方程式に基づきスピンの時間発展を計算すると

$$\frac{d\hat{S}_x}{dt} = w \hat{S}_y \quad \frac{d\hat{S}_y}{dt} = -w \hat{S}_x \quad \frac{d\hat{S}_z}{dt} = 0 \quad (1.17)$$

となる。第一、二式が連立微分方程式となっているがこれは簡単に解け、 $t = 0$ でのスピンの期待値を $\langle S_x \rangle = C$, $\langle S_y \rangle = 0$, $\langle S_z \rangle = C_0$ とするとスピンの時間発展は次のようになる。

$$\langle S_x \rangle = C \cos \omega t \quad \langle S_y \rangle = C \sin \omega t \quad \langle S_z \rangle = C_0 \quad (1.18)$$

以上より静磁場中の電子のスピンは xy 平面で角速度

$$\omega = g \frac{eB_z}{2m} \quad (1.19)$$

の歳差運動を行うことが分かる。本実験ではこの角速度と磁場の強さを測定することで g 因子の値を求める。

第 2 章

実験のセットアップ

2.1 実験のセットアップ及び実験原理

実験原理

1. 大気中で生成された μ^+ が地上に降ってくる。
2. μ^+ がプラスチックシンチレータ A,B (図 2.1, 2.2 参照) を通り抜け、あるエネルギー程度の μ^+ は銅板で止まる。
3. 銅板で止まった μ^+ は、弱い相互作用により崩壊し、主にそのスピンの方向に e^+ を放出する。
4. e^+ がプラスチックシンチレータ B または C を通過する。

銅板で止まる μ^+ を A,B で観測した時の信号と、 μ^+ の崩壊により生成された e^+ を B,C で観測したときの信号の時間差を測定することにより、寿命と g 因子を調べる。

g 因子測定の際にはコイルに磁場をかける。それにより、 μ^+ のスピンの歳差運動をし、 e^+ の飛び出す方向も周期的に変わる。銅板の上下で分けて測定することで、観測されるイベント数も周期性をもち、この周期から g 因子を求める。

実験装置

μ^+ 等を検出しアナログ信号に変える装置は以下のもので構成されている。

- ・プラスチックシンチレータ (100cm × 48cm × 1cm) 2 枚
- ・光電子増倍管 (PMT) 2 個
- ・プラスチックシンチレータ (50cm × 5cm × 1cm) 7 枚
- ・コイル (詳細は後述する)
- ・銅板 (50cm × 48cm × 1cm) 2 枚
- ・MPPC 7 個
- ・光ファイバー 7 本

μ^+ の寿命測定の実験では、図 2.1 のように配置し、g 因子測定の実験では図 2.2 のように配置した。

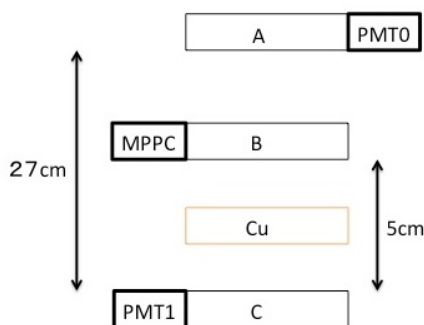


図 2.1 μ 寿命測定

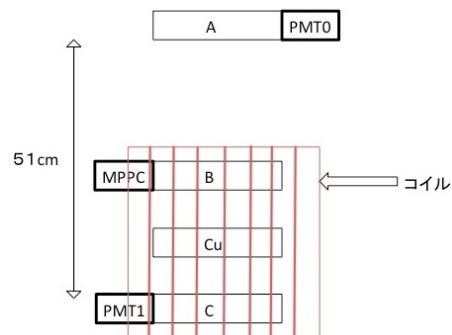


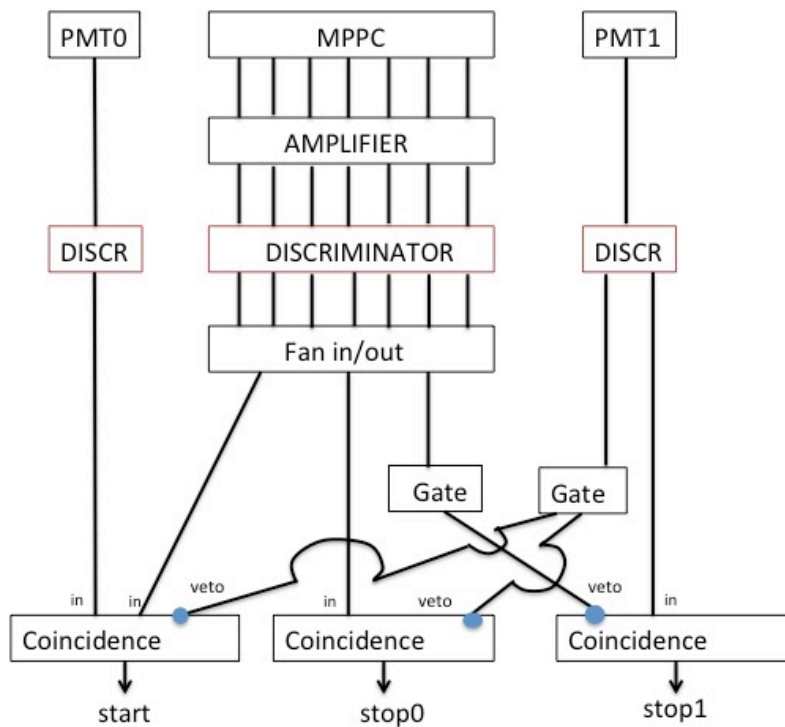
図 2.2 g 因子測定

寿命測定の際にはイベント数を増やすために A をできるだけ B に近づけた。g 因子測定の際には、スピンははじめに一定の方向を向いている方が、振動の振幅が大きくなり、周期がみやすくなる。そのためシンチレータ間の距離を長くした方が解析しやすい。一方、シンチレータ A,B 間の距離を短くすれば、イベント数が増え、統計誤差が少なくなる。そこで、今回の実験では、前期の実験での 1 m という値を参考に、それよりは短い 51cm とした。

MPPC のシンチレータ B は、上下のシンチレータ A,C に比べて、大きさが小さい。そのため、ミュオンが斜めに入ってきて、シンチレータ A,B を通り、C は通らないというケースのバックグラウンドをのぞくことができています。

2.2 実験の回路図

以下に実験のおおまかな回路図を示す。



- AMPLIFIER: アナログ信号の増幅
- DISCRI(DISCRIMINATOR): アナログ信号が指定した値 (TH: ~mV) を越えた時、デジタル信号を出力
- Fan in/out : 複数の入力の or を出力
- Delay: 信号を遅らせる
- Gate(GateGenerator): 信号が入力されたときに指定した幅の信号を出力
- Coincidence: 複数の入力の and を出力

この回路を論理記号で表すと、

start 信号 : $\text{PMT0} \wedge \text{MPPC} \wedge (\neg \text{PMT1})$

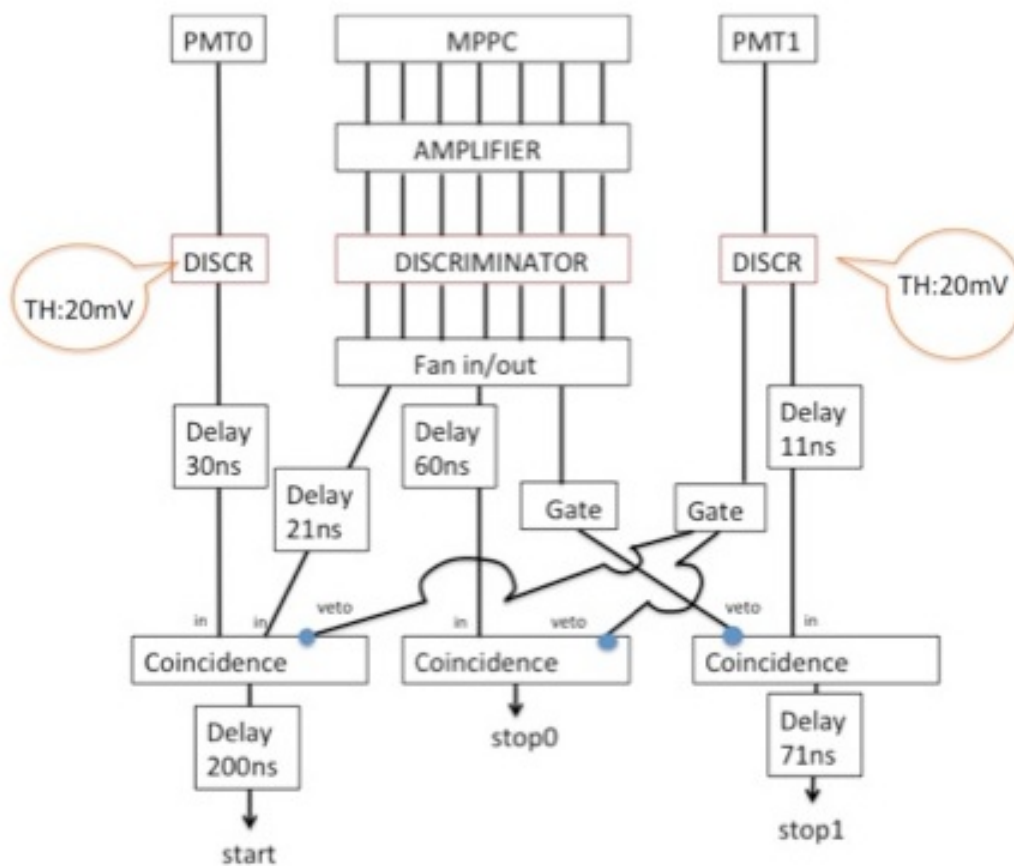
stop 0 信号 : $\text{MPPC} \wedge (\neg \text{PMT1})$

stop 1 信号 : $\text{PMT1} \wedge (\neg \text{MPPC})$

である。

start として PMT1 の信号を veto に入れたのは、銅板で止まった μ の信号を取り出すためである。 e^+ が上向きに放出された場合を stop0 で、下向きの場合を stop1 で捕らえた。新たに貫通した μ の信号が stop 信号となるのを防ぐため、stop0 には PMT 1 の信号を、stop1 には MPPC の信号を veto に入れた。

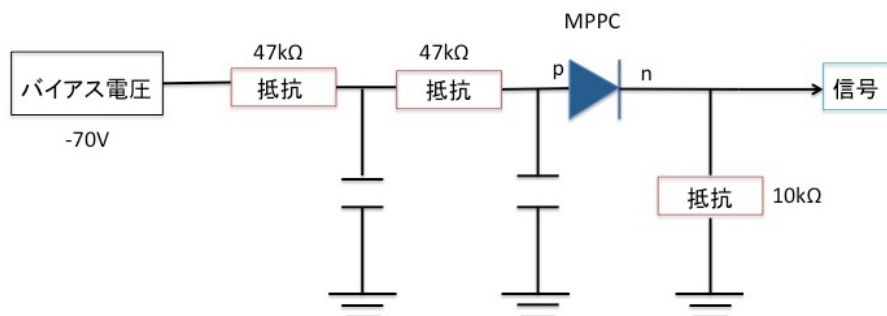
実際には、coincidence、start、stop1 の前にタイミング調整のため delay を入れた。delay も含めた回路図は以下の通りである。



2.3 MPPC について

MPPC とは、微小光測定のための半導体検出器である。受光面に多数の APD ピクセルが並んでいる。そのピクセル化された APD をガイガーモードで動作させ、各ピクセルの信号の和を並列に読み出す。ブレークダウン電圧以上の逆バイアス電圧をかけることで、ピクセル内にできた増幅領域はガイガーモードで動作し、入射光子により弾き出された光電子がこの領域内で雪崩増幅する。1つのピクセルは1光電子による電子雪崩で飽和してしまうので、電子雪崩により放出された電荷量は、入射光子数によらずほぼ一定である。

今回の実験では、以下の回路によって信号を検出した。



2.4 コイル

今回の実験では、コイルを用いて磁場を発生させることで g 因子を測定した。コイルは 2004 年度の課題研究用に作られたものを使用した。

コイルは、Main コイルと、2つの Sub コイル（以下では Sub1、Sub2 と呼ぶ）からできており、抵抗値は Main コイルが $1.6[\Omega]$ 、Sub1、Sub2 がともに $4.2[\Omega]$ である。このコイルの概略図を図 2.3 に示す。また、Main コイルに $20[\text{A}]$ 、Sub1 に $1.2[\text{A}]$ 、Sub2 に $1.1[\text{A}]$ の電流を流した。

磁場は、コイルを図 2.4 のように 16 か所に分けて、ガウスメーターを用いてそれぞれ 4 回ずつ測定した。その結果を表 2.1, 2.2 に示す。

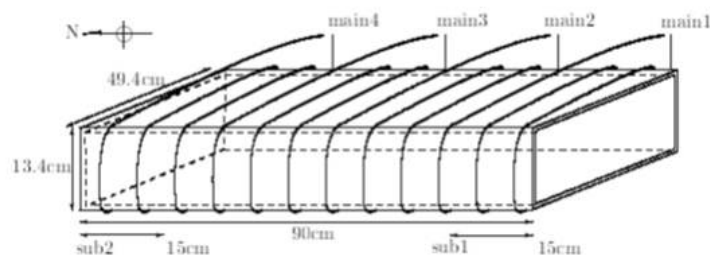


図 2.3 コイルの概略図

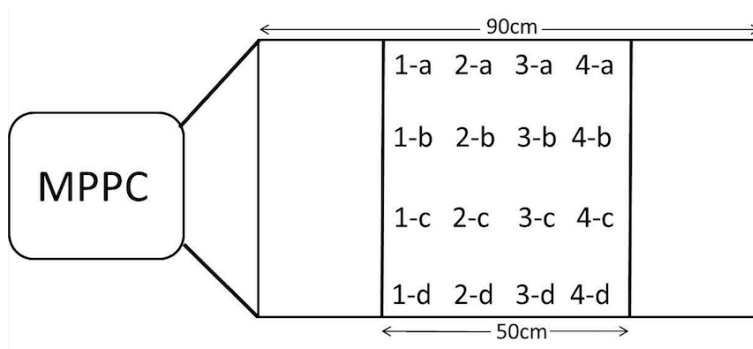


図 2.4 コイルの分割図

表 2.1 磁場の測定データ (Z 軸成分)[Gauss]

	1 回目	2 回目	3 回目	4 回目	平均値
1-a	60.0	60.4	60.2	60.8	60.350
1-b	56.8	57.1	57.0	57.5	57.100
1-c	55.7	56.2	56.4	56.1	56.100
1-d	61.4	62.2	61.8	62.0	61.850
2-a	58.5	58.4	59.1	59.1	58.775
2-b	56.0	56.5	56.9	57.1	56.625
2-c	55.8	56.3	56.3	56.4	56.200
2-d	59.4	60.0	60.7	60.3	60.100
3-a	59.0	59.4	59.0	59.1	59.125
3-b	57.2	57.0	57.2	57.1	57.125
3-c	55.6	56.1	56.2	55.8	55.925
3-d	60.2	60.7	60.3	60.2	60.350
4-a	61.3	61.8	60.7	61.0	61.200
4-b	57.2	57.2	57.3	57.1	57.200
4-c	56.0	55.8	56.2	55.5	55.875
4-d	62.4	62.8	62.3	62.3	62.450

表 2.2 磁場の測定データ (X 軸、Y 軸成分)[Gauss]

	X 軸	Y 軸
1-a	0.3	-0.1
1-b	-0.7	-0.8
1-c	0.8	-0.3
1-d	0.3	-4.7
2-a	-0.7	0
2-b	0.3	-0.3
2-c	1.6	-0.1
2-d	-0.7	0.9
3-a	0.5	-0.3
3-b	-0.2	0.8
3-c	2.3	0.9
3-d	0.7	3.3
4-a	0.1	-0.9
4-b	-0.1	-1.1
4-c	0.4	-2.5
4-d	2.2	0.6
平均値	0.44	-0.30

表 2.1 にある 16 か所のそれぞれの平均値とその標準偏差から求めた $B = 58.52 \pm 0.67\sigma = 58.52 \pm 1.475[Gauss]$ を磁場の Z 軸成分の値とした。標準偏差は、左右の端 8 か所の磁場の値がそのほかの場所の磁場の値より大きくなっていたため、その差を主に反映した値になったと考えられる。また、表 2.2 から X 軸、Y 軸方向磁場の成分の値は Z 軸方向の成分に対して無視してもよいものであることがわかる。

2.4.1 TDC の較正

今回の実験では TDC の Ch0 と Ch1 を用いたのでそれぞれのカウント数と実時間との対応を調べた。その結果を表 2.3 に示す。

表 2.3 TDC の count 数と実時間の関係

time[μs]	Ch0 の count 数	Ch1 の count 数
1	1.424×10^6	1.424×10^6
2	2.777×10^6	2.778×10^6
3	4.060×10^6	4.062×10^6
4	5.399×10^6	5.401×10^6
5	6.632×10^6	6.635×10^6
6	7.994×10^6	7.994×10^6
7	9.283×10^6	9.285×10^6
8	10.60×10^6	10.60×10^6
9	11.87×10^6	11.87×10^6
10	13.37×10^6	13.38×10^6
11	14.27×10^6	14.27×10^6
12	15.89×10^6	15.89×10^6
13	17.17×10^6	17.18×10^6
14	18.42×10^6	18.42×10^6
15	19.88×10^6	19.88×10^6
16	21.03×10^6	21.03×10^6
17	22.54×10^6	22.54×10^6
18	23.71×10^6	23.71×10^6

またこのデータから横軸を実時間、縦軸をカウント数にとったグラフを作成すると図 2.5 のようになる。

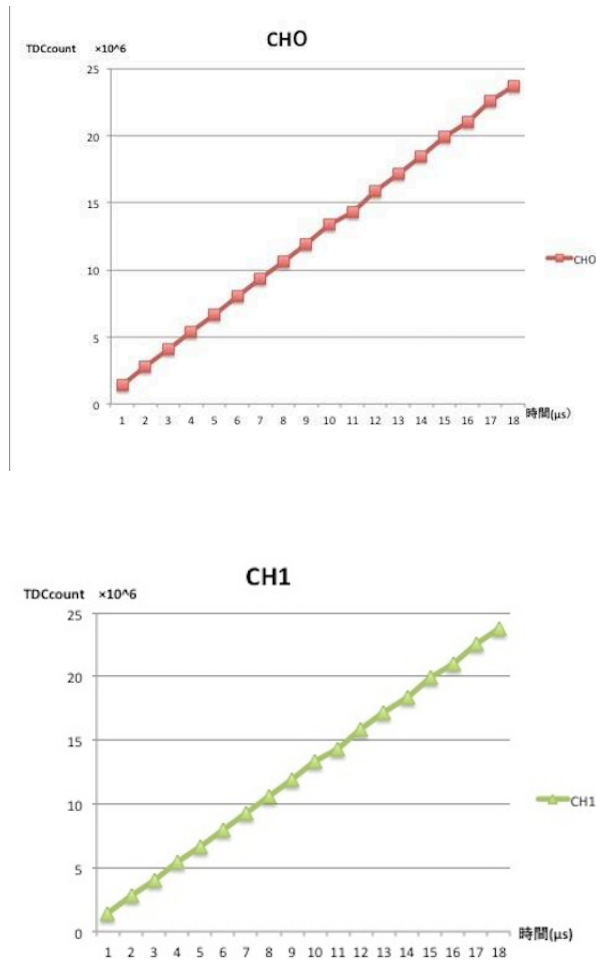


図 2.5 TDC の count 数と実時間の関係 (ch0, ch1)

上のグラフのように ch0,ch1 の測定データを一次関数 $y = ax + b$ でフィッティングすると次の式になる。

$$ch0 : y = 1.31174 \times 10^6 x + 1.11739 \times 10^5 \quad (2.1)$$

$$ch1 : y = 1.31172 \times 10^6 x + 1.13601 \times 10^5 \quad (2.2)$$

2.5 PMT の印加電圧、および PMT, MPPC の Discriminator の閾値設定

本実験では、性能の違いから PMT と MPPC の Discriminator の閾値を別々に定めた。Discriminator の閾値は、検出率を下げないこととノイズを十分にカットすることを念頭に置いて定め、PMT の印加電圧は上下の PMT のレートがそろえるように定めた。この結果、PMT の印加電圧は、PMT1 は 1700[V], PMT2 は 1780[V] とし、PMT の Discriminator の閾値は 20[mV] とした。次に、MPPC の Discriminator の閾値の決め方について述べる。注意したことは上で述べたことと同じである。最初は 19[mV] に設定したが、測定を開始したところレートがあまりに高いので、ノイズを多く取りすぎていると判断し閾値を変えることにした。以降、オシロスコープを用いて閾値の上限を見極めながら、閾値を 43[mV]、60[mV]、78[mV]、100[mV] に設定して測定した。その結果、閾値を上げていくにつれて測定データから求められる μ の寿命の値が小さくなってしまいうという結果が得られた。そこで、MPPC について次に示す追加実験を行うことにした。

2.6 MPPC に関する追加実験

MPPC の Discriminator の閾値を上げると、測定される μ の寿命の値が小さくなってしまいうという結果を受けて、追加実験を行うことにした。

この原因として、MPPC のアフターパルスが測定データの多くを占めているのではないかと考えた。そこで、MPPC のアフターパルスを観測するために以下の図 2.6 に示すような回路を作成した。

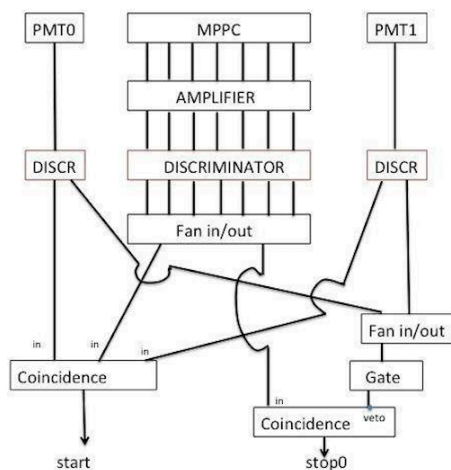


図 2.6 MPPC の追加実験の回路図

この回路を論理記号を用いて表すと、

start 信号 : $\text{PMT0} \wedge \text{MPPC} \wedge \text{PMT1}$

stop 信号 : $\text{MPPC} \wedge \neg (\text{PMT0} \vee \text{PMT1})$

測定は MPPC の Discriminator の閾値を 43[mV], 100[mV] として 2 回測定した。

第 3 章

解析

ROOT を用いて解析を行った。TDC から得た生のデータを適当なビン幅をとりヒストグラムにすると図 3.1 のようになる。以下では Calibration の結果を用い、横軸を TDCcount から時間に直したものを扱う。時間の範囲は TDC で測定できる時間を考慮して $0.1 \sim 20[\mu s]$ に限った。

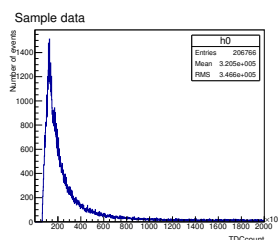
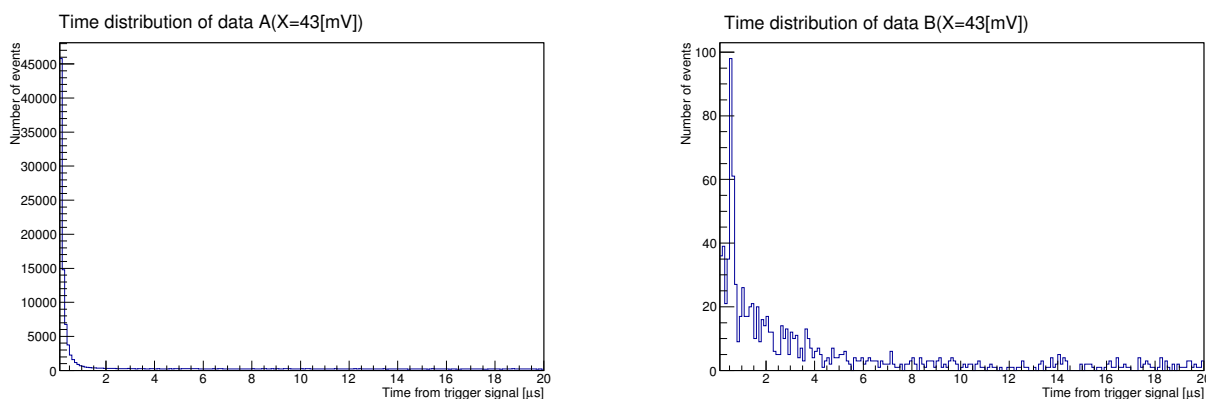


図 3.1 データの例

3.1 ミューオンの寿命測定

上下の PMT 信号を入れる Discriminator の threshold は $20[mV]$ に固定して、増幅した MPPC 信号を入れる Discriminator の threshold (以下、 $X[mV]$ とする) を変化させて測定を行った。4 点 $X = 43, 60, 78, 100[mV]$ を選んだ。測定時間は揃っていないが 2~4 日間である。

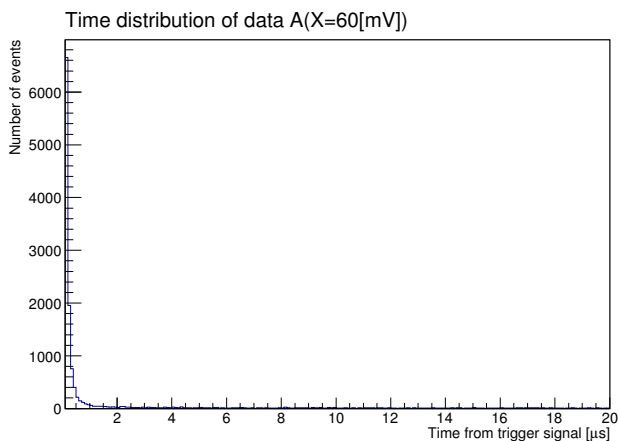
ヒストグラムは各 X に対して MPPC が反応したイベント (以下、データ A とする) および下の PMT が反応したイベント (以下、データ B とする) の二つが得られ、ビン幅を $0.1[\mu s]$ にそろえると図 3.2 から 3.5 のようになった。



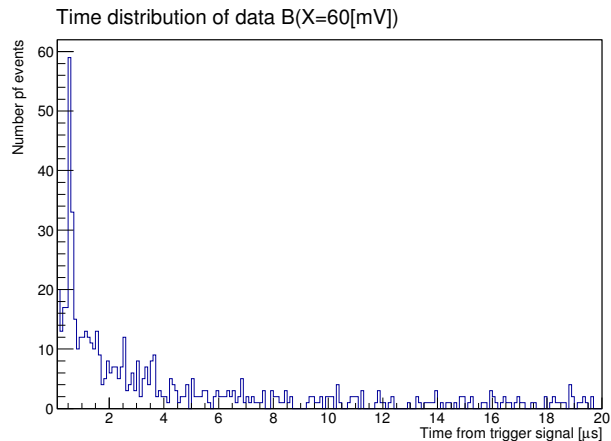
データ A

データ B

図 3.2 ミューオンの崩壊時間分布 ($X = 43[mV]$)

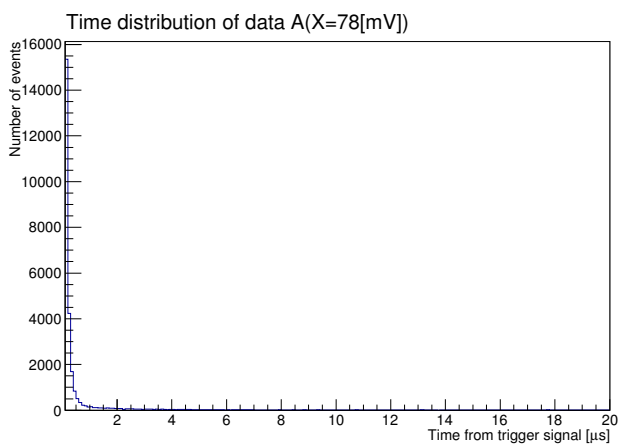


データ A

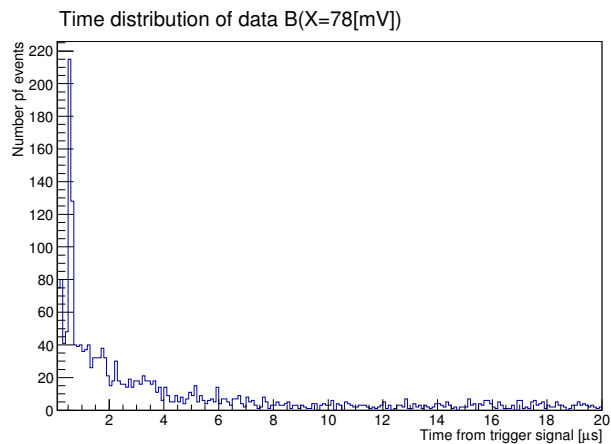


データ B

図 3.3 ミューオンの崩壊時間分布 ($X = 60[mV]$)

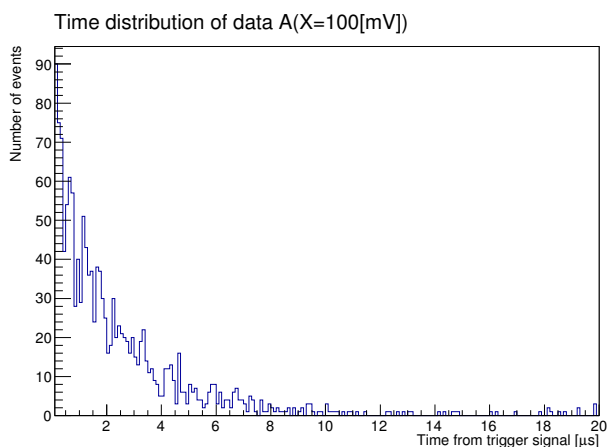


データ A

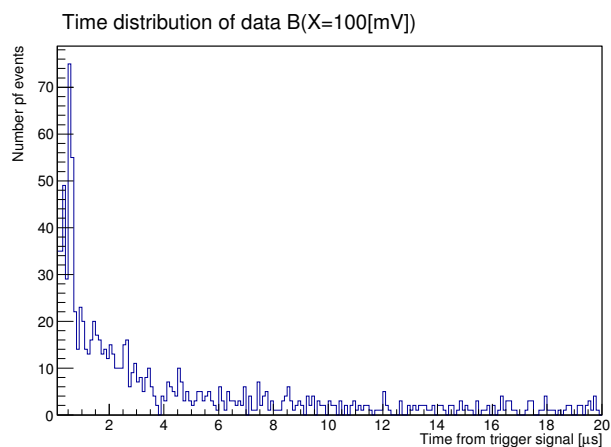


データ B

図 3.4 ミューオンの崩壊時間分布 ($X = 78[mV]$)



データ A



データ B

図 3.5 ミューオンの崩壊時間分布 ($X = 100[mV]$)

下の PMT が反応したデータ B を見ると、0.6[μ s] 付近に鋭いピークが存在することがわかる。ここでの目的とは関係がないと思われるので、このピークを除くため範囲を 0.7[μ s] 以上に限定してフィッティングを行う。予想される分布関数としては、 μ^+ と物質中で寿命の異なる μ^- に対応して、二つの指数関数の重ね合わせを仮定した関数 $f_2(t)$ (式 3.1) が考えられる。しかし、Cu 板中での μ^- の寿命は 160[ns] 程度と短いため、データ B のヒストグラムをフィッティングする際の範囲では μ^+ に対して 10^{-2} 程度に減衰しておりほぼ影響しなくなると予想される。そこで、データ A は関数 $f_2(t)$ を、データ B は式 3.2 の関数 $f_1(t)$ を用いてフィッティングした。データ A のフィッティング範囲については、始点を 0.1[μ s] にしてフィッティングすると χ^2/ndf の値が極端に 1 からずれてしまうため、上側確率が少なくとも 0.4~0.6 に入るように個別に選んだ。

$$f_2(t) = a \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) + b \exp\left(-\frac{t}{\tau_b}\right) + c \tag{3.1}$$

$$f_1(t) = a \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + b \tag{3.2}$$

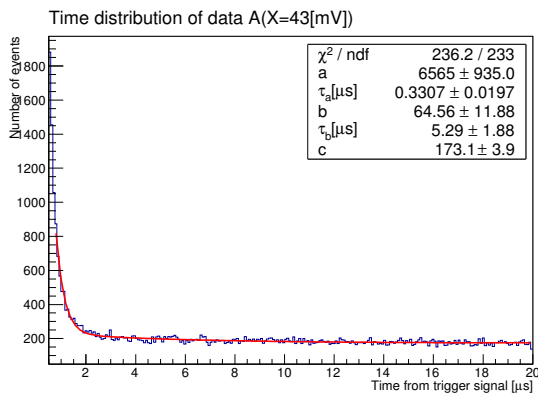
フィッティングの結果をまとめて表 3.1 に示す。またその具体的な様子を図 3.6 ~3.9 に示しておく。

データ A のフィッティングで得られた二つの時定数 τ_a 、 τ_b について前者が一桁小さく、 μ^- に対応すると想定したものである。MPPC の信号の threshold である X を変更することにより、明らかにデータ A から求まる時定数が異なり、 X が高いほど時定数が小さくなる結果となった。

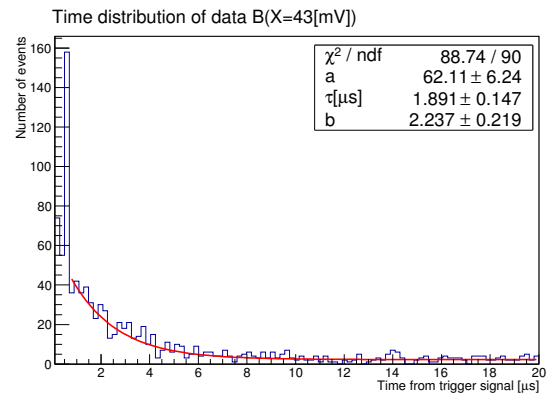
原因を探るため、追加で行った実験について次節に記す。

表 3.1 $f_1(t)$ でのフィッティング結果

X [mV]	data A		data B
	τ_a [μ s]	τ_b [μ s]	τ [μ s]
43	$3.307 \times 10^{-1} \pm 1.970 \times 10^{-2}$	5.290 ± 1.880	1.891 ± 0.147
60	$2.852 \times 10^{-1} \pm 3.620 \times 10^{-2}$	3.149 ± 0.626	1.827 ± 0.211
78	$1.665 \times 10^{-1} \pm 2.000 \times 10^{-2}$	2.012 ± 0.093	1.940 ± 0.110
100	$1.127 \times 10^{-1} \pm 8.480 \times 10^{-2}$	1.779 ± 0.074	1.883 ± 0.170

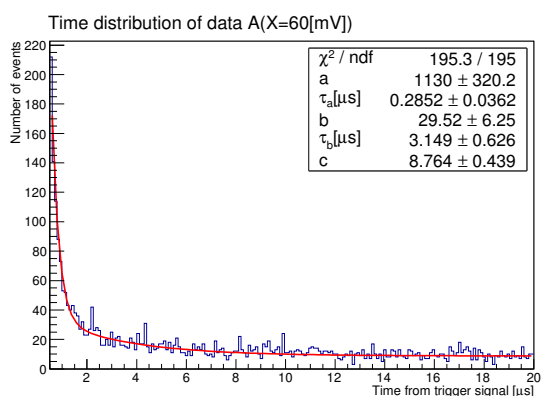


データ A

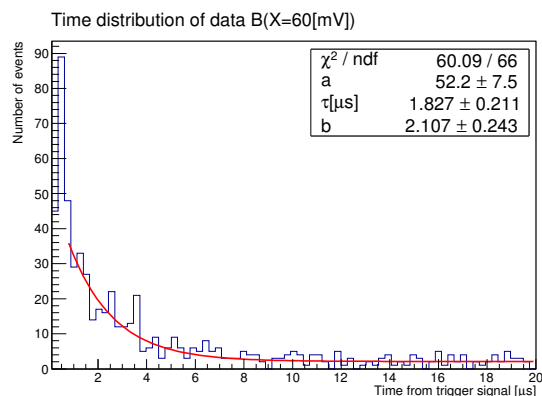


データ B

図 3.6 $f_1(t)$ でのフィッティング ($X = 43$ [mV])

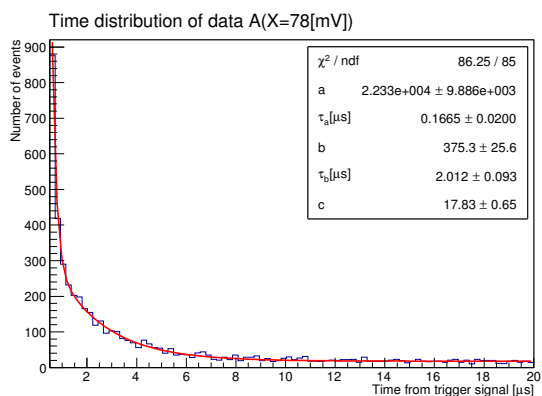


データ A

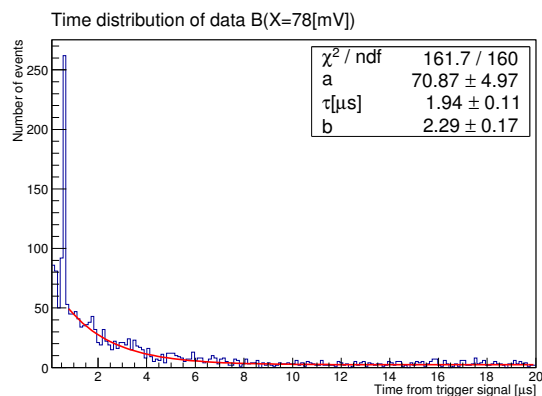


データ B

図 3.7 $f_1(t)$ でのフィッティング ($X = 60[mV]$)

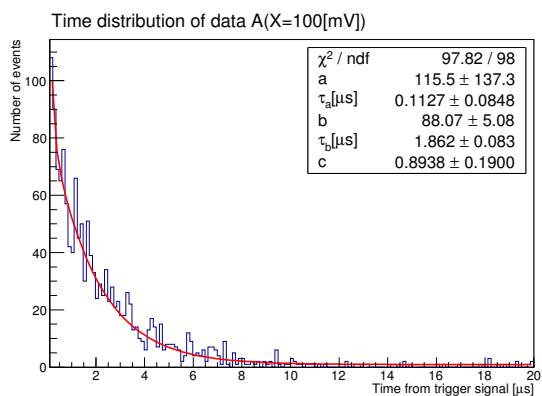


データ A

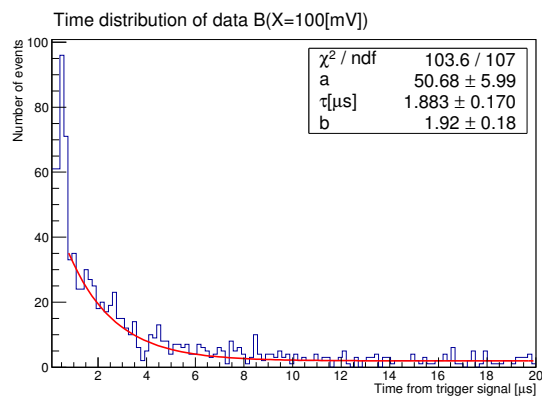


データ B

図 3.8 $f_1(t)$ でのフィッティング ($X = 78[mV]$)



データ A



データ B

図 3.9 $f_1(t)$ でのフィッティング ($X = 100[mV]$)

3.2 MPPC 信号に関する追加実験

Discriminator に通した MPPC の信号のレートは、10[s] 間のカウント数を測定することにより各 X に対して表 3.2 のような値を得た。ただし、誤差は統計的予測により見積もったものである。

表 3.2 MPPC のシングルレート

X [mV]	rate[Hz]
43	$(1.89 \pm 0.01) \times 10^3$
60	$(1.29 \pm 0.36) \times 10^2$
78	$(4.85 \pm 0.22) \times 10^1$
100	3.3 ± 0.6

オシロスコープで MPPC の波形を確認すると、1photon に対する出力は $0.7 \sim 0.8$ [mV] であり、 $X = 43$ [mV] とすると 5photons 相当以下の信号はカットされているとわかる。

また、粒子が貫通したときに TDC に Start 信号が入るようにしてとった MPPC 信号の時間分布を測定し、 $f_1(t)$ でフィッティングしたようすが図 3.10、および図 3.11 である。

時定数 τ は $X = 43, 100$ [mV] に対してそれぞれ $(7.007 \pm 0.175) \times 10^{-2}, 2.062 \pm 0.071$ [μ s] となった。

$X = 43$ [mV] に対し、ClockGenerator の発した信号を Start 信号にして測定を行うと、前述の貫通を Start 信号にした場合に比べて、Start から 20 [μ s] 以内に MPPC が X を超える波高の信号を発生させる Start 信号に対する割合が 10^{-3} 倍程度となった。このことから、MPPC は自身が発した信号に付随した信号を出すことがあり、図 3.10 等にしたデータはその現象をとらえているとわかる。

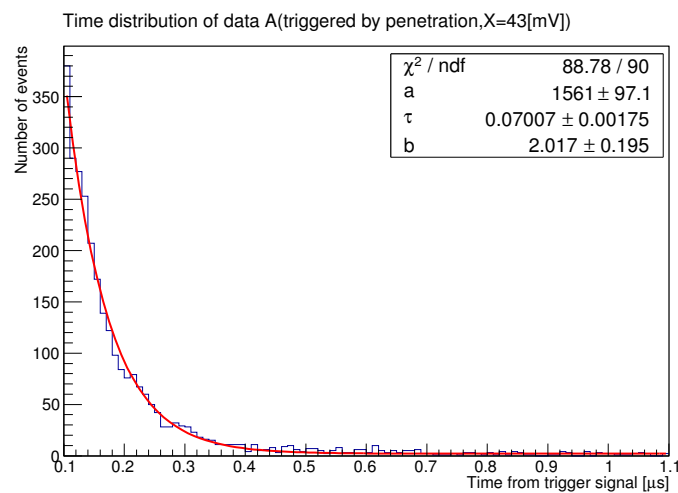


図 3.10 貫通直後の MPPC の信号の時間分布 ($X = 43$ [mV])

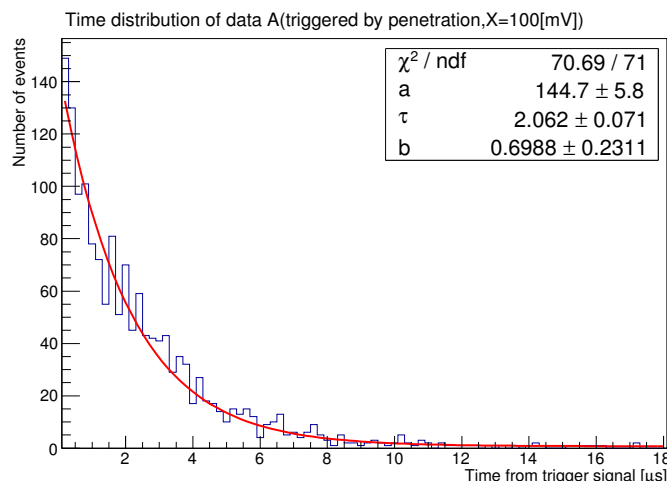


図 3.11 貫通直後の MPPC の信号の時間分布 ($X = 100[mV]$)

3.3 g 因子の測定

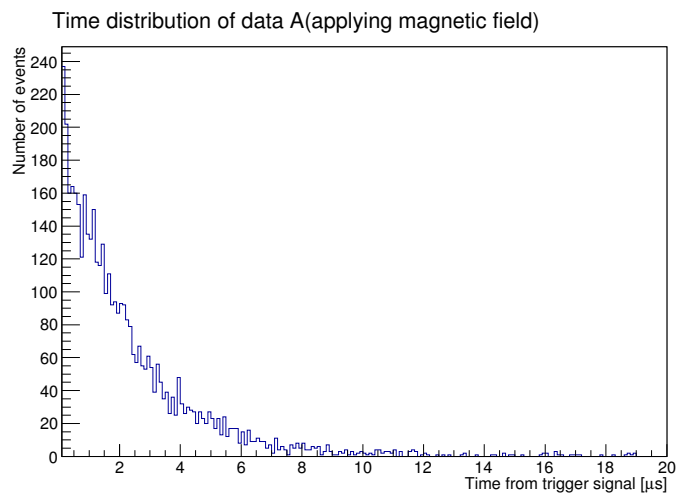
ビン幅を $0.1[\mu s]$ にすると、データ A、B はそれぞれ次ページの図 3.12 のようなヒストグラムとなった。

26 日間測定を行ったが、このデータ数ではどちらのヒストグラムからも、統計的な揺らぎでない、周期的なカウント数の変動を明確には見て取ることができない。周期が表れているとみなして関数 3.3 でフィッティングを行うと結果は図 3.13 および表 3.3 のようになった。データ A、B について、それぞれ $0.1 \sim 10[\mu s]$ 、 $0.7 \sim 10[\mu s]$ の範囲を用いた。ただし、パラメータの数が多くなりフィッティングが困難になることと、ここでは周期が求まれば良いことから、 μ^\pm の寿命の区別は行わなかった。また、データ B の範囲は前述の場合と同様、ピークを含まないように選んだ。

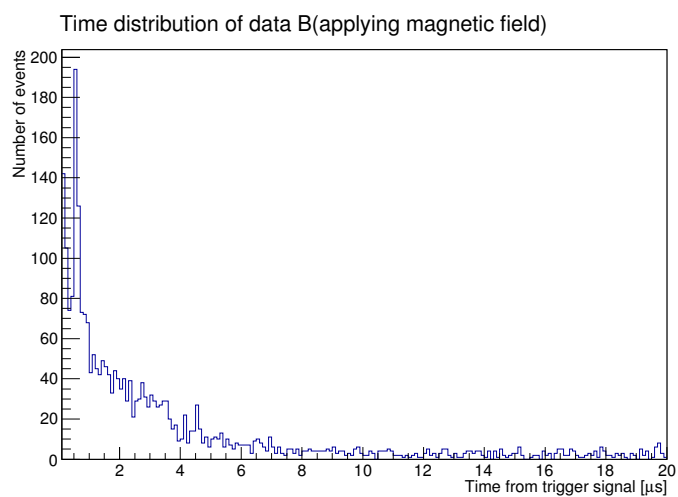
得られた ω の値と磁場の測定値 $B \pm 0.67\sigma = 58.52 \pm 1.476[Gauss]$ を、式 (3.3) に代入して g 因子を求めると、データ A からは 2.515 ± 0.154 、データ B からは 1.972 ± 0.129 という結果を得た。

$$g = \frac{2m\omega}{eB} \quad (3.3)$$

シンチレータで発生した信号が TDC に入るまでの時間は、MPPC 側と下の PMT で数 ns 単位まで揃えてあるので、データ A とデータ B の周期的振動の位相は反転していることが期待される。得られた結果は、位相として導入したパラメータ c の差がおよそ 2π となっているが、振幅 b の符号がデータ A、B で逆になっているため、位相差は確かに π 程度である。



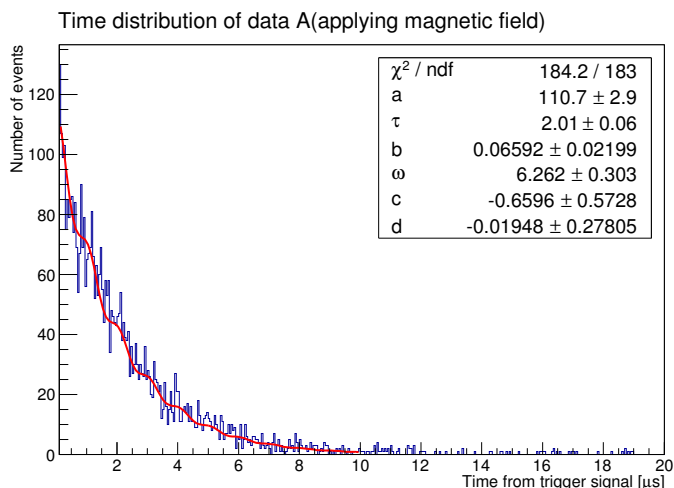
データ A



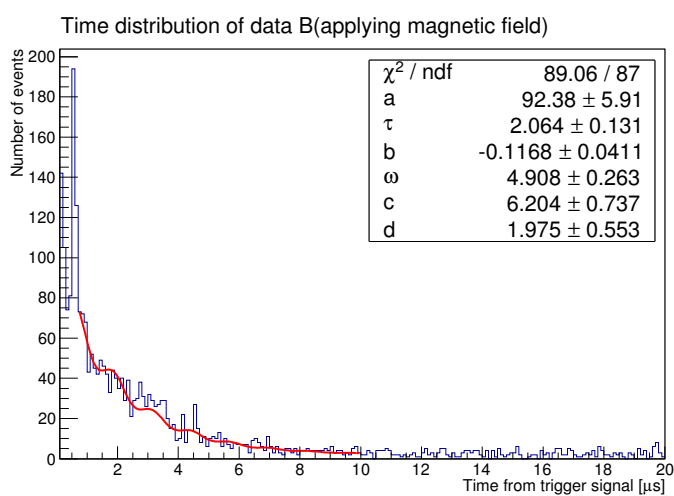
データ B

図 3.12 磁場下におけるミュオンの崩壊の検出数の時間分布

$$g(t) = a \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \{1 + b \cos(\omega t + c)\} + d \quad (3.4)$$



データ A



データ B

図 3.13 $g(t)$ によるフィッティング

表 3.3 $g(t)$ によるフィッティングの結果

	data A	data B
a	$(1.107 \pm 0.028) \times 10^2$	$(9.238 \pm 0.591) \times 10^1$
$\tau [\mu s]$	2.010 ± 0.060	2.064 ± 0.131
b	$(-6.592 \pm 2.199) \times 10^{-2}$	$(1.168 \pm 0.41) \times 10^{-1}$
$\omega [\mu s]$	6.262 ± 0.303	4.908 ± 0.253
c	$(-6.596 \pm 5.728) \times 10^{-1}$	6.204 ± 0.737
d	$(-1.948 \pm 27.81) \times 10^{-2}$	1.975 ± 0.553

第 4 章

考察

4.1 μ^+ と μ^- の寿命について

得られたデータとその文献値との誤差について
(文献値 $\mu^- : 2.197[\mu s]$, $\mu^+ : 0.160[\mu s]$ を参照した)

表 4.1 閾値と寿命 τ の関係

閾値 [mV]	μ^- (MPPC)(%)	μ^+ (MPPC)(%)	μ^+ (PMT)(%)
43	+106.7(8.7 σ)	+140.8 (1.6 σ)	-13.9 (2.1 σ)
60	+78.3 (3.5 σ)	+43.3 (1.5 σ)	-16.8 (1.8 σ)
78	+4.1 (0.33 σ)	-8.4 (2.0 σ)	-11.7 (2.3 σ)
100	-29.6 (0.56 σ)	-19.0 (5.6 σ)	-14.3 (1.9 σ)

表 4.2 MPPC と PMT それぞれにおける g 因子の値とその誤差

閾値 [mV]	(MPPC)(%)	(PMT)(%)
78	-1.9 (0.30 σ)	+32.1 (4.2 σ)

MPPC で観測された寿命に関しては μ^+ と μ^- どちらも閾値が増加するにしたがって寿命が減少するといった特徴が見られた。また、PMT で観測された寿命に関してはそのような特徴は見られず一定で、文献値よりも短い値が得られた。PMT の閾値はどの実験でも一定にしていたので、PMT の閾値を変化させると寿命に変化するという現象が見られる可能性はある。

4.2 追加実験について

表 4.3 実験データから得られた時定数

閾値 [mV]	寿命 τ
43	$70.1 \pm 1.8[ns]$
100	$2.1 \pm 0.1[\mu s]$

MPPC の閾値依存性のある時定数をもった信号が観測されたが、波高が大きすぎるため、MPPC のいわゆるアフ

ターパルスではないと思われる。しかし、ノイズレートから得られる時定数は数 ms より大きくなるから、TDC の start 信号に付随して生じた信号であることは確かである。

4.3 PMT で観測した 600 ns 付近のピークについて

これは回路の start にかけていた veto が十分にかかっていなかったことによると考えられる。この場合、下の PMT まで貫通したのも start 信号に含めてしまうので、下の PMT から発生したアフターパルスが stop1 の信号としてとらえられてしまう。この結果、600[ns] 付近にピークが見られたと考えられる。これは追加実験の stop 信号を下の PMT に変えて行い、同じ位置にピークが見られればそれが確かめられたと判断してよいだろう。この予想が正しければ、このようなピークは veto の長さをより余裕を持たせたものにすれば回避できる。

第 5 章

反省・疑問点

- MPPC のバイアス電圧について、0.1[V] 程度の変化でも MPPC のレートが数倍変化するので、0.1[V] 刻みで出力の調整が可能な電圧器を使うべきであった。
- データの検出数だけでなく、スタート信号が入った数も記録すべきであった。start 信号にたいして stop 信号が入る割合を比べれば、本実験で観測した信号の中に追加実験で観測した信号がどの程度存在したかを見ることができるためである。
- g 因子を正確に測定するにはコイルの磁場をより均一にさせる必要があるだろう。目標としては、ガウスメーターによる測定の誤差である ± 0.5 [Gauss] 程度が望ましい。
- 適切な閾値の設定の方法について、本来はミュオンが降ってくる頻度程度のレートになるように閾値を設定するのが適切であろうが、追加実験の結果から、ミュオンとは別に余計な信号が観測されていると思われるので、単純に MPPC のレートから閾値を判断するのは難しいと思われる。