

2012 後期 A1

ミューオンの寿命と g 因子

潘 晟 山岡 慎治 結城 勝也 小池 貴之

2013 年 4 月 5 日

目次

第1章	目的	3
第2章	理論	4
2.1	Dirac 方程式と g 因子	4
2.2	spin の歳差運動	5
第3章	実験装置	7
3.1	コイル	7
3.1.1	概要	7
3.1.2	磁場測定	8
3.2	Time Digital Counter	9
3.2.1	概要	9
3.2.2	較正	9
3.3	光電子増倍管	11
3.3.1	概要	11
3.3.2	光漏れチェック	11
3.3.3	Discriminator の閾値設定	11
3.3.4	電圧設定	11
3.4	実験回路	12
第4章	解析	13
4.1	データの選択	13
4.2	データのキャッシング	14
4.3	フィッティング	15
4.3.1	μ^+ の寿命	15
4.3.2	g 因子の測定	16
第5章	結果・反省	17
5.1	寿命について	17
5.2	g 因子について	17
5.3	PMT についての反省	17
5.3.1	検出率の測定について	17
5.3.2	今回の問題点	18
5.3.3	検出率の配置依存性の検証	18
5.3.4	Accidental Coincidence について	19

第1章 目的

宇宙線が大気中の分子と相互作用をすることで生成した μ^+ を観測し、銅版上で止め、その崩壊によって生じた陽電子がシンチレータ中の電子と対消滅することによって生じる光 (photon) を観測することで、 μ^+ の寿命を求める。

また、銅版に適当な磁場をかけることによって、 μ^+ のもつスピンの歳差運動を行う。 μ^+ の崩壊によって生じる陽電子はスピンの方向に飛んでいきやすいため、上下のシンチレータがとらえる陽電子の数は周期的に変化する。この周期を測定することによって g 因子を求める。

第2章 理論

以下, $c = \hbar = 1$ の自然単位系を用いる.

2.1 Dirac 方程式と g 因子

自由 Dirac 粒子は Dirac 方程式

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = E\psi = (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + m\beta)\psi \quad (2.1)$$

に従う.

ここで, 電磁場 A^μ を加える. すると, $p^\mu \rightarrow p^\mu - eA^\mu$ となり, これを代入すると

$$E\psi = \{\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + m\beta + e\phi\}\psi \quad (2.2)$$

$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix}$ と分解すると,

$$E \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix} = \{\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + m\beta + e\phi\} \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

さらに, Pauli-Dirac 表示

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

を用いて,

$$E \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix} = \left[\begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m & 0 \\ 0 & -m \end{pmatrix} + e\phi \right] \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$= \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\psi_B + m\psi_A + e\phi\psi_A \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\psi_A - m\psi_B + e\phi\psi_B \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

したがって,

$$(E - e\phi - m)\psi_A = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\psi_B \quad (2.7)$$

$$(E - e\phi + m)\psi_B = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\psi_A \quad (2.8)$$

以下, 非相対論近似で考える. すなわち, $E = T + m$ において

$$T \ll m, \quad e\phi \ll m \quad (2.9)$$

すると,

$$E - m - e\phi = T - e\phi \quad (2.10)$$

$$E + m - e\phi = 2m + T + e\phi \approx 2m \quad (2.11)$$

(2.8) 式より

$$\psi_B \approx \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})}{2m} \psi_A \quad (2.12)$$

なので, (2.7) 式に代入して,

$$(T - e\phi)\psi_A \approx \frac{[\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})] \cdot [\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})]}{2m} \psi_A \quad (2.13)$$

ここで, $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{a})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b})$ を用いると, 分子は $(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) \times (\mathbf{p} - e\mathbf{A})$ となる.

第2項の外積の部分に注目すると,

$$(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) \times (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^\nabla f = (-i\nabla - e\mathbf{A}) \times (-i\nabla - e\mathbf{A})f \quad (2.14)$$

$$= -\nabla \times \nabla f + ie\nabla \times (\mathbf{A}f) + ie\mathbf{A} \times (\nabla f) + e^2 \mathbf{A} \times \mathbf{A}f \quad (2.15)$$

$$= ie[\nabla \times (\mathbf{A}f) + \mathbf{A} \times (\nabla f)] \quad (2.16)$$

$$= ie(\nabla \times \mathbf{A})f \quad (2.17)$$

$$= ie\mathbf{B}f \quad (2.18)$$

ただし, \mathbf{B} は磁束密度である. 2行目から3行目の式変形では, $\text{rot grad}^\nabla \mathbf{A} = \mathbf{0}, \nabla \mathbf{A} \times \mathbf{A} = \mathbf{0}$ を用いた.

以上より, 結局

$$(T - e\phi)\psi_A \approx \frac{1}{2m} \{(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + i\boldsymbol{\sigma} \cdot ie\mathbf{B}\} \psi_A \quad (2.19)$$

$$\therefore T\psi_A \approx \left\{ \frac{1}{2m} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + e\phi - \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right\} \quad (2.20)$$

(Pauli 方程式) を得る.

これと, ハミルトニアン $\hat{H} = \hat{H}_0 - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ と見比べて,

$$\boldsymbol{\mu} \approx \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} = 2 \times \frac{e}{2m} \hat{\mathbf{s}} \equiv g \frac{e}{2m} \hat{\mathbf{s}} \quad (2.21)$$

したがって, g 因子が2であることがわかる. [1]

2.2 spin の歳差運動

磁場と spin の相互作用ハミルトニアンは

$$\hat{H} = -\frac{ge}{2m} \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{B} \quad (2.22)$$

今, $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ を考えると,

$$\hat{H} = -\frac{geB}{2m} \hat{s}_z \equiv -\omega \hat{s}_z \quad (2.23)$$

シュレディンガー方程式を考える.

$$i \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(t) \quad (2.24)$$

ここで, $\psi(t) = \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix}$ とする. すると (2.24) 式は

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} = -\omega \hat{s}_z \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$$= -\frac{1}{2}\omega \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$= \begin{pmatrix} -\frac{1}{2}\omega \psi_1(t) \\ \frac{1}{2}\omega \psi_2(t) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

したがって

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi_1(t) = \frac{1}{2}i\omega\psi_1(t) \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi_2(t) = -\frac{1}{2}i\omega\psi_2(t) \quad (2.29)$$

$t = 0$ での初期条件をそれぞれ C_1, C_2 とすると,

$$\psi_1(t) = C_1 e^{\frac{1}{2}i\omega t} \quad (2.30)$$

$$\psi_2(t) = C_2 e^{-\frac{1}{2}i\omega t} \quad (2.31)$$

となる.

まず \hat{s}_z の時刻 t における期待値を求める.

$$\langle \hat{s}_z \rangle = \langle \psi(t) | \hat{s}_z | \psi(t) \rangle \quad (2.32)$$

$$= (C_1^* e^{-\frac{1}{2}i\omega t}, C_2^* e^{\frac{1}{2}i\omega t}) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 e^{\frac{1}{2}i\omega t} \\ C_2 e^{-\frac{1}{2}i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

$$= \frac{1}{2}(C_1^* C_1 - C_2^* C_2) \quad (2.34)$$

$$= \frac{1}{2}(|C_1|^2 - |C_2|^2) \quad (2.35)$$

$t = 0$ での $\langle \hat{s}_z \rangle$ と等しいので, 時間変化しない.

一方, \hat{s}_x についても同様の計算を行うと,

$$\langle \hat{s}_x \rangle = \langle \psi(t) | \hat{s}_x | \psi \rangle \quad (2.36)$$

$$= (C_1^* e^{-\frac{1}{2}i\omega t}, C_2^* e^{\frac{1}{2}i\omega t}) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 e^{\frac{1}{2}i\omega t} \\ C_2 e^{-\frac{1}{2}i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

$$= \frac{1}{2}(C_2^* C_1 e^{i\omega t} + C_1^* C_2 e^{-i\omega t}) \quad (2.38)$$

よって, 角速度 ω で振動することがわかる.

\hat{s}_y についても同様に角速度 ω で振動することがわかるので, 結局スピンは xy 平面で角速度 ω の歳差運動を行う. この ω を実験によって測定し, B の値も測定などにより得ることができれば, (2.23) 式によって定義される ω の式を g について解くことで得られる

$$g = \frac{2m\omega}{eB} \quad (2.39)$$

によって g 因子の値を求めることができる. [2]

第3章 実験装置

3.1 コイル

3.1.1 概要

本実験において、磁場はコイルによって発生させる。コイルは2004年度P1の課題研究用に作成されたものを使用する。Mainコイルとして4つのコイルを並列でつないだものを並べ、さらに端の方の磁場を均一にするため、2つのSubコイルを用いた。各コイルの巻き数、および抵抗値は以下の通り [3].

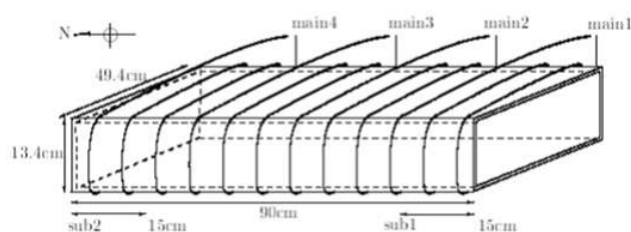


図 3.1: コイル概略図

	巻き幅 [cm]	巻き数	抵抗値 [Ω]
Main1	22.5	208	5.98
Main2	22.5	200	5.75
Main3	22.5	195	5.67
Main4	22.5	205	5.96
Sub1	15.0	138	3.95
Sub2	15.0	138	4.00

表 3.1 コイルのデータ

尚、Main3 付近で磁場がやや大きくなってしまいう傾向にあったため、今実験では Main3 に約 0.6Ω の抵抗を加えて磁場の均一化を図った。

3.1.2 磁場測定

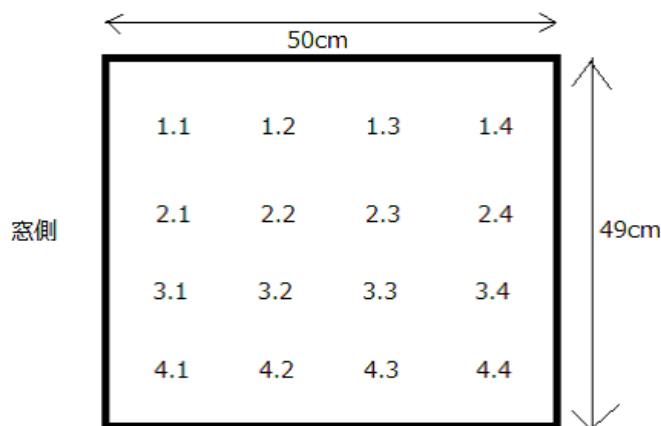


図 3.2: 各セクションの名称

Main コイルに 20A, Sub1 コイルに 0.8A, Sub2 コイルに 0.8A の電流を流す.

コイルの中央部分の 50cm×49cm の領域を, 図 3.2 に示す 16 のセクションに分け, 各部分においてガウスメータ (5180 型 DSP 搭載ハンディガウスメータ) を用いて磁場の測定を行った.

コイルに電流を流し, 24 時間経過して磁場が安定した後, 測定を各セクションにおいて 3 回ずつ行った. 3 回の測定結果とその平均値を下表に示す.

セクション	1 回目 [Gauss]	2 回目 [Gauss]	3 回目 [Gauss]	3 回の平均 [Gauss]
1.1	55.5	55.7	55.6	55.6
1.2	55.5	55.6	55.3	55.5
1.3	55.1	55.0	54.9	55.0
1.4	55.0	55.4	55.1	55.2
2.1	55.2	55.2	55.0	55.1
2.2	55.1	55.5	55.2	55.1
2.3	54.9	55.3	55.1	55.2
2.4	54.9	54.9	55.3	55.0
3.1	55.0	55.0	55.2	55.1
3.2	55.3	55.3	55.1	55.2
3.3	54.9	55.0	55.1	55.0
3.4	55.0	55.2	55.0	55.1
4.1	55.5	55.4	55.9	55.6
4.2	55.2	55.1	55.3	55.2
4.3	54.9	54.7	55.1	55.9
4.4	55.5	55.5	55.8	55.6

表 3.2 各セクションにおける磁場とその平均

各点の平均値を平均して得られる値 $\bar{B} = 55.22 \text{ Gauss}$ と, 標準偏差 $\sigma = 0.221961$ を用いて, 本実験における磁場を $B = \bar{B} \pm 0.67\sigma[4] = 55.22 \pm 0.15 \text{ Gauss}$ と決定した.

また, 今回の測定では, 一様磁場を仮定し, コイル断面に対して垂直な方向 (z 軸とする) についてしか磁場の測定を行わなかったが, 本来であればのこる x, y 軸についても磁場の強さを測定し, その値が 0 に近いことを確認すべきであった.

3.2 Time Digital Counter

3.2.1 概要

今実験では μ^+ の捕獲から崩壊までの時間測定を Time Digital Counter(以下 TDC) を用いて行う。
今回使用したのは C-TS103KP 8ch Long Range High Resolution TDC である。

3.2.2 較正

TDC を利用するに当たり, TDC のスケール (以下 TDCcount) と実際の時間スケールとの相関関係を調べる。今回は stop 信号のチャンネルは ch0 と ch1 の 2 つを用いるので, この 2 つについて較正を行った。

以下に結果を示す。

時間間隔 [μs]	ch0 の TDCcount	ch1 の TDCcount
2	$2.736 \times 10^6 \pm 349.1$	$2.736 \times 10^6 \pm 914.4$
3	$4.047 \times 10^6 \pm 404.4$	$4.048 \times 10^6 \pm 1551$
4	$5.362 \times 10^6 \pm 462.7$	$5.363 \times 10^6 \pm 1515$
5	$6.673 \times 10^6 \pm 666.0$	$6.674 \times 10^6 \pm 1719$
6	$7.984 \times 10^6 \pm 532.3$	$7.986 \times 10^6 \pm 1085$
7	$9.290 \times 10^6 \pm 579.2$	$9.291 \times 10^6 \pm 1680$
8	$10.60 \times 10^6 \pm 566.2$	$10.60 \times 10^6 \pm 480.0$
9	$11.92 \times 10^6 \pm 605.7$	$11.92 \times 10^6 \pm 649.4$
11	$14.52 \times 10^6 \pm 723.1$	$14.52 \times 10^6 \pm 1609$

表 3.3 時間 [μs] と TDCcount

これらの結果を ROOT で 1 次関数フィットを行った結果, TDCcount と時間 [μs] との関係として,

$$\text{ch0} : t[\mu\text{s}] = \frac{x - 1.204 \times 10^5}{1.310 \times 10^6}$$

$$\text{ch1} : t[\mu\text{s}] = \frac{x - 1.216 \times 10^5}{1.310 \times 10^6}$$

(ただし, x は TDCcount)

を得る。

次の頁にそれぞれのデータのフィッティングの図を載せる。

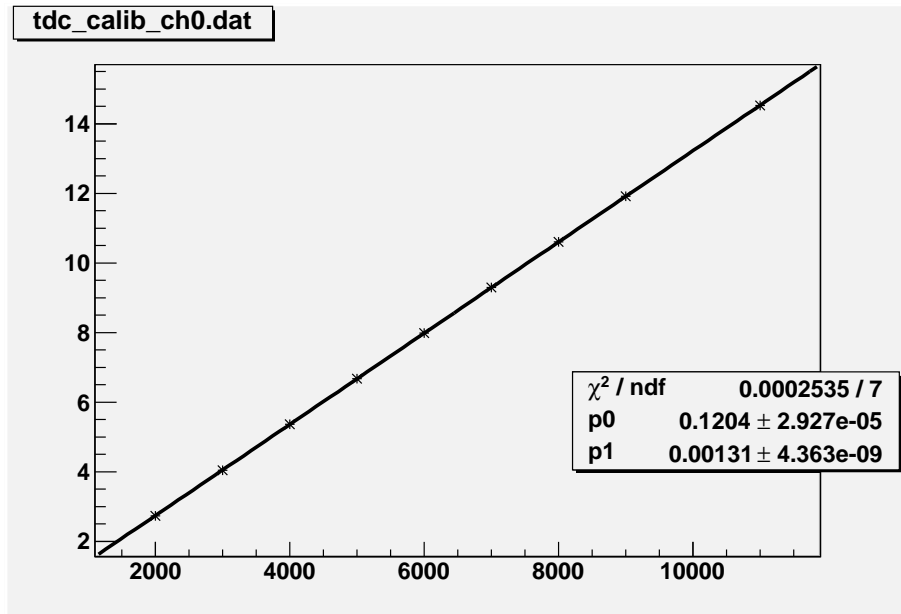


図 3.3: ch0 のフィッティング

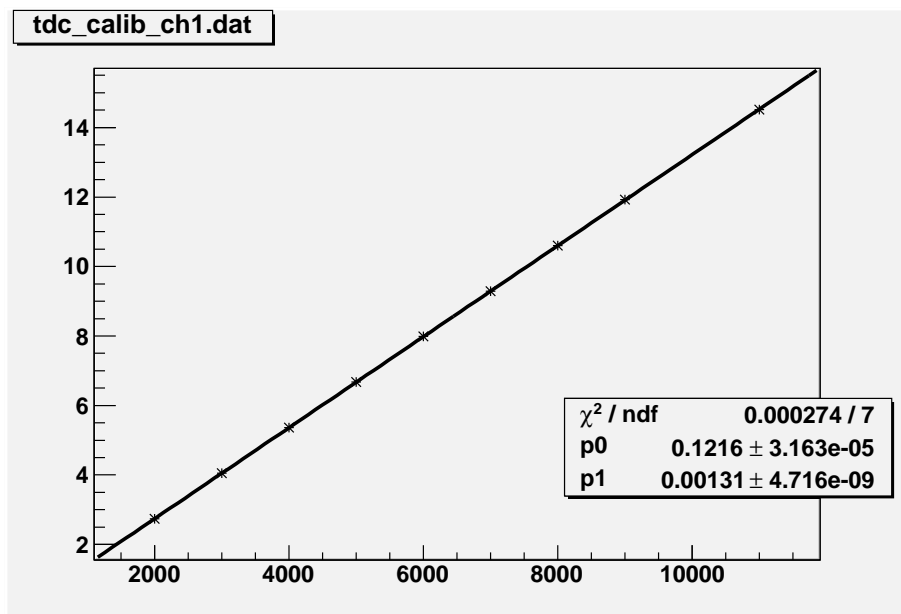


図 3.4: ch1 のフィッティング

3.3 光電子増倍管

3.3.1 概要

光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する光電管を基本に、高電圧を印加することによって電流増幅（＝電子増倍）機能を付加した高感度光検出器である。以下 PMT と呼ぶ。

3.3.2 光漏れチェック

シンチレータ及び PMT は周りをブラックテープやブラックシートによって覆われ遮光されているが、そのどこかが破れている、あるいは覆いが薄いなどの原因で光が漏れ入っていないかどうかを調べる。

具体的には、PMT に適当な電圧をかけた状態でオシロスコープあるいは Scaler につなぎ、部屋の照明（蛍光灯）をつけた時と消した時とで信号の数（振動数）が変わらないことを確認する。

実際に調べてみたところ、PMT4(PMT の番号については、後述の実験回路を参照) および接続されたシンチレータから光漏れを検出した。そこで、部分的に黒い布などで遮光して調べてみたところ、PMT 本体から光漏れが生じていることが発覚したので、PMT4 の周りにブラックテープを巻きつけることで、対応した。

3.3.3 Discriminator の閾値設定

Discriminator の閾値については、ノイズを十分にカットできること、検出率を極力下げないことの 2 点に気を付けて、今実験では 20mV に設定をした。以降この値は実験終了まで変えずに実験を行った。

3.3.4 電圧設定

各 PMT に印加する電圧についても、ノイズの数を極力減らしたうえで、最も良い検出率になるようにその値を設定した。

以下に今回の各 PMT への印加電圧とそのときの検出率を記す。なお、この検出率は Scaler と Clock Genelator を用いて 3 回のデータを取った平均である。

	印加電圧 [V]	検出率
PMT5	-2100	0.708
PMT4	-2120	0.864
PMT2	-2100	0.684

表 3.4 各 PMT への印加電圧と検出率

今回、電圧決定の仕方については不備があり、このことについては第 5 章の反省で詳しく述べることにする。

3.4 実験回路

以下のような回路を用いて実験を行った.

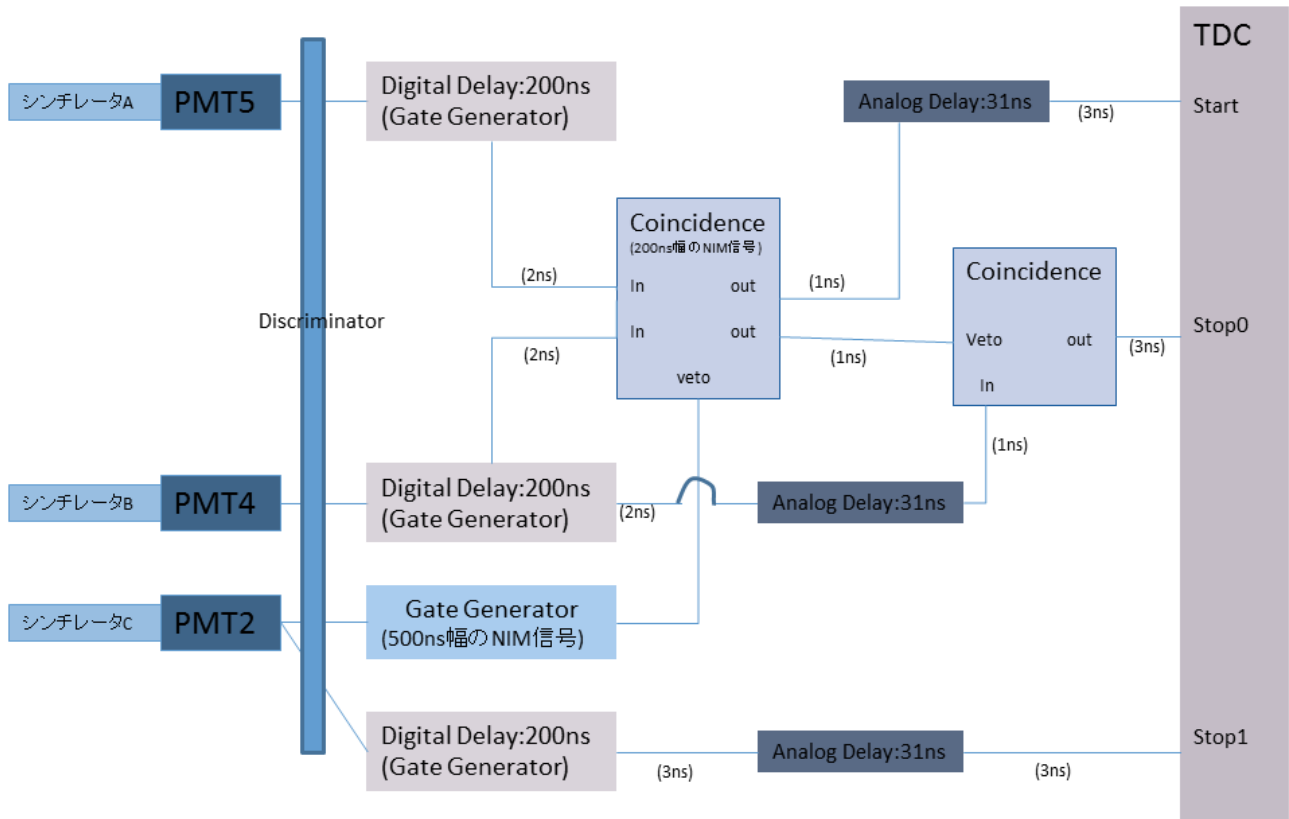


図 3.5: 回路

TDC のそれぞれのチャンネルへの信号は以下の通りである.

$$\text{start signal} : (\text{PMT5}) \wedge (\text{PMT4}) \wedge \neg(\text{PMT2})$$

$$\text{stop signal ch0} : (\text{PMT4}) \wedge \neg\{(\text{PMT5}) \wedge (\text{PMT4})\} \wedge \neg(\text{PMT2})$$

$$\text{stop signal ch1} : (\text{PMT2})$$

尚, veto 信号の幅については, 図 3.5 の左側の Coincidence へ入れる信号は 500ns, 右側の Coincidence へ入れる信号は 200ns とした.

第4章 解析

この章では得られたデータのキャッシングとフィッティングを行う。

4.1 データの選択

以下に TDC ch0(以下 ch0) と TDC ch1(以下 ch1) の生データを乗せる。

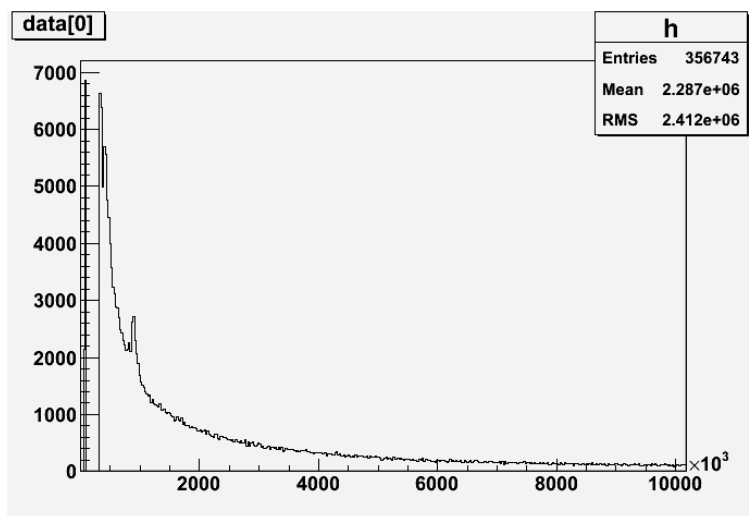


図 4.1: ch0 の生データ

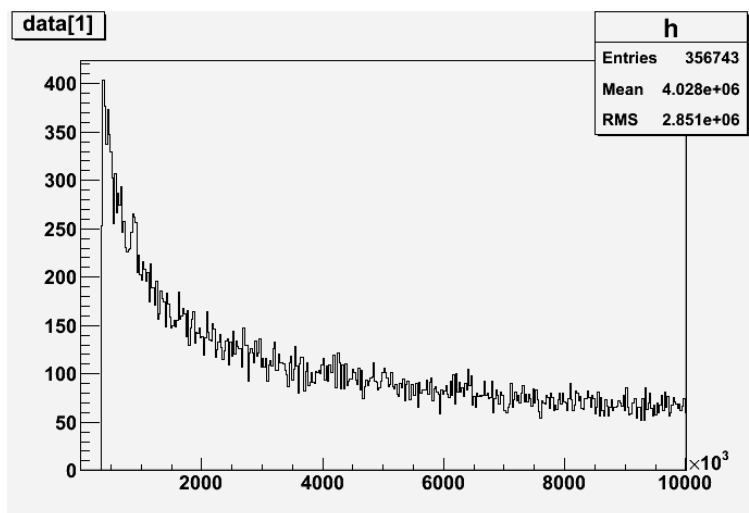


図 4.2: ch1 の生データ

(図 4.1, 図 4.2 共に縦軸は event 数, 横軸は TDCcount である.)

ch0 のデータ (以下 data0) についてだが、 $1000 \times 10^3 \text{TDCcount}$ の付近にアフターパルスと思われるピークがみられる。このピークのテールまで考慮すると、data0 は初めの $3\mu\text{s}$ ($4050.4 \times 10^3 \text{TDCcount}$) 付近まではフィッティングには使えないと判断した。すると、exp 関数がかかなり減衰したあとしか有効データとして使うことができず、ここに対してフィッティングを行っても良い値を得ることができなかった。このため今回は data0 は使用せず、ch1 のデータ (以下 data1) のみを解析の対象にした。また、以降このことについてはその都度言及しないので注意されたい。

4.2 データのカット

フィッティングを行うために、不要なデータを取り除く必要がある。

今回の実験では、 μ^+ の崩壊によって反応するシンチレータは上下のうちのどちらか片方のみである。したがって、上下両方のシンチレータが反応した event については全てカットした。このカッティングは元のデータから該当する event を取り除く形で行った。

data1 の方でも $1000 \times 10^3 \text{TDCcount}$ 付近にアフターパルスによるものと思われるピークが見られる。ただし、これは前述の data0 のものほど顕著ではなく、したがってそのテールを考慮しても初めの $3000 \times 10^3 \text{TDCcount}$ ($2.197\mu\text{s}$) までをカットすれば十分であると考えられる。また、 $20\mu\text{s}$ 以降は大部分がノイズあるいはバックグラウンドによる event であると判断した。

以上を考慮して、 $2.3\mu\text{s} \sim 20\mu\text{s}$ の範囲外にあるものをすべてカットした。このカッティングは、フィッティングの範囲を $2.3\mu\text{s}$ から $20\mu\text{s}$ の間のデータに限定して行うことで実行した。ただし、この方法では、分割数の関係でヒストグラムを表示する際の表示範囲の最小値、最大値によってもフィッティングの結果が変わってくる。そこで、今回の解析ではヒストグラムの表示範囲は $1\mu\text{s} \sim 20\mu\text{s}$ とし、そのヒストグラムに対して $2.3\mu\text{s} \sim 20\mu\text{s}$ の範囲で後述のフィッティングを行うものとした。

以下に $1\mu\text{s} \sim 20\mu\text{s}$ の範囲に限定して表示したデータ (ヒストグラム) を乗せる。(横軸は μs)

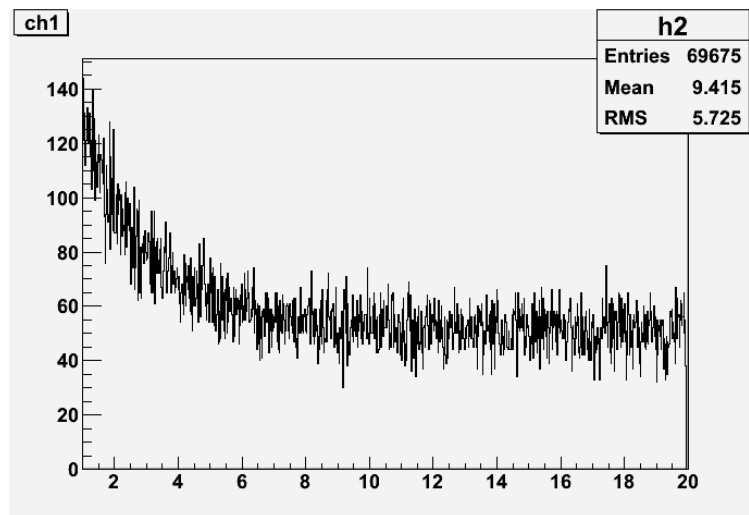


図 4.3: ch1 の $1\mu\text{s}$ から $20\mu\text{s}$ のグラフ

4.3 フィットting

4.3.1 μ^+ の寿命

μ^+ の寿命測定の際は

$$F(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + B \quad (4.1)$$

の関数を用いてフィッティングを行った。

以下にその図を載せる。

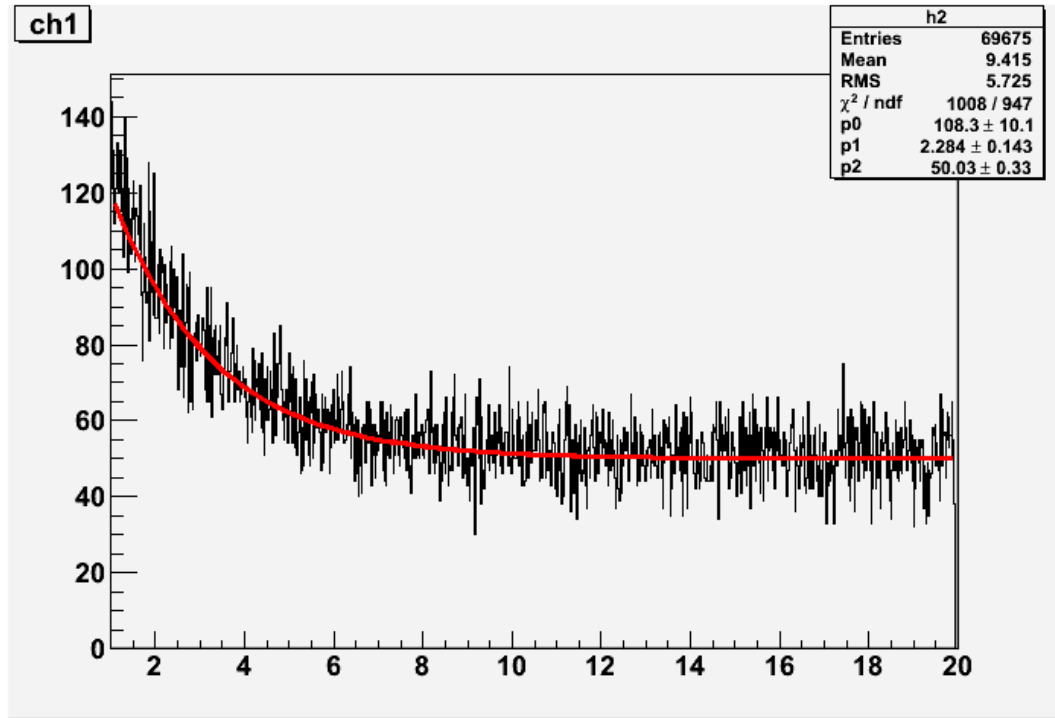


図 4.4: $F(t)$ によるフィット

これにより, μ^+ の寿命として, $\tau_1 = 2.284 \pm 0.143 \mu\text{s}$ を得た.

4.3.2 g 因子の測定

g 因子の測定の際は,

$$G(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \{B \cos(\omega(t - t_0)) + 1\} + C \quad (4.2)$$

を用いた. なお, この関数によっても μ^+ の寿命を求めることはできる.

以下に, この関数を用いてフィッティングを行った様子を載せる.

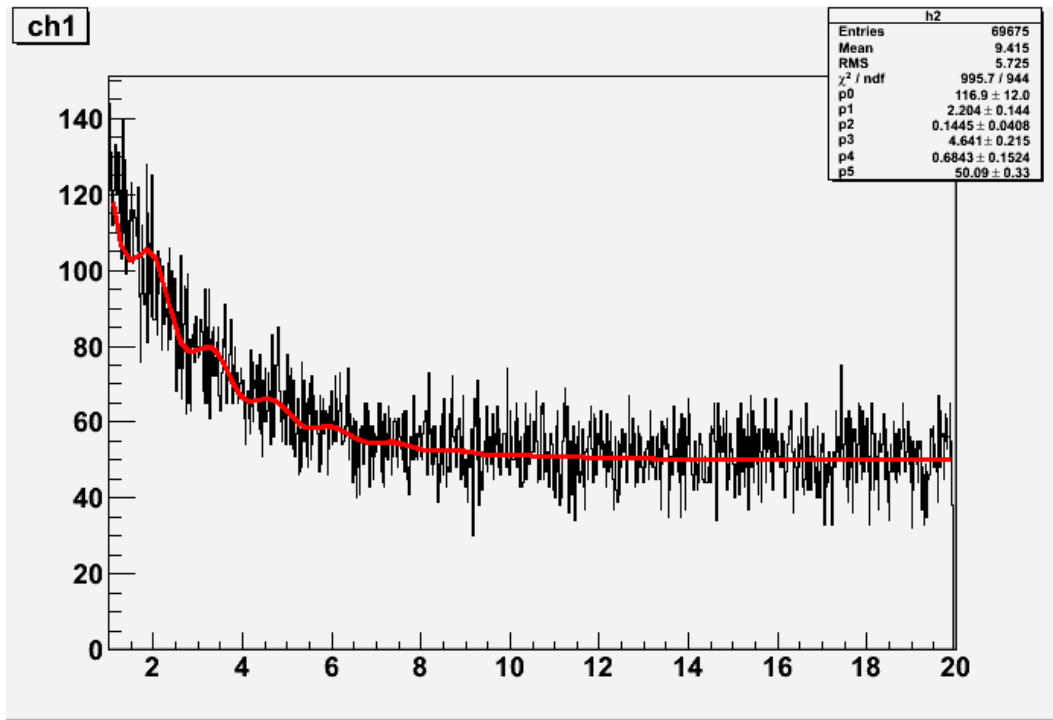


図 4.5: $G(t)$ によるフィット

ここから, μ^+ の寿命として, $\tau_2 = 2.204 \pm 0.144 \mu\text{s}$ を得た.

また, $\omega = 4.64 \pm 0.21 / \mu\text{s}$ であるので, (2.39) 式から, $g = 1.97 \pm 0.092$ を得た.

なお, g の誤差については,

$$g = \frac{2m\omega}{eB} = \frac{2m}{e} \left\{ \frac{\omega_0}{B_0} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{B_0} \sigma_\omega\right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{B_0^2} \sigma_B\right)^2} + \frac{\omega_0}{B_0^3} \sigma_\omega \sigma_B \right\} \quad (4.3)$$

を用いて求めた [5]. ここで, B_0 は磁場の平均値 (55.22 Gauss), σ_B はその誤差 (0.15), ω_0 は各振動数の平均値 (4.46 / μs), σ_ω はその偏差 (0.21) である.

第5章 結果・反省

5.1 寿命について

前章で得られた μ^+ の寿命 $\tau_1 = 2.284 \pm 0.143 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 2.204 \pm 0.144 \mu\text{s}$ は共に文献値である $\tau = 2.197 \mu\text{s}$ を挟んでいることがわかる.

両者とも文献値より大きい値となったが, これについてははっきりとした原因をつきとめることはできなかった.

5.2 g 因子について

前章で得られた g 因子, $g = 1.97 \pm 0.092$ は文献値の 2.002 をちゃんと挟んでいる.

とはいえ, 文献値よりもだいぶ小さい値がでてきてしまったことは事実である.

これは $G(t)$ によるフィッティングがあまりうまくいかず, 結果として ω の値が正しく取れなかったことによると思われる.

$G(t)$ によるフィッティングがあまりうまくいかなかった理由としては, アフターパルスの影響をできるだけ排除しようとかかなり大きい時間 ($2.3 \mu\text{s}$) からフィッティングを行ったことが挙げられる. 大きい時間の領域では振動自体がかなり減衰してしまっているため, フィッティングがなかなかうまくいかないのである.

5.3 PMT についての反省

5.3.1 検出率の測定について

今回, 3 枚のシンチレータすべてに対して片読みであったにもかかわらず, 従来の両読みの時の方法を用いて検出率の測定を行ってしまった. これによって, 今回は検出率として正確な値を得ることができなかったのではないかと思われる.

まずは今回の検出率の測定方法について述べる.

1. 3 枚のシンチレータをなるべく近づけた状態で重ねる.
2. 着目した PMT (ここでは例として PMT 2 に着目した場合を考える) 以外の PMT に印加する電圧を適当に固定し, PMT2 の電圧を変化させながら検出率を測定する.

検出率の測定方法は, scalar を 2 つ用いて, 1 つは PMT4 と PMT 5 の Coincidence をとった信号を入力し (これを Count1 とする), 他方には PMT4 と PMT5 の Coincidence をとったものと PMT2 との Coincidence をとった信号を入力する (これを Count2 とする).

PMT2 の検出率 E として

$$E = \frac{\text{Count2}}{\text{Count1}} \quad (5.1)$$

を用いる.

これは結局

$$\frac{\text{PMT2} \wedge \text{PMT4} \wedge \text{PMT5}}{\text{PMT4} \wedge \text{PMT5}} \quad (5.2)$$

の値を求めたことになる。

3. PMT2 への印加電圧を変化させたときに、検出率 E の上がり方が横ばいになり始める印加電圧を仮の電圧として設定し、以降ほかの PMT の検出率を測定する際はその電圧で固定する。
4. 着目する PMT を変え、上を繰り返す。

5.3.2 今回の問題点

この方法によれば、検出率が最もよくなる印加電圧を各 PMT ごとに機械的に決定できるものと思われたが、実はこの方法は片読みの場合の検出率の測定としては適さない。

両読みの場合、着目する PMT の他に、同じシンチレータにもう一つ PMT がついているので、(5.1) 式の分母にあたる部分が、すべてのシンチレータが反応した場合を保証していたが、今回のように片読みになるとその保証はない。

その結果、今回の方法で算出される検出率はシンチレータ間の配置によって大きく左右されることが予想される。

すなわち、真ん中に置いたシンチレータを通る宇宙線は上下両方のシンチレータを通っている可能性が高いのに対して、上下に置いたシンチレータを通る宇宙線は斜めに抜けていきやすいので全てのシンチレータを通らずに抜けていく可能性が高くなる。このことからデータの正確性に差が出ることが考えられる。

5.3.3 検出率の配置依存性の検証

本実験後に、シンチレータおよび PMT の配置による検出率の変化を調べてみた。以下にその方法と結果を記す。

方法

着目する PMT (今回は PMT2 とした) の検出率を測定する際、PMT2 の配置を一番上、真ん中、一番下と変えることで検出率が変わることを確かめた。尚、この際すべての PMT に 2200V の電圧を印加した。

また、シンチレータ及び PMT は床の上に重ねて配置した。

結果

PMT 2 が真ん中の時：検出率 $E = 0.857$

PMT 2 が上の時：検出率 $E = 0.750$

PMT 2 が下の時：検出率 $E = 0.807$

なお、検出率の算出の際には分母として約 10000event をとり、3 回の平均をとった。統計誤差は event 数の平方根をとると、すべての場合について約 1% である。

考察・反省

上の結果を見ると、確かに同じPMTを用いても配置によって検出率の有意な差がみられることがわかる。特に真ん中にシンチレータを置いたときの検出率が最も高くなった。PMT4で同様の実験を行っても同じ傾向がみられた。

本実験では、検出率を測る際位置を考慮せず測定したので適切な検出率を得られなかった。検出率を測定するPMTのシンチレータは真ん中におくべきであった。

5.3.4 Accidental Coincidence について

2つの信号の coincidence をとる際の accidental coincidence の単位時間当たりのカウント数 N [Hz] は以下の式で表わされる。

$$N = N_1 \times N_2 \times (Wl_1 + Wl_2) \quad (5.3)$$

ここで、 N_1, N_2 : 各信号の単位時間当たりのカウント数 [Hz], Wl_1, Wl_2 : 各NIM信号の幅 (m) である。

たとえば、今回本実験においてPMT2の検出率を測定した際について、分母にあたるPMT4とPMT5のAccidental Coincidenceを算出してみる。

具体的に $N_1 = 5\text{kHz}$, $N_2 = 5\text{kHz}$, $Wl_1 = 100\text{ns}$, $Wl_2 = 50\text{ns}$ のとき、 $N = 5 \times 10^3 \times 5 \times 10^3 \times (100 + 50) \times 10^{-9} = 3.75\text{Hz}$ を得る。

この値は環境放射線と宇宙線を合わせたレートを1kHz程度とするなら0.3%程度であり、シングルレートだけ見ればノイズが多くても、この程度のノイズは coincidence でほとんど落とされることがわかる。

本実験ではシングルレートが大きくなるのを拒んで電圧を上げなかったが、もっと電圧を上げて検出率を調べるべきであった。

謝辞

今回の実験に当たり，南野先生，TA の久保さん，日根野さんには多くのご助言とご指導をいただきました。

この場をお借りして A1 一同，深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 長嶋 順清, ” (朝倉物理学体系) 素粒子物理学の基礎 1”, 朝倉書店,1201(1998)
- [2] <http://www.phys.aoyama.ac.jp/w3-furu/lecs/QMB2005/chap2-3.pdf>
- [3] 2004 年度 P1 レポート
- [4] Glenn F. Knoll, ”放射線計測ハンドブック”, 日刊工業新聞社, 03/2001
- [5] <http://www.tagen.tohoku.ac.jp/labo/ishijima/gosa-03.html>

