

μ 粒子の磁気能率測定

粒子物理学研究室
伊地知翔真 萩野桃子 中浦正太

2013年3月25日

目次

1	目的と概要	4
2	実験の理論的背景	5
2.1	μ 粒子の磁気モーメント	5
2.2	ラーモア歳差運動	6
2.3	μ 粒子の偏極	7
2.4	μ 粒子の崩壊様式	9
3	実験装置	11
3.1	検出原理	12
3.2	シンチレータからの信号の読み出し	14
3.3	trigger 条件	15
3.4	データの流れ	15
3.4.1	データ収集システム	16
3.4.2	TMC	16
3.5	コイル	17
3.6	磁場	18
3.6.1	磁場計算	18
3.6.2	実測値と計算値の違い	19
3.6.3	計算結果を使った利用するデータ範囲の決定	20
4	トリガーシンチレータの情報による x 軸成分（東西方向）の粒子の飛来位置特定	21
4.1	位置特定の必要性和特定方法	21
4.2	時間差と電荷比の測定方法	22
4.3	位置と時間差の関係	23
4.4	位置と電荷比の関係	24
4.5	Fitting 関数の評価	27
5	シミュレーション	29
5.1	Geant4	29
5.2	パラメータの設定	30
6	解析	31
6.1	μ 粒子のラーモア歳差運動と崩壊	31
6.2	崩壊の位置	31
6.3	μ^+ 粒子の寿命	32
6.4	上下 Asymmetry	33
6.4.1	崩壊方向の定義	33
6.4.2	SAME イベントの分類	33
6.4.3	γ 線由来の電子の影響	34
6.4.4	解析データ	34
6.4.5	Asymmetry	35
6.5	左右 Asymmetry	35
6.5.1	崩壊方向の定義	35
6.5.2	解析データ	36
6.5.3	Asymmetry	36

7	解析結果	37
7.1	磁気能率	37
7.2	偏極度	37
8	考察	37

1 目的と概要

地表に降り注ぐ様々な宇宙線の中に、素粒子の1つである μ 粒子が含まれている。 μ 粒子は電子と同じレプトンと呼ばれるグループに分類される粒子であり、 $1/2$ のスピンの、電子と等しい電荷、 105.6MeV の質量を持つ。またこの粒子の寿命は約 2197nsec であり、崩壊する際 μ^+ はスピン方向に、 μ^- はスピンと逆方向に電子を放出する。この性質を巧く利用し、スピンのラーモア歳差運動の角振動数を測定することで、磁気能率を測定する。

g 因子はディラック方程式において最低次の計算から、正確に2であると予言される。実際には g 因子は2からずれることが確認されており、このずれは異常磁気能率と呼ばれる。電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の寄与を考慮した g 因子は理論値として 2.0023318361 で不確かさは 0.0000000010 である。 g 因子はブルックヘブン国立研究所などにおいて精密測定がおこなわれている。その測定値は 2.0023318414 で不確かさは 0.0000000012 である。この理論値と測定値の違いの背景には、標準模型を超えた物理が存在する可能性があると考えられている。もし超対称性が自然界で実現していれば、 μ 粒子のファインマン図に新しい粒子が関与するループができることにより、 g 因子の値にずれが生じうる。

しかしながら本実験ではこの違いを観測し考察を進めていくほどの精度は得られないので、ディラックの理論に従い g 因子の値が2であることを確かめることを目的とする。

2 実験の理論的背景

2.1 μ 粒子の磁気モーメント

μ 粒子のスピン磁気モーメントの導出を行う。x 軸方向に一様な磁場 $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ がある設定を考える。ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は $\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$ より

$$\mathbf{A} = \left(0, -\frac{z}{2}, \frac{y}{2}\right) B = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r} \quad (\mathbf{r} = (x, y, z)) \quad (2.1)$$

と表される。 μ 粒子の電荷を q ($|q| = e$) とおけば、自然単位系で電磁場中のディラック方程式は

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \{\alpha (\mathbf{p} - r\mathbf{A}) + \beta m + qA_0\} \Psi \quad (2.2)$$

である。ここで $\alpha = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$, $\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, さらに非相対論的な波動関数

$\Psi \equiv \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} e^{imt}$ を式 (2.2) に代入して整理すれば

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{p} - r\mathbf{A}) \phi_0 \\ \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{p} - r\mathbf{A}) \chi_0 \end{pmatrix} - 2m \begin{pmatrix} 0 \\ -\chi_0 \end{pmatrix} + qA_0 \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

ここで非相対論的近似 $|i \frac{\partial \chi_0}{\partial t}| \ll |m\chi_0|$, $|q\phi\chi_0| \ll |m\chi_0|$ を用いて

$$\chi_0 \simeq \frac{\boldsymbol{\sigma} (\mathbf{p} - r\mathbf{A})}{2m} \phi_0 \quad (2.4)$$

$$i \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{p} - r\mathbf{A}) \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{p} - r\mathbf{A}) \frac{\phi_0}{2m} + qA_0 \phi_0 \quad (2.5)$$

となる。パウリ行列に関する関係式 $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{X})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{Y}) = (\mathbf{X} \cdot \mathbf{Y}) + i\boldsymbol{\sigma} (\mathbf{X} \times \mathbf{Y})$ より式 (2.5) は

$$i \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = \frac{1}{2m} (\mathbf{p} - r\mathbf{A})^2 \phi_0 - \frac{q}{2m} \boldsymbol{\sigma} B \phi_0 + qA_0 \phi_0 \quad (2.6)$$

となり、パウリ方程式が導かれた。ここで q の二次以上の項を微小量として無視し、

$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} \times \mathbf{A}$, $\mathbf{L} = (\mathbf{r} \times \mathbf{p})$, 式 (2.1) を用いると式 (2.6) は

$$i \frac{\partial \phi_0}{\partial t} \simeq \left(\frac{1}{2m} (\mathbf{p})^2 - \frac{q}{2m} \mathbf{B} \cdot \mathbf{L} - \frac{q}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot B + qA_0 \right) \phi_0 \quad (2.7)$$

と近似される。ここでスピン演算子 $\mathbf{s} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}$ より

$$i \frac{\partial \phi_0}{\partial t} \simeq \left(\frac{1}{2m} (\mathbf{p})^2 - \frac{q}{2m} \mathbf{B} \cdot \mathbf{L} - \frac{q}{m} \mathbf{s} \cdot B + qA_0 \right) \phi_0 \quad (2.8)$$

となり右辺はそれぞれ運動エネルギー、磁場中の軌道角運動量によるエネルギー、磁場中のスピン角運動量によるエネルギー、静電ポテンシャルによる項である。ここで、軌道角運動量、スピン角運動量による磁気モーメントをそれぞれ $\boldsymbol{\mu}_L$, $\boldsymbol{\mu}_s$ とする。

電磁場中での粒子のハミルトニアンが $\mathcal{H} = \frac{(\mathbf{p})^2}{2m} - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} + qA_0$ ($\boldsymbol{\mu} \equiv \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_s$) であることを考慮すると、

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_s = \frac{q}{2m} \mathbf{L} + \frac{q}{m} \mathbf{s} \equiv g_s \mu_B \mathbf{L} + g \mu_B \mathbf{s} \quad (2.9)$$

である¹。(2.9) 式最右辺のように g 因子を導入すると、 $g_L = 1, g = 2$ と求まる。 μ 粒子はスピン $\frac{1}{2}$ を持つ粒子であるのでスピン磁気モーメントは

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{gq}{2m_\mu} \mathbf{s} \quad (2.10)$$

と表される。

¹ μ_B はボーア磁子と呼ばれ、 $\mu_B \equiv \frac{|q|\hbar}{2m}$ で定義される量である。

2.2 ラーモア歳差運動

前節で求めた μ 粒子の磁気モーメントは磁場 \mathbf{B} 中において磁場の向きを軸としたラーモア歳差運動を行う。ここでは簡単のため、磁気モーメントのうち定数項を除く、スピンの回転を考える。電磁場における磁気モーメントのハミルトニアン \mathcal{H} は

$$\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\frac{\gamma B}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

とかける。ただし $\mathbf{B} = (B, 0, 0)$ 、 $\gamma = \frac{gq}{2m_\mu}$ とおいた。

この固有状態は

$$\chi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \text{with} \quad E_+ = \frac{\gamma B}{2} \quad (2.12)$$

$$\chi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{with} \quad E_- = -\frac{\gamma B}{2} \quad (2.13)$$

これらから、シュレディンガー方程式の一般解は

$$\chi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} c_1 e^{i\frac{\gamma B}{2}t} + c_2 e^{-i\frac{\gamma B}{2}t} \\ c_1 e^{i\frac{\gamma B}{2}t} - c_2 e^{-i\frac{\gamma B}{2}t} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

とかける。ここで $c_1 = \cos \frac{\theta}{2}$, $c_2 = \sin \frac{\theta}{2}$ とおき、スピンの期待値を計算すると、

$$\langle S_x \rangle = \frac{\cos \theta}{2} \quad (2.15)$$

$$\langle S_y \rangle = \frac{\sin \theta \sin \gamma B t}{2} \quad (2.16)$$

$$\langle S_z \rangle = \frac{\sin \theta \cos \gamma B t}{2} \quad (2.17)$$

となる。これはスピンの期待値 $\langle S \rangle$ が z 軸方向から θ 傾いた回転を行うことを示しており、その回転の角振動数 ω は

$$\omega = \frac{gqB}{2m_\mu} \quad (2.18)$$

となる。 q, m_μ は前記のとおり定数であり、 B は実験室で調整する値である。したがって ω を測定することで g の値を決定することができる。

本実験ではこのようにして決定した g の値と理論値である 2 との比較を行う。

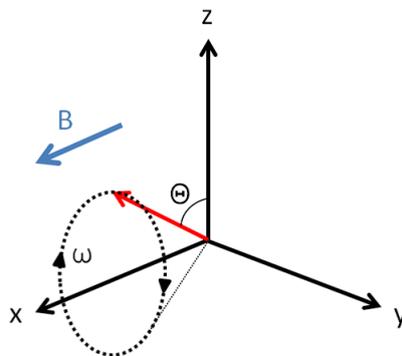
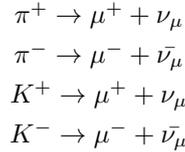


Fig. 2.1: ラーモア歳差運動の略図

2.3 μ 粒子の偏極

宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線は一次宇宙線と呼ばれ、大部分は陽子である。一次宇宙線によって生成される粒子は二次宇宙線と呼ばれる。陽子が地球の大気圏内に入射すると大気中の原子核と相互作用を起こし、 π 中間子や K 中間子などを生成する。これらは以下のような反応を起こし、 μ や K を生成する。



地表に降り注ぐ二次宇宙線は寿命を考慮するとほとんどが μ 粒子である。また、 μ^+ と μ^- の比率は 1.28 : 1 であることが実験的にわかっている。

ここで π^+ の崩壊について考える。 π^+ の静止系では、運動量保存、角運動量保存から Fig. (2.2) のような崩壊が要請される。ただし実験事実としてニュートリノのヘリシティは左巻きのものしか存在しないことを考慮している。すなわちこの系では μ^+ のヘリシティは左巻きである。

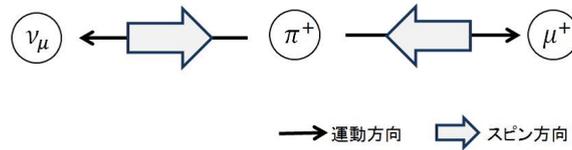


Fig. 2.2: π^+ の崩壊

しかし実験室系ではローレンツブーストの影響から、 μ^+ 粒子は運動方向に「引っ張られ」、 π^+ のエネルギーあるいは μ^+ の崩壊方向によっては、 μ^+ のスピン方向が反転する。すなわち偏極が崩れるわけである。このことについて以下でもうすこし詳しく議論しよう。本実験では観測する μ 粒子を 1 GeV 付近と設定する (1GeV よりも小さい値の場合地上に届く前に崩壊してしまう)。すると μ 粒子は π^+ の静止系からみて

上向きに放出されたもの (スピンは下向き)
下向きに放出されたもの (スピンは上向き)

に大きく分けられる。実験室で観測するのは、当然ながら下向きに運動量 1GeV を持っている粒子であるから、この条件をみたすようローレンツブーストを施すと

上向きに μ を放出する π のエネルギーは 1.7GeV 程度
下向きに μ を放出する π のエネルギーは 1GeV 程度

であることがわかる。もちろん実際には様々なエネルギーを持つ μ が実験室には降り注いでいるので、この事実は、1.7GeV 以上のエネルギーを持つ π 由来の μ 粒子は偏極しない、と解釈できる。これらのことと宇宙線の荷電 π 粒子のエネルギースペクトルは

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\alpha} \quad (\alpha \simeq 2.7) \quad (2.19)$$

で表されることから、 μ^+ 粒子は上向きに偏極していることがわかる。このエネルギースペクトルのグラフは図 2.3 に示す。また同様に μ^- 粒子は下向きに偏極している。さらに物質中での振る舞いの違いから μ^+ 粒子と μ^- 粒子の偏極に差が出る。

・ μ^+ 粒子の場合

物質中の電子を捕獲しミュオンニウムを形成するものと、形成せずにエネルギーを徐々に失っていくものと

がある。このうちミューオニウムを形成するものは、物質中の偏極をもたない電子と結合するために減偏極する場合がある。しかし原子核が電子を捉える力と比較して、 μ^+ 粒子が電子を捉える力は小さい。したがってミューオニウムを形成する反応はほとんど起こらず、減偏極は無視できる。

・ μ^- 粒子の場合

物質中の原子核に捕獲され崩壊するものと、そのまま原子核に吸収されるものがある。原子核に吸収される μ^- 粒子は陽子と反応し、その後荷電粒子を放出しないので観測できない。また、崩壊する μ^- 粒子も原子軌道の基底状態に落ちていく過程でスピン 1 を持つ γ 線を放出するので減偏極する。したがって μ^- 粒子はほとんど偏極していないとみなすことができる。

本実験では偏極がある μ^+ 粒子のみを観測対象とする。以上のことより μ^+ 粒子の偏極度 P_0 は

$$P_0 = \frac{1}{3}\alpha\beta\beta^* \quad \left(\beta = \frac{P}{E}, \beta^* = \frac{P^*}{E^*}\right) \quad (2.20)$$

で表される。ただし、進行方向と同じ向きにスピンが偏極したものを正と定義した。ここで E, P, E^*, P^* はそれぞれ実験室系、 π^+ の重心系での μ^+ のエネルギーと運動量である。 $\alpha=2.7, \beta \approx 1, \beta^*=0.271$ として計算すると、 $P_0=-0.24$ となる。

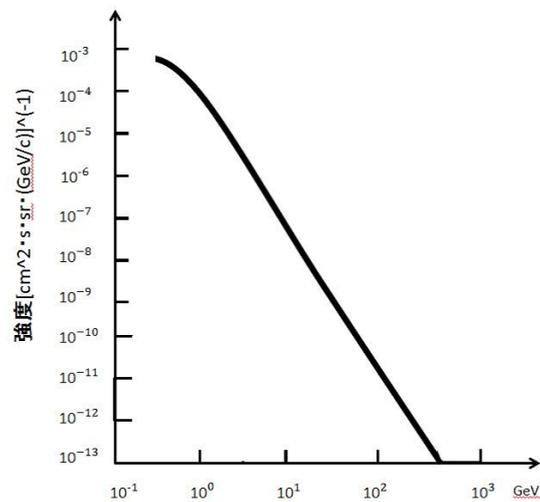


Fig. 2.3: 宇宙線の π^+ のエネルギースペクトル

2.4 μ 粒子の崩壊様式

μ^+ 粒子の寿命は約 2197nsec であり、崩壊のほとんどは

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.21)$$

が占めている。この崩壊で生成する e^+ のエネルギー・角度分布は $V-A$ 理論から

$$R(\theta, \epsilon) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} 2\epsilon^2 \{3 - 2\epsilon - (1 - 2\epsilon) \cos \theta\} d\epsilon \sin \theta d\theta \quad (2.22)$$

(θ は μ^+ 粒子のスピン方向と e^+ の運動方向の成す角、

ϵ は e^+ の運動エネルギー/ e^+ の運動エネルギーの最大値)

とあらわされる。ここで θ について $0 \sim \pi$ まで積分すると

$$R(\epsilon) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} 2\epsilon^2 (3 - 2\epsilon) d\epsilon \quad (2.23)$$

となり、 e^+ のエネルギー分布は $\epsilon=0,1$ に極値を有する三次関数であるのでグラフは Fig.2.4 のようになる。

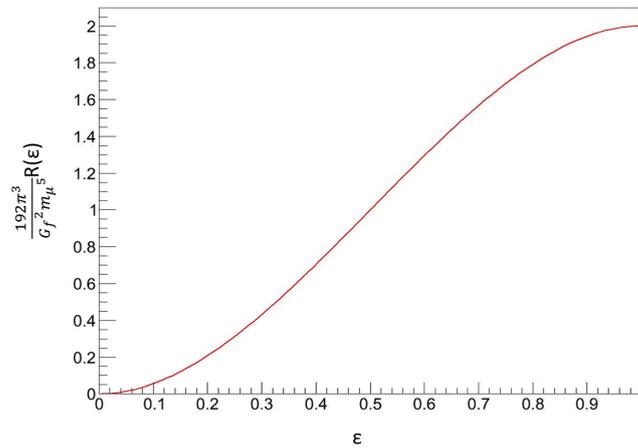


Fig. 2.4: e^+ のエネルギー分布

従って、この崩壊での e^+ の運動量は最大値である約 $53MeV$ (μ^+ 粒子の静止質量の半分) 付近に多く分布する。 e^+ の運動量が最大値をとるとき、 e^+ はほぼ光速である。粒子が光速であると、ヘリシティとカイラリティは一致する。このことと、弱い相互作用において粒子はカイラリティ左巻き（反粒子は右巻き）をもつことから、Fig.2.5 のような崩壊が要請され、Fig.2.6 のような崩壊は禁止される。

以上のことから、 e^+ はほぼ μ^+ 粒子のスピン方向に放出され、 e^+ の角度分布は

$$R(\theta, 1) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{96 \pi^3} (1 + \cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (2.24)$$

で表される。

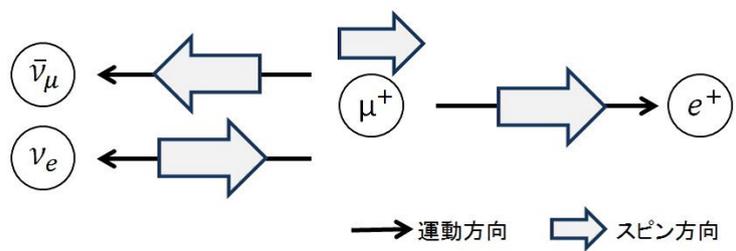


Fig. 2.5: μ^+ 粒子の崩壊

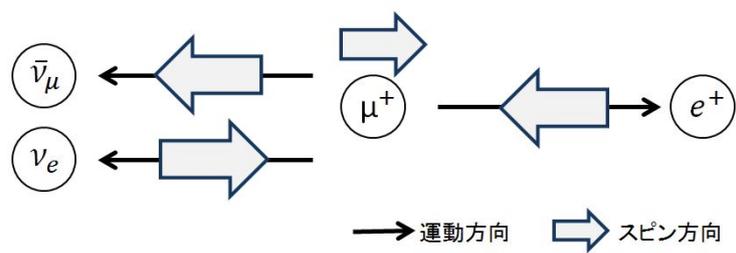


Fig. 2.6: 禁止された崩壊

3 実験装置

本実験では磁場中の μ 粒子のラーモア歳差運動の振動数を求める。歳差運動の振動数を求めるに当たり、以下の性質を利用する。

- μ 粒子のスピンは偏極しており、粒子と反対向きのスピンを持ちやすい。
- μ 粒子が崩壊するときに放出された陽電子は μ 粒子のスピンの方向に出る。
- μ 粒子は一定の磁場中においては常に同じ周期で歳差運動する。

これらの性質を考慮し、 μ 粒子と陽電子の信号を検出するためにプラスチックシンチレーターと光電子増倍管を組み合わせる。さらに、 μ 粒子を装置内で静止させるためにアルミ板を用い、Fig.3.1のように全体を構成した。

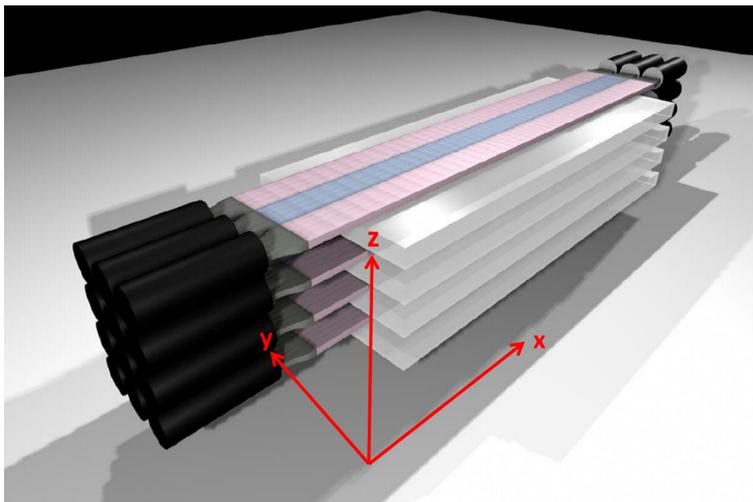


Fig. 3.1: アルミ板とシンチレーターの配置略図

シンチレーターとアルミ板のスケールや位置関係は Fig.3.2 に示す²。

こうすることによって μ 粒子や陽電子の静止位置や時間情報が取得できる。これら検出器の上部には2本のプラスチックシンチレーターを配置し、triggerとして用いられる。これにより装置中央付近に入射する μ 粒子のみ観測することが可能となる。また、スピンの歳差運動を観測するためには磁場をかけねばならない。検出部をコイルで覆い、コイルに電流を流すことで一定磁場を水平方向に生じさせた。この詳細は後述する。

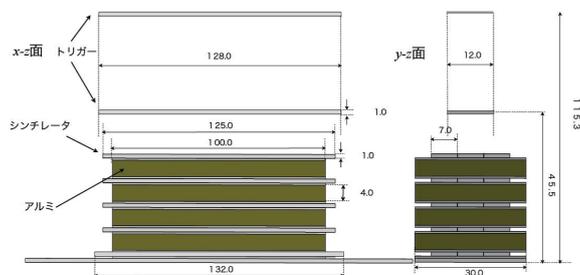


Fig. 3.2: シンチレーターとアルミ板のスケールと位置関係

²単位は cm である。

3.1 検出原理

本実験では Fig.3.3 右のように三種類の大きさのプラスチックシンチレーターを trigger、検出用に用いている。Fig.3.3 左については $y-z$ 平面からみたときのシンチレーターの位置とその番号の定義を示した³。これらのシンチレーターの表面を光漏れがないよう黒い紙と遮光テープで再度覆った。

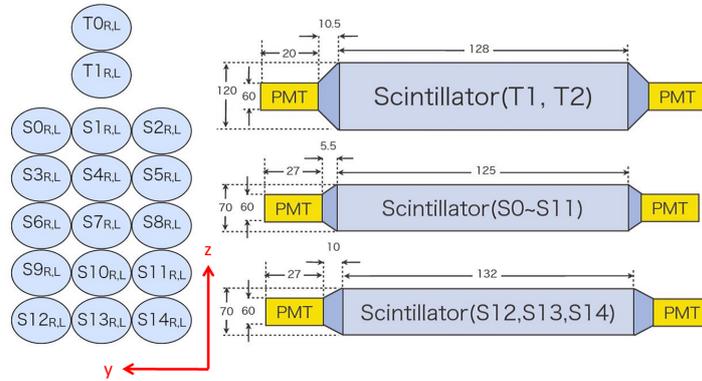


Fig. 3.3: 本実験で用いたシンチレーター

Fig.3.4 に PMT の動作原理の概念図を示す。

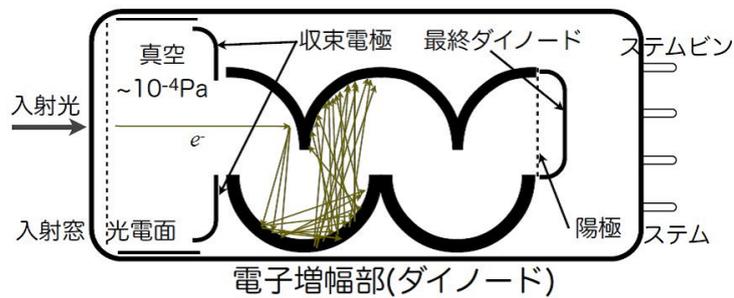


Fig. 3.4: PMT 動作原理の概念図

³S はシンチレーターを表す。シンチレーターの中でも trigger に用いる上部2つは T と表記した。また R、L という添字はシンチレーターの左右における信号の読み出しという意味で用いている。

プラスチックシンチレーターに荷電粒子が通過するとシンチレーター物質中の電子と電磁相互作用し、この電子が一時的に励起状態となる。励起状態となった電子が基底状態へと戻る際、シンチレーション光を放出する。この光がライトガイドを通じて光電子増倍管に入射する。

光電子増倍管に入射した光子は入射窓を通過し光電面を叩く。すると光電効果により光電面内部の電子が弾き出される。飛び出した電子は強い電場で加速され、一番目のダイノードに衝突する。ダイノードに入射した電子は加速により得たエネルギーを用いダイノード内で次々と二次電子を生じさせる。二次電子も同様に加速され、新たな二次電子群の生成を次々と繰り返す。こうして増幅された信号が電流として外部に読みだされる。

3.2 シンチレーターからの信号の読み出し

データの μ 粒子がシンチレーターを通過し、両側の PMT を通じて信号がパルス信号として送られる。その信号はまずディスクリミネーターに入る。そして1つのシンチレーターの両側の信号でコインシデンスを取られる。これが1つのシンチレーターからの信号として扱われる。この信号を trigger 条件、位置情報、時間情報の取得に用いる。各機器の説明は以下の通り。

- ディスクリミネーター
波高分別器。アナログ入力信号がある閾値以上の場合に論理信号を出力。
- コインシデンス
複数の論理信号が同時にある場合、ある論理信号を出力。
- ゲートジェネレーター
入力信号に設定した遅延時間や幅を持つ論理信号を出力。

このシステムのプロットを以下に示す。

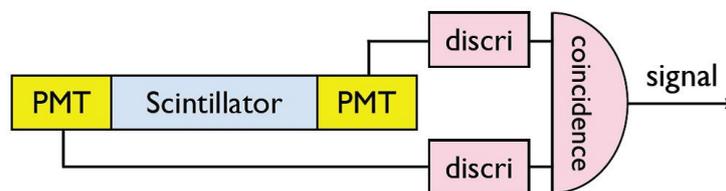


Fig. 3.5: 信号の読み出しの概念図

3.3 trigger 条件

本実験では図 3.6 のようにアルミ板で μ 粒子を静止させ、その崩壊信号を観測するため trigger 条件もその崩壊を効率よく観測できるものとする必要がある。

trigger 条件は「上部の trigger シンチレーターからの信号があり、かつ最下部のシンチレーターに信号がない」こと、すなわち

$$T1 \cdot T2 \cdot \overline{(S12 + S13 + S14)} \quad (3.1)$$

である。これを Stop 信号として TMC に送る。

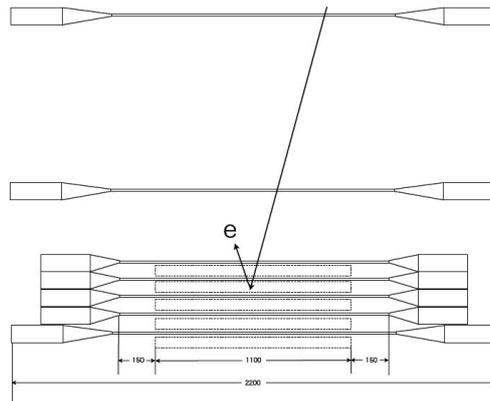


Fig. 3.6: trigger 条件を満たすイベントの例

3.4 データの流れ

本実験の μ 粒子の通過からの信号の流れを Fig.3.4 に示す。まず trigger シンチレーターについては PMT

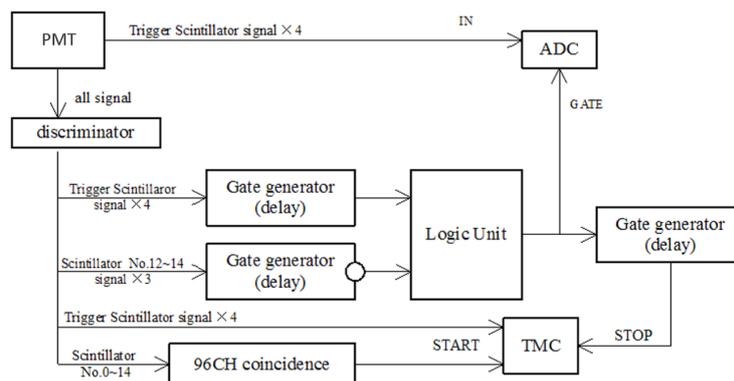


Fig. 3.7: データ取得の流れ

から出力されたパルス信号を 2 つに分ける。一方はディスクリミネーターを通しシンチレーターの両端でコインシデンスをとる。もう一方は ADC につなぐ。前者は trigger 条件に用いるため、後者は光量を読み出すためである。trigger シンチレーターと検出用シンチレーターの最下部からの信号 (T0、T1、S12、S13、S14) が trigger 信号として利用されるので、ゲートジェネレーターによりそれぞれ delay と論理反転が施される。この 2 つの信号は Logic Unit で 1 つの trigger 信号として Stop 信号に利用される。また読みだされた信号は Stop 信号、Gate 信号を受け取り LinuxPC に送られる。

3.4.1 データ収集システム

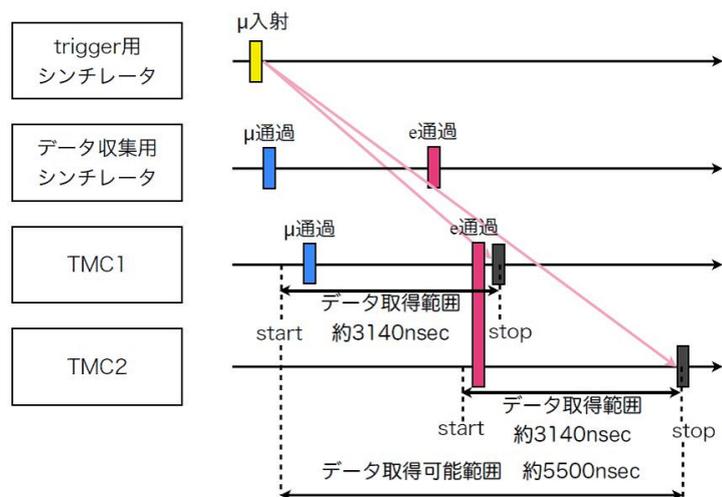


Fig. 3.8: データ収集システム

本実験ではデータ収集システムに TMC を用いた。その概念図が Fig.3.8 である。まず μ 粒子が trigger 用シンチレータを通過し、その情報が trigger signal となる。これに約 3140nsec の delay をかけたものが stop 信号となる。この stop 信号から約 3200nsec さかのぼって TMC のメモリから時間情報を出力する。ここで各検出用シンチレータの ch について μ 粒子の通過信号に 60nsec の余裕を持たせている。1つの TMC モジュールでは最大でも 3200nsec 程度しか崩壊信号をとらえることができないので、2つの TMC を用いている。2つの TMC の接続方法は、TMC1 と TMC2 の stop 信号に delay をかけ、共通部分 (約 2400~2600nsec の範囲) を持たせることである。したがって最大で 5500nsec 程度 (μ^+ 粒子の全崩壊数の 90% に相当) まで崩壊信号が観測できる。

3.4.2 TMC

Time Memory Cell の略で、高エネルギー物理実験用に KEK で開発された 32ch の VME モジュールの TDC (Time to Digital Converter) のひとつである。時間分解能は約 250psec で、最大約 3200nsec までの時間情報をデジタル信号に変換することが可能で、最小カウントは 0.78nsec/bit である。

3.5 コイル

ラーモア歳差運動を観測するためにコイルを用いて水平方向に磁場をかける。実験装置とコイルの配置は Fig.3.9 の通りである。

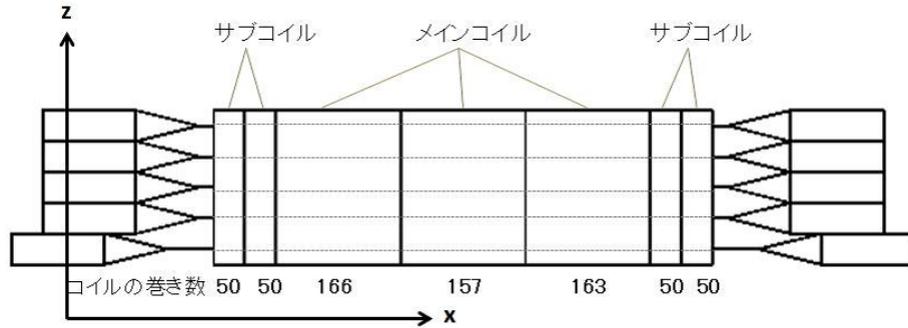


Fig. 3.9: 実験装置とコイルの配置図

コイルの材質は銅線（エナメル被覆）を用いた。銅は抵抗率が低く、非磁性体であり、柔軟で扱いやすいためである。コイルは太さ 1.6 mm の銅線を四角形筒状アクリルに巻いたものを使用した。コイルの巻き数に違いがあるのは、実際に手で巻いてコイルを作製したためである。

検出部の両端には、サブコイルを各 20 cm 追加した。サブコイルは磁場の均一性をはかるために設置している。追加したサブコイルの長さは、メインコイル内部での磁場が 95 % 以上の精度で均一になるようシミュレーションした結果を採用した。コイルの大きさは Fig.3.10 に示す。

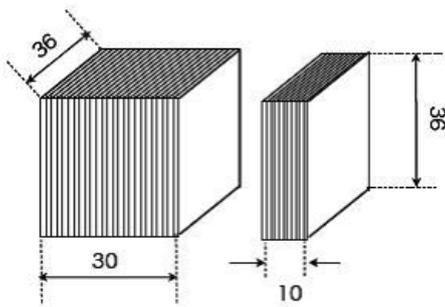


Fig. 3.10: コイルの寸法（単位は cm）

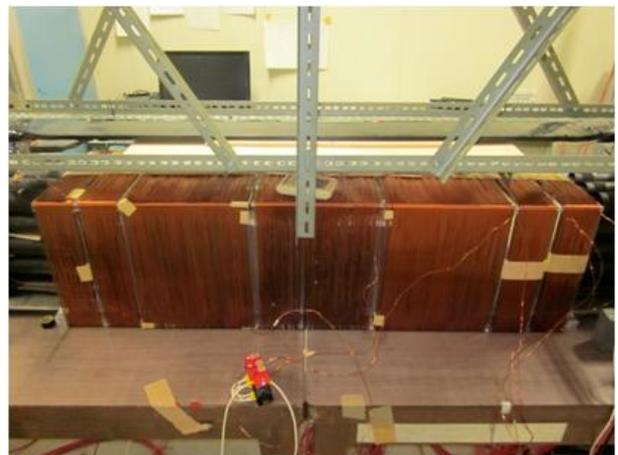


Fig. 3.11: コイルで検出部を覆った様子

3.6 磁場

3.6.1 磁場計算

位置決定からデータを取捨選択する基準とするため磁場計算を行った。

まずラーモア歳差運動を起こすために必要な磁場を求める。 μ 粒子の平均寿命 2197 nsec の間に一周期分の歳差運動が起こるように磁場の強さを定めたい。このときの歳差振動数 ω は

$$\omega \geq \frac{2\pi}{2197 \times 10^{-9}} \simeq 4.55 \times 10^5 \text{ [rad/s]} \quad (3.2)$$

となるので、前述の式 (2.18) より必要な磁束密度 B は

$$B \geq \frac{2m_{\mu}\omega}{ge} \simeq 3.35 \times 10^{-3} \text{ [T]} \quad (3.3)$$

である。本実験でメインコイル、サブコイルに流した電流はそれぞれ 8 A, 10 A である。

前年度の実験での磁場計算と実測値の分布図を図 3.12・Fig.3.13 に示す。

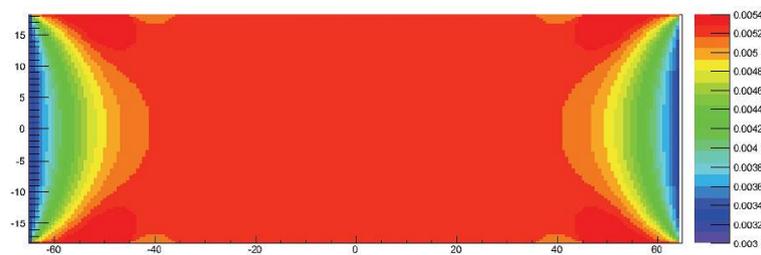


Fig. 3.12: 去年度の xz 面での磁場の計算値の分布

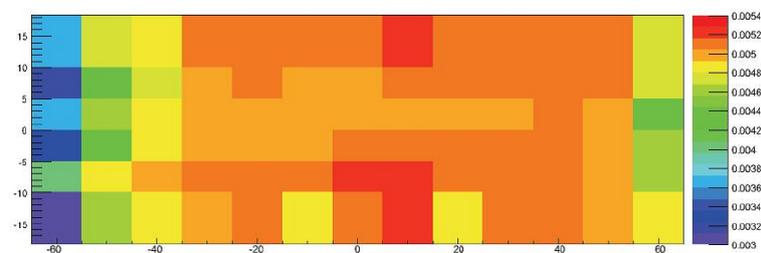


Fig. 3.13: 去年度の xz 面での磁場の実測値の分布

3.6.2 実測値と計算値の違い

コイルの中心軸に沿った磁場の実測値と計算値の比較を Fig.3.14 に示した。

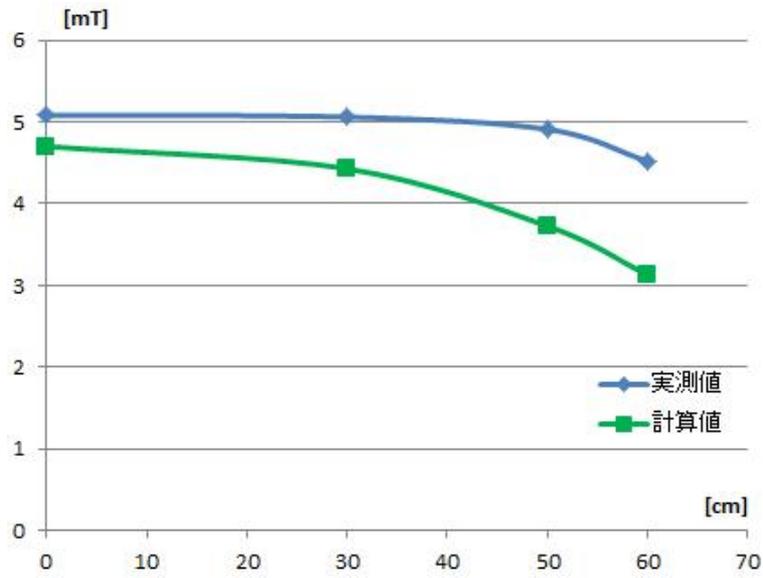


Fig. 3.14: 磁場の実測値と計算値の比較

計算値よりも実測値の方がより一定値となっているのは、コイルの外側にある鉄心の影響である (Fig.3.15 参照)。PMT は磁場の影響を受けやすいため磁場を一定にさせる必要がある。そこで鉄心を傍に配置することで鉄が開口端補正の役割をし、コイル内の磁場を一定に保ってくれるのである。

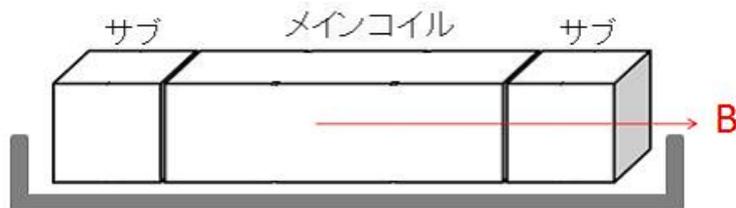


Fig. 3.15: 鉄心配置のイメージ図 (コイル横に両側に配置してある)

3.6.3 計算結果を使った利用するデータ範囲の決定

本実験では中心の磁場の 95% の範囲内で崩壊したデータのみ利用すると決めた。図 3.16 は中心磁場に対する x 方向での磁場の利用範囲である。

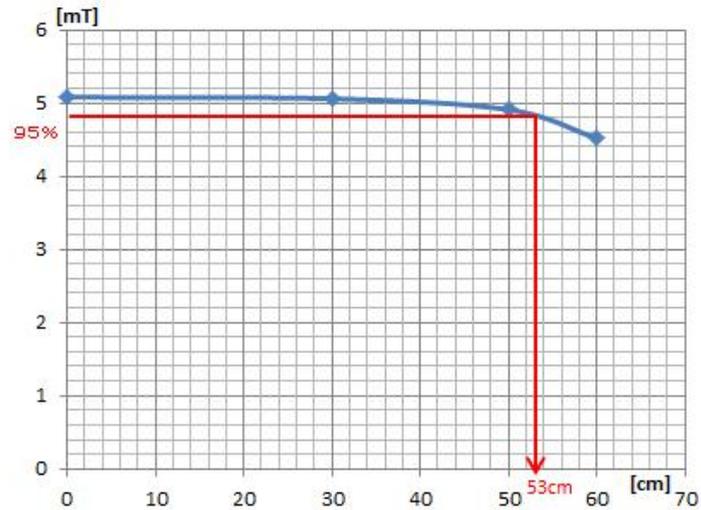


Fig. 3.16: 中心磁場に対する x 方向での磁場の利用範囲

図から分かる通り、磁場測定から磁場が 95% となるのは、中心から 53 cm の位置である。しかし、最終的にはセンチの長さを考慮して中心から 50 cm の位置までを利用すると決めた。

4 トリガーシンチレータの情報による x 軸成分（東西方向）の粒子の飛来位置特定

4.1 位置特定の必要性と特定方法

コイルが作る磁場の方向の成分 (x 軸成分) について考える、 μ 粒子の磁気能率測定はコイル内に飛んできた粒子を対象に行うが、その中でもコイルの端に飛んできた粒子によるイベントは磁場が不均一であるから、 g 因子の解析においてはこのようなイベントを使わないようにする (Fig.4.1 参照)。

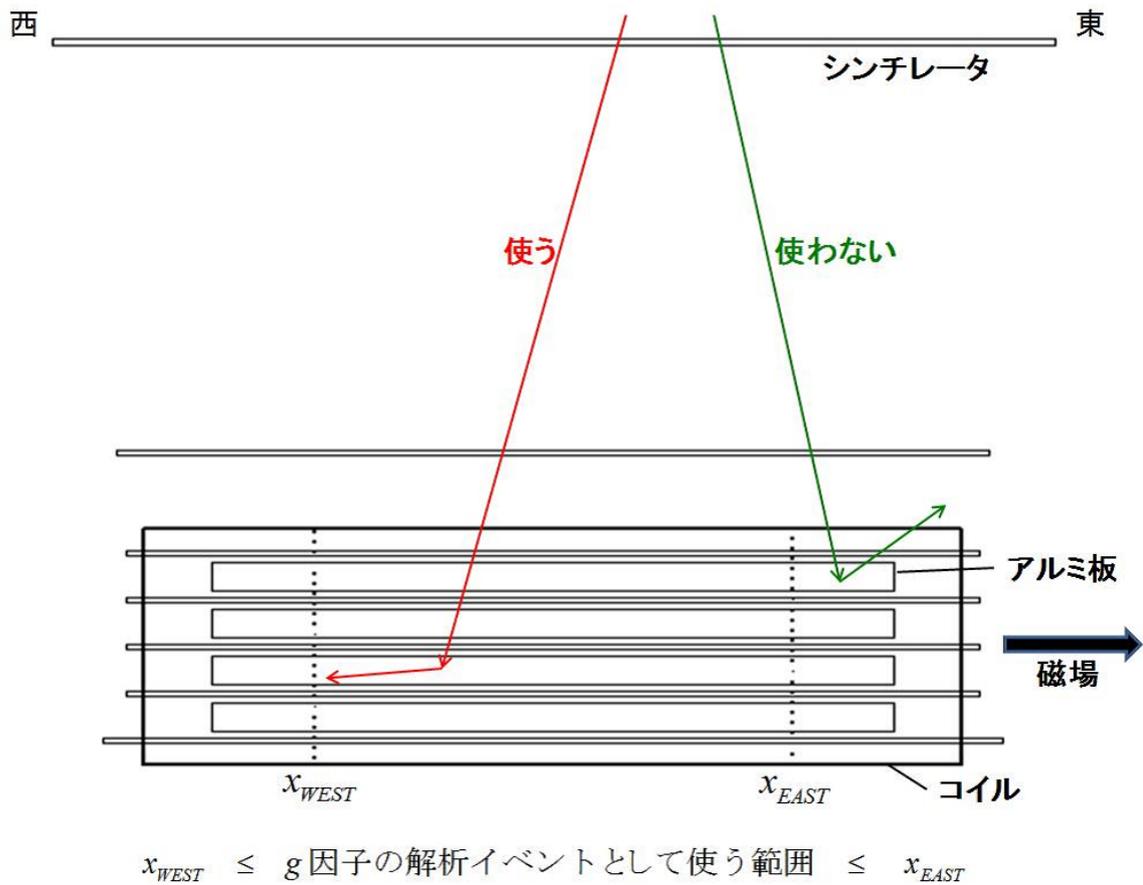


Fig. 4.1: イベントとして使う範囲を表した図。図中の点線の外で観測されたものは解析するイベントとして使わない。

解析に使うイベントと使わないイベントを判断するためには、装置のどの位置に粒子が飛んできたかを知る必要がある。例えば、装置上部の2本のトリガーシンチレータにおいてそれぞれどの位置に粒子が飛んできたかを特定できれば、その粒子の入射位置と進む方向がわかり、コイル内のどこを通ったかを知ることができる。本実験では、各トリガーシンチレータにおいて粒子が飛んできた位置を次の2種類の方法から求めた。

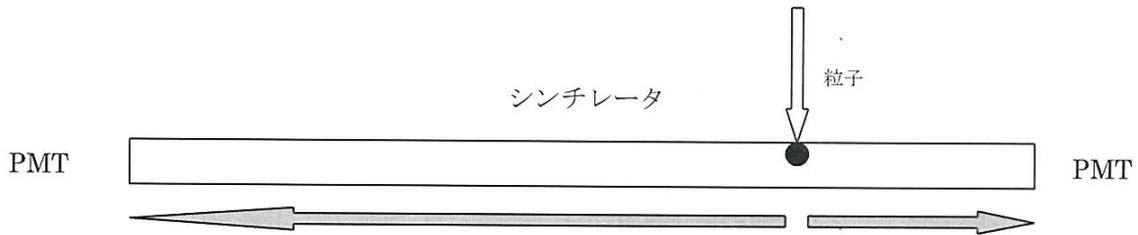


Fig. 4.2: シンチレータ光が PMT で検出される過程を表した概念図

1. トリガーシンチレータの両端の各 PMT に信号が到達するまでの時間差の測定 (Fig.4.2 参照)
 - 粒子がシンチレータに飛んできた時に発するシンチレータ光が、シンチレータの両端に接続されている PMT に届いた時間を測定し、東西での時間差を求める。この時間差は粒子が飛んできた位置によって異なるはずだから、時間差を測定すれば飛来位置を特定できる。
2. トリガーシンチレータの両端の各 PMT で検出されたシンチレータ光の光量の比 [電荷比] の測定 (Fig.4.2 参照)
 - 飛んできた粒子の位置によって東西の PMT で検出されるシンチレータ光の光量に違いが出る。飛来位置が PMT に近いほど検出される光量が大きくなり、遠いほど小さくなる。この光量の違いから位置を特定できる。光量の大きさは ADC で測定された電荷の大きさで表す。東西で電荷の大きさの比をとって飛来位置との関係を求める。

4.2 時間差と電荷比の測定方法

時間差と電荷比の位置依存性を測定する方法を Fig.4.3 を用いて説明する。

宇宙線はランダムな位置に降ってくるから、 β 線源 (Ru) を用いてイベントが起こる位置を固定させる。線源を置いた位置の真下にシンチレータを挿入して、東西の PMT と、挿入したシンチレータに接続されている PMT の3つの coincidence をとることで位置情報を固定し、シンチレータ光が西側の PMT に到達した時間と東側の PMT に到達した時間の差と、ADC で測定された電荷の大きさを測る。これを図のように東西対称に 10 cm 間隔で行い、上下両方のトリガーシンチレータについて同様に測定した。上側も下側も 13 箇所測定し、いずれも 10000 events のデータをとった。

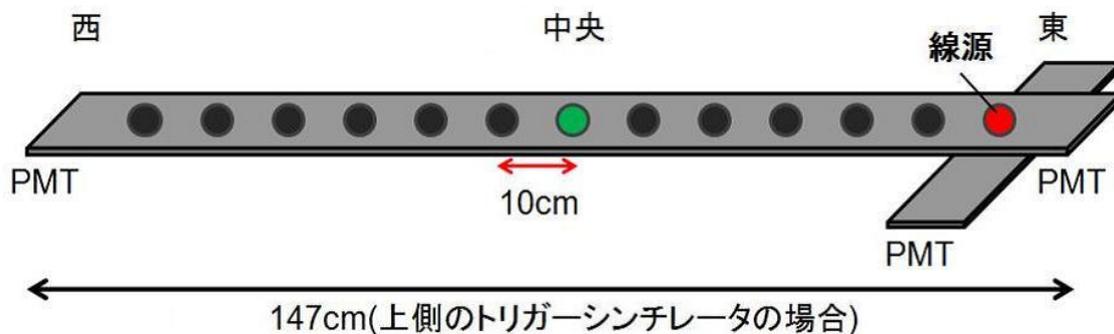


Fig. 4.3: 時間差と電荷比の測定方法

4.3 位置と時間差の関係

上側のトリガーシンチレータにおいて実際に測定した時間差の例を Fig.4.4 で示した。

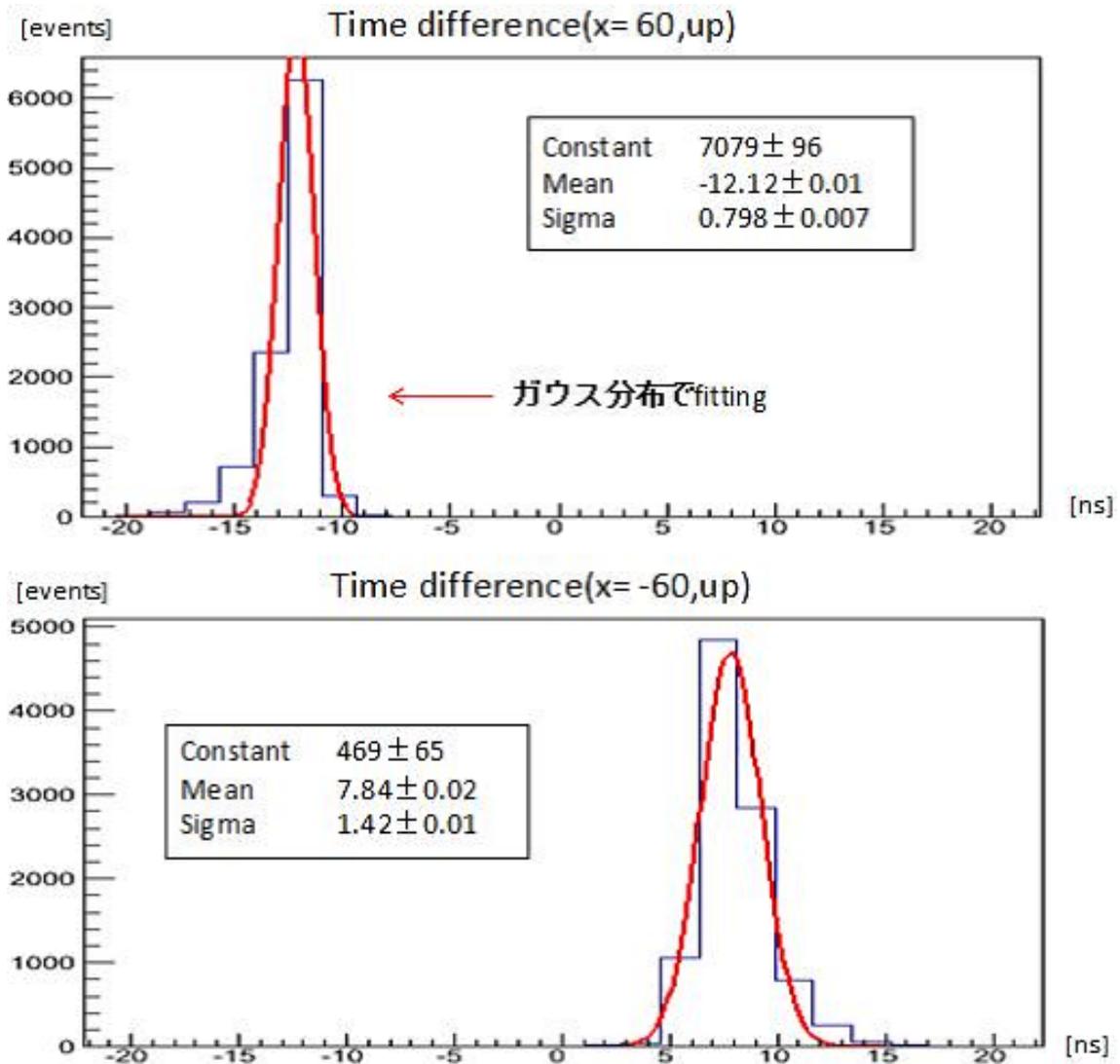


Fig. 4.4: 上側のトリガーシンチレータに線源を置いた時の時間差の例

図の上側のヒストグラムは中央から東に 60 cm の位置に線源を置いた時の時間差を表しており、下側のヒストグラムは中央から西に 60 cm の位置に線源を置いた時の時間差を表している。ここで、中央から東側の位置を正とし、西側の位置を負としている (以降も同様)。縦軸はイベント数、横軸は時間差である。時間差はシンチレータ光が東側の PMT に到達した時間から西側の PMT に到達した時間を差し引いたものを表している。また、上側のトリガーシンチレータの長さが 147 cm であることから、時間差は $-25 \sim 25$ [nsec] になっていることがわかる。

Fig.4.4 においてピーク付近をガウスで Fitting し、ガウス分布の平均値をその位置での時間差とする。これを、測定した全箇所と同様に行い、各位置でプロットをとり、位置と時間差の関係を表したものが Fig.4.5 である。

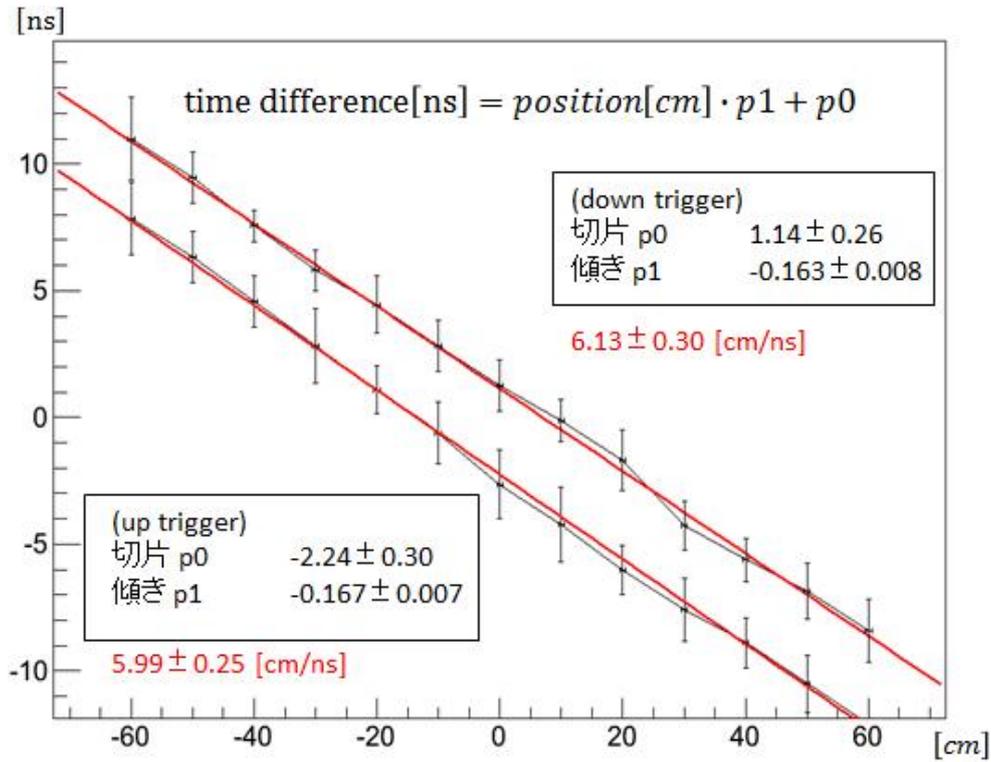


Fig. 4.5: 位置と時間差の関係

Fig.4.5 から、上側・下側の両方のトリガーシンチレータにおいて位置と時間差は一次関数の相関があることがわかる。その傾きは両シンチレータで差が小さく、時間差 1 ns あたりの位置変動は、上のトリガーシンチレータで 5.99 ± 0.25 [cm/ns]、下のトリガーシンチレータで 6.13 ± 0.30 [cm/ns] となっており、ほぼ一致している。よって、この測定結果を用いて位置特定を行うことに妥当性が見込まれる。

位置と時間差の関係式は、上側・下側のトリガーシンチレータでそれぞれ

$$x_{UP} \simeq \frac{T_{UP} + 2.24}{-0.167} \text{ [cm]} \quad (4.1)$$

$$x_{DOWN} \simeq \frac{T_{DOWN} - 1.14}{-0.163} \text{ [cm]} \quad (4.2)$$

となる。ここで、 x_{UP}, x_{DOWN} はトリガーシンチレータ上で粒子が飛んできた位置であり、 T_{UP}, T_{DOWN} は時間差である。

4.4 位置と電荷比の関係

次に位置と電荷比の関係について述べる。上側のトリガーシンチレータにおいて実際に測定した電荷比の例を Fig.4.6 で示した。

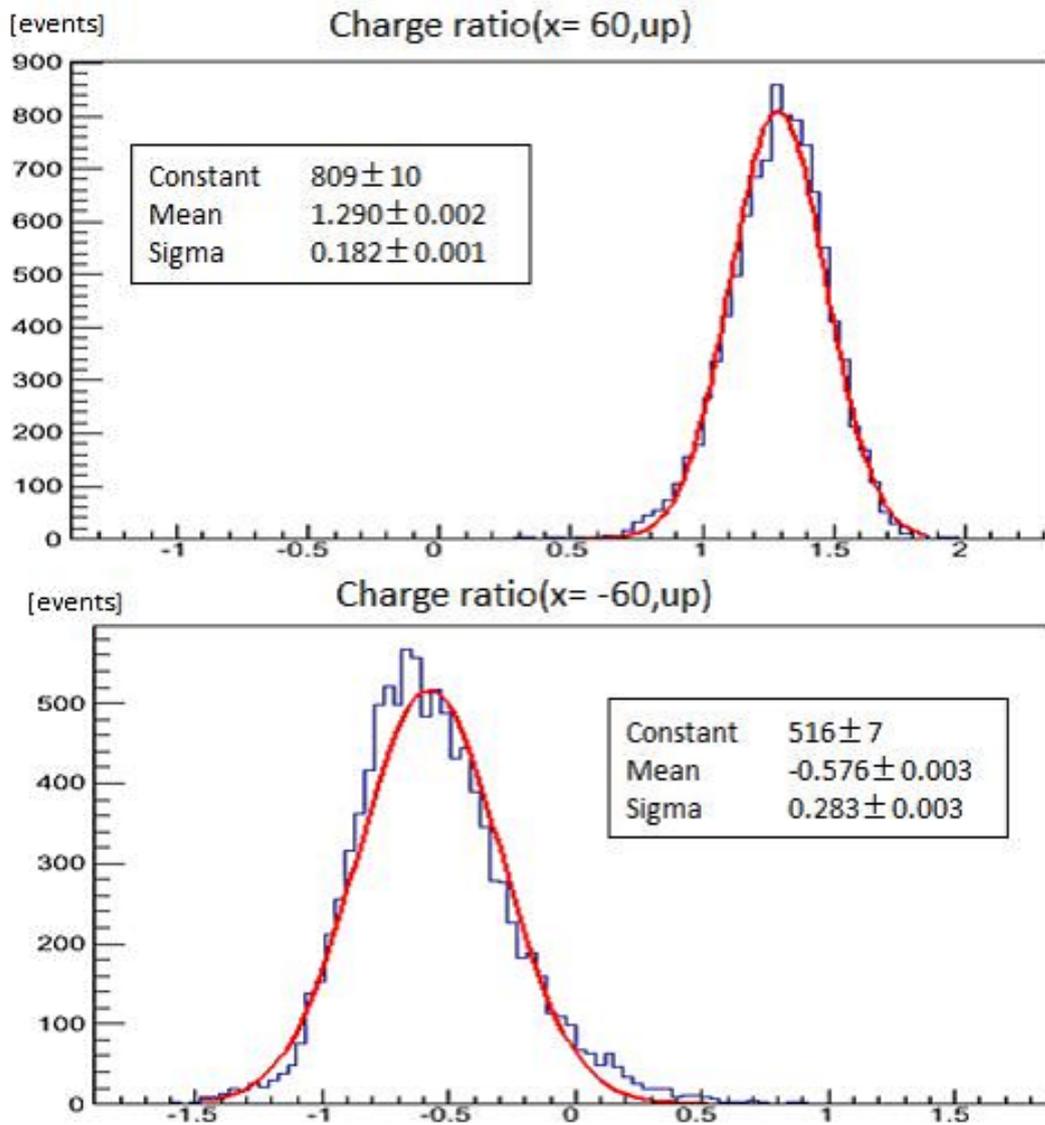


Fig. 4.6: 上側のトリガーシンチレータに線源を置いた時の電荷比の例

図の上側のヒストグラムは中央から東に 60 cm の位置に線源を置いた時の電荷比を表しており、下側のヒストグラムは中央から西に 60 cm の位置に線源を置いた時の電荷比を表している。縦軸はイベント数、横軸は電荷比に自然対数をとったものである。電荷比は西側で検出された電荷の大きさを分母、東側で検出された電荷の大きさを分子にとって表している。

Fig.4.6 でそれぞれのヒストグラムについて平均値をとり、その位置での電荷比とする。これを、測定した全箇所と同様に行い、各位置でプロットをとり、位置と電荷比の関係を表したものが Fig.4.7 である。

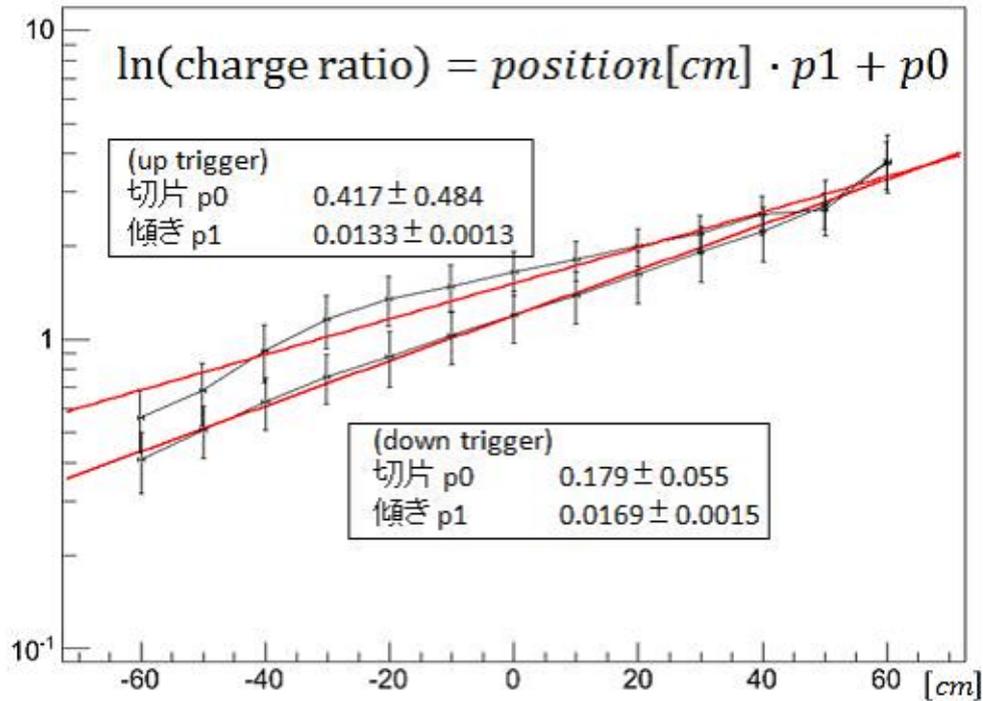


Fig. 4.7: 位置と電荷比の関係

Fig.4.7 から、上側・下側の両方のトリガーシンチレータにおいて位置と自然対数をとった電荷比はおおよそ一次関数の相関があることがわかる。しかし、上下のトリガーシンチレータで直線の傾きが大きく異なっており、上側のトリガーシンチレータにおいては、測定値と直線があまりフィットしていない。特に、中央から離れた位置ではその傾向が強い。よって、この測定結果を用いて位置特定を行うことに妥当性は期待できない。

位置と電荷比の関係式は、上側・下側のトリガーシンチレータでそれぞれ

$$x_{UP} \simeq \frac{\ln C_{UP} - 0.417}{0.0133} [\text{cm}] \quad (4.3)$$

$$x_{DOWN} \simeq \frac{\ln C_{DOWN} - 0.179}{0.0169} [\text{cm}] \quad (4.4)$$

となる。ここで、 C_{UP}, C_{DOWN} は電荷比である。

μ 粒子の解析では、式 (4.1), 式 (4.2) または式 (4.3), 式 (4.4) を用いる。時間差を利用した位置特定法と、電荷比を利用した位置特定法を比較して、 g 因子を求める際にはより位置分解能が良い方を使うようにする。

4.5 Fitting 関数の評価

前述のように求めた Fitting 関数の妥当性を調べるために、実データを用いて解析を行なった。 μ 粒子の通過した位置情報を調べるために、trigger 条件を

$$T1 \cdot T2 \cdot (S12 + S13 + S14)$$

に変更し、装置を突き抜けた event について解析を行った。使用したデータは以下の通りである。

- Total time 約 21 時間 (約 1 日間)
- Total event 約 15 万 events

まず取得した時間情報と光量 (電荷) 情報から、シンチレーターの両端の時間差と電荷比を求め前述の Fitting 関数を用いて位置情報に変換した。その結果を示したのが Fig.4.8 である。座標の設定は前節と同様にコイルの中心を原点とし、東向きを x 軸の正方向としている。

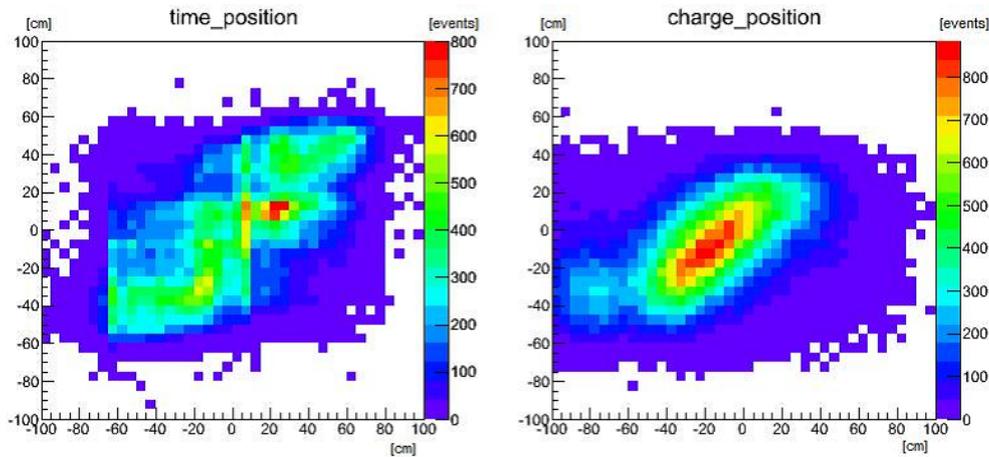


Fig. 4.8: trigger 用シンチレーターにおける粒子の通過位置情報 (左の図が時間による解析結果、右の図が電荷比による解析結果を示している。横軸は上の trigger 用シンチレータ、縦軸は下の trigger 用シンチレータにおける位置を示している)

時間差、電荷比で位置の分布に同様の傾向が見られる。上の trigger 用シンチレータで通過した位置と下の trigger 用シンチレータで通過した位置は概ね同じような場所であることが分かる。これは天頂方向から真っ直ぐ降り注いでくる粒子が多いということを示しており、位置情報の測定は概ねうまくいっていると思われる。

そこで、検出部を構成する 5 層のシンチレーターのうち、1 番上の層 (これを本実験では step1 と呼んでいる) を通過する時の位置情報を予測し、実際のシンチレーターの位置内に収まっているかどうかを検証した。

その結果を Fig.4.9 と Fig.4.10 に示した。

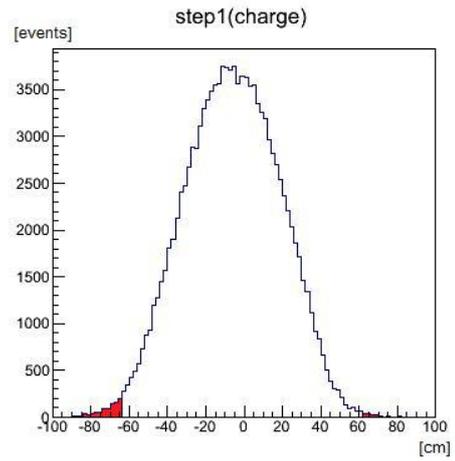
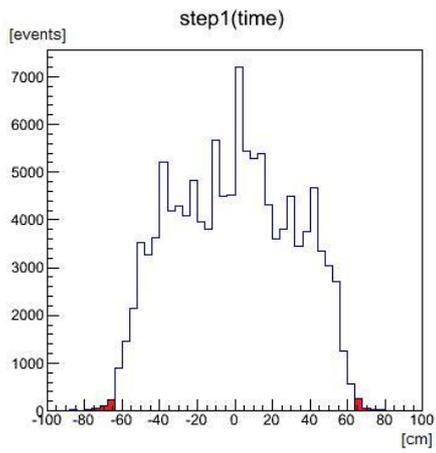


Fig. 4.9: step1 での粒子の位置（時間差による解析） Fig. 4.10: step1 での粒子の位置（電荷比による解析）

実際のシンチレーターが存在する範囲は $-62.5 \leq x \leq 62.5$ であり、それ以外の範囲には着色を施している。時間差から予測した位置は殆ど実際のシンチレーターの位置内に収まっているが、電荷比から予測した位置は実際にはシンチレーターが存在しない範囲となっているものが少し多い。よって本実験の解析では、時間差による位置決定を採用し、これにより不要な event を排除することとした。

5 シミュレーション

本実験では、Geant4を用いたモンテカルロシミュレーションを行うことで、実際の測定データから得ることのできない値を決定する。

5.1 Geant4

Geant4とは、素粒子の物質中における振る舞いや反応をシミュレーションするソフトウェアであり、物理プロセスや検出器の構造、データの生成と保存、視覚化などのツールキットから構成されている。Geant4の主なシミュレーション構築を以下に示す。

- Detector Constructor … 物理環境、有感部分

測定器を定義。測定器の形状、物質情報他の測定器との相対的な位置情報、電磁場の分布情報を決定する。本実験ではトリガー用シンチレータ、データ取得用シンチレータ、アルミニウム、コイルを実験と同じように配置させ、各シンチレータとアルミニウムを、粒子を観測する有感部分として設定する。

- Physics List … 粒子の種類、物理相互作用、生成粒子

シミュレーションで扱う粒子を定義。本実験では μ 粒子の崩壊を観測するので、入射粒子は μ^+ 、物理相互作用は電磁相互作用と弱い相互作用、生成粒子は $e^+, e^-, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e, \gamma$ を設定する。

- Sensor SD … 粒子の情報

有感部分を通過した粒子の種類、位置、方向、運動エネルギーの情報を取り出す。

シミュレーションで定義された粒子の相互作用と移動は以下のように説明できる。

- 乱数を用いて相互作用が起こるまでの距離を決定する。
↓
- その距離を、粒子が存在している位置の物質を考慮して実際の距離に変換する。
↓
- 距離が最小である相互作用が起こり、その距離だけ粒子が輸送される。
↓
- 輸送後にすべての作用から輸送した距離が引かれる。

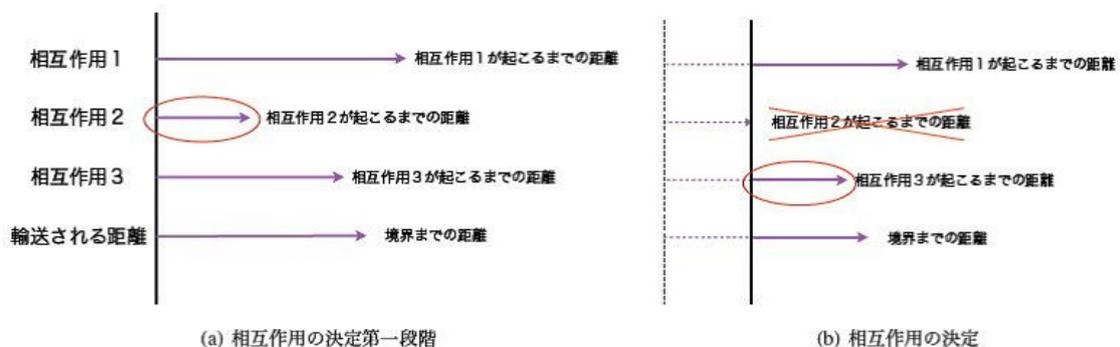


Fig. 5.1: 相互作用の概念図

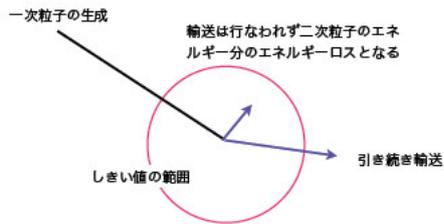


Fig. 5.2: 粒子の輸送

二次粒子が生成された場合、輸送する距離が設定した閾値よりも小さければ輸送は行われず、二次粒子のエネルギーは生成された位置でのエネルギーロスとして扱われる。このようにして、粒子はエネルギーを失いながら輸送されていく。この過程は、以下のいずれかの条件を満たすまで繰り返される。

- 粒子の運動エネルギーが 0 になる
- 相互作用により粒子が消滅する
- 指定した空間の境界に到達する

この一つの過程を Step とする。Fig.5.2 に、Step 間における粒子の輸送の様子の例を示す。有感部分での Step の情報を読み取り、シミュレーションによる値とする。

5.2 パラメータの設定

シミュレーションの結果をできる限り現実の事象に近づけるために、次のようにパラメータを設定した。

- 宇宙線の天頂角分布 $\propto \cos^2 \theta$ と仮定
- μ^+ の偏極度 $P_0 = -1$
- シンチレータに hit を残すイベントのエネルギー閾値 500[keV]
- 宇宙線の実験装置到達時の運動エネルギー E_k は 27~250[MeV] の範囲で、確率分布

$$f(E_k) = aE_k + b \quad (5.1)$$

で線形に分布していると仮定

現実のエネルギー分布をシミュレーションで再現するために、運動エネルギー E_k の値の範囲とその増加率を以下のように調整し a, b の値を決定した。

$$f(E_{kmin}) : f(E_{kmax}) = 1 : 1.7$$

$$E_{kmin} = 27[\text{MeV}]$$

$$E_{kmax} = 250[\text{MeV}]$$

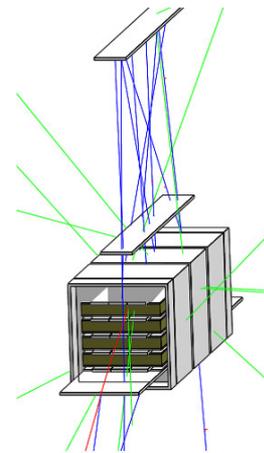


Fig. 5.3: シミュレーションによる event display の例

6 解析

6.1 μ 粒子のラーモア歳差運動と崩壊

Fig.6.1 に、ラーモア歳差運動をしている μ^+ 粒子の崩壊による振る舞いを示す。

μ^+ 粒子のスピンは上向きに偏極しており、磁場によるラーモア歳差運動をすることで図の矢印の方向に回転する。崩壊により、 μ^+ のスピンの方向に e^+ が放出される。

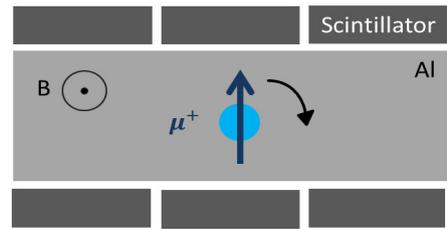


Fig. 6.1: 装置内でのラーモア歳差運動

6.2 崩壊の位置

μ 粒子の振動の様子をみるために、 μ^+ が止まった位置と崩壊で生じた e^+ が飛び出した方向を、シンチレータの信号から判断する。TMC から受け取る信号には以下の情報がある。

- ch : データ取得用シンチレータごとに振り分けられた番号 (0~14)
- step : データ取得用シンチレータの段数 (1~5)
- column : データ取得用シンチレータの列数 (0~2)
- time : トリガーが発行されてから信号が発生するまでの時間 ([nsec])

	ch	step	column	time[nsec]
崩壊前	1	1	1	323.46
	4	2	1	323.70
	7	3	1	323.98
崩壊後	9	4	0	5462.9

Table. 1: イベントデータの例

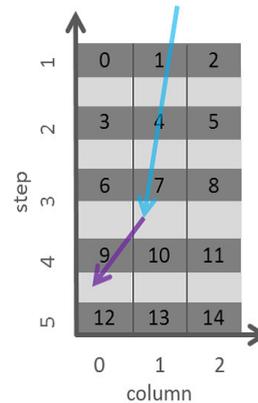


Fig. 6.2: ch , step , column の定義とイベントの例

粒子が止まった位置は、崩壊前の信号のうち一番下の step の真下の Al であると考えられる。崩壊後、粒子が飛び出した方向は、止まった位置と崩壊後の信号の位置との相関から決まる。Table.1 に示す event の軌道は Fig6.2 のように考えられる。これらのデータから μ 粒子の寿命や Asymmetry の解析を行う。

Fig.6.3 は μ^+ 粒子がトリガー用シンチレータを通過した時間を基準に、 μ^+ 粒子がデータ取得用シンチレータを通過した時刻を表している。TMC のオフセットによりピークが 310[ns] 付近に立っていることから、本実験では time threshold を 350[nsec] とし、それ以後の信号を崩壊によるものと判断する。

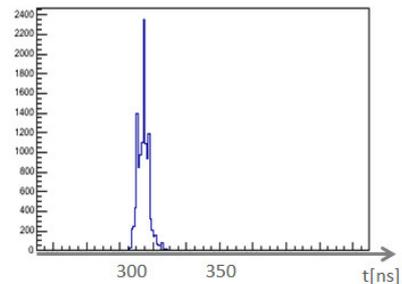


Fig. 6.3: 崩壊前のイベント

6.3 μ^+ 粒子の寿命

本実験で観測している現象が μ 粒子の崩壊であることを確かめるために、崩壊粒子の寿命を測定する。 μ 粒子は弱い相互作用によって崩壊する。時刻 $t = 0$ での粒子の個数を N_0 とすると、時刻 t までに崩壊した粒子の個数 $N(t)$ は

$$N(t) = N_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (6.1)$$

と表される。このとき、粒子の個数が $t = 0$ のときの $\frac{1}{e}$ となる時刻、つまり式 6.1 における定数 τ を粒子の寿命という。式 6.1 の両辺を t で微分すると

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.2)$$

となる。6.2 は、単位時間に崩壊する粒子の個数は、その時点で残っている粒子の個数に比例することを表している。よって、時刻 t で崩壊する粒子の個数 N_{decay} は

$$N_{decay}(t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (6.3)$$

で与えられる。寿命のヒストグラムを Fig.6.4 に示す。

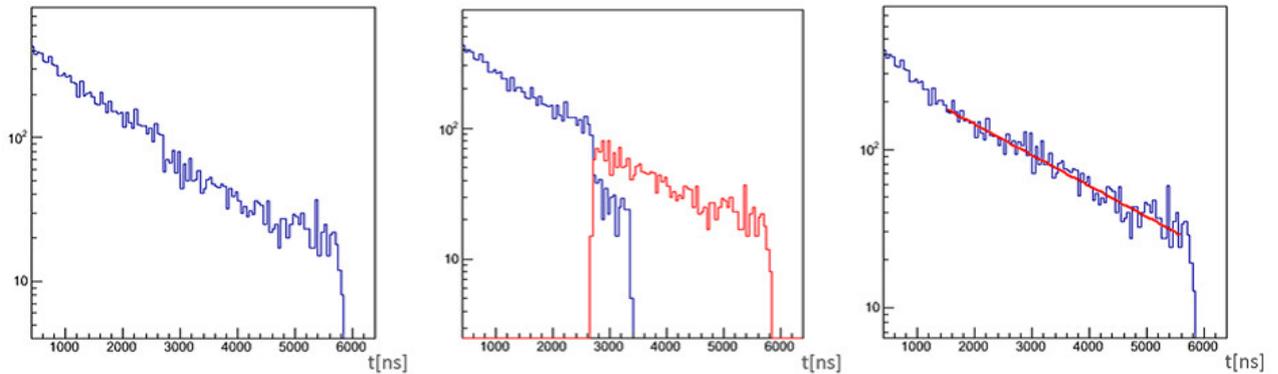


Fig. 6.4: 寿命のヒストグラム (左：未補正 中央：TMC ごと 右：補正後)

Fig.6.4 の左の図では、約 2600[ns] でデータが不自然に減少していることがわかる。この位置は、二つの TMC(TMC1 , TMC2) のデータ取得範囲が重複する範囲内にあり、データの振り分けがうまく行われていない恐れがある。

各 TMC からのイベントを色分けしたもの (Fig.6.4 中央) から、明らかに TMC2 のデータ数が少ないことがわかる。そこで、2600[ns] 以降の TMC1 のデータをカット、TMC2 のイベント数を 1.6 倍にしてヒストグラムを書くと Fig.6.4 右のように自然な減衰のグラフとなった。

物質中の原子核捕獲の影響により、 μ^- 粒子の寿命は μ^+ 粒子のものよりも短くなる。昨年までの計算により、原子核捕獲を考慮した μ^- 粒子の寿命を約 900[ns] とし、 μ^- 粒子の寄与が充分無視できると考えられる $t = 1500$ [ns] 以降で fit をかけた結果、崩壊の寿命は 2195 ± 38 [ns] と μ^+ 粒子の寿命の文献値に近い値となり、本実験では確かに μ^+ 粒子の崩壊を観測していると考えた。

6.4 上下 Asymmetry

6.4.1 崩壊方向の定義

TMC の情報によって崩壊で生じた陽電子の方向を判定することで、上下方向の Asymmetry の解析を行った。 μ 粒子が 3 段目のシンチレータを通過して止まった場合の、崩壊方向の判定の概念図を Fig.6.5 に示す。

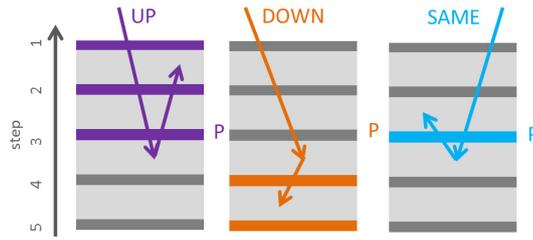


Fig. 6.5: 上下の崩壊方向の定義

6.2 で述べたように、イベントの信号から、通過した段数 (step) とその時間情報がわかる。イベントの崩壊方向は、崩壊前に通過した step ($step_p$ 、そのうち最下段のものを $step_{pf}$) と崩壊後に通過した step ($step_d$) との上下関係から

- UP : $step_{pf} \geq step_d$ (崩壊後に $step_{pf}$ より下の step を通過していないイベント)
- DOWN : $step_p < step_d$ (崩壊後に $step_{pf}$ 以上の step を通過していないイベント)
- SAME : $step_d = step_{pf}$ (崩壊後に $step_{pf}$ しか通過していないイベント)

として UP , DOWN , SAME を定義する。

6.4.2 SAME イベントの分類

粒子はすべて AI 中で止まり、崩壊していると仮定しているが、実際はシンチレータ内で止まるようなイベントも少数存在する。よって、SAME に分類されるイベントには以下の 3 種類があると考えられる。

- ① AI で崩壊しシンチレータを一枚だけ通過して止まったもの
- ② シンチレータ内で崩壊し真下の AI で止まったもの
- ③ シンチレータ内で崩壊し真上の AI で止まったもの

AI で崩壊し上向きに放出された陽電子は、まず $step_{pf}$ を通過する。このイベントが実際に UP と判断されるには、 $step_{pf}$ のさらに上の step も通過する必要がある。よって、実際に上向きに崩壊しているイベントの大部分は①のイベントとして SAME に分類されている。また、シンチレータ内で崩壊したイベントは、上下どちらに陽電子を放出しても②, ③として SAME に分類される。正確な解析をするには、①, ③を UP、②を DOWN に振り分ける必要がある。実際のデータからはこれらを区別することはできないため、Geant4 を用いたシミュレーションから SAME のイベントから UP/DOWN に振り分けるイベント数の比を決定した。シミュレーションの結果、SAME イベントのうち 85.4% を UP、14.6% を DOWN とした。

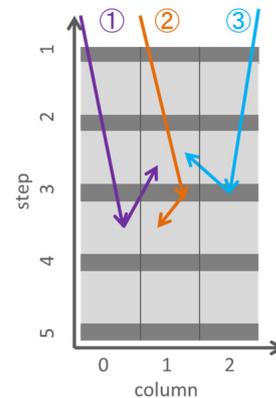


Fig. 6.6: SAME に分類される崩壊方向のパターン

以上のような方法でイベントの崩壊方向を決定し、上向き・下向きに崩壊して生じた陽電子の数をそれぞれ N_U, N_D とする。

6.4.3 γ 線由来の電子の影響

粒子の崩壊方向は通過した step とその時間情報のみから決まるため、実際のイベントの中には観測対象である $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ 以外の過程により生じた電子や陽電子が含まれている可能性もある。

例えば Fig.6.7 のように、崩壊前に通過した step のうち最下段のものが 3 であり ($\text{step}_{pf} = 3$)、崩壊後に step2 は通過した記録がないが step1 にはその記録がある場合、このイベントは UP の定義を満たす。しかし、陽電子はシンチレータを通過すれば必ず記録されるはずであるから、このイベントは $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ の崩壊から直接生じた陽電子ではないことがわかる。

ここで、シミュレーションと実データの全イベントのうち、このように step_{pf} と step_d の間に通過した記録がない step があるイベントを抽出すると、Fig.6.8 のような結果が得られた。

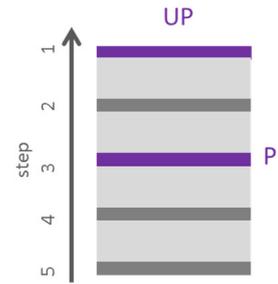


Fig. 6.7: SAME に分類される崩壊方向のパターン

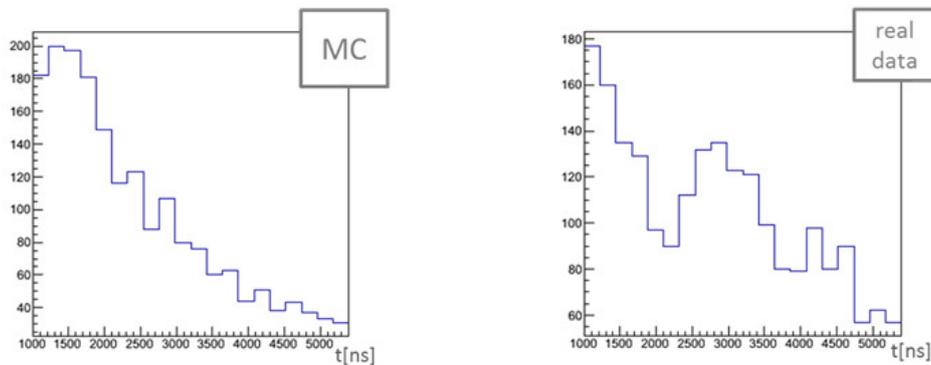


Fig. 6.8: γ 線由来の崩壊 (左: シミュレーション 右: 実データ)

このようなイベントは、シミュレーション・実データともに全イベントのうち約 10 % 存在した。時間分布の形から、これらのイベントが偶発的なものではなく、ある程度高いエネルギーを持った陽電子の制動放射により生じた γ 線に由来する電子・陽電子であると考えられる。今後はこれらのイベントは排除し、より正確な解析を目指した。

6.4.4 解析データ

以下のデータを解析に用いた。

- Total time 約 1030 時間
- Total event 2883505 events
- Decay event 27374 events

6.4.5 Asymmetry

振動の様子を視覚化・数値化するために、偏極度 P_0 と角振動数 ω を用いて、Asymmetry

$$A \equiv \frac{N_U - N_D}{N_U + N_D} = P_0 \cdot f \cos \omega t \quad (6.4)$$

を定義する。ここで f は、シミュレーションによって決定される analyzing power である。 μ^+ 粒子のスピンは上向きに偏極していることから、崩壊までの時間が短いときは上向きの崩壊が多く徐々に下向きが増えていくと考え、fit 関数として \cos を用いた。

Fig.6.9、Table.2 に、シミュレーション・実データによる Asymmetry の様子と fitting の結果を示す。

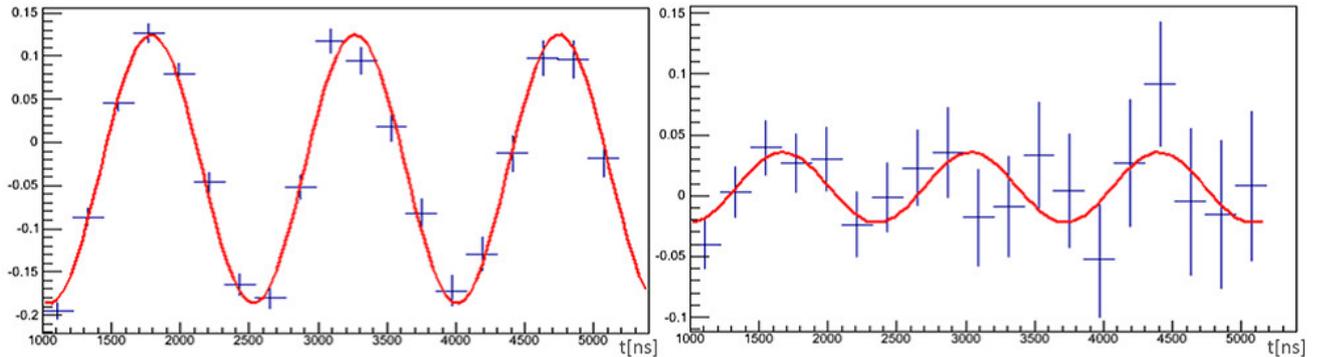


Fig. 6.9: 上下 Asymmetry(左：シミュレーション 右：実データ)

	$\omega [\times 10^{-3} \text{ns}^{-1}]$	Amplitude $[\times 10^{-1}]$
シミュレーション	4.246 ± 0.012	1.738 ± 0.047
実データ	4.593 ± 0.149	0.354 ± 0.103

Table. 2: 上下 Asymmetry の解析結果

6.5 左右 Asymmetry

上下の Asymmetry と同様に、左右方向の崩壊についても Asymmetry を求めることで、その振動の形から μ 粒子の磁気能率の方向を確かめる。

6.5.1 崩壊方向の定義

TMC の情報 (column) から、通過した位置の左右方向を判定する。崩壊するまでに中央の column(column1) のみを通じたイベントのうち、崩壊後に通過した column(column_d) の値に対して

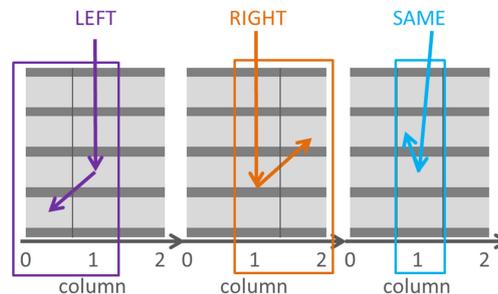


Fig. 6.10: 左右の崩壊方向の定義

RIGHT : $\text{column}_d \neq 0$ (崩壊後に column0 を通過していないイベント)

LEFT : $\text{column}_d \neq 2$ (崩壊後に column2 を通過していないイベント)

SAME : $\text{column}_d \neq 0, 2$ (崩壊後に column0, 2 を通過していないイベント)

として UP, DOWN, SAME を定義する。SAME に分類されたイベント中には右向き・左向きに振動したものが 1:1 で含まれていると考えられる。Asymmetry の analyzing power f' を考慮し、解析には LEFT または RIGHT に分類されたイベントのみを用いた。右向き・左向きに崩壊して生じた陽電子の数をそれぞれ N_R, N_L とする。

6.5.2 解析データ

以下のデータを解析に用いた。

- Total time 約 1030 時間
- Total event 2883505 events
- decay event 12457 events

左右方向の解析には崩壊前に column1 のみを通過したイベントを用いているため、イベント数が上下方向の場合よりも少なくなっている。

6.5.3 Asymmetry

上下方向と同様に、左右 Asymmetry

$$A \equiv \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} = P_0 \cdot f' \sin \omega t \quad (6.5)$$

を定義する。入射する μ^+ 粒子のスピンは上向きに偏極しており、崩壊までの時間が短ければ陽電子は上方向にしか放出されず、時間が長くなるにつれ左右方向への放出が観測できると考え、fit 関数として sin を用いた。

Fig.6.11、Table.3 に、シミュレーション・実データによる Asymmetry の様子と fitting の結果を示す。

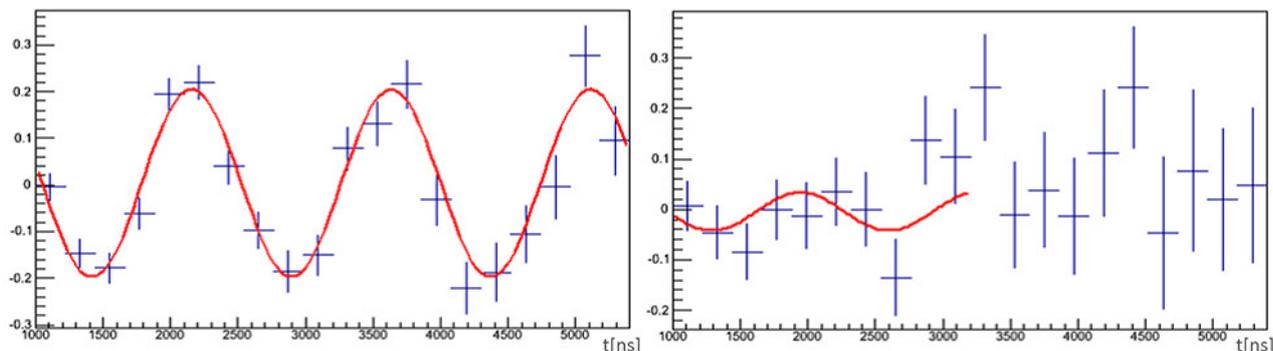


Fig. 6.11: 左右 Asymmetry(左:シミュレーション 右:実データ)

	$\omega [\times 10^{-3}/\text{ns}]$	Amplitude $[\times 10^{-1}]$
シミュレーション	4.261 ± 0.033	0.796 ± 0.064
実データ	4.578 ± 0.268	0.501 ± 0.287

Table. 3: 左右 Asymmetry の解析結果

上下方向に比べてデータ数が少ないため、時間経過に伴い統計誤差が大きくなっている。このことから、実データの左右 Asymmetry は fit 範囲を 100~3000[ns] とした。

7 解析結果

7.1 磁気能率

上下・左右の Asymmetry から得られた磁気能率の値を以下に示す。

$$g_{UD} = 2.116 \pm 0.067 \pm 0.053$$

$$g_{RL} = 2.109 \pm 0.124 \pm 0.053$$

一つ目の誤差は角振動数 ω による統計誤差、二つ目は磁場による誤差である。いずれも理論値である 2 に近い値となった。また、左右 Asymmetry の振動の様子から、スピンのラーモア歳差運動が正しく観測できていることがわかる。

7.2 偏極度

シミュレーションと実データの Asymmetry の振幅の比から、 μ^+ 粒子の偏極度 P_0 の大きさを求めた。計算には上下 Asymmetry の結果を用いた。

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{Amp_{real}}{Amp_{MC}} \\ &= 0.204 \pm 0.059 \end{aligned}$$

この値は理論値の 0.26 と誤差の範囲内で一致しており、正しい解析ができていると考えられる。

8 考察

今年度の実験では文献値に近い g 因子の値を得ることができ、 μ^+ 粒子の寿命や偏極度も矛盾のない結果となった。これは従来よりも統計数を増やしたこと、シミュレーションの際のパラメータ決定でより現実の条件に近づけることができたためと考えられる。この実験でより高い精度を目指すには、統計をさらに増やすこと、磁場のより正確な測定・管理が必要である。

参考文献

- [1] 岩本旬平・阿比留和孝・来見田吏恵・鉢嶺元嗣 『 μ 粒子の磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2011
- [2] 江戸勇樹・宮岡直広・森永真央・山口貴弘・渡邊一平 『 μ 粒子の磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2010
- [3] Peter K.F. Grieder ”COSMIC RAYS AT EARTH Reseacher’s Reference Manual and Data Book”
- [4] Glenn F. Knoll ”Radiation Detection and Measurement”

謝辞

まず始めに、本実験に携わる機会を与えてくださった指導教官の藏重久弥教授に御礼申し上げたいと思います。粒子実験の世界に足を踏み込んだばかりの私たちに、実験背景から解析方法まで丁寧に御指導いただきましたことを感謝いたします。また、身内賢太郎准教授には幾度にもわたり私たちの素朴な疑問に快く、時には深夜までお付き合いいただきました。そして竹内康雄教授、原俊雄准教授、山崎祐司准教授、越智敦彦助教、鈴木州助教には的確なアドバイスを多数いただきました。

博士前期課程2年の谷和俊さん、駒井英俊さん、細川佳志さん、江戸勇樹さん、村田亜紀さん、山口貴弘さん、渡邊一平さん、北村拓巳さん、博士前期課程1年の稲丸由夫輝さん、大西洋輔さんには研究生活の過ごし方から実験のアドバイスまで大変お世話になりました。特に博士前期課程1年の来見田吏恵さんには本実験の引き継ぎで多大なる力添えをいただきました。同期の礪江麻衣氏、岡本慧太氏、神田夏央氏、杉野愛里氏、竹本強志氏、林央樹氏、矢ヶ部遼太氏、山口祐史郎氏との実験をまたいだ議論は非常に有益なものでした。研究生の陳葉氏には本実験に解析や理論面でご尽力いただきました。

本実験において、私たちを支えていただいた皆様に感謝いたします。

付録A PMTにかけた電圧

シンチレータ	電圧 [V]	シンチレータ	電圧 [V]
$T1_R$	2350	$T1_L$	2200
$T2_R$	2100	$T2_L$	2060
$S0_R$	1750	$S0_L$	1750
$S1_R$	1850	$S1_L$	1710
$S2_R$	1900	$S2_L$	2000
$S3_R$	1870	$S3_L$	1800
$S4_R$	1900	$S4_L$	1800
$S5_R$	1750	$S5_L$	1700
$S6_R$	1800	$S6_L$	1600
$S7_R$	1750	$S7_L$	1800
$S8_R$	1700	$S8_L$	1800
$S9_R$	1850	$S9_L$	1700
$S10_R$	1730	$S10_L$	1570
$S11_R$	1780	$S11_L$	1700
$S12_R$	1800	$S12_L$	1650
$S13_R$	1700	$S13_L$	1700
$S14_R$	1750	$S14_L$	1750

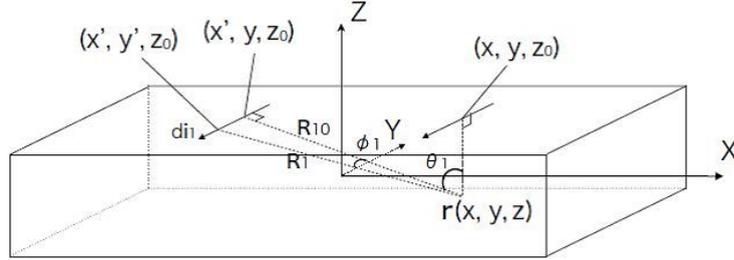
付録A図：シンチレータの電圧対応表

付録B 直方体コイルの磁束密度の計算

Biot-Savart の法則

$$\mathbf{B} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{i}(\mathbf{r}') \times \mathbf{R}}{R^3} d^3r'$$

を用いて図のようなコイル内の点 $\mathbf{r}(x, y, z)$ における磁束密度 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ を求める。



付録B図：コイルと座標系

コイルの巻き数を n 、コイルに流す電流を I とすると、点 (x', y', z_0) のまわりの微小領域を流れる微小電流 $d\mathbf{i}_1$ は

$$d\mathbf{i}_1 = \frac{n}{2x_0} dx dy (0, -I, 0) \quad (\text{付録B.1})$$

となる。ここで、 $\mathbf{R}_1 = (x' - x, y' - y, z_0 - z)$, $\mathbf{R}_{10} = (x' - x, 0, z_0 - z)$ より

$$\cos \phi_1 \equiv \frac{R_{10}}{R_1} \quad (\text{付録B.2})$$

$$\cos \theta_1 \equiv \frac{|z_0 - z|}{R_{10}} \quad (\text{付録B.3})$$

$$d\mathbf{i}_1 = \frac{n}{2x_0} \frac{R_1 \cos \phi_1}{\cos \theta_1} d\theta_1 \frac{R_1}{\cos \phi_1} d\phi_1 (0, -I, 0) \quad (\text{付録B.4})$$

が導かれ、微小電流 $d\mathbf{i}_1$ による点 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 上の磁束密度は、

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_1 &= \frac{\mu}{4\pi} \frac{d\mathbf{i}_1 \times \mathbf{R}_1}{R_1^3} \\ &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \cos \phi_1 d\theta_1 d\phi_1 (1, 0, -\tan \theta_1) \end{aligned} \quad (\text{付録B.5})$$

したがって、 $z = z_0$ の $x - y$ 平面を流れる電流による点 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 上の磁束密度は、

$$\begin{aligned}
\mathbf{B}_1 &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \int_{\arctan B_{10}}^{\arctan B_{11}} d\theta_1 \int_{\arctan(A_{10} \cos \theta)}^{\arctan(A_{11} \cos \theta)} d\phi_1 \cos \phi_1 (1, 0, -\tan \theta_1) \\
&= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \int_{\arctan B_{10}}^{\arctan B_{11}} d\theta_1 \left(\sum_{i=0,1} (-1)^{i+1} \frac{A_{1i} \cos \theta_1}{\sqrt{1 + (A_{1i} \cos \theta_1)^2}} \right) \\
&= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\arctan \frac{A_{1i} B_{1j}}{\sqrt{1 + A_{1i}^2 + B_{1j}^2}}, 0, \operatorname{arcsinh} \frac{A_{1i}}{\sqrt{1 + B_{1j}^2}} \right) \quad (\text{付録 B.6}) \\
&\quad \left(A_{10} = -\frac{y_0 + y}{|z_0 - z|}, A_{11} = \frac{y_0 - y}{|z_0 - z|}, B_{10} = -\frac{x_0 + x}{z_0 - z}, B_{11} = \frac{x_0 - x}{z_0 - z} \right)
\end{aligned}$$

と求めることができる。他の3つの平面も同様にして計算すると

$$\mathbf{B}_2 = \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\arctan \frac{A_{2i} B_{2j}}{\sqrt{1 + A_{2i}^2 + B_{2j}^2}}, \operatorname{arcsinh} \frac{A_{2i}}{\sqrt{1 + B_{2j}^2}}, 0 \right) \quad (\text{付録 B.7})$$

$$\mathbf{B}_3 = \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\arctan \frac{A_{3i} B_{3j}}{\sqrt{1 + A_{3i}^2 + B_{3j}^2}}, 0, -\operatorname{arcsinh} \frac{A_{3i}}{\sqrt{1 + B_{3j}^2}} \right) \quad (\text{付録 B.8})$$

$$\mathbf{B}_4 = \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\arctan \frac{A_{4i} B_{4j}}{\sqrt{1 + A_{4i}^2 + B_{4j}^2}}, -\operatorname{arcsinh} \frac{A_{4i}}{\sqrt{1 + B_{4j}^2}}, 0 \right) \quad (\text{付録 B.9})$$

以上をまとめると

$$\mathbf{B}_x = \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{k=1}^4 \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \arctan \frac{A_{ki} B_{kj}}{\sqrt{1 + A_{ki}^2 + B_{kj}^2}} \quad (\text{付録 B.10})$$

$$\mathbf{B}_y = \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\operatorname{arcsinh} \frac{A_{2i}}{\sqrt{1 + B_{2j}^2}} - \operatorname{arcsinh} \frac{A_{4i}}{\sqrt{1 + B_{4j}^2}} \right) \quad (\text{付録 B.11})$$

$$\mathbf{B}_z = \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\operatorname{arcsinh} \frac{A_{1i}}{\sqrt{1 + B_{1j}^2}} - \operatorname{arcsinh} \frac{A_{3i}}{\sqrt{1 + B_{3j}^2}} \right) \quad (\text{付録 B.12})$$

$$\begin{aligned}
A_{10} &= -\frac{y_0 + y}{|z_0 - z|}, & A_{11} &= \frac{y_0 - y}{|z_0 - z|}, & B_{10} &= -\frac{x_0 + x}{z_0 - z}, & B_{11} &= \frac{x_0 - x}{z_0 - z} \\
A_{20} &= -\frac{z_0 + z}{|y_0 - y|}, & A_{21} &= \frac{z_0 - z}{|y_0 - y|}, & B_{20} &= -\frac{x_0 + x}{y_0 - y}, & B_{21} &= \frac{x_0 - x}{y_0 - y} \\
A_{30} &= -\frac{y_0 + y}{|z_0 + z|}, & A_{31} &= \frac{y_0 - y}{|z_0 + z|}, & B_{30} &= -\frac{x_0 + x}{z_0 + z}, & B_{31} &= \frac{x_0 - x}{z_0 + z} \\
A_{40} &= -\frac{z_0 + z}{|y_0 + y|}, & A_{41} &= \frac{z_0 - z}{|y_0 + y|}, & B_{40} &= -\frac{x_0 + x}{y_0 + y}, & B_{41} &= \frac{x_0 - x}{y_0 + y}
\end{aligned}$$

と導出される。この式を用いて本実験の磁場計算を行った。