

2020 年度卒業研究  
宇宙線  $\pm$  ミューオンのフラックス比の観測実験

神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室  
中村竜也、中山郁香、中山大輝、安田幸生

2021 年 3 月 19 日

## 概要

本研究では  $\mu$ -TPC という三次元飛跡検出器を用いて、宇宙線  $\mu$  粒子の検出を行い、宇宙線  $\pm\mu$  粒子のフラックス比を求めることを試みた。上空から飛来する宇宙線  $\pm\mu$  粒子は、互いに逆の電荷をもつため、磁場をかけることで逆方向に曲げることができる。これを利用して  $\mu^-$  と  $\mu^+$  の判別をする。本論文では、宇宙線  $\mu$  粒子の性質、実験の原理、 $\mu$ -TPC を用いた実験、得られたデータの解析について論じる。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>イントロダクション</b>	<b>1</b>
1.1	宇宙線 $\mu$ 粒子	1
1.1.1	$\mu^-$ の減衰 (原子核捕獲)	2
1.1.2	$N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$	2
1.1.3	宇宙線中の $\mu$ 粒子のエネルギー	2
1.1.4	まとめ	3
<b>第 2 章</b>	<b>検出器</b>	<b>4</b>
2.1	検出装置	4
2.1.1	$\mu$ -TPC (三次元飛跡検出装置)	5
2.1.2	GEM (Gas Electron Multiplier)	5
2.1.3	$\mu$ -PIC	6
2.2	トリガー	7
2.2.1	シンチレーションカウンタ	7
2.2.2	トリガーの準備	7
2.3	DAQ	8
2.3.1	本実験読み出し回路	8
2.4	電磁石	9
2.4.1	電磁石	9
2.4.2	温度制御システム	9
2.5	まとめ	10
<b>第 3 章</b>	<b>検出器基礎特性測定</b>	<b>11</b>
3.1	ガスゲイン測定実験	11
3.2	ガスゲインのアノード電圧依存性	12
3.3	ガスゲインの $\Delta$ GEM 電圧依存性	13
3.4	まとめ	14
<b>第 4 章</b>	<b>測定</b>	<b>15</b>
4.1	測定諸元	15
4.2	ドリフト速度	16
4.3	飛跡	16
4.4	クオリティチェック	18

4.4.1	ミューオンが検出器内で落とすエネルギー	18
4.4.2	ミューオンの飛跡長とエネルギー損失	20
4.5	事象選別	20
4.6	まとめ	22
<b>第5章</b>	<b>解析</b>	<b>23</b>
5.1	解析方針	23
5.2	円フィッティング	23
5.2.1	フィッティングモデル	23
5.2.2	コスト関数	24
5.2.3	動作確認	25
<b>第6章</b>	<b>結果</b>	<b>27</b>
6.1	実験結果	27
6.2	考察	28
<b>第7章</b>	<b>まとめ</b>	<b>30</b>
<b>第8章</b>	<b>謝辞</b>	<b>31</b>
	<b>参考文献</b>	<b>32</b>

# 第 1 章

## イントロダクション

(担当:安田幸生)

### 1.1 宇宙線 $\mu$ 粒子

地球には宇宙空間から放射線が絶えず降り注いでおり、これらは宇宙線と呼ばれている。宇宙線は高エネルギーの粒子線であるため、大気中の原子核と反応して多数の 2 次粒子を作り出す。宇宙から地球に飛来してくるものを 1 次宇宙線、1 次宇宙線が大気と反応してできた 2 次粒子の放射線を 2 次宇宙線と呼ぶ。高高度でできる 2 次宇宙線のうち  $\pi$  中間子や K 中間子といった寿命の短い粒子は地表に到達する前に以下の式のような反応を起こして崩壊する。[1]

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (1.2)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad (1.3)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (1.4)$$

$\mu^+$  と  $\mu^-$  は粒子・反粒子の関係であり同じ寿命  $\tau$  を持ち ( $2.2\mu s$ )、以下の式のように崩壊する。

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

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

$\mu$  粒子の崩壊のファインマン図を図 1.1 に示す。 $\mu$  粒子 (全エネルギー  $E = 1 \text{ GeV}$  とした) について相対論的な効果を考えると  $\gamma = E/m_\mu = 9.52$  となり見かけの寿命が伸びる。ここで  $m_\mu$  ( $\mu$  粒子の質量) = 105.6 MeV を用いた。1 GeV の  $\mu$  粒子はほとんど光速で動いているので、その飛程は以下の式で計算できる。

$$L_\mu = v (\approx c) \times \gamma\tau \approx 3.0 \times 10^8 \times 9.52 \times 2.2 \times 10^{-6} \approx 6300 \text{ m} \quad (1.7)$$

運動エネルギーが 1 GeV の  $\pi$  粒子や K 粒子については、同様に飛程を以下のように計算される。

$$L_\pi = v (\approx c) \times \gamma\tau \approx 3.0 \times 10^8 \times 7.20 \times 2.6 \times 10^{-8} \approx 56 \text{ m} \quad (1.8)$$

$$L_K = v (\approx c) \times \gamma \tau \approx 3.0 \times 10^8 \times 2.02 \times 1.2 \times 10^{-8} \approx 7.2 \text{ m} \quad (1.9)$$

以上の式から、 $\pi$  粒子と K 粒子はほとんど地表に到達しないと考えられる。よって地表付近での宇宙線の主成分は  $\mu$  粒子である。本実験では、宇宙線  $\mu$  粒子中の  $\mu^+$  と  $\mu^-$  の粒子数の比を求めることを最終目標とした。

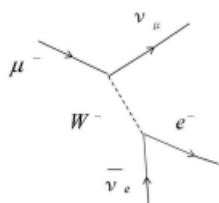


図 1.1  $\mu$  粒子崩壊のファインマン図 [2]

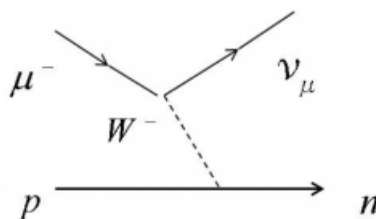


図 1.2  $\mu^-$  粒子の原子核捕獲 [2]

### 1.1.1 $\mu^-$ の減衰（原子核捕獲）

物質中の  $\mu^-$  は、負電荷を持つため電子への崩壊に加えて、弱い相互作用によって原子核中の陽子と反応して中性子とミュオンニュートリノに崩壊する反応を起こす（原子核捕獲） [3]。

$$p + \mu^- \rightarrow n + \nu_\mu \quad (1.10)$$

図 1.2 に  $\mu^-$  粒子の原子核捕獲のファインマン図を示す。この反応は原子核中の陽子との反応であるため、物質中の  $\mu^-$  はその物質の原子番号が大きいほど減衰が大きくなる。 $\mu^+$  は正電荷を持ち、原子核中の陽子との反応を起こさないため、物質中でも  $\mu^+$  の寿命は  $2.2\mu\text{s}$  である。

### 1.1.2 $N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$

2次宇宙線に含まれる  $\mu^+$  と  $\mu^-$  は1次宇宙線の陽子を起源としているので、電荷が+の粒子が1つだけ多くなるはずである。しかし、1次宇宙線は多数の2次宇宙線を生成するために地表付近ではその影響は無視できるほど小さいと考えられる。よって  $\mu^+$  と  $\mu^-$  の粒子数の比  $N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$  は  $\mu^+$  と  $\mu^-$  の物質中での寿命の違いによって決定される。1.1.1 節で述べたように  $\mu^-$  は  $\mu^+$  より物質中での寿命は短い。このため、8階建ての建物の2階で行う本実験では、 $\mu^-$  がコンクリート（主成分 Ca）によって  $\mu^+$  より強く減衰し  $\mu^+$  の割合が増えると考えられる。地面によって遮蔽されている LHC の CMS 実験（深さ 50-175 m）において  $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1.3$  程度（図 1.3）になるという測定結果が報告されている [4]。図 1.3 の高エネルギー領域においては2次宇宙線の総数が少ないために1次宇宙線の主成分が陽子である影響を受け  $N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$  が大きくなっている。

### 1.1.3 宇宙線中の $\mu$ 粒子のエネルギー

下図 1.4 は、EXPACS [5] を用いて今回の実験環境に対して得られた  $\mu$  粒子のエネルギーとフラックスの関係のグラフである。このグラフから、今回の実験で検出されるミュオンのエネルギーは、0.1 – 1.0 GeV のものが多いことが分かる。このとき  $\mu^+/\mu^- \approx 1.08$  と計算できた。

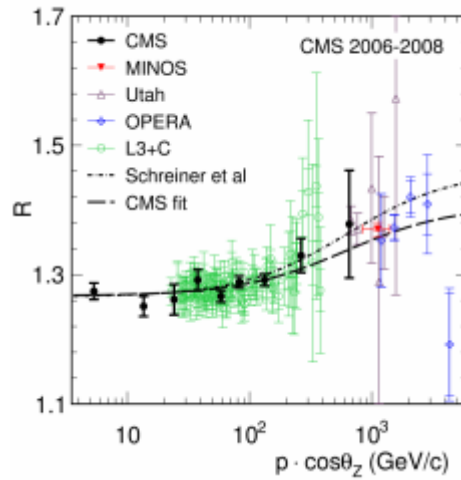


図 1.3 地下実験室での  $N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$  [4]

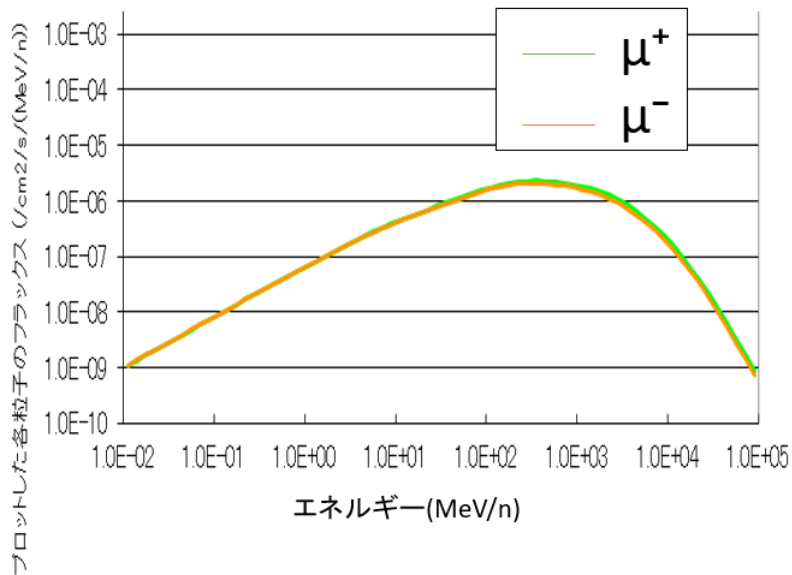


図 1.4 ミューオンのエネルギーとフラックスの関係

#### 1.1.4 まとめ

宇宙から飛来する1次宇宙線は大気と反応して多数の2次宇宙線を作り出す。地表付近では宇宙線の主成分は $\mu$ 粒子である。宇宙線に含まれる $\mu^-$ は物質中で原子核中の陽子と反応してしまうので $\mu^+$ より寿命が短くなる。この原子核捕獲の影響を強く受ける地下実験室の測定では $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} \approx 1.3$ という値が得られている。今回の実験では建物のコンクリートによって $\mu^-$ が $\mu^+$ より強く減衰し $N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$ は1よりわずかに大きくなると考えられる。

## 第2章

# 検出器

(担当：中山大輝)

### 2.1 検出装置

今回の研究で用いた実験装置の概念図及び座標の定義を図 2.1、システムの全体図を図 2.2 に表す。電磁石のコイルの間に検出器を設置している。検出空間内は磁場がかかっており荷電粒子が曲がる。

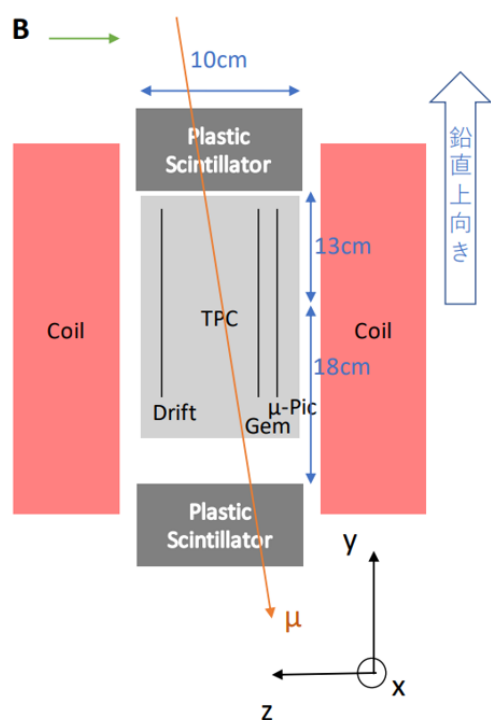


図 2.1 実験装置全体の側面図

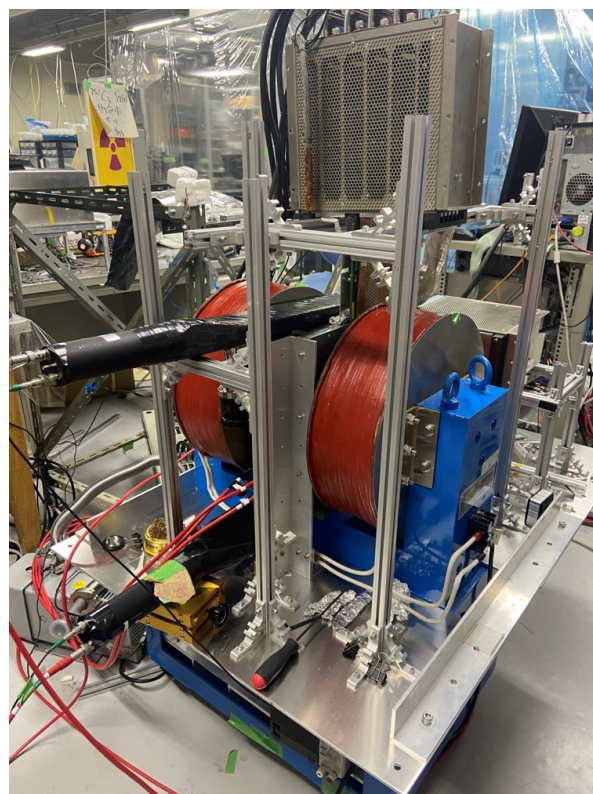


図 2.2 システム全体図



### 2.1.1 $\mu$ -TPC (三次元飛跡検出装置)

本研究では、宇宙線  $\mu$  粒子の飛跡を検出するために、 $\mu$ -TPC(micro-Time-Projection-Chamber) を用いた。 $\mu$ -TPC は  $\mu$ -PIC(micro-PIXel-Chamber) とガス電子増幅器 GEM(Gas Electron Multiplier)、検出空間であるドリフト空間からなる。真空容器内はガスで満たされており、荷電粒子が通過することでガス分子が電離される。電離によって生じた電子は検出器内の電場によってドリフトされ、GEM と  $\mu$ -PIC によって増幅される。増幅された電子はアノードとカソードのストリップから電気信号として読み出される。

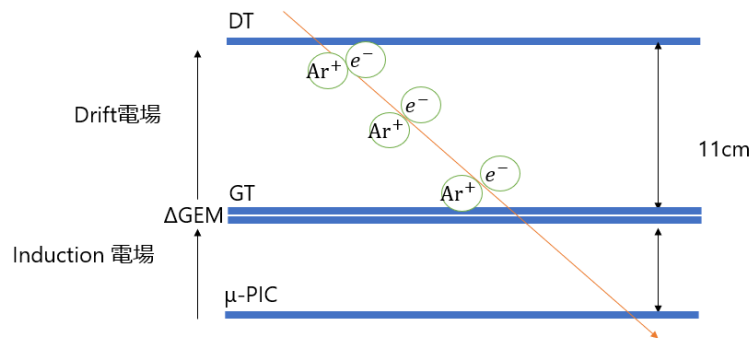


図 2.3  $\mu$ -TPC の側面図

### 2.1.2 GEM (Gas Electron Multiplier)

増幅率向上を目的に、 $\mu$ -PIC 近傍での雪崩増幅を行う前の電子の前置増幅器として GEM(Gas Electron Multiplier) を使用した。本実験に使用した GEM は厚さ  $100\mu\text{m}$  の液晶ポリマーの上下に厚さ  $5\mu\text{m}$  の銅電極が形成されており、表面には直径  $70\mu\text{m}$  の穴が  $140\mu\text{m}$  間隔で空いている。両側の電極に電圧を印加することで生じる電位差によって穴内に強い電場が形成される。この電場によって電子が GEM を通過する際に穴内で雪崩増幅される。GEM 及び GEM による電子増幅の概念図を図 2.4 に示す。

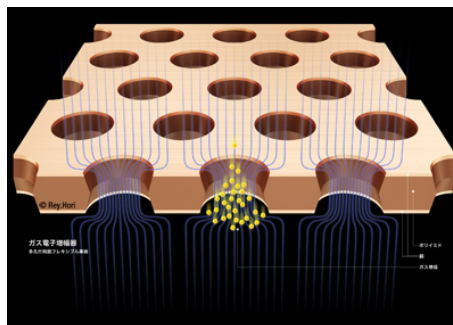


図 2.4 GEM による電子増幅の概念図 [6]

### 2.1.3 $\mu$ -PIC

研究で使用した  $\mu$ -PIC は、10cm  $\times$  10cm の検出面内に、縦 256 個  $\times$  横 256 個のピクセルが形成されている。ピクセル間は  $400\mu\text{m}$  であり、二次元の高い位置分解能をもつ。位置情報の読み出しは、各ピクセル毎に行わず、256 ピクセルを一つのストリップにまとめて、図 2.5 のように直行する anode ストリップと cathode ストリップによって行う。直径約  $50\mu\text{m}$  の円状の anode 電極近傍の強い電場により、電子が加速され、その電子が Ar ガスを電離させる。この電離により生じた電子が、同じようにガスを電離させ、電子の数を雪崩的に増やす。 $\mu$ -PIC のヒットストリップ情報から x-y 平面の位置を測定することが可能である。

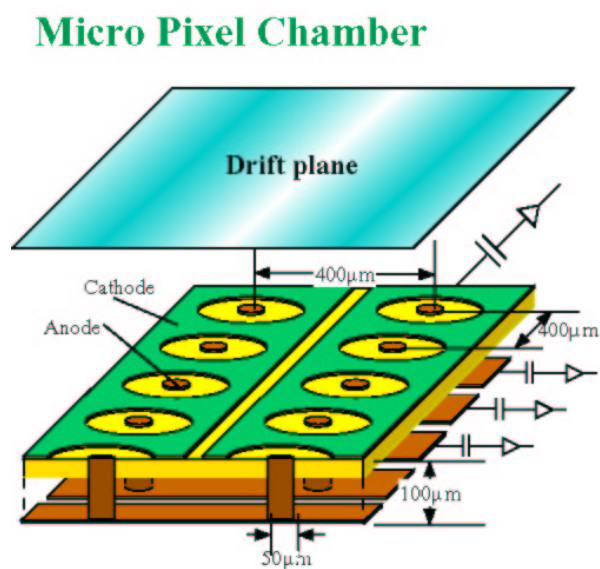


図 2.5  $\mu$ -PIC の構造

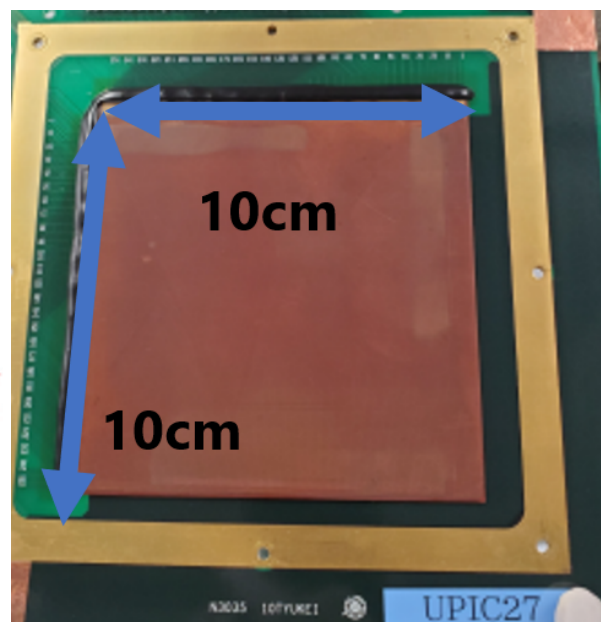


図 2.6  $\mu$ -PIC の検出面

## 2.2 トリガー

検出器内で起きる反応には、興味ある物理現象に関するものと、そうでないバックグラウンドがある。その中から知りたい物理現象を含むデータを取得するための信号を生成するシステムのことをトリガーと呼ぶ。今回の研究では上空で生成され、地上に降り注ぐ宇宙線  $\mu$  粒子についてのトリガーをつくった。

### 2.2.1 シンチレーションカウンター

本実験では、宇宙線  $\mu$  粒子が飛来したことを知らせるトリガーとしてシンチレーションカウンターを使用した。シンチレーションカウンターはシンチレーターと光電子増倍管からなる。シンチレーターは荷電粒子に反応して光を発する。その光を、光電子増倍管で電子に変換して、増幅することで電気信号として取得することができる。図 2.7 の青色の部分が検出領域 ( $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 2\text{cm}$ ) になっていて、黄緑色の部分は、光電子増倍管である。また、その途中に光電子増倍管が電磁石の磁場の影響を受けないために、ライトガイド領域がある。



図 2.7 シンチレーションカウンターの写真

### 2.2.2 トリガーの準備

シンチレーションカウンターの光電子増倍管にかける電圧値を決定するために、二枚のプラスチックシンチレータを重ねて置き、閾値を  $-20\text{mV}$  に固定して 2 枚のコインシデンスを計測した。PMT の一分間のカウント数を電圧値を変えながら測定したところ、それぞれ図 2.8、図 2.9 に示すような結果が得られた。これらの結果から、図中に青色で示すようなプラトー領域を目視で決定、その中心である  $1500\text{V}$  及び  $1800\text{V}$  を PMT1 及び PMT 2 の設定電圧とした。

宇宙線  $\mu$  粒子は上空から飛来してくるものに対してトリガーをかけたいので、これらのプラスチックシンチレータを TPC の上下に設置する。両方通過した時、宇宙線  $\mu$  粒子が TPC を通過していると考えられるので、コインシデンスをとり、トリガーとした (図 2.10)。以上より PMT1 を  $1500\text{V}$ 、PMT2 を  $1800\text{V}$  として、コインシデンスを取り、トリガーとすることにした。

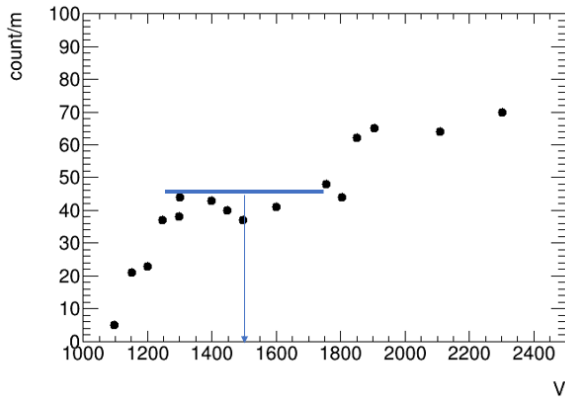


図 2.8 PMT1 の一分間のカウント数

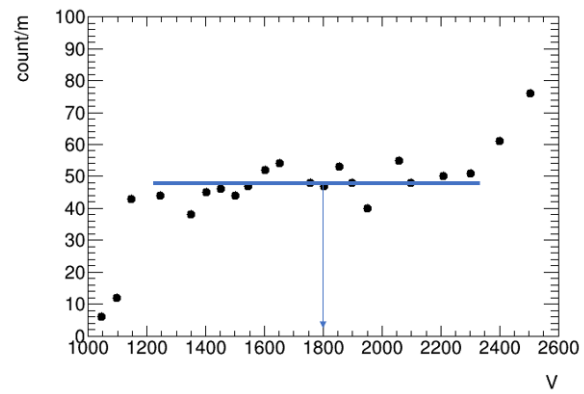


図 2.9 PMT2 の一分間のカウント数

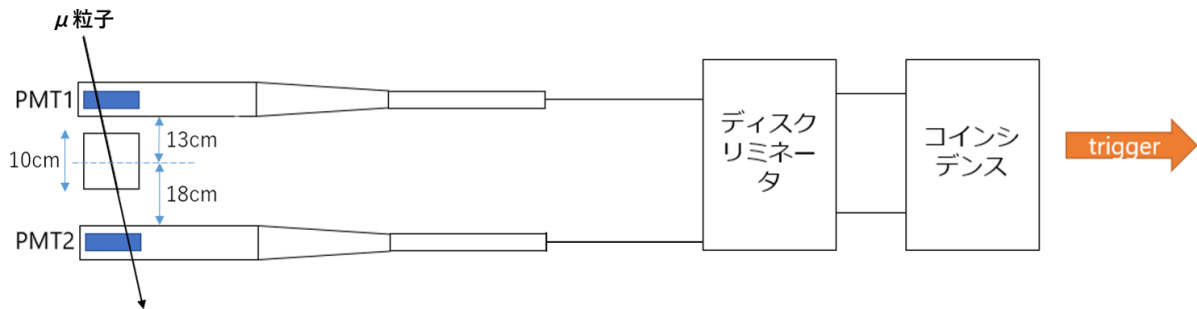


図 2.10 trigger のセットアップ図

## 2.3 DAQ

### 2.3.1 本実験読み出し回路

本研究では  $\mu$ -TPC の読み出し回路として ASD ボードを用いた。一枚の ASD ボードには Amplifier-Shaper-Discriminator(ASD) チップが 16 個搭載されている。一つの ASD チップは 4 つの入力を持ち、その各々に前置増幅器、主増幅器、Discriminator、アナログ出力、デジタル出力がある。よって、1 枚の ASD ボードに 64 個の信号の入力ができる。本実験ではアナログ信号は 32ch をまとめて出力し、ASD チップのデジタル信号は個別に出力したものを使用した。この ASD ボード 4 枚で  $\mu$ -PIC のストリップ 256 本分の信号の読み出しを可能にしている。読み出し回路について図 2.11 に示す。Encoder では  $\mu$ -TPC の Anode と Cathode ストリップごとの立ち上がり時刻と立下り時刻を取得し、メモリボードへ転送する。また、cathode の全信号を 2ch にまとめ、FADC で波形情報を保存している。

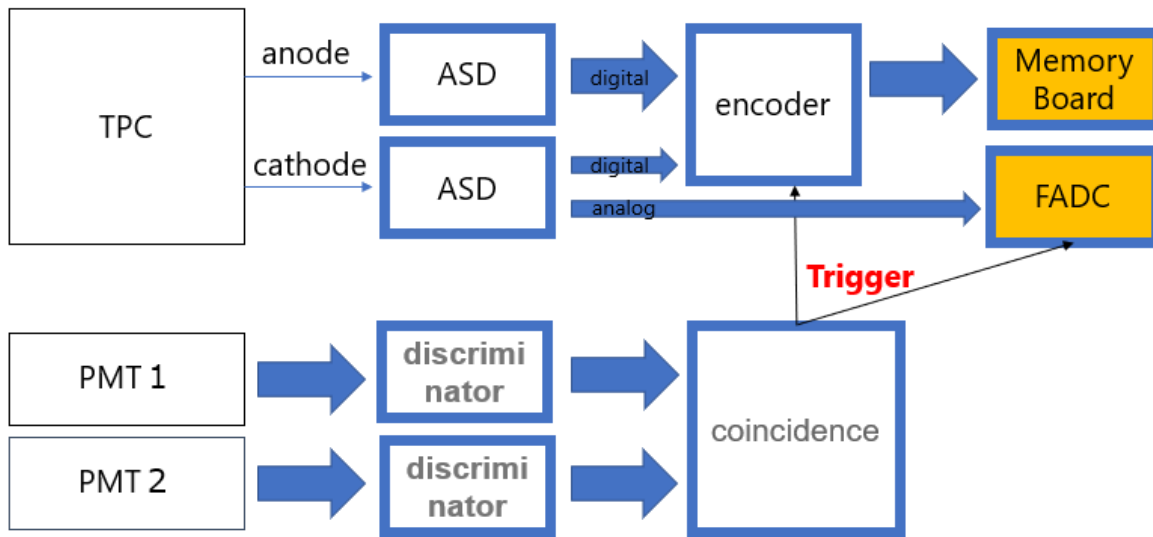


図 2.11 読み出し回路

## 2.4 電磁石

### 2.4.1 電磁石

本研究で使用した直流電磁石のスペックを表 2.1 に示す。電磁石と TPC はアルミフレームを用いて固定した。

表 2.1 電磁石のスペック

磁極間隔	150 [mm]
磁場強度	$1050 \times 10^{-4}$ [T]
励磁電流	6 [A]
励磁電圧	約 35 [V]
冷却方式	自然冷却
温度上昇	約 35 [°C]
重量	310 [kg]

### 2.4.2 温度制御システム

電磁石を長時間続けて用いると、コイルの温度が上昇して、焼き切れる可能性がある。それを防ぐために 50°C 以上で電源 OFF、30°C 以下になると再び電源 ON になるように制御システムを導入した (図 2.12)。温度計の出力は ADALM2000 という汎用信号処理装置で読み取る。ADALM2000 は 100MSPS、12 ビット

ADC の入力及び出力もできる。制御が必要となる電圧値が観測されたときに、制御電圧をフォトカプラに出力し、電磁石の電源の切り替えを行う。実際に電磁石を稼働したときの温度変化を図 2.13 に示す。縦軸がコイルの表面温度（1メモリ=10°C）、横軸が時間（1メモリ=6時間）である。50°C以上で電源がOFF、30°C以下になると電源がONになっている。これにより長期間、安全に電磁石を用いることを可能にした。

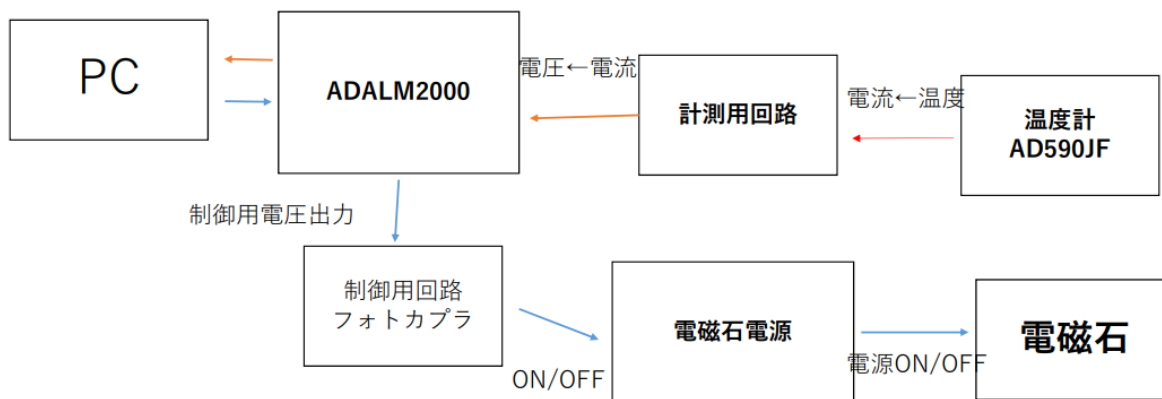


図 2.12 温度制御システムのブロック図

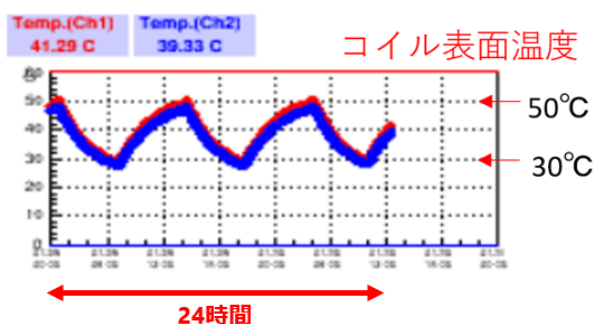


図 2.13 コイルの表面温度の時間変化

## 2.5 まとめ

宇宙線  $\mu$  粒子の飛跡検出に  $\mu$ -PIC を用いた TPC を使用する。  $\mu$  粒子が飛来したことを知らせるトリガーとしてシンチレーションカウンターを使用した。電磁石に関しては、コイルが焼き切れないようにするため、温度変化により電源の ON/OFF を切り替える制御システムを導入した。

## 第3章

# 検出器基礎特性測定

(担当：中山郁香)

本章では検出器の基礎測定理解のために行った、ガスゲイン (増幅率) 測定実験について述べる。

### 3.1 ガスゲイン測定実験

アノード、 $\Delta$  GEM の電圧を変化させてガスゲインの測定を行い、ゲインカーブを得た。測定のセットアップを図 3.1 に示す。この測定では、本測定と異なり Drift 領域 11 mm、induction 領域 3 mm の検出器を用いた。検出器内部は  $\text{Ar} : \text{C}_2\text{H}_6 = 9 : 1$  の混合気体を 1 気圧注入した。この章では測定で用いたテストチェンバーをガス検出器と呼称する。ガス検出器から出力される電荷を増幅するために、 $-500 \text{ mV} / 100 \text{ fC}$  の増幅率を持つ自作回路を使用した。この測定ではアノードの出力を Multi Channel Analyser (MCA) で測定した。High Voltage Module (HV) によって Drift Top、GEM Top、GEM Bottom、アノードにそれぞれ電圧を印加した。本章で述べる基礎特性測定ではアノード及び  $\Delta$  GEM に印加する HV を変化させ、それぞれの電圧依存性を測定する。

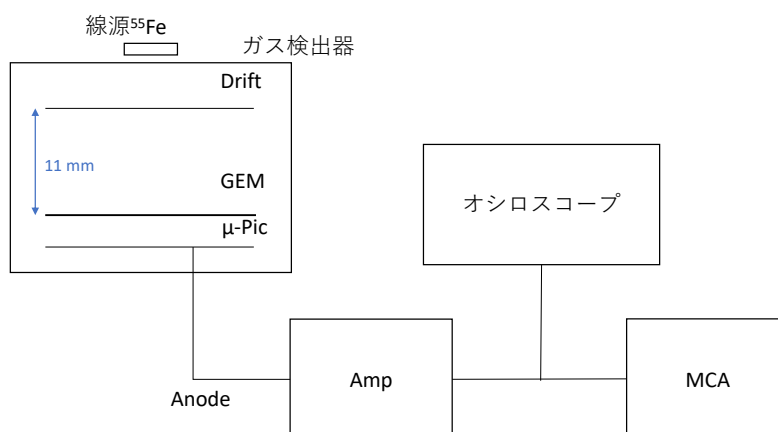


図 3.1 基礎特性測定の際の配線図

ガスゲインの計算には  $^{55}\text{Fe}$  のメインピークの波高値を使用する。図 3.2 は  $^{55}\text{Fe}$  線源を用いて表 3.1 の HV 値で得られた電荷のスペクトルの一例である。MCA から出力された ADC 値を電荷に変換した値が x 軸、イベント数が y 軸に示されている。図の赤線のように  $^{55}\text{Fe}$  から放出される X 線のエネルギー (5.9 keV) に対応するピーク (メインピーク) をガウシアンでフィッティングし、得られた mean 値に対応する電荷から式 3.1 に従ってガスゲインを計算する。この時、W 値とは一組の電子とイオンペアを生成するのに必要な平均エネルギーである。

表 3.1 典型的な HV 値

	電圧 (V)
Drift Top	-750
$\Delta$ GEM	300
GEM Bottom	-300
アノード	500

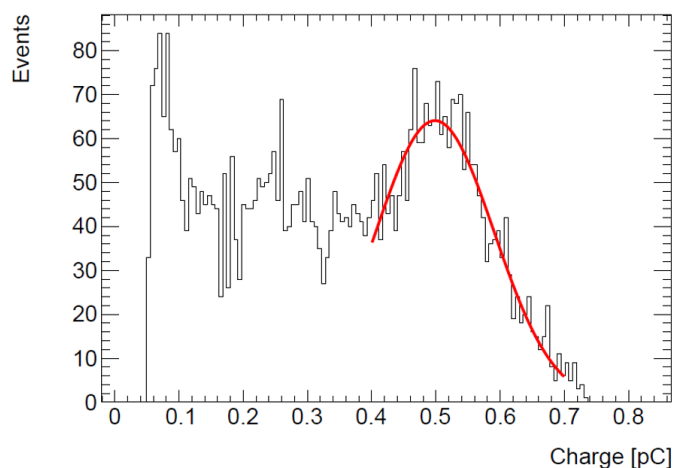


図 3.2  $^{55}\text{Fe}$  線源から得られる典型的なスペクトル。横軸は測定された電荷、縦軸は事象数。これをガウシアンでフィッティングし (図の赤線)、ガウス関数の Mean 値よりガスゲインを得た。

$$G_{\text{gas}} = Q \times \frac{W}{E} \times \frac{1}{e} \quad (3.1)$$

ここで、 $Q$  は測定された電荷 [C]、 $G_{\text{gas}}$  はガスゲイン、 $E$  はガスに与えられるエネルギー (5.9 keV)、 $W$  は W 値 (26 eV)、 $e$  は素電荷 ( $1.6 \times 10^{-19}$  C) を表す。

この場合のガスゲインは、ガウシアンフィッティングの Mean 値  $Q = 0.51$  pC を式 3.1 に代入することで  $G_{\text{gas}} = 1.4 \times 10^4$  と求められる。以下のガスゲイン計算も同様に行う。

## 3.2 ガスゲインのアノード電圧依存性

ガスゲインのアノード電圧依存性を測定するために、ガス検出器に印加する HV を表 3.2 として測定を行った。



表 3.2 ガス検出器の各 HV

	電圧 (V)
Drift Top	-750
$\Delta$ GEM	300
GEM Bottom	-300
アノード	470-510

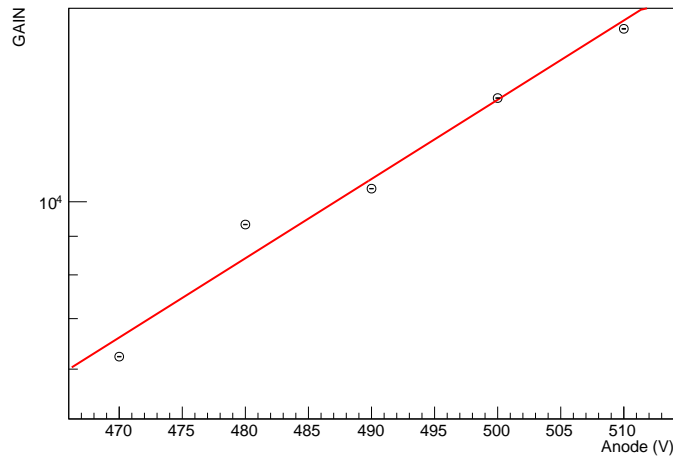


図 3.3 ガスゲインのアノード電圧依存性。アノードに印加する HV を 470 V から 10 V ずつ変化させ、それぞれガスゲインを算出した。

測定結果を図 3.3 に示す。アノード電圧を 470V から 510V まで変化させることで、ガスゲインは  $6.2 \times 10^3$  から  $1.7 \times 10^4$  まで変化した。このフィッティングの式は以下の通りである。

$$G_{\text{gas}} = \exp(p_0 \times \text{Anode [V]} + p_1) \quad (3.2)$$

$$p_0 = 0.024193 \pm 0.000029 \quad (3.3)$$

$$p_1 = -2.575 \pm 0.014 \quad (3.4)$$

ガスゲインはアノードの HV が増加すると指数関数的に増加することが分かる。これにより、アノードで雪崩増幅が起きていることが確認できた。

### 3.3 ガスゲインの $\Delta$ GEM 電圧依存性

ガスゲインの  $\Delta$  GEM 電圧依存性を測定するために、HV 値を表 3.3 としてガスゲインを測定した。測定結果を図 3.4 に示す。 $\Delta$ GEM 電圧を 470V から 510V まで変化させることで、ガスゲインは  $4.4 \times 10^3$  から  $1.7 \times 10^4$  まで変化した。このフィッティングの式は以下の通り。

$$G_{\text{gas}} = \exp(p_0 \times \Delta\text{GEM [V]} + p_1) \quad (3.5)$$

$$p_0 = 0.031969 \pm 0.000031 \quad (3.6)$$

$$p_1 = -0.4642 \pm 0.0093 \quad (3.7)$$

表 3.3 ガス検出器の各 HV

	電圧 (V)
Drift Top	-750
$\Delta$ GEM	280-320
GEM Bottom	-300
アノード	480

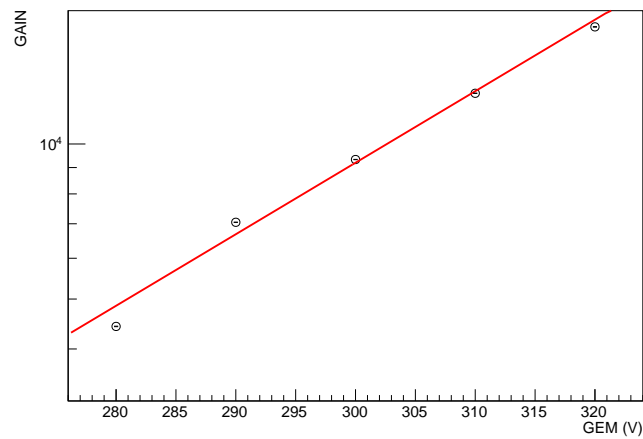


図 3.4 ガスゲインの  $\Delta$  GEM 電圧依存性。  $\Delta$ GEM に印加する HV を 280 V から 10 V ずつ変化させ、ガスゲインを算出した。

ガスゲインは  $\Delta$  GEM の HV が増加すると指数関数的に増加することが分かる。これにより、GEM 間で雪崩増幅が起きていることが確認できた。

### 3.4 まとめ

基礎特性測定により、 $\mu$ -PIC のアノード及び GEM に印加する HV を変化させることでガスゲインが指数関数的に増加し、理論で予想された雪崩増幅を起こしている事を確認した。また、本実験で検出器に印加する HV は、ミューオン検出に必要なガスゲイン  $10^4$  を超えるよう アノード  $\geq 490$  [V]、 $\Delta$ GEM  $\geq 300$  [V] が必要であることを確認した。

## 第 4 章

# 測定

(担当：中山郁香)

本章ではミューオンのデータを取得およびデータのクオリティチェックについて述べる。

### 4.1 測定諸元

本実験は表 4.1 の条件のもと 2021 年 1 月 27 日から 2021 年 2 月 1 日の期間、磁石の電源の ON/OFF を繰り返しながら測定を行った。TPC のドリフト領域と induction 領域は図 2.3、測定の配線は図 2.11 に示す通りである。本測定では磁石の電源 ON のデータが合計 67 時間 (Real time)、電源 OFF のデータが合計 48 時間 (Real time) 得られた。

表 4.1 実験条件

	項目	実行値	補足事項
HV	Drift Top	-2615 V	
	GEM Top	-770 V	
	GEM Bottom	-410 V	ガスゲイン 27,000
	アノード	540 V	
磁場	強さ	0.1 T	
	時間 (ON)	66 h	50 °Cを超えないよう制御
	時間 (OFF)	49 h	
ガス	気圧	1 気圧	Ar:C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> =9:1
トリガー	レート	0.11 Hz	Plastic Scintillator のコインシデンス

この測定の印加電圧  $\Delta\text{GEM} = -770 \text{ V}$ 、アノード = 540 V を考慮する (表 4.1) と 3.3 式、3.6 式よりガスゲイン  $G_{\text{gas}} = 27,000$  が求まる (表 4.1HV 補足事項)。この条件により測定された総事象数は 33,423 であり、これを解析していく。

## 4.2 ドリフト速度

今回行う  $\mu$  粒子の測定の様子、外部トリガーを用いる TPC には、 $z$  方向 (ドリフト方向) の位置を到達時間からドリフト速度を用いて求めることができる。これにより飛跡を三次元的に検出することが出来る仕組みとなっている。このために、ドリフト速度をあらかじめ知っておく必要がある。

ドリフト速度は取得したデータから求めた。図 4.1 のように、測定された信号がスレッシュホールドを上回る、または下回ることをヒットと呼び、各ヒットの時間と数を図 4.2 に示す。

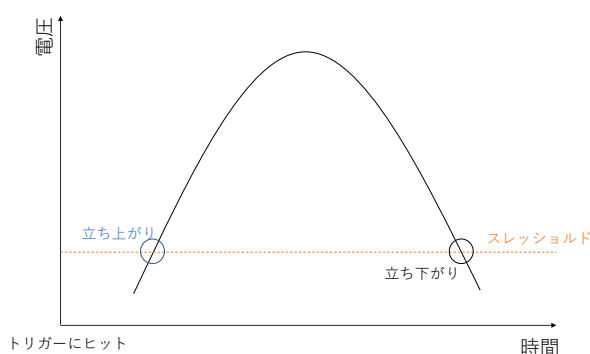


図 4.1 信号とその時間出力の概略図。トリガーで信号が測定されてから検出面で信号がスレッシュホールドを超えた立ち上がり時間を図 4.2 の青線、スレッシュホールドを下回った時間を黒線で表した。

図 4.2 に示される時間分布は、 $\mu$ -TPC 内で電離した電子のドリフト時間を表す。横軸の 1clock は 10ns である。検出器の端から端までドリフトするのにかかる時間は、グラフ上の一番飛来時間が長い部分と短い部分の差に対応する。ドリフト領域は 8cm であるので、ドリフト速度は式 4.1 のように得られる。

$$\begin{aligned} v_{\text{drift}} &= 8 \text{ cm} / 1.8 \mu\text{s} \\ &= 4.4 \text{ cm} / \mu\text{s} \end{aligned} \quad (4.1)$$

以降の議論ではこのドリフト速度を用いて時間情報から得た  $z$  の値を使用する。

## 4.3 飛跡

1 事象について  $xz$  平面及び  $yz$  平面の測定点を図 4.3 に示す。 $z$  軸の座標は 4.2 節にて算出したドリフト速度を用い、外部トリガーからの時間によって求められている。この 2 つのデータから XY 平面での飛跡情報を得るためには、適切な同時計測解析を行う必要がある。測定された各点に関して、以下の様に  $\delta_{xz}$  と  $\delta_{yz}$  を定義する。

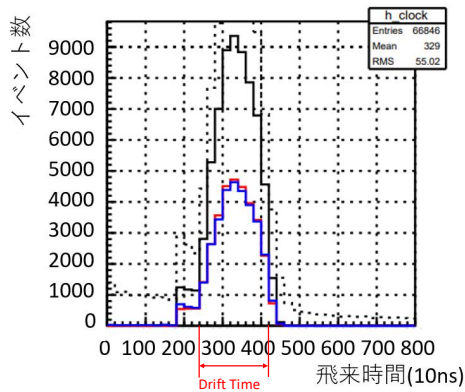


図 4.2 ヒット点のドリフト時間分布。測定時間と事象数の分布からドリフト時間 (図赤矢印) を特定する。横軸 (飛行時間) 1 目盛が 10 ns であるから、この場合  $(420 - 240) \times 10\text{ns} = 1.8\mu\text{s}$  がドリフト時間となる。

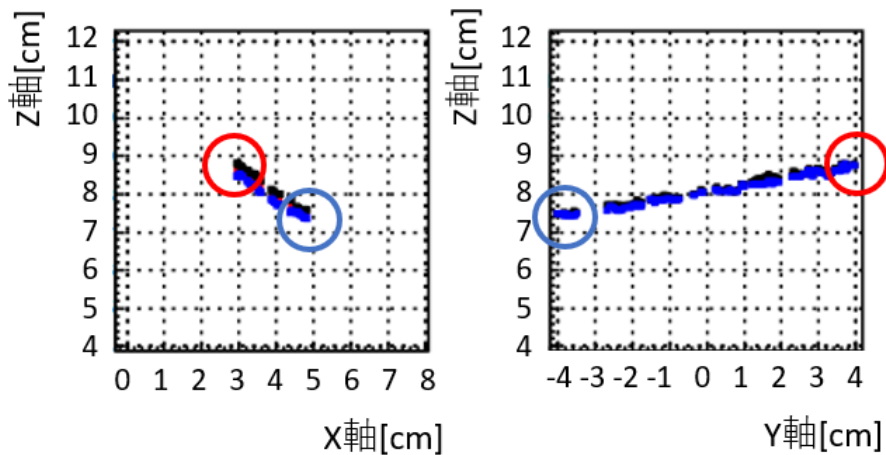


図 4.3 飛跡の端点。x 軸方向がアノード、y 軸方向がカソードによる測定点。z 軸方向の座標はドリフト速度と外部トリガーからの時間情報によって算出される。水平面 (xz 平面) に対し垂直に入射する  $\mu$  粒子が多いため、このように、y 方向に長い事象が観測できる。

$$\delta_{xz} = (\text{アノードで測定した } z \text{ 座標}) - (\text{アノードで測定した } z \text{ 座標の最小値}) \quad (4.2)$$

$$\delta_{yz} = (\text{カソードで測定した } z \text{ 座標}) - (\text{カソードで測定した } z \text{ 座標の最小値}) \quad (4.3)$$

ここで、アノードで測定した  $z$  座標は  $xz$  平面における  $z$  の値であり、 $z$  座標の最小値とは測定点の端のうち、 $z$  の値が小さいものを示す。以上の定義で与えられた値を以下の式に代入した。

$$f = \exp(-\delta_{xz} - \delta_{yz}) \quad (4.4)$$

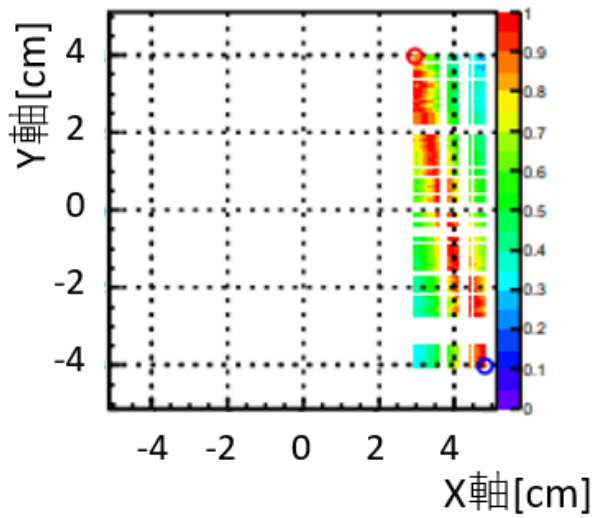


図 4.4 z 座標で重み付けした測定点

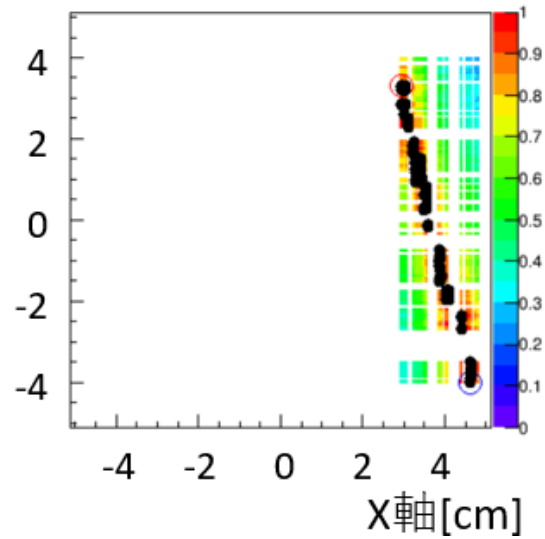


図 4.5 測定点のプロット

$f$  が出力する値は、アノードで測定した  $z$  の値がカソードで測定した  $z$  の値に近いほど 1 に、遠いほど 0 に近づく出力となる。各事象をこの関数によって処理し、 $xy$  平面に出力すると図 4.4 となる。図の赤い部分が粒子の飛跡と考えられる。 $f = 1$  の部分をデータ点とし (図 4.5 黒点)、解析を行う。加えて、図 4.5 における端点 (赤丸と青丸) の距離を飛跡長と定義する。

## 4.4 クオリティチェック

### 4.4.1 ミューオンが検出器内で落とすエネルギー

高速の荷電粒子が物質を通過するとき移動距離あたりに失うエネルギーの量は次のベーテブロッホの式で表される。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = D \frac{Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} (\ln [\frac{2mc^2\beta^2}{I(1-\beta^2)}] - \beta^2) \quad (4.5)$$

ここで  $\rho$  は物質の密度、 $A$  は物質の質量数、 $Z$  は物質の原子番号、 $m$  は荷電粒子の質量、 $c$  は光速、 $I$  は W 値、

$$\beta = \frac{v}{c}$$

である。また、 $D$  は以下の式で表される。

$$D = \frac{e^4 n}{4\pi\epsilon_0^2 mc^2 \rho} \frac{A}{Z} \quad (4.6)$$

この式に本測定に対応する値を代入すると、 $-dE/dx = 2.46\text{keV/cm}$  が得られる。ミューオンが TPC 内を平均 12cm 飛行するとすると、ミューオンが検出器内で落とすエネルギーはおおよそ 30keV であることが分かる。

実験値は FADC の波形情報より求められる。FADC は 8 ビットなので、図 4.6 に示す通り FADC 値からペデルタルを引いた分の積分値をを 256 で割ると出力される電圧となる。FADC 値から得られる電荷情報は

以下のように表される。

$$Q_{\text{FADC}}[\text{C}] = \int (\text{FADC 値 } dt \times \frac{1}{256})[\text{V}] \times (10 \times 10^{-9})[\text{sec}] \times \frac{1}{50}[\Omega] \quad (4.7)$$

ここで FADC の 1clock は 10[ns] で、内部抵抗は 50Ω である。

FADC で出力される電荷情報と実際にミュオンが落とした電荷  $Q$  は以下の関係式で表される。

$$Q_{\text{FADC}} = G_{\text{gas}} \times G_{\text{amp}} \times Q \quad (4.8)$$

$G_{\text{gas}}$  は検出器によるガス利得のことで、表 4.1 より  $2.7 \times 10^4$  である。また  $G_{\text{amp}}$  は ASD のアンプによる増幅で  $1.6 \times 10^2$  である。

$$Q = \frac{Q_{\text{FADC}}}{G_{\text{gas}} \times G_{\text{amp}}} \quad (4.9)$$

$$= 1.7 \times 10^{-16} \text{ C} \quad (4.10)$$

これよりミュオンによって電離した電子の電荷が分かった。これを素電荷で割り、1つの電子対を生成するために必要なエネルギーである  $W$  値を掛けることで、今回ミュオンが検出器内で落としたエネルギーが得られる。

$$E = \frac{1.7 \times 10^{-16} \text{ C}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 26 \text{ eV}} \quad (4.11)$$

$$= 27.6 \text{ keV} \quad (4.12)$$

式 2.2 より得られた理論値 (約 30KeV) と比較して、ミュオンの波形情報として妥当な値と判断できる。

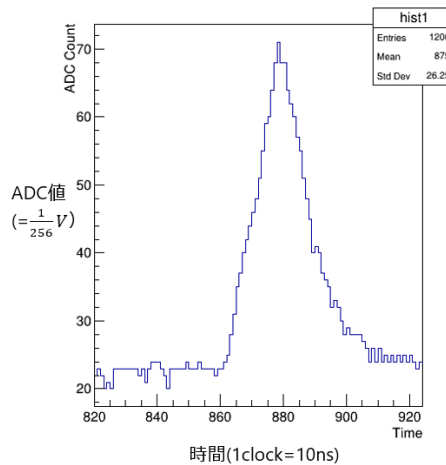


図 4.6 FADC から得られる波形情報

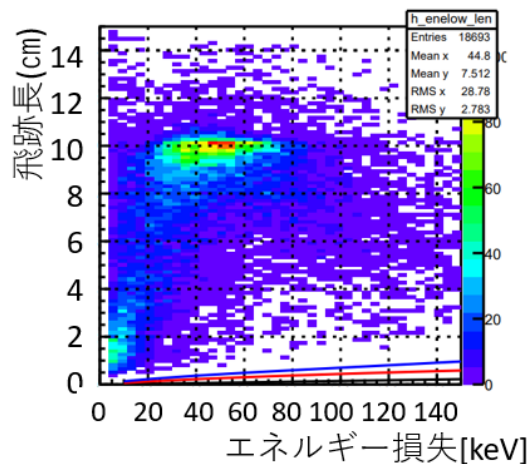


図 4.7 飛跡長とエネルギー損失。1 事象につき 1 点をプロットした。図は電磁石が ON になっている際の全データであり、赤い程プロット数が多いことを示す。飛跡長が 10 cm、エネルギー損失が 30 keV 近傍にデータ点が集中していることが分かる。

#### 4.4.2 ミューオンの飛跡長とエネルギー損失

各粒子のエネルギー損失と検出された飛跡長の関係は図 4.7 に示すとおりである。

ミューオンは非常に透過性の強い粒子である為、TPC を貫通する。TPC の検出体積は  $10 \times 10 \times 8 \text{ cm}^3$  であり、TPC に垂直に入射する粒子の飛跡長は約 10 cm になると考えられる。飛跡長は 4.3 節で定義したものである。これにより、エネルギー損失約 30keV で飛跡長約 10cm という、ミューオンの特徴を持った粒子が多く捉えられている事が分かる。

### 4.5 事象選別

本実験では、検出器由来のノイズや原子核反跳などの  $\mu$  粒子の飛跡情報でないものが、取得したデータの中に含まれる。そのため、解析に必要なデータとして、取得データの中から  $\mu$  粒子の飛跡情報であると考えられるものを選別することが必要である。そのため、以下のようにデータ選別の条件を設定する (図 4.8 図 4.9)。

- (1) 飛跡長が 5 cm 以上。
- (2) データ点の個数が 100 個以上。
- (3) Y 座標の時間情報 (Z) の差 ( $\Delta z_y$ ) が 0.5 cm 以上。

上記の条件の理由としては、

- (1) 本実験で予想される  $\mu$  粒子の曲率半径は数 m であり、このような大きな曲率半径の飛跡を判定するためにできるだけ飛跡長が長いデータを解析する。今回、飛跡長が 5 cm 以上のデータを選ぶ。(図 4.10)
- (2) 解析の精度を高めるために、解析で使用するデータ点の個数で選別を行う。今回、データ点が 100 個



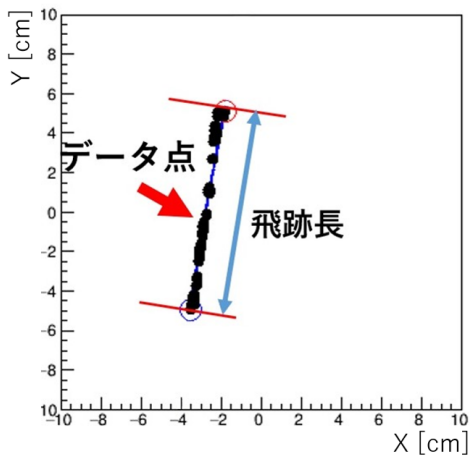


図 4.8 XY 平面での選別条件。黒点が再構成された飛跡のデータ点。

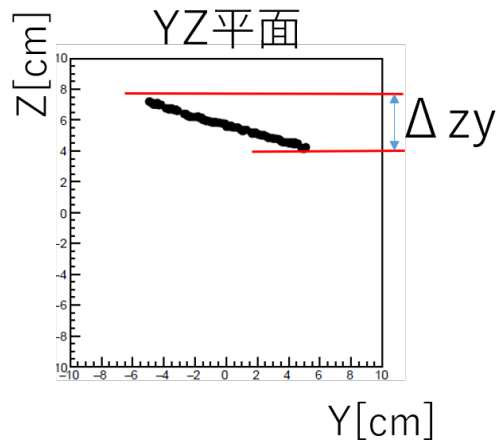


図 4.9 YZ 平面での選別条件

以上の飛跡を選ぶ。(図 4.11)

- (3)  $\Delta zy$  が 0 に近いと飛跡の再構成ができなかった場合が多くあった。これは、4.3 節で述べた関数では、時間情報 (Z) が同じ値のデータ点を、XY 平面で同じ Y 座標を持つ点として再構成するためである。そのため、 $\Delta zy$  に制限を設けることで時間情報 (Z) がばらけている事象を選び、飛跡が正しく再構成されているものを選別する。(図 4.12)

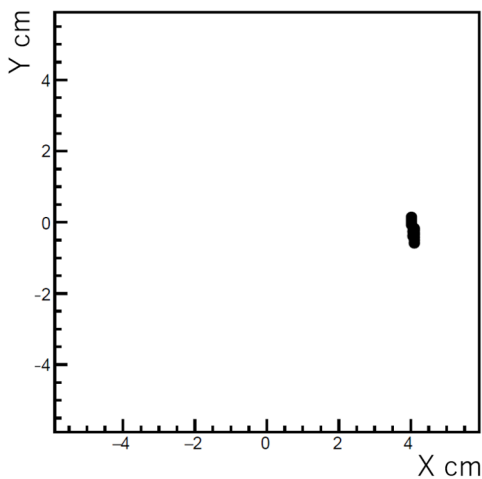


図 4.10 条件 (1) で除かれる事象例

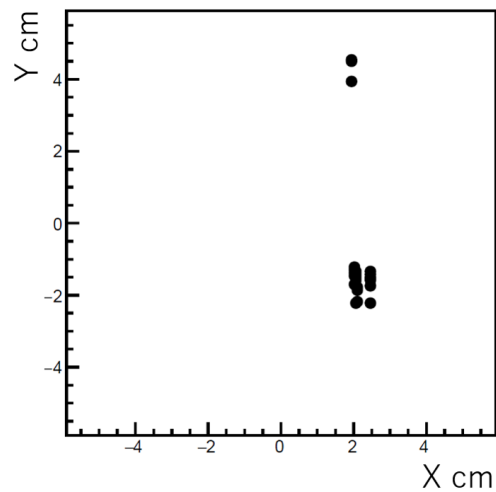


図 4.11 条件 (2) で除かれる事象例

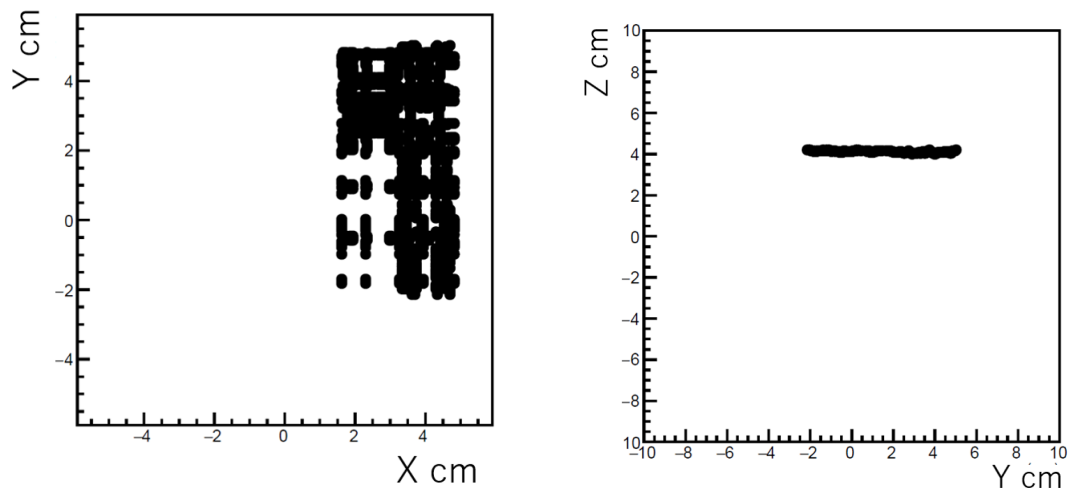


図 4.12 条件 (3) で除かれる事象例。左図は XY 平面で再構成された飛跡であり、同じ Y 座標を持ったデータ点が存在している。右図は YZ 平面 ( $\Delta zy < 0.5$  cm となる例) を表している。

## 4.6 まとめ

本章では TPC を用いて本測定を行い、取得したデータ (エネルギー損失、飛跡長、測定点) からミュオンが観測できたことを確認した。加えて解析に向けてデータの選別を行った。

## 第 5 章

# 解析

(担当：中村竜也)

### 5.1 解析方針

検出器には磁場がかけられており、磁場中の  $\mu$  粒子はローレンツ力の影響を受けるため、観測される飛跡は円弧形になると予想される。本研究の解析は、 $\mu$ -PIC で得た飛跡情報に円フィッティングを行うことで、飛跡の曲がり方から電荷を判定するという方針の下で進める。

### 5.2 円フィッティング

#### 5.2.1 フィッティングモデル

飛跡の曲がり方を判断するために、飛跡データを円弧でフィッティングする。ここで、円弧を曲率半径と 2 点で指定する。2 点として、得られた飛跡データのうちで Y 座標が最大の点  $(x_{\text{start}}, y_{\text{start}})$  と最小の点  $(x_{\text{end}}, y_{\text{end}})$  を用いる (図 5.1 赤点, 青点)。すると、円の中心座標  $(X, Y)$  に対する関数 (式 5.1) が求まる。

$$Y = -aX + a \frac{x_{\text{start}} + x_{\text{end}}}{2} + \frac{y_{\text{start}} + y_{\text{end}}}{2} \quad (5.1)$$
$$a = \frac{y_{\text{start}} - y_{\text{end}}}{x_{\text{start}} - x_{\text{end}}}$$

さらに、曲率半径  $r$  は、

$$r = \sqrt{(x_{\text{start}} - X)^2 + (y_{\text{start}} - Y)^2} \quad (5.2)$$

と表され、曲率半径  $r$  を変数として様々な円を描くことができる。今後の解析では、この関数を使って円を描く。

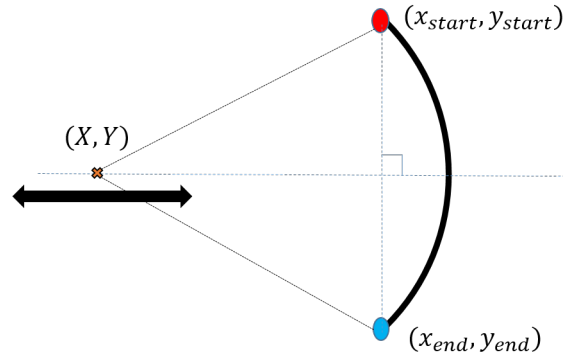


図 5.1 円弧の描き方。2 点 (赤点、青点) を固定し、中心点を動かすことで様々な円弧を描く。

## 5.2.2 コスト関数

$N$  個のデータ点  $(x_i, y_i)$  に対し、 $x$  及び  $y$  軸に沿った円への距離を  $dx_i, dy_i$  とする (図 5.2)。これらは、円の中心座標を  $(X, Y)$  を用いて、

$$dx_i = x_i - (\sqrt{r^2 - (y_i - Y)^2} - X) \quad (5.3)$$

$$dy_i = y_i - (\sqrt{r^2 - (x_i - X)^2} - Y) \quad (5.4)$$

と表される。このとき、コスト関数として  $\chi^2(r)$  を次の様に定義する。

$$\chi^2(r) = \frac{1}{N} \sum_i \frac{1}{2\sigma} \sqrt{(dx_i)^2 + (dy_i)^2} \quad (5.5)$$

$$\sigma = \frac{d}{\sqrt{12}} \quad (5.6)$$

ここで、 $d$  は検出器のストリップ幅 ( $d = 0.4$  mm) である。ここで定義した  $\chi^2(r)$  を最小化することでフィッティングを行い、曲率半径を求める。このとき、曲率半径の表示として、天頂方向から到来する  $\mu$  粒子の運動方向が、 $+Z$  方向からみて反時計回りの飛跡に対しては正号で表し、時計回りのものに対しては負号で表すこととする。また、 $\chi^2(r)$  の値が最小値から 1 だけ大きくなった時の曲率半径の幅を  $\pm 1\sigma$  と定義し、これを曲

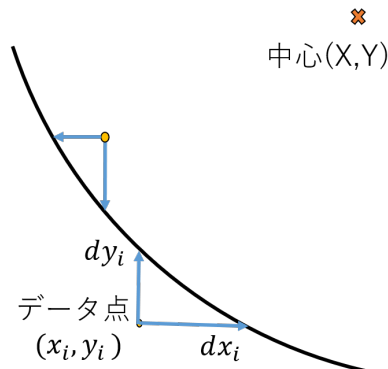


図 5.2  $\chi^2$  計算のための  $dx_i$  及び  $dy_i$  の定義

率半径に対する誤差として用いる (図 5.3)。

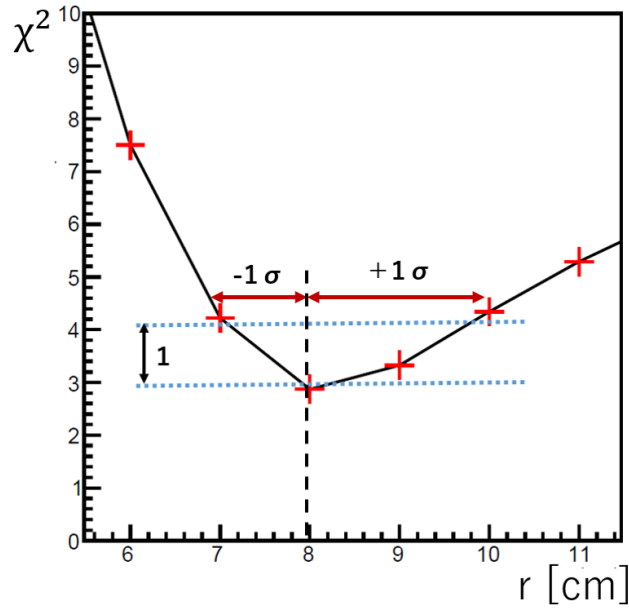


図 5.3 曲率半径の誤差の定義

### 5.2.3 動作確認

次に、この円フィッティングの機能確認をシミュレーションデータを用いて行った。目視による確認のため、実際の測定で期待されるものよりも運動量が低く曲率半径が小さい 3 MeV の  $\mu^\pm$  をそれぞれ 100 個、 $B = 1$  T の磁場中に入射したデータを用意した (図 5.4)。これらのデータに対して円フィッティングを行った結果、図 5.5 に示す通り、 $\chi^2$  は  $r=8$  cm で最小化され、 $8_{-1}^{+2}$  cm という結果を得た。図 5.4 には、 $r=8$  cm に対応する円を描いており、正しくフィットが行われていることが確認された。また、 $8_{-1}^{+2}$  cm に対応する運動量は  $2.4_{-0.3}^{+0.6}$  MeV となり、誤差の範囲で運動量が正しく再構成されていることも確認された。

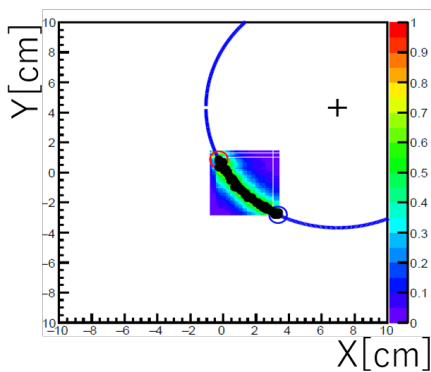


図 5.4 1 事象の飛跡に対するフィッティングの例

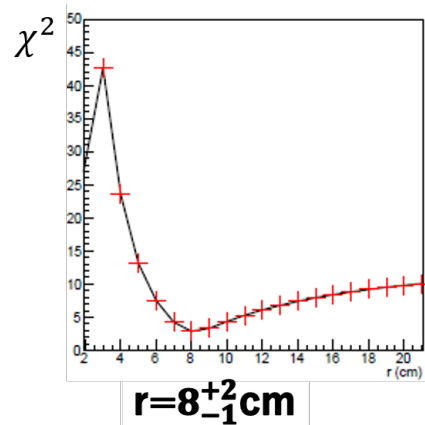


図 5.5  $\chi^2$  の最小化。この図のとき、ベストフィットの曲率半径は  $r=8_{-1}^{+2}$  cm となった。

こうして得られた合計 200 個の  $\mu^\pm$  の曲率半径の分布を図 5.6 に示す。期待通り  $\mu^+$  と  $\mu^-$  の分布が分かれており、この解析アルゴリズムが機能することが確認された。

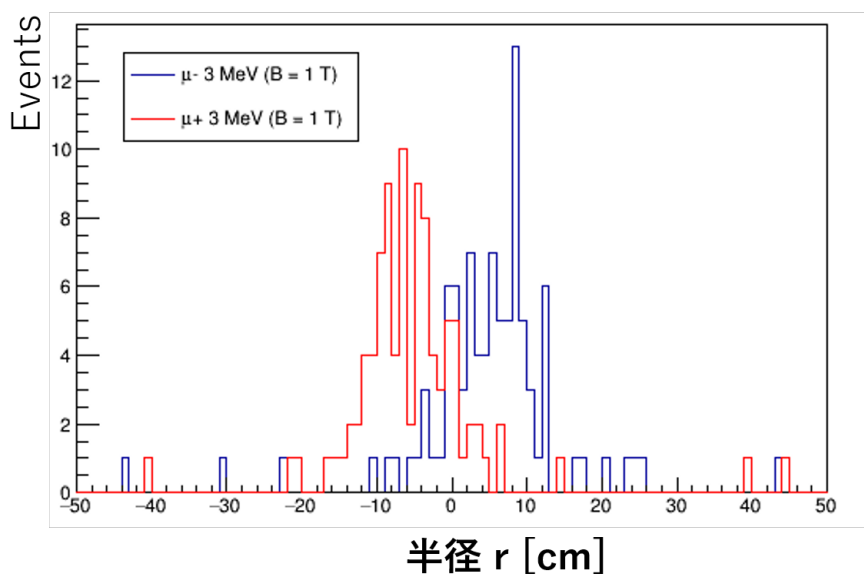


図 5.6 シミュレーション (3 MeV, 1 T) での曲率分布。円の中心と飛跡の位置関係、磁場の向きを考慮して曲率半径が負値の飛跡は  $\mu^+$  粒子であると判断する。

## 第6章

# 結果

(担当：中村竜也)

### 6.1 実験結果

第4章で述べた測定によって得たデータを解析する。解析では、飛跡の位置関係、磁場の向きを考慮して、正の電荷をもつと判定された場合、便宜的に曲率半径に正号をつけて表すこととする。実際の飛跡と解析を(図6.1、図6.2)に示す。

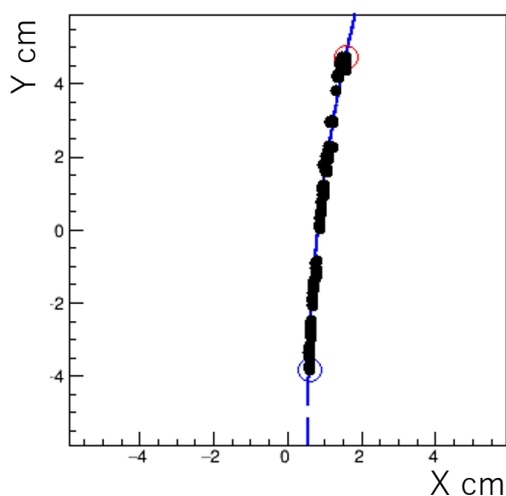


図 6.1 XY 平面で再構成された飛跡及びそれに対するフィッティング

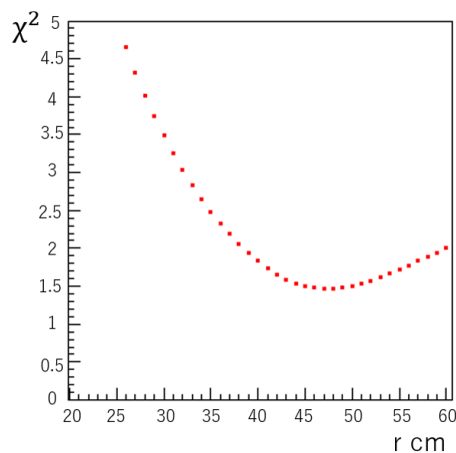


図 6.2  $\chi^2$  の最小化。ベストフィットの曲率半径は  $r=47_{-11}^{+23}$  cm となった。

解析後、曲率半径に対する誤差  $\pm 1\sigma$  が  $\pm \infty$  になるものは飛跡の判定ができていないものとし、解析結果の集計から除くこととする。こうして得られた曲率半径の分布を図6.3に示す。

磁石の電源が ON のとき(図6.3 赤)、 $\mu^+$  が 315 個、 $\mu^-$  が 248 個となり、その比は、

$$\frac{\mu^+}{\mu^-} = R_{ON} = 1.27 \pm 0.11 \quad (6.1)$$

という結果が得られた。また、磁石の電源が OFF のときには(図6.3 青)、 $\mu^+$  が 210 個、 $\mu^-$  が 149 個とな

り、その比は、

$$\frac{\mu^+}{\mu^-} = R_{OFF} = 1.41 \pm 0.15 \quad (6.2)$$

となった。誤差は統計誤差を用いている。

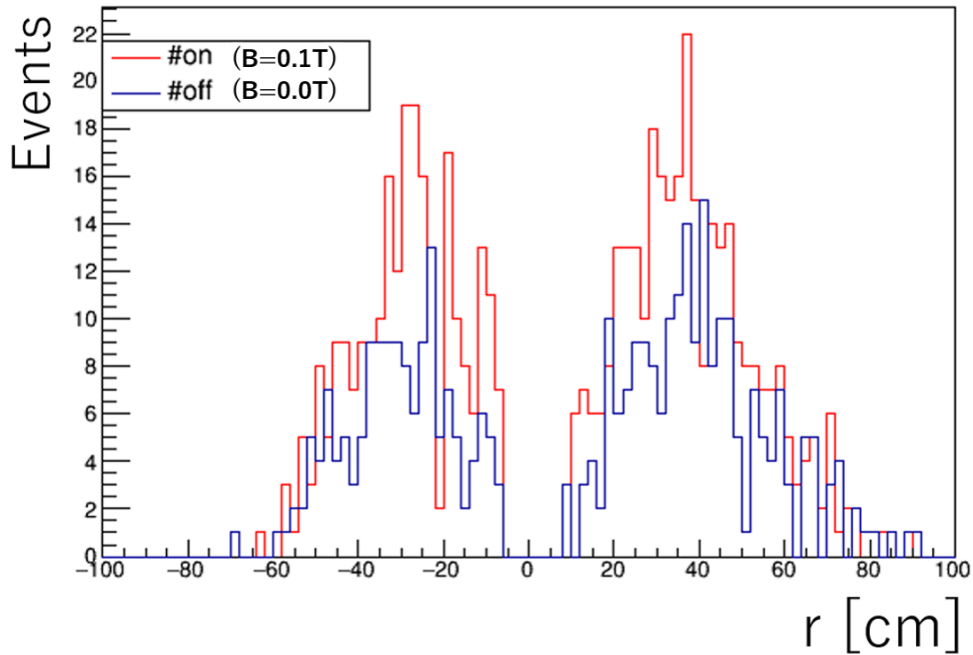


図 6.3  $\mu$  粒子の曲率分布。

赤は磁石の電源 ON (67 時間)、青は磁石の電源 OFF (48 時間) の曲率分布である。

## 6.2 考察

磁石の ON と OFF のデータの比較することによって  $\mu^+$  粒子と  $\mu^-$  粒子のフラックス比を検討した。予想では、磁石 ON のときに  $\pm$  で計数に差が生じ、磁石 OFF のときの  $\pm$  の計数比は  $\approx 1.0$  となると思われたが、前節の結果より、予想に反して OFF のときの計数比も 1 と  $2.7\sigma$  の差が生じていた。磁石の ON と OFF の計数比の差を取ると、

$$R_{OFF} - R_{ON} = 0.14 \pm 0.19 \quad (6.3)$$

となった。これは、 $1\sigma$  の範囲で 0 と一致するため、 $R_{OFF}$  と  $R_{ON}$  に有意な差は無いと言える。つまり、磁石の ON と OFF で、 $\mu^+$  粒子と  $\mu^-$  粒子のフラックス比に違いは見られなかった。

以下、原因について考察する。

1. 本実験で用いた電磁石が鉄芯を軸にしていたため、電磁石の電源が OFF のときであっても鉄芯が磁化していた可能性がある。そのため磁石の ON/OFF にかかわらず磁場の影響で  $\mu$  粒子の飛跡が曲がっていたと考えられる。これについて、磁場の連続的な測定など電磁石の挙動の確認が必要である。



2. 本実験で得られた曲率半径のピーク値は、磁石 ON/OFF ともにおおよそ  $\pm 30$  cm であった。曲率半径 30 cm のとき、 $\mu$  粒子のエネルギーは約 9 MeV となる。これは、地上に到達する  $\mu$  粒子のエネルギーにしては小さすぎるため、9 MeV の  $\mu$  粒子がピーク値になるとは考え難い。したがって、曲率半径を導出する解析アルゴリズムに問題があったと考えられる。解析した飛跡を確認すると (図 6.4)、再構成がうまくできていない飛跡に対してフィッティングするとき、曲率半径を小さく判定していることが分かった。そのため、多くの飛跡で予想されていた数 m の曲率半径よりも小さく判定され、ピーク値が 30 cm になったものと考えられる。そのため、今後の課題として解析方法の改善が挙げられる。

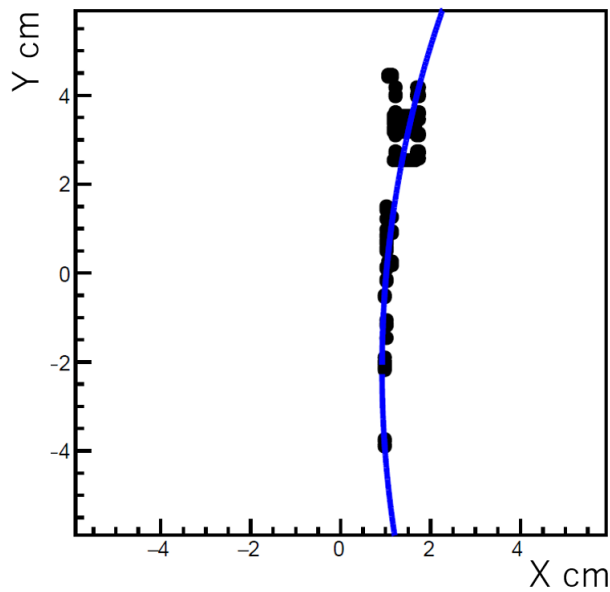


図 6.4 曲率半径が小さく判定される飛跡例

今後の展望としては、飛跡の曲がり方をより精度よく判定することが求められる。そのため、装置に対する改良案として、新しく外部に検出器を追加し  $\mu$  粒子を長い距離で追跡する方法や、磁場を強くすることで飛跡の曲がり具合を大きくする方法、さらに金属板を用いることで  $\mu$  粒子のエネルギーを落とし、小さなエネルギーを持つ  $\mu$  粒子に標的を絞る方法などが考えられる。また、解析に対しては、飛跡再構成のアルゴリズムの見直しや、フィッティングに用いた関数の改良、さらに誤差を含めたデータの新たな選別方法を確立することなどが考えられる。

## 第7章

### まとめ

本研究では、飛跡検出装置を用いて観測した  $\mu$  粒子の飛跡から  $\mu^+$  と  $\mu^-$  を判別し、その計数率の比について検討した。そのために、検出装置に磁場をかけ  $\mu$  粒子の軌道を変え、 $\mu^+$  と  $\mu^-$  を見分ける方法を取った。

検出装置には、 $\mu$ -PIC と GEM を用いた三次元飛跡検出装置を使用した。また、 $\mu$  粒子が飛来したことを知らせる外部トリガーとしてシンチレーションカウンターを使用した。磁場をかける装置として電磁石を用い、電磁石の温度変化によって電源の ON/OFF を切り替える制御システムを導入した。

まず、予備実験として、 $^{55}\text{Fe}$  を用いることで検出装置の基礎特性を測定した。 $\mu$ -PIC の Anode 及び GEM にかかる電圧値をそれぞれ変化させることで、ゲインが指数関数的に増加することを確認し、本実験で要求されるゲインを得るための電圧値を決定した。そして、 $\mu$ -PIC から取得したデータから飛跡を再構成させるためのアルゴリズムの開発と、飛跡の曲がり方を判定するためのフィッティングの開発を行った。

データは、2021/01/27 から 2021/02/01 の期間に電磁石の電源の ON/OFF を繰り返しながら取得した。解析の結果、フラックス比は電磁石の電源が ON のとき  $\mu^+/\mu^- = 1.27 \pm 0.11$ 、OFF のとき  $\mu^+/\mu^- = 1.41 \pm 0.15$  となった。この結果、電磁石が ON と OFF のときのフラックス比に有意な差は得られなかった。今後の課題として、解析アルゴリズムの改良や検出装置の工夫などが必要である。

## 第 8 章

# 謝辞

本研究を行うにあたって、多くの方々にご助力を賜りました。ここに深く感謝いたします。

神戸大学粒子物理研究室の身内賢太郎准教授には、本研究実施の機会や実験に必要な装置を与えていただき、様々なご指導をいただきました。同研究室の東野聡様にもまた、研究全般のご助言をを賜りました。

また、神戸大学粒子物理学研究室の方々、特に島田拓弥様、水越慧太様には、研究遂行にあたりご助力を賜りました。本研究を行うにあたってご協力いただいたすべての皆様への感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞にかえさせていただきます。

## 参考文献

- [1] T.K.Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. American Physical Society, 1994.
- [2] 東京工業大学 理学部 物理学科 柴田・陣内研究室三瓶恭佑. ミューオンの寿命の測定, 2010.
- [3] T Suzuki, David F Measday, and JP Roalsvig. Total nuclear capture rates for negative muons. *Physical Review C*, Vol. 35, No. 6, p. 2212, 1987.
- [4] Gavin Hesketh. Measurement of the charge ratio of atmospheric muons with the cms detector. *arXiv preprint arXiv:1009.1036*, 2010.
- [5] PHITS. Expacs homepage.