

宇宙線ミューオンによる 光生成反応の探索

2023年3月

1973123s 村田優衣

1903127s 樋口流雲

1983128s 西将汰

神戸大学理学部物理学科
粒子物理研究室

目次

第 1 章	導入	2
1.1	本研究の目的	2
1.2	深非弾性散乱とは	2
1.3	光生成反応とは	3
第 2 章	散乱断面積の計算	5
2.1	散乱断面積の表式	5
2.2	散乱断面積を計算する上での仮定	6
2.3	散乱断面積の導出	10
2.4	本実験の検出器における π 粒子の生成頻度の見積もり	11
2.5	散乱断面積の矩形近似	11
2.6	$\frac{E_\gamma}{E_\mu}$ がとりうる最小値の検討	12
第 3 章	散乱角・生成角の理論計算	14
3.1	光生成反応の散乱角	14
3.2	γ^*N から生成される π 粒子と陽子について	17
3.3	実験室系における γ^*N から生成される π 粒子の生成角分布	21
3.4	後方に散乱される π 粒子の割合と生成頻度	24
第 4 章	探索装置	25
4.1	探索装置の構成要素	25
4.2	探索装置の概略	29
4.3	信号読み出しの流れ	33
4.4	MPPC の個体差とそのゲインの調整	34
第 5 章	光生成反応のシミュレーション	37
5.1	Geant4 Tool Kit	37
5.2	本実験での光生成反応探索シミュレーション	37
5.3	シミュレーション結果	37

第 6 章	測定データの解析	41
6.1	測定データ	41
6.2	荷電粒子が通過した位置の決め方	41
6.3	ヒット情報の作成	44
6.4	光生成反応の探索	45
第 7 章	結論	52
参照文献		54

目次

1.1	深非弾性散乱	3
1.2	光生成反応	4
2.1	散乱断面積の表式	5
2.2	宇宙線 μ 粒子のエネルギー分布	7
2.3	核子 1 個当たりの全光核反応断面積と光子のエネルギーの関係	8
2.4	μ 粒子が仮想光子を出す確率と Q^2 との関係	9
2.5	$m_W = \sqrt{m_p^2 + 2m_N E_\mu y - Q^2}$ の y を固定した関係	10
2.6	散乱断面積のモンテカルロ積分による導出	10
3.1	散乱角の定義	14
3.2	運動量移行と μ 粒子の散乱角の関係	15
3.3	運動量移行と中間状態の散乱角の関係	16
3.4	中間状態の散乱角と散乱断面積の関係	16
3.5	静止系における中間状態から生成される π 粒子と陽子	17
3.6	中間状態のエネルギー、 π 粒子のエネルギー、陽子のエネルギー、 π 粒子と陽子の運動量の y 依存性	18
3.7	実験室系にブーストされた $\gamma^* N$ から生成される π 粒子と陽子	18
3.8	仮想光子のエネルギーとローレンツ因子の関係	19
3.9	静止系における中間状態から生成される π 粒子の散乱角	20
3.10	実験室系における π 粒子の生成角の分布	21
3.11	Q^2 を固定したときの π 粒子の生成角度分布	22
3.12	y を固定したときの π 粒子の生成角度分布	22
3.13	y を固定したときの π 粒子の生成角度と運動量の関係	23
3.14	後方に散乱される π 粒子の割合	24
4.1	プラスチックシンチレータ	26
4.2	実際の装置	27
4.3	Multi Pixel Photon Counter(MPPC)	28
4.4	MPPC-in-GOMI コネクタ,WLS ファイバー, プラスチックシンチレータ	28

4.5	EASIROC と BROAD3	29
4.6	装置全体の図: 赤線で示した白い板は 1 枚ずつがプラスチックシンチレータ	30
4.7	検出器を XZ 座標から見た図	31
4.8	装置を YZ 平面から見た図	32
4.9	X 座標の特定	33
4.10	信号読み出しの流れ	34
4.11	TDC 値が入る閾値 青色: 全イベント 赤色:TDC 値が入ったイベント	35
4.12	MIP ピーク位置の分布	36
5.1	π と z 軸のなす角度の理論計算とシミュレーションの比較	38
5.2	上向き π の生成頻度	38
5.3	シミュレーションで検出器に入射させた μ 粒子 (青) と π を生成した際に入射させた μ 粒子のエネルギー分布	39
5.4	シミュレーションで backward に生成された π のイベントディスプレイ	40
6.1	ストリップ 1 の TDC 値差と x の関係	42
6.2	ストリップ 1 の TDC 値差と x の関係	43
6.3	$x = 0$ にトリガーシンチレータがある時の全ストリップの x 分布	43
6.4	y 座標により色分けしたイベントディスプレイ	44
6.5	MC で得られたイベントディスプレイ例	45
6.6	ヒット数の分布	46
6.7	1 層目でヒットしたストリップ数の分布	47
6.8	ヒットがあった層数の分布	47
6.9	2 個以上のストリップでヒットがあった層数の分布	48
6.10	1 つの μ 粒子が通過したのみと思われるイベント例	49
6.11	複数の μ 粒子が通過したと思われるイベント例	49
6.12	複雑で飛跡が判断できないイベント例	50
6.13	残ったイベント例	51

表目次

2.1	検出器についての定数	11
2.2	散乱断面積の矩形近似 ($0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu$)	12
2.3	散乱断面積の矩形近似 ($0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.0 \text{ GeV}$)	12
2.4	散乱断面積の矩形近似 ($0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ GeV}$)	12
2.5	散乱断面積の矩形近似 ($0.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu$)	12
2.6	散乱断面積の矩形近似 ($0.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.0 \text{ GeV}$)	13
2.7	散乱断面積の矩形近似 ($0.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ GeV}$)	13
2.8	散乱断面積の矩形近似 ($0.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.2 \text{ GeV}$)	13
6.1	解析に用いた測定データ	41
6.2	イベントセレクション後のイベント数	46

概要

核子と宇宙線ミューオンから出る光子が行う反応に光生成反応がある。この反応は核子とミューオンから出る光子との反応である。核子と光子からハドロ中間状態ができ、中間状態からの崩壊により粒子が生成される。本研究では光生成反応により発生する π 粒子に注目し、8層のシンチレータと鉛を交互に重ねた検出器と MPPC を用いて粒子の飛跡を捉え、光生成反応を探索した。シミュレーションと測定データを比較しながらイベントの候補を絞り光生成反応の飛跡の探索を試みたが、シミュレーションとの比較から、まだ多くのバックグラウンドを含んでいることがわかった。また、最終的に候補として残したイベントにはっきりと光生成反応であると言えるイベントはなかった。

第 1 章

導入

1.1 本研究の目的

宇宙線 μ 粒子による光生成反応を観測するために、宇宙線 μ 粒子が原子核と散乱して、 π 粒子などのハドロンを生成する反応の一つである光生成反応に注目して本研究を行った。光生成反応については 1.3 節で詳しく説明する。

1.2 深非弾性散乱とは

光生成反応の説明に入る前に、深非弾性散乱 (DIS) について説明する。深非弾性散乱とは、高エネルギーでのレプトン核子散乱であり、 Q^2 が大きい。 Q^2 は、核子への四元運動量移行の二乗の負数である。始状態でのレプトンを ℓ 、終状態でのレプトンを ℓ' 、核子を N として

$$\ell + N \rightarrow \ell' + X \quad (1.1)$$

で表される。終状態では、多くのハドロン (X) が生成される。例として、 μ 粒子陽子非弾性散乱を考える。散乱角を θ 、散乱前後の μ 粒子の 4 元運動量を k, k' 、散乱前後の μ 粒子の運動量を $\vec{p}_\mu, \vec{p}'_\mu$ 、散乱前の陽子の 4 元運動量を P 、陽子の質量を m_p 、四元運動量移行 q の二乗の負数を $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$ 、陽子の散乱後のハドロン系の四元運動量を W 、散乱前後の μ 粒子のエネルギーを E_μ, E'_μ 、そのエネルギー変化を $\nu = E_\mu - E'_\mu$ として、下図 1.1 にその反応を示す。一般に μ 粒子との散乱によって陽子はいくつかのハドロンになる。

散乱前後の μ 粒子のエネルギー変化 ν は、以下の式で表される。

$$\nu = E_\mu - E'_\mu = \frac{q \cdot P}{M} \quad (1.2)$$

陽子の散乱後のハドロン系の四元運動量について以下の等式が成り立つ。

$$W^2 = m_p^2 + 2m_p\nu - Q^2 \quad (1.3)$$

弾性散乱では、 $W = m_p$ となり、終状態には陽子のみが含まれる。

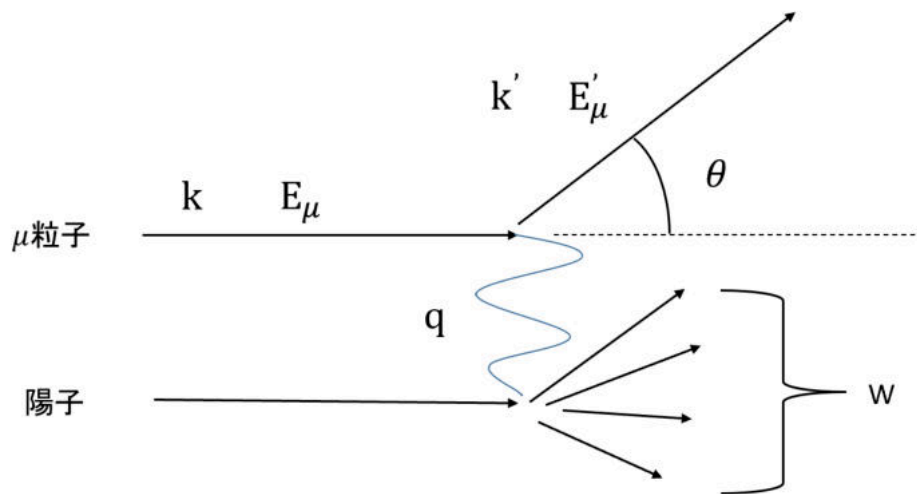


図 1.1 深非弾性散乱

1.3 光生成反応とは

深非弾性散乱は高エネルギーで起こるハドロン生成反応であるが、 Q^2 が小さい時に起こるハドロン生成反応を光生成反応という。今回は、宇宙線 μ 粒子による光生成反応を考える。図 1.2 のように宇宙線 μ 粒子が核子と散乱するときに、 μ 粒子は仮想光子を放出する。光生成反応の場合、この仮想光子の Q^2 は小さいので、ほとんど実光子と言える。そして、仮想光子と核子の短寿命の中間状態 ($\gamma^* N$) を経て、いくつかのハドロンが生成される。光子のエネルギーが小さい場合、終状態の質量が最も小さい反応は、

$$\mu + N \rightarrow \mu + \pi + N \quad (1.4)$$

となり、終状態ではハドロンの中で最も質量が小さい π 粒子が生成される反応となる。交換する光子のエネルギーが小さい反応がより多いため、このような反応がよく起こると考えられる。

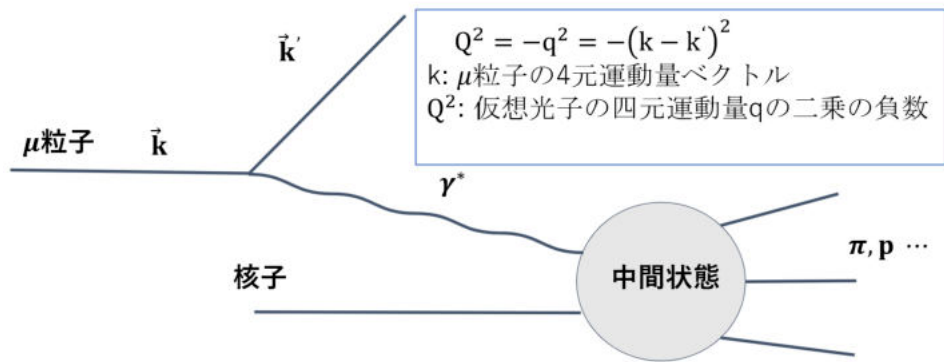


図 1.2 光生成反応

第 2 章

散乱断面積の計算

光生成反応によって π 粒子が生成される頻度を求めるために、まず散乱断面積を求めた。

2.1 散乱断面積の表式

μ 粒子と核子 N の散乱断面積 $\sigma_{\mu N}$ は図 2.1 のように μ 粒子が仮想光子 γ^* を出す確率 Φ と、 γ^* と核子の散乱断面積 $\sigma_{tot}(\gamma^* N)$ の積を積分したもので表され、以下の式で与えられる。変数 y は、仮想光子のエネルギー E_γ と、 μ 粒子のエネルギー E_μ の比であり、 $y = \frac{E_\gamma}{E_\mu}$ で表される。

$$\sigma_{\mu N} = \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \sigma_{tot}(\gamma^* N) \Phi(Q^2, y) \quad (2.1)$$

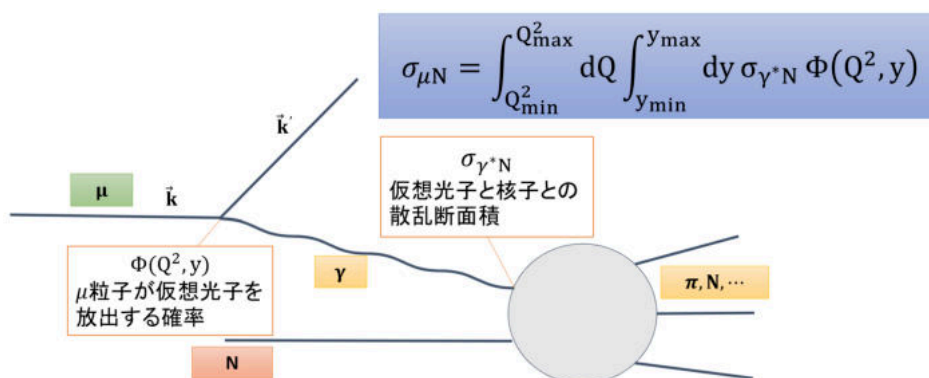


図 2.1 散乱断面積の表式

また、 Φ は、以下の式で与えられる。

$$\Phi(y) = \frac{\alpha}{\pi y} \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} \int_{y_{min}}^{y_{max}} \frac{dQ^2 dy}{Q^2} \left[(1-y) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2} \right) + \frac{y^2}{2} \right] \quad (2.2)$$

ただし、 α は微細構造定数であり、 k は散乱前の μ 粒子の四元運動量ベクトル、 k' は散乱後の μ 粒子の四元運動量ベクトル、 $q = k' - k$ は仮想光子の四元運動量ベクトルである。

2.2 散乱断面積を計算する上での仮定

2.1 式で示した散乱断面積を求めるにあたり、本来は運動学的変数全てを順番に積分していけばよいが、その領域が複雑なため、領域を狭めて主に散乱断面積が効く範囲でのみ積分を行った。2.2 節では、この y と Q^2 についての積分範囲を決定する。

2.2.1 ハドロン中間状態の質量の表式

光生成反応で π 粒子が生成されるときハドロン中間状態は最もエネルギーが低い時に、静止した陽子と、静止した π 粒子が 1 粒子ずつ生成されると考えて、中間状態の最低質量 $m_{W_{min}}$ 、 π 粒子の質量 m_π 、陽子 p の質量 m_p を用いて、

$$W \geq W_{min} = m_\pi + m_p \sim 1.08 \text{ GeV} \quad (2.3)$$

を仮定する。

四元運動量ベクトルの空間成分を粒子の進行方向に平行な成分 $p_{||}$ と、進行方向に垂直な成分 p_\perp の二成分で考えて、

$$p = (E, p_{||}, p_\perp) \quad (2.4)$$

と表すこととする。

さて、仮想光子と核子の散乱を考える。仮想光子と核子の四元運動量ベクトルをそれぞれ、 $\vec{p}_\gamma = (E_\gamma, E_\gamma, 0)$ 、 $\vec{p}_N = (m_N, 0, 0)$ 、と置く。するとハドロン中間状態の質量 W は以下の式で与えられる。

$$W^2 = (\vec{p}_N + \vec{p}_\gamma)^2 = (m_N + E_\gamma)^2 - E_\gamma^2 = 2m_N E_\gamma + m_N^2 \quad (2.5)$$

(2.3) 式と、(2.5) 式から、 $E_\gamma > 0.15 \text{ GeV}$ と求まる。また、仮想光子の四元運動量は、 μ 粒子から核子に移った四元運動量であり、 $p_\gamma = Q$ と書けるので、

$$W^2 = (p_N + Q)^2 = m_N^2 + 2p_N Q + Q^2 = m_N^2 + 2m_N E_\mu y - Q^2 \quad (2.6)$$

ここで、 $y = \frac{E_\gamma}{E_\mu}$ を用いて変形した。

2.2.2 宇宙線 μ 粒子のエネルギーの仮定

宇宙線 μ 粒子のエネルギー E_μ を、 π 粒子を生成するのに十分なエネルギーであり、宇宙線 μ 粒子のエネルギー分布のピーク付近の $E_\mu = 1.5 \text{ GeV}$ (図 2.2 の赤線で示したエネルギー) を仮定して、図 2.2 を δ 関数的に近似する。ただし、今回は π 粒子を生成する μ 粒子に注目したいので、 μ 粒子のフラックスについては、 $E_\mu = 1.5 \text{ GeV}$ 以上のフラックスについてのみ議論することとする。また δ 関数的に近似せず、矩形近似を用いて考える場合は 2.5 節以降で述べる。

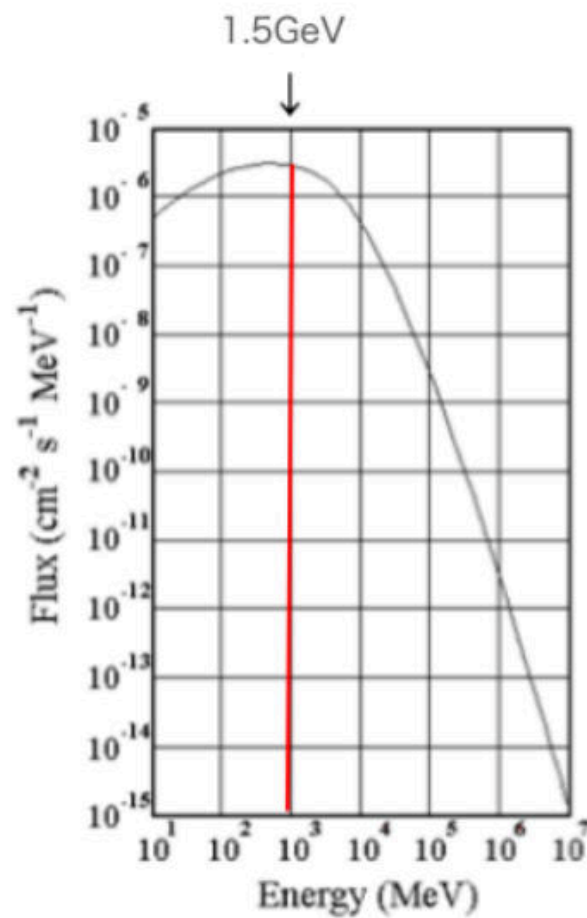


図 2.2 宇宙線 μ 粒子のエネルギー分布

2.2.3 μ 粒子が出す仮想光子のエネルギーの仮定

今回の実験では、 π 粒子の生成に注目しているので、図 2.3 から、“Pion production”のエネルギー範囲の中の $300 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ を仮定した。“Pion production”に対応するところは、 $300 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ MeV}$ だけではないが、このエネルギー範囲とした詳しい理由は、次の小節で説明する。また、図 2.3 から、仮想光子と核子の散乱断面積を $\sigma_{tot}(\gamma * N) = 0.3 \text{ mb}$ と、定数で仮定する。

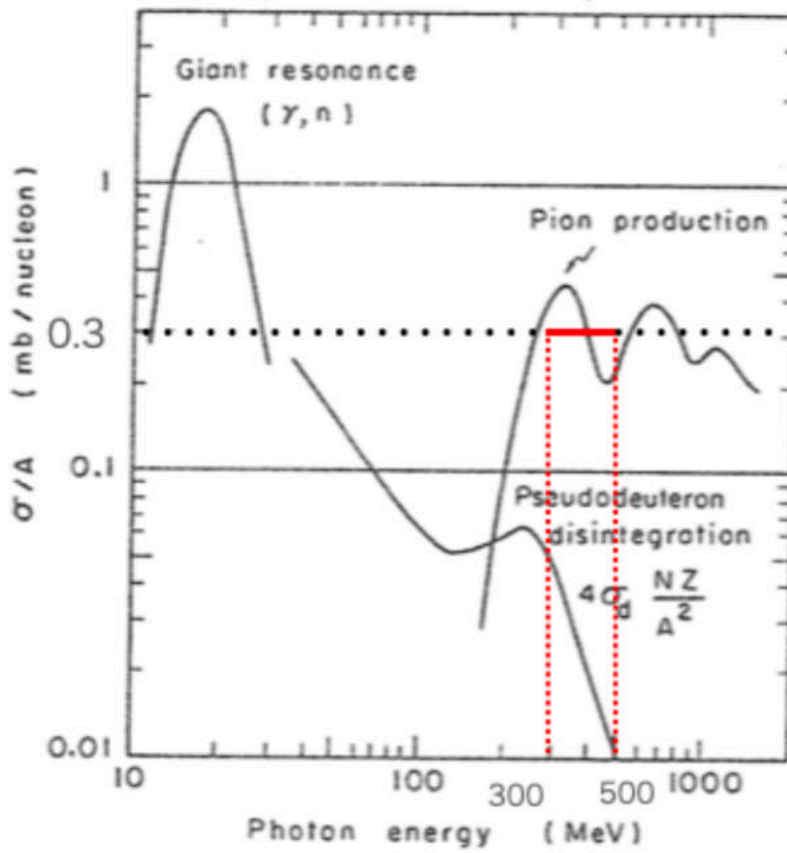


図 2.3 核子 1 個当たりの全光核反応断面積と光子のエネルギーの関係

2.2.4 Φ の考察

これらの仮定を置き y を定数として $\frac{d^2\Phi}{dQ^2 dy}$ を計算すると、下図 2.4 のようになる。 $\frac{d^2\Phi}{dQ^2 dy}$ とは、 μ 粒子が仮想光子を出す確率 Φ の積分前の値である。また、 Q^2 の最小値は運動学的に決定されており、以下の式で表される。

$$Q_{min}^2 = \frac{m_\mu^2 y^2}{1-y} \quad (2.7)$$

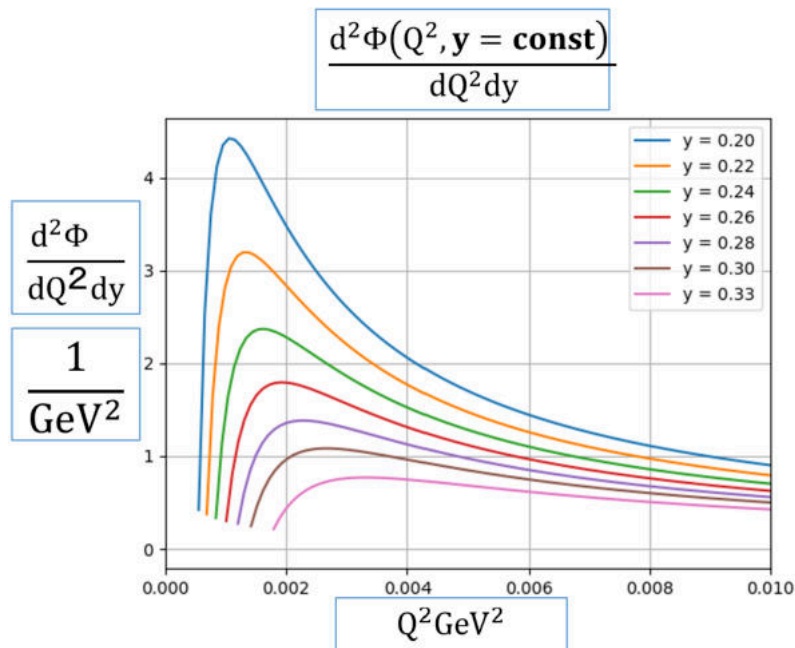


図 2.4 μ 粒子が仮想光子を出す確率と Q^2 との関係

図 2.4 から、 Φ は y が小さいところで大きく、 Q^2 が小さいところで大きくなる。また、 y が大きくなると、 Φ が急激に小さくなることが分かる。よって、 $300\text{MeV} \leq E_\gamma \leq 500\text{MeV}$ として、 Φ が大きい範囲で見積もることを考えた。

2.2.5 Q^2 の最大値の決定

Q^2 の最大値は、 m_W が、

$$m_W = \sqrt{m_N^2 + 2m_N E_\mu y - Q^2} \quad (2.8)$$

と書けることから、 $m_{W_{min}}$ のときに Q^2 が最大値となる。(図 2.5) を見ると、 y が小さいほど、 Q^2 の最大値は小さくなることが分かる。

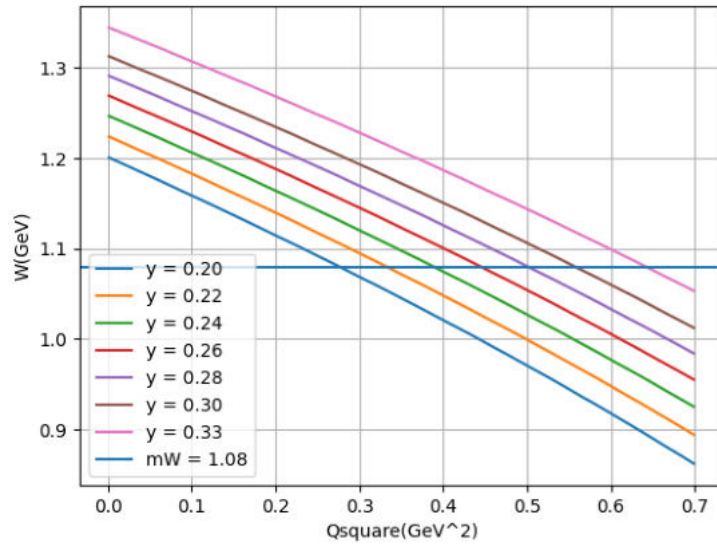


図 2.5 $m_W = \sqrt{m_p^2 + 2m_N E_\mu y - Q^2}$ の y を固定した関係

2.3 散乱断面積の導出

式 2.1 の積分範囲が決定できたので、モンテカルロ積分を用いて散乱断面積を求めた。積分範囲は、 $y = \frac{E_\gamma}{E_\mu}$ と Q^2 で、 $0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ GeV}$ 、 $Q_{min}^2 \leq Q^2 \leq Q_{max}^2$ である。その結果図 2.6 のようになり、散乱断面積は、 $\sigma_{tot} \sim 1.3 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$ と求まった。

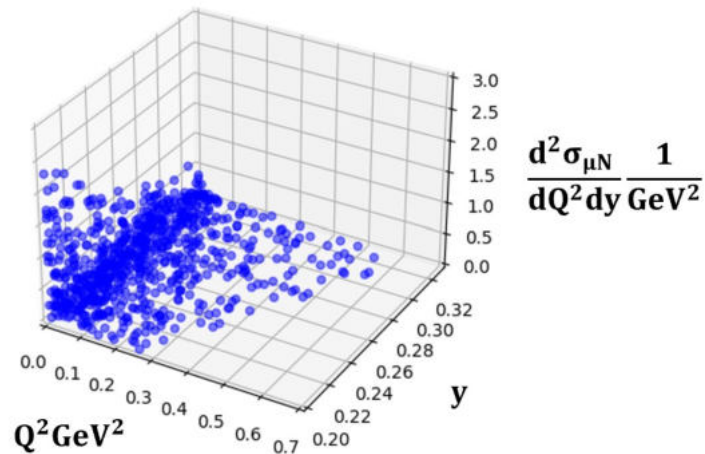


図 2.6 散乱断面積のモンテカルロ積分による導出

2.4 本実験の検出器における π 粒子の生成頻度の見積もり

生成頻度は以下の式で表される。

$$(\text{生成頻度}) = \frac{\rho N_A V}{A} \times \sigma_{\mu N} \times (\mu \text{粒子のフラックス}) \quad (2.9)$$

まず、 ρ , V , A はそれぞれ検出器についての定数で、下表 2.1 のとおりそれぞれ検出器の密度、検出器の体積、検出器の質量数を表している。

表 2.1 検出器についての定数

材質	密度 g/cm ³	質量数 g/mol	体積 cm ³
シンチレーター	1.0	12	19200
アルミニウム	2.7	27	48000

μ 粒子のフラックスは、単位時間、単位面積あたりに入射する μ 粒子の数を $1.0 \times 10^{-2} / (\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ として、図 2.2 から 1.5GeV 以上の μ 粒子の割合を全 μ 粒子の 56% として計算した。

以上の議論から、 π 粒子の生成頻度は、 $3.25 \times 10^{-5} / \text{s}$ となる。

2.5 散乱断面積の矩形近似

実際の μ 粒子はエネルギーごとにフラックスが異なる。そのため、実際と異なる生成頻度の見積もりが行われている可能性がある。そこで、より正確に求めるためにエネルギーごとに生成頻度を矩形近似して求めることを考えた。

ただし、今回は式 2.1 の y_{max} の値を変えて計算している。y が小さい範囲で散乱断面積は大きな値を取るため、y が大きいところを含めて計算しても良いと考えた。

また、 μ 粒子のフラックスとして Geant4、FLUKA との 2 つを比較した。

その結果を下表 2.2 に示す。また、 $y_{max} = 1$ 、 $y_{max} = 1.0/E_\mu$ 、 $y_{max} = 0.5/E_\mu$ の場合について求めた。(下表 2.2, 2.3, 2.4) $y_{max} = 1.0/E_\mu$ は、図 2.3 の π 粒子の生成に対応する範囲の上限、 $y_{max} = 0.5/E_\mu$ は、2.4 節までの仮定の上限の値である。

また、エネルギー範囲については 5 章の Geant4 シミュレーションで図 5.3 にあるように、宇宙線 μ 粒子による π 粒子の生成が $1 \text{ GeV} \leq E_\mu \leq 10 \text{ GeV}$ の範囲で起こる確率が高いことから Geant4 については、 $1 \text{ GeV} \leq E_\mu \leq 11 \text{ GeV}$ 、FLUKA については、 $0.56 \text{ GeV} \leq E_\mu \leq 11.25 \text{ GeV}$ の範囲に絞った。

表 2.2 散乱断面積の矩形近似 ($0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	2.09×10^{-4}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	1.99×10^{-4}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

表 2.3 散乱断面積の矩形近似 ($0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.0 \text{ GeV}$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	1.11×10^{-4}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	1.13×10^{-4}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

表 2.4 散乱断面積の矩形近似 ($0.3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ GeV}$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	5.45×10^{-5}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	5.30×10^{-5}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

以上より、 $0.30 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu \text{ GeV}$ で、生成頻度は $2.09 \times 10^{-4} / \text{s}$ となる。 $E_\gamma \geq 1.0 \text{ GeV}$ では、生成頻度が $10^{-4} / \text{s}$ のオーダーとなるので、2.4 節のように μ 粒子のエネルギーを 1.5 GeV で δ 関数的に近似した場合と比べて、生成頻度のオーダーが 1 上がることが分かる。

2.6 $\frac{E_\gamma}{E_\mu}$ がとりうる最小値の検討

2.5 節では、 $y = \frac{E_{\gamma^*}}{E_\mu}$ を、 $y_{min} \leq y \leq 1$ とした。 y_{min} がとりうる範囲は図 2.4 から、仮想光子のとりうる最低エネルギーを $E_{\gamma^*} = 0.3 \text{ GeV}$ と仮定したので $y_{min} = \frac{0.3}{E_\mu}$ で表された。

しかし、光生成反応が起こり、 π 粒子が生成されるときに仮想光子のエネルギー E_{γ^*} の最小値は、小節 2.2.1 より、 $E_{\gamma_{min}^*} \sim 0.15 \text{ GeV}$ である。

この値を用いて、 $y_{min} = \frac{0.15}{E_\mu}$ 、 $y_{max} = 1$ として π 粒子の生成頻度を計算すると、下表のような結果になった。(表 2.5, 2.6, 2.7, 2.8) ただし、仮想光子と核子の散乱断面積 $\sigma_{tot}(\gamma^* N)$ は $0.15 \leq y \leq 0.20$ で $\sigma_{tot}(\gamma^* N) = 0.1 \text{ mb}$ 、 $0.20 \leq y \leq 1$ で、 $\sigma_{tot}(\gamma^* N) = 0.3 \text{ mb}$ として求めた。

表 2.5 散乱断面積の矩形近似 ($0.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	2.42×10^{-4}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	2.20×10^{-4}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

表 2.6 散乱断面積の矩形近似 ($0.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.0 \text{ GeV}$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	1.64×10^{-4}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	1.59×10^{-4}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

表 2.7 散乱断面積の矩形近似 ($0.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ GeV}$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	1.03×10^{-4}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	9.76×10^{-5}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

表 2.8 散乱断面積の矩形近似 ($0.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.2 \text{ GeV}$)

	生成頻度/s	積分範囲 GeV
Geant4	8.80×10^{-6}	$1. \leq E_\mu \leq 11.$
FLUKA	8.42×10^{-6}	$0.56 \leq E_\mu \leq 11.25$

今回、図 2.3 に従って、 $0.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu \text{ GeV}$ で π 粒子が生成されると仮定すると、生成頻度は $2.42 \times 10^{-4} / \text{s}$ となる。 $0.30 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq E_\mu \text{ GeV}$ での生成頻度と比べて、約 0.4 GeV 増える。

これまでの議論では、立体角についての議論はしていない。また、検出器内の粒子を静止した原子核と仮定して、 π 粒子の生成頻度を見積もった。さらに、 μ 粒子のエネルギー範囲についてもすべての範囲について考えられていない。立体角について考え、シンチレーターやアルミニウムの核子と μ 粒子との散乱について詳しく調べると、生成頻度をさらに正確に見積もることが出来ると考えられる。

第 3 章

散乱角・生成角の理論計算

3.1 光生成反応の散乱角

図 3.1 のように実験室系での μ 粒子の散乱角を θ 、中間状態 γ^*N の散乱角 ϕ を定義する。今回 μ 粒子の入射角として天頂角が 0 度となることを仮定している。

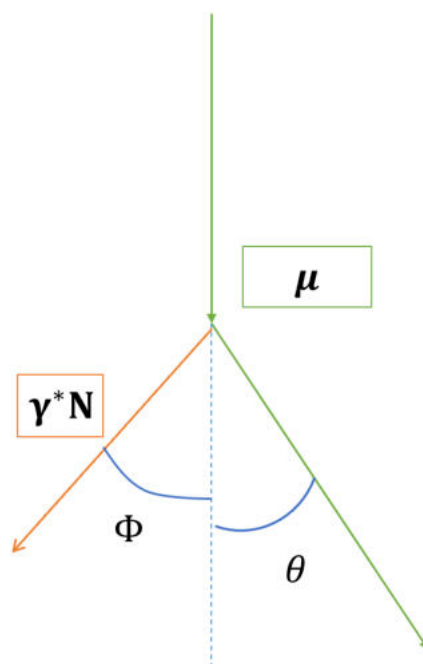


図 3.1 散乱角の定義

3.1.1 μ 粒子の散乱角

図 2.1 において、 μ 粒子、核子の四元運動量ベクトルをそれぞれ、

$$k = (E_\mu, p_\mu, 0) \quad (3.1)$$

$$p_N = (m_N, 0, 0) \quad (3.2)$$

と置く。図 3.1 で、散乱角を θ としたので、散乱後の μ 粒子の四元運動量ベクトルは、

$$k' = (E'_\mu, p'_\mu \cos \theta, p'_\mu \sin \theta) \quad (3.3)$$

よって、仮想光子の四元運動量ベクトルの二乗 Q^2 は、四元運動量移行を $q = k - k'$ として、

$$Q^2 = -q^2 = 2E_\mu E'_\mu - 2m_\mu^2 - 2p_\mu p'_\mu \cos \theta \quad (3.4)$$

これを θ について解くと、

$$\theta = \arccos\left(\frac{-Q^2 - 2m_\mu^2 + 2E_\mu^2(1-y)}{2\sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2}\sqrt{E_\mu^2(1-y)^2 - m_\mu^2}}\right) \quad (3.5)$$

θ は、図 3.2 のようになる。 Q^2 、 y が大きくなると、散乱角も大きくなることが分かる。

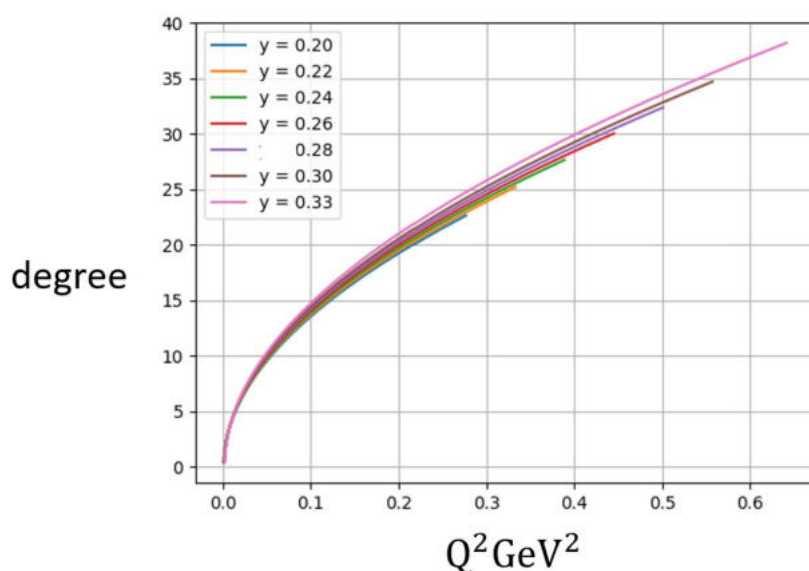


図 3.2 運動量移行と μ 粒子の散乱角の関係

3.1.2 中間状態の散乱角

$$\phi = \arccos\left(\frac{yE_\mu^2 + \frac{Q^2}{2}}{\sqrt{(E_\mu^2 - m_\mu^2)(y^2E_\mu^2 + Q^2)}}\right) \quad (3.6)$$

ϕ は図 3.3 のようになる。

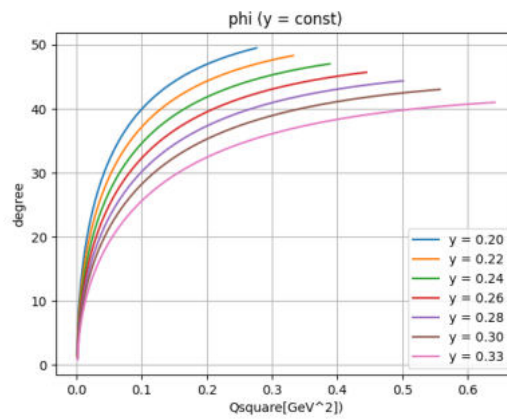


図 3.3 運動量移行と中間状態の散乱角の関係

中間状態の散乱角 ϕ は y が小さいほど大きく、また、 Q^2 が小さくなると小さくなる。また、中間状態の散乱角と、散乱断面積の関係は図 3.4 のようになる。

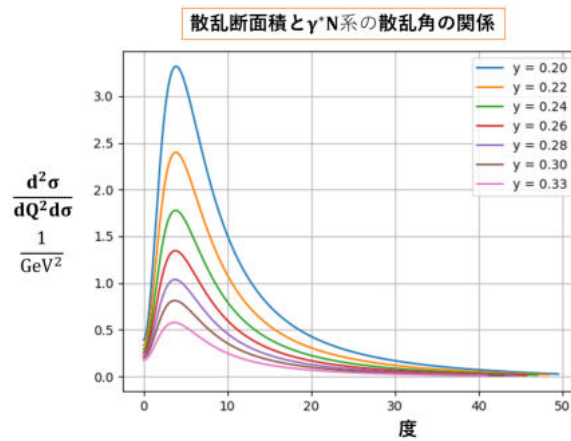


図 3.4 中間状態の散乱角と散乱断面積の関係

5 度付近にピークがあり、角度が大きくなると散乱断面積は急激に減少することが分かった。

3.2 γ^*N から生成される π 粒子と陽子について

3.2.1 γ^*N から生成される π 粒子と陽子の静止系での運動量とエネルギーの計算

図 3.5 のような静止した γ^*N を考える。

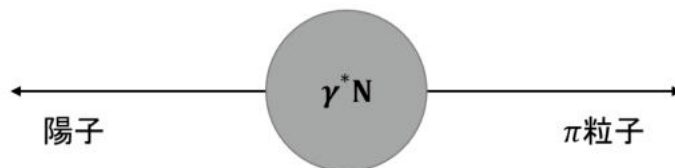


図 3.5 静止系における中間状態から生成される π 粒子と陽子

m_W は式 (2.5) で与えられる。また、 $E_\mu = 1.5$ GeV を仮定する。この仮定のもとで、それぞれの粒子が持つエネルギーと運動量を導出する。中間状態のエネルギー E_W 、陽子のエネルギー E_p 、 π 粒子のエネルギー E_π を用いて、エネルギー保存則から

$$E_W = E_\pi + E_p \quad (3.7)$$

また、陽子の運動量 p_p 、 π 粒子の運動量 p_π を用いて、運動量保存則から

$$p_p = p_\pi \quad (3.8)$$

式 3.7 と、式 3.8 から、 E_π 、 E_p 、 p_π 、 p_p は、

$$E_\pi = \frac{E_W^2 + m_\pi^2 - m_p^2}{2E_W} \quad (3.9)$$

$$E_p = \frac{E_W^2 + m_p^2 - m_\pi^2}{2E_W} \quad (3.10)$$

$$p_\pi = p_p = \sqrt{E^2 - m^2} \quad (3.11)$$

と、求まる。その結果を図 3.6 に示す。

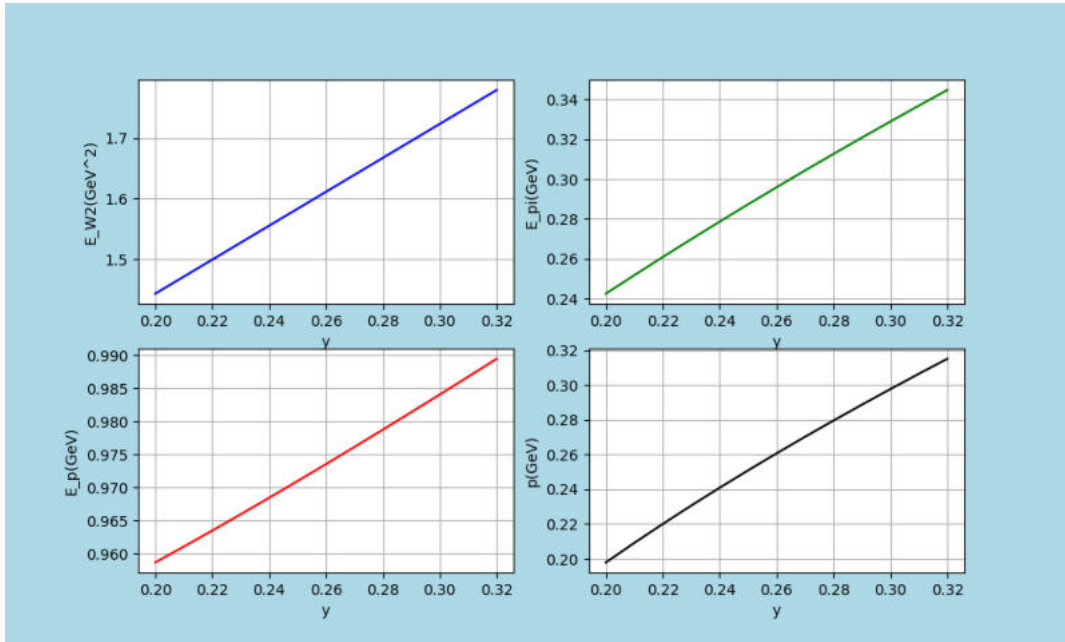


図 3.6 中間状態のエネルギー、 π 粒子のエネルギー、陽子のエネルギー、 π 粒子と陽子の運動量の y 依存性

以上の議論から例えば、 $y = 0.2$ 、 $E_\mu = 1.5$ GeV の時、 $E_W \sim 1.44$ GeV、 $E_\pi \sim 0.24$ GeV、 $E_p \sim 0.96$ GeV、 $p_\pi = p_p \sim 0.20$ GeV と求まる。

3.2.2 実験室系での $\gamma^* N$ から生成される π 粒子の運動量の計算

ローレンツ因子の決定

静止系で考えた、 $\gamma^* N$ の崩壊を図 3.7 のように実験室系にローレンツブーストしたものを考える。

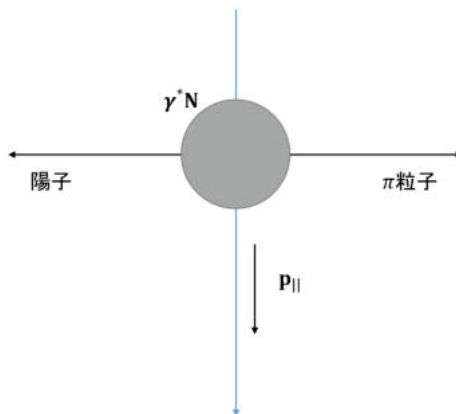


図 3.7 実験室系にブーストされた $\gamma^* N$ から生成される π 粒子と陽子

ローレンツブーストの式は、 $\gamma^* N$ の進行方向に対して平行な運動量成分を p_{\parallel}^* 、エネルギーを E^*

として、

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_{||}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{||} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

となる。静止系において、 $p_{||} = 0$ なので、

$$\beta = \frac{p_{||}^*}{E^*} = \frac{p_{\gamma} + p_p}{E_{\gamma} + E_p} \quad (3.13)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.14)$$

と求まる。その結果を図 3.8 に示す。図 3.8 から、例えば仮想光子のエネルギーが $E_{\gamma} = 0.4$ GeV の時ローレンツ因子は $\gamma \sim 1.05$ と分かる。

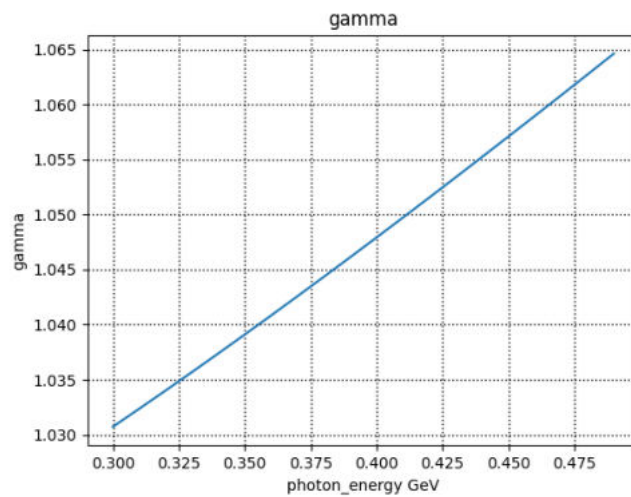


図 3.8 仮想光子のエネルギーとローレンツ因子の関係

3.2.3 実験室系における π 粒子の運動量

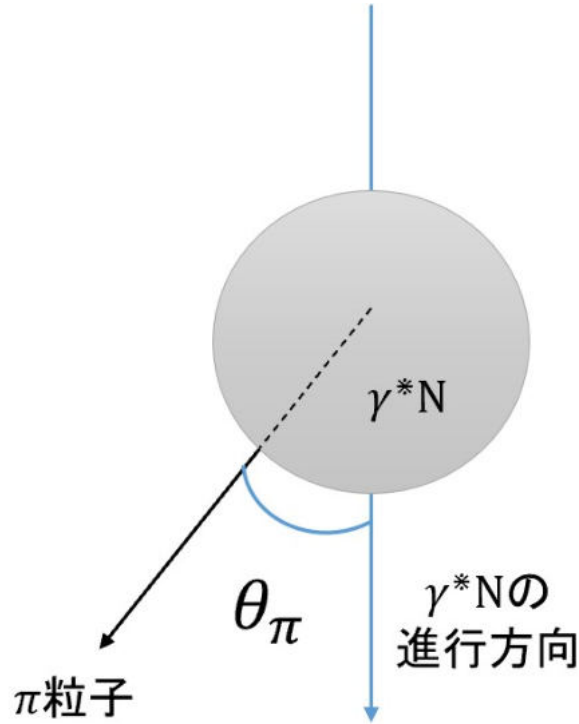


図 3.9 静止系における中間状態から生成される π 粒子の散乱角

静止した γ^*N 系から π 粒子が出てくる角度を、 γ^*N 系の進行方向に対して θ_π として、 π 粒子の運動量について考える。ただし、静止系であるので、 θ_π は等方的である。 γ^*N 系の進行方向に対して垂直な運動量成分を $p_{\pi\perp}$ 、平行な運動量成分を $p_{\pi\parallel}$ とすると以下の式が成り立つ。

$$p_{\pi\perp} = p_\pi \sin \theta_\pi \quad (3.15)$$

$$p_{\pi\parallel} = p_\pi \cos \theta_\pi \quad (3.16)$$

次に実験室系での π 粒子の運動量について考える。中間状態についての静止系から実験系にローレンツブーストすることを考えて、 γ^*N 系の進行方向に対して垂直な運動量成分を $p_{\pi\perp}^*$ 、 γ^*N 系の進行方向に対して平行な運動量成分を $p_{\pi\parallel}^*$ とすると、以下の式が成り立つ。

$$p_{\pi\perp}^* = p_{\pi\perp} \quad (3.17)$$

$$p_{\pi\parallel}^* = -\gamma\beta E_\pi^* + \gamma p_{\pi\parallel} \quad (3.18)$$

3.3 実験室系における γ^*N から生成される π 粒子の生成角分布

式 (3.15)、(3.16) から、

$$p^* = \sqrt{p_{\pi\perp}^{*2} + p_{\pi\parallel}^{*2}} \quad (3.19)$$

と求まる。実験室系において γ^*N 系から π 粒子が出てくる角度を θ_π^* として、

$$\theta_\pi^* = \arccos \frac{p_{\pi\parallel}^*}{p^*} \quad (3.20)$$

となる。 θ_π^* が、等方的に出るとして、モンテカルロ法を用いて散乱角の分布を求めると、 $Q^2 = 0.002$ GeV、 $y = 0.2$ で、100000 回 π 粒子が生成されたとすると、角度分布は、図 3.10 となる。ここで、 π 粒子の天頂角が、0 度から 90 度の場合を forward(前方) に生成された、90 度から 180 度の場合を backward(後方) に生成されたと呼ぶことにする。

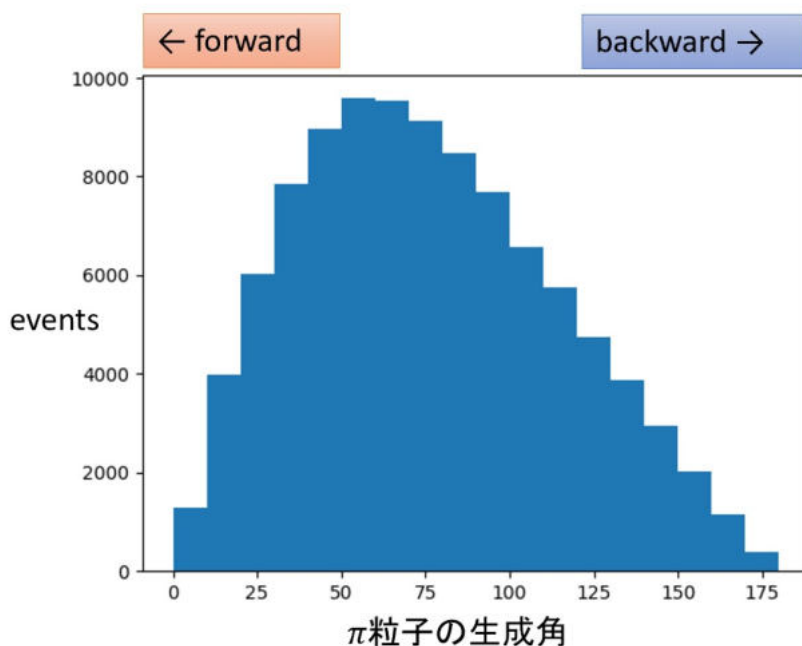


図 3.10 実験室系における π 粒子の生成角の分布

図 3.10 は、60 度付近にピークがある。

次に、 y を変化させながら π 粒子の生成角分布を比較すると図 3.11 となる。この時、 $Q^2 = 0.002$ GeV で固定である。図 3.11 を見ると y が変化しても角度分布はほとんど変化しないことが分かる。この図の縦軸はその角度で生成される確率で横軸は 1 度刻みである。

次に、 $y = 0.2$ で固定して、 Q^2 を変化させて比較すると図 3.12 となる。この時、 $y = 0.2$ で固定である。図 3.12 を見ると、 Q^2 が変化しても角度分布はほとんど変化しないことが分かる。この図の縦軸もその角度で生成される確率で横軸も 1 度刻みである。

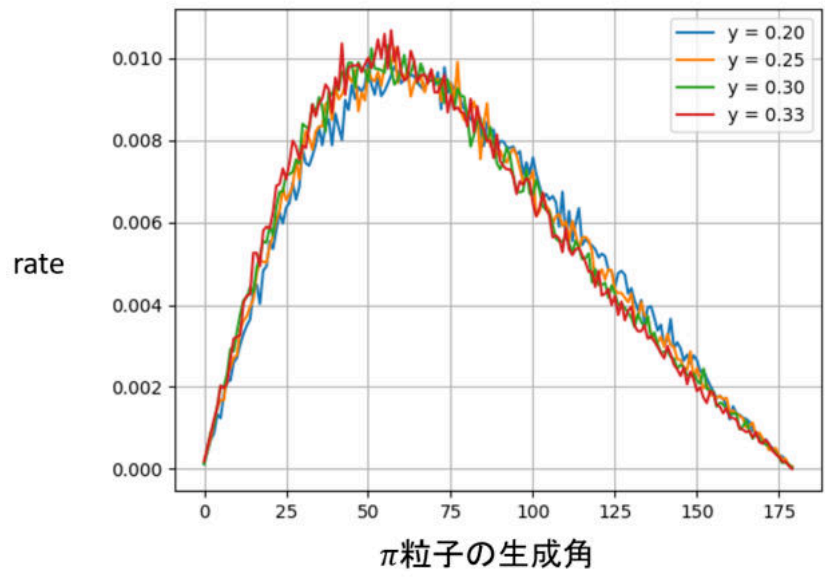


図 3.11 Q^2 を固定したときの π 粒子の生成角度分布

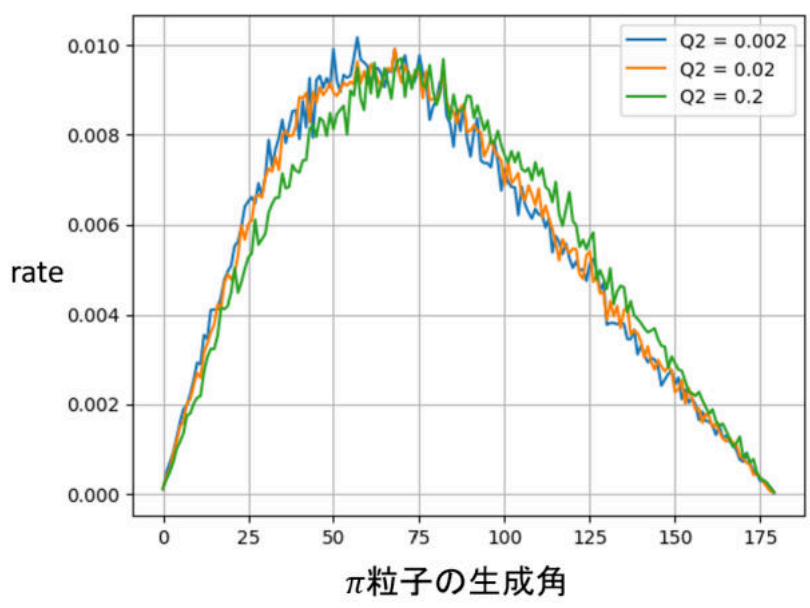


図 3.12 y を固定したときの π 粒子の生成角度分布

また、 y を固定して、生成された π 粒子の角度とその運動量の関係をモンテカルロ法を用いて調べると、図 3.13 のようになる。 y が大きいほど生成される π 粒子の運動量は大きく、 $0.20 \text{ GeV} \leq y \leq 0.33 \text{ GeV}$ で、 $p_\pi > 0.1 \text{ GeV}$ である。

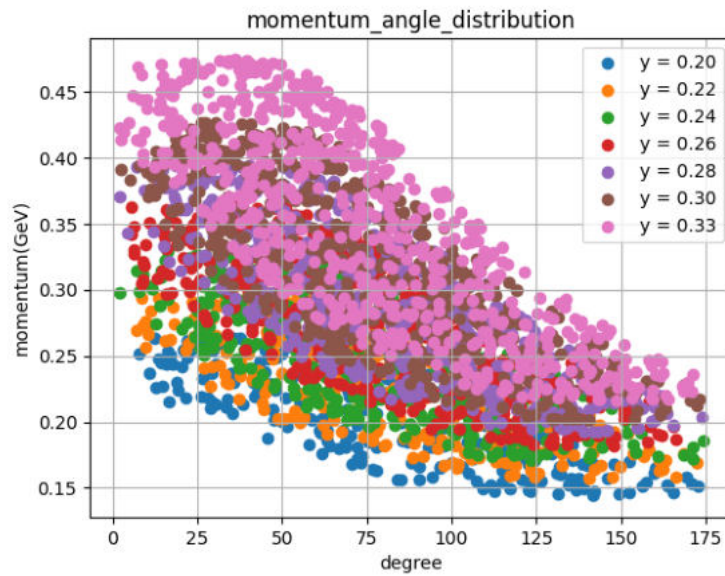


図 3.13 y を固定したときの π 粒子の生成角度と運動量の関係

3.4 後方に散乱される π 粒子の割合と生成頻度

先行研究 (参考文献 [1]) で、本実験の検出器において forward に生成された π 粒子は、宇宙線 μ 粒子が検出器の電子と散乱する反応と区別がつかないことが問題であった。そのため、 π 粒子が後方に生成される反応について考えた。

3.3 節をもとに backward に生成される π 粒子の割合を求めた結果が図 3.14 となる。縦軸は backward(後方) に生成される割合であり、横軸は Q^2 である。割合は Q^2 、 y を変えてもほとんど変わらず、生成された π 粒子の約 35% が backward に生成される。2 章と以上の議論から、後方に生成された μ 粒子が全体の 35% を占めるとして計算すると、後方に生成される π 粒子の生成頻度は、 $E_\mu = 1.5$ GeV、 0.3 GeV $< E_\gamma < 0.5$ GeV で 1.14×10^{-5} /s と求まった。

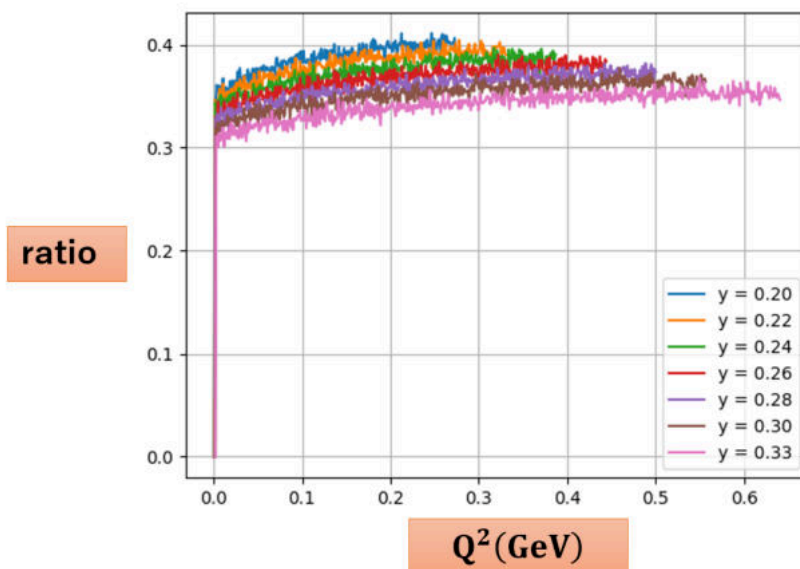


図 3.14 後方に散乱される π 粒子の割合

ここで、2.6 節から、散乱断面積を矩形近似して、 0.15 GeV $\leq E_\gamma \leq E_\mu$ GeV で π 粒子が生成されると仮定すると、生成頻度は 8.1×10^{-5} /s となる。

0.3 GeV $< E_\gamma < 0.5$ GeV での後方に生成される π 粒子の生成頻度の約 7 倍になった。

第 4 章

探索装置

4.1 探索装置の構成要素

4.1.1 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータとは荷電粒子が当たると内部の電子が励起され、基底状態に戻る際にシンチレーション光と呼ばれる光を発する物質であるシンチレータの一種で、ポリビニルトルエンというプラスチックに 2 種類の蛍光物質をわずかに混ぜたもの [5] である (図 4.1)。

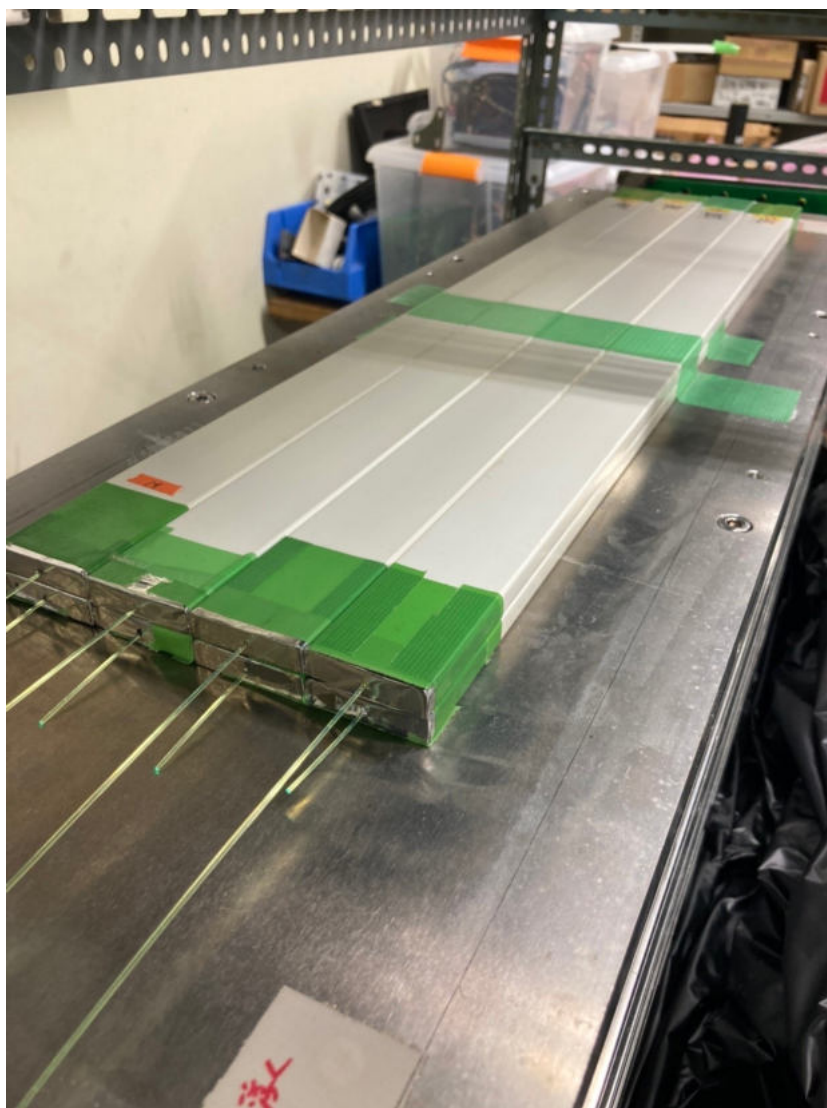


図 4.1 プラスチックシンチレータ

本実験では荷電粒子が検出器内を通過した座標を特定するために、厚さ 1cm、長さ 75cm、幅 4cm のプラスチックシンチレータ 64 枚を検出器として使用した。

4.1.2 トリガーシンチレータ

トリガーシンチレータとは、荷電粒子の衝突を検出し、それをトリガーとして測定を開始するために使用されるシンチレータである。

本実験ではトリガーシンチレータとして、厚さ 1cm、長さ 126cm、幅 7cm のプラスチックシンチレータを 3 枚使用した (図 4.2)。



図 4.2 実際の装置

4.1.3 アルミニウム

装置の質量数を増やし光生成反応の反応数を増やすために厚さ 2cm、長さ 100cm、幅 30cm のアルミ板をプラスチックシンチレータの間に挿入した (図 4.2)。

4.1.4 Multi Pixel Photon Counter(MPPC)

MPPC は複数ピクセル (今回使用したものは 667 ピクセル [5]) からなる受光面を持つ光検出器である (図 4.3)。



図 4.3 Multi Pixel Photon Counter(MPPC)

各ピクセルは降伏電圧以上をかけると光電子をアバランシェ増幅し、ピクセル内に発生した光電子の個数に関わらず同じ波高を出力する。複数のピクセルがある場合、波高は重ね合わせて出力されるため、MPPC は入射した光電子数を見積もることが出来る。

本実験では、64 個の MPPC を基盤に取り付け、プラスチックシンチレータの片側から伸びている WLS ファイバーと GOMI コネクタで接続して使用した (図 4.4)。

GOMI コネクタはプラスチックの 2 つのパーツからなり、ファイバーの直径と同じ 1.5mm の穴が開いており、WLS ファイバーと MPPC を密着させることで、光漏れを防止している。



図 4.4 MPPC-in-GOMI コネクタ,WLS ファイバー, プラスチックシンチレータ

4.1.5 WLS(Wave Length Shifting) ファイバー

光学的な検出器で使用されるファイバーの一種であり、プラスチックシンチレータで発生したシンチレーション光を吸収し、MPPCの感度の良い波域(400-500nm)に変換、伝達することが出来る。

本実験では直径1.2mmの波長変換ファイバーをプラスチックシンチレータ内部に通し、荷電粒子によってプラスチックシンチレータで発生されたシンチレーション光を伝達し、MPPCで検出するのに使用した(図4.4)。

4.1.6 Extended Analogue Silicon PM Integrated Read Out Chip (EASIROC)

EASIROCは最大64chでMPPCへの電圧印加と同時読み出しが可能なモジュールである(図4.5)。

内部にはアンプ、シェイパー、ディスクリミネータが内蔵されており、光電子数の情報をADC(Analog to Digital Converter)値として、時間情報をTDC値(Time to Digital Converter)として取得することができる。

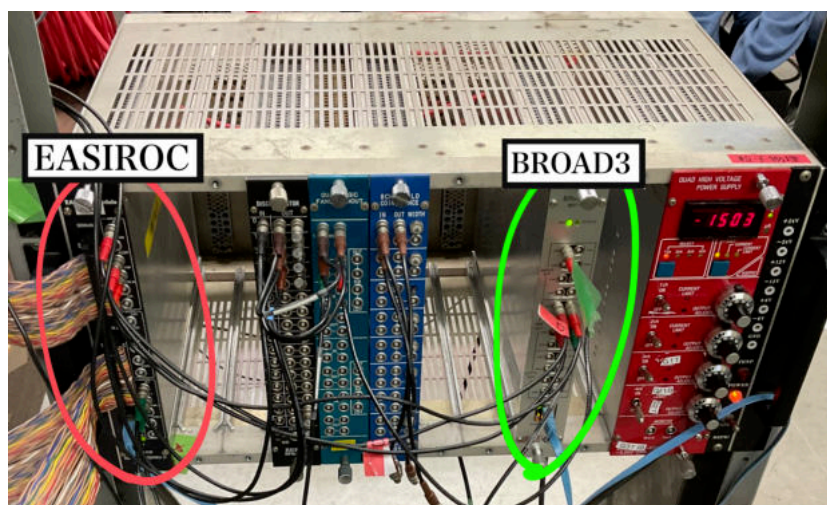


図 4.5 EASIROC と BROAD3

4.2 探索装置の概略

本実験で用いた探索装置の座標軸および概略図を示す。シンチレータの中央を座標の原点とした。

探索装置は、2cmのアルミ板を2cm+数mm程度の隙間(後でプラスチックシンチレータの板を挿入するため)が空くように8段積み上げている。

アルミ板間に Z 方向に 8 層 16 枚、Y 方向に 4 枚のプラスチックシンチレータを配置し、3 次元飛跡検出器として反応の探索を行った。

また、検出器の 20cm 上部に、トリガーシンチレータとして厚さ 1cm、長さ 126cm、幅 7cm のプラスチックシンチレータを 3 枚配置した (図 4.6)。

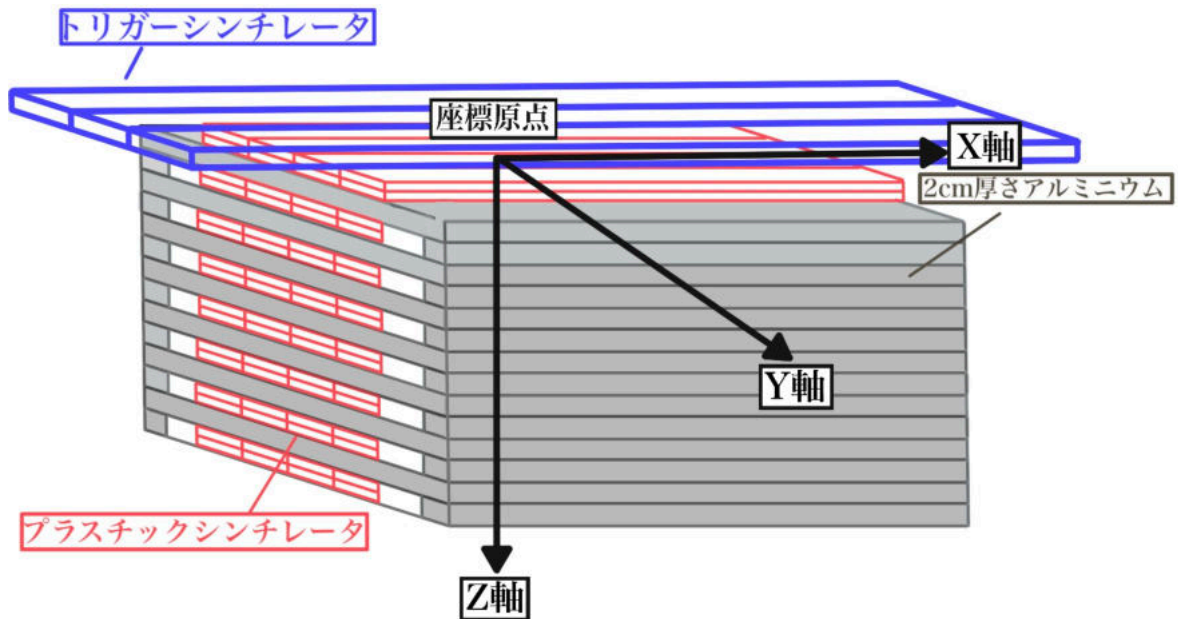


図 4.6 装置全体の図: 赤線で示した白い板は 1 枚ずつがプラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータは荷電粒子が通過するとシンチレーション光を発し、その光が WLS ファイバーによって伝達され、光検出器である MPPC によって検出され、EASIROC モジュールをによってデジタル信号として読み出される (図 4.7)。

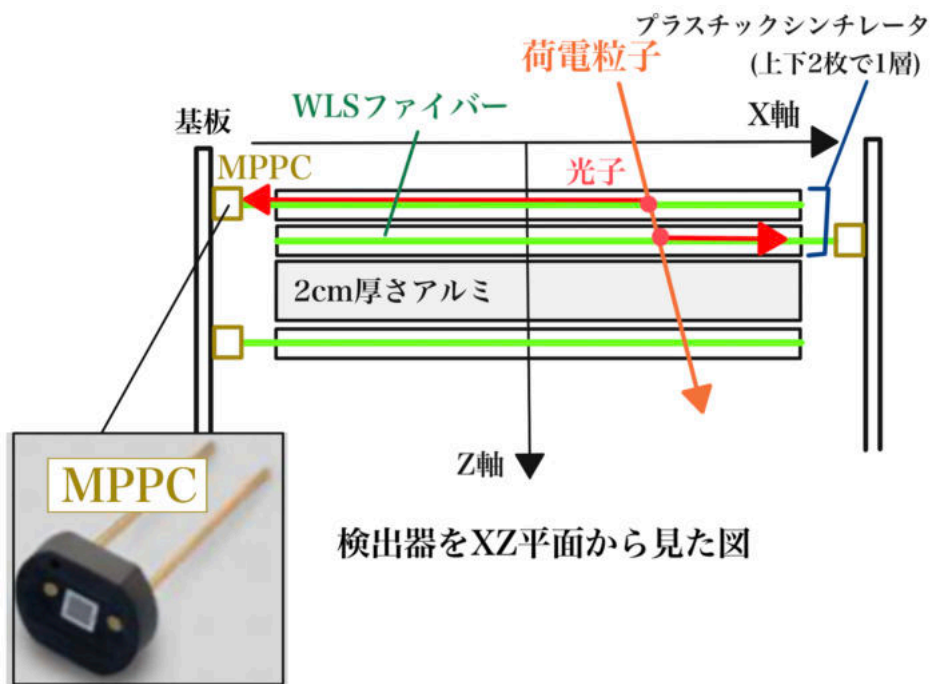


図 4.7 検出器を XZ 座標から見た図

荷電粒子が通過した座標について、本検出器では発光したプラスチックシンチレータの YZ 座標から検出している。(図 4.8)

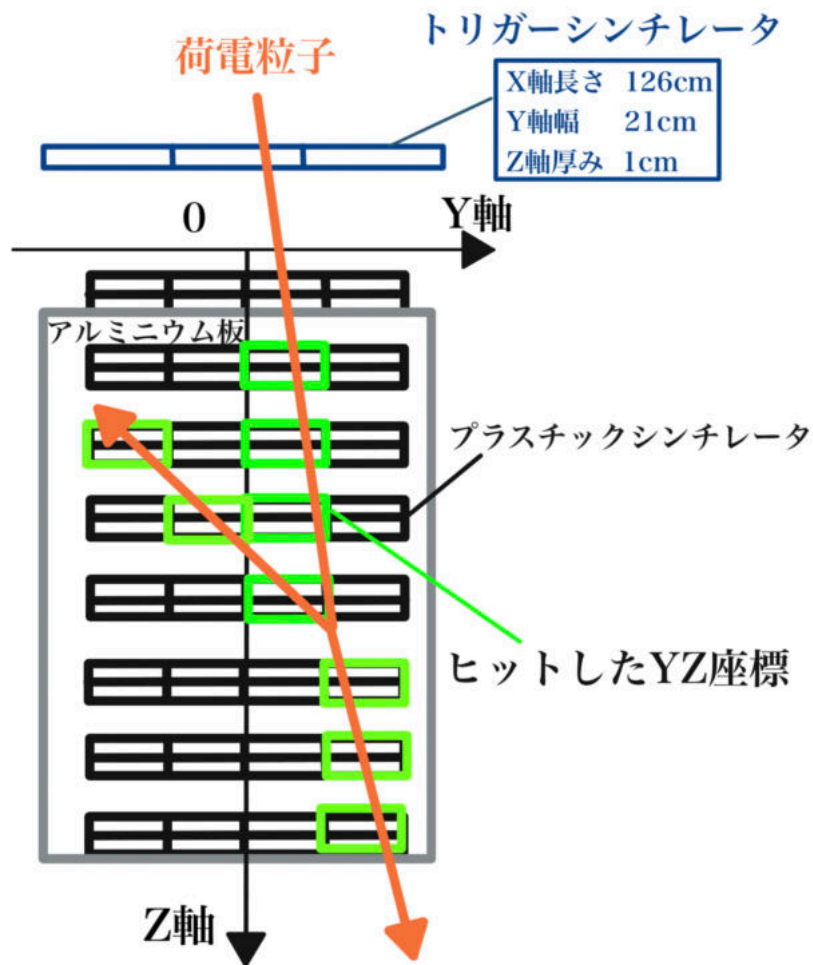


図 4.8 装置を YZ 平面から見た図

また、本検出器では 2 枚のプラスチックシンチレータを重ねて 1 つのストリップとして使用しており、両側から読み出された信号の時間差情報を利用して X 座標を特定している (両側読み出し)(図 4.9)。

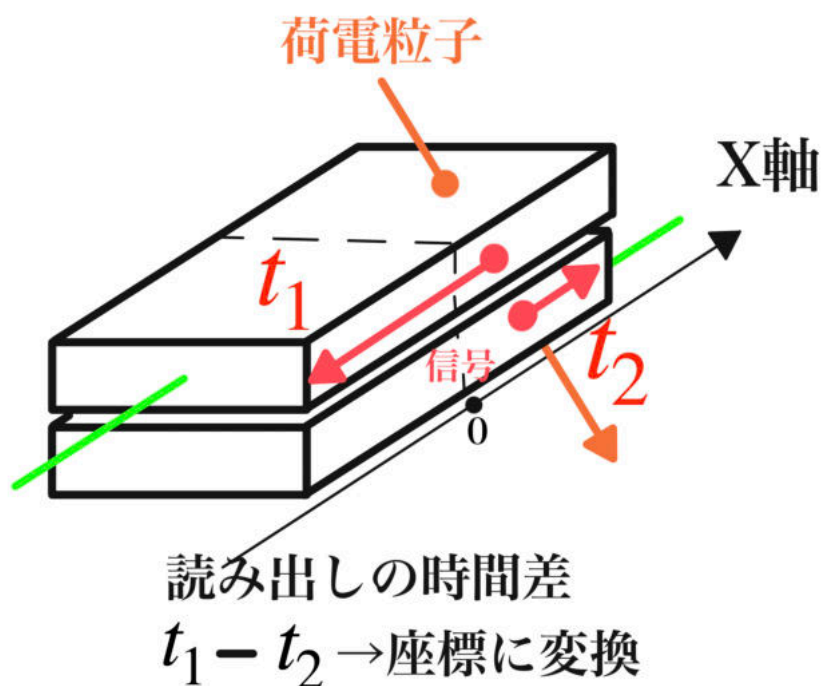


図 4.9 X 座標の特定

詳しい解析については第 6 章で述べる。

4.3 信号読み出しの流れ

図 4.10 の青線はトリガ信号であり赤線はプラスチックシンチレータを荷電粒子が通った信号の流れである。荷電粒子がトリガーシンチレータを通過するとトリガの読み出しのために設置された PMT（光電子増倍管）によってシンチレーション光が信号に変換され、Discriminator を通って BROAD3 に信号が入る。Broad 3 では測定に必要な Peak Hold, T Stop, Accept 信号が適切な時間遅延させられ、EAIROC に送られる。PEAK Hold に信号が入ると波高が ADC 値、時間が TDC 値測定が共に開始され、T Stop 信号が入ると測定が止まり、Accept 信号を受けると EASIROC が信号をデジタル値として読み出す。

読み出しの間は次のトリガーを入れてはいけないので、BROAD3 モジュールを使って Accept 信号の後に 5 μ s トリガーを抑制している。

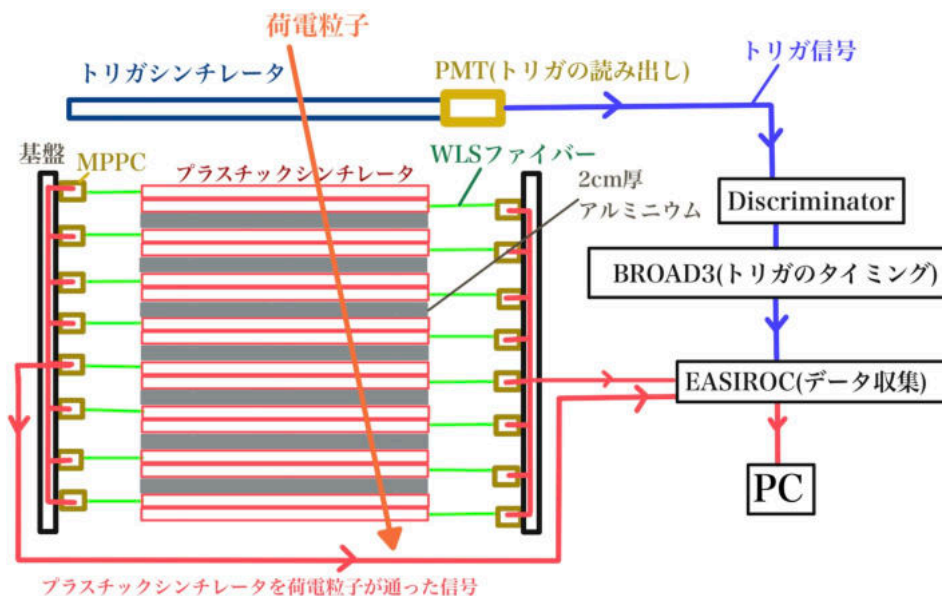


図 4.10 信号読み出しの流れ

4.4 MPPC の個体差とそのゲインの調整

MPPC には個体差があり、粒子が通ったことを判定する閾値を揃えるためにゲイン（入力信号に対する増幅率）を揃える必要がある。

そのため 0.5V 刻みで電圧を変え宇宙線 μ 粒子の信号を測定し、それぞれの MPPC が計測した MIP（宇宙線ミューオンのピーク）の増幅率を求めてキャリブレーションを行い、どの MPPC でも MIP の増幅率が同じになるようにオフセット電圧を変更し、各 MPPC にかかる電圧を調整した。

また今回 MPPC 信号を読み出すのに使用している EASIROC モジュールでは、X 座標を特定するのに使用している時間情報（TDC）は、一定以上の大きさの信号入力がないと取得することができない。（図 4.11）そのため、揃える MIP の位置が ADC 値で 2500 程度となるように調整した。（図 4.12）

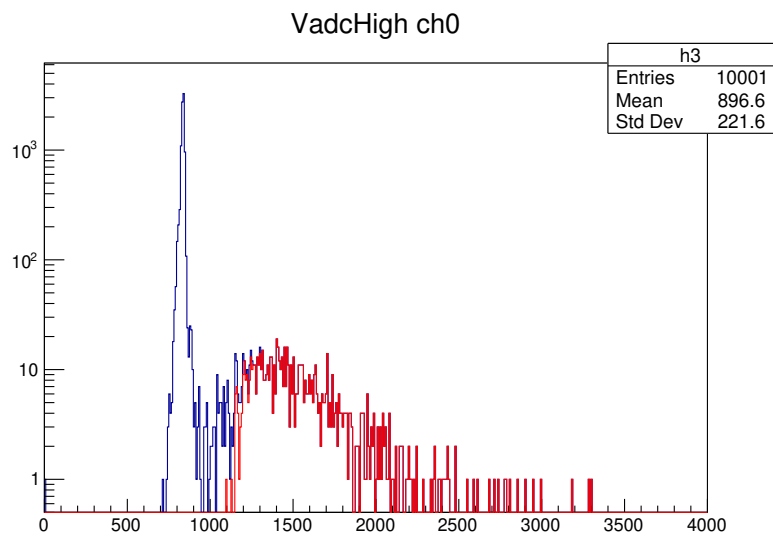
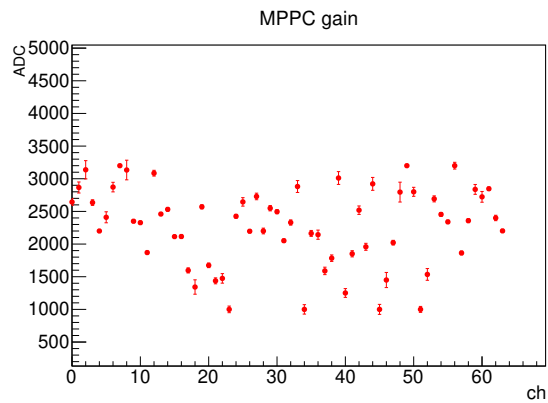
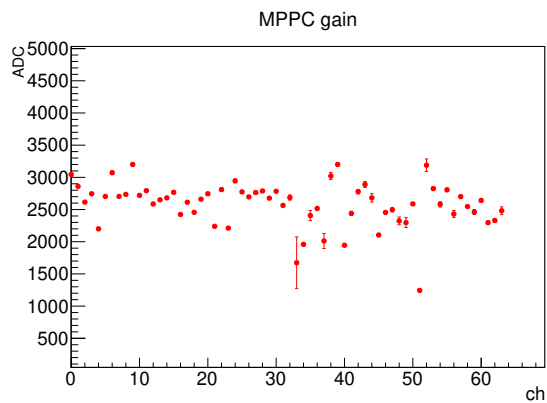


図 4.11 TDC 値が入る閾値
 青色: 全イベント 赤色: TDC 値が入ったイベント



(a) gain を揃える前



(b) gain を揃えた後

図 4.12 MIP ピーク位置の分布

(図 4.12)(a),(b) は調整前後のチャンネルごとの MIP の ADC 値をプロットしたものである。

WLS ファイバーの状態による光量差や他との個体差が著しく大きい MPPC 等があったため揃えきれないチャンネルもあったが、おおよそ揃えることが出来た。

第 5 章

光生成反応のシミュレーション

実際に実験を行う前に、本実験で製作した検出器でどれくらいの光生成反応が起こり、その中で backward に生成される π の割合を見積もるためには、シミュレーションによる理解が必要である。今回は CERN Geant4 ツールキットを用いて本検出器で起こる光生成反応のシミュレーションを行った。

5.1 Geant4 Tool Kit

GEANT4 は、CERN の提供している物質中を通過する粒子の相互作用をモンテカルロ法に基づいてシミュレートすることのできるツールキットである。シミュレーション上での検出器の作成、反応粒子の生成、粒子と検出器との相互作用、反応データの作成・保存等多くのツールから構成されている。

5.2 本実験での光生成反応探索シミュレーション

Geant4 ツールキットを用いてシミュレーションプログラム上でプラスチックシンチレータ、アルミニウム、トリガーシンチレータで本実験の検出器を再現した。(図 4.6)

外部ライブラリである Cosmic-Ray-Shower-Library(CRY) を利用して宇宙線 μ の運動量分布に従う 10^8 個の μ を検出器に入射させ、 μ と検出器の間で起こる反応のシミュレーションを行った。

5.3 シミュレーション結果

5.3.1 理論計算との角度分布

シミュレーションで宇宙線 μ と検出器で起こった光生成反応により生成された π と理論計算により見積もられた π の角度分布の比較を示す(図 5.1)

これより、理論計算・シミュレーション共に類似した角度分布を持つことがわかる。

また、シミュレーション・理論計算ともに生成される π のうちの約 33 %が Backward(角度分布

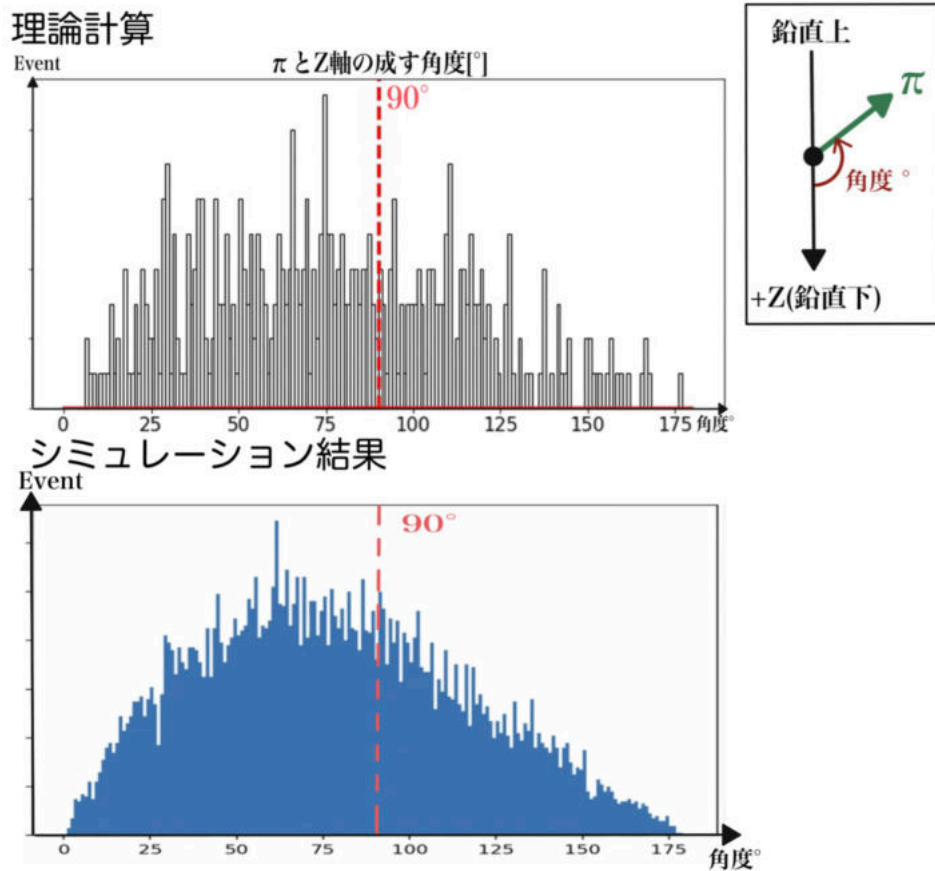


図 5.1 π と z 軸のなす角度の理論計算とシミュレーションの比較

で鉛直した向きと成す角度が 90 度以上) に進行する。(図 5.2)

	μ の数に対する事象数
π が生成された事象	$(2.40 \pm 0.05) \times 10^{-5}$
π が上向きに生成された事象	$(8.12 \pm 0.29) \times 10^{-6}$

図 5.2 上向き π の生成頻度

5.3.2 Backward に生成される π の生成頻度

CRY ライブラリによると本シミュレーションは実時間で約 39 日分だと見積もられる。

これより、1 秒あたりに backward に生成される π の生成頻度を見積もると

シミュレーションでの上向き π の生成頻度: $(2.37 \pm 0.08) \times 10^{-4}$ event/s

理論計算での上向き π の生成頻度: 8.1×10^{-5} event/s

となり、シミュレーションと理論計算での差は約 3 倍がある事が分かる。

この差について、理論計算での計算時に積分範囲や宇宙線 μ 粒子のエネルギーを低く見積もっている。図 5.3 より、1.5GeV より高いエネルギーの μ 粒子が多く π を生成していることが分かる。また μ 粒子が検出器に入射する立体角を一定としている等さまざまな仮定をおいている事が原因と考えられる。

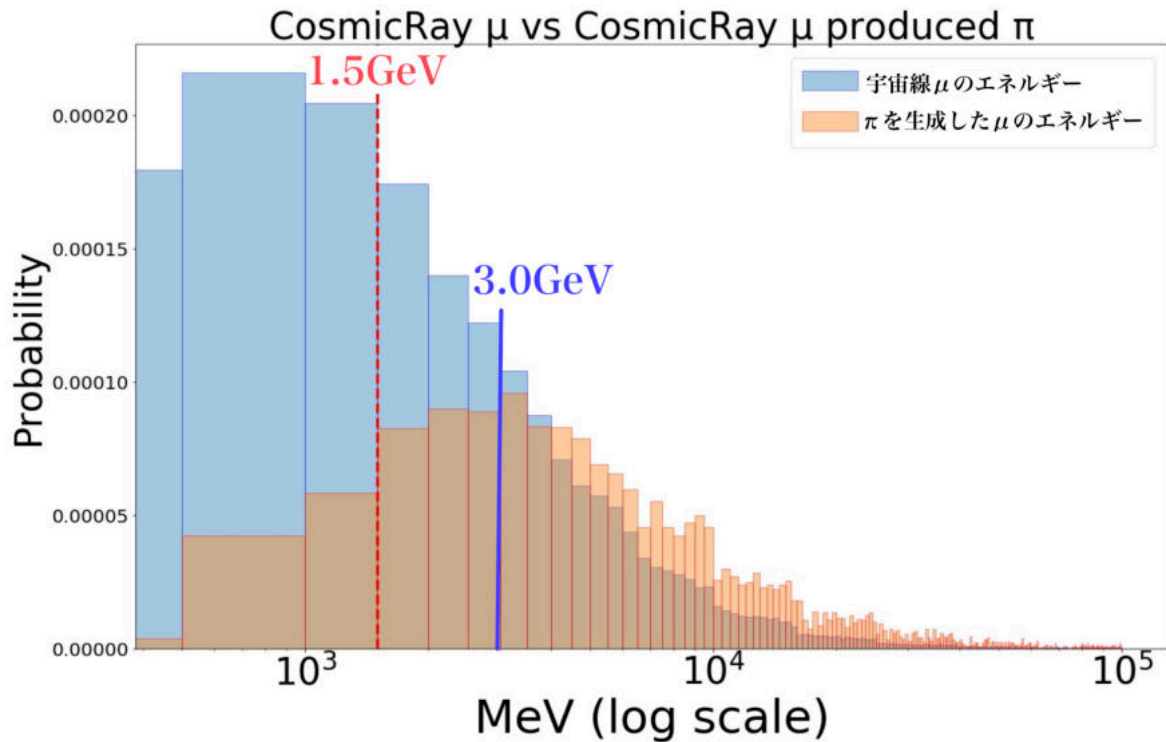


図 5.3 シミュレーションで検出器に入射させた μ 粒子 (青) と π を生成した際に入射させた μ 粒子のエネルギー分布

5.3.3 シミュレーションで backward に生成された π のイベントディスプレイ

最後に、シミュレーションで得られた、上方向に π が進行するイベントの一例を載せる。(図 5.5) このようなイベントがシミュレーションのイベントディスプレイ上では 100 万イベントに 1 イベント程度見られた。本実験では 3000 万イベントのデータを取得しているので、このようなイベントが約 30 イベント存在していると考えられる。

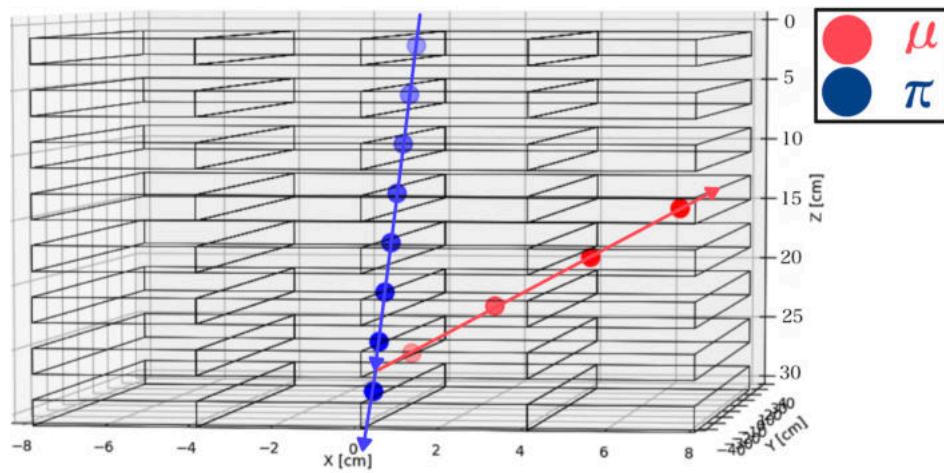


図 5.4 シミュレーションで backward に生成された π のイベントディスプレイ

第 6 章

測定データの解析

本章では、どのように測定データを解析し、光生成反応を探索したかについて述べる。

6.1 測定データ

解析に用いたデータは、表 6.1 に示すように、トリガーレート 33Hz, 取得時間 251 時間, イベント数 29,800,000 events のデータである。

今回の実験では、6.4 節で述べるように光生成反応により発生するパイオンが上向きに出る場合のみに絞って探索したが、モンテカルロシミュレーションから期待される検出器内でパイオンが上向きに出る光生成反応のイベント数は、100,000,000events 中 812 である。よって、今回の測定で期待されるイベント数は 241events である。

トリガーレート	33 Hz
取得時間	251 時間
イベント数	29,800,000 events

表 6.1 解析に用いた測定データ

6.2 荷電粒子が通過した位置の決め方

6.2.1 yz 平面の位置

yz 平面の荷電粒子が通過した位置については、第 4 章で述べたように、 y 方向は各ストリップの y 座標 4 点, z 方向は各層の z 座標 8 点のストリップの層で検出した。

6.2.2 x 方向の位置

荷電粒子の x 方向の位置については、幅 7cm のトリガーシンチレータをメインシンチレータの上に置き、トリガーシンチレータを置いた位置の x 座標 4 点と、各ストリップでの光信号が到達する時間差分布を gaussian でフィットした mean 値との関係を求め較正して決定した。また時間差については、STOP 信号に入れるケーブルの長さを変えて TDC 値と信号の遅延時間 [ns] との関係を求めたところ傾きが 1 であったため、TDC 値の差が 1 である場合は 1ns とした。

図 6.1 は、あるストリップでの時間差と位置 x との関係式を求めたものである。

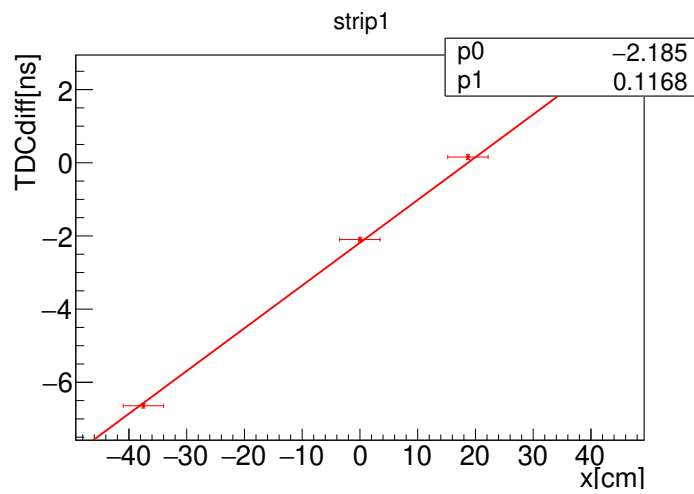


図 6.1 ストリップ 1 の TDC 値差と x の関係

また、図 6.2 は、トリガーシンチレータを $x = 0$ に置いた際のあるストリップでの較正後の x の分布である。どのストリップでも σ は約 20cm であり、分解能は約 20cm であることがわかった。

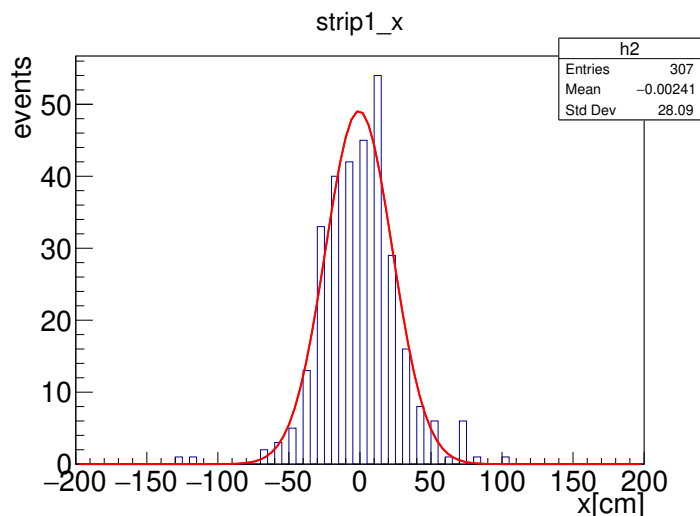


図 6.2 ストリップ 1 の TDC 値差と x の関係

今回 x 方向の位置を決定するために用いたトリガーシンチレータで検出器を上下で挟むのではなく、上のみ設置したため、下のストリップに行くにつれ傾きが大きくなってしまった。そのため、全ストリップの傾きは最上層 ($z = 0$) のストリップ 4 つの平均をとって決定した。

切片については、今回全てのストリップで時間軸を揃えるために、一つのストリップを基準にして、荷電粒子が同じ位置 x を通ったと思われるイベントを取り出し、各ストリップと基準のストリップとの x の差が 0 になるように TDC 値差と x の関係式を較正した。図 6.3 は $x = 0$ にトリガーシンチレータを置いた際の全ストリップの較正後の x 分布を gaussian でフィットした mean 値をプロットしたものである。完全に $x = 0$ では揃っていないが、 ± 5 cm の範囲内で揃っている。

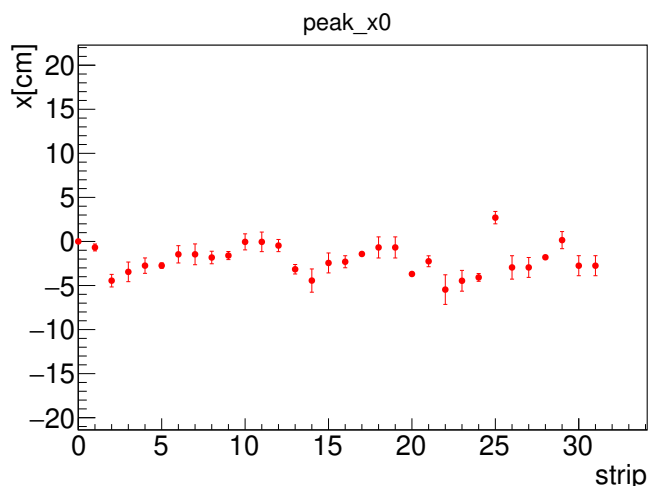


図 6.3 $x = 0$ にトリガーシンチレータがある時の全ストリップの x 分布

6.3 ヒット情報の作成

今回、 xz 方面と yz 方面の二つの二次元のヒット情報を作成することで粒子の飛跡を検出した。その際、 xz 方面のイベントディスプレイでどのストリップでヒットしたかを判断するため、図 6.4 のようにヒット情報を 4 つの y 座標により色分けした。

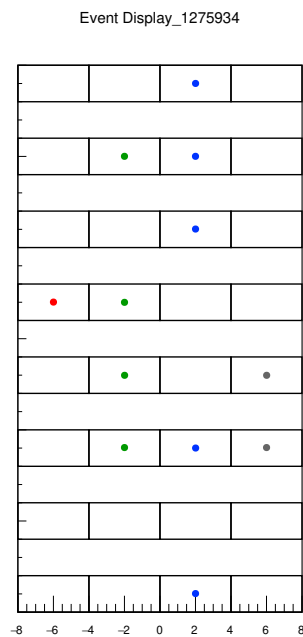


図 6.4 y 座標により色分けしたイベントディスプレイ

実際にモンテルロシミュレーションで得られた光生成反応のイベントの飛跡をイベントディスプレイで確認すると、図 6.5 のようになる。図 6.4 の色分けにより、 xz 方面のイベントディスプレイからもどのシンチレータを通った粒子かが区別できる。

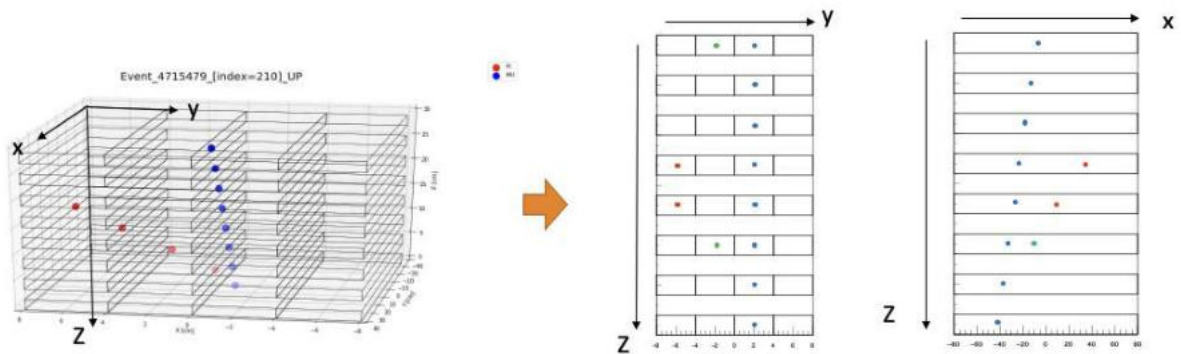


図 6.5 MC で得られたイベントディスプレイ例

6.4 光生成反応の探索

今回の実験では、粒子を区別することができない。よって、電子散乱ではミューオンの進行方向に電子が出やすいことを踏まえ、電子散乱によるバックグラウンドを減らすためパイオンが上向きに出た場合に絞って光生成反応を探索した。

6.4.1 イベントセレクション

今回使用した装置でパイオンが上向きに出たと判定できるように、以下の条件でイベントを選別して、表 6.1 に示した測定データから光生成反応の候補となるイベントを選んだ。

1. 荷電粒子が 7 層以上通過したイベント
2. 1 層目を通過した荷電粒子が 1 以下であるイベント
3. ヒットしたストリップが 2 個以上ある層が 2 層以上あるイベント
4. ヒットしたストリップが 2 個以上ある層が 2 層以上連続するイベント
5. ヒット数が 15 以下であるイベント

1,2 の条件は、一つの μ 粒子が検出器をある程度通過したイベントを選ぶためである。今回上向きにパイオンが出たイベントに絞って探索することにしたが、今回の装置でどちら向きに出たか飛跡を判断するには一つのストリップでは難しい。そこで、1, 2 のような条件をかけた。

また、3,4 の条件は、上向きに出たパイオンを見つけるにあたり、今回の装置で粒子の飛跡が上向きか下向きかをわかりやすく判定するためのものである。

5 の条件は、今回の装置ではヒット数が多すぎると粒子の飛跡を判断することが難しかったため、ヒット数を制限するために加えた条件である。図 6.6(a) と図 6.6(b) はそれぞれ 1~4 の条件をかけて残ったイベントのパイオンが検出器内で上向きに出たモンテカルロシミュレーションとデータのヒット数の分布を示している。シミュレーションでは 16 以上でイベント数が少なくなっている

るのに対し、データではバックグラウンドが多くなっていたため 15 以下のイベントのみを選ぶことにした。

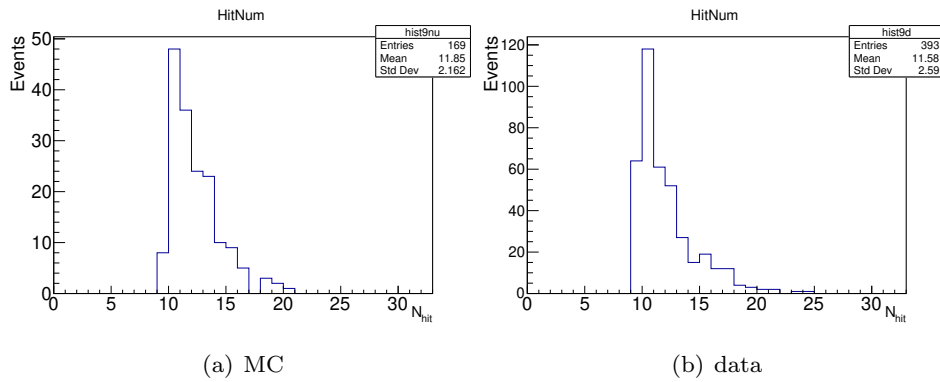


図 6.6 ヒット数の分布

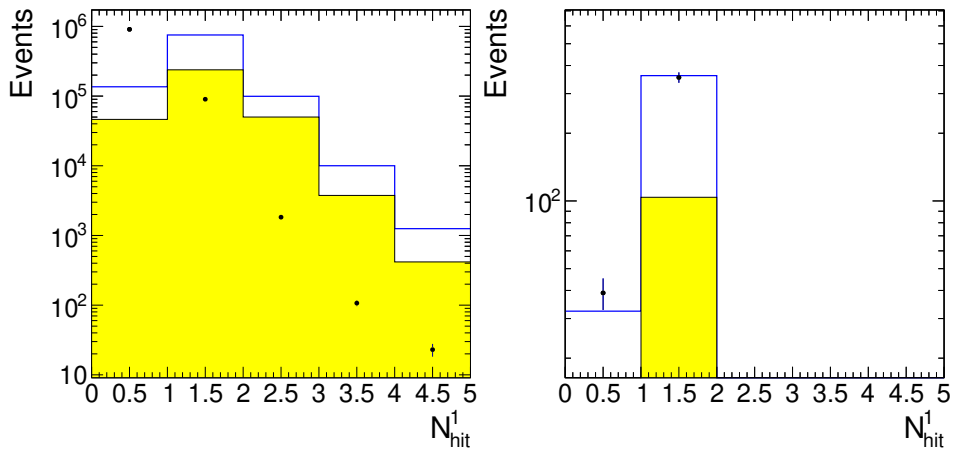
全ての条件をかけて残ったイベント数は、表 6.2 のようになった。

	カット前	カット後
測定データ	29,800,000	7,743
検出器内でパイオンが上向きに出た MC	812	105

表 6.2 イベントセレクション後のイベント数

また、これらのイベントセレクションによって、正しくバックグラウンドを減らせているか検証した。

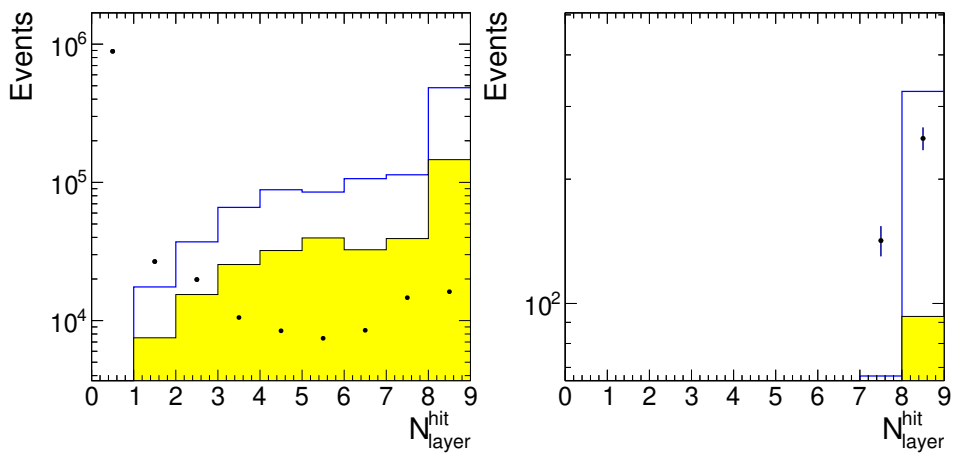
図 6.7, 図 6.8, 図 6.9 はそれぞれ (2) で条件をかけた 1 層目でヒットしたストリップ数, 3 の条件をかけたヒットがあった層数, 4 の条件をかけた 2 個以上のストリップでヒットがあった層数の分布である。黒い点が測定データ, 青い線が検出器内でパイオンが出た MC, 黄色で塗りつぶしているのが検出器内でパイオンが上向きに出た MC の分布を示している。



(a) セレクション前

(b) セレクション後

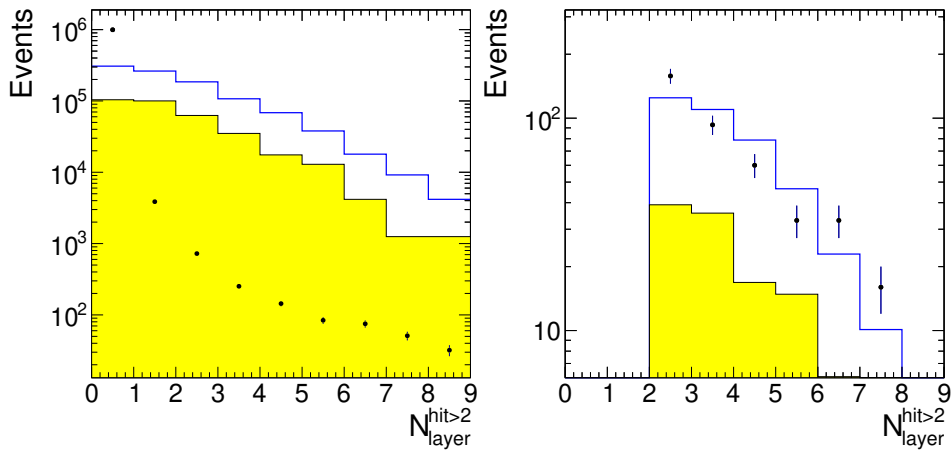
図 6.7 1層目でヒットしたストリップ数の分布



(a) セレクション前

(b) セレクション後

図 6.8 ヒットがあった層数の分布



(a) セレクション前

(b) セレクション後

図 6.9 2 個以上のストリップでヒットがあった層数の分布

イベントセレクション前と後とでデータとモンテカルロの分布が近くなっているので、バックグラウンドを減らせていると考えられる。また、表 6.2 より、カットによる選別効率は 13 パーセントであった。

6.4.2 光生成反応の候補として残したイベント

6.4.1 節で述べた条件をかけて残った 7,743 イベントから更に光生成反応の候補となるイベントを、イベントディスプレイを一つずつ目で確認して選別した。

選別する過程において、以下のようなイベントは候補から除外した。

(1) 1 つの μ 粒子が通過したのみと思われるイベント

光生成反応の飛跡に絞りたいため、まず荷電粒子が検出器を通過する際に検出器内で何かしらの反応が起こっていると考えられるイベントを残した。よって、図 6.10 のように、1 つの粒子が検出器内を通過しているのみと考えられるイベントは排除した。

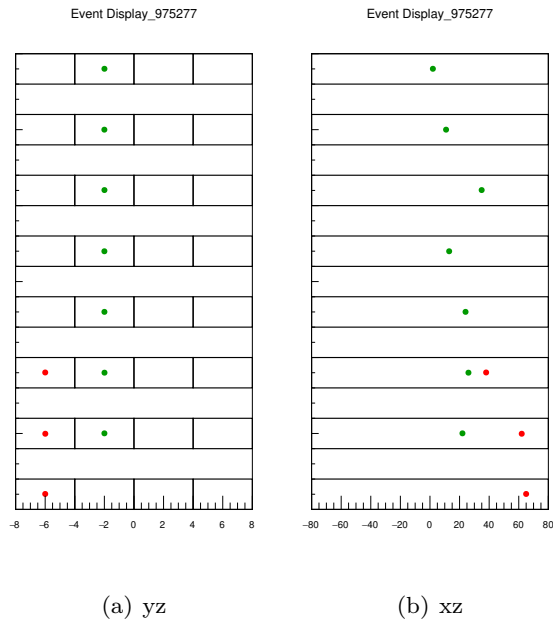


図 6.10 1つの μ 粒子が通過したのみと思われるイベント例

(2) 複数の μ 粒子が通過したと思われるイベント

また、今回の装置では同じストリップを複数の粒子が通過した場合には、先に通過した粒子の情報しか得ることができず、複数の粒子が検出器を通過した際にそれぞれの粒子が反応を起こしてもどちらの粒子からの反応かを見分けることができなかつた。よって、図 6.11 のように明らかに複数の粒子が通っていると考えられるイベントは排除した。

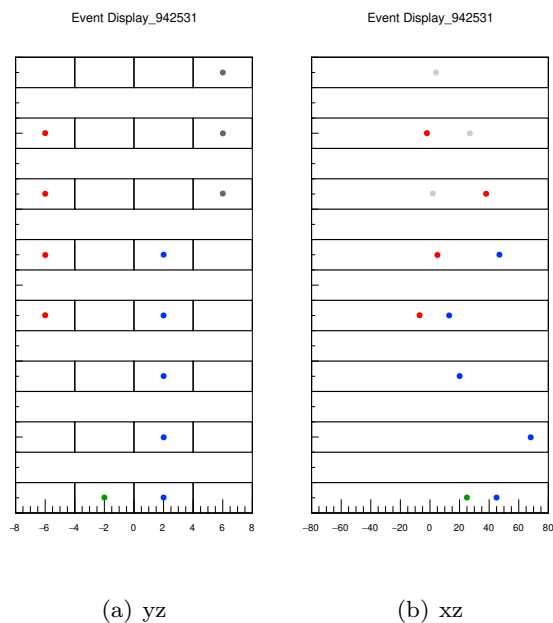


図 6.11 複数の μ 粒子が通過したと思われるイベント例

(3) 複雑で飛跡が判断できないイベント

図 6.12 のように 3 つ以上の粒子が通っているとも、通過した粒子が検出器内で反応を起こしているとも考えられ、飛跡の候補が多かったりどのような反応が起こっているか推測できないイベントは排除した。

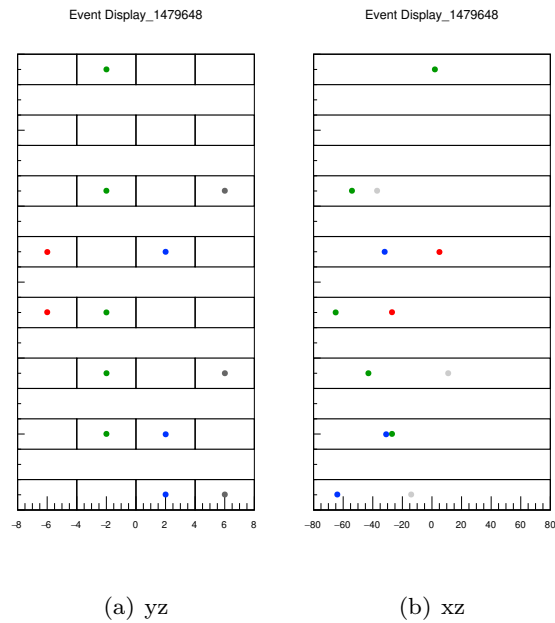


図 6.12 複雑で飛跡が判断できないイベント例

以上の基準で選別した結果、残ったイベントは図 6.13 のように飛跡が分かりやすく、また検出器内で光生成反応が起きた可能性のあるものとなった。

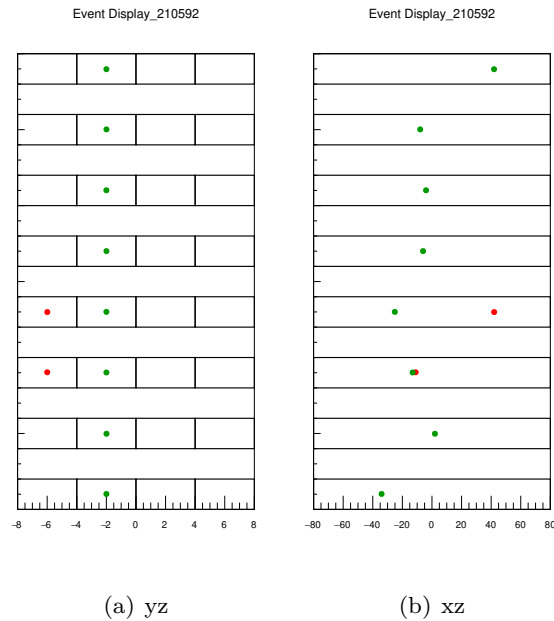


図 6.13 残ったイベント例

最終的に候補として残ったイベント数は、184 events であった。

6.4.3 イベントセレクションにおける問題点

6.4.2 節で述べたように、最終的に候補として残ったイベント数は 184 events であった。モンテカルロシミュレーションでは、今回行った約 12 日間の測定時間でパイオンが上向きに出て、かつ二層以上通過したイベント数は 30 events であり、まだバックグラウンドが多く残っていることがわかる。

今回の検出器では、一度トリガー信号が入り次のトリガー信号が入るまでの短時間で同じストリップを粒子が二つ通過した場合、先に通過した一方の信号しか入らないため、例えば図 6.13 のようなイベントの場合に真っ直ぐ通った μ 粒子からパイオンが上向きに出ているのか、真っ直ぐに通った μ 粒子とは別の粒子が斜めに入射しているのが区別できなかった。このようなイベントを区別できればバックグラウンドを減らせたと考えられる。また、今回イベントディスプレイを目で確認し、6.4.2 節で述べたような基準で最終候補を絞ったため、人によって基準が異なってしまうので、判断基準の明確化が必要である。

第7章

結論

本研究では光生成反応の飛跡を捉えることを目的としていたが、はっきりと光生成反応であるといえるイベントを見つけることはできなかった。また、シミュレーションの数に対し光生成反応の候補数が多く、まだバックグラウンドを多く含んでいることがわかる。

改良点として、1つ目は、シンチレータのストリップを y 軸方向にも z 軸方向にも増やすことである。2つ目は、よりきれいな WLS ファイバーを用いることである。本実験で用いた、WLS ファイバーはかなり劣化が進んでおり、 x 軸方向の位置分解能が悪くなってしまった大きな原因と考えられる。3つ目は、本実験では、WLS ファイバーの長さが足りず、両側読み出しの実験ができなかったため、より長い WLS ファイバーを用いることでそれを解決できると考えた。

また、今回、後方に生成される π 粒子に注目したが、後方に散乱される粒子がすべて π 粒子ではないので、電子散乱以外に、後方に生成される粒子としてどのような粒子があるか考える必要がある。

謝辞

本研究の遂行にあたり、多くの方々に大変お世話になりました。

指導教員である山崎祐司教授、前田順平先生には、豊富な知識と経験の下、研究の取り組み方から理論的背景、実験の原理、装置の設計・組み立て、解析の方法など終始多大なご指導を賜りました。質問した際には、分かるまで丁寧に説明してくださり、多くのことを教えていただきました。心より感謝申し上げます。藏重久弥教授をはじめとする粒子物理学研究室の教員の方々には、お忙しい中お時間を割いていただき、貴重なご指導とご助言を賜りました。身内賢太郎准教授、同研究室博士前期課程濱田悠斗さんには、フラットケーブルのかしめ方についてご指導いただきました。また、東野聡さんには、ROOT のインストールについて丁寧にアドバイスいただきました。

本研究に関わってくださった皆様への深い感謝の意を表して、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] 安 博充, 山下 智愛, 濱田 悠斗, 宇宙線ミュオンが起こす光生成反応, 2021 年度卒業論文, 神戸大学.
- [2] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), 18. Structure Functions, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022)
- [3] G. Battistoni, A. Ferrari, T. Montaruli, P. R. Sala, Comparison of the FLUKA calculations with CAPRICE94 data on muons in atmosphere, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0107241>.
- [4] Cahn, Goldhaber, "The Experimental Foundations of Particle Physics", Cambridge University.
- [5] 光で測る素粒子 2004.1.15 ～シンチレーションカウンターとは～ 高エネルギー加速機構 <https://www2.kek.jp/ja/newskek/2004/janfeb/scintillator.html>