

宇宙線ミュオンが起こす光生成反応の探索

1843105s 安 博充
1863121s 山下 智愛
1823185s 濱田 悠斗

2022 年 4 月 14 日

目次

| | | |
|-------|--|----|
| 第 1 章 | 導入 | 1 |
| 1.1 | 光生成反応 | 1 |
| 第 2 章 | 散乱断面積の計算 | 2 |
| 2.1 | 散乱断面積の計算に用いる仮定 | 2 |
| 2.2 | 生成断面積の計算枠組み | 3 |
| 2.3 | Φ の考察 | 4 |
| 2.4 | 断面積の計算に用いる近似 | 4 |
| 2.5 | y と Q^2 の積分範囲 | 5 |
| 2.6 | 断面積の計算 | 6 |
| 2.7 | 予定する検出器でのイベント数の見積もり | 6 |
| 第 3 章 | 散乱角度 | 7 |
| 3.1 | 光生成反応の散乱角度 | 7 |
| 3.2 | γN の崩壊で生成される π, p について | 9 |
| 3.3 | 実験室系にブーストされた $\gamma^* N$ から生成される π の散乱角 | 11 |
| 第 4 章 | 装置 | 13 |
| 4.1 | 探索装置の概要 | 13 |
| 4.2 | 装置詳細 | 14 |
| 4.3 | データ取得のセットアップ | 16 |
| 4.4 | MPPC におけるゲインの個体差 | 17 |
| 第 5 章 | シミュレーション | 19 |
| 5.1 | Geant4 | 19 |
| 5.2 | 本実験での μ 粒子シミュレーション | 19 |
| 5.3 | シミュレーション結果 | 20 |
| 第 6 章 | 宇宙線ミュオンの解析 | 21 |
| 6.1 | 解析に用いたデータ | 21 |
| 6.2 | しきい値の設定 | 21 |
| 6.3 | ヒット情報の作成 | 22 |
| 6.4 | 光生成反応イベントの探索 | 23 |

| | | |
|-------|----|----|
| 第 7 章 | 結論 | 26 |
| 第 8 章 | 謝辭 | 27 |

概要

核子と宇宙線ミュ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。本研究ではこの光生成反応の飛跡を捉える。

第1章

導入

1.1 光生成反応

宇宙線ミュオンが核子(陽子, 中性子)と起こす反応に光生成反応がある. この反応は核子とミュオンから出てくる光子との反応である. また, この反応によりできるハドロン中間状態(γ^*N)は, 核子(N)と光子(γ)の不変質量が小さい場合は短寿命の共鳴状態に近い. また, 終状態にはハドロンの中でも最も質量の小さいパイオン(π)と核子(p, n)の2つの粒子が出てくると期待される. 本実験では荷電粒子が2つ出てくる π, p が生成される反応に着目する.

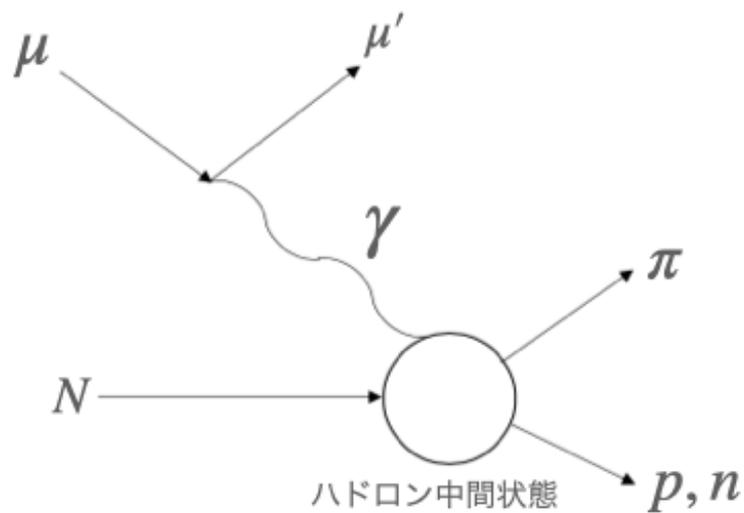


図 1.1 光生成反応のダイアグラム

第 2 章

散乱断面積の計算

計算するための仮定や使用する式について説明し散乱断面積を導出し、本研究で用いた検出器でのイベント数の見積もりを行う。

2.1 散乱断面積の計算に用いる仮定

2.1.1 ハドロン系の質量の仮定

2 粒子以上の多粒子状態に崩壊する場合、ハドロン中間状態の質量 m_W はバリオン数を保存し最も軽い 2 粒子の組み合わせである π の質量 m_π と陽子の質量 m_p の合計よりも大きくなければならない。

$$m_W \geq m_\pi + m_p \approx 0.14 + 0.94 = 1.08 \text{ GeV} \quad (2.1)$$

よって、ハドロン系の質量は $m_W \geq 1.08 \text{ GeV}$ を仮定する。

2.1.2 光子のエネルギーの仮定

図 2.1 のように核子と光子の四元運動量を考える。

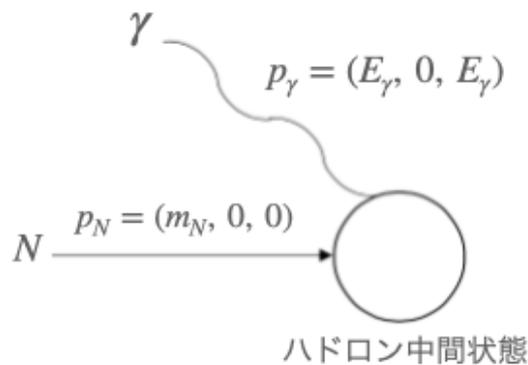


図 2.1 ハドロン中間状態と核子と光子の図

核子, 光子の四元運動量をそれぞれ p_N, p_γ とすると,

$$p_N = (m_N, 0, 0), p_\gamma = (E_\gamma, 0, E_\gamma) \quad (2.2)$$

とかけると、 m_W との関係は

$$m_W^2 = (p_N + p_\gamma)^2 = p_N^2 + 2p_N p_\gamma + p_\gamma^2 = 2m_N E_\gamma + m_N^2 \quad (2.3)$$

$m_N = 0.94 \text{ GeV}$ であるから、2.3 式を用いると $m_W = 1.08 \text{ GeV}$ の時

$$E_\gamma \approx 0.23 \text{ GeV} \quad (2.4)$$

よって、光生成反応を観測するために必要な光子のエネルギー E_γ は $E_\gamma \geq 0.23 \text{ GeV}$ となる。

2.1.3 宇宙線 μ の仮定

宇宙線 μ のエネルギー E_μ は E_γ よりも遥かに大きいエネルギーを持つ必要がある。そのため $E_\mu = 1.5 \text{ GeV}$ とおく。また $E_\mu = 1.5 \text{ GeV}$ 以上となる μ の割合 R は図 2.2 より $R \approx 0.56$ と頻度が高めである。

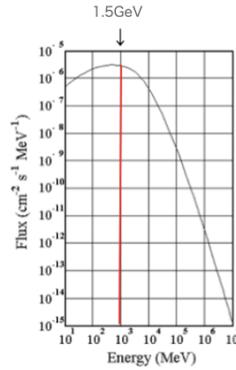


図 2.2 宇宙線 μ のエネルギー分布 [5]

E_μ と散乱後の μ のエネルギー E'_μ との比を y として、その値は

$$y = \frac{E_\mu - E'_\mu}{E_\mu} \approx 0.2 \quad (2.5)$$

となる。

2.2 生成断面積の計算枠組み

μ と N の散乱断面積 $\sigma_{\mu N}$ は μ から γ を出す確率 Φ と、 γ と N との散乱断面積 $\sigma_{tot}(\gamma^* N)$ の積で表すことができる。[1, 2]

$$\sigma_{\mu N} = \int dy \sigma_{tot}(\gamma^* N) \Phi \quad (2.6)$$

Φ は以下のように表される。

$$\Phi(y) = \frac{\alpha}{\pi y} \int \frac{dQ^2}{Q^2} \left[(1-y) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2} \right) + \frac{y^2}{2} \right] \quad (2.7)$$

$Q^2 = -(k - k')^2$ を運動量移行の 2 乗の負数とした。

2.3 Φ の考察

Φ の積分前の値は y を定数とすると図 2.3 のようになる。

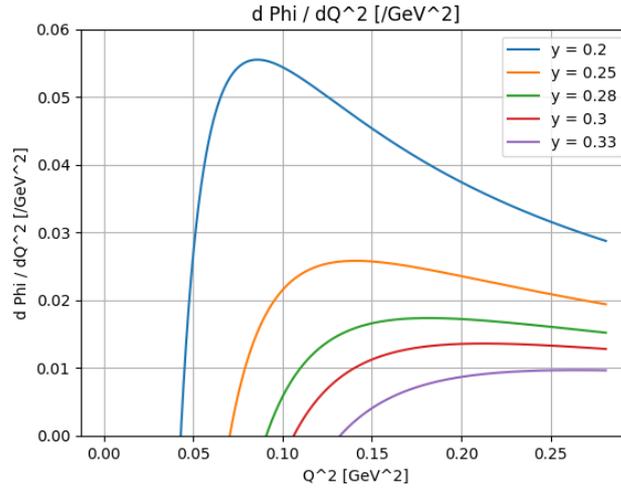


図 2.3 $\frac{d\Phi^2}{dydQ^2}$ の y を定数としたグラフ

このグラフから Φ は y が小さいところで大きくなる。つまり、 E_μ が E_γ より遥かに大きくなるところで $\sigma_{\mu N}$ が大きくなる。また、 Q^2 が小さくなるところで大きくなっている。 Q^2 は 0 でない最小値を持つ。この最小値を $Q_{\min}^2(y)$ とすると、以下のように表される。

$$Q_{\min}^2 = \frac{m_p^2 y^2}{1 - y} \quad (2.8)$$

2.4 断面積の計算に用いる近似

2.3 章で示したように断面積を概算するには y が小さいところを見積もればよいことがわかる。宇宙線ミュオンのエネルギーを 1.5 GeV としたことから、 $0.2 < y < 0.33$ に対応する $E_\gamma \in [300, 500]$ MeV の範囲の断面積を見積もる。図 2.4 は核子 1 個あたりの全光核反応断面積と光子のエネルギーの関係であり、これを用いて γ と N の反応断面積 $\sigma_{tot}(\gamma^* N)$ を $\sigma_{tot}(\gamma^* N) = 0.3$ mb と近似する。

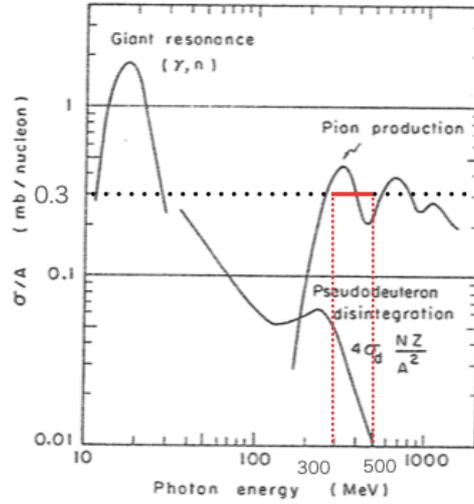


図 2.4 核子 1 個あたりの全光核反応断面積と光子のエネルギーの関係

$E_\mu = 1.5\text{GeV}, E_\gamma \in [0.3, 0.5]\text{GeV}$ の仮定から y の範囲は

$$y = \frac{E_\gamma}{E_\mu} \tag{2.9}$$

を用いることで $y \in [0.20, 0.33]$ となる.

2.5 y と Q^2 の積分範囲

m_W の関係式

$$m_W = \sqrt{m_p^2 + 2m_p E_\mu y - Q^2} \tag{2.10}$$

は $m_W = 1.08\text{GeV}$ とした時, 図 2.5 のようになる.

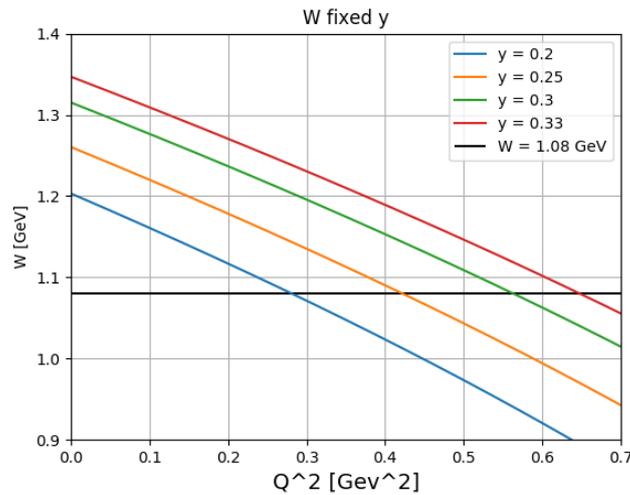


図 2.5 $m_W = \sqrt{m_p^2 + 2m_p E_\mu y - Q^2}$ の y を固定した関係式

$m_W = 1.08\text{GeV}$ の直線と y の値ごとの直線が交わる Q^2 の値が Q^2 の最大値になるのでこれを Q_{\max}^2 とする。よって、積分範囲は $y \in [0.20, 0.33]$, $Q^2 \in [Q_{\min}^2(y), Q_{\max}^2(y)]$ となる。

2.6 断面積の計算

$\frac{d^2\sigma}{dydQ^2}$ は図 2.6 のようになる。

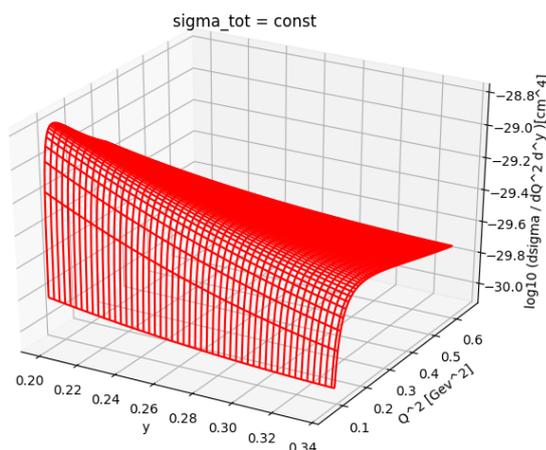


図 2.6 $\frac{d^2\sigma}{dydQ^2}$ の 3 次元プロット

これを積分すると、断面積 σ は、 $\sigma \approx 3.3 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ となった。

2.7 予定する検出器でのイベント数の見積もり

関係式

$$-dN = \frac{\rho N_A \sigma}{A} N R V \quad (2.11)$$

から反応式を見積もる。 $-dN$ を入射 μ の単位時間あたりの減少分、検出器の密度 $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$ 、検出器の質量数 $A = 12 \text{ g/mol}$ 、検出器の有効体積 $V = 7500 \text{ cm}^3$ 、単位時間・単位面積あたりの入射する μ の数を $N = \frac{1}{10 \times 10} \text{ 個/s} \cdot \text{cm}^2$ 、 1.5GeV 以上のエネルギーを持つ μ の割合を $R = 0.56$ として代入すると

$$-dN \approx 4.4 \times 10^{-4} \text{ 個/s} \quad (2.12)$$

となった。このことから反応するイベントは 10^4 オーダーに 1 個であることがわかる。

実際の実験での反応数の見積もりは、6.1 節で述べる。

第 3 章

散乱角度

3.1 光生成反応の散乱角度

図 3.1 のように実験室系での μ の散乱角 θ , 中間状態 γ^*N 系の散乱角 ϕ を定義する.

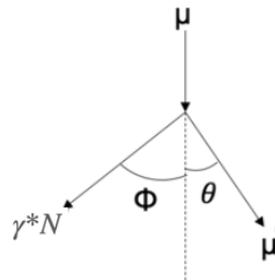


図 3.1 散乱角 θ, ϕ の定義

3.1.1 θ の取る値

図 3.2 のような運動学変数を考える.[3]

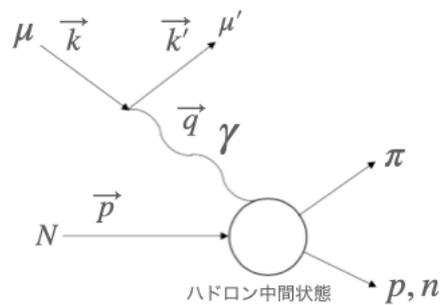


図 3.2 運動学変数の定義

各値に対して以下のような定義を行う. このとき, μ の進行方向の運動量成分を p_{\parallel} , 垂直方向の成分を p_{\perp}

として、4元運動量を $p = (E, p_{\parallel}, p_{\perp})$ とあらわすと、各粒子の運動量は以下の通りとなる。

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

$$k' = (E'_{\mu}, p'_{\mu} \cos \theta, p'_{\mu} \sin \theta) \quad (3.2)$$

$$p = (m_N, 0, 0) \quad (3.3)$$

$$q = k - k' = (E_{\mu} - E'_{\mu}, p_{\mu} - p'_{\mu} \cos \theta, -p'_{\mu} \sin \theta) \quad (3.4)$$

また、 Q^2 は q を用いることにより式 3.5 のように表せる。

$$Q^2 = -q^2 = 2E_{\mu}E'_{\mu} - 2m_{\mu}^2 - 2p_{\mu}p'_{\mu} \cos \theta \quad (3.5)$$

式 3.5 を θ について解く。

$E'_{\mu} = E_{\mu}(1 - y)$, $p'_{\mu} = \sqrt{E_{\mu}^2 - m_{\mu}^2}$ を用いて E'_{μ} , p'_{μ} を消去すると、

$$\theta = \arccos \left(\frac{2E_{\mu}E'_{\mu} - 2m_{\mu}^2 - Q^2}{2p_{\mu}p'_{\mu}} \right) \quad (3.6)$$

$$= \arccos \left(\frac{-Q^2 - 2m_{\mu}^2 + 2E_{\mu}^2(1 - y)}{2\sqrt{E_{\mu}^2 - p_{\mu}^2}\sqrt{E_{\mu}^2(1 - y)^2 - m_{\mu}^2}} \right) \quad (3.7)$$

この θ は図 3.3 のようになる。

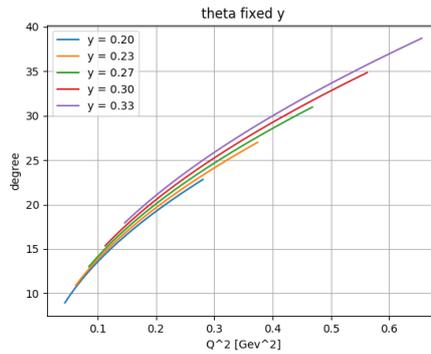


図 3.3 μ の散乱角 θ の Q^2 依存性

θ は y が小さくなると小さくなる。また Q^2 が小さくなると小さくなる。 θ は $\theta = [10^\circ, 40^\circ]$ の範囲であることがわかる。

3.1.2 ϕ の取る値

$$\vec{p}_{\mu} \cdot \vec{p}_W = |p_{\mu}| |p_W| \cos \phi \quad (3.8)$$

から

$$\phi = \arccos \left(\frac{yE_\mu^2 + \frac{Q^2}{2}}{\sqrt{(E_\mu^2 - m_\mu^2)(y^2 E_\mu^2 + Q^2)}} \right) \quad (3.9)$$

ϕ は図 3.4 のようになる.

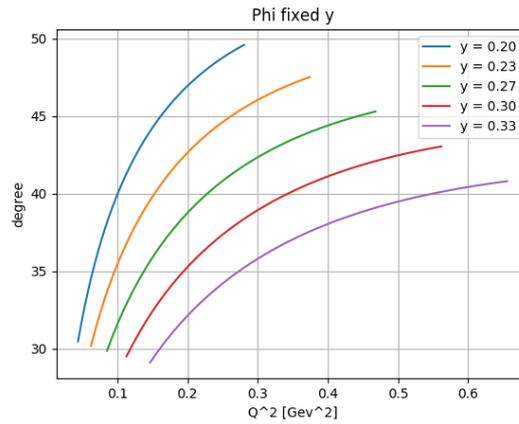


図 3.4 中間状態の散乱角 ϕ の Q^2 依存性

中間状態の散乱角 ϕ は y が小さくなると大きくなる。また、 Q^2 が小さくなると小さくなる。 ϕ は $\phi = [30^\circ, 50^\circ]$ の範囲にあることがわかる。

3.2 γN の崩壊で生成される π, p について

3.2.1 $\gamma^* N$ から生成される π, p の静止系での運動量とエネルギー

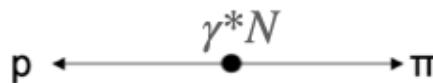


図 3.5 静止した $\gamma^* N$ から生成される π, p

図 3.5 のような静止した $\gamma^* N$ を考える。 $m_W = 1.08$ GeV, $E_\mu = 1.5$ GeV を仮定する。この仮定から $y = 0.2$ で $Q^2 \approx 0.28$ GeV² となる。それぞれの粒子が持つエネルギーと運動量を導出する。エネルギー保存則から

$$E_W = E_\pi + E_p \quad (3.10)$$

運動量保存則から

$$p_p = p_\pi \quad (3.11)$$

式 3.10, 3.11 から

$$E_W = E_\pi + \sqrt{m_p^2 + p_p^2} \quad (3.12)$$

$$= E_\pi + \sqrt{m_p^2 + p_\pi^2} \quad (3.13)$$

$$= E_\pi + \sqrt{m_p^2 + E_\pi^2 - m_\pi^2} \quad (3.14)$$

E_π について解くと

$$E_\pi = \frac{E_W^2 + m_\pi^2 - m_p^2}{2E_W} \quad (3.15)$$

同様に E_p を導出すると,

$$E_p = \frac{E_W^2 + m_p^2 - m_\pi^2}{2E_W} \quad (3.16)$$

運動量は関係式

$$p^2 = \sqrt{E^2 - m^2} \quad (3.17)$$

から見積もる. $E_W = 1.15$ GeV, $m_p = 0.938$ GeV, $m_\pi = 0.138$ GeV として代入すると, $E_\pi = 200.7$ MeV, $E_p = 949.0$ MeV, $p_\pi = p_p = 145.8$ MeV となる.

3.2.2 実験室系にブーストされた $\gamma^* N$ から生成される π, p の運動量

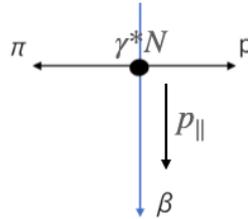


図 3.6 実験室系にブーストされた $\gamma^* N$ から生成される π, p

実験室系にブーストされた $\gamma^* N$ を考える. ローレンツ変換の式 3.18 を用いて運動量を計算する.

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_{\parallel}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

ここで

$$\beta = \frac{p_W}{E_W} = \frac{p_\gamma + p_p}{E_\gamma + E_p} = 0.24 \quad (3.19)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx 1.03 \quad (3.20)$$

となる. このことから中間状態はあまりブーストされないことがわかる.

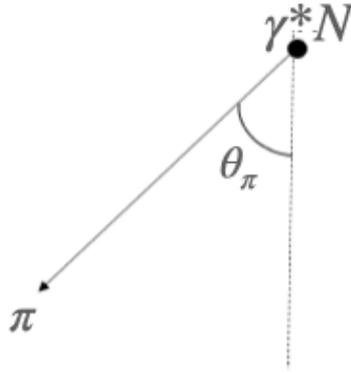


図 3.7 静止した γ^*N から出てくる π の散乱角

静止した γ^*N 系から π が出てくる角を θ_π として、 π の運動量について考える。 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。

$$p_{\pi\parallel} = p_\pi \cos \theta \quad (3.21)$$

$$p_{\pi\perp} = p_\pi \sin \theta \quad (3.22)$$

3.3 実験室系にブーストされた γ^*N から生成される π の散乱角

ローレンツ変換の式から $p'_{\pi\parallel}$ を導出し、 $p_{\pi\perp} = p'_{\pi\perp}$ であるから、

$$p'_\pi = \sqrt{p'^2_{\pi\parallel} + p'^2_{\pi\perp}} \quad (3.23)$$

θ_π が等方的に出た時にブーストされた γ^*N から出てくる π の角度を ϕ_π とすると、

$$p'_{\pi\parallel} = p'_\pi \cos \phi_\pi \quad (3.24)$$

よって、

$$\phi = \arccos \frac{p'_{\pi\parallel}}{p'_\pi} \quad (3.25)$$

θ_π が等方的に出るとして ϕ_π の分布は 3.8 のようになった。

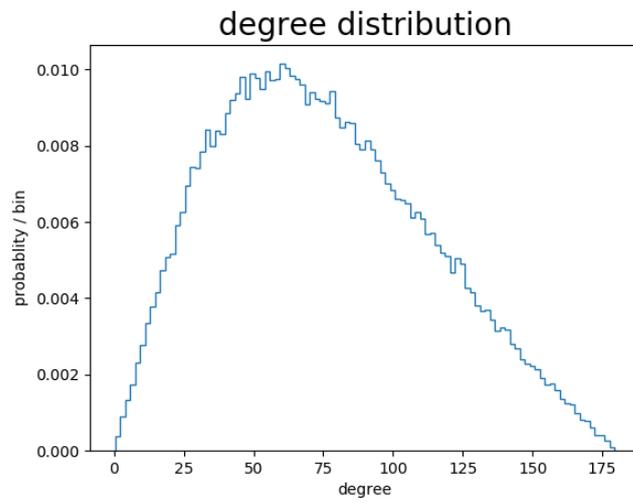


図 3.8 π の角度分布

ϕ_π は 60° 付近にピークを持つため主に進行方向成分が大きいことが、同時に横方向の運動量成分も大きいことがわかる。

第4章

装置

4.1 探索装置の概要

今回の実験に用いた探索装置の概略図及び座標軸を図 4.1 に、Y 方向から見た図を図 4.2 に示す。

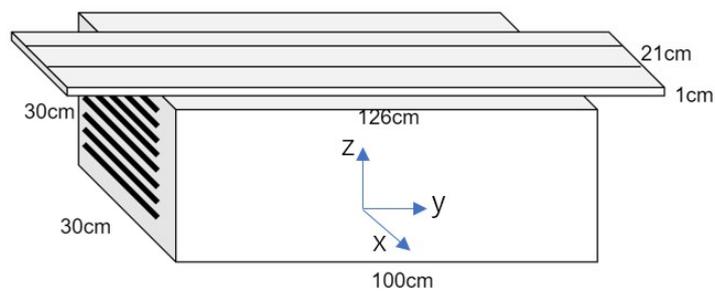


図 4.1 探索装置の概略図

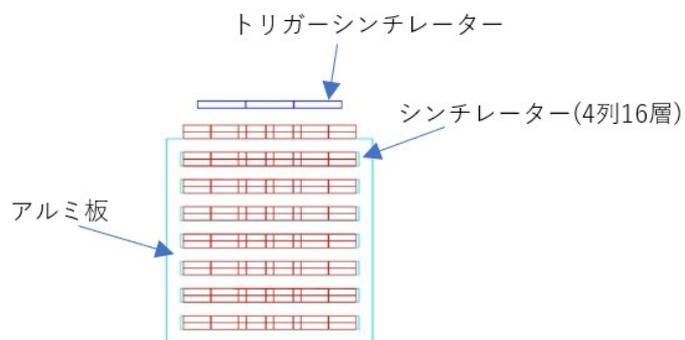


図 4.2 Y 方向から見た装置

実験装置は、2cm のアルミ板を 2cm 間隔で 8 段積み上げている。アルミ板の各層には、通過粒子の xy 平面

での座標を特定するため、図 4.3 のようにプラスチックシンチレータを逆側に 7 度ずつ傾けたものを 2 層ずつアルミの間に配置している。この 2 次元飛跡検出器を z 方向に 8 段重ねることで 3 次元飛跡検出器とし反応の探索を行った。プラスチックシンチレータからの光は波長変換ファイバーによって伝えられ、光検出器である MPPC を用い検出し EASIROC MODULE を用いてデジタル信号として読み出された。また検出装置に入射する μ 粒子を検出装置の上方から入射し検出器を通過するものに制限するため、装置上部にプラスチックシンチレータを 3 枚配置しトリガーシンチレータとして用いた。



図 4.3 プラスチックシンチレータと光ファイバー

4.2 装置詳細

4.2.1 プラスチックシンチレータ

反応の探索に用いたプラスチックシンチレータの大きさは厚さ 1cm, 長さ 75cm, 幅 4cm である。プラスチックシンチレータは荷電粒子が通過すると電子が励起し、基底状態に戻るときにシンチレーション光と呼ばれる光を発する荷電粒子検出器である。このプラスチックシンチレータを 4 枚を 2 層ずつ 8 段配置し、計 64 枚使用している。

4.2.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーはプラスチックシンチレータからの光を吸収し、光検出器の感度が良い波長 (400 ~ 500nm) に変換する。直径 1.2mm のものを使用し、装置片側の基盤に取り付けた光検出器にプラスチックシンチレータからの光を導いた。図 4.3 のように 2 枚重ねたシンチレータは逆側から光を導いた。

4.2.3 MPPC

光検出器として、MPPC(Multi Pixel Photon Counter) を用いた。[6] MPPC は受光面が複数のピクセルからなるフォトンカウンティングデバイスである。各ピクセルは高い増幅率を持つ半導体光検出器である。各ピ

クセルにおいて降伏電圧以上で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数によらず同じ波高を出力する。ピクセルは複数あり、波高は重ね合わせて出力される。この波高から検出した光電子数を見積もることができる。この MPPC64 個を基板に取り付け、ゴミコネクタを用いてプラスチックシンチレータの片側から出ている波長変換ファイバーと接続した。ゴミコネクタはプラスチックの 2 つのパーツからなるコネクタでファイバーの径と同じ 1.5mm の穴が開いており、ファイバーと MPPC を密着して接続することで光漏れを防ぐ。



図 4.4 MPPC

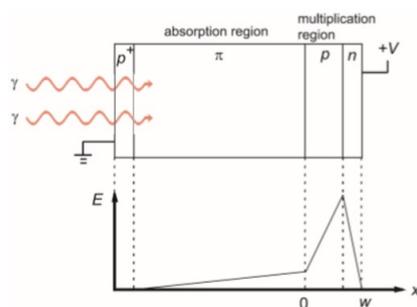


図 4.5 アバランシェ増幅

4.2.4 EASIROC

MPPC からの信号の読み出しに EASIROC(Extended Analogue Silicon PM Integrated Read Out Chip)を用いた。最大 64ch の MPPC への電圧の印加や同時読み出しが可能である。[4]

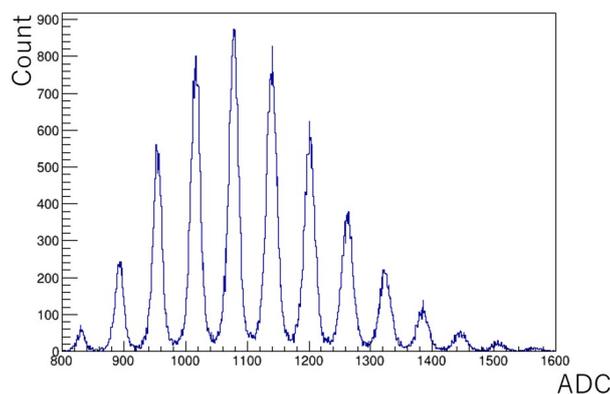


図 4.6 EASIROC を用いて読み出した MPPC の信号

Amp, Shaper, Discriminator が内蔵されており、光電子数の情報を ADC(Analog to Digital Converter)で、時間情報を TDC(Time to Digital Converter)で取得できる。

図 4.6 は MPPC に LED の光をあて、EASIROC を用いて読み出した信号の例である。

MPPC にかける電圧は EASIROC による全チャンネル一律の値の V_0 と、DAC からの出力電圧との間の電圧

を MPPC にかけることによりコントロールした. DAC の入力を n_{DAC} とすると, Input DAC によりコントロールする電圧 (V_i) は,

$$V_i = -0.0195(n_{DAC}) + 9.4479 \quad (4.1)$$

である. また, V_i と V_0 と Bias Voltage(V) の関係は

$$V = V_0 - V_i \quad (4.2)$$

である. DAC の入力を調整することで各 MPPC への Bias Voltage を調整した.

4.2.5 トリガーシンチレータ

図 4.7 は装置を上から見た写真である. 装置のすぐ上に, 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 枚設置した. トリガーシンチレータの大きさは検出器に入射する μ 粒子の方向を限定するため, 検出器の x 方向の大きさより少し小さく配置している.



図 4.7 トリガーシンチレータの配置

4.2.6 アルミ板

厚さ 2cm, 長さ 100cm, 幅 30cm のアルミの板を 2cm 間隔で 8 段積み上げた. プラスチックシンチレータの間にアルミの板を用いたのは, 装置の質量を稼ぎ反応を起こしやすくするためである.

4.3 データ取得のセットアップ

図 4.8 は今回の実験におけるデータ取得のセットアップである.

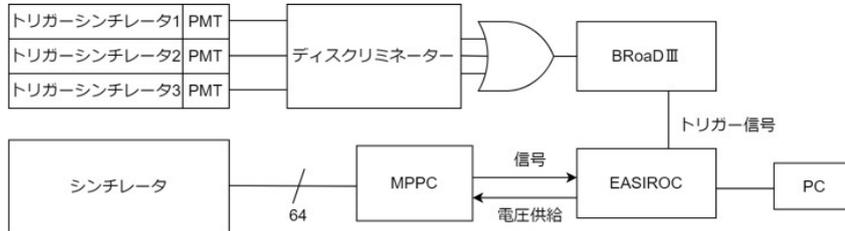


図 4.8 データ取得のセットアップ

装置上部のトリガーシンチレータのいずれかに μ 粒子が入射したとき、データ取得が行われる。トリガー信号は BRoaD III に送られ、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て EASIROC に送られている。Peak Hold に信号が入ると波高と時間の両方の測定が開始され、T Stop に信号が入ると測定が止まる。Accept に信号が入ると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、BroadIII モジュールを使って Accept のあと $5\mu s$ トリガーを抑制している。

4.4 MPPC におけるゲインの個体差

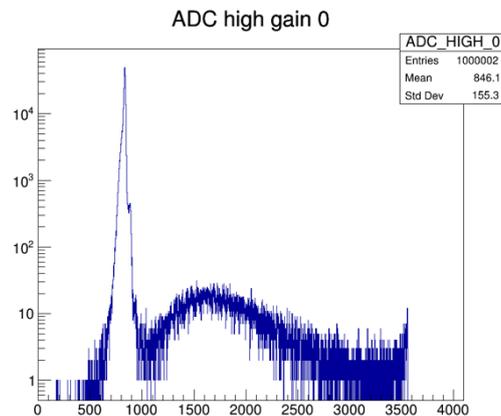


図 4.9 宇宙線 μ 粒子の MPPC における信号

図 4.9 は宇宙線 μ 粒子が検出器に入射したときの MPPC の信号を EASIROC を用いて読み出した時のエネルギーのヒストグラムである。測定によって得られたデータは各チャンネル毎に 12bit (4096 段階) の強度を持っている。ここでは 12bit を 0 から 4095 までの整数で表すことにし、その値のことを ADC 値と呼ぶ。ADC 値は MPPC から得られた信号を EASIROC が増幅、整形し AD 変換を行うことで得られた値である。荷電粒子が通過したシンチレータは荷電粒子からエネルギーを受け取り、受け取ったエネルギー分の X 線を放

出する。シンチレータが放出した X 線は波長変換ファイバーによって MPPC へと到達する。ADC 値はオフセットを除けば MPPC からの信号強度 (光電子数), すなわち荷電粒子がシンチレータに渡したエネルギーにおおむね比例している量である。

EASIROC の ADC 値は強度 0 のとき 850 付近を示すので, 1 番左のピークはペDESTアルであると分かる。ADC 値 3500 付近は光電子数が多くサチュレーションしている。

MPPC に同じ電圧をかけて μ 粒子を測定するとシンチレータの中で μ 粒子が最小電離損失をして, 飛跡の長さが一定であれば, 平均値はほぼ一定になるので各チャンネルで同じところにピークが立つことが期待される。しかし MPPC の個体差により波高が異なるので図 4.9 における電離損失に対応するピーク (ADC 値 1600 付近) の位置も異なる。今回の実験では粒子が通ったと判定するためのしきい値を同じくらいの値で決定するために, 宇宙線 μ 粒子を用いてキャリブレーションを行い信号のピークの位置を揃えた。電圧を変えて宇宙線 μ 粒子の信号を 3 回測定し, ヒストグラムをランダム分布でフィットしそれぞれのチャンネルのピークの位置を求めて同じ電圧をかけた時にピークの位置が同じ位置になるように InputDAC の値を調整した。図 4.10 が揃える前のチャンネルごとのピークの位置で, 図 4.11 が揃えた後の図である。完全にゲインを揃えることはできなかったが, おおよそ揃えることができた。

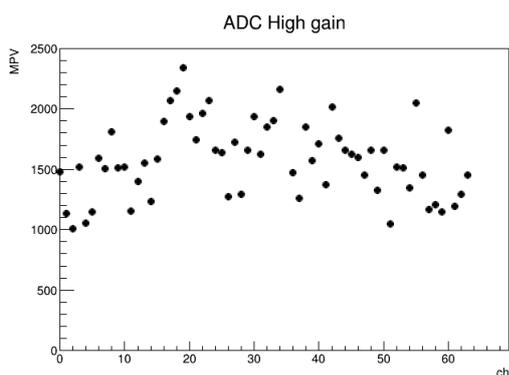


図 4.10 ゲインを揃える前のピークの ADC 値

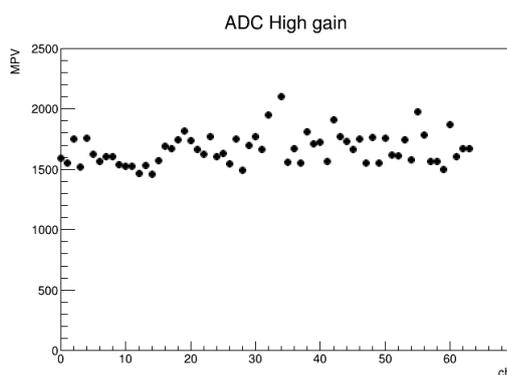


図 4.11 ゲインを揃えた後のピークの ADC 値

第5章

シミュレーション

5.1 Geant4

Geant4とは物質中を通過する粒子の物理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パッケージである。物理プロセスや検出器の構造、検出器の応答、応答データ等の作成、保存などの多くのツールキットから構成されている。

5.2 本実験での μ 粒子シミュレーション

宇宙線発生シミュレーション CRY を用いて μ 粒子を生成した。装置のパラメーターは

- トリガーシンチレータ 126cm×7cm×1cm を7度ずつ傾けて横に3枚
- シンチレータ 75cm×4cm×1cm を横に4枚、縦に8層
- アルミニウム板 100cm×30cm×2cm を8層

としてトリガーシンチレータのすぐ下からトリガーシンチレータの大きさの範囲で 10^7 イベントの μ 粒子を発生させた。

CRYによって生成した μ 粒子のうち、1番上のシンチレータに入射した粒子のエネルギー分布と角度分布がそれぞれ図 5.1, 図 5.2 である。

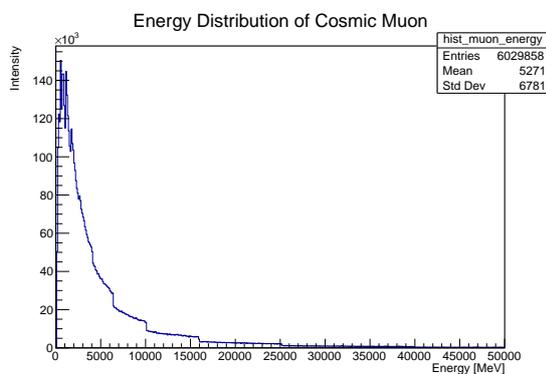


図 5.1 CRY によって生成した μ 粒子のエネルギー分布

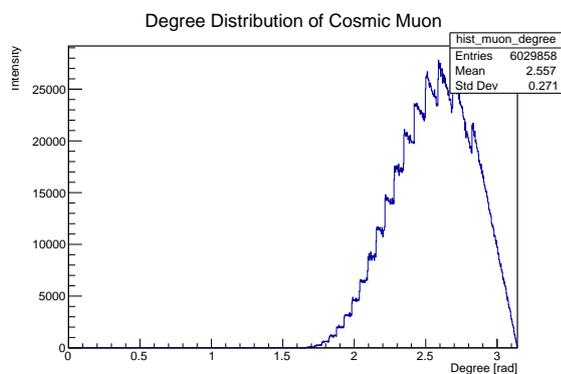


図 5.2 CRY によって生成した μ 粒子の角度分布

図 5.1 より, 入射 μ 粒子は 2000MeV あたりのエネルギーを持ったものが多いがそれよりも高エネルギーな粒子も存在するということがわかる. また, ヒストグラムのエントリー数が約 600 万イベントであることよりトリガーシンチレータを通過した粒子のうち約 60.2 % の確率で検出器に入射するということがわかる. 今回シミュレーションを行った目的としては, 検出器内での光生成反応がどれくらいの割合で発生するのか求めることである.

5.3 シミュレーション結果

今回のシミュレーションにおいては光生成反応として入射 μ 粒子からパイオンが発生したイベントを選んだ.

一番下のシンチレータまで μ 粒子が到達したイベントは全イベントのうち 1,937,095 イベントで効率は 0.194 であった. また, シンチレータ内で反応して π が出たイベントは 19 イベントで効率は 1.90×10^{-6} であった. 実際の測定器に μ 粒子が入射するレートは 15count/sec であったので, 1 秒に 2.85×10^{-5} だけ π が出てくるイベントがあるということになる. 実際約 260 時間測定を行ったので 1.2×10^7 万イベント得られた. このことより, 今回用いた検出器においても光生成反応が起きて π が出てくるイベントというのが数十イベントくらいは観測できそうだということがわかった.

表 5.1 シミュレーションによるデータ

| | |
|----------------------------|------------|
| 総イベント | 10,000,000 |
| 1 番下の層まで μ 粒子が通過したイベント | 1,937,095 |
| π が出たイベント | 19 |

下の図 5.3,5.4 は, 後述 (6.4.1 節) する解析プログラムを用いてシミュレーションデータを解析した図である. このイベントだと宇宙線 μ 粒子が検出器内で反応して 2 粒子出たことがわかる. それぞれの粒子の失ったエネルギーをシミュレーション結果から計算するとどの粒子が特定することができる.

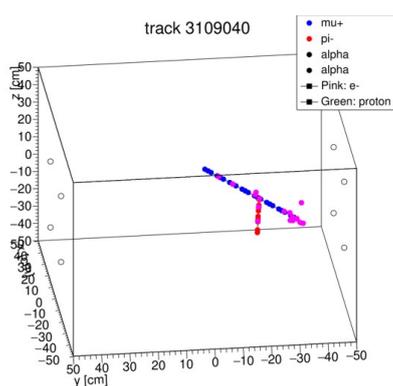


図 5.3 検出器内でのトラックの様子

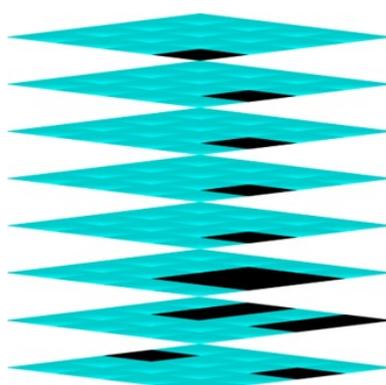


図 5.4 各シンチレータの鳴ったピクセル

[b]

第 6 章

宇宙線ミュオンの解析

測定データを用いてどのように光生成反応イベントを探索したかを説明する.

6.1 解析に用いたデータ

表 6.1 に示すようにトリガーレート 15 cps, データ取得時間約 260 時間, 取得イベント数 12054470 イベントのデータを解析に用いた.

表 6.1 解析に用いたデータ

| | |
|---------|----------|
| トリガーレート | 15 cps |
| 取得時間 | 約 260 時間 |
| イベント数 | 12054470 |

6.2 しきい値の設定

4.4 節の通り, ADC 値は荷電粒子がシンチレータに渡したエネルギーに比例している量であるので ADC 値に適切なしきい値を設けることでシンチレータ毎に荷電粒子が通過したかどうかを判別できる. 図 4.9 に示す分布のペDESTALによるピークからある程度離れた値をしきい値とすることにした. 具体的には図 6.1 のように ADC 値のしきい値を 800 から 1500 まで 1 刻みで変更した時の検出効率を計算し, チャンネル毎に efficiency が大きく下がらない程度のしきい値を探ることとしきい値を決定した. 図 6.1, 6.2 の緑線は実験に用いた ADC 値のしきい値を示している.

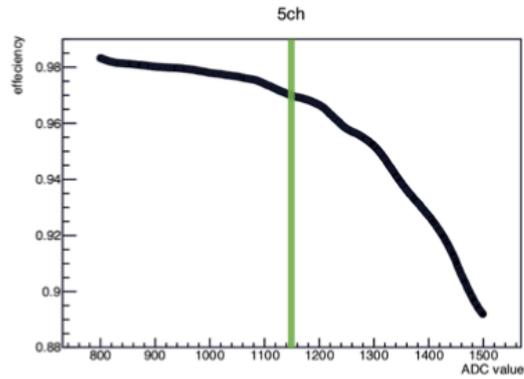


図 6.1 しきい値と検出効率の関係

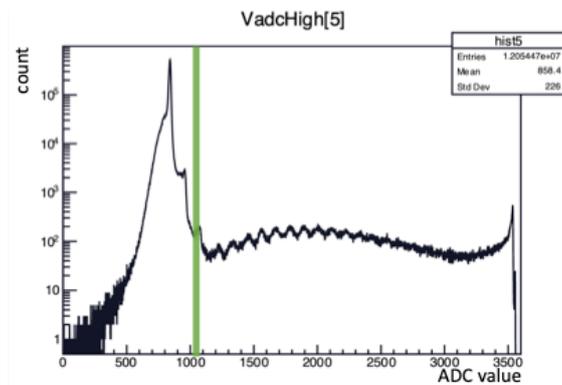


図 6.2 宇宙線による ADC 値の分布

6.3 ヒット情報の作成

6.3.1 ヒット情報の作成方法

6.2 節で荷電粒子が 64 枚あるシンチレータのうちどのシンチレータを通過したかという情報を得ることができた。図 6.3 は実験装置のある層でシンチレータに荷電粒子が走ったか/走っていないかを色分けしたものである。図の赤く塗られている部分のように、荷電粒子はしきい値を超えたシンチレータ同士が重なる位置を通過したと考えることができる。図 6.3 は 1 層分の絵であるが、8 層分以上の処理を施すことで荷電粒子の 3 次元飛跡のようなものの情報が得られた (図 6.5)。図 6.5 の透過している青い領域は検出器の有感領域を示しており、黒い領域は解析によって荷電粒子がと通過したと判定された領域である。この 3 次元飛跡のようなものから飛跡を再構成することができる。

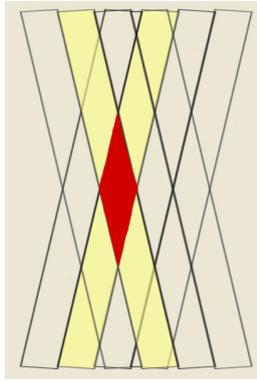


図 6.3 1層分のシンチレータ

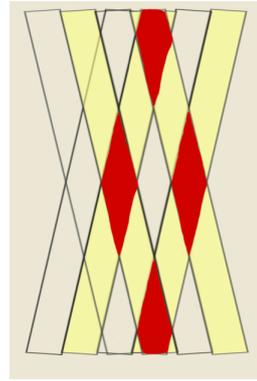


図 6.4 1層に2つ以上の荷電粒子が通ったとき

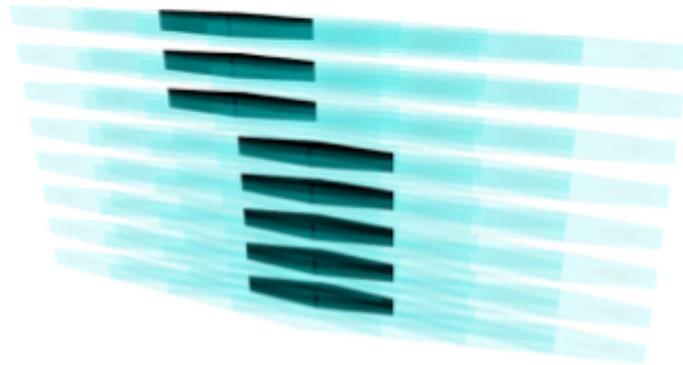


図 6.5 イベントディスプレイ

6.3.2 ヒット情報作成の問題点

6.3.1 節で説明したヒット情報の計算方法には問題点が存在する。1層に2個以上の荷電粒子が通過した場合に作成されたヒット情報からは飛跡を再構成できないという点である。例えば、図 6.4 に示すようにシンチレータから得られた ADC 値がしきい値を超えた場合は赤く塗られる箇所 (荷電粒子が通過したと考えられる場所) が余分にできてしまい、荷電粒子の本当の飛跡がわからなくなってしまう。本実験では光生成反応を探索しているため探索対象は複数の粒子の飛跡であるが、この問題点は複数の粒子の飛跡の再構成を難しくしてしまっている。

6.4 光生成反応イベントの探索

6.4.1 イベントセレクション

6.1 に示した測定データから光生成反応と考えられるイベントを以下に示す条件によって選んだ。

- (1) 6層以上の層を荷電粒子が通った
- (2) 1, 2, 8層目で1つの荷電粒子が通った

(3) 3~7層目で荷電粒子の反応が2つ以上ある

(1), (2) の条件は荷電粒子が検出器内をある程度真っ直ぐ通ったことを保証するための条件である。(3) の条件は光生成反応によって期待される複数粒子の飛跡を捉えるための条件である。

イベントセレクションの結果残ったイベントは 2543 イベントであり、総取得イベント数 12054473 の約 0.021% であった。イベントセレクションによって得られたイベントの例を図 6.6 に示す。図 6.6 は上から順に z 軸正の方向から各層を示していて、一つの菱形がピクセルを表しており、黒く塗りつぶされたピクセルが荷電粒子が検出器を通ったと考えられるピクセルである。図 6.6 を見ると、ミューオンが z 軸正の方向から検出器に入射し、3 層目あたりでもう一つの荷電粒子が発生したと見ることができる。しかし、このイベントが光生成反応によって得られたイベントであるかどうかは定かではない。

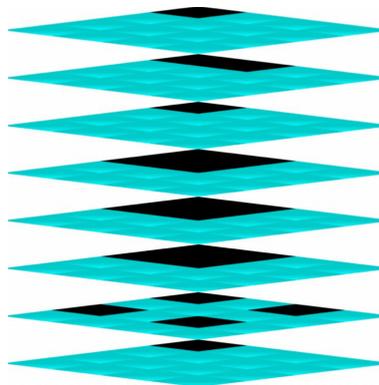


図 6.6 イベントセレクション後のイベントの例

6.4.2 イベントセレクションの検証

6.4.1 節のイベントセレクションによって得られたイベントは光生成反応由来かどうか定かではないと述べた。そこで、シミュレーションによって得られたデータを 6.4.1 節と同じイベントセレクションで解析することによってイベントセレクションによってどれだけの光生成反応イベントが得られたかどうかを検証した。結果を表 6.2 に示す。

表 6.2 イベントセレクションの検証

| | |
|---|------------------------------------|
| 全イベント 10000000 | カット後 5759 |
| 全イベント中でパイオンを含むイベント 19 (純粋度 0.00019%) | カット後でパイオンを含むイベント 14 (純粋度 0.24%) |

表 6.2 における純粋度はイベントセレクションによって得られたイベントのうちパイオンを含むイベントの割合である。表 6.2 によるとイベントセレクション前とイベントセレクション後でパイオンイベントの純粋度は 0.00019% から 0.24% に上昇していることがわかる。しかし、カット後のイベントにおけるパイオンイベントの純粋度が 0.24% というのはイベントセレクションによって得られたイベントの 99% 以上にパイオンでないイベント (バックグラウンド) を含んでしまっていることを意味している。よって、6.4.1 節で行ったイベン

トセクションではバックグラウンドが十分に取り除くことができなかったといえる。

6.4.3 バックグラウンドの検討

図 6.7 は 6.4.2 節で使用したシミュレーションデータから、イベントセクションがパイオンイベントと間違えたイベントを可視化したものの例である。図 6.7 に示すようなミュオンが検出器内の電子を弾くイベントが支配的であった。図 6.8 はシミュレーションによって得られた、ミュオンによって弾き出された電子とパイオンの角度分布である。青色、赤色で表されるヒストグラムはそれぞれ光生成反応によって生成されたパイオン、ミュオンによって蹴り出された電子の散乱角分布を示している。角度は上空方向を正としたベクトル(図 4.1 における z 軸)と粒子の運動量ベクトルの内積によって定義される。本研究において用いたイベントセクションでは主に、入射ミュオンと同じ方向へ飛ぶパイオンを検出しようとしたために図 6.8 における π ラジアン付近の探索をしていた。そのために電子散乱におけるイベントがイベントセクション後のイベントに含まれていたと考えられる。

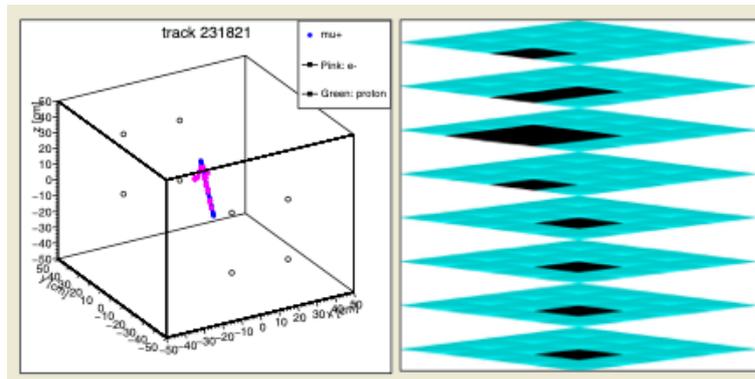


図 6.7 バックグラウンドと考えられるイベント

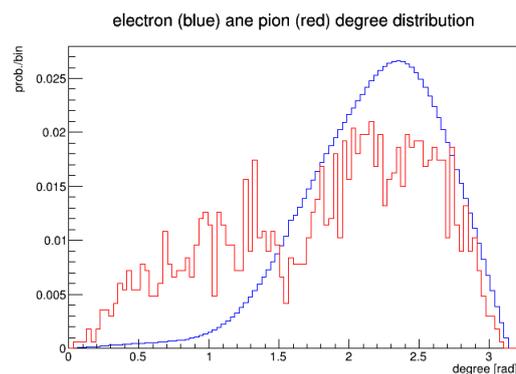


図 6.8 パイオンと電子の角度分布

第7章

結論

本研究の目的は光生成反応の飛跡を捉えることが目的であったが、うまく捉えることができなかった。以下に示す2点の改良及び解析で光生成反応の飛跡を捉えることができるであろうと考えられる。

1つ目は装置のデザインの見直しである。本研究では納期や予算の都合上新しいシンチレータを用いることが難しい状況にあり、既存のシンチレータを用いて光生成反応の検出に取り組む必要があった。その結果として棒状の長いシンチレータを斜めに交差させることで3次元飛跡検出器を作ることになった。この検出器は光生成反応を探索するには横方向の位置分解能が低いという問題点があるため、横方向の位置分解能が良い検出器をデザインし直すことで光生成反応イベントの探索が容易になるであろうと考えられる。

2つ目はバックグラウンドの低減を図ることである。例えば、6.4.3節で述べたようなパイオンと電子の角度分布の違いを利用して、実験装置と解析の両方において光生成反応によって生成されたパイオンが支配的な角度範囲に感度を持たせることなどが挙げられる。

第 8 章

謝辞

本研究を行うにあたって、多くの方の多大なる助力を頂きましたのでこの場にて心より感謝申し上げます。指導教員の山崎祐司教授には本研究の実施の機会だけでなく理論的背景から検出器の設計、組み立て、解析についてなど様々なことをご指導していただきました。私たちの遠足に行きたいという願いを叶えようと、奔走していただきありがとうございました。また、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、貴重なお時間を割いて研究報告を聞いていただきご指導ご鞭撻を賜るなど大変お世話になりました。同研究室博士後期課程水越慧太さんにはシミュレーションツールの使い方から解析の方法まで幅広い助言を頂きました。同研究室博士後期課程石浦宏尚さんには、本研究では使うことはかありませんでしたが検出器に使う電子回路の設計、作成について助言を頂きました。また、同研究室 B4 の方々には日頃から有益な討論・助言を頂きました。特に川田君には検出器の組立てを手伝って頂き、とても助かりました。ありがとうございました。本研究において関わっていただいたすべての方々への感謝の気持ちをもって謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] T. Ahmed et al. “Photoproduction of J/ψ mesons at HERA”. In: *Phys. Lett. B* 338 (1994), pp. 507–518. DOI: 10.1016/0370-2693(94)90806-0.
- [2] V.M. Budnev et al. “The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation”. In: *Physics Reports* 15.4 (1975), pp. 181–282. ISSN: 0370-1573. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(75\)90009-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(75)90009-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157375900095>.
- [3] B. R. Webber R. K. Ellis W. J. Stirling. *QCD and Collider Physics*. Ed. by P. V. Landshoff T. Ericson. Cambridge University Press, 1996.
- [4] 竹馬 匠泰. *easirodc manual*.
- [5] 宇宙線を目で見よう スパークチェンバーの製作. https://www2.kek.jp/ksc/2nd_2008/gaiyou/sc08/gaiyoufiles/02_text.pdf.
- [6] 浜松フォトニクス *MPPC*. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd0006j.pdf.
- [7] 丸元 星弥・小崎 大地・東田 愛美・吉田 隼輔. 宇宙線ミュオンを用いた磁気能率測定実験. https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/muonG2_2020.pdf.