

チェレンコフ検出器を用いた小型インフラ用ミュオグラフィシステム

岡本, 直也
九州大学総合理工学府先端エネルギー理工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4479132>

出版情報 : Kyushu University, 2020, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



令和2年度

九州大学大学院 総合理工学府

先端エネルギー理工学専攻

修士論文

論文名

チェレンコフ検出器を用いた
小型対象用ミュオグラフィシステムの開発

氏名

岡本 直也

指導教員名

金 政浩

目次

第 1 章	序論	1
1.1	宇宙線ミュオン	1
1.2	ミュオグラフィ	2
1.2.1	概要	2
1.2.2	原理	4
1.2.3	近年の研究動向	6
1.2.4	インフラ設備の劣化探査	6
1.3	先行研究	8
1.3.1	プロトタイプ検出器の開発	8
1.3.2	解析手法	8
1.3.3	実証実験の結果・考察	10
1.4	現状の課題	13
1.5	目的	13
1.6	本論文の構成	14
第 2 章	基礎的事項	15
2.1	エネルギーウィンドウミュオグラフィ	15
2.1.1	EWM の原理	15
2.1.2	計測時間の評価	16
2.1.3	検証シミュレーション	17
2.2	チェレンコフ放射	20
2.3	Mu-SCHEME によるイベント選択	22
2.3.1	イベント選択の原理	22
2.3.2	チェレンコフ検出器	23
2.4	Geant4 シミュレーション	26
2.4.1	物理モデル	26
2.4.2	検出器構成	28
2.4.3	光学特性	30

第 3 章	チェレンコフ検出器の設計・製作	32
3.1	設計	32
3.1.1	輻射体の厚み	32
3.1.2	ライトガイドの長さ	34
3.2	製作	36
第 4 章	解析手法	41
4.1	Mu-SCHEME シミュレーション	41
4.2	光子数によるイベント選択	44
4.3	変換関数による直接投影	45
第 5 章	結果・考察	48
5.1	光子数によるイベント選択	48
5.2	変換関数による直接投影	53
5.3	計測時間の評価	57
第 6 章	結論と今後の展望	60
	謝辞	61
	引用文献	66

第 1 章

序論

1.1 宇宙線ミュオン

地表には宇宙線と呼ばれる放射線が上空から絶えず降り注いでいる。地表に到達する宇宙線のほとんどは、2 次宇宙線と呼ばれるものである。2 次宇宙線は、銀河活動に起因する 1 次宇宙線が、地球大気中の原子核と核破砕反応を起こして生成される。その成分は、中性子、ガンマ線、ケイオンやパイオン、電子また軽イオンなど多種多様な粒子である。2 次宇宙線の生成過程の模式図を Figure 1.1 に示す。2 次宇宙線のうち地表に到達する荷電粒子の約 8 割を占めるのがミュオンである。ミュオンはスピンの $1/2$ 、質量は約 $105.7\text{MeV}/c^2$ のレプトンに分類される素粒子である。電荷は正負 1 のものが存在し、互いに反粒子の関係にある。宇宙線ミュオンは、1 次宇宙線が大気分子の原子核と相互作用を起こした際に発生するケイオンやパイオンが以下のような過程で崩壊し生成される。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルは、数十 MeV から TeV 以上まで広いエネルギー帯におよんでいる。また、地表レベルの宇宙線ミュオンの平均エネルギーは 2 – 3 GeV 程度であり高エネルギー成分が主成分である。また、正負ミュオンのフラックスは、ほぼ同じであり、両者を合わせたフラックスは約 $1/\text{cm}^2/\text{min}$ である。宇宙線ミュオンには正負 1 の電荷を持つものが両方含まれ、そのフラックスはほぼ同じである。また、2 次宇宙線の天頂角分布は経験的に、 $\cos^n \theta$ に従うと言われている。 n は粒子の種類によって決まるパラメーターであり、宇宙線ミュオンの場合 $n = 2$ となる。

宇宙線ミュオンのスペクトル予測モデルとして Miyake の式 [1]、Gaisser の式 [2] などのモデルが存在する。さらに、解析的もしくはシミュレーションを用いた数値計算により

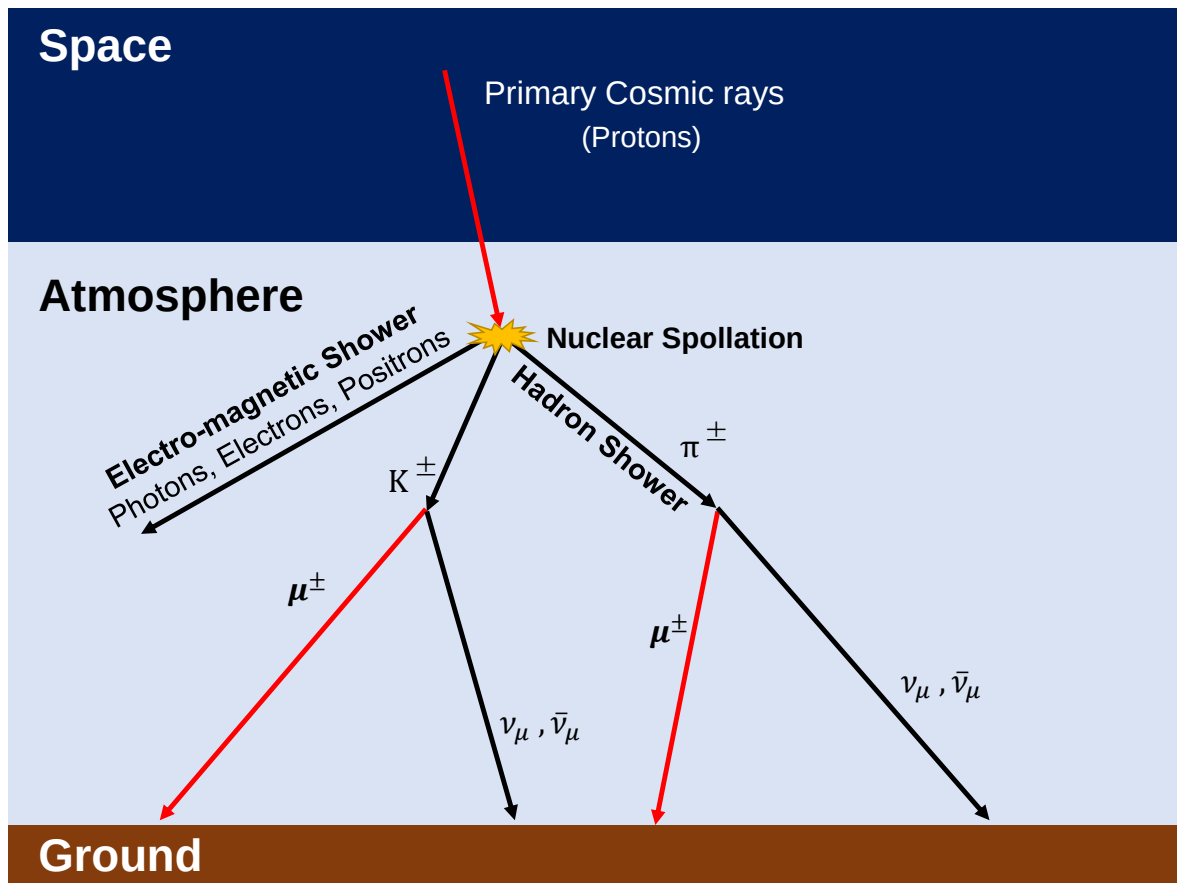


Figure 1.1: Schematic view of cosmic-ray muons production by primary cosmic rays. The muons are generated as a result of reactions of the primary cosmic rays with atmospheric atoms as a part of hadron shower.

2 次宇宙線のフラックスを推測する研究が多くなされている [3]–[6]。たとえば、佐藤らにより開発されている宇宙線スペクトル予測モデル PARMA (PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere)[5], [6] は、粒子輸送モンテカルロシミュレーションコード PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System)[7] をベースとした 2 次宇宙線一般のスペクトル計算モデルである。PARMA では任意の緯度、経度および高度を指定することで、その地点での宇宙線スペクトルを予測できる。さらには、日付を指定することでその日の太陽活動による地磁気の影響を考慮することも可能である。

1.2 ミュオグラフィ

1.2.1 概要

宇宙線ミュオンを利用したラジオグラフィ技術の 1 つとして、ミュオグラフィが近年注目を集めている。世界で始めて物質内部を探索するプローブとして宇宙線ミュオンを

使用した例が、1955 年に George により行われた実験である [8]。この実験では、鉱山のトンネル内にガイガーカウンターを設置し、その上部の氷層の厚みを予測した。このように、山などの大規模な対象であっても、宇宙線ミュオンの高い透過力と直進性によってその内部構造を推定することができる。この特性により近年では、火山 [9] やピラミッド [10] など大型構造物の内部構造の透視などに活用されている。Figure 1.2 に田中らによって行われた薩摩硫黄島の計測結果を示す [9]。火山内部の密度変動をリアルタイムでモニタリングすることに成功しており、噴火予測などの防火情報として期待されている。

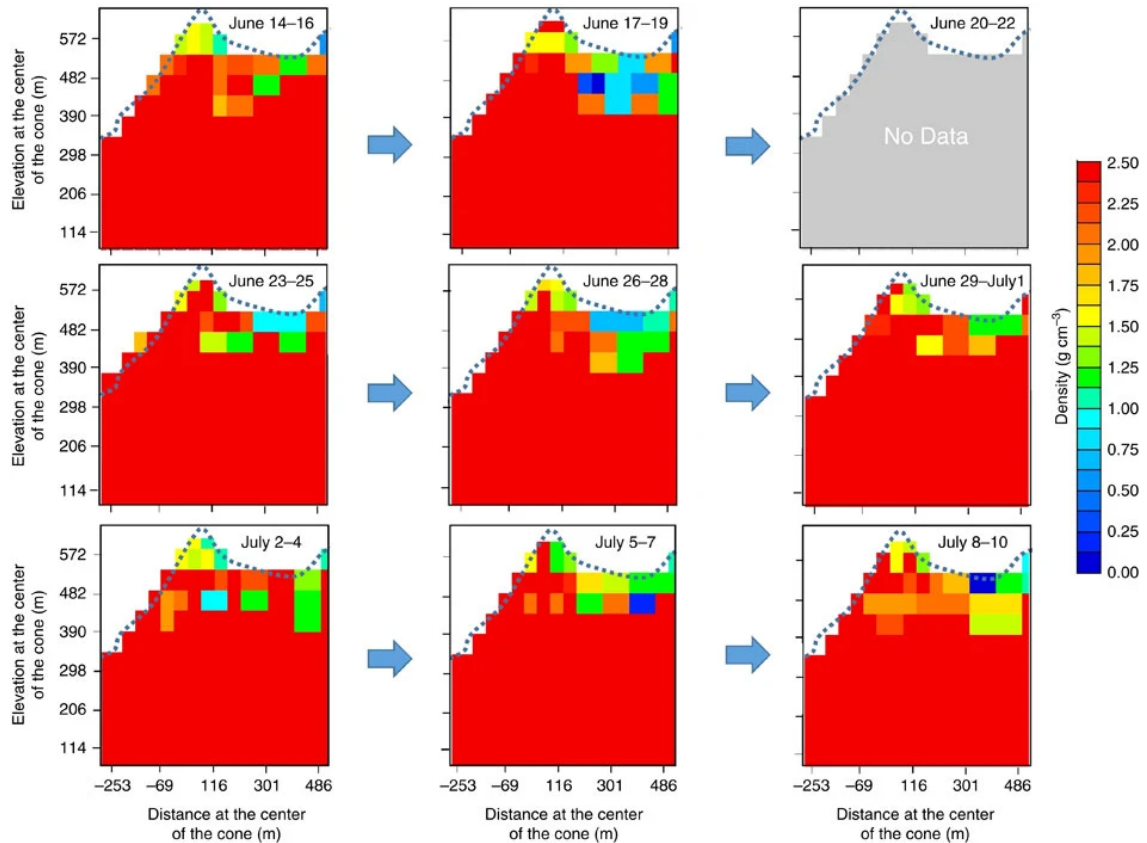


Figure 1.2: Real-time muography monitoring of magma movement in Satsuma-Iwo Jima by H.K.M.Tanaka et al (2014).

また、ミュオグラフィをレントゲンや CT といった他のラジオグラフィ技術を比較した場合、人工線源を使用せずに非破壊検査が可能という特徴がある。人工線源を使用する場合、放射線障害防止の観点からその使用や周囲の活動に制限が課される。一方で、宇宙線は地球上のどこでも、ほぼ一定のフラックス降り注いでいる。そのため、検出器を設置するだけで対象の内部構造を透視することができる。対して、人工線源を使用する場合は、その放射能を可能な範囲で任意に選択できる。しかし、宇宙線はほぼ一定のフラックスでしか降り注いでこないため計測に時間がかかるというデメリットも存在する。

1.2.2 原理

ミュオグラフィにおけるイメージングは、大別して吸収法と散乱法に分けられる。本項では、吸収法、散乱法それぞれの計測原理に言及する。

1.2.2.1 吸収法

吸収法によるミュオグラフィは、対象を視野に入れて計測をしたミュオンフラックスとバックグラウンドミュオンフラックスを比較して、その透過率 T もしくは減衰率 A を求める手法である。室内などの構造物が検出器視野に存在する場所でバックグラウンド計測を行った場合のミュオンの計数 N_{μ}^{bg} は以下のように表すことができる [11]。

$$N_{\mu}^{\text{bg}}(\theta, \phi) = \tau^{\text{bg}} \cdot S_{\text{eff}}(\theta, \phi) \int_{E_0}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE \quad (1.1)$$

θ は天頂角、 ϕ は方位角、 τ は計測時間である。また、 E_0 は検出器視野内に存在する構造物を貫通できるミュオンの最小エネルギーである。 $\Phi(\theta, \phi, E)$ は、地表における宇宙線ミュオンの天頂角、方位角及びエネルギーに関する微分フラックス、 $S_{\text{eff}}(\theta, \phi)$ は検出器の検出効率に関する計数である。 $S_{\text{eff}}(\theta, \phi)$ はいくつかの要素に分割することができる。

$$S_{\text{eff}}(\theta, \phi) = S \cdot \Delta\Omega(\theta, \phi) \cdot \epsilon(\theta, \phi) \quad (1.2)$$

ここで、 S は検出器の検出面積、 $\Delta\Omega(\theta, \phi)$ は $V(\theta, \phi)$ 方向の検出器の微小立体角、 $\epsilon(\theta, \phi)$ は、トリガー効率やデータ収集系のデッドタイムなどを考慮した検出器の検出効率に関する項である。

次に検出器の視野に計測対象を入れた場合の検出器によるミュオンの計数 N_{μ}^{ob} は、

$$N_{\mu}^{\text{ob}}(\theta, \phi, \rho) = \tau^{\text{ob}} \cdot S_{\text{eff}}(\theta, \phi) \int_{E_{\min}}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE \quad (1.3)$$

と表せる。ここで、 ρ は方向 $V(\theta, \phi)$ に存在する計測対象の平均密度分布である。また、 $E_{\min}$ は対象を貫通できるミュオンの最小エネルギーである。これは、検出器の位置、物質の密度 ρ 、方向 $V(\theta, \phi)$ に存在する物質の厚みによって決まるパラメーターである。

Equation 1.1 と Equation 1.3 より以下の関係を導くことができる。

$$\frac{1}{C} \cdot \frac{N_{\mu}^{\text{ob}}(\theta, \phi, \rho)}{N_{\mu}^{\text{bg}}(\theta, \phi)} = \frac{\int_{E_{\min}}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE} \quad (1.4)$$

ここで C は計測の条件から決定する定数である。ここで、バックグラウンド計測と対象計測で同一の検出器を使用すると仮定する。この場合、 S_{eff} 中の S および $\Delta\Omega$ は両計測で等しくなる。また、一般的にデータ収集系のイベント検出に伴うデッドタイムは、宇宙

線の飛来頻度と比較すると無視できるほど小さい。よって、 S_{eff} の項はすべて打ち消しあい、計測条件による項 C は、

$$C = \frac{\tau^{\text{ob}}}{\tau^{\text{bg}}} \quad (1.5)$$

となり、計測時間の比によって表される。Equation 1.4 の両辺は計測対象を透過してくるミュオンの割合、すなわち透過率を表している。ただし、左辺は検出器によって計測された計数、左辺は理論モデルやシミュレーションにより求めた値に対応する。計測対象の密度分布が正確に分かっている場合には、Equation 1.4 が成り立つ。しかし、実際には実験で計測する対象の密度分布は未知であり、むしろ計測をすることによって計測対象の密度分布を得ることを目的としている場合がほとんどである。この場合の検出器の計数をもとにした透過率 T^m は、

$$T^m(\theta, \phi) = \frac{1}{C} \cdot \frac{N_{\mu}^{\text{ob}}(\theta, \phi)}{N_{\mu}^{\text{bg}}(\theta, \phi)} \quad (1.6)$$

となる。また、Equation 1.4 の右辺値は、理論モデルなどによって導出されたフラックスから計算される値である。ただし、予測される計測対象の密度分布 $\rho(\theta, \phi)$ を条件に計算を行う必要がある。予測される透過率 T は以下のように表される。

$$T(\theta, \phi, \rho) = \frac{\int_{E_{\min}}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE}$$

この時、相対透過率 R を

$$R(\theta, \phi, \rho) = \frac{T^m(\theta, \phi)}{T(\theta, \phi, \rho)}$$

と定義する。これにより、方向 $V(\theta, \phi)$ について $R > 1$ の場合は、シミュレーションや理論モデルにより予測した値より、対応する方向の検出器の計数が大きいことを表している。つまり、予測値より方向 $V(\theta, \phi)$ 上に存在する物質量が少なく、空洞や劣化などが存在していることの証左となる。

また、予測された減衰率 A および実測による減衰率 A^m は以下のように表される。

$$A(\theta, \phi, \rho) = 1 - T = \frac{\int_0^{E_{\min}} \Phi(\theta, \phi, E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} \Phi(\theta, \phi, E) dE} \quad (1.7)$$

$$A^m(\theta, \phi) = 1 - T^m \quad (1.8)$$

減衰率から対象の厚みおよび密度に換算するには、 $A \simeq A^m$ が成り立つ場合に $E_{\min}$ の貫通する密度および厚みを逆算すればよい。

1.2.2.2 散乱法

ミュオグラフィには、吸収法の他に散乱法と呼ばれる手法も存在する。ミュオンは電荷 1 の荷電粒子であり電磁相互作用の影響を受ける。そのため、高原子番号の原子核近傍を通過した際に大角度散乱を起こす。これを利用して、高原子番号の物質を計測する手法が散乱法である。実装上は、2 つのミュオントラッカーで計測対象を挟みこみ対象を通過した際の散乱角を導出することで計測対象の物質の種類およびその密度を特定する。

1.2.3 近年の研究動向

吸収法を用いたミュオグラフィは火山やピラミッドなど大型の構造物に適用されることが多い。火山の透視は日本 [9], [12] を始めとして、イタリア [13], [14]、フランス [15]–[17] など盛んに行われている。一例として、Tioukov らによって行われたイタリアにある Stromboli 島の Stromboli 火山クレーターを透視した例を Figure 1.3 に示す [14]。Stromboli 火山は 1 日に数 100 回の中程度の噴火が起こっており、火山活動が非常に活発である。よって、その内部構造を詳細に知ることにより大規模噴火の危険性などを予測に寄与できる。計測は、約 1 m 四方の原子核乾板からなる検出器を用いて約 5 か月の間行われた。計測の結果、標準的な岩盤の密度 2.2 g/cm^3 よりもクレーター部の密度が 1.4 g/cm^3 と低いことが分かった。これは、[14] において多孔性の岩石がクレーター付近に多く含まれているためだと考察されている。

次に散乱法を用いた研究について主なものを取り上げる。散乱法の主なターゲットとなるのは、高原子番号物質の識別である。そのため、核セキュリティにおける核物質探査 [18] や核廃棄物のモニタリング [19], [20]、また福島第一原発の炉心をイメージング [21] などに活用されている。

さらに、最近ではミュオグラフィの応用先の多様化が進んでいる [22]–[24]。前述の分野以外にも輸送コンテナの監視 [25]、 CO_2 貯蔵施設の監視 [26]、歴史的建造物（教会や聖堂など）の透視 [27]、など多岐にわたる研究が報告されている。当初は、主に地中空洞、火山やピラミッドなどの大型構造物を対象として研究されてきたが、技術が成熟するにつれてより可視化が困難な小型なものに計測対象が拡大していると言える。

1.2.4 インフラ設備の劣化探査

そこで我々は、ミュオグラフィの人工線源を使用せずに非破壊検査を行うことができるという特性に着目し、溶鉱炉、焼却炉、プラント、橋梁などのインフラ設備の劣化探査にミュオグラフィを拡張する研究を行ってきた。日本において、主要なインフラ設備は 1950 年代から 70 年代の高度経済成長期に多く建設された。2021 年となった今、それら

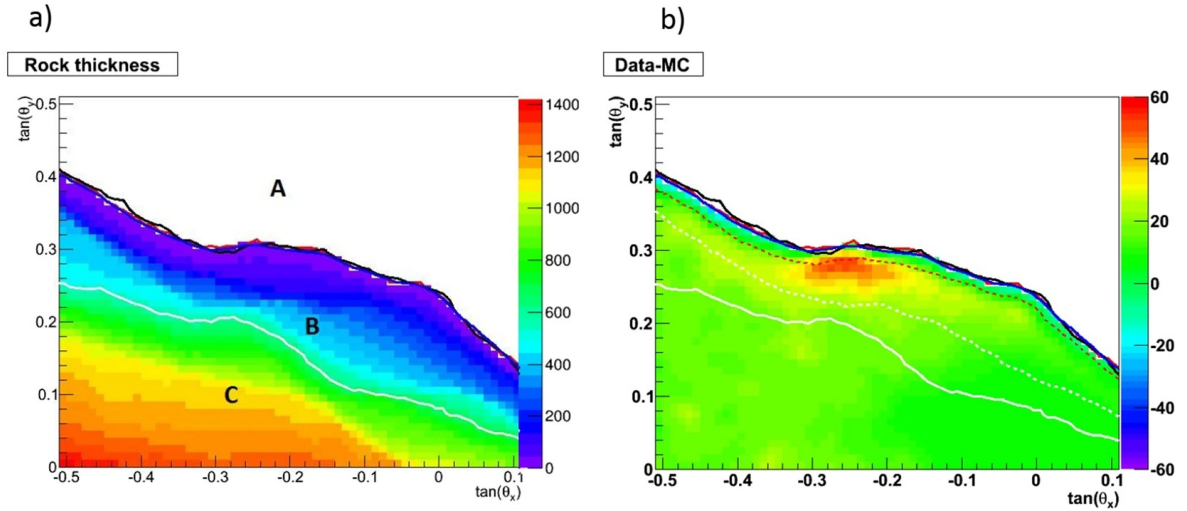


Figure 1.3: The result of muography measurement of Strimboli volcano by Tioukov et al (2019). (a) Rock thickness and mountain profile as seen by the detector, given with $10 \times 10 \text{ mrad}^2$ binning. The color scale is the rock thickness in meters. The white profile gives the statistical sensitivity limit, as defined in the text. (b) Difference between the observed muon flux and the one expected from Monte Carlo simulation over an angular range centered at crater region. Color scale represent muons counts. The average density ranges in between 1.4 and 2.2 g/cm^3 above the sensitivity limit.

の建造物は建築されてから 70-50 年が経過しており老朽化進んでいると考えられる。国土交通省の調査 [28] によると 2030 年ごろには日本国内の道路橋やトンネルなどの半数以上が築 50 年を超えると見積もられている。老朽化している建造物の維持管理のためには、決定的な欠陥や老朽化している箇所を早期に発見し修復することが必要不可欠である。

インフラ設備のなかには溶鉱炉や焼却炉など常時稼働が求められつつも点検のために可動を停止せざるを得ない施設などが存在する。たとえば、焼却炉は一度稼働を停止した場合、再稼働に要する時間およびコストがともに大きく、高稼働率を維持することが望ましい。しかし、焼却炉などに設置されている排ガスダクトは内部の耐熱耐火材が高温の排出ガスによって数週間から数か月で摩耗する。そのため、耐熱耐火材の摩耗具合を確認するために定期的に焼却炉を停止し点検を実施する必要がある。この摩耗をミュオグラフィで計測する手法を確立できれば、施設を高稼働率に維持しつつ摩耗状態をモニタリングし、適切な耐熱耐火材の交換時期を見積もることができる。このようにインフラ設備へのミュオグラフィの拡張は工業的に意義があると言える。

1.3 先行研究

1.3.1 プロトタイプ検出器の開発

前述のように我々は、ミュオグラフィをインフラ設備の劣化探査に応用する研究を行ってきた。ミュオグラフィは人工線源を用いずに非破壊検査を行うことができるので、常時可動が求められるインフラ設備（焼却炉、溶鉱炉、プラント、橋梁、など）の劣化探査に適していると言える。我々はこれまで、インフラ設備探査用可搬型プロトタイプミュオグラフィ検出器 [29], [30] を開発した。

この検出器では吸収法を用いて計測を行うことを前提としている。なぜなら、インフラ設備の大きさは、橋梁のような数十 cm のものから、溶鉱炉のような数十メートルあるものまで大きさの幅が広い。大型のものになると対象を挟み込んで内部を透視する散乱法は適用できない。よって、吸収法を採用した上で、検出器の検出面を可動式にし、位置分解能と角度分解能を計測対象によって調整できる構成にした。これにより、一台の検出器で幅広い対象の計測に対応できる。

プロトタイプミュオグラフィ検出器は 2 つの Muon Position Sensitive Detector (Mu-PSD) から構成されている。Mu-PSD の構成図を Figure 1.4 に示す。Mu-PSD は $2 \times 2 \text{ mm}^2$ 角の Plastic Scintillating Fiber (PSF) 4 本を束ねたものと、その端に Multi Pixel Photon Counter (MPPC) を取り付けした素検出器の集まりで構成されている。そして、素検出器を 1 次元方向に 16ch 並べた 1 次元検出層を 2 つ直行させて重ねることで 2 次元的な粒子の入射位置の特定を可能にしている。さらに、2 次元の位置判別が可能な Mu-PSD を 2 枚用いることで入射粒子の 3 次元的な飛来方向を特定している。

プロトタイプミュオグラフィ検出器のその他の構成部品は、Mu-PSD を固定するフレーム、ペルチェ素子による温度調整機構、MPPC のバイアス電圧印可およびデータ読み出し用モジュール EASIROC[31]、ノイズ除去のための外部トリガー検出器、などから構成されている。詳細な型番等は [30] を参照のこと。

1.3.2 解析手法

我々の開発した検出器は、上層の Mu-PSD の検出ピクセル (x_1, y_1) および下層の Mu-PSD の検出ピクセル (x_2, y_2) の情報からミュオンの飛来方向を同定する。それぞれのピクセルの値は、 $0 \leq x_1, y_1, x_2, y_2 \leq 15$ の値をとるとする。この場合、Equation 1.1 は以下のように書き直すことができる。

$$N_{\mu}^{\text{bg}}(x_1, y_1, x_2, y_2) = \tau^{\text{bg}} \cdot S_{\text{eff}}(x_1, y_1, x_2, y_2) \int_{E_0}^{\infty} \Phi(x_1, y_1, x_2, y_2, E) dE \quad (1.9)$$

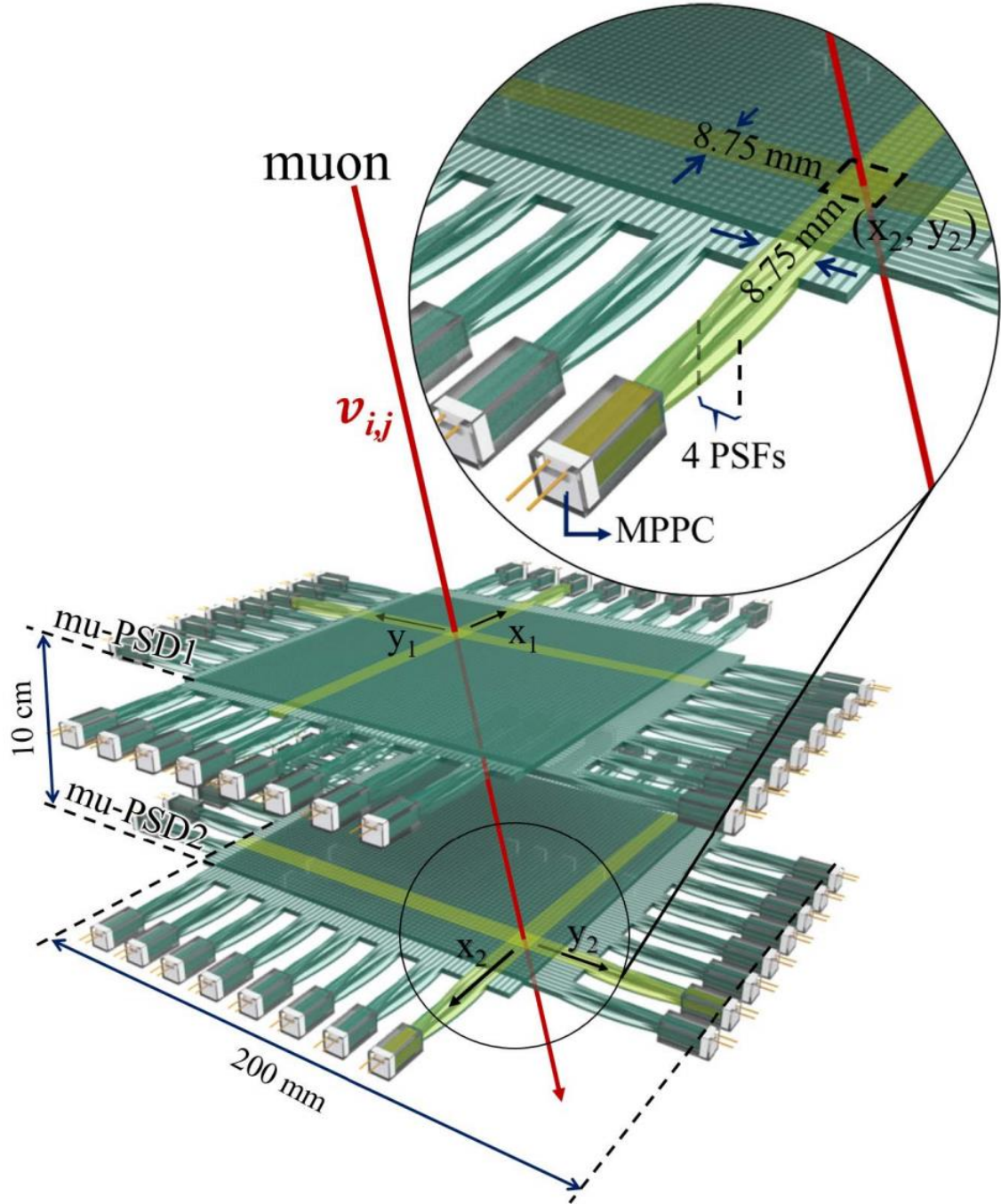


Figure 1.4: Schematic view of the mu-PSD structure

もしくは、計測対象が検出器から十分に離れている場合は、下層の Mu-PSD を点検出器とみなしてよい。そのため、飛来方向は $V(\Delta x, \Delta y) = V(x_2 - x_1, y_2 - y_1)$ のように表せる。これを用いれば、Equation 1.9 は以下のように書き換えることができる。

$$N_{\mu}^{\text{bg}}(\Delta x, \Delta y) = \tau^{\text{bg}} \cdot S_{\text{eff}}(\Delta x, \Delta y) \int_{E_0}^{\infty} \Phi(\Delta x, \Delta y, E) dE \quad (1.10)$$

検出器にはシンチレーターを使用しており荷電粒子一般に感度を持つ。そのため、プロトタイプ検出器では、プラスチックシンチレータからなる外部トリガーを使用している。外部トリガーと Mu-SPD 二台のコインシデンスをとることにより宇宙線以外の低エネルギー環境放射線の影響を軽減している。しかし、宇宙線電子・陽電子は十分に Mu-SPD 二台を貫通できるエネルギーを持っており、これらによるトリガーイベントが混入していることが考えられる。ここで、計測対象が十分に大きく（コンクリート 50 cm、鉛 10 cm 程度）宇宙線電子・陽電子が対象にすべて吸収されたと仮定する。その場合、バックグラウンド計測にのみ宇宙線電子・陽電子が混入していると考えられる。そのため、全イベントに占める宇宙線電子・陽電子の割合 p_e を考慮して、バックグラウンドからこれらの影響を補正する。そして、PARMA[5], [6] を用いた計算の結果、 $p_e \simeq 20\%$ であることが分かった。以上より、プロトタイプ検出器によって計測された計数から得られる減衰率 A_{PSD} は以下のように表すことができる。

$$A_{\text{PSD}} = 1 - \frac{\tau_{\text{bg}}}{\tau_{\text{ob}}} \cdot \frac{N_{\mu}^{\text{ob}}}{N_{\mu}^{\text{bg}} \times (1 - p_e)} \quad (1.11)$$

1.3.3 実証実験の結果・考察

検出器の性能実証のためにプロトタイプ検出器を用いて、佐々木らによってインフラ設備を計測する実験が行われた [32]。計測対象は JFE エンジニアリングが保有するごみ焼却炉の燃焼試験設備の排ガスダクト（北緯 35.49 度、東経 139.69 度、標高 2.8 m）である。計測対象である排ガスダクトの写真を Figure 1.5a に、検出器設置位置の模式図を Figure 1.5b に示す。Figure 1.5b で示されている、LW-10G および CS-15P はダクト内に塗布されている耐火材および耐熱剤である。

Figure 1.5 に示した排ガスダクトを視野にいった計測を 292 時間、同施設内において視野にミュオンを減衰させるような構造物がない場所でのバックグラウンド計測を 239 時間行った。計測結果から求めた耐火材の厚みを Figure 1.6a に、排ガスダクトの設計図から計算した耐火材の厚みを Figure 1.6 に示す。実験における耐火耐熱物の厚みは Equation 1.8 により算出した減衰率を元に算出している。

設計図より求めた結果にはない構造が、実験結果の天頂角の大きい領域に確認できる。これは、Figure 1.6b の計算には計測対象とした排ガスダクトのみしか含めていないため

である。実際には、排ガスダクト以外にも施設内の他の装置などが視野に入っている。ゆえに、実験結果では厚みが過大評価されている。しかし、設計図および実験により求めた耐火物の厚みの外形と厚みのおおよその傾向は一致している。よって、開発したプロトタイプミュオグラフィ検出器を用いて、インフラ設備の計測が十分可能であると実証された。

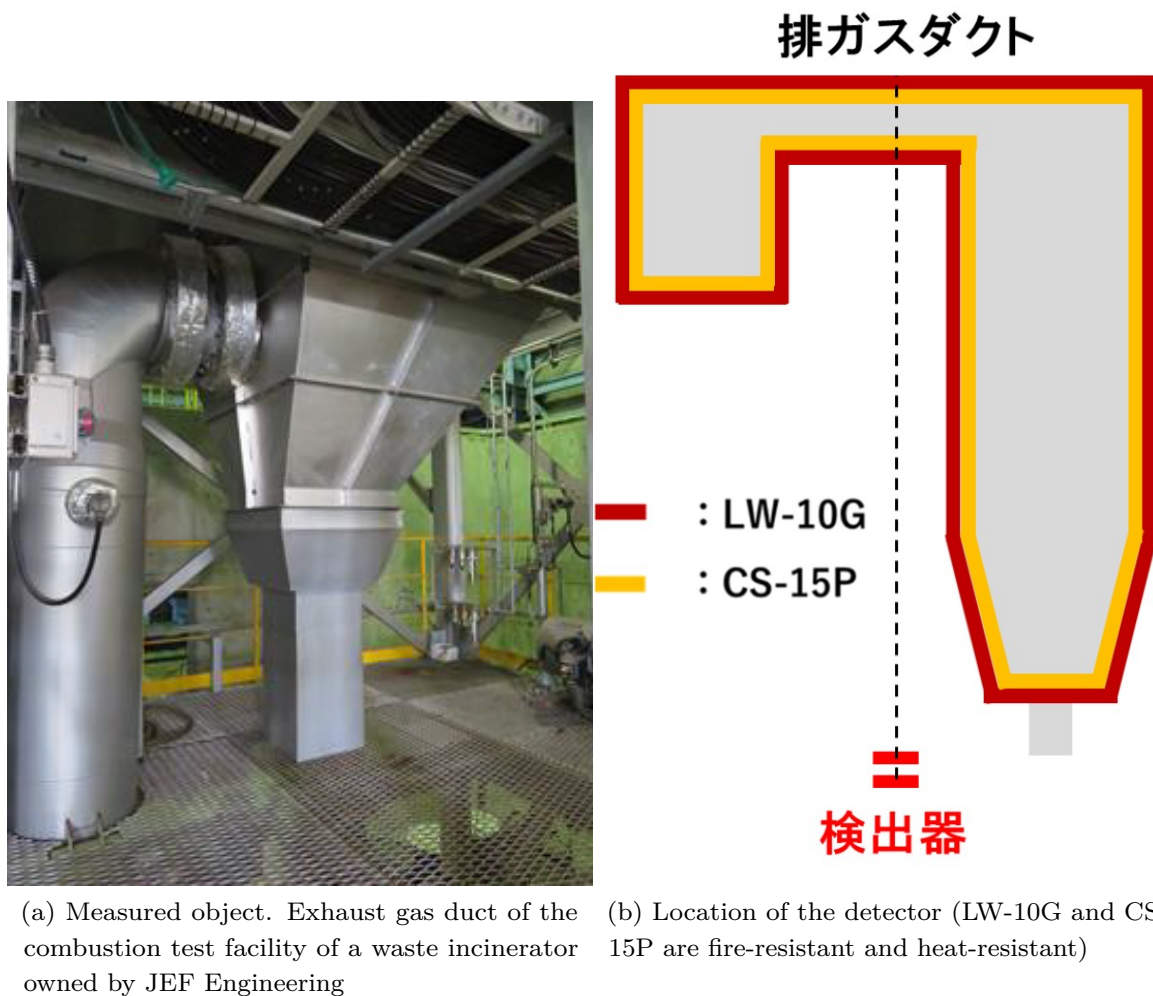
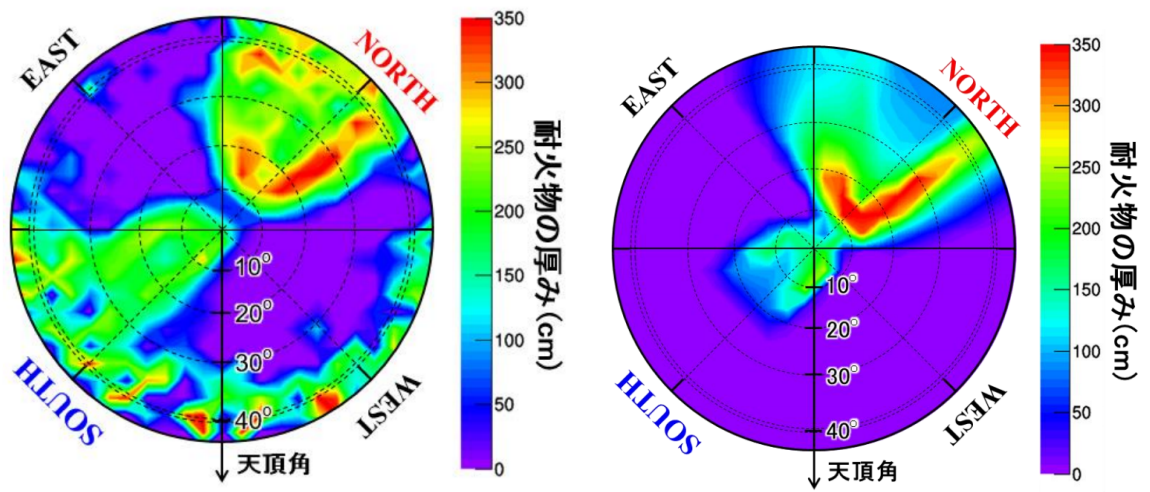


Figure 1.5: Muography experiment of infrastructure facilities using prototype detectors.



(a) Thickness of the fire-resistant and heat-resistant in the exhaust gas duct calculated from the experimental measurement data.

(b) Thickness of the fire-resistant and heat-resistant material calculated from the design drawing of the exhaust gas duct.

Figure 1.6: Comparison of thickness of fire-resistant and heat-resistant between the result in the experiment and calculated values with the design drawing.

1.4 現状の課題

佐々木らによる排ガスダクトの計測は約 12 日行われた。これにより排ガスダクトの概形とおおよその耐火物の厚みを明らかにできた。別の実験として、橋梁のコンクリート床板を模した試験片の計測実験が小森により行われた [33]。試験片は厚さ 18 cm のコンクリート中に鉄筋、鋼板および劣化を模した 10 cm 厚の発砲スチロールなどが埋め込まれている。この試験片の計測は約 41 日間行われた。しかし、劣化を模擬した部分の判別はできなかった。つまり、対象内部の劣化などを判別するには数か月オーダーの計測時間が必要になるということである。1 つの検出器でインフラ設備探査をすることを考えた場合、一年に数か所しか測ることができない。また、常時モニタリングをする場合でも、数か月スパンでしか劣化を判別できないということになる。

そこで我々は計測時間の短縮のために第 2 世代検出器を開発した [34]。第 2 世代検出器の基本構造は、プロトタイプ検出器と同じである。ただし、検出面積が約 5 倍になっている。これにより、検出効率はプロトタイプの約 4 倍になった。

さらに、計測時間を短縮するための解析手法としてエネルギーウィンドウミュオグラフィ (EWM) を提案した [33]。これは、解析に用いる宇宙線ミュオンのエネルギーを低エネルギー帯に絞ることで計測時間を短縮する手法である。しかし、EWM ではミュオグラフィ検出器と別途エネルギー識別用の検出器を開発する必要がある。

また、Section 1.3 で述べた従来の解析手法では、対象と検出器が十分に離れていると仮定していた。一方、EWM ではエネルギー識別用の検出器で計測対象を挟みこむ必要があり、検出器と対象の距離が近くなる。よって、従来の解析手法を用いて対象をイメージングすることができない。以上より、新たなイメージング手法を考案する必要性が生じた。

同じく Section 1.3 で述べた解析手法では、PARMA により求めた全イベント中の電子・陽電子の割合を p_e として、バックグラウンド計数に一律で $1 - p_e$ をかけることにより宇宙線電子・陽電子の影響を除去していた。しかし、宇宙線電子が十分に貫通できる小さな対象を計測した場合、対象計測の結果にも宇宙線電子は混入する。対象計測に混入した宇宙線電子のデータはノイズとなりイメージング画像の解像度を劣化させる要因となる。この混入率を明らかにするには、計測場所を正確に再現したシミュレーションを行わなければならない。よって、ハードウェアによってミュオン・電子を識別できる計測システムを開発する必要がある。

1.5 目的

Section 1.4 で明らかにした問題点と現状の対策および解決すべき課題を Table 1.1 に示す。

Table 1.1: 問題点とその対策および解決すべき課題

問題点	現状の対策	課題
計測時間の短縮	検出面積の大型化 EWM	(1) エネルギー識別用の検出器開発 (2) イメージング手法の開発
宇宙線電子の除去		(3) 電子・ミュオン識別検出器の開発

本研究では、(1) および (3) の課題を解決するための手法として、チェレンコフ検出器を使用したエネルギー弁別およびミュオン・電子識別が可能なミュオグラフィシステムを提案し、シミュレーションを用いた原理検証と解析手法の確立を目指す。そして、以降このシステムを Mu-SCHEME (Muography-system combined with CHerenkov detector for Energy window and Muon-Electron identification) と呼称する。また、(2) の課題を解決するために変換関数を用いた直接投影法を提案する。

よって本研究の目的を以下の二点とする。

- Mu-SCHEME による電子・陽電子の除去と計測時間の短縮をシミュレーションにより示す。
- 変換関数を用いた直接投影により近距離対象のイメージング手法を確立する。

1.6 本論文の構成

本論文では、1 章にてすでに背景と目的と述べた。そして、2 章では EWM、Mu-SCHEME によるイベント選択の原理、および本研究において構築したシミュレーションの共通部分について述べる。3 章ではチェレンコフ検出器の設計および製作した検出器の特性についてまとめる。4 章では、Mu-SCHEME の原理検証のためのシミュレーションの詳細、解析手法に関して述べる。5 章では、シミュレーションの結果と考察を記述する。最後に、6 章で本論文の結論を示す。

第 2 章

基礎的事項

本章では、始めに計測時間を短縮するための解析手法であるエネルギーウィンドウミュオグラフィ（EWM）の原理について述べる。次に、Mu-SCHEME の基礎となるチェレンコフ放射の特性についてまとめる。そして、Mu-SCHEME におけるイベント選択の原理および製作するチェレンコフ検出器の基本要件について記述する。最後に、本研究で構築したシミュレーションの共通部分に関して記述する。

2.1 エネルギーウィンドウミュオグラフィ

当研究室で計測対象として想定しているインフラ設備などは、従来ミュオグラフィが適用されてきた火山などと比べると小さな対象と言える。その小さな対象の劣化をミュオグラフィにより明らかにする場合、わずかなミュオンフラックスの差から当該箇所を判別する必要がある。この場合、劣化部と正常部の密度差を統計誤差よりも有意に判別するため、対象によっては数か月の計測時間が必要になる場合も考えられる。すべての施設に検出器を用意して常時モニタリングするのはコスト的にも現実的ではない。よって、計測時間の短縮は一定期間あたりに計測をできる設備の数に直結する。以上より、計測時間の短縮は重要な課題の 1 つと位置づけられる。そこで我々は、イメージングの際に低エネルギーミュオンのみを使用することで、計測時間を短縮する手法である Energy Window Muography (EWM) を提案した [33]。

2.1.1 EWM の原理

EWM の原理について述べる。Figure 2.1 に示すように、高エネルギーミュオンが計測対象に入射した場合は劣化の有無にかかわらず、対象をほとんど貫通してしまう。一方、低エネルギーミュオンが計測対象に入射した場合は、対象の内部密度違いに敏感に反応する。その結果、低エネルギー宇宙線ミュオンのみを使用してイメージングを行うこと

で、劣化部と正常部の密度差が明瞭に反映される。

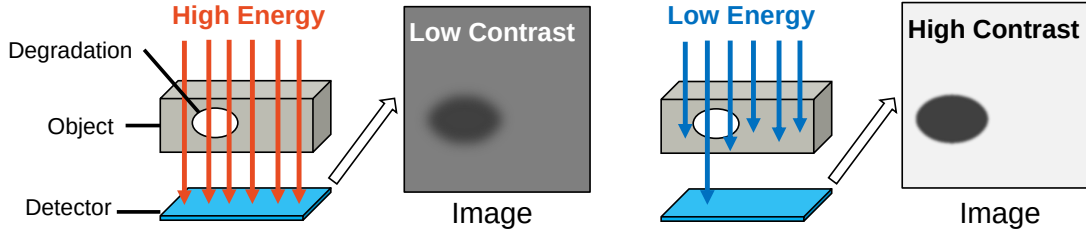


Figure 2.1: Schematic images of normal and energy window muography. High energy muons can pass through the object regardless of degradation, while low energy muons are sensitive to penetration depending on degradation. This results in an increase in imaging contrast.

低エネルギーミュオンのみを使用すると、イメージングに使用するミュオンの計数は少なくなり統計誤差が大きくなる。しかし、この統計誤差の増大よりも低エネルギーミュオンのみを使うことによる画像コントラストの向上の影響の方が大きい場合、計測時間の短縮が望める。

たとえば、解析に使用するエネルギー帯を $E_{\max}$ まで絞るとする。この場合の減衰率 $A_{EW}(\theta, \phi)$ は以下のように示せる。

$$A_{EW}(\theta, \phi) = 1 - \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(\theta, \phi, E) dE}{\int_{E_0}^{E_{\max}} \Phi(\theta, \phi, E) dE} = \frac{\int_{E_0}^{E_{\min}} \Phi(\theta, \phi, E) dE}{\int_{E_0}^{E_{\max}} \Phi(\theta, \phi, E) dE} \quad (2.1)$$

Equation 2.1 で示される減衰率は Equation 1.7 で示される全エネルギー領域を使用した減衰率よりも分母の値が小さくなる。よって、全体に占める吸収されたミュオンの割合が大きくなり、 $A_{EW} > A$ の関係が成り立つ。つまり、同じミュオンの吸収率であっても、解析に使用するミュオンのエネルギー帯を低エネルギーに絞ることで減衰率が大きくなる。また、密度の変化に対する減衰率の変化も大きくなる。そのため、劣化部と正常部の減衰率の差が大きくなり、減衰率をイメージング画像とした場合にそれらのコントラストが向上する。

2.1.2 計測時間の評価

EWM による計測時間短縮を定量的に評価するためには、計測時間の定義を明確にする必要がある。ここでは、構造が既知の対象の内部劣化を判別するために必要な計測時間を定式化する。劣化判別の条件は、正常な状態から予測される減衰率 A_{pre} と実測の減衰

率 A_m との値に誤差よりも有意に差がある場合に、劣化があると判断できる。この減衰率差 A_{diff} を以下のように定義する。

$$A_{\text{diff}} = (A_{\text{pre}} - A_m) \pm \sigma_{\text{diff}} \quad (2.2)$$

σ_{diff} は減衰率差の誤差であり、 $\sigma_{\text{diff}} = \sigma_{\text{sys}} \sigma_{\text{stat}}$ と計測系に依存する系統誤差 σ_{sys} と統計誤差 σ_{stat} の成分に分解される。統計誤差の成分はバックグラウンド、正常な対象の計測、劣化対象の計測の計測時間がすべて τ で等しいとすると以下のように示せる。ただし、予測される対象計測した場合の計数率を $I_{\text{pre}}(\Delta x, \Delta y)$ 、実測の場合の計数率を $I_m(\Delta x, \Delta y)$ 、バックグラウンド計測での計数率を $I_{\text{bg}}(\Delta x, \Delta y)$ とする。

$$\sigma_{\text{stat}}(\Delta x, \Delta y) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \cdot \sqrt{B} \quad (2.3)$$

$$\therefore B = \frac{I_{\text{pre}}(\Delta x, \Delta y) + I_m(\Delta x, \Delta y)}{I_{\text{bg}}(\Delta x, \Delta y)} + \frac{\{I_{\text{pre}}(\Delta x, \Delta y) - I_m(\Delta x, \Delta y)\}^2}{I_{\text{bg}}(\Delta x, \Delta y)^3}$$

よって、劣化判別に必要な計測時間 τ は以下の条件で表される。

$$\tau > \left(\frac{\sigma_{\text{sys}}}{A_{\text{diff}}} \right)^2 \cdot B \quad (2.4)$$

2.1.3 検証シミュレーション

先行研究 [33] によって EWM の原理検証のためのシミュレーションが行われた。先行研究では、モンテカルロ粒子輸送シミュレーションコード PHITS[7] および宇宙線スペクトル予測モデル PARMA[5], [6] を用いたシミュレーションにより EWM の有用性を示した。シミュレーション体系はプロトタイプ検出器を模擬し、計測対象は、厚さ 20 cm で内部に厚さ 15 cm の空洞があるコンクリート版を想定した。このシミュレーション結果に対し、使用するエネルギー帯を変化させて解析した。解析を行ったエネルギー帯は、全エネルギー、それぞれ 1000、500、200、100 MeV 以下である。Equation 2.4 により評価した計測時間を Table 2.1 に示す。全エネルギーを使用した場合の計測時間を 1 とした相対値で示した。エネルギー帯を低エネルギー側に絞っていくことにより、Equation 2.4 で評価された計測時間は短くなっているのが分かる。

Table 2.1: Relative measurement time with and without energy window. Note that the measurement time is normalized to 1 for normal muography.

Energy range [MeV]	All	0-1000	0-500	0-200	0-100
Measurement time [-]	1	0.225	0.0974	0.0253	0.0251

先行研究 [33] により行われた、Figure 2.2 に示すコンクリート試験片をミュオグラフィにより透視したシミュレーション結果を Figure 2.3 に示す。Figure 2.2 に示す計測対象は、当研究室で実際に保有する橋梁のコンクリート床板を模した試験片である。主にコンクリートで構成されており、内部には鉄板、鉄筋、劣化を模した発泡スチロールが埋め込まれている。Figure 2.3b は 200 MeV 以下のミュオンのみを使用して算出した減衰率である。低エネルギー帯のみを使って減衰率を算出することで計測対象の輪郭が明瞭にイメージングされている。また、密度の低い発泡スチロールが埋め込まれている部分もイメージング画像上で確認できる。

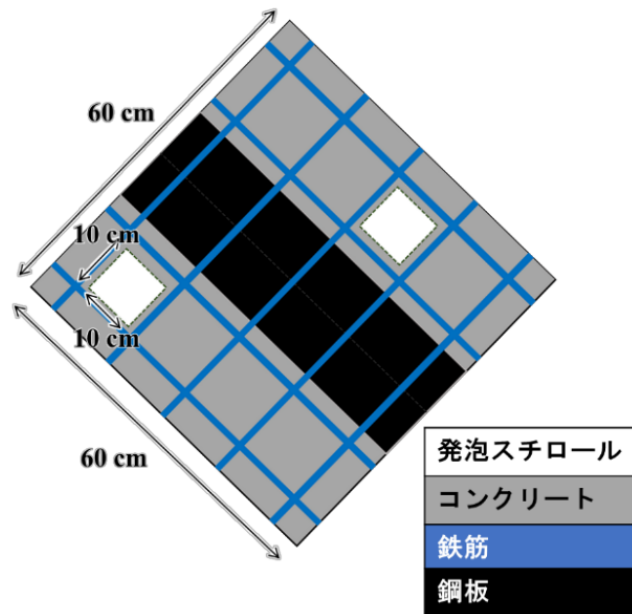
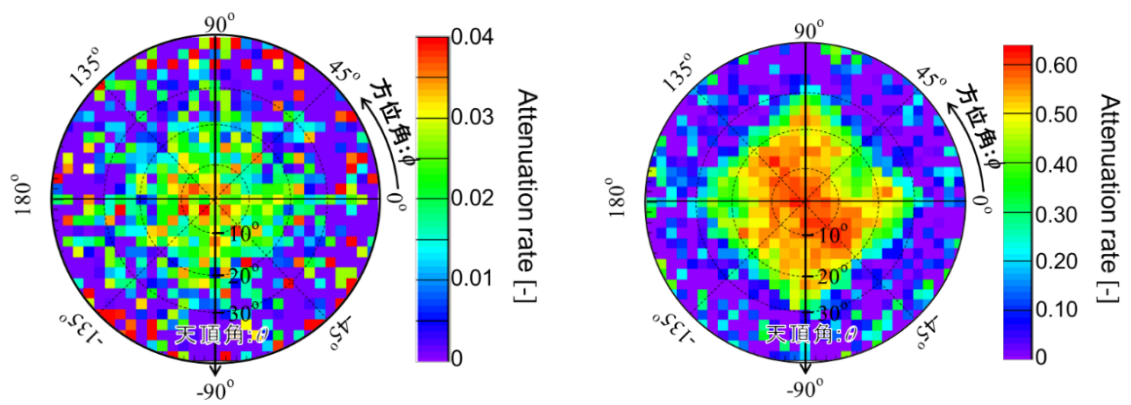


Figure 2.2: Outline of measured object by means of Energy Window Muography. The object which has artificial degradation parts was prepared for verification of EWM.



(a) Attenuation rate calculated with all energy. (b) Attenuation rate calculated with limited energy range (0-200 MeV).

Figure 2.3: Results of simulations for EWM verification.

2.2 チェレンコフ放射

本項では、Mu-SCHEME の基礎となるチェレンコフ放射について述べる。チェレンコフ放射とはある媒質中の光速より大きい速度の荷電粒子が、その媒質中を通過した際に光子が放出される現象である。よって、光速を c 、荷電粒子の速度を v 、媒質の屈折率を n とすると、媒質中の光速は c/n となるので、光子が放出される条件は $c/nv > 1$ と表される。これより、チェレンコフ光が放出される閾エネルギー E_{th} は以下のように表される。

$$E_{\text{th}} = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

ここで、 mc^2 は入射粒子の静止質量 (MeV/c^2) である。Figure 2.4 に電子とミュオンの屈折率に対する閾エネルギーの関係を示す。

チェレンコフ光は、荷電粒子の進行方向を軸とする円錐状に放出される。光子の放出される円錐の中心角 θ_c は以下の式で表される。

$$\theta_c = \cos^{-1} \frac{1}{n\beta} \quad (2.6)$$

ただし、 β は光速 c と荷電粒子の速度 v の比 v/c である。また、チェレンコフ放射によって生成される光子数 N はフランク=タムの式 [35]

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (2.7)$$

で表される。ここで、 z は入射粒子の電荷、 λ は発生する光子の波長、 α は微細構造定数であり $\alpha = e^2/\hbar c$ と示される。Equation 2.7 をある波長範囲 $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ で積分すると以下のようなになる。

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \theta_c = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (2.8)$$

Equation 2.8 により媒質中における積分した波長範囲の発生光子数を求めることができる。また、放出される光子の波長分布は Figure 2.5 に示すように、長波長になるほど波長 λ の 2 乗に反比例して小さくなっていく。

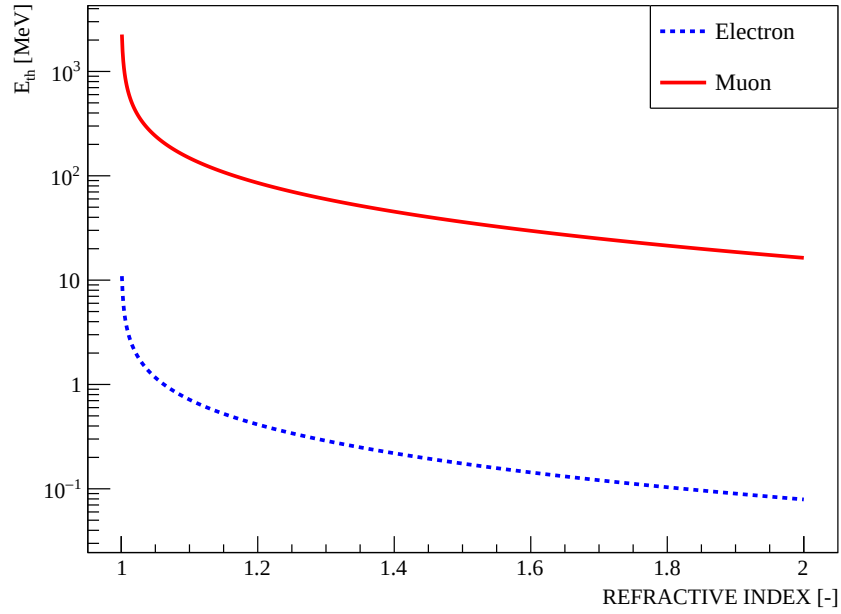


Figure 2.4: Relation between refractive index and threshold energy of Cherenkov emission for electrons and muons.

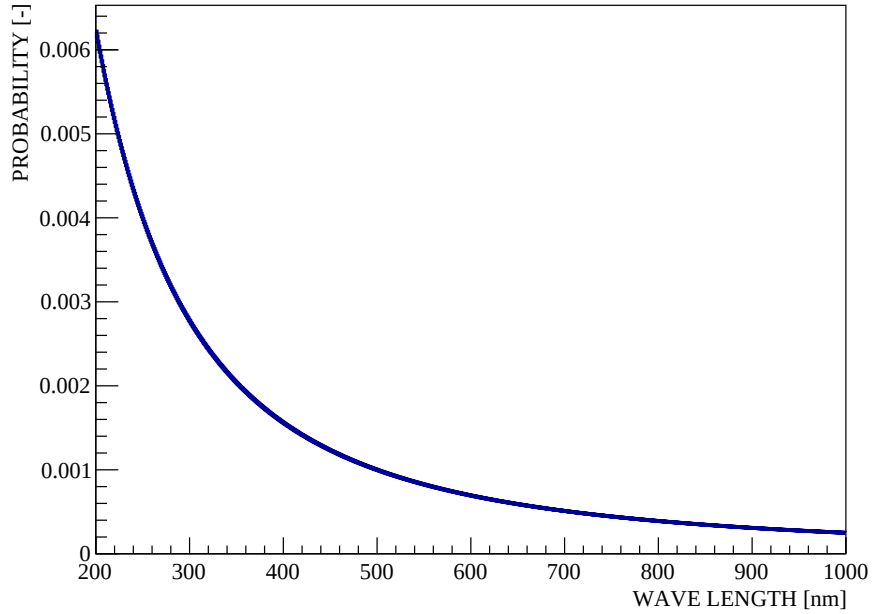


Figure 2.5: Probability density distribution of wavelength of Cherenkov light generated by 1000 MeV electrons in water.

2.3 Mu-SCHEME によるイベント選択

2.3.1 イベント選択の原理

我々は、エネルギー識別用の検出器とミュオグラフィ検出器で計測対象を挟みこみ計測を行い、解析時に低エネルギーミュオンのみを使用して計測時間を短縮させる EWM を提案した。また、従来手法ではシミュレーションによる単純な補正で宇宙線電子の影響を除去していたが、より低ノイズな計測データを得るためにはハードウェアで宇宙線電子を除く必要があった。そこで本研究では、エネルギー弁別とミュオン・電子識別を行うためのチェレンコフ検出器を開発する。そして、チェレンコフ検出器とミュオグラフィ検出器を組み合わせた小型対象計測用のミュオグラフィシステムを提案する。この計測システムを、Mu-SCHEME (Muography-System combined with CHerenkov detector for Energy-window and Muon-Electron identification) と呼称する。

チェレンコフ放射から得られる物理量は、光子の放出角度 θ_c と発光量 N_p であり、これらは粒子の速度に依存している。そして、粒子の速度は、粒子のエネルギーと質量に依存している。そのため、光子の放出角度 θ_c と発光量 N_p を計測することで粒子のエネルギーと種類を判別することができる。

チェレンコフ光の放出箇所から十分に離れた位置に光検出器を配置すると、チェレンコフ光をリング状に検出することができる。そして、このリングの大きさおよび輻射体と光検出器の距離から光子の放出角度を算出することができる。Mu-SCHEME は上空から降り注ぐ宇宙線を計測するため、チェレンコフリングを計測するには輻射体の下方に光検出器を敷き詰める必要がある。しかし、Mu-SCHEME ではチェレンコフ検出器とミュオグラフィ検出器で対象を挟みこむため、輻射体の下方に構造物があることは望ましくない。なぜなら、輻射体とミュオグラフィ検出器の距離が離れることで、計測システム全体のアクセプタンスが小さくなるからである。また、両検出器の間に計測対象以外の構造物が存在すると、粒子の散乱を誘発することも考えられる。よって、放出角度ではなく発光量からイベント識別をする手法をとる。以下にその識別の原理を示す。

ミュオンの質量は電子の質量に比して約 207 倍である。そのため、Figure 2.6 に示すように低エネルギー帯においては、同一のエネルギーであってもそれぞれの速度には大きな差が生じる。そして、Equation 2.8 に示すように、媒質中でのチェレンコフ光発生数は速度に依存する。そのため、低エネルギー帯において電子とミュオンの発生光子数も大きな差が生じる。電子とミュオンそれぞれのエネルギーに対する水中における 1 cm 辺りのチェレンコフ発光量を Figure 2.7 に示す。ただし、波長範囲は $350 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$ で積分している。これは、一般的な光電子増倍管が感度を持つ波長領域である。ミュオンの発光量はチェレンコフ発光閾エネルギーである約 50 MeV から立ち上がり、200 MeV

付近まで急増、それ以降は最大発光量である 240 光子に漸近している。一方、電子の発光閾エネルギーは 1MeV 以下である。そのため数 MeV のエネルギーで最大発光量に達している。そして、おおよそ 400 MeV 以下の領域で電子とミュオンの発光量に有意な差が確認できる。

本研究では、Figure 2.7 に示すような電子とミュオンの発光量の違いを利用することで、エネルギー弁別および粒子識別する手法を提案する。Figure 2.7 に示すように光子数に対してある閾値 N_{th} を設定する。ここでは一例として、水中で発生したチェレンコフ光に対して 200 光子を閾値としている。そして、閾値以上の発光量をもつイベントを除去、閾値以下のイベントを受容する。このイベント選択によって、大部分の電子および約 100 MeV 以上のミュオンを除去し、約 100 MeV 以下の低エネルギーミュオンのみを選択することができる。実際には、光子は光電子増倍管などの光検出器を用いて計測する必要がある。そして、光電子増倍管は検出された光子数に比例した波高をもつ電圧信号を出力する。したがって、ある媒質中で発生したチェレンコフ光を光検出器で計測し、その出力信号に対してある閾値を設定することでイベント識別を行うことができる。

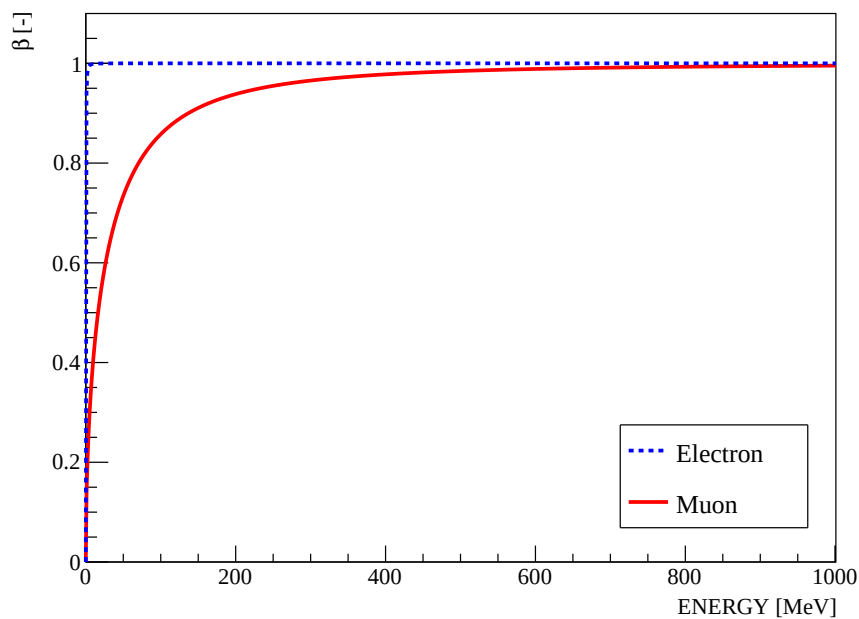


Figure 2.6: Velocity of muons and electrons as a function of kinetic energy

2.3.2 チェレンコフ検出器

本項では、Mu-SCHEME で使用するチェレンコフ検出の基本要件を定義する。計測対象は、Section 1.3 で計測結果を示した排ガスダクトのような、コンクリート程度の密度 ($\rho \simeq 2.0\text{g/cm}^3$) で、10-30 cm ほどの厚みのものを仮定する。今回製作するチェレンコ

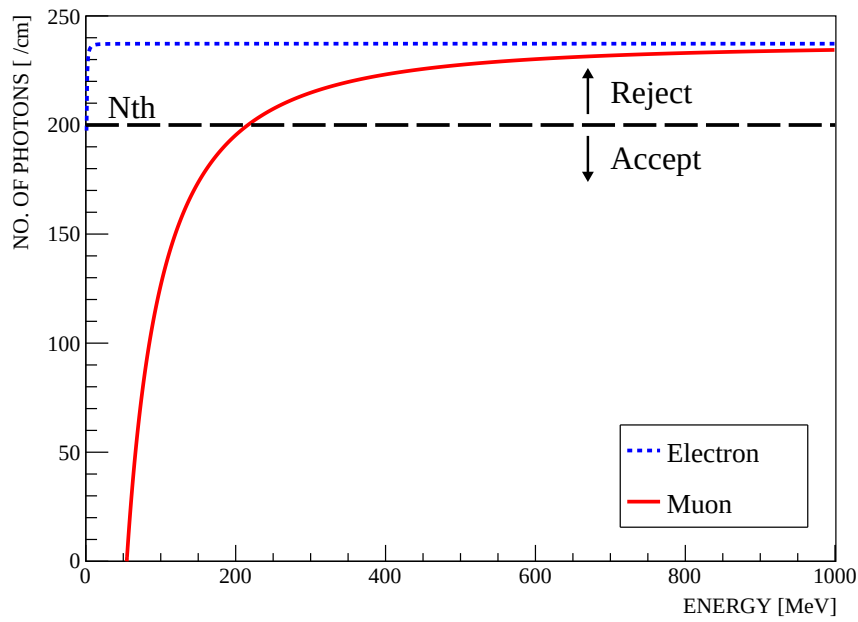


Figure 2.7: Number of photons produced by Cherenkov radiation in water ($n = 1.33$) for muons and electrons.

フ検出器は、Mu-SCHEME の原理実証のために製作する試作機である。そのため、原理実証を行える最小限の構成で設計する。また、チェレンコフ検出器と組み合わせるミュオグラフィ検出器は、当研究室で開発した第 2 世代検出器を使用する。

Mu-SCHEME では、チェレンコフ検出器の下方にミュオグラフィ検出器を設置する。よって、光検出器をチェレンコフ検出器の下方に取り付けると、チェレンコフ検出器とミュオグラフィ検出器の距離が離れ計測システム全体のアクセプタンスが小さくなる。また、2 つの検出器間に輻射体以外の構造物が存在すると粒子の散乱などを誘発する。これらの理由より、輻射体の側面に光検出器を取り付け、ライトガイドによって光検出器へ集光する構成とする。輻射体の形状は取り扱いの容易さを考え板状とし、その両端に台形状のライトガイドを配置し光検出器へ集光する。そして、光検出器には当研究室で保有している光電子増倍管（浜松ホトニクス H6410[36]）を使用する。また、ミュオグラフィ検出器の検出効率は鉛直方向がもっともよく、天頂角が大きくなるほど検出効率は減少する。これより、最低でも検出効率の高い鉛直方向のイベントを計測できるように、チェレンコフ検出器の大きさは第 2 世代検出器の検出面積と同程度の 30 cm 四方にした。そして、輻射体内で発生したチェレンコフ光は発生光子数と検出光子数の線形対応をよくするため、全反射剤であるアルミ箔により集光する。以上の要件を元に考案した Mu-SCHEME の基本概念図を Figure 2.8 に示す。

今回は、コンクリートほどの密度で、厚さ 10-30 cm 程度の物体を計測対象として想

定した。この計測対象を貫通するミュオンの最小エネルギーは、約 70-200 MeV である。よって、このエネルギー程度までミュオンと電子の発光量に差がある輻射体を選定する必要がある。この条件を満たす輻射体の 1 つとしてアクリルが挙げられる。Figure 2.9 に Equation 2.8 を用いて計算した 1 cm あたりのチェレンコフ発光量を示す。ただし、波長領域は、一般的な光電子増倍管の有感領域である $350 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$ で積分した。ミュオンのチェレンコフ発光閾エネルギーはアクリル中で約 37 MeV であり、250 MeV 程度まで電子とミュオンの発光量に差が見られる。アクリル以外にも、ゲル状の媒質中に空気を内包させ屈折率を 1.01-1.1 程度まで調整できるシリカエアロゲル [37] や水なども有用な輻射体である。しかし、今回は試作機ということもあり、個体かつ安価で取り扱ひもしやすいアクリルを採用した。また、この際ライトガイドの材質もアクリルとし、輻射体部とライトガイド部を一体型の検出器とする。

輻射体の厚み、ライトガイド部の長さはパラメーターとし、もっとも光子の検出効率がよい形状をそれぞれシミュレーションを構築し検討した。これらのパラメーターの決定手法は Section 3 において後述する。

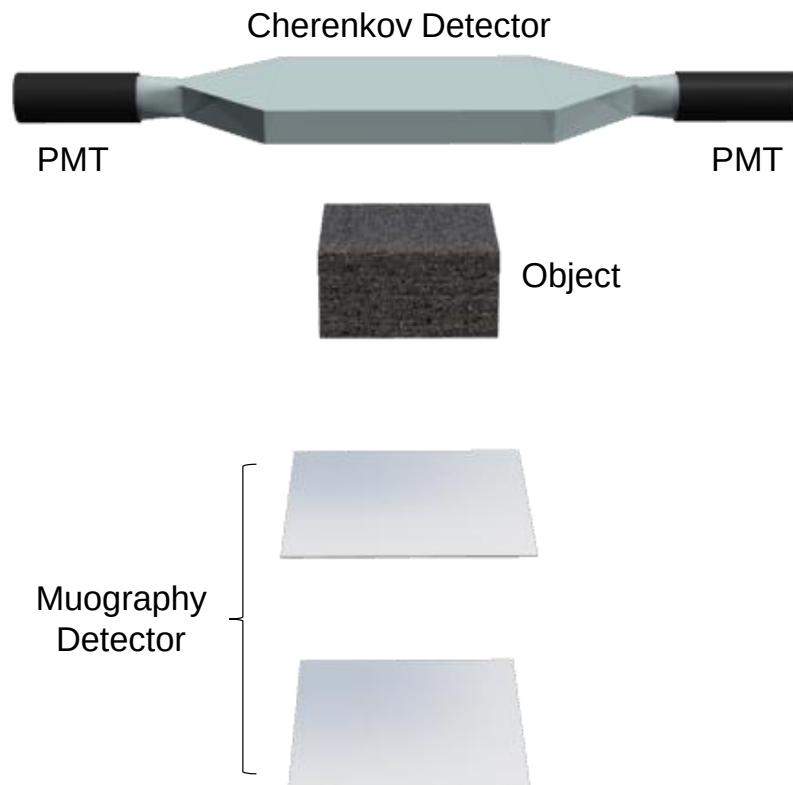


Figure 2.8: Setup of Mu-SCHEME

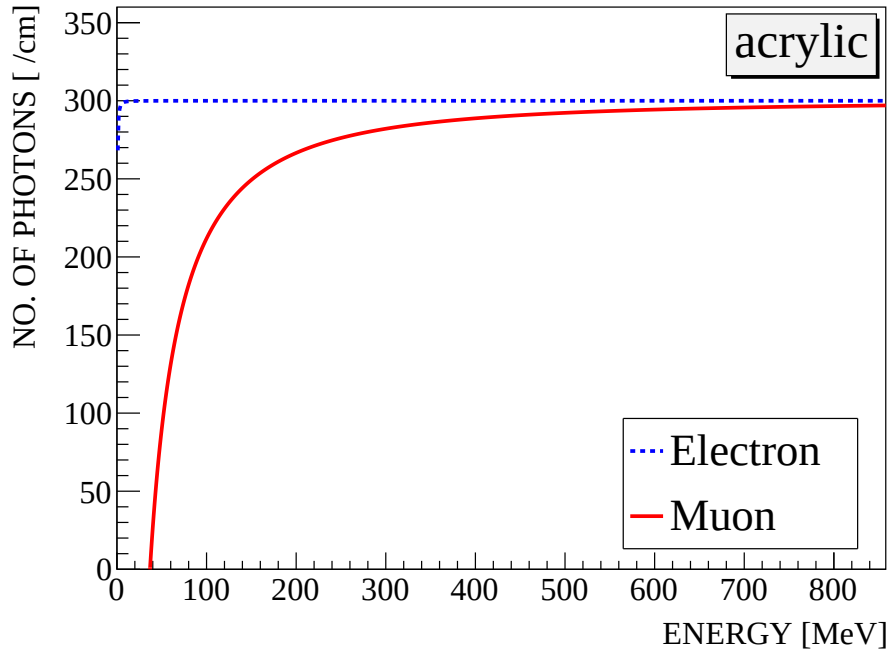


Figure 2.9: Relation between energy and number of photons produced by Cherenkov radiation in acrylic ($n=1.49$)

2.4 Geant4 シミュレーション

本節では、本研究において構築したシミュレーションで共通して使用している物理モデルと光学特性に関して述べる。

2.4.1 物理モデル

Mu-SCHEME の設計・原理検証を行うために、粒子輸送シミュレーションツールキットである Geant4 を用いてシミュレーションを行った。本項では、チェレンコフ放射シミュレーションで用いた物理モデルに関して述べる。

Geant4[38]–[40] は欧州原子核研究機構（CERN）で開発された粒子輸送モンテカルロシミュレーションツールキットである。Geant4 の応用分野は、高エネルギー物理、原子核実験、医療、加速器実験および宇宙物理など多岐にわたる [41]。プログラミング言語は C++11 (ISO/IEC 14882:2011) が使用され、オブジェクト指向プログラミングに基づき設計されている。そのため、Geant4 ではシミュレーション構築用のインターフェイスとして多くの抽象クラスが存在する。ユーザーは抽象クラスを継承し、自らの実装したい機能を組み込んだ具体クラスを実装することでアプリケーションを構築する。

アプリケーション内で使用する物理過程は `G4VUserPhysicsList` を継承した具体クラ

スである物理モデルリストに追加することで有効になる。本研究では、電子、陽電子、正ミューオンを線源として使用した。それぞれの粒子について、有効にした電磁相互作用に関係する物理過程クラスを Table 2.2 に示す。それぞれの粒子について多重散乱、制動放射、電離損失を有効にしている。また、陽電子は対消滅、正ミューオンは対生成過程を追加している。

Geant4 では光学光子を取り扱うモデルとして `G4OpticalPhysics` が用意されている。Geant4 の中で光学光子とは、数 eV 程度の低エネルギー光子のことである。光学光子は、反射、屈折、散乱などが主な物理過程である。対して、高エネルギーの光子である γ 線や X 線は、軌道電子や原子核との相互作用を起こす。このような物理的なふるまいの違いのために、Geant4 では光学光子と γ 線ならびに X 線を明確に区別して扱っている。今回、チェレンコフ光の発生と輸送をシミュレーションするための物理仮定クラスとして、チェレンコフ放射による光子生成 (`G4Cerenkov`)、吸収 (`G4OpAbsorption`)、レイリー散乱 (`G4OpRayleigh`)、ミー散乱 (`G4OpMieHG`) および境界過程 (`G4OpBoundaryProcess`) を使用している。

Table 2.2: Classes of physics process resistered for each particles.

Particle	Physics Process
e^-	<code>G4eMultipleScattering</code>
	<code>G4eIonisation</code>
	<code>G4eBremsstrahlung</code>
e^+	<code>G4eMultipleScattering</code>
	<code>G4eIonisation</code>
	<code>G4eBremsstrahlung</code>
	<code>G4eplusAnnihilation</code>
μ^+	<code>G4MuMultipleScattering</code>
	<code>G4MuIonisation</code>
	<code>G4MuBremsstrahlung</code>
	<code>G4MuPairProduction</code>

2.4.2 検出器構成

シミュレーション内で定義した検出器構成の概要について Figure 2.10 に示す。ミュオグラフィ検出器を仮定して、 $296 \times 296 \times 4 \text{ mm}^3$ の大きさを持つ板状の有感領域を 2 つ定義した。2 つの有感領域は我々の開発した第 2 世代検出器に準じた大きさであり、xy 平面に並行に設置し、その中心を z 軸とした。また、上方の有感領域は $z = 0 \text{ mm}$ 、下方は $z = 319 \text{ mm}$ に配置した。この有感領域間の配置は Section 3 で述べる実験体系にあわせて決定した。検出器は十分に薄く、入射した粒子を大きく散乱させると考えられないことから、材質は空気として計算時間の短縮を図った。そして、有感領域に粒子が入射した位置を取得し、ヒットしたピクセル番号を計算した。

チェレンコフ検出器の輻射体、ライトガイドはアクリルとし、xy 平面に並行、中心を z 軸に配置した。チェレンコフ検出器のサイズなどに関しても、Section 3 で後述する。輻射体とライトガイドは全体を厚さ 0.028 mm のアルミ箔の反射材で覆った。チェレンコフ検出器で使用する光検出器は PMT (H6410) を想定して、ライトガイドの終端に直径 5 cm 、厚さ 2 mm の有感領域を設置した。また、Table 2.3 に今回のシミュレーションで定義した物質の特性についてまとめる。

Table 2.3: Material definition of simulation. The percentage of element indicate mass ratio. Percentage indicates mass ratio.

Material	Components	density [g/cm ³]
Air	N 75.5%, O 23.2%, C 0.123%, Ar 1.28%	0.00120
Al foil	Al 98.0%, Fe 1.3%, Si 0.25%, Zn 0.2%, O 0.2%, Cu 0.05%	2.27
Acrylic	C ₅ H ₈ O ₂	1.19
Concrete	O 52.9%, Si 33.7%, Ca 4.4%, Al 3.4%, Mg 2.0%, Na 1.6%, Fe 1.4%, K 1.3%, H 1.0%, C 0.1%	2.3
Lead	Pb	11.35

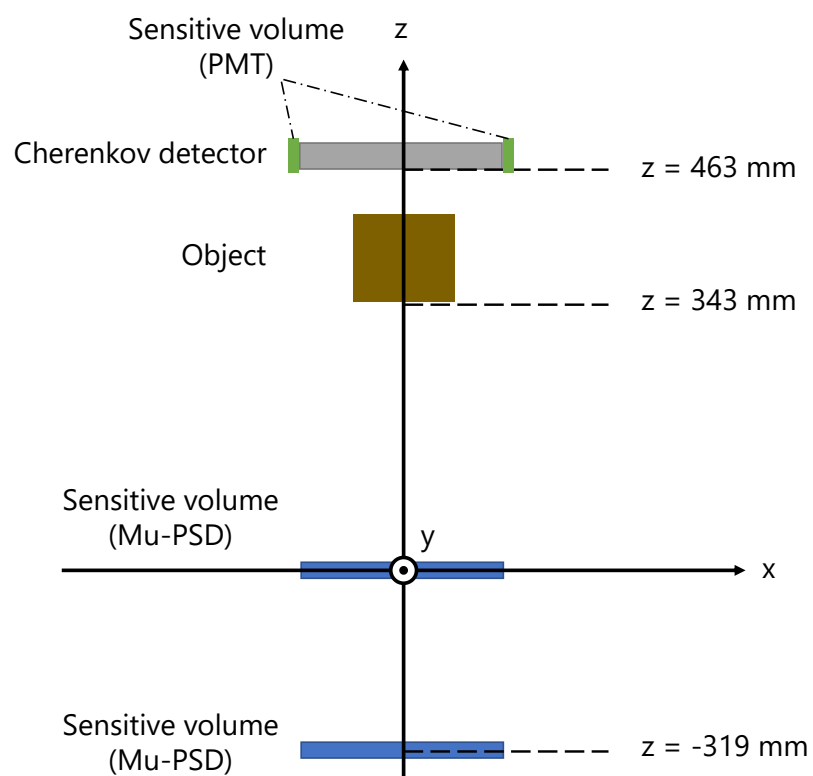


Figure 2.10: Overview of detector construction in the Geant4 simulation

2.4.3 光学特性

Geant4 で光学過程を取り入れ光学光子を輸送する場合は、屈折率、吸収長などの光学特性をそれぞれの物質に対して付与する必要がある。それぞれの物質に付与した光学特性を Table 2.4 に示す。

Table 2.4: Materials optical properties implemented in the simulation. When tow values are specified, the coresponding optical properties with photon energies that range from 2.034 to 4.136 eV (284-600 nm).

Optical properties	Values
Refractive index of air	1.0
Refractive index of acrylic	1.4896-1.5337
Absorption length of actylic	20.00 m
Refractive index of Al foil	1.771-1.812
Reflectivity of Al foil	0.950-0.935

また、反射、屈折および吸収などの物質の境界でおこる光学過程をシミュレーションするために境界の表面状態を指定する。表面状態の指定には、指定したボリュームの表面状態を一括で指定する方法 (`G4LogicalSkinSurface`) と指定した 2 つのボリュームの境界ごとに表面状態を指定する方法 (`G4LogicalBorderSurface`) がある。今回のシミュレーションでは、`G4LogicalBorderSurface` を使用し、ライトガイドが一体になったアクリル輻射体と反射材のアルミ箔、ライトガイドの終端と PMT を想定した有感領域の境界で表面状態を指定した。

シミュレーション内で、指定する必要があるその他のパラメーターは、境界過程物理モデル (`G4OpticalSurfaceModel`)、表面タイプ (`G4OpticalSurfaceType`)、表面仕上げ (`G4OpticalSuefaceFinish`) がある。境界過程物理モデルは `Unified` もしくは `Glisur` モデルから選択することができる。`Unified` モデルは、鏡面反射、後方散乱、ランバート反射などの反射過程から適切なものを選択して境界過程を計算する。`Glisur` モデルでは、マイクロファセットと呼ばれる微細な平面から表面が構成されていると仮定する。マイクロファセットに対する法線方向は、光学光子が表面へ到達するたびランダムに計算される。鏡面反射の方向は、このマイクロファセットの向いている方向によって決まる。表面タイプは、`dielectric-dielectric` もしくは `dielectric-metal` のいずれかを指定する。そして、表面仕上げは研磨された表面、荒い表面など表面の状態に合わせたものを指定することができる。Geant4 の光学光子モデルのさらに詳しい説明は、[42] を参照のこと。今回構築したシミュレーションにおいて指定した光学特性を Table 2.5 に示す。た

だし、アクリルと空気の境界における反射率は 0、検出効率は 100% としている。

Table 2.5: Optical surface properties in the simulation.

Surface	Model	Finish	Type
Acrylic-Al foil	Unified	polished	dielectric-metal
Acrylic-Air	Glisur	polish	dielectric-dielectric

第 3 章

チェレンコフ検出器の設計・製作

本章では Section 1.2.2 で述べたチェレンコフ検出器の基本要件を元に、Mu-SCHEME で使用するチェレンコフ検出器の輻射体の厚みおよびライトガイド部の長さを、シミュレーションにより決定した。そして、設計に基づいて製作した検出器の特性について述べる。

3.1 設計

3.1.1 輻射体の厚み

適切な輻射体の厚みを調べるため、アクリルの厚みを 1、3、5 cm と変更し、それぞれについて集光率および電子とミュオンの弁別性を確かめるシミュレーションを行った。この際ライトガイド部の長さは 10 cm で固定した。そして、光電子増倍管の光電面を想定した有感領域は、直径 5 cm 厚さ 2 mm の円板で定義した。ライトガイド部と輻射体部との接合部は、輻射体と同様の厚みとし、終端は有感領域に集光するため 3 cm × 4 cm とした。ただし、輻射体の厚みが 1 cm の場合のライトガイドの終端は 1 cm × 4 cm である。アクリル板の厚みを 3 cm とした場合のシミュレーションのジオメトリを Figure 3.1 に示す。放射状に存在する緑の線がシミュレーションで発生したチェレンコフ光を輸送している様子である。入射粒子は、500 MeV の電子で、アクリル板の中央へ鉛直方向に入射した。

上記の体系で、それぞれ 50、100、110、120、130、140、150、200、250、300 MeV のエネルギーを持った電子およびミュオンをアクリル板の中央に鉛直方向から入射する計算を 1000 イベント行った。そして、アクリル中でチェレンコフ放射により発生した光子数と、ライトガイド部両端に配置した有感領域へ到達した光子の数をカウントした。

まず、300 MeV のミュオンを入射した場合の集光率 η を求める。集光率は発生光子数と検出光子数の分布をランダウ分布でフィッティングし、それぞれの最頻値を μ_{gen} 、

μ_{det} とする。このとき集光率を $\eta = \mu_{\text{det}}/\mu_{\text{gen}}$ と定義する。アクリルの 1、3、5 cm に対する集光率を Table 3.1 に示す。

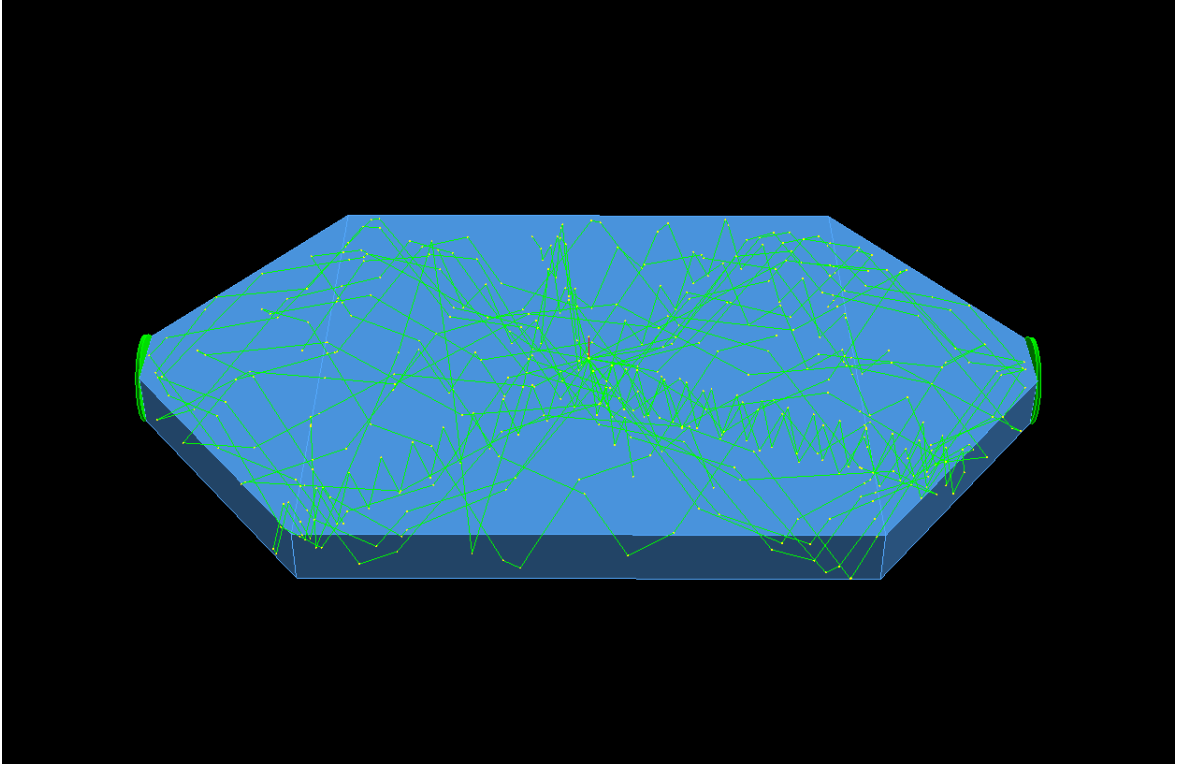


Figure 3.1: Simulation geometry to determine appropriate radiator thickness under fixed thickness (3 cm) and light guides length (10 cm).

Table 3.1: Light collection rate for each thickness of acrylic.

Thickness of acrylic [cm]	Light collection ratio [%]
1	2.3
3	8.9
5	0.8

電子とミュオンの弁別性を評価するため Figure of merit (FOM) を以下のように定義する。

$$\text{FOM} = \frac{\Delta}{\text{FWHM}_{\text{e}} + \text{FWHM}_{\text{m}}}$$

Δ は電子とミュオンのピーク間距離、 $\text{FWHM}_{\text{e,m}}$ はそれぞれ電子とミュオンのピークの全半値幅である。FOM > 1 の場合、2 つのピークが十分に離れていると判断する。一例

として、3 cm の厚みの輻射体に 120 MeV の電子とミュオンを打ち込んだ場合、それぞれの検出光子数分布を Figure 3.2 に示す。その他のエネルギーの場合も同様にして、電子とミュオンの検出光子数分布を作成し、FOM の値を計算した。その結果を Figure 3.3 に示す。

集光率に関して、3 cm のとき一番集光率が高い。今回のシミュレーションでは、鉛直方向から粒子を入射しており、チェレンコフ光は下方へ放出され上下に反射しながら有感領域に到達する。そのため、1 cm のときは、反射する回数が多くなり光子の損失が多くなる。また、反射材はアルミ箔を用いており光子は全反射を起こしながら輸送される。よって、有感領域に光子が到達するか否かはほとんど幾何学的条件によって決まる。5 cm の場合、ライトガイドの縦方向に傾斜があることで光子は前方に反射されない。これにより、有感領域へ到達する光子数は少なくなり、集光率が低くなったと考えられる。

また、1 cm の厚みのときは、3、5 cm と比較して FOM が小さく弁別性が悪いことがわかる。3 cm と 5 cm の厚みでは、FOM が 1 以下になるエネルギーは 120 MeV 程度で、大きく変わらない。

チェレンコフ光の発生数は、入射粒子が輻射体を通過した飛跡の長さに比例する。よって、輻射体の厚みが 5 cm の場合、3 cm の場合と比較して発光量が約 1.7 倍となる。また、Table 3.1 で示したように、輻射体の厚みが 3 cm の場合の集光率は、5 cm の場合の約 11 倍である。よって、輻射体が厚くなることによる発生光子数の増加の影響よりも、集光率の影響のほうが大きく、5 cm の場合より 3 cm の場合のほうが検出光子数は多くなる。

以上のことから、アクリル板の厚みは、3 cm のときが集光率および電子とミュオンの弁別性優れていると言える。よって、アクリル板の厚みは 3 cm とする。

3.1.2 ライトガイドの長さ

チェレンコフ検出器の厚みは 3 cm として、ライトガイド部の長さを決定するためのシミュレーションを行った。Section 2.3 で述べたように、ライトガイド部の形状は台形型であり、長さを変化させると側面の角度が変化し光子の反射に大きく影響を与える。また、チェレンコフ光の放出方向には指向性があり、粒子が検出器に入射した位置によって集光率が変化する。製作するチェレンコフ検出器は検出光子数から入射粒子の種類とエネルギーを推定するものであり、計測結果の一様性は高いほど精度が上がると言える。よって、検出光子数と入射位置依存性を適切なライトガイド長の評価のための指標とする。そして、入射位置依存性が小さく、より検出光子数が多いライトガイド長を採用した。

最適なライトガイド長を評価するためにシミュレーションを行った。また、ライトガイドの形状は Section 3.1.1 と同様で、その長さを 5 cm から 30 cm まで 5 cm 刻みで変更した。この際、輻射体の厚み、ライトガイドの厚みともに 3 cm とした。入射粒子は、

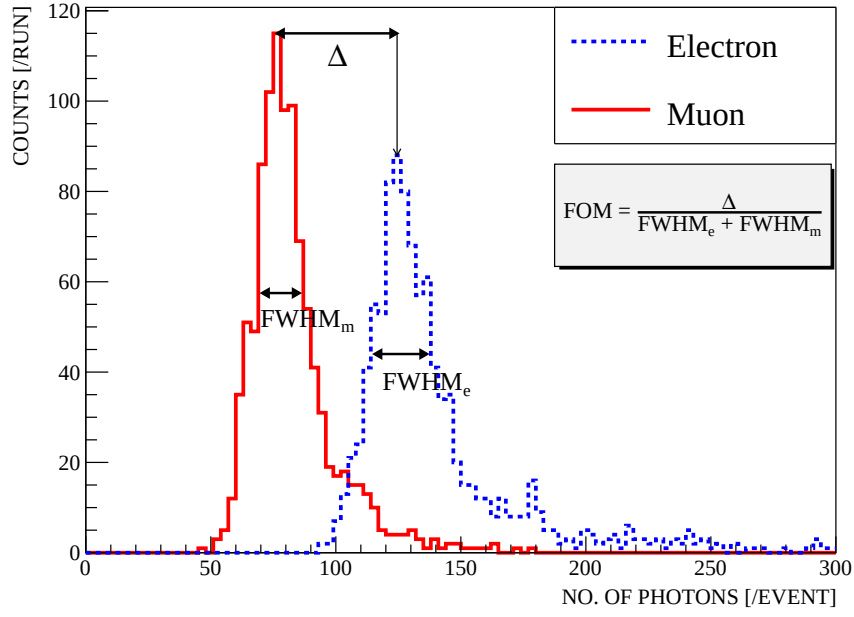


Figure 3.2: Distribution of number of detected photons when 120-MeV muons and electrons travel in acrylic radiator which thickness is 3 cm.

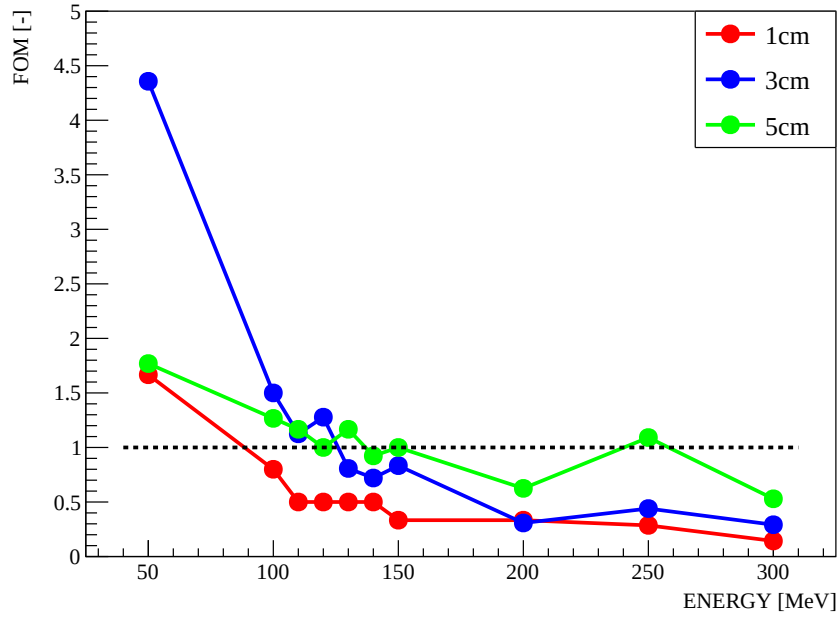


Figure 3.3: Figure of merit for each acrylic radiator thickness and particles energy. Δ indicates difference of most probable value in each distributions.

300 MeV のミュオンを Figure 3.4 で示す位置に打ち込んだ。検出器の構成は点対象であるため、検出器の 4 分の 1 にあたる部分に粒子を入射した。

それぞれのライトガイド長に対する、各入射位置での検出光子数の平均値を Figure 3.5 に示す。また、入射位置ごとの検出光子数の平均値の標準偏差を Figure 3.6 に示す。

それぞれのライトガイド長に対する検出光子数の平均値は、ライトガイド長と負の相関にある。これは、検出されるまでの光路長が長くなるためである。対して、粒子の入射位置依存性は、ライトガイド長が 5 cm のときが他の場合と比較して大きく、その他はほぼ一定の値を示している。これは、ライトガイド長が極端に短くなると、ライトガイド側面の角度が大きくなり、光子が前方に反射しなくなるためである。

以上の結果から、位置依存性が小さく、検出光子数がもっとも多い 10 cm のライトガイドを採用する。

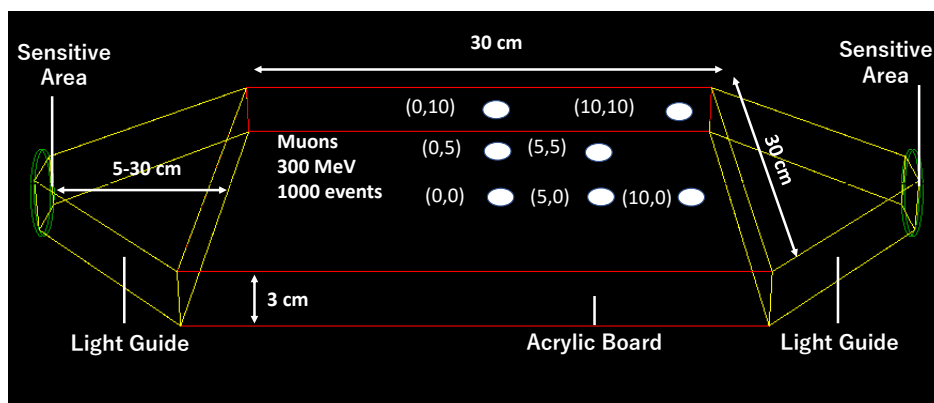


Figure 3.4: Simulation setup for determination of light guide length.

3.2 製作

Section 3.1 で決定した輻射体の厚み 3 cm、ライトガイド長 10 cm をもとにチェレンコフ検出器を製作した。製作したチェレンコフ検出器を Figure 3.7 に示す。材質はすべて紫外透過アクリルであり、輻射体とライトガイドは一体になっている。使用したアクリルの 15 mm あたりの透過率を Figure 3.8 に示す。検出器の厚さは 35 ± 2 mm である。また、大きさは正方形の部分が 30×30 cm² であり、ライトガイドの長さは 10 cm で、終端は 3×4 cm² である。そして、直径約 5 cm の光電面を持つ光電子増倍管とライトガイド終端をカップリングするための接続部が取り付けられている。そして、接続部を除いて検出器全体を反射材であるアルミマイラー膜と遮光幕で覆ってある。

製作したチェレンコフ検出器と第 2 世代ミュオグラフィ検出器を用いて構築した、Mu-SCHEME の実験体系を Figure 3.9 に示す。ミュオグラフィ検出器の検出器間距離は 319 mm、上方の Mu-PSD からチェレンコフ検出器下面までの距離が 463 mm、

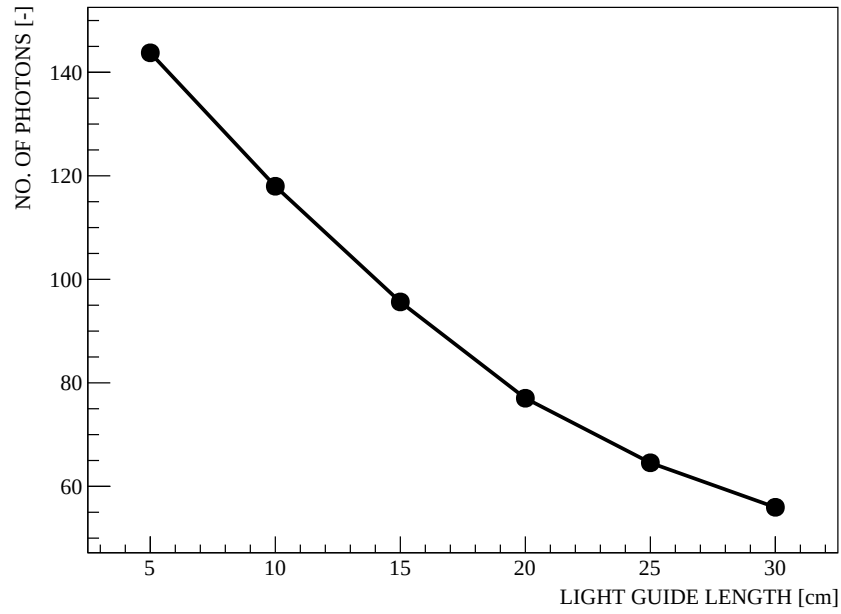


Figure 3.5: Average number of detected photons at each incident positions for each light guide length

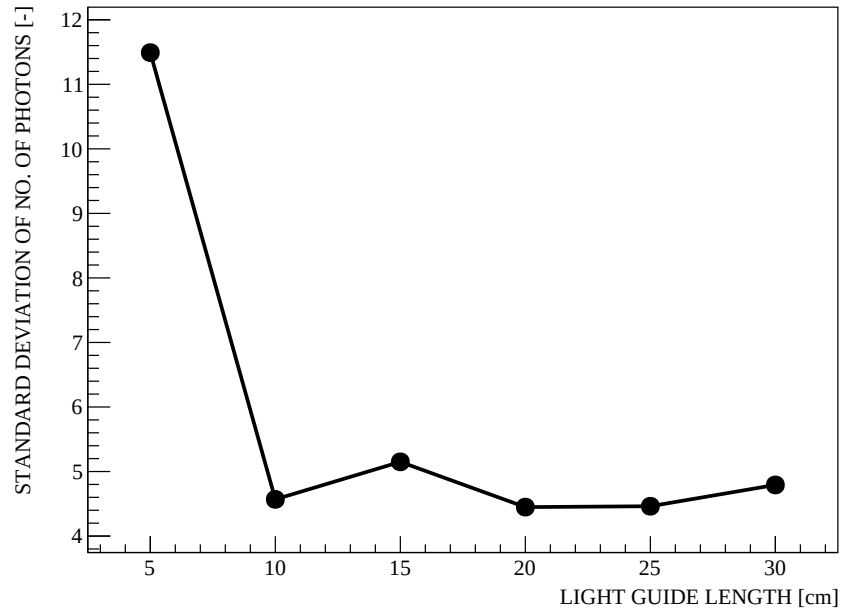


Figure 3.6: Standard deviation of the average number of detected photons at each incident positions for each light guide length

チェレンコフ検出器を設置している架台の高さが 120 mm である。実験体系の模式図を Figure 3.10 に示す。



Figure 3.7: Fabricated Cherenkov detector.

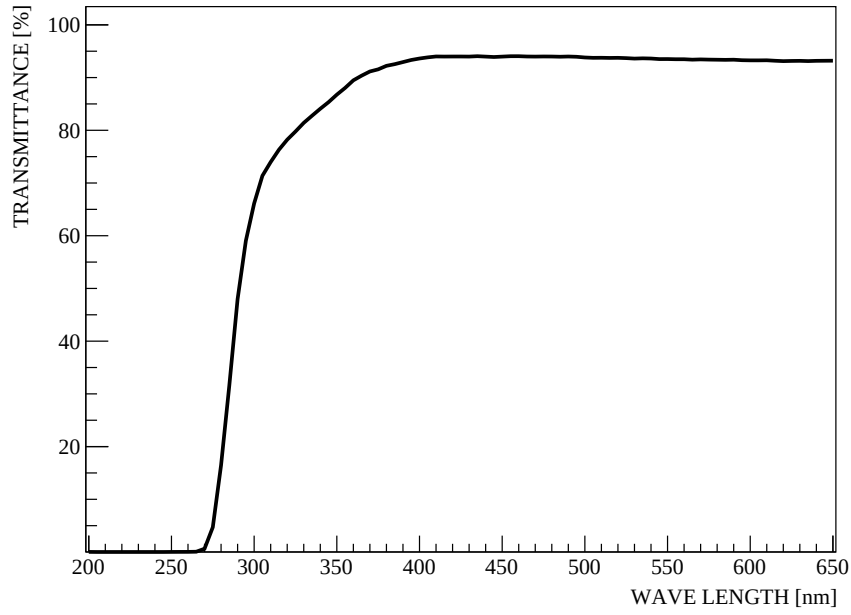


Figure 3.8: Transmittance of acrylic per 15 mm thickness



(a) Overview of experimental setup. A cube object covered with black cloth is 2nd gen. muography detector. The Cherenkov detector is placed on a table with height adjustment frame.

(b) Cherenkov detector is placed on a frame. A measured object is placed under the frame.

Figure 3.9: Experimental setup of Mu-SCHEME.

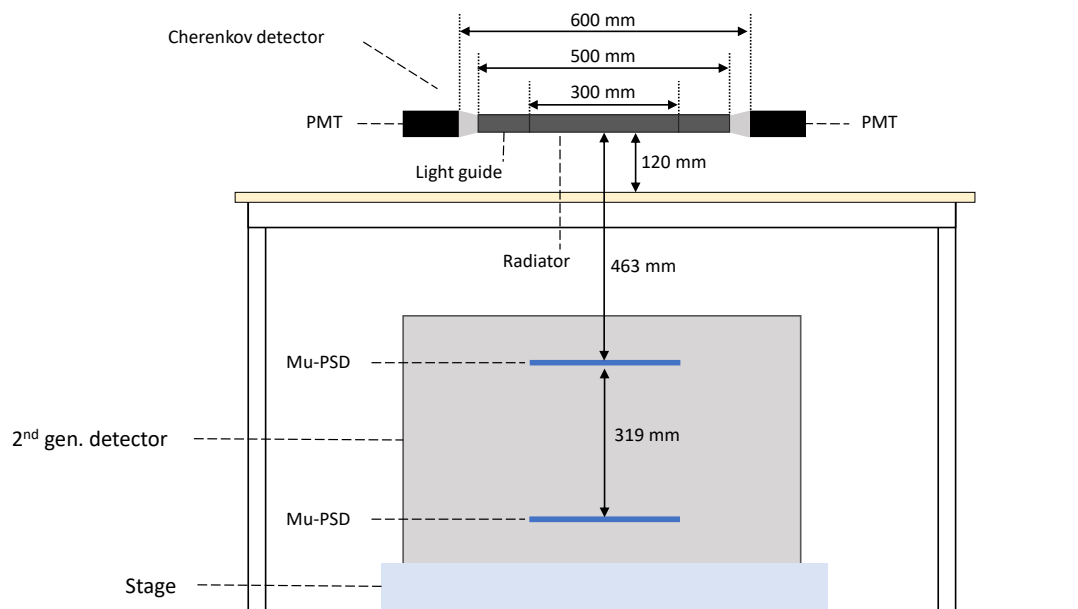


Figure 3.10: Schematic view of the experimental setup for Mu-SCHEME

第 4 章

解析手法

本章では、Mu-SCHEME における解析手法について述べる。初めに、本研究で提案する解析手法の概要について述べる。次に、解析手法の検証のために用いるデータセットを作成するためのシミュレーションについて述べる。そして、シミュレーションデータをもとにした、光子数によるイベント識別の手法、変換関数を用いた直接投影手法に関して議論する。

4.1 Mu-SCHEME シミュレーション

実際の実験体系に準じた体系的なシミュレーションを構築し、解析手法を確立するためのデータを作成した。シミュレーション上で使用した物理モデルおよび光学特性は、Section 2.4 で示した通りである。シミュレーションのジオメトリを Figure 4.1 に示す。チェレンコフ検出器の大きさは製作したチェレンコフ検出器に合わせた。また、ミュオグラフィ検出器は当研究室で開発した第 2 世代検出器を想定した。取得した物理量は、チェレンコフ検出器で計測された光子数と発生させた粒子のエネルギー、ミュオグラフィ検出器の検出ピクセルである。Section 1.3 で述べたように当研究室で開発したミュオグラフィ検出器は、2 枚の位置検出器 Mu-PSD を用いて 2 次元ヒットピクセル、 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) を算出する。ここでは、Figure 4.1 中に示すように、 (x_1, y_1, x_2, y_2) をそれぞれ (i, j, k, l) として表記する。

宇宙線スペクトルを模擬した粒子をシミュレーション上で打ち込むため PARMA を使用した。Figure 4.2 に示すように半径 60 cm の半球を定義し、その内側で宇宙線スペクトルに従った粒子が降り注ぐように線源を設定した。この線源を使用し、正ミュオン、電子、陽電子を打ち込み、Table 4.1 に示す割合で粒子を混合させたデータを作成した。この際、正負ミュオンのフラックスはほぼ同一とみなせるので、正負ミュオンをあわせたフラックスの割合分だけ正ミュオンのデータを採用した。バックグラウンド、対象計測それぞれ、正ミュオンの発生数を 10 億イベントとし、それに対応する割合の電子と陽電子を

混入させた。対象計測で使した対象を Table 4.2 に示す。それぞれ xy 平面に平行で中心は z 軸にあり、下面の z 座標は $z = 343$ mm である。

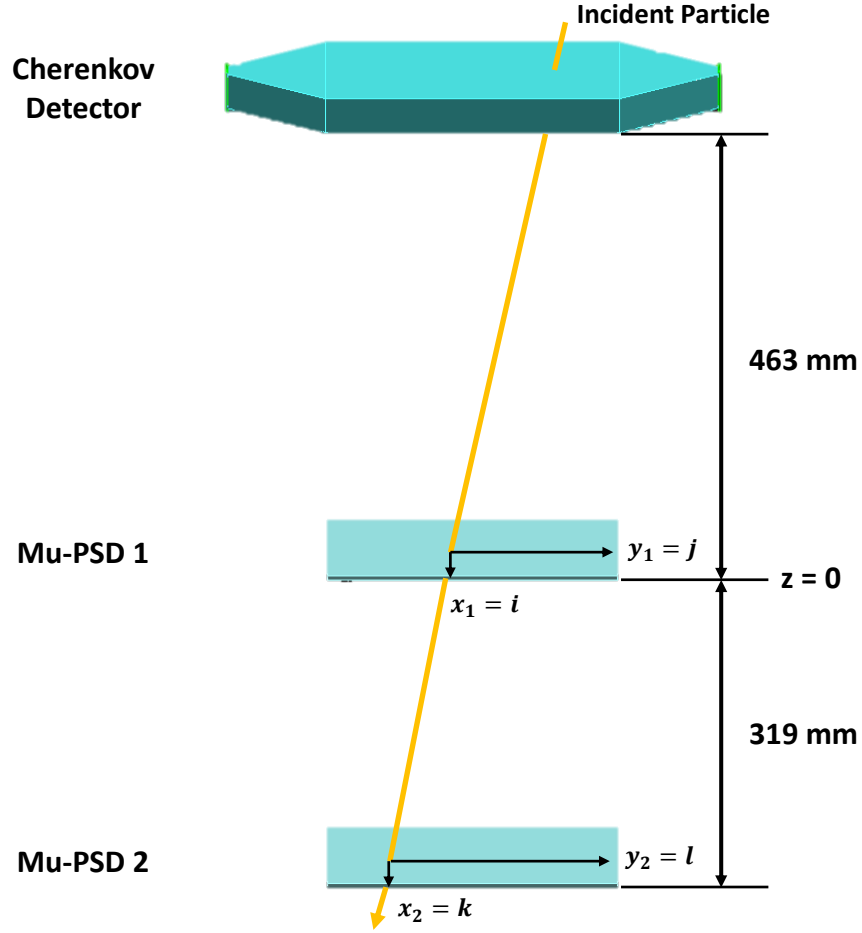


Figure 4.1: Geometry of systematical simulation for Mu-SCHEME

Table 4.1: Flux and occupancy ratio in $\mu^\pm$ and $e^\pm$.

Particle	Flux [$/\text{cm}^2/\text{s}$]	Ratio [%]
$\mu^\pm$	0.00754	75.8
e^-	0.00281	15.2
e^+	0.00167	9.0

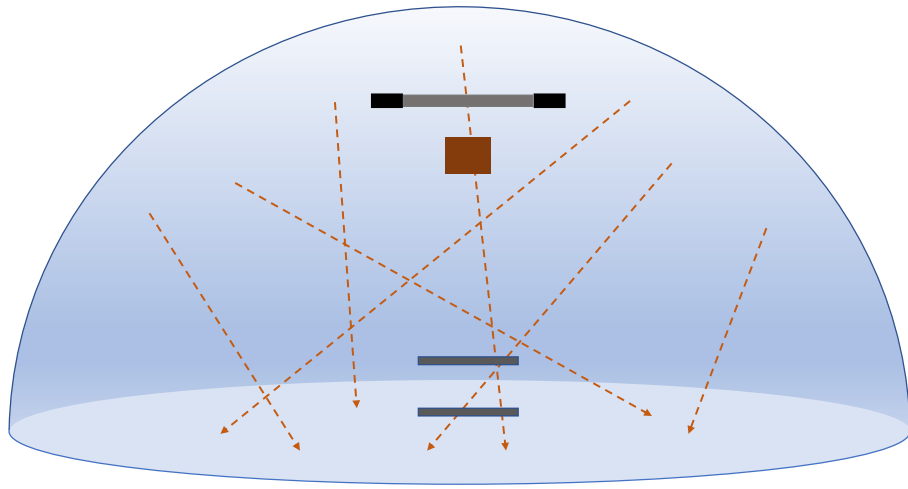


Figure 4.2: Concept image of PARMA radiation source. PARMA radiator source generates particles according to the angular distribution and energy spectrum of secondary cosmic rays in hemisphere.

Table 4.2: Measured objects in the Mu-SCHEME simulation. These objects are placed above 343 mm from the upper Mu-PSD.

Object	Size ($x \times y \times z$ [cm ³])	Remarks
Lead Block (Object1)	$20 \times 20 \times 10$	
Lead Block (Object2)	$10 \times 10 \times 10$	
Concrete Block (Object3)	$10 \times 10 \times 10$	
Concrete Block with void (Object4)	$10 \times 10 \times 10$	Void size: $5 \times 5 \times 5$ cm ³ Position: center

4.2 光子数によるイベント選択

Section 2.3 で示したように、Mu-SCHEME ではチェレンコフ検出器で検出された光子数をもとにイベント選択を行う。イベント選択は、検出光子数に対してある閾光子数 N_{th} を指定することで行う。しかし、粒子のチェレンコフ検出器への入射位置に検出光子数は依存する。よって、閾光子数 N_{th} はチェレンコフ検出器への入射位置ごとに決定する必要がある。Mu-SCHEME において、チェレンコフ検出器は位置検出器ではないので単体で入射位置を識別することはできない。そこで、ミュオグラフィ検出器での検出ピクセル $P(i, j, k, l)$ ごとに解析を行い閾光子数の位置依存性を補正し、閾光子数 $N_{\text{th}}(i, j, k, l)$ を決定する。

検出ピクセル $P(i, j, k, l)$ ごとの閾光子数の補正值 W_{ijkl} を求めるために、チェレンコフ検出器における検出光子数の比を求めるシミュレーションを行った。シミュレーションのジオメトリは Section 4.1 で示した通りである。また、一辺が 1120 mm の正方形形状線源を z 軸を中心として、 xy 平面に平行に配置した。線源の高さはチェレンコフ検出器の上面から 2 mm 上に設定した。そしてこの線源から、10 GeV の正ミュオンを下方に一様角度分布 ($0 - 50^\circ$) で発生させた。このシミュレーションでは、各検出ピクセル $P(i, j, k, l)$ それぞれの検出光子数分布の相対関係を求める。そのため、最大に近いチェレンコフ発光量を得られ、散乱の影響を受けにくい高エネルギーの粒子を打ち込んだ。また、線源の大きさと各分布の最大、最小値は、ミュオグラフィ検出器の視野を覆えるよ

うに調整している。この面線源から 20 億発の粒子を発生させ、検出光子数 N_p および Mu-PSD での検出ピクセル $P(i, j, k, l)$ を取得した。

閾光子数 $N_{th}(i, j, k, l)$ を求める手順を示す。まず、ある閾光子数 N_{th0} を決定する。この値はミュオグラフィ検出器のヒットピクセル $P(i, j, k, l)$ によらない一意の値とする。そして、チェレンコフ検出器の中央にヒットしたときの検出光子数分布のピーク値を基準にして、各検出ピクセルごとの閾光子数の補正值 W_{ijkl} を算出する。閾光子数の補正值 $W(i, j, k, l)$ のシミュレーション結果からの具体的な導出方法を示す。まず、ミュオグラフィ検出器におけるヒットピクセル $P(i, j, k, l)$ ごとの検出光子数分布 $h_{ijkl}(N_p)$ を求める。そして、 $h_{ijkl}(N_p)$ のピーク値を N_{peak}^{ijkl} とする。そして、チェレンコフ検出器の中心にヒットしたイベントとして、ミュオグラフィ検出器の中心に鉛直にあったと判断できる、 $P(7, 7, 7, 7)$, $P(8, 8, 8, 8)$, $P(7, 8, 7, 8)$, $P(8, 7, 8, 7)$ のピーク値の平均を N_{norm} とする。これより、閾光子数の補正值 W_{ijkl} は

$$W_{ijkl} = N_{peak}^{ijkl} / N_{norm} \quad (4.1)$$

となる。そして、閾光子数 $N_{th}(i, j, k, l)$ は、

$$N_{th}(i, j, k, l) = N_{th0} \cdot W_{ijkl} \quad (4.2)$$

と表すことができる。

そして、 $P(i, j, k, l)$ にヒットしたイベントにおいて、 $N_p < N_{th}(i, j, k, l)$ の場合のイベントのみを選択する。これにより、チェレンコフ検出器の位置依存性を補正し、イベント選択を行うことができる。

4.3 変換関数による直接投影

Mu-SCHEME では、チェレンコフ検出器とミュオグラフィ検出器で計測対象を挟みこみ計測をする必要があるため、従来手法で行っていた投影手法が使用できない。従来手法では、Figure 4.3 に示すように、計測対象とミュオグラフィ検出器が十分離れているとして方向ごとの減衰率を算出していた。しかし、今回の体系では検出器と計測対象が近いいため、方向ごとのイベントをまとめて処理すると、同じ方向でも計測対象を通過する位置が大きく違う。その様子を Figure 4.4 に示す。よって、この問題を解決するために、粒子の飛来方向ごとに行う解析ではなく、ミュオグラフィ検出器で検出されたピクセル情報を直接用いて投影を行う手法を提案する。この手法では、ミュオグラフィ検出器での検出ピクセルごとのカウント数から、モンテカルロ法で求めた変換関数を用いて、任意の高さに設定した投影面に直接投影する。

今回提案する変換関数を用いた直接投影法では、まずミュオグラフィで検出されたピクセルカウントをもとに画像を投影する投影面を定義する。そこで、上面の Mu-PSD か

ら任意の高さ z の位置に投影面 $S(z)$ があると仮定する。投影面の大きさは、高さ z におけるミュオグラフィ検出器の視野の大きさと等しいとする。高さ z のスクリーンを一边が L_2 の正方形、Mu-PSD の有感領域の大きさを L_1 、2 枚の Mu-PSD 間の距離を d_1 とすると、

$$L_2 = L_1 \cdot \frac{d_1/2 + d_2}{d_1/2}$$

と表すことができる。今回の体系では、 $L_1 = 296$ mm、 $d_1 = 319$ mm、 $z = 463$ mm とした。 z はチェレンコフ検出器の上面の高さであり、 $L_2 \simeq 1155$ mm となる。そして、スクリーンを Mu-PSD のピクセルサイズと同様のピクセルで分割する。このとき、投影面の左上を原点として、x、y 軸方向のピクセル番号をそれぞれ n, m とし、投影面上のあるピクセルを $S(n, m)$ と表記する。

ミュオグラフィ検出器でピクセル組 $P(i, j, k, l)$ が検出された場合、そのイベントが投影面上のピクセル $S(n, m)$ を通過したイベントである確率を $\alpha(P, n, m)$ と表す。今回、この投影確率 $\alpha(P, n, m)$ をモンテカルロシミュレーションを用いて導出した。Section 4.1 と同様の検出器体系で、下面の Mu-PSD を面線源とし、上方に向けて物質との相互作用を起こさない粒子を 1000 億イベント発生させ、幾何学条件を計算した。この際、角度分布は 0 度から 50 度の一様分布とした。50 度はミュオグラフィ検出器の検出限界角度である。そして、ミュオグラフィ検出器での検出ピクセルと投影面上のヒットピクセルを算出した。シミュレーションにより算出したミュオグラフィ検出器の各検出ピクセルのカウント数を $N(i, j, k, l)$ 、そのうち投影面上の $S(n, m)$ にヒットするイベントのカウント数を $N^{nm}(i, j, k, l)$ とする。このとき、ミュオグラフィ検出器でピクセル組 $P(i, j, k, l)$ が検出された場合に、投影面上のピクセル $S(n, m)$ を通過する確率は、

$$\alpha(P, n, m) = \frac{N^{nm}(i, j, k, l)}{N(i, j, k, l)} \quad (4.3)$$

と表すことができる。この $\alpha(P, n, m)$ を直接投影のための変換関数と定義する。この変換関数を用いて、投影面上のピクセル $S(n, m)$ での重み付きカウント数 $N(n, m)$ は

$$N(n, m) = \left[\sum_{i=0}^{15} \left[\sum_{j=0}^{15} \left[\sum_{k=0}^{15} \left[\sum_{l=0}^{15} \alpha(P, n, m) \cdot N(i, j, k, l) \right] \right] \right] \right] \quad (4.4)$$

と表すことができる。以上の手法を用いることで、ミュオグラフィ検出器での各ピクセル組のカウント数から投影面に直接投影を行うことができる。

そして、バックグラウンドと対象計測の際の投影面ピクセルのカウント数を用いた減衰率分布 $A_{\text{pro}}(n, m)$ は以下の用に表すことができる。

$$A_{\text{pro}}(n, m) = 1 - \frac{N_{\text{ob}}(n, m)}{N_{\text{bg}}(n, m)} \quad (4.5)$$

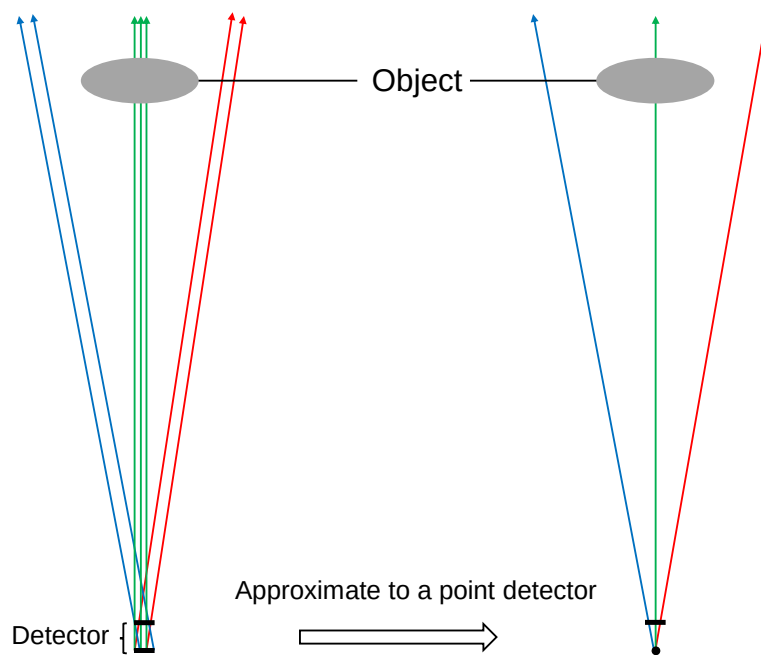


Figure 4.3: Schematic diagram of measuring an object at a sufficient distance

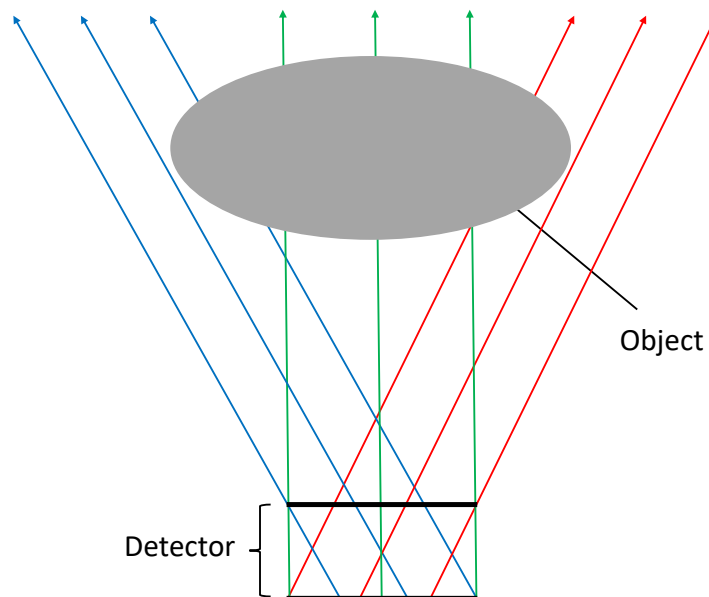


Figure 4.4: Schematic diagram of measuring an object at a close distance

第 5 章

結果・考察

5.1 光子数によるイベント選択

Section 4.1 で述べたシミュレーションの結果を示す。入射粒子が全粒子（ミュオン、電子、陽電子）、ミュオンのみ、電子・陽電子のみそれぞれ場合の、入射粒子のエネルギーと検出光子数の関係を Figure 5.1, 5.2, 5.3 に示す。縦軸が 1 イベントで検出された光子の数、横軸が入射粒子のエネルギー、カラスケールはそれぞれのカウント数である。電子と陽電子によるイベントの分布に関しては、100 MeV 以下のエネルギー帯で検出光子数が広い範囲に分布していることがわかる。これは、低エネルギーの電子と陽電子は散乱しやすいため、輻射体内での飛程が長くなり、発光光子数が大きくなるため検出光子数も大きくなっている。また、高エネルギーになるにつれて、直進性が高くなり 150 光子周辺に検出光子数が収束している様子も確認できる。ミュオンのイベントに関しては、約 30 MeV 付近から光子が検出され始め、約 400 MeV 付近で 150 光子程度の検出光子数になっている。ミュオンの場合も散乱や入射角度の影響を受け、輻射体ないの飛跡長が大きくなることで発生光子数に揺らぎが生じるので、検出光子数の値に広がりが見られる。

イベント選択をする前のシミュレーションデータに含まれる電子・陽電子のイベント数を N_e とし、閾光子数 N_{th0} に対する電子除去率を Figure 5.4 に示す。縦軸は電子・陽電子の除去率で、横軸はイベント選択のために指定した閾光子数 N_{th0} である。Section 4.2 で述べたように、指定した閾光子数 N_{th0} に対して、検出ピクセル $P(i, j, k, l)$ ごとの補正值 W_{ijkl} を算出した。そして、イベント選択の際には、Equation 4.2 で表される $N_{th}(i, j, k, l)$ 以下のイベントをそれぞれの検出ピクセル $P(i, j, k, l)$ ごとに選択した。 $N_{nt0} = 120$ 以下の値では除去率が 90% 付近になっており十分電子が除去できていることがわかる。しかし、 $N_{th0} = 120$ を超えると除去率が急激に低下し、 $N_{th0} = 500$ になるとほとんど電子が除去されていない。これは、Figure 5.1 で示したように、電子・陽電子のイベントは検出光子数が約 130 光子以上のものがほとんどであり、閾光子数を 130 光子以上にすると選択されるイベントに電子・陽電子が多く混入するためである。

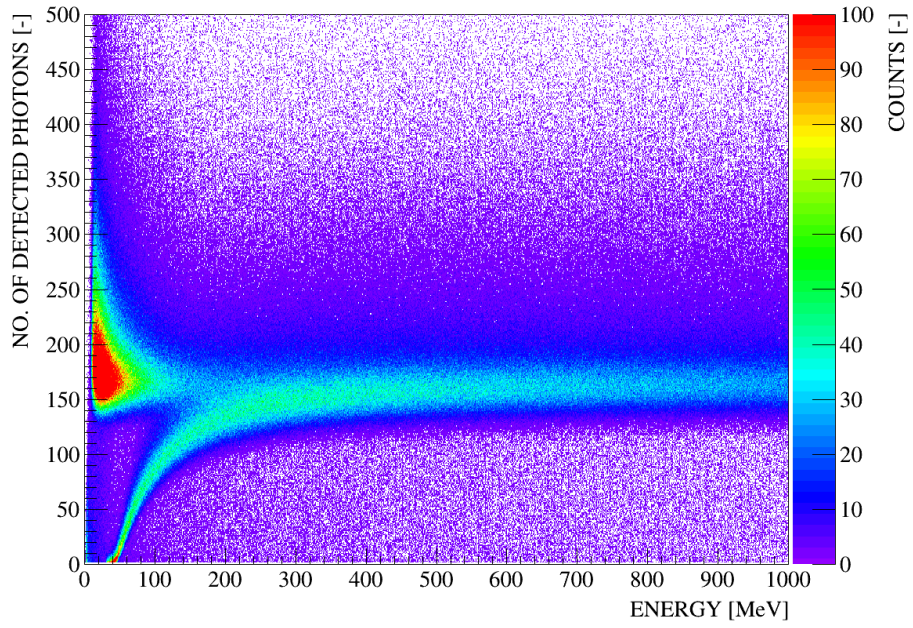


Figure 5.1: Relation between incident energy and number of detected photons in simulation results for all particles.

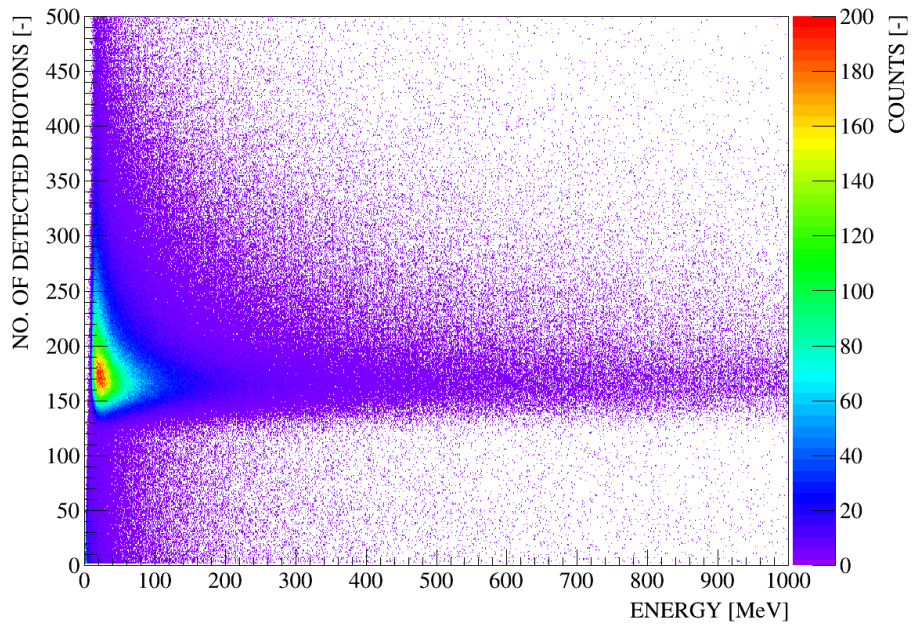


Figure 5.2: Relation between incident energy and number of detected photons in simulation results for muons.

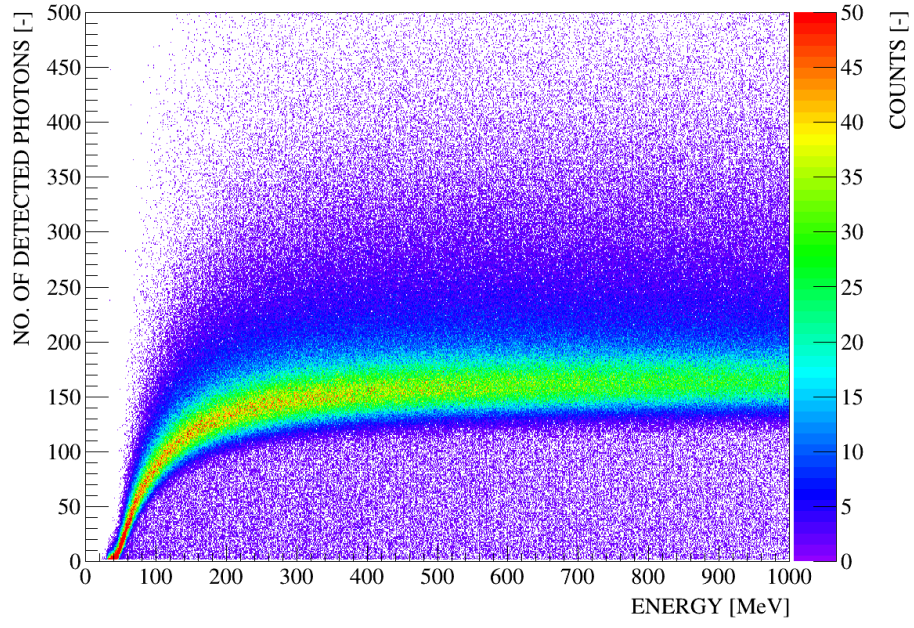


Figure 5.3: Relation between incident energy and number of detected photons in simulation results for electrons and psitorons.

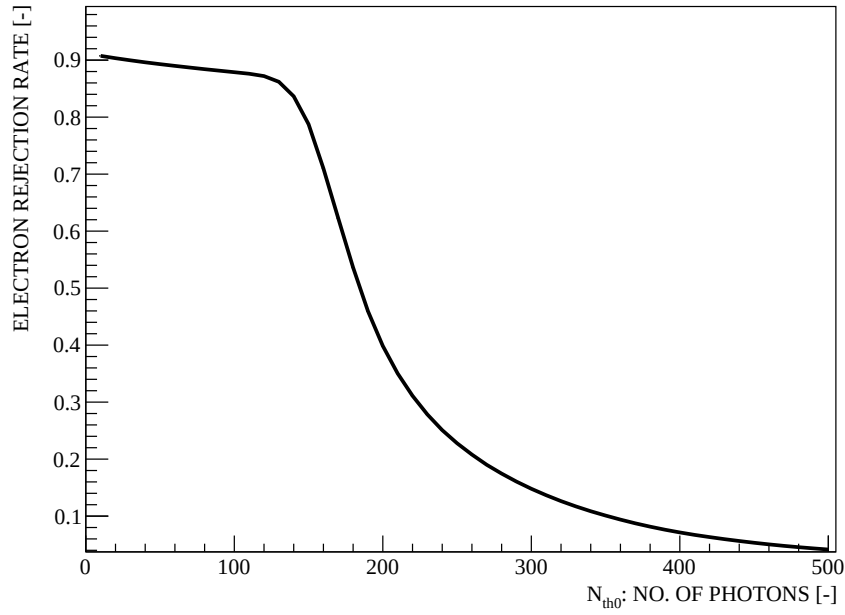


Figure 5.4: Relation between N_{th0} and electron rejection rate

次は EWM に関する結果を示す。 N_{th0} に対する 50、100、200、300、400、500 MeV 以下のエネルギーのミュオンが全体に占める割合を Figure 5.5 に示す。横軸は閾光子数の値である。この閾光子数でイベント選択を行った場合の全体のイベント数が N_{all} とし、そのうちエネルギーが E MeV 以下のイベント数を N_E とする。このとき縦軸の占有率の値 $r_{\text{occupancy}}$ は、 $r_{\text{occupancy}} = N_E/N_{\text{all}}$ となる。イベント選択を行わなかった場合のそれぞれのエネルギー以下の全体に占める割合を Table 5.1 に示す。この値と Figure 5.5 で示したイベント選択後の値を比較する。このとき、イベント選択後のデータのほうが $N_{\text{th0}} < 150$ の領域で、それぞれのエネルギー以下のイベントが全体に占める割合が大きい。よって、チェレンコフ検出器での検出光子数からイベント選択をすることで、全体に占める低エネルギーミュオンの割合を高くし、エネルギーウィンドウができていえる。また、Figure 5.5 から、 $N_{\text{th0}} = 110$ としたときに、もっとも低エネルギーミュオンの全体に占める割合が大きくなる。

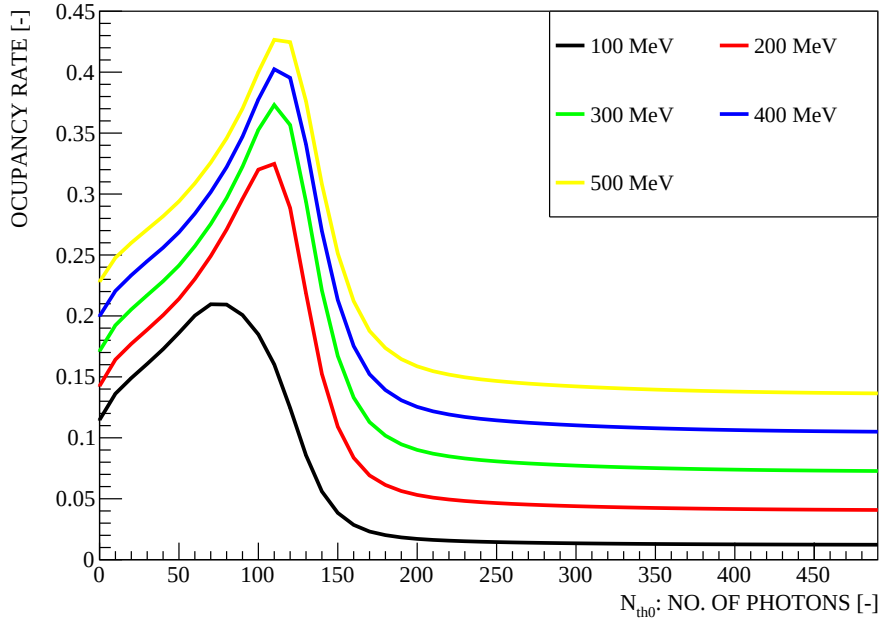


Figure 5.5: Occupancy ratio of muons that have energy below 100, 200, 300, 400, 500 MeV when muons event are selected with N_{th0} .

Table 5.1: Ratio of events that are muon events with energies below the respective value in total events.

Energy [MeV]	Occupancy rate [N_E/N_{all}]
100	0.010

Energy [MeV]	Occupancy rate [N_E/N_{all}]
200	0.032
300	0.056
400	0.081
500	0.105

5.2 変換関数による直接投影

バックグラウンドシミュレーションの高さ $z = 463$ mm の投影面への直接投影結果を Figure 5.6 に示す。Section 4.3 に示したように、モンテカルロシミュレーションにより求めた変換関数を用いて、ミュオグラフィ検出器での検出ピクセル情報から投影面に直接投影をした。投影面はミュオグラフィ検出器のピクセルの大きさ (18.5×18.5 mm) と同じ大きさのピクセルで分割し、変換関数により重みづけされたカウント数をカラースケールで表している。当研究室で開発したミュオグラフィ検出器のアクセプタンスは、鉛直方向が最も大きく、天頂角が大きくなるに従って小さくなっていく。そのため、投影面に投影される画像は、中心がのカウントが大きく、外側に行くにつれて小さくなっていく。

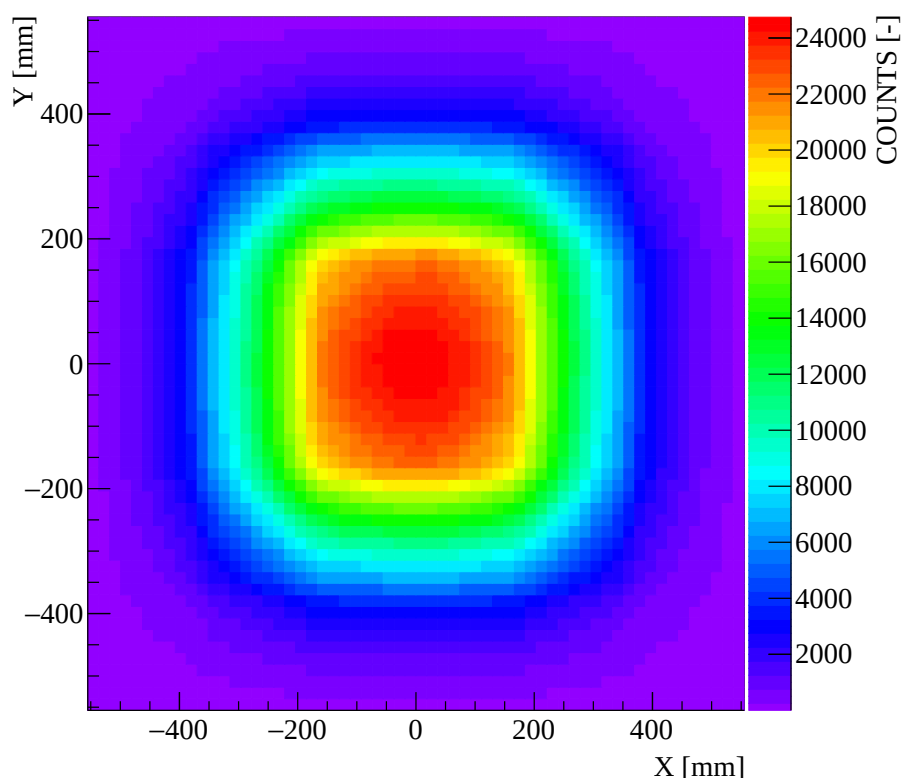


Figure 5.6: Weighted counts on a projection screen directly projected by transform function.

また、Table 4.2 に示した対象計測をシミュレーションした場合の減衰率分布を Figure 5.7 に示す。減衰率分布は、Equation 4.5 により計算した。また、対象計測の投影面の高さは、バックグラウンドの場合と同様に $z = 463$ mm としている。Figure 5.7 よ

り、それぞれの対象が配置してある位置の減衰率の値が大きくなっており、対象の位置を減衰率分布から識別できていることがわかる。

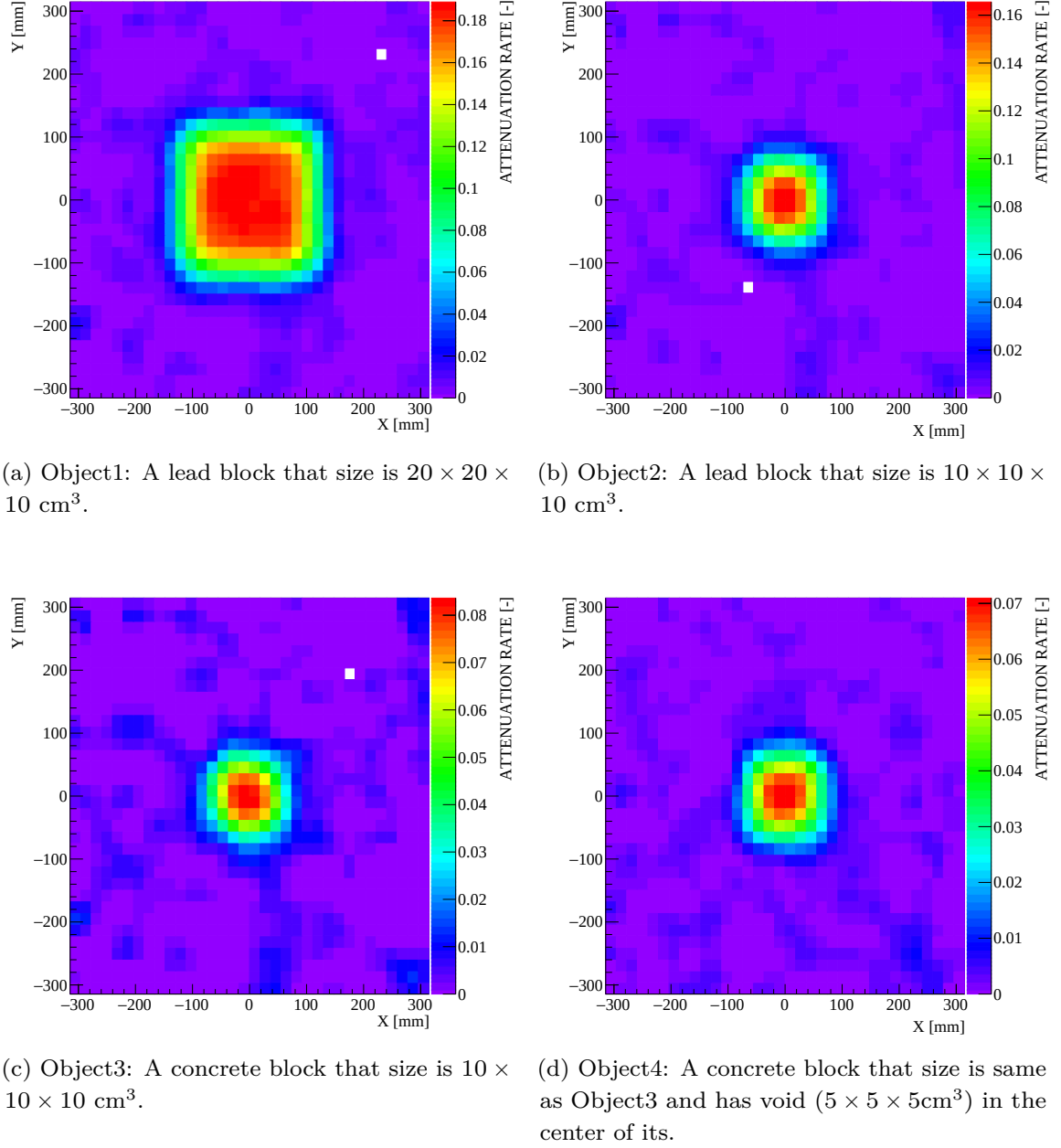


Figure 5.7: Attenuation rate of projection screen.

次に、イベント選択をした場合の投影結果について示す。Figure 5.8 は、 $N_{\text{th0}} = 110$ とした場合のバックグラウンド、Object1 の直接投影結果である。チェレンコフ検出器で検出された光子数をもとにイベント選択を行っているためチェレンコフ検出器にヒットしなかったイベントは除外されている。Figure 5.8a に示すバックグラウンド計測の投影画像には、チェレンコフ検出器の配置位置の外縁に該当する位置に Figure 5.6 には存在

しない構造が確認できる。これは、チェレンコフ検出器をかすめてミュオグラフィ検出に入射したイベントの影響である。Mu-SCHEME では指定した閾光子数以下のイベントのみを選択する。これにより、低エネルギーミュオンによる低発光量イベントのみを選択することを想定した。しかし、チェレンコフ検出器の側面から入射し下面に抜ける、もしくは、上面から入射し側面から抜けるような、チェレンコフ検出器をかすめたイベントも輻射体内での飛程が短いために低発光量イベントとなる。これにより、チェレンコフ検出器外側に該当する部分は、選択されるイベントが多くなり、他の部分に比べてカウント数が多く投影される。Figure 5.8b は Object1（鉛ブロック：20×20×10 cm）のシミュレーション結果の投影図である。他の部分と比べて対象が設置されている箇所のカウント数が著しく少なくなっているのがわかる。これは、イベント選択により、高エネルギーミュオンが除外されたことで対象を貫通できるイベントが少なくなっていることを示している。

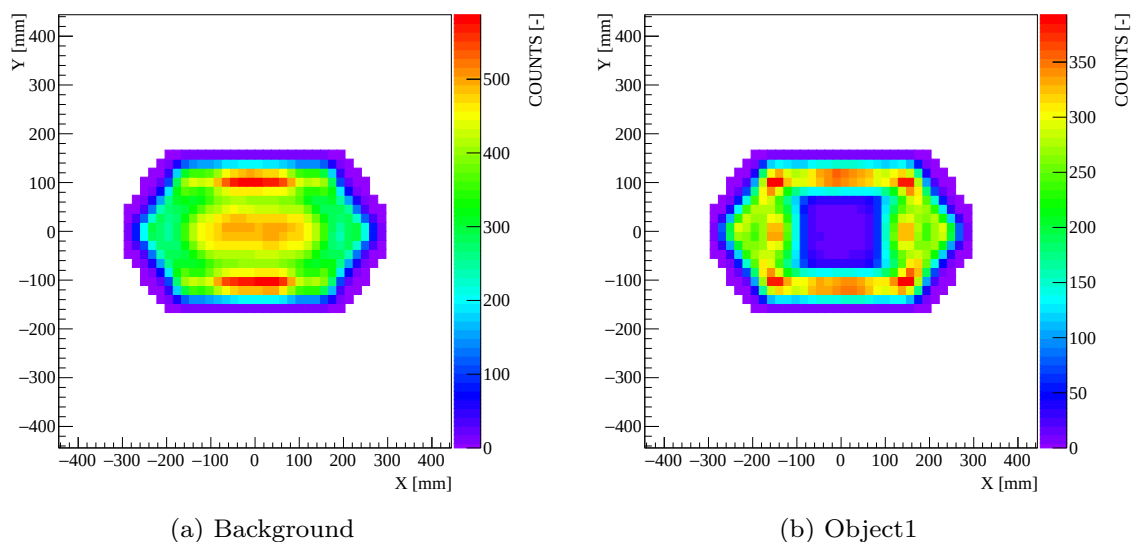
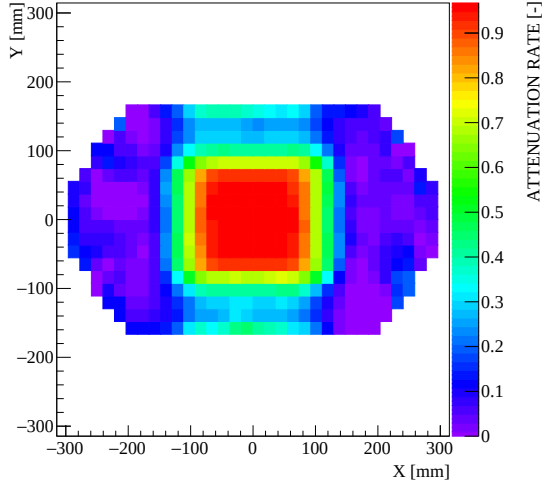
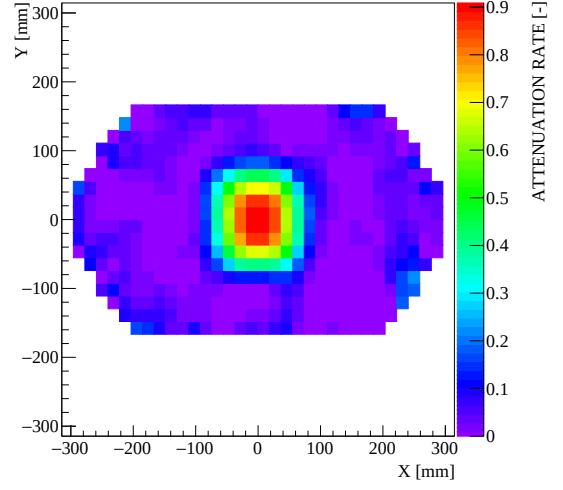


Figure 5.8: Projection with $N_{th0} = 110$.

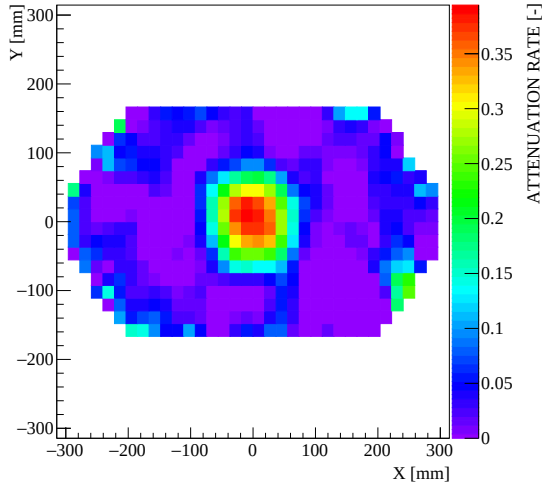
次に、 $N_{th0} = 110$ とした場合のそれぞれの計測対象における減衰率分布を Figure 5.9 に示す。Figure 5.7 に示したイベント選択をしない場合の減衰率と比較すると、イベント選択をした場合の減衰率は値が大きくなっている。これにより、劣化の有無によって変化する減衰率の値も大きくなり、画像コントラストが向上し計測時間の短縮が見込める。



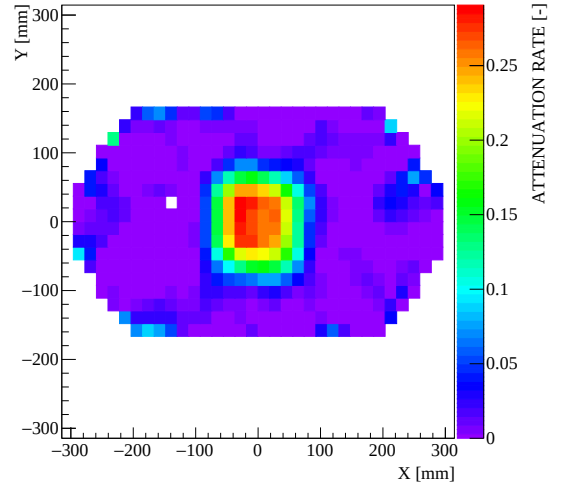
(a) Object1



(b) Object2



(c) Object3



(d) Object4

Figure 5.9: Attenuation rate with $N_{\text{th}0} = 110$.

5.3 計測時間の評価

Object3（コンクリートブロック：10 × 10 × 10 cm）と Object4（中心に一辺 5 cm の空洞があるコンクリートブロック：10 × 10 × 10 cm）の結果から、イベント選択をした場合の計測時間に関して考察する。Object4 を内部に劣化のある計測対象と仮定して、内部にある一辺 5 cm の空洞を計測するのにかかる時間をイベント選択をしない場合とイベント選択をした場合で比較する。

実際のインフラ設備の計測を仮定すると、バックグラウンド計測は本計測の前に十分に統計のたまったデータを取得できる。また、Object3 はインフラ設備と対応させると設計図から予測される対象であるとする。この場合、Object3 を計測した場合に得られるミュオンフラックスは、構成用対象の計測もしくはシミュレーション等により求められる値である。よって、Object3 の計測も本計測前に十分時間をかけて高統計なデータを取得できるとする。よって、ここで行う解析では、バックグラウンドと Object3 のシミュレーション結果は、Section 4.1 で示した 10 億イベントの計算結果を使用する。Object4 では、シミュレーションデータの一部のみを使用して解析をすることで、実際の計測で計数が増加していく様子を再現する。そして、全データから抽出した Object4 のイベントの割合を疑似的な時間経過とする。

空洞のない Object3 の減衰率と Object4 内に含まれる空洞部の減衰率を比較し、その差異が統計誤差より大きければ、2 つの対象の内部構造に差異があると認められる。よって、全シミュレーションデータを使用して求めた Object3 の減衰率と、全シミュレーションデータからデータを一部切り出して計測した Object4 の減衰率を比較し、それらの差異が統計誤差よりも有意に大きくなる点を明らかにする。そして、この値をイベント選択した場合と、していない場合でどう変わるかを検証した。今回は、Object4 のシミュレーションデータでは、全体の 1 割から 9 割まで 1 割刻みでイベントを抽出し、それぞれにおける減衰率とその統計誤差を計算した。

Object4 の空洞がある領域の減衰率と計測時間の関係を Figure 5.10, 5.11 に示す。Figure 5.10 はイベント選択をしなかった場合、Figure 5.11 はイベント選択をした場合である。イベント選択のための閾光子数は、全体に占める低エネルギーミュオンの割合がもっとも高くなった $N_{th0} = 110$ とした。縦軸は、投影面上で空洞があると領域（中央の 4 ピクセル）のカウントの積算値から求めた減衰率である。誤差棒は、統計誤差で、標準偏差を表している。また、横軸は Object4 の全シミュレーションデータ（20 億イベント）から抽出したイベントの割合である。そして、赤の網掛けで、劣化のない正常な対象を想定した Object3 の減衰率がとりうる値の範囲を示した。この減衰率の範囲も Object3 と同様の範囲のカウント数を積算した値から算出した。

イベント選択をしなかった場合では、Object4 のイベントを全体のシミュレーション

データから、4割抽出した時点で Object4 の減衰率の範囲と Object3 の範囲が重ならなくなる。対して、イベント選択をした場合では、2割のイベントを抽出した時点で空洞部を識別できる。よって、チェレンコフ検出器での検出光子数をもとにイベント選択をすることで、計測時間を半分程度に抑えることができていると言える。また、減衰率の絶対値の差異もイベント選択をしない場合では、0.01 程度であるのに対し、イベント選択をした場合では、0.1 程度である。これにより、イメージングの際に、劣化部と正常部のコントラストが向上する。以上の考察より、Mu-SCHEME によって計測時間の短縮が可能であると言える。

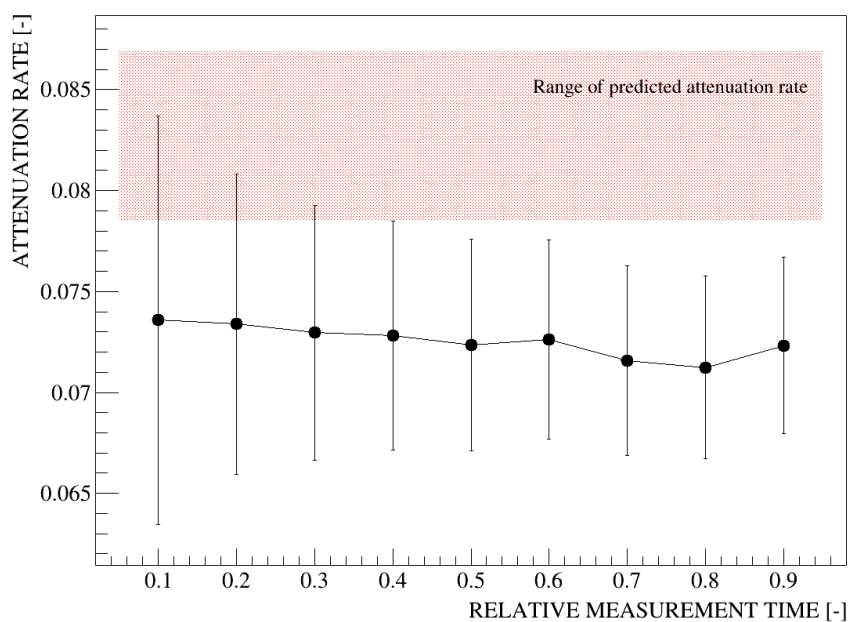


Figure 5.10: Relation between meastime and attenuation rate with statistical uncertainty when events are not selected by number of photons detected with Cherenkov detector. Attenuation rate is calculated by sum of counts in screen pixels corresponding to void in concrete. Red region indicates range of attenuation rate when object is concrete block without any void.

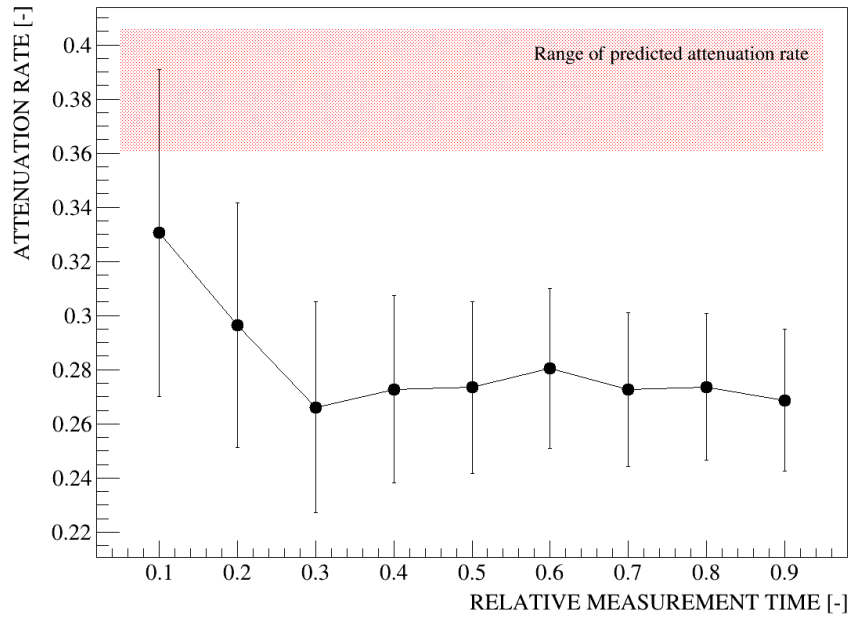


Figure 5.11: Relation between meastime and attenuation rate with statistical uncertainty when events are selected by number of photons ($N_{\text{th0}} = 110$) with Cherenkov detector.

第 6 章

結論と今後の展望

ハードウェアによる宇宙線電子の除去と計測時間の短縮を目的として、チェレンコフ検出器とミュオグラフィ検出器を組み合わせた計測システムである Mu-SCHEME を提案した。Mu-SCHEME 用のチェレンコフ検出器の設計のために Geant4 によるシミュレーションを行い、輻射体の厚みは 3 cm、ライトガイド部の長さを 10 cm とした。シミュレーションで決定したパラメーターをもとにチェレンコフ検出器を製作し実験体系を構築した。

Mu-SCHEME の解析手法として、チェレンコフ検出器における検出光子数によるイベント識別と変換関数による直接投影法を提案した。そして、実験体系に合わせたシミュレーションを Geant4 および PARMA により構築し、解析手法確立のためのデータセットを作成した。

シミュレーションデータに対して、光子数によるイベント選択をした場合、閾光子数が $N_{\text{th0}} < 120$ の場合に、電子・陽電子が約 90% 除去されていることを確認した。さらに、このときイベント選択後のデータ中の 500 MeV 以下のミュオンの全体に占める割合は、最大で 43% となり、低エネルギーミュオンイベントを多く選択できることがわかった。

検証用シミュレーションデータを変換数による直接投影によって、鉛およびコンクリートを計測対象とした場合の減衰率分布を計算した。同様に、閾光子数を $N_{\text{th0}} = 110$ としてイベント選択をした場合の減衰率分布も作成した。そして、一辺が 10 cm の立方体状をしたコンクリートブロックを計測対象とした場合に、その中心に存在する一辺 5 cm の立方体の空洞を検出するために要する時間が、イベント選択をした場合に約半分となることを示した。以上より、Mu-SCHEME によって、電子の除去と計測時間の短縮を行えることを示した。

今後の展望としては、製作したチェレンコフ検出器を用いて実験システムを構築し計測を行う。また、今回確立した解析手法を実験値に適用するための手法を確立し、実験において Mu-SCHEME の有用性を実証する。

謝辞

本研究に行うにあたりご助力いただいた皆様に、この場を借りて謝辞を述べさせていただきます。

金政浩准教授には、指導教員として実験から解析、基礎的な事項まであらゆることをご教授いただきました。深く感謝を申し上げます。渡辺幸信教授には、折に触れて研究に関する相談にのっていただき、いつもの確で含蓄ある言葉をかけてくださいました。榊准教授には、関西光科学研究所の実習生として受け入れてくださり、普段の実験室では、見れない施設を多く見学させていただき非常に刺激になりました。川瀬頌一郎助教には、プログラミングや解析手法に関する助言を多くいただき、考え方やスキルの面で大きく成長させていただきました。秘書の古賀留美子様には、事務手続きに関することで非常にお世話になりました。また、メールの文末で必ず書いてくださるお気遣いの一言が研究の励みになっていました。

同研究室の学生には、たびたび研究に関する質問を投げかけ、回答をいただき参考にさせていただきました。

最後に、夜遅くまで研究室から帰ってこない私を、家で夕飯を作って待っていてくれた妻、修論締め切り 10 日前に出産予定日より 1 か月も早く生まれてきたにもかかわらず、元気に成長してくれている娘に感謝を述べて本論文の結びとさせていただきます。

図一覽

1.1	Schematic view of cosmic-ray muons production by primary cosmic rays. The muons are generated as a result of reactions of the primary cosmic rays with atmospheric atoms as a part of hadron shower. . . .	2
1.2	Real-time muography monitoring of magma movement in Satsuma-Iwo Jima by H.K.M.Tanaka et al (2014).	3
1.3	The result of muography measurement of Strimboli volcano by Tioukov et al (2019). (a) Rock thickness and mountain profile as seen by the detector, given with $10 \times 10 \text{mrad}^2$ binning. The color scale is the rock thickness in meters. The white profile gives the statistical sensitivity limit, as defined in the text. (b) Difference between the observed muon flux and the one expected from Monte Carlo simulation over an angular range centered at crater region. Color scale represent muons counts. The average density ranges in between 1.4 and 2.2 g/cm^3 above the sensitivity limit.	7
1.4	Schematic view of the mu-PSD structure	9
1.5	Muography experiment of infrastructure facilities using prototype detectors.	11
1.6	Comparison of thickness of fire-resistant and heat-resistant between the result in the experiment and calculated values with the design drawing.	12
2.1	Schematic images of normal and energy window muography. High energy muons can pass through the object regardless of degradation, while low energy muons are sensitive to penetration depending on degradation. This results in an increase in imaging contrast.	16
2.2	Outline of measured object by means of Energy Window Muography. The object which has artificial degradation parts was prepared for verification of EWM.	18

2.3	Results of simulations for EWM verification.	19
2.4	Relation between refractive index and threshold energy of Cherenkov emission for electrons and muons.	21
2.5	Probability density distribution of wavelength of Cherenkov light generated by 1000 MeV electrons in water.	21
2.6	Velocity of muons and electrons as a function of kinetic energy	23
2.7	Number of photons produced by Cherenkov radiation in water ($n = 1.33$) for muons and electrons.	24
2.8	Setup of Mu-SCHEME	25
2.9	Relation between energy and number of photons produced by Cherenkov radiation in acrylic ($n=1.49$)	26
2.10	Overview of detector construction in the Geant4 simulation	29
3.1	Simulation geometry to determine appropriate radiator thickness under fixed thickness (3 cm) and light guides length (10 cm).	33
3.2	Distribution of number of detected photons when 120-MeV muons and electrons travel in acrylic radiator which thickness is 3 cm.	35
3.3	Figure of merit for each acrylic radiator thickness and particles energy. Δ indicates difference of most probable value in each distributions.	35
3.4	Simulation setup for determination of light guide length.	36
3.5	Average number of detected photons at each incident positions for each light guide length	37
3.6	Standard deviation of the average number of detected photons at each incident positions for each light guide length	37
3.7	Fabricated Cherenkov detector.	38
3.8	Transmittance of acrylic per 15 mm thickness	39
3.9	Experimental setup of Mu-SCHEME.	39
3.10	Schematic view of the experimental setup for Mu-SCHEME	40
4.1	Geometry of systematical simulation for Mu-SCHEME	42
4.2	Concept image of PARMA radiation source. PARMA radiator source generates particles according to the angular distribution and energy spectrum of secondary cosmic rays in hemisphere.	43
4.3	Schematic diagram of measuring an object at a sufficient distance	47
4.4	Schematic diagram of measuring an object at a close distance	47

5.1	Relation between incident energy and number of detected photons in simulation results for all particles.	49
5.2	Relation between incident energy and number of detected photons in simulation results for muons.	49
5.3	Relation between incident energy and number of detected photons in simulation results for electrons and psitorons.	50
5.4	Relation between N_{th0} and electron rejection rate	50
5.5	Occupancy ratio of muons that have energy below 100, 200, 300, 400, 500 MeV when muons event are selected with N_{th0}	51
5.6	Weighted counts on a projection screen directly projected by transform function.	53
5.7	Attenuation rate of projection screen.	54
5.8	Projection with $N_{\text{th0}} = 110$	55
5.9	Attenuation rate with $N_{\text{th0}} = 110$	56
5.10	Relation between meastime and attenuation rate with statistical uncertainty when events are not selected by number of photons detected with Cherenkov detector. Attenuation rate is calculated by sum of counts in screen pixels corresponding to void in concrete. Red region indicates range of attenuation rate when object is concrete block without any void.	58
5.11	Relation between meastime and attenuation rate with statistical uncertainty when events are selected by number of photons ($N_{\text{th0}} = 110$) with Cherenkov detector.	59

表一覽

1.1	問題点とその対策および解決すべき課題	14
2.1	Relative measurement time with and without energy window. Note that the measurement time is normalized to 1 for normal muography.	17
2.2	Classes of physics process resistered for each particles.	27
2.3	Material definition of simulation. The percentage of element indicate mass ratio. Percentage indicates mass ratio.	28
2.4	Materials optical properties implemented in the simulation. When tow values are specified, the coresponding optical properties with photon energies that range from 2.034 to 4.136 eV (284-600 nm). . .	30
2.5	Optical surface properties in the simulation.	31
3.1	Light collection rate for each thickness of acrylic.	33
4.1	Flux and occupancy ratio in $\mu^\pm$ and $e^\pm$	42
4.2	Measured objects in the Mu-SCHEME simulation. These objects are placed above 343 mm from the upper Mu-PSD.	44
5.1	Ratio of events that are muon events with energies below the respective value in total events.	51

引用文献

- [1] S. Miyake, V. S. Narasimham, and P. V. Ramana Murthy, “Energy spectrum of cosmic-ray muons at sea level,” *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, vol. 32, no. 6, pp. 1524–1540, 1964, doi: 10.1007/BF02732789.
- [2] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 2004.
- [3] J. Masarik and J. Beer, “An updated simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth’s atmosphere,” *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, vol. 114, no. 11, pp. 1–9, Jun. 2009, doi: 10.1029/2008JD010557.
- [4] G. Hubert and A. Cheminet, “Radiation Effects Investigations Based on Atmospheric Radiation Model (ATMORAD) Considering GEANT4 Simulations of Extensive Air Showers and Solar Modulation Potential,” *Radiation Research*, vol. 184, no. 1, pp. 83–94, Jul. 2015, doi: 10.1667/RR14028.1.
- [5] T. Sato, “Analytical model for estimating terrestrial cosmic ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world: Extension of PARMA/EXPACS,” *PLoS ONE*, vol. 10, no. 12, pp. 1–33, 2015, doi: 10.1371/journal.pone.0144679.
- [6] T. Sato, “Analytical Model for Estimating the Zenith Angle Dependence of Terrestrial Cosmic Ray Fluxes,” *PLOS ONE*, vol. 11, no. 8, p. e0160390, Aug. 2016, doi: 10.1371/journal.pone.0160390.
- [7] T. Sato *et al.*, “Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02,” *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 55, no. 6, pp. 684–690, Jun. 2018, doi: 10.1080/00223131.2017.1419890.
- [8] GEORGE. P. E., “Cosmic rays measure overburden of tunnel,” *Commonwealth Engineer*, vol. 455, 1955, [Online]. Available: <https://ci.nii.ac.jp/naid/10029015947>.

- [9] H. K. M. Tanaka, T. Kusagaya, and H. Shinohara, “Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano,” *Nature Communications*, vol. 5, no. 1, p. 3381, May 2014, doi: 10.1038/ncomms4381.
- [10] K. Morishima *et al.*, “Discovery of a big void in Khufu’s Pyramid by observation of cosmic-ray muons,” *Nature*, vol. 552, no. 7685, pp. 386–390, Dec. 2017, doi: 10.1038/nature24647.
- [11] G. Saracino *et al.*, “Applications of muon absorption radiography to the fields of archaeology and civil engineering,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 377, no. 2137, p. 20180057, Jan. 2019, doi: 10.1098/rsta.2018.0057.
- [12] H. K. M. Tanaka *et al.*, “Detecting a mass change inside a volcano by cosmic-ray muon radiography (muography): First results from measurements at Asama volcano, Japan,” *Geophysical Research Letters*, vol. 36, no. 17, p. L17302, Sep. 2009, doi: 10.1029/2009GL039448.
- [13] R. D’Alessandro *et al.*, “Volcanoes in Italy and the role of muon radiography,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 377, no. 2137, p. 20180050, Jan. 2019, doi: 10.1098/rsta.2018.0050.
- [14] V. Tioukov *et al.*, “First muography of Stromboli volcano,” *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, p. 6695, Dec. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-43131-8.
- [15] D. Gibert *et al.*, “Muon tomography: Plans for observations in the Lesser Antilles,” *Earth, Planets and Space*, vol. 62, no. 2, pp. 153–165, Feb. 2010, doi: 10.5047/eps.2009.07.003.
- [16] C. Cârloganu *et al.*, “Towards a muon radiography of the Puy de Dôme,” *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, vol. 2, no. 1, pp. 55–60, Feb. 2013, doi: 10.5194/gi-2-55-2013.
- [17] N. Lesparre, D. Gibert, J. Marteau, J.-C. Komorowski, F. Nicollin, and O. Coutant, “Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data,” *Geophysical Journal International*, vol. 190, no. 2, pp. 1008–1019, Aug. 2012, doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.05546.x.

- [18] H. Gómez, “Muon tomography using micromegas detectors: From Archaeology to nuclear safety applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 936, no. October 2018, pp. 14–17, 2019, doi: 10.1016/j.nima.2018.10.011.
- [19] C. Thomay, J. Velthuis, T. Poffley, P. Baesso, D. Cussans, and L. Frazão, “Passive 3D imaging of nuclear waste containers with Muon Scattering Tomography,” *Journal of Instrumentation*, vol. 11, no. 3, 2016, doi: 10.1088/1748-0221/11/03/P03008.
- [20] D. Mahon *et al.*, “First-of-a-kind muography for nuclear waste characterization,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 377, no. 2137, p. 20180048, Jan. 2019, doi: 10.1098/rsta.2018.0048.
- [21] H. Miyadera *et al.*, “Imaging Fukushima Daiichi reactors with muons,” *AIP Advances*, vol. 3, no. 5, p. 052133, May 2013, doi: 10.1063/1.4808210.
- [22] R. Kaiser and R. Kaiser, “Muography : overview and future directions Subject Areas : Author for correspondence :” 2019.
- [23] G. Bonomi, P. Checchia, M. D’Errico, D. Pagano, and G. Saracino, “Applications of cosmic-ray muons,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 112, p. 103768, May 2020, doi: 10.1016/j.ppnp.2020.103768.
- [24] L. Bonechi, R. D’Alessandro, and A. Giammanco, “Atmospheric muons as an imaging tool,” *Reviews in Physics*, vol. 5, no. June 2019, p. 100038, 2020, doi: 10.1016/j.revip.2020.100038.
- [25] M. Benettoni *et al.*, “Noise reduction in muon tomography for detecting high density objects,” *Journal of Instrumentation*, vol. 8, no. 12, Dec. 2013, doi: 10.1088/1748-0221/8/12/P12007.
- [26] J. Gluyas *et al.*, “Passive, continuous monitoring of carbon dioxide geostorage using muon tomography,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 377, no. 2137, p. 20180059, Jan. 2019, doi: 10.1098/rsta.2018.0059.
- [27] E. Guardincerri *et al.*, “Imaging the dome of Santa Maria del Fiore using cosmic rays,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 377, no. 2137, p. 20180136, Jan. 2019, doi: 10.1098/rsta.2018.0136.

- [28] “社会資本の老朽化の現状と将来 - インフラメンテナンス情報.” Ministry of Land, Infrastructure, Transport; Tourism, 2016, Accessed: Jan. 07, 2021. [Online]. Available: https://www.mlit.go.jp/sogoseisaku/maintenance/02research/02%7B/_%7D01.html.
- [29] 大野裕明., 金政浩., 鹿嶋亮介., 近藤和博., and 渡辺幸信., “可搬性の高い小型ミュオグラフィ検出器の開発研究,” *放射線 = Ionizing radiation*, vol. 41, no. 3, pp. 163–169, 2016, [Online]. Available: <http://ci.nii.ac.jp/naid/40020806078/>.
- [30] K. Chaiwongkhot *et al.*, “A Feasibility Study of 3D Cosmic-Ray Muon Tomography with a Portable Muography Detector,” in *Proceedings of the second international symposium on radiation detectors and their uses (ISR2018)*, Jan. 2019, vol. 11010, pp. 1–6, doi: 10.7566/JPSCP.24.011010.
- [31] I. Nakamura, N. Ishijima, K. Hanagaki, K. Yoshimura, Y. Nakai, and K. Ueno, “A 64ch readout module for PPD/MPPC/SiPM using EASIROC ASIC,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 787, pp. 376–379, Jul. 2015, doi: 10.1016/j.nima.2015.01.098.
- [32] 佐々木瞭, インフラ設備に向けたミュオグラフィ検出器の開発に関する研究 (*MSc thesis*). Kyushu Univ., 2018.
- [33] 小森智博, エネルギーウィンドウミュオグラフィに向けた多層型検出器の開発 (*MSc thesis*). Kyushu Univ., 2020.
- [34] 永田悠太, インフラ設備探査に向けた改良型ミュオグラフィ検出器の開発 (*MSc thesis*). Kyushu Univ., 2019.
- [35] I. Frank and Ig. Tamm, “Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter,” in *Selected papers*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1991, pp. 29–35.
- [36] “Photomultiplier tube assembly H6410 | Hamamatsu Photonics.” Accessed: Jan. 15, 2021. [Online]. Available: <https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/type/H6410/index.html>.
- [37] L. Cremaldi, D. A. Sanders, P. Sonnek, D. J. Summers, and J. Reidy, “A Cherenkov Radiation Detector With High Density Aerogels,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, no. 3, pp. 1475–1478, Jun. 2009, doi: 10.1109/TNS.2009.2021266.

- [38] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, Jul. 2003, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [39] J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, Feb. 2006, doi: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [40] J. Allison *et al.*, “Recent developments in GEANT4,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 835, pp. 186–225, 2016, doi: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
- [41] “Overview | geant4.web.cern.ch.” CERN, Accessed: Jan. 12, 2021. [Online]. Available: <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [42] E. Dietz-Laursonn, “Peculiarities in the Simulation of Optical Physics with Geant4,” Dec. 2016, [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1612.05162%20http://arxiv.org/abs/1612.05162>.