

修士論文
ファイバーコンプトンカメラ1号機に用いる機器の較正
方法の開発

茨城大学大学院理工学研究科理学専攻
学生番号 20NM158S
原田 幸征

2022年2月24日

概要

高エネルギーの原子核が物質と相互作用することにより、原子核の励起エネルギーに相当する数 MeV~10MeV 程度のガンマ線が放出される。このエネルギー帯のガンマ線を捉えることで、核反応に関連する様々な分野での応用が期待される。例えば、MeV ガンマ線天文学においてこのエネルギー帯の天体からの信号は微弱なうえにバックグラウンドが多く観測自体が困難な状況となっているため、これらを選別し測定できれば新たな天体からの情報を得ることができると考えられる。また医療分野ではガン治療の1つとして陽子線治療が行われており、これはエネルギーを照射することでガン細胞にダメージを与えるという治療である。しかし臓器の動きにより照射箇所や粒子の飛程が不確かで患者への負担がかかってしまうため、これらをリアルタイムにモニターするカメラが必要とされている。このように数 MeV~10MeV のガンマ線の観測は重要な情報源となり、核ガンマ線分野においての発展につながると期待できる。しかしこれまで開発されてきたコンプトンカメラではこのエネルギー帯のガンマ線を検出するのが困難であり有用な結果は出されていない。コンプトンカメラでこのエネルギー帯の測定を行うには数 MeV のガンマ線を光電吸収する程の原子番号の大きな物質が必要であり、また線源が微弱であった場合は測定由来のバックグラウンドが現れるため検出が困難となっている。そこで本研究ではシンチレーションファイバーを用いた電子飛跡型コンプトンカメラの開発を最終目標とし、それに向け使用する機器の較正方法の開発を行った。散乱層に積層したシンチレーションファイバーを用いることで、コンプトン散乱時に弾き出される反跳電子を捉えることができ、入射ガンマ線の方向を円錐ではなく一意に特定することができる。また、これにより微弱な線源からの信号もバックグラウンドの影響を低減し測定することが可能となる。

本研究では先行研究で作製されたファイバー検出器を散乱層とし、新たに吸収層として結晶を用いた検出器によるファイバーコンプトンカメラ1号機を作製、コンプトンカメラとして機能するよう各機器の較正を行い、その方法を確立させる。散乱層には1mm角正方形のシンチレーションファイバーを64本用いて8mm角の検出部を作製、光子読み取り用に64チャンネルのMPPCアレイを取り付けた。また吸収層には数nsで発光するファイバーに合わせ、~50nsで発光する1cm角のGAGG結晶を使用、光子読み取り用に1chMPPCを取り付けたものを3つ作製した。それぞれのMPPCからの信号読み出しには計64チャンネルの読み出しに対応したEASIROCモジュールを使用した。測定のため、まず各EASIROCの内蔵チップ毎にトリガーの閾値をDACという値で変更することができるためその関係性を求めた。その後、吸収層では線源 ^{137}Cs のスペクトルから使用する3チャンネルのゲインを一定となるように調整し、またスペクトルとエネルギー値を対応付けるエネルギー較正を行った。また散乱層ではLEDによる光子測定を行いMPC64ch分のゲインを一定とし、その後環境放射線の一部であるミュオンの測定からエネルギー較正を行った。これにより、散乱層と吸収層で得たデータからエネルギーを推定できるため、コンプトンカメラに用いる検出器とすることができた。

今後は2つの検出器間で同時測定が行えるよう2IN-2OUTのトリガー生成機器コインシデンスモジュールを用いてコンプトンカメラとして動作できるようにトリガーや読出しのタイミング調整を行う。また得られたデータから線源方向を推定するための解析プログラムの開発を行う。

Abstract

When high-energy nuclei interact with matter, gamma rays of several MeV to 10 MeV, corresponding to the excitation energy of the nuclear, are emitted. Capturing gamma rays in this energy band is expected to have applications in various fields related to nuclear reactions. For example, in MeV gamma-ray astronomy, the signals from the sources in this energy band are faint and difficult to observe because of the background. Also, in the medical field, proton therapy is used as one of the cancer treatments, which is a treatment that damages cancer cells by irradiating them with energy. However, due to the movement of the organs, the location of the irradiation point and the distance of the particles are uncertain, which places a burden on the patient, so a camera is needed to monitor these in real time. Thus, the observation of gamma-rays in the range of several MeV to 10 MeV is an important source of information and is expected to lead to the development of the nuclear gamma-ray field. However, the Compton cameras that have been developed so far have difficulty in detecting gamma rays in this energy band and have not produced useful results. In order to measure this energy band with a Compton camera, it is necessary to have a material with a large enough atomic number to absorb gamma rays of several MeV photoelectrically, and if the source is weak, it is difficult to detect it because of the measurement-derived background.

In this study, we set the final goal of developing an electron-trail Compton camera using scintillation fibers, and developed a calibration method for the equipment used to achieve this goal. By using scintillation fibers stacked in the scattering layer, the recoil electrons recoiled during Compton scattering can be captured, and the direction of the incident gamma rays can be uniquely identified instead of a cone. This also makes it possible to measure signals from weak sources with reduced background effects. In this study, we will fabricate the first fiber Compton camera using the fiber detector fabricated in the previous study as the scatter and a new detector using crystals as the absorber, calibrate each device to function as a Compton camera, and establish the method. For the scatter, an 8 mm square detection section was fabricated using 64 1 mm square scintillation fibers, and a 64-channel MPPC array was attached for photon reading. For the absorber, we used 1cm square GAGG crystals emitting at 50 ns to match the fiber emitting at a few ns, and three 1ch MPPCs were installed for photon reading. The EASIROC module, which supports a total of 64 channels of readout, was used to read signals from each MPPC. For the measurement, we first sought to determine the relationship between the trigger thresholds of each EASIROC's built-in chip, which can be changed by a value called DAC. Then, in the absorber, the 3-channel gain used was adjusted to be constant from the spectrum of the ^{137}Cs source, and the energy calibration was performed to map the spectrum to the energy value. In the scatter, photon measurements were made with LEDs to set the gain constant for 64 MPPC channels, and then energy calibration was performed from measurements of muons, which are part of the environmental radiation. This allowed the energy to be estimated from the data obtained in the scatter and absorber, and thus could be used as a detector for the Compton camera.

In the future, we will adjust the timing of triggering and readout so that the camera can operate as a Compton camera using a 2-in-2-out trigger generator coincidence module to enable simultaneous measurement between the two detectors. We will also develop an analysis program to estimate the source direction from the obtained data.

目次

第 1 章	はじめに	6
第 2 章	電子飛跡型コンプトンカメラ	9
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	9
2.2	電子飛跡型コンプトンカメラの原理	11
2.3	電子飛跡型コンプトンカメラの現状	14
第 3 章	ファイバーコンプトンカメラ 1 号機	16
3.1	プラスチックシンチレーションファイバー	16
3.2	GAGG(Ce)-F 結晶	18
3.3	MPPC(Multi-Pixel Photon Counter)	18
3.4	EASIROC モジュール	20
第 4 章	コンプトンカメラの較正	23
4.1	閾値と DAC	23
4.2	吸収層の較正	25
4.3	散乱層の較正	29
第 5 章	まとめと今後の展望	41
付録		43
A	実験に必要なテクニカルな要素	43
B	解析	44
謝辞		46
参考文献		47

表目次

1.1	クラレ SCF-78 の仕様 [17]	17
3.1	S13361-3050AE-08 の仕様 [20]	20
3.2	S13360-6025CS の仕様 [21]	20
4.1	プリアンプに設定可能なコンデンサの静電容量 [23]	21

目次

1.0.1	COMPTEL 望遠鏡 [6]	6
1.0.2	各種ビームと細胞へのダメージ関係 [9]	7
2.1.1	相互作用の光子 (ガンマ線) エネルギーと原子番号依存性 [11]	9
2.1.2	コンプトン散乱のイメージ	10
2.1.3	コンプトン散乱の微分断面積 $r_0 = 1, Z = 1$ に規格化している	11
2.2.1	電子飛跡型コンプトンカメラの検出イメージ [26]	12
2.2.2	入射ガンマ線の到来方向のイメージ。電子飛跡型では虚像ができない [26]	13
2.3.1	10cm 角の μ -PIC の写真 [15]	14
2.3.2	ガス検出器を用いたコンプトンカメラ [15]	14
2.3.3	半導体検出器を用いたコンプトンカメラ [16]	15
3.0.1	ファイバーコンプトンカメラ 1 号機全体のイメージ	16
3.0.2	断面のイメージ	16
3.1.1	ファイバーの構造 [17]	17
3.1.2	散乱層に用いるファイバー検出器	17
3.2.1	1cm 角 GAGG(Ce)-F 結晶	18
3.3.1	S13361-3050AE-08 [20]	19
3.3.2	S13360-6025CS [21]	19
3.3.3	増幅率と周囲温度の関係 (受光面サイズ \square 3mm、ピクセルピッチ 50 μ m の MPPC のグラフ)[22]	19
3.3.4	アフターパルスの観測例 [22]	19
3.3.5	分光感度特性 (ピクセルピッチ 25 μ m の MPPC のグラフ)[22]	20
3.3.6	検出効率 [22]	20
3.4.1	EASIROC モジュールの外見 [33] と回路図の概略 [24]	21
3.4.2	HOLD 信号の入力タイミング [24], 中央図のようになるようタイミングを調整する必要がある	21
4.1.1	DAC 測定の実験	24
4.1.2	DAC750	24
4.1.3	DAC600	24
4.1.4	DAC450	24
4.1.5	DAC300	24
4.1.6	散乱層に用いる EASIROC のチップ 1 の DAC 値-ADCch	25

4.2.1	正三角形に配置した結晶検出器 外からの光が入らないよう結晶と MPPC を黒いテープで覆っている	26
4.2.2	吸収層のペDESTAL測定で得られたスペクトル、hadc は EASIROC 上での 0 から 64 チャンネルの内の使用チャンネル	26
4.2.3	HV54V で測定した ^{137}Cs の 662keV のフィッティング	27
4.2.4	3 つの検出器それぞれの HV と換算係数のプロット、HV の値は Input8bitDAC 値 400 により -1.62V されている	27
4.2.5	変更後に測定した ^{137}Cs の 662keV のフィッティング	28
4.2.6	過去に測定した ^{60}Co のスペクトル、右側の 2 本が ^{60}Co のピークと考えられるがピークスペクトルとしては捉えられなかった	29
4.3.1	LED を用いたゲイン測定セットアップ	30
4.3.2	ペDESTAL測定測定で得られたスペクトル	30
4.3.3	全チャンネルのペDESTAL Mean のプロット	30
4.3.4	DAC800 のペDESTAL、ピークが割れており、高エネルギー側のテールが多い	31
4.3.5	使用する Edmund Optics 社 [27] の ND フィルター	31
4.3.6	中央の機器でファンクションジェネレータから出る TTL 信号を EASIROC の規格である NIM 信号に変換、右のディスクリミネーターで信号の幅を 90ns に調整した	32
4.3.7	ファンクションジェネレータから出た TTL 信号	32
4.3.8	赤が EASIROC 内部で生成されたトリガー、青が外部トリガー、黄はトリガーによって波高値保存された信号	32
4.3.9	外部トリガーにより得られたフォトンのスペクトル	33
4.3.10	自己トリガーで測定した LED のスペクトル	33
4.3.11	HV48V	34
4.3.12	HV49V	34
4.3.13	HV50V	34
4.3.14	HV48V	34
4.3.15	HV49V	34
4.3.16	HV50V	34
4.3.17	HV50V での各チャンネルのゲインのプロット	34
4.3.18	各 HV でのゲインをプロットした図	35
4.3.19	ゲインフラット後のスペクトル	35
4.3.20	ゲイン (ConversionFactor) が変更前より揃っているのがわかる	35
4.3.21	エネルギー 1 GeV 以上での宇宙線の垂直成分 [30]	36
4.3.22	ミューオン測定のセットアップ	37
4.3.23	トリガー閾値 DAC650 で行ったミューオン測定	38
4.3.24	特定の 1 ch によるミューオン測定のスペクトル	38
4.3.25	64 チャンネル合計のミューオン測定のスペクトルとランダウフィット	39
4.3.26	シミュレーション上のファイバー検出器	39
4.3.27	シミュレーション上でのミューオン測定	39
4.3.28	天頂角依存性ありのミューオンのシミュレーションデータ	40

A.1	EASIROC 基盤上の GND に新たに半田付けで配線した様子。この先はコンセン トの GND など安定したところに接続する	43
A.2	デフォルトのトリガー条件	44
A.3	同時測定用に 869 行目を変更	44

第 1 章

はじめに

高エネルギーの原子核が物質と相互作用することにより、原子核の励起エネルギーに相当する数 MeV~10MeV 程度のガンマ線が放出される。このエネルギー帯のガンマ線を捉えることができれば、核反応に関連する様々な分野での応用が期待される。

例えば MeV ガンマ線天文学において、超新星爆発からの核ガンマ線測定では超新星爆発における重元素の合成プロセスの解明の手掛かりになることや、近傍銀河などの核ガンマ線の総量を測定することで超新星残骸の出現率や重元素の生成率、星形成の情報などを得ることができると考えられている。[1][2] 1991 年に打ち上げられた NASA の CGRO 衛星 (Compton Gamma Ray Observatory) に搭載された COMPTEL 検出器は 1~30MeV のエネルギー領域を目標として観測し、32 天体からの MeV ガンマ線を発見、31 のガンマ線バーストを検出することができた。[3]

しかしながら、COMPTEL 検出器の精度は打ち上げ前の予想より 1 桁悪い感度となっており、

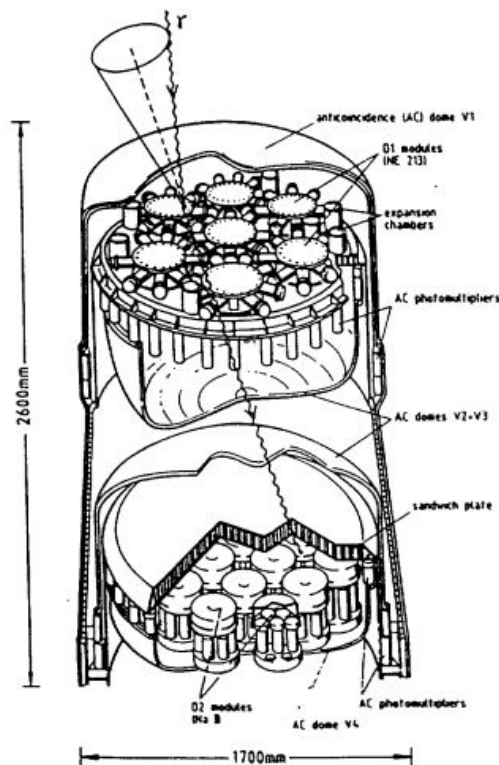
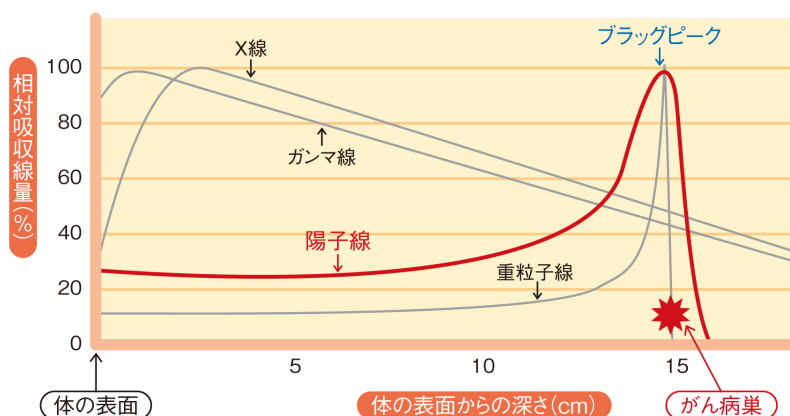


図 1.0.1: COMPTEL 望遠鏡 [6]

GeV 領域で数千の天体を検出した Fermi 衛星とは大きな差が生じている。[4] この原因はこのエネルギー帯の天体からの信号が微弱であり、かつ他領域に比べてコンプトン散乱が支配的であるため、検出器本体からの散乱や検出由来のバックグラウンドが多く発生する事である。よってこのような環境下でも測定できる程のバックグラウンド除去能力を持ち、微弱な線源を感度良く検出することができれば MeV ガンマ線天文学における大きな一歩となる。

また、放射線医療分野においてがん治療として陽子線ビームを照射してがん細胞を崩壊させる陽子線治療が行われるようになってきている。これは荷電粒子がブラックピークでエネルギー損失が大きく、それ以前ではエネルギー損失が少ないことを利用した治療法で、X線治療やガンマ線治療のようにがん細胞付近の細胞やビーム上の細胞まで損傷することが少ない治療となっている。[9]



<各種放射線の生体内における線量分布>

図 1.0.2: 各種ビームと細胞へのダメージ関係 [9]

しかし、実際は患者の体内の動きやビームのブラックピークが適切かなどリアルタイムにモニターしなければ、がん細胞以外の正常な細胞にまで照射することとなり患者への負担が増えるため、リアルタイムモニターできる技術が必要とされている。

しかし、これまで開発されてきたコンプトンカメラなどの検出器では、このエネルギー帯のガンマ線を感度良く測定することができていない。従来のコンプトンカメラでは散乱ガンマ線を吸収するためには原子番号の大きな結晶が必要であり構成として難しい。また、コンプトンカメラの測定由来のバックグラウンドから検出自体が困難な状態となっている。これらの問題を解決するために、散乱層にシンチレーションファイバーを用いた電子飛跡型コンプトンカメラの開発を目指す。このカメラの散乱層における電子飛跡の観測はコンプトン散乱で落とされるエネルギーだけでなくそれにより弾き出される反跳電子の飛跡を検出することができるため、従来のコンプトンカメラでは円錐状に推定していたところを一意に決定することができる。またこのことより測定原理由来のバックグラウンドを従来よりも減らすことができるため微弱な線源でも到来方向を推定することができる。今回用いるシンチレーションファイバーは原子番号が小さいため反跳電子が飛びやすく、ファイバーの径を小さく多重に積層することで位置分解能を上げ、より詳細な線源方向の推定ができると予想される。また電子飛跡型には液体アルゴンやガス、半導体など他にも使用されているものはあるが、それらと比較した際のコスト面や扱いやすさからもファイバーを研究で扱うこととし

た。

本研究ではファイバーコンプトンカメラ 1 号機に用いる機器の較正方法の開発を行う。名称に 1 号機とあるが、本研究の次なるステップとして 2 号機があり、こちらは吸収層が無く多重に積層したファイバー層の中で 3 回以上コンプトン散乱させることで線源到来方向を推定するという検出器となっている。この前段階として散乱層にファイバー、吸収層に結晶シンチレータで構成される 1 号機を用いて実証実験を行う。1 号機は散乱層で反跳電子の飛跡、吸収層で散乱ガンマ線を光電吸収させることで入射ガンマ線の到来方向を推定するカメラである。この 1 号機を電子飛跡型コンプトンカメラとして動作させるため、散乱層・吸収層で用いる検出器で得られるスペクトルから入射線源のエネルギー値を割り出すための較正を行う必要がある。まず第 3 章ではこの機器の構成について述べる。第 4 章では実際に機器を使った測定をもとに較正方法を説明する。1 節ではトリガー信号を出力するための閾値を調整するための測定を行い、2 節では吸収層で用いる GAGG 結晶と MPPC でできた 3 つの検出器のゲインフラットニングとエネルギー較正を線源 ^{137}Cs を用いて測定、この値をもとに較正を行った。また 3 節では散乱層で用いる MPPC アレイ 64ch 分のゲインを LED を用いた光子測定からゲインフラットニングし、その後宇宙線であるミュオンの測定からシンチレーションファイバーと MPPC アレイによる検出器のエネルギー較正を行った。これらの結果から使用する各機器でのゲインフラットニングとエネルギー較正方法を確立することができ、コンプトンカメラに用いる検出器とすることができた。そして第 5 章で今回行った較正のまとめと電子飛跡型コンプトンカメラの完成に向けた今後の展望について述べる。

第 2 章

電子飛跡型コンプトンカメラ

この章では電子飛跡型コンプトンカメラについて、2.1 ではガンマ線と物質の相互作用、2.2 では電子飛跡の原理、2.3 では電子飛跡型コンプトンカメラの現状について紹介する。

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線と物質の主な相互作用として、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の3つがあげられる。これらの相互作用の反応断面積は図 2.1.1 に示すようにガンマ線のエネルギーと物質の原子番号に依存する。

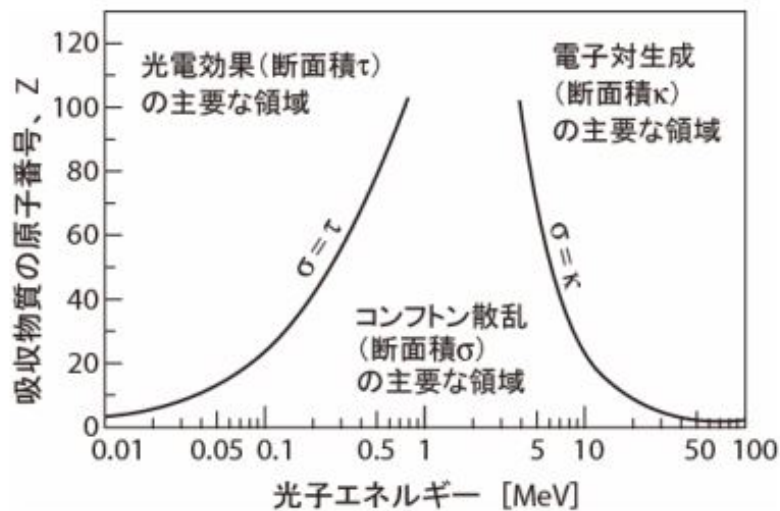


図 2.1.1: 相互作用の光子 (ガンマ線) エネルギーと原子番号依存性 [11]

2.1.1 光電吸収

主に $E < 0.5 \text{ MeV}$ のガンマ線で支配的な相互作用がである。ガンマ線の持つエネルギーが全て軌道電子に吸収され、光電子として原子外へ放出される。入射ガンマ線のエネルギー E_γ 、軌道電子のエネルギーを E_o とすると放出される光電子のエネルギー E_e は式 1.1 で表せる。

$$E_e = E_\gamma - E_o \quad (1.1)$$

光電吸収は原子核と電子の結びつきが強い K 殻で最も起こりやすく、L 殻、M 殻ではガンマ線のエネルギーが低い場合に起こる。光電吸収の反応断面積のガンマ線エネルギー、原子番号依存性は以下の式 1.2[11] で表せる。

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (1.2)$$

n は光子のエネルギーにより、4～5 の値をとる。

2.1.2 コンプトン散乱

主に 0.5MeV～5MeV のガンマ線で支配的な相互作用である。ガンマ線が軌道電子と衝突し、エネルギーの一部を電子に与えて原子核外に弾き出す。

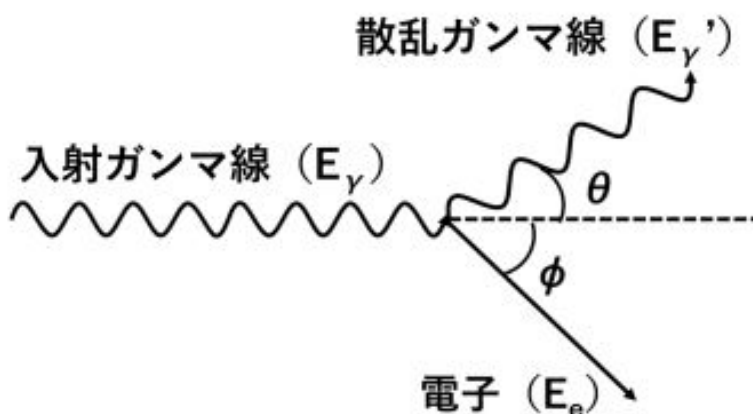


図 2.1.2: コンプトン散乱のイメージ

このときの入射ガンマ線のエネルギー E_γ と散乱ガンマ線のエネルギー E'_γ の関係はエネルギー保存則と運動量保存則により以下のように表せる。

$$E_\gamma = E_e + E'_\gamma \quad (1.3)$$

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.4)$$

式 1.4 はエネルギー保存則と運動量保存則から導出することができる。 m_e は静止質量、 c は真空中での光速を表している。 $\theta=180^\circ$ で反跳電子のエネルギーが最大となる。コンプトン散乱の散乱ガンマ線の角度分布は微分断面積を用いたクライン・仁科の式から求めることができる [12]。

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{Zr_0^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2\theta \right) \quad (1.5)$$

r_0 は古典電子半径 ($r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$) であり、また式 1.5 からコンプトン散乱の確率は物質の原子番号に比例して増加する事が分かる。式 1.5 を用いて各エネルギー毎にプロットしたものを図 2.1.3 に示す。これが示すように入射ガンマ線のエネルギー 0.5MeV 以上では前方散乱が支配的になることが分かる。

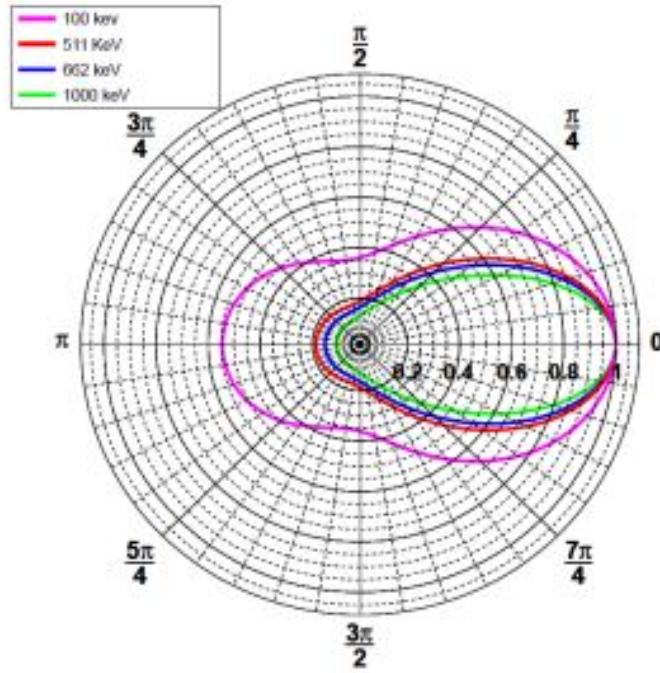


図 2.1.3: コンプトン散乱の微分断面積 $r_0 = 1, Z = 1$ に規格化している

2.1.3 電子対生成

主に $1 \text{ MeV} < E$ のガンマ線で支配的な相互作用である。ガンマ線が原子核のクーロン電場中で電子と陽電子を生成して消滅する。電子対生成が起こるには、ガンマ線のエネルギーが2個の電子の静止エネルギーに相当する 1.022 MeV 以上である必要がある。生成した電子と陽電子のエネルギーをそれぞれ E^- 、 E^+ 、ガンマ線のエネルギーを E_γ すると、もとのガンマ線との関係は以下のように表せる。

$$E^- + E^+ = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (1.6)$$

一般に E^- と E^+ は異なる。また、電子生成対の反応断面積は原子番号の2乗に比例する [11]。

$$\kappa \propto Z^2 \quad (1.7)$$

2.2 電子飛跡型コンプトンカメラの原理

コンプトンカメラは入射ガンマ線がコンプトン散乱を起こす散乱部と、散乱ガンマ線を吸収する吸収部の二層から構成される。散乱部ではコンプトン散乱によって発生した反跳電子のエネルギーと飛跡を測定、吸収部では散乱ガンマ線のエネルギーを光電吸収させる。これらの測定で得られた値からコンプトン運動学を用いて入射ガンマ線の散乱角 θ を求めることができる。散乱部でのエネルギーを E_1 、吸収部でのエネルギーを E_2 として式 1.4 から以下の散乱角 θ を表す。

$$E_\gamma = E_1 + E_2 \quad (2.1)$$

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.2)$$

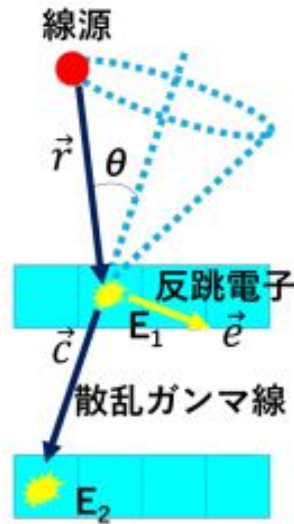


図 2.2.1: 電子飛跡型コンプトンカメラの検出イメージ [26]

この求めた散乱角 θ と反応位置から入射ガンマ線の到来方向が円錐状に推定できる。

しかし電子飛跡型コンプトンカメラでは散乱層から反跳電子の飛跡を検出できるため、この情報を付加することで入射ガンマ線の到来方向を一意に推定できるようになる。この反跳電子の飛跡の単位ベクトル \vec{e} 、散乱部と吸収部の反応位置を結ぶベクトル \vec{c} とおき、コンプトン散乱に関するエネルギー保存則と運動量保存則を解くことで入射ガンマ線の入射方向ベクトル \vec{r} を求めることができる [14]。単位ベクトル \vec{e} 、 \vec{c} 、 \vec{r} それぞれのベクトルの大きさを p_e 、 p'_γ 、 p_γ として運動量保存則の式を立てる。

$$p_\gamma \vec{s} = p'_\gamma \vec{c} + p_e \vec{e} \quad (2.3)$$

この式 2.3 と式 2.1 より入射方向の単位ベクトル \vec{r} が以下のように求まる。

$$\vec{r} = \frac{E_2}{E_1 + E_2} \vec{c} + \frac{\sqrt{E_1(E_1 + m_e c^2)}}{E_1 + E_2} \vec{e} \quad (2.4)$$

また、2つのベクトル \vec{c} と \vec{e} の成す角 α は幾何学的に以下のようにあらわすことができる。

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{c} \cdot \vec{e} \quad (2.5)$$

一方吸収層、散乱層で得られた E_1, E_2 から運動学的に以下のように表すこともできる。

$$\cos \alpha_{ene} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_1}\right) \sqrt{\frac{E_2}{(E_2 + 2m_e c^2)}} \quad (2.6)$$

式 2.5 と式 2.6 はそれぞれ独立で求めることができるため、 $\cos \alpha \cong \cos \alpha_{ene}$ となる時そのイベントをコンプトン散乱によるものとみなすことができ、バックグラウンド除去の一つの手段とすることができる。図 2.2.2 に従来のコンプトンカメラと電子飛跡型コンプトンカメラによるイメージを示す。

電子飛跡型コンプトンカメラの性能指標として角度分解能が挙げられる。これはイメージングのぼやけ具合のようなもので、ARM(Angular Resolution Measure) と SPD(Scatter Plane Deviation) から定義される。この2つを図??に示す。

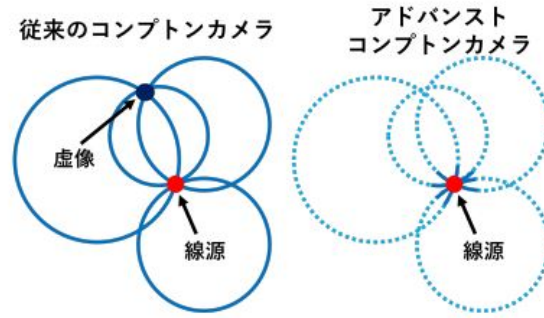
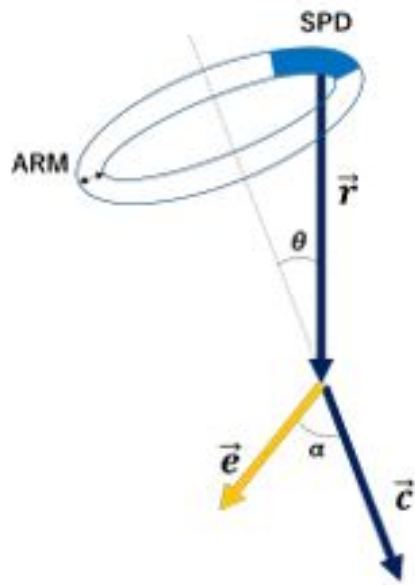


図 2.2.2: 入射ガンマ線の到来方向のイメージ。電子飛跡型では虚像ができない [26]



ARM と SPD の図

ARM は再構成リングの太さで、式 2.7 のようにあらわすことができる。

$$\sigma_{ARM} = \sqrt{\sigma_{geo}^2 + \sigma_{ene}^2 + \sigma_{dop}^2} \quad (2.7)$$

ここで σ_{geo} は散乱層・吸収層の位置分解能の角度分解能、 σ_{ene} はエネルギー分解能による角度分解能、 σ_{dop} は Doppler broadening で決まる角度分解能である。このうちエネルギー分解能による σ_{ene} は測定による E_1, E_2 の不定性であり、式 2.8 を全微分することで求められる。

$$\sigma_{ene} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2}\right)^2}} \sqrt{\left[\frac{1}{(E_1 + E_2)^2}\right]^2 \Delta E_1^2 + \left[\frac{1}{(E_1 + E_2)^2} - \frac{1}{E_2^2}\right] \Delta E_2^2} \quad (2.8)$$

また、位置分解能による角度分解能 σ_{geo} は散乱層、吸収層での反応点の不定性であり、サイズを小さくする、散乱層と吸収層を離すなどで小さくすることが可能である。Doppler broadening で決まる角度分解能 σ_{dop} はガンマ線が衝突する電子の運動量の不定性である。コンプトン散乱で電子は静止しているとあるが、実際は電子が運動量を持っているため角度分解能が大きくなる [5]。一

方 SPD は変調電子の測定精度によって決まり、式??で表すことができる [26]。

$$\sigma(SP D) = \arccos((\vec{c} \times \vec{r}) \cdot (\vec{c} \times \vec{e})) \quad (2.9)$$

2.3 電子飛跡型コンプトンカメラの現状

反跳電子の飛跡を測定する散乱部に、ガス検出器を用いたものがある。ガス検出器は 2006 年の MeV 領域ガンマ線観測実験 SMILE で実際に使用された μ -PIC と呼ばれるものがあり、比例計数管を輪切りにし基板の上にピクセル上に並べたような構造をしている。 μ -PIC は図 2.3.1 に示すように 10cm 角の大きさをしており、ガスは Xe、Ar、 C_2H_6 を 1 気圧で充満させている [15]。

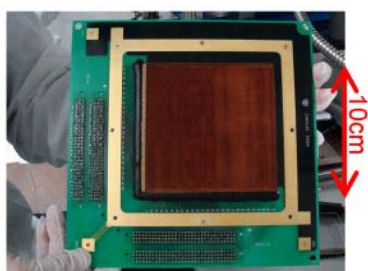


図 2.3.1: 10cm 角の μ -PIC の写真 [15]

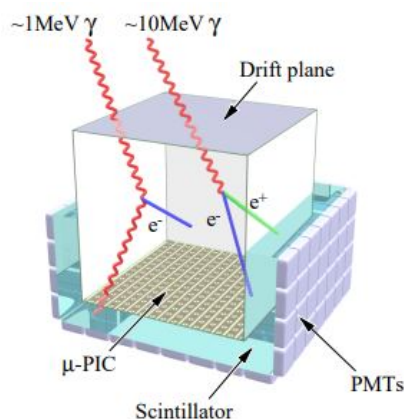


図 2.3.2: ガス検出器を用いたコンプトンカメラ [15]

SMILE 実験による気球搭載での α 線観測では、高いノイズ除去能力や従来のコンプトンカメラより SN 比が 10 倍良いなどの残したが、それでもまだ検出効率は高くなく、有効面積も小さいためこの改善が急がれる。

また電子飛跡型コンプトンカメラには、半導体検出器を使用したものもある。これは ASIC と Si-CMOS で構成されており、反跳電子のエネルギーとタイミングを ASIC で測定、電子飛跡を Si-CMOS で捉えることができる [16]。しかしながら、こちらの検出器も有効面積が小さいことやノイズによるデッドタイムが発生する問題があり、現状ではまだ改良段階の検出器となっている。

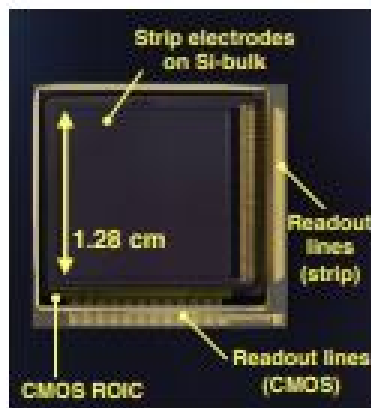


図 2.3.3: 半導体検出器を用いたコンプトンカメラ [16]

第3章

ファイバーコンプトンカメラ1号機

ファイバーコンプトンカメラ1号機の散乱層のイメージを図3.0.1に示す。ファイバーは図3.0.1,3.0.2のように積層しており、各ファイバーをそれぞれ4層ずつX層、Y層、計8層で構成する。このファイバー層を通過するガンマ線や反跳電子が歪まないようにするため、ファイバーの固定は接着剤ではなく治具で押さえつけている。図3.0.1(b)の上からガンマ線が入射することを想

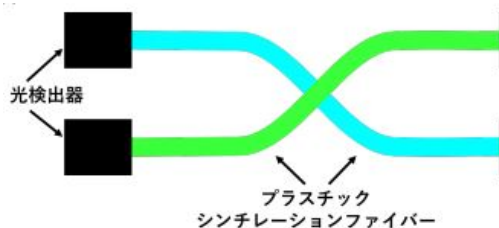


図3.0.1: ファイバーコンプトンカメラ1号機全体のイメージ

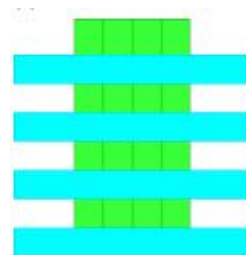


図3.0.2: 断面のイメージ

定しており、上下のファイバーの発光量を光検出器で読み取ることで反応位置を特定することができる。ファイバーの発光を読み取る光検出器はX、Y層でそれぞれ1つずつ取り付けており、この2つの検出器が同時に信号を読み取った場合にのみトリガーを出力するようにすることで、積層していない部分でのファイバーの発光による余分なイベントの読み出しを行わないようにしている。また吸収層にはシンチレーション結晶を用いており、ファイバー層でコンプトン散乱したガンマ線を全吸収できるようにその下部に設置する。この結晶1つにつき発光読み取り用の光検出器を用いている。これらに用いる光検出器は Multi-Pixel Counter(MPPC) を使用しており、この信号読み出しには EASIROC モジュールを使用する。

3.1 プラスチックシンチレーションファイバー

プラスチックシンチレーションファイバーは、蛍光剤入りのポリスチレンでできたコアとポリメタクリル系樹脂のクラッドの多層構造からなるシンチレータであり、これを図3.1.1に示す。本研究で用いるファイバーはクラレのSCF-78で、仕様は表1.1に示す。

表 1.1: クラレ SCF-78 の仕様 [17]

発光減衰時間	2.8ns
最大発光波長	450nm
減衰長	>4.0m
径	1mm 角正方形
光収率	~7%

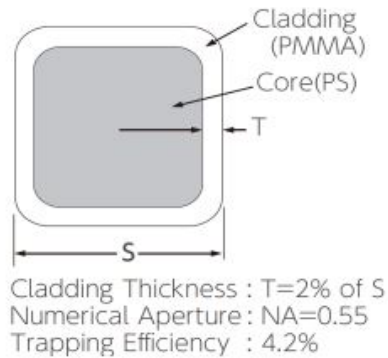


図 3.1.1: ファイバーの構造 [17]

ファイバーは元素 H,C,O からなり原子番号が小さく、主な相互作用はコンプトン散乱となっており、原子番号が 10 程度と考えると前章 2.1.2 から 0.05~20 MeV 程の範囲がコンプトン散乱の支配的な範囲となっており、また原子番号が大きいとクーロン多重散乱により飛跡が曲がりやすくなってしまうため、ファイバーは本研究での散乱層に用いることに適している。実際に治具を用いて作製したものを図 3.1.2 に示す。この治具はエム・ライン株式会社に作製していただいた。[18]



図 3.1.2: 散乱層に用いるファイバー検出器

3.2 GAGG(Ce)-F 結晶

GAGG(Ce)-F 結晶は吸湿性および自己放射性がない無機シンチレータで、組成は $Gd_3(Ga,Al)_5O_{12}(Ce)$ となっている。このように原子番号が 54.4 と大きく、また発光減衰時間が $\sim 50\text{ns}$ と比較的短い [19]。この名称にある「F」は Fast という意味であり、発光減衰時間が $\sim 150\text{ ns}$ や $\sim 90\text{ ns}$ と短い GAGG 結晶の中でも更に短いものとなっている。この結晶を選定す

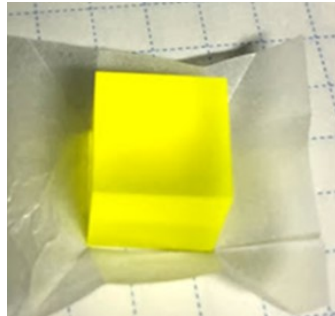


図 3.2.1: 1cm 角 GAGG(Ce)-F 結晶

る理由としては、信号読み取りを行う EASIROC モジュールが原因している。詳細は後述するが、EASIROC は波高保存によるデータ取得ではなくトリガー信号が入力された瞬間の波高値を取得するようになっている。またこの波高値がピークに到達するまでの時間を整形回路により 175ns まで伸ばすことができるが、この時間を延ばすほど波高値のピークが下がってしまう。そのためにも高速で発光減衰するシンチレータが求められるため、本研究では GAGG-F 結晶を採用した。

3.3 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter)

本研究での検出器はファイバー及び GAGG 結晶がガンマ線と相互作用して放出する光子を読み出す必要がある。ファイバー層において多 ch の読み出しに適した光検出器が望ましい。そこで散乱層には浜松ホトニクスが開発したシリコン光電子増倍管 (SiPM) で、 8×8 チャンネル読み出し MPPC アレイ S13361-3050AE-08 [20] を、吸収層には仕様が近く発光量の大きいシンチレータでも読み出せる同社の 1ch 読み出し MPPC S13360-6025CS [21] を使用する。これらの MPPC を図 3.3.1, 3.3.2 に示す。

MPPC1 ピクセルから出力される電荷量 Q は静電容量 C 、MPPC にかける逆バイアス電圧を V 、MPPC のブレイクダウン電圧を V_{BR} と置くと以下の式 3.1 で与えられる。このブレイクダウン電圧とは MPPC などのフォトダイオードを逆方向に導通させるための電圧の閾値であり、ここに逆バイアス電圧を与え、この間に光子が MPPC に入射されると光電効果で電子へと変換、アバランシェ増倍し MPPC 内部の抵抗により元の状態に戻る。これが瞬間的に起こることにより MPPC からパルス信号が発することとなる。光子が入ったピクセル数に応じたパルスを出力するため、フォトンカウンティング能力に優れている。また式 3.1 を電荷素量 q で割った値が MPPC の増幅率となる。

$$Q = C \times (V - V_{BR}) \quad (3.1)$$

式 3.1 より MPPC の増幅率はかける電圧の値に依存しており、その値が高いほど増幅率が高くな

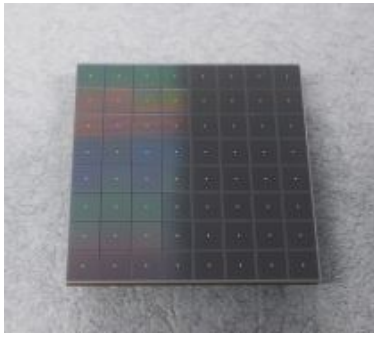


図 3.3.1: S13361-3050AE-08 [20]

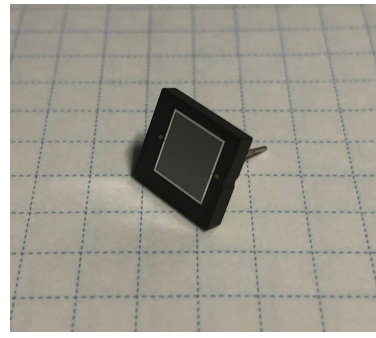


図 3.3.2: S13360-6025CS [21]

ることがわかる。しかし、電圧の上昇に伴いダークパルスやアフターパルスが増加するため、測定の際に電圧の値を用途に合わせて設定する必要がある [22]。またこの増幅率には温度依存性があり、これを図 3.3.3 に示す。

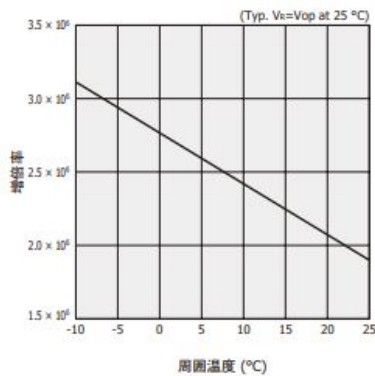


図 3.3.3: 増幅率と周囲温度の関係 (受光面サイズ □ 3mm、ピクセルピッチ 50 μ m の MPPC のグラフ)[22]

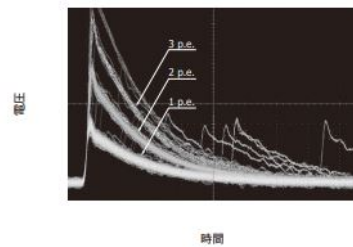


図 3.3.4: アフターパルスの観測例 [22]

ダークパルスについて、こちらは光ではなく熱的に発生したものであり入射フォトンとの区別は検出したパルスの形状からは区別がつかない。使用する各 MPPC の暗状態でのダークカウントレートを表 3.13.2 に示す。アフターパルスについて、MPPC のピクセルでアバランシェ増倍する過程で結晶欠陥にキャリアが捕獲、これが放出されると入射フォトンと共に増幅され観測される [22]。この観測例を図 3.3.4 に示す。最後に検出効率について述べる。まず受光感度について、これを S (単位 A/W)、入射光量 (W)、光電流 I_{mppc} (A) とすると式 3.2 となる。

$$S = \frac{I_{mppc}}{\text{入射光量}} \quad (3.2)$$

これは電圧が高いほど大きくなるがアフターパルスなども含んでいることに注意する必要がある。検出効率はこの値と比例しており、入射光の波長 λ と置くと式 3.3 で表される。

$$PDE = \frac{1240}{\lambda} \times \frac{S}{\text{増幅率}} \quad [22] \quad (3.3)$$

これらについて波長に対する受光感度、検出効率のグラフを図 3.3.5、3.3.6 に示す。

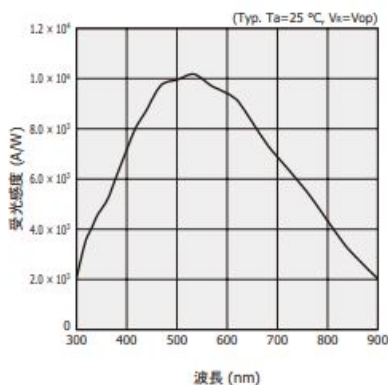


図 3.3.5: 分光感度特性 (ピクセルピッチ 25 μ m の MPPC のグラフ)[22]

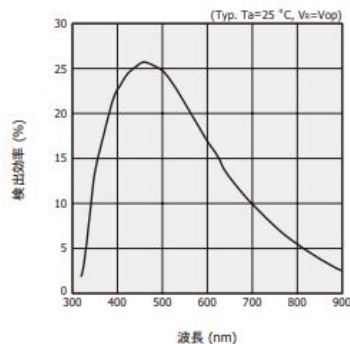


図 3.3.6: 検出効率 [22]

表 3.1: S13361-3050AE-08 の仕様 [20]

応答感度波長	320~900nm
最大感度波長	450nm
量子変換効率	40%
Breakdown 電圧	53 \pm 5V
推奨動作電圧	56 \pm 5V
増幅率	1.7 \times 10 ⁶
有効面積	25.8mm \times 25.8mm
1ch のサイズ	3.0mm \times 3.0mm
1 ピクセルのサイズ	50 μ mm \times 50 μ mm
ダークカウント/cg typ	500~1500 kcps

表 3.2: S13360-6025CS の仕様 [21]

応答感度波長	270~900nm
最大感度波長	450nm
量子変換効率	25%
Breakdown 電圧	53 \pm 5V
推奨動作電圧	58 \pm 5V
増幅率	7 \times 10 ⁵
有効面積	6.0mm \times 6.0mm
1 ピクセルのサイズ	25 μ mm \times 25 μ mm
ダークカウント/cg typ	1600~5000 kcps

3.4 EASIROC モジュール

EASIROC モジュールは高エネルギー加速器研究機構 (KEK)、大阪大学、東北大学などによって開発された汎用 MPPC 読み出しモジュールで、フランスの Ω グループが開発した 32 チャンネル読み出し可能な ASIC の Extended Analogue Silicon pm Integrated Read Out Chip (EASIROC) が 2 枚搭載されている 64 チャンネルの読み出しが可能となっている [23][24]。EASIROC モジュールは MPPC へ供給するための内蔵 HV 電源があり、外部の電源を使用せずともプログラム上の UDP という項目に数値を与えることで 0~90V の電圧を供給することができる。さらに Input8bitDAC というバイアス調整機能を使用することで MPPC への印加電圧を $-4.5V \sim 0V$ の間で調節することができ、これにより各チャンネル間にあるゲインの差を補正することができる。この値と実際に MPPC にかかるバイアスの値の関係式を式 4.1 に示す。

$$\text{Input8bitDAC} = -4.5 - 0.02(x - 256) \quad (4.1)$$

この x の値を変更することで各 ch 毎の印加電圧を微調整し、MPPC のゲインを調整する。また内蔵チップ毎にプリアンプの増幅率を変化させることが可能であり、10~150 倍の広レンジで切り替

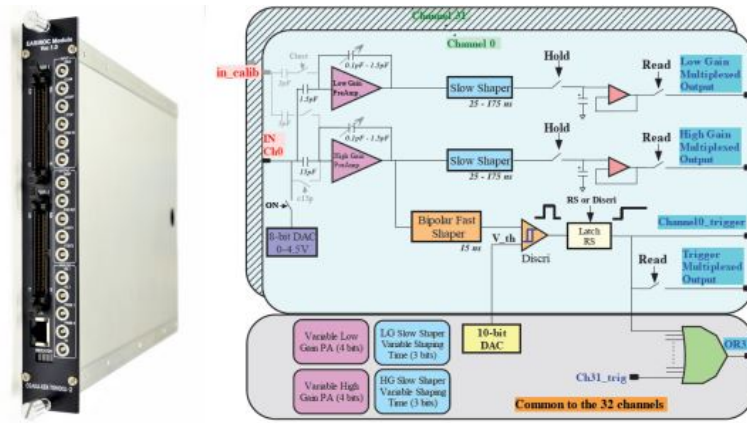


図 3.4.1: EASIROC モジュールの外見 [33] と回路図の概略 [24]

えることができる。このプリアンプ増幅率の式を以下に示す。

$$\text{増幅率} = \frac{15pF}{|C|} \quad (4.2)$$

ここでの C はプリアンプのコンデンサの静電容量であり、設定可能な値とそれに対応する増幅率を表??に示す。

表 4.1: プリアンプに設定可能なコンデンサの静電容量 [23]

C(pC)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
増幅率	150	75	50	37.5	30	25	21.4	18.8	16.6	15	13.6	12.5	11.5	10.7	10

EASIROC モジュールの電荷測定はピークホールドであり、HOLD 回路に外部から NIM 信号のトリガーを入力することで波高値がそのタイミングでホールドされる。そのため、このタイミングがずれると低い増幅率での測定となってしまふ。外部機器を使い Delay をかけることもできるが、EASIROC には波形整形アンプ (SlowShaper) があり、これにより時定数を 25~175 ns の間で 25 ns 毎に変更することができる。

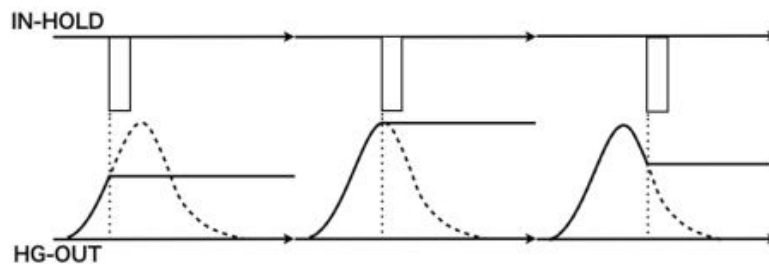


図 3.4.2: HOLD 信号の入力タイミング [24], 中央図のようになるようタイミングを調整する必要がある

また測定の際の閾値について、EASIROC モジュールでは内蔵チップ毎に閾値 DAC(DigitalAnalogConverter) を変化させることで、入力信号の波高値に対しどの値でト

リガーを出力するかを設定することができる。この値を決めることでノイズなどによりデッドタイムが増えるのを防ぐことができる。測定された信号はまず HighGainPreamp で増幅、その後2つの回路に分かれ片方はトリガー回路、もう片方は SlowShaper で整形される。その間 DAC 値を超えた信号によりトリガーが生成される。このトリガー信号が SlowShaper 後の整形信号をピークホールドすることでそのピークでの信号が EASIROC から PC へ送られる。

本研究における時定数は、25 ns とする。これは閾値を超えた信号によりトリガーが生成されるまでの時間が 15 ns ほどであり [23]、時定数を次の 50 ns 以上にしても図 3.4.2 の左のような状態がより低い波高値で起こってしまいうため、最短 25 ns にすることで最もロスのない測定ができるためである。

第 4 章

コンプトンカメラの較正

本研究での目的である較正を行う。ファイバーコンプトンカメラ 1 号機を電子飛跡型コンプトンカメラとして動作させるため、散乱層・吸収層で用いる検出器で得られるスペクトルから入射線源のエネルギーを割り出すための較正を行う必要がある。しかし、吸収層、散乱層では構成が異なるため、それぞれに適した較正方法を開発することとする。まず 4.1 では EASIROC モジュールに内蔵されたチップ毎にある閾値 DAC を吸収層の検出器と線源 ^{137}Cs を用いて測定、スペクトルから閾値 DAC と ADC チャンネルの関係を求める。またこの作業のみ散乱層・吸収層共通で行えるため、使用する EASIROC の内蔵チップ毎に上記の作業を行う。その後 4.2 では吸収層の較正のため検出器を用いて線源測定を行い、得られたスペクトルの解析から 3 つの検出器のゲインフラットニングとエネルギー較正を行う。4.3 では散乱層の MPPC アレイ 64 チャンネルのゲインフラットニングを行うため、LED を用いたフォトン測定からゲインの調整を行い、実際にファイバーを用いて宇宙線由来のミューオンを測定、またシミュレーションから検出器で得られるミューオンのエネルギーを推定し、それらの結果からエネルギー較正を行う。

4.1 閾値と DAC

測定の際、EASIROC モジュールにプログラム上での値 DAC を指定することでトリガーを出力するための閾値を決定することができる。この値を設定することで測定したい信号に対し、その信号よりエネルギーの低い環境放射線やノイズ等によるイベントをカットすることができる。しかしこの閾値 DAC はスペクトルの ADC チャンネルと対応が不明であり、EASIROC に内蔵されたチップ毎に個体差があるため実験で使用する前に測定しておく必要がある [23]。よってまずはこの値と出力されるスペクトルの ADC チャンネルとの対応を付けることとする。

この測定に使用するものは、GAGG 結晶と MPPC(S13360-6025CS) を組み合わせた吸収層で用いる検出器と線源 ^{137}Cs を用いた。以下に実験セットアップを示す。

・実験セットアップ使用する MPPC は GAGG 結晶を取り付けた S13360-6025CS

MPPC への印加電圧 UDP 値で 50 V

HOLD 信号には EASIROC モジュールの TRIG 信号を使用し、Slow shaper の時定数は 25 ns、プリアンプの増幅率は 10 倍に設定

使用する線源 1 MBq の ^{137}Cs

線源と検出器の距離 15 cm

1 万イベントで測定を終了



図 4.1.1: DAC 測定の実験

この条件で DAC の値のみを変えながら線源を測定し、閾値 DAC と ADC チャンネルの関係を調べる。プリアンプの増幅率を最小の 10 倍に設定することで MPPC や EASIROC モジュールで発生するノイズを減らすため最小の増幅率としている。得られたスペクトルを図 4.1.2、4.1.3、4.1.4、4.1.5 に示す。まずは散乱層で用いる EASIROC モジュールのチップ 1 で測定する。

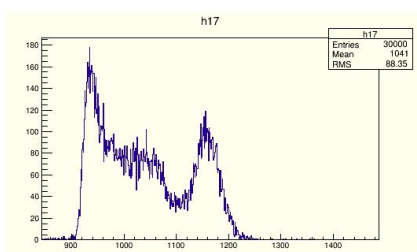


図 4.1.2: DAC750

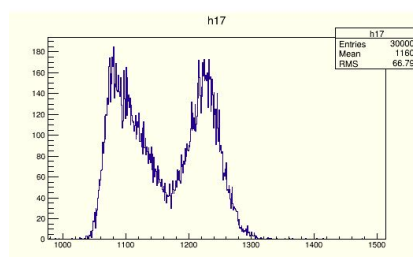


図 4.1.3: DAC600

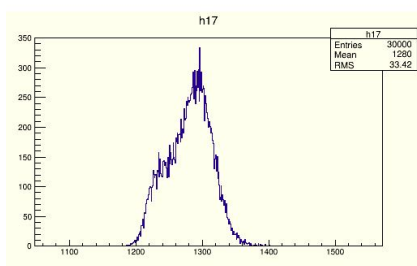


図 4.1.4: DAC450

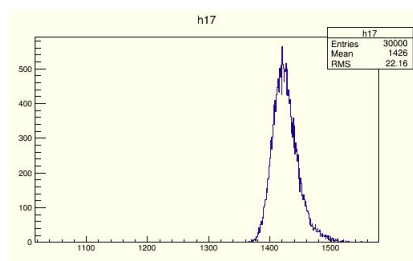


図 4.1.5: DAC300

これらからスペクトルの左切れ端を DAC 値に対応する ADC チャンネルとしてプロットしたものを図 4.1.6 に示す。これより、閾値 DAC と ADC チャンネルを対応付ける一次関数が求まった。この方法で残りの 2 チップ分も測定、プロットを行い求まった一次関数を式 1.1、1.2、1.3 に示す。上から順に散乱層の EASIROC チップ 1、散乱層の EASIROC チップ 2、吸収層の EASIROC とする。

$$\text{Threshold} = -1.023\text{DAC} + 1654 \quad (1.1)$$

$$\text{Threshold} = -1.017\text{DAC} + 1658 \quad (1.2)$$

$$\text{Threshold} = -0.915\text{DAC} + 1585 \quad (1.3)$$

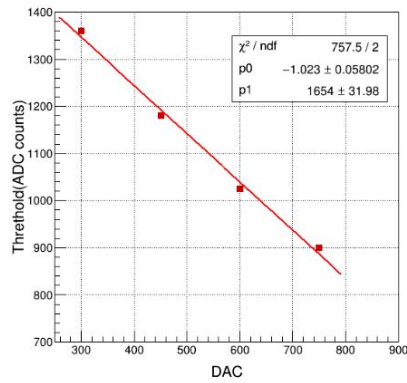


図 4.1.6: 散乱層に用いる EASIROC のチップ 1 の DAC 値-ADCch

今回確認した中で、散乱層で用いる EASIROC 内のチップ間では式 1.1、1.2 から分かるが傾きに 0.6% しかなく式の値からも限りなく近いことがわかる。しかし吸収層の傾きは他の 2 つに比べ 10% もずれていることが分かった。これは EASIROC モジュールのマニュアル [23] にもあるようにチップの個体差が現れたものだと考えられる。

これらの式 1.1、1.2、1.3 より EASIROC モジュールの閾値 DAC とスペクトルの ADC チャンネルとの対応をつけることができた。これにより後述で行う実験から実際のエネルギーとの対応もつくため、閾値を実際のエネルギーに換算して決定することができる事になる。

4.2 吸収層の較正

この章では吸収層で用いる 3 つの検出器のゲインフラットニングとそれらのエネルギー較正について述べる。吸収層・散乱層それぞれでエネルギーを取得し、その足し合わせから入射線源の判断をする。よってこの吸収層では測定によって得られたスペクトルからエネルギーに換算するための換算係数 [ADC/keV] を求める作業が必要となる。測定から得られた、ペDESTALを差し引いた横軸を ADC チャンネルとおいたエネルギースペクトルの光電ピークに対してフィッティングを行い、そのフィッティングのパラメータからピークチャンネルを求める。このピークチャンネルと光電ピークの値から換算係数 [ADC/keV] が求められる。このための測定においてまずは 3 つの検出器のゲインのフラットニングを行い、閾値 DAC によるトリガーがかかるエネルギーを均一にする。異なる HV 値で得られた線源のスペクトルのフィッティングを行い、それらから換算係数 [adc/keV] を求める。この換算係数をもとにスペクトルのピークチャンネルを揃えることでゲインフラットニングを行う。またこの換算係数よりエネルギー較正も行う。

4.2.1 ゲインフラットニング

吸収層で使用する検出器は浜松ホトニクス株式会社の MPPC S13360-6025CS[21] と株式会社トゥーリーズの GAGG-F 結晶を組み合わせたもので、読出しには EASIROC モジュールを用いており、ファイバー検出部から等距離になるよう基板平面上に正三角形に配置する。本研究はファイバーコンプトンカメラの実証実験の一環であるので、今回は 3 つの検出器での実験を行うこととする。また吸収層で用いる検出器を図 4.2.1 に示す。まずは使用する 3 つの検出器のペDESTAL

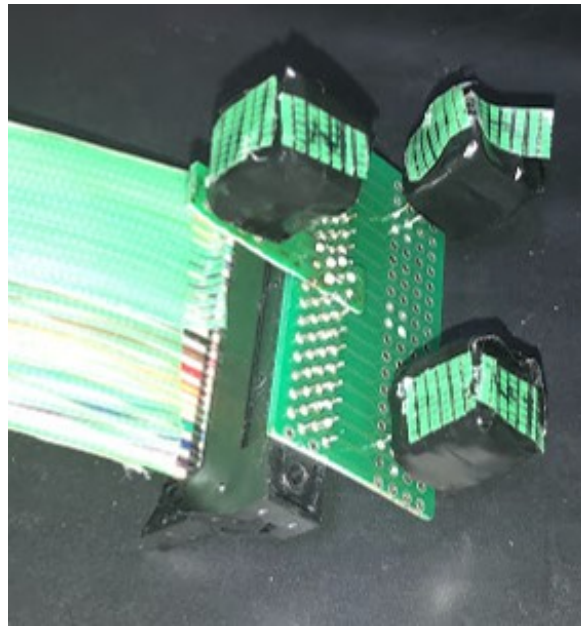


図 4.2.1: 正三角形に配置した結晶検出器 外からの光が入らないよう結晶と MPPC を黒いテープで覆っている

測定を行う。EASIROC モジュールの設定は HV53V、増幅率 30 倍、SlowShaper の時定数 25ns、閾値の DAC 値 910、Input8bitDAC の値を全チャンネル 400 にして EASIROC 内部で生成される自己トリガーを使うこととする。閾値は ADC チャンネルで 752[ADC] となっており、ペDESTAL の予想値 800[ADC チャンネル][23][24] より下回っているなのでこの値で測定を行う。ペDESTAL 測定には本来外部トリガーを用いるが、今回は実際に線源を測定する状態である自己トリガーでのペDESTAL 測定を行った。また HV を 53V と設定したのは、試験的に線源 ^{137}Cs を取っていた際、ノイズが少なく測定できる最大値が 54V であり、その手前のノイズがより少なく HV による MPPC 自体の増幅率が高い値と判断したためこの値としている。ペDESTAL 測定で得られたスペクトルを図 4.2.2 に示す。

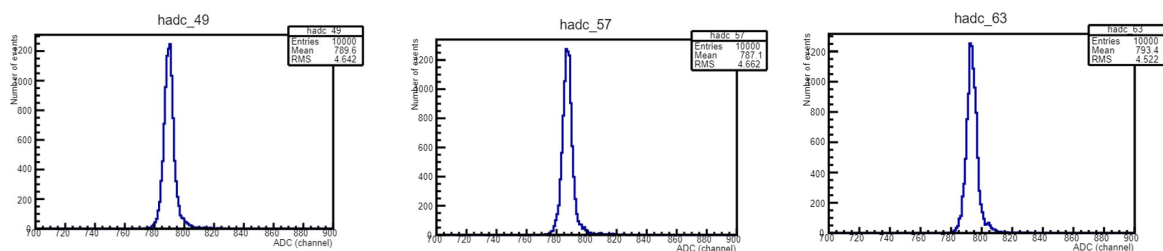


図 4.2.2: 吸収層のペDESTAL 測定で得られたスペクトル、hadc は EASIROC 上での 0 から 64 チャンネルの内の使用チャンネル

これよりペDESTAL の値が求まったため、線源を用いた測定へと入る。フラットニングを行うためには 3 つの HV 値で線源 ^{137}Cs を測定、662keV ピークの値から換算係数を求め、HV と換算係数の関係を決定する。この換算係数は図 4.2.4 の縦軸に対応しており、式 2.1 より求めることがで

きる。

$$\text{換算係数 [ADC/keV]} = \frac{\text{光電ピークチャンネル (ADC 値)} - \text{ペDESTALチャンネル (ADC 値)}}{\text{光電ピークエネルギー (keV)}} \quad (2.1)$$

線源 ^{137}Cs の測定を行う際の EASIROC モジュールの設定は増幅率 30 倍、SlowShaper の時定数 25 ns、Input8bitDAC の値を全チャンネル 400、閾値 DAC の値 800 とし、HV 値を 51V, 52V, 54V の 3 つで変更し、線源の位置は結晶から 15cm 前方に配置して 9 万イベント測定する。閾値 DAC の値はペDESTAL測定のように線源なしでも自己トリガーが生じない、シンチレータの発光にのみ反応する値とし、HV 値は上がノイズがのらない限界値、下が閾値により ^{137}Cs の 32keV ピークが消えない値としている。ただし今回は 32keV のピークより低いエネルギーにスレッシュホールドで設定した値より大きいチャンネルでカット、または別のピークが混入している。この原因はスレッシュホールドが想定より大きくかかっている、ハードウェア上の問題で読み込まれていない、HV54V の時は大きなノイズが混入しているなど、明確な原因がわからないため今後の課題としておく。よって 32keV ピークはスペクトルとして不十分なため、フィッティングなど解析には使わずスペクトルのピークチャンネルの目視確認にのみ扱っている。図 4.2.3 に線源 ^{137}Cs の HV54V での測定により得られたスペクトルをフィッティングしたものになる。

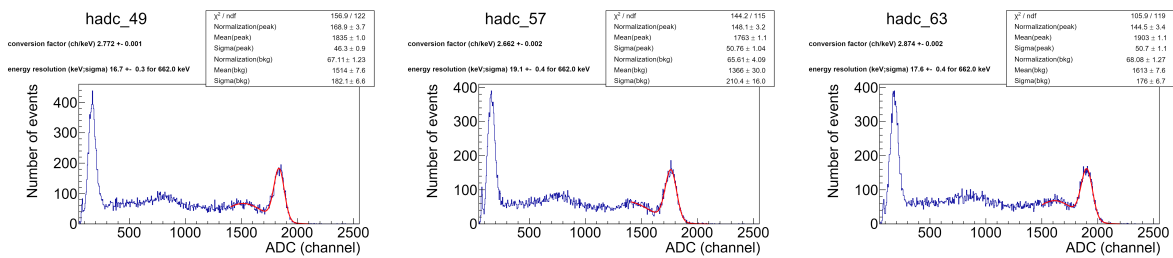


図 4.2.3: HV54V で測定した ^{137}Cs の 662keV のフィッティング

またこれらより求めた 3 つの HV と換算係数のグラフが図 4.2.4 になる。

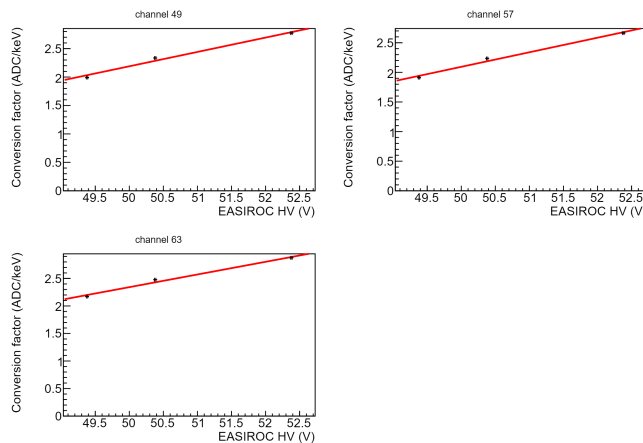


図 4.2.4: 3 つの検出器それぞれの HV と換算係数のプロット、HV の値は Input8bitDAC 値 400 により -1.62V されている

この一次直線から換算係数 2.2[ADC/keV] になるよう HV の値と Input8bitDAC の値を変更

した。変更後のスペクトルを見るため再度測定を行う。EASIROC の設定は HV 値 53V、増幅率 30 倍、DAC 値 800、SlowShaper の時定数 25 ns、Input8bitDAC の値は全チャンネル 400 から 47,57,63 チャンネルから順に 333,352,300 にした。図 4.2.5 に変更後、線源を結晶の前方 15 cm に配置して 9 万イベント測定したスペクトルを示す。

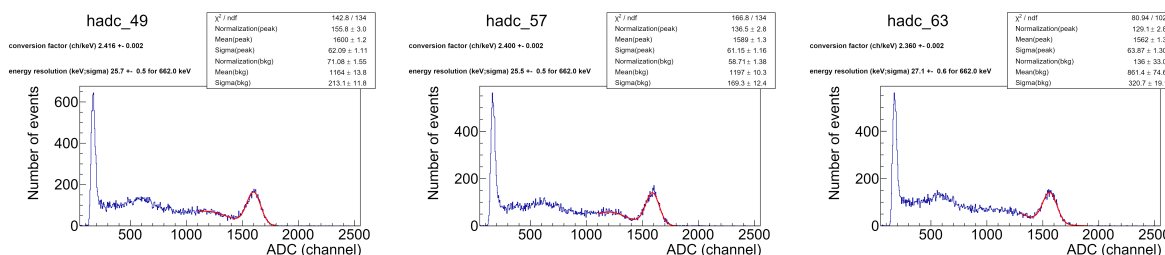


図 4.2.5: 変更後に測定した ^{137}Cs の 662keV のフィッティング

これより、変更前の HV54V での測定では ^{137}Cs の 662keV ピークのフィッティングから、平均からのピークチャンネルのズレ ± 70 、換算係数のズレ ± 0.105 であったにに対し、変更後はピークチャンネルのズレ ± 21 、換算係数のズレ ± 0.028 と 4 倍近い改善が得られた。これより、この吸収層で行ったゲインフラットニングは十分に行えると考えられるため、この 3HV 値の換算係数から補正する方法は確立したと言える。また DAC の値 800 とすると、図 3.3.2 と EASIROC47,57,63 チャンネルのペDESTALの平均 790[ADCch] を差し引くと 63[ADCch] となり、換算係数 2.4 とおくとエネルギー換算の結果、DAC800=26.5keV ということがわかる。今回は ^{137}Cs の 32keV ピークより低いエネルギー帯で想定外のカットが入ったがこの原因説明後、換算係数を 662keV,32keV のピーク間で求めることでより精度の高いゲインフラットニングが行えると考えられる。またゲインフラットニングの際、換算係数 2.2 になるように設定したがフラットニングは行えているものの測定後の解析で出た値は換算係数 2.4 付近に上がっていた。これは MPPC の温度依存性や EASIROC モジュールの HV 回路が日によって少し変化する可能性が考えられる。よってゲインフラットニング後も測定前に一度キャリブレーションを行い、換算係数を確認する必要がある。

4.2.2 エネルギー較正

ゲインフラットニングができたため、次はエネルギー較正を行う。このエネルギー較正は 4.3 前半でも述べたスペクトルで線源のピークチャンネル (ADCch) と実際のエネルギー (keV) を変換するものであり、これは 4.3.1 の図 4.2.5 より換算係数として求められた。本来なら線源 ^{137}Cs よりピークエネルギーの高い ^{60}Co を用いた測定を行い、高エネルギー側でのエネルギー較正も行いたかったが、ゲインフラットニング以前に行った測定から現在は行っていない。そのスペクトルを図 4.2.6 に示す。測定のセットアップは HV51V、増幅率 30 倍、SlowShaper の時定数 25 ns、DAC810、Input8bitDAC の値は 375 とし、線源 ^{60}Co を検出器前方 15cm に置き 10 万イベント測定した。HV の値から換算係数 2.0 と予想すると、 ^{137}Cs の 662keV ピークは換算係数 $2.0[\text{ADCch}/\text{keV}] \times ^{137}\text{Cs}$ の 662keV + ペDESTAL 800[ADCch] 前後からおおよそ 2100[ADCch] に来るはずである。この 662keV の予想 ADC チャンネルと ^{60}Co のスペクトルのピークチャンネルの低さから ^{60}Co の測定が出来ていない。原因の一つとして GAGG 結晶の発光が強く MPPC のサチュレーションを引き起こしたことが考えられる。線源 ^{60}Co のピークは 1.325 MeV と

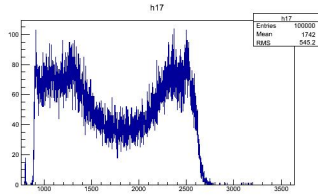


図 4.2.6: 過去に測定した ^{60}Co のスペクトル、右側の 2 本が ^{60}Co のピークと考えられるがピークスペクトルとしては捉えられなかった

1.173 MeV であり検出目標としている MeV エネルギー帯であるため、測定することができれば本研究においての更なる発展へと繋がると思われたが、現状のハードウェアでは測定する線源のエネルギーに限界があることが分かった。よって本研究で行えるエネルギー較正は 662keV 付近のエネルギー帯に限られることとなる。しかし今後の研究で ^{60}Co のピークを捉えられるよう改善すれば数 MeV の散乱ガンマ線でも捉える吸収層の検出器ができると考えられる。

4.3 散乱層の較正

ここでは散乱層のゲインフラットニングとエネルギー較正について述べる。電子飛跡型コンプトンカメラとして散乱層の較正は電子飛跡やエネルギーを導くにあたって最も重要な較正と言える。まずは使用する浜松ホトニクス製の MPPC アレイ S13361-3050-08、64 チャンネルにおいてエネルギーを測定する際、各チャンネルのシンチレーションファイバーから入社する光子を読み出し、その読み出した信号を足し合わせることでエネルギーの推定を行う。しかし MPPC アレイ各チャンネルに個体差が存在すると同じエネルギーに対し異なる信号を読み出すこととなるため、入射エネルギーを測定することができなくなる。よってこれを解消するため LED を用いたフォトン測定から MPPC アレイ 64 チャンネルのゲインフラットニングを行う。その後、実際にファイバーを取り付け宇宙線由来のミューオンの測定、また散乱層とミューオンのシミュレーションからそれらの相互作用におけるピークエネルギーを求め、実測との比較からエネルギー較正を行う事とする。

4.3.1 MPPC のゲインフラットニング

ファイバーコンプトンカメラ 1 号機に使用する MPPC アレイと EASIROC モジュールにおいて、測定の際にゲインに個体差が無くなるようまずは LED を用いてゲイン測定を行う。ゲインは式 3.1 で定義している。 ADC_{peak}^{Max} はフィッティングした際にピークの中で最も高いピークの ADC チャンネル、 ADC_{peak}^{min} はその逆の最も低いペDESTAL に相当するピークの ADC チャンネルで、 n はスペクトルのピークの数であり、ゲインはその各ピーク間のチャンネル幅の平均とする。

$$Gain = \frac{ADC_{peak}^{Max} - ADC_{peak}^{min}}{n - 1} \quad (3.1)$$

64 チャンネルすべてのゲインを求め、EASIROC の Input8bitDAC により MPPC アレイの各チャンネルにかける HV を調整、再度測定しこのゲインの値が全チャンネルで一定となるようにする。

実験セットアップを図 4.3.1 に示す。図 4.3.1 はすべてアルミ製の暗箱の中に配置し、測定中は

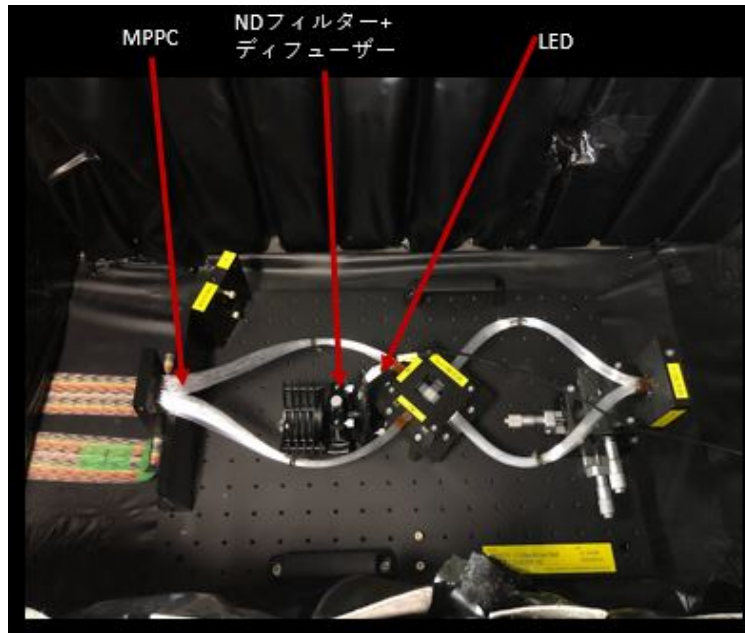


図 4.3.1: LED を用いたゲイン測定セットアップ

LED 以外の光が一切入らないようにする。また図 4.3.1 にあるようにファイバーは MPPC 読み取り部から取り外せるようになっているため、ゲインフラットニングの測定中は取り外し LED 光が正面から MPPC にあたるようにする。

まず LED を照射する前にペDESTAL測定を行う。EASIROC の設定 HV50V、増幅 30 倍、Input8bitDAC 全チャンネル 350、DAC650 とし、これによって得られたスペクトルを図 4.3.2、4.3.3 に示す。

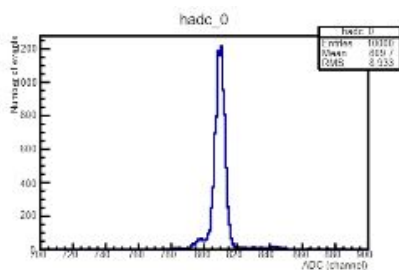


図 4.3.2: ペDESTAL測定測定で得られたスペクトル

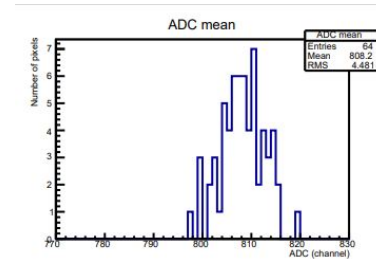


図 4.3.3: 全チャンネルのペDESTAL Mean のプロット

これより今後の測定で各チャンネルのペDESTALチャンネルを揃えることができた。DAC の値に関して、650 に設定したのはこれ以下の値になる DAC ではペDESTALがぶれだしたためである。DAC800 にした際のペDESTALを図 4.3.4 に示す。ペDESTAL測定が終わったので次は LED を用いたフォトン測定を行う。LED の発光はファンクションジェネレータを使用し、40 ns,5V,500Hz の矩形波で光らせる。今回は 1 光子単位での測定を行うので、Absorptive Neutral

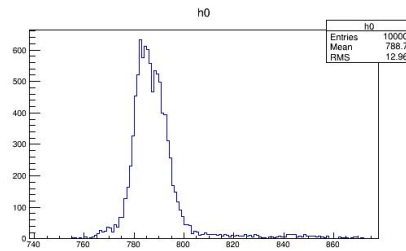


図 4.3.4: DAC800 のペDESTAL、ピークが割れており、高エネルギー側のテールが多い

Density Filter(ND フィルター)[27]で減光させ、さらに MPPC アレイに均等に光が当たるようデフューザーを LED の前に設置する。使用する ND フィルターを図 3.2 に示す。ND フィルターの



図 4.3.5: 使用する Edmund Optics 社 [27] の ND フィルター

透過率 T は光学濃度 (OD 値) から式 3.2 で求めることができる。

$$T = 10^{-OD} \times 100[\%] \quad (3.2)$$

今回の測定では $OD = 2.5$ 、透過率約 0.3% とした。ゲイン測定において MPPC アレイ全チャンネルで公平に測定するため、LED を光らせているファンクションジェネレータのもう一つの OUT 端子から外部トリガーとして EASIROC の HOLD へ入力する。LED が発光し MPPC で受け取る波高値が最大となるように外部トリガーを調整する。この調整に用いた NIM モジュールを図 4.3.6 に示す。NIM モジュールで外部トリガーの幅を 90ns としているが、観測している中で EASIROC 内部で生成される自己トリガー信号が平均で 90 ns ほどであったため、今回は外部トリガーの幅も 90 ns に調整している。

以下に LED を用いたゲイン測定の条件を述べる。

MPPC、LED は暗箱の中に配置

LED はファンクションジェネレータで 40ns,5V,500HZ の矩形波で発光



図 4.3.6: 中央の機器でファンクションジェネレータから出る TTL 信号を EASIROC の規格である NIM 信号に変換、右のディスクリミネーターで信号の幅を 90ns に調整した



図 4.3.7: ファンクションジェネレータから出た TTL 信号

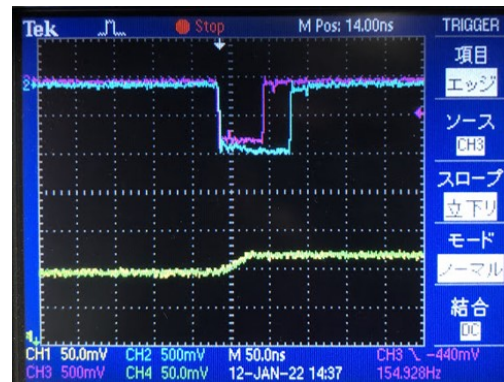


図 4.3.8: 赤が EASIROC 内部で生成されたトリガー、青が外部トリガー、黄はトリガーによって波高値保存された信号

LED 光はディフューザーでなまらせ、ND フィルターで約 0.3% に減光
MPPC の印加電圧 50V、Input8bitDAC は全 ch で $x = 350$ にしている
EASIROC モジュールの時定数 25 ns、プリアンプ増幅率は 30 倍に設定
3 万イベント取得したら測定終了

この測定によって得られたスペクトルを図 4.3.9 に示す。図 4.3.9 より左のピークからペDESTAL、1 フォトン、2 フォトンと 4 つのピークが確認できた。ここで、このスペクトルからゲイン較正することはできるが、この測定は外部トリガーの調整のために複数の機器を必要とし、フォトン測定だけで大掛かりな測定となってしまう。よって外部トリガーを使わなくとも、自己トリガーを用いた自己完結な測定ができるか評価することとする。実験セットアップは先ほどまでと同様で、外部トリガーを EASIROC が生成する自己トリガーに変更、またトリガー出力のための閾値 DAC は 650 以上にするとノイズ成分が占有的になってしまうため、閾値 DAC は 625 に設定した。またトリガーの出力条件について変更を加えた。内容はファイバーを用いた測定を模擬し、EASIROC

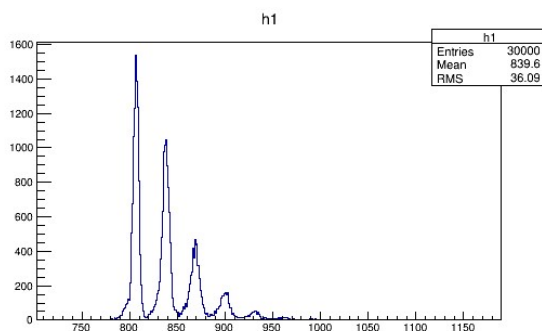


図 4.3.9: 外部トリガーにより得られたフォトンのスペクトル

の内蔵チップ2枚が同時測定した場合にのみトリガーを出力するようファームウェアを書き換えるというものである。ファイバーの測定では図 3.0.1 のファイバー X,Y 層が重なる部分に線源が入射しコンプトン散乱して通過していくものを測定する。このような測定の際に X,Y 層どちらかに反応があればトリガーを出力する EASIROC のデフォルト設定だと、ファイバーの検出部以外の部分に通過した信号も拾ってしまい、無用なイベントが増えてしまう。よってこのトリガーの判定を X,Y 層の同時測定の場合にのみ出力するものへと変更した。以上の設定から得られた結果を以下の図 4.3.10 に示す。図 4.3.9 と図 4.3.10 を比較するとわずかな変化はあるものの、各ピーク

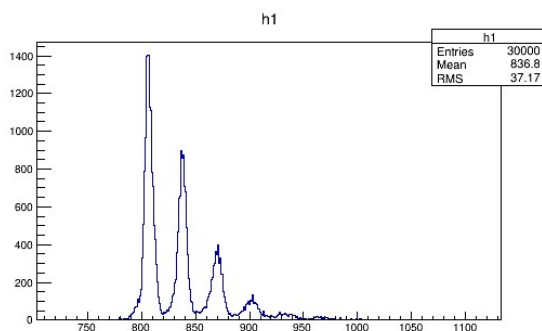


図 4.3.10: 自己トリガーで測定した LED のスペクトル

チャンネルの間隔に変化がなく、どちらのスペクトルからでも同様のゲインが得られると考えられる。よって以降の LED を用いたゲイン測定は自己トリガーで行うこととする。

測定において、MPPC が HV の値でゲインが変わることから、3つの EASIROC の HV の値 48V,49V,50V でそれぞれゲイン測定を行う。得られたスペクトルを図 4.3.11、4.3.12、4.3.13 に示す。この HV に設定したのは MPPC が駆動する下限の HV が 48V、また上限は 50V より上の設定だと MPPC、EASIROC のいずれか、もしくは両方からノイズが発生しており、そのノイズによって自己トリガーを生成し LED によるスペクトルが得られなくなるため 50V と設定、49V は $\pm 1V$ の範囲なのでこの値を選択した。またこの各スペクトルについてピークをフィッティングしたものを図 4.3.14,4.3.15,4.3.16 に示す。これにより各 HV 値でのゲインの大きさが求まる。このゲインの大きさを図 4.3.18 に表す。

図 4.3.18 より MPPC アレイ、EASIROC の 64 チャンネル分のゲインが求まる。今回はゲインが 30 になるよう Input8bitDAC の値を変更した。これによって調整された LED スペクトルを図

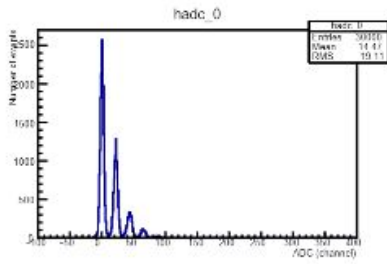


図 4.3.11: HV48V

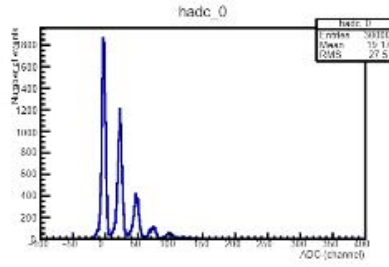


図 4.3.12: HV49V

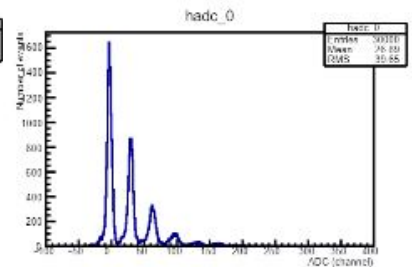


図 4.3.13: HV50V

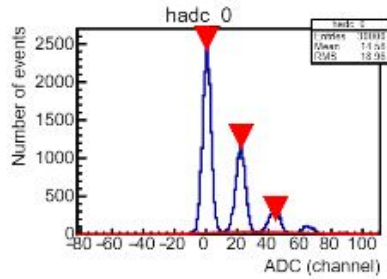


図 4.3.14: HV48V

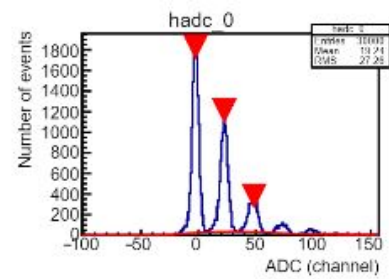


図 4.3.15: HV49V

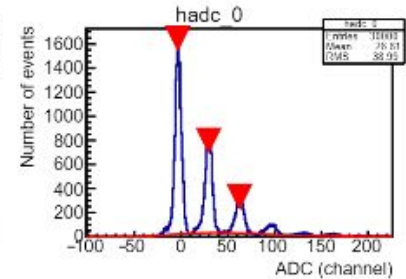


図 4.3.16: HV50V

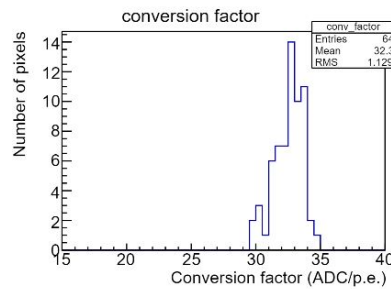


図 4.3.17: HV50V での各チャンネルのゲインのプロット

4.3.19 に示す。

図 4.3.17 と図 4.3.20 からゲインフラットニングにより MPPC アレイと EASIROC モジュール 64 チャンネル分のゲインが 32~33 に集まっていることがわかる。これによりゲインフラットニングで各チャンネルのゲインを 32~33 ににすることができた。ゲイン 30 に設定したが、それより高くなったには MPPC の温度依存性による MPPC の増幅率の変化や EASIROC の HV 回路に揺らぎがあるからだと考えられる。

4.3.2 エネルギー較正

4.2.1 でゲインフラットを行ったので次は宇宙線由来のミュオンを用いたエネルギーの測定を行い、シミュレーションで求めたデータと比較、スペクトルのフィッティングからエネルギー較正を行う。以後この測定をミュオン測定と呼ぶ。エネルギー較正にあたり、 ^{137}Cs や ^{60}Co などの線源ではシンチレーションファイバーの原子番号が小さく光電吸収による測定が困難である。しか

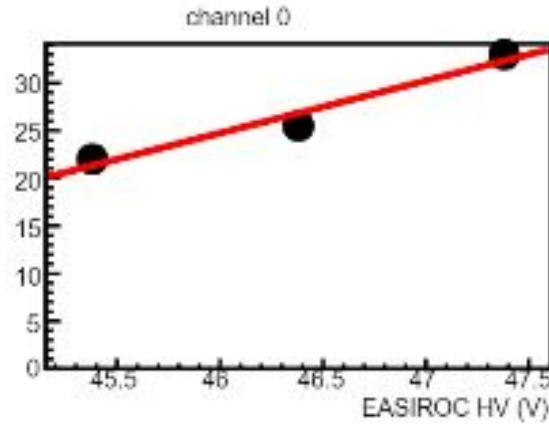


図 4.3.18: 各 HV でのゲインをプロットした図

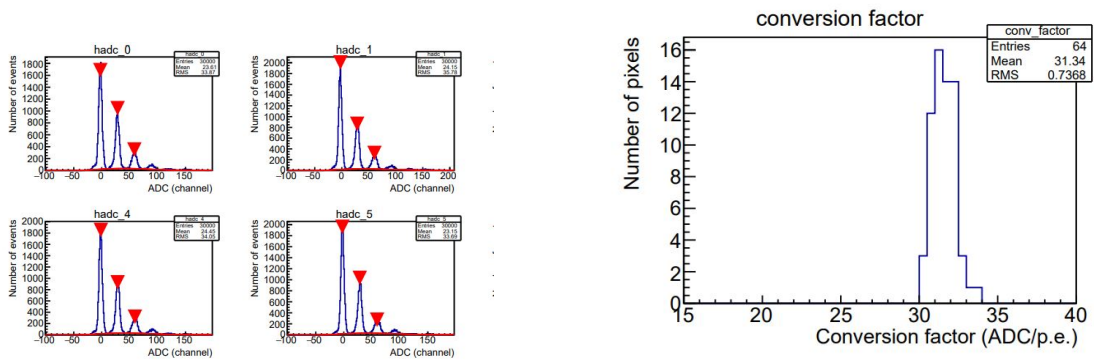


図 4.3.19: ゲインフラット後のスペクトル

図 4.3.20: ゲイン (ConversionFactor) が変更前より揃っているのがわかる

しミュオンの場合にはファイバーを貫通するほど高エネルギーで、その際に電離・励起によってエネルギーを落とす。そのエネルギー損失は典型的に $\times 2 \text{ MeV/g cm}^{-2}$ であり、ファイバー層を通過する距離が等しければ落とすエネルギーも等しくなる。このような荷電粒子を MIP (Minimum Ionizing Particle) と呼び、この MIP の落とすエネルギーと測定エネルギーが同じになるよう、ミュオン測定からエネルギー較正を行う [32]。

この較正を行う際、MIP のピークをフィッティングすることで求めるが、このピークの値はベータ・ブロッホの式 3.4 で表すことができ、この値を中心としてガウス分布になる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - s \frac{C}{Z} \right] \quad (3.3)$$

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (3.4)$$

しかし、本研究で用いるようなファイバー層などの薄い物質の場合には、荷電粒子が大きな散乱を 1 回だけ起こして通り過ぎていく事象が増加する。そのため、ガウス分布よりも、大きな散乱の寄与から高エネルギー側に長いテールをもつランダウ分布になると考えられる。

r_e :	古典的電子半径 = 2.187×10^{-13} cm	m_e :	電子の質量
N_a :	アボガドロ定数 = 6.022×10^{23} mol $^{-1}$	I :	平均励起エネルギー
Z :	吸収物質の原子番号	A :	吸収物質の質量数
W_{max} :	1 衝突で移るエネルギーの最大値	ρ :	吸収物質の密度
z :	入射粒子の電荷 (素電荷 e 単位)	β :	v/c (入射粒子について)
γ :	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	δ :	密度補正
C :	殻補正		

宇宙線のミュオンに関する概略を以下に示す。

地球の大気圏には一次宇宙線と呼ばれる宇宙からの高エネルギーの粒子が降り注いでおり、このうちの約 90 % が陽子である。この高エネルギーな一次宇宙線は大気中の原子核と相互作用し 2 次粒子を生成、これを 2 次宇宙線と言う。この反応では π 中間子が大量に生成される。さらに荷電 π 中間子は寿命 2.6×10^{-8} s を迎えると崩壊しニュートリノやミュオンを生成する [29]。

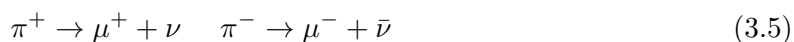


図 4.3.21 に 2 次宇宙線のフラックスのグラフを表す。

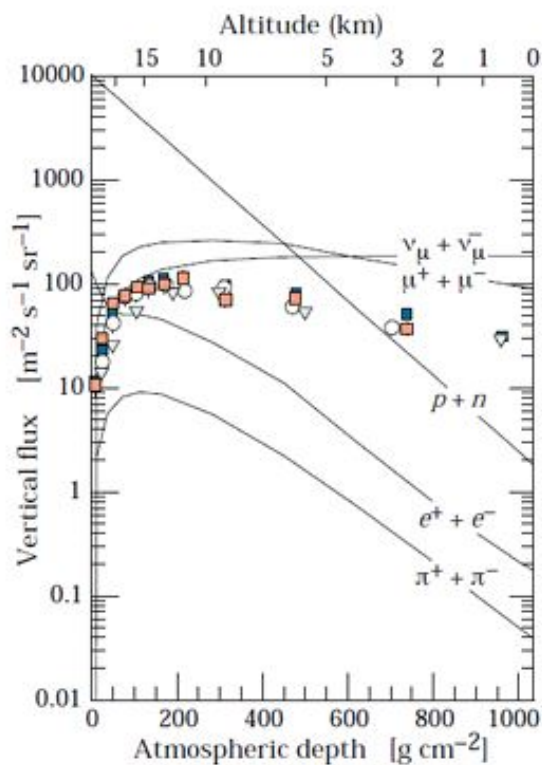


図 4.3.21: エネルギー 1 GeV 以上での宇宙線の垂直成分 [30]

この図 4.3.21 より地上で観測される 2 次宇宙線のほとんどがミュオンであることが分かる。高度の高いところで多く見られる電子は質量が軽く、制動放射などの効果によってエネルギー損失が大きく、地上に着く前にその数が減少しているためである。

ミューオンの静止状態での平均寿命 $\tau = 2.15 \times 10^{-6} \text{ s}$ で崩壊するため、光速度 $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ で移動できたとしても、平均走行距離 650 m となり図 4.3.21 のように 6 km あたりから移動できないことになる。しかし特殊相対論的に考えるとミューオンの寿命が延び、地上で多く観測されることが分かる。まずは地上から見た速さ V で移動する運動中のミューオンの寿命を考える。平均寿命 τ' とし、速さ $V = 0.999c$ とする。 $\sqrt{1 - (V/c)^2} = 0.0447$ より式 3.6 からミューオンの寿命が求まる。

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} = \frac{2.15 \times 10^{-6}}{0.0447} = 4.81 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (3.6)$$

また速さ V から 14.4 km もの距離を移動することが分かる。

次に運動中のミューオンから見た地上までの距離を考える。6 km 地点で考えるとミューオンから見た距離 l は

$$l = 6 \times \sqrt{1 - (V/c)^2} = 268.2 \text{ m} \quad (3.7)$$

となり、これと速さ V から到達時間 $0.859 \times 10^{-8} \text{ s}$ と寿命より短いため、地上へと到達できる事が分かる [31]。

これらより地上で観測される宇宙線の多くが相対論的ミューオンであると考えられる。

以上のことを踏まえて実験、解析を行っていく。ミューオン測定の実験セットアップを以下の図 4.3.22 に示す。ミューオン測定の設定は MPPC の印加電圧 50V、Input8bitDAC は 4.2.1 で求め



図 4.3.22: ミューオン測定の設定アップ

たゲイン 30 となる値に全チャンネル変更、プリアンプの増幅率は 30 倍、SlowShaper の時定数は 25 ns、自己トリガーでの測定としその閾値の DAC600、十分にスペクトルが得られるよう 5 万イベント取得で終了することとする。DAC の値は 650 で事前にミューオン測定していたが図 4.3.23 のように、ミューオンではない低エネルギー側がイベントの大半を占めるスペクトルが得られたため、それより閾値に余裕を持った DAC600 とした。測定時間は約 9 時間となった。

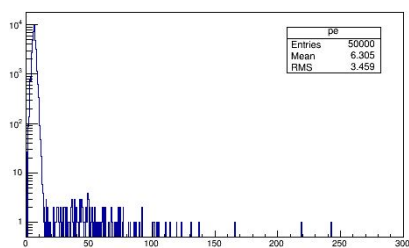


図 4.3.23: トリガー閾値 DAC650 で行ったミュオン測定

この測定によって得られた特定の1チャンネルのスペクトルを図 4.3.24 に、また 64 チャンネルの合計で得られるスペクトルを図 4.3.25 に示す。

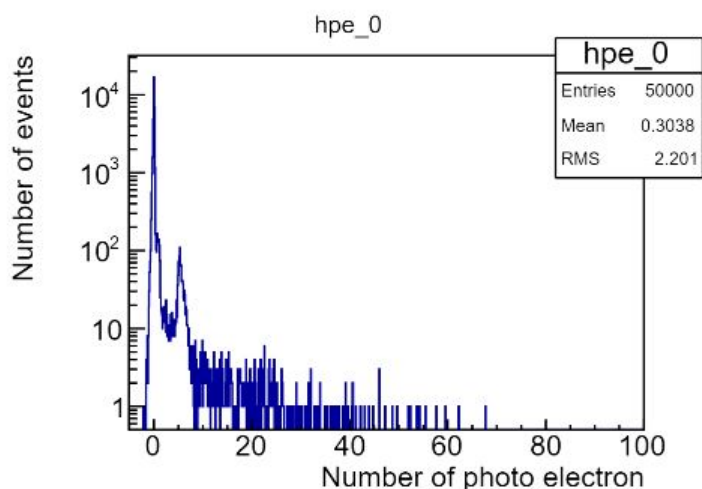


図 4.3.24: 特定の 1 ch によるミュオン測定のスペクトル

ここで一度同様のミュオン測定をシミュレーションによって再現しスペクトルのピークエネルギーを推定し、実際にとったデータとを比較し光電子-エネルギー換算を行う。このシミュレーションは Geant4 によっておこなわれたもので、これは線源だけでなく検出器の構成についても再現することができる。検出部はファイバーの素材であるポリスチレンに設定、1 mm 角の正方形のもので横に 8 枚並べたものを 1 枚のプレートとし、各プレートのファイバーが直交するように 8 段積んでいる。これを図 4.3.26 に示す。またミュオンは 1 GeV のエネルギーを持ち、図 4.3.27 に示すように $z = 0$ の半径 5 cm の円盤から $-z$ 方向 $\cos 2\theta$ に分布するよう 1000 万イベント入射させる。このシミュレーション上で得たスペクトルをフィッティングしたものを図 4.3.28 に示す。図 4.3.25 の most probable value : 62.29p.e. とシミュレーションのピークチャンネル 1.391 MeV よりエネルギーとフォトンの換算係数 22.33[keV/p.e.] が求まった。これより散乱層でのエネルギー較正方法が導けた。

以上から MPPC アレイ 64 チャンネルのゲインフラットニングと、ミュオン測定によるエネルギー較正をシミュレーションによるミュオンのエネルギー推定から行うことができた。これよりこの検出器を電子飛跡を捉え、エネルギーも導くことのできる電子飛跡型コンプトンカメラの散乱層とすることができる。しかし、散乱層において吸収層と比較し閾値を高めなければならないほどの

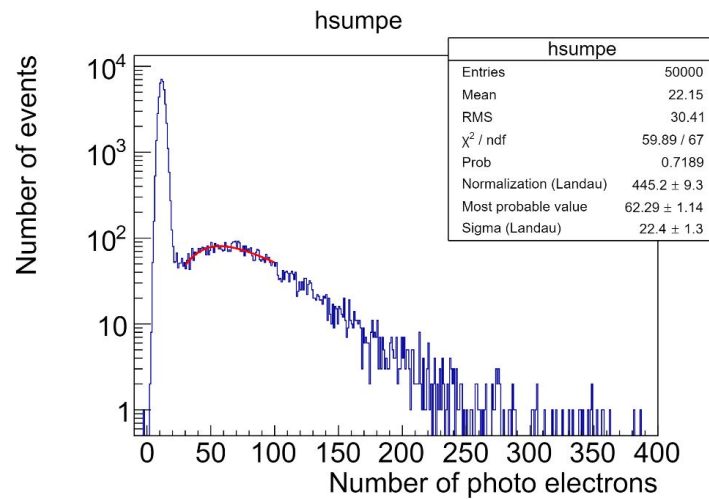


図 4.3.25: 64 チャンネル合計のミュオン測定のスเปクトルとランダウフィット

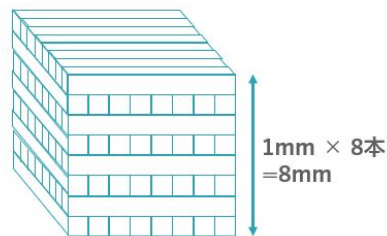


図 4.3.26: シミュレーション上のファイバー検出器

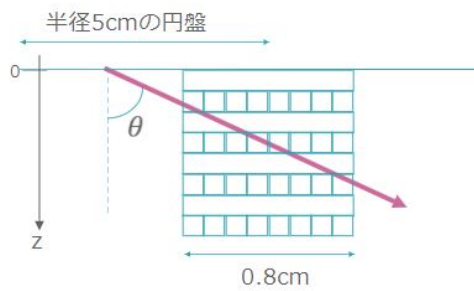


図 4.3.27: シミュレーション上でのミュオン測定

ノイズの差があった。これは吸収層の 3 MPPC に対し、MPPC アレイ 64 チャンネルあるため必然的にダークパルスや暗電流などのノイズの影響が増えた、もしくは EASIROC 側の HV 回路由来のノイズが発生しているのか、原因がはっきりしないため今後も課題とする。

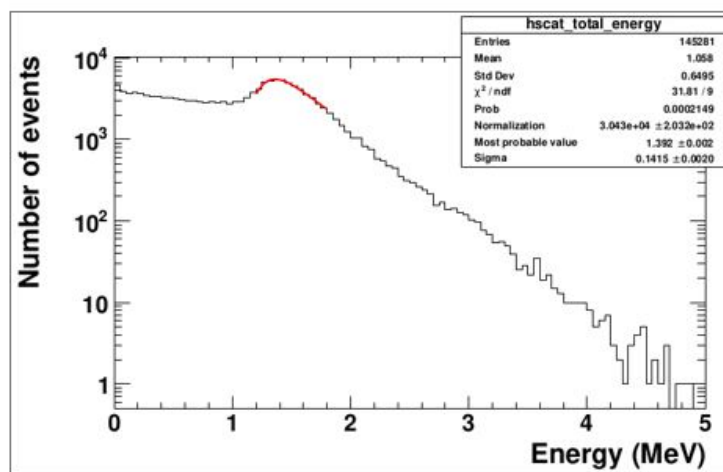


図 4.3.28: 天頂角依存性ありのミュオンのシミュレーションデータ

第5章

まとめと今後の展望

高エネルギーの原子核が物質と相互作用することにより、原子核の励起エネルギーに相当する数 MeV~10MeV 程度のガンマ線が放出される。このエネルギー帯のガンマ線を捉えることができれば、核反応に関連する様々な分野での応用が期待される。しかし、これまで開発されてきたコンプトンカメラ等の検出器はこのエネルギー帯のガンマ線を検出することができなかった。そこで本研究では MeV ガンマ線を測定することができるシンチレーションファイバーを用いた電子飛跡型コンプトンカメラの実証実験の1つとして、ファイバーコンプトンカメラ1号機に用いる機器の較正方法の開発を行った。

まずは使用する EASIROC モジュールで共通している DAC について、線源 ^{137}Cs のスペクトルからそれぞれの閾値 DAC と ADC チャンネルの一次関数を求めた。これにより EASIROC チップ毎の差が判明、またエネルギー較正から指定のエネルギーでトリガーの出力を行えるようになった。吸収層において、今回使用する GAGG-F 結晶と MPPC を組み合わせた検出器を3つ作製、この検出器について、3つのゲインのばらつきを抑えるため、線源 ^{137}Cs を用いた測定で各検出器で得た 662keV ピークのフィッティングを3つの HV の値で行い、MPPC の HV 依存性を求めた。これにより求めた換算係数 [ADC/keV] からゲインフラットニングとエネルギー較正が行えるようになり、この検出器をコンプトンカメラの吸収層として扱えるようにすることができた。しかし現行のハードウェアでは 1MeV 以上のエネルギーや線源 ^{137}Cs の 32keV について、測定できない、またはピークは取れるが低エネルギー側がきれてしまうため、これらの改善のため高エネルギー側では減光させて MPPC のサチュレーションを防いだり、増幅を上げつつノイズを減らすため、MPPC を低温環境にして使用するなどが考えられる。散乱層では MPPC アレイ 64 チャンネルを3つの HV 値で LED によるフォトン測定を行い、各フォトンピークの平均幅からゲインを求め、このゲインを 64 チャンネルで同じ値になるよう電圧を調整した。これにより再測定した結果から各チャンネルのゲインが変化前 ± 5 以上だったものから ± 3 に抑えられ、ゲインフラットニングする方法を確立することができた。また宇宙線由来のミューオンを用いたファイバー層の測定と、それに基づいたシミュレーション結果から実測で得たスペクトルのピークのエネルギーを推定、この値からエネルギーとフォトンの換算係数が求められ、これによりエネルギー較正を行うことができた。以上のゲインフラットニングとエネルギー較正からファイバー検出器が電子飛跡型コンプトンカメラの散乱層として扱えるようになった。しかし低エネルギー側にあるピークについては原因がわかっていないため、今後の課題となるだろう。 今後について以下に示す。

- ・本研究で発覚した、吸収層検出器の測定エネルギーの制限を結晶・MPPC の接続方法や MPPC

の変更などにより解消、MeV 領域から低エネルギーのガンマ線まで測定できるようにする。

- ・ ミューオン測定で見られたような低エネルギー側のノイズの原因を突き止め、それを解消することで測定の効率を上げる。
- ・ 両検出器で同時測定が行えるようトリガー生成機器コインシデンスモジュールを用いてコンプトンカメラとして動作させられるようタイミングの調整を行う。
- ・ 得られたデータから線源位置が推定できるような解析プログラムの開発を行っていく。
- ・ 測定時間情報 TDC も同時に測定するファームウェアを組み込み、同時測定の精度を高める。

以上のことを行い、ファイバーコンプトンカメラ1号機を MeV 領域でも測定できるコンプトンカメラとする。

付録

A 実験に必要なテクニカルな要素

A.1 EASIROC の電源 GND について

EASIROC モジュールは 6V 供給することで動作する。NIM モジュールの電源、もしくは AC 電源を使用することができる。AC 電源を使用する場合は別途グラウンド (GND) を取り付ける必要がある。GND を接続しないとペDESTAL が安定せず、正しいそくていができなくなる。そのため、AC 電源使用の際は GND コードを新たに取り付けることとする。この GND を追加した EASIROC モジュールを図 A.1 に示す。

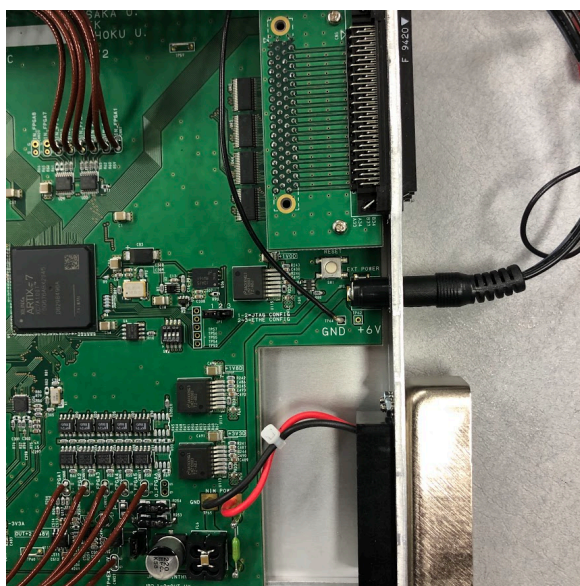


図 A.1: EASIROC 基盤上の GND に新たに半田付けで配線した様子。
この先はコンセントの GND など安定したところに接続する

A.2 EASIROC のファームウェアについて

EASIROC モジュールは購入段階ではファームウェアが書きこまれていないため、動作させるには書き込む必要がある。このファームウェアは Open-it[33] で公開されているため、ダウンロードして EASIROC モジュールに書き込む。

本研究での散乱層で使用する際は、デフォルトのファームウェアからトリガーの出力条件について変更を加えている。デフォルトでは EASIROC モジュールの 64 チャンネルのうち 1 つでも閾

値を超えた信号が検出されるとトリガー信号を出すようになっている。散乱層ではファイバーの X,Y 層をそれぞれ EASIROC 内蔵の 2 チップに分けており、またこの 2 層で同時に閾値を超える信号が入った場合のみトリガーを出す同時測定を行うため、2 チップが同時に信号を検知した場合にトリガーを出すようにファームウェアに変更を加えた。詳細は図 A.3 に示す。

```

865 // IBUF DISCRI_insc(.O(diacri[14]), .I(DISCRI_B0S[14]));
866
867 assign user_trigger1 = DIGITAL_LINE_C1;
868 assign user_trigger2 = DIGITAL_LINE_C2;
869 assign outbuf1 = OR32_C1 || OR32_C2;
870 assign Busy_DAQ = (ADCBusy && CBUS[5]) || (TDCBusy && CBUS[4]) || TransBusy;
871
872 assign OUT_FPGA[1] = Busy_DAQ;
873 assign OUT_FPGA[2] = outbuf1;
874 assign OUT_FPGA[3] = 1'b0;
875 assign OUT_FPGA[4] = user_trigger1;
876 assign OUT_FPGA[5] = user_trigger2;

```

図 A.2: デフォルトのトリガー条件

```

865 // IBUF DISCRI_insc(.O(diacri[14]), .I(DISCRI_B0S[14]));
866
867 assign user_trigger1 = DIGITAL_LINE_C1;
868 assign user_trigger2 = DIGITAL_LINE_C2;
869 assign outbuf1 = OR32_C1 && OR32_C2;
870 assign Busy_DAQ = (ADCBusy && CBUS[5]) || (TDCBusy && CBUS[4]) || TransBusy;
871
872 assign OUT_FPGA[1] = Busy_DAQ;
873 assign OUT_FPGA[2] = outbuf1;
874 assign OUT_FPGA[3] = 1'b0;
875 assign OUT_FPGA[4] = user_trigger1;
876 assign OUT_FPGA[5] = user_trigger2;

```

図 A.3: 同時測定用に 869 行目を変更

B 解析

B.1 ROOT

実験のデータや天体のデータ解析に役立つ CERN によって開発されているソフトウェアパッケージである [34]。実験データを読み込んでヒストグラムを作成、フィッティングを行って正規分布の中心地を求める等、様々なことができる。ROOT は基本的に C++ に準拠しており、オブジェクト指向を採用している。この中でコマンドやプログラムを動かすことにより、ヒストグラムの作成や解析を実行することができる。本研究で用いる EASIROC モジュールで得られるデータもこの ROOT を主に使用し解析を行っている。

B.2 Geant4

粒子が物質中を通過する際に生じる相互作用過程を正確にシミュレーションするソフトウェアパッケージであり、KEK と CERN により開発された。C++ で記述されており、ツールキットとして提供されているため、ユーザー自身がプログラムを作ることが想定されている。他のシミュレーションソフトウェアなどに比べ自由度が高いため、個人の利用から国際共同研究、また分野をまたいで医療や工学分野において幅広く利用されている [35]。Geant4 では検出器の構造と発生する相互作用、入射粒子の運動学的な情報を与え実行することで、入射粒子とそれから生成された粒子がエネルギーを失って止まるか、シミュレーション領域の外にでるまで粒子の移動をシミュレーションすることができる [28]。

B.3 オフライン解析プログラム

この解析プログラムは EASIROC モジュールから得られたデータからヒストグラムを作成・フィッティングを行い機器の較正を行うため、それらに必要なプログラムを開発した。これらのオ

フライン解析プログラムは <https://gitlab.com/fiber-compton/camera1-offline> に置いてあり、これをダウンロード、コンパイルすることで使用することができる。各層での較正について、calib ディレクトリ上で作業を行う。まず散乱層、吸収層共通してペDESTALデータを取得する。このペDESTALデータを取り、今後の解析でその ADC チャンネルを差し引くことで、ヒストグラムを描く際の ADC チャンネルの基準となる位置を決定することができる。この作業はプログラム pedestal.cc で行うことができ、これによってペDESTALテーブル (~~~.ped) を作成する。

ここからは散乱層、吸収層で解析プログラムが分かれるため、それぞれについて説明する。まず吸収層について、ペDESTAL測定のと次は吸収層検出器と線源 ^{137}Cs を用いた測定を行う。この測定データとペDESTALテーブルをプログラム makeADCdist.cc にかけることで ROOT ファイル (~~~.root) としてヒストグラムが作成される。このファイルは ROOT 上で確認することができ、この際線源 ^{137}Cs の 662 keV ピークが取れていることを確認、取れていなければ測定環境を見直し再度線源測定を行う。

ピークのある ROOT ファイルをプログラム fitADCabsorber662keVonly.C にかけることでガウス関数を用いたフィッティングを行い、ピークの ADC チャンネルを導く。このプログラムは ROOT 上で起動、ペDESTALと 662 keV に対応する ADC チャンネルから ADC チャンネルとエネルギーの換算係数 [ADC/keV] を conversion factor として求めることができ、その値をキャリブレーションファイル (~~~.cal) として出力する。

このファイルを HV の値を変えた3つのデータで作成、これをプログラム gainCurveMPPCabsorber.C にかけることで換算係数と HV による一次関数が求まるため、共通の換算係数から各チャンネルの HV を決定することでゲインフラットニングができる。また換算係数が決まっているため、エネルギー較正もこの値からできたこととなる。

次に散乱層についてペDESTAL測定後、LED 測定によるデータを取得し、このデータとペDESTALテーブルをプログラム makeADCdist.cc にかけることでヒストグラムを作成する。このデータを ROOT 上でプログラム searchPhotoElectronPeaks.C にかけることで光子スペクトルの各ピークを検出、(最大、最小ピークの ADC チャンネルの差) を (ピークの数-1) で割った、ピーク間隔の平均=換算係数 [ADC/p.e] を conversion factor として 64 チャンネル分出力する。この conversion factor は吸収層の換算係数 [ADC/keV] とは違うことに注意する。またこの際、同時に出力される conversion factor と各チャンネルの分布から、大きくずれたものが見られる場合は searchPhotoElectronPeaks.C が失敗している可能性があるため、もう一度そのチャンネルにかける、もしくは LED 測定からやり直す必要がある。吸収層と同様に3つの HV を変えたデータを作成、プログラム gainCurveMPPC.C にかけることで換算係数 [ADC/p.e] と HV による一次関数が 64 チャンネルすべてで求まり、また一定の換算係数に対する各チャンネルの Input8bitDAC の値も求まるため、ゲインフラットニングが行える。

謝辞

本研究を行うにあたり、数多くの方からご指導やご協力いただきました。指導教員の片桐秀明准教授には日ごろの研究の相談や、私の意見に対し真摯に対応していただきました。また高エネルギー宇宙物理グループの吉田龍生教授には打ち合わせやゼミで物理の基礎から幅広くご指導いただきました。仙台高等専門学校に加賀谷美佳助教には研究の基礎の部分から丁寧にご指導いただきました。そして、同研究室の卒業された先輩、同期、後輩のおかげで楽しく研究を続けていくことができました。研究室のメンバーにはいつもお世話になりました。ありがとうございました。改めて最後に、これまでたくさんのお方々に支えられて研究を続けることができました。本当にありがとうございます。

参考文献

- [1] Benzion Kozlovsky,Ronald J,Murphy,and Reuven Ramaty 2002 Nuclear deexcitation gamma-ray lines from accelerated particle interactions. The Astrophysical Journal Supplement Series 141, 523–541, <https://doi.org/10.1086/340545>
- [2] Dogiel, V. et al. 2009 Nuclear Interaction Gamma-Ray Lines from the Galactic Center Region. Astronomy and Astrophysics 508, 1–7, <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200911833>
- [3] V.Schönfelder et al, A and ASS Vol. 143 (2000), 145-179.
- [4] A. Abdo et al, ApJS, 183 (2009), 46.
- [5] Zoglauer,A.C. 2005 ”First Light for the Next Generation of Compton and Pair Telescopes.”
- [6] J.W.den Herder,et al.February1992 COMPTEL: instrument description and performance. In NASAConference Publication, Vol. 3137 of NASA Conference Publication,
- [7] T.Tanimori,H.Kubo,A.Takada,S.Iwaki,S.Komura,S.Kurosawa,Y.Matsuoka,K.Miuchi,S.Miyamoto,T.Mizuno 2015 August26 ”AN ELECTRON-TRACKING COMPTON TELESCOPE FOR A SURVEY OF THE DEEP UNIVERSE BY MeV GAMMA-RAYS” The Astrophysical Journal Vol.810
- [8] V. Schönfelder et al.1996 “COMPTEL overview: Achievements and expectations” , Astron. Astrophys.
- [9] 再発転移がん治療情報, <https://www.akiramenai-gan.com/radiotherapy/2348/>
- [10] A. Koide, J. Kataoka, T. Masuda, S. Mochizuki, T. Taya, K. Sueoka, L/ Tagawa, K. Fujieda. T. Maruhashi,T. Kurihara, T. Inaniwa 2018 “Precision imaging of 4.4MeV gamma rays using a 3-D position sensitive Compton camera,” Scientific Reports 8
- [11] 佐々木慎一 2011 「放射線計測基礎論」 <http://accwww2.kek.jp/oho/OH0%20text%20archives%202005-2011/OH011%20web%20final/OH011%20sasaki%2020110822.pdf>
- [12] Glenn F, Knoll・神野郁夫・木村逸郎・阪井英次 2013 『放射線計測ハンドブック』, オーム社, 第4版.
- [13] 佐藤亘 2016 「高線量場で使用可能な全方向ガンマ線イメージングコンプトンカメラの開発」, 修士論文, 茨城大学大学院理工学研究科理学専攻.
- [14] Zoglauer, A. C. 2005 “First Light for the Next Generation of Compton and Pair Telescopes,” Ph.D. dissertation, Technische Universit ‘ ‘ at M ‘ ‘ unchen.
- [15] 岩城智 2009 「MeV ガンマ線コンプトンカメラ用シンチレーションカメラ読み出しシステムの開発」, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻

- [16] Hiroki Yoneda, Shinya Saito, Shin Watanabe, Hirokazu Ikeda, Tadayuki Takahashi 2017 "Development of Si-CMOS hybrid detectors towards electron tracking based Compton imaging in semiconductor detectors"
- [17] 株式会社クラレ, https://www.kuraray.co.jp/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf
- [18] エム・ライン株式会社, <http://www.moderation-line.co.jp/outline.html>.
- [19] 株式会社トゥーリーズ GAGG(Ce) シンチレータ-Gd3Al2Ga3O12(Ce), <https://twoleads.co.jp/product/gagg.html>
- [20] 浜松ホトニクス株式会社 MPPC アレイ S13361-3050AE-08, <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/S13361-3050AE-08/index.html>
- [21] 浜松ホトニクス株式会社 MPPC S13360-6025CS, <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/S13360-6025CS/index.html>
- [22] 浜松ホトニクス株式会社 MPPC 技術資料 https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf
- [23] 本多良太郎 2013 『EASIROC テストボード仕様書』, 東北大学.
- [24] 石島直樹・仲居勇樹 2014 『EASIROC MODULE User Guide』.
- [25] 汎用 MPPC 読み出しモジュール, <http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/MPPC-Readout-Module>.
- [26] 君島凌 2019 「シンチレーションファイバーを用いたアドバンストコンプトンカメラの開発」, 修士論文, 茨城大学大学院理工学研究科・理学専攻.
- [27] エドモンド・オプティクス・ジャパン株式会社, <https://www.edmundoptics.jp/company/regional-offices/>.
- [28] 中馬文広 2008 ALICE 実験 PHOS 検出器の宇宙線を用いたエネルギー較正 広島大学大学院理学研究科物理科学専攻オーク物理学研究室
- [29] 野上優人 2021 次世代ガンマ線天文台大口径望遠鏡の波形記録チップ DRS4 におけるサンプリング時間幅の較正 茨城大学大学院理工学研究科理学専攻宇宙物理学コース
- [30] August 2007 "Eksperimentelle øvelser i Speciel Relativitetsteori" chrome-extension://efaidnbmnnnibpcajpcglclefindmkaj/viewer.html?pdfurl=https%3A%2F%2Fphys.au.dk%2F~ulrik%2FExp_spec_rel_2007.pdf&chunk=true
- [31] μ 粒子の寿命と走行距離 <chrome-extension://efaidnbmnnnibpcajpcglclefindmkaj/viewer.html?pdfurl=http%3A%2F%2Frokamoto.sakura.ne.jp%2Feducation%2FphysicsIIB%2Flife1.pdf&cflen=23945&chunk=true>
- [32] 溝口謙太 2009 荷電粒子を用いた ALICE 実験 PHOS 検出器のエネルギー較正手法の確立 広島大学大学院理学研究科物理科学専攻オーク物理学研究室
- [33] 汎用 MPPC 読み出しモジュール <http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/>
- [34] CERN ROOT <https://root.cern/>
- [35] 高エネルギー加速器研究機構・計算科学センター 佐々木節高エネルギー加速器研究機構・計算科学センター 村上晃一 高エネルギー加速器研究機構・計算科学センター 尼子勝哉 高エネルギー加速器研究機構・計算科学センター 岡田勝吾 神戸大学・先端融合研究環 蔵久

弥 立命館大学・情報理工学部 田中覚 足利工業大学・工学部 木村彰徳 富山高専・電子情報工学科 阿蘇司 鳴門教育大学 吉田肇 兵庫県立粒子線医療センター 山下智弘 名古屋市陽子線治療センター 歳藤利行 名古屋市陽子線治療センター 大町千尋 SLAC 国立研究所 浅井慎 ”放射線シミュレーションのためのツールキット Geant4”