

2022 年度 修士論文

高感度宇宙 sub-MeV ガンマ線観測に向けた
CdZnTe 検出器による電子飛跡検出型コンプトンカメラの開発

2023 年 01 月 25 日 提出

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 宇宙線研究室

田原 圭祐

概要

ガンマ線バースト (gamma-ray bursts : GRB) は太陽が一生のうちに放出する程度、ないしそれ以上のエネルギーを数十秒で放出する宇宙で最も激しい爆発現象であり、0.01-10 MeV の帯域にエネルギーフラックスのピークを持つ。その放射機構は、中心エンジンからの相対論的ジェットの中の衝撃波で加速した電子によるシンクロトロン放射であると考えられている [20] が、ジェットの生成機構を含めて未だ謎に包まれている。放射機構の解明のためには磁場の構造を解き明かす必要があり、MeV 帯域における偏光観測が重要である。しかし、この sub-MeV/MeV ガンマ線は確立されたイメージング手法が無く、GRB から有意に偏光を検出した例はごくわずかに限られている。このような現状を打破し、GRB の放射機構を解明するため、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera : ETCC) を開発している。ETCC はガスを用いた Time Projection Chamber (TPC) とピクセルシンチレータアレイ (Pixel Scintillator Array : PSA) から構成され、ガス TPC で入射光子をコンプトン散乱させて PSA で散乱ガンマ線を吸収することで、コンプトン散乱における全物理量を取得する。従来のコンプトンカメラで取得していなかった電子飛跡の情報により、光子のエネルギーだけでなく到来方向も事象ごとに決定することができる。さらに、ETCC はコンプトン散乱におけるガンマ線の散乱方向の異方性を利用した偏光の検出も可能であり、光子が持つエネルギー、到来方向、時刻、偏光の全ての情報を全て同時に観測できる検出器である。

現行のシンチレータのエネルギー分解能は 150 keV の FWHM で 20% 程度であり、コンプトン散乱を利用した偏光観測に有利な 100-200 keV のガンマ線を ETCC で検出するには、散乱角の決定精度が低く、非常に困難である。そこで、低エネルギーのガンマ線の高精度な観測を実現すべく、高エネルギー分解能、高阻止能を持ったピクセル型の CdZnTe (CZT) 半導体検出器を PSA の代わりに用いることで sub-MeV 帯域での角度分解能の向上を図った。この新しい ETCC では、従来用いていたトリガー方式 (Common-Start 型) のような PSA でトリガーを生成し、TPC のデータを待ち受けるという論理は、CZT のキャリアの輸送能力の低さから利用できない。そのため、TPC と PSA または CZT の双方に信号がある時のみトリガーを生成する Common-Stop 型のトリガー方式を開発した。開発したトリガー回路を PSA と TPC による ETCC に実装することでその健全な動作を確認し、かつ、Common-Start 型 ETCC で問題となっていた PSA と TPC のヒットレートの違いに起因する大きな不感時間を 1 桁以上削減することに成功した。また、CZT 検出器には散乱角の決定に大きく影響する散乱ガンマ線のエネルギーと、TPC でのコンプトン散乱点の決定に使用される時間情報とを精度よく取得することが求められる。CZT の陽極と陰極の双方の信号を用いた解析手法を開発することで、166 keV におけるエネルギー分解能は FWHM で 2.0%、時間分解能は 60 ns という値を得た。新たなデータ収集システムと CZT 検出器の評価を基に CZT と TPC による ETCC を作製し、ガンマ線を検出することに初めて成功した。この ETCC で散乱角の決定精度 (ARM) と角度分解能 (PSF) は 166 keV でそれぞれ 7.9° 、 39.1° を、また、条件付きでそれぞれ 4.3° 、 27.4° を達成し、従来の PSA と TPC による ETCC での値 20° および 60° から大幅に改善し、 ~ 150 keV の低エネルギーガンマ線を ETCC で測定することを可能にした。

目次

| | | |
|-------|----------------------------|-----|
| 第 1 章 | MeV ガンマ線天文学 | 1 |
| 1.1 | 宇宙の高エネルギー現象と MeV ガンマ線 | 1 |
| 1.2 | 光子と物質の相互作用 | 8 |
| 1.3 | MeV ガンマ線の観測手法 | 12 |
| 1.4 | 次世代望遠鏡への要求 | 21 |
| 第 2 章 | 電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画 | 22 |
| 2.1 | ETCC の概要 | 22 |
| 2.2 | ETCC の構成 | 24 |
| 2.3 | 偏光検出能力 | 32 |
| 2.4 | SMILE 計画 | 33 |
| 2.5 | 現行の ETCC が抱える課題 | 35 |
| 第 3 章 | ETCC の新しいデータ収集システムの開発 | 37 |
| 3.1 | Common-Stop 型トリガー方式について | 37 |
| 3.2 | 新しいトリガー回路の開発 | 39 |
| 3.3 | 新型 ETCC の実験室での動作試験 | 47 |
| 3.4 | Common-Stop 型トリガーによる不感時間削減 | 60 |
| 第 4 章 | CZT 検出器の性能評価 | 68 |
| 4.1 | CZT 検出器について | 68 |
| 4.2 | エネルギー分解能 | 72 |
| 4.3 | 時間分解能の評価 | 79 |
| 第 5 章 | CZT 検出器を用いた ETCC の動作試験 | 89 |
| 5.1 | 測定のセットアップ | 89 |
| 5.2 | CZT-ETCC における解析手法 | 91 |
| 5.3 | CZT-ETCC の性能評価 | 96 |
| 第 6 章 | まとめと今後 | 102 |
| 6.1 | まとめ | 102 |
| 6.2 | 今後の課題 | 103 |
| 付録 A | Hough 変換 | 106 |

| | | |
|------|------------------------------|-----|
| A.1 | Hough 変換の原理 | 106 |
| A.2 | CZT の時間分解能調査への適用 | 108 |
| 付録 B | ETCC の医療応用 | 113 |
| B.1 | 核医学における現行のガンマ線観測手法 | 113 |
| B.2 | コンプトンカメラの医療応用 | 115 |
| 参考文献 | | 119 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | 典型的な GRB のエネルギースペクトルと E_{peak} の分布 | 2 |
| 1.2 | GRB におけるバーストの継続時間の分布 | 2 |
| 1.3 | GRB 030329 の可視光におけるライトカーブ | 3 |
| 1.4 | GRB の全天マップ | 4 |
| 1.5 | 火の玉モデルの概要 | 5 |
| 1.6 | シミュレーションによる、GRB の偏光度と E_{peak} の関係の放射モデル依存性 | 5 |
| 1.7 | GAP による GRB 100826A の偏光観測 | 6 |
| 1.8 | 様々な検出器で観測された GRB の偏光度と E_{peak} の関係 [30] | 6 |
| 1.9 | 回転駆動型パルサーの概念図 | 7 |
| 1.10 | かにパルサーとかに星雲のエネルギースペクトル | 8 |
| 1.11 | かにパルサーのエネルギーごとのパルスプロファイル | 9 |
| 1.12 | 回転駆動型パルサーで各放射モデルを仮定したときの偏光度と偏光角の位相変化 | 10 |
| 1.13 | かにパルサーとかに星雲からの光子で観測された偏光度と偏光角 | 10 |
| 1.14 | Ar におけるガンマ線の反応断面積のエネルギー依存性 | 11 |
| 1.15 | コンプトン散乱の微分散乱断面積の散乱角依存性 | 12 |
| 1.16 | コンプトン散乱の微分散乱断面積の偏光角依存性 | 12 |
| 1.17 | コーデットマスクの概念図 | 13 |
| 1.18 | SPI の Ge 検出器とコーデットマスク | 14 |
| 1.19 | IBIS の検出器構成とコーデットマスク | 14 |
| 1.20 | コンプトン法の概念とイメージング方法 | 15 |
| 1.21 | COMPTEL の構成図 | 16 |
| 1.22 | X 線、ガンマ線望遠鏡の連続成分に対する感度 | 17 |
| 1.23 | COMPTEL における雑音事象と ToF の分布 | 17 |
| 1.24 | 多重コンプトン法の原理 | 18 |
| 1.25 | 2016 年の気球実験時の COSI の写真 | 18 |
| 1.26 | GAP 検出器の模式図 | 19 |
| 1.27 | POLAR の模式図 | 20 |
| 1.28 | PoGO+ 検出器の概要 | 21 |
| 2.1 | ETCC の概念図 | 23 |
| 2.2 | ϕ 、 ψ 、 α の E_γ 依存性 | 23 |
| 2.3 | 様々な ARM と SPD の値における天空上での広がり角の分布 | 25 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.4 | エネルギーごとに見た物質中における電子の飛行距離と散乱角の関係 | 25 |
| 2.5 | ガス飛跡検出器における荷電粒子のエネルギー損失と飛跡長の関係 | 26 |
| 2.6 | μ -PIC と GEM による TPC の概念図 | 27 |
| 2.7 | TPC の読み出し基板 | 28 |
| 2.8 | TPC の信号読み出しに用いる ASIC とその回路 | 28 |
| 2.9 | TPC 読み出し基板のブロックダイアグラム | 29 |
| 2.10 | PMT H8500・GSO ピクセルシンチレータアレイの写真と H8500 の信号を読み出す抵抗 チェーンの模式図 | 30 |
| 2.11 | PSA の信号読み出しに用いるクリアパルス社製ヘッドアンプユニットモデル 80256 の写真 . . | 30 |
| 2.12 | 現行の ETCC におけるデータ収集のための信号のタイミングチャート | 31 |
| 2.13 | Spring-8 での偏光測定実験のセットアップ | 33 |
| 2.14 | Spring-8 での偏光測定の結果 | 34 |
| 2.15 | SMILE-2+ で取得したかに星雲のエネルギースペクトル | 34 |
| 2.16 | SMILE-2+ で取得したかに星雲のエネルギーフラックス | 34 |
| | | |
| 3.1 | Common-Start 型のトリガー方式と Common-Stop 型のトリガー方式の概念 | 37 |
| 3.2 | SMILE 実験におけるデータ収集レートと不感時間の関係 | 38 |
| 3.3 | 原子力事業に用いる ETCC の概念図 | 39 |
| 3.4 | Common-Stop 型 DAQ の試験で用いた TPC の外観 | 40 |
| 3.5 | Common-Stop 型 DAQ の試験で用いた TPC | 41 |
| 3.6 | 試験で用いた TPC で取得した ^{133}Ba のエネルギースペクトル | 42 |
| 3.7 | TPC の各領域におけるガス利得 | 42 |
| 3.8 | MPPC を用いたシンチレーション検出器の試作機 | 43 |
| 3.9 | MPPC からの信号を読み出す抵抗チェーンの模式図 | 43 |
| 3.10 | 試作したシンチレーション検出器のアンプ基板の回路図 | 44 |
| 3.11 | TCU の開発に用いた FPGA 評価基板 (Arty S7-50) | 45 |
| 3.12 | TCU に用いた FPGA での信号処理の概要 | 46 |
| 3.13 | スケーラー機能で TCU が CPU に送信するデータの packets | 46 |
| 3.14 | リモート制御機能で TCU が CPU から受信するデータの packets | 47 |
| 3.15 | LVDS と LVTTTL の信号規格の変換のための回路 | 48 |
| 3.16 | TCU と TPC、PSA の接続のイメージ図 | 48 |
| 3.17 | Common-Stop 型トリガーでの信号のタイミングチャート | 49 |
| 3.18 | 開発した Common-Stop 型 ETCC | 49 |
| 3.19 | Common-Stop 型 ETCC の模式図と座標系 | 50 |
| 3.20 | Common-Stop 型トリガー回路の動作確認時のオシロスコープの写真 | 51 |
| 3.21 | ETCC で検出された宇宙線ミューオン候補事象 | 52 |
| 3.22 | TPC で取得した飛跡のドリフト時間の分布 | 53 |
| 3.23 | PSA における散乱ガンマ線の吸収点の取得方法 | 53 |
| 3.24 | Time-over-Threshold の概念 | 54 |
| 3.25 | 2次元画像から再構成される3次元の電子飛跡 | 54 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.26 | PSA で信号が検出されてからトリガーまでの時間の算出方法 | 55 |
| 3.27 | TPC で信号が検出されてからトリガーまでの時間の算出方法 | 55 |
| 3.28 | PSA と TPC による ETCC における TPC 中の電子のドリフト時間の算出方法 | 56 |
| 3.29 | TPC で検出された粒子のエネルギー損失に対する飛跡長 | 57 |
| 3.30 | 各事象選択を施した後の TPC と PSA で取得したエネルギーの関係 | 58 |
| 3.31 | カット条件ごとに描いた ETCC による ^{137}Cs のエネルギースペクトル | 58 |
| 3.32 | Common-Stop 型 DAQ の ETCC で取得した ^{137}Cs 点線源のイメージ | 59 |
| 3.33 | 京都大学研究用原子炉の写真 | 60 |
| 3.34 | KUR での測定点 | 61 |
| 3.35 | 複合研炉室内で測定時の ETCC の写真 | 61 |
| 3.36 | 測定点 3 におけるスケーラーの記録 | 62 |
| 3.37 | 測定された ETCC の不感時間のトリガーレート依存性 | 63 |
| 3.38 | KUR の各測定点にて ETCC で取得したエネルギースペクトル | 64 |
| 3.39 | KUR の各測定点にて CsI(Tl) シンチレータで取得したエネルギースペクトル | 65 |
| 3.40 | KUR の各測定点で取得した 511 keV のガンマ線のイメージ | 66 |
| 3.41 | KUR の各測定点で取得した 1293 keV のガンマ線のイメージ | 67 |
| | | |
| 4.1 | 半導体検出器の概念 | 69 |
| 4.2 | 試験に用いた CZT 検出器 | 70 |
| 4.3 | CZT 検出器の構成 | 70 |
| 4.4 | CZT 検出器に搭載された ASIC での信号処理 | 71 |
| 4.5 | Peak Detector 回路の概念 | 71 |
| 4.6 | CZT のアノード信号と FPGA の入出力信号の関係 | 72 |
| 4.7 | CZT のエネルギー分解能測定時のセットアップ | 73 |
| 4.8 | CZT のエネルギー較正の結果の一例 | 73 |
| 4.9 | エネルギー較正後の ^{241}Am のエネルギースペクトル | 74 |
| 4.10 | エネルギー較正後の ^{57}Co のエネルギースペクトル | 74 |
| 4.11 | エネルギー較正後の ^{139}Ce のエネルギースペクトル | 74 |
| 4.12 | エネルギー較正後の ^{133}Ba のエネルギースペクトル | 75 |
| 4.13 | エネルギー較正後の ^{152}Eu のエネルギースペクトル | 75 |
| 4.14 | ^{139}Ce 線源で取得したカソード/アノードで検出された電荷の比とアノードで検出したエネルギーの関係 | 76 |
| 4.15 | 各 CA 電荷比の値に対する ^{139}Ce のエネルギースペクトルがピークとなるアノードのエネルギー値 | 77 |
| 4.16 | CA 電荷比と DOI 補正後のエネルギーの関係 | 77 |
| 4.17 | DOI 補正後の CZT のエネルギースペクトル | 78 |
| 4.18 | CZT 検出器のエネルギー分解能 | 79 |
| 4.19 | ETCC で検出したいイベントのイメージと TPC と CZT 中での電子のドリフト時間 | 80 |
| 4.20 | ^{139}Ce の崩壊過程の模式図 | 81 |
| 4.21 | 使用した CeBr_3 シンチレータ (左) と PMT R6321 (右) | 81 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.22 | CeBr ₃ シンチレータに ¹³⁹ Ce を照射したときの波形 | 82 |
| 4.23 | CeBr ₃ シンチレータの信号の波高値と入射ガンマ線のエネルギーの関係 | 82 |
| 4.24 | CZT の時間分解能測定時のセットアップ | 83 |
| 4.25 | CZT の時間分解能調査における信号のタイミングチャート | 84 |
| 4.26 | ¹³⁹ Ce 線源使用したときの CeBr ₃ シンチレータと CZT のヒット信号の時間差の分布 | 85 |
| 4.27 | CZT のアノードのある 1 ピクセルにおける CA 電荷比とガンマ線が入射してからヒット信号 が出力されるまでの時間の関係 | 86 |
| 4.28 | CZT のある 1 ピクセルの時間分解能 | 86 |
| 4.29 | CZT の全 484 ピクセルの時間分解能 | 87 |
| 4.30 | CZT のピクセルごとの時間分解能の累積比率 | 87 |
| 4.31 | CZT の時間分解能のエネルギー依存性 | 88 |
| | | |
| 5.1 | 動作試験時の CZT-ETCC | 90 |
| 5.2 | CZT-ETCC の模式図 | 91 |
| 5.3 | CZT-ETCC でのデータ取得における信号処理 | 92 |
| 5.4 | CZT-ETCC における TPC 中の電子のドリフト時間の算出方法 | 93 |
| 5.5 | CZT-ETCC で求めた TPC 中の電子のドリフト時間の分布 | 94 |
| 5.6 | CZT-ETCC の動作試験における TPC 中での電子のエネルギー損失と飛跡長の関係 | 94 |
| 5.7 | 各事象選択を施した後の TPC と CZT で取得したエネルギーの関係 | 95 |
| 5.8 | CZT-ETCC で取得した ¹³⁹ Ce のエネルギースペクトル | 96 |
| 5.9 | CZT-ETCC で取得した ARM と SPD の分布 | 97 |
| 5.10 | 再構成した方向と真の光子の到来方向との離角の累積分布 | 97 |
| 5.11 | ある 1 事象についての重みづけイメージ | 98 |
| 5.12 | CZT-ETCC で再構成した ¹³⁹ Ce のイメージ | 99 |
| 5.13 | TPC での散乱点の領域を限定したときの ARM、SPD 及び PSF の分布 | 100 |
| 5.14 | TPC での散乱点の領域を限定したときの ¹³⁹ Ce のイメージの変化 | 101 |
| | | |
| 6.1 | SMILE-2+ ETCC と CZT-ETCC のエネルギー分解能と PSF の比較 | 104 |
| 6.2 | TPC と CZT、GSO によるガンマ線検出器の構成 | 105 |
| | | |
| A.1 | XY 平面上での直線と特徴づけるパラメータ r と θ | 106 |
| A.2 | XY 平面上のデータ点を通る無数の直線とそれらの直線に対応する正弦波 $r(\theta)$ | 107 |
| A.3 | 一直線上に並んだデータ点群に対して Hough 変換を適用した例 | 108 |
| A.4 | 一直線上には並んでいないデータ点群に対して Hough 変換を適用した例 | 109 |
| A.5 | CZT のアノードのある 1 ピクセルにおける、CA 電荷比と CeBr ₃ シンチレータと CZT 検出 器のヒット信号の時間差の関係 | 109 |
| A.6 | 図 A.5 のデータ点を記述する正弦波 $r(\theta)$ の重ね合わせ | 110 |
| A.7 | 図 A.6 の解析をアノード 11 × 11 ピクセルに対して行った結果 | 111 |
| A.8 | Hough 変換による CeBr ₃ シンチレータと CZT 検出器のヒット信号の時間差の較正を、ア ノード 11 × 11 ピクセルに対して行った結果 | 112 |

| | | |
|-----|--|-----|
| B.1 | SPECT の概念図 | 113 |
| B.2 | PET の概念図 | 114 |
| B.3 | GAGG を用いたコンプトンカメラによるマウスのイメージ | 116 |
| B.4 | Si と CdTe を用いたコンプトンカメラによる ARM | 116 |
| B.5 | ETCC で取得した ^{18}F のイメージ | 117 |

表目次

| | | |
|-----|--|-----|
| 2.1 | データ収集に用いる TPC の信号 | 32 |
| 2.2 | データ収集に用いる PSA の信号 | 32 |
| 2.3 | 主な半導体検出器の諸性質 | 36 |
| 3.1 | 複合研での試験で用いた TPC の諸パラメータ | 41 |
| 3.2 | 新しい PSA のデータ収集に用いる信号 | 44 |
| 3.3 | KUR のキャットウォークの各測定点におけるガンマ線と中性子の線量 (5 MW 運転時) | 60 |
| 4.1 | CZT のエネルギー較正で用いた線源と主なガンマ線、特性 X 線のエネルギー | 73 |
| 4.2 | エネルギー分解能曲線 (図 4.18) を式 (4.3) でフィットしたときのパラメータの値 | 77 |
| 4.3 | 各エネルギーにおける CZT のエネルギー分解能の値 | 77 |
| B.1 | SPECT で用いられる放射線核種 [103] | 114 |
| B.2 | PET で用いられる放射線核種 [103] | 114 |

第1章

MeV ガンマ線天文学

ひと昔前までの宇宙観測は、人の目で見ることのできる可視光での観測が主な手法であった。現在では電波、赤外線、X線、ガンマ線といった可視光以外の波長の電磁波、宇宙線、ニュートリノ、重力波など観測手法が提唱され、様々な宇宙観測のアプローチが取られている。その中で MeV 帯域 (0.1-100 MeV) のガンマ線はガンマ線バースト、回転駆動型パルサー、活動銀河核などの高エネルギー天体の物理を理解するうえで重要なプローブとなる。その一方で、MeV ガンマ線は観測の難しさゆえに観測手法が確立されておらず、天文学における未開拓領域となっている。本章では、そのような MeV ガンマ線の観測で解明を目指す物理現象と、従来の MeV ガンマ線観測装置が抱える困難についてまとめる。

1.1 宇宙の高エネルギー現象と MeV ガンマ線

1.1.1 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、太陽が一生のうちに放出する程度、ないしそれ以上のエネルギーを数十秒で放出する宇宙で最も激しい爆発現象である。1967年に打ち上げられた核実験探査衛星 *Vela* が最初に偶然発見して [1] 以降、*Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)* 衛星搭載の Burst and Transient Source Experiment (BATSE)[2] や *Swift* 衛星の Burst-Alert Telescope (BAT)[3]、*Fermi* 衛星の Gamma-Ray Burst Monitor (GBM)[4] 等の多くの検出器により GRB から放射されるガンマ線の観測が行なわれている。GRB の典型的なエネルギースペクトルは、図 1.1(a) に示したような、あるエネルギー E_{peak} に折れ曲がりを持つべき関数で記述できることが経験的に知られており [5]、エネルギーフラックスのピークは $\sim 10 \text{ keV}$ から $\sim 1 \text{ MeV}$ にある (図 1.1(b))[6]。また、1997年に X線天文衛星 *Beppo-SAX* が爆発後数日に渡って X線が観測されることを報告して [7] 以降、可視光、赤外線などの様々な波長帯の望遠鏡が GRB の追観測を行なうようになった。バースト後、数日ないし数十日間継続する電波からガンマ線まで多波長に渡って観測される電磁波は、最初のガンマ線放射 (初期放射) に対し残光と呼ばれる。

Swift/BAT、*Fermi*/GBM、*CGRO*/BATSE により観測された GRB の初期放射の継続時間を図 1.2 に示す [8]。図 1.2 で横軸の T_{90} は放射された光子数の 5% から 95% が含まれる時間を指す。伝統的に GRB は、 $T_{90} > 2 \text{ s}$ となる long GRB と $T_{90} < 2 \text{ s}$ となる short GRB に分類される [9]。図 1.3 は long GRB に分類される GRB 030329 の残光を可視光での観測で取得したスペクトルであり [10]、近傍の Ic 型超新星 SN 1998bw とスペクトルが類似していた [10]。このような観測例により、long GRB は重力崩壊型超新星爆発であると考えられている。Short GRB は、*Fermi*/GBM と *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*

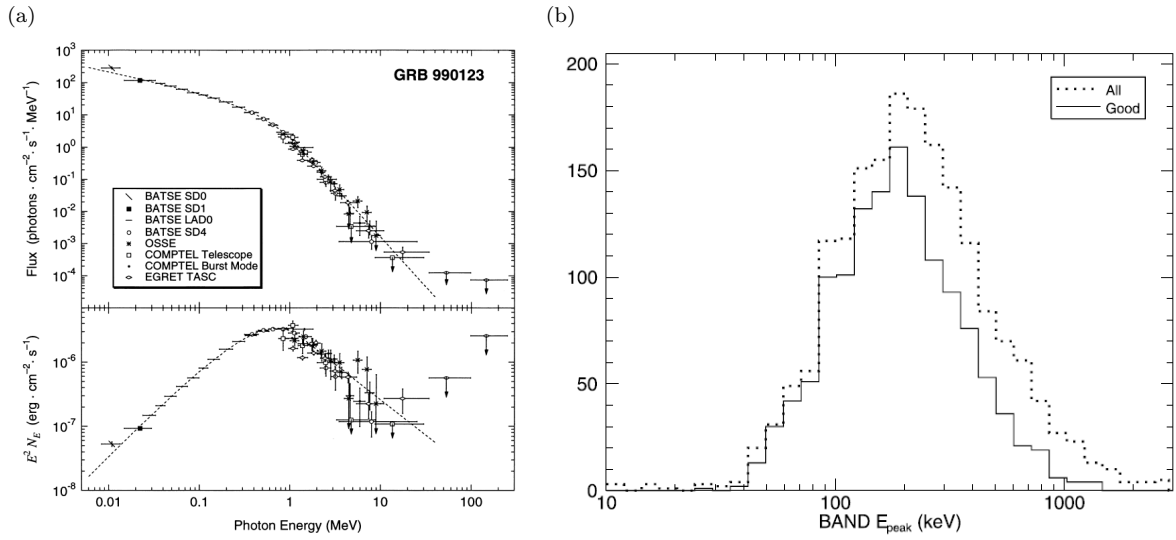


図 1.1 (a) *CGRO* 衛星搭載の検出器による GRB 990123 のエネルギースペクトルと (b)BATSE が検出した GRB の E_{peak} の分布 [6]

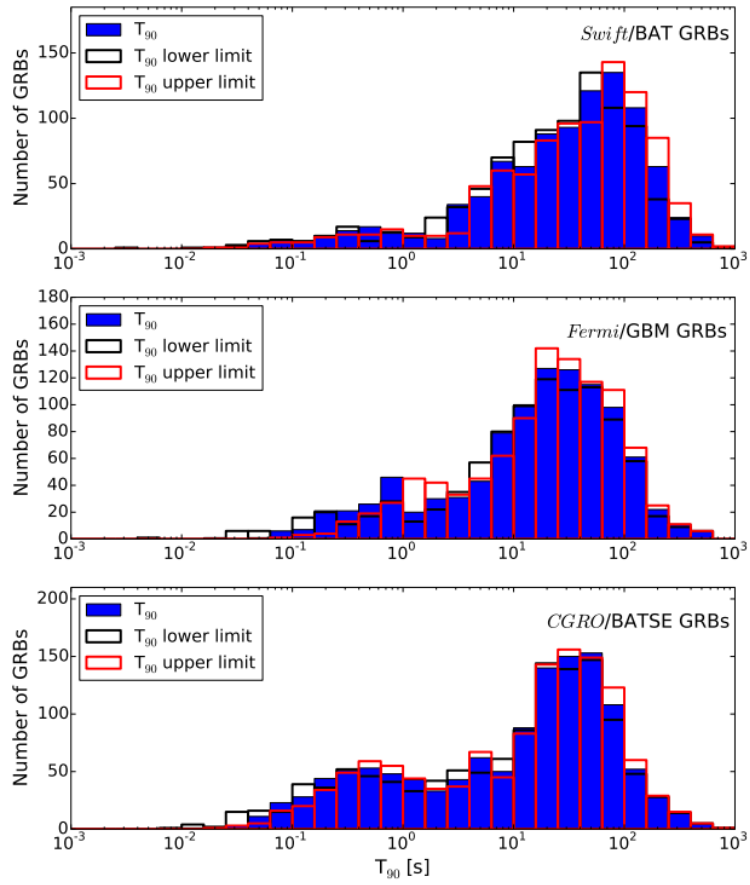


図 1.2 GRB のバースト継続時間の分布 [8]。(上段)*Swift*/BAT (中段)*Fermi*/GBM (下段)*CGRO*/BATSE

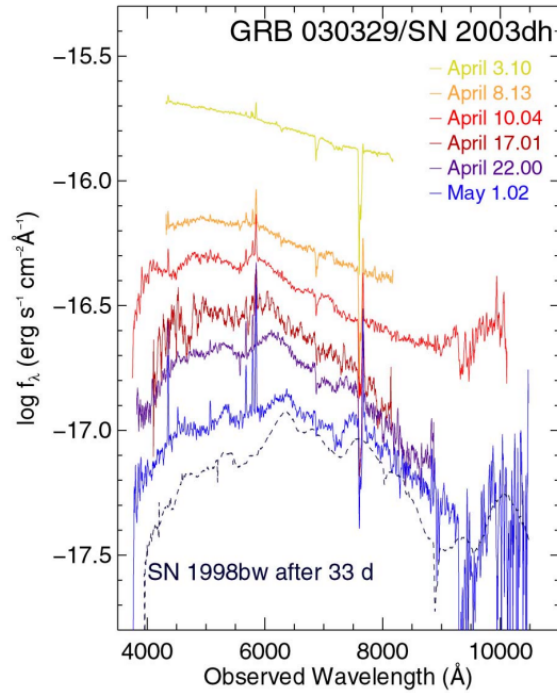


図 1.3 GRB 030329 の可視光におけるライトカーブ [10]

(*INTEGRAL*) 衛星の Spectrometer on *INTEGRAL* (SPI) が GRB 170817A を [11, 12]、Advanced LIGO と Virgo が重力波イベント GW 170817 を独立に検出した [13] 例から、その起源は中性子星同士の連星の合体であるとされている。一方で、そのような観測例はまだ少なく、観測数の増加が望まれる。

CGRO/BATSE、*Swift*/BAT、*Fermi*/GBM が観測した GRB の全天マップを図 1.4 に示す [14, 8, 15]。図 1.4 より、GRB が全天に等方的な分布をしていることが分かり、その発生頻度は 1 日 1 個程度である。また、*Swift*/BAT により発見された GRB の中には、可視光、赤外線等の残光の分光観測により、赤方偏移が $z > 6$ であるものが報告されている [17, 18]。宇宙初期 ($z \sim 20$) に形成される大質量星である Population III 星は、重力崩壊して非常に継続時間の長い GRB として観測されると示唆されており [19]、そのような高赤方偏移の GRB の観測が実現すれば、宇宙初期の星形成に迫る重要なプローブとなる。

GRB の放射機構の有力なモデルとして、図 1.5 に示したような火の玉モデル [20] があり、そのシナリオは次の通りである。まず、中心にある星が重力エネルギーを開放し、それが運動エネルギーに変換されることで相対論的なジェットが発生する。その中を伝播する物質により内部衝撃波が発生し、そこで加速された電子がシンクロトロン放射して初期放射として観測される。その後、ジェットが外部物質と衝突して外部衝撃波を生み出すことで、加速された電子のシンクロトロン放射が残光として観測される。しかし、GRB の放射機構は特に初期放射に関して一般的な理解は得られていない。

GRB からの光子がシンクロトロン放射に由来すれば、光子の偏光度は GRB の磁場構造に大きく依存する。GRB のジェット中の磁場が揃っていると仮定したモデルでは最大で $\sim 60\%$ にも及ぶ偏光度が期待される (SO モデル)[21] 一方で、ランダムな磁場の向きを仮定したモデルでは $< 20\%$ の偏光度しか示さない (SR モデル)[22]。また、GRB のジェットがシンクロトロン放射ではなく逆コンプトン散乱に由来するという説 (CD モデル)[23] もあり、この場合、ジェットの開き角や観測方向によっては $\sim 100\%$ の高い偏光度を示

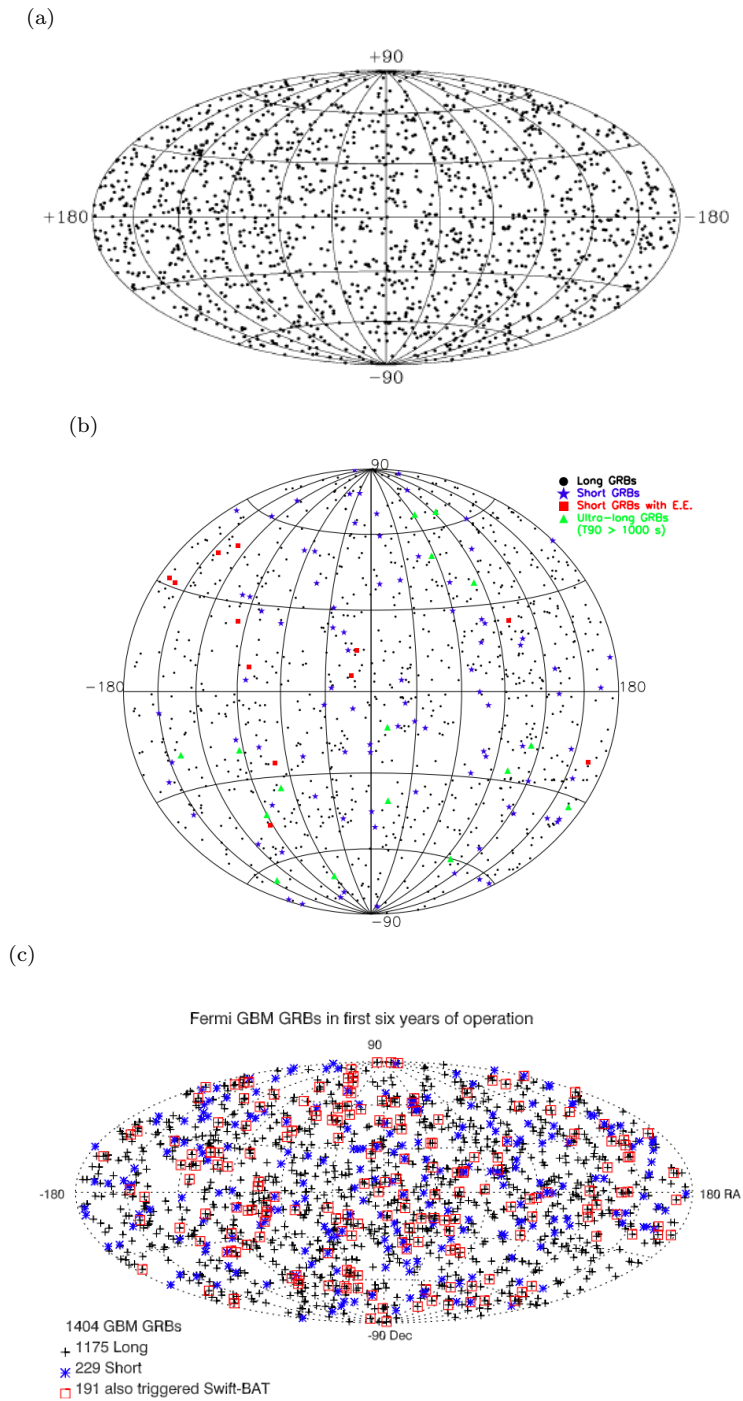


図 1.4 GRB の全天マップ。(a) *CGRO*/BATSE による観測 [14]。(b) *Swift*/BAT による観測 [8]。黒い丸印は long GRB、青い星印は short GRB、緑の三角印は $T_{90} > 1000$ s にも達する継続時間が非常に長い GRB を表す。なお、short GRB の中には最初の放射ピークの後に弱く、長い放射をするものが報告されており [16]、図中に赤の四角印で示されている。(c) *Fermi*/GBM による観測 [15]。黒い + 印は long GRB、青いアスタリスクは short GRB、赤い四角印は *Swift*/BAT でも同時に観測された GRB をそれぞれ表す。

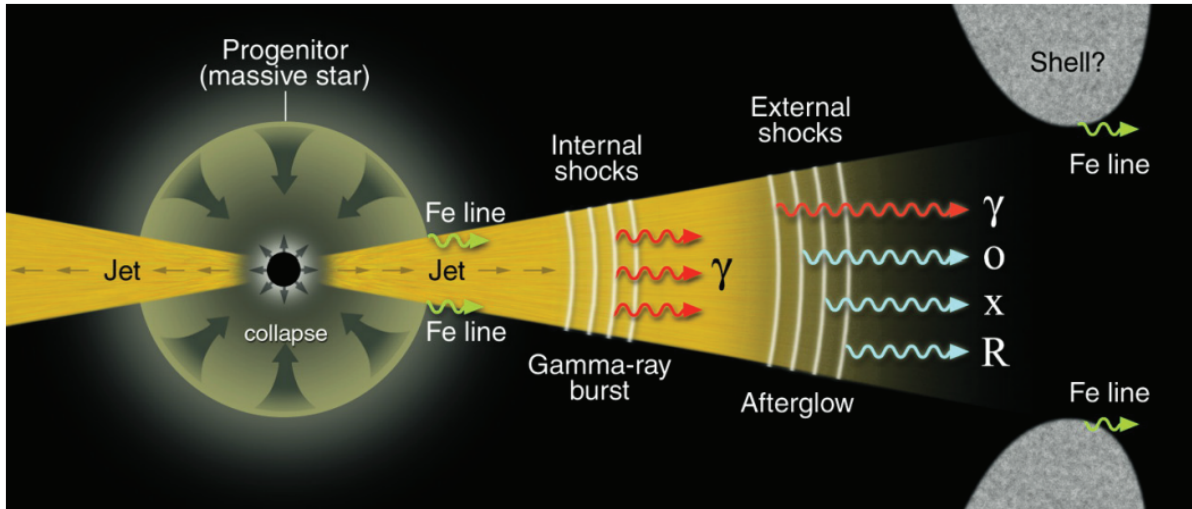


図 1.5 火の玉モデルの概要 [20]

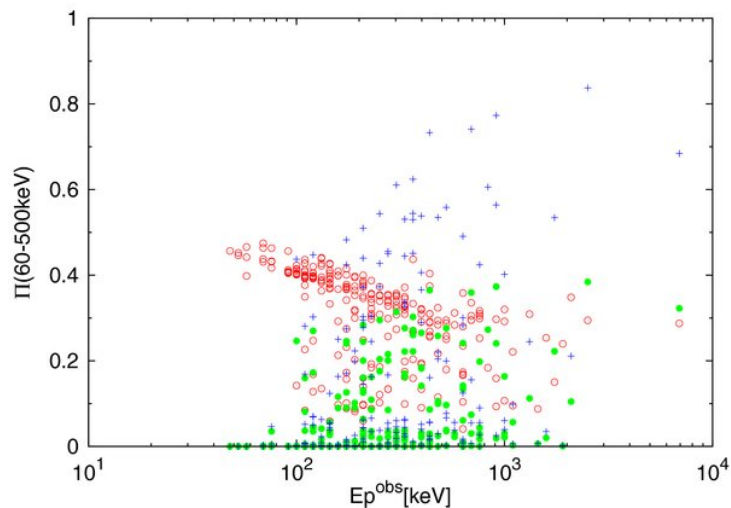


図 1.6 シミュレーションによる、GRB の偏光度と E_{peak} の関係のモデル依存性 [25]。赤が SO モデル、緑が SR モデル、青が CD モデルを表す。

すと考えられている [24]。図 1.6 は SO、SR、CD モデルを仮定したときに得られると期待される E_{peak} と偏光度の関係である [25]。これらのモデルが GRB の偏光度を統計的に調べることで切り分けが可能であることを示唆しており、GRB の初期放射に関する偏光観測が重要視されている。

GRB の初期放射について、様々な検出器で偏光観測が行なわれている。その 1 つとして、*IKAROS/GAP* によって観測された GRB 100826A のライトカーブを図 1.7(a) に、偏光方向を表すモジュレーションを図 1.7(b) に示す [26]。図 1.7(b) のモジュレーションカーブは、ライトカーブ中の 2 つの時間帯 Interval-1 と Interval-2 に対しプロットされている。計算された偏光度、偏光角は Interval-1 で $25 \pm 15\%$ 、 159 ± 18 度 Interval-2 で $31 \pm 21\%$ 、 75 ± 208 度であり、 $\sim 3\sigma$ での偏光検出と偏光方向の時間変化が報告されている [26]。GAP の他にも、*INTEGRAL/IBIS*[27] や *AstroSat/CZTI*[28]、*POLAR*[29] などが GRB の初期放射からの偏光検出を報告している。図 1.8 はそれらの検出器で得られた GRB の E_{peak} と偏光度をまとめたものである

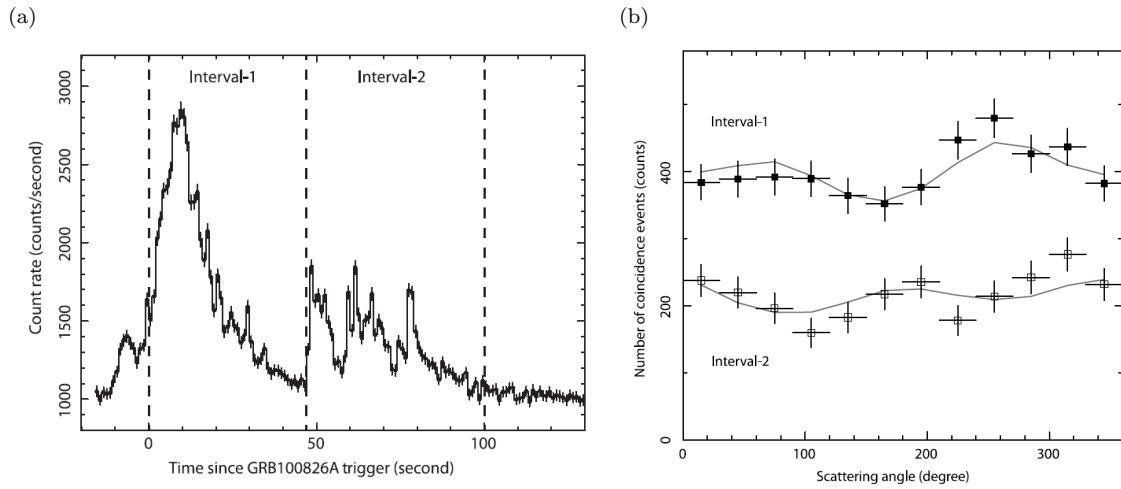


図 1.7 GAP による GRB 100826A の偏光観測 [26]。(a)GRB 100826 のライトカーブ (b) ライトカーブ中の Interval-1 と Interval-2 の時間におけるモジュレーションカーブ

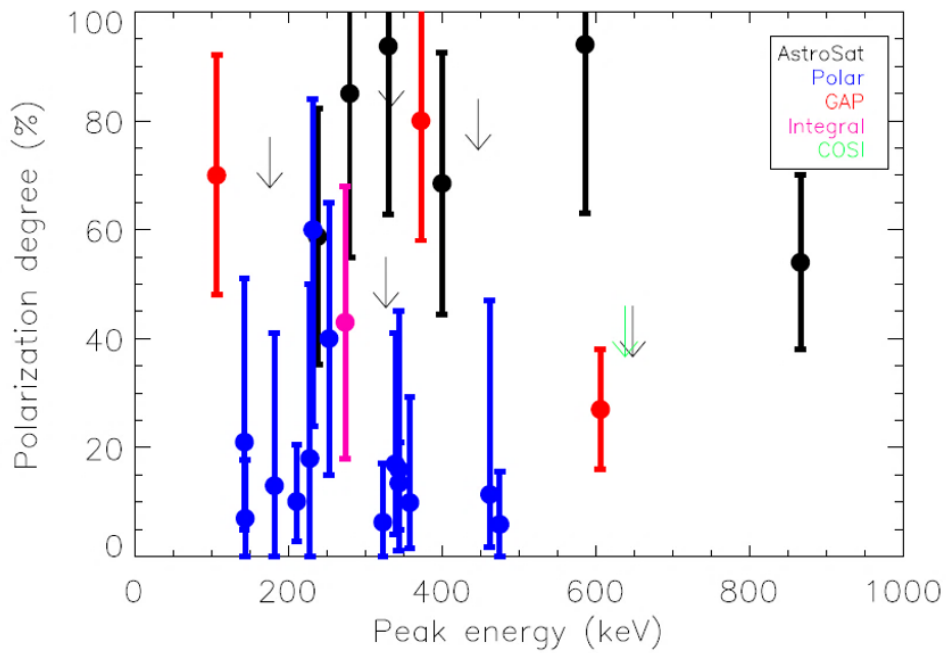


図 1.8 様々な検出器で観測された GRB の偏光度と E_{peak} の関係 [30]

が [30]、多くの観測結果は低い統計的有意度に留まっている。GRB からの ~ 100 keV の光子に対して、高い偏光検出能力を持つ検出器の開発が急務である。

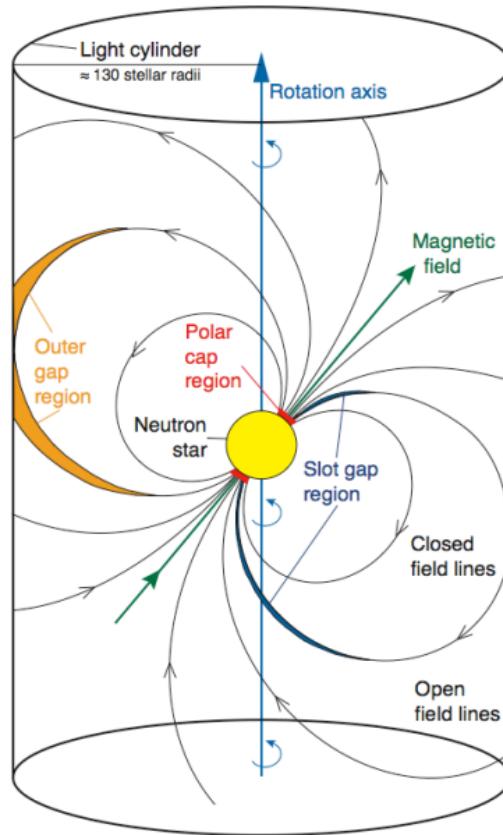


図 1.9 回転駆動型パルサーの概念図 [31]

1.1.2 回転駆動型パルサー

回転駆動型パルサーは非常に短い周期で電磁波を放出する天体であり、高速で自転する質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ 、半径 ~ 10 km の中性子星であると考えられている。その概念図を図 1.9 に示す [31]。中性子星は $\sim 10^{12}$ G の強い磁場を持っており、磁極付近の放射が自転により見え隠れすることでパルスとして観測される。

かに星雲の中心に位置するかにパルサーは最もよく研究された回転駆動型パルサーの 1 つであり、電波から TeV まで多波長で観測されている。図 1.10 はかにパルサー、かに星雲のエネルギースペクトルであり [32]、sub-MeV から MeV 帯域のガンマ線のスペクトルはシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱で凡そ説明される。一方で、かに星雲のスペクトルで ~ 150 keV 付近に冪の折れ曲がりがあることも報告されており [33]、この傾向はパルサー風の衝撃波以外にも加速、放射源があることを示唆している [34, 35]。しかし、0.1-1 MeV のエネルギー帯域の観測結果は大きな不定性を残しており、より詳細な観測が求められる。また、かにパルサーの X 線からガンマ線のパルスプロファイルを図 1.11 に示す [36]。sub-MeV から MeV にかけてのエネルギー帯域で、2 つのピークの大小が入れ替わり、かつ、1 つ目と 2 つ目のピークの間ブリッジと呼ばれる一定強度で放射する位相が存在する。回転駆動型パルサーの放射機構について完全な理解はなされておらず、他の多くの波長帯とは異なるこれら特徴は説明されていない。MAGIC 望遠鏡による観測で GeV 帯域でもブリッジが観測されたという報告もあり [37]、解明のためには MeV-GeV 帯域での観測が重要となる。

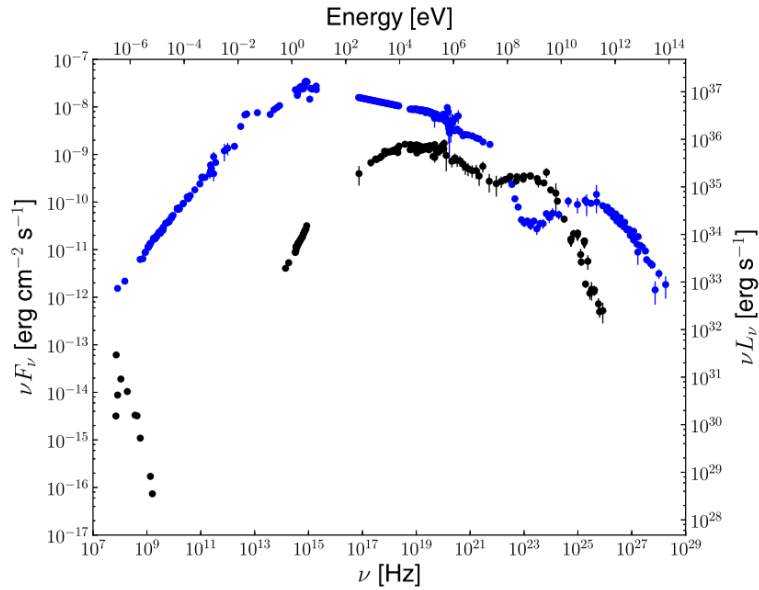


図 1.10 かにパルサー (黒) とかに星雲 (青) のエネルギースペクトル [32]

回転駆動型パルサーの放射領域や機構に関しては、polar cap モデル [38]、outer gap モデル [39]、slot gap モデル [40] といった様々なモデルが提唱されている。図 1.12 は、各モデルを仮定したときに期待される偏光度、偏光角の位相変化を表している [30]。これらのモデルは異なる電子の加速場所を仮定しており、回転駆動型パルサーの自転の位相に対し相違な偏光特性を示すと期待されている。そのため、回転駆動型パルサーの放射機構の解明には偏光のエネルギー依存性、時間変化などの観測が求められている。

かにパルサー、かに星雲について偏光観測が頻繁になされている。図 1.13(a)、1.13(b) はかにパルサー、かに星雲の偏光度及び偏光角のエネルギー依存性を観測した結果である [41]。観測結果は、パルサー、星雲ともに偏光度が ~ 100 keV を境に上昇することを示唆しており、0.1 MeV 以上の光子は磁場の方向が比較的揃った場所、つまり、かに星雲よりもむしろかにパルサーの中心付近で放射されると推察される。ガンマ線の偏光の電場ベクトルの方向はかにパルサーの回転軸や可視光観測での偏光の電場ベクトルの方向と揃っており、共通の放射領域があると考えられる。一方で、特に $\gtrsim 100$ keV の観測には大きな不定性を残しており、0.1-1 MeV の帯域で高感度な偏光観測ができる検出器の開発が望まれる。

1.2 光子と物質の相互作用

ガンマ線は電氣的に中性であり、物質を通過するだけでは直接物質を電離することはない。そのため、ガンマ線を検出するためには、物質との相互作用によって生じる電子または陽電子を捉える必要がある。図 1.14 にガンマ線が Ar を通過するときの反応断面積のエネルギー依存性を示す。ガンマ線と物質の相互作用には、光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の 3 つがある。以下、それぞれの反応について説明する。

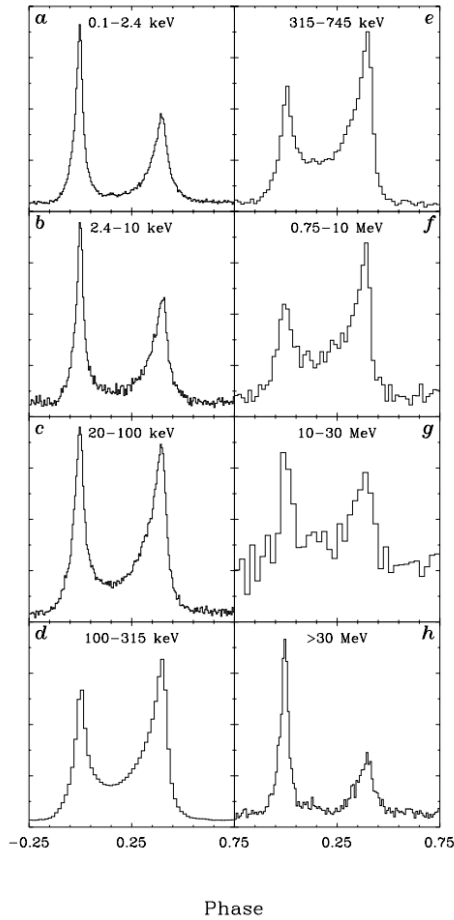


図 1.11 かにパルサーのエネルギーごとのパルスプロファイル [36]

1.2.1 光電効果

ガンマ線が原子核に束縛された電子に吸収され、エネルギーを吸収した電子が物質から放出される現象を光電効果といい、ガンマ線のエネルギーが $\lesssim 100 \text{ keV}$ の時に卓越する。放出される電子のエネルギー E_e は、原子の束縛エネルギーを E_b 、入射ガンマ線のエネルギー $E_\gamma (> E_b)$ として、

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

となる。 E_γ が K 殻の束縛エネルギーより大きいとき、K 殻電子との反応確率が最も大きく、その断面積 σ_K は入射ガンマ線が無偏光状態のとき、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8}{3}\pi r_e^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2} \quad (1.2)$$

と表される。ここで、 Z 、 m_e 、 e 、 ϵ_0 、 r_e はそれぞれ物質の原子番号、電子の質量、電気素量、真空の誘電率、古典電子半径である。 σ_K は物質の原子番号 Z の 5 乗に比例しガンマ線のエネルギー E_γ の $7/2$ 乗に反比例する。なお、 E_γ が K 殻の束縛エネルギーより小さいときは、L 殻電子との反応確率が最大となるため、反応断

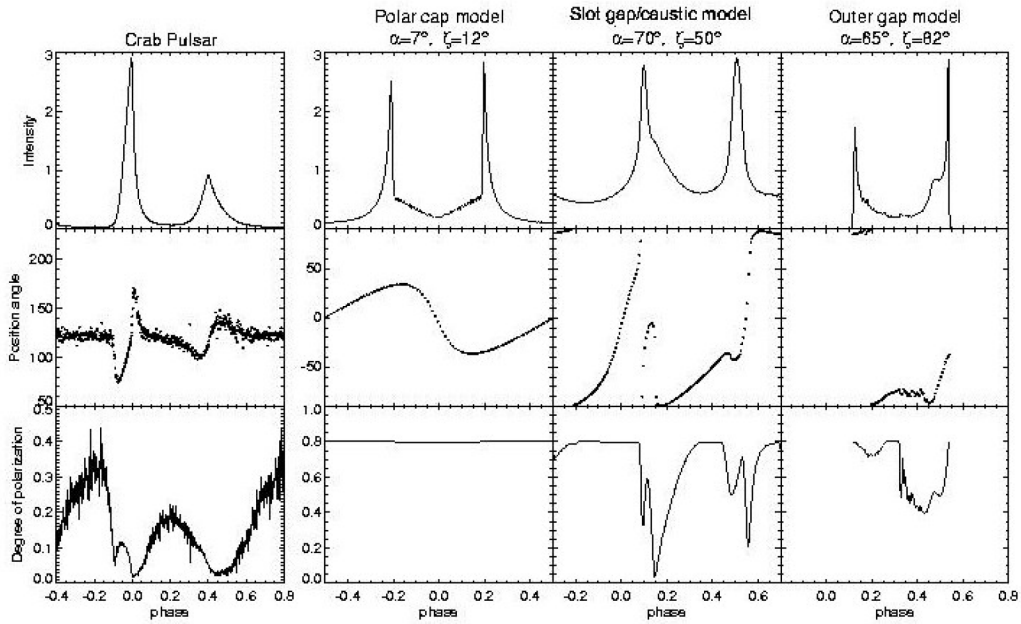


図 1.12 回転駆動型パルサーで各モデルを仮定したときの偏光度と偏光角の位相変化。左は可視光で取得したかにパルサーの偏光の位相依存性 [30]

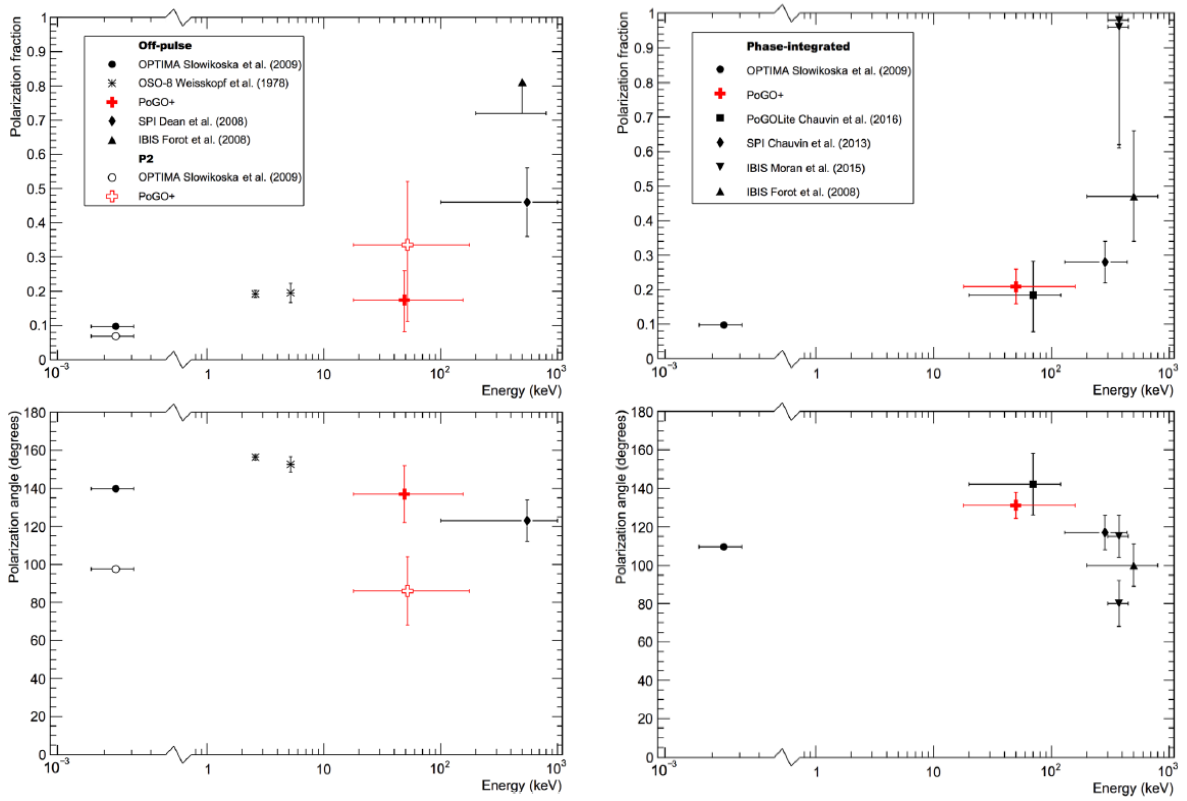


図 1.13 かにパルサー、かに星雲からの光子で観測された偏光度 (上) と偏光角 (下)[41]。左は off-pulse 時でかに星雲からの寄与。右は全自転位相での観測結果

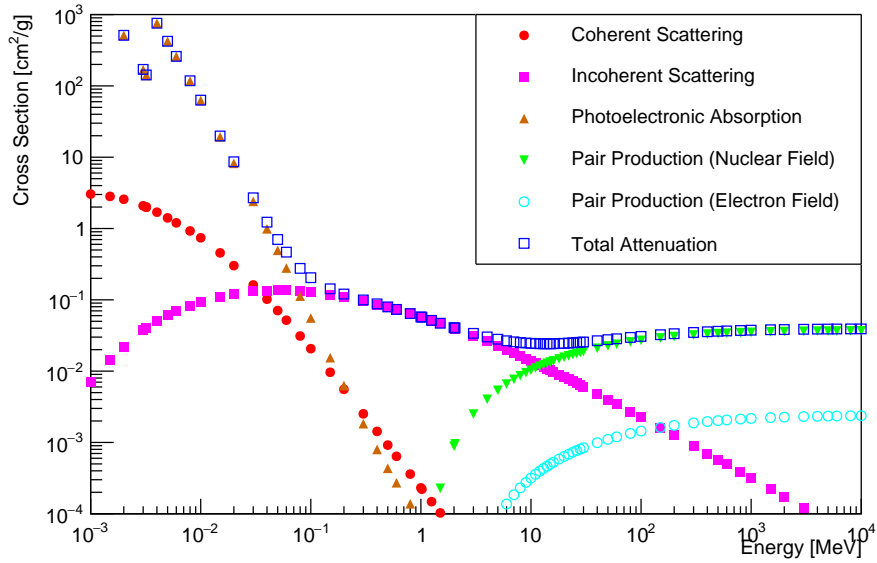


図 1.14 Ar におけるガンマ線の反応断面積のエネルギー依存性 [42]

面積の不連続点ができる (図 1.14 中の橙の三角印、 ~ 8 keV)。入射ガンマ線が偏光しているとき、微分散乱断面積はガンマ線の電場ベクトルと電子の方向ベクトルのなす角 ϕ を用いて、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \cos^2 \phi \quad (1.3)$$

となる。つまり、電子は入射光の電場と平行な方向に放出されやすい。

1.2.2 コンプトン散乱

ガンマ線のエネルギーが ~ 100 keV から 10 MeV になると、物質との相互作用はコンプトン散乱が支配的となる。コンプトン散乱は、ガンマ線と電子との弾性散乱であり、電子がガンマ線に弾き飛ばされ、ガンマ線はエネルギーを一部失い、進行方向を変える。この時、ガンマ線のエネルギーは原子の束縛エネルギーに比べ十分大きいため、ターゲットとなる電子は静止しているとみなすことができる。散乱前のガンマ線のエネルギー E_0 と散乱後のガンマ線のエネルギー E_γ は散乱角 θ を用いて、

$$E_\gamma = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.4)$$

という式で結びつく。微分散乱断面積はクライン-仁科の式で与えられ、無偏光な入射ガンマ線に対しては、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} Z r_0^2 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} + \frac{E_0}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right) \quad (1.5)$$

と書ける。コンプトン散乱の反応断面積は電子数 Z に比例する。図 1.15 に入射ガンマ線のエネルギー別に見た微分散乱断面積の散乱角依存性を示す。ガンマ線のエネルギーが高くなるにつれて、前方散乱が卓越する。入射ガンマ線が偏光している場合は、ガンマ線の電場ベクトルと光電子の方向ベクトルのなす角 ϕ を用いて、

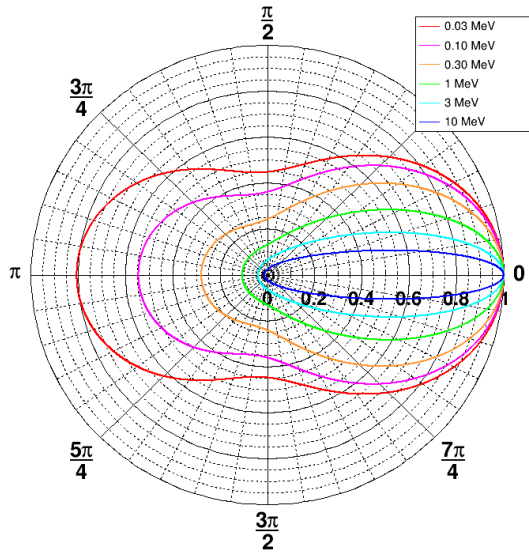


図 1.15 コンプトン散乱の微分散乱断面積の散乱角依存性。30 keV のガンマ線が入射時の微分散乱断面積の最大値で規格化した。

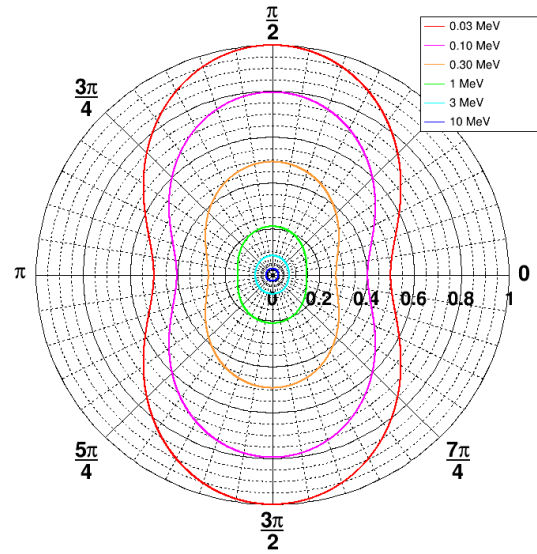


図 1.16 コンプトン散乱の微分散乱断面積の偏光角依存性 (散乱角 $\theta = 90^\circ$ の時)。30 keV のガンマ線が入射時の微分散乱断面積の最大値で規格化した。

微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} Z r_0^2 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} + \frac{E_0}{E_\gamma} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (1.6)$$

となる。式 (1.6) に従う微分散乱断面積の偏光方向への依存性を図 1.16 に示す。コンプトン散乱ではガンマ線は偏光の電場と垂直な方向に散乱されやすい。また、入射ガンマ線のエネルギーが高くなるにつれて散乱方向の異方性が小さくなる傾向が見て取れる。

1.2.3 電子陽電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止エネルギーの 2 倍より大きくなると、原子核の電場によりガンマ線が消滅し、電子と陽電子が生成される反応が起こる。これを電子陽電子対生成という。この反応で生じた電子、陽電子のエネルギーを E_- 、 E_+ 、入射ガンマ線のエネルギーを E_γ とすると、

$$E_\gamma = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (1.7)$$

と表される。微分散乱断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto Z^2 \cos^2 \phi \quad (1.8)$$

であり、 Z の 2 乗に比例し、電子、陽電子は入射ガンマ線の電場と平行な方向に進みやすい。

1.3 MeV ガンマ線の観測手法

光子が持つ情報はエネルギー、到来方向、時刻、偏光の 4 つであり、いずれも天体の情報を引き出すうえで重要な情報となる。いつ、どこで発生するか分からない GRB の観測には広い視野でイメージングを行なうこ

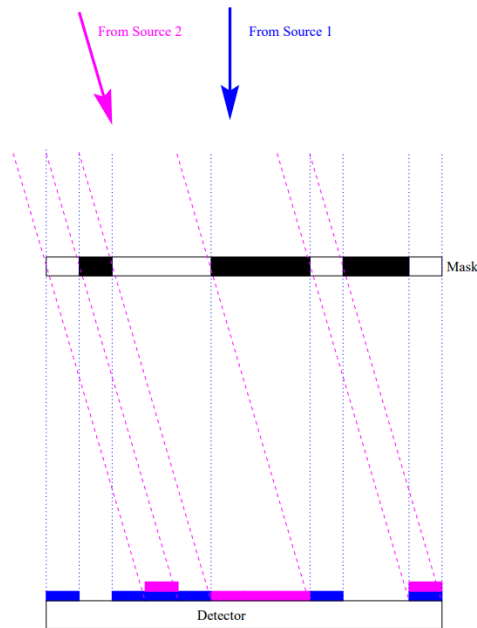


図 1.17 コーデットマスクの概念図 [43]

とが必要とされ、GRB と回転駆動型パルサーの放射機構の解明には、磁場の情報を引き出すための偏光観測が必要とされる。一方で、ガンマ線は波長が $\sim 10^{-12}$ m と非常に短く、他波長で一般に用いられる鏡を用いた集光は困難であり、また、高い透過力故に、可視光観測で頻りに用いられるような偏光フィルターによる偏光観測もできないため、工夫が必要である。そのため、コーデットマスク法、コンプトン法、多重コンプトン法といったイメージング手法や、偏光観測に特化した検出器が提唱され、宇宙観測を行なってきたが、いずれも部分的な成功に留まっている。その原因は、 ~ 0.1 -10 MeV ガンマ線の反応主要はコンプトン散乱であり、検出器の外で散乱が起きると元の光子の情報は失われるうえに、このエネルギー帯域では宇宙線と衛星筐体が相互作用することで大量の雑音が発生することにある。以下では、観測困難な sub-MeV から MeV 帯域におけるこれまでの観測手法とその問題点を述べる。

1.3.1 コーデットマスク法

コーデットマスク法はピンホールカメラを応用した手法である。図 1.17 に示すように、位置感度型検出器の前にマスク (パターン化された多数の穴) を置き、検出器にできたマスクの影からガンマ線の到来方向を再構成する。視野はマスクの大きさとマスクと検出器間の距離で、到来方向の決定精度はマスクと検出器の配置とマスクの要素の大きさと決まるため、広い視野と高い方向決定精度を両立することができる。一方で、ガンマ線の到来方向は 1 光子ごとには得られず、ガンマ線の再構成には (マスクの要素数) \times (開口率) 程度の光子数が必要となる。また、散乱優位なエネルギー帯域では、マスクで散乱してエネルギーと到来方向の情報を失った光子がバックグラウンドとして計上される。さらに、視野の大きさとバックグラウンドの量がトレードオフになるという問題やマスク自体が宇宙線との相互作用により雑音源となりうるという問題もある。

コーデットマスク法を利用した検出器として、上述の *Swift*/BAT や *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL)* 搭載の SPI[44]、IBIS[45] などがある。SPI (Spectrometer on INTE-

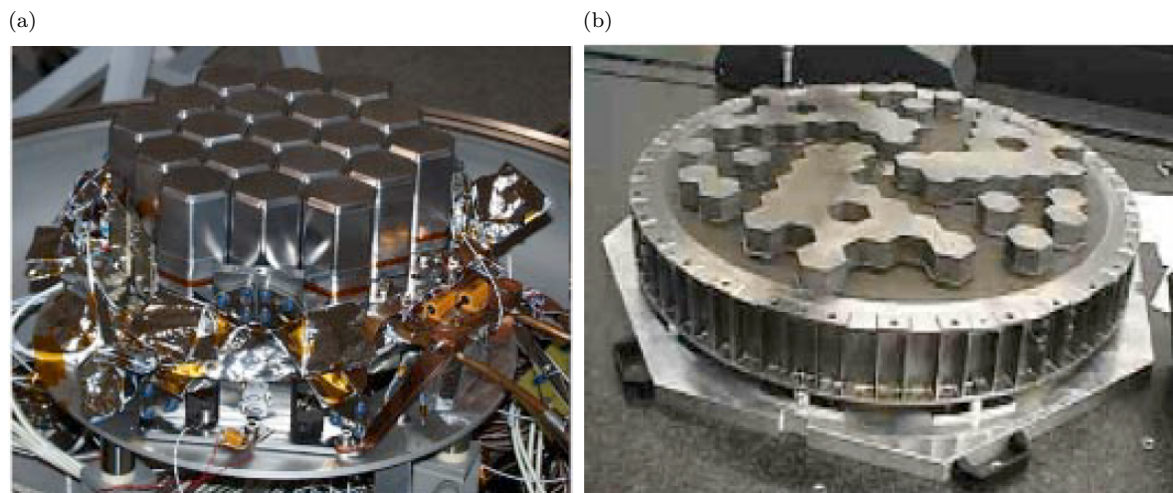


図 1.18 SPI の (a)Ge 検出器と (b) コーデットマスク [44]

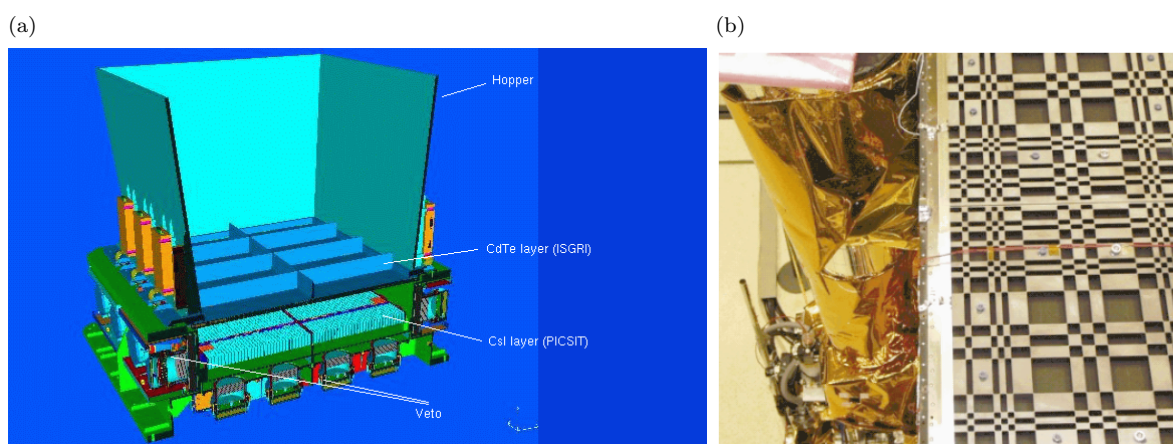


図 1.19 IBIS の (a) 検出器構成 [46] と (b) コーデットマスク [45]

GRAL、図 1.18) は 19 個の Ge 検出器と 3 cm 厚のタングステンのマスクによるコーデットマスク法を採用した検出器であり、20 keV から 8 MeV のガンマ線のスペクトルを高エネルギー分解能で取得することを目的としている。IBIS (Imager on-Board the *INTEGRAL* Satellite、図 1.19) は 1.6 cm のタングステンをコーデットマスクとして使用しており、検出器部分は 2 層のピクセル型検出器からなる。前段の 128×128 個の CdTe 検出器 ($4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$) では主に低エネルギーのガンマ線を、後段は 64×64 個の CsI 検出器 ($8.7 \times 8.7 \times 30 \text{ mm}^3$) では主に高エネルギーガンマ線を捉えるように設計されている。SPI、IBIS ともにバックグラウンド削減のため BGO 結晶とタングステンを使用したシールドで覆っている。

ところで、SPI はアレイ状に並んだ Ge 検出器のうちの 1 つで入射した偏光光子がコンプトン散乱を起こし、その散乱ガンマ線が別の Ge 検出器で検出されることで、式 (1.6) に従う散乱ガンマ線の方位角分布が確認できると期待でき、その分布から偏光の検出が可能である [47]。また、IBIS は CdTe 検出器と CsI 検出器の同時事象を選択することで、コンプトン法 (後述) でのガンマ線検出が可能であり、SPI と同様に散乱ガンマ線の異方性から偏光を検出する能力が備わっている [48]。しかし、SPI も IBIS も偏光感度に関する地上較

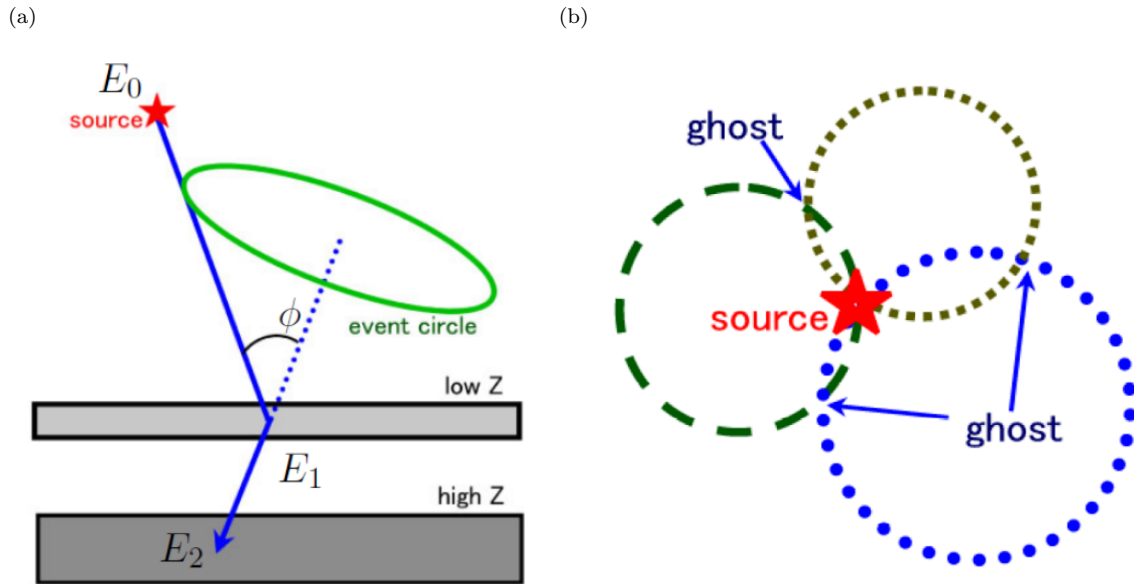


図 1.20 (a) コンプトン法の概念と (b) イメージング方法

正が不十分であったことや、マスクによる複雑な検出器応答を考慮する必要があることにより図 1.13 のように偏光観測結果に大きな不定性を残す [41]。

1.3.2 コンプトン法

コンプトン法はコンプトン散乱を利用した検出方法である。図 1.20(a) に示すように、2つの検出器からなり、入射ガンマ線に対して前段の検出器でコンプトン散乱を起こし、後段の検出器で光電吸収を起こさせる。コリメータを必要としないため、広い視野を確保できることがコンプトン法の強みの1つである。

前段の検出器で反跳電子のエネルギー E_1 と散乱点、後段の検出器で散乱ガンマ線のエネルギー E_2 と吸収位置を取得することで、入射ガンマ線のエネルギー E_0 と散乱角 ϕ をエネルギー・運動量保存則から、

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (1.9)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (1.10)$$

と求めることができる。ここで、 $m_e c^2$ は電子の静止エネルギーである。式 (1.10) より求めた散乱角 ϕ からガンマ線の到来方向を図 1.20(a) のように円状に制限することができる。一方で、電子の反跳方向を取得できていないため、円のどこから到来したのかは事象ごとには求まらず、光子の到来方向を決定するためには図 1.20(b) のように最低3イベントの円環が必要となる。しかし、同図のように偽のピークも出現し雑音となる。

CGRO 衛星に搭載された COMPTEL[49] はコンプトン法を利用した検出器で衛星に搭載された唯一の検出器であり、図 1.21 のように、前段検出器 (D1) に液体シンチレータ、後段 (D2) に NaI シンチレータを用いた構成となっている [49]。図 1.22 に示すように、観測終了から 20 年余りが経った今なお 1-30 MeV のエネルギー帯域のガンマ線の連続成分に対する感度は世界最高となっている。

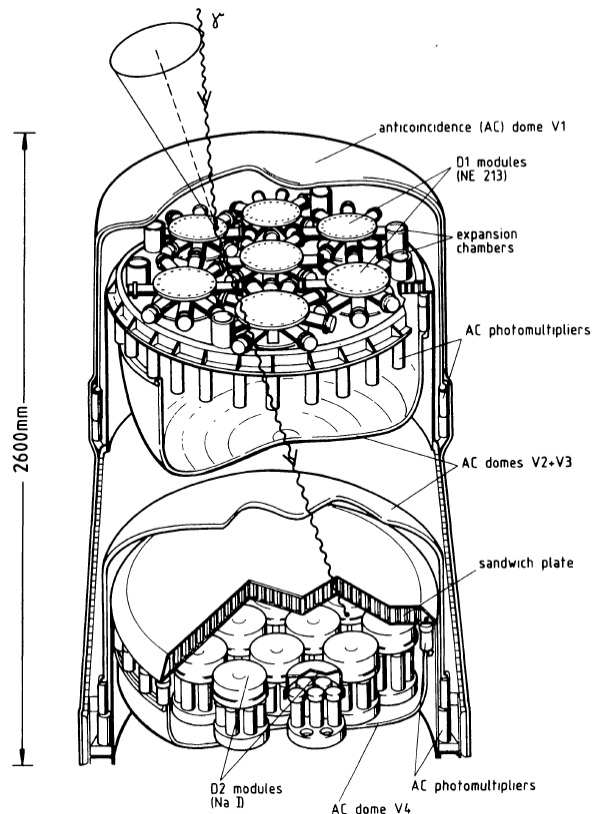


図 1.21 COMPTEL の構成図 [49]

MeV 帯域では、銀河系内、および系外の拡散ガンマ線や、衛星筐体と宇宙線の相互作用により生じるガンマ線など大量の雑音が存在する。図 1.23(a) に COMPTEL における雑音の発生源をまとめた図を示す [51]。その内訳は以下のとおりである [51]。

- A : 検出器内部で発生したガンマ線が D1 でコンプトン散乱し、D2 で光電吸収した事象
- B : 検出器の周りで発生したガンマ線が D1 でコンプトン散乱し、D2 で光電吸収した事象
- C : 検出器内部で発生した 2 つ以上のガンマ線が D1 と D2 でそれぞれ検出された事象
- D : 検出器の周りで発生した 2 つ以上のガンマ線が D1 と D2 でそれぞれ検出された事象
- E : 偶然同時計数による事象
- F : 宇宙線が検出器や衛星筐体に入射し、物質と相互作用して生じるガンマ線が D1、D2 で検出された事象

COMPTEL はこれらの雑音除去のため、反同時計数用のプラスチックシンチレータや、液体シンチレータにおける波形弁別による中性子・ガンマ線事象の分離のほか、1.5 m 離して置かれておかれた 2 段の検出器で発生する信号の時間差 (Time of Flight : ToF) を利用した [49]。COMPTEL におけるシミュレーションでの ToF の分布を図 1.23(b) に示す [51]。ToF の分布の前方ピークを取り出すことで多くのバックグラウンドを除くことができた。しかし、A、B のような期待する相互作用を起こした事象や C のうち D1 で相互作用が起こった事象は信号と同様に前方ピークを形成し、落とすことができない。また、広く連続的な分布をした D、E、F は前方ピークを取り出しても依然残る。したがって、ToF による事象選択を施しても、図 1.23(b) のよ

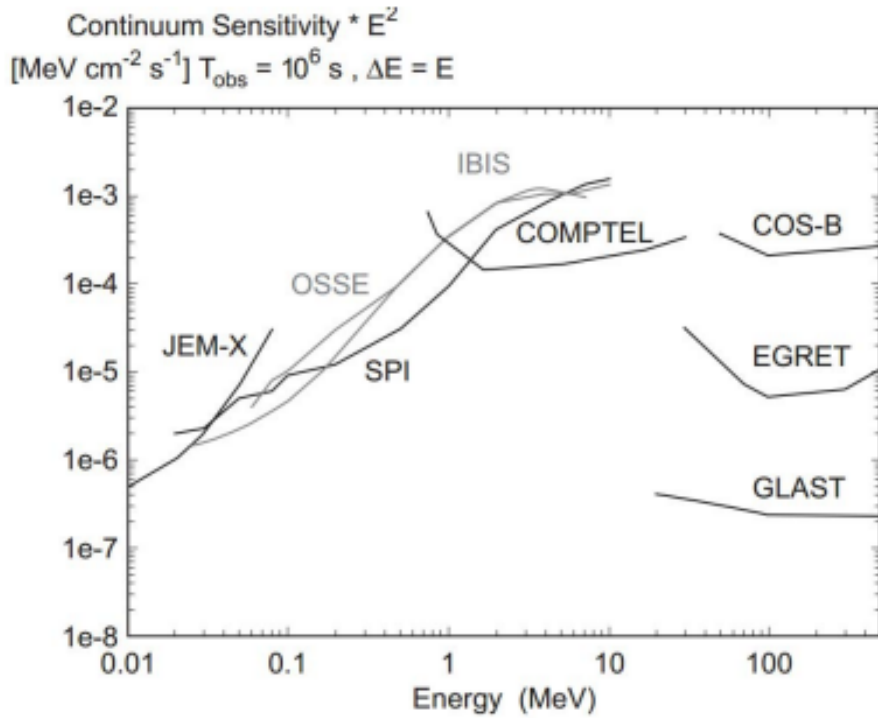


図 1.22 X 線、ガンマ線望遠鏡の連続成分に対する感度 [50]

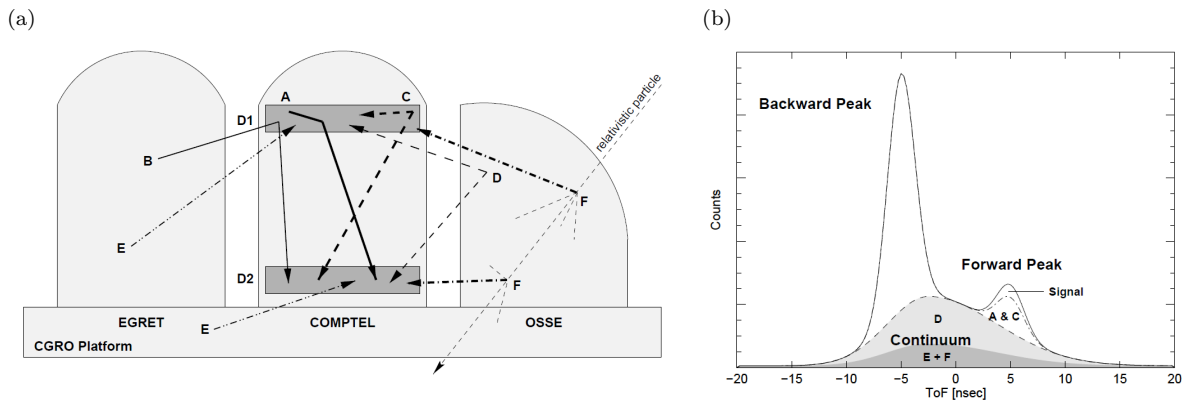


図 1.23 (a)COMPTEL における雑音事象と (b)ToF の分布 [51]

うにそのほとんどはバックグラウンドであり、よほど明るい天体でなければ観測が難しかったことが伺える。実際、衛星搭載時の COMPTEL の検出感度は、地上実験から予想される値より一桁悪い結果にとどまっている [50]。

一般に、コンプトン法を利用した検出器は、散乱ガンマ線の方向を 1 光子ごとに検出できるため、式 (1.6) に従う散乱ガンマ線の異方性を検出することで、入射光子の偏光状態を知ることができる。COMPTEL においても偏光検出は原理的に可能であるが、前方散乱が卓越するような検出器配置のため、偏光検出感度は低い

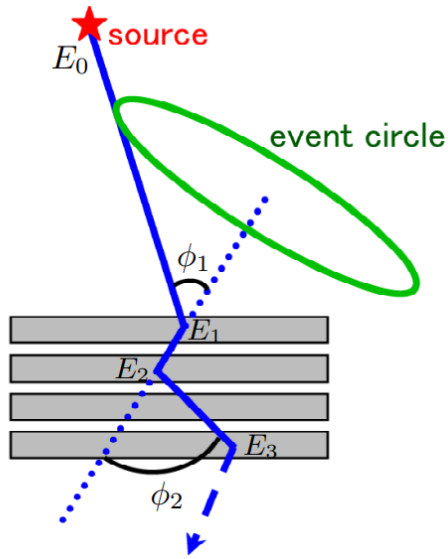


図 1.24 多重コンプトン法の原理

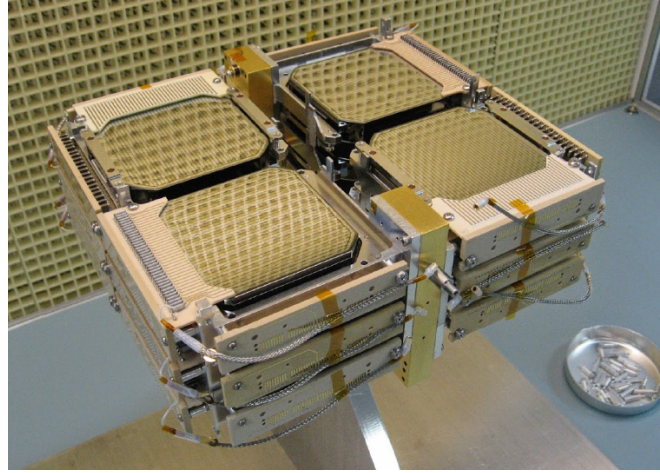


図 1.25 2016 年の気球実験時の COSI の写真 [54]

[52]。それに加え、宇宙の雑音過多な環境で十分な感度を得られなかったため、COMPTEL による有意な偏光検出は報告されていない。

1.3.3 多重コンプトン法

多重コンプトン法はコンプトン法を改良したものであり、その概念図を図 1.24 に示す。位置感度型検出器を複数重ねた構造をしている。コンプトン法では前段検出器でのコンプトン散乱、後段検出器での光電吸収を前提としているが、多重コンプトン法では、コンプトン散乱を起こして散乱ガンマ線が検出器外へ逃げてしまうイベントも再構成可能である。 i 回目の散乱でのエネルギー損失を E_i 、散乱角を ϕ_i とすると、入射ガンマ線のエネルギー E_0 は

$$E_0 = E_1 + \frac{1}{2} \left(E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}} \right) \quad (1.11)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (1.12)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (1.13)$$

と表せる [53]。しかし、ガンマ線の到来方向が円環上には制限できない点はコンプトン法と変わらない。さらに、ガンマ線再構成において、複数の散乱の順序をどのように決定するのかという難しさがある。

Compton Spectrometer and Imager (COSI)[54] は多重コンプトン法を用いた気球観測実験である。0.2-5 MeV に感度があり銀河中心領域における電子陽電子対消滅線、天体からの核ガンマ線といった輝線成分や偏光の観測を目的としている。12 枚の $8 \times 8 \times 1.5 \text{ cm}^3$ の Ge 検出器を散乱体・吸収体として用いており、2 次元直交ストリップによって読み出しを行なっている [54]。その周囲 5 面を CsI シンチレータで覆い、反同時計数を取っている。2016 年の気球実験では、かに星雲などのコンパクト天体のイメージの作成 [54] や銀河中

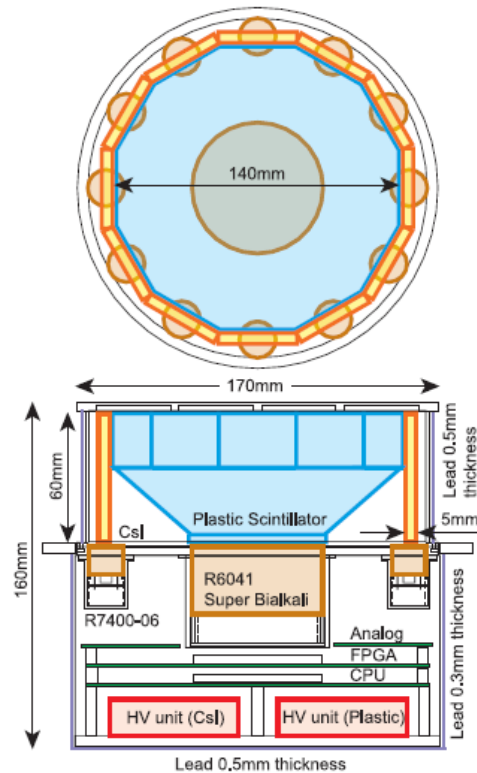


図 1.26 GAP 検出器の模式図 [57]

心領域の電子陽電子対消滅線のマップ [55] を行なった。フライト中に GRB 160530A も観測していたが、有意な偏光検出には至っていない [56]。

1.3.4 偏光観測に特化した検出器

～ 100 keV-1 MeV の光子の主要な反応はコンプトン散乱であるため、このエネルギー帯域での光子の偏光観測には式 (1.6) に従うコンプトン散乱における散乱ガンマ線の異方性を捉えるのが効率が良い。MeV 帯域において、その性質を利用した偏光観測に特化した検出器も存在する。そのような観測装置はいくつか存在するが、GRB のような突発天体の偏光観測に特化したもの、定常天体からの光子の偏光観測に特化したものの 2 つのタイプに大別される。前者の例として、GAP[57]、POLAR[58] などが、後者の例として、PoGO+[59] や *Hitomi*/SGD[60] などが挙げられる。

GAP・POLAR

Gamma-Ray Burst Polarimeter (GAP) は GRB の偏光観測に特化した検出器であり、2010 年に打ち上げられた日本の小型ソーラー電力セイル実証機 Interplanetary Kite-craft Accelerated by Radiation Of the Sun (IKAROS) に搭載された [57]。図 1.26 に示すように、GAP は中心にある 1 つのプラスチックシンチレータと、それを取り囲む 12 個の CsI(Tl) シンチレータからなり、入射ガンマ線をプラスチックシンチレータで散乱させ、CsI(Tl) シンチレータで散乱ガンマ線を吸収する。GAP は 3 つの GRB から有意度 $3-4\sigma$ での偏光検出を報告している [26, 61]。

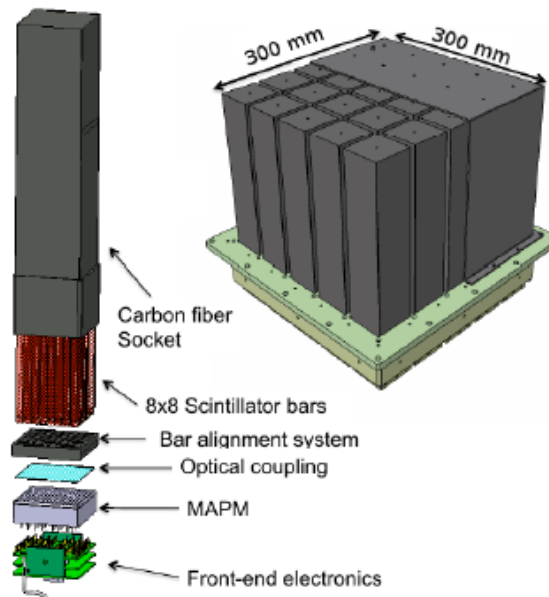


図 1.27 POLAR の模式図 [58]

POLAR は 50-500 keV のエネルギー帯域で GRB の偏光を観測する目的で開発された検出器で [58]、図 1.27 に示すように 1600 本の棒状のプラスチックシンチレータからなる。これらの中で入射ガンマ線のコンプトン散乱と散乱ガンマ線の光電吸収を起こしている。2016 年 9 月から 2017 年 3 月までに 55 個の GRB を観測し、うち 19 個の GRB の偏光を検出しているが、そのほとんどは小さな偏光度となっている [29, 62]。

一般に、GAP や POLAR のような GRB に特化した広視野の偏光検出器は、イメージング能力がないため、天体位置の特定を他の検出器に頼る必要がある。それにより、広い視野を持っていながらも検出可能な GRB の数は減少する。

PoGO+

PoGO+ は 20-160 keV の光子の偏光観測を目的とした気球実験であり、2016 年にスウェーデンのキルナより放球された [63]。図 1.28 に検出器の概要を示す。PoGO+ は長さ 12 cm の六角柱の形をした 61 本のプラスチックシンチレータとその前方に取り付けられた銅のコリメータ、および、反同時計数用の BGO シンチレータから構成される [63]。視野は $2^\circ \times 2^\circ$ に限られるものの、視野外からのガンマ線バックグラウンドを除去することにより、高い感度での偏光観測を実現している。PoGO+ はかにパルサー、かに星雲からの ~ 20 -160 keV のガンマ線観測で、偏光を有意度 $> 4\sigma$ で検出している (図 1.13)[41]。

コリメータを用いた偏光検出器は、視野を絞って定常天体の観測に特化し、視野外からのバックグラウンドを除去することで高い感度を実現している。一方で、天体の観測とは別にバックグラウンドの観測に気球や衛星での貴重な観測時間を割く必要があり、効率が悪くなる。また、SN 比を良くするには、コリメータを細かく、かつ長くする必要があるが、検出光子数がトレードオフとなり、感度向上は難しい。また、気球、衛星への搭載を考えると、重量の点からもコリメータを大きくすることは現実的でないうえに、宇宙線環境下ではコーデットマスクと同様に、コリメータ自身が雑音源となりうる。

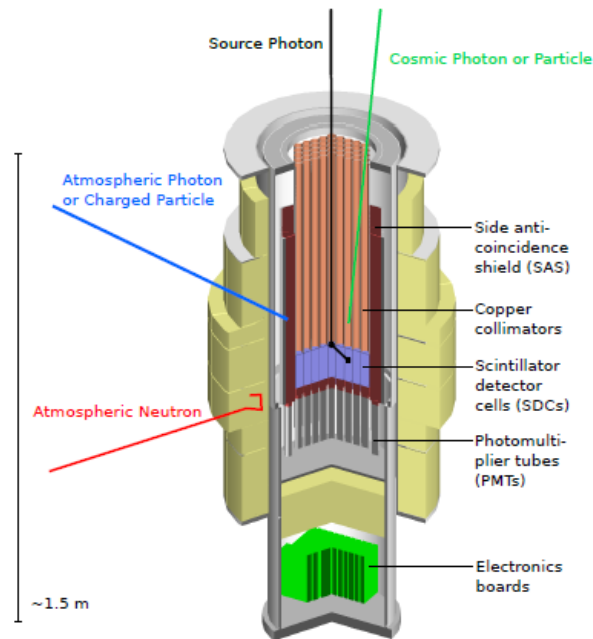


図 1.28 PoGO+ 検出器の概要 [63]

1.4 次世代望遠鏡への要求

以上見てきたように、sub-MeV から MeV にかけての帯域で偏光観測と撮像の両方を実現する検出器は未だ存在しない。光子の到来方向が分からなければ GRB のような突発天体の観測において検出天体数が減少し、また、回転駆動型パルサーのような定常天体の観測において、銀河系内、系外からの背景放射や宇宙線による雑音過多な sub-MeV から MeV 帯域では視野内の信号と雑音が分離できず、高い SN 比を得ることは難しい。次世代のガンマ線偏光観測望遠鏡としては、突発、定常天体の両方を観測すべく、広い視野と高い感度の双方を実現することが望まれる。そのためにも、1 光子ごとに到来方向を求めることが欠かせない。

そのためのアプローチとして、従来のコンプトン法で取得できていなかったコンプトン散乱における反跳電子の方向を含む、コンプトン散乱後の全パラメータを取得する方法が挙げられる。光子の到来方向を事象ごとに決定することができれば、可視光や電波、X 線での観測のように到来方向と取得データが 1 対 1 に対応する全単射な検出器が実現し、天体の撮像能力は格段に上がる。そのことが高い方向決定精度、高い雑音除去能力、広い視野、高い偏光検出能力を同時に実現する検出器の開発につながると考えられる。

第 2 章

電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画

前章で述べたように、MeV ガンマ線の観測を進展させるには、広視野でイメージングが可能な感度の高い検出器が必要である。そのためにも、コンプトン法を応用し、電子の反跳方向を含むコンプトン散乱における全物理量を取得し、到来方向を決定する必要がある。本章ではそのような要求を満たす検出器をして、我々が開発している電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera : ETCC) の概要、および ETCC を用いた実験計画である SMILE 計画について述べる。

2.1 ETCC の概要

ETCC の概念図を図 2.1 に示す。ETCC は、コンプトン散乱を起こし反跳電子の飛跡とエネルギーを捉える散乱体と散乱ガンマ線の吸収位置とエネルギーを捉える吸収体からなる。反跳電子の単位方向ベクトルを \vec{e} 、エネルギーを K_e 、散乱ガンマ線の単位方向ベクトルを \vec{g} 、エネルギーを E_γ とすると、入射ガンマ線のエネルギー E_0 と到来方向 \vec{s}_{rcs} は、エネルギー保存則と運動量保存則より、

$$E_0 = K_e + E_\gamma \quad (2.1)$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (2.2)$$

と一意に表される。ガンマ線の散乱角、電子の反跳角、散乱ガンマ線、反跳電子の方向ベクトルのなす角をそれぞれ ϕ 、 ψ 、 α とすると、 ϕ 、 ψ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (2.3)$$

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (2.4)$$

と表される。また、 α は運動学的に、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}, \quad (2.5)$$

幾何学的に、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (2.6)$$

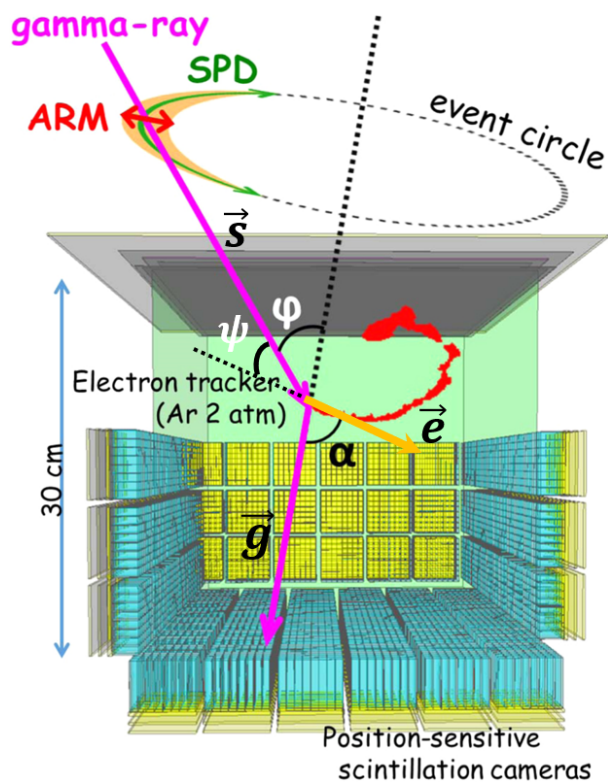


図 2.1 ETCC の概念図

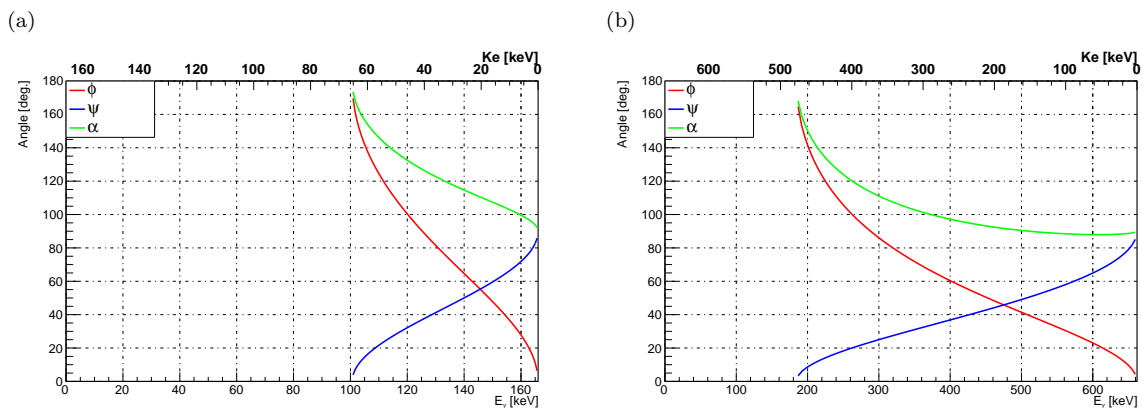


図 2.2 ϕ , ψ , α の E_γ 依存性 (a) $E_0 = 166$ keV (b) $E_0 = 662$ keV

と 2 通りの計算が可能である。これらの角度と散乱ガンマ線、反跳電子のエネルギーの関係を図 2.2 にまとめた。

α_{kin} と α_{geo} は独立に求まるパラメータであり、これらが一致するかを確認する、つまり、 δ_α をカットパラメータとして、

$$\Delta_{\cos \alpha} \equiv |\cos \alpha_{\text{kin}} - \cos \alpha_{\text{geo}}| < \delta_\alpha \quad (2.7)$$

という条件を取得したデータに課すことで、その事象がコンプトン散乱事象であるかについて強い制限をかけ

ることができる。この $\Delta_{\cos \alpha}$ を用いたコンプトン運動学テストは、散乱体で電子飛跡を取得するからこそ可能なものであり、従来のコンプトンカメラにはない ETCC 特有のものである。

2.1.1 ETCC における角度分解能の定義

ETCC では、光子の到来方向の決定精度として、Angular Resolution Measure (ARM) と Scatter Plane Deviation (SPD) という 2 つの量を定義する。この 2 つのパラメータにより、ガンマ線の到来方向の誤差範囲を図 2.1 のように従来コンプトン法のドーナツ状ではなく扇形に制限することができる。ARM は散乱角の決定精度であり、以下の式で定義される。

$$\Delta\phi_{\text{ARM}} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}\right). \quad (2.8)$$

ARM は円環の幅を決めるパラメータである。一方 SPD は、 \vec{g}, \vec{e} が張る散乱平面の決定精度であり、

$$\Delta\nu_{\text{SPD}} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \times \frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \cdot \frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|}\right) \quad (2.9)$$

と表される。ここで $\text{sign}()$ は括弧内の引数の符号のみをとる関数である。SPD は扇の角度の幅を決めるパラメータであり、電子飛跡を取得できる ETCC にも定義可能な物理量である。従来型のコンプトンカメラでは SPD は定義できず、その値は無限大となる。

一般に光学系において、角度分解能は点源広がり関数 (Point Spread Function : PSF) を用いて定義される。コーデットマスク法や従来コンプトン法では、光子の到来方向を事象ごとに決定することができず、データ空間と到来方向が 1 対 1 に対応しない非線形な画像しか取得できないため、本来の意味での角度分解能を定義することができない。一方、ETCC は光子の到来方向を事象ごとに決定し、データ空間と到来方向が 1 対 1 に対応する全単射な画像を取得することができるため定量性のあるイメージングが可能である。それゆえ、他波長と同様の PSF を定義することができる。ETCC の角度分解能は、点源からの入射光子の累積比率が 50% となる円の半径 (Half Power Radius : HPR) で定義している。図 2.3 に HPR の ARM、SPD への依存性を示す [64]。ARM、SPD の両方をバランス良く改善することが PSF の向上につながる。

2.2 ETCC の構成

我々が開発する ETCC では、散乱体にガスを用いる。電子が物質中を通過するとき、周辺物質との多重散乱により、反跳方向の情報を失いがちである。この散乱はモーリエ散乱と呼ばれ、散乱角の広がり θ_{rms} は、

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right) [\text{rad}] \quad (2.10)$$

と近似される [65]。ここで、 p は電子の運動量、 x は電子が通過する長さ、 X_0 は物質の放射長である。式 (2.10) に従って計算される Si、Ar ガス 1 気圧、CF₄ ガス 3 気圧中における散乱角 θ_{rms} を電子のエネルギーごとにプロットしたものを図 2.4 に示す [66]。200 keV の電子が、Si、Ar (1 気圧、20°C) 中で 10 度散乱する飛跡長はそれぞれ 10^{-2} mm、10 mm であり、三桁も異なる。このため、飛跡決定精度を上げるためには、散乱体には半導体検出器よりもガス飛跡検出器を用いることが適している。

荷電粒子が物質中を通過するとき、粒子のエネルギー損失率は Bethe-Bloch の式より、

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{4\pi N z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.11)$$

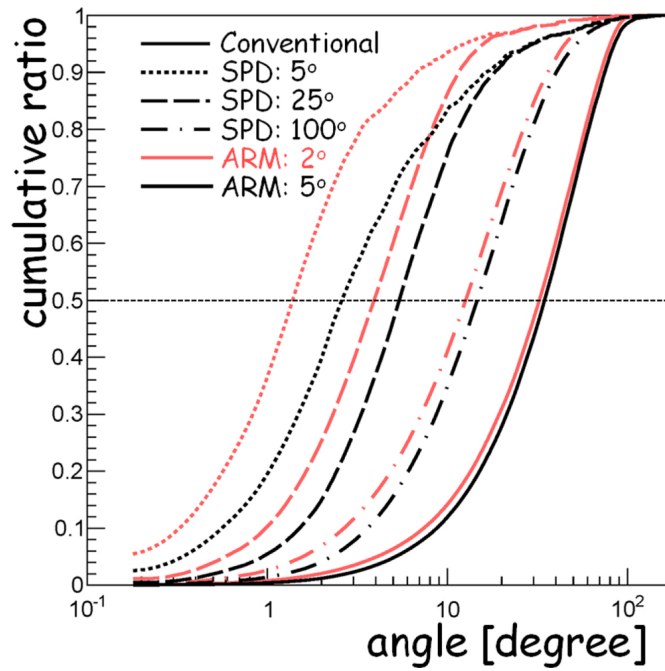


図 2.3 様々な ARM の値 (赤:2° 黒:5°) と SPD の値 (実線: 無限大 点破線:100° 破線:25° 点線:5°) における天空上での広がり角の累積比率 [64]

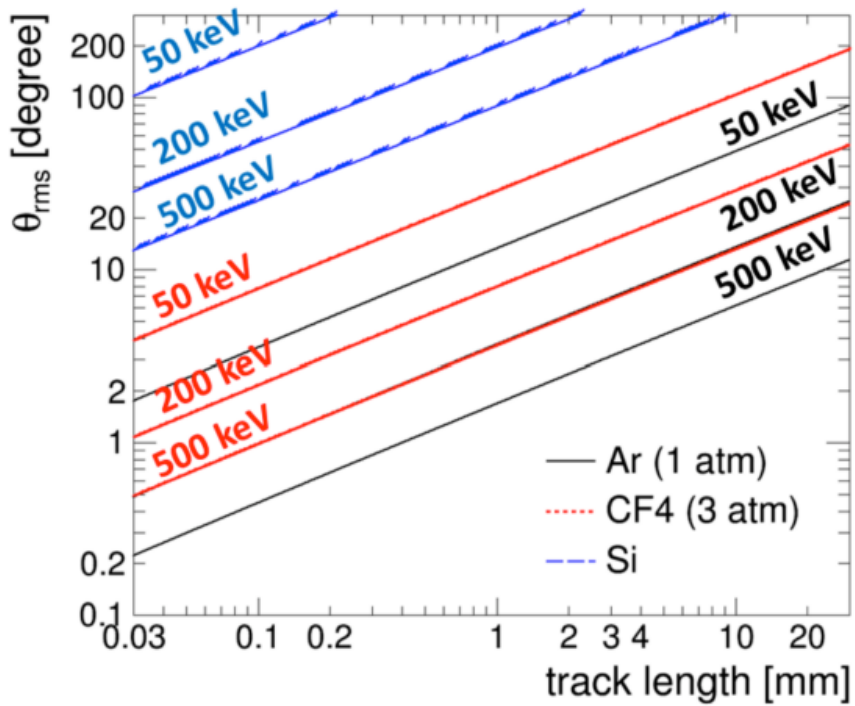


図 2.4 エネルギーごとに見た物質中における電子の飛行距離と散乱角の関係 [66]

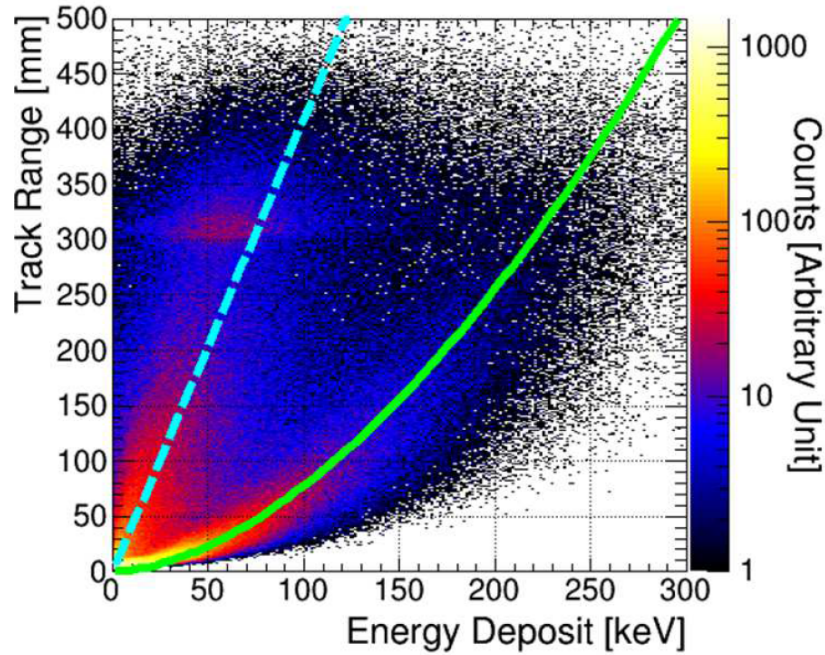


図 2.5 ガス飛跡検出器における荷電粒子のエネルギー損失と飛跡長の関係 [68]

となる [67]。ここで、 N はアボガドロ数、 A 、 ρ 、 I は物質の物質質量、密度、平均イオン化エネルギーであり、 z は荷電粒子の電荷量、 $\beta = v/c$ (v は荷電粒子の速度) である。この式は、エネルギー損失率が荷電粒子の種類やエネルギーで決まることを意味しており、飛跡から粒子種識別が可能である。その例を図 2.5 に示す [68]。図 2.5 の横軸は粒子が検出器に落としたエネルギー、縦軸は粒子の飛跡の長さを表しており、傾きはエネルギー損失率の逆数である。緑色の曲線は Ar 1 気圧中における電子のエネルギー E_e から求まる飛程の近似式 [67]

$$R_p [\text{mm}] = \frac{7.1}{\rho [\text{g/cm}^3]} (E_e [\text{MeV}])^{1.72} \quad (2.12)$$

を表しており、この曲線に沿った成分は TPC の有感領域内で電子がエネルギーを落とし切って止まった事象と考えられる。一方、水色の点線の傾きは Ar 1 気圧中における最小電離粒子のエネルギー損失率を表しており、宇宙線ミュオンが TPC をかすめる、或いは TPC 内で生成した電子がエネルギーを落とし切れずに TPC の有感領域外へ逃げ出した事象と考えることができる。また、TPC が 30 cm 立方であるため、飛跡長が 30 cm となる領域に集まった事象は TPC を通過した宇宙線によるものである。緑の曲線に沿った事象を取り出すことで雑音である宇宙線事象を排除し、有感領域内で止まった電子の事象のみ選択することができる。このエネルギー損失率による粒子識別も、コンプトン運動学テスト (式 (2.7)) とともに ETCC ならではの事象選択である。

コンプトンカメラの吸収体では、散乱ガンマ線を効率よく光電吸収することが望まれる。式 (1.2) より光電吸収確率は原子番号の 5 乗に比例するため、原子番号が大きく、阻止能が高い検出器が良い。そのため、我々は現在、阻止能の高い無機シンチレータを吸収体として使用している。無機シンチレータは半導体検出器に比べてエネルギー分解能では劣るものの、安価で大質量の検出器を作ることができ、 ~ 1 MeV のガンマ線を検出するうえでは適している。

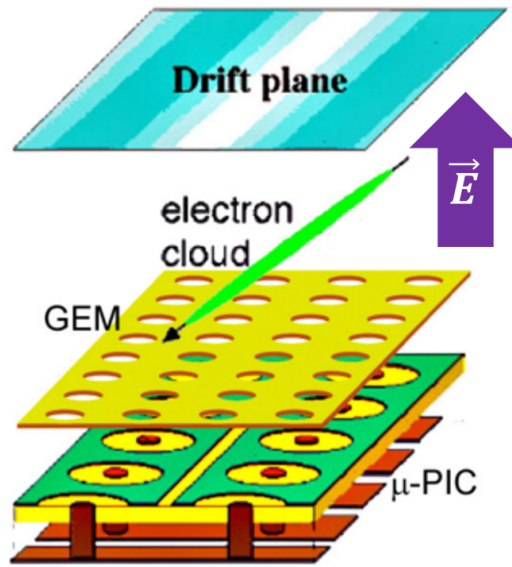


図 2.6 μ -PIC と GEM による TPC の概念図

2.2.1 ガス飛跡検出器

ETCC では、散乱体のガス飛跡検出器として、micro pixel chamber (μ -PIC)[69] と gas electron multiplier (GEM)[70] を用いた time projection chamber (TPC) を使用している。我々が使用している TPC の概念図を図 2.6 に示す。 μ -PIC は micro pattern gas detector (MPGD) の一種であり、一つ一つのピクセルが比例計数管を輪切りにしたような構造を持っている。アノードの直径は $50\ \mu\text{m}$ 、ピクセル間隔は $400\ \mu\text{m}$ で、読み出し数を減らすためアノード、カソードがそれぞれストリップ状につながった 2 次元ストリップ型電極を持つ。ピクセル型構造により、アノード近傍に強い電場が形成されるため、アノード付近で電子増幅を起こす。 μ -PIC はピクセル状の構造により電極破壊が起きにくく、ガス利得 6000 以上で安定に動作する [71]。最小電離粒子の Ar 1 気圧中でのエネルギー損失は $2.44\ \text{keV}/\text{cm}$ で [72]、電離電子 1 個を生じるのに必要なエネルギーは $26\ \text{eV}$ であるため [72]、最小電離粒子が Ar 1 気圧中を μ -PIC の 1 ピクセル分の距離 ($400\ \mu\text{m}$) だけ進むと、3.8 個の電子を生成する。この電離電子をノイズに埋もれることなく検出するためにはガス利得が $\sim 2 \times 10^4$ 必要であり、 μ -PIC 単体で不足するガス利得を補うため、GEM を活用している。GEM はポリイミドや液晶ポリマーの両面に銅膜が張られた構造をしており、無数の穴を持つ。2 枚の銅電極間に電位差をかけることで電離電子が穴を通過するときに増幅される。その利得は 10 程度であり、必要なガス利得を得つつ、 μ -PIC、GEM ともに利得を抑えた放電破壊に強い構造を実現している。TPC の動作原理は次のとおりである。TPC 内を荷電粒子が通過すると、その飛跡に沿って電子雲が形成される。電子雲が TPC 内を一様にかけた電場によりドリフトし、 μ -PIC で検出される。電場に垂直な方向は読み出し回路によりドリフト時間を計測することで、電子雲の位置を決定できる。

図 2.7 は TPC の信号読み出しに利用している基板である [74]。この基板は、8 つの Application Specific Integrated Circuit (ASIC)、4 つの Flash Analog-to-Digital Converter (FADC)、イーサネットポート、Field Programmable Gate Array (FPAG) からなる。 μ -PIC から送られてくる 256 ストリップの信号は 2 本ずつ

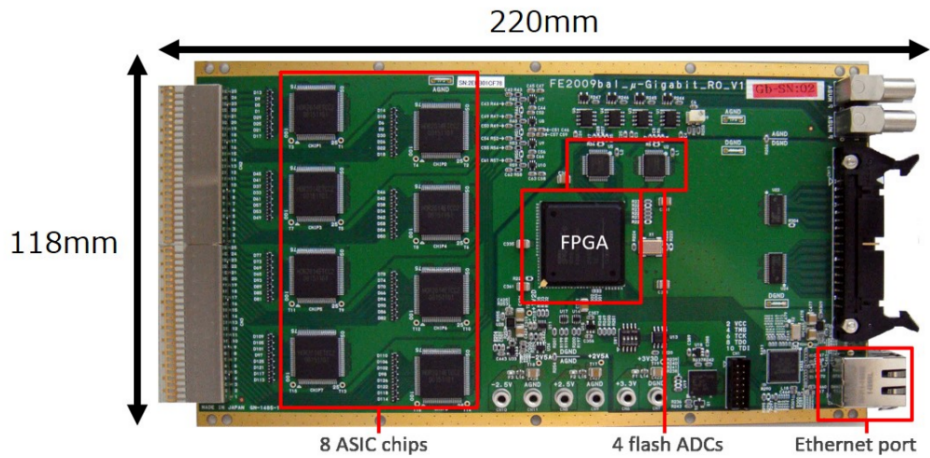


図 2.7 TPC の読み出し基板 [74]

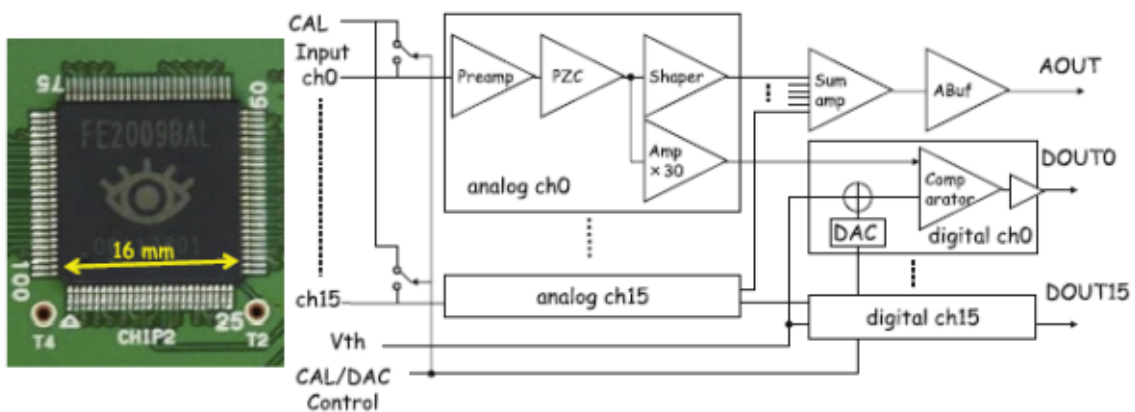


図 2.8 TPC の信号読み出しに用いる ASIC とその回路 [68]

まとめられて読み出し基板に入力される。図 2.8 にある ASIC は 1 つにつき 16 チャンネルのアナログ入力を持ち、各入力信号が前置増幅器、整形回路を経て 16 チャンネルのコンパレータ出力と 1 つのアナログサム出力がなされる [68]。コンパレータ内では各アンプの出力とスレッシュOLD 電圧を比較することで、各チャンネルのヒット情報をデジタル化している。その出力は FPGA 内で 100 MHz のクロックでサンプリングされる。アナログサム出力は 2 つの ASIC チップからの出力 (32 チャンネル分) がまとめて 1 つの FADC に入力され、波形情報がデジタル化されて FPGA へ送られる。なお、この FADC は 10 bit、50 MHz である。FPGA 内での信号処理を図 2.9 に示す。デジタル化されたヒット情報と波形情報は FPGA 内のリングバッファに逐次保存される。外部からの LVDS 信号のトリガーを受け取るとデータ取得を停止し、リングバッファのデータを $10.24 \mu\text{s}$ 分遡って読み出し、整形したのち first-in first-out (FIFO) を通じてイーサネットで PC に送信する仕組みとなっている。

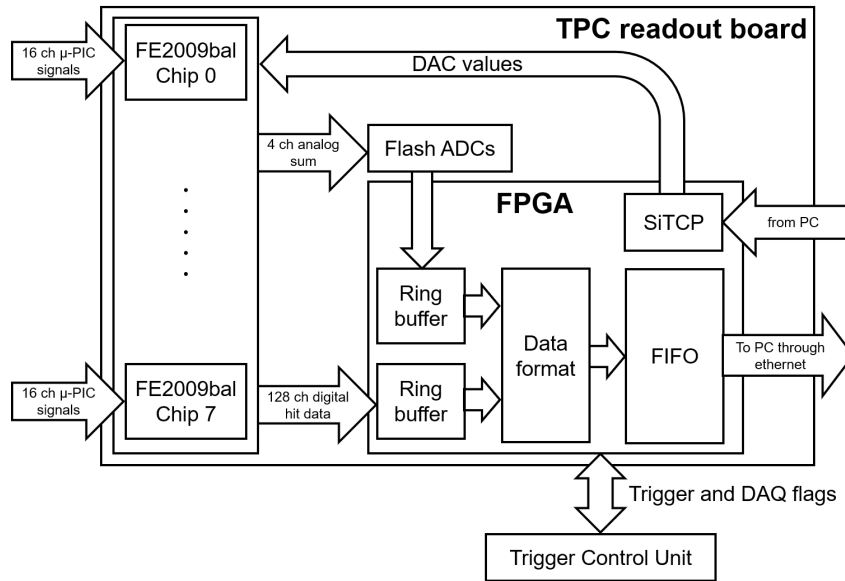


図 2.9 TPC 読み出し基板のブロックダイアグラム ([68] を一部改変)

2.2.2 シンチレーション検出器

ETCC における吸収体には、

- 散乱ガンマ線を効率良く検出する阻止能の高さ
- 高い ARM(式 (2.8)) を得るための高いエネルギー分解能
- 光子の吸収点の位置を正確に捉えるための高い位置分解能

が求められる。2018 年の SMILE-2+(2.4 節で後述) では、散乱ガンマ線の吸収体としてピクセル型の GSO ($\text{Gd}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) 無機シンチレータを使用した。長さは 13 または 26 mm であり、500 keV のガンマ線に対し 1 または 2 放射長という高い阻止能を有する。GSO は、早い減衰時間 (30-60 ns)、中庸なエネルギー分解能を持ち、放射化しにくく、潮解性がないという特徴がある。図 2.10 の左の写真のように、6 mm 角の GSO を 8×8 のアレイ上に並べた Pixel Scintillator Array (PSA) を使用している。PSA から信号読み出す光検出器としては、浜松ホトニクス社製のマルチアノード光電子増倍管 (photomultiplier tube : PMT) の H8500 を使用している。読み出し信号数削減のため、H8500 からの 64 チャンネルの信号を 100Ω の抵抗で接続し、読み出す信号を 4 端のみに限定している (図 2.10 右)。光子の入射位置の特定には 4 端信号の電荷重心から求めることができる。光子のエネルギーを E 、入射位置を (X, Y) 、4 端の電荷信号を Q_0, Q_1, Q_2, Q_3 とすると、

$$E \propto Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (2.13)$$

$$X = \frac{Q_0 + Q_1 - Q_2 - Q_3}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad (2.14)$$

$$Y = \frac{Q_0 - Q_1 + Q_2 - Q_3}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad (2.15)$$

と書ける。

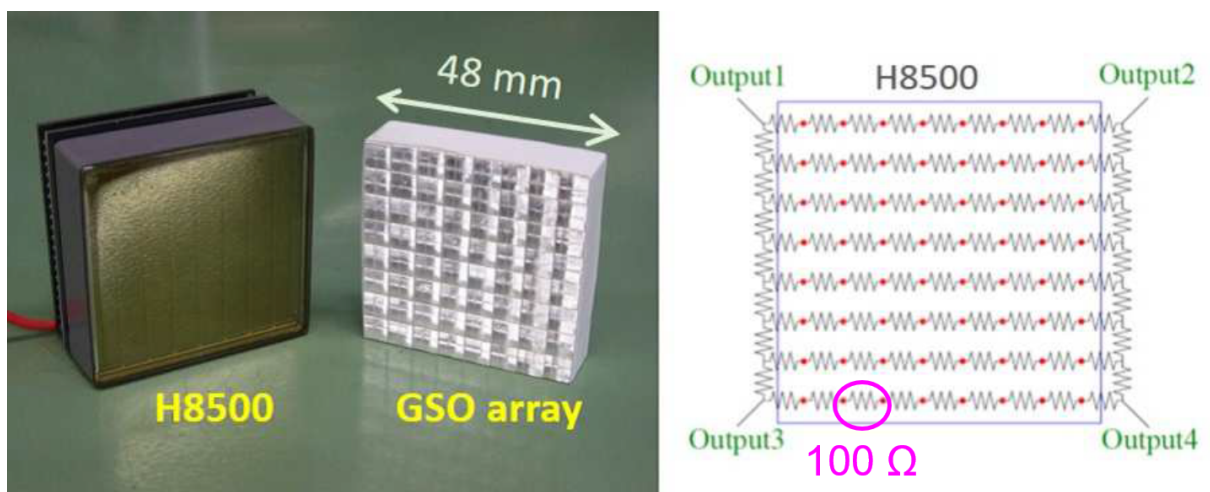


図 2.10 PMT H8500 と GSO ピクセルシンチレータアレイの写真 (左) と H8500 の信号を読み出す抵抗チェーンの模式図 (右)([68] に加筆)

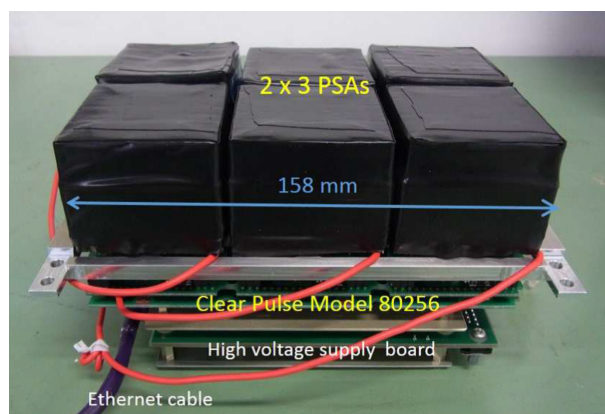


図 2.11 PSA の信号読み出しに用いるクリアパルス社製ヘッドアンプユニットモデル 80256 の写真 [68]

4 端信号の読み出し回路には図 2.11 にあるクリアパルス社製ヘッドアンプユニット モデル 80256 を使用し、波形の増幅、整形を行う。その波形はサンプルホールド式 ADC と事前に取得したテンプレートから、波高値をイーサネット経由で PC に送信する。

2.2.3 ETCC のデータ収集システム

ETCC では、コンプトン散乱における反跳電子を TPC で、散乱ガンマ線を PSA で同時に検出する。その際、TPC で信号が検出されるタイミングは、PSA の信号検出タイミングよりも TPC 中での電子のドリフト時間 (0-10 μs) だけ遅れて発生する。データ収集 (Data Acquisition : DAQ) 時の信号のタイミングチャートを図 2.12 に示す。トリガーをかける論理は以下のような Common-Start 型方式を採用している。

まず、PSA のヒットでトリガーを生成する。PSA のデータをデジタル化しつつ、同時に TPC に信号を送り、TPC のデータの有無を確認する。TPC にデータが存在すれば、TPC、PSA とともに PC にデータを送信し、TPC にデータが存在しなければ、TPC、PSA とともにデータを破棄してスタンバイ状態に戻る。TPC と

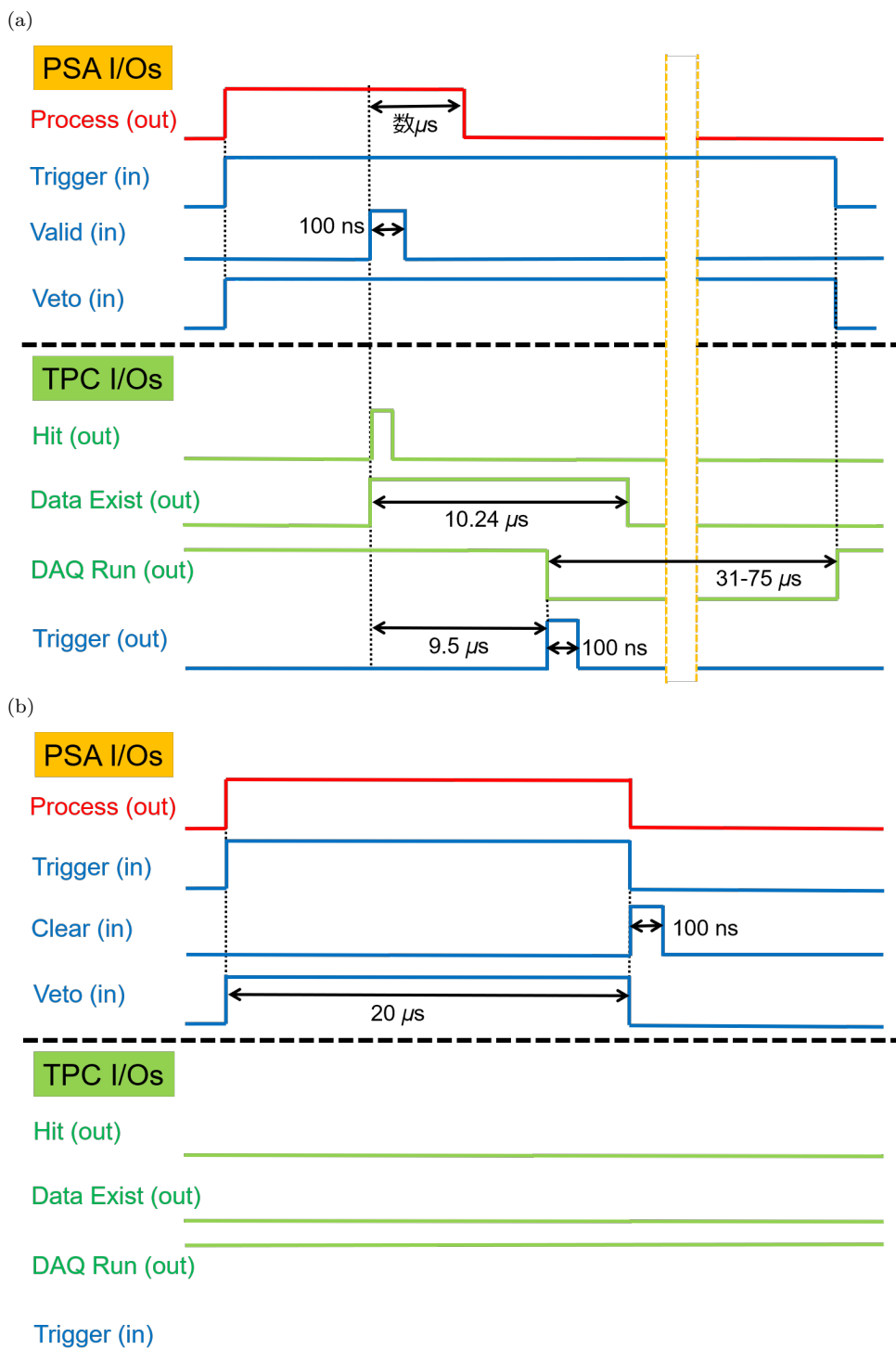


図 2.12 現行の ETCC におけるデータ収集のための信号のタイミングチャート。(a)TPC にデータがある時 (b)TPC にデータがない時

表 2.1 データ収集に用いる TPC の信号

| 信号名 | 方向 | 説明 |
|-------------|----|----------------------------|
| Hit | 出力 | ヒットがあったタイミングで信号を出力 |
| Data Exist | 出力 | リングバッファにデータがある |
| DAQ Run | 出力 | High の時、リングバッファに書き込み可能 |
| DAQ Enable | 入力 | SiTCP の許可 |
| Trigger | 入力 | リングバッファからのデータを整形し、FIFO へ送る |
| Count Reset | 入力 | トリガー番号のリセット |

表 2.2 データ収集に用いる PSA の信号

| 信号名 | 方向 | 説明 |
|---------|----|-------------------------|
| Process | 出力 | 信号が閾値を超えると出力 |
| Trigger | 入力 | データを処理する |
| Valid | 入力 | データを PC 送信用の FIFO へ送信する |
| Clear | 入力 | データを破棄する |
| Veto | 入力 | Trigger の入力禁止 |

PSA のデータ収集に用いられる信号は表 2.1、表 2.2 にまとめた。これらの信号の規格は LVDS である。

2.3 偏光検出能力

ETCC では散乱ガンマ線の方向を事象ごとに検出するため、他のコンプトンカメラと同様に、式 (1.6) に従うガンマ線の散乱方向の異方性から入射光子の偏光状態を知ることができる。ETCC の偏光検出能力を実証するため、SPring-8 のビームラインを用いて、ETCC の軸方向と軸以外の方向から偏光した光子を ETCC に入射させる 2 通りの実験を実施した。[73]。ここでは、偏光検出の条件として難しいとされる軸外から光子を入射させたときの測定について触れておく。

図 2.13 に SPring-8 における ETCC での偏光測定のセットアップを示す。ビームラインからの $> 99\%$ 偏光した 182 keV のガンマ線を厚さ 10 mm の Al 板に照射し、コンプトン散乱させる。エネルギーが 147-179 keV となった散乱ガンマ線は偏光度 98-99% で ETCC の上部から入射角 $\sim 30^\circ$ で入射する。この時に得られた散乱ガンマ線の方位角分布を図 2.14(a) に示す。散乱ガンマ線の方向は検出器から見た座標 (図 2.13 中 X 、 Y 、 Z) ではなく、事象ごとに決定される入射光子から見た座標 (図 2.13 中 X_p 、 Y_p 、 Z_p) に直しており、その振る舞いは事前のシミュレーションと一致した [73]。検出器の形状が光子の入射軸に対し非対称な時、散乱方向ごとの検出効率の違いから無偏光な光子の場合でも散乱ガンマ線の分布に偽のモジュレーションが現れる。そのような検出器由来の異方性を消すために、得られた分布を、無偏光状態の光子を照射したときに生じる分布で規格化したものが、図 2.14(b) である。この分布は式 (1.6) から期待される $\cos^2 \phi$ の分布に合致し、モジュレーションファクターは 154 keV の光子に対し 0.65 ± 0.01 と高い値が得られ、また、軸方向から偏光した光子を ETCC に入射させた時と同等の値が得られた [73]。これらの測定により、衛星規模の ETCC であれば偏光度 $> 10\%$ の GRB を年間 20 個以上検出可能であると見積もられている [73]。

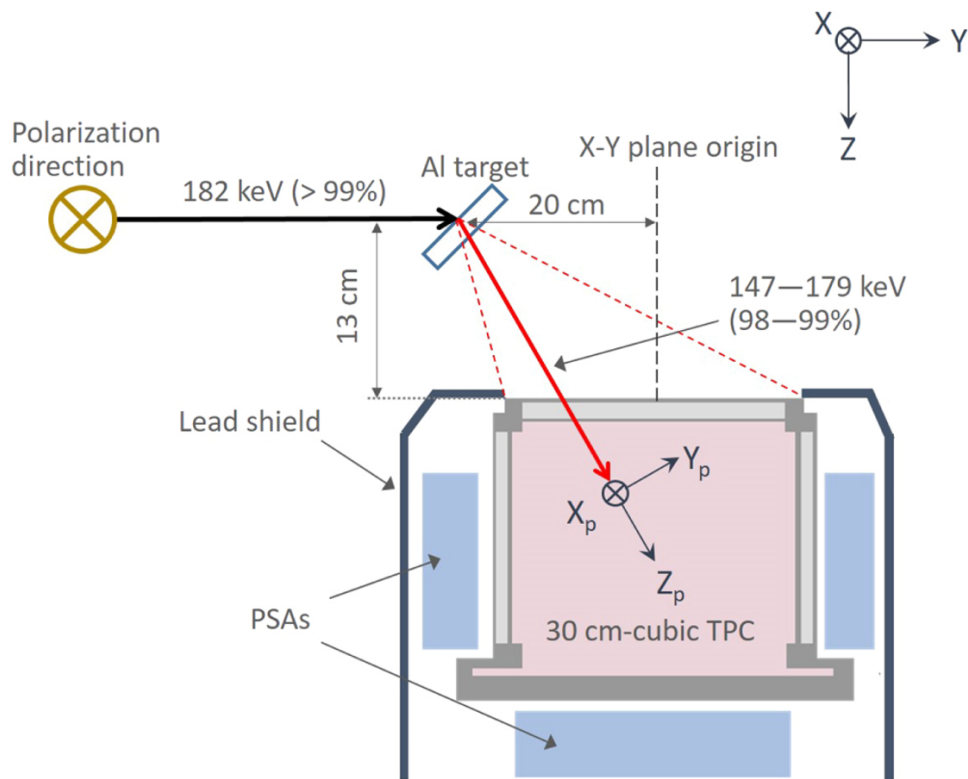


図 2.13 Spring-8 での偏光測定実験のセットアップ [73]

2.4 SMILE 計画

我々は、ETCC による MeV ガンマ線観測の原理実証、および科学観測を目的とした実験計画として Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) 計画を進めている。これは、ETCC を気球に搭載した実験で原理実証を進め、最終的には衛星に搭載して全天観測を目指すというものである。

第一回の気球実験 SMILE-I は 2006 年に三陸沖で実施され、ETCC の上空での動作と雑音除去能力の実証を目的として行われた。宇宙背景ガンマ線、大気ガンマ線の観測に成功し、いずれも過去の他観測と矛盾のない結果が得られた [75]。ETCC が宇宙環境下においても高い雑音除去能力を発揮できることを立証した [75]。

第二回の気球実験 SMILE-2+ は、ETCC の天体撮像・分光能力の実証を目的に、2018 年にオーストラリアのアリススプリングスにて実施された。約 1 日間のフライトで、標準光源であるかに星雲をターゲットに観測を行なった。図 2.15 は ETCC でかに星雲が南中する 5 時間程度で取得したエネルギー・スペクトルである。ここで、ON 領域のスペクトルはかに星雲が南中する前後の時間のもの、OFF 時間のスペクトルは ON 時間と同程度の飛行高度で、かに星雲の高度が減少し、かつ明るい天体が ETCC の視野内に存在しない時間のものである。ETCC は 0.15-2.1 MeV のエネルギー帯域でかに星雲からのガンマ線を有意度 4.0σ で検出し、事前の予測と合致する結果を得た [76]。図 2.16 は SMILE-2+ で観測したかに星雲のフラックスであり、他の過去観測と良い一致を見せた [76]。

SMILE-I および SMILE-2+ で ETCC の原理実証が実現したため、我々は次期計画 SMILE-3 で本格的な

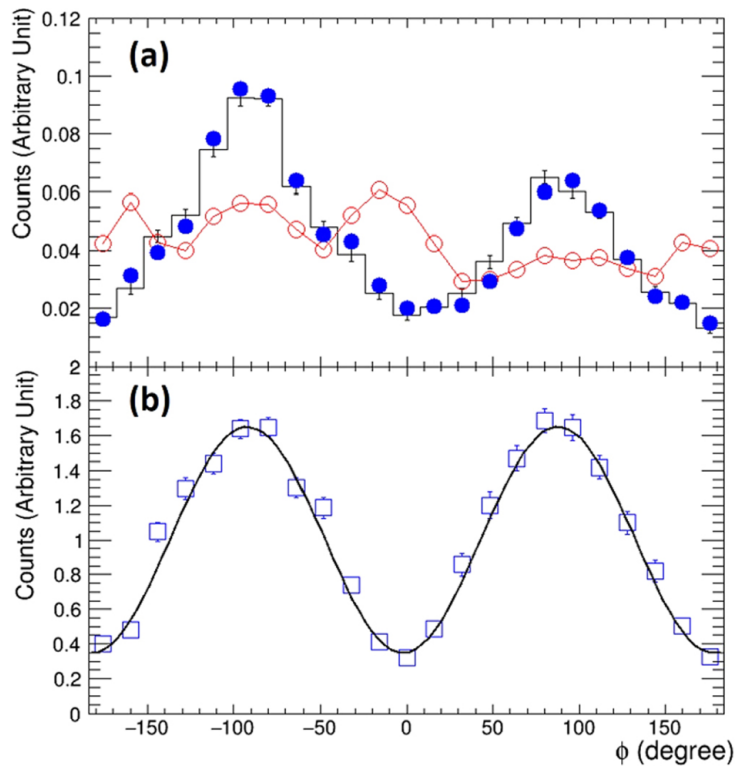


図 2.14 Spring-8 での偏光測定の結果 [73] (a) 入射角 30 度で偏光光子を ETCC に照射したときに得られる散乱ガンマ線の方位角分布 (黒) とシミュレーションから得られる無偏光状態の光子を照射したときの方位角分布 (赤)。丸印はシミュレーションから得られる値 (b) 無偏光状態の光子を照射時の異方で補正した散乱ガンマ線の方位角分布

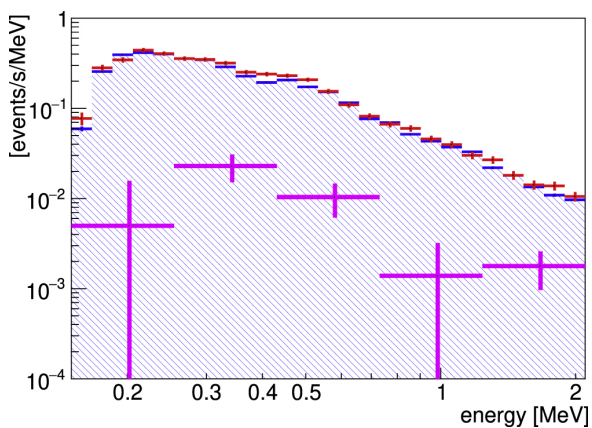


図 2.15 SMILE-2+ で取得したかに星雲のエネルギースペクトル [76]

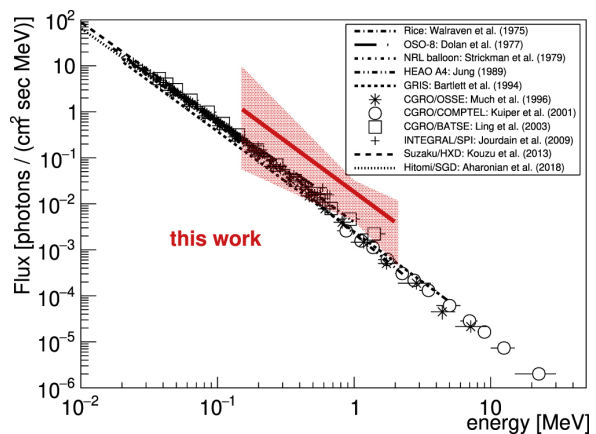


図 2.16 SMILE-2+ で取得したかに星雲のエネルギーフラックス [76]。赤実線は SMILE-2+ によるベストフィット、網掛けは 1σ の統計誤差を示す。

科学観測を計画している。SMILE-3 では約 1 か月間の長期間気球実験で、銀河中心領域、かに星雲に加え、GRB、Cyg X-1、Centaurus A などターゲットに据え、複数回の気球観測を行なう予定である。SMILE-3 に向けて ETCC の有効面積を 5-10 倍、角度分解能を 2-3 倍、エネルギー分解能を 511 keV の FWHM で 8-9% にし、感度を SMILE-2+ の 10 倍にして観測を実施するため、

- TPC の充填ガスを Ar ベースのガス 2 気圧から CF₄ ベースのガス 3 気圧にすることによる有効面積の拡大
- μ -PIC を 2 軸から 3 軸に変更することによる電子飛跡の不定性削減 [77]
- PSA の光読み出しを PMT から Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) に変更することによるエネルギー分解能の向上 [78]
- トリガー方式の変更による不感時間の削減 [74]

といった開発を行なっている。

2.5 現行の ETCC が抱える課題

GRB やかにパルサー、かに星雲の観測には sub-MeV 領域での感度の高さが重要であることは 1 章で述べた。ガンマ線望遠鏡の感度は、有意度 3σ で観測可能な最小の光子フラックス $F_{\min} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ で定義され、エネルギー E で到来方向 (Θ, Φ) のガンマ線に対しては、

$$F_{\min}(E, \Theta, \Phi) = 3 \cdot \sqrt{\frac{\frac{dF_B}{dE} \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega}{A_{\text{eff}}(E, \Theta, \Phi) \cdot T_{\text{obs}}}} \quad (2.16)$$

と書ける [79]。ここで、 $dF_B/dE [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}]$ はバックグラウンドのスペクトル、 $\Delta E [\text{MeV}]$ はエネルギー分解能、 $\Delta \Omega [\text{sr}]$ は角度分解能、 $A_{\text{eff}} [\text{cm}^2]$ は有効面積、 $T_{\text{obs}} [\text{s}]$ は観測時間である。観測時間は有限であるため、感度を向上するには検出器のエネルギー分解能、角度分解能、有効面積を上げる必要がある。このうち、有効面積は 2.4 節で述べたように、TPC の充填ガスを変更することで実現を図る予定である。

SMILE-2+ で吸収体に用いた GSO シンチレータのエネルギー分解能と ARM は 662 keV の FWHM でそれぞれ 11-13%、10.5° であった [76]。150 keV の光子が TPC で散乱角 30° のコンプトン散乱を起こす場合を考えると、GSO シンチレータのエネルギー分解能 ($\sim 25\%$) では式 (2.3) から求まる散乱角は 10° 程度真の値からずれ得る。シンチレータの中でエネルギー分解能が良いとされる LaBr₃ ですら 150 keV でのエネルギー分解能は 7% 程度であり [80]、同様に計算すると散乱角は 2-3° 程ずれてしまう。この散乱角の誤差を 1° 以下に抑えるために必要なエネルギー分解能は 150 keV の FWHM で 3-4% であり、吸収体にシンチレータを用いる以上、高い方向決定精度を得ることは困難である。

この問題を解決するため、半導体検出器をガス TPC と組み合わせた新たな ETCC の可能性を検討した。一般に、半導体検出器はシンチレーション検出器よりもエネルギー分解能が高く、低エネルギー光子をより高い感度で検出することが期待できる。従来システムに加えて半導体検出器を TPC と GSO シンチレータの間に配置することで、 $\sim 1 \text{ MeV}$ のガンマ線を TPC と GSO シンチレータで観測しつつ、 $\sim 100 \text{ keV}$ のガンマ線を TPC と半導体検出器で従来より高感度で観測することが実現できると考えている。その候補となる半導体検出器の主な性質を表 2.3 にまとめた。2.2.2 節で述べたように、コンプトンカメラの吸収体では阻止能の高さとエネルギー分解能、位置分解能が必要となる。Si 検出器は原子番号と密度が小さく、阻止能の点から要求に適合しない。Ge 検出器は優れたエネルギー分解能を持ち、Si に比べて阻止能も高いものの、バンド

表 2.3 主な半導体検出器の諸性質 [81, 82]。Si、Ge は 77 K での性質。CdTe、Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te は室温での性質。 $\mu_{e,h}$ 、 $\tau_{e,h}$ はそれぞれ電子と正孔の移動度と寿命。

| 半導体 | Si | Ge | CdTe | Cd _{0.9} Zn _{0.1} Te |
|------------------------------------|--------------------|------|----------------------|--|
| 密度 (g/cm ³) | 2.33 | 5.33 | 6.2 | 5.78 |
| 原子番号 | 14 | 32 | 48, 52 | 48, 30, 52 |
| $\mu_e\tau_e$ (cm ² /V) | 4×10^{-1} | 1 | 3×10^{-3} | 7×10^{-3} |
| $\mu_h\tau_h$ (cm ² /V) | 2×10^{-1} | 1 | 2.6×10^{-4} | 9×10^{-5} |

ギャップエネルギーの低さから検出器の冷却が必須であり、気球や衛星に搭載する際は消費電力の点で不利である。また、COSI が採用しているようなストリップ電極型の Ge 検出器は存在するものの [54]、ピクセル化された Ge 結晶は存在せず、高い位置分解能を得ることは難しい。一方で CdTe 及び CdZnTe (CZT) 検出器は Si や Ge に比べるとエネルギー分解能が劣るものの、高い原子番号、高い密度を有し、半導体検出器の中で優れた阻止能を持つうえに、室温で動作する冷却が不要な検出器である。厚さ 2 mm、4 mm ピッチのピクセル型の CZT 検出器でエネルギー分解能 4.2 keV (122 keV の FWHM、3.4%) を達成したという報告もあり [83]、SMILE 計画に最も合致した検出器と言える。

そこで、本論文では、散乱体の TPC はそのままに、吸収体に CZT を利用した ETCC(以降、CZT-ETCC と呼称する) を試作し、低エネルギーガンマ線のイメージングを行ない、まず ETCC として動作することができるかを確認し、そのうえでシンチレータ使用時と角度分解能を比較して評価することを目的とした。CZT 検出器を ETCC に組み込むにあたり、CZT の注意すべき性質は、入射した放射線により生成するキャリアの移動度が低いことである。これにより、キャリアが電極に辿り着くまで信号が検出されず、その典型的なドリフト時間は厚さ 5 mm、逆バイアス電圧 -500 V で 0.5 - 1 μ s である。よって、CZT 検出器を使用する場合、吸収体で信号が検出され、TPC でガス中でのドリフト時間分 (典型的には 0 - 10 μ s) だけ遅れてくる電子の信号を待ち受けるという現行の ETCC の DAQ は利用できない。そこで、まずは CZT-ETCC でも利用可能な新しいデータ収集システムの開発に取り組み、その動作試験を従来の GSO シンチレータを使用した ETCC で行なった。概要を 3 章で説明する。続く 4 章では、CZT-ETCC の作成にあたっての CZT のエネルギー分解能、時間分解能の評価、最後に 5 章で CZT-ETCC の性能評価について述べる。

第3章

ETCC の新しいデータ収集システムの開発

2章で述べたように、現行のシステムでの CZT-ETCC のデータ収集は、CZT のキャリアの移動時間があることにより難しい。そこで、3.1 節で言及する Common-Stop 型のトリガー方式の導入を検討した。このトリガー方式は CZT-ETCC の動作を実現するだけでなく、従来のシステムに実装することで不感時間を大幅に削減できることも期待される [74]。続く 3.2 節では Common-Stop 型のトリガー回路の開発について述べ、3.3 節にて、実験室レベルでの新データ収集システムの動作を、3.4 節にて、Common-Stop 型 DAQ の不感時間削減の効果を確認するために実施した京都大学複合原子力科学研究所 (複合研) の高線量 ($\sim 1 \mu\text{Sv/h}$) 場での測定の概要と結果について述べる。

3.1 Common-Stop 型トリガー方式について

図 3.1(a) は我々の現行の DAQ である Common-Start 型トリガー方式のイメージである。概要は 2.2.3 節で述べた通りである。ここで、Common-Start 型では、先にシンチレータにヒットがあり、そこから電子のドリフト時間分だけ TPC の信号が遅れて検出される、という事実を前提にしている。2.4 節で述べたように、吸収体に CZT を用いる場合、CZT 中でキャリアのドリフト時間が最大 $0.5\text{-}1 \mu\text{s}$ 存在することからこの前提

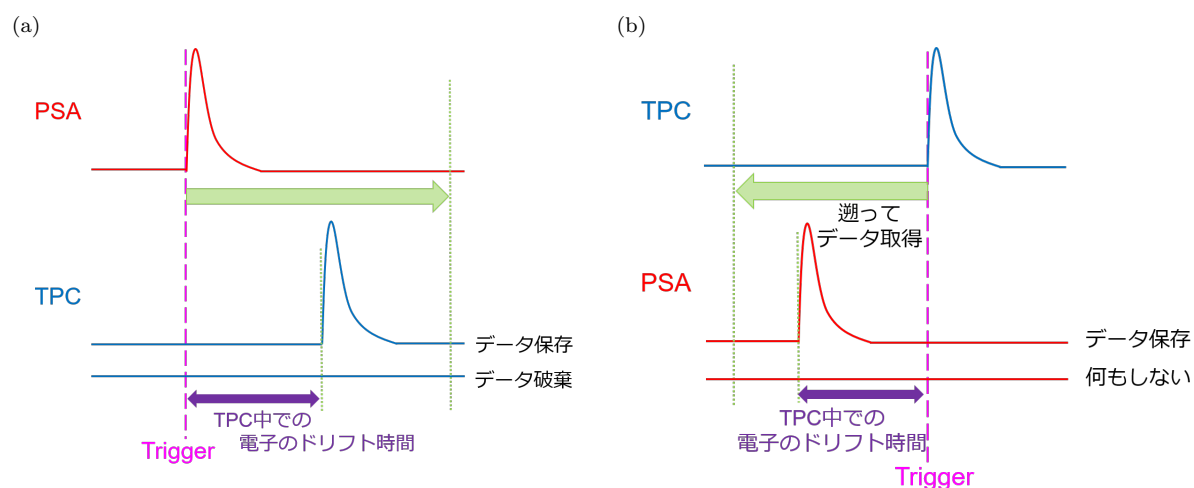


図 3.1 Common-Start 型のトリガー方式 (左) と Common-Stop 型のトリガー方式 (右) の概念。図はいずれも散乱体が PSA の時を仮定。

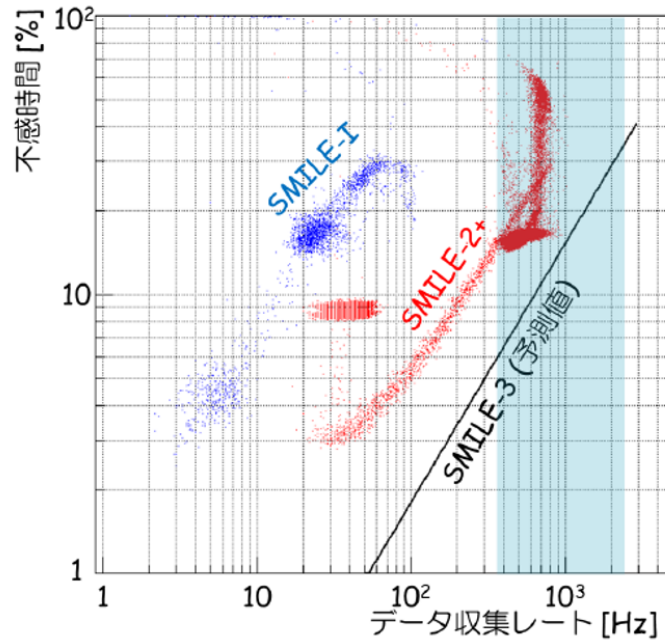


図 3.2 SMILE 実験におけるデータ収集レートと不感時間の関係 [84]

は破綻する。

この問題の解決策となりうるのが図 3.1(b) に示す Common-Stop 型のトリガー方式である。ある一定時間内に TPC と PSA(または CZT) の双方にヒットがあった時のみトリガーし、トリガーから遡ってデータを取得する、というものである。Common-Stop 型では、Common-Start 型にあったような検出器自体に課される前提はなく、その意味で‘柔軟な’データ収集システムといえる。図 3.1(b) では、ETCC の吸収体が PSA の時を想定しているが、吸収体が CZT に置き換わっても適用可能な概念である。

図 3.2 に過去の気球実験における不感時間のトリガーレート依存性を示す [84]。SMILE-I では、シンチレータのヒットごとに TPC のヒットの有無を確認し、同時が取れた時にデータ収集用 CPU に割り込みをかけ、VME でデータを送信していた。そのため、VME の通信の遅さが不感時間を上げる要因となっていた。SMILE-2+ では、通信を VME からギガビットイーサネットによる通信に変更したことで [74]、不感時間がある程度削減することに成功した。一方で、Common-Start 型のトリガーの論理は SMILE-I と同じであり、PSA のヒットがあるごとに、PSA のデータ処理に必要な $20\ \mu\text{s}$ の veto をかけ、その間に TPC にヒットがなかった場合、データを PSA から CPU に転送せずに破棄していた。しかし、シンチレータのヒットレートは TPC のヒットレートより地上で 2 桁、気球高度で 1 桁程度多く、トリガーしても PSA に信号があるが TPC に信号がない、という事象がほとんどであり、取得しないデータの処理にかけていた時間が大半だった。SMILE-3 では有効面積の拡大や GRB などの突発天体の観測のため、さらなる高レート耐性を要する。そのためにも、ETCC の不感時間削減は重要な課題である。PSA と TPC の両方に信号がある時のみトリガーを発行する Common-Stop 型のトリガー方式であれば、さらに不感時間を減らし、 $\sim 1\ \text{kHz}$ でのデータ収集が可能になると期待される [74]。

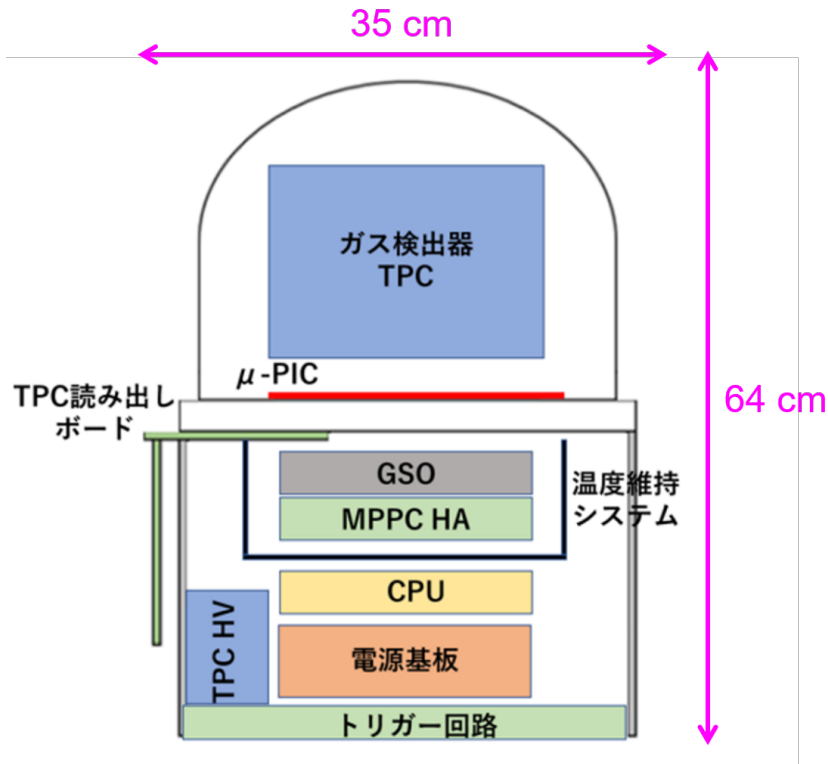


図 3.3 原子力事業に用いる ETCC の概念図

3.2 新しいトリガー回路の開発

前節でのアイデアを受けて、実際に新しいデータ収集システムを開発した。ここではその内容についてトリガーシステムと組み合わせる TPC と PSA について紹介した後、DAQ 部分を司る Trigger Control Unit (TCU) について説明する。最終的には、新しい DAQ で ETCC の不感時間が削減できたかを確認するため、複合研の原子炉建屋内に作製した ETCC を設置し、一般の実験室では成し得ない高線量下で不感時間を測定する試験を実施することにした。

ETCC は環境放射線モニタリングの装置として原子力事業の分野へも応用されている [85]。今回の複合研でのガンマ線計測においても原子炉内での測定のため、コンパクトかつ簡便なシステムが求められる。そのため、図 3.3 のように TPC の下の空間に全てのシステムが収まるコンパクトな ETCC を開発した。

3.2.1 TPC

今回用いた TPC を図 3.4 に示す。容器は 3 mm 厚のアルミニウムできており、屋外での使用のため、その上から白色塗料を塗布している。図 3.5(a) のようにリング状の電極を 21 段重ね、その間を 20 MΩ の抵抗で接続して電位差を与えることで、図 3.5(b) の鉛直上向きに一樣な電場を形成している。図 3.5(c) の μ -PIC の四隅はリング電極の外側にあり、アノード電極が存在しないため、図中の青線で囲まれた八角形の領域が検出器部分となる。図 3.5(d) の GEM はドリフトケージや μ -PIC の形状に合わせて、円弧部分と直線部分を組

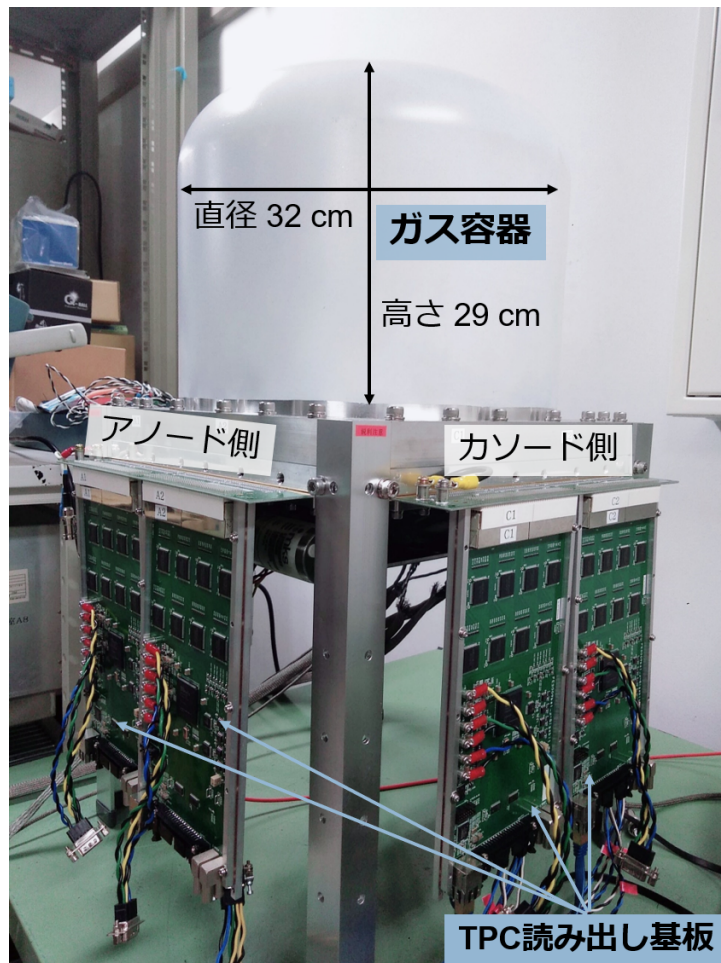


図 3.4 Common-Stop 型 DAQ の試験で用いた TPC の外観

み合わせた形をしている。TPC の有感領域は直径 20 cm、高さ 20 cm の円筒領域である。TPC にまつわる諸量について表 3.1 にまとめた。ガスは SMILE-2+ と同じく Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀ (圧力比 95:3:2) を絶対圧 2 気圧で封入した。

TPC に ¹³³Ba 線源を照射したときに得られたエネルギースペクトルを図 3.6 に示す。ガス利得は図 3.7 のように μ -PIC の位置によって異なるため、エネルギー較正は μ -PIC を図 3.7 で示した 8×8 の領域に分けて行なった。エネルギースペクトルから ¹³³Ba 線源が崩壊してできる Cs 原子から放射される特性 X 線 (31 keV) と、GEM を構成する銅からの特性 X 線 (8.0 keV) が確認できる。TPC のエネルギー分解能は 31 keV の FWHM で 25.8 % であった。また、ガス利得は平均 ~ 10000 であった。

3.2.2 PSA

ETCC のデータ収集に Common-Stop 型トリガーを用いるとき、吸収体で時間情報を取得する必要がある (詳細は 4.3 節で述べる)。SMILE-2+ までの PSA はデータ取得にサンプルホールド式 ADC を用いており、時間情報を取得する術はないため、今回の Common-Stop 型 DAQ の試験での吸収体は SMILE-3 に

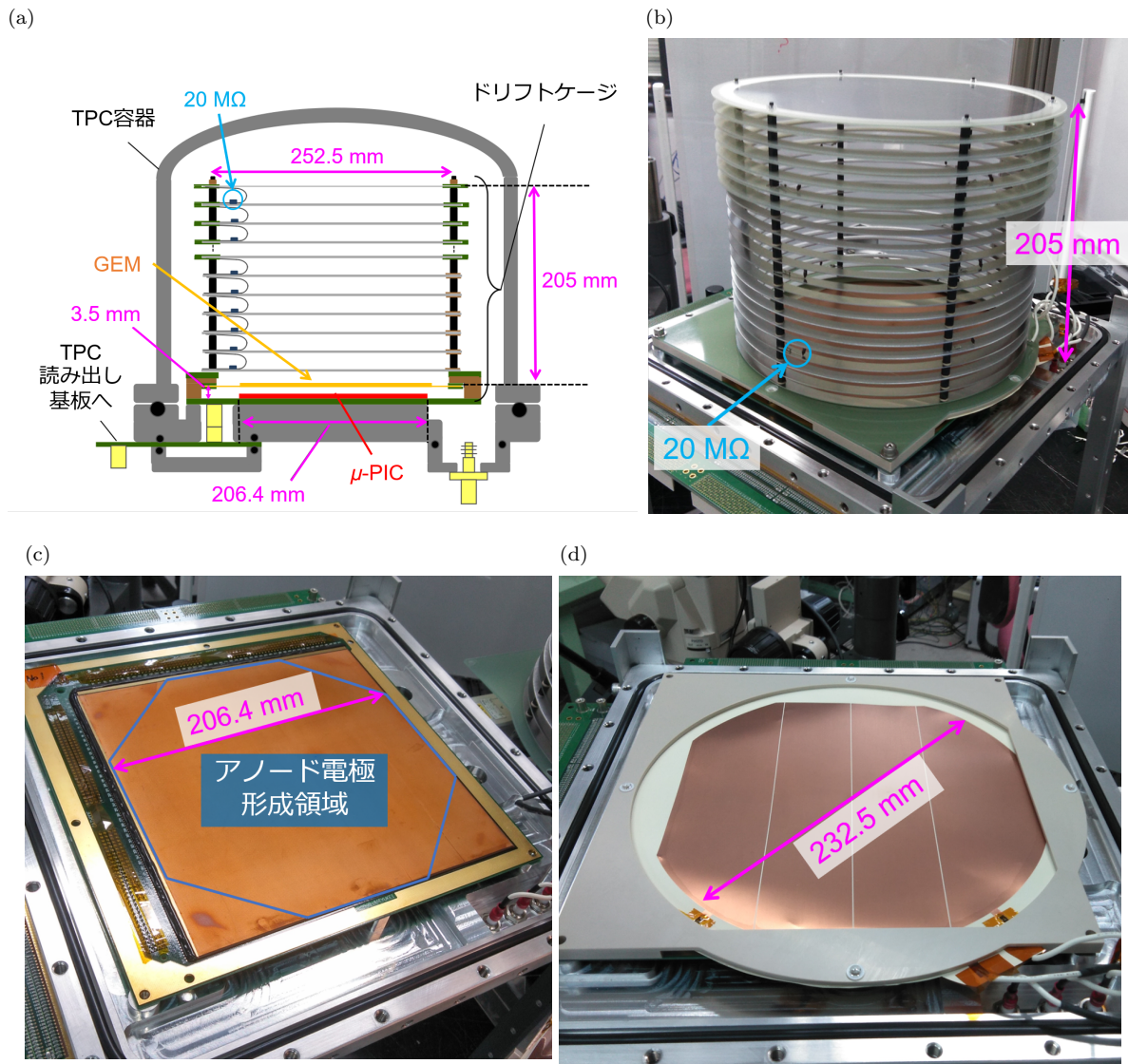


図 3.5 (a) ガス検出器部分を表す構造図 (b) ドリフトケージの写真 (c) $\mu\text{-PIC}$ の写真 (d) GEM の写真

表 3.1 複合研での試験で用いた TPC の諸パラメータ

| | |
|------------------|---|
| ガスの種類 | Ar/CF ₄ /iso-C ₄ H ₁₀ (95 : 3 : 2) |
| ガス圧 | 2 気圧 (絶対圧) |
| インダクション電場 | ~ 1100 V/cm |
| ドリフト電場 | ~ 200 V/cm |
| ドリフト速度 | ~ 4 cm/ μs |
| ドリフトトップの電圧 | -5.0 kV |
| GEM の上下の電極の電位差 | 400 V |
| $\mu\text{-PIC}$ | 400 V |

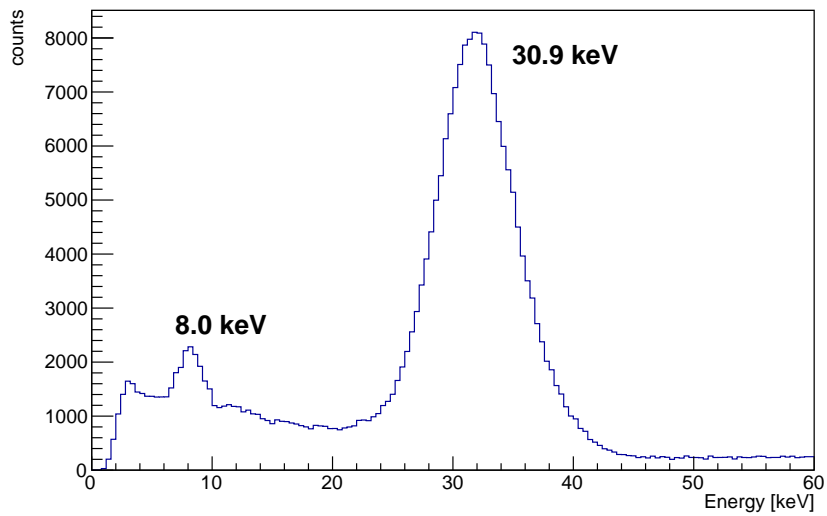


図 3.6 試験で用いた TPC の全領域で取得した ^{133}Ba のエネルギースペクトル

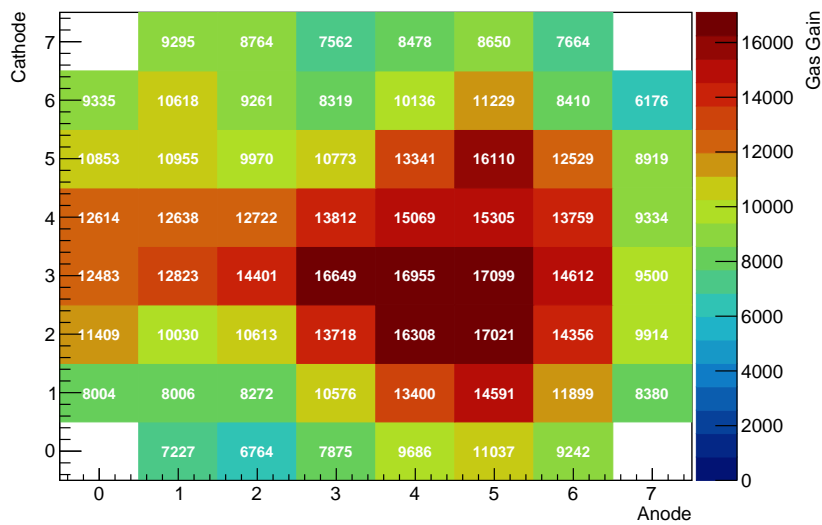


図 3.7 TPC の各領域におけるガス利得

向けた試作機である、サンプリング式 ADC を持つシンチレーション検出器 (図 3.8)[78] を利用した。光検出器を SMILE-2+ まで使用していた PMT から MPPC に変更したことは 2.4 節で言及したとおりである。SMILE-2+ で用いた読み出し回路は GSO シンチレータアレイ 2 × 3 個分の読み出しを行っていたが (図 2.11)、新システムでは GSO シンチレータアレイ 3 × 3 個分の読み出しを行なっている。

新しいシンチレーション検出器の信号読み出し回路は、MPPC 基板、アンプ基板、ADC 基板、FPGA 基板から構成される。GSO からの光信号を MPPC 基板で電気信号として検出し、図 3.9 に示す 10 Ω の抵抗で構成される抵抗チェーンから 4 端の信号を読み出す。これらの信号はアンプ基板 (図 3.10) で整形増幅する。

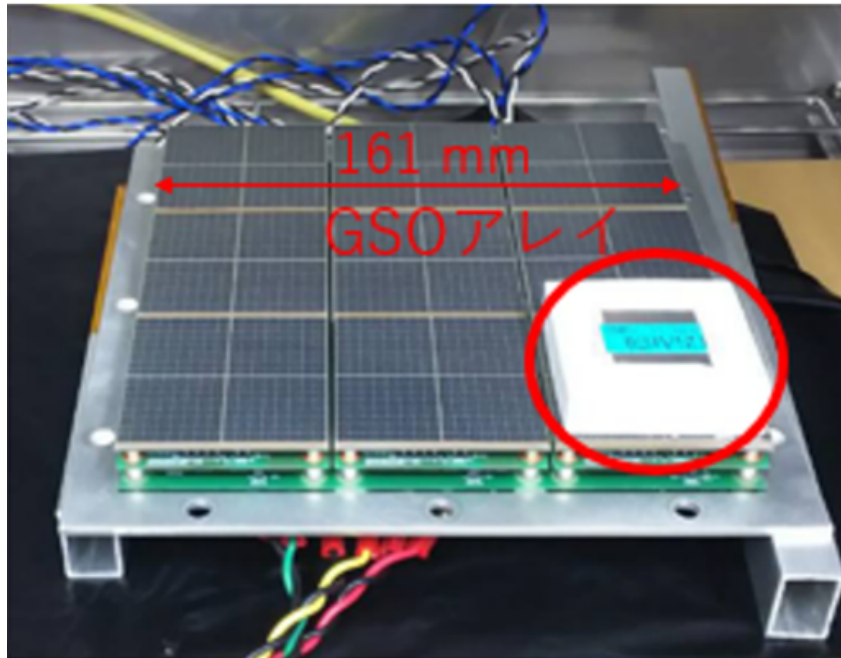


図 3.8 MPPC を用いたシンチレーション検出器の試作機。GSO シンチレータアレイは 9 つのうち 1 つが載っている

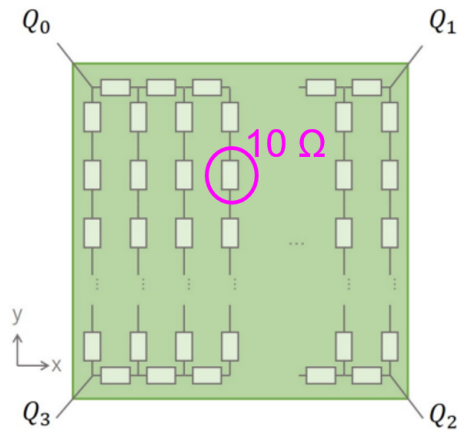


図 3.9 MPPC からの信号を読み出す抵抗チェーンの模式図

前置増幅器と積分回路の時定数はそれぞれ 440 ns、510 ns である。また、利得の異なる 2 種類の増幅回路を用意することで、高利得アンプで低エネルギー側 (0.1-1 MeV) を、低利得アンプで高エネルギー側 (1-5 MeV) を測定するように設計し、SMILE-2+ のダイナミックレンジ (0.15-2 MeV) からの拡大を図ってある [78]。アンプ基板からの信号は ADC 基板に搭載したサンプリングレート 4.375 MHz、14 bit のサンプリング式 ADC でデジタル変換する。サンプリング式 ADC により事象ごとに波形の取得が可能となったため、ガンマ線の検出タイミングを波形データをフィットするで求めることができる。その時間分解能は約 15 ns となっている [78]。デジタル化された信号は、4 端、2 種類の利得のデータと MPPC の温度依存性を補正するために GSO アレイごとに MPPC 基板に搭載した温度計のデータを FPGA 基板に搭載した FPGA(Xilinx 社製

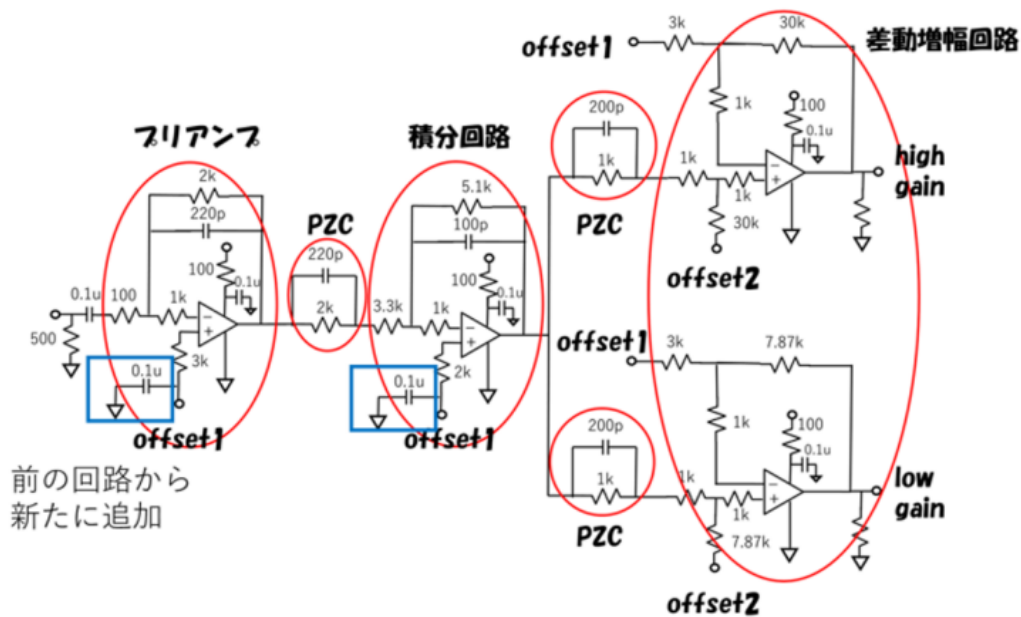


図 3.10 試作したシンチレーション検出器のアンプ基板の回路図 [78]

表 3.2 新しい PSA のデータ収集に用いる信号

| 信号名 | 方向 | 説明 |
|-------------|----|----------------------------------|
| Hit | 出力 | ヒットがあったタイミングで信号を出力 |
| DAQ Run | 出力 | High のときリングバッファに書き込み可能 |
| DAQ Enable | 入力 | イーサネット通信の許可 |
| Trigger | 入力 | 入力されるとリングバッファからのデータを整形し、FIFO へ送る |
| Count Reset | 入力 | トリガー番号のリセット |

Spartan-7(xc7s50) に送信する。これらのデータは、FPGA 内に設けられたリングバッファに保存される。外部からトリガーが入るとリングバッファへの書き込みを中断し、 $20\mu\text{s}$ (サンプリング式 ADC 90 clock 分) 遡ってデータを読み出し、整形したのち FIFO を通じてイーサネットで PC に送信する。データ収集に用いる信号は表 3.2 にまとめた。表 3.2 の信号の規格はいずれも LVDS である。また、ヒット信号は、4 端信号の高利得アンプの出力データを FPGA 内で閾値と比較して各 GSO アレイごとに取った論理積に対し、GSO アレイ 9 個分の論理積を取って出力している。

3.2.3 TCU

TPC と PSA をつなげる Common-Stop 型のトリガー回路の開発を行った。その際、開発する回路は、開発後の ETCC としての動作試験 (3.4 節で後述) や将来の気球実験を見据えて、コンパクトであることが望ましい。そこで、FPGA を用いたデジタル回路で新しいトリガーシステムを実現することを試み、Xilinx 社製の FPGA である Spartan-7 (xc7s50) を搭載した Digilent 社製の FPGA 評価基板 Arty S7-50 (図 3.11) を利用した。FPGA にはヒット信号からトリガーを生成・出力する DAQ 機能に加え、スケーラーとリモート制

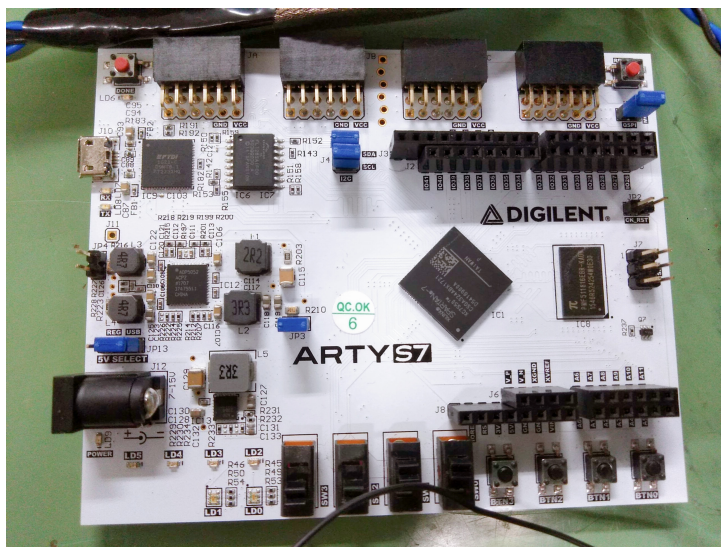


図 3.11 TCU の開発に用いた FPGA 評価基板 (Arty S7-50)

御の 2 つの機能を搭載した (図 3.12)。DAQ 機能の具体的なロジックについては後述する。スケーラー機能は図 3.13 に示すようなデータパケットで TPC、PSA のヒット数、トリガー回数、不感時間等のデータを 1 秒ごとに CPU に UART 通信で送信する。これにより、今回の目標である不感時間の測定はもちろん、TPC、PSA、TCU が正常に動作しているかを確認することができる。また、リモート制御機能は、図 3.14 に示すパケットの CPU からのコマンドを UART 通信で受信して、

- 測定の開始・終了 (DAQ Enable) やイベント数のリセット (Count Reset) 信号を TPC や PSA へ出力
- PSA 及び TPC のエネルギー較正と ETCC としてのデータ取得という 3 つの測定モードの切り替え

を遠隔で行なう。

Arty S7-50 の入出力信号の規格は LVTTTL または LVC MOS33 である。しかし、TPC や PSA の信号の入出力は LDVS であるため、これらを噛み合わせて動作する際は信号レベルの変換が必要である。そこで、今回は TPC、PSA からの LVDS の出力を LVTTTL に変換して FPGA に送る IC として ON Semiconductor 社製 FIN1028MX、FIN1048MTCX を、逆に FPGA からの出力を LVDS に変換して TPC、PSA へ送る IC として同社製 FIN1027AMX、FIN1047MTCX を利用した。それらを実装した図 3.15 のような回路を作製した。TPC、PSA、TCU を全て接続したときの概念図は図 3.16 にまとめた。

図 3.17 に新たに開発した Common-Stop 型 DAQ の信号処理を示す。概要は以下のとおりである。まず、PSA にヒットがあった時、そこから時間 $5.5 \mu\text{s}$ だけ遅らせた信号 (PSA Window) を作る。この値は電離電子が TPC の有感領域の上端から下端までドリフトするのにかかる時間 (電子のドリフト時間の最大値 = $6.0 \mu\text{s}$) よりも若干小さい。PSA にガンマ線が到来してから、ヒット信号が出力されるまでの時間差を考慮して遅延時間を $0.5 \mu\text{s}$ 削っている。TPC に信号があった場合は、そのタイミングから $6.0 \mu\text{s}$ のゲート信号 (TPC Window) を作る。期待するガンマ線の事象は PSA Hit の $0.5 \mu\text{s}$ 前の時刻から PSA Window の時刻の間に TPC のヒット信号を作るため、生成した PSA Window と TPC Window の 2 つの信号の論理積を取り、そこから $3.5 \mu\text{s}$ 遅らせて両検出器にトリガー信号を送る。PSA、TPC はトリガー信号を受け取ると DAQ Run 信号を low レベルにし、リングバッファに貯めていたデータを整形し PC 送信用の FIFO へ送る。それにか

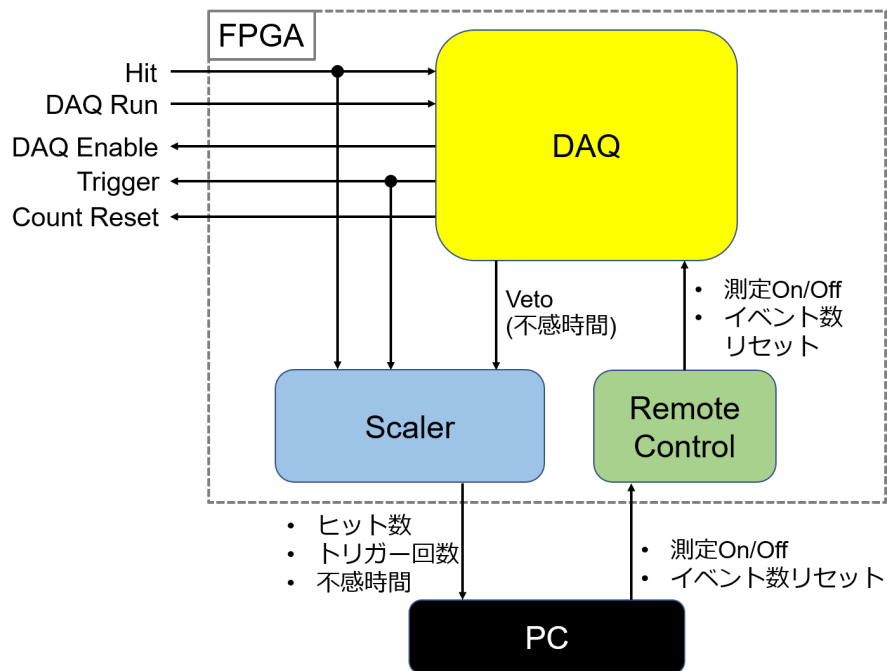


図 3.12 TCU に用いた FPGA での信号処理の概要

| | 15 | 14 | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6 | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 0 |
|-------------|------------------------|----|----|-------------|------------|------|---|------|-------------------------|---|---|---|---|---|---|---|
| 0x00 Header | 0xeb | | | | | | | 0x90 | | | | | | | | |
| 0x02 Header | 0x19 | | | | | | | 0x64 | | | | | | | | |
| 0x04 | 0x0 | | | Count Reset | DAQ Enable | Mode | | | Dead Time (28 - 17 bit) | | | | | | | |
| 0x06 | Dead Time (16 - 1 bit) | | | | | | | | | | | | | | | |
| 0x08 | PSA Hit | | | | | | | | | | | | | | | |
| 0x0a | TPC Anode Hit | | | | | | | | | | | | | | | |
| 0x0c | TPC Cathode Hit | | | | | | | | | | | | | | | |
| 0x0e | Trigger | | | | | | | | | | | | | | | |
| 0x10 Footer | 0x75 | | | | | | | 0x50 | | | | | | | | |
| 0x18 Footer | 0x49 | | | | | | | 0x43 | | | | | | | | |

図 3.13 スケーラー機能で TCU が CPU に送信するデータの packets

| | MSB | 6 | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | LSB |
|---------|------|---|---|---|----------------|---------------|------|-----|
| Header | 0xeb | | | | | | | |
| | 0x90 | | | | | | | |
| | 0x19 | | | | | | | |
| | 0x64 | | | | | | | |
| Command | 0x0 | | | | Count Reset | DAQ Enable | Mode | |
| Footer | 0x75 | | | | | | | |
| | 0x50 | | | | | | | |
| | 0x49 | | | | | | | |
| | 0x43 | | | | | | | |

図 3.14 リモート制御機能で TCU が CPU から受信するデータの packets

かる時間は、PSA で $\sim 20 \mu\text{s}$ 、TPC で $31\text{--}75 \mu\text{s}$ であり、PSA、TPC の DAQ Run を否定した信号の論理和が veto の時間となる。データを FIFO へ移し終わると DAQ Run 信号は high レベルに戻り、データ取得が再開する。FIFO のデータはイーサネットを通じて PC へ送る。この Common-Stop 型トリガーは従来の Common-Start 型トリガーとは異なり、PSA と TPC の両方にヒットがある時以外は不感時間が発生しない。

3.3 新型 ETCC の実験室での動作試験

まず、3.2 節で新たに作製した開発した Common-Stop 型のトリガー方式による ETCC が正しく動作することを確認するため、実験室レベルでの動作試験を行なった。セットアップの写真を図 3.18 に、模式図と座標の取り方を図 3.19 に示す。 $\mu\text{-PIC}$ の中心を座標の原点として、TPC のドリフト電場の方向 (容器上側に向かう方向) を $+Z$ 方向とし、TPC のアノード、カソードの読み出し基板に平行な方向にそれぞれ X 、 Y 軸を取った。PSA の中心を $(X, Y, Z) = (0, 0, -44.7)$ (単位: mm) に置き TPC と X 、 Y 座標の中心を揃えた。放射線源は 2.7 MBq の ^{137}Cs を使用し、 $\mu\text{-PIC}$ の中心から 1.2 m 離して置いた。TCU のスケーラーで測定したこの時のトリガーレートは $5\text{--}10 \text{ Hz}$ 、不感時間は $2 \times 10^{-2}\%$ であった。また、線源を外した時のトリガーレートは $1\text{--}2 \text{ Hz}$ 、不感時間は $4 \times 10^{-3}\%$ であった。

3.3.1 開発した DAQ の正当性

実際に TCU を TPC、PSA を組み合わせて ETCC として動作させたときの信号を見た写真を図 3.20 に示した。図 3.20(a) では、PSA Hit 信号 (黄) に対し $5.5 \mu\text{s}$ 遅らせた PSA Window 信号 (シアン) が生成されていること、図 3.20(b) では、TPC のアノード (シアン)、カソード (マゼンタ) のヒットの同時が取れた時点か

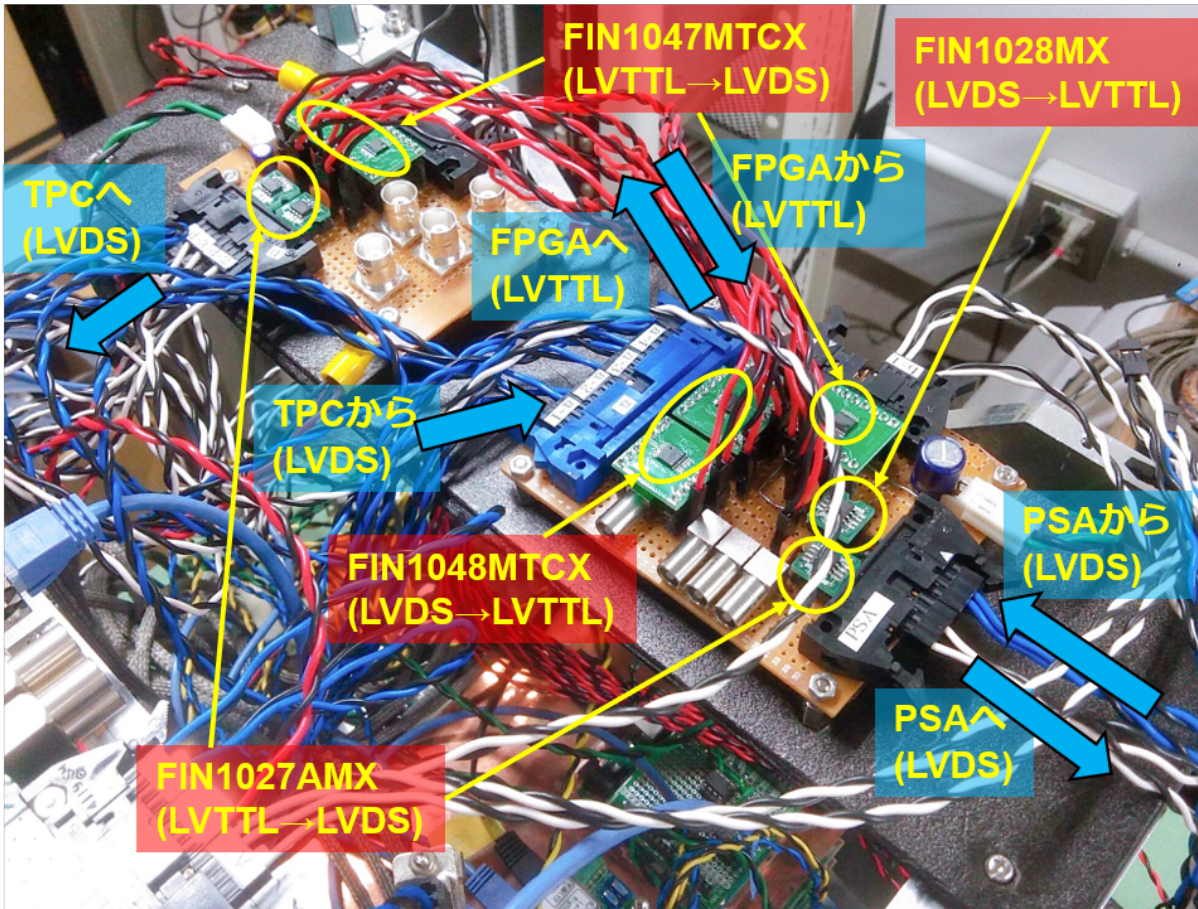


図 3.15 LVDS と LVTTTL の信号規格の変換のための回路

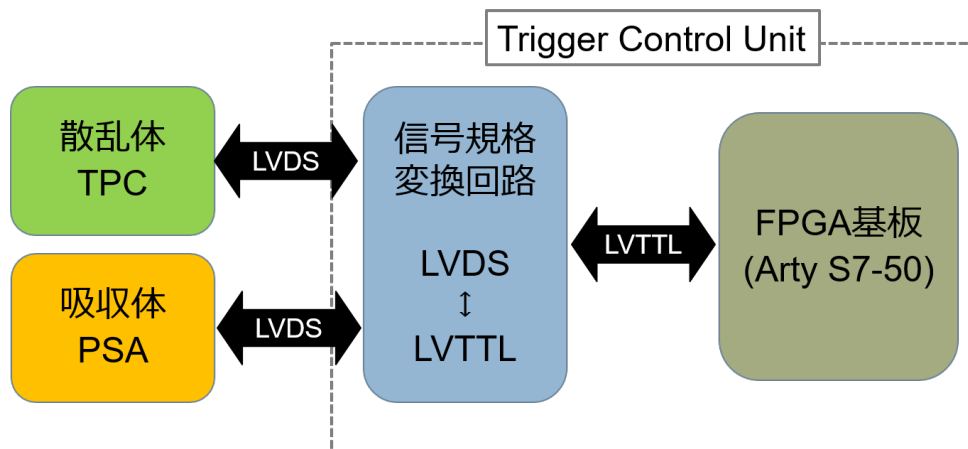


図 3.16 TCU と TPC、PSA の接続のイメージ図

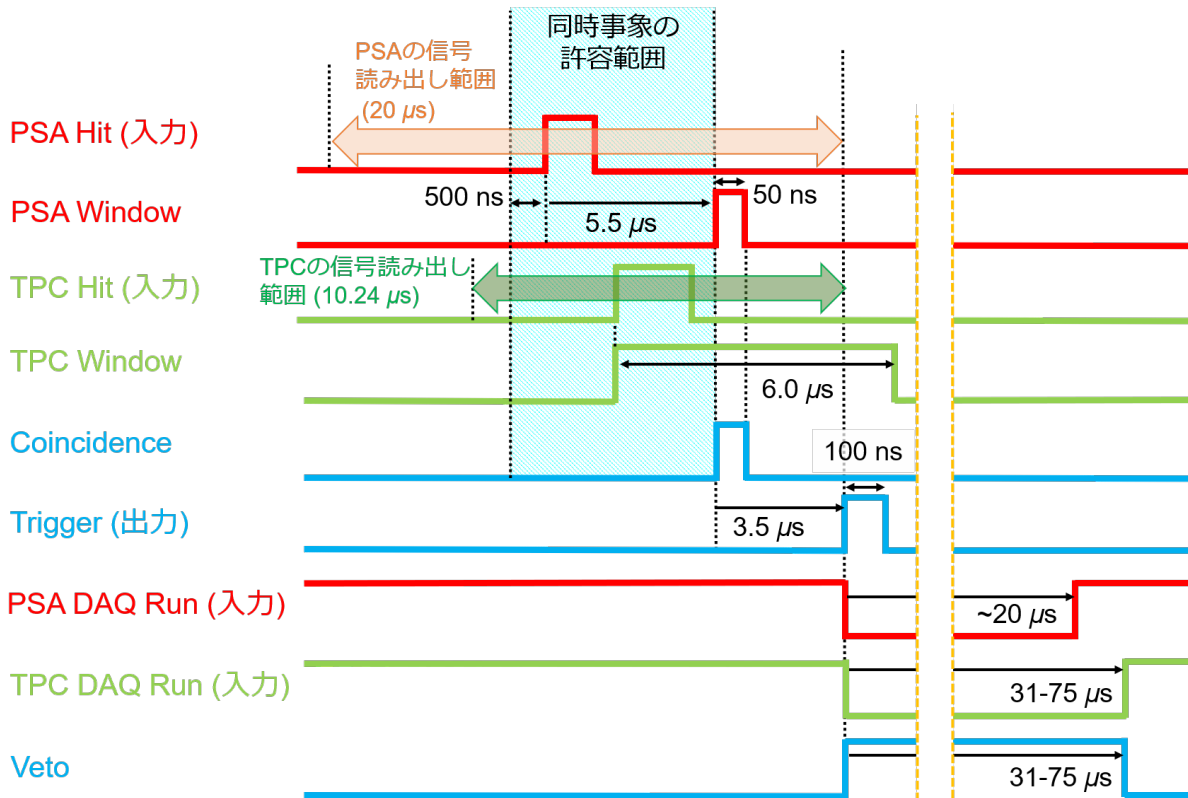


図 3.17 Common-Stop 型トリガーでの信号のタイミングチャート。入出力はトリガー回路から見た時の信号の方向を示す。方向が未記載の信号は FPGA の内部ロジック。

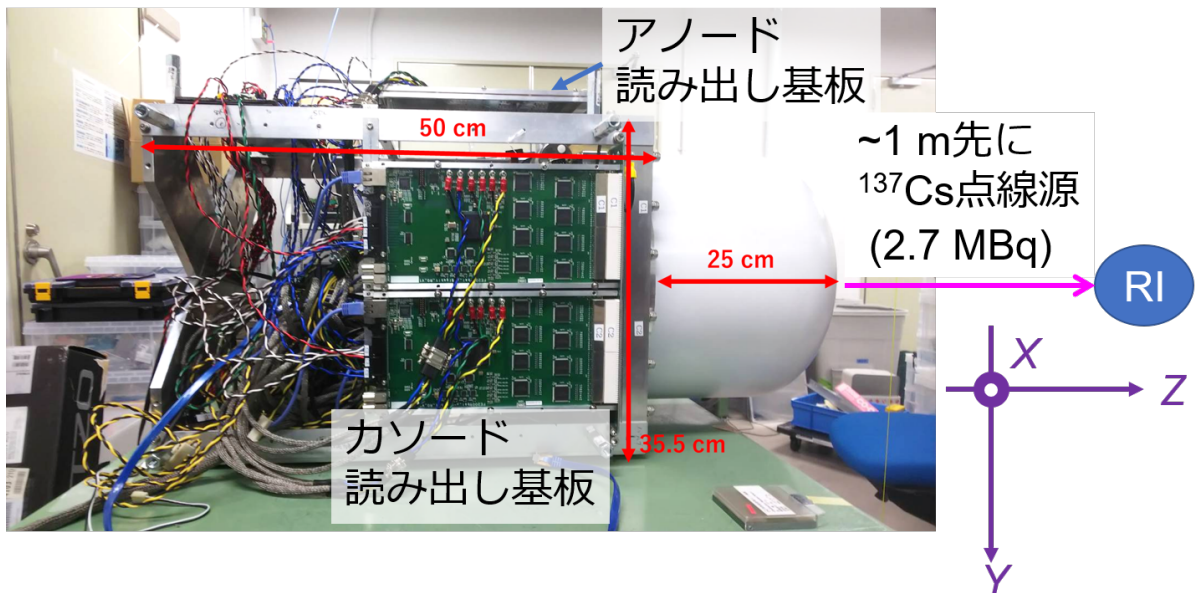


図 3.18 開発した Common-Stop 型 ETCC([78] に加筆)

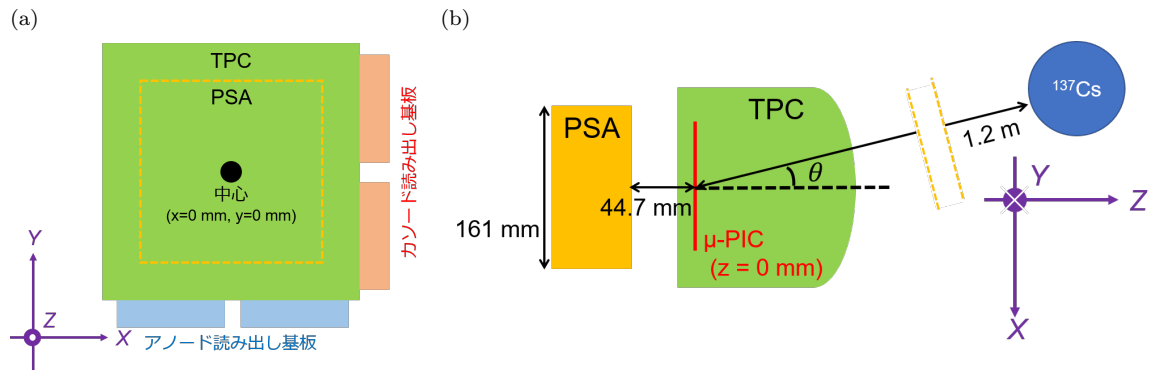


図 3.19 Common-Stop 型 ETCC の模式図と座標系 (a)ETCC を上から見た図 (b)ETCC を横から見た図

ら時間幅 $6.0 \mu\text{s}$ の TPC Window 信号 (黄) が生成されていること、図 3.20(c) では、TPC Window 信号 (黄) と PSA Window 信号 (シアン) の論理積から Coincidence 信号 (マゼンタ) が、さらにそこから $3.5 \mu\text{s}$ 遅らせて Trigger 信号 (緑) が生成されていること、図 3.20(d) では、トリガーを受け取った TPC と PSA が PC にデータを送信するために Veto (黄) がかかる様子がそれぞれ見て取れる。図 3.17 に示した全ての信号が期待通りの動作をしていることが確認できた。

DAQ が正しく機能しているかを確認するため、バックグラウンドの測定データから得た宇宙線ミューオンの飛跡を利用してその正当性を確認した。ミューオンはエネルギーが十分に高く、またエネルギー損失率が小さいため TPC を直線的に通過する。進行方向によっては $\mu\text{-PIC}$ を突き抜け PSA にもヒット点を作るため、TPC での飛跡と PSA ヒット点の接続を見ることで同時事象を正しくトリガーできているかを確認した。図 3.21 にそのような事象の例を示す。TPC で検出された飛跡の延長線上に PSA のヒット点があり、同時事象を正しく取得したことが分かる。また、図 3.22 は ^{137}Cs 線源を置いて測定したときの電子のドリフト時間の分布である。トリガーした事象のドリフト時間がコインシデンス幅の中に収まっており、同時事象を正しくトリガーすることができている。

3.3.2 Common-Stop 型 ETCC によるガンマ線再構成

次に、Common-Stop 型 ETCC でガンマ線が再構成できることを確認するため、以下のようにして解析を行なった。

散乱ガンマ線の吸収位置

2.2.2 節で述べたように、散乱ガンマ線の吸収位置は PSA からの 4 端の電荷を重心を求めることで算出している。図 3.23(a) に式 (2.14) 及び式 (2.15) から求まる電荷の重心の分布を示す。64 ピクセルの位置がピークの形で表れる。抵抗チェーンの接続方法によりこの分布は y 方向に歪んでしまう。そこで、解析を容易にするために、歪んだ分布を実際の PSA の形である格子状に戻すべく、図 3.23(a) 中のピークの座標 (x_i, y_i) に



図 3.20 (a)PSA Hit 信号 (黄) から PSA Window 信号 (シアン) を生成。 (b)TPC のアノード (シアン)、カソード (マゼンタ) のヒットから TPC Window 信号 (黄) を生成。 (c)TPC Window 信号 (黄) と PSA Window 信号 (シアン) から Coincidence 信号 (マゼンタ) が生成され、そこから Trigger 信号 (緑) も生成。 (d)Trigger 信号 (緑) を受信した TPC と PSA がデータの整形、転送を開始することで生じる Veto 信号 (黄)

対して 12 次の多項式

$$f = \sum_{i=0}^n (a_i x_i + b_i y_i) \quad (3.1)$$

$$g = \sum_{i=0}^n (c_i x_i + d_i y_i) \quad (3.2)$$

をフィットすることで、歪んだ電荷重心の分布を図 3.23(b) に移す写像を求めた。

電子飛跡の再構成

TPC ではアノード及びカソードのそれぞれで、128 チャンネルの各々の信号が閾値を超えた時間幅 (Time-over-Threshold : TOT、図 3.24) を記録する。それにより、図 3.25(a)、(b) のような飛跡の XY 射影、YZ 射影の 2 つの 2 次元画像が得られる。ここで、Z は座標そのものではなく、電子のドリフト時間によって決ま

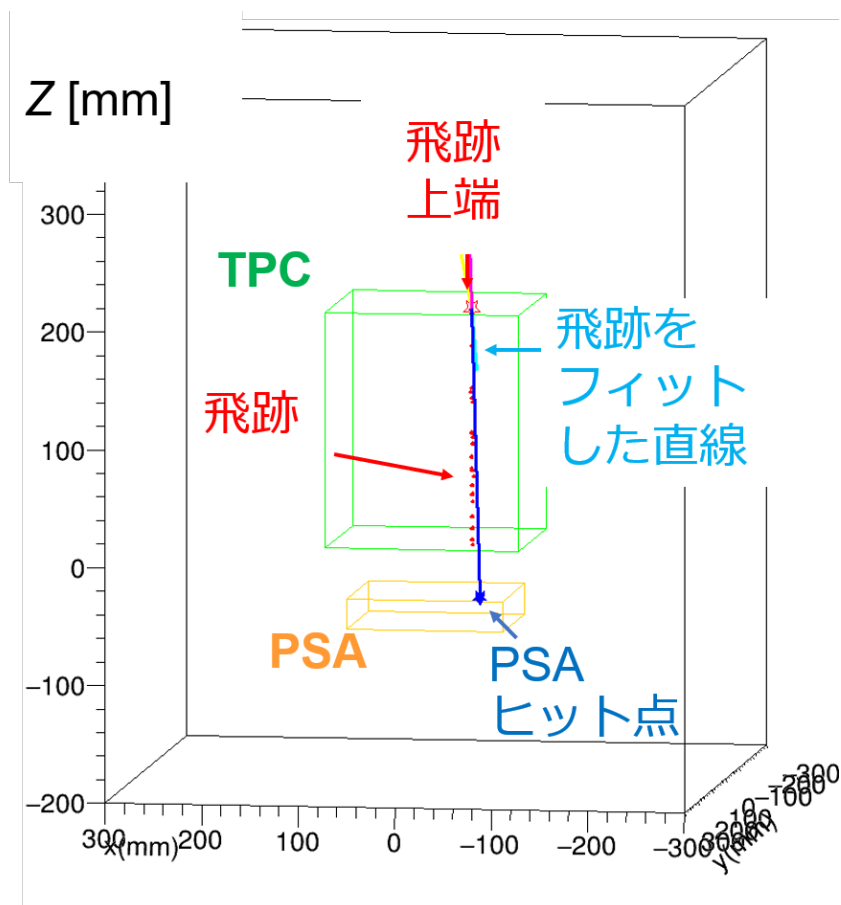


図 3.21 ETCC で検出された宇宙線ミュオン候補事象。緑、橙の直方体が TPC、PSA を表し、赤い点群が TPC で検出された飛跡情報、青い星印が PSA でのヒット点

相対的なクロック数であり、求めたドリフト速度を掛け算することで Z 座標が決定される。得られた 2 つの画像に同一クロック数の条件を課すことで図 3.25(c) のように 3 次元の飛跡を再構成することができる。

コンプトン散乱点と電子の反跳方向の決定

電子飛跡の Z 座標を求めるには、TPC 中での電子のドリフト時間を求めることが欠かせない。Common-Stop 型 DAQ では以下のようにして TPC 中の電子のドリフト時間、すなわちガンマ線が到来してから TPC で信号が検出されるまでの時間を事象ごとに求める。PSA で信号が検出された時刻からトリガーまでの時間差 t_{PSA} は、図 3.26 のように PSA で取得できる波形をフィットすることで求められるため、コンプトン散乱からトリガーまでの時間が決まる。一方、TPC のヒット信号からトリガーまでの時間 t_{TPC} は、図 3.27 のように TOT の情報を用いることで計算でき、図 3.28 のように t_{PSA} と t_{TPC} の時間差からドリフト時間を決定する。計算されたドリフト時間にドリフト速度を掛け算することで電子飛跡の z 座標を求めることができる。

コンプトン散乱点の決定には、相対論的な荷電粒子の物質中でのエネルギー損失が停止直前の失速時に最も大きくなる (ブラッグピーク) 性質を用いる。この性質により、TPC で得られた電子飛跡の 2 端点のうちエネルギー損失率、つまり TOT が大きい方が飛跡の終点と見なすことができるため、TOT の歪みが飛跡のどち

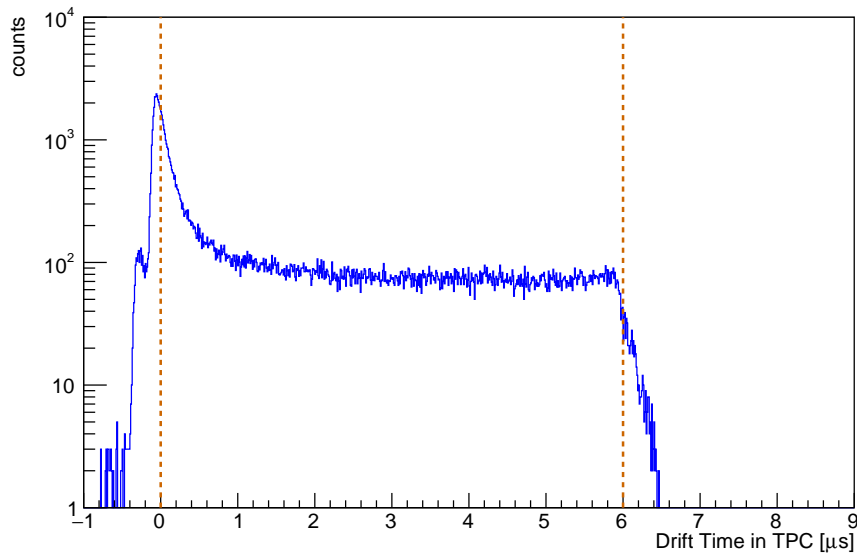


図 3.22 TPC で取得した飛跡のドリフト時間の分布

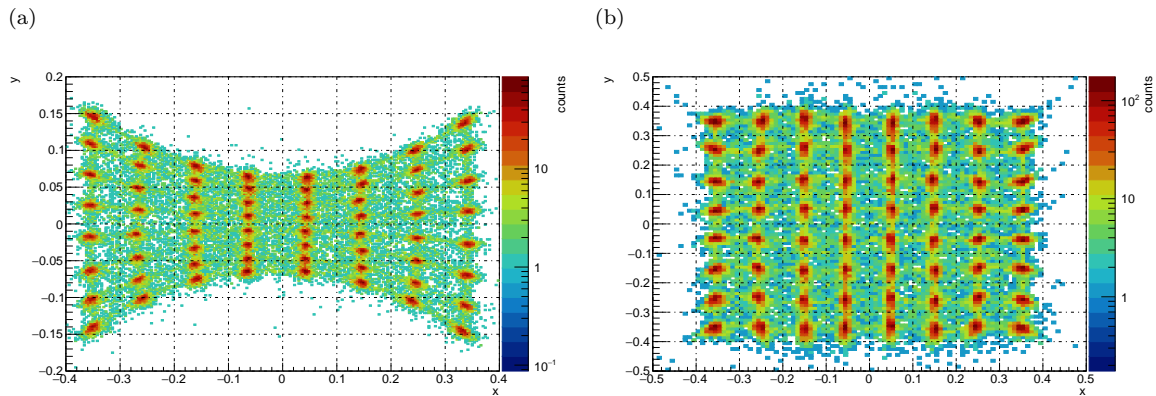


図 3.23 (a)PSA の 4 端の電荷重心の分布 (b) 多次元フィットにより (a) を格子状の分布に移したもの

らの方向に大きいかを計算することで散乱点を決定することができる [86]。TOT の歪み S は、

$$S = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}} = \frac{\langle (x - \langle x \rangle)^3 \rangle}{\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle^{3/2}} \quad (3.3)$$

と計算され [86]、TOT が正の方向に偏っている場合は $S > 0$ 、TOT が負の方向に偏っている場合は $S < 0$ となる。散乱点の決定にはアノードとカソードのそれぞれで得られた飛跡に対し S を計算し、その絶対値が大きい方を用いる。 $S > 0$ の時は x または y が最小となる点を、 $S < 0$ の時は x または y が最大となる点をコンプトン散乱点と決定した。電子の反跳方向は、散乱点から半径 10 mm 以内にある点に対し最小二乗法によるフィットを行なうことで決定した。

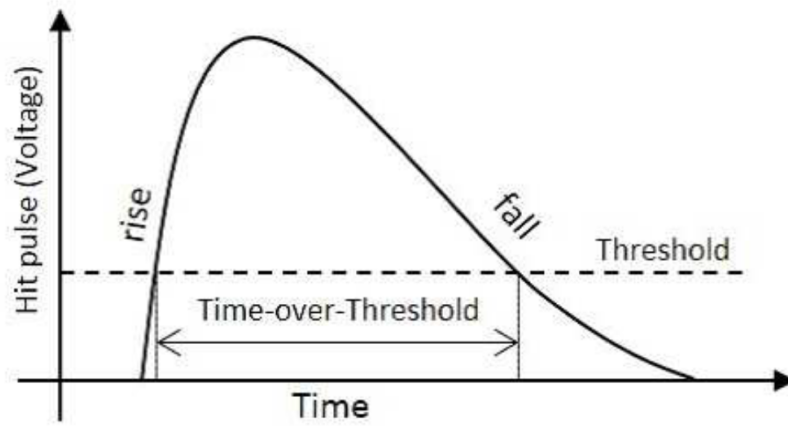


図 3.24 Time-over-Threshold の概念 [68]

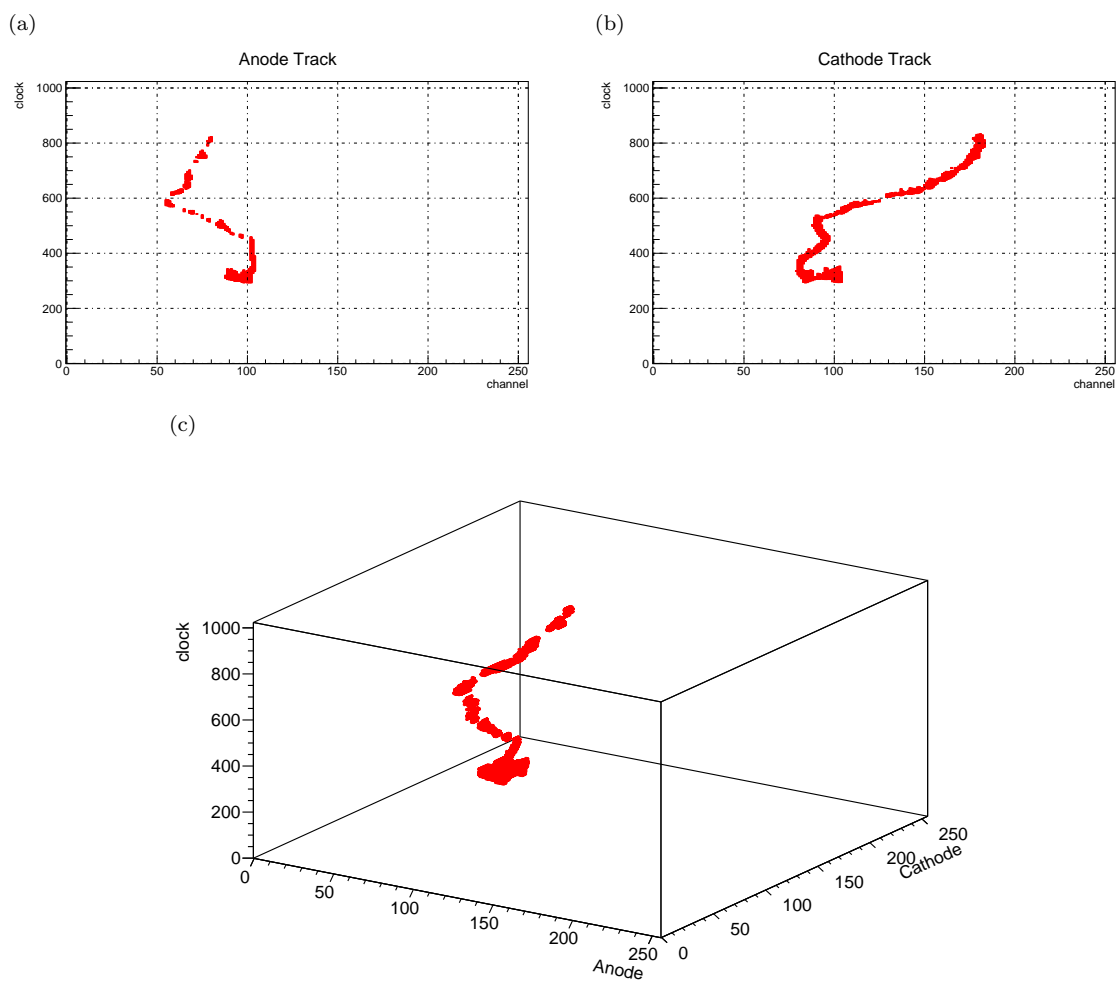


図 3.25 (a) アノードで取得した 2 次元の電子飛跡 (b) カソードで取得した 2 次元の電子飛跡 (c)(a) と (b) から再構成される 3 次元の電子飛跡

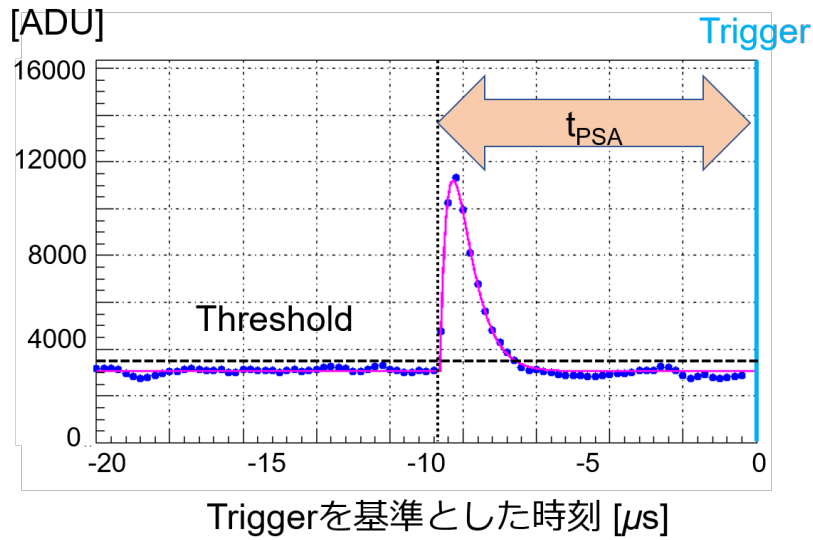


図 3.26 PSA で信号が検出されてからトリガーまでの時間の算出方法

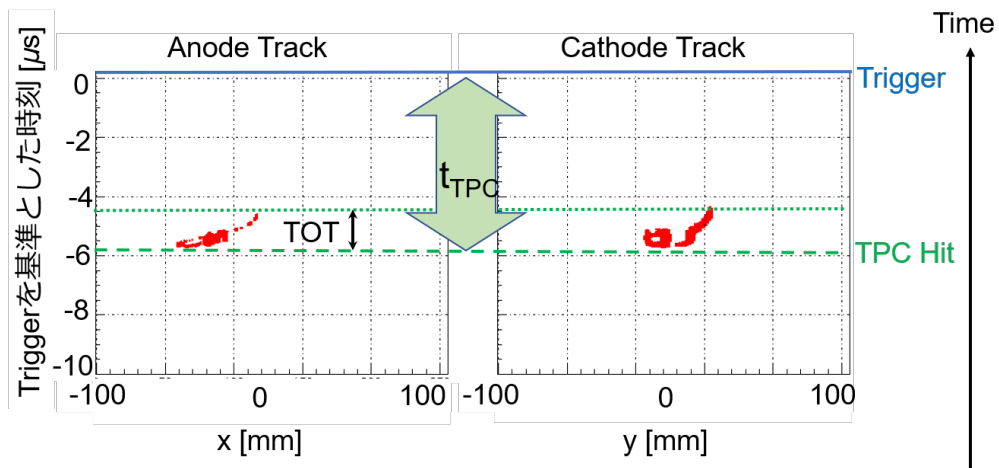


図 3.27 TPC で信号が検出されてからトリガーまでの時間の算出方法

事象選択とガンマ線再構成

事象選択は以下の 4 つの条件で行なった。

- シンチレータ 1 ピクセルのみのヒット 複数のピクセルで同時にヒットがあった場合、その検出順序の判別が困難であるため、解析からは除いた。
- 電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象 ガンマ線が TPC の有感領域の外でコンプトン散乱を起こし、反跳電子が有感領域内に入射して止まった事象や、有感領域内で発生した反跳電子が TPC 内で止まり切

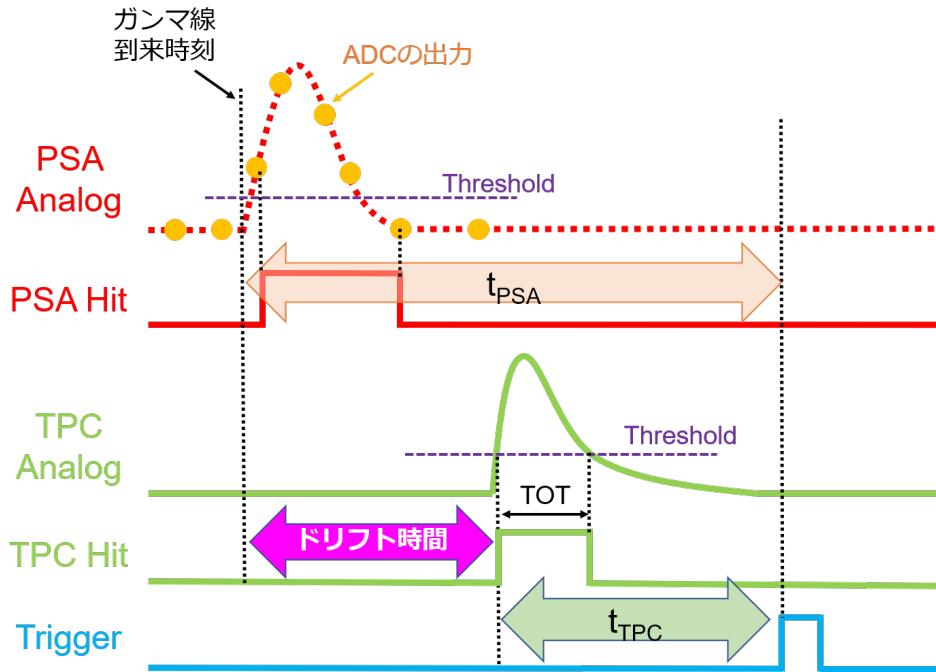


図 3.28 PSA と TPC による ETCC における TPC 中の電子のドリフト時間の算出方法

れずに外へ出て行く事象は、反跳電子のエネルギーを正しく見積もることができないため取り除く必要がある。そのために、TPC の有感領域を

$$-97 < X [\text{mm}] < 97 \quad (3.4)$$

$$-97 < Y [\text{mm}] < 97 \quad (3.5)$$

$$5 < Z [\text{mm}] < 200 \quad (3.6)$$

$$|X [\text{mm}]| + |Y [\text{mm}]| < 138 \quad (3.7)$$

として、この領域の外に電子飛跡が存在するイベントは排除した。

■エネルギー損失率の違いによる粒子識別 2.2 節で述べたように、雑音である宇宙線事象を排除し、有感領域内で止まった電子の事象のみを取得するため、飛跡長 L と TPC 内で落としたエネルギー K_e に対し、

$$L[\text{mm}] < \frac{7.1}{3.48 \times 10^{-3}} \left(\frac{K_e[\text{keV}]}{1000} \right)^{1.72-0.22} + 2 \quad (3.8)$$

$$L[\text{mm}] > \frac{7.1}{3.48 \times 10^{-3}} \left(\frac{K_e[\text{keV}]}{1000} \right)^{1.72+0.22} + 10 \quad (3.9)$$

$$L[\text{mm}] < 200 \quad (3.10)$$

の条件を課した(図 3.29 中のマゼンタの曲線)。「電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象」の選択と合わせることで、TPC 内部で発生し、外部に出ていくことなくエネルギーを落とし切った電子の事象のみを選び取ることができる。

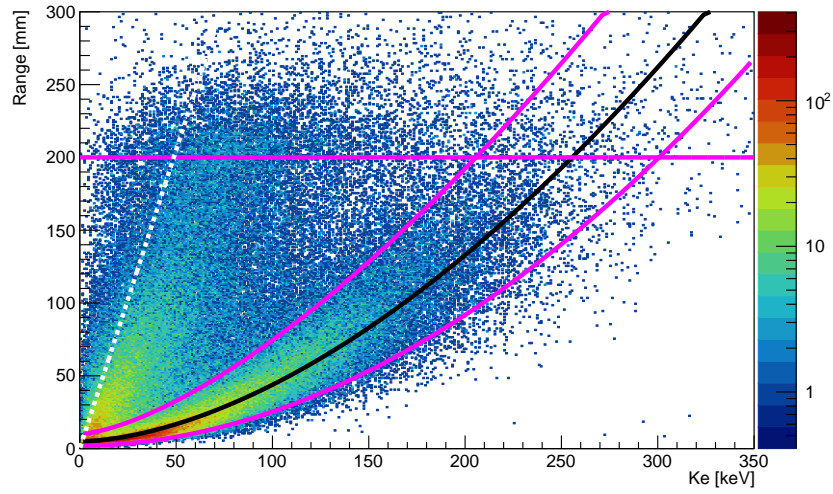


図 3.29 TPC で検出された粒子のエネルギー損失に対する飛跡長。白点線は最小電離粒子のエネルギー損失を表す。

■コンプトン運動学テスト 式 (2.3) に従って $\cos \phi$ を計算すると、検出した K_e と E_γ の値によっては $\cos \phi < -1$ となり意味を成さない。そのため、

$$\left| 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \right| \leq 1 \quad (3.11)$$

の条件を課す。加えて、2.1 節で言及した散乱ガンマ線、反跳電子の方向ベクトルのなす角 α について、式 (2.7) の条件を課すことで、その事象がコンプトン散乱であることを強く要求することができる。今回、式 (2.7) 中のカットパラメータ δ_α は 0.5 とした。つまり、

$$|\Delta_{\cos \alpha}| < 0.5 \quad (3.12)$$

となる事象を選択した。

図 3.30 に各事象選択後について反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーの関係を見た図を示す。各図において横軸は TPC で検出したエネルギー K_e 、縦軸は PSA で検出したエネルギー E_γ を表す。PSA が ^{137}Cs からの 662 keV の光子を直接吸収すると同時に TPC に何らかのヒットがあるという偶発事象は、 $E_\gamma = 662$ keV を表す直線上に現れるが、事象選択が進むにつれてそのような雑音は減っており、エネルギーの和 $K_e + E_\gamma$ が ^{137}Cs 線源から放射されるガンマ線のエネルギーである 662 keV となる事象が際立つ様子が見取れる。このことから、エネルギー保存則を満たすコンプトン散乱事象を取得するように事象選択が有用に働いたと言える。

ガンマ線の再構成

得られた散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギーの和を事象選択ごとに見たスペクトルを図 3.31 に示す。エネルギースペクトルからも 662 keV のガンマ線の成分が際立つ様子が分かり、なおかつコンプトンエッジが徐々に目立たなくなっている。図 3.31 の青のエネルギースペクトルをガウス関数でフィットし、その FWHM から 662 keV におけるエネルギー分解能を求めると、 $11.0 \pm 0.313\%$ となった。これは、SMILE-2+

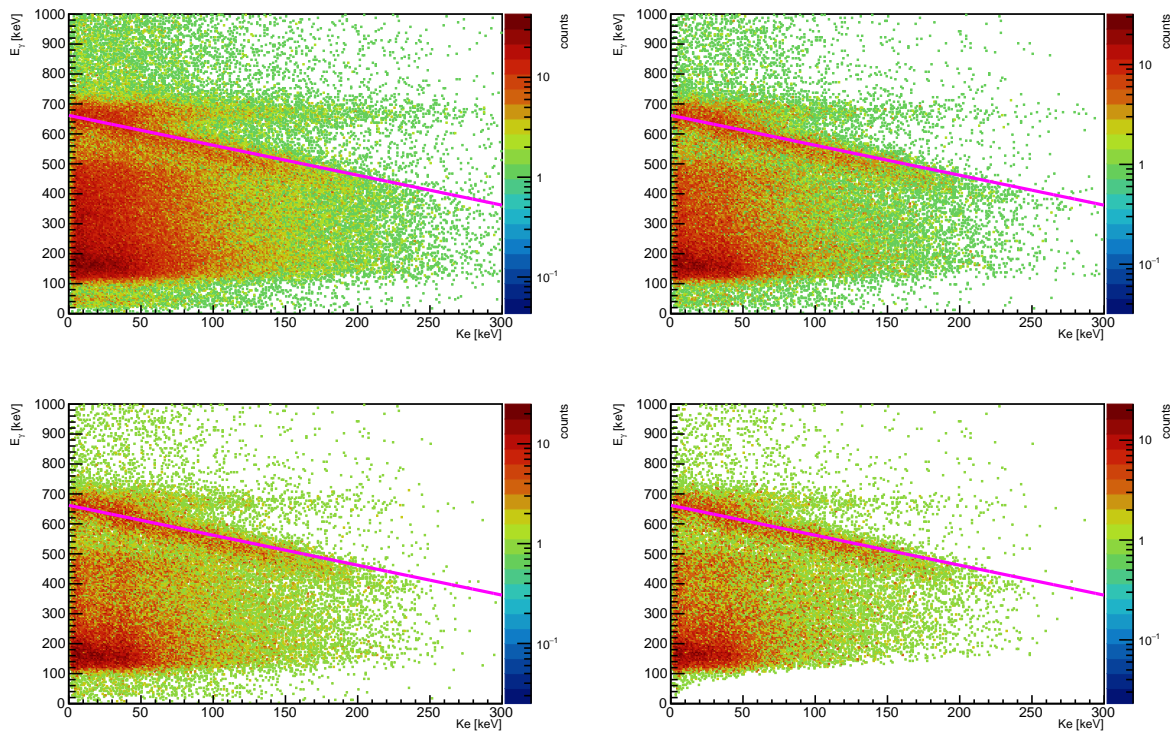


図 3.30 各事象選択を施した後の TPC(横軸)、PSA(縦軸) で取得したエネルギーの関係。マゼンタの直線は $K_e + E_\gamma = 662$ keV を表す。(左上) シンチレータ 1 ピクセルのみヒットした事象 (右上) 電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象 (左下) エネルギー損失率による粒子識別 (右下) コンプトン運動学テスト

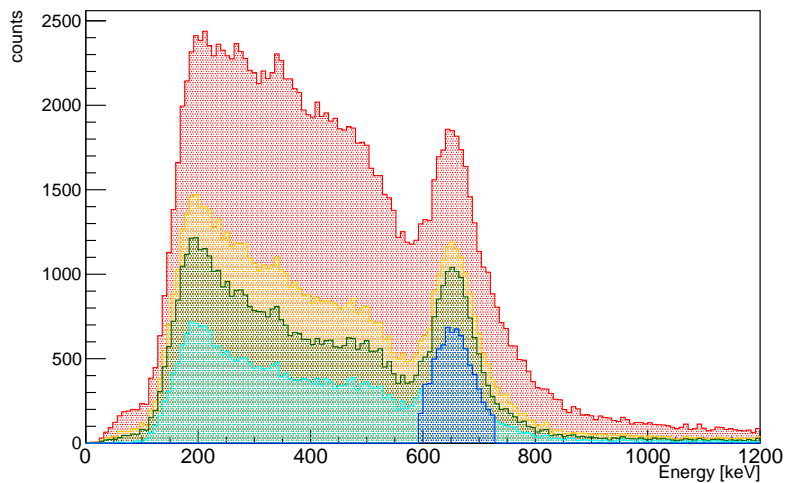


図 3.31 カット条件ごとに描いた ETCC による ^{137}Cs のエネルギースペクトル。(赤) シンチレータ 1 ピクセルのみヒットした事象 (黄) 電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象 (緑) エネルギー損失率による粒子識別まで (水色) コンプトン運動学テストまで (青) $K_e + E_\gamma$ が 662 keV $\pm 10\%$ の範囲にある事象

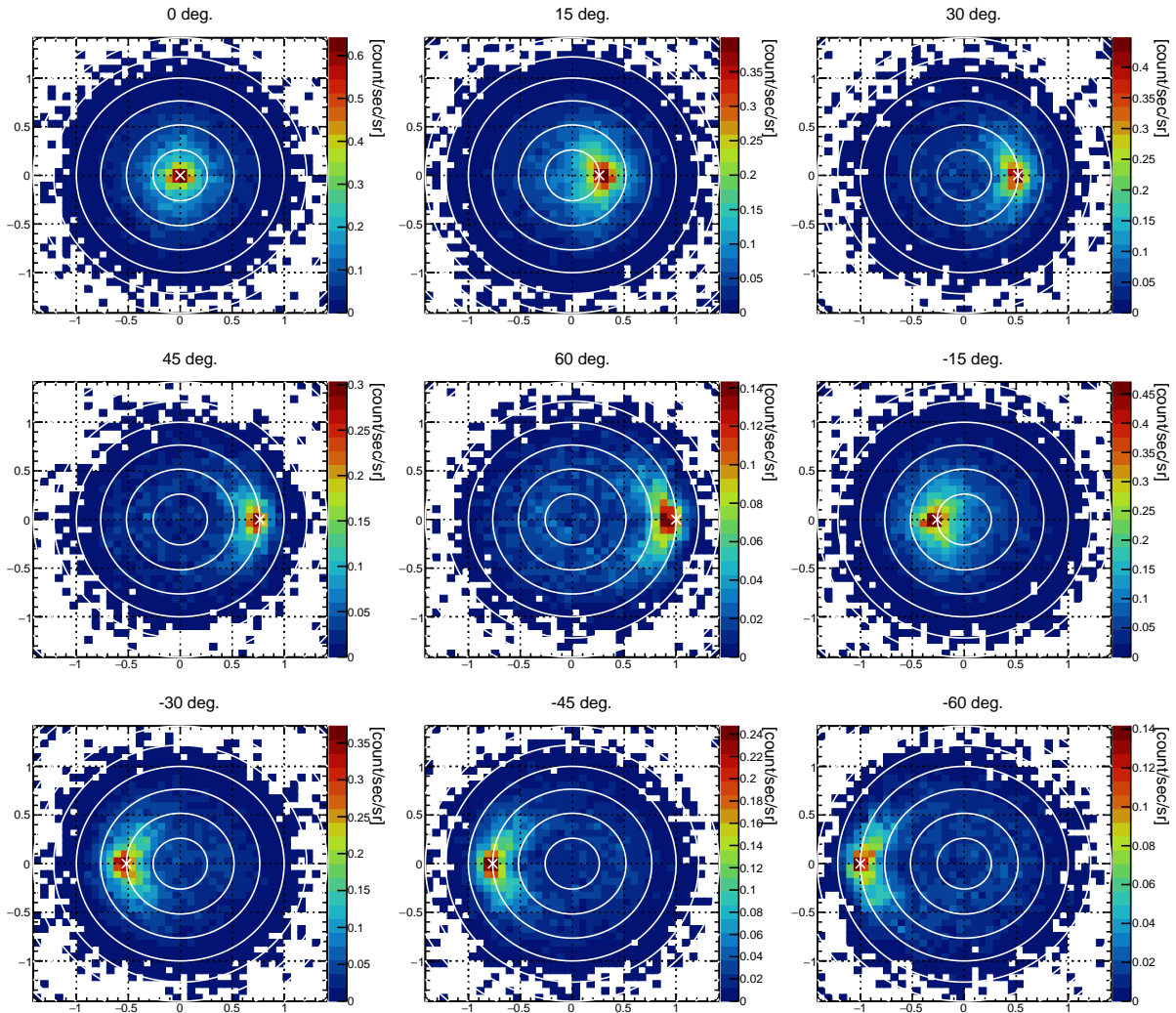


図 3.32 Common-Stop 型 DAQ の ETCC で取得した ^{137}Cs 点線源のイメージ。ランベルト正積図法で描いた。15° 刻みで白い円を描画している。× 印が線源を置いた位置。

ETCC での 662 keV でのエネルギー分解能 (FWHM) 13.3%[76] に比べて向上したが、光検出器を PMT から MPPC に変更したことによる吸収体のエネルギー分解能の向上が最も効いていると考えられる。今後の課題として、トリガー方式を変更したことによってエネルギー分解能や角度分解能等が劣化していないかを確認する必要がある。開発した ETCC を Common-Start 型 DAQ で動作させて ^{137}Cs のイメージングを同様に行ない、これらの性能を今回の Common-Stop 型 DAQ での動作時の値と比較する。

全ての事象選択を施した後、エネルギーの和が $662\text{ keV} \pm 10\%$ の範囲にある事象 (図 3.31 の青のエネルギースペクトル) に対し、式 (2.2) によりガンマ線の到来方向を計算した。線源の位置を ETCC の視野中心 0° から $\pm 15^\circ$ 、 $\pm 30^\circ$ 、 $\pm 45^\circ$ 、 $\pm 60^\circ$ と変えて測定したときに得られたガンマ線の到来方向の分布を図 3.32 に示す。 ^{137}Cs の位置を ETCC が的確に捉えており、Common-Stop 型 ETCC によりガンマ線を正しく再構成することに成功した。

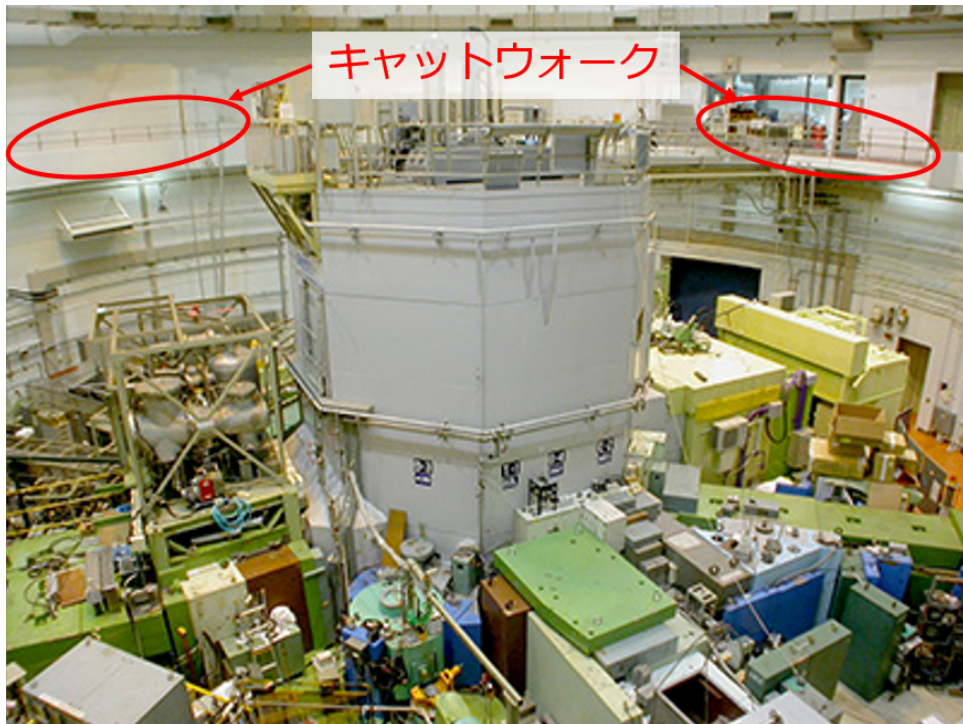


図 3.33 京都大学研究用原子炉の写真 [87]

表 3.3 KUR のキャットウォークの各測定点におけるガンマ線と中性子の線量 (5 MW 運転時)

| 測定点 | ガンマ線量 [$\mu\text{Sv/h}$] | 中性子線量 [$\mu\text{Sv/h}$] |
|-----|----------------------------|----------------------------|
| 1 | 1.5 | 4 |
| 2 | 5.0 | 7 |
| 3 | 2.0 | 4 |
| 4 | 3.7 | 4 |

3.4 Common-Stop 型トリガーによる不感時間削減

次に、新システムにより ETCC の不感時間が削減できたかを確認すべく、複合研で測定を行った。複合研は核エネルギーや放射線の利用に関する研究を行っており、2 基の原子炉施設をはじめとする実験施設を利用した研究の場を全国の大学等の研究者に提供している。今回の実験では京都大学研究用原子炉 (Kyoto University Research Reactor : KUR、図 3.33) の炉室内のキャットウォークに ETCC を設置し、原子炉周囲のガンマ線観測を試みた。ETCC を設置した場所は図 3.34 に示す計 4 か所である。炉室内での測定の様子を図 3.35 に示す。クロスチェック用に CsI(Tl) シンチレータでもデータ取得を行なった。測定は 2021 年 12 月 2 日、12 月 9 日、12 月 16 日の 3 日間で行なった。KUR は 1 MW 運転と出力の強い 5 MW 運転の 2 通りがあるが、出力の強い 5 MW での測定を行なった。5 MW 運転時の各測定点における放射線量を表 3.3 にまとめた。環境省によると、日本における自然放射線量は平均で $0.04 \mu\text{Sv/h}$ であり [88]、一般的な環境放射線よりも 50-100 倍程ガンマ線が多い環境下で試験を実施することができた。

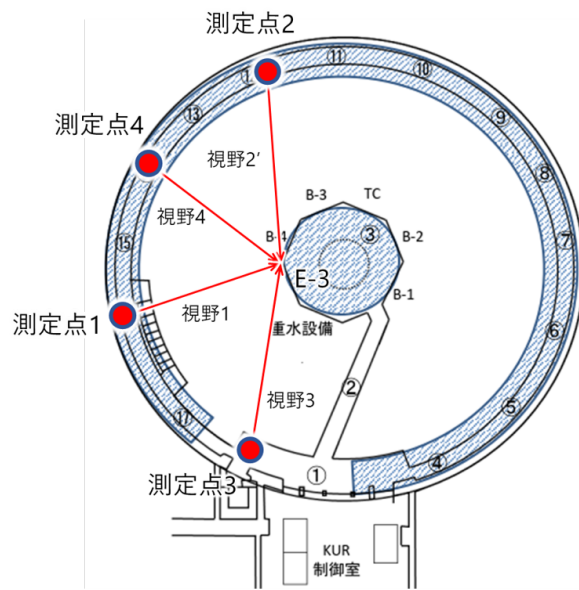


図 3.34 KUR での測定点

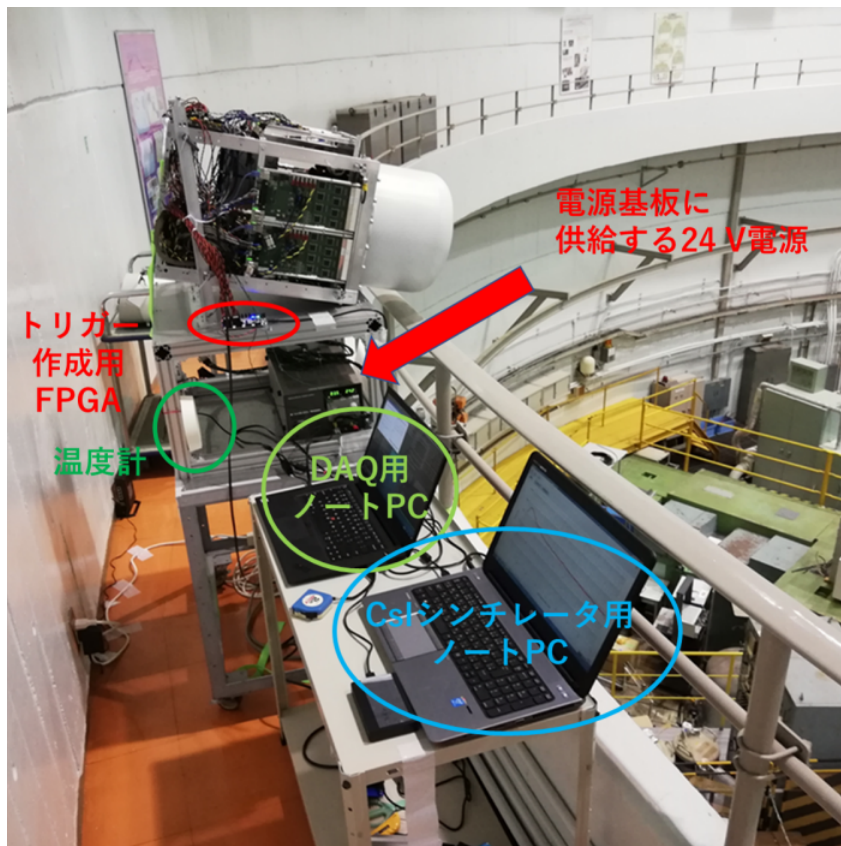


図 3.35 複合研炉室内で測定時の ETCC の写真

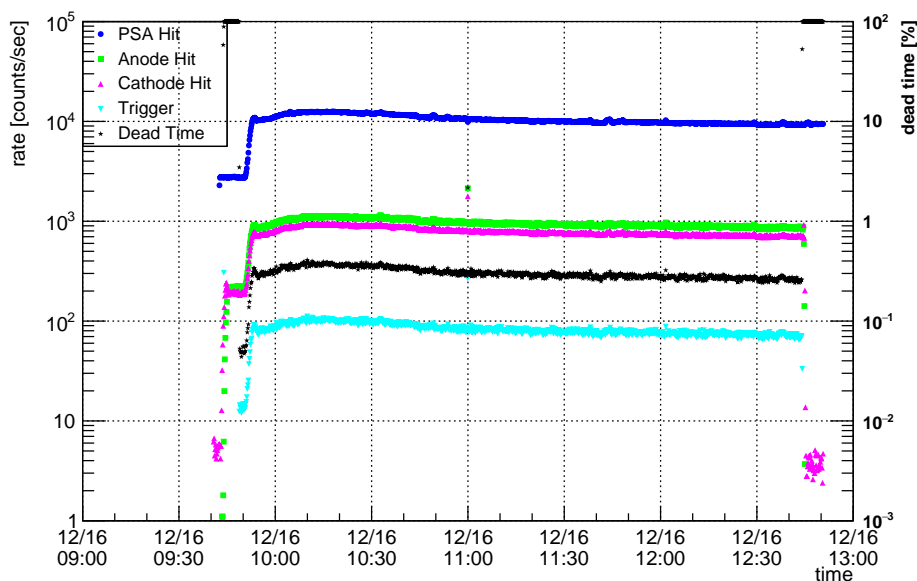


図 3.36 測定点 3 におけるスケーラーの記録。10 秒ごとの平均を取って表示している。

測定点 3 で測定時のスケーラーの記録を図 3.36 に示す。青の丸印は PSA のヒットレート、緑の四角印、マゼンタの上三角印は TPC のアノード、カソードのヒットレート、シアンの下三角印はトリガーレート、黒の星印は不感時間を表している。9 時 50 分から 10 時 0 分にかけて原子炉の出力が 1 MW から 5 MW に上昇した。スケーラーの結果からもそのタイミングで PSA、TPC のヒットレートとトリガーレートが ~5 倍に上昇し、その様子が見て取れる。トリガーレートは 5 MW 運転時で 100-300 Hz となっており、高計数での測定に成功した。

図 3.37 は今回の 3 日間の試験で得られたトリガーレートと不感時間の関係である。不感時間はトリガーレート 100 Hz の時 0.4%、200 Hz の時 1% となっていた。今回の KUR での測定と SMILE-2+ では検出器の大きさ、シンチレータの数と配置、光子のエネルギー範囲の広さなどが異なり、また、気球実験では原子炉にはない宇宙線事象によるトリガーもあるため単純な比較はできないが、不感時間を SMILE-2+ での結果 (トリガーレートが 100 Hz で 5%、図 3.2) から 1 桁削減することに成功した。トリガー方式を Common-Start 型から Common-Stop 型に変更したことより、不感時間を大きく遡減できている。3.2.3 節で述べたように、現状データ転送にかかる時間は 1 イベントにつき PSA が ~20 μ s、TPC が 31-75 μ s となっている。50 μ s \times 100 Hz \times 100 = 0.5% から、不感時間はトリガーが入ってから TCP 通信の FIFO ヘデータを転送する時間で決まっている。

続いて、高計数下の測定でも新しいトリガーシステムでガンマ線を正しく検出し、再構成できるかを確認した。図 3.38 は測定点 1 から 4 でそれぞれ ETCC で取得したエネルギースペクトルである。これらは、3.3.2 節で述べたコンプトン運動学テストまでの 4 つの事象選択を行なった後のスペクトルであり、511 keV と 1293 keV の 2 つのピークが確認できる。クロスチェックに用いた CsI(Tl) シンチレータのエネルギースペクトルを図 3.39 に示す。両検出器とも、511、1293 keV の 2 つの輝線が観測できており、ETCC が健全に動作したことが分かる。各測定点で 511 keV \pm 10% のエネルギー範囲にあるガンマ線のイメージを図 3.40 に示す。炉心方向から光子が到来している様子が分かる。この輝線は、炉心での核融合で放出された高エネ

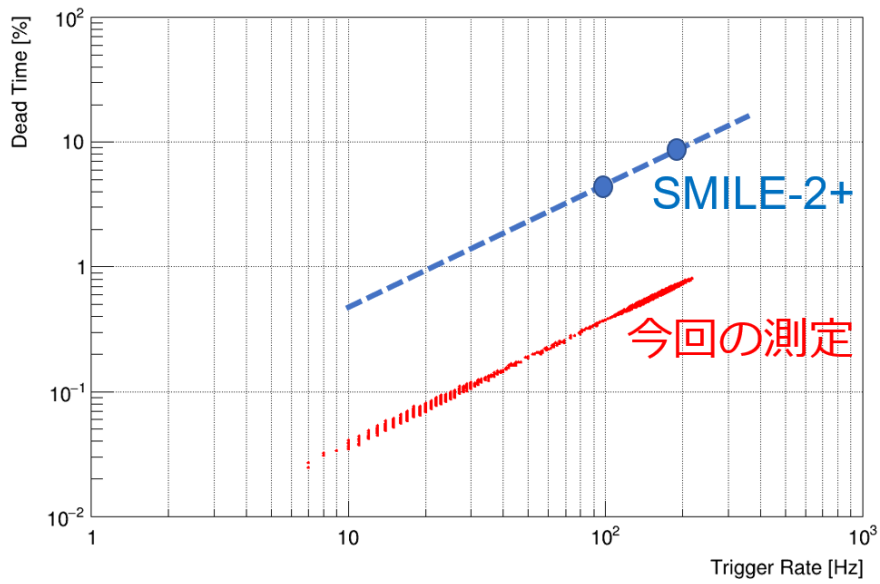


図 3.37 測定された ETCC の不感時間のトリガーレート依存性。赤い点が今回の結果。青い点は SMILE-2+ の時 (図 3.2) の結果

ルギーのガンマ線が原子炉壁で電子陽電子対生成が起こして生成した陽電子の対消滅線であると考えられる。また、 $1293 \text{ keV} \pm 10\%$ のエネルギー範囲内にあるガンマ線のイメージを図 3.41 に示す。1293 keV の輝線は空気中の ^{40}Ar が中性子と反応することで生じる ^{41}Ar からの放射であると考えている。以上の測定により、Common-Stop 型の ETCC がガンマ線カメラとして機能し、かつ Common-Start 型トリガー方式よりも不感時間を抑えられることが確認できた。

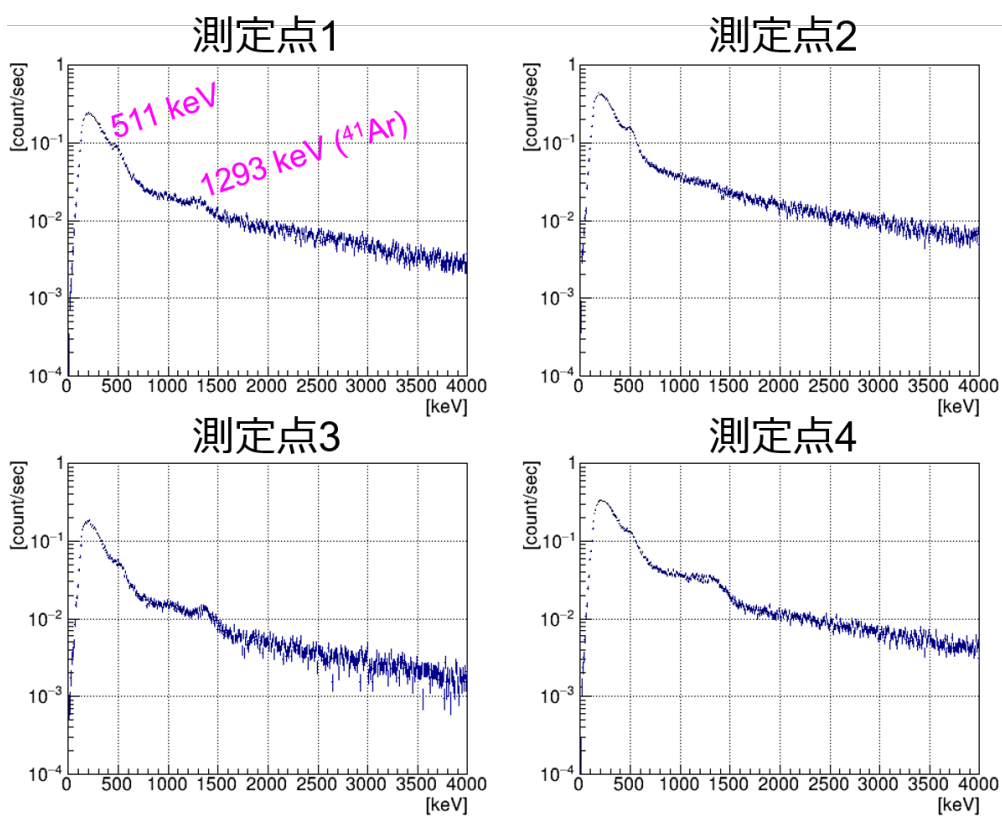


図 3.38 KUR の各測定点にて ETCC で取得したエネルギースペクトル

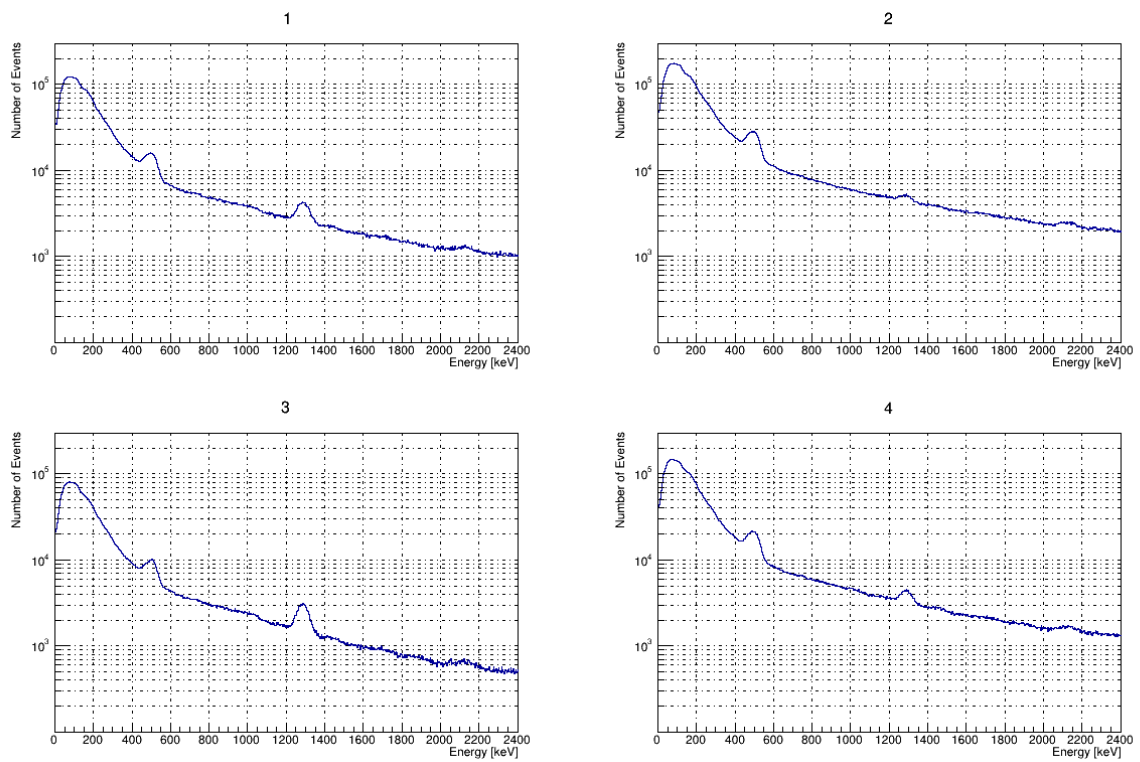


図 3.39 KUR の各測定点にて CsI(Tl) シンチレータで取得したエネルギースペクトル

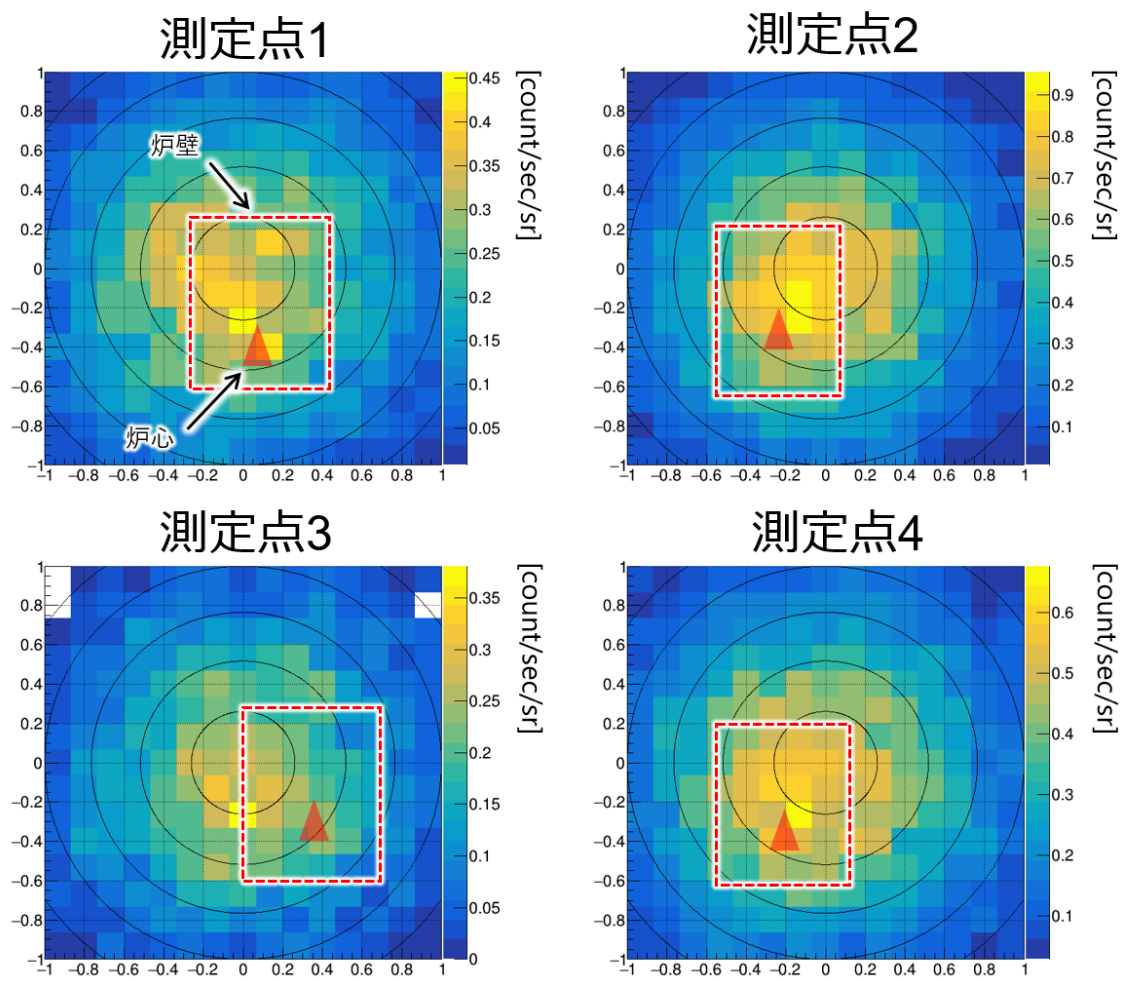


図 3.40 KUR の各測定点で取得した 511 keV のガンマ線のイメージ

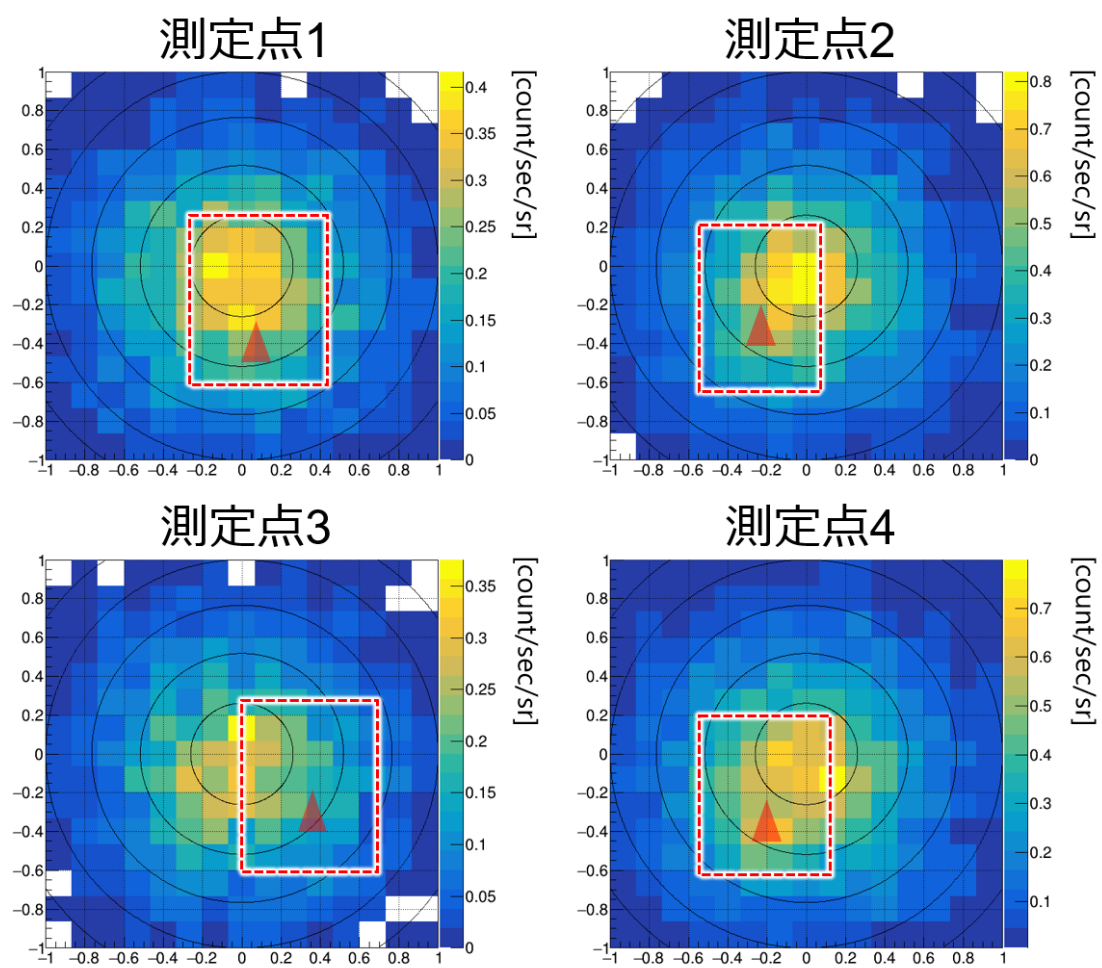


図 3.41 KUR の各測定点で取得した 1293 keV のガンマ線のイメージ

第 4 章

CZT 検出器の性能評価

4.1 CZT 検出器について

4.1.1 半導体検出器の動作原理

固体中の電子に価電子帯と伝導体のエネルギー差 (バンドギャップエネルギー) 以上のエネルギーが与えられると、電子が価電子帯から伝導体に励起する。この時、伝導体に自由電子を生成するだけでなく、電子が完全に詰まっていた結晶格子に空席ができる。この空席は正孔と呼ばれ、実質的に正の電荷を持って移動する。生成した電子や正孔はキャリアと呼ばれ、これらが移動することで物質が電気伝導を示す。

半導体はバンドギャップエネルギーが導体と絶縁体の中間 (数 eV、表 2.3) に位置する物質である。この値はシンチレーション検出器で光電子 1 つを生成するのに必要なエネルギー (≥ 100 eV) や、Ar ガス検出器でイオン対 1 つを生成するのに必要なエネルギー (26.4 eV) と比べてはるかに小さく [81]、それゆえ半導体検出器はこれらの放射線検出器に比べて、生成する信号の統計的な揺らぎを抑えて高いエネルギー分解能を実現することができる。半導体に不純物を混ぜることでエネルギーバンド構造に新たなエネルギー準位が生じ、より低いエネルギーでキャリアが生成する。不純物に 13 族の B や Al を含んだものを p 型半導体、不純物に 15 族の P や As を含んだものを n 型半導体と呼ぶ。p 型半導体と n 型半導体を接合し、p 型が高電位となる電圧を印加すると、電子と正孔は接合面の方向へ移動する。逆に n 型が高電位となる電圧を印加すると、電子と正孔は接合面から遠ざかる方向へ移動し、キャリアが存在しない領域 (空乏層) ができるため電流は流れない。半導体検出器では、この空乏層を作り、放射線が空乏層に入射したときのみ発生するキャリアを収集する。空乏層を作ってキャリアをドリフトさせる電場を生み出すために印加する逆方向の電圧を逆バイアス電圧と呼ぶ。また、逆バイアス電圧を印加したときの高電位側の電極をアノード、低電位側の電極をカソードと呼び、生成した電子はアノードに、正孔はカソードに向かってそれぞれドリフトする (図 4.1)。

2.5 節で述べたように、実績のある半導体検出器の中で、SMILE 計画の要求に最も合致すると期待されるのが CZT 及び CdTe 検出器である。これらは、

- エネルギー分解能が GSO 等のシンチレータに比べてはるかに高い
- 半導体検出器の中で比較的高い阻止能を持つ
- バンドギャップエネルギーが比較的大きく、冷却が不要
- ピクセル型の検出器が流通している

といった利点を持ち、ETCC の吸収体として都合が良い。一方で、CZT や CdTe は、Si や Ge に比べてキャリ

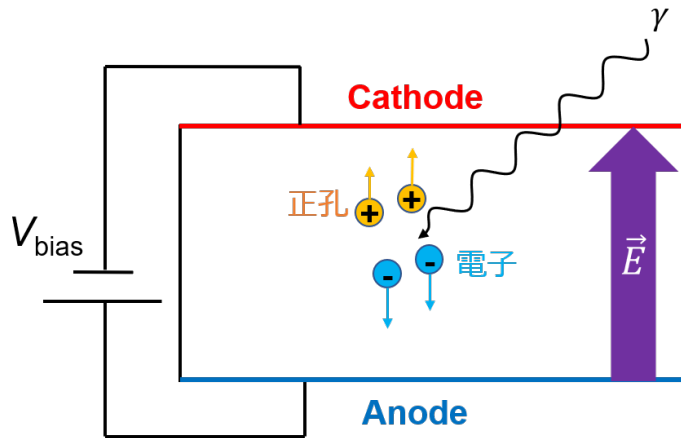


図 4.1 半導体検出器の概念

アの輸送能力を表すパラメータである $\mu\tau$ 積 (表 2.3) が小さいという欠点を持ち、この傾向は特に正孔で顕著である。CZT 中の電子と正孔の移動度はそれぞれ $1350 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 、 $120 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ という値が報告されており [92]、絶対温度 77 K での Si の電子、正孔の移動度の値 $2.1 \times 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 、 $1.1 \times 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ [81] に比べてかなり小さい。逆バイアス電圧 -500 V 、厚さ 5 mm の CZT 中で生成した電子や正孔がドリフトする時間の最大値はそれぞれ $0.4 \mu\text{s}$ 、 $4 \mu\text{s}$ と計算され、CZT で時間情報を取得する際はこの影響を考慮する必要がある。その具体的な手法は 4.3 節で述べる。また、移動度の値と表 2.3 中の $\mu\tau$ 積の値を用いると、電子と正孔の寿命はそれぞれ $\sim 5 \mu\text{s}$ 、 $\sim 750 \text{ ns}$ となり、上記の CZT において、電子のドリフト時間は寿命より十分長く、電極に完全に収集されることが期待される一方で、正孔の最大ドリフト時間は典型的な寿命である 750 ns よりも長く、カソードから離れたところで生じた正孔は電極にたどり着く前に結晶中に再捕獲されることがしばしば起こる。CZT や CdTe 検出器ではこの正孔の移動度の低さゆえに、正孔が両電極に充分な電荷を誘起する前に消滅することが原因となってエネルギースペクトルのピークにテール構造を残すことが知られている [93]。実際のエネルギースペクトルは 4.2 節で提示する。

4.1.2 使用した CZT 検出器の概要

図 4.2 に使用した CZT の模式図及び写真を示す。アノードは図 4.2(a) のようにピクセル型の電極となっており、 2 mm ピッチのピクセルが $22 \times 22 = 484$ 個配置されている。一方、カソードは図 4.2(b) のように 22 mm 角の平板な電極が 2×2 個並んだ形状となっており、カソード 1 チャンネルがアノードの $11 \times 11 = 121$ ピクセルでそれぞれ検出される電子に対応する正孔をまとめて読み出す形となっている。このアノード 121 ピクセルとカソード 1 チャンネルと後段の信号読み出し回路の組が 1 モジュールとして振る舞う。ガンマ線はカソード側から入射させて測定を行なった。CZT の厚さは 5 mm であり、アノードを接地したままカソードに -500 V の逆バイアス電圧を印加した。

図 4.3 に CZT 検出器での信号処理を示す。検出器は光子を検出する CZT に加え、信号の増幅整形等を行う ASIC [89]、ASIC からのアナログ情報をデジタル化する ADC、4 つのモジュールからデータを取りまとめて PC に送信する FPGA から構成される。CZT のアノード 121 ピクセルとカソード 1 チャンネルの計 122 本の信号は、図 4.4 に示す ASIC に入力される。ASIC では、まずチャージアンプで増幅し電圧信号として取

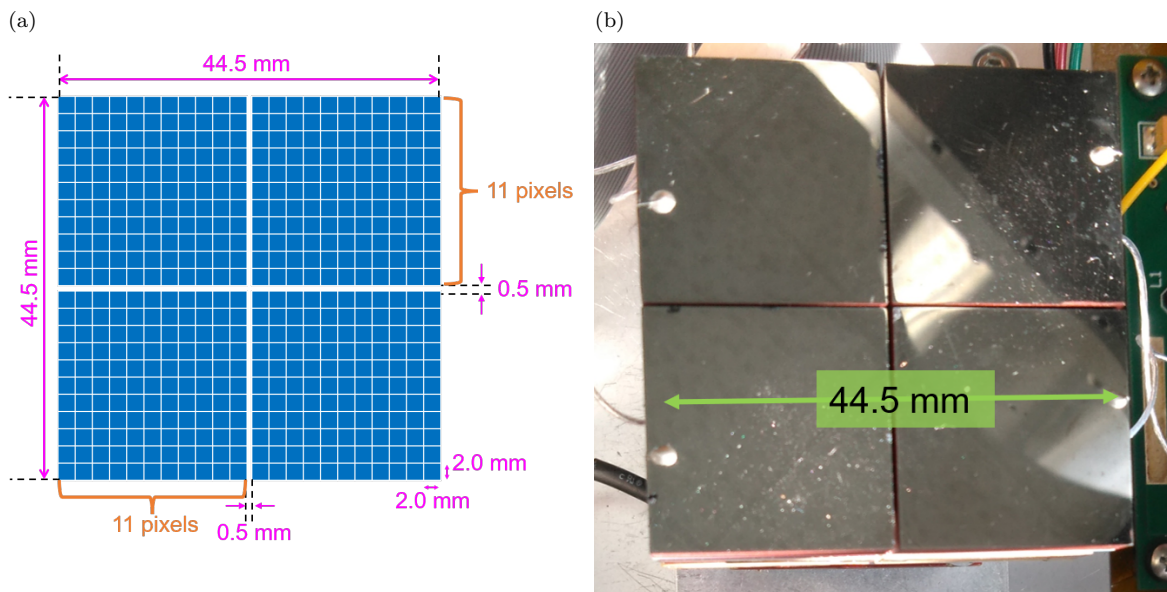


図 4.2 試験に用いた CZT 検出器。(a) アノード側の模式図。(b) カソード側の写真

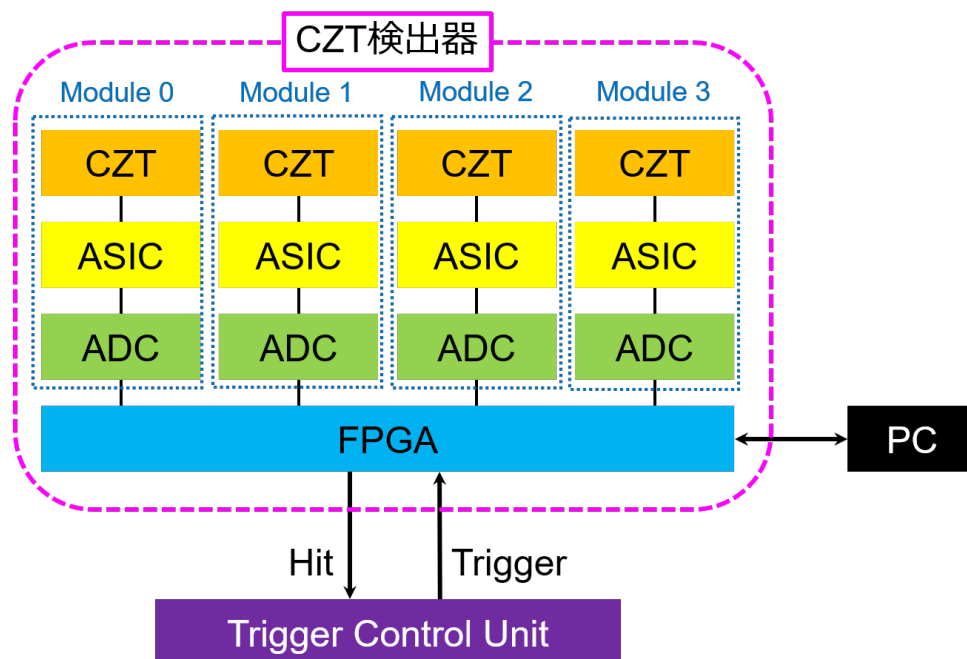


図 4.3 CZT 検出器の構成

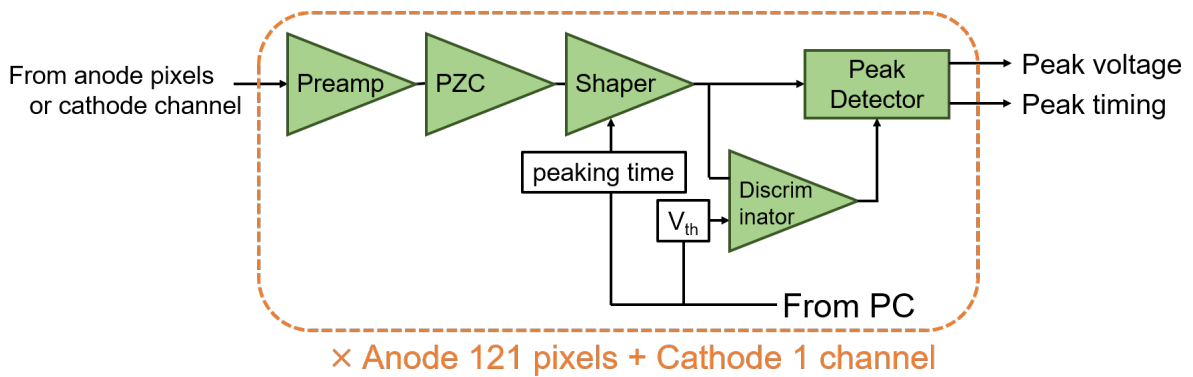


図 4.4 CZT 検出器に搭載された ASIC での信号処理。[89] を基に作成

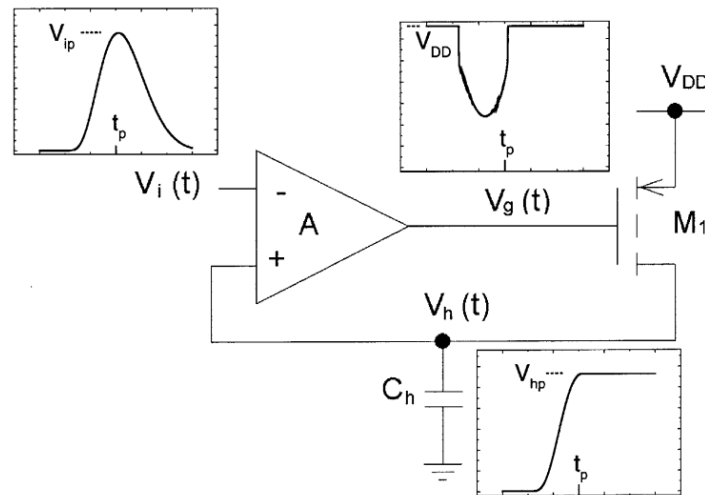


図 4.5 Peak Detector 回路の概念 [90]

り出し、peaking time が $1 \mu\text{s}$ のシェーピングアンプで整形する。次に、Discriminator で信号と閾値を比較し、信号が閾値を超えた場合は後段の Peak Detector 回路 (図 4.5)[90] が作動する。Peak Detector 回路は入力信号がピークとなる時刻とその時の波高値を求めて出力する [90]。

アノード信号を処理する 484 個の Peak Detector 回路のいずれか 1 つで信号のピークを検出すると、FPGA はその 200 ns 後に、出力するヒット信号の論理を high にする。ADC はその 750 ns 後にカソードを含めた全 488 本の信号のうち閾値を超えた信号全ての Peak Detector 回路の出力電圧をデジタル化して FPGA へ送る。この 750 ns の遅延は、電子のドリフト時間と正孔の寿命を考慮して設定した。これらの ADC のデータは FPGA 内の FIFO に蓄積され、外部 (TCU) からトリガー信号が入力されると取りまとめて、ギガビットイーサネットにより PC に送信する。FIFO に入力後 $10 \mu\text{s}$ の間にトリガーが入力されない場合、これらのデータは破棄される。データを送信、または破棄したタイミングでヒット信号は low レベルに戻る。以上述べた CZT のアナログ信号とヒット、トリガー信号の関係は図 4.6 にまとめた。

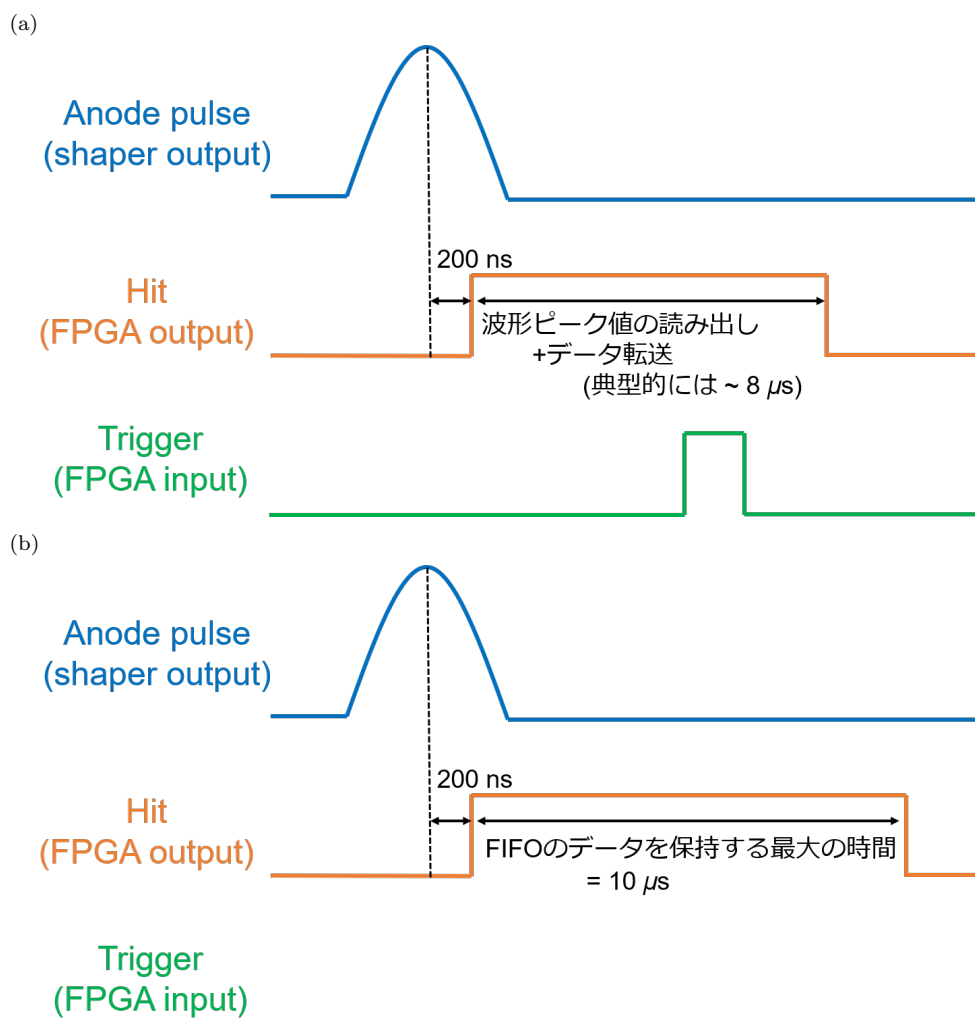


図 4.6 CZT のアノード信号と FPGA の入出力信号の関係。(a) ヒット信号に対し、トリガー入力があるとき。(b) ヒット信号に対し、トリガー入力がないとき

4.2 エネルギー分解能

コンプトンカメラにおいて、各検出器のエネルギー分解能は、散乱角の決定精度である ARM(式 (2.8)) を決定するパラメータの 1 つである。CZT 検出器についてエネルギー分解能の測定を行った。その時のセットアップを図 4.7 に示す。図 4.7(a) のように放射線源を CZT のカソードから 21 cm 離して置き、カソード側からガンマ線を入射させる。使用した放射線源は表 4.1 にまとめた。トリガー回路は 3 章同様に FPGA 評価基板 Arty S7-50 を用いて作成し、図 4.7(b) のように CZT 検出器から出力されたヒット信号の立ち上がりに対し、 $6 \mu\text{s}$ 遅らせてトリガー信号を CZT に入力した。

1 つの放射線源の測定でアノードの 484 ピクセル、カソードの 4 チャンネル分の計 488 個のエネルギースペクトルを取得することができる。その 488 個のスペクトルに対し、各線源のエネルギーに対応する ADC 値を求めて一次関数でフィットした。その結果の一例を図 4.8 に示す。

表 4.1 CZT のエネルギー較正で用いた線源と主なガンマ線、特性 X 線のエネルギー [91]

| 線源 | ガンマ線のエネルギー (keV) | 特性 X 線のエネルギー (keV) |
|-------------------|--------------------------------|---|
| ^{57}Co | 14.4, 121, 136 | 6.36 (Fe-K α), 7.02 (Fe-K β) |
| ^{133}Ba | 53.2, 81.0, 276, 303, 356, 384 | 30.9 (Cs-K α), 35.1 (Cs-K β) |
| ^{139}Ce | 166 | 33.3 (La-K α), 38.0 (La-K β) |
| ^{152}Eu | 122, 245, 345, 411, 444 | 40.0 (Sm-K α), 45.7 (Sm-K β) |
| ^{241}Am | 26.3, 59.5 | 16.6 (Np-L) |

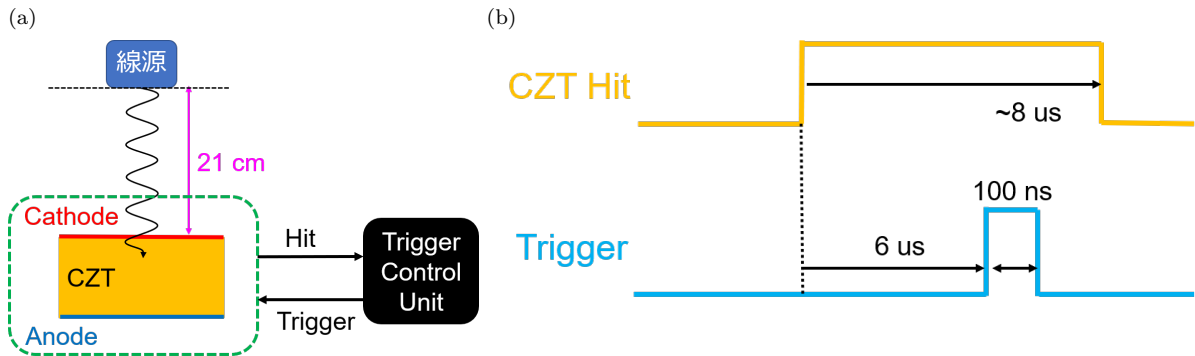


図 4.7 CZT のエネルギー分解能測定時のセットアップ。(a) セットアップの模式図 (b) データ取得のための DAQ

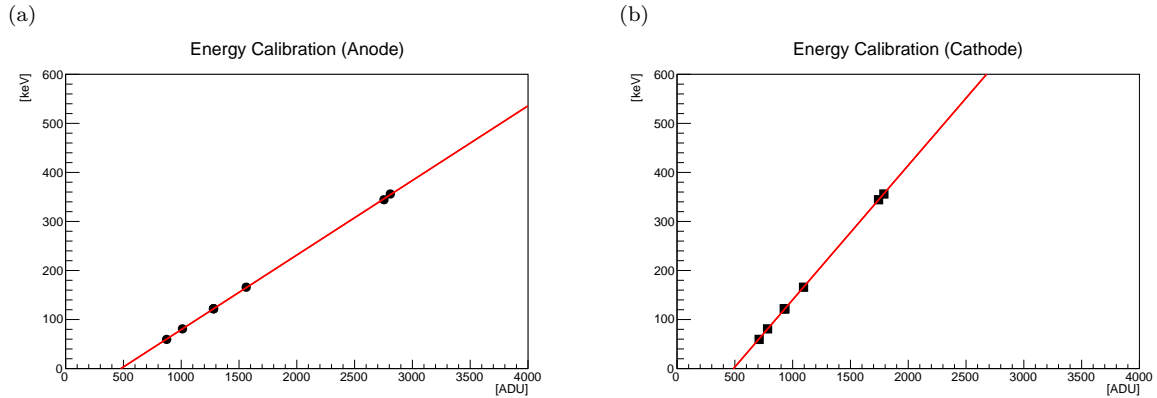
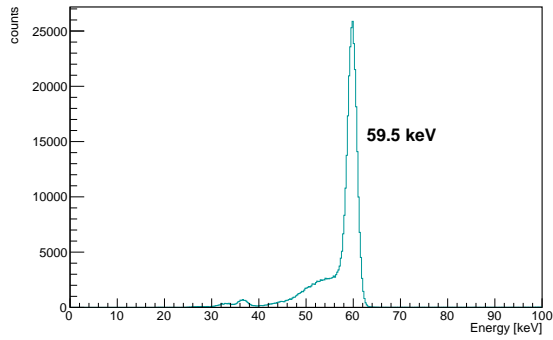


図 4.8 CZT のエネルギー較正の結果の一例。(a) アノードのある 1 ピクセルの結果 (b) カソードのある 1 チャンネルの結果

アノードの全 484 ピクセル、またはカソードの全 4 チャンネルを足し合わせたエネルギースペクトルを図 4.9 から図 4.13 に示す。図 4.9 から図 4.13 は順に ^{241}Am 、 ^{57}Co 、 ^{139}Ce 、 ^{133}Ba 、 ^{152}Eu のエネルギースペクトルであり、左がアノード、右がカソードでそれぞれ取得したものである。図 4.12(a) で ^{133}Ba から放射される 276、303、356、384 keV の近接する 4 本の輝線の分離や、図 4.13(a) で ^{152}Eu から放射される 414、444 keV の 2 本の微弱な輝線の有意な検出は従来の GSO シンチレータでは実現できていなかった点である。エネルギー閾値はモジュールごとに、またピクセルごとに異なるが、アノード、カソードともに 20-40 keV 程度であった。また、アノードは 500-600 keV 程度でアンプが飽和する。

(a)



(b)

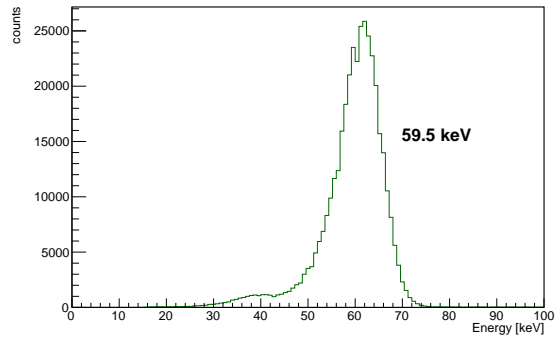
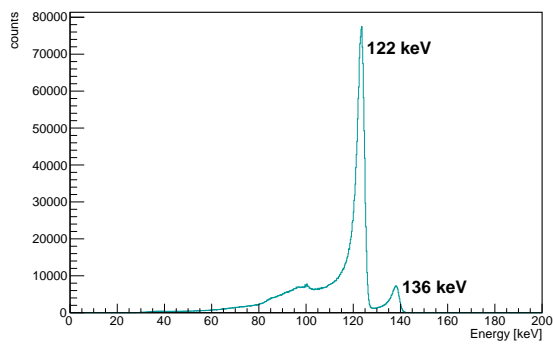


図 4.9 エネルギー較正後の ^{241}Am のエネルギースペクトル。(a) アノード全 484 ピクセルの総和 (b) カソード全 4 チャンネルの総和

(a)



(b)

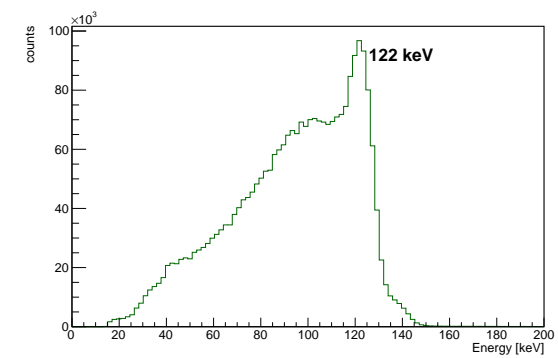
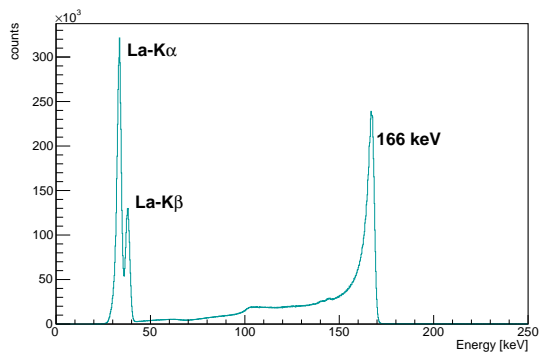


図 4.10 エネルギー較正後の ^{57}Co のエネルギースペクトル。(a) アノード全 484 ピクセルの総和 (b) カソード全 4 チャンネルの総和

(a)



(b)

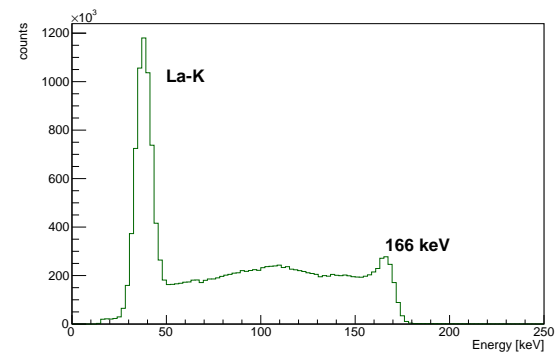


図 4.11 エネルギー較正後の ^{139}Ce のエネルギースペクトル。(a) アノード全 484 ピクセルの総和 (b) カソード全 4 チャンネルの総和

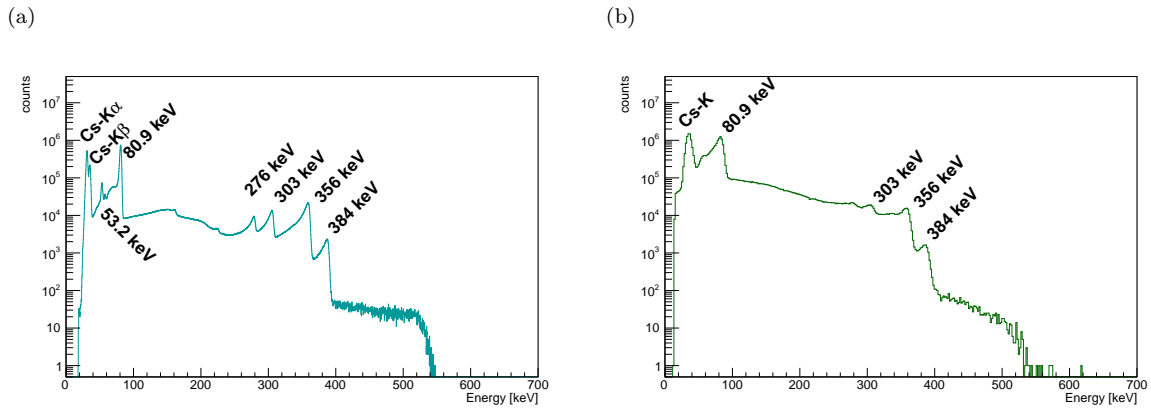


図 4.12 エネルギー較正後の ^{133}Ba のエネルギースペクトル。(a) アノード全 484 ピクセルの総和 (b) カソード全 4 チャンネルの総和

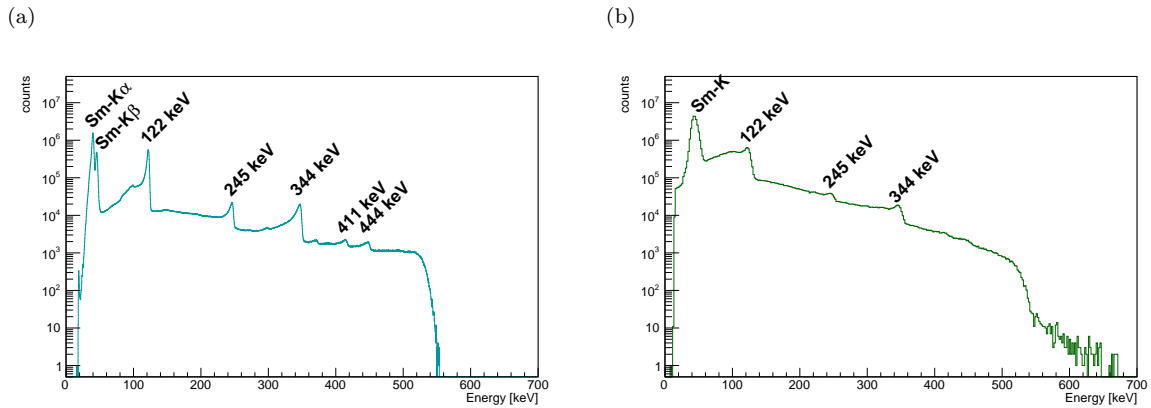


図 4.13 エネルギー較正後の ^{152}Eu のエネルギースペクトル。(a) アノード全 484 ピクセルの総和 (b) カソード全 4 チャンネルの総和

測定したエネルギースペクトル (図 4.9 から図 4.13) から、4.1.1 節で述べた、正孔の輸送能力の低さに起因するエネルギースペクトルのテール構造が容易に確認できる。カソードから離れたところ (アノード側) で発生した正孔ほど電極に到達する前に結晶中に再捕獲される確率は高く、カソードで検出される電荷量は、カソードから測った光子の反応点の深さ (Depth of Interaction : DOI) に比例して小さくなる [94]。また、上述のように DOI が大きくなると、正孔の不完全な収集によりアノードで検出される電荷量も小さくなる。図 4.14 は、 ^{139}Ce 線源によるエネルギー分解能測定時のデータを利用してこれらを端的に表した図である。図 4.14 の横軸にカソードで検出した電荷量をアノードで検出した電荷量で割った値 (以降、CA 電荷比と呼ぶ)、縦軸にアノードで取得したエネルギーをそれぞれ取った 2 次元のヒストグラムであり、縦軸に向かって投影すると図 4.11(a) が得られる。 ^{139}Ce 線源からのガンマ線のエネルギーである 166 keV 付近を見ると、CA 電荷比が小さい (DOI が大きい) ほどアノードで検出される電荷量が相対的に小さくなるのが明確に見取れる。

正孔の収集効率の低さはスペクトルの形状の悪化とエネルギー分解能の低下を招く一方で、CA 電荷比を用いるとこれらの効果を補正することができる [93]。まず、CZT の各ピクセルについて図 4.14 のような関連図

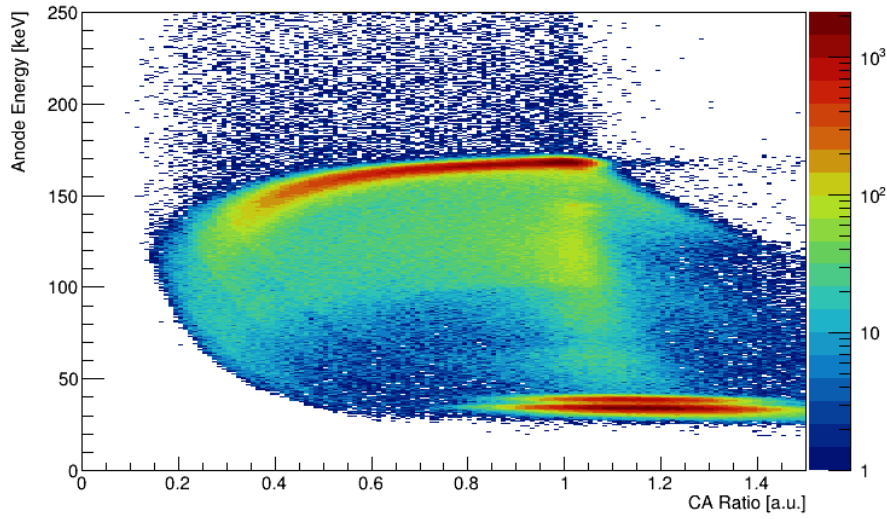


図 4.14 ^{139}Ce 線源で取得したカソード/アノードで検出された電荷の比とアノードで検出したエネルギーの関係

を作り、CA 電荷比の各値において縦軸に射影することで得られるエネルギースペクトルに対し、166 keV 付近で極大となるエネルギーを求めた。そうして得られた CA 電荷比とアノードのエネルギーの関係を図 4.15 に示す。この分布を、

$$E_{\text{anode}} = E_0 (1 - \exp(-ar)) \quad (4.1)$$

でフィットした (図 4.15 中のマゼンタの曲線)。ここで、 r は CA 電荷比、 E_{anode} はアノードで検出したエネルギーであり、 E_0 、 a はフィットパラメータである。補正後のエネルギーを E_{corr} を

$$E_{\text{corr}} = \frac{E_{\text{anode}}}{1 - \exp(-ar)} \quad (4.2)$$

と定義し、CA 電荷比と E_{corr} の関係をプロットすると、図 4.16 のようになる。CA 電荷比が 0.35 から 1.1 までの範囲においては、 r が小さいところでエネルギーを低く見積もってしまっていたイベントが減って正しい光子のエネルギーで検出されていることが分かり、この補正方法が有用であることが分かる。

式 (4.2) による補正を図 4.9(a) から図 4.12(a) の CA 電荷比が 0.35 から 1.1 の範囲にある事象に対して適用した結果を図 4.17 に示す。いずれのエネルギースペクトルにおいても補正前後でテール構造が改善され、ピークが鋭くなったことが見て取れる。

補正前のアノード、カソードのエネルギースペクトルと補正後のエネルギースペクトルについて、ピークの FWHM で定義して求めたエネルギー分解能を図 4.18 に示す。図 4.18 において、DOI 補正前のアノードとカソードのエネルギー分解能はそれぞれ青と緑で、DOI 補正後のエネルギー分解能は赤で示されおり、エネルギー E [keV] の関数で表されるエネルギー分解能 Λ [%] に対しそれぞれ、

$$\Lambda [\%] = A (E [\text{keV}])^{-B} \quad (4.3)$$

でフィットした。その時のフィットパラメータ A 、 B の値は表 4.2 にまとめた。また、表 4.3 にいくつかのエネルギーにおける補正前のアノード、カソードのエネルギー分解能と補正後のエネルギー分解能を示す。DOI 補正の有用性が示されたとともに、166 keV でのエネルギー分解能が 2.0% という、GSO シンチレータの 166 keV での値 $\sim 20\%$ を凌駕する性能を実現している。

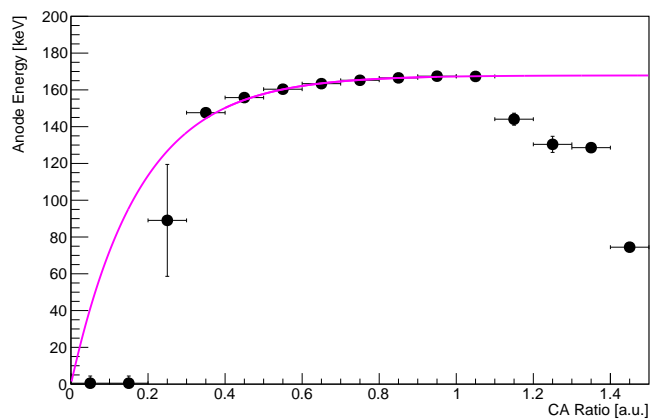


図 4.15 各 CA 電荷比の値に対する ^{139}Ce のエネルギースペクトルがピークとなるアノードのエネルギー値

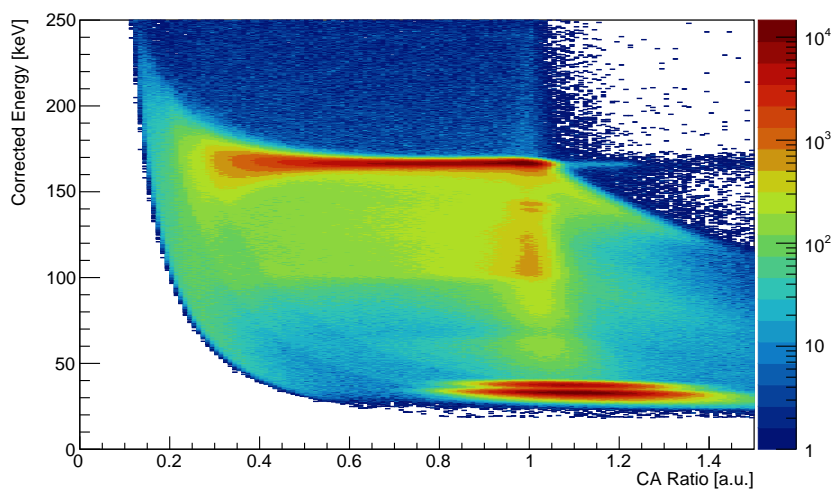


図 4.16 CA 電荷比と DOI 補正後のエネルギーの関係

表 4.2 エネルギー分解能曲線(図 4.18) を式 (4.3) でフィットしたときのパラメータの値

| フィットパラメータ | A | B |
|------------|------|-------|
| カソード | 165 | 0.576 |
| アノード (補正前) | 57.5 | 0.508 |
| アノード (補正後) | 48.8 | 0.607 |

表 4.3 各エネルギーにおける CZT のエネルギー分解能の値

| エネルギー分解能 | 122 keV での値 [%] | 166 keV での値 [%] | 356 keV での値 [%] |
|------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| カソード | 10.5 | 8.1 | 5.7 |
| アノード (補正前) | 3.6 | 3.3 | 1.6 |
| アノード (補正後) | 2.5 | 2.0 | 1.4 |

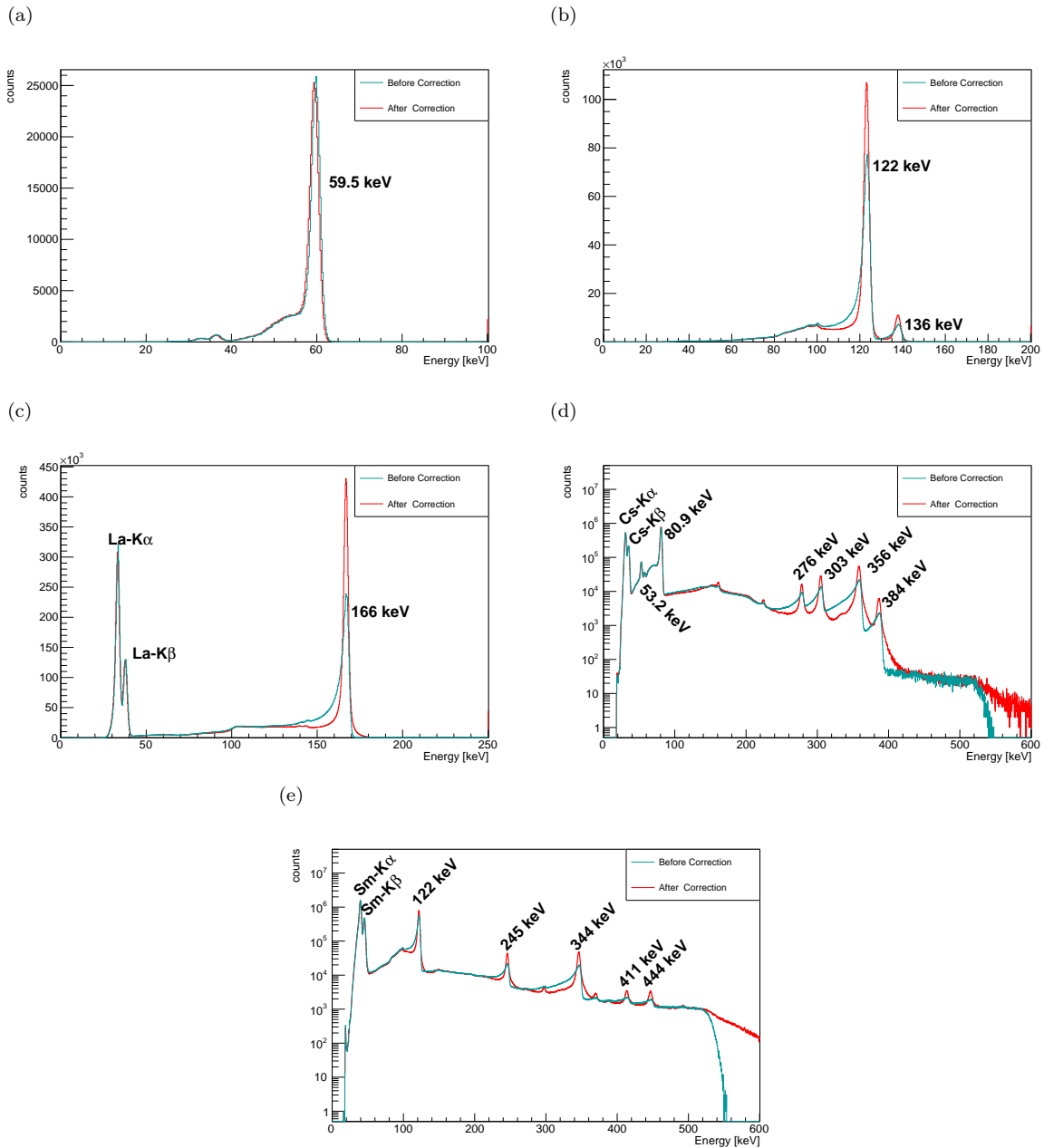


図 4.17 DOI 補正後の CZT のエネルギースペクトル。シアンが補正前のアノードのエネルギースペクトル、赤が補正後のエネルギースペクトル。(a) ^{241}Am (b) ^{57}Co (c) ^{139}Ce (d) ^{133}Ba (e) ^{152}Eu

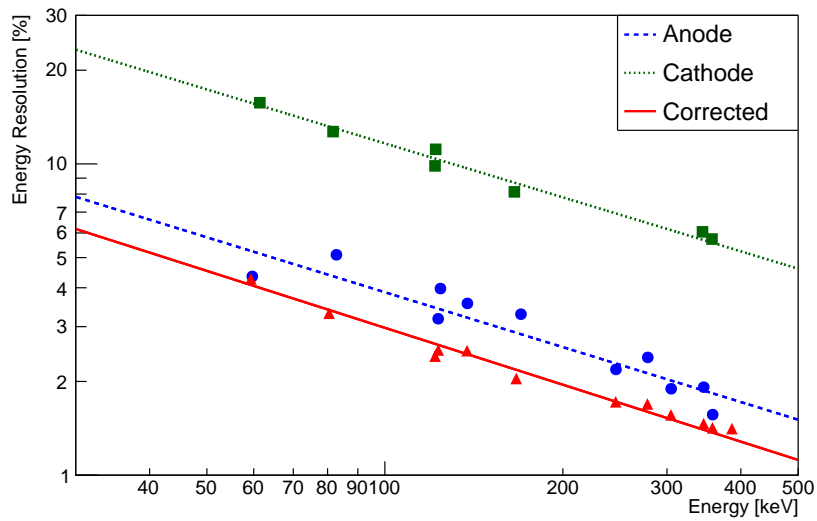


図 4.18 CZT 検出器のエネルギー分解能。青は DOI 補正前のアノードのエネルギー分解能、緑はカソードのエネルギー分解能、赤は DOI 補正後のエネルギー分解能の結果

4.3 時間分解能の評価

CZT-ETCC では Common-Stop 型のトリガー方式を用いてデータ収集を行う必要があることを 3.1 節で述べた。Common-Stop 型 ETCC において、吸収体の時間分解能は重要なパラメータとなる。CZT 検出器について、その時間分解能を調べた。

4.3.1 ETCC における吸収体の時間分解能について

図 4.19 に示すように TPC では、コンプトン散乱における反跳電子が作る電子雲を μ -PIC までドリフトさせて検出する。そのため、TPC 単体ではドリフト方向の絶対座標 (図 4.19 中の Z 座標) を検出できない。TPC でのコンプトン散乱点の Z 座標を求めるためには TPC の時間情報とは別に吸収体で光子の入射時刻を取得する必要がある。そして、その吸収体の時間分解能は散乱点の Z 座標に直接影響を及ぼす。例として、166 keV の光子が TPC 内で散乱角 30° のコンプトン散乱を起こして検出した場合を考える。CZT のエネルギー分解能は 166 keV の FWHM で 2.0 % (4.2 節) であり、式 (2.3) で表される散乱角は 1° 程 CZT のエネルギー分解能によって揺らぐ。散乱点や吸収点、光子の到来方向にもよるが、散乱点の Z 座標の位置分解能が 1 mm、10 mm の時の散乱角の揺らぎは、それぞれ 0.1° 、 1° 程度である。幾何情報による揺らぎをエネルギー情報による揺らぎの 1/2 以下に抑えるためには、 Z 方向の位置分解能は 5 mm 以下が要求され、TPC 中の電子のドリフト速度を $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ とすると、これは時間分解能 100 ns に相当する。CZT 検出器で最低でもこの時間分解能は達成したい。

Common-Stop 型のトリガーシステムにおいて、3 章では PSA で波形をサンプリング式 ADC で取得することでガンマ線の到来時刻を求めた。しかし、CZT の場合、ADC は波形のピーク値のみを捉えるものであり、同様の手法は使えない。また、CZT のヒット信号のみを利用すると、4.1.2 節で述べたようにアノードで

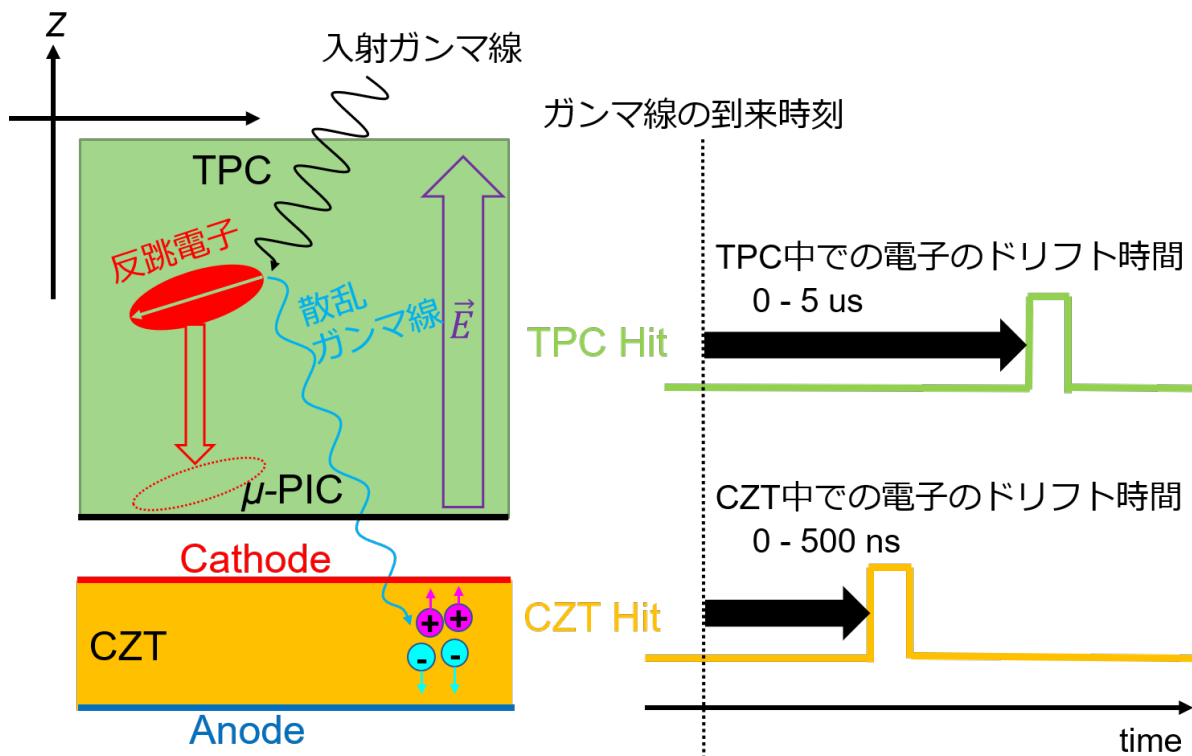


図 4.19 ETCC で検出したいイベントのイメージ (左) と TPC と CZT 中での電子のドリフト時間 (右)

電子が検出された時間を表すため、結晶中でのドリフト時間を反映して ~ 500 ns の揺らぎを持つと想定される (結果は 4.3.3 節で後述)。時間分解能 500 ns は上記の例で $2\text{-}3^\circ$ の散乱角のずれにつながり、CZT が持つ高いエネルギー分解能を存分に生かすことができない。この時間分解能の値を抑えるためには、CZT 中での電子のドリフト時間を事象ごとに求めることが欠かせない。光子の反応点の深さは 4.1 節で述べたように、アノードとカソードの電荷比と相関を持つ。したがって、CZT にガンマ線が到来した時刻から CZT のヒット信号が出力されるまでの時間を CA 電荷比から推定する手法を考え、時間分解能の向上を図った。

4.3.2 時間分解能調査のセットアップ

前節を踏まえて、CZT で光子が相互作用を起こした時刻と CZT 検出器からヒット信号が出力された時間を測定するセットアップを組む。まず、放射線源として ^{139}Ce 及び ^{133}Ba を用いた。図 4.20 に ^{139}Ce の崩壊の図式を簡単に示した。 ^{139}Ce と ^{133}Ba の原子核はともに電子捕獲によって崩壊する。すなわち、原子核を構成する陽子の 1 つと原子軌道上の電子の 1 つが結びついて中性子に変化することで、原子番号が 1 だけ減少し、Ce は La に、Ba は Cs にそれぞれ崩壊する。生成された娘核が励起状態から基底状態に遷移し、その時に表 4.1 に示したようなガンマ線を放出する。続いて、電子捕獲によりできた La、Cs 原子中の電子の空孔 (主に K 殻) を埋める形で外殻電子が遷移してより安定な配位となり、軌道電子の遷移前後のエネルギー差は特性 X 線あるいはオージェ電子の形で放出される。この過程は原子サイズのスケールで起こるものであり、その時間は CZT のドリフト時間 ($\sim 0.5 \mu\text{s}$) 等に比べてはるかに短い。そのため、オージェ電子ではなく特性 X 線が放出された場合は、ガンマ線と X 線の 2 つの光子が同時に線源から放射されたように観測される。こ

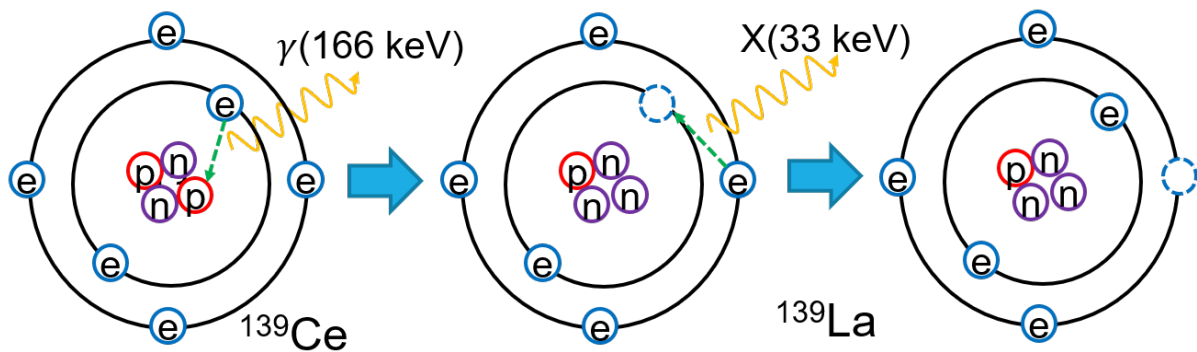


図 4.20 ^{139}Ce の崩壊過程の模式図。e, p, n はそれぞれ電子、陽子、中性子を表す。左は崩壊前の ^{139}Ce 。電子捕獲によって中央の ^{139}La に崩壊する。生成した ^{139}La は内部転換により右の安定な配位となり、特性 X 線ないしオージェ電子を放出する。

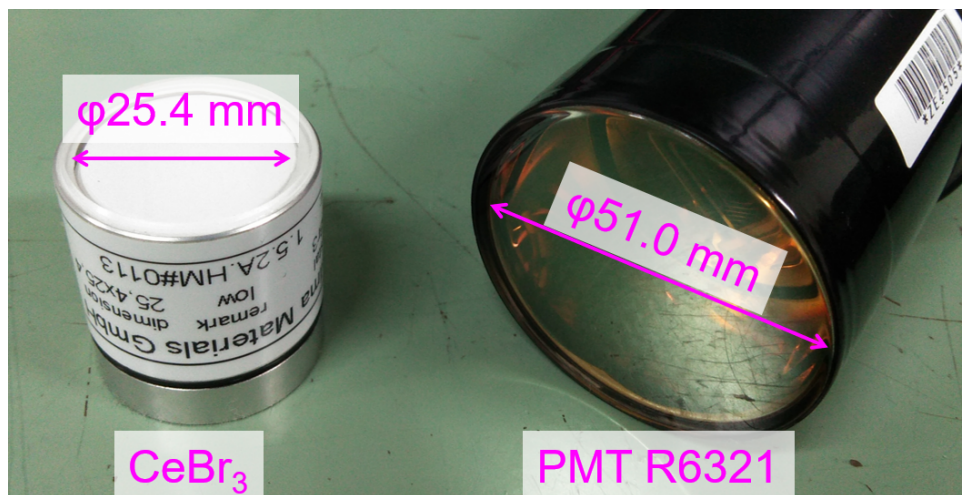


図 4.21 使用した CeBr_3 シンチレータ (左) と PMT R6321 (右)

の性質を利用して今回の試験では、 ^{139}Ce や ^{133}Ba から放射される $\sim 30 \text{ keV}$ の特性 X 線 (表 4.1) を CZT 以外の別の検出器で捉えて光子の発生時刻を測定しつつ、ガンマ線を CZT 検出器を同時に捉えてそれら 2 つの検出器のヒット信号の時間差を見た。

光子発生時刻の基準となる検出器としては CeBr_3 シンチレータを用いた (図 4.21)。 CeBr_3 は $\sim 68000 \text{ photons/MeV}$ という大きな光量と高いエネルギー分解能、 $\sim 17 \text{ ns}$ という早い減衰時間を兼ね備えたシンチレータであり [95]、 $\sim 30 \text{ keV}$ の低エネルギーの光子を早く検出することに長けていることから、 CeBr_3 シンチレータのヒット時刻を光子の発生時刻とみなすことができる。 CeBr_3 を浜松ホトニクス社製 PMT R6321 に取り付け、PMT に -1000 V の電圧を印加して信号を読み出した。 CeBr_3 シンチレータに ^{139}Ce を照射したときの PMT の出力波形を図 4.22 に示す。表 4.1 に示した 166 keV のガンマ線と 33 keV の特性 X 線の信号が容易に確認できる。同様に ^{57}Co 、 ^{133}Ba 、 ^{241}Am を CeBr_3 シンチレータの前に置き、オシロスコープで波高値を確認した。各エネルギーに対して、PMT の波形の負のピーク値を求めた結果を図 4.23 にまとめた。



図 4.22 CeBr₃ シンチレータに ¹³⁹Ce を照射したときの波形

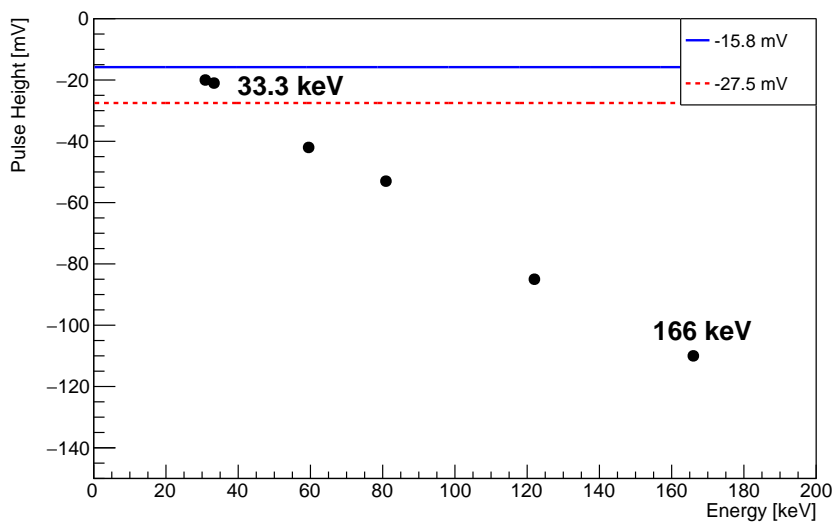


図 4.23 CeBr₃ シンチレータの信号の波高値と入射ガンマ線のエネルギーの関係

CZT の時間分解能の測定においては、CeBr₃ シンチレータでは線源から来る ~ 30 keV の X 線だけを検出したい。¹³⁹Ce や ¹³³Ba からのガンマ線 (それぞれ 166 keV と、 > 50 keV) を CeBr₃ シンチレータで検出することは雑音事象の増加につながる。そのため、図 4.23 に示したような異なる 2 つの閾値 ($V_a = -15.8$ mV と $V_b = -27.5$ mV) を得られた波形と比較し、 V_b を超えたイベントはトリガーせず V_a のみ超えたイベントのみをトリガーすることで、CeBr₃ シンチレータで ¹³⁹Ce や ¹³³Ba からのガンマ線を検出しにくくし、特性 X 線を積極的に検出するように工夫した。また、CZT の前に 30 cm 角、0.2 mm 厚の Mo 板を置いた。Mo の密度は 10.2 g/cm³[96] で、30 keV と 150 keV における光子の反応断面積はそれぞれ、 2.81×10^1 cm²/g、 4.21×10^{-1} cm²/g である [42] ため、透過率はそれぞれ 0.30%、92% となる。166 keV のガンマ線は透過さ

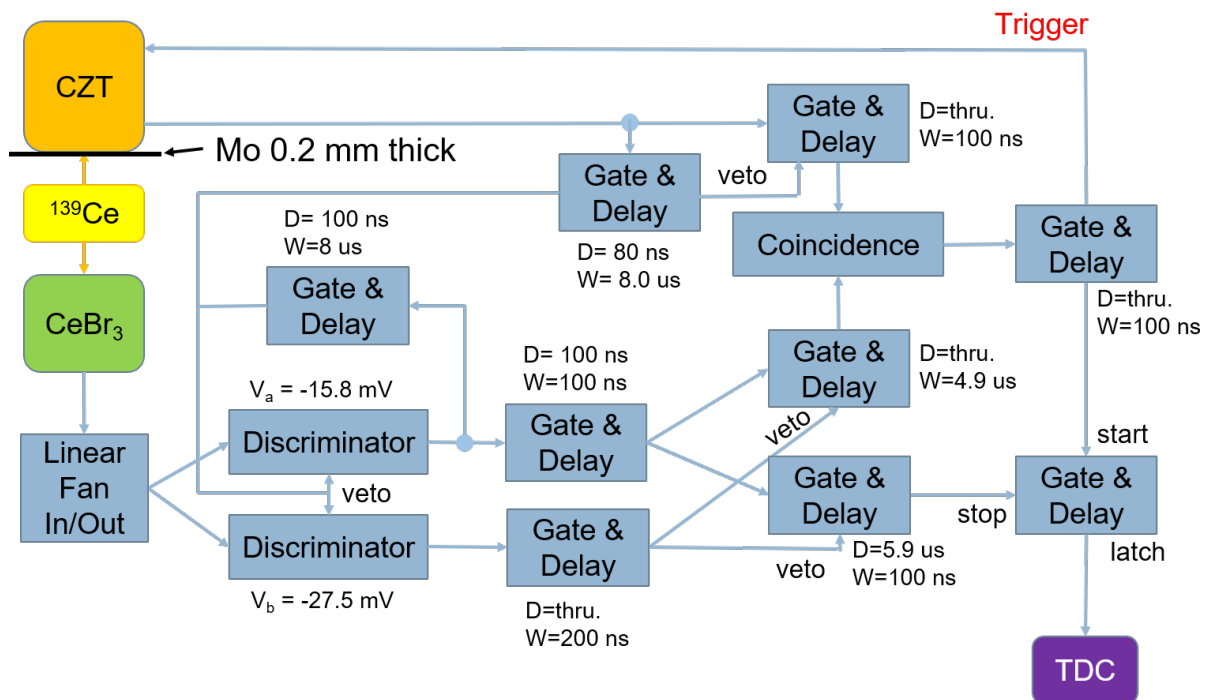


図 4.24 CZT の時間分解能測定時のセットアップ

せつつも、 ~ 30 keV の X 線を吸収させ、さらなる雑音遁減を図った。

CZT の時間分解能調査のセットアップを図 4.24 に、信号のタイミングチャートを図 4.25 に示す。トリガーコントロールは汎用 NIM モジュールを用いて行なった。CeBr₃ シンチレータからの信号を前述のように 2 つの Discriminator に入力する。信号が V_b を超えた場合は、図 4.25(b) のようにその時点で後段の論理に veto がかかる。信号が V_b を超えず、 V_a のみを超えた場合は、図 4.25(a) のように、その時点から 100 ns 遅らせた後 $4.9 \mu\text{s}$ のゲート信号とさらに $5.9 \mu\text{s}$ 遅らせた信号を作る。閾値を超えるタイミングは V_a のほうが早いため、 V_a も超えたか否かを確認するための 100 ns の遅延を設けた。CZT のヒット信号は NIM に変換したのち、ヒット信号の立ち上がりのみを取り出した信号を作る。この信号と CeBr₃ シンチレータから作成したゲート信号の同時を取って、トリガーを CZT に送る。さらに、トリガーをスタート、CeBr₃ のヒット信号を計 $6.0 \mu\text{s}$ 遅延させた信号をストップとしたラッチ信号を作り、Time-to-Digital Converter (TDC) に入力した。TDC は入力信号のレベルが high となっている時間を 5 ns 単位で計測し、各事象ごとに計測した時間を保存する。トリガーのタイミングが CZT のヒット信号のタイミングに等しいため、 $6.0 \mu\text{s}$ から TDC での計測時間を差し引くことで CeBr₃ シンチレータと CZT のヒット信号の時間差を求めることができる。

4.3.3 時間分解能の測定結果

まず、¹³⁹Ce 線源を用いてガンマ線が CZT に到来した時間と CZT のヒット信号が出力された時間の差を測定し、CA 電荷比で校正した。解析では、

- CZT のアノードが 1 ピクセルのみヒット
- CZT のカソードが 1 チャンネルのみヒット

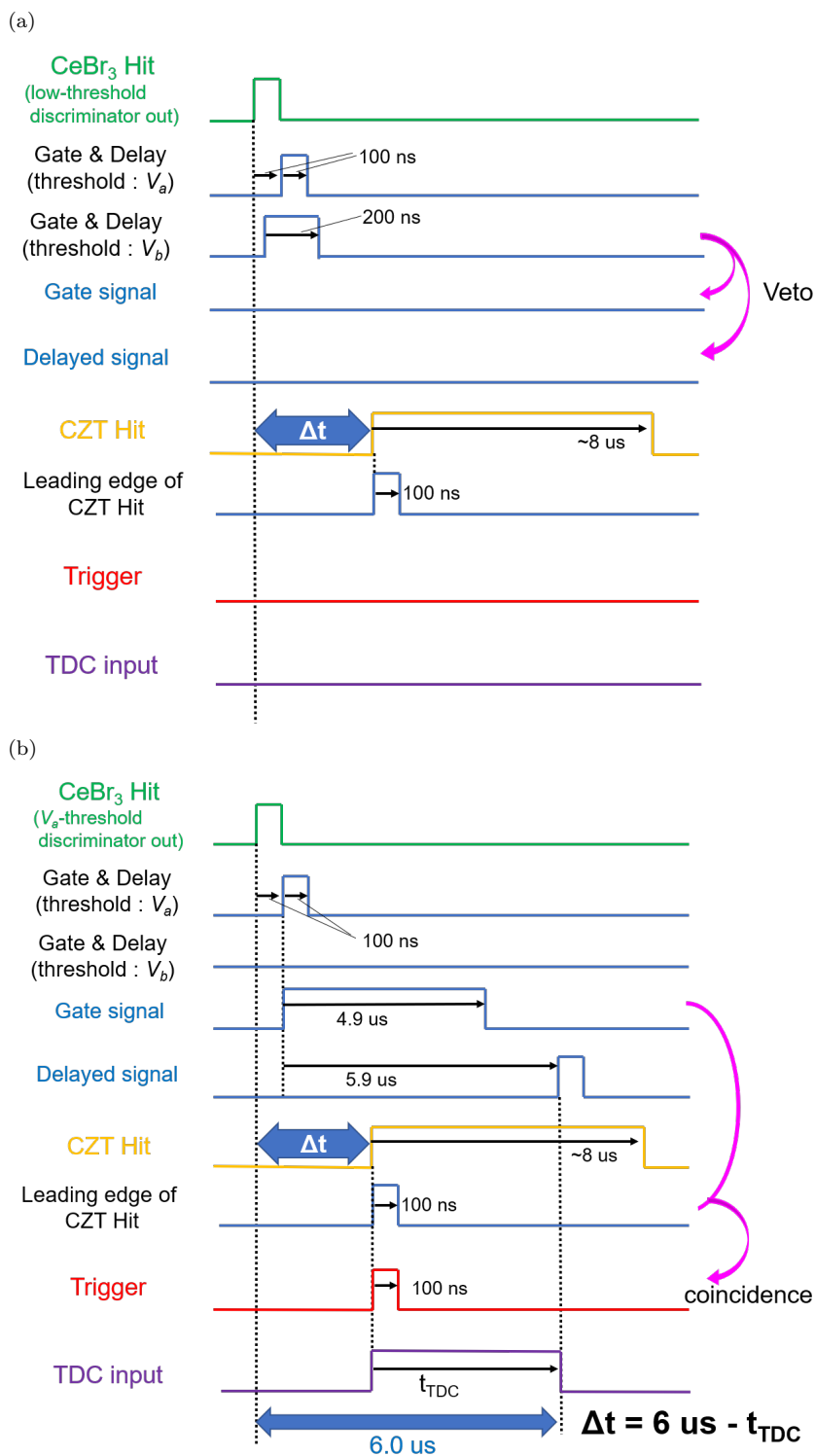


図 4.25 CZT の時間分解能調査における信号のタイミングチャート。(a)CeBr₃ の信号が V_b を超えず V_a のみ超えた場合 (b)CeBr₃ の信号が V_a と V_b の両方を超えた場合

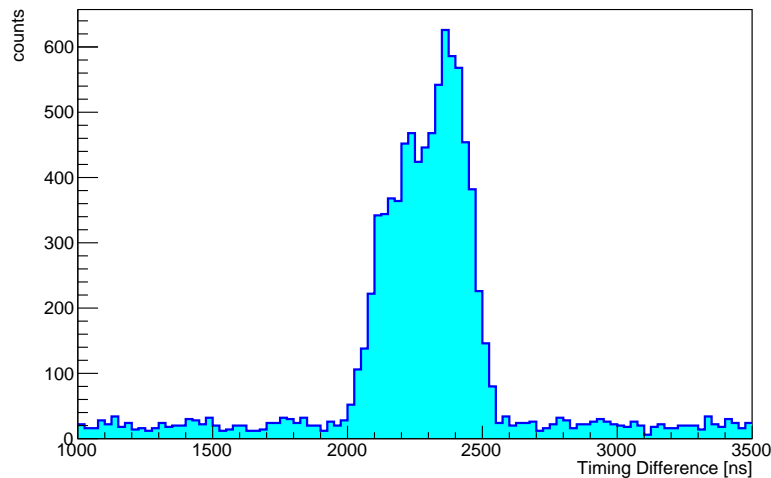


図 4.26 ^{139}Ce 線源使用したときの CeBr_3 シンチレータと CZT のヒット信号の時間差の分布

- CA 電荷比が 0.35 から 1.1 の範囲内
- DOI 補正後のエネルギーが 161-171 keV の範囲内

という条件を満たす事象を選択した。図 4.24 のセットアップで測定したときの CeBr_3 シンチレータと CZT のヒット信号の時間差の分布を図 4.26 に示す。4.3.1 節での想定通り、この分布は $\sim 2000\text{-}2500\text{ ns}$ に特徴的な構造を持ち、その時間幅 $\sim 500\text{ ns}$ は電子が CZT 中をカソードからアノードまでドリフトする時間におよそ等しい。その他の事象は偶然同時によるものと考えられる。 ^{139}Ce は CZT のカソード側から照射したため、電子のドリフト時間が長いことを表すヒストグラムの右側により多くのイベントが集まる傾向も見取れる。なお、CZT のヒット信号は 4.1 節で言及したように、シェーピングアンプの出力波形が最大となる時刻よりも遅く、そのために図 4.26 の分布には $\sim 500\text{ ns}$ の広がりだけでなく $\sim 2\ \mu\text{s}$ 程のオフセットも存在する。

次に、ヒット信号の時間差と CA 電荷比の相関を調べた。較正はピクセルごとに行なった。その一例として、CZT のある 1 ピクセルのイベントに対し、ヒット信号の時間差と CA 電荷比の関係を見たものを図 4.27 に示す。図 4.27 よりこの 2 つのパラメータには 1 次式で結びつく関係が見取れる。この一次関数の式を求める際、偶発事象により直線の外に散布した多数のデータがあり、関数フィットではフィッティング範囲を絞ることに苦労した。そこで、直線の式を求めるために Hough 変換 [97] を用いた。Hough 変換は画像の中から直線や円などの図形を検出するための手法であり [97]、今回のように散らばったデータ点群の中から直線を見出すことに向いている。その具体的な手法に関しては付録 A にまとめた。図 4.27 中のマゼンタの直線は実際に Hough 変換により求めた式である。

CeBr_3 シンチレータと CZT のヒット信号の時間差を CA 電荷比によってアノードの全 484 ピクセルについて較正した後、ヒット信号の時間差と較正直線の差分の分布を見た。図 4.28 はある 1 ピクセルでの差分の分布である。分布の FWHM を CZT の時間分解能と定義すると、時間分解能は 46.4 ns となった。他のピクセルも同様に解析を行ない、時間分解能を求めた。その結果を図 4.29 に示す。殆どすべてのピクセルで時間分解能 100 ns を達成した。また、図 4.30 はピクセルごとの時間分解能について累積比率を取ったものである。90% 以上のピクセルで時間分解能約 60 ns を達成したことが確認できる。

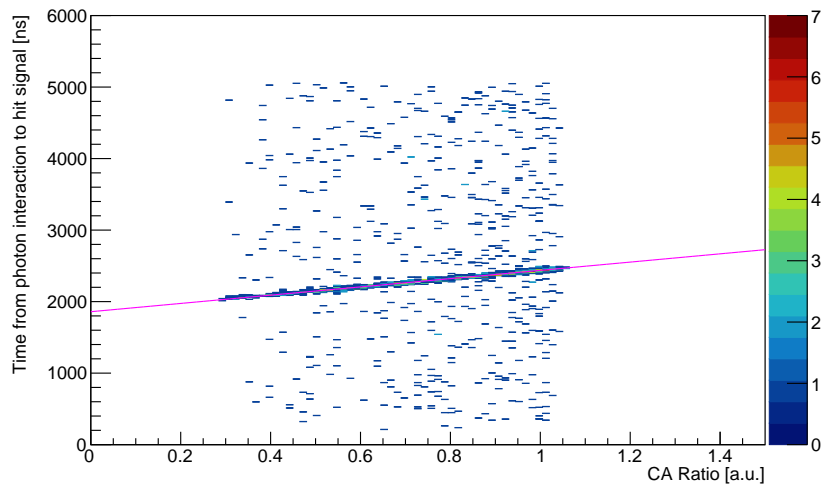


図 4.27 CZT のアノードのある 1 ピクセルにおける CA 電荷比とガンマ線が入射してからヒット信号が出力されるまでの時間の関係

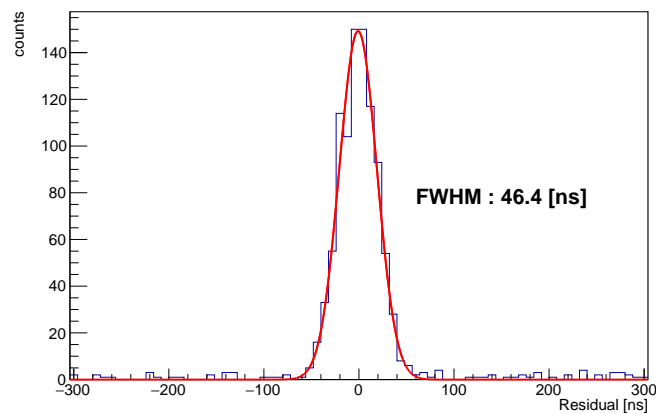


図 4.28 CZT のある 1 ピクセルの時間分解能。横軸は CeBr_3 シンチレータと CZT のヒット信号の時間差と較正直線の残差。

次に、上で求めた較正直線を用いて時間分解能のエネルギー依存性を確かめた。 ^{133}Ba を線源を用いて同様の測定を行い、DOI 補正後のエネルギーの範囲を 78-84 keV、348-364 keV と変えて時間分解能をそれぞれ調べた。計測した時間分解能とエネルギーの関係を図 4.31 にまとめた。どのモジュールもモジュール全体では全てのエネルギー範囲において要求値 100 ns を達成した。150 keV 以上のエネルギー範囲における時間分解能は全モジュール平均で約 50 ns を達成している。アノードとカソードの信号の大きさの比からガンマ線の時間を到来時刻を較正しているため、時間分解能はエネルギー分解能の影響を受ける。実際、アノードとカソードのエネルギー分解能の値である 3% と 8%、較正直線の傾きの典型値 550 ns を用いると、誤差伝播から、(CZT の時間分解能) $\sim \sqrt{0.03^2 + 0.08^2} \times 550 \sim 50 \text{ ns}$ となり今回の測定結果は凡そ説明できる。低エネルギー側で時間分解能の劣化はエネルギー分解能が原因であると考えている。

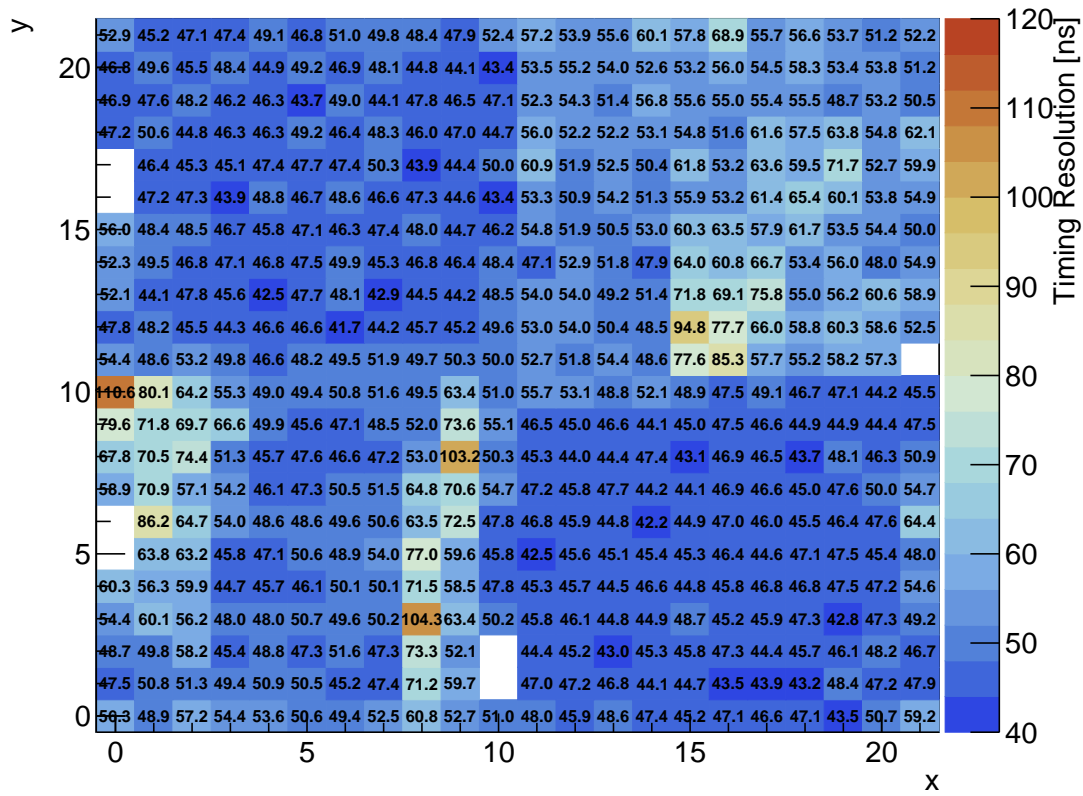


図 4.29 CZT の全 484 ピクセルの時間分解能。白抜きの部分はデッドピクセル。

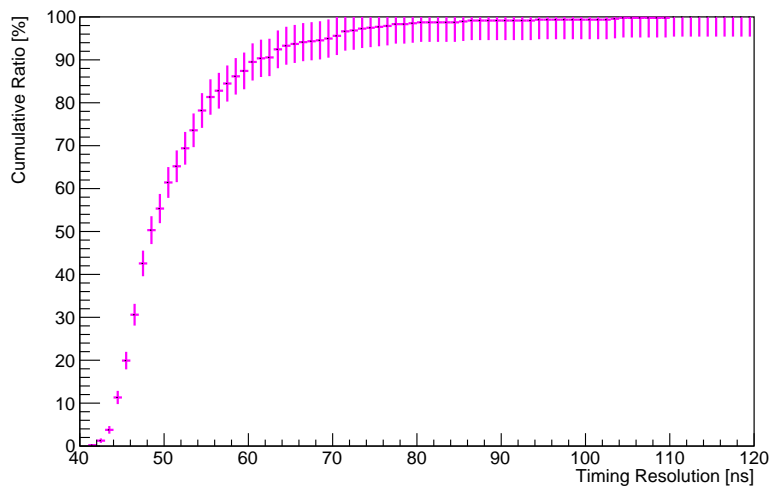


図 4.30 CZT のピクセルごとの時間分解能の累積比率

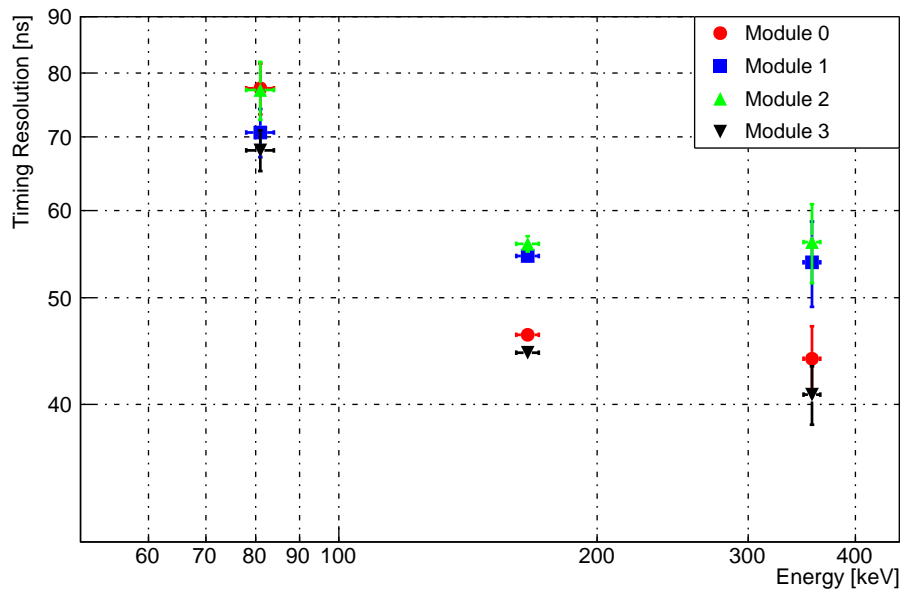


図 4.31 CZT の時間分解能のエネルギー依存性

第 5 章

CZT 検出器を用いた ETCC の動作試験

3 章で CZT-ETCC の動作に必要なトリガーシステムの開発を、4 章で CZT-ETCC の動作に向けた CZT 検出器の評価について述べた。本章では CZT を TPC と組み合わせて動作させ、 ~ 150 keV のガンマ線をターゲットに撮像を試みる。その過程で、ETCC として機能するのかが確認し、sub-MeV ガンマ線検出器としての性能を調べる。

5.1 測定の設定アップ

組み上げ後の CZT-ETCC の写真を図 5.1 に示す。ETCC の散乱体は 3 章の DAQ の試験で用いた TPC (図 3.4) と同型のものを使用した。白色塗料はないが、容器やドリフトケージ、 μ -PIC 等の寸法は同一である。封入するガスの種類も同じく Ar/CF₄/iso-C₄H₁₀(95 : 3 : 2) であるが、ガス圧は以下の 2 点を考慮して 2 気圧から 1 気圧に変更した。

- ガス TPC 中での粒子のエネルギー損失率は、式 (2.11) に従ってガス圧 (ガス密度) に比例して増加する。一方で、ターゲットとなる 150 keV の光子が散乱角 60° でコンプトン散乱したときの反跳電子のエネルギーは式 (2.3) より 20 keV 程度であり、その電子の 1 気圧の Ar ガス中での飛程は式 (2.12) より ~ 5 mm である。よって、底面の円の直径 20 cm、高さ 20 cm の円筒型 TPC であれば 1 気圧でもこの電子は検出可能である。
- 多重散乱の影響は式 (2.10) よりガス密度が低いほど受けにくい。そのため、電子の反跳方向を決定するうえでは、小さいガス圧のほうが有利である。

図 5.2 に CZT-ETCC の配置を示す。3.3 節と同様に μ -PIC の中心を座標の原点として、TPC のアノード、カソード読み出し基板の方向にそれぞれ X 軸、 Y 軸を取り、TPC 容器の上側に向かう方向を $+Z$ 方向とした。CZT のカソード面を μ -PIC から 59.1 mm 離して置き、その X 、 Y 座標の中心は μ -PIC の中心と揃えた。吸収体が PSA から CZT に置き換わった点の他に 3.3 節でのセットアップと大きく変わったことは、放射線源を TPC から近い所に置いた点である。使用している CZT の検出面積が非常に小さく、また、用いた ¹³⁹Ce 線源は 0.16 MBq と 3.3 節で用いた ¹³⁷Cs 線源 (2.7 MBq) に比べて一桁以上弱い。そのため、ガンマ線を平行光として入射させるために線源を遠ざけると測定時間がかかりすぎてしまう。そこで、今回の試験では放射線源を近くに置き、ETCC から線源までの距離を既知として、式 (2.2) を用いてガンマ線の到来方向を事象ごとに求めてコンプトン散乱点から光子が到来した方向を辿り、放射線源の置いた面と交わる点を再構成した線源の位置としてガンマ線のイメージング (バックプロジェクション) を行なった。

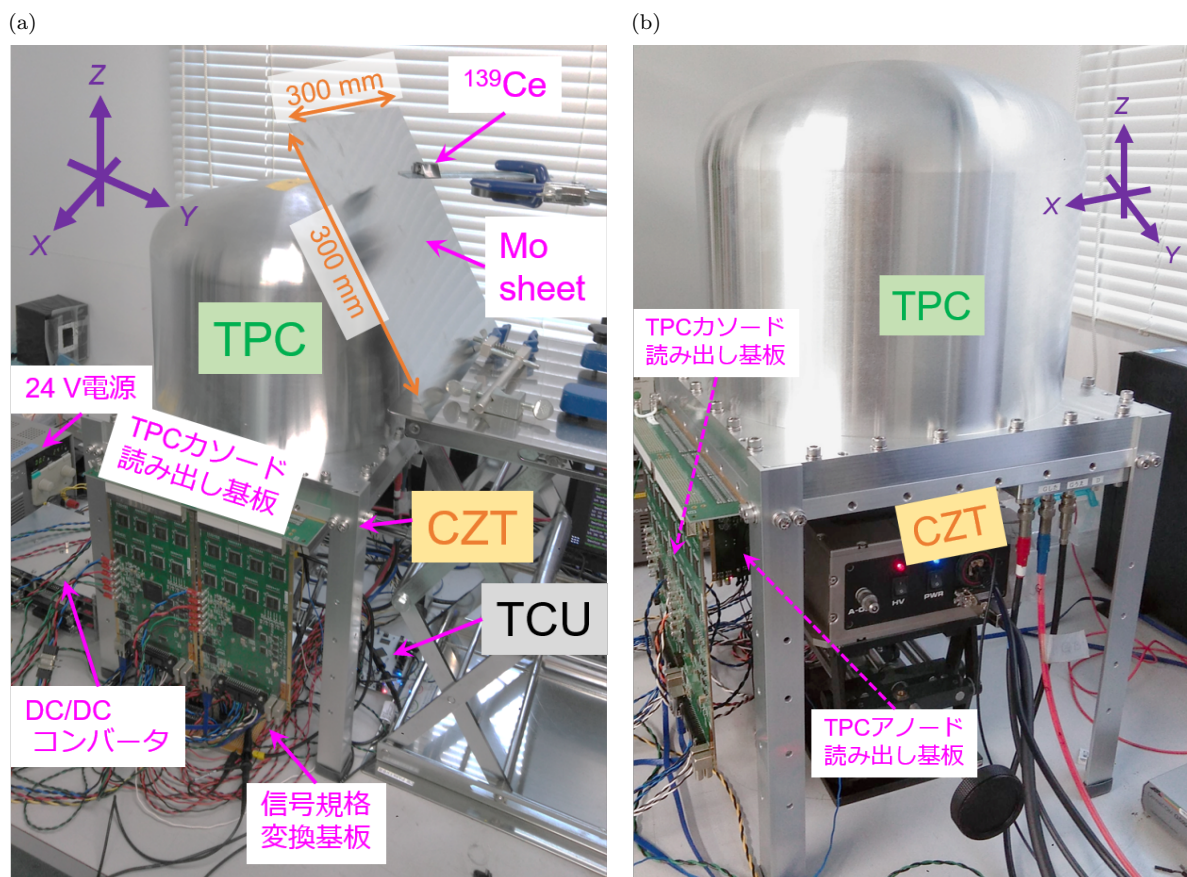


図 5.1 動作試験時の CZT-ETCC。(a)TPC のカソード読み出し基板側から見た写真 (b)TPC のアノード読み出し基板の反対側から見た写真

CZT-ETCC のデータ取得のために作製したトリガー回路の信号処理について、図 5.3 に示す。図 3.17 の DAQ と同様に、コンプトン散乱が起こった時刻から、想定される TPC 中の電子のドリフト時間の最大値 ($5.0 \mu\text{s}$ とした) だけ遅らせた信号を作る。図 4.26 で見たように CZT のヒット信号は真のガンマ線到来時刻に対し、 $2 \mu\text{s}$ の遅延と $0.5 \mu\text{s}$ の結晶中の電子のドリフト時間に相当する揺らぎを持つため、CZT のヒット信号の立ち上がりから遅延 $2.5 \mu\text{s}$ 、幅 $0.5 \mu\text{s}$ のゲート信号を生成する。この信号と、TPC のヒット信号の立ち上がりから得る幅 $5.0 \mu\text{s}$ のゲート信号の論理積を取ること、CZT-ETCC で期待するガンマ線事象を取得した。さらに、CZT のゲート信号から $3.0 \mu\text{s}$ だけ遅らせた信号を用意し、TPC と CZT の同時が取れた時点をスタートとするラッチ信号と論理積を取ってトリガー信号を作り、CZT のヒット時刻からトリガーまでの時間が常に一定になるように工夫した。TPC のヒット信号とトリガー信号のタイミングは TPC のデータで取得でき、かつガンマ線の到来時刻から CZT のヒット信号までの時間は 4.3.3 節で行った CZT の CA 電荷比を使ったタイミングの較正により事象ごとに求めることができる。それにより、TPC 中での電子のドリフト時間を事象ごとに見積もることができ、散乱点を再構成することができる。

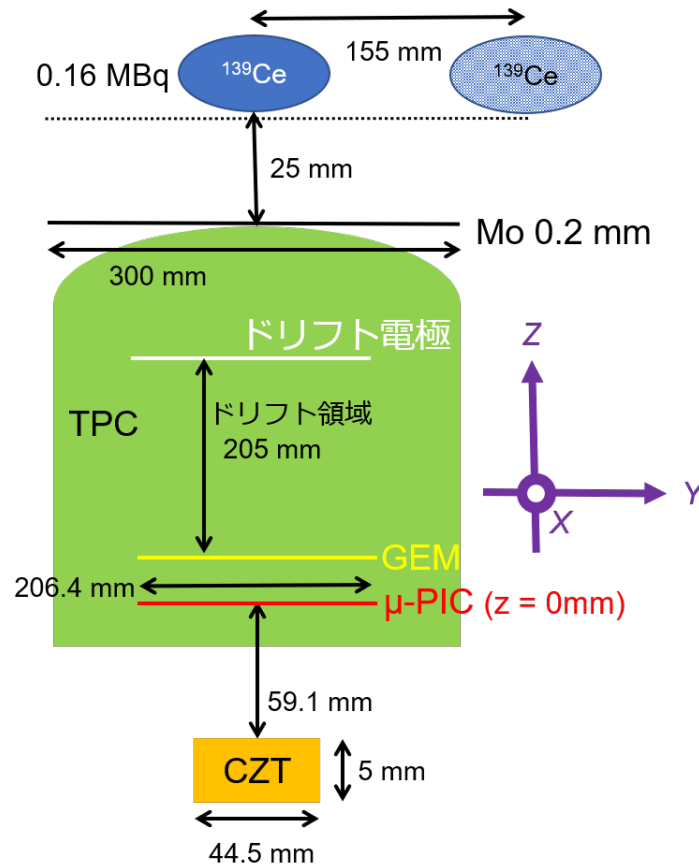


図 5.2 CZT-ETCC の模式図

5.2 CZT-ETCC における解析手法

吸収体が PSA から CZT に置き換わることで、3.3.2 節で論じた ETCC の解析手法にも変化がある。

散乱ガンマ線の吸収位置

PSA も用いた際は、散乱ガンマ線の吸収点は 4 端の信号の電荷重心を計算することで導いていた。一方、今回使用した CZT はピクセル別に信号を読み出しており、重心演算することなくガンマ線の吸収位置の X 、 Y 座標は決まる。なお、DOI を CA 電荷比で較正することで、散乱ガンマ線の吸収点の Z 座標を事象ごとに求めることが原理的には可能だが、今回は簡単のため、吸収点はカソード表面であると仮定して解析した。

飛跡の再構成と散乱点、反跳方向の決定

取得した 2 次元画像から 3 次元の電子飛跡を再構成し、TOT の歪みからコンプトン散乱点と電子の反跳方向を求めるアルゴリズムは基本的に PSA の時と同じだが、TPC 中の電子のドリフト時間の求め方は異なる。CZT-ETCC で事象ごとに TPC 中の電子のドリフト時間を見積もる方法を図 5.4(a) に示す。算出すべき時間はガンマ線の到来時刻と TPC のヒット信号までの時間 (図 5.4(a) 中 I) である。TPC のヒット信号からトリ

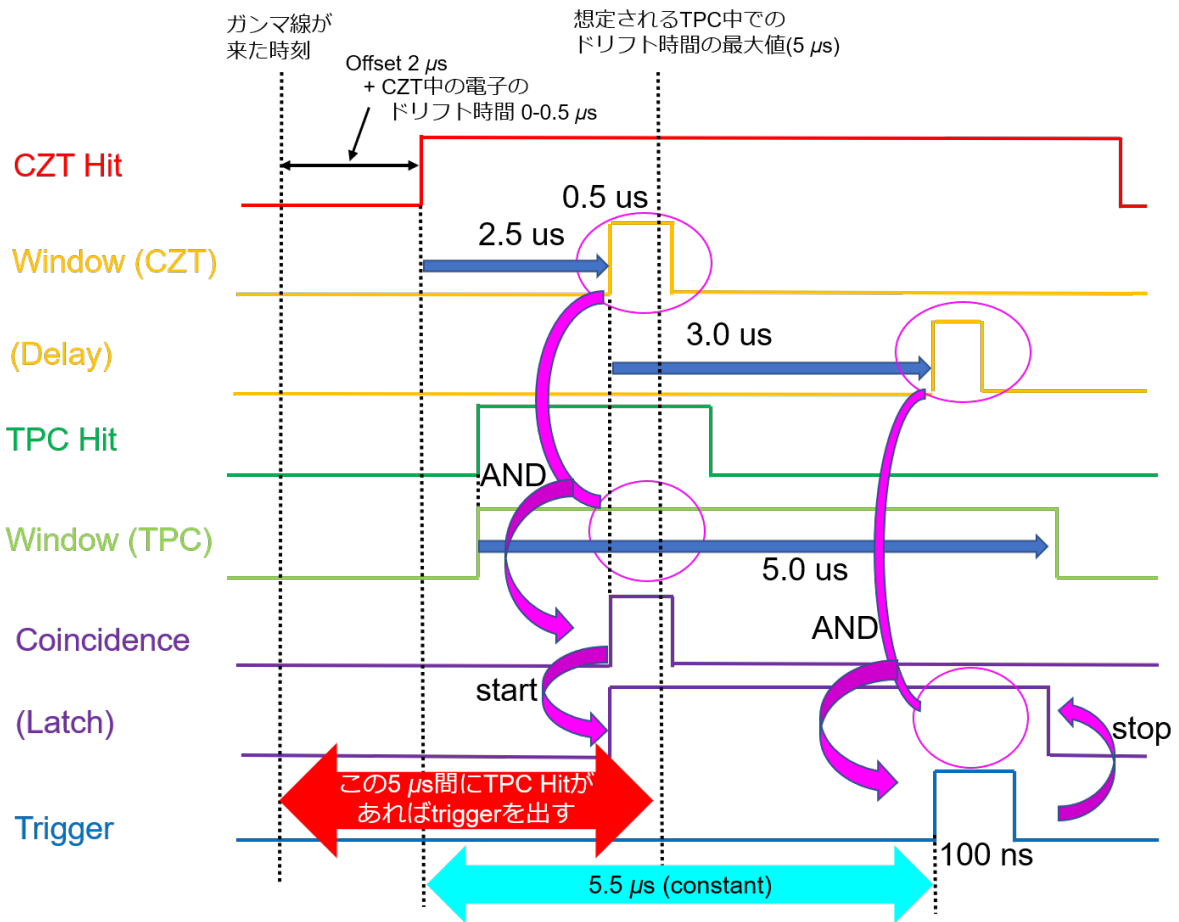


図 5.3 CZT-ETCC でのデータ取得における信号処理

ゲーまでの時間は図 5.4(b) のように TOT の情報を用いることで計算できる (II) ため、トリガーからガンマ線の到来時刻までの時間差を求めればよい。この時間は、CZT の CA 電荷比から求まるガンマ線の入射から CZT のヒット信号までの時間 (4.3 節、III) と 5.1 節で設定した CZT のヒット信号からトリガーまでの固定時間の遅延 ($5.5 \mu\text{s}$, IV) の和で表すことができる。そのため、TPC 中での電子ドリフト時間を事象ごとに算出することができる。

以上のようにして計算された TPC 中の電子のドリフト時間の分布を図 5.5 に示す。図 5.5 では、ドリフト時間が $0 \mu\text{s}$ のピークから $\sim 4 \mu\text{s}$ の端までなだらかに続く構造が見え、期待していたガンマ線による同時事象と考えられる。なお、図 5.3 で CZT のヒット信号に対し、CZT 中での電子のドリフト時間に相当するコインシデンス幅を設けたことにより、同時ではなく TPC に光子や宇宙線が到来した後遅れて CZT にヒットがある事象もトリガーしてしまう。そのような事象は図 5.5 で ‘負のドリフト時間’ として観測されるが、これらは後述する事象選択の中で除外する。

図 5.5 を左端のピークをガウス関数でフィットしたときの中央値から、右端を誤差関数でフィットしたときの変曲点までの時間を TPC 中での最大のドリフト時間とした。この時間で TPC のドリフト領域の長さ 205 mm を割ることで、ガス中の電子のドリフト時間は $5.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ と計算された。今回用いたガスの混合比、圧力、ドリフト電場からシミュレーションで求まるドリフト速度は $\sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であり [66]、矛盾のない値が得

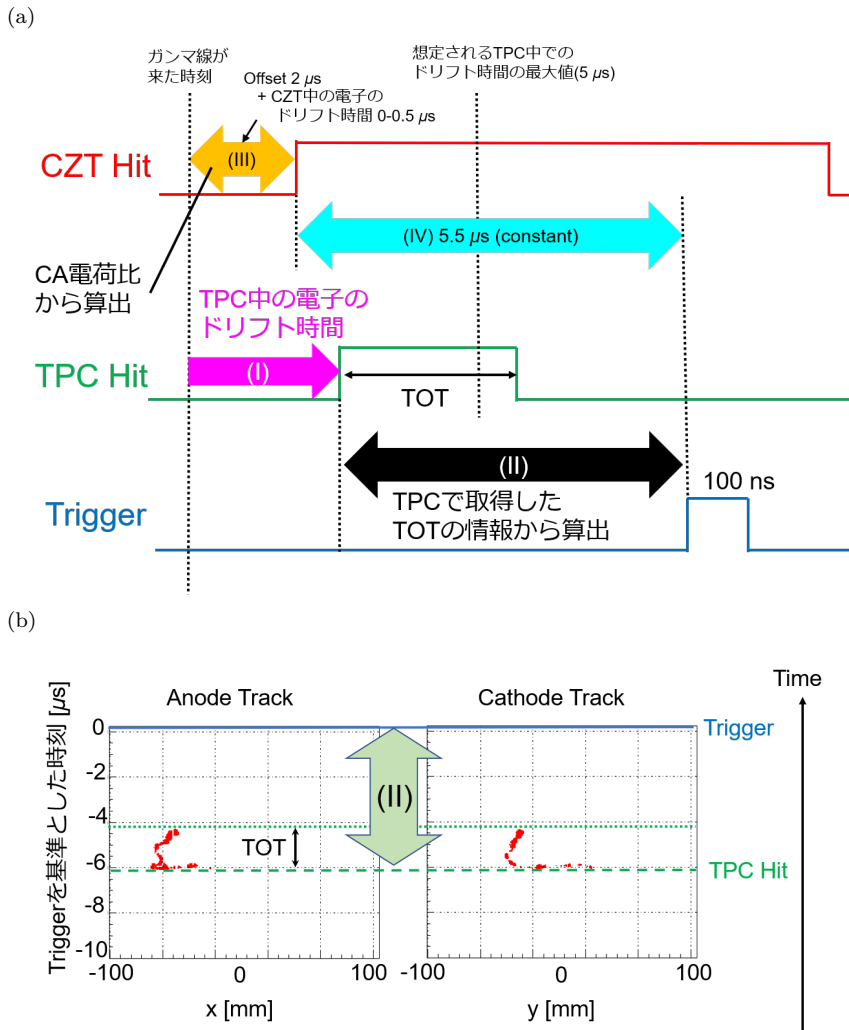


図 5.4 (a)CZT-ETCC で TPC 中の電子のドリフト時間を求める方法 (b)TPC で取得できる TOT の情報とヒット信号、トリガー信号の関係

られた。このドリフト速度を事象ごとに求まるドリフト時間に掛け算することで、電子飛跡の Z 座標を得る。

CZT-ETCC における事象選択

事象選択は以下のような条件で行った。

■CZT のアノード 1 ピクセル、かつカソード 1 チャンネルのみのヒット PSA の時と同様に、CZT の複数のピクセルで同時にヒットがあった場合、その検出順序の判別が困難である。また、ガンマ線との相互作用により発生した電子が複数のピクセルに跨って検出される事象も、1 光子による事象か 2 光子以上の光子による事象か判別は容易ではない。これらの事象を除くため、アノードが 2 ピクセル以上ヒットした事象は解析対象から外した。また、TPC 中の電子のドリフト時間の推定に必要な CA 電荷比を求めるため、ヒットしたアノードピクセルに対応するカソード 1 チャンネルもヒットしていることを条件として課した。

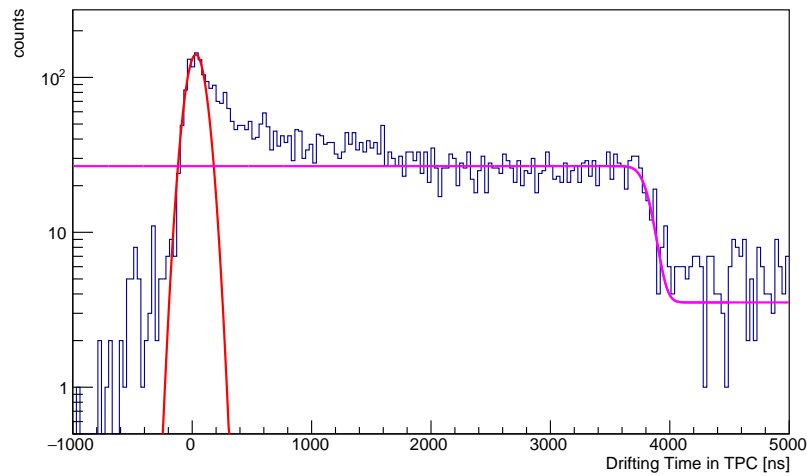


図 5.5 CZT-ETCC で求めた TPC 中の電子のドリフト時間の分布

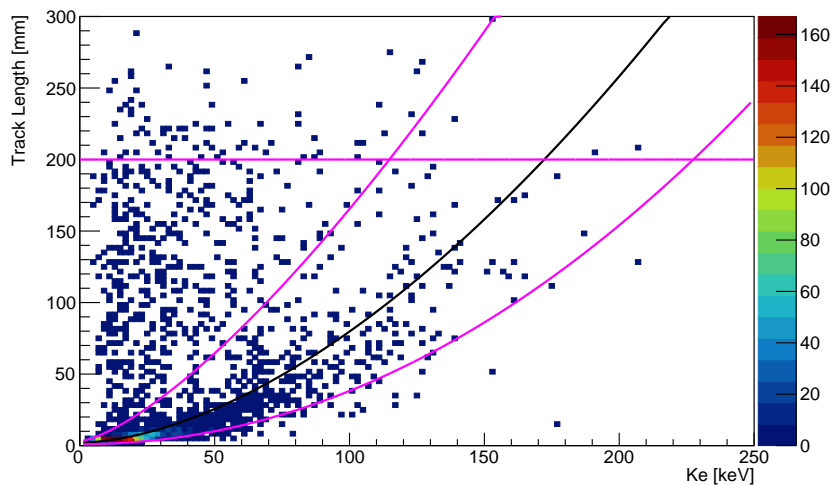


図 5.6 CZT-ETCC の動作試験における TPC 中での電子のエネルギー損失と飛跡長の関係

■電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象 これは、3.3.2 節で述べた PSA と TPC による ETCC での解析と同じである。TPC で先に光子が相互作用を起こし、CZT が遅れて別の光子を検出する事象は、ドリフト時間が負となり、飛跡の Z 座標が TPC の有感領域内に収まらないため、ここで取り除く。

■エネルギー損失率の違いによる粒子種識別 この事象選択も吸収体が PSA でも CZT でも変わらないが、TPC のガス圧を 2 気圧から 1 気圧に変更したことで、粒子のエネルギー損失率は減少する。そのため、TPC

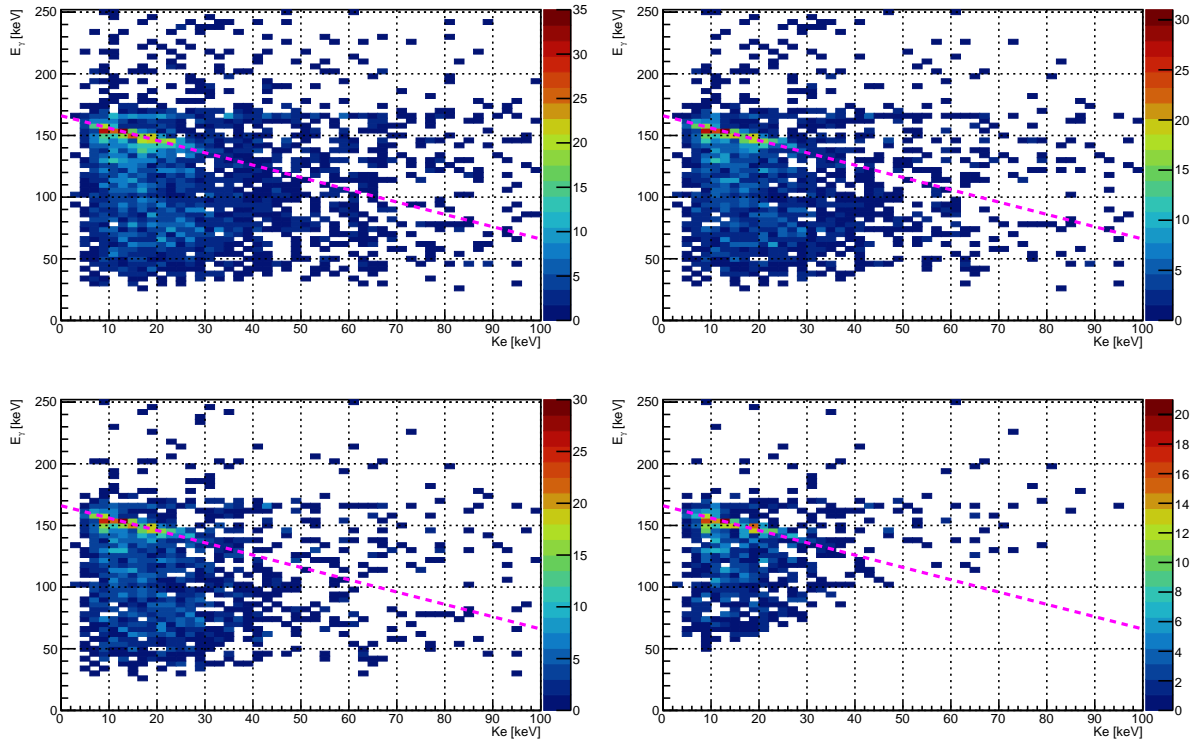


図 5.7 各事象選択を施した後の TPC(横軸)、CZT(縦軸) で取得したエネルギーの関係。マゼンタの直線は $K_e + E_\gamma = 662 \text{ keV}$ を表す。(左上) CZT のアノード 1 ピクセルとカソード 1 チャンネルのみヒットした事象 (右上) 電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象 (左下) エネルギー損失率による粒子識別 (右下) コンプトン運動学テスト

内で落としたエネルギー損失 K_e [keV] に対して粒子の飛程 L [mm] に課す条件を、

$$L [\text{mm}] < \frac{7.1}{1.74 \times 10^{-3}} \left(\frac{K_e [\text{keV}]}{1000} \right)^{1.72-0.32} + 3.0 \quad (5.1)$$

$$L [\text{mm}] > \frac{7.1}{1.74 \times 10^{-3}} \left(\frac{K_e [\text{keV}]}{1000} \right)^{1.72+0.32} + 1.0 \quad (5.2)$$

$$L [\text{mm}] < 200 \quad (5.3)$$

と変更した。

■コンプトン運動学テスト 3.3 節と同様に、 $|\Delta_{\cos \alpha}| < 0.5$ の条件を課した。ここまでの事象選択後について見た反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーの関係を図 5.7 に示す。多くの事象で反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーの和が 166 keV となっており、その集約度は事象選択を追うごとに増していることが分かる。

■CA 電荷比による事象選択 4.2 節で述べた DOI 補正が有効な CA 電荷比 r の範囲である

$$0.35 < r < 1.1 \quad (5.4)$$

を満たす事象を選択する。

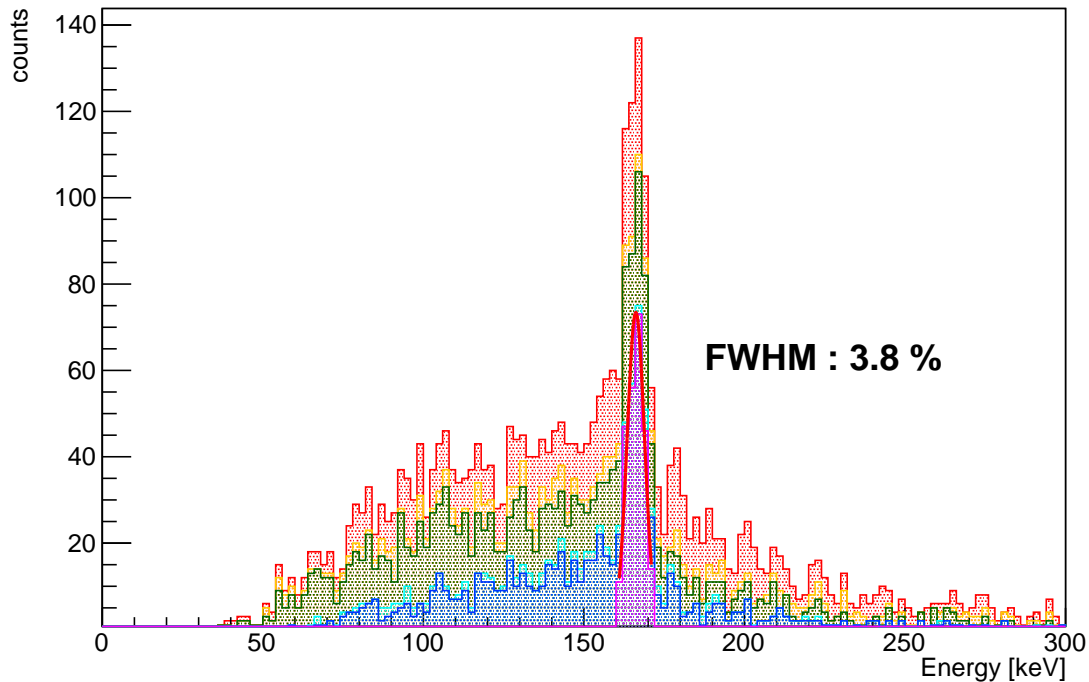


図 5.8 CZT-ETCC で取得した ^{139}Ce のエネルギースペクトル。(赤)CZT のアノード 1 ピクセル、かつカソード 1 チャンネルのみのヒットした事象 (黄) 電子飛跡が TPC の有感領域内に収まった事象 (緑) エネルギー損失率の違いによる粒子種識別まで (シアン) コンプトン運動学テストまで (青)CA 電荷比による事象選択まで (マゼンタ) E_0 が $166 \pm 5 \text{ keV}$ の範囲内にある事象。マゼンタのエネルギースペクトルをガウス分布でフィットした (赤の曲線)

5.3 CZT-ETCC の性能評価

図 5.8 に CZT-ETCC で取得した ^{139}Ce のエネルギースペクトルを各事象選択後について見たものを示す。全事象選択後に残った事象のうち、式 (2.1) に示したエネルギー和 E_0 が $166 \pm 5 \text{ keV}$ の範囲内にあるものをマゼンタのエネルギースペクトルで示した。ピーク以外の成分が事象選択を追うごとに減っていく様子が確認でき、 ^{139}Ce 線源からの 166 keV のガンマ線を正しく検出していることが見て取れる。エネルギー分解能は 166 keV の FWHM で、 $3.8 \pm 0.24\%$ であった。

吸収体をシンチレータから CZT に変更したことによる角度分解能への影響を確認した。 ^{139}Ce 線源を視野中心に置いた時のデータを用いて式 (2.8) に従って計算した ARM の分布を図 5.9(a) に示す。この分布をコーシー分布でフィットしたときの FWHM は $7.9 \pm 0.78^\circ$ となり、 7° 台を達成した。SMILE-2+ の ETCC における ARM は 662 keV の FWHM で 10.5° であり [76]、 166 keV での FWHM は $\sim 20^\circ$ と計算されるため、ARM の点では吸収体を GSO シンチレータから CZT に変更する意義は非常に大きいと言える。また、図 5.9(b) は CZT-ETCC で取得した SPD の分布である。SPD をガウス分布でフィットしたときの FWHM は $182 \pm 11^\circ$ となっており、SMILE-2+ の ETCC における SPD の値 148° (662 keV の FWHM)[76] に比べ

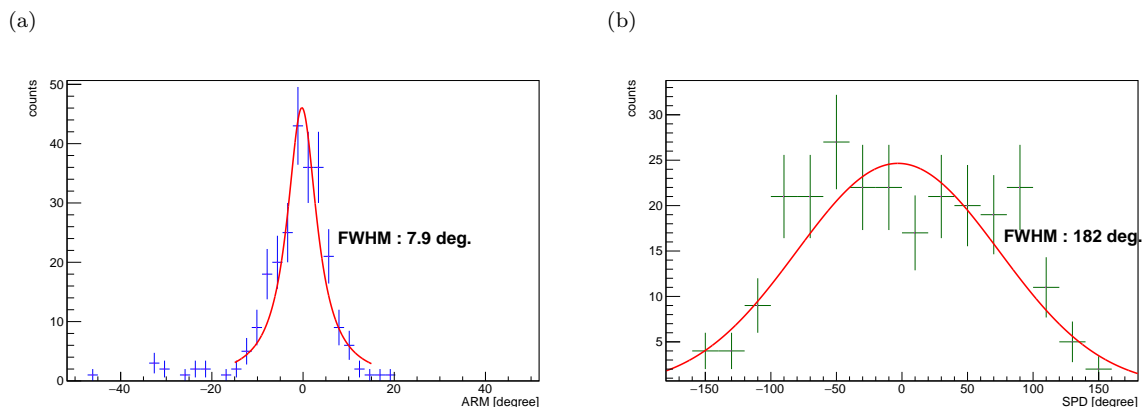


図 5.9 CZT-ETCC で取得した ARM と SPD の分布。(a)ARM (b) SPD

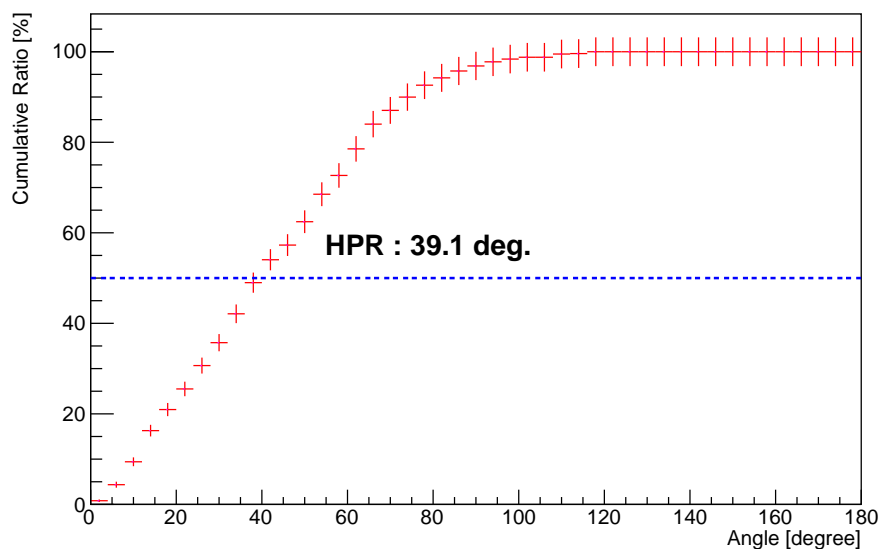


図 5.10 再構成した方向と真の光子の到来方向との離角の累積分布

て悪化した。これは、入射ガンマ線のエネルギーが小さいうえに、前方散乱を集める検出器の配置により反跳電子のエネルギーが小さく、反跳方向が決定しにくいことが原因と考えられる。さらに、2.1 節での PSF の定義に基づいて、再構成された方向ベクトルと線源からコンプトン散乱点までの方向ベクトルとなる角を事象ごとに求め、その累積比率を取った分布を作製した。それを図 5.10 に示す。定義より、縦軸が 50% を超える線源位置からの離角 (横軸) の値が PSF であり、CZT-ETCC の PSF は $39.1 \pm 8.0^\circ$ と求まった。

次に、CZT-ETCC によりガンマ線の到来方向が再構成できるかを確認した。光子の到来方向は式 (2.2) により、事象ごとに決まる。また、事象ごとに求まる ARM と SPD の値は決定した方向ベクトルの誤差と考えることができる。そこで、再構成した方向ベクトルの ARM 方向、SPD 方向の 2 角を ϕ_{kin} 、 $\psi_{\text{kin}} = 0$ として、

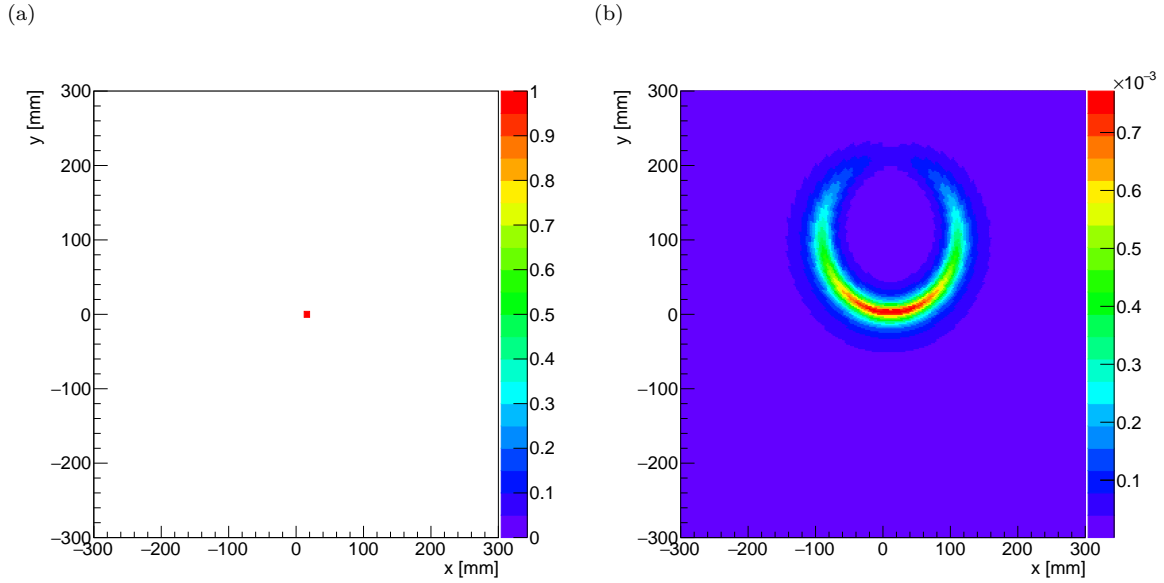


図 5.11 ある 1 事象についての重みづけイメージ。(a) 重みづけする前の再構成された点 (b)(a) に対し、式 (5.5) で重みづけしたイメージ

2 角 ϕ 、 ψ で表される方向ベクトルに、

$$P(\phi, \psi) = \frac{A}{(\phi - \phi_{\text{kin}})^2 + \sigma_{\text{ARM}}^2} \times \exp\left(-\frac{\psi^2}{2\sigma_{\text{SPD}}^2}\right) \quad (5.5)$$

という重みを持たせて積分することでイメージを取得した。ここで、 A は規格化定数、 σ_{ARM} は図 5.9(a) をコーシー分布でフィットしたときの分散、 σ_{SPD} は図 5.9(b) をガウス分布でフィットしたときの分散である。図 5.11 はある 1 事象について重みづけを行なった例である。図 5.11(b) の重みづけイメージを全事象に渡って積分することで得られる ^{139}Ce のイメージを図 5.12 に示す。まだまだ統計数を増やして議論する必要があるものの、放射線源が視野中心にある場合もそうでない場合も線源の位置は凡そ捉えられており、ガンマ線イメージング検出器として機能する CZT を用いた ETCC を開発することに成功した。

ARM の値はエネルギー分解能だけでなく、CZT のピクセルピッチや厚み、 $\mu\text{-PIC}$ のピクセルピッチや散乱点の Z 座標の決定精度等の幾何的な情報からも影響を受ける。これらの影響は散乱点が TPC の上方にあるほど、また TPC 容器の中心軸に近いほど受けにくく、散乱点の位置によっては ARM が良くなることが期待される。そこで、散乱点の座標に対し、

$$-70 < X [\text{mm}] < 70 \quad (5.6)$$

$$-70 < Y [\text{mm}] < 70 \quad (5.7)$$

$$100 < Z [\text{mm}] < 200 \quad (5.8)$$

という条件を課し、検出体積が TPC の有感領域全体の凡そ 4 分の 1 となる領域を抽出し、ARM の変化を見た。5.2 節で述べた事象選択に加えて式 (5.6) から式 (5.8) の条件を課した後に残る事象について ARM、SPD 及び PSF の分布を見たものを図 5.13 に示す。ARM、SPD の FWHM と PSF の HPR はそれぞれ $4.3 \pm 1.1^\circ$ 、 $186 \pm 35^\circ$ 、 $27.4 \pm 10.5^\circ$ となった。データ量が少ないものの、SPD の値は変わらず、ARM の値は 7.9° から飛躍的に向上することが確認できた。結果として PSF も 10° 以上改善された。また、図 5.12 と

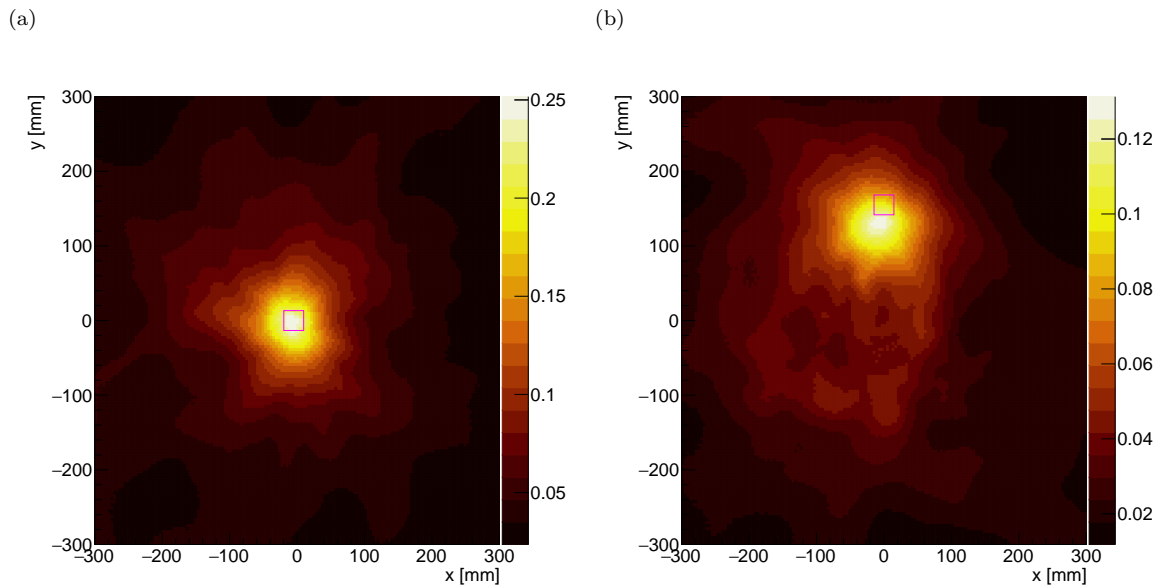
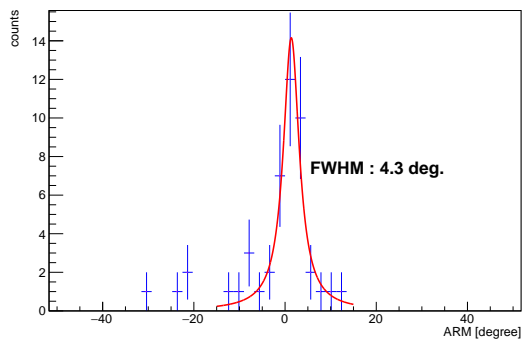


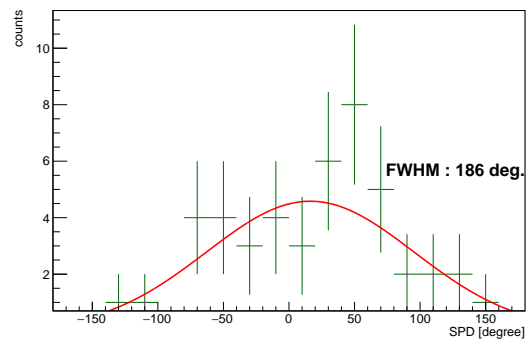
図 5.12 CZT-ETCC で再構成した ^{139}Ce のイメージ。(a)CZT-ETCC の視野中心 $(x, y) = (0, 0)$ mm に線源を置いた時 (b)CZT-ETCC の視野中心から離れたところ $(x, y) = (0, 155)$ mm に線源を置いた時

同様の手法で再構成を行なった結果を図 5.14 に示す。TPC の使用領域を限定することで角度分解能が向上し、線源を置いた位置への集中度が増した画像が得られることが見て取れる。以上により、検出器の配置次第で非常に高い角度分解能が CZT-ETCC で得られることが分かった。今後、高い空間分解能が得られる最適な検出器配置や装置の利用、解析方法を検出効率等も含めて議論する。

(a)



(b)



(c)

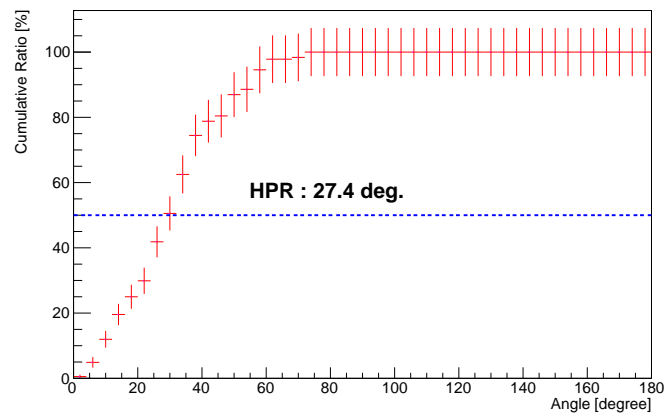


図 5.13 TPC での散乱点の領域を限定したときの ARM、SPD 及び PSF の分布。(a)ARM (b)SPD (c) PSF

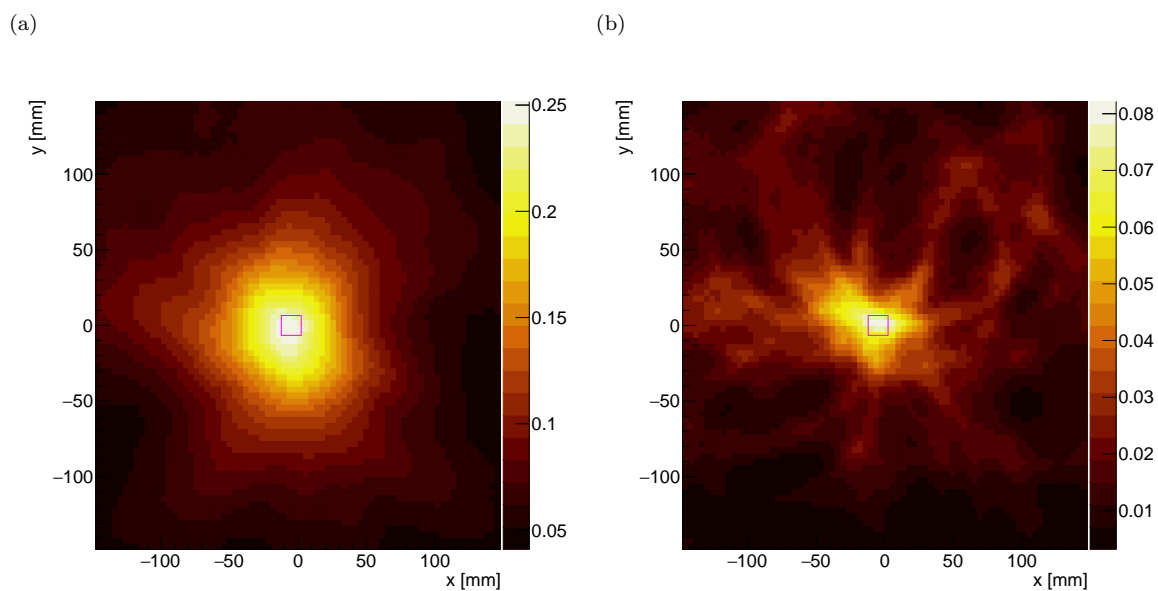


図 5.14 TPC での散乱点の領域を限定したときの ^{139}Ce のイメージの変化。CZT-ETCC の視野中心 $(x, y) = (0, 0)$ mm に線源を置いた時の結果。(a)TPC の全領域を使用した時に得られるイメージ (図 5.12(a) を拡大) (b)TPC の領域を限定した時に得られるイメージ

第6章

まとめと今後

6.1 まとめ

我々は、天文学で未開拓の領域となっている sub-MeV から MeV のエネルギー帯域で高感度の観測を行なうため ETCC を開発している。ETCC で sub-MeV ガンマ線のエネルギー、到来方向を高精度に決めるためには吸収体のエネルギー分解能の向上が必須である。そのため、吸収体に高いエネルギー分解能と高い阻止能を両立した半導体検出器である CZT 検出器を用いることを検討しており、CZT 検出器を ETCC に採用するにあたって以下の2点を確認した。

1. **Common-Stop 型 DAQ の開発** 一般に CZT は、キャリアの輸送能力が低く、厚さ 5 mm、逆バイアス電圧 -500 V の CZT おいて電子のドリフト時間は $\sim 500\text{ ns}$ である。現行の Common-Start 型トリガーの論理は吸収体のヒットでトリガーを生成し、散乱体のガス TPC の信号を待ち受けるため、CZT 検出器を吸収体として用いる場合は利用できない。この問題を克服するため、吸収体と散乱体に同時にヒットがあった時のみトリガーをかける Common-Stop 型のトリガー回路を開発し、従来の PSA と TPC による ETCC に実装し、ガンマ線を正しく再構成できることを確認した。加えて、Common-Stop 型トリガーは、従来の Common-Start 型のシステムで問題となっていたシンチレーション検出器とガス飛跡検出器のヒットレートの差 (地上では典型的に $\sim 100 : 1$) が原因で発生する膨大な不感時間を 1 桁以上削減することに成功した。
2. **ETCC に実装するにあたって要求される CZT 検出器の性能の評価** ETCC の吸収体には散乱ガンマ線の吸収位置とエネルギー、TPC で散乱点の座標を求めるために必要な時間情報を精度よく検出することが求められる。散乱ガンマ線の吸収点を細かくサンプリングできる 2 mm ピッチのピクセル型 CZT 検出器を用いて評価を行なった。アノードとカソードでそれぞれ検出される電荷の比を用いたエネルギーの補正を行なうことで、エネルギー分解能は 166 keV の FWHM で 2.0% となった。時間分解能は CZT 中の電子のドリフト時間を CA 電荷比から求めることで、166 keV のガンマ線に対して FWHM で 60 ns を達成した。

DAQ の開発と CZT の評価の後、CZT-ETCC としての動作試験を行なった。 ^{139}Ce 線源を CZT-ETCC から近い所に置いて測定を行ない、166 keV のガンマ線が再構成に成功し、CZT 検出器が我々の ETCC の中で利用可能であることを確認した。新たに開発した ETCC で ARM は 7.9° となり、GSO シンチレータとガス TPC による ETCC の時の値と比べ飛躍的に向上した。また、この ETCC の 166 keV のガンマ線に対するエネルギー分解能は 3.8% (FWHM)、PSF は 39.1° (HPR) となった。これらの結果を SMILE-2+ のもの

と比較した図を図 6.1 に示す。図 6.1 から推測される SMILE-2+ ETCC の 166 keV の光子に対するエネルギー分解能 (FWHM) と PSF (HPR) の値は、それぞれ $\sim 20\%$ 、 $\sim 60^\circ$ であり、CZT-ETCC で SMILE-2+ ETCC の性能を大きく上回ることができた。また、TPC の使用領域を限定することで、ARM と PSF がそれぞれ 4.3° 、 27.4° まで向上し、非常に高い角度分解能を得られることが確認できた。

6.2 今後の課題

今回用いた CZT 検出器は TPC の大きさに対して非常に小さく、前方散乱のみを取り出すようなセットアップにならざるを得なかった。そのため、反跳方向が決定しにくい電子のエネルギーが小さい (< 20 keV) 事象が支配的となり、SPD の値はあまり良くなかった。また、CZT の小ささが ETCC としてのガンマ線の検出効率を損なう原因となっていた。現在、今回用いた検出器よりも大きな CZT を用いて ETCC としての試験を行なうことを検討しており、これらの問題を改善し、角度分解能について詳細な議論を進めたい。その一方で、166 keV のガンマ線がコンプトン散乱した後の反跳電子のエネルギーは最大でも 60 keV 程度であり (図 2.2(a))、そのようなエネルギーの低い電子の飛跡を正確に捉えることは容易ではない。2.1 節で述べたように、角度分解能の向上には ARM だけではなく SPD の向上も必須である。電子飛跡の決定精度を上げるためにも、3 軸読み出し μ -PIC [77] や機械学習を用いた飛跡解析 [98] を CZT-ETCC にも導入する。また、イメージング試験を ^{139}Ce 線源だけではなく、 ^{57}Co 、 ^{133}Ba 等を用いて実施し、エネルギー分解能、角度分解能のエネルギー依存性を調査する。sub-MeV ガンマ線観測において重要な偏光検出能力についても検証する予定である。さらに、気球や衛星に ETCC 搭載する際は図 6.2 のように TPC と PSA の間に CZT を設置し、 ~ 0.1 MeV の光子を CZT で、 ~ 1 MeV の光子を PSA で検出するという構成も検討中である。その実現可能性や性能を評価する試験を実施する。

ETCC の活用範囲は宇宙観測や原子力事業に留まらず、医療の分野でも活躍が期待される [99]。ETCC の医療応用については付録 B にまとめた。

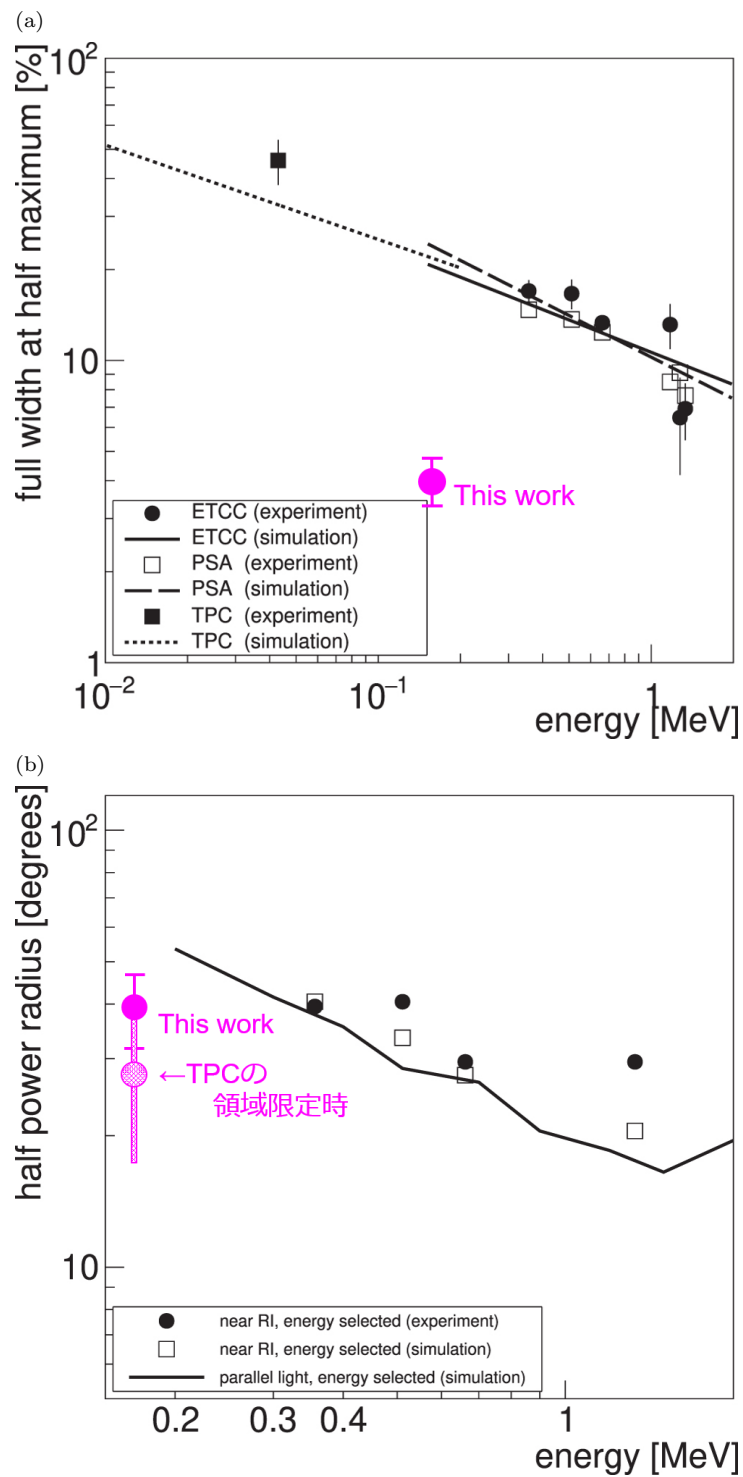


図 6.1 SMILE-2+ ETCC と CZT-ETCC の (a) エネルギー分解能と (b)PSF の比較 ([76] に加筆)

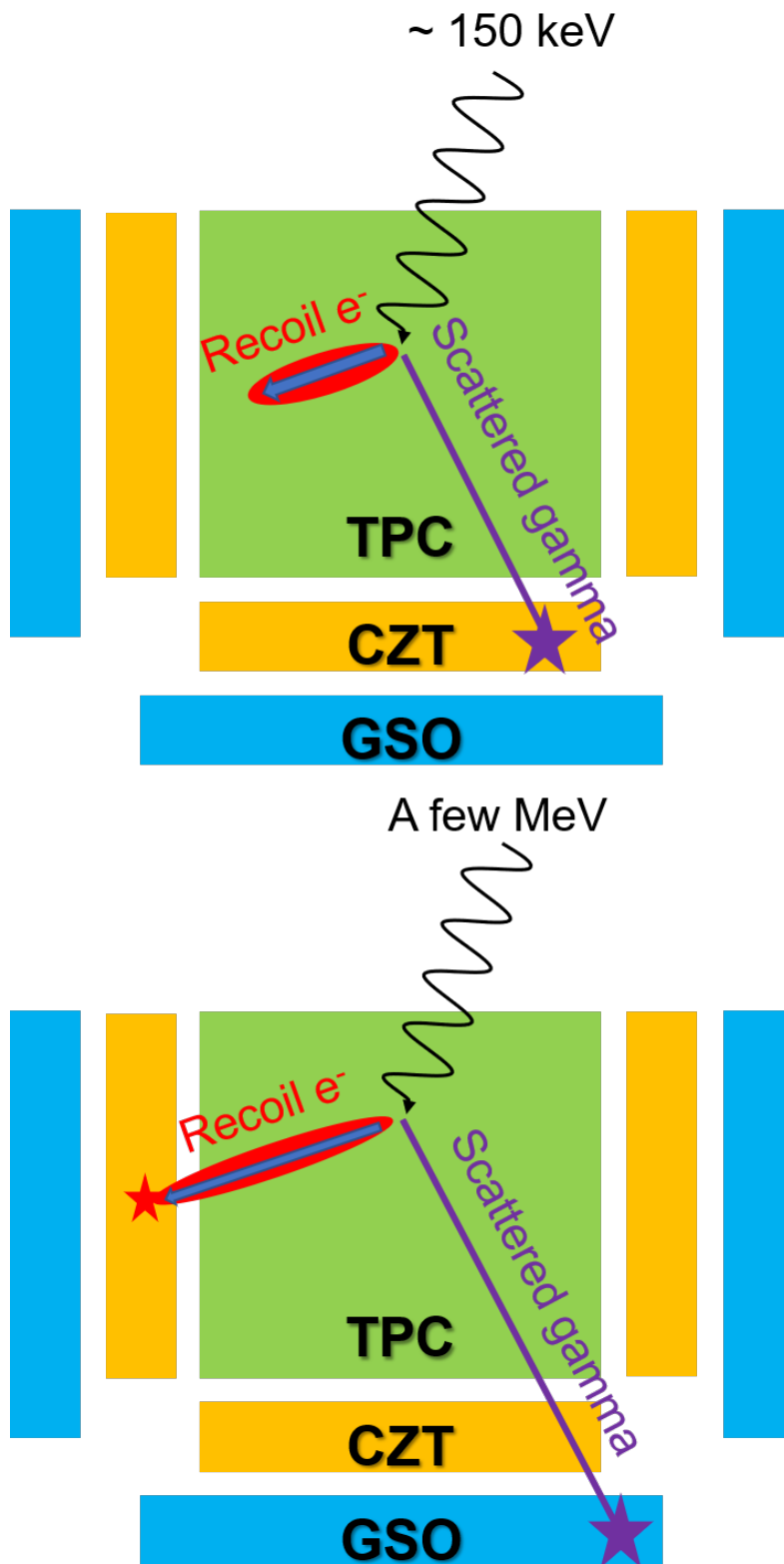


図 6.2 TPC と CZT、GSO によるガンマ線検出器の構成

付録 A

Hough 変換

4.3 節で言及したように、Hough 変換は画像の中から直線や円などの図形を検出するための手法である [97]。ここでは Hough 変換の原理と CZT 検出器の時間分解能調査への適応方法について論じる。

A.1 Hough 変換の原理

任意の XY 平面上の 1 点 (x, y) に対し、この点を通る直線は無数に存在する。複数個の点に対して得られるそのような無数の直線の中から、その点群に特徴的な直線を導き出すことが Hough 変換の原理である。データ点 (x, y) を通るある直線 l を

$$r = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (\text{A.1})$$

と表現する。ここで、 r 、 θ はそれぞれ原点から直線 l までの距離と、原点から直線 l に引いた垂線と X 軸のなす角である (図 A.1)。 $\theta \in [0, \pi]$ かつ $r \in \mathbb{R}$ 、または $\theta \in [0, 2\pi]$ かつ $r > 0$ とすると、 XY 平面上の 1 つの直線に対し r と θ は一意に定まる。

n 個のデータ点 $(x_i, y_i) (i = 1, 2, \dots, n)$ に対し、各点を通る任意の直線は

$$r(\theta) = x_i \cos \theta + y_i \sin \theta \quad (\text{A.2})$$

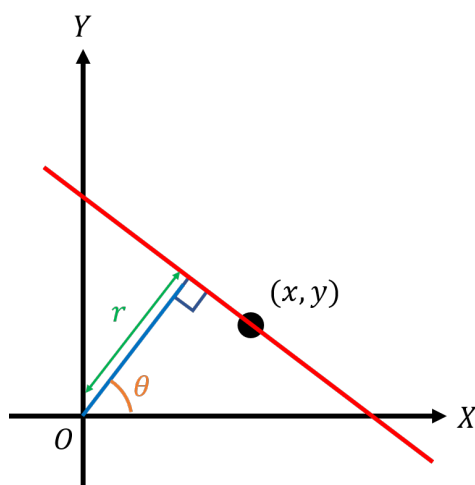


図 A.1 XY 平面上での直線と特徴づけるパラメータ r と θ

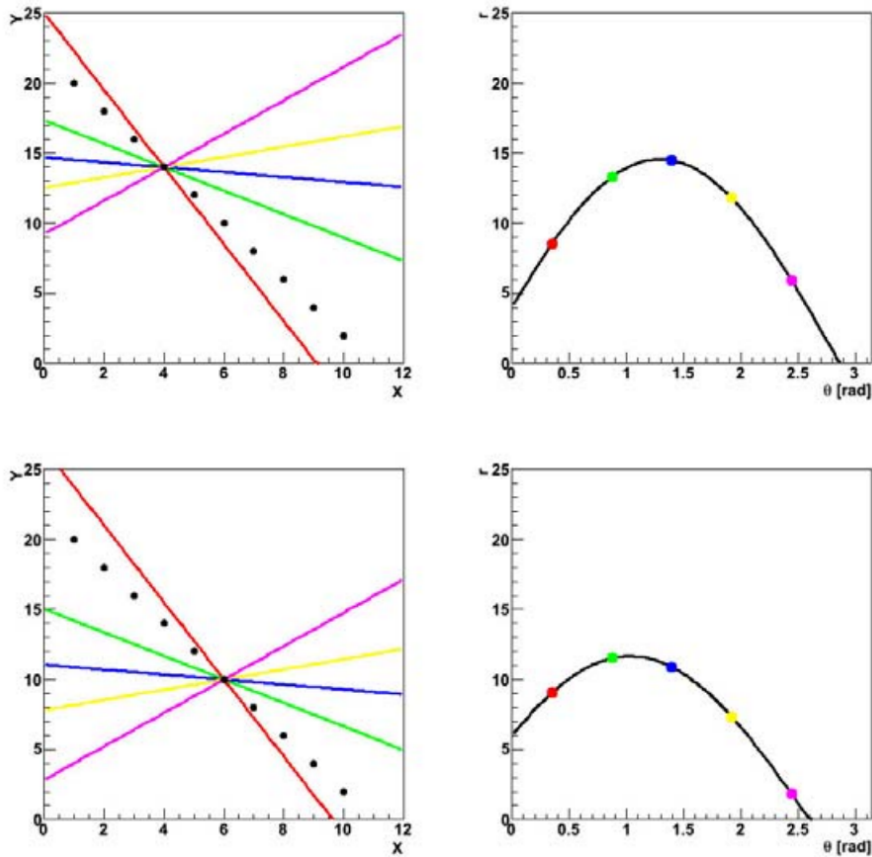


図 A.2 XY 平面上のデータ点を通る無数の直線 (左) とそれらの直線に対応する正弦波 $r(\theta)$ (右)[100]。左図の直線は右図の同じ色の点 (r, θ) と対応する

と表せる。式 (A.2) は図 A.2 のように r - θ 平面で正弦波の形で描かれる。

Hough 変換ではこの正弦波 $r(\theta)$ を用いて直線を検出する。それを説明するために図 A.3 を用意した。図 A.3(a) のように直線状に並んだ点群の各点に対し同様に r - θ 平面で正弦波の式を求めると、図 A.3(b) のように r - θ 平面上でそれらが一点で交わる点ができる。正弦波を重ね書きしたときに、最も多くの曲線が通る点 $(r_{\text{peak}}, \theta_{\text{peak}})$ を求めると (図 A.3(c))、 $(r_{\text{peak}}, \theta_{\text{peak}})$ に対応する XY 平面上の直線が、データ点群が通る直線となる (図 A.3(d))。この時の XY 平面における直線の式は

$$y = -\frac{1}{\tan \theta_{\text{peak}}}x + \frac{r}{\sin \theta_{\text{peak}}} \quad (\theta_{\text{peak}} \neq 0) \quad (\text{A.3})$$

$$x = r \quad (\theta_{\text{peak}} = 0) \quad (\text{A.4})$$

と記述される。

Hough 変換の強みは、直線から外れたデータ点が存在する場合でも点群を表すのに相応しい直線を引き出すことができる点にある。それを説明したのが図 A.4 である。先ほどとは異なり、データ点が誤差を含み完全な直線に並ばず、さらに図 A.4(a) のシアン色の点のような直線から明確に外れた点が存在する場合を考える。図 A.3 の (a) から (d) でデータ点群に合う直線を求める手順は図 A.3 と同じである。このような '外れ値' が存在するデータに対しても、最も多くの正弦波が通る $(r_{\text{peak}}, \theta_{\text{peak}})$ (図 A.4(c)) で記述される XY 平面上の

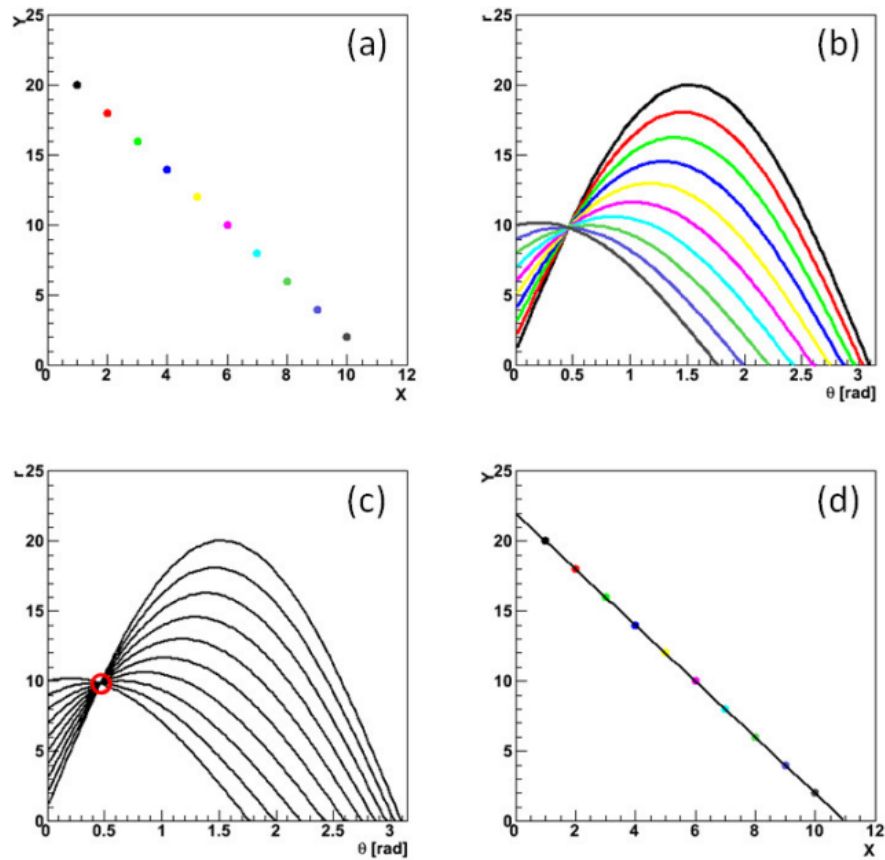


図 A.3 一直線上に並んだデータ点群に対して Hough 変換を適用した例 [100]

直線が‘外れ値’を除いた全てのデータ点の近くを通り (図 A.4(d))、与えられた点群をよく表す直線を検出することができる。

A.2 CZT の時間分解能調査への適用

次に、Hough 変換を CZT の時間分解能の測定データに適用した手法を説明する。4.3.3 節で述べたように、 CeBr_3 シンチレータと CZT 検出器でヒット信号が発せられる時間の差は、図 A.5 に示すように、CA 電荷比と明確な相関を持っていた。図 A.5 の分布は明確な直線構造が見られる一方で、偶発事象が作ったと思われるデータ点が直線部分の構造の近傍を含め全体に広がっている。関数フィットでは、フィット範囲を直線近傍に絞る必要があり、それを全 484 ピクセル分実施するのは時間がかかる。

そこで、偶発事象が点在するデータの中から適切な直線の式を求めるために Hough 変換を導入した。図 A.5 中の全てのデータ点に対して式 (A.1) に示す正弦波を r - θ 平面にプロットしたものを図 A.6 に示した。図 A.6 の 2 次元分布がピークとなる $(r_{\text{peak}}, \theta_{\text{peak}})$ は同図中の黒い丸で表した。求めた $(r_{\text{peak}}, \theta_{\text{peak}})$ から式 (A.3) により定まる直線が図 4.27 中のマゼンタの直線である。正弦波を重ね合わせる同様の解析を CZT 全体の 4 分の 1 にあたるピクセルに対して実施した結果が図 A.7 であり、その結果求めた $(r_{\text{peak}}, \theta_{\text{peak}})$ を基に各ピクセルごとに CeBr_3 シンチレータと CZT 検出器のヒット信号の時間差を CA 電荷比で較正した結果を

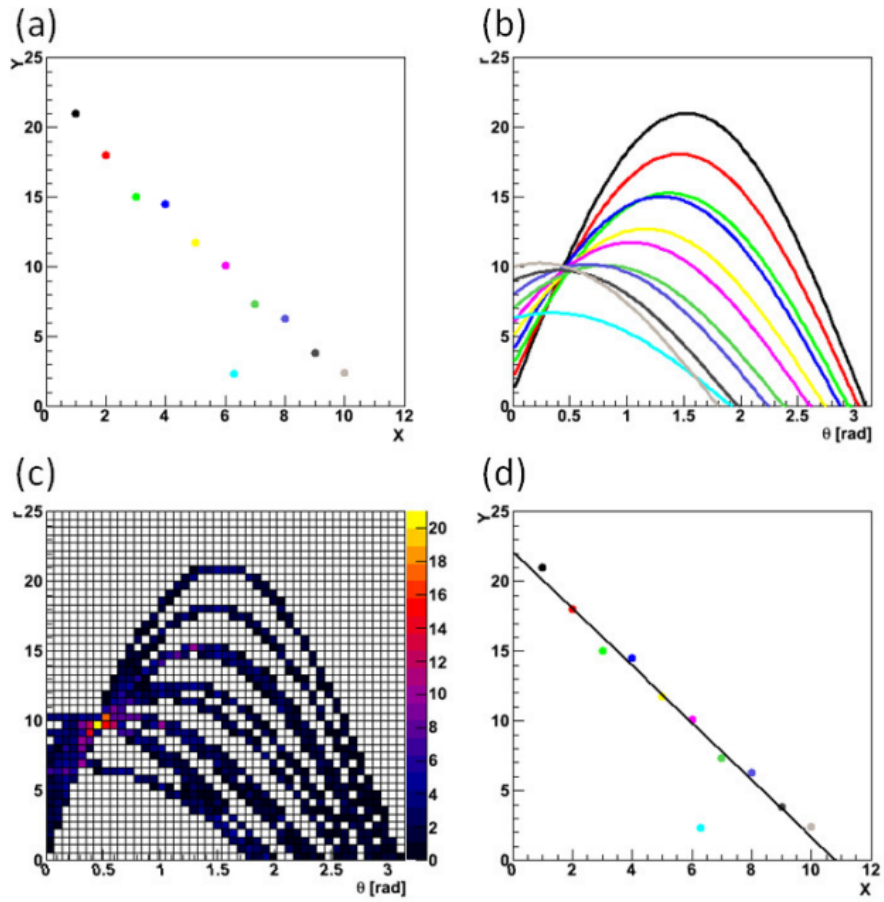


図 A.4 一直線上には並んでいないデータ点群に対して Hough 変換を適用した例 [100]

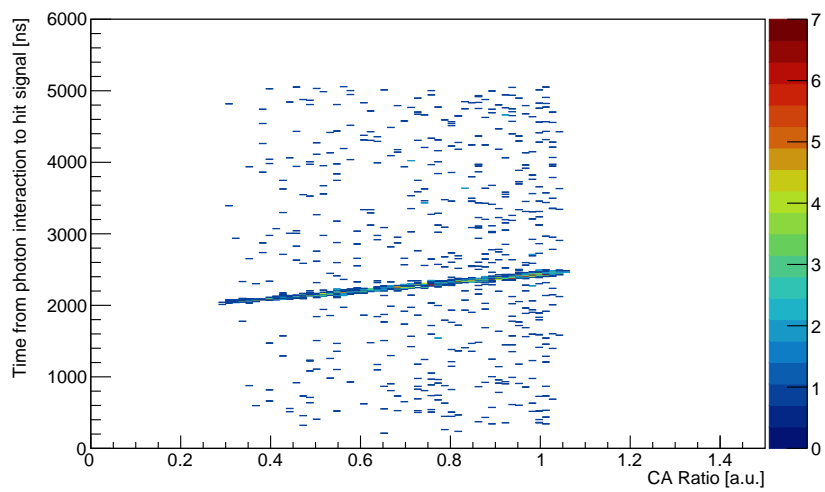


図 A.5 CZT のアノードのある 1 ピクセルにおける、CA 電荷比と CeBr_3 シンチレータと CZT 検出器のヒット信号の時間差の関係。図 4.27 と同じ 2 次元分布だが、求めた直線は描かれていない

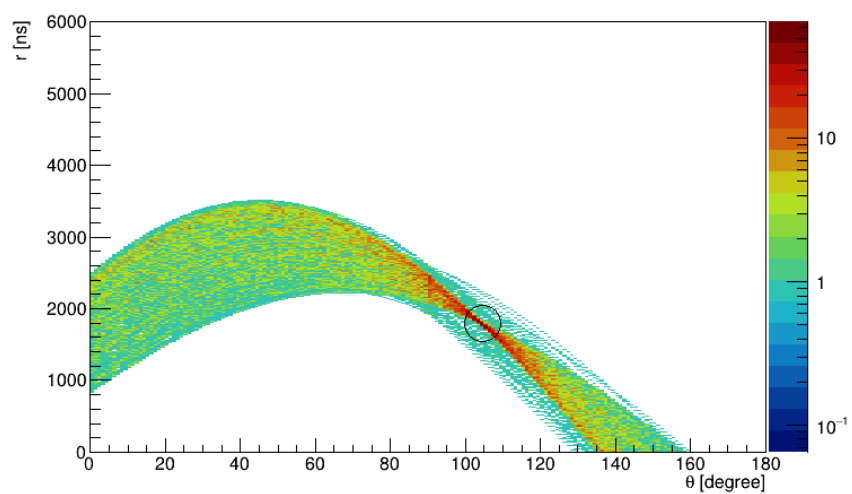


図 A.6 図 A.5 のデータ点を記述する正弦波 $r(\theta)$ の重ね合わせ

図 A.8 に示した。図 A.8 より、この 121 ピクセルでは、ヒット信号の時間差を、偶発事象に狂わされることなく正しく較正できていることが分かる。もちろん、残りの 4 分の 3 領域のアノードピクセルについても、正しく較正できたことを確認した。

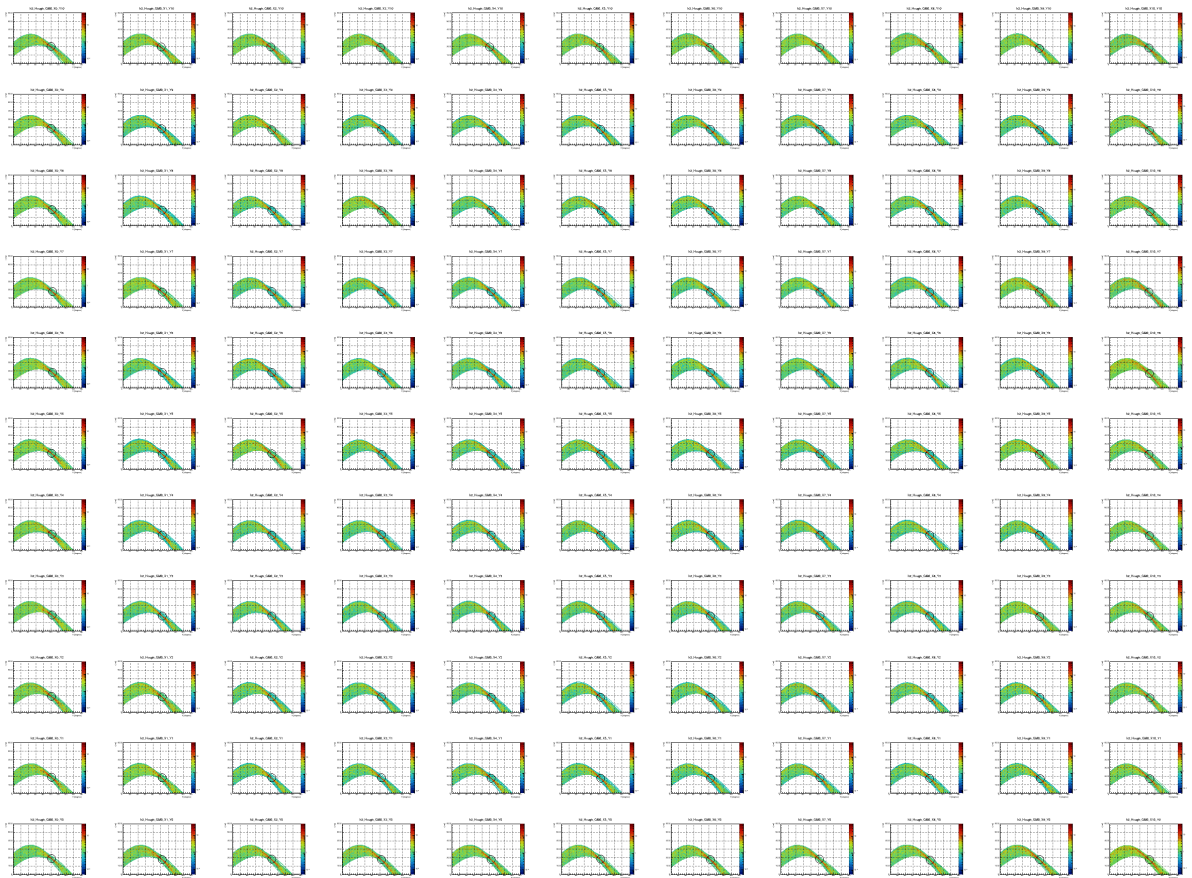


図 A.7 図 A.6 の解析をアノード 11×11 ピクセルに対して行った結果



図 A.8 Hough 変換による CeBr_3 シンチレータと CZT 検出器のヒット信号の時間差の較正を、アノード 11×11 ピクセルに対して行った結果

付録 B

ETCC の医療応用

ガンマ線は宇宙観測や原子力事業だけでなく、医療の分野でも大いに活用されている。ガンマ線を用いた疾病の診断、治療を行なう医学は核医学と呼ばれる。現在、核医学では Single Photon Emission Computed Tomography (SPECT)[101] と Positron Emission Tomography (PET)[102] という 2 つの代表的なガンマ線観測技術が確立されている。SPECT や PET では、寿命の短い放射性同位体を人体に投与し、体内から放射される放射線を体外から測定し、様々な器官の生理的機能を画像化する。ここでは SPECT と PET の概要と課題を述べた後、コンプトンカメラの医療応用について論じる。

B.1 核医学における現行のガンマ線観測手法

B.1.1 SPECT

SPECT は図 B.1 に示すように、位置感度型検出器の前にコリメータを置いて光子のエネルギーと方向を取得する [101]。1 方向からの測定で 2 次元ガンマ線画像が得られ、装置を人体を中心に回転させて複数方向から画像を取得することで、3 次元の画像を取得する。測定できるエネルギー範囲はコリメータでの散乱や透過によって制限され、80-300 keV となっている。SPECT で用いられる放射性同位体は図 B.1 にまとめた [103]。また、1.3 節で述べたように、コリメータを用いた観測手法は角度分解能と検出効率がトレードオフとなり、感度向上に限界がある。SPECT の空間分解能は 10 mm 程度である [104]。

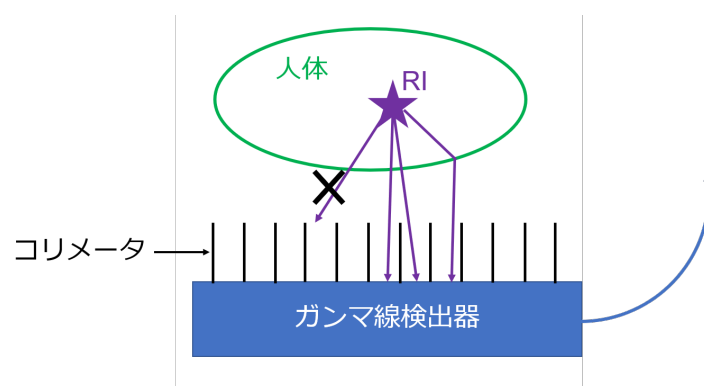


図 B.1 SPECT の概念図

表 B.1 SPECT で用いられる放射線核種 [103]

| 放射線核種 | 半減期 [day] | エネルギー [keV] |
|--------------------------|-----------|-------------|
| ^{67}Ga | 78.3 | 93、185、300 |
| $^{99\text{m}}\text{Tc}$ | 6.01 | 141 |
| ^{111}In | 67.4 | 171、245 |
| ^{123}I | 13.3 | 159 |

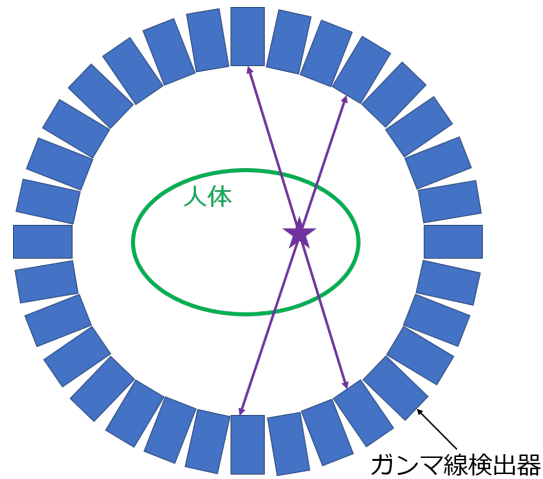


図 B.2 PET の概念図

表 B.2 PET で用いられる放射線核種 [103]

| 放射線核種 | 半減期 [min] |
|-----------------|-----------|
| ^{11}C | 20.4 |
| ^{13}N | 9.96 |
| ^{15}O | 2.03 |
| ^{18}F | 110 |

B.1.2 PET

PET は陽電子が対消滅する際に放出される 2 つの 511 keV のガンマ線を利用する。図 B.2 に示すように人体の周囲を多数の検出器で囲み、2 つのガンマ線の同時を取る [102]。この 2 つのガンマ線は正反対に進むため、線源は光子を検出した 2 つの検出器を結ぶ直線状にある。この直線の重ね合わせにより線源の位置を得る。PET の空間分解能は 5 mm 程度であり [104]、陽電子の飛程によって制限されているものの SPECT に比べて高い空間分解能を実現している。一方で、薬剤として陽電子放出核種のみしか用いることができないという欠点がある。PET で用いられる放射性同位体は図 B.2 にまとめた [103]。

B.2 コンプトンカメラの医療応用

前節で見たように SPECT では 300 keV 以下のガンマ線しか扱えず、PET では陽電子を放出する薬剤しか利用することができないという欠点を持つ。特に、陽電子放出核はサイクロトロン加速器等で生成する必要があるため高価になるうえ、半減期が非常に短いものが多く、取り扱いが難しい。これらの課題を克服するためには広いエネルギー帯域に感度を持つガンマ線検出器が必要である。

それを実現する高感度なガンマ線画像化装置として、コンプトンカメラが注目されている。コンプトンカメラは一般的に広いエネルギー帯に感度を持つため、使用可能な薬剤の種類増加や複数の薬剤の同時撮影が期待できる。また、コリメータを必要としないため広い視野を確保でき、少ない台数で 3 次元撮像を行なうことができる。

医療用コンプトンカメラの例として、早稲田大学のグループが開発している散乱体と吸収体の両方に GAGG ($\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12} : \text{Ce}$) シンチレータを用いたコンプトンカメラ [105] や、東京大学のグループが開発している散乱体に Si 検出器、吸収体に CdTe 検出器を用いた半導体コンプトンカメラ [106] などがある。しかし、反跳電子の飛跡を取得しないこれらの検出器は近距離にある強い線源のイメージングは可能なものの、そうでない線源の観測は難しい。加えて、従来コンプトン法では 1 光子ごとに到来方向が決まらず非線形な画像が得られるため、患者の被曝量に関して定量的な解析をすることができない。扱うことのできるエネルギー範囲についても、前者は 300 keV 以上のガンマ線のイメージについてマウスを用いた実験の結果が報告されているものの (図 B.3)[105]、300 keV 以下のガンマ線についての測定結果は報告されていない。後者は 171 keV での ARM の FWHM が 6.1° という実験値を報告している (図 B.4)[106] が、同時にそれ以下のエネルギーでは ARM が急速に悪くなることがシミュレーションで示されている [106]。

我々が開発している ETCC は光子の到来方向を一意に決定する検出器であり、定量性のある画像を担保する。また、高い雑音除去能力を備えていることから従来よりも弱い線量でもイメージング可能なほど高い感度を持つことができ、それゆえに患者や術者の低被曝化が実現できると期待される。過去に、GSO を用いた ETCC で、SPECT で用いられる ^{99m}Tc や PET で用いられる ^{18}F の画像を取得することに成功している [99, 107]。例として ETCC で取得した ^{18}F のイメージを図 B.5 に示す [107]。GSO シンチレータを用いた ETCC では 200 keV 以下のガンマ線の観測は困難であったが、今回、吸収体に CZT 検出器を導入したことにより 100 keV 台のガンマ線の画像を取得することが可能となった。CZT と GSO を利用することにより、0.1-1 MeV の広範囲に及ぶガンマ線の画像化が可能になると期待できる。今後、CZT-ETCC で ^{57}Co (122 keV) や ^{133}Ba (81, 356 keV) などの線源のイメージングを実施し、どのエネルギーまで精度よく観測できるかを検証する。さらに、空間分解能を現行の SPECT や PET と比較して議論し、医療機能イメージングの可能性を広げ、医療への貢献を目指す。

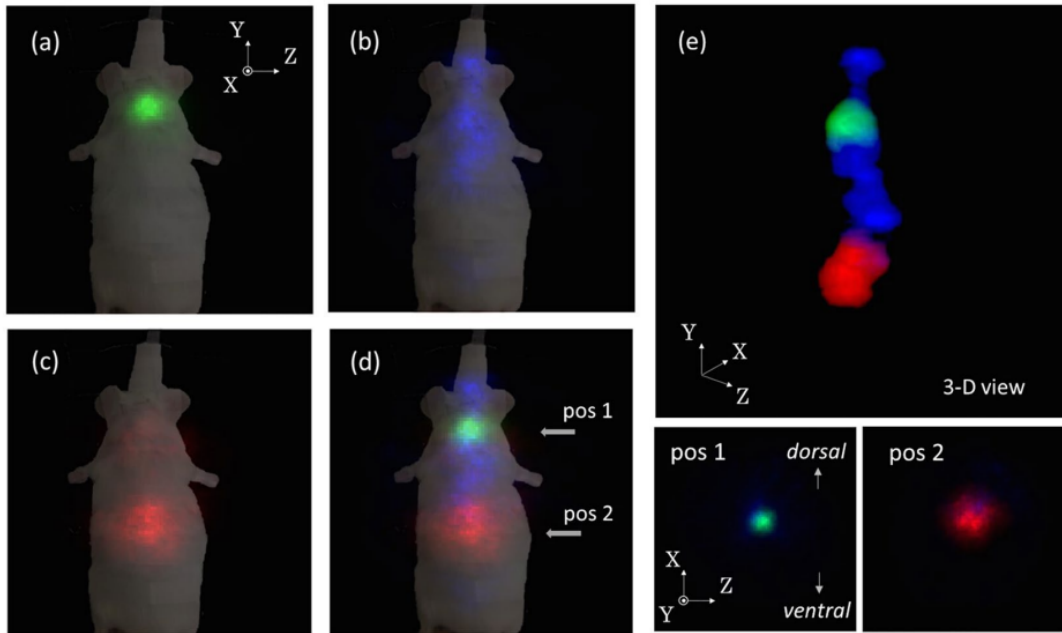


図 B.3 GAGG を用いたコンプトンカメラによる薬剤を投与したマウスのイメージ [105]。(a) ^{131}I (364 keV、4.0 MBq) (b) ^{85}Sr (514 keV、1.12 MBq) (c) ^{65}Zn (1116 keV、0.93 MBq) (d)(a) から (c) の重ね合わせ (e)3次元イメージ

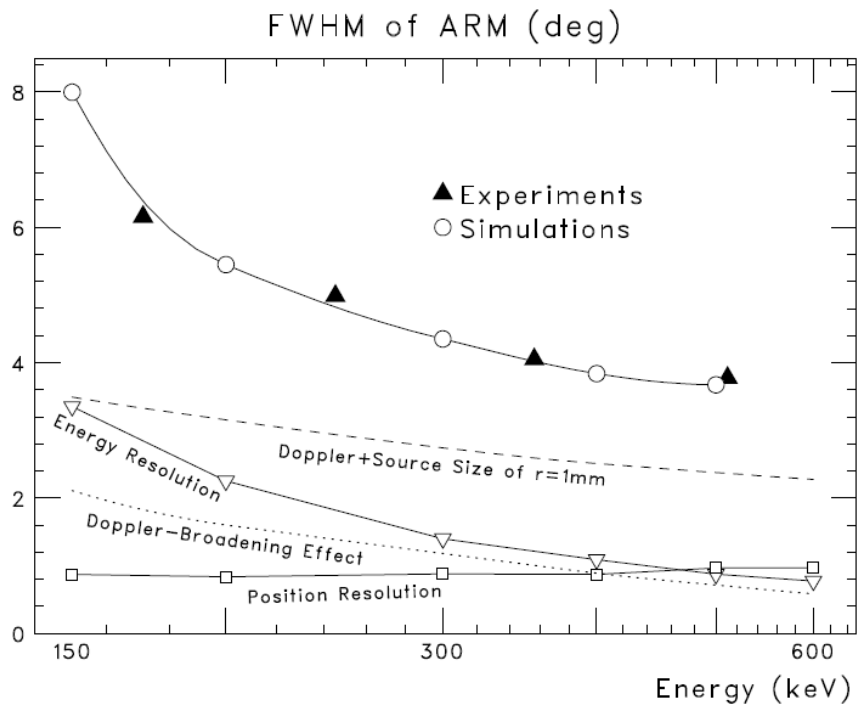


図 B.4 Si と CdTe を用いたコンプトンカメラによる ARM の FWHM [106]

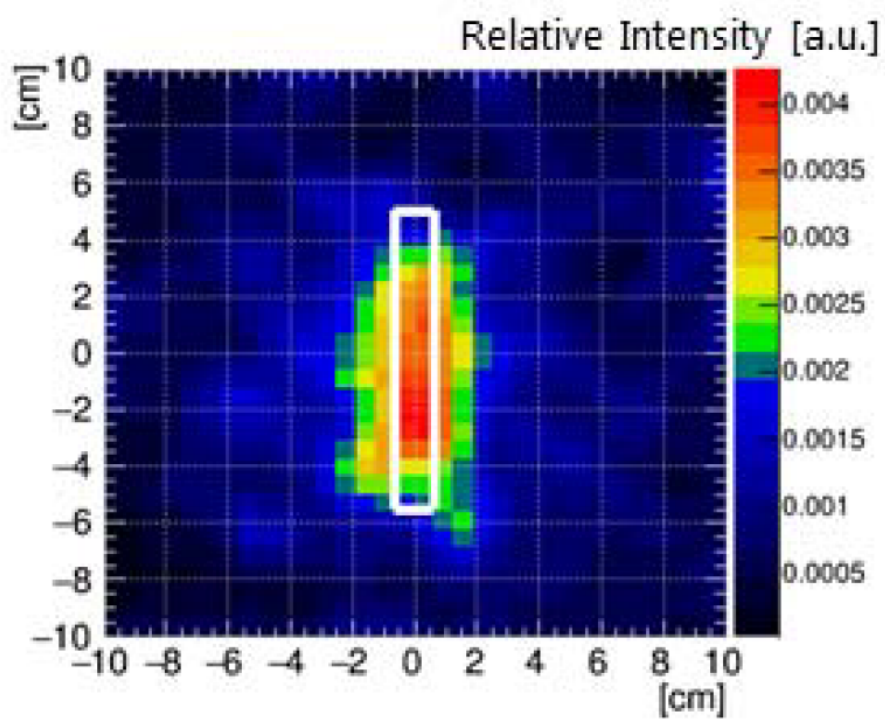


図 B.5 ETCC で取得した ^{18}F のイメージ [107]。白枠は ^{18}F が入った試験管を表す。ML-EM 法によるイテレーションを 3 回かけた画像。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。まず、指導教員の高田淳史助教には終始懇切丁寧なご指導をいただきました。厚く御礼を申し上げます。また、昨年までの指導教員で、退職後もずっと研究を支えてくださった谷森達名誉教授には、次から次へと溢れ出てくる知識とアイデアに多くの刺激を受けました。深く感謝致します。園田真也博士には、DAQの試験で昼夜問わずデバッグに付き合ってください非常に助かりました。池田智法博士は、日常のとりとめのない話題から研究の話題に至るまで多くの話題を提供してくださりました。同室で相談しやすかったこともあり、大変お世話になりました。阿部光さんは会話の節々に鋭い洞察眼が感じられ、面白い話の中にもハッとさせられることが多かったです。同期の小林滉一郎君は、マイペースながらもいつも気づかぬ間に着実に研究の進捗を出し、その様子に私の気も引き締められました。岩崎啓君、田中優貴子さん、長澤広武君、成田拓仁君は学部3、4回生の頃からお世話になり、会うたびに気さくに話しかけてくれて嬉しかったです。京都大学複合原子力科学研究所での実験でお世話になった核ビーム物性学研究室の谷口秋洋准教授、谷垣実助教、いつも温かく接していただいた宇宙線研究室の方々、その他各所で私の研究にご協力いただいた方々なしにはこの修士論文が完成に至ることはなかったと感じております。心から御礼を申し上げます。

最後に、ここまで育ててくれ、私を京都の地に送り出して以降も陰で支え続けてくれた家族に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] R. W. Klebesadel et al., *ApJ*, **182**, 85-88 (1973).
- [2] C. A. Meegan et al., *Nature*, **355**, 143 – 145 (1992).
- [3] N. Gehrels et al., *ApJ*, **611**, 1005-1020 (2004).
- [4] C. A. Meegan et al., *ApJ*, **702**, 791 – 804 (2009).
- [5] D. Band et al., *ApJ*, **413**, 281-292 (1993).
- [6] A. Goldstein et al., *ApJS*, **208**, 21 (2013).
- [7] E. Costa et al., *Nature*, **387**, 783-785 (1997).
- [8] A. Lien et al., *ApJ*, **829**, 7 (2016).
- [9] C. Kouveliotou et al., *ApJ*, **413**, 101-104 (1993).
- [10] J. Hjorth et al., *Nature*, **423**, 847-850 (2003).
- [11] A. Goldstein et al., *ApJL*, **848**, 14 (2017).
- [12] V. Savchenko et al., *ApJ*, **848**, 15 (2017).
- [13] B. P. Abbott et al., *ApJL*, **848**, 13 (2017).
- [14] W. S. Paciesas et al., *ApJS*, **122**, 465-495 (1999).
- [15] P. N. Bhat et al., *ApJS*, **223**, 28 (2016).
- [16] E. P. Mazets et al., *ASPC*, **312**, 102 (2004).
- [17] N. Kawai et al., *Nature*, **440**, 184-186 (2006).
- [18] R. Salvaterra et al., *Nature*, **461**, 1258-1260 (2009).
- [19] K. Toma et al., *ApJ*, **731**, 127 (2011).
- [20] P. Mészáros, *Science*, **291**, 79-84 (2001).
- [21] J. Granot & A. Königl, *ApJ*, **594**, 83 – 87 (2003).
- [22] M. V. Medvedev & A. Loeb, *ApJ*, **526**, 697 (1999).
- [23] N. J. Shaviv & A. Dar, *ApJ*, **447**, 863 (1995).
- [24] D. Lazzati et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **347**, 1 – 5 (2004).
- [25] K. Toma et al., *ApJ*, **698**, 1042 – 1053 (2009).
- [26] D. Yonetoku et al., *ApJL*, **743**, 30 (2011).
- [27] D. Götz et al., *ApJ*, **695**, 208 (2009).
- [28] T. Chattopadhyay et al., *ApJ*, **884**, 123 (2019).
- [29] S. N. Zhang et al., *Nature Astronomy*, **3**, 258-264 (2019).
- [30] T. Chattopadhyay, *JAA*, **42**, 106 (2021).
- [31] E. Aliu et al., *Science*, **322**, 1221-1224 (2008).

- [32] R. Bühler & R. Blandford, *Rep. Prog. Phys.*, **77**, 066901 (2014).
- [33] E. Jourdain & J. P. Roques, *ApJ*, **704**, 17-24 (2009).
- [34] F.A. Aharonian et al., astro-ph/9803091 (1998).
- [35] M. Lyutikov et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **489**, 2403 (2019).
- [36] L. Kuiper et al., *A&A*, **378**, 918-935 (2001).
- [37] J. Aleksić et al., *A&A*, **565**, 12 (2014).
- [38] J. K. Daugherty & A. K. Harding, *ApJ*, **252**, 337-347 (1982).
- [39] K. S. Cheng et al., *ApJ*, **537**, 964-976 (2000).
- [40] J. Dyks & B. Rudak, *ApJ*, **598**, 1201-1206 (2003).
- [41] M. Chauvin et al., *Scientific Report*, **7**, 7816 (2017).
- [42] XCOM: Photon Cross Sections Database. <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database/>.
- [43] C. B. Wunderer, PhD thesis, Technical University Munich (2002).
- [44] G. Vedrenne et al., *A&A*, **411**, 63-70 (2003).
- [45] P. Ubertini et al., *A&A*, **411**, 131-139 (2003).
- [46] *INTEGRAL*, <https://www.cosmos.esa.int/web/integral/>.
- [47] M. Chauvin et al., *ApJ*, **769**, 137 (2013).
- [48] M. Forot et al., *ApJ*, **688**, 29-32 (2008).
- [49] V. Schönfelder et al., *ApJS*, **86**, 657-692 (1993).
- [50] V. Schönfelder et al., *New A Rev.*, **48**, 193 (2004).
- [51] G. Weidenspointer et al., *A&A*, **368**, 347-368 (2001).
- [52] F. Lei et al., *A&AS*, **120**, 695-698 (1996).
- [53] S. E. Boggs et al., *A&AS*, **145**, 311-321 (2000).
- [54] C. A. Kierans et al., *The Proceedings of Science*, **285**, 75 (2017).
- [55] T. Siegert et al., *ApJ*, **897**, 45 (2020).
- [56] A. W. Lowell et al., *ApJ*, **848**, 119 (2017).
- [57] D. Yonetoku et al., *PASJ*, **63**, 625-638 (2011).
- [58] M. Kole et al., *2016 IEEE NSS/MIC/RTSD*, 1-6 (2016)
- [59] M. Chauvin et al., *Astropart. Phys.*, **82**, 99-107 (2016).
- [60] F. Aharonian et al., *PASJ*, **70**, 113 (2018).
- [61] D. Yonetoku et al., *ApJL*, **758**, 1 (2012).
- [62] M. Kole et al., *A&A*, **644**, A124 (2020).
- [63] M. Chauvin et al., *NIM A*, **859**, 125-133 (2017).
- [64] T. Tanimori et al., *ApJ*, **810**, 28 (2015).
- [65] G. R. Lynch & O. I. Dahl, *NIM B*, **58**, 6-10 (1991).
- [66] 中村優太, 修士論文京都大学 (2018).
- [67] F. Sauli, *PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRED PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBERS* (1977).
- [68] T. Mizumoto et al., *NIM A*, **800**, 40-50 (2015).
- [69] A. Ochi et al., *NIM A*, **471**, 264-267 (2001).

- [70] F. Sauli, *NIM A*, **386**, 531-534 (1996).
- [71] T.Nagayoshi et al., *NIM A*, **513**, 277-281 (2003).
- [72] A. Sharma., *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors* (1998).
- [73] S. Komura et al., *ApJ*, **839**, 41 (2017).
- [74] 吉川慶, 修士論文京都大学 (2017).
- [75] A. Takada et al., *ApJ*, **733**, 13 (2011).
- [76] A. Takada et al., *ApJ*, **930**, 6 (2022).
- [77] 吉田有良, 修士論文京都大学 (2022).
- [78] 津田雅弥, 修士論文京都大学 (2022).
- [79] V. Schönfelder., *The Universe in Gamma Rays*, Springer (2001).
- [80] 黒澤俊介, 修士論文京都大学 (2008).
- [81] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement 3rd edition.*, WILEY (2001).
- [82] A. Owens, *J. Synchrotron Rad.*, **13**, 143-150 (2006).
- [83] T. Takahashi & S. Watanabe, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **48**, 950-959 (2001).
- [84] 高田淳史, 日本物理学会 第 74 回年次大会 (2019).
- [85] D. Tomono et al., *Sci Rep*, **7**, 41972 (2017).
- [86] D. Dujmic et al., *NIM A*, **584**, 327-333 (2008).
- [87] 京都大学複合原子力科学研究所 <https://www.rri.kyoto-u.ac.jp/>.
- [88] 環境省 <https://www.env.go.jp/>.
- [89] G. D. Geronimo et al., *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **55**, 1593-1603 (2008).
- [90] G. D. Geronimo et al., *NIM A*, **484**, 533-543 (2002).
- [91] 日本アイソトープ協会, *アイソトープ手帳 11 版*, 丸善出版 (2011).
- [92] Z. Burshtein et al., *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 102 (1993).
- [93] J. Hong et al., *Proc. SPIE 5165*, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XIII (2004).
- [94] C. Budtz-Jørgensen and I. Kuwetli, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **64**, 1611-1618 (2016).
- [95] K. S. Shah et al., *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **52**, 3157-3159 (2005).
- [96] 株式会社八光電機, <https://www.hakko.co.jp/>.
- [97] P. V. C. Hough, U. S. Patent No. 3069654 (1962).
- [98] T. Ikeda et al., *PTEP*, 083F01 (2021).
- [99] 園田真也, *宇宙にひろがる人類文明の未来 2015* (2015).
- [100] 上野一樹, 博士論文京都大学 (2011).
- [101] D. E. Kuhl & R. Q. Edwards, *Radiology*, **80**, 653 (1963).
- [102] M. M. Ter-Pogossian et al., *Radiology*, **114**, 89 (1975).
- [103] M. Ono, *薬学雑誌*, **129**, 279 (2009).
- [104] M. M. Khalil et al., *Int J Mol Imaging*, 2011:796025 (2011).
- [105] A. Kishimoto et al., *Scientific Report*, **7**, 2110 (2017).
- [106] G. Yabu et al., *IEEE TRANSACTIONS ON RADIATION AND PLASMA MEDICAL SCIENCES*, **6**, 592 (2022).
- [107] S. Sonoda et al., NSSMIC.2015.7582015. (2015).