

宇宙放射線環境下における
電子飛跡検出型コンプトンカメラの性能評価

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

小田真

oda@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp

2015年1月28日

概要

数百 keV から数 MeV までのガンマ線の観測は様々な天体現象の解明に役立つ。特に超新星爆発時に生成される元素からの核ガンマ線 [1] は、宇宙の元素合成の仕組みを理解するための、MeV 領域でのみ観測可能な重要な手がかりである。しかし、このエネルギー領域ではガンマ線の到来方向を求めるにはコンプトン散乱の再構成が必要なため、画像化が困難であり観測そのものが難しい。さらに全天に広くひろがったガンマ線放射や、宇宙線と衛星筐体との相互作用から生じる荷電粒子や中性子など大量の雑音が存在するため SN 比の悪い観測しか行えず [2]、MeV ガンマ線天文学は未開拓のままである。実際これまで最も成果をあげている COMPTEL でも SN 比を改善するためにカット条件を厳しくしたため、地上実験からの予想よりも検出感度が悪かった [3]。従って、MeV ガンマ線望遠鏡には強力な雑音除去能力が必須であり、その実証が重要である。

我々は 140 MeV の陽子線を水ターゲットに照射することでガンマ線・中性子・電子などの 2 次粒子を生成し宇宙放射線環境に近い環境を作り出すことに成功した。この試験環境下に設置したガンマ線検出器 (GSO シンチレータ) と中性子検出器 (有機液体シンチレータ) の測定と、試験環境を再現した Geant4 によるシミュレーションから、以前の気球観測で得られた宇宙環境 [4] と同様に数 MeV まで伸びる連続的なスペクトル構造と 1:1 程度のガンマ線に対する中性子比が再現されていることを確認した。また、このシミュレーションでビーム強度と水ターゲットの大きさを変更することで、この放射線場の強度やスペクトルを調整可能であることも確認しており、今後様々な実験への応用が期待できる。

我々はこの環境を利用して、次世代ガンマ線望遠鏡として開発中の電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera, ETCC) の雑音除去性能の試験を行った。ETCC は散乱ガンマ線と反跳電子の運動量をそれぞれ測定することでコンプトン散乱を完全に再構成する。この飛跡情報から得られるエネルギー損失率による粒子識別などでこれまでにない強力な雑音除去能力を実現しており、気球実験規模で MeV 領域のガンマ線を COMPTEL の 10 倍以上高い感度で観測可能である。本性能試験では宇宙放射線環境より 5 倍以上強い放射線場をつくり、高雑音環境下でも検出効率を落とすこと無く、測定時間 10 分換算で 12σ と高い有意度で ^{137}Cs 線源を検出し、ETCC の雑音除去性能を実証することができた。これによりかに星雲などの天体観測を目的とする気球実験に向けた ETCC 本体の準備は完了した。

また鉄ターゲットに陽子線を照射した場合の測定で 847keV の鉄の励起ガンマ線検出の兆候があり、超新星爆発時の核ガンマ線を探る上での可能性を発見した。

目次

第 1 章	MeV ガンマ線天文学	1
1.1	MeV ガンマ線の発生機構	1
1.1.1	電子による放射	1
1.1.2	原子核からのライン放射	2
1.1.3	π^0 崩壊に伴う放射	3
1.2	全天観測	4
1.2.1	全天マップ	4
1.2.2	拡散ガンマ線	5
1.3	様々な MeV ガンマ線天体	6
1.3.1	超新星爆発と超新星残骸	6
1.3.2	パルサー	7
1.3.3	ブラックホール	11
1.3.4	銀河中心領域	13
1.3.5	活動銀河核	13
1.3.6	太陽フレア	15
1.3.7	ガンマ線バースト	15
第 2 章	ガンマ線の検出	19
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	19
2.1.1	光電効果	19
2.1.2	コンプトン散乱	20
2.1.3	対生成	20
2.2	これまでの MeV ガンマ線観測実験	21
2.2.1	CGRO	21
2.2.2	INTEGRAL	22
2.2.3	NCT(COSI)	23
第 3 章	電子飛跡検出型コンプトンカメラ	25
3.1	電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理	25
3.2	バックグラウンド除去	26
3.3	ドップラー広がり	28
3.4	多重散乱	29
3.5	電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成	31
3.5.1	次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要請	31
3.5.2	飛跡検出器と吸収体への要求	31
3.6	SMILE	33
3.6.1	電子飛跡検出器	34
3.6.2	散乱ガンマ線吸収体	36

3.6.3	気球を用いた実証実験	39
第 4 章	宇宙放射線環境の再現	44
4.1	宇宙空間での放射線環境とガンマ線望遠鏡が受ける影響	44
4.2	陽子線ビーム実験	46
4.2.1	セットアップ	46
4.2.2	構築した放射線環境の実測評価	56
4.3	Geant4 シミュレーションによる実験環境の評価	59
4.3.1	Geant4 概要	59
4.3.2	ジオメトリの設計	59
4.3.3	実験に対するシミュレーションの再現性	61
4.3.4	構築した実験環境の検証	63
4.3.5	条件変更による放射線環境の変化	67
第 5 章	大強度放射線環境における電子飛跡検出型コンプトンカメラの雑音除去性能試験	70
5.1	セットアップ	70
5.2	ガンマ線のコンプトン散乱事象の再構成	70
5.3	高雑音下における ETCC の性能評価	72
5.4	鉄励起線の測定	76
5.4.1	鉄の励起ガンマ線 847keV、その他のラインガンマ線	76
第 6 章	まとめと今後	78

第1章 MeVガンマ線天文学

1.1 MeVガンマ線の発生機構

ガンマ線発生機構は、熱的放射と非熱的放射に大別できる。熱的放射は平衡状態において、電磁相互作用をする粒子が多く存在する所から放出される。その放射強度のスペクトルは黒体の分布に従い、周波数 ν での放射のエネルギー密度 I_ν は、プランク定数 h 、光の速度 c 、ボルツマン定数 k_B および温度 T を用いて、

$$I_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (1.1)$$

と表せる。1 MeV の熱的放射に対応する温度は 10^{10} K 以上である。従って、ガンマ線源としては熱的過程は考えにくく、非熱的過程が相応しい。この節では、MeV 領域における主な非熱的過程を紹介する。

1.1.1 電子による放射

相対論的な電子が磁場 B の中を通ると、ローレンツ力によって軌道が曲げられる。荷電粒子の加速は場の変化とみなせるので、電子の運動エネルギーは電磁場のエネルギーに変換されるが、相対論的電子においては、そのエネルギーは光子の放出によって失われる。これをシンクロトロン放射と呼ぶ。シンクロトロン放射のスペクトルは、電子の電荷 e 、質量 m_e 、エネルギー E_e 、および粒子の軌道と磁場の方向との狭角 θ を用いて、

$$h\nu_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB \sin \theta}{m_e c} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \quad (1.2)$$

と表せる。また、磁場 B 中で電子が動く事で発生するシンクロトロン放射による全エネルギー損失は、電子の光速に対する速度 β 、ローレンツ因子 γ 、およびトムソン断面積 $\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4}$ を用いて、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \gamma^2 \beta^2 \quad (1.3)$$

と書ける。宇宙においては、1968年にかに星雲から見つかったパルサーや活動銀河核から高速で噴き出すジェット、太陽フレア等多くの天体に見られる。

ガンマ線生成のもう1つの重要な過程として、制動放射が挙げられる。宇宙に存在するプラズマは、自由電子とイオンからなり、熱運動によって激しく運動している。このような電子が原子核の非常に近くを通ると、原子核の強い電場によって電子の軌道が大きく曲げられ、光子を放出する。この制動放射のスペクトルは、おおよそ電子の運動エネルギーまで平坦で、それ以上で急激にゼロになる。完全に電離したプラズマ中の相対論的電子における制動放射損失は、標的の原子密度 n_a 、古典的電子半径 $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ 、および微細構造定数 α を用いて

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{E_e}{m_e c^2} + 0.36 \right) E_e \quad (1.4)$$

と表せる。一方、電離していない場合は、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{183}{Z^{-1/3}} - \frac{1}{18} \right) E_e \quad (1.5)$$

となる。

エネルギーの高い光子がエネルギーの低い電子と衝突すると、光子が散乱され、光子のエネルギーの一部が電子に奪われる。この過程をコンプトン散乱という。一方、エネルギーの低い光子がエネルギーの高い電子と衝突し、電子のエネルギーを光子が受け取る逆過程も存在する。この逆コンプトン散乱は、光子が高密度である領域では重要である。エネルギー密度 w_{ph} の光子中での電子のエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} w_{ph} \gamma^2 \beta^2 \quad (1.6)$$

と書ける。

表面が 10^{12} G 程度の非常に高い磁場をもつ中性子星周辺や、 $10^6 M_\odot$ 以上の巨大ブラックホール等の重力ポテンシャルの深い場所では光速に近い速度の電子が大量に存在している。このような電子が周囲の光子を逆コンプトン散乱し、X線やガンマ線を放射している。

電子・陽電子対消滅もまた、重要なガンマ線生成過程である。対消滅では、2つ以上の光子が生成され、電子と陽電子の全エネルギーがこれらの光子に分配される。電子と陽電子はポジトロニウムと呼ばれる束縛系を作り、これには2つの異なる状態が存在する。1つは基底状態で、ポジトロニウムは2つのガンマ線に崩壊する。この時、それぞれのガンマ線は、電子の静止質量に等しい511 keVのエネルギーをもつ。もう1つの状態は並行スピン状態で、連続スペクトルをもつ3つの光子に崩壊する。

実際、511 keVのガンマ線はSMMとOSSE、SPIによって銀河中心近傍で観測され、 $\sim 2 \times 10^{43}$ sec $^{-1}$ の対消滅率を示唆している。この対消滅光子は、電子・陽電子プラズマが存在する事を示している。陽電子は、1 MeV以上のガンマ線による対生成、放射性同位体の β^+ 崩壊、 π^+ の崩壊、およびハドロン反粒子と通常の物質との衝突によって作られる。 β^+ 崩壊を起こす放射性同位体には、 ^{26}Al 、 ^{44}Ti 、 ^{56}Co 等があり、 π^+ はコンパクト星近傍で作られる。

しかし、陽電子は放射性同位体の内部崩壊や、宇宙線と衛星を構成する物質との相互作用でも作られる。そのため、銀河内からの対消滅光子のスペクトルの検出は、非常に難しいと考えられる。

1.1.2 原子核からのライン放射

原子核の核子の結合には、いくつかの量子化されたエネルギー状態がある。これらの状態は典型的にMeV程度のエネルギーをもつため、量子状態の遷移には、MeVガンマ線の吸収や放出が伴う。このような放射には、宇宙線の陽子と原子核の衝突によって原子核が励起され、その励起された原子核が基底状態に戻る時にガンマ線を放射する逆励起に伴う放射

$$X^* \longrightarrow X + \gamma \quad (1.7)$$

と、超新星爆発や恒星内部での元素合成により生じる不安定な同位体の崩壊に伴う放射

$$X \longrightarrow Y^* + e^+ \longrightarrow Y + \gamma \quad (1.8)$$

とがある。宇宙で観測された原子核の逆励起や放射性同位体からの放射の例を表1.1に示す。

これらは、超新星爆発での元素合成の過程を知る重要な手がかりとなる。 ^{56}Ni から ^{56}Co 、 ^{56}Fe への崩壊は、超新星爆発直後の光度曲線をよく説明している。

表 1.1: 原子核の逆励起や放射性同位体からの放射 [6, 7, 8]

過程		エネルギー [MeV]
逆励起	$^{12}\text{C}^*$	4.438
	$^{14}\text{N}^*$	2.313, 5.105
	$^{16}\text{O}^*$	2.741, 6.129, 6.917, 7.117
	$^{26}\text{Mg}^*$	1.809
	$^{56}\text{Fe}^*$	0.847, 1.238, 1.811
放射性同位体	^{56}Ni (6.10 d)	0.158, 0.270, 0.480, 0.759, 0.812
	^{56}Co (77.2 d)	0.847, 1.238, 2.598
	^{57}Co (271.7 d)	0.122, 0.136
	^{44}Ti (63 y)	1.157
	^{26}Al (7.4×10^5 y)	1.809
	^{60}Fe (1.5×10^6 y)	1.173, 1.333
中性子捕獲	$n + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + \gamma$	2.223

1.1.3 π^0 崩壊に伴う放射

パイオンは、宇宙線高エネルギー陽子とガスの原子核との衝突の様な強い相互作用によって作られるボソンである。ハドロン相互作用における主なパイオン生成過程は、 a 、 b を自然数として、

$$p + p \longrightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (1.9)$$

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (1.10)$$

などである。パイオンの内、中性粒子である π^0 は、 9×10^{-17} 秒で崩壊して2つのガンマ線を放出する。そのガンマ線のエネルギー分布は、重心系において静止質量の半分である 70 MeV 付近にピークを持つ。高エネルギーの陽子によって作られるパイオンは運動量を持つので、観測されるパイオン崩壊によるガンマ線のスペクトルは、親の陽子のスペクトルを反映し、また、得られるスペクトルはドップラーシフトによって幅を持つ。

1.2 全天観測

1.2.1 全天マップ

ガンマ線の全天観測を目的として、CGRO には、OSSE (0.1 ~ 10 MeV)、COMPTEL (0.75 ~ 30 MeV)、EGRET (> 30 GeV)、BATSE (15 keV ~ 10 MeV) という 4 つの検出器が搭載された。このうち、COMPTEL は MeV 領域において約 30 個の定常天体を [9]、EGRET は GeV 領域で約 270 個の天体を発見した [10]。図 1.1 と 1.2 は、それぞれ EGRET と COMPTEL によるガンマ線全天マップである。これらの図から、ガンマ線がコンパクト天体のみならず太陽フレアからも放出されている事がわかる。さらに、EGRET の観測は、他波長における約 170 個の未同定天体がある事も示している。

また、2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星に搭載された LAT は、4 年の観測で 3000 個近い天体を検出した [11]。図 1.3 がその全天マップであり、図 1.4 はその内訳である。

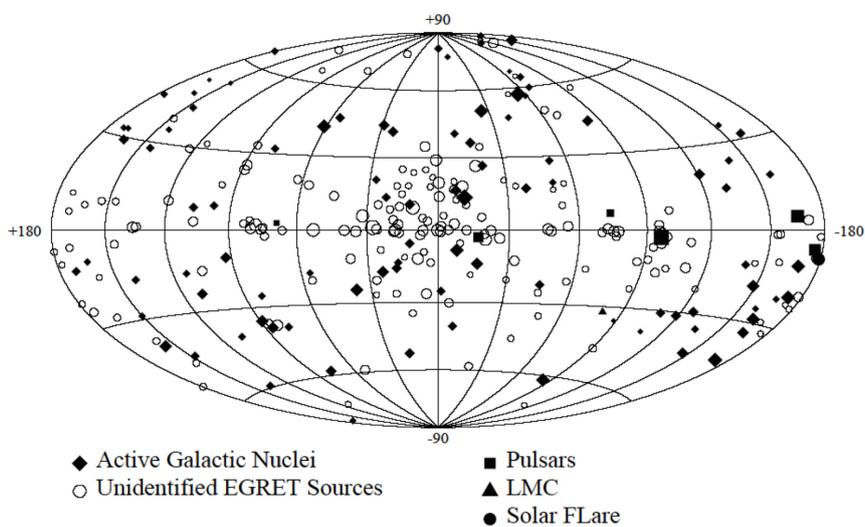


図 1.1: EGRET によるガンマ線天体の分布 [10]

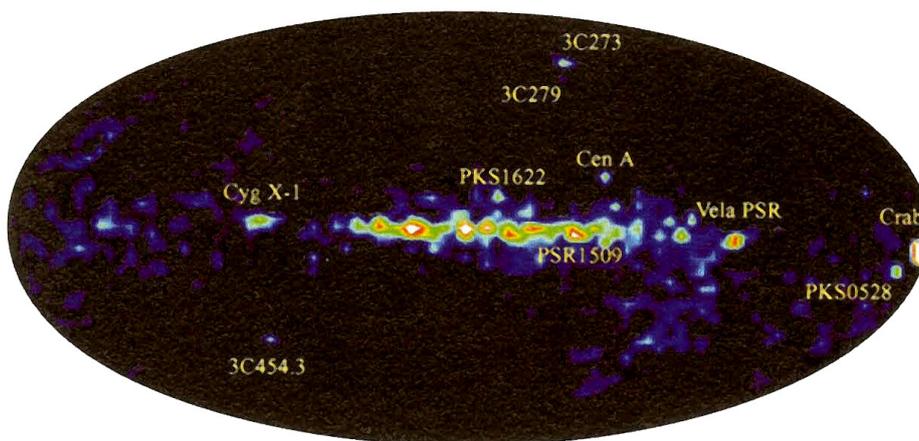


図 1.2: COMPTEL による全天マップ (1 - 30 MeV) [6]

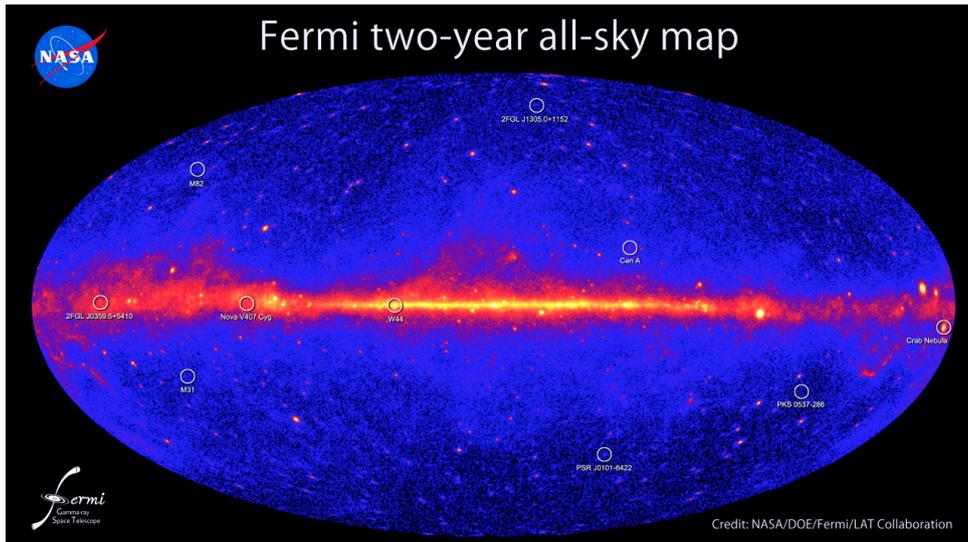


図 1.3: Fermi による全天マップ [11]

1.2.2 拡散ガンマ線

これまでの観測により、点源だけでなく広がった放射をする拡散ガンマ線の存在が確認されており、さらに拡散ガンマ線は銀河系外由来のものと、銀河系内由来のものに大別されている。図 1.2、1.5、1.6 のそれぞれ異なるエネルギー範囲での全天マップでも銀河面に広がった放射があることが確認できる。系内拡散ガンマ線の多波長スペクトルを図 1.7 に示す。sub-MeV から MeV の領域において、系内拡散ガンマ線の発生機構は主に宇宙線電子の制動放射と逆コンプトン散乱で説明されている [13]。

MeV 領域においては、連続成分のみならず銀河面に広がったラインガンマ線も観測されている。図 1.5 は COMPTEL により得られた ^{26}Al の崩壊に伴う 1.8 MeV のガンマ線の分布を示す。 ^{26}Al は大質量星内部で作られると考えられており、その半減期は $T_{1/2} \sim 10^6$ 年と非常に長いので、過去の星生成領域のなごりや生成された元素の拡散の様子を示すと期待されている。しかし、銀河面に近い点源天体の観測の際には、系内拡散ガンマ線はバックグラウンドになってしまうため、観測を困難にもしてしまう。

一方、系外拡散ガンマ線とは、全天から一様に到来する銀河系外からのガンマ線である。図 1.8 にそのスペクトルを示す。系外ガンマ線のスペクトルは、活動銀河核の放射と遠方の Ia 型超新星の放射の足し合わせにより説明されている。MeV 領域においては、Ia 型超新星と言う説と活動銀河核の放射という説があるが現時点では詳細なスペクトルが得られていないために決着はついていない。さらに MeV ガンマ線背景放射のパワースペクトルを観測し、非等方性を調べることでその起源がセイファート銀河か MeV プレーザーか識別できるという報告がある [34]。もし、セイファート銀河が起源であるとする、磁気リコネクションによって降着円盤を囲うコロナ中の電子が加速されて非熱的成分を生み出す傍証になり、MeV プレーザーが起源であるとする、MeV 背景放射と GeV 背景放射のスペクトル構造の違いから MeV プレーザーと GeV プレーザーは異なる分布をもつことが示唆され、活動銀河核の統一理解に一石を投じることになる。

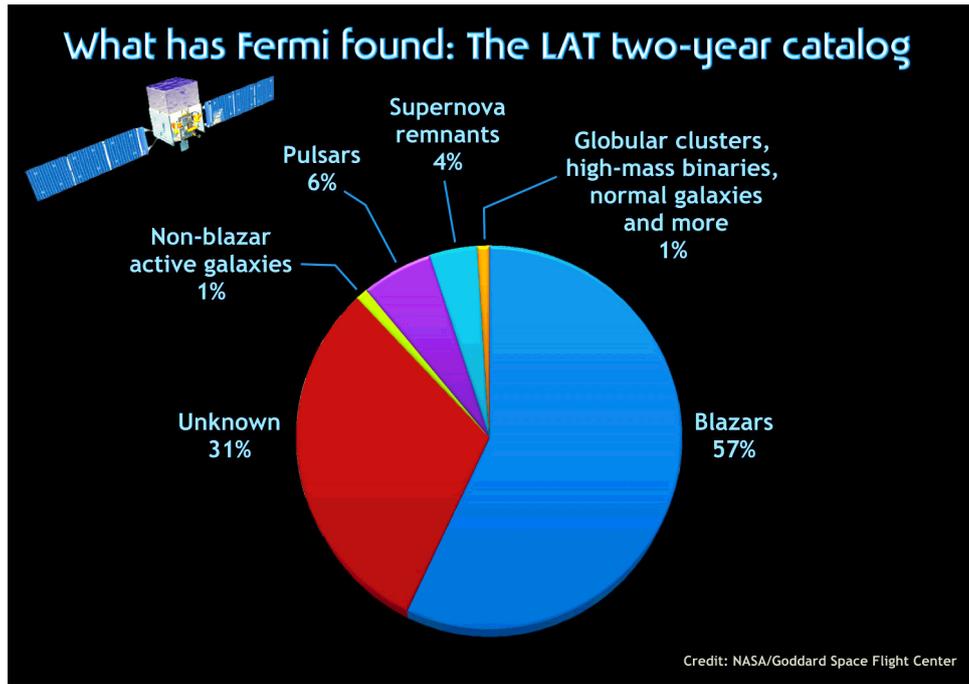


図 1.4: Fermi による天体の内訳 [11]

1.3 様々な MeV ガンマ線天体

1.3.1 超新星爆発と超新星残骸

超新星爆発では、通常の恒星では作られない Fe よりも重い元素が生成されると考えられ、重要な元素合成の現場とされている。また、超新星爆発時の元素合成によって生じる放射性同位体からのガンマ線放射は主に MeV 領域で放射され、元素合成の様子を調べるのに良いプローブとなる。

超新星爆発は、観測敵に水素の輝線を示さない I 型と、水素の輝線を示す II 型に大別され、さらにスペクトルや光度曲線の振る舞いによって Ia、Ib、IIp、IIl などに分けられる。Ia 型超新星爆発は、連星中の白色矮星に物質が降着して中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応を起こした結果起こるものとされ、炭素爆燃型、または爆轟型と呼ばれる。Ia 型超新星爆発では、 $0.6 M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni が生成されると考えられており、



という崩壊をする。Ia 型の超新星爆発の光度曲線はこれらの崩壊時間 (Ni:5.6 日、Co:72 日) で良く説明される。

一方、非常に重い星の中心にある Fe のコアが重力崩壊することによって起きる II 型超新星爆発においても、Ia 型ほど多くはないが ^{56}Ni が作られる。事実、II 型超新星と考えられている SN1987A の光度曲線は図 1.9 のように ^{56}Co によって説明され、 ^{56}Co に伴う核ガンマ線である 847 keV や 1238 keV、2598 keV も観測されている。これらのガンマ線を観測することで、星の元素合成を直接観測することができる。現在、Ia 型超新星爆発による ^{56}Ni の核ガンマ線の観測はこの SN1987A と SN2014J の 2 例しか報告されておらず [16][17]、更なる観測が期待されている。

また、超新星爆発が起こると、星の中心部から大量の中性子が放出されるため、星の外縁部の原子は崩壊する前に次々と中性子を吸収し、中性子過多の原子核となる。このような原子核は不安定であるため、 β 崩壊を繰り返し安定な原子核になろうとする。このような過程は反応が急激

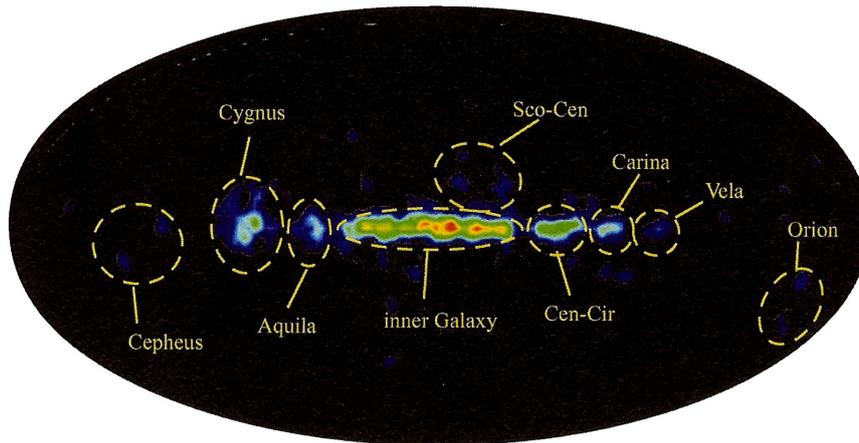


図 1.5: COMPTEL による 1.8 MeV ガンマ線の全天マップ [6]

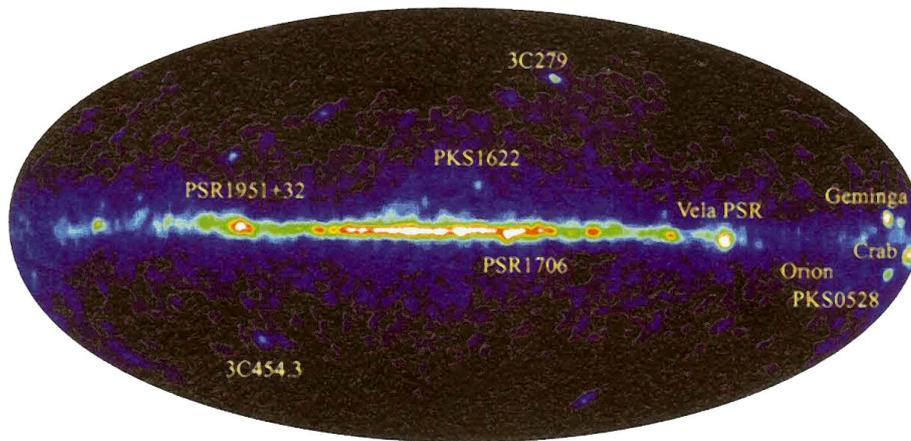


図 1.6: EGRET による全天マップ (≥ 100 MeV) [6]

に進むことから r 過程と呼ばれ、この過程で生成される放射性同位体からは表 1.1 に示されるような核ガンマ線が観測されている。

1.3.2 パルサー

ガンマ線パルサー

パルサーは電波や可視光領域で非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ 、半径 ~ 10 km の中性子星と考えられている。中性子星は強い磁場 ($\sim 10^{12}$ G) を持っており、図 1.10 のように磁極付近での放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。このようなパルサーのうち、ガンマ線を放射しているものが幾つか見ついている (表 1.2)。近年、Fermi 衛星による GeV 領域の観測により、88 個ものガンマ線パルサーが発見された [18]。

特に、かに星雲の中心部に存在する Crab パルサーは電波から GeV ガンマ線まで広い範囲で多数観測され、最もよく知られたパルサーの 1 つである。図 1.11 は各エネルギー領域での Crab パルサーの光度曲線である。サブ MeV から MeV ガンマ線にかけては、他のエネルギー領域には無い 2 つの特徴が見られる。一つは、他波長では最初のピークが 2 つ目のピークよりも大きい、

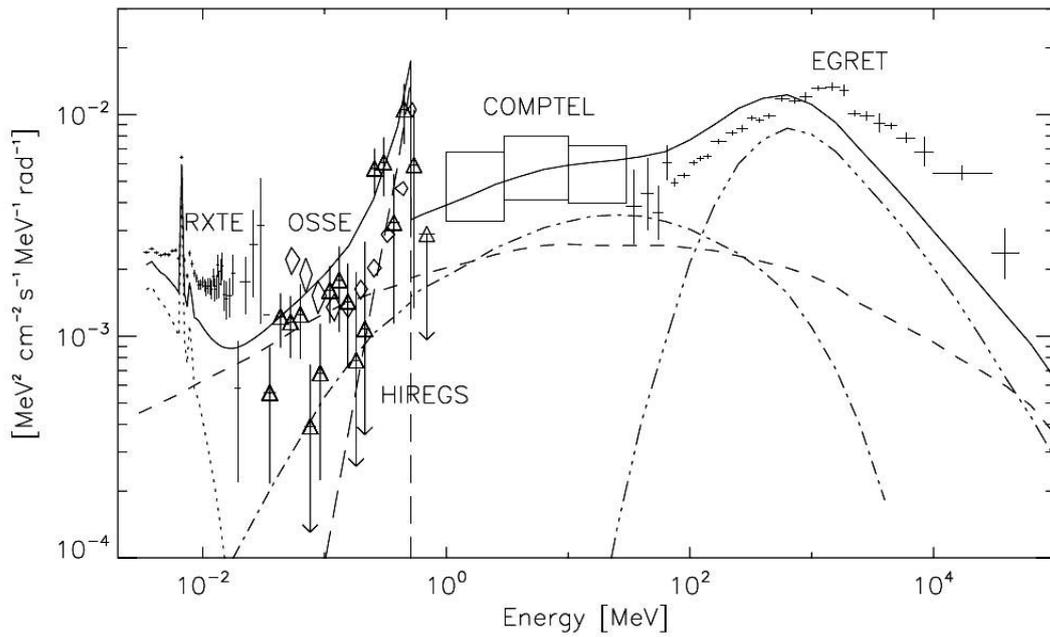


図 1.7: 系内拡散ガンマ線のスペクトル [13] 各線は、それぞれ制動放射 (dot-dashed)、逆コンプトン散乱 (short-dashed)、 π^0 放射モデル (triple-dot-dashed)、ポジトロニウム連続成分 (long-dashed) 及び熱的 Raymond-Smith プラズマ成分 (dotted) を示す。実線はそれらの合計を表す。

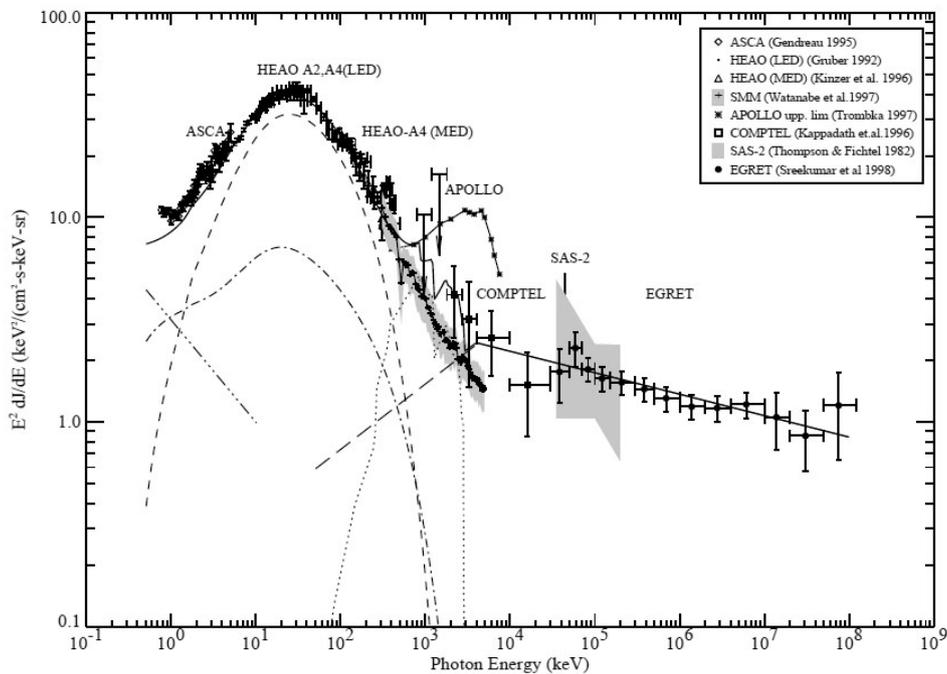


図 1.8: 系外拡散ガンマ線のスペクトル [14]。各線は、Seyfert I (dot-dashed)、Seyfert II (dashed)、quasar (triple dot-dashed)、Ia 型超新星 (dotted) 及びブレーザー (long dashed) による放射モデル。実線はそれらの合計を表す。

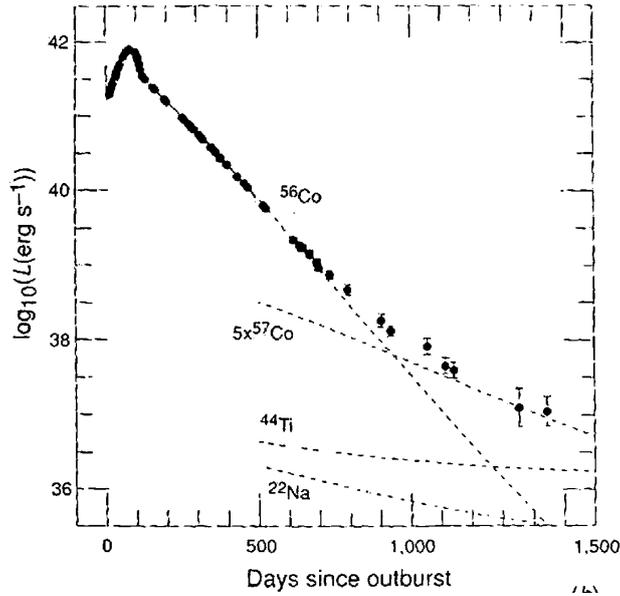


図 1.9: SN1987A の光度曲線 (赤外 - UV) [15]

MeV 領域ではその大小関係が逆転していることであり、もう一つは最初のピークと2つ目のピークの間ブリッジ構造と呼ばれる放射が存在することである。

また、INTEGRAL 衛星による 0.1 ~ 1 MeV における Crab の非パルス成分の観測により、 $46 \pm 10\%$ もの高い偏光度が観測された。もしガンマ線がシンクロトロン放射によるものであり、親となる電子のスペクトルがべき分布であったと仮定すると、直線偏光の許される偏光度の最大値は 77% である。この物理過程から導かれる最大値の 60% 近くも偏光していることは非常に磁場が揃った環境で放射が起きていることを示唆し、そのような環境はパルサー星雲よりも寧ろパルサー近くのジェット構造が考えられる。ガンマ線偏光の電場ベクトルの向きは、パルサーの回転軸や可視光観測の偏光の電場ベクトルの向きと揃っており、共通の放射領域をもつことが示唆されている。このように偏光の強度や向きの観測は、放射領域やその機構について重要な手がかりを与える。

表 1.2: 主なガンマ線パルサー [9]

Pulsar	周期 P [msec]	\dot{P} [10^{-15}]	距離 d [kpc]
Crab	33.34	421.2	2.0
PSR B1509-58	150.65	1537	4.4
Vela	89.29	124.3	0.5
PSR B1706-44	102.4	93.0	1.8
PSR B1951+32	39.53	5.849	2.5
Geminga	237.1	10.98	0.16
PSR B1055-32	197.1	5.8	1.5

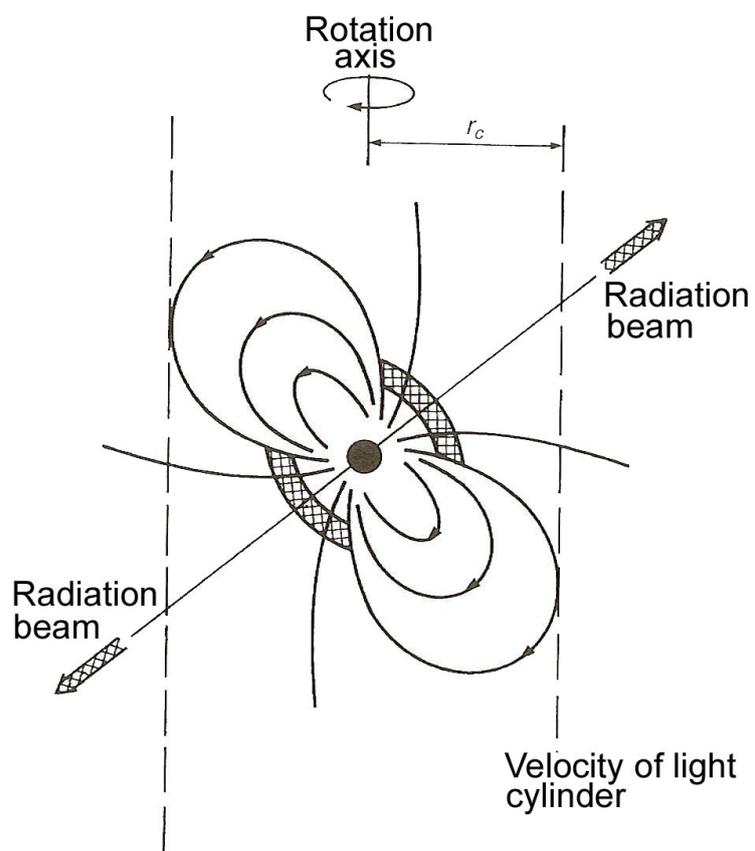


図 1.10: パルサーの概念図 [19]

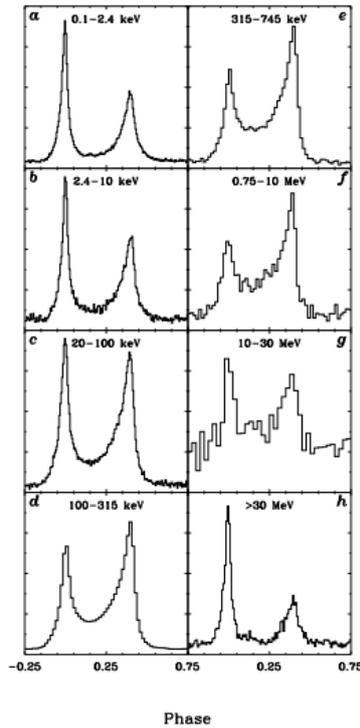


図 1.11: Crab パルサーのパルスプロファイル [20]

パルサー星雲

Crab パルサーを取り巻くかに星雲は、電波から TeV ガンマ線まで広く観測されており、そのスペクトルは中性子星の強い磁場に起因する、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと説明されている。MeV ガンマ線においても、COMPTEL、OSSE によりシンクロトロン放射によるものと思われるスペクトルが測定されている。

1.3.3 ブラックホール

$30M_{\odot}$ 以上の質量を持つような重い星は、II 型超新星爆発の後、ブラックホールになると考えられている。ブラックホールには事象の地平線という境界線があり、その内側に入ってしまうと電磁波さえも外に出ることは出来ない。従って、ブラックホール自身を観測することはできず、現在でもブラックホール特有の決定的な証拠は存在していない。しかし、ブラックホールが恒星と連星系を成している場合、恒星から物質がブラックホールの方へと流れ込み降着円盤が形成され、この降着円盤により X 線やガンマ線が放射される。

現在のところ、ブラックホールと特定された天体はないが、その質量とおおよその大きさからブラックホール候補天体と呼ばれる天体が幾つか存在し、中でも Cyg X-1 は恒星質量のものとしては最も知られている。Cyg X-1 をはじめ、ブラックホール候補天体は図 1.12 のような激しい時間変動をすることが知られている。時間変動に伴いスペクトルも大きく変化し、数 keV の X 線で明るくなる Soft State と数百 keV にピークを持つ Hard State の 2 状態 (図 1.13) の間を行き来する。Soft State のスペクトルでは降着円盤からの黒体放射と、非熱的な電子によるコンプトン散乱が卓越し、Hard State では熱的な電子とのコンプトン散乱による成分が卓越する。また、どちらの状態においても、X 線、ガンマ線が冷たいディスクでコンプトン散乱 (Compton reflection)

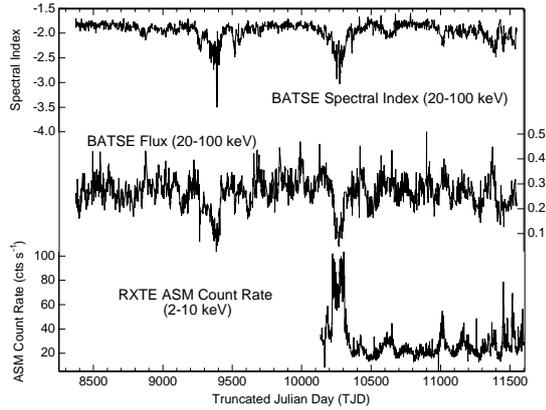


図 1.12: Cyg X-1 の光度曲線 [21]

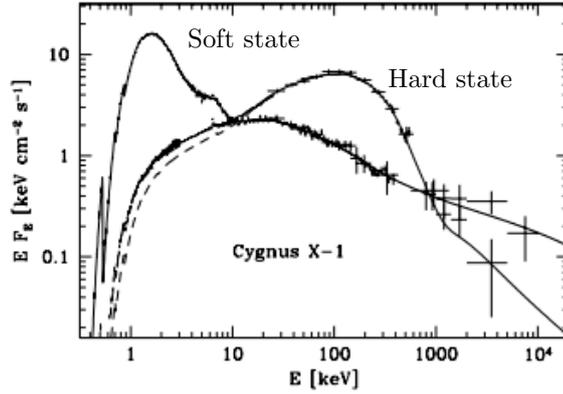


図 1.13: Cyg X-1 のスペクトル [21]

する成分が存在するとされる [21]。

INTEGRAL/IBIS は Cyg X-1 について偏光観測を行い、250 ~ 400 keV のエネルギーレンジでは偏光度が 20% を上限とする弱い偏光を観測したのに対し、400 ~ 2000 keV の高エネルギー成分では 67 ± 30 % の高い偏光度を初めて観測した [22]。図 1.14 に INTEGRAL/IBIS の観測によって得られた散乱角分布を示す。このような高い偏光度の放射をつくるプロセスはシンクロトロン放射かもしくは逆コンプトン散乱が考えられるが、電波ですでに観測されているジェットからは両者の区別はできていない。今後は電場ベクトルの向きの時間発展を観測することなどによりブラックホールの近傍の磁場構造やジェットの起源への理解が期待される。

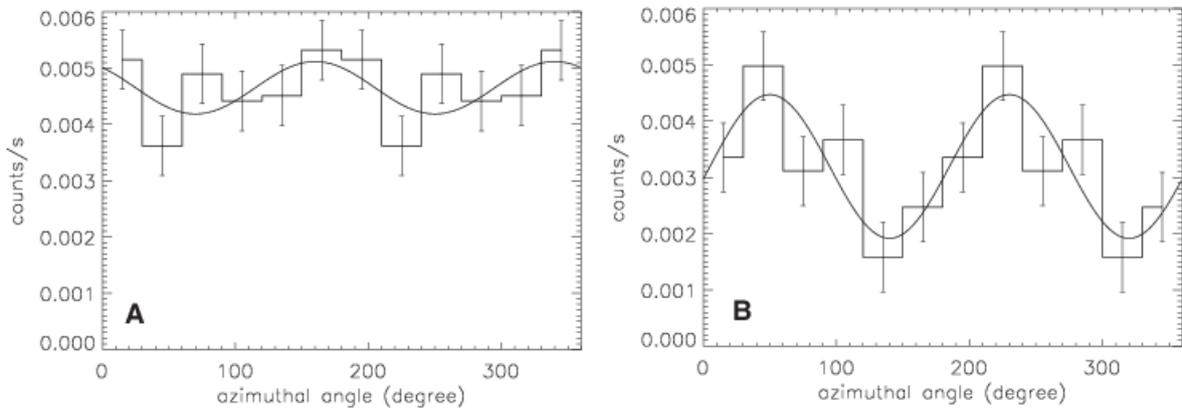


図 1.14: Cyg X-1 の散乱角分布 [22]。A は 250 keV ~ 400 keV、B は 400 keV ~ 2000 keV。

また、降着円盤の内側では重力ポテンシャルによって 100 MeV 程度のエネルギーを獲得した陽子同士が衝突し、生成された π^0 崩壊に伴う放射により 70 MeV 付近にピークを持つような熱的なガンマ線が存在するとされる。この π^0 による放射はブラックホール近傍の強い重力場が必要であることから、ブラックホールであることの強い証拠になりうる。

1.3.4 銀河中心領域

電子とその反物質である陽電子とが出会うと、対消滅により2つ以上のガンマ線を放出して消滅する。多くの場合ガンマ線は2つ放出され、そのエネルギーは電子の静止質量 511keV である。OSSE などによる銀河中心方向の観測から、図 1.15 のようなスペクトルが得られており、電子・陽電子対消滅が起きていることは明らかである。

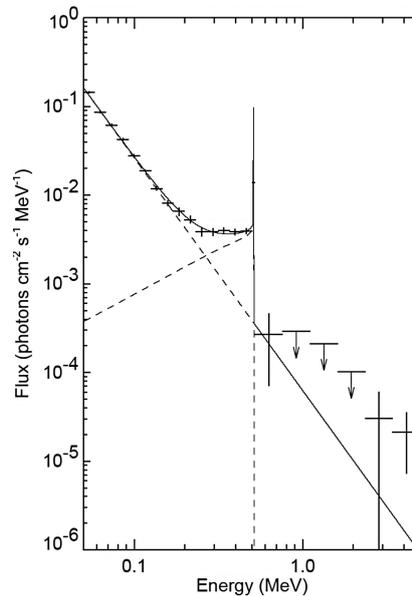


図 1.15: OSSE による銀河中心領域のスペクトル [23]

この 511keV ガンマ線は図 1.16 のように銀河面に広く分布し、銀河中心が特に強く放射している。511keV の放射はすなわち陽電子の存在を示すが、この陽電子は、超新星爆発や重い星での核融合などにより生じた β^+ 崩壊をする放射性同位体によるものと考えられている。

また、銀河中心には $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ の大質量ブラックホールがあるとされている [26]。従って、質量降着があれば、降着円盤による放射や π^0 崩壊に伴う放射も期待できる。

1.3.5 活動銀河核

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがある。これらは活動銀河と呼ばれ、その中心、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei) には $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ という質量を持った巨大なブラックホールが存在しているとされている (図 1.17)。多くの AGN では、中心核から細く絞られたジェットが放出されていることが電波によって観測されている。このジェットからの放射が強く、降着円盤やその周りの熱放射を凌駕するような AGN からは、図 1.18 や図 1.19 のように、シンクロトロン放射 (周波数の低いピーク) と逆コンプトン散乱 (周波数の高いピーク) で説明できるような非熱的なスペクトルが得られている。

AGN は、COMPTEL で 10 個、EGRET では 94 個が同定されており、sub-MeV ~ MeV 領域 ($1 \text{ MeV} \sim 10^{20} \text{ Hz}$) のガンマ線においても重要な、観測可能な天体の一つである。また、近年 Fermi 衛星の GeV 領域の観測により、1000 個を超える AGN が観測された [28]。

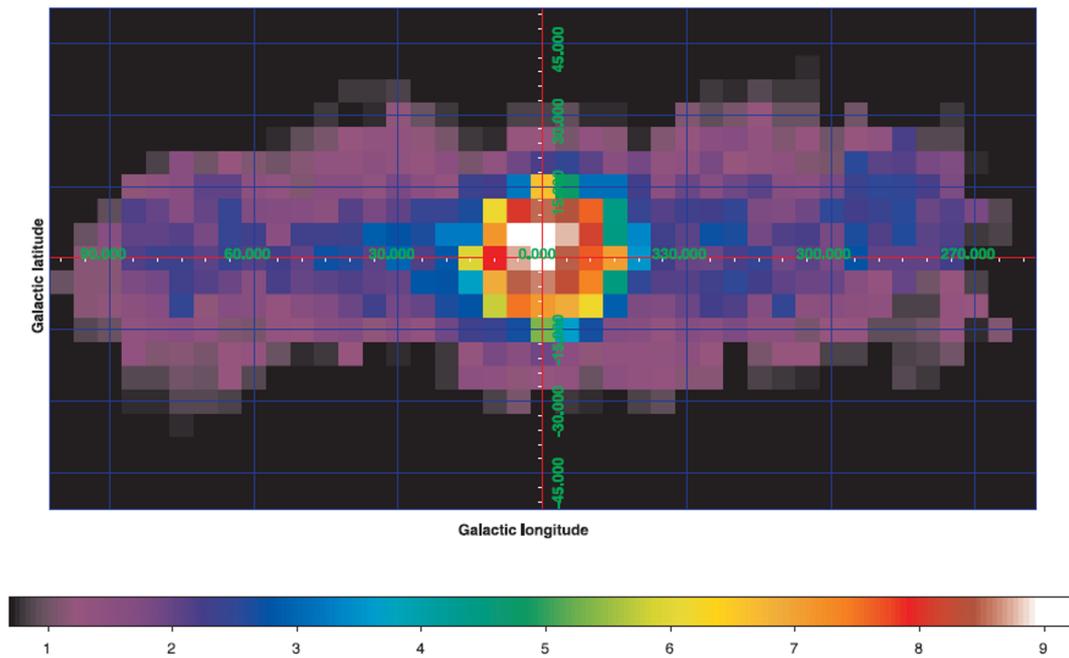


図 1.16: SPI/INTEGRAL による 511 keV での銀河中心領域のマップ [24]

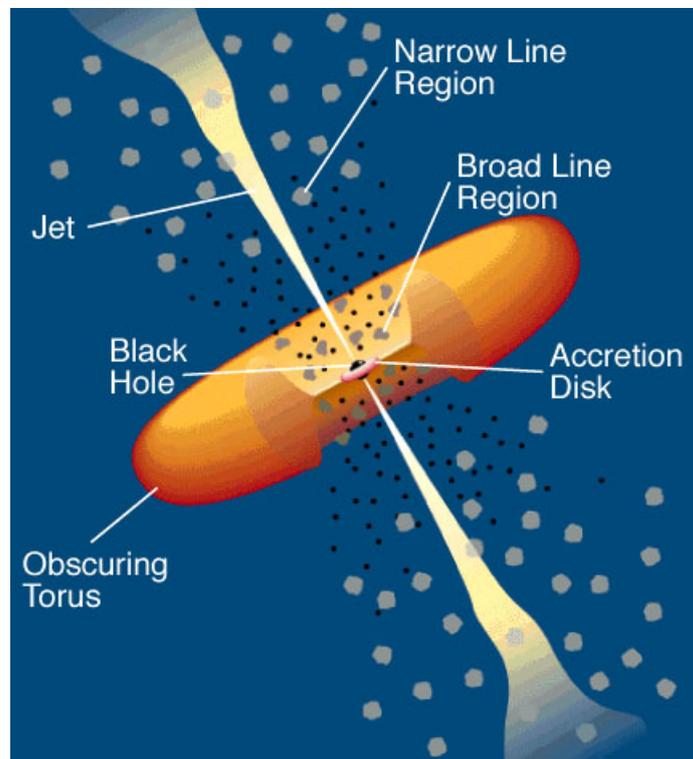


図 1.17: 活動銀河核の概念図 [27]

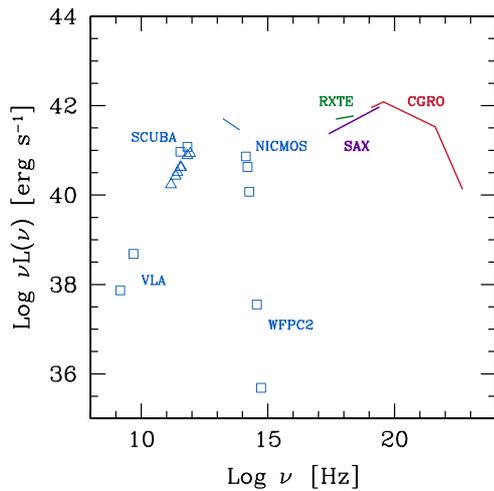


図 1.18: Centaurus A の多波長スペクトル [29]

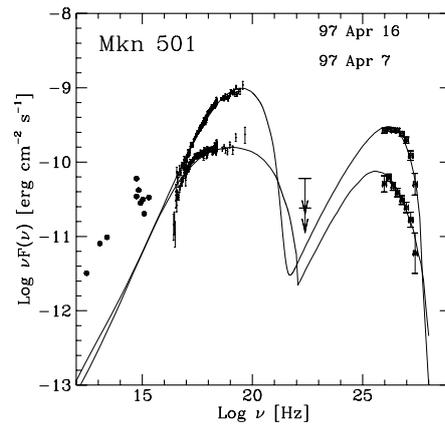


図 1.19: Mkn501 のスペクトル [30]

1.3.6 太陽フレア

身近な天体である太陽からも MeV ガンマ線は放射されている。1970 年代から既に、太陽フレアに伴い核ガンマ線がときおり放射されることが知られていた。図 1.20 に太陽フレアのスペクトルを示す。これまでの観測から、フレアの起きる領域では中性子や陽電子が大量に生成されると考えられている。また、太陽フレアに伴い、コロナ中のプラズマ粒子の加速や加熱も起こり、高いエネルギーまで加速された電子は制動放射により X 線やガンマ線を放射する。この X 線やガンマ線を観測することにより、電子が磁力線に沿ってどのように伝播するかということも調べられている。太陽は宇宙で最も近い恒星であるので、最も詳しく観測が出来る、非常に重要な天体である。

1.3.7 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、1970 年代初めに大気圏核実験監視衛星 Vela により発見された、ある方向からガンマ線が爆発的に放射される現象である。ミリ秒程度の短く激しい時間変動を示し、バーストの継続時間も図 1.21 のように数十秒と短い。

これまで、HETE-2 や SWIFT により多数のガンマ線バーストが観測され、X 線や可視光での残光観測も含めて、その放射機構のメカニズムの理解が急速に進んでおり、宇宙論的な距離の遠方で起こる非常に大きな爆発である、所属する銀河がある、といったことが判明している。IKAROS 探査機に搭載された Gamma-Ray Burst Polarimeter (GAP) は GRB のプロンプト放射からの偏光を初めて GRB 100826A から偏光度 $27 \pm 11\%$ で観測し、さらに偏光角が 99.9% の信頼度で大きく変化していることを報告した [33](図 1.22)。このことから GRB のプロンプト放射はシンクロトロン放射を起源とすることが示唆され、短時間の偏光角の変動は磁場の方向が異なる領域やジェットが複数あることを示唆している。GRB の偏光観測は、相対論的な運動やジェットが観測される天体としてプレーザーとともにシンクロトロン放射を生み出す磁場の起源、ひいてはジェットの生成機構に迫る鍵となっている。

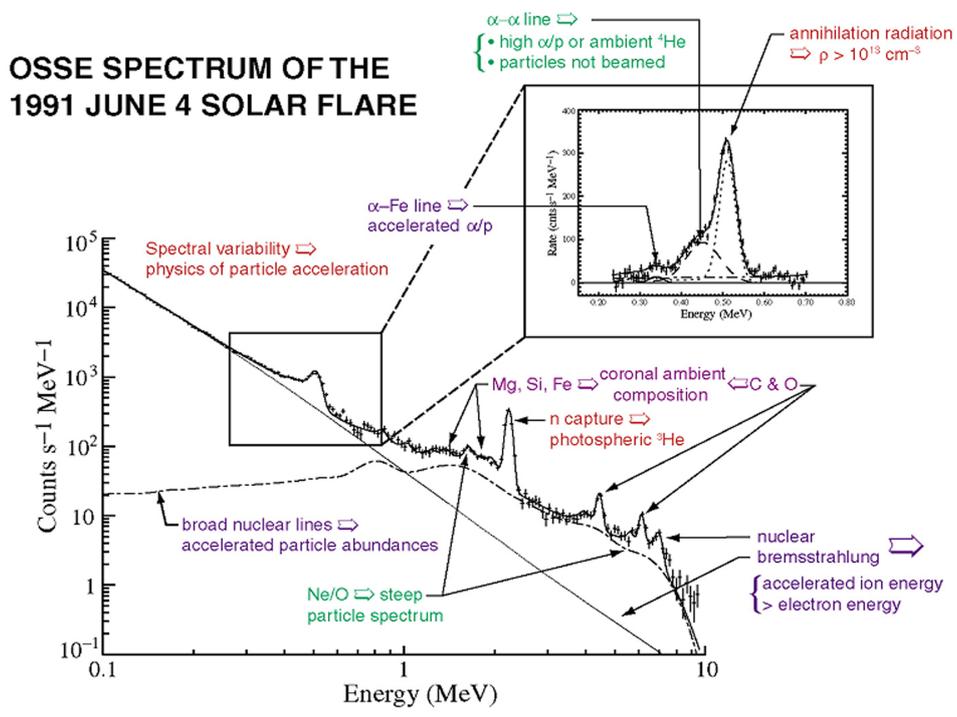


図 1.20: 太陽フレアのスペクトル (June 4, 1991) [31]

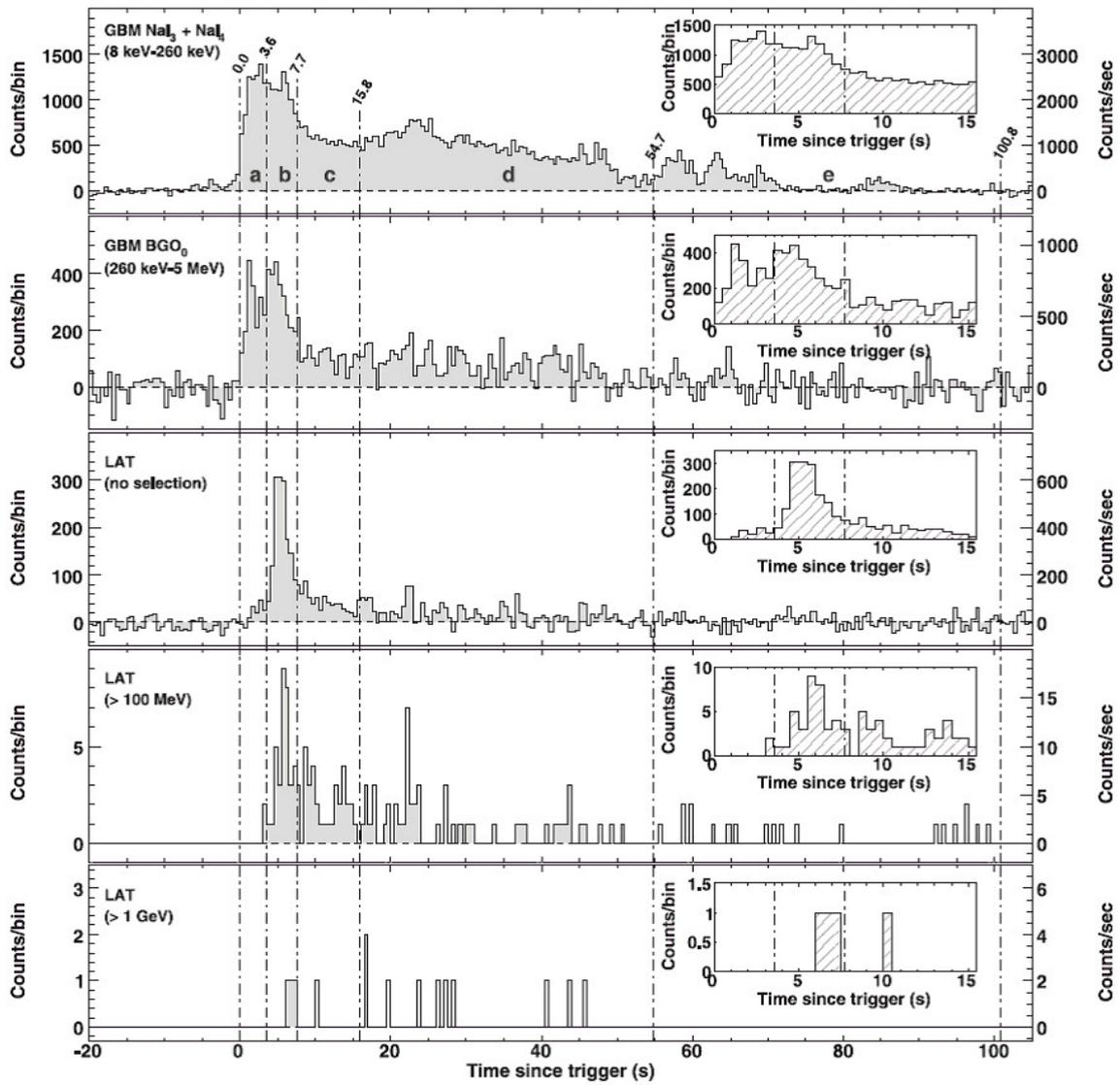


図 1.21: Fermi によるガンマ線バーストの時間変動 (GRB080916C)[32]

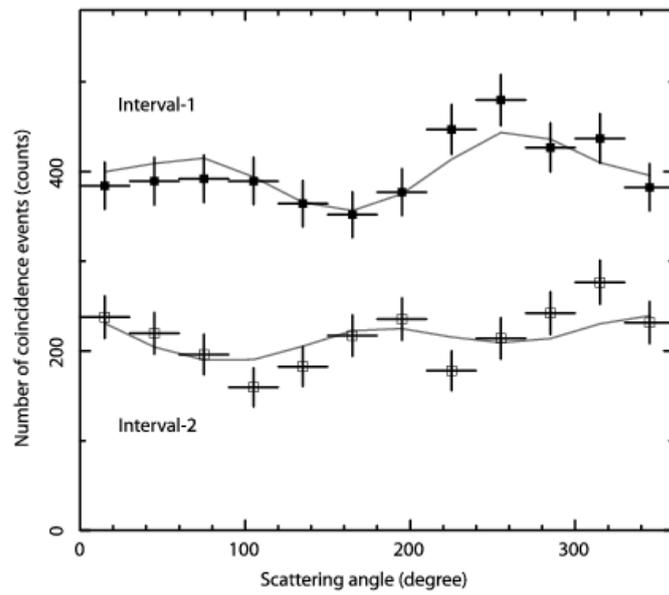


図 1.22: GAP による偏光観測 [33]

第2章 ガンマ線の検出

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

X線やガンマ線は電荷を持たないため、荷電粒子のように物質を直接電離することはないが、X線やガンマ線は検出器を構成する物質と相互作用を起こすことで、電子や陽電子を放出する。これらの電子、陽電子が周囲の物質を電離させるため、X線、ガンマ線の検出が可能となる。

X線、ガンマ線と物質との主な相互作用は、光電効果、コンプトン散乱、電子・陽電子対生成の3つである。これらの相互作用の起こる確率はX線、ガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 Z に依存する。図2.1にどの相互作用が優位であるか、図2.2に1気圧での $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6$ (90:10)との相互作用の断面積を示す。

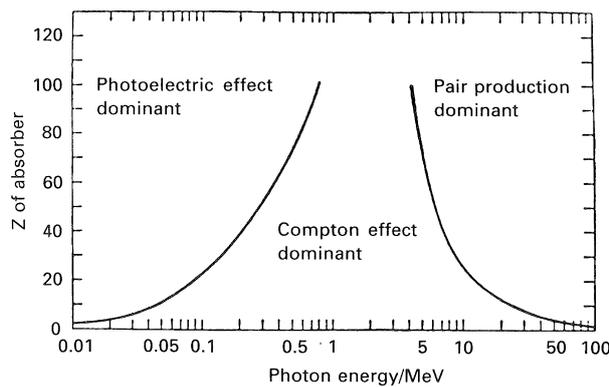


図 2.1: ガンマ線と物質の優位な相互作用 [35]

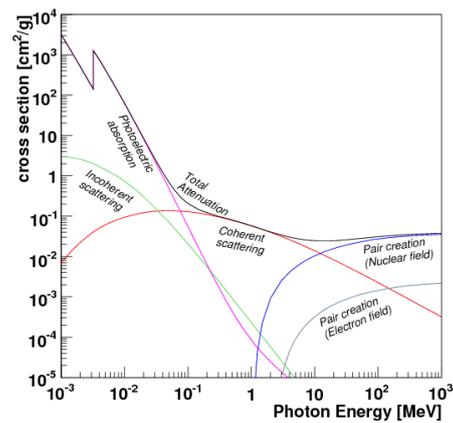


図 2.2: ガンマ線と Ar との相互作用の断面積 [36]

2.1.1 光電効果

100 keV 以下のエネルギーの X 線と物質との相互作用は光電効果が支配的となる。光電効果とは、光子が物質中の電子に全てのエネルギーを与え、光電子と呼ばれる電子が弾き飛ばされるという現象である。エネルギー E_0 の光子が光電効果を起こすと、光電子のエネルギー K_e は、原子中の電子の束縛エネルギーを E_{bind} として、

$$K_e = E_0 - E_{\text{bind}} \quad (2.1)$$

と表せる。 E_0 が K 殻の束縛エネルギーよりも大きい場合、K 殻の電子と反応する確率が最も高くなり、その断面積 σ_K は、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_e^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{7/2} \quad (2.2)$$

と表され、物質の Z の 5 乗に比例し、X 線のエネルギーの $\frac{7}{2}$ 乗に反比例する。ただし、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ である。また、 E_0 が K 殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には L 殻の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.2 のように K 殻の束縛エネルギー付近で不連続なエッジができる。

一方、光電効果により弾き飛ばされた電子の準位は空になっているため、より高いエネルギー準位にある電子が遷移し、X 線を放出する。このときに放出される X 線のエネルギーは、2 つの準位のエネルギー差に等しく、多くの場合、この蛍光 X 線も検出器内で光電吸収される。また内部転換によって同程度のエネルギーの電子が放出されることがあり (Auger 効果)、この電子を Auger 電子と呼ぶ。

2.1.2 コンプトン散乱

数百 keV ~ 10 MeV にかけての領域では、ガンマ線は粒子として振る舞い、ガンマ線と電子との弾性散乱であるコンプトン散乱が優位になる。ガンマ線がコンプトン散乱を起こすと、持っていたエネルギーの一部を電子に与えて弾き飛ばし、自身は電子に与えた分エネルギーを失い散乱される。エネルギー E_0 のガンマ線が静止している電子とコンプトン散乱を起こすと、散乱角を ϕ として、散乱された後のガンマ線のエネルギー E' は、

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (2.3)$$

と表される。一方、反跳電子の運動エネルギー K_e は

$$K_e = E_0 - E' = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} E_0 \quad (2.4)$$

となる。散乱ガンマ線の角度分布は σ を散乱断面積、 Ω を立体角として微分散乱断面積により与えられ、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2 (1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi) [1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (2.5)$$

となる。但し、 $k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ とする。これより、散乱断面積が Z に比例していることが分かる。また、この角度分布は図 2.3 のようになり、 E_0 が大きいほど前方散乱が卓越する。

実際の検出器では、散乱対象の電子は静止しておらず、軌道エネルギー準位に応じた有限の運動量を持っている。そのため、あるエネルギーのガンマ線が特定の角度に散乱された場合、散乱ガンマ線のエネルギー分布は電子軌道準位分の幅をもつ。この広がりをドップラー広がりと呼ぶ。

2.1.3 対生成

ガンマ線が電子の静止質量の 2 倍以上のエネルギーを持つ場合、ガンマ線と原子核の電場とが相互作用し、電子と陽電子が対になって生成される。この現象を電子・陽電子対生成と呼び、10 MeV 以上におけるガンマ線と物質との相互作用は、この電子・陽電子対生成が優位となる。入射したガンマ線のエネルギー E_0 と、電子、陽電子のエネルギー E_- 、 E_+ とには、

$$E_0 = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.6)$$

という関係がある。また、対生成の断面積は Z の二乗に比例する。

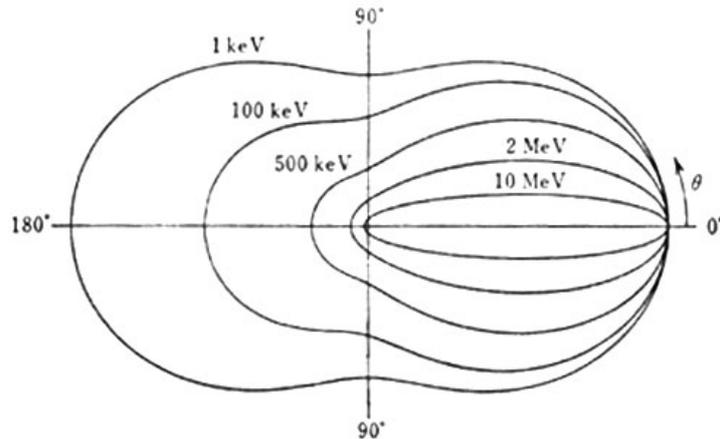


図 2.3: コンプトン散乱の角度分布 [35]

2.2 これまでの MeV ガンマ線観測実験

この節では、今までの低エネルギーガンマ線観測のために衛星搭載された検出器について、簡単にまとめる。

2.2.1 CGRO

NASA の Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) は、1991 年 4 月から 2000 年 6 月まで運用された。このミッションは、sub-MeV から GeV までの広いエネルギー領域における、最初の全天探索である。CGRO は 4 つの望遠鏡: OSSE、COMPTEL、EGRET および BATSE が搭載された。COMPTEL と EGRET が検出した天体の種類を表 2.1 に挙げる。

OSSE

The Oriented Scintillation-Spectrometer Experiment (OSSE) は、図 2.4 のようなコリメータを利用した検出器であり、CGRO には独立した 4 つのモジュールが搭載された。主検出器は、NaI(Tl) 結晶 (直径 33 cm、厚さ 10.2 cm) と CsI(Na) 結晶 (厚さ 7.6 cm) から成る phosphor-sandwich (phoswich) 検出器であり、NaI(Tl) 結晶の前に、タングステンの passive collimator が置かれている。主検出器とタングステンコリメータの周りには、非同時係数を取るために、厚さ 8.5 cm の NaI(Tl) 結晶の環状のシールドがある。また荷電粒子の除去のために、薄いプラスチックシンチレータ (0.6 cm 厚) がコリメータの上に置かれている。エネルギーレンジは 0.1 ~ 10 MeV、視野は $3.8^\circ \times 11.4^\circ$ である。

COMPTEL

COMPTEL は、図 2.5 のような構成をしており、衛星に搭載された最初のコンプトン望遠鏡である。低 Z 検出器として液体有機シンチレータ NE213A (有効面積: 4188 cm^2) が、高 Z 検出器として NaI(Tl) 結晶 (有効面積: 8744 cm^2) が使われた。荷電粒子の除去のため、それぞれの検出器は非同時計数を取るプラスチックシンチレータのドームに覆われている。またバックグラウンド除去のため、COMPTEL は低 Z 検出器と高 Z 検出器の間の TOF を使用した。COMPTEL は 10 MeV のガンマ線に対して $\sim 1.25^\circ$ の角度分解能を持つ。

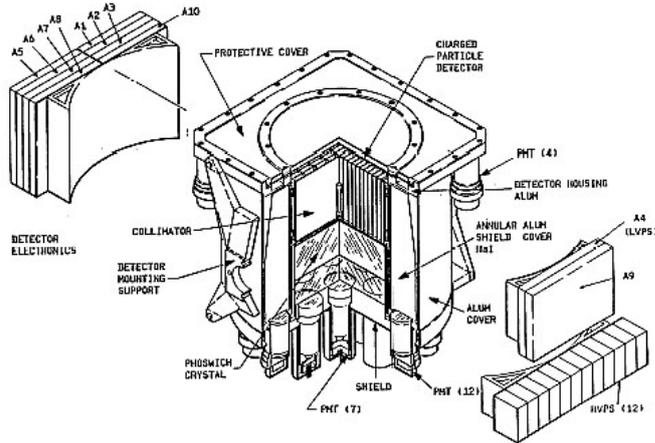


図 2.4: OSSE の構成図 [6]

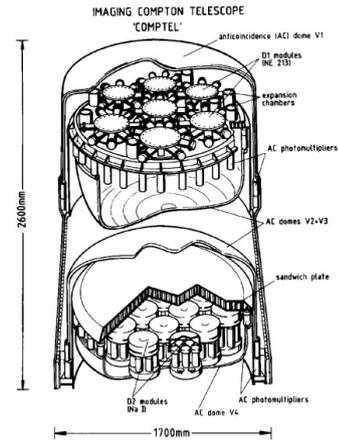


図 2.5: COMPTEL の構成図 [40]

表 2.1 に示されるように、EGRET が 270 個のガンマ線天体を検出したが、COMPTEL は定常天体は約 30 個にとどまった。これは、COMPTEL の TOF によるバックグラウンド除去が完全ではなく、COMPTEL の実際の感度が設計値より低かったためであると考えられる。

2.2.2 INTEGRAL

ESA のミッションである INTERNational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) は、2002 年に打ち上げられた。SPI と IBIS という 2 つのガンマ線望遠鏡と、3 keV から 35 keV までの X 線装置である JEM-X、500 ~ 850 nm で観測する可視光望遠鏡 OMC という 2 つのモニターを持つ。

SPI

SPECTrometer on Integral (SPI) は Coded Aperture Imaging を用いた検出器である。85 K に冷やした 19 個の Ge 結晶のアレイから成るため、SPI は 1 MeV に対して 2 keV の良いエネルギー分解能を持つ。SPI のマスクは 3 cm 厚のタングステンで作られ、マスクと検出器の距離は 1.71 m である。検出器全体は、181 個の Photo Multiplier Tube (PMT) のついた 511 kg の BGO のアクティブシールドで覆われている。高いエネルギー分解能を持ち、細かいラインガンマ線に対する SPI の感度は、他のガンマ線望遠鏡より 10 倍以上良い。

IBIS

Imager on Board of the Integral Satellite (IBIS) も符号化マスクを利用した検出器である。IBIS の符号化マスクは 16 mm 厚のタングステンを使用している。この検出器は 2 層から成り、下層は 4096 個の CsI シンチレータアレイ (ピクセルサイズ: $9 \times 9 \times 30 \text{ cm}^3$ 、有効面積: 3318 cm^2 、シリコン PIN フォトダイオード読み出し) で、PICsIT と呼ばれている。上層は ISGRI と呼ばれ、16384 個の CdTe ピクセルアレイ (ピクセルサイズ: $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$ 、有効面積: 2621 cm^2) で構成される。ISGRI は 15 keV から 400 keV まで、PICsIT は 200 keV から 10 MeV まで検出可能である。検出層は BGO のアクティブシールドに覆われ、タングステンのパッシブシールドがマスクと BGO シールドの間にある。タングステンマスクと上層の検出器の距離は 3.2 m であるため、IBIS は 12 arcsec という良い角度分解能を有する。

表 2.1: COMPTEL と EGRET が検出した天体 [6, 9]

Type of source	COMPTEL	EGRET
パルサー	3 Crab, Vela, PSR 1509-58	6 Crab, Vela Geminga, PSR 1786-44, PSR 1055-52, PSR 1951+32
他の系内天体 $ b < 10^\circ$	7 Cyg X-1, Nova Persei 1992, GRO J1823-12, GRO J2228+61, GRO J0241+6119, Crab Nebula, Carina/Vela region	2 Cen X-3, Crab Nebula
銀河		1 LMC
活動銀河核	10 Cen A, etc.	77 Cen A, etc.
各ガンマ線	7 SN191T (^{56}Co), SNR RX J0852-4642 (^{44}Ti), Cas A (^{44}Ti), Vela (^{26}Al), Carina (^{26}Al), Cyg region (^{26}Al), RE J0317-853 (2.223 MeV)	
未同定天体	5	186
Total Number	32	273
ガンマ線バースト	31	4

2.2.3 NCT(COSI)

Nuclear Compton Telescope (NCT) はコンプトンイメージングを利用した検出器を搭載する 200 keV ~ 20 MeV の帯域を狙う気球観測実験である。散乱体と吸収体は 10 個の Ge 半導体検出器の配列からなり、エネルギー分解能を向上させることで優れた角度分解能で天体に対する感度の向上を図っている (図 2.6)。それぞれの Ge 半導体検出器は、 $8 \times 8 \times 1.5 \text{ cm}^3$ のサイズで読み出しには表と裏で直交する 2 mm ピッチのストリップ構造をもち、両側の読み出しの時間差から深さ方向の情報も得られるため、散乱点と吸収点の 3 次元的な位置をとらえることができる。BGO シンチレータをアクティブシールドとして検出器を被っていて、視野は約 1.5 str である。2009 年にアメリカの Ft. Sumner で気球実験を行い、29.3 ksec の観測データから、Maximum Likelihood Expectation Maximization (MLEM 法) を適用することで Crab を 4σ の有意度で観測することに成功している (図 2.7)。但し、667 個のガンマ線信号に対して 2.9×10^5 の雑音が残っている。2014 年からは COSI(Compton Spectrometer and Imaging) と名を変え、NASA の長時間気球を用い

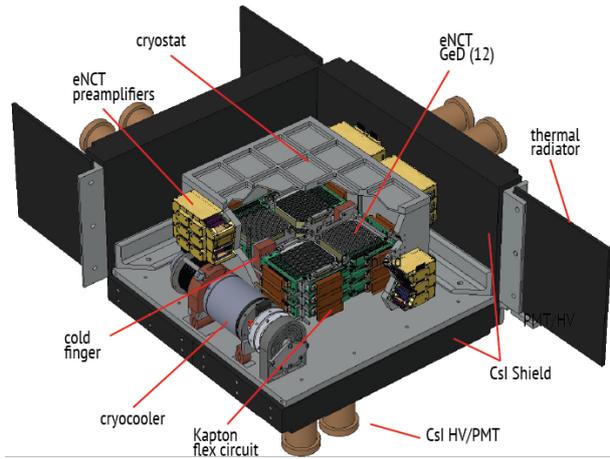


図 2.6: COSI の構成図 [45]

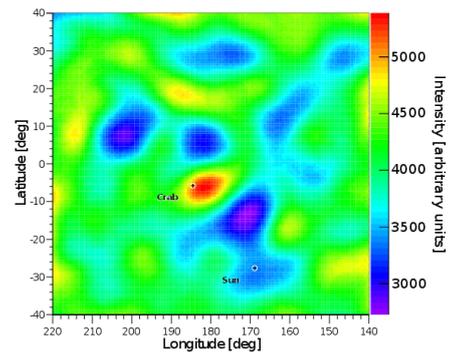


図 2.7: NCT によるかに星雲のイメージ [46]

た MeV ガンマ線観測を開始した。

第3章 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

3.1 電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理

電子飛跡検出型コンプトンイメージング法では、散乱ガンマ線の方向とエネルギー、反跳電子の方向とエネルギーを得ることで、入射ガンマ線の方向とエネルギーを得る。以下では、図 3.1 のように、散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする。但し、 \vec{g} 、 \vec{e} はいずれも単位ベクトルとする。電子飛跡検出型コンプトンイメージングで得たガンマ線入射方向の事象ごとの誤差範囲は、散乱角 ϕ 方向の角度分解能パラメータ ARM と、散乱平面決定の角度分解能パラメータ SPD で制限され、図 3.2 に示す扇形となる。このとき、入射ガンマ線の到来方向 \vec{s} 、エネルギー E_0 はそれぞれ、

$$E_0 = E_\gamma + K_e \tag{3.1}$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \tag{3.2}$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \tag{3.3}$$

と一意的に表される。ここで、散乱角 ϕ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \tag{3.4}$$

また、反跳角 ψ は

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \tag{3.5}$$

と表せる。 \vec{g} と \vec{e} の離角 α は、定義より幾何学的に、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \tag{3.6}$$

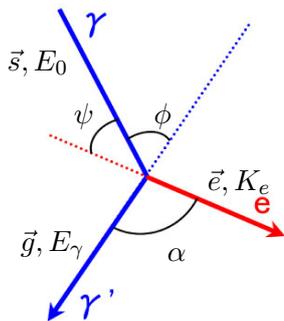


図 3.1: コンプトン散乱事象の変数定義

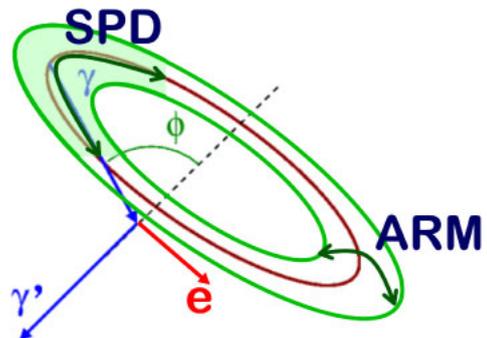


図 3.2: ガンマ線入射方向の誤差範囲

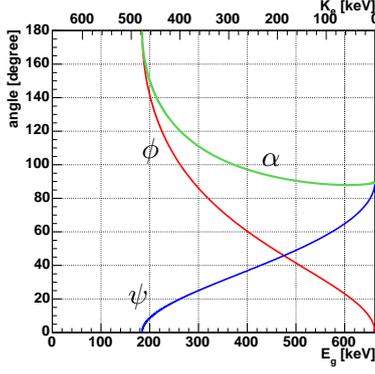


図 3.3: ϕ, ψ, α の E_γ 依存性 ($E_0 = 662$ keV)

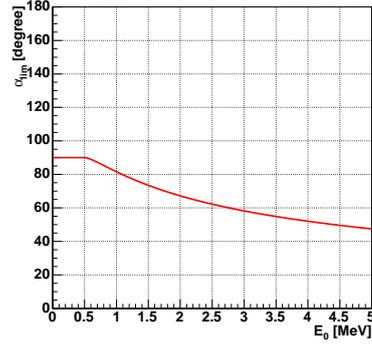


図 3.4: α_{lim} の E_0 依存性

である一方、 E_γ と K_e から運動学的に、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (3.7)$$

と表すこともできる。この α 角は入射ガンマ線のエネルギー E_0 に依存する最小値を持ち、

$$\cos \alpha_{\text{lim}} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k = \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (3.8)$$

と与えられる。図 3.3 に ϕ, ψ 及び α の E_γ 依存性、図 3.4 に α_{lim} の E_0 の依存性を示す。

α 角は電子飛跡検出型コンプトンイメージングに特徴的なパラメータであり、この α 角を用いてバックグラウンドの中からコンプトン散乱イベントを選ぶ事が可能になる。(3.6) と (3.7) から得られる α は、(3.6) では角度情報のみ、(3.7) ではエネルギー情報のみを用いて求められる。従って、 α_{geo} と α_{kin} は完全に独立なパラメータであり、

$$\alpha_{\text{geo}} = \alpha_{\text{kin}} \quad (3.9)$$

という条件を課すことで、飛跡検出器内でコンプトン散乱を起こし、吸収体で完全に散乱ガンマ線を吸収した事象のみを選び出すことが可能となる。

電子飛跡検出型コンプトンイメージングでは、先述した通り、再構成ガンマ線の入射方向の精度は、2つのパラメータで記述される。1つは Angular Resolution Measure (ARM) といい、散乱角の決定精度を表し、

$$\Delta\phi_{\text{ARM}} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \frac{K_e}{E_\gamma + K_e}\right) \quad (3.10)$$

と定義される。もう一方は、Scatter Plane Deviation (SPD) といい、散乱平面の決定精度を表し、

$$\Delta\nu_{\text{SPD}} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right) \quad (3.11)$$

と定義される。ここで、 \vec{s} は真の入射方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた入射方向である。

3.2 バックグラウンド除去

MeV ガンマ線は、原子核の逆励起やハドロン相互作用、放射線同位体の崩壊など、実に様々な過程から生成される。実際、COMPTEL には図 3.5 に示されるような様々なバックグラウンドが存在した [47]。図 3.5 に示されているそれぞれの過程は、

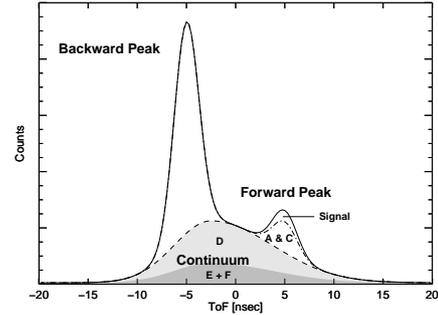
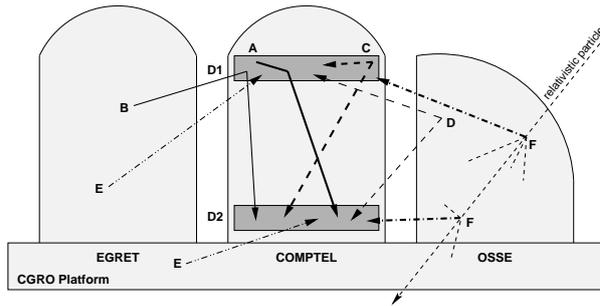


図 3.5: COMPTEL における様々なバックグラウンド [47]

図 3.6: シミュレーションにより得られた TOF 分布 [47]

- A 内部からの単発ガンマ線: 検出器内部での中性子捕獲や放射性同位体 (例えば ^{40}K) の崩壊により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
 - B 外部からの単発ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体での中性子捕獲や放射性同位体の崩壊、散乱により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
 - C 内部からの複数ガンマ線: $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ や $^{27}\text{Al}(n;n',\dots)^{27}\text{Al}$ といった、複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - D 外部からの複数ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体において複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - E 偶然同時係数: 偶然、独立な 2 つの相互作用から生じた 2 つのガンマ線が、別々に前段・後段の検出器に入射した。
 - F 宇宙線由来の事象: 衛星に入ってきた宇宙線は様々な場所で相互作用を起こし、いくつかのガンマ線を生成する。これらのガンマ線が前段・後段の検出器に入射した。
- 他の過程: 他のバックグラウンドとして、中性子、電子及び大気ガンマ線が観測された。

COMPTEL はこれらのバックグラウンドを前段・後段の検出器間の time of flight (TOF) を用いて排除した。図 3.6 はシミュレーションから得られた TOF 分布である。この TOF を用いることにより、1 MeV 以上の事象については、先に後段で相互作用を起こしてから前段の検出器に入射するような後方事象を容易に排除できる。しかしながら、D、E、F による事象は連続的な TOF 分布を持ち、前方事象を示すピーク部分の $\frac{1}{3}$ 程度を占めてしまう。また、A、B の事象はコンプトンイメージングで期待される相互作用を起こしており、原理的に排除できない。さらに C の事象の内、前段検出器内で起きたものは、正しいコンプトン事象と同じ様な TOF 分布となってしまう。従って、TOF 分布の前方事象ピークを取り出すだけでは、図 3.6 に示されるように、ほとんどバックグラウンドによって占められてしまう。

COMPTEL で用いられた従来のコンプトン法と比較して、電子飛跡検出型コンプトンイメージングは α 角をはじめとするバックグラウンド除去能力があるため、C、D、E 及び F といったコンプトン散乱ではないバックグラウンドは排除でき、コンプトン散乱事象のみを残すことができ

る。このため、電子飛跡検出型コンプトンイメージングの S/N 比は従来の方法よりも大きく改善させることが可能である。

また、荷電粒子の媒質内での単位長さあたりのエネルギー損失は、荷電粒子の電荷量やエネルギーに依存し、その粒子飛跡の終点付近で最大となる。これを利用し、飛跡検出器内での全エネルギー損失量と飛跡の長さからエネルギー損失率 dE/dx を得ることで、粒子識別と粒子が飛跡検出器内で停止したことの保証が可能となる。この dE/dx 情報は、電子飛跡検出型コンプトンカメラ独自の測定物理量で、強力な BG 除去手段となる。

さらに、電子飛跡検出型コンプトンカメラは、コンプトン散乱の散乱平面が決定可能であるため、ガンマ線の到来方向を一意に特定可能である。これは従来型のコンプトンカメラによるリングイメージの重ね合わせと比較し、点像広がり外側に伸びる成分を縮小することになり、イメージングのコントラスト比を向上させることが可能であり、高い S/N 比での観測を実現できる。

3.3 ドップラー広がり

これまで考えてきたコンプトン散乱は、完全に静止した電子との相互作用として考えてきたものである (unbound Compton)。しかし、実際の検出器においては、電子は原子核や分子軌道のポテンシャルに捕らわれており、あるエネルギーを持って運動しているため、観測できるコンプトン散乱 (bound Compton) では、以下のような点において違いが出てくる [48]。

- 散乱断面積:
特に 100 keV 以下の低エネルギーの光子に対する散乱断面積がわずかに増加。
- 散乱角分布:
Klein-仁科の式から得られる角度分布に比べ、前方・後方散乱がわずかに抑えられる。
- 散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギー:
散乱前の電子のエネルギーが 0 ではなく有限の値を持つため、単一エネルギー線源からある決まった角度に散乱されるガンマ線のエネルギーが一定の値にならず、unbound Compton から予想される値の周辺で狭い分布を持つ (Doppler broadening)。

コンプトンイメージングでは、ガンマ線の散乱角を散乱ガンマ線のエネルギーと反跳電子のエネルギーから得る。従って、ガンマ線の散乱角の決定精度 (ARM) はドップラー広がり影響が大きく効き、ARM の原理限界となっている。

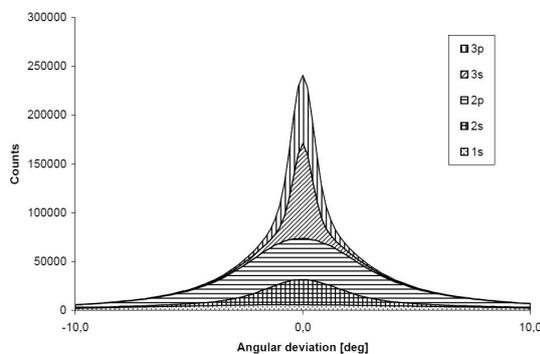


図 3.7: 各電子軌道準位による ARM の違い ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [48]

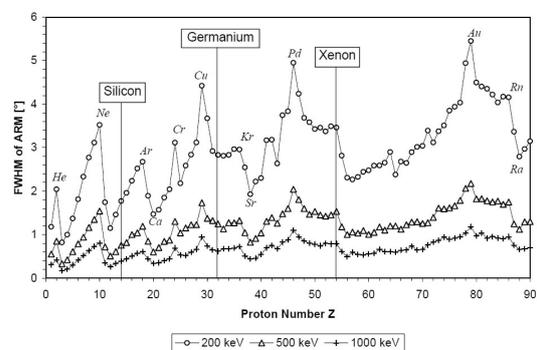


図 3.8: ARM の原子番号依存性 [48]

ドップラー広がりには散乱前の電子の運動に起因するものなので、どの電子軌道の電子を弾き飛ばしたかにより、散乱ガンマ線のエネルギーのゆらぎは変化する。図 3.7 に電子軌道別のドップラー広がりによる ARM の広がりを示す。より外殻の電子のほうが持っているエネルギーが小さくなるため、ドップラー広がり効果も小さく、ARM の広がりも押さえられていることが分かる。また、原子番号 Z に対する ARM の推移を図 3.8 に示す。これより、 Z が大きいものほどドップラー広がり影響も大きくなるという傾向があることが分かる。さらに、図 3.9 のように、入射ガンマ線のエネルギーが高い程、ARM の広がりも押さえられている。これは、入射ガンマ線のエネルギーが高くなるほど、電子の運動エネルギーを無視できるようになるため、ドップラー広がり効果が薄れていくためである。

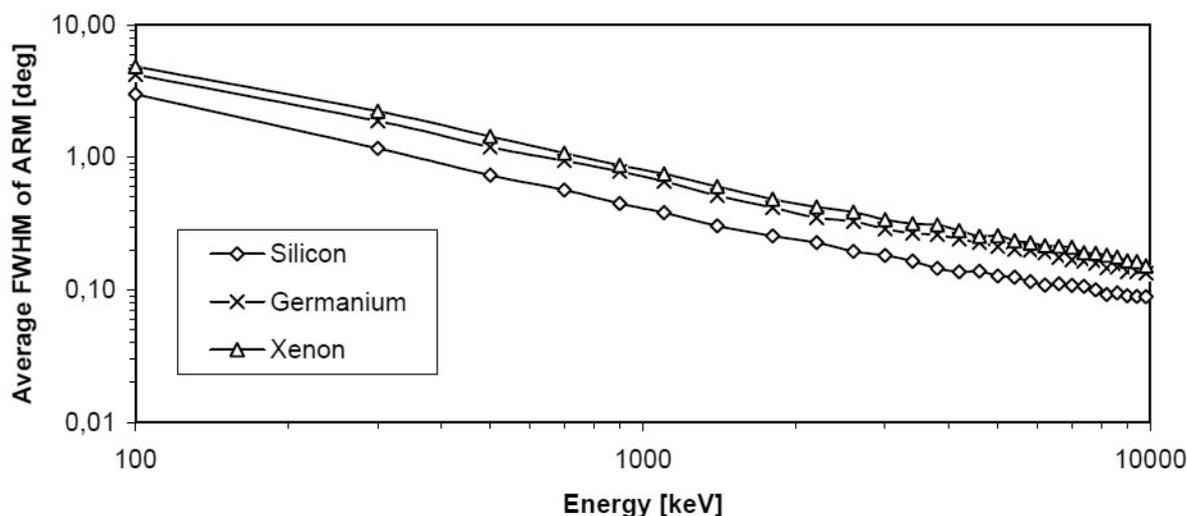


図 3.9: ドップラー広がりエネルギー依存性 [48]

3.4 多重散乱

電子飛跡検出型コンプトンイメージングでは、コンプトン散乱の散乱平面の決定が可能のため、ガンマ線の到来方向を一意に決定できる。この散乱平面を決定するのは、ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} である。 \vec{g} の精度は 2 つの検出器の位置分解能と、検出器間の距離による。しかし \vec{e} は、検出器の密度が高かったり、反跳方向の決定に用いる電子の飛跡が長かったりすると、電子が検出器中を走るときに受ける多重散乱により、電子の反跳方向の情報を損なってしまう、SPD の決定精度を落とすことになる。従って、SPD 方向の角度分解能の原理的限界は電子の多重散乱ということになる。

散乱角の不定性はモリエール理論によって説明されており、小さい角度ではほぼガウス分布となる [49]。電子の距離 x における散乱角は

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (3.12)$$

と近似される。ここで、 βc 、 p は電子の速度と運動量、 X_0 は radiation length とした。この式によって計算される散乱角を図 3.10、図 3.11 に示す。

電子の飛跡を捉える検出器として、Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、方向を得るのには最低 2 点は必要のため、固体である Si strip を何層かにわたって突き抜けなくてはならな

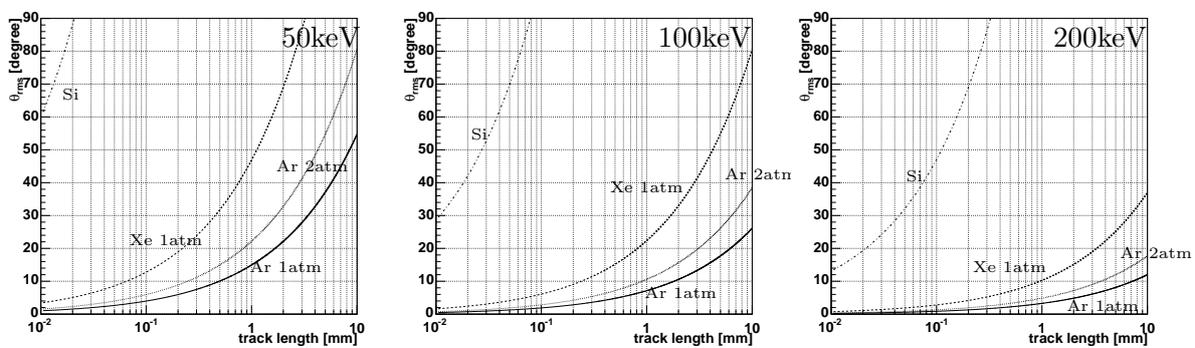


図 3.10: 異なる電子のエネルギーの散乱角 (左: 50keV, 中: 100keV, 右: 200keV; 温度: 20°C)

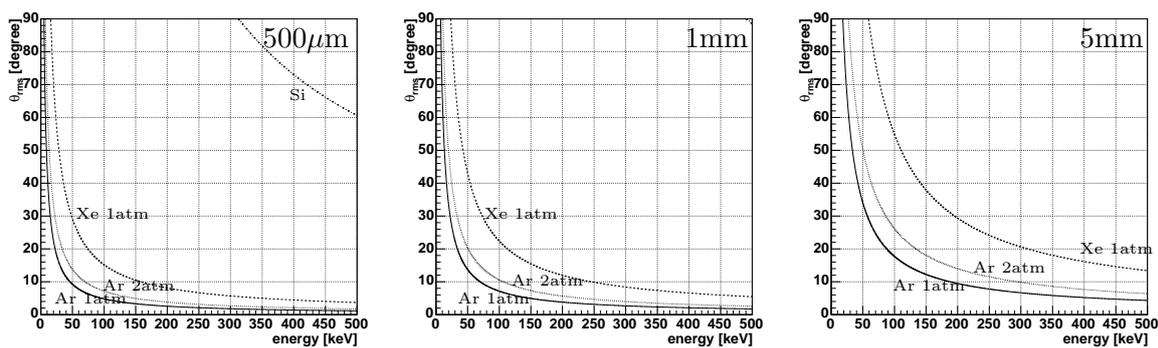


図 3.11: 異なる飛程での散乱角 (左: 500 μ m, 中: 1mm, 右: 5mm; 温度: 20°C)

い。従って、合計すれば Si を 300 ~ 500 μm は通り抜けることになる。しかし、反跳電子のエネルギーが 500 keV あっても $\sim 60^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しいということが図 3.11 から明白である。一方、1 気圧の Ar ガスを用いる飛跡検出器であれば、50 keV の反跳電子の方向を $\sim 1\text{ mm}$ で捉えられれば散乱角は $\sim 15^\circ$ に抑えることができ、Si の場合よりもはるかに精度が良い。従って、反跳電子を捉える検出器は固体の検出器よりもガスの検出器のほうが適していると言える。

3.5 電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成

3.5.1 次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要請

COMPTEL 以降、打ち上げられた低エネルギーガンマ線観測衛星は INTEGRAL のみであり、その他には LXeGRIT、NCT、CLAIRE など気球を用いた短時間の観測がなされているのみである。INTEGRAL の SPI や IBIS は符号化マスクを用いたイメージングであるため、MeV 領域における連続成分に対する検出感度は、図 3.12 にあるように COMPTEL よりも悪い。従って、より良い検出感度を持つ検出器の開発と、それによる観測が強く望まれている。そこで、我々は COMPTEL の 10 倍以上の検出感度を目標に検出器を開発することを考えている。

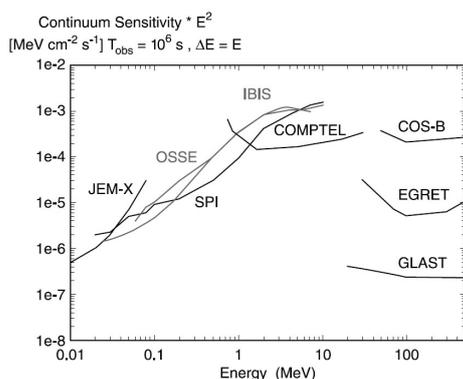


図 3.12: X/ガンマ線の観測器の連続成分に対する検出感度 [50]

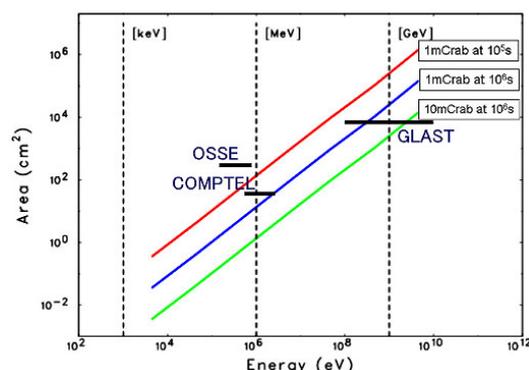


図 3.13: X/ガンマ線観測器の有効面積

図 3.13 に様々な観測器の有効面積を示す。この図から、バックグラウンドが存在しなければ、COMPTEL は 10^6 秒の観測時間で 1 mCrab の天体まで優位な観測が可能であったことがわかる。しかし、図 3.6 のように実際には COMPTEL はバックグラウンドによってその検出感度を制限され、その S/N 比は予想よりも遥かに悪かった。従って、COMPTEL と同等程度の有効面積を持った電子飛跡検出型コンプトンカメラであれば、大幅に S/N 比が改善でき、目標を達成できることが期待できる。

3.5.2 飛跡検出器と吸収体への要求

電子飛跡検出型コンプトンカメラは飛跡検出器と吸収体から構成される。ここでは、これらの検出器に要求される性能に関して述べる。

コンプトン散乱体であり、且つ反跳電子の運動量を測定する飛跡検出器には、反跳方向を精度良く測定する能力が要求される。従って、この点において固体検出器よりもガス飛跡検出器の方が適している。一方で、固体はガスよりも 3 桁密度が高いため、単位体積当たりの散乱断面積は

ガスよりも固体検出器の方が大きい。但し、ガス検出器は液体や固体の検出器に比べ、大きな体積のものが作りやすい。図 3.14 にガス中でのコンプトン散乱確率のエネルギー依存性を示す。この絵から、 $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$ の体積で 1 atm の Xe ガスであれば、1 MeV のガンマ線のコンプトン散乱に対して $\sim 30 \text{ cm}^2$ の有効面積があり、COMPTEL の有効面積 ($\sim 40 \text{ cm}^2$) とほぼ同等になる。よって、ガス検出器であっても良いコンプトン散乱のターゲットとなりうる。コンプトン散乱のターゲットとしては、原子番号の小さい物質の方がより低いエネルギーからコンプトン散乱が優位となり (図 2.1)、また、ドップラー広がりも小さくなる (図 3.8)。さらにガス検出器で十分な精度を持って反跳方向を測定するには、コンプトン散乱点から数 mm 程度の距離で反跳方向を特定する必要がある。一辺 50 cm 程度のガス中で止められる電子のエネルギー範囲は数百 keV 以下であるが、コンプトン点から数 mm の範囲内での反跳電子のエネルギー損失は minimum ionizing particle (MIP) に近い。このため、飛跡検出器は MIP の飛跡を数 mm の内に捉え、方向決定できる必要がある。以上から、飛跡検出器には以下の性能が要求される。

- 大体積のガス検出器：ガスは多重散乱の影響が少ない。大体積にすることで断面積の小ささを補う。
- コンプトン散乱優位なガスの選択：原子番号は小さく、1 分子当たりの電子数が多いガス (CF_4 や CH_4 など) がコンプトン散乱のターゲットとして適する。
- 詳細な MIP のトラッキング能力：精度良い反跳方向の決定の為、高い位置分解能とサブ mm ピッチのサンプリングが必要。

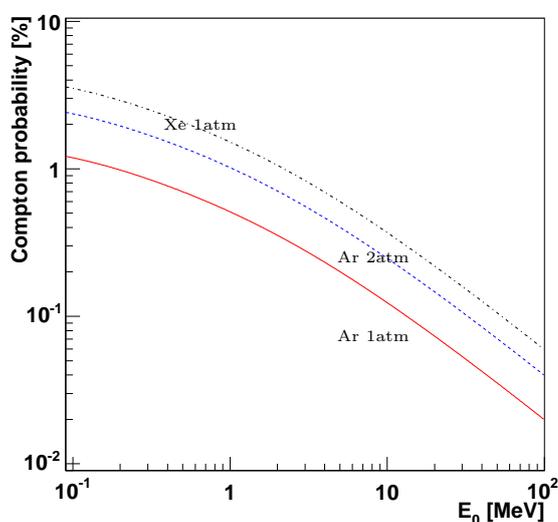


図 3.14: コンプトン散乱確率 (50cm 厚)

飛跡検出器でコンプトン散乱が起こるとガンマ線はあらゆる方向に散乱されるため、飛跡検出器の周囲に配置される、散乱ガンマ線を捉える吸収体は、大きな面積で、かつ大きな立体角で飛跡検出器を覆う必要がある。また、コンプトン散乱は後方散乱よりも前方散乱の方が確率が高く、散乱ガンマ線が入射ガンマ線のエネルギーの大部分を持っていくことが多い。よって、数百 keV から数 MeV の散乱ガンマ線を吸収するために大きな原子番号を持った吸収体が望ましい。吸収体のエネルギー分解能と位置分解能は、ARM の性能に強く影響する一方、ARM は原理的にドップラー広がりによって制限される。従って、吸収体のエネルギー分解能と空間分解能による ARM の不

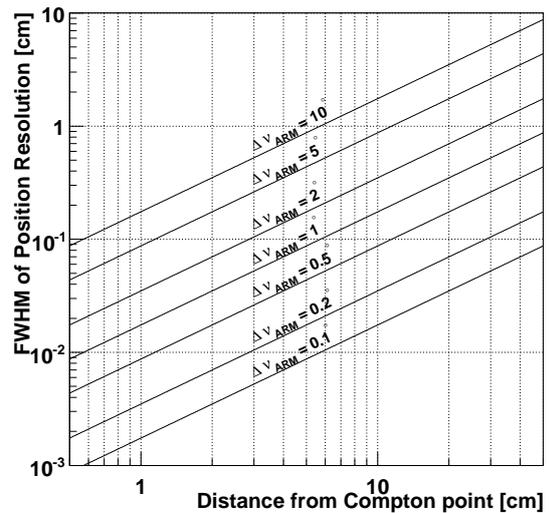
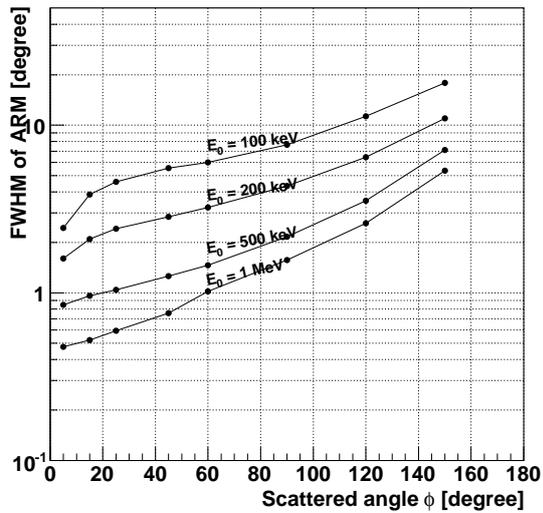


図 3.15: ドップラー広がりによる ARM 不定性の散乱角依存性 (E_0 : 入射ガンマ線のエネルギー, GEANT4 シミュレーション)

図 3.16: 散乱点と吸収点の間隔と吸収体の空間分解能に対する ARM の不定性 ($\Delta\nu_{ARM}$)

定性はドップラー広がり以下であることが望ましい。飛跡検出器に Ar ガスを用いた場合、ドップラー広がりによる ARM の不定性は図 3.15 に示されるような振る舞いをする。これより、500 keV のガンマ線が 20° の散乱を受けると、ARM の不定性は半値全幅で 1° 程度になる。一方、吸収体の空間分解能と散乱点-吸収点間距離が変化すると、ARM の不定性は図 3.16 に示されるような変化をする。これより、 1° 程度の ARM を達成するには、数 mm 程度の空間分解能が必要となる。吸収体のエネルギー分解能による ARM の不定性がドップラー広がりによるものと同程度になるためには、吸収体のエネルギー分解能は数百 keV において数%以下である必要がある。以上、吸収体に求められる性能をまとめると以下ようになる。

- 大きな有効面積: 飛跡検出器を覆えるだけの面積が必要。
- 高い阻止能: 吸収体には散乱ガンマ線を止めるのに十分な質量が必要。
- 高い空間分解能: 散乱方向の決定精度をドップラー広がり以下に抑えるため、吸収体は数 mm 程度の空間分解能を持つべきである。
- 良いエネルギー分解能: エネルギー分解能による散乱角の決定精度をドップラー広がり以下に抑えるため、数百 keV において半値全幅で数%のエネルギー分解能を持つべきである。

3.6 SMILE

前節のような要求を満たす電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) を構成するためには、サブ mm のピッチと大体積は同時に実現し難いため、飛跡検出器として一般的な多芯比例計数管はあまり適さない。半導体検出器は良いエネルギー分解能を持つ一方で、電子に対する多重散乱を考慮する必要がある上、十分な阻止能を確保するには高価である。そこで、Time Projection Chamber (TPC) を飛跡検出器とし、位置検出型シンチレーション検出器の pixel scintillator array (PSA) を散乱ガ

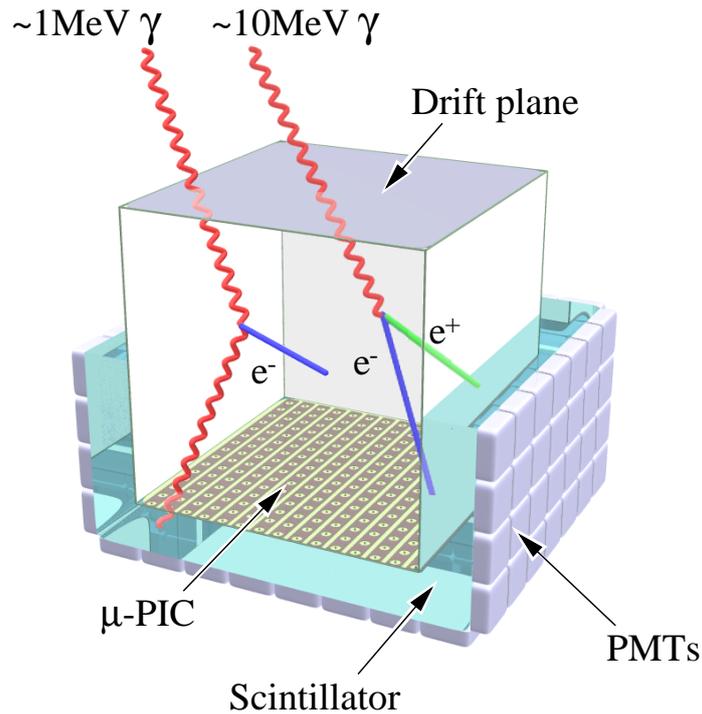


図 3.17: ガス飛跡検出器を用いた ETCC 概念図

ンマ線検出器とする、図 3.17 のような ETCC を現在開発中である。 TPC の基本となっている micro pixel chamber(μ -PIC) は、 $\sim 120\mu\text{m}$ という高い位置分解能を持っていながら、大きな面積を持った検出器である。また、微細な構造を持つ検出器としては高いガス増幅率を得ることもできる。一方、シンチレーション検出器は、半導体検出器に比べればエネルギー分解能の点で劣るが、半導体よりも阻止能が高く、かつ安価であるため、飛跡検出器を囲う面積を大きくでき、厚みのあるものも作れるので、散乱ガンマ線を効率良く捉えることができる。この μ -TPC と PSA を用いた ETCC により、sub-MeV \sim MeV のエネルギー領域において COMPTEL の 10 倍の感度を目指している。

3.6.1 電子飛跡検出器

ETCC において鍵となるのは反跳電子の飛跡をどれだけ正確に捉えられるかという点である。電子は質量が小さく電荷を持っているために、多重散乱によって方向の情報を失いがちである。従って、電子の反跳方向を正確に得るには、高い位置分解能を持った飛跡検出器が必要になる。このような飛跡検出器として TPC を開発しており、その基本となっているのが μ -PIC である。

μ -PIC

1999 年から開発が始められた μ -PIC は、微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種であり、図 3.18 のように比例計数管を輪切りにして縦横に並べたような構造を持ったガス検出器である [51]。基板はポリイミド、電極は Cu でできている。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、アノードとカソードは直交する方向にストリップとなっているため、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。またピクセル型の電極構造にしたことで、Micro Strip Gas

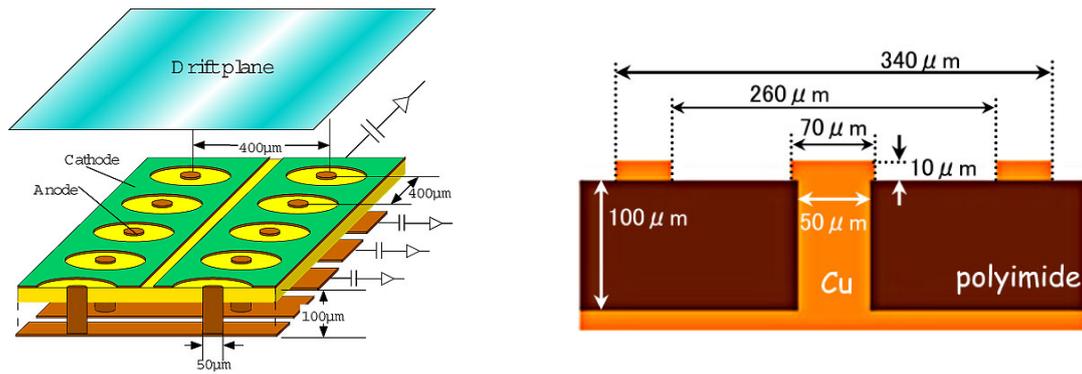


図 3.18: μ -PIC の構造

Chamber(MSGC) で問題になっていた放電による電極破壊は起きなくなり、 μ -PIC 単体で高いガス増幅率を長時間安定に得ることができる。実際 μ -PIC は、単体で $\sim 1.5 \times 10^4$ という、マイクロパターン検出器としては非常に大きいガス増幅率を達成している。また、安定性の面についても、ガス増幅率を 6000 程度に保ったまま約 1000 時間以上もの連続安定動作を実現している。さらに、なだれ増幅が起きるのはアノードのごく近傍のみであるので、 $\sim 10^7 \text{ count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても強い。製造に関しても、 μ -PIC はプリント基板の技術で作られているため、安価に大きなものを作りやすいという特徴があり、現在は 10cm 角、20cm 角、30cm 角のものが開発されている。

GEM

最小電離粒子 (Minimum Ionization Particle:MIP) の 1 atm の Ar ガス中でのエネルギー損失は 2.54 keV/cm であり、400 μm 中に約 3.9 個の電離電子を作る。この MIP の飛跡を 400 μm 間隔で捉えるには、そのような少ない電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP を捉えるには 2×10^4 以上のガス利得が必要であるが、 μ -PIC 単体での安定したガス利得は 6×10^3 である。従って我々は、補助増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) [52] を使用している。

GEM は Sauli 等によって開発され、ポリイミドや液体ポリマー (Liquid Crystal Polymer) の両面に銅の電極がついたものである (図 3.19)。GEM には多数の小さな穴が開いており、Cu 電極の両面に異なる電圧がかけられると、強い電場がこの穴の中に生じる。電子がこの穴に入ると、強い電場によってガス増幅される。フォイルは 50 μm 厚と非常に薄く、低 Z の物質から成る。しかし両電極間距離が非常に小さいために、単体で高い利得を得る事は出来ず、典型的な利得は約 100 である。現在は 100 μm 厚のものも存在しており、こちらの方が最大利得が高いが、50 μm 厚と同じ利得を出すためには、より高い電圧をかける必要がある。

TPC

荷電粒子がガス中を走り抜けると、その飛跡に沿って電子が電離される。この電子雲を緩やかな電場をかけ一定の速度で検出器へと移動させると、電子が検出器に到着する時刻は、電離された位置から検出器までの距離に応じてずれてくる。従って別途トリガー用検出器を設け、トリガーから実際に信号が得られるまでの時間を測定すると、電離された位置から検出器までの距離を測ることができる。2次元情報が得られる多芯比例計数管 (MWPC) や MSGC などを検出器として用いれば、荷電粒子の 3次元飛跡を測定できることになる。このようなシステムを Time Projection Chamber (TPC) と呼ぶ。

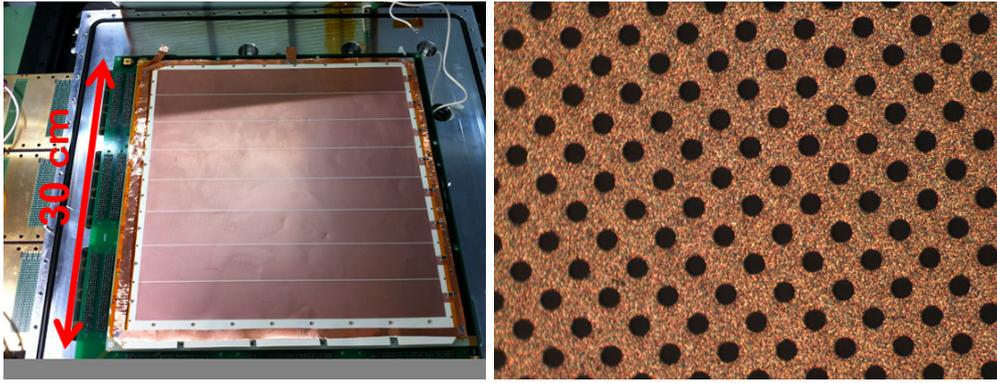


図 3.19: GEM の顕微鏡写真。穴の直径は $70 \mu\text{m}$ 、間隔は $140 \mu\text{m}$ 。

我々は、GEM を前段増幅器、 μ -PIC を読み出した図 3.20 のような TPC を開発し、飛跡検出器として使用している。GEM、 μ -PIC はそれぞれ、約 10 及び数千のガス利得で動作させ、全体で 2×10^4 以上の利得を安定に得ることができている。図 3.21 に宇宙線ミュオンが μ -TPC に水平に入射した時に得られた飛跡の例を示す。この宇宙線ミュオンの飛跡から、 μ -TPC の 3 次元的な空間分解能は $\sim 500 \mu\text{m}$ 程度と求められており、ETCC の飛跡検出器として、十分な性能を持っている。

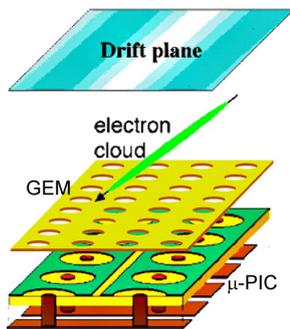


図 3.20: μ -PIC と GEM の概要図

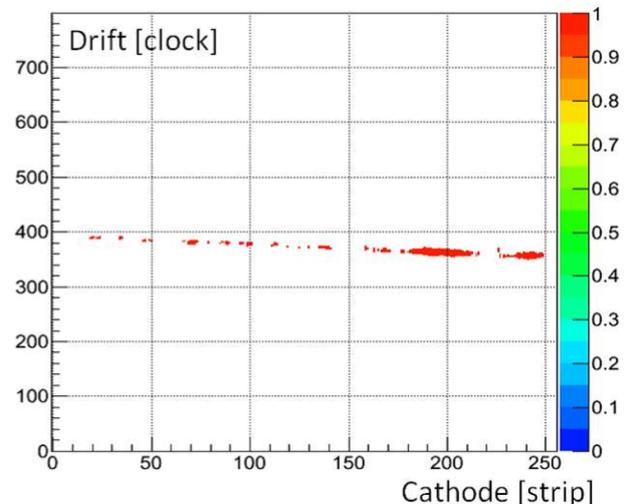


図 3.21: μ -TPC による宇宙線ミュオンの飛跡

3.6.2 散乱ガンマ線吸収体

飛跡検出器で散乱ガンマ線を捉えるためのガンマ線吸収体は、大面積をカバーできること、高いガンマ線阻止能を持つこと、程良い空間・エネルギー・時間分解能を持つことが要求され、ETCC システムとしてのエネルギー帯域や、エネルギー分解能、角度分解能を左右する重要な構成機器である。我々は、これらの要求を安価に満たせるシンチレーション検出器を採用している。

無機シンチレータは原子番号が有機シンチレータで使用されていた水素や炭素に比べて大きく、ガンマ線エネルギーに対する光電効果の断面積が十分にあり、ガンマ線測定に有効である。なお

無機シンチレータは結晶シンチレータとガラスシンチレータの二つに分けることができる。発光機構は両者とも同じである。しかし結晶シンチレータの出力するシンチレーション光ガラスが 10^4 光子/MeV のオーダーなのに対し、ガラスは最大でも 3.5×10^3 光子/MeV しかない。そのため結晶タイプが使えないような条件下を除き、ガラスタイプは中性子検出器として使用される程度である。いくつかの無機結晶シンチレータについて、その性能を表 3.1 に示す。SMILE 実験では、エネルギー分解能、放射線耐性、阻止能、取り扱い易さから GSO シンチレータを選択した。

表 3.1: 各種無機シンチレータの性能

結晶名 (活性化物質) (略称)	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF ₂	Gd ₂ SiO ₅ (Ce) GSO	Bi ₄ Ce ₃ O ₁₂ BGO	LaCl ₃	LaBr ₃	Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ (Pr) LuAG
密度 [g cm ⁻³]	3.67	4.51	4.89	6.71	7.13	3.79	5.29	6.7
エネルギー分解能 * [%] FWHM (@662keV)	6-7	6-7	9	8-9	10- 12	3-4	3	8
放射長 [cm]	2.59	1.86	2.03	1.38	1.12	2.4	2.1	13.5 程度
減衰時間 [insec]	230	680, 3340	0.6, 620	30-60	300	28	16	20
最大発光波長 [nm]	415	540	220, 310	440	480	350	380	310
光量 (NaI(Tl)=100)	100	45	5, 16	20	7-10	130	160	30
屈折率	1.85	1.80	1.56	1.85	2.15	~ 1.9	~ 1.9	n/a
融点 [°C]	650	621	1350	1900	1050	859	783	1970
潮解性の有無	有	僅か	無	無	無	有	有	無
放射耐性 [gray]	10	10 ³	10 ³⁻⁴	10 ⁶	10 ²⁻³	> 3.4 × 10 ³	> 3.4 × 10 ³	n/a
自己放射の有無	無	無	無	無	無	有	有	有

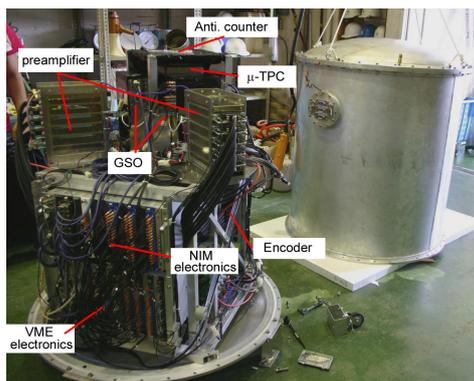


図 3.22: SMILE-I の検出器

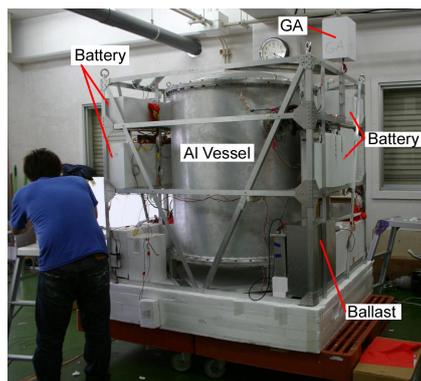


図 3.23: SMILE-I のゴンドラ

3.6.3 気球を用いた実証実験

COMPTEL よりも 1 桁感度の良い、次世代の全天観測の為に MeV ガンマ線検出器として、ETCC を開発してきた。衛星による観測の準備段階として、地上における原理検証実験を進める一方、気球実験計画 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) を進めている。SMILE は段階を踏んで一つずつ進めている。最初のステップとして、ETCC のガンマ線検出能力の証明として、気球高度における大気・宇宙拡散ガンマ線の観測を 2006 年に行った (SMILE-I)。次のステップとして、ETCC のガンマ線イメージング能力の検証を、かに星雲や Cyg X-1 の観測により行う予定である (SMILE-II)。これらの検証の後、ETCC による MeV ガンマ線天体の探索を長時間気球や衛星搭載により行っていく。この節では、SMILE-I の結果及び SMILE-II への要請について述べる。

SMILE-I の結果

宇宙線を含む、多量のバックグラウンドが存在する中でのガンマ線検出を実証すべく、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線を測定するために、気球実験用のフライトモデル検出器を構成した (図 3.22、3.23)。気球実験では、観測時間が限られるため、ガンマ線を効率よく検出する必要がある。そこで、角度分解能が少し悪くなるが Xe ガスを使用し、体積を $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$ とした。また、各側面に $10 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ 、底面に $15 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ の GSO シンチレータを配置した。これにより、 10^{-4} 程度の検出効率と 3 sr の視野が得られた。

SMILE-I は 2006 年 9 月 1 に三陸大気球観測所から放球され、高度 32 ~ 35 km において 4 時間の水平浮遊を含む、7 時間のフライトに成功した。この実験で、全天から 2×10^5 事象を測定し、その中から 2×10^3 個のガンマ線事象が再構成でき、その内の 420 個は水平浮遊中の 3.0 時間の live time の間に、3 sr の視野内で検出された。これは、シミュレーションの結果と良く一致している。また、再構成された事象数と残留大気圧の関係から、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線のフラックスを得た (図 3.24、3.25)。この結果は過去の気球・衛星観測とエラーの範囲で一致している。これらの結果により、ETCC がガンマ線選択と強力なバックグラウンド除去能力を持ち、連続的なスペクトルに対して良い感度を持つため、MeV ガンマ線天文学を発展させ得る事が実証された。

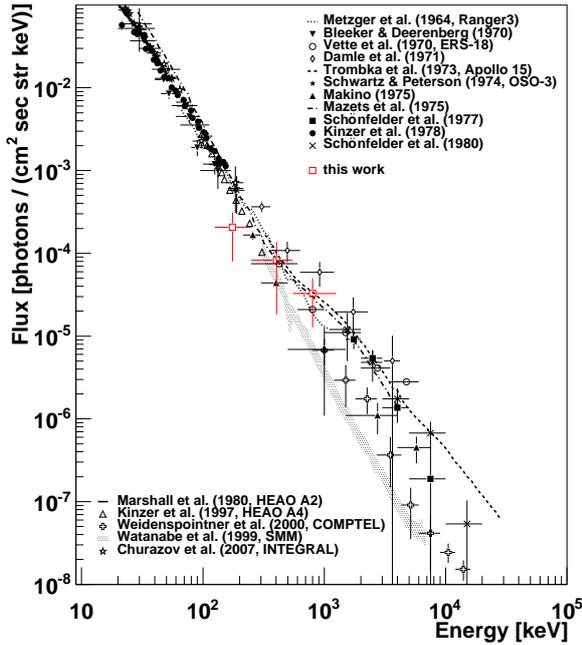


図 3.24: 宇宙拡散ガンマ線のスペクトル

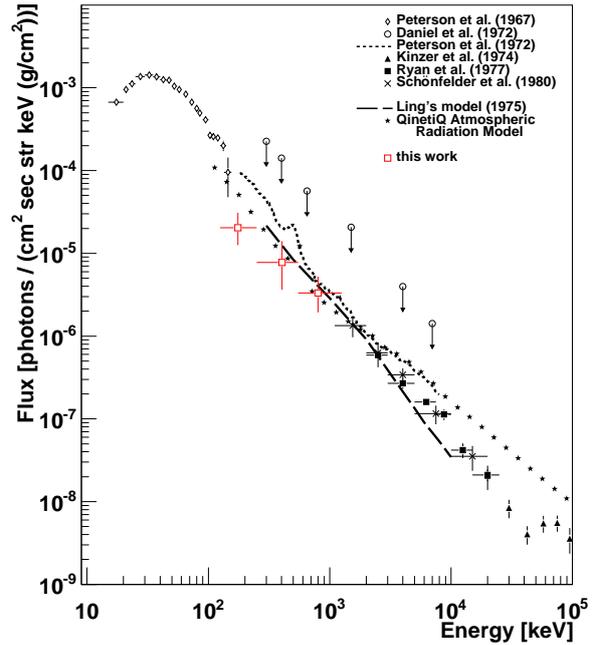


図 3.25: 大気ガンマ線のスペクトル

SMILE-II への要請

SMILE-I により、ETCC が宇宙環境において高い雑音除去性能を示し、ガンマ線の優位な観測が実証された。これをうけ、次のステップでは、sub-MeV 領域で非常に明るい天体である、かに星雲の有意な観測をねらう。この観測で実際にかに星雲が測定できれば、ガス飛跡検出器を用いた ETCC が MeV ガンマ線天体の観測に適用できるかどうかを実証することが可能となり、以後の科学観測へ向かうことができる。

かに星雲は、北半球の中緯度で天頂付近を通るので、日本やアメリカなどが観測に有利である。しかし、日本での気球実験ではかに星雲が天頂付近にある時間帯に実験区域を旅客飛行機が通るので、現状の日本ではかに星雲の観測はできない。したがってアメリカ Ft.Sumner からの放球を想定している。この場合、高度 40 km (残留大気圧 2.9 g/cm²、Cut Off Rigidity 3.7 GV) で約 1 日のフライトが可能となる。図 3.26 に Ft.Sumner でのかに星雲の仰角時間変化を示す。これにより、天頂角 30° 以内でかに星雲を観測できるのは 4 時間となる。よって 4 時間で 5σ 以上の有意度でかに星雲を検出することを目標に、SMILE-II 用 ETCC の設計を行う。

この観測条件を満たすためには図 3.27 の赤斜線の領域まで検出感度を上げる必要がある。これを実現するには有効面積が 0.5 cm² 以上、角度分解能が 10 度以上でなければならない。ETCC の理想的な検出効率はおおよそ 10^{-3~4} であるので、コンプトン散乱の標的となるガス飛跡検出器には 10³ cm² 程度の幾何面積が求められる。よって、1 辺 30 cm ほどのガス飛跡検出器が必要である。

一方、シンチレータはガス飛跡検出器を取り囲まねばならない。これまでのシミュレーションの検討から、ガス飛跡検出器の底面だけでなく側面にもシンチレータを配置することが有用であると判明している。そこで、底面、側面にそれぞれ (30 × 30)cm²、(15 × 30)cm² 程度を配置する。このような ETCC(図 3.28) を SMILE-II では開発してきた。

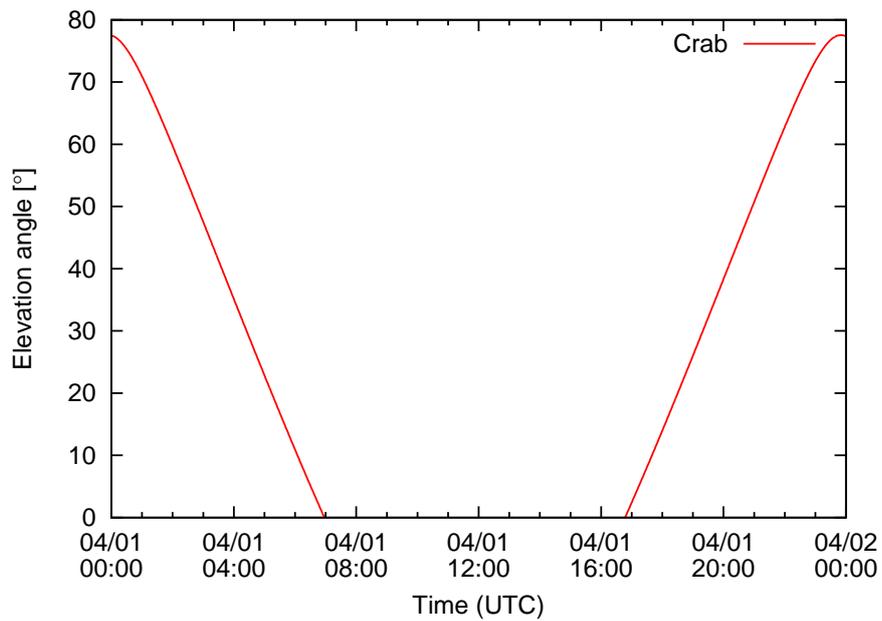


図 3.26: Ft.Sumner におけるかに星雲の仰角時間変化

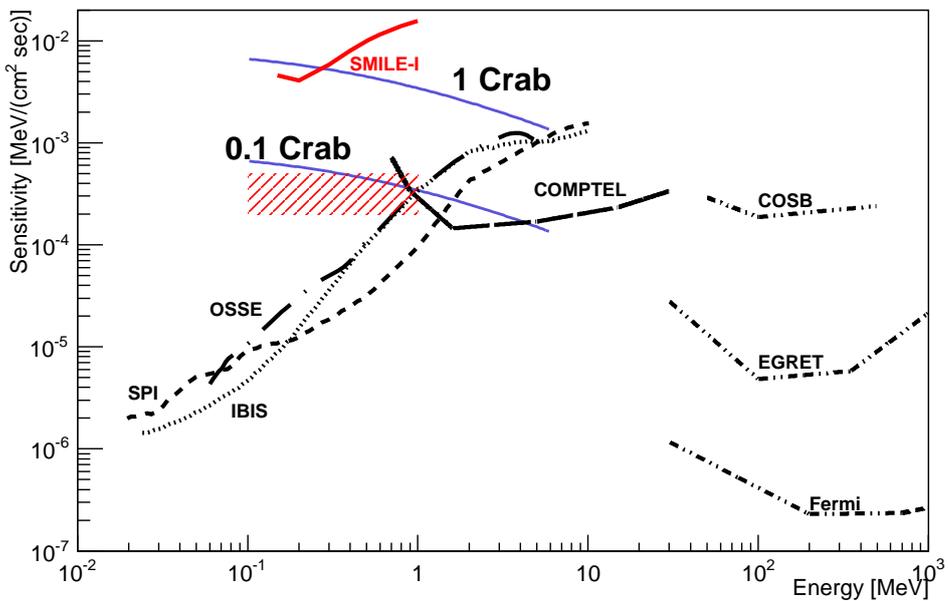


図 3.27: 感度曲線

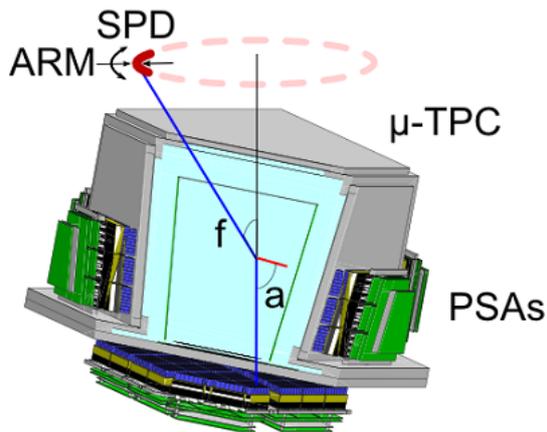


図 3.28: SMILE-II 用 ETCC

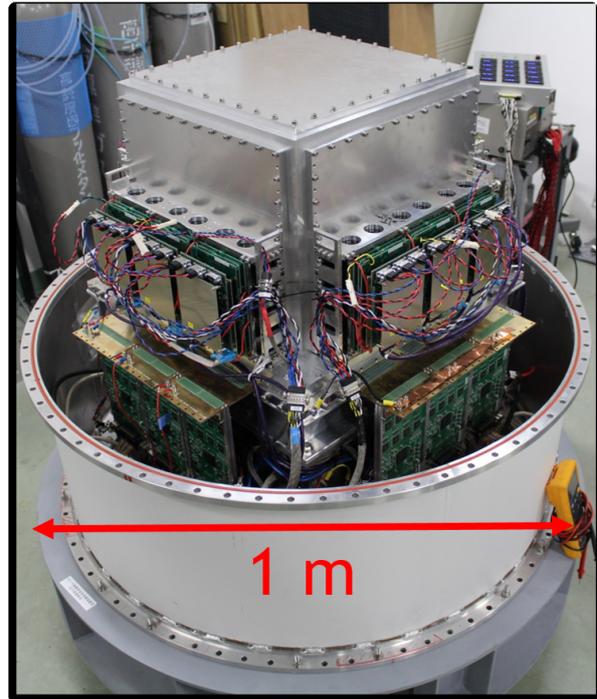


図 3.29: SMILE-II 用 $(30 \text{ cm})^3$ ETCC フライトモデル

表 3.2: $(30 \text{ cm})^3$ ETCC フライトモデルの基本性能

TPC エネルギー分解能 (FWHM)	20%@22keV
シンチレーションカメラエネルギー分解能 (FWHM)	10%@662keV
有効面積	$\sim 1 \text{ cm}^2$ @ $\geq 300\text{keV}$
角度分解能	5.3° @662keV

SMILE-II ETCC

現在は SMILE-I からの様々な改良を経ており多くの性能が向上している。図 3.29 は改良後の実際の $(30 \text{ cm})^3$ ETCC フライトモデルである。まず TPC サイズを $(30 \text{ cm})^3$ へと大型化させ、これにより 10 倍近く有効面積が増加した。それに伴い 64 ピクセル (1 ピクセル $6 \times 6 \times 13 \text{ mm}^3$) の GSO シンチレータを持つシンチレーションカメラを TPC 側面に取り付けたものも含めて、108 個に増設している。さらに飛跡取得のアルゴリズムを改良することで検出効率と角度分解能が向上、図 3.30 に改良後の飛跡の一例を示す。図 3.30 のような飛跡情報から荷電粒子の飛程と荷電粒子の落としたエネルギーの相関をとると図 3.31 のようになる。これにより測定に有効な TPC 内で静止する電子と、検出器を飛び出してしまい雑音となる電子、また中性子による反跳原子核、宇宙線ミュオンを分離でき、欲しい成分の領域を選ぶことで大半の雑音事象を排除できる。これは ETCC の改良された飛跡情報によってのみ実現する強力な雑音除去法である。封入ガスは Ar:iso-C₄H₁₀:CF₄(95:2:3) を 1 atm で使用しているが、有効面積増加のために 1.5 atm 程度までの加圧も検討中である。

これらの改良により実現された $(30 \text{ cm})^3$ ETCC フライトモデルの基本性能を表 3.2 に示す。

この性能は目標であるかに星雲のイメージングのための要求性能を十分に満たしており、SMILE-

II用 (30cm)³ETCC フライトモデルのハード面での開発はほぼ完了している。ETCC 本体としては残る唯一の課題として、大気外で発生する大量の雑音を除去可能であることの実証が必要であった。これはこれまでの MeV ガンマ線望遠鏡が直面してきた大きな問題であり、その解決のために今回宇宙放射線環境の模擬とその環境下での雑音除去性能の評価を行った。

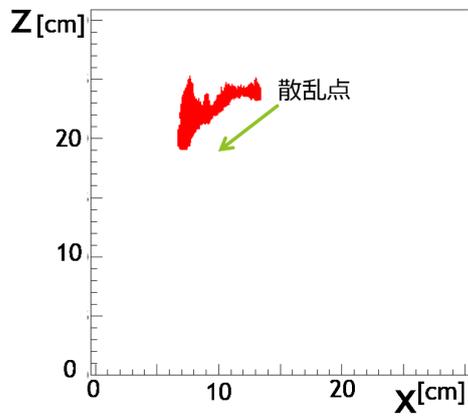


図 3.30: コンプトン反跳電子の飛跡

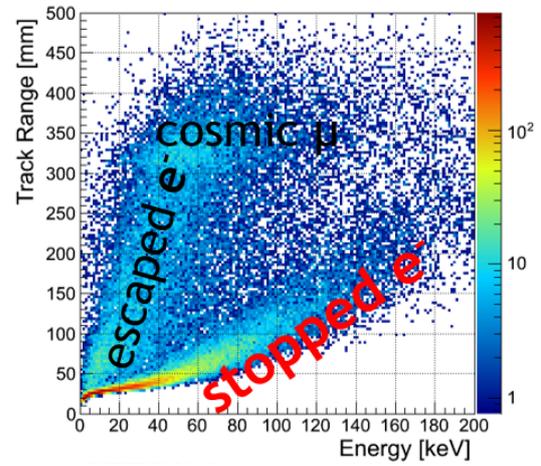


図 3.31: 荷電粒子のエネルギー損失とその飛跡長
の関係

第4章 宇宙放射線環境の再現

低エネルギーガンマ線は大気によって散乱・吸収されてしまうため、大気の外で観測しなければならない。しかし、大気の外に出ると多量の宇宙線や大気からの2次粒子が飛来し、それらの雑音放射線の中で天体からのかすかなガンマ線をとらえなくてはならない。これまでのガンマ線望遠鏡は低雑音な地上較正試験のみが行われ雑音除去性能の詳細な検証がされていなかったため、軌道上で観測を開始した時に、初めて雑音環境を知る状況にあった。結果、予定の感度より劣化した観測感度が報告されている。このような状況を改善するべく、我々は今回、地上においてガンマ線と中性子が同数程度存在するような宇宙と似た環境を陽子ビームを用いて構築することを考えた。この章では構築した雑音環境についてシミュレーションと実際の測定から評価する。

4.1 宇宙空間での放射線環境とガンマ線望遠鏡が受ける影響

宇宙空間ではあらゆる方向から大量の宇宙線が飛来し衛星搭載の検出器の雑音となる。外部から飛来したガンマ線だけでなく中性子や陽子などの荷電粒子も衛星本体の原子核を励起したり放射化したりして雑音となるガンマ線を生み出す。またこれらは散乱によって大量の中性子も生み出す。特に中性子は検出器内での原子核との散乱がコンプトン散乱と判別しがたい幾何情報を残すため厄介な雑音源である。

図 4.1 は QARM(Quotid Atmospheric Radiation Model) と Geant4 を用いてシミュレーションした高度 35 km において想定される SMILE-I の ETCC に入射する粒子のスペクトルを示している [54]。ガンマ線、中性子、電子などの荷電粒子、と様々な粒子が存在し、中性子はガンマ線と同程度のフラックスで存在している。

さらに図 4.2 に次期 X 線天文衛星 ASTRO-H で予想される放射線環境を示す [4]。ただし、この図では衛星本体と宇宙線の散乱で発生するガンマ線や中性子は考慮されていない。このことを考慮しなくても衛星軌道(高度 550 km、傾斜角 30°)において中性子が数多くあり、コンプトン望遠鏡の雑音となることが予想される。荷電粒子の雑音は遮蔽板や VETO カウンターで容易に除去できるが、ガンマ線、中性子については困難でありその影響を正確に事前に予想する必要がある。よってガンマ線望遠鏡の性能試験環境としては様々な粒子があらゆる方向から飛来し、特にガンマ線と中性子は大量に存在する環境でなければならない。

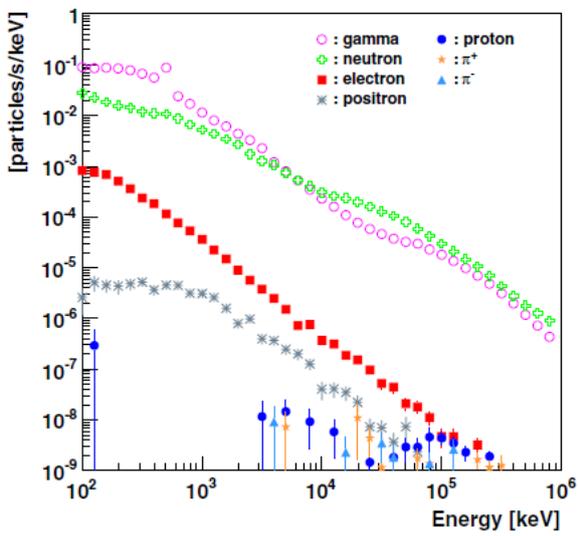


図 4.1: Geant4 で計算された高度 35 km で

SMILE-I に入射する粒子 [54]

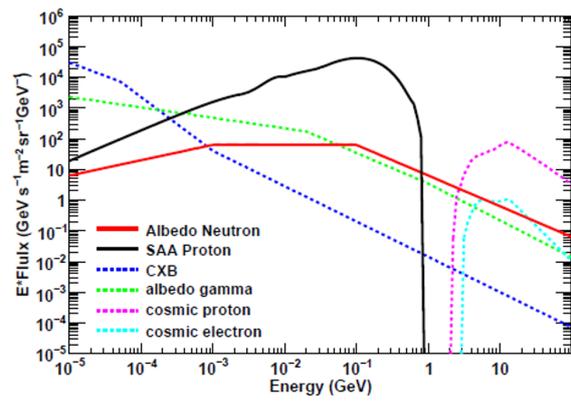


図 4.2: 高度 550 km、傾斜角 30° で ASTRO-H に入射する粒子 [4]

4.2 陽子線ビーム実験

2013年10月15日から21日にかけて、大阪大学核物理研究センター (Research Center for Nuclear Physics, RCNP) で陽子線ビーム実験を行い次章で触れる ETCC 性能評価を行った。この節では ETCC 以外の検出器で測定したデータから実験環境の評価を行う。実験施設として利用した RCNP は様々な荷電粒子を加速できるリングサイクロトロンを有しており陽子については 420 MeV まで加速可能である。今回はビームライン”ES”において 140 MeV の陽子線を使用した。

4.2.1 セットアップ

本実験のセットアップを図 4.3 に示す。直径 20 cm、長さ 30 cm、厚さ 1 cm の円筒形アクリル容器の中に水が満たされた水槽に対して 140 MeV の陽子線ビームを 0.1-0.5 nA の強度で照射した。ビーム垂直方向に水槽から 130 cm 離れた位置に (30 cm)³ ETCC フライトモデルを設置し水槽側の面手前に荷電粒子にアンチコインシデンスをとるための厚さ ~0.5 cm のプラスチックシンチレータ検出器を配置した。ビームラインを中心として ETCC の反対側には水槽から 170 cm 離れた位置に中性子モニタ用として有機液体シンチレータ検出器、ガンマ線モニタ用として GSO シンチレータ検出器と LaBr₃ シンチレータ検出器を設置した。さらにビーム強度モニタ用に水槽直下 ~10 cm の位置と GSO シンチレータ検出器の隣にプラスチックシンチレータ検出器を配置している。陽子のエネルギーから計算される照射点から Bragg Peak までの距離は水の厚みで ~12.5 cm であり陽子線はターゲット内で止まるようになっている。図 4.4 に水槽と ETCC などの位置関係を示す。

また、水ターゲット以外に 5 cm×10 cm×20 cm の鉄ブロックやパラフィンブロックをターゲットにした測定も行った。

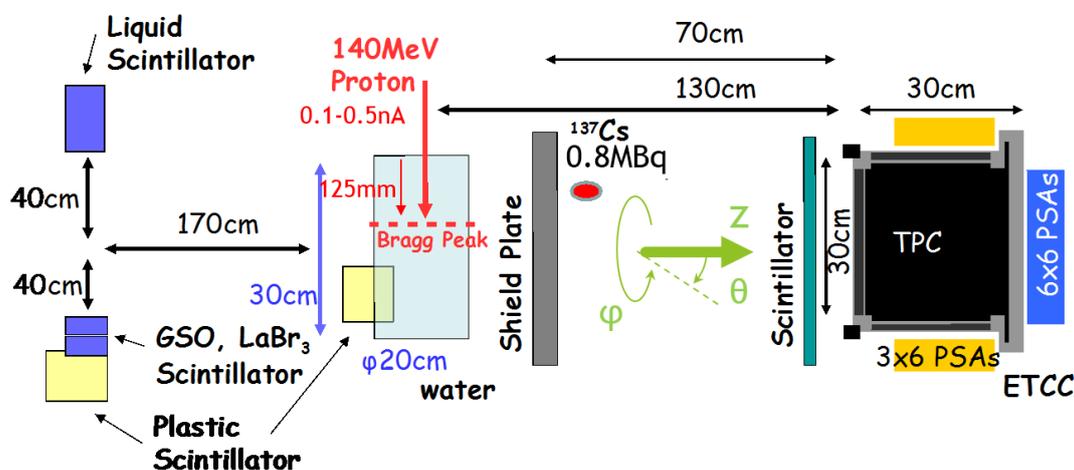


図 4.3: 実験セットアップの概図 水ターゲットと ETCC の間にある鉛の遮蔽やガンマ線源は測定によって設置したり取り外したりした。

ビーム強度モニタ

測定毎にビーム強度を調整するために、プラスチックシンチレータ検出器の計数率によって相対的なビーム強度をモニタした。10 cm×10 cm×1cm のプラスチックシンチレータに光電子増倍

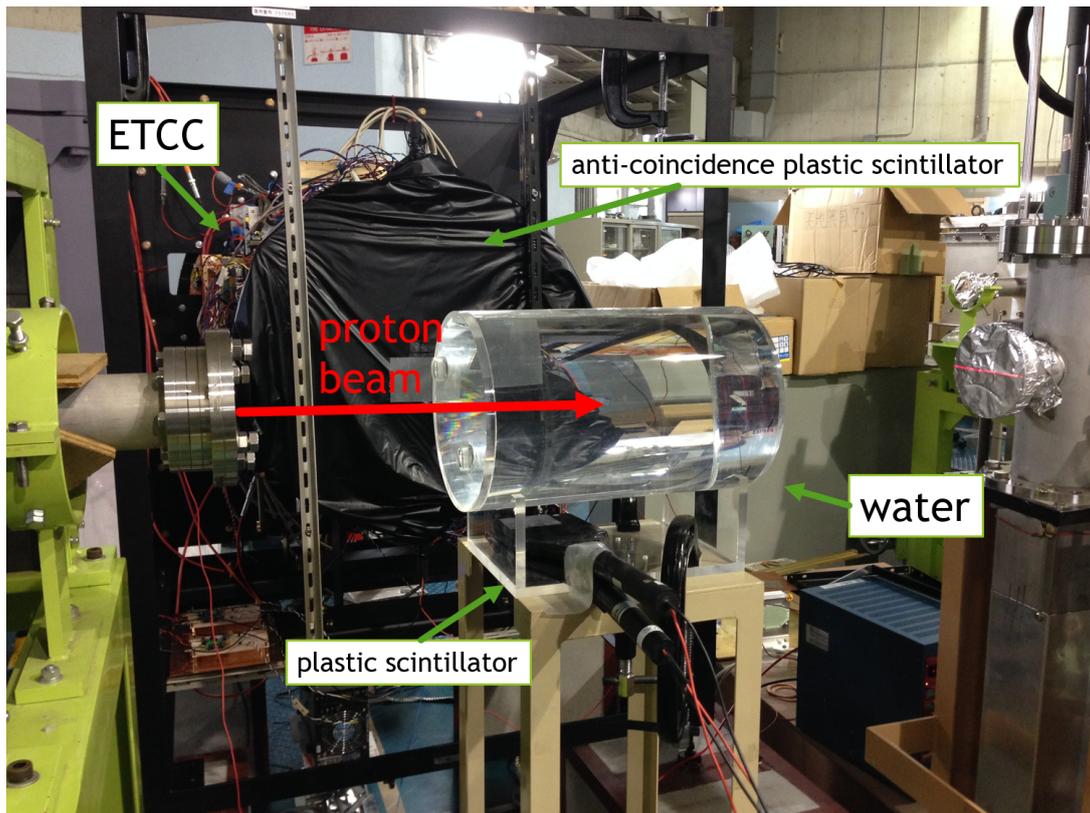


図 4.4: ビーム方向と水槽・ETCC の位置関係

管 (Photomultiplier Tube:PMT) を接着したものを 2 枚用意し、それらを重ねて 2 枚同時に検出されたイベントをカウントした。異なる位置での放射線強度を把握するため水槽直下とそこから ~170 cm 離れた位置に 2 セット同じセットアップで配置した。全日程での計数率、つまり相対的なビーム強度の変動を図 4.5 に、比較実験として同じビーム強度にしようとした 10/17 02:25-05:30 の測定と 10/17 05:42-08:45 の測定に注目したビーム強度の変動を図 4.6 に示す。図 4.6 から一回の測定中でのビーム強度の変動は平均値に対して $\pm 10\%$ の範囲に収まっており、一度ビームを停止して再び同じ強度を再現させたときに平均値同士のずれは $\pm 5\%$ 以内に収まっている。全ての測定についてこの性質は当てはまっており、計数率を監視することでビームの安定性と再現性を保つことができた。

ガンマ線検出器

ガンマ線検出器として 3 つの検出器を 1 か所、20cm 以内の範囲に隣接させ (図 4.7)、図 4.8 のようにセットアップした。広いダイナミックレンジを確保するために $10 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$ の GSO シンチレータ 2 つに PMT(H3178-51) を接着し低ゲイン用のものと高ゲイン用のものに分けた。低ゲイン用の PMT には -1034 V を高ゲイン用の PMT には -1304 V をそれぞれ印加した。GSO シンチレータより高いエネルギー分解能でより細かくスペクトル構造をみるために用意した $\phi 13 \times 13 \text{ mm}^3$ の LaBr₃ シンチレータには PMT(R6231-100) を接着して -904 V を印加した。3 つの検出器からの信号は全て VME の Interrupt Register(RPV130) でトリガー管理し、増幅させて PHADC(V014-TW) で読み出す。

図 4.9 に実験施設でエネルギー較正用に ¹³⁷Cs 線源を測定したスペクトルを示す。662keV のピークの他に線源由来でないガンマ線ピークが 2 つ見えているが、ビーム停止中の測定なのでビーム

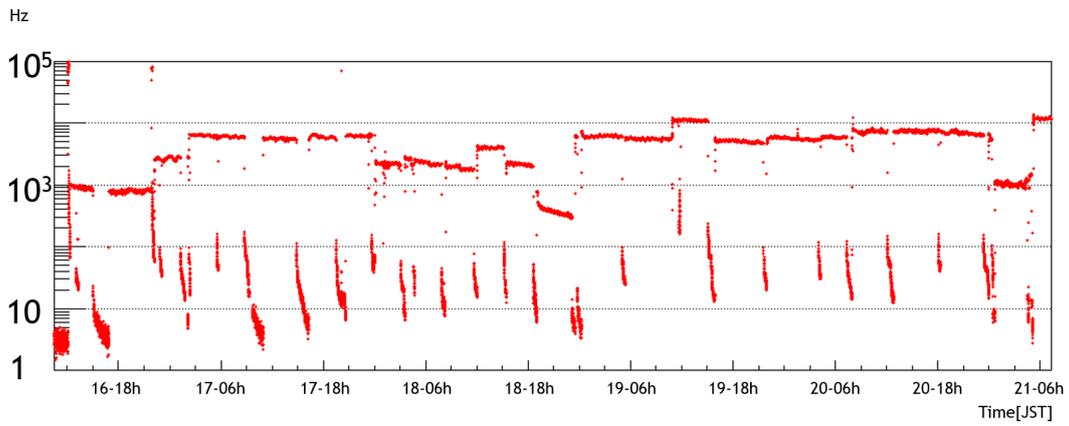


図 4.5: 相対的なビーム強度の変動 計数率が 100 Hz 以下の時間帯はビームを停止している時だが、周囲の物質が放射化して緩やかに計数率が下がっている様子が見られる。

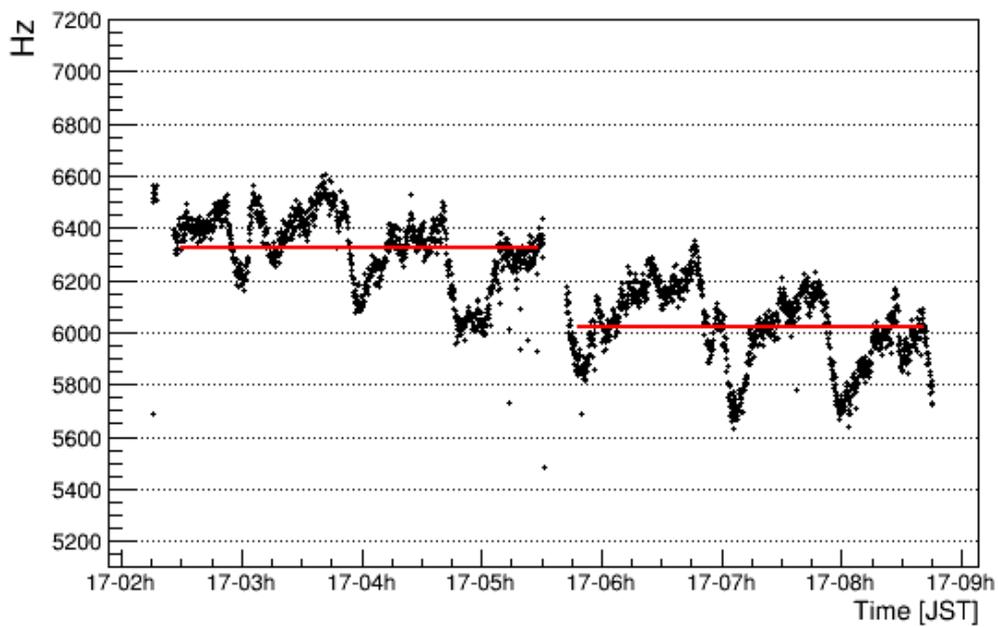


図 4.6: ビーム強度の安定性と再現性 計数率変化を黒のプロットで、測定ごとの計数率平均を赤のラインで表している。

由来でもなく施設内特有のバックグラウンドである。較正用線源として ^{133}Ba , ^{139}Ce , ^{137}Cs , ^{22}Na を使用しピークの位置をガウシアンでフィッティング、図 4.10 のようなエネルギーに対する ADC 値の応答線形性が得られた。較正結果からエネルギー範囲は高ゲイン用 GSO シンチレータ検出器が 0.04-2.3 MeV、低ゲイン用が 0.3-16 MeV、 LaBr_3 シンチレータ検出器が 0.01-0.9 MeV となっており、全体として 0.01-16 MeV のダイナミックレンジを確保している。3つの検出器のエネルギー分解能を図 4.10 に示す。



図 4.7: ガンマ線検出器の配置 左から GSO シンチレータ検出器、 LaBr_3 シンチレータ検出器、GSO シンチレータ検出器、写真上部にプラスチックシンチレータ検出器

中性子検出器

直径 20 cm、高さ 5 cm の有機液体シンチレータ (BC501A) に PMT(H4414) を接着したものを図 4.12 のように配置した。セットアップは図 4.13 のようになっている。PMT のダイノードからの信号を幅 120 ns のゲート信号にする。2つの出力のアノード信号は、一方は信号全体がゲートに入るように、もう一方は信号の遅発成分のみがゲートに入るように遅延をかけて調整した (図 4.14)。

まずエネルギー較正について説明する。有機液体シンチレータは中性子との断面積が大きい水素原子を多く含み、散乱された水素はシンチレータ内に大きな信号を発生させる。つまりガンマ線と比較して中性子の方により大きな断面積と信号を持ち、ガンマ線の光電吸収より散乱反応が主な信号源となる。よって測定スペクトルは図 4.15 のように光電吸収のピークが存在せずコンプトン散乱や中性子の散乱のエッジのみが見られる。そのためエネルギー較正はコンプトンエッジのフィットによって行うことになり精度は悪くなってしまふ。本実験では ^{133}Ba , ^{139}Ce , ^{137}Cs の3つの線源を用いてコンプトンエッジを非対称ガウシアンでフィッティングしエネルギー較正を行った。その結果を図 4.16 に示す。

次に中性子の検出方法を述べる。信号全体の電荷と遅発成分の電荷の比を計算することで相互作用した粒子による信号波形の違いを判別できる。図 4.17 に中性子とガンマ線の線源である ^{252}Cf で測定した電荷比の分布と ^{137}Cs での分布を示す。分布が共通している成分はどちらの線源から

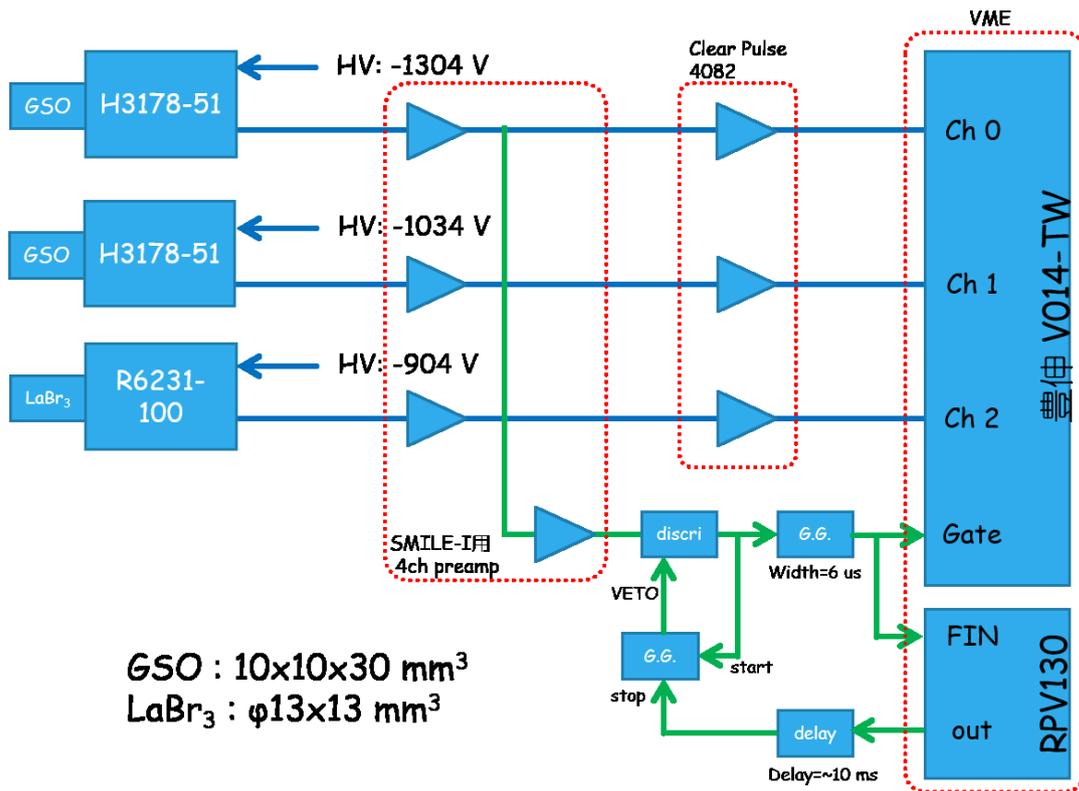


図 4.8: ガンマ検出器の読み出しシステム

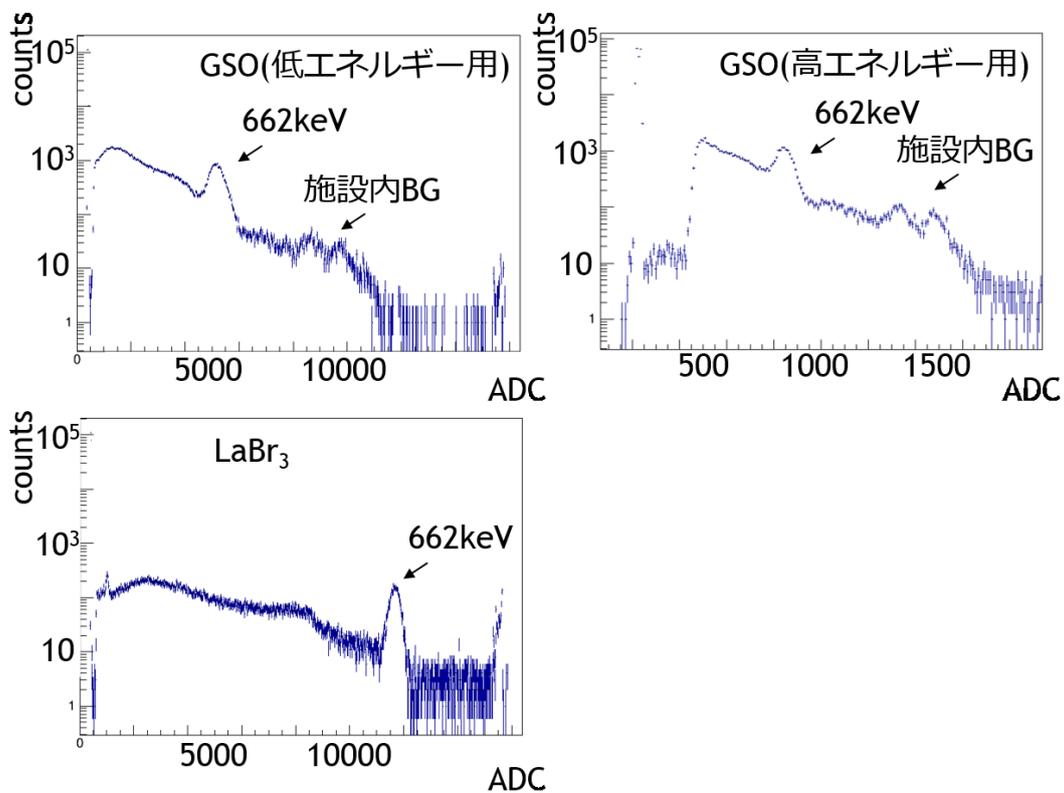


図 4.9: エネルギー較正時の ¹³⁷Cs のエネルギースペクトル 測定中はビームは停止している。

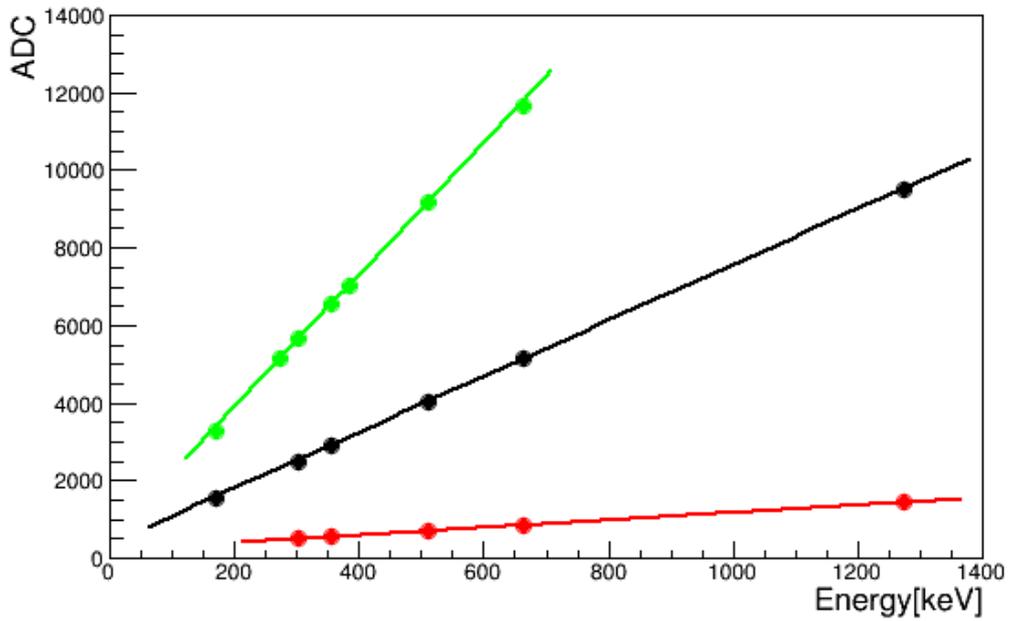


図 4.10: ガンマ線検出器のエネルギー較正 黒が高ゲイン用 GSO シンチレータ検出器、赤が低ゲイン用 GSO シンチレータ検出器、緑が LaBr₃ シンチレータ検出器を表す。

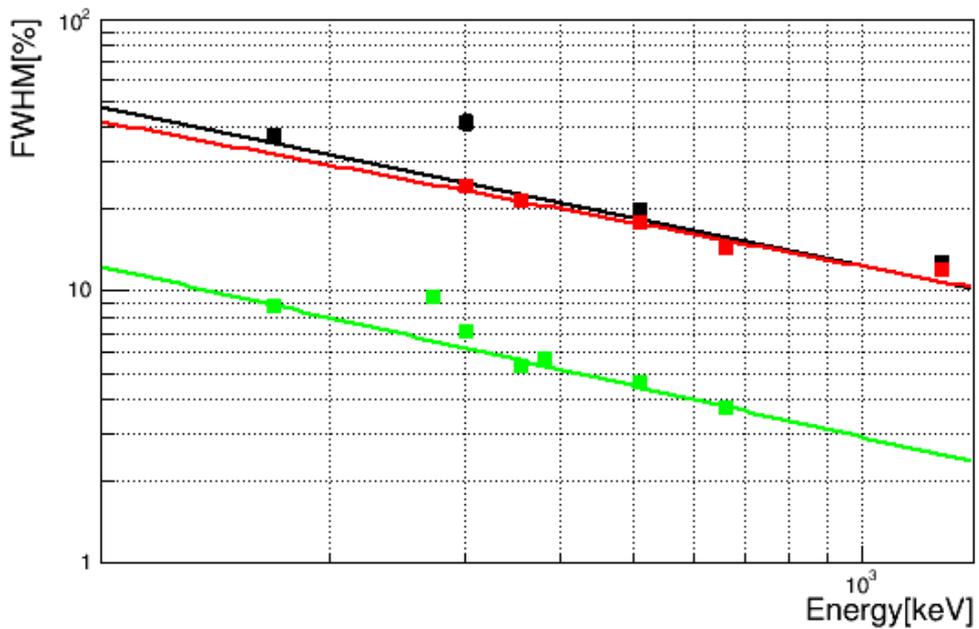


図 4.11: ガンマ線検出器のエネルギー分解能 黒が高ゲイン用 GSO シンチレータ検出器、赤が低ゲイン用 GSO シンチレータ検出器、緑が LaBr₃ シンチレータ検出器を表す。

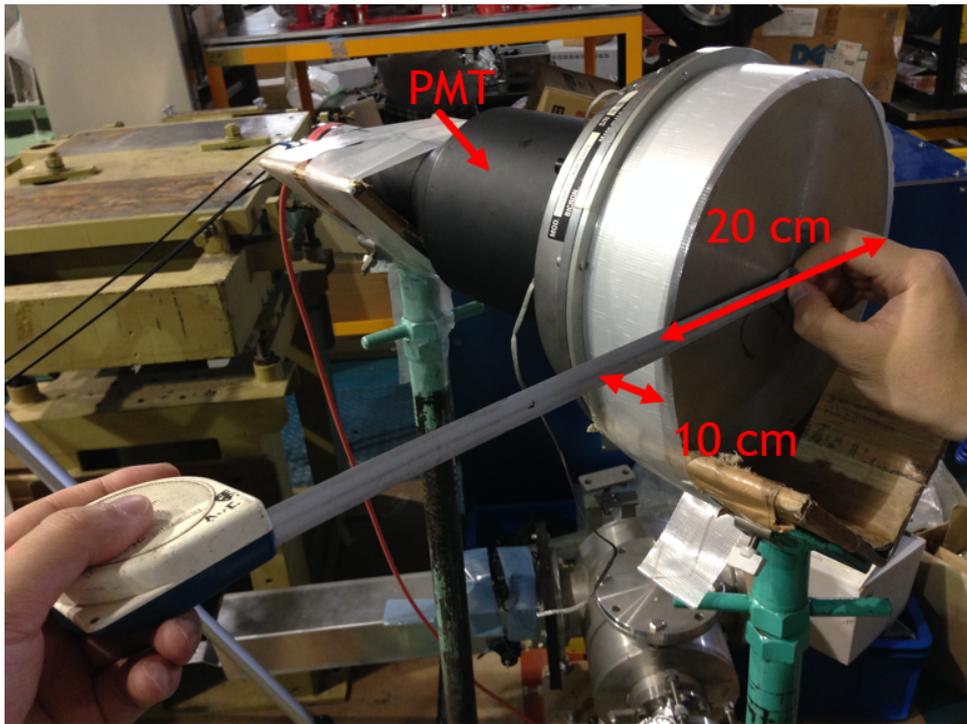


図 4.12: 液体シンチレータ検出器の配置 水槽に向かうように配置している。

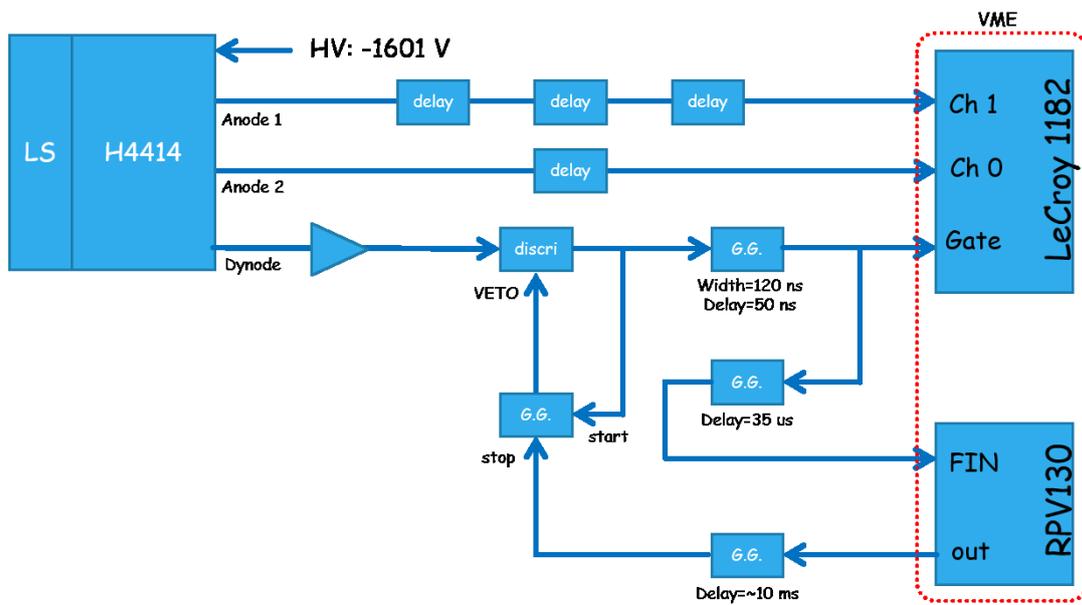


図 4.13: 液体シンチレータ検出器の読み出しシステム

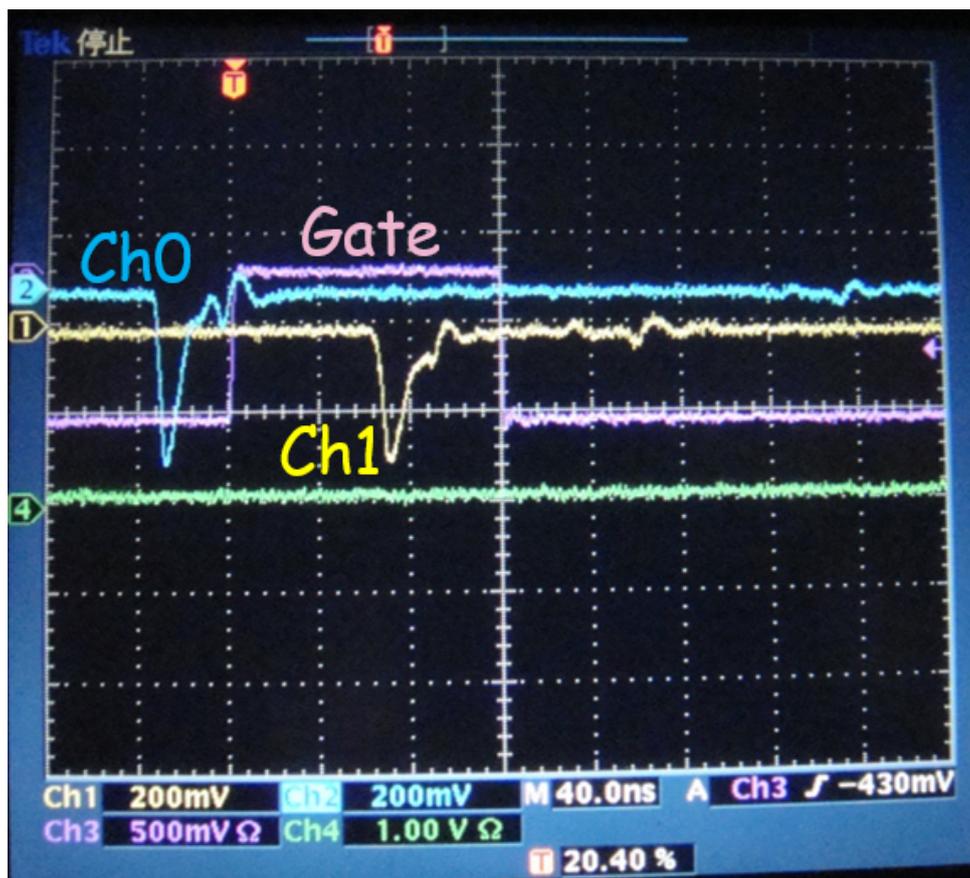


図 4.14: ゲート信号と2つのアノード信号の関係 ch0 で信号の遅発成分を、ch1 で信号全体を選んでいる。

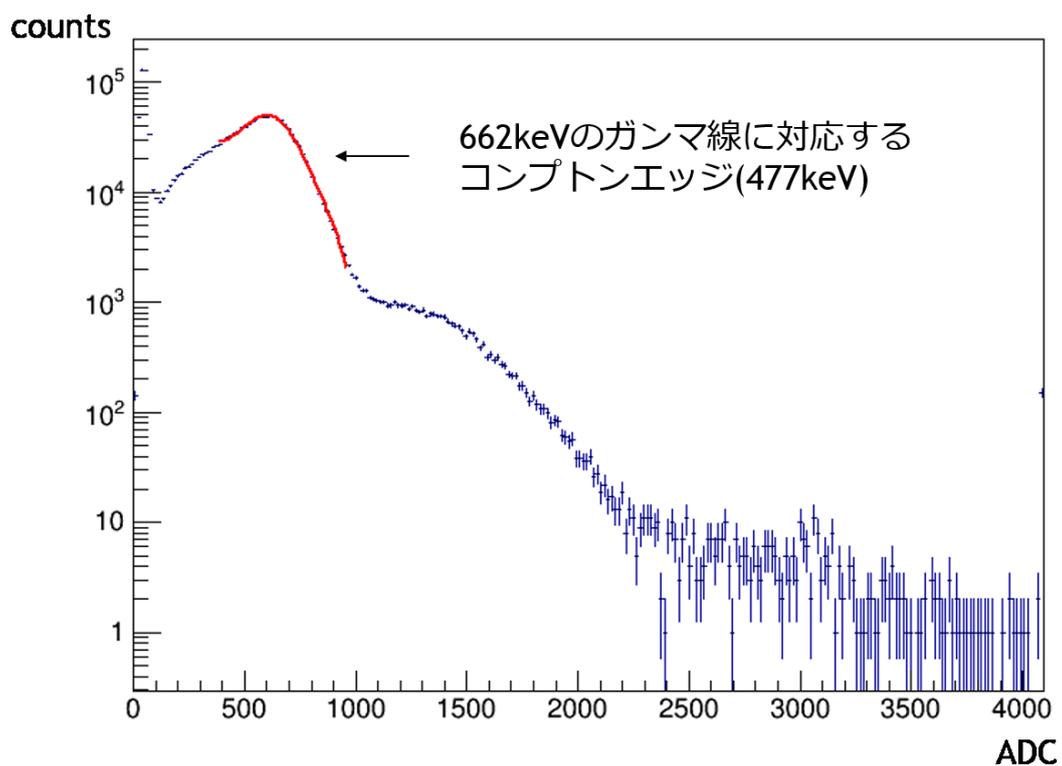


図 4.15: ^{137}Cs のスペクトル コンプトンエッジを赤のラインのようにフィットしてエネルギー較正に利用した。

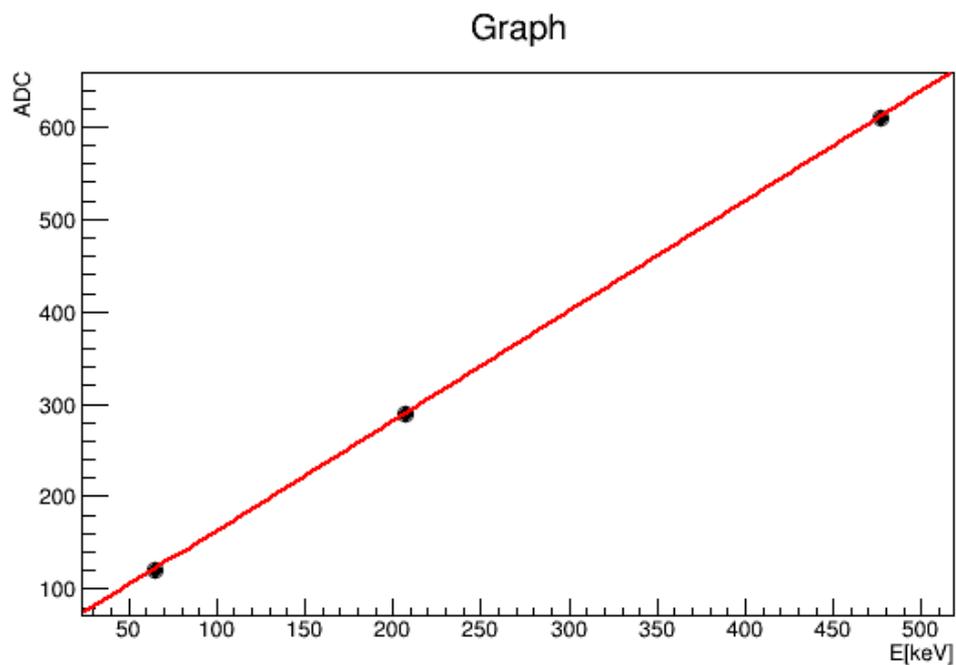


図 4.16: 液体シンチレータ検出器のエネルギー較正

も発生するガンマ線であり ^{252}Cf での分布にのみ存在する成分がガンマ線とは信号波形の違う粒子、中性子であることがわかる。この方法でガンマ線と中性子を判別し、液体シンチレータ検出器を中性子検出器として使用する。

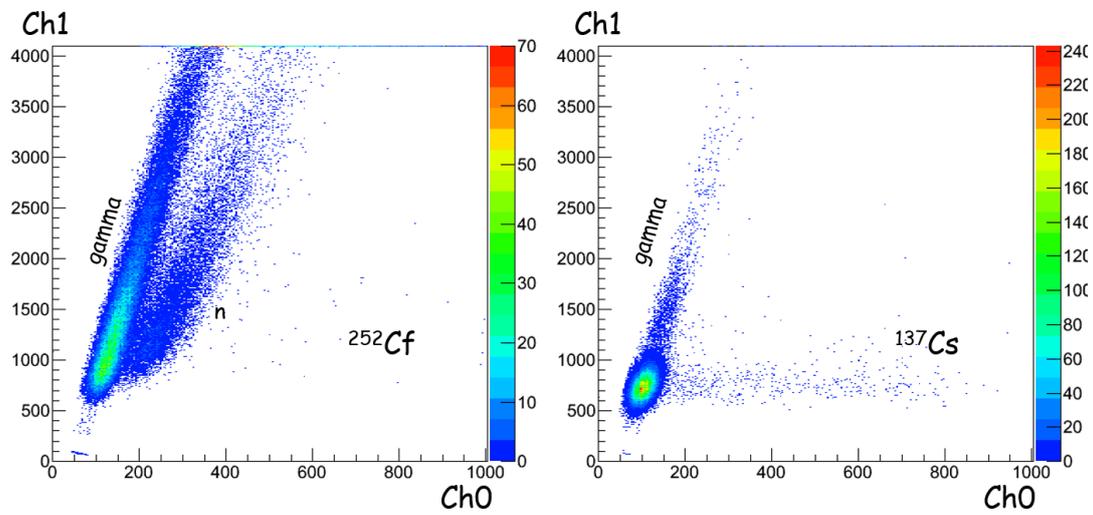


図 4.17: 信号波形によるガンマ線と中性子の判別

4.2.2 構築した放射線環境の実測評価

ガンマ線検出器である GSO シンチレータ検出器で測定したスペクトルを図 4.18 と図 4.19 に示す。図 4.18 をみると対消滅による 511keV のピーク、施設内の Co^{60} 由来と思われる 1173keV、1332keV のピークなどが目立つが、全体的には数 MeV まで伸びる連続的なスペクトル構造をしている。また図 4.19 から 3.5MeV と 5MeV あたりにピーク構造が見られる。

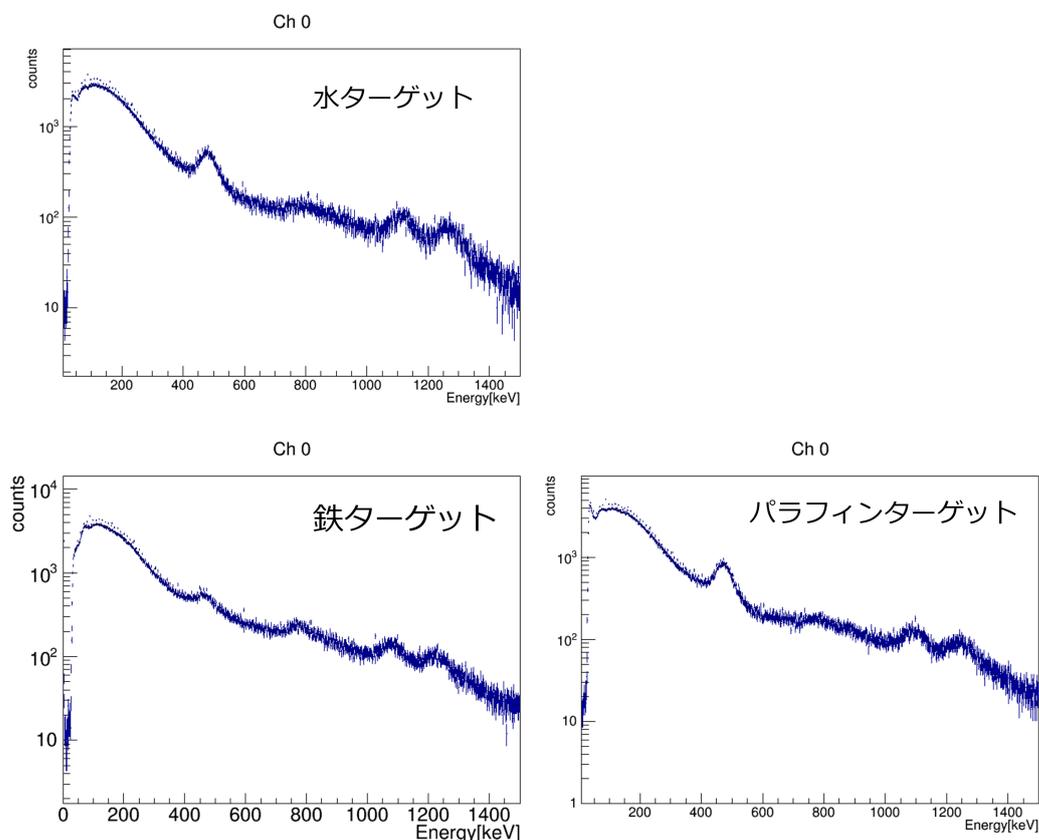


図 4.18: 高ゲイン GSO シンチレータ検出器のエネルギースペクトル (0-1.5MeV)

図 4.20 に示したのは横軸を液体シンチレータの信号全体の電荷の ADC 値をエネルギーに換算した値、縦軸を遅発成分の電荷の ADC 値として測定データをプロットした 2 次元ヒストグラムである。液体シンチレータと反応する主要な粒子である中性子とガンマ線が分離できており、中性子はガンマ線に対しておおよそ 10 % 程の割合となった。

以上の結果から実験環境は宇宙環境のように、ガンマ線は連続的なエネルギー分布を持ち、またガンマ線と中性子が混在する環境が再現されていることを確認できた。

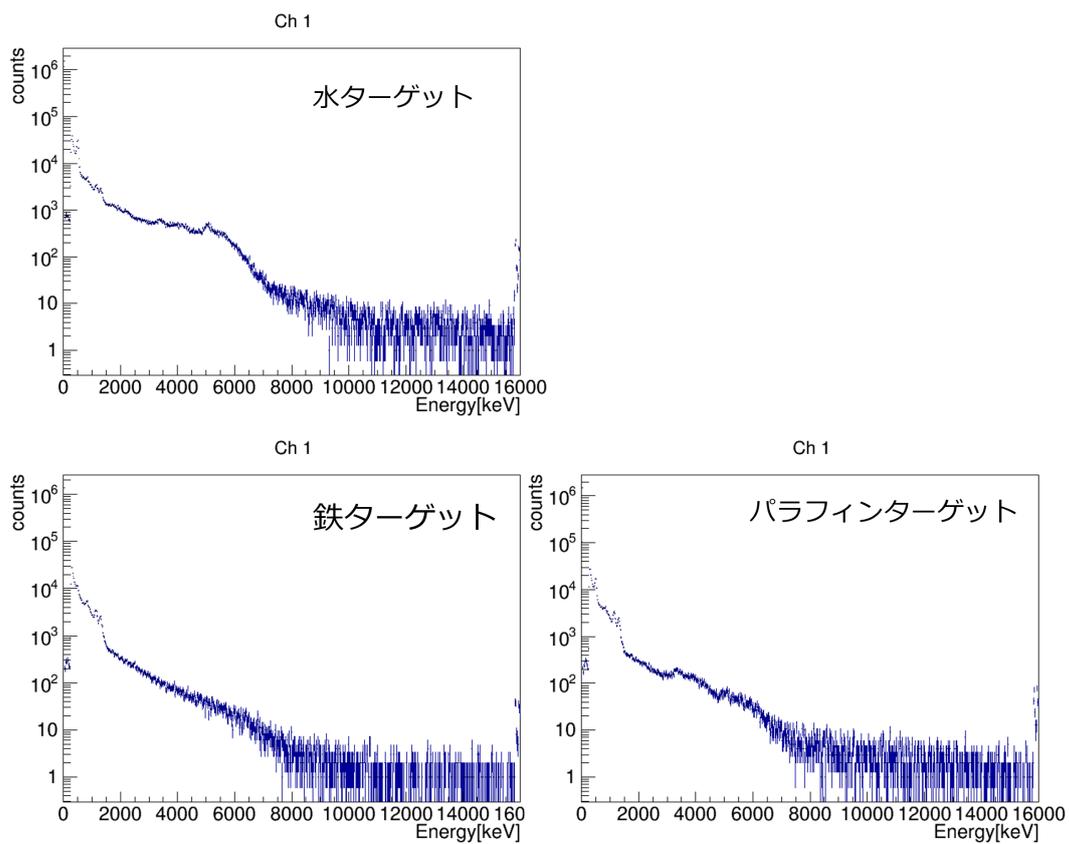


図 4.19: 低ゲイン GSO シンチレータ検出器のエネルギースペクトル (0-16MeV)

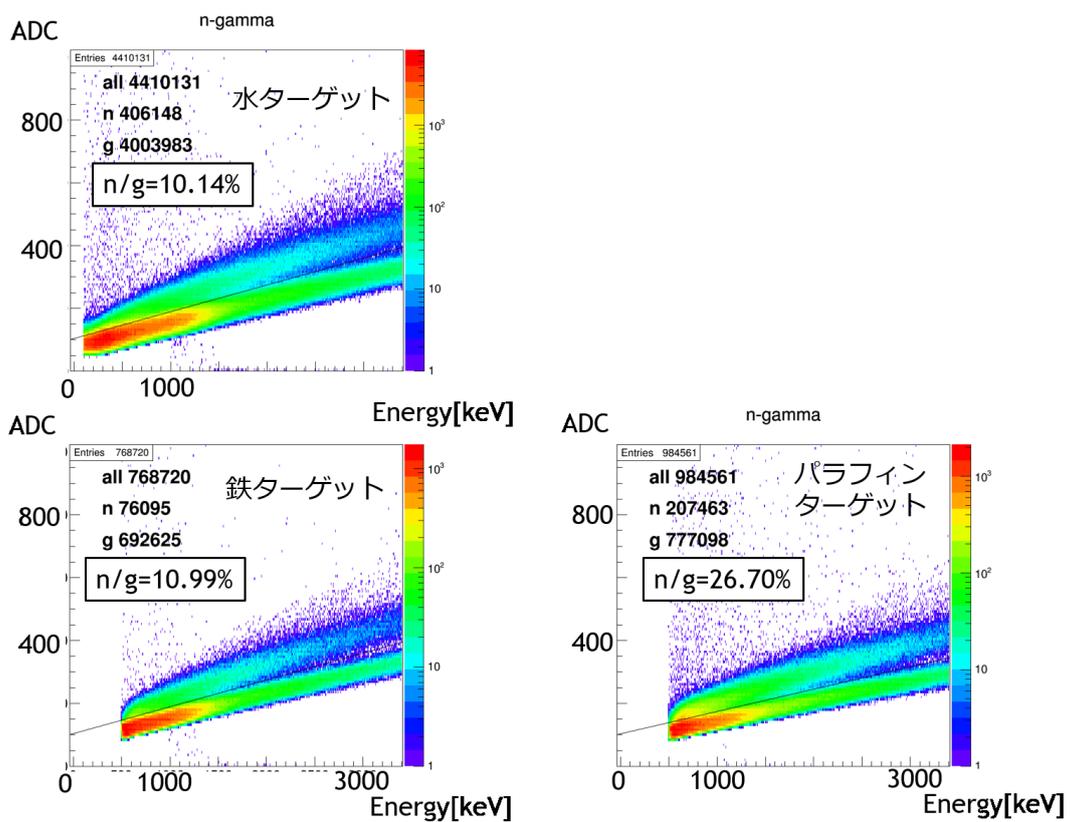


図 4.20: 中性子検出器の信号波形によるガンマ線と中性子の判別 それぞれのターゲットについておおよその n/γ を示す。

4.3 Geant4シミュレーションによる実験環境の評価

ETCCに入射する中性子の数などより詳細な放射線環境の情報を得るために前述のビーム実験環境を Geant4 を用いて評価した。Geant4 のバージョンは 10.0.0-p01 を使用した。

4.3.1 Geant4 概要

Geant4 は C++ をベースにしたシミュレーションツールであり、粒子の相互作用を計算する。主に高エネルギー物理学、素粒子物理学、原子核物理学の分野でよく用いられる。図 4.21 のように初期条件として設定した 1 次粒子に対して断面積から計算される確率に基づいて次に相互作用を起こす位置が決められる (step)。この step を繰り返し粒子の運動エネルギーが 0 になるか定義した空間の境界に達するまで続ける。2 次粒子が発生するような相互作用が起きた場合にはその 2 次粒子も同様に step 毎の処理が行われる。ユーザーは粒子のエネルギー、運動量、位置などの情報を自由に取得することができる。ユーザーは空間に存在する構造体 (ジオメトリ)・考慮すべき相互作用・初期条件としての 1 次粒子を設定することでシミュレーションを行いたい状況を再現する。本シミュレーションは前述のビーム実験の状況を再現している。

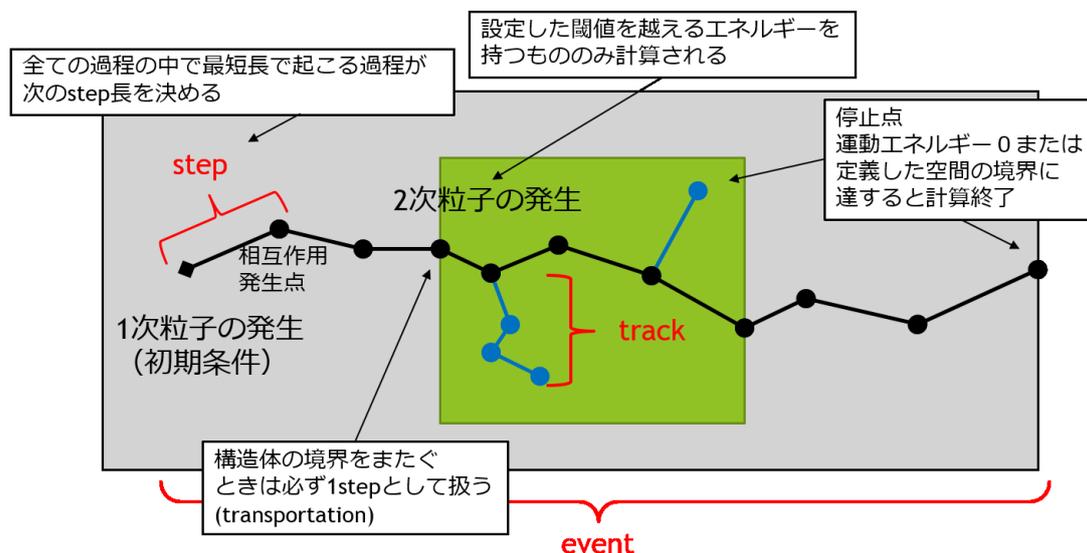


図 4.21: Geant4 が定義する空間内で 1 つの初期粒子が発生から停止するまでの様子

4.3.2 ジオメトリの設計

ジオメトリは図 4.22 のように作り水槽の周りに ETCC、中性子検出器、GSO シンチレーター、水槽から直接入射する粒子を遮蔽する鉛ブロックを実際のセットアップと同じ位置に配置している。物質の周りには 1 気圧の空気が充ちており、さらに全体を覆う 1 m 厚のコンクリートの壁を実験場所の周囲の物質の代わりに配置している。これは検出器を置いた辺りは図 4.23 のようにコンクリートの壁と床、鉄などの金属製機器やその他多くの物資が雑多に配置されている。ビームライン周りの物質は粒子を散乱することでバックグラウンド源となってくれる。

表 4.1: プロセスごとの発生ガンマ線の数

Physics Lists	制動放射	陽子 非弾性散乱	中性子 非弾性散乱	対消滅	中性子 捕縛	放射性元素 崩壊	その他
QBBC	1455526	986812	1788697	662976	48809	0	6854
QGSP_BIC	1449441	989608	1792470	659096	39214	0	6806
QGSP_BIC_HP	1810892	989788	1762485	805844	1274192	0	9175
QGSP_BERT	963073	3083719	1446131	403106	55483	0	665
QGSP_BERT_HP	1520550	3087751	1311342	665340	1513024	0	673
FTFP_BERT	959716	3077663	1438862	402818	54680	0	623
FTFP_BERT_HP	1518940	3081659	1306226	665786	1511090	0	715
Shielding	1580538	3083631	1303732	1044364	1513700	167561	730

表 4.2: Physics Lists による発生ガンマ線の数とそれに対する中性子の数の割合

Physics Lists	ガンマ線			n/ γ		
	all	ETCC	LS	all	ETCC	LS
QBBC	1271962	6230	2200	0.57	0.74	0.40
QGSP_BIC	1265092	6279	2236	0.65	1.07	0.58
QGSP_BIC_HP	1285073	8074	2431	0.61	1.07	0.63
QGSP_BERT	3218336	9521	4755	0.26	0.85	0.27
QGSP_BERT_HP	3290144	11976	5374	0.23	0.82	0.37
FTFP_BERT	3210366	9237	4748	0.26	0.88	0.36
FTFP_BERT_HP	3281819	11855	5265	0.23	0.83	0.37
Shielding	3638533	12976	5894	0.21	0.75	0.34

4.3.3 実験に対するシミュレーションの再現性

物理プロセスの選択

Geant4d ではあらかじめ分野毎に典型的な物理プロセスが用意されている。これはエネルギー領域別に適切な物理モデルを選択し1つのパッケージ (Physics List) としてまとめたもので、ユーザーは適切な Physics List を指定することで簡単に物理プロセスの設定を行える。

本シミュレーションを行うにあたって基本的な Physics Lists の中から最適なものを検証する。基本的な Physics Lists として8つ (QBBC, QGSP_BIC, QGSP_BIC_HP, QGSP_BERT, QGSP_BERT_HP, FTFP_BERT, FTFP_BERT_HP, Shielding) を比較する。表 4.1 にこの Physics Lists 別に、前述のジオメトリ通り水ターゲットに初期粒子として140 MeVの陽子を 10^7 個照射したときに生じるガンマ線が何の相互作用で発生したかをまとめている。表 4.2 には Physics Lists 別の、発生したガンマ線が水槽を抜け出た数、ETCCに入射した数、液体シンチレータ検出器に入射した数をまとめた。加えて発生した中性子の数の発生ガンマ線数に対する比率 (n/γ) も示している。

まず表 4.1 の中性子捕縛の列に注目すると、数が 10^6 個以上となっている Physics Lists (QGSP_BIC_HP, QGSP_BERT_HP, FTFP_BERT_HP, Shielding) に対して、それ以外は数が2桁以上落ちている。これは中性子の高精度なモデルを採用した HP という物理モデルの影響であり (Shielding は HP

を含んでいる) HP を持たない Physics Lists の方は本来中性子捕縛によって発生するべきガンマ線が計算されていないと考えられる。よって最適な Physics Lists は HP を持つ 4 つに絞られる。

次に表 4.2 の水から抜けたガンマ線の数に注目すると、QGSP_BIC_HP は他の 3 つの 1/3 程度と少なくなっている。そのため ETCC に入射した数、液体シンチレータ検出器に入射した数も減少し、ガンマ線数の減少により n/γ は大きくなっている。この傾向を表 4.1 から探すと、陽子非弾性散乱により発生するガンマ線の数がやはり他の 3 つの 1/3 程度と少ない。この原因は BIC モデルと BERT モデルの差異であり、本来発生すべきガンマ線が BIC モデルでは計算されていないと考え、最適な Physics Lists を QGSP_BERT_HP, FTFP_BERT_HP, Shielding の 3 つに絞る。

最後にこれら 3 つの Physics Lists については、発生ガンマ線の数、 n/γ 、対消滅と放射性元素崩壊以外のプロセスによる発生ガンマ線数は全て 10% 程度のずれに収まっており、本シミュレーション上でのこれらの違いはほとんどないとする。ただし、Shielding は FTFP_BERT_HP をさらに詳細な中性子の断面積データで拡張したものであり唯一放射性元素の存在を考慮しているので、本シミュレーションでは最適な Physics Lists として Shielding を選択し、以降は Shielding から得られたデータでの議論となる。物理プロセスによる系統誤差は前述のずれから $\sim 10\%$ といえる。

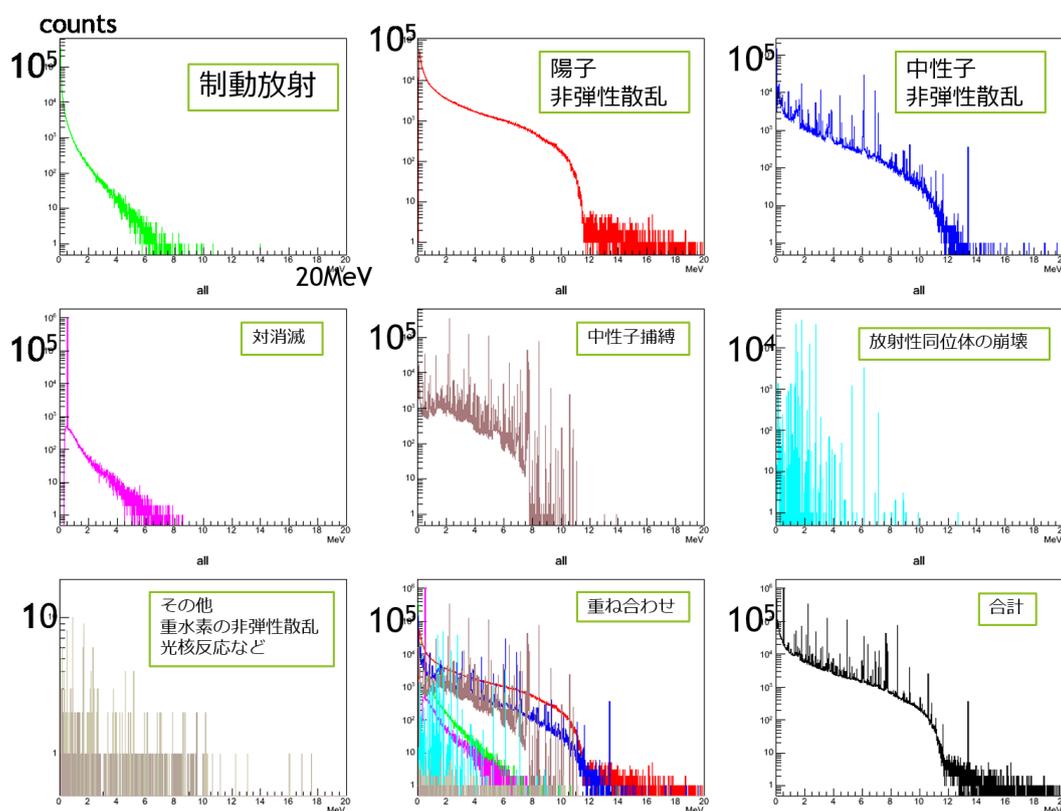


図 4.24: Shielding における発生プロセス別のガンマ線スペクトル (0-20MeV) 初期粒子として 140MeV の粒子を水ターゲットに照射している。

4.3.4 構築した実験環境の検証

ガンマ線スペクトル

まずガンマ線スペクトルの構造を図 4.25 と図 4.26 で確認する。図 4.25 と図 4.26 は同じデータのものであり、140MeV の陽子を水ターゲットあるいは鉄ターゲットに照射したときに発生する全てのガンマ線を数え上げている。全体的な特徴として、10MeV 以上まで続く連続的なスペクトルになっている。GSO シンチレータ検出器の実測のデータ (図 4.19) でもダイナミックレンジの上限 (16MeV) まで伸びる連続的なスペクトル構造を確認できる。また図 4.19 から水ターゲットのときの実験で 3.5MeV や 5MeV あたりにみられたピークに注目すると、図 4.25 左上の水ターゲットコンクリート有りのデータにはこれらのラインが存在し、右上のコンクリート無しのデータには存在しない。つまり実験データのスペクトル構造を再現するためには本シミュレーションのコンクリートの壁のような散乱させる物質を配置すること必要である。同様にコンクリートを設置した鉄ターゲットの場合においても測定データ (図 4.18) に見られる 511keV や 847keV のラインを説明できる。

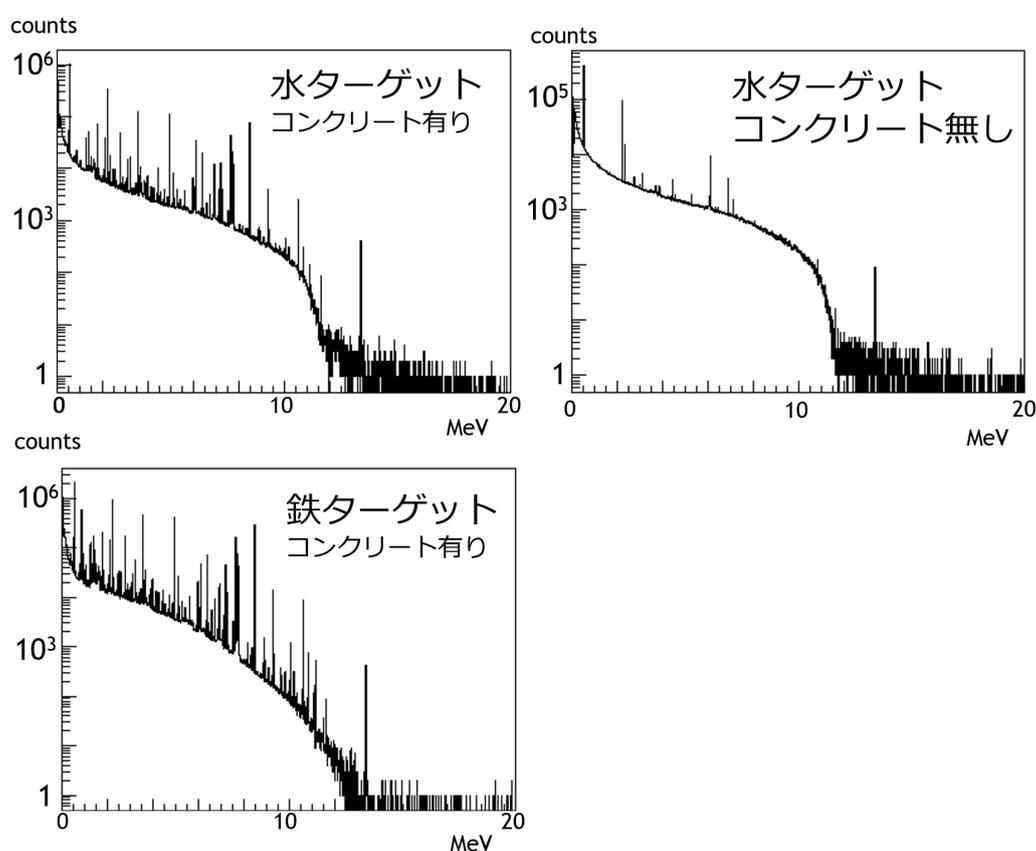


図 4.25: ガンマ線スペクトル (0-20MeV)

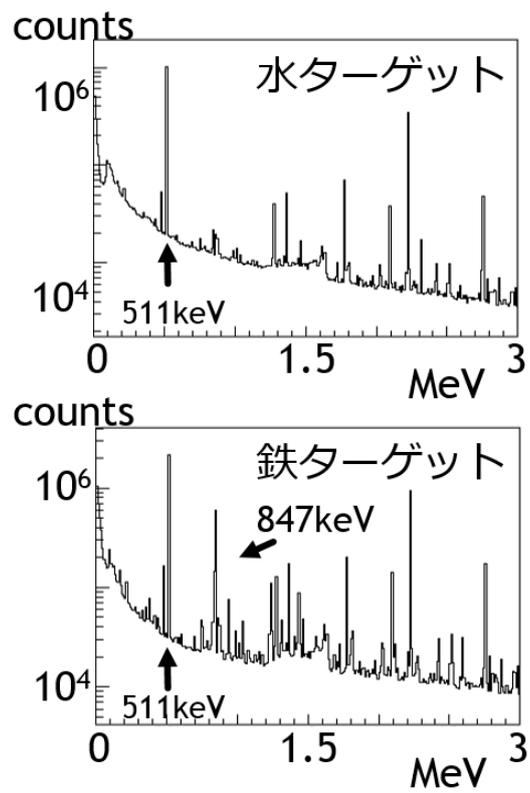


図 4.26: ガンマ線スペクトル (0-3MeV)

表 4.3: シミュレーションと実測値の n/γ

ターゲット	ETCC(シミュレーション)	LS(シミュレーション)	LS(実測値)
水	0.75	0.33	0.22
鉄	0.87	0.42	0.27

表 4.4: 入射方向を $\theta = 20^\circ$ で区切った粒子の数と等方性

コンクリートの有無		$\theta < 20^\circ$	$\theta > 20^\circ$	$\theta < 20^\circ$ の等方性
ガンマ線	あり	1513	444	
	なし	1724	11252	~ 21%
中性子	あり	2381	232	
	なし	2482	7249	~ 21%

ガンマ線に対する中性子の割合

表 4.3 に液体シンチレータ内での n/γ のシミュレーションによる値と実測値および ETCC 内での n/γ の値を示す。シミュレーションでは、ターゲット周りの位置の中ではビーム進行方向の上流側ほど n/γ が小さくなる傾向があり、実際液体シンチレータ検出器は ETCC よりビーム上流側に設置されており、 n/γ の値は小さくなっている。シミュレーション、実測値ともに系統誤差は大きい、水ターゲットと鉄ターゲット両方の場合で、液体シンチレータ内での n/γ は実測値に桁で一致している。このことから実際の ETCC 内での n/γ も 75%程度であったと推測できる。

ETCC に入射する放射線の方向分布

実際の宇宙空間での観測は、拡散ガンマ線や宇宙線、それらと大気や検出器筐体が相互作用して生じる 2 次粒子があらゆる方向から検出器に入る。そのため実験環境のバックグラウンドとしては等方的に粒子が入射する状況が適切である。本実験では陽子線が照射される点から偏って粒子が入射する状況となっていることが懸念される。そこで ETCC への入射粒子の方向分布をみるため、図 4.3 に示した ETCC からみた極座標での入射粒子の方向分布を図 4.27 に示す。この方向分布はガンマ線、中性子を含む全ての粒子について ETCC へ入射したものを数え上げている。左上は図 4.22 のジオメトリ通りでの分布、右上はその中からコンクリートの壁を取り除いた状態での分布である。左上、右上それぞれを射影したものが左下、右下である。おおよその水槽の方向は $(\theta, \phi) = (0^\circ, -50^\circ)$ であり、どちらの図も水槽方向に集中しているものの、コンクリートがある場合はほぼ全方向に均等に分布しており偏りのない実験環境となっている。図 4.27 の測定で $\theta = 20^\circ$ 前後の入射方向におけるガンマ線と中性子の数を表 4.4 にまとめた。コンクリートのない場合、入射方向が $\theta > 20^\circ$ であるものは全体に対してガンマ線で ~ 20%、中性子で ~ 10% となっている。一方、コンクリートのある場合、ガンマ線で ~ 90%、中性子で ~ 70% と、 $\theta > 20^\circ$ のものが卓越している。実際の実験施設でも陽子線ビームによって発生した粒子が大量に存在した周囲の物質により散乱され、様々な方向から検出器内に入射していたと考えられる。

以上より本シミュレーションでは、ETCC 内に連続的なエネルギー分布を持つガンマ線とそれと同程度数の中性子 (75%) がほぼ等方的に入射するような環境、つまり宇宙放射線環境に近い環境となっていることが確認できた。実際の実験環境も、物理プロセスによる系統誤差と n/γ の実験値の誤差から 30%程度の誤差でシミュレーション同様の放射線環境であったと考えられる。

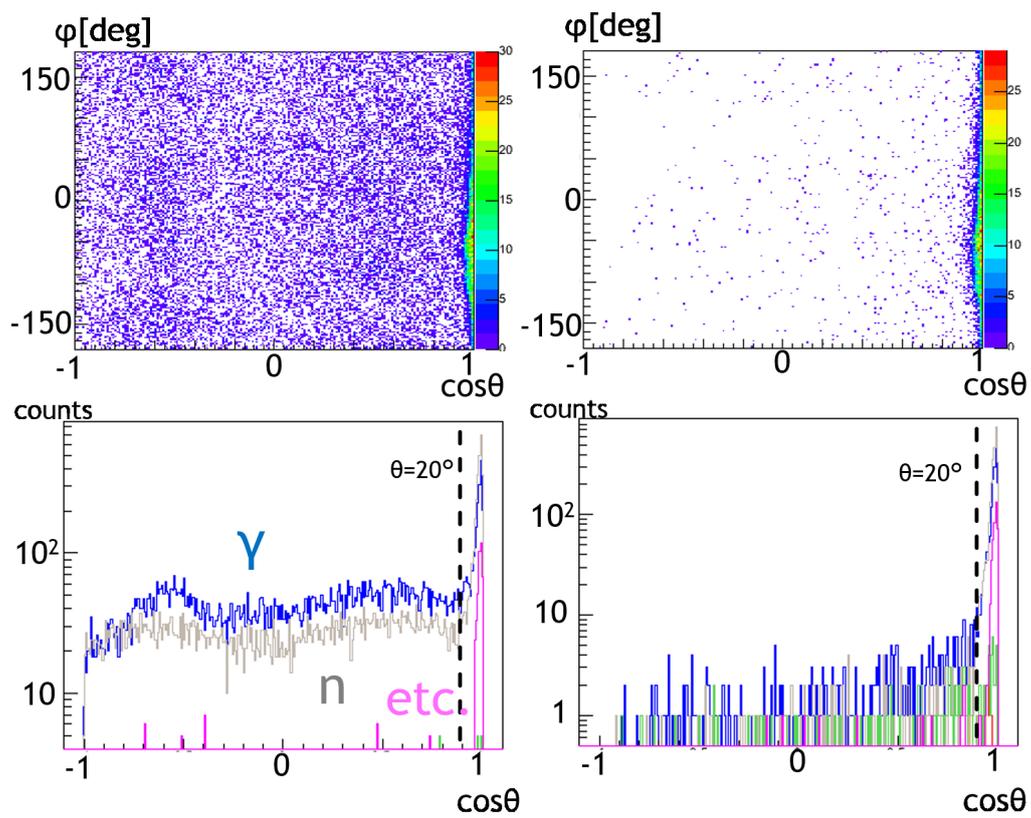


図 4.27: ETCC への全ての入射粒子の方向分布 水ターゲットに対して初期粒子の 140MeV の陽子 10^7 発を照射している。

よってこの方法を用いることで、ETCCのような高感度な検出器の較正を地上で行うことが可能になった、といえる。

4.3.5 条件変更による放射線環境の変化

実験条件を変更することで容易に放射線環境を調整できる点が本実験の長所のひとつである。

エネルギー変更による放射線環境の変化

エネルギーの変更によって全体の放射線量および n/γ の調整が可能である。図4.28に50 MeV,90 MeV,140 MeV,300 MeVの陽子線を水ターゲットに 10^7 発照射したときに水槽から飛び出す粒子のスペクトルを示す。エネルギーが高いほど発生する2次粒子が増えている。特に中性子は陽子の最大エネルギーまで伸びる構造を持ち高エネルギーの中性子を考慮したい際に役立つ特徴となるだろう。当然ながら、ターゲットの大きさや陽子のエネルギーによってビームがターゲットを貫通することには注意が必要である。本実験の奥行き30 cmの水ターゲットの場合、陽子のエネルギーが200 MeV以上で貫通することがわかる。

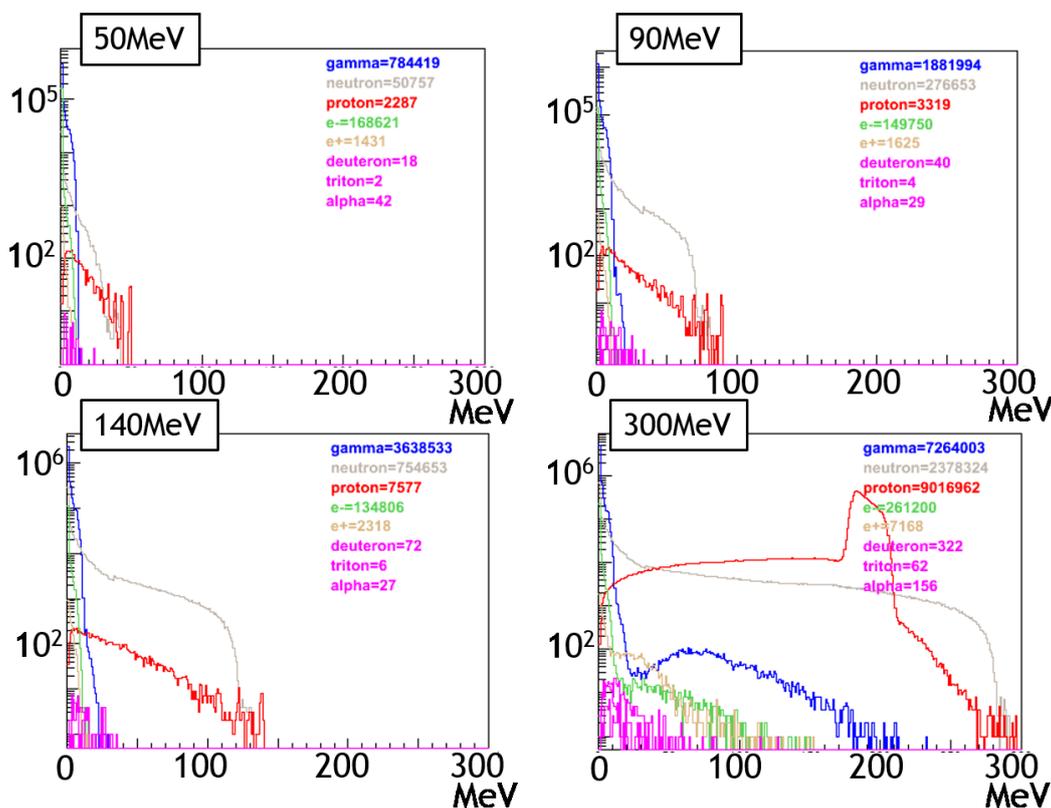


図 4.28: 陽子線エネルギーの違いによるガンマ線、中性子などのスペクトルの変化

ターゲットサイズ変更による放射線環境の変化

ターゲットサイズを変更することでも n/γ を調整することができる。図4.29に水ターゲットの直径が5 cm,10 cm,17 cm,20 cmのときに、140 MeVの陽子線を水ターゲットに 10^7 発照射して水

槽から飛び出した粒子のスペクトルを示す。ガンマ線量は4つの場合でほとんど変化がない。さらに中性子のガンマ線に対する割合と水ターゲットの直径の関係を図 4.30 に示した。ETCC に入射する粒子では、直径 10 cm あたりで割合が最大になる特徴がみえる。

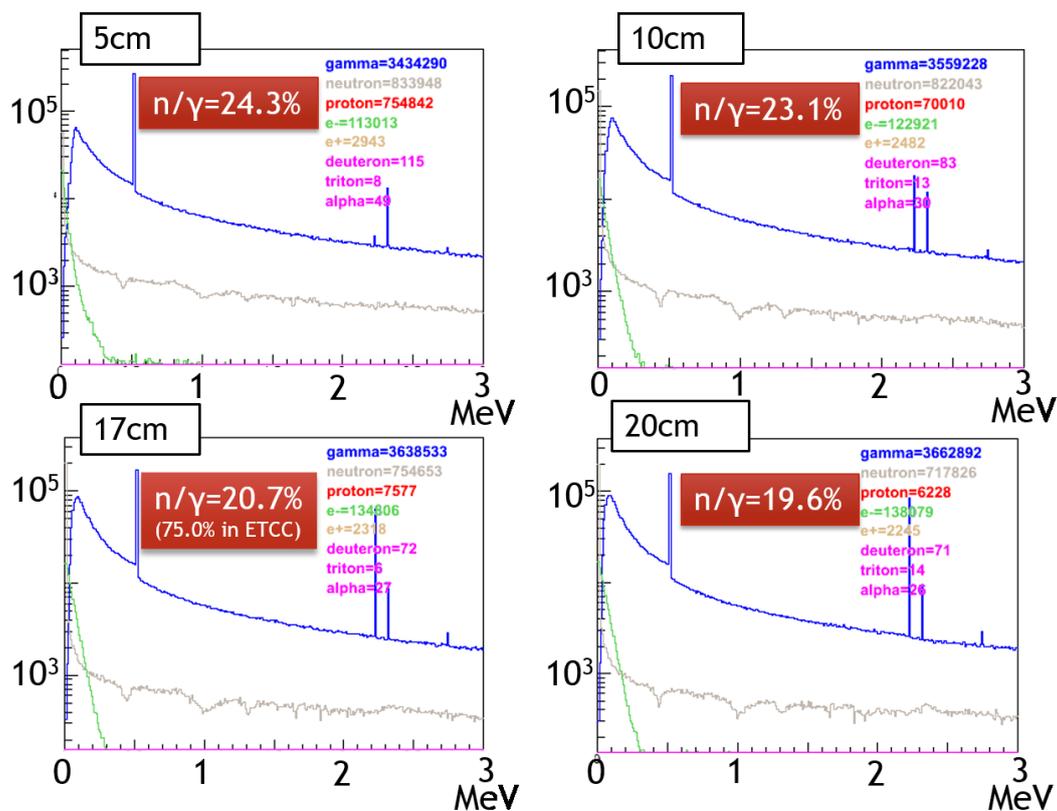


図 4.29: 水ターゲットの大きさの違いによるガンマ線、中性子などのスペクトルの変化

このように変更可能な実験条件である陽子のエネルギーやフラックス、ターゲットの大きさで全体の放射線強度や中性子の量をコントロールできる。大気外で動作させるような機器の放射線環境下での動作試験として扱いやすく、今後様々な機器の地上校正試験において大きな貢献を期待できる。

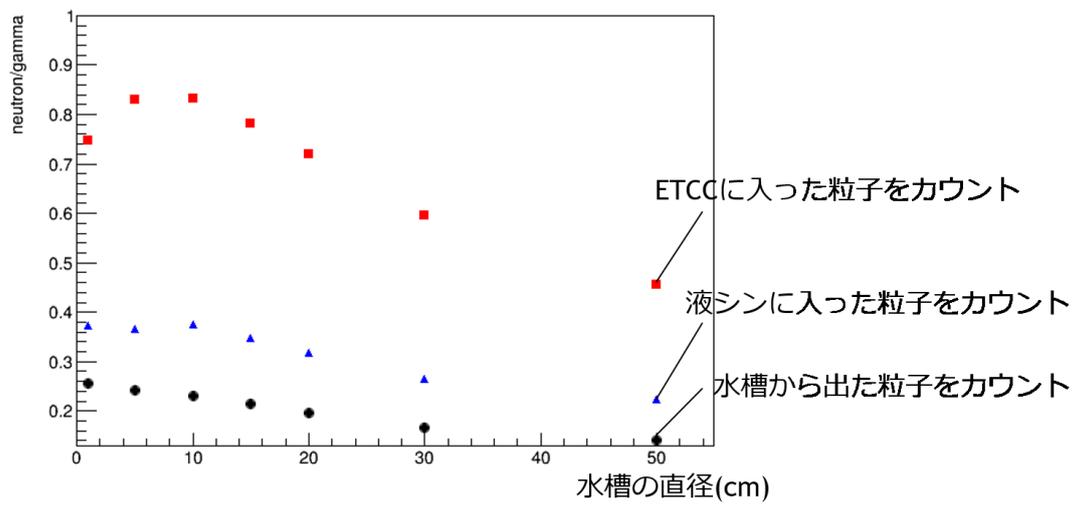


図 4.30: 水ターゲットの大きさと n/γ の関係

第5章 大強度放射線環境における電子飛跡検出型コンプトンカメラの雑音除去性能試験

前章で述べた放射線環境、すなわち n/γ が 75%程度で等方的に大量の放射線が飛来しているであろう環境の中で ETCC の性能試験を行った。宇宙環境を再現した大強度の放射線環境下でも、天体の代わりにガンマ線の点源を検出できるかを確認することが本実験の目的である。

5.1 セットアップ

セットアップは図 4.3 のようになっている。 ^{137}Cs 線源は図 4.3 の位置に置き、140MeV の陽子線を水ターゲットに照射した状態で 185 分間の測定を行った。さらに連続して、差分として線源を取り除いた状態での測定を 183 分間行った。この 2 つの測定のビーム強度は図 4.6 に示した。前述した通り 2 測定間のビーム強度平均のずれは 5%以内である。測定レートは $\sim 500\text{Hz}$ であり、気球実験で想定される値の 5 倍という大強度な放射線環境であった。

5.2 ガンマ線のコンプトン散乱事象の再構成

再構成されるべき正しいイベントは、線源から発生した 662keV のガンマ線が TPC 内でコンプトン散乱を起こし、その散乱ガンマ線がシンチレーションカメラに捕らえられた、というイベントである。しかし 3.2 節で述べたように、得られたデータには様々な雑音が存在しうる。ここではその雑音を除去するためのイベントに対する解析上の判定条件を挙げる。記述した順に判定をしていく。

dE/dx カット

電子のエネルギーと飛程の関係は理論的に求まる。図 5.1 にこの測定で得られた荷電粒子のエネルギーと飛程の相関を示した。図中の赤の破線が理論上の電子のエネルギーと飛程の関係である。そのためコンプトン散乱の反跳電子が TPC 内で止まったものは赤の破線付近の領域に分布すると考えられる。TPC から飛び出した電子はその距離で止まる電子より落とすエネルギーが小さいためこの破線より左側に分布する。一方、中性子などに散乱された原子核は電子よりも距離に対して落とすエネルギーが大きいため破線より右側に分布する。ミュオンなどの最小電離粒子は破線左側の直線上に集中した分布になっている。コンプトン散乱の反跳電子として以下のような関係式で定義した破線周りの領域を選ぶことにする。

$$\begin{cases} \text{Range} < 7.1/1.74 \times 10^3 \cdot \text{Ke}^{1.72-0.22} + 35 \\ \text{Range} > 7.1/1.74 \times 10^3 \cdot \text{Ke}^{1.72+0.22} + 10 \\ \text{Range} < 325 \end{cases}$$

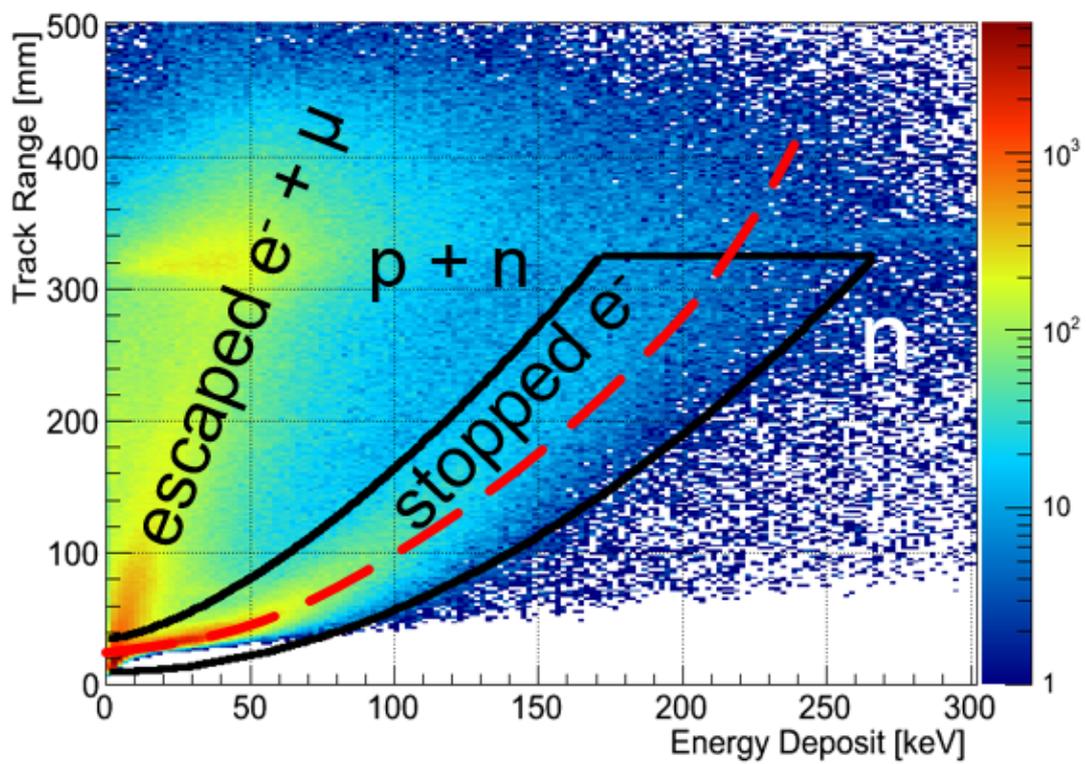


図 5.1: 荷電粒子のエネルギーと飛程の相関 赤の破線が理論上の電子のエネルギーと飛程の関係を表す。黒線で囲った領域のイベントを選択する。

表 5.1: シミュレーションと実測値の n/γ

カット	イベント数
raw	1139095
dE/dx	332844
fiducial	120548
2pi	90024
energy	9905

fiducial カット

次に散乱点が TPC 内に存在するかどうかを判定条件とする。現状では飛跡解析の精度が悪く、正しい散乱点を計算できないイベントがあるため、この判定が有用となる。具体的には、電場の歪みなども考慮して以下の領域で散乱が起こったイベントを選ぶ。 μ -PIC 中心を原点として、図 4.3 の座標系で

$$\left\{ \begin{array}{l} -125\text{mm} < x < +110\text{mm} \\ -110\text{mm} < y < +120\text{mm} \\ -30\text{mm} < z < +300\text{mm} \end{array} \right.$$

2pi カット

さらに ETCC 上面側の半球 2π str の範囲からガンマ線が入射しているかを判定条件とする。線源は ETCC 上面側に置いてあり、入射方向が ETCC 後方から到来したと判定されたイベントはガンマ線でない雑音か散乱ガンマ線であるはずなので、これを除外する。

energy カット

最後にイメージングのためにエネルギーバンドに区切って判定を行う。

これらのカットによる ^{137}Cs 線源を置いた測定のイベント数の変化を表 5.1 に示す。energy カットは $662\text{keV} \pm 10\%$ で行っている。

5.3 高雑音下における ETCC の性能評価

エネルギースペクトルとイメージ

^{137}Cs 線源を置いた測定によって得られたエネルギースペクトルを図 5.2 に示す。黒のプロットはカットなしの生スペクトルである。ここから dE/dx カットと fiducial カットによって雑音を一桁程度削減し図 5.2 の赤のプロットとなる。線源を設置せずに行った測定についても同様に処理し青のプロットが得られた。2つのスペクトルの差分が緑のプロットである。雑音に埋もれていた線源から発生する 662keV のガンマ線を live time に換算して 10 分で 12σ の高い有意度で検出している。

この測定のイメージを図 5.3 に示す。dE/dx による雑音除去後のイベントの内、左は energy カットを $511\text{keV} \pm 10\%$ にしたイメージ、右は $662\text{keV} \pm 10\%$ にしたイメージである。 $511\text{keV} \pm 10\%$ のガンマ線は視野中心から全体に 10° ほど広がった領域に分布しているのに対して、 $662\text{keV} \pm 10\%$

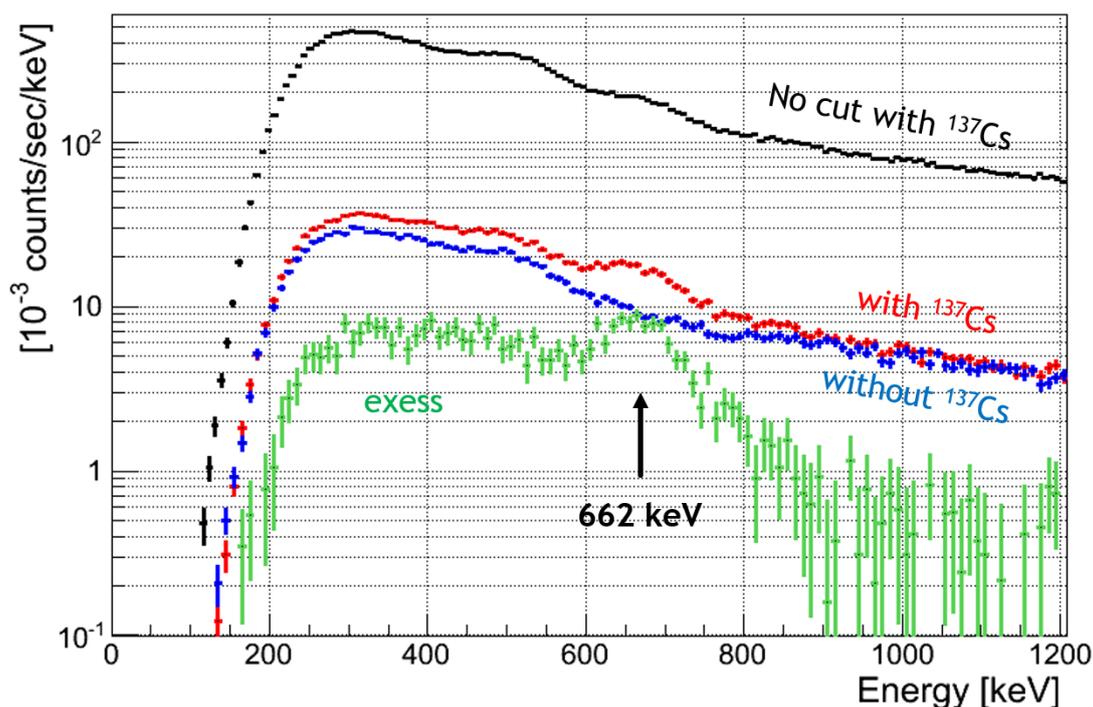


図 5.2: カット後のエネルギースペクトル

のガンマ線は線源を中心に 5° という角度分解能程度の広がり一点に集中している。この比較により高雑音環境においても撮像能力を維持した天体のイメージングが可能であることがわかる。

雑音除去能力

図 5.4 に ETCC の有効面積を示す。直線や破線はシミュレーションであり、プロットが地上環境での試験による実測値である。本 ETCC フライトモデルの地上環境での実測値は紫のプロットであり、662keV における値は 0.13cm^2 となっている。一方、本実験で得られた図の差分のスペクトルを線源からのガンマ線として、線源の強度 1.2MBq から有効面積を計算すると 0.19cm^2 となった。雑音を一桁削減しても 45% の範囲で一致している。大量の雑音と信号とを正しく分離できない場合、雑音除去の過程で残すべきイベントも削り結果検出効率が減少することになる。つまり大強度放射線環境下でも検出器の有効面積が変わらないことは雑音除去を適切に行えていることを意味する。

高レートとデッドタイム

図 5.5 に本実験環境および地上環境でのイベントレートとデッドタイムの相関を示した。高レートによるデッドタイムの増加は観測時間に限りのある気球実験において致命的だが、本 ETCC フライトモデルは気球高度で想定される約 100Hz というレートに対してデッドタイムは 20%ほどに抑えられている。

以上の結果により、本 ETCC フライトモデルは気球実験で想定される 5 倍もの高雑音環境下でも検出効率を落とすことなく 1 桁程度の雑音を除去し、高感度な観測を行えることが実証できた。

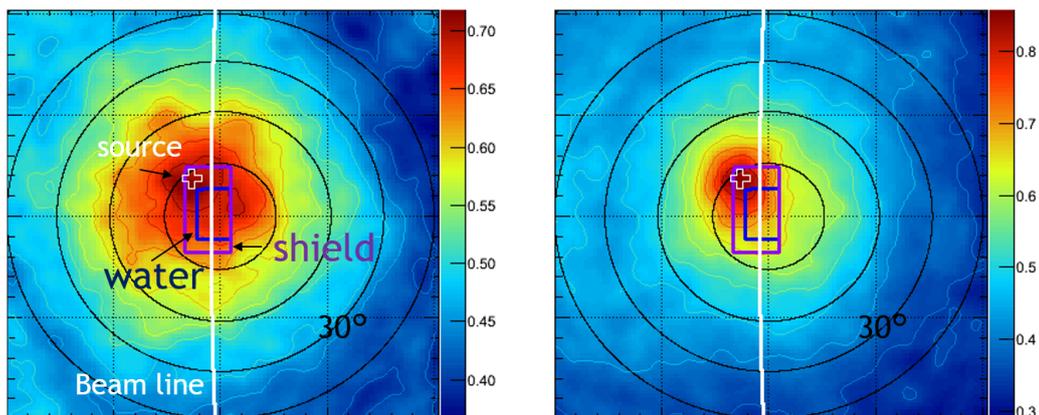


図 5.3: 2つのエネルギーバンドのイメージ 左:511keV±10%を選んだイメージ、右:662keV±10%を選んだイメージ。陽子ビームは上から下に向かって照射している。

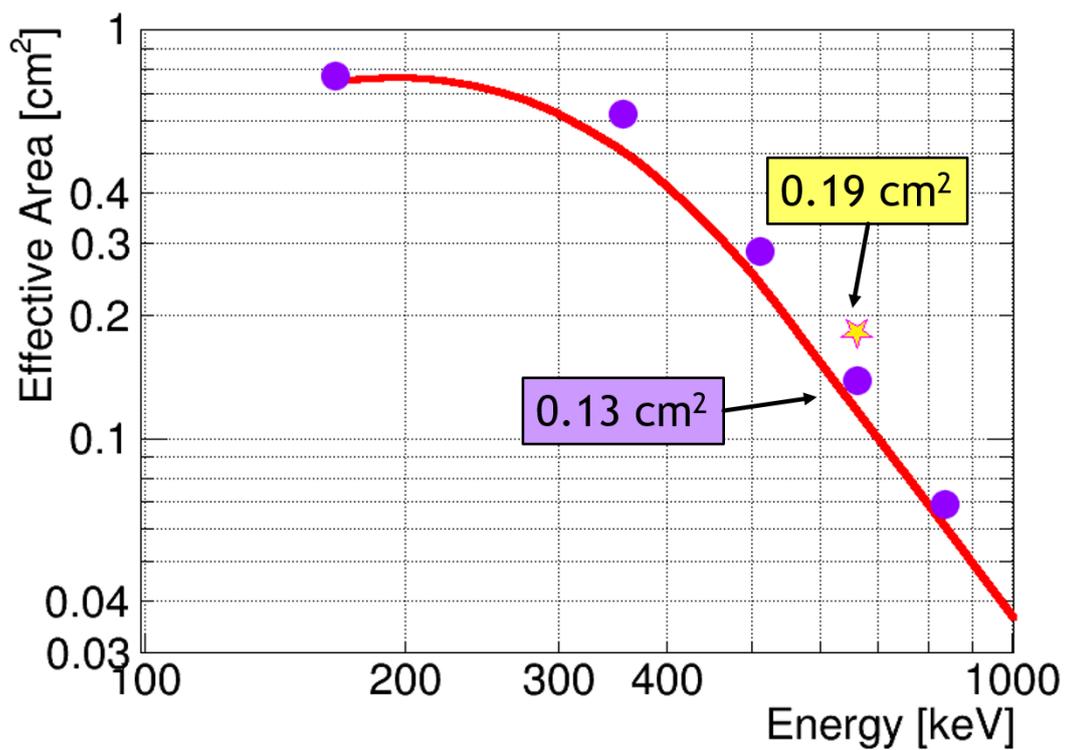


図 5.4: ETCC の有効面積 星印が本実験から得られた値である。

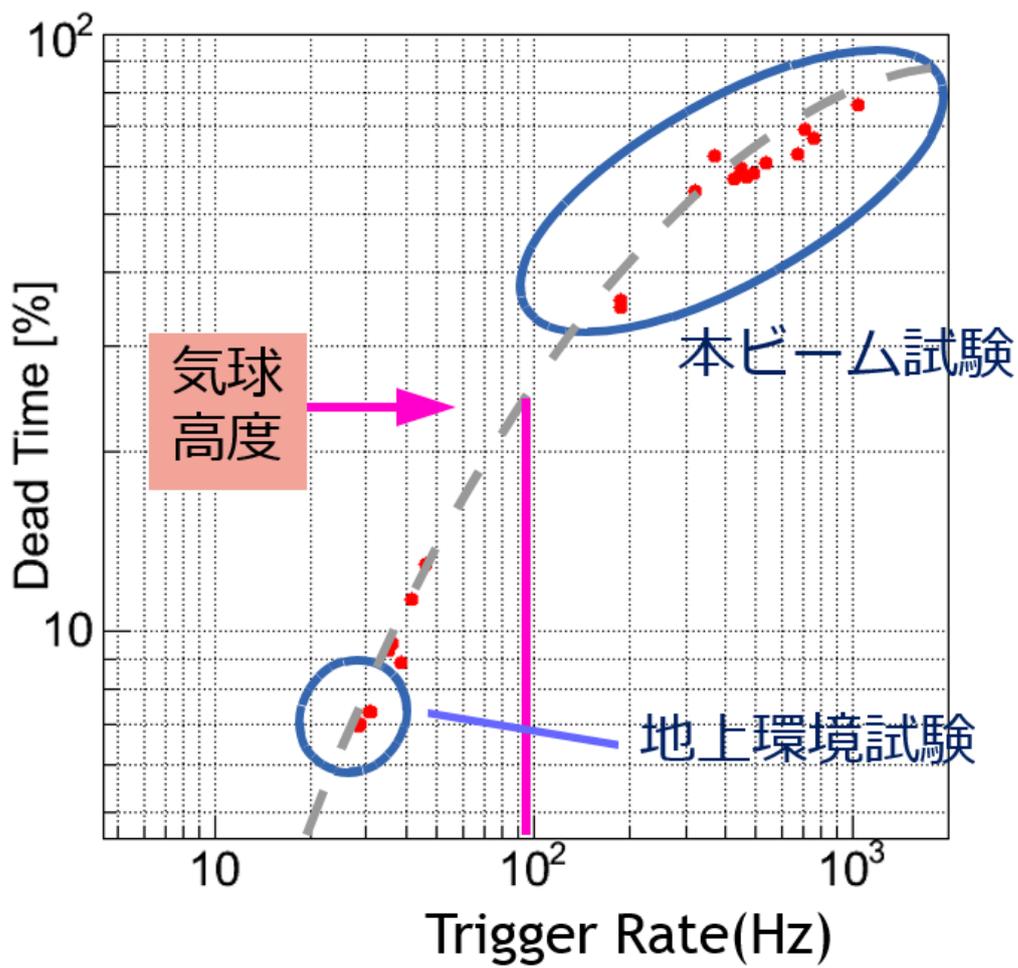


図 5.5: イベントレートに対するデッドタイム

5.4 鉄励起線の測定

前述の水ターゲットでの測定とは別にターゲットを鉄ブロックに変えた測定も行った。これは天体観測においても重要な 847keV の鉄の励起ガンマ線について ETCC の観測性能を確認することが目的である。

5.4.1 鉄の励起ガンマ線 847keV、その他のラインガンマ線

鉄ターゲットでの測定によって得られたスペクトルを図 5.6 に示す。コンプトン散乱として再構成されたイベントを黒のプロットに、 dE/dx による雑音除去と入射ガンマ線の到来方向を鉄ターゲット側の半球内に制限したイベントを緑のプロットに示す。さらにこの測定のイメージである図 5.7 から強く光っているターゲットの周りの青い枠線内のイベントを選択して青のプロットに示している。このスペクトルと生成されるであろう ^{56}Ni と ^{56}Co から発生する主要なラインガンマ線と比較をした (図 5.8)。270keV や 847keV やその他のガンマ線が観測されている兆候がある。今後の検出器改良の過程でより有意な検出が実現されれば、SN2014J における ^{56}Ni からの核ガンマ線の貴重な観測例 [17] のように、Ia 型超新星爆発の観測を行い核ガンマ線検出によるサイエンスを切り拓くと期待できる。

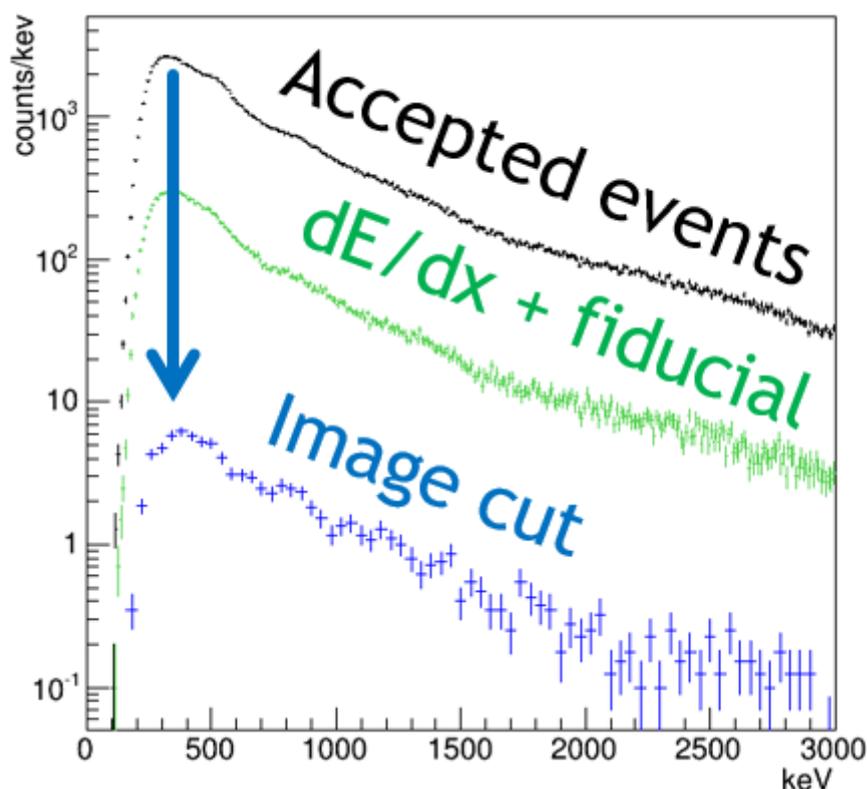


図 5.6: 鉄スペクトル

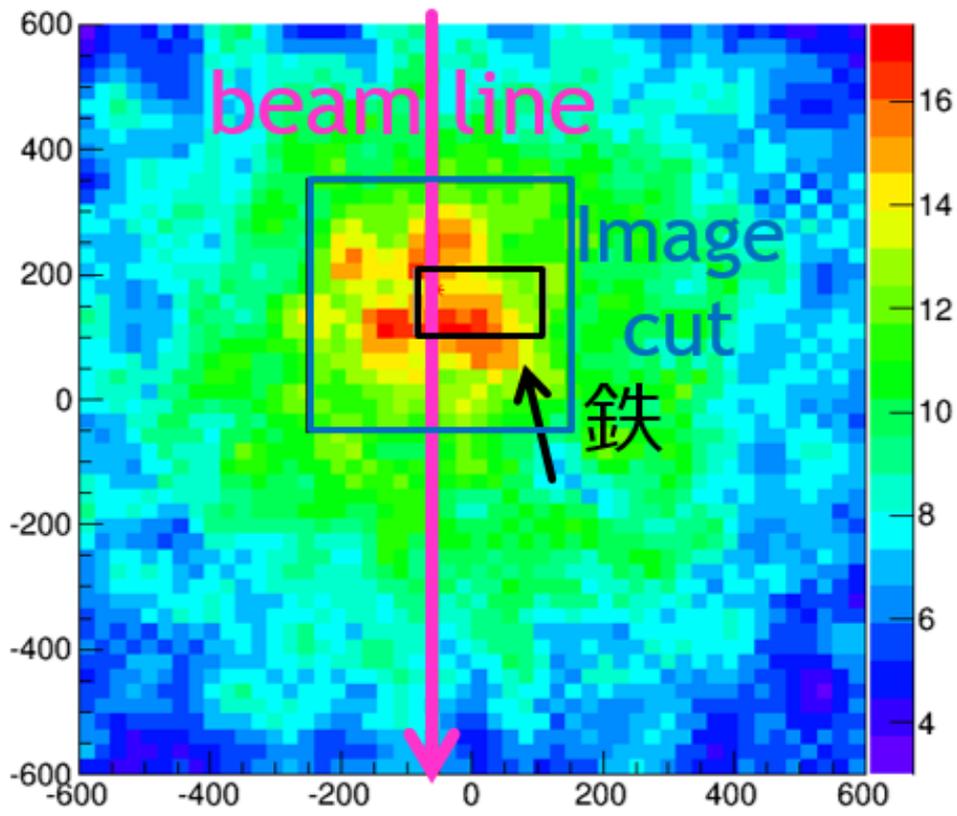


図 5.7: 鉄イメージ

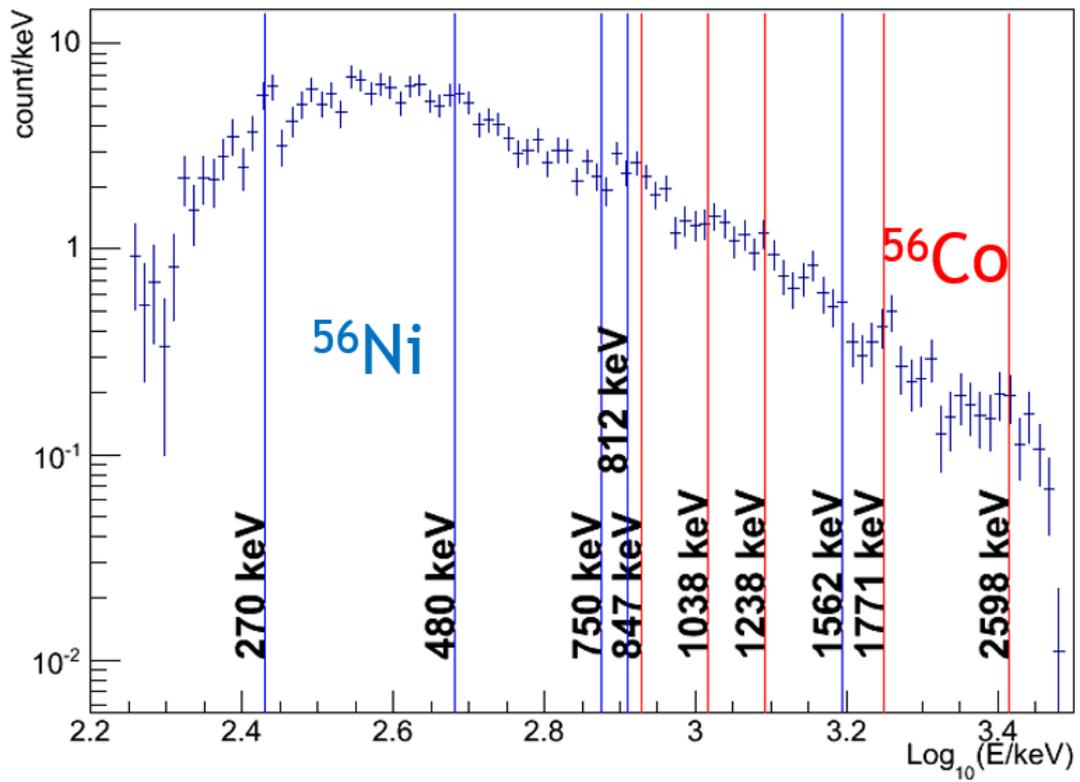


図 5.8: ラインガンマ線

第6章 まとめと今後

MeV ガンマ線天文学の現状

MeV ガンマ線観測は他の領域より進んでおらず、その最大の原因は大量の雑音信号による観測感度の低下である。MeV 以下のガンマ線を観測するにはガンマ線が吸収されない大気の外に検出器を置く必要がある。しかし、大気外に存在する大量の宇宙線、拡散ガンマ線、中性子は全てガンマ線望遠鏡の雑音となり、特に中性子はコンプトンライクな雑音となるのでコンプトンカメラにとっては非常に厄介な MeV 領域特有の雑音である。にもかかわらず気球実験の高度 [4] や衛星高度 [54] では中性子はガンマ線とほぼ同程度存在している。

これまでのコンプトンカメラ、COMPTEL や NCT などはこの宇宙放射線環境の影響を検証する有効な手段がなかったため、上空の大強度放射線環境では地上での想定感度より 10 培近く感度が下がり十分な天体観測が行えなかった [3]。地上試験の時点で大強度の宇宙と似た放射線環境下での検出器の較正試験を行うことが非常に重要であるが、そもそもこれまで地上で宇宙放射線環境を再現する方法が無かった。

宇宙放射線環境の再現

我々は 140 MeV の陽子線を水ターゲットに照射することで宇宙放射線環境に似た状況を作る方法を見つけた。この放射線環境を実際の測定と Geant4 によるシミュレーションによって評価した。宇宙環境 [4] と同様に数 MeV まで伸びる連続的なスペクトル構造と 1:1 程度のガンマ線に対する中性子比で、これらがほぼ等方的に検出器に飛来する環境となっていることを確認している。

ETCC の雑音除去能力の実証

我々が開発している次世代コンプトンカメラ ETCC は高コントラストのイメージと強力な雑音除去能力によって、MeV 領域のガンマ線をこれまでにない高い感度で観測し、MeV ガンマ線天文学を切り拓く次世代のコンプトンカメラである。次期気球実験計画 SMILE-II では、かに星雲のイメージングを目的として (30cm)³ ETCC を用いた観測を予定している。かに星雲を高度 40 km について観測時間 4 時間で有意度 5 σ 以上で検出するために必要な有効面積と角度分解能を現在の (30cm)³ ETCC フライトモデルで実現しており、有効面積は $\sim 1 \text{ cm}^2 @ 300 \text{ keV}$ 、角度分解能は $5.3^\circ @ 662 \text{ keV}$ となっている。

再現した擬似宇宙放射線環境を実際に予想される気球高度での強度の 5 倍にし、その中でフライトモデルの性能試験を行った。その結果、10 分相当の測定時間で 12 σ という高い有意度で 70 cm 先の 0.8MBq 強度の ¹³⁷Cs 線源を検出し、ETCC の雑音除去性能を実証することができた。大強度の放射線によるデッドタイムも問題なく、気球実験で想定されるイベントレート (100-400Hz) に対して 20%程度に抑えられている。5 日間の連続運転にも安定動作した。

この結果から SMILE-II 放球予定地の米国フォートサムナー (北半球) で高度 40 km において 4 時間程度の測定を行えば、かに星雲を 5 σ 以上で観測できると見積もっている。

今後の予定

今後は SMILE-II 実施のために気球実験用電源システムの構築や地上との通信システムの設計を行っていく。将来的には、TPC の大型化や TPC ガスをより検出効率の良いものに変更すること (Ne と CF₄ の混合ガスが候補)、TPC ガスの 3 atm 程度までの高圧化、シンチレーションカメラ用のシンチレータの厚みと面積を増やすことなどによってさらに感度を上げて (図 6.1)、SMILE-III としてかに星雲や Cyg X-1 からのガンマ線偏光の観測を行う。

また、これまで MeV 以上のラインガンマ線の観測はコンプトンライクな中性子の雑音のせいで困難であると考えられていたが、今回の鉄ターゲットの測定で鉄励起の核ガンマ線検出の可能性を示すことができた。今年になって INTEGRAL により SN2014J のラインガンマ線が観測されたが、これでようやく 2 例目であり精度も 4σ と悪い。ETCC ならイメージングによって良い精度で ⁵⁶Co の 847keV のガンマ線に代表される超新星爆発時の核ガンマ線観測を行える可能性があることを今回の実験によって得ている。

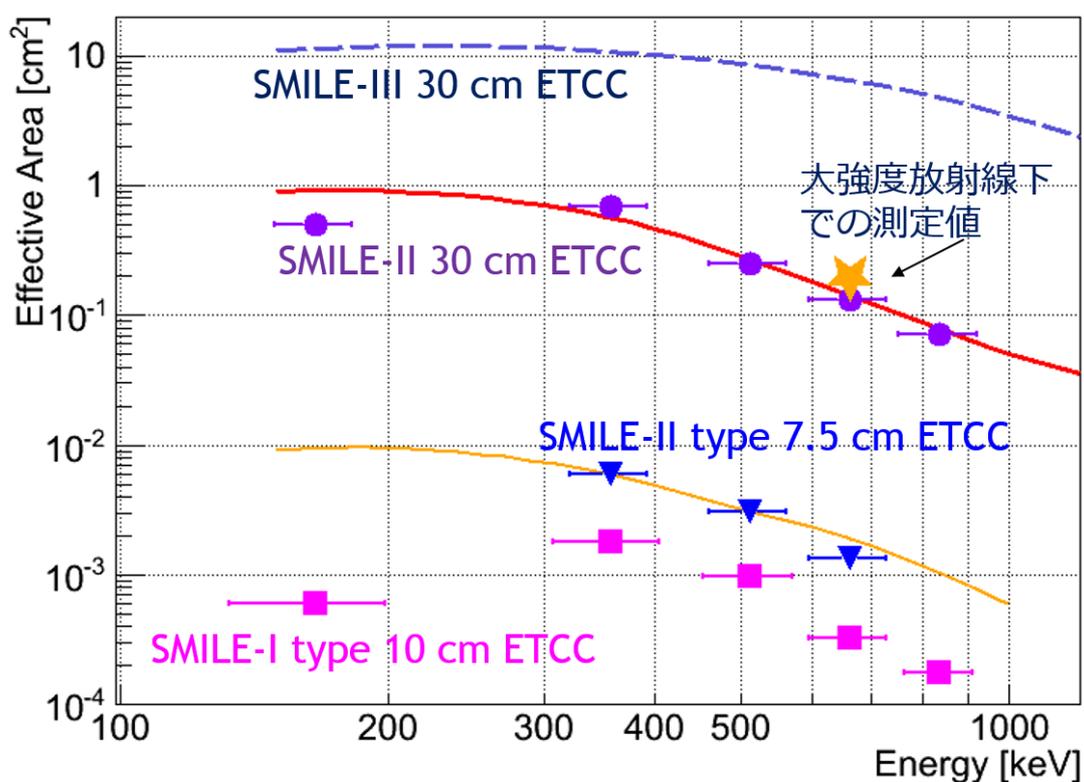


図 6.1: ETCC の感度曲線の変遷 プロットが実測値、ラインがシミュレーションである。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々にお世話になりました。2年間の研究生生活も含めてこの場で感謝の気持ちを述べます。まず誰よりも京都大学教授の谷森達先生に感謝したいと思います。研究に関する全てのことについて指導していただきました。特にミーティングでは私のたどたどしい報告から本質をすぐに理解して結果から何が主張できるのかをアドバイスしてくださいました。また普段は気さくで優しく、私にとって谷森先生が指導教官であったことは幸せなことだったと思っています。京都大学助教の高田淳史先生にはこの2年間最もお世話になりました。天体についての知識、エレクトロニクス、データ解析からスライド作りのノウハウまで様々なことを教えていただき、本論文の内容にも多くの助言をくださいました。ありがとうございました。また水村好貴さんにも最大限の感謝の気持ちを伝えたいです。この一年間は同じ居室で、いつでも私の疑問や問題について親身に答えくださりとても頼もしい存在でした。松岡佳大さんにはETCCの運用やデータ解析について詳しく指導していただきました。同時に研究生生活のことについて気を遣ってくださったことを本当に感謝しています。古村翔太郎さんには特にGeant4について詳しく教えていただき、些細なことを突然ききに言っても丁寧に対応してくださいました。同じMeVガンマ線グループの友野大さん、水本哲矢さん、園田真也さん、岸本哲郎さんには日頃から、そして学会やETCCの測定の時などに大変お世話になりました。澤野達也さん、中村祥吾さんには私が修士1年のときに色々とお世話になりました。また後輩ではありますが、竹村泰斗君、宮本奨平君には真面目に仕事に取り組む姿を見習わせていただきました。最後に、同学年の高田君、土屋君、増田君、松村君に感謝します。彼らのおかげで研究生生活を楽しいものにできました。ありがとう。来年度からの新しい環境でもこの2年間で学んだ経験を生かして活躍していこうと思います。本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] E. Churazov et al.; *Nature* **512** (2014), 406.
- [2] G. Weidenspointner et al.; *A&A* **368** (2001), 347.
- [3] V. Schnfelder; *NewAR* **48** (2004), 193
- [4] T. Mizuno et al.; *Proc.ofSPIE* **7732** (2010), 77323C.
- [5] M.Oda and K. Matshuoka; *Progress in Elementary Particles and Cosmic-Ray Physics*, **10** (1971), 305.
- [6] V. Schönfelder; “The Universe in Gamma Rays”, *Springer* (2001).
- [7] K. S. Cheng, G. E. Romero; “Cosmic Gamma-Ray Sources”, *Kluwer Academic publishers* (2004).
- [8] P. V. Ballmoos; *Experimental Astronomy*, **6** (1995), 85.
- [9] V. Schönfelder et al.; *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143** (2000), 145.
- [10] R. C. Hartman et al.; *ApJS*, **123** (1999) 79.
- [11] NASA; “Fermi’s Latest Gamma-ray Census Highlights Cosmic Mysteries”,
(http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/gamma-ray-census.html)
- [12] F. Acero et al.; submitted to *ApJS*, arXiv:1501.02003v1.
- [13] S. E. Boggs et al.; *ApJ*, **544** (2000), 320.
- [14] M. Pohl; astro-ph/9807267.
- [15] R. A. Chevalier; *Nature*, **355** (1992), 691.
- [16] S.M.Matz et al.; *Nature*, **331** (1988), 416.
- [17] E.Churazov et al.; *Nature*, **512** (2014), 406.
- [18] A. A. Abdo et al.; astro-ph.HE/arXiv:1108.1435v1 (2011).
- [19] A. Lyne and F. G. Smith; “Pulsar Astronomy”, *Cambridge* (2005).
- [20] L. Kuiper et al.; *A&A*, **378** (2001), 918.
- [21] M. L. McConnell et al.; *ApJ*, **572** (2002), 984.
- [22] P. Laurent et al.; *Sci*, **332** (2011), 438L.
- [23] W. R. Purcell et al.; *ApJ*, **491** (1997), 725.

- [24] G. Weidenspointner et al.; *A & A*, **450** (2006), 1013.
- [25] L. Bouchet et al.; *ApJ*, **720** (2010), 1772B.
- [26] R. Schödel et al.; *Nature*, **419** (2002), 694.
- [27] C. M. Urry, P. Padovani; (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html)
- [28] M. Ackermann et al.; *ApJ*, **743** (2011), 171.
- [29] M. Chiaberge et al.; *MNRAS*, **324** (2001), 33.
- [30] L. Maraschi, F. Tavecchio; astro-ph/0102295.
- [31] G. H. Share, R. J. Murphy; *ASP Conference Series*, **206** (2000), 377.
- [32] SCIENCE VOL 323 (2009)
- [33] D. Yonetoku et al.; *ApJ*, **743** (2011), 30.
- [34] Y. Inoue et al.; *APJ*, **776** (2013), 331.
- [35] G. F. Knoll; “Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, *WILEY* (2001).
- [36] XCOM; Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [37] M. S. Longair; “High Energy Astrophysics”, *Cambridge university press*, (1994).
- [38] P. v. Ballmoos et al.; *Exp. Astron.*, **20** (2005), 253.
- [39] P. v. Ballmoos; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*,
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos_1.pdf).
- [40] V. Schönfelder et al.; *ApJS*, **86** (1993), 657.
- [41] J. M. Ryan; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan_1.pdf).
- [42] T. Kamae et al.; *NIM*, **A260** (1987), 254.
- [43] W. Coburn et al.; *Proc. SPIE*, **5898** (2005).
- [44] P. F. Bloser et al.; *New Astronomy Reviews*, **46** (2002), 611.
- [45] Space Sciences Laboratory; *Gallery, NCT array*, High Energy Astrophysics Group, UC Berkeley. (<http://hea.ssl.berkeley.edu/gallery/?wppa-album=1&wppa-photo=3&wppa-occur=1>)
- [46] M. S. Bandstra et al.; *ApJ*, **738** (2011), 8B.
- [47] G. Weidenspointner et al.; *A&A*, **368** (2001), 347.
- [48] A. Zogauer, G. Kanbach; *Proceeding of SPIE*, **4851** (2003), 1302.

- [49] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *NIM*, **B 58** (1991), 6.
- [50] V. Schönfelder; *New Astronomy Reviews*, **48** (2004), 193.
- [51] A. Ochi et al.; *NIM*, **A 478** (2002), 196.
- [52] F. Sauli; *NIM*, **A 386** (1997), 531.
- [53] P. Dorenbos; *Nucl. Instr. and Meth. A*, **486** (2002), 208.
- [54] A. Takada et al.; *ApJ*, **733** (2011), 13.