

荻尾真吾

豪州MeVガンマ線観測気球実験 SMILE-2+における高エネルギー 事象解析

理学研究科物理学·宇宙物理学専攻物理学第二分野宇宙線研究室

0530-32-0013

荻尾 真吾

2022年1月26日

Abstract

銀河中心領域からの MeV ガンマ線拡散放射の起源解明は宇宙物理の最重要課題の一つである。この放射モ デルとして、宇宙線電子と光子との逆コンプトン散乱成分が知られるが、実際の観測強度はモデルより1桁 大きく、解明には MeV ガンマ線の撮像分光が必須である。しかし、MeV ガンマ線は確立したイメージング 技術が無く、広がった放射の観測を困難としている上、多量の雑音が存在することから、他波長帯に比べて2 桁以上感度が悪く、COMPTEL の観測 [23] 以来進展していない。COMPTEL はコンプトン散乱を捉えるが、 電子の反跳方向が得られない為、ガンマ線の到来方向を円環状にしか制限できず、SN 比の悪い不完全な画像 しか得られなかった。我々はこの状況を打破するべく、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera: ETCC) の開発を行っている。ETCC は時間射影チェンバー (TPC) とピクセルシンチレータ アレイ検出器 (PSA) から構成され、それぞれ反跳電子、散乱ガンマ線を検出することで、1 事象毎に入射ガン マ線の運動量を得られる。2018年の豪州気球実験 SMILE-2+では、1日の観測でありながら、銀河中心から の拡散放射を 10σ[56]、かに星雲からの放射を 4.0σ で検出し、ETCC の撮像分光能力の実証に成功した [55]。 但し、この時の解析対象は電子が TPC 内で止まりエネルギーを落とし切る事象 (低エネルギー事象) であり、 反跳電子が TPC を突き抜けて PSA で検出されるような事象 (高エネルギー事象) は解析されていなかった。低 エネルギー事象は PSA でのヒット点が 1 点であるのに対し、高エネルギー事象は 2 点であること、高エネル ギー事象での反跳電子は殆ど最小電離粒子であり、低エネルギー事象解析に抵触してしまうことから、高エネ ルギー事象解析は低エネルギー事象解析と全く独立になる。本研究では、この高エネルギー事象の解析手法を 確立し、今まで PSA のダイナミックレンジにより ≤ 2 MeV までに制限されていた ETCC の取得可能エネル ギー帯域を、≲5 MeV まで拡張した。また、TPC の静電場計算とそれを組み込んだ物理シミュレーションを 行って、地上較正実験と比較した。その結果、1 MeV における有効面積、エネルギー分解能、角度分解能はそ れぞれ、0.02 cm²、30%、10°となった。特に、角度分解能について、電子の飛跡が比較的直線になり反跳方 向が精度良く決まるため、低エネルギー事象の 20°(@1 MeV) に対し大幅に良い。更に、高エネルギー事象解 析を SMILE-2+ 実験のフライトデータに適用し、銀河中心からの拡散スペクトルと放射源画像を得、MeV 帯 域の拡散放射は、≥ 30°以上に広がって分布することが確認された。

目次

第1章	MeV ガンマ線天文学	1
1.1	MeV 帯域における銀河中心からの拡散ガンマ線	1
1.2	高エネルギー光子と物質との相互作用....................................	3
	1.2.1 光電効果	3
	1.2.2 コンプトン散乱	4
	1.2.3 電子陽電子対生成	6
1.3	従来の MeV ガンマ線観測	6
	1.3.1 <i>INTEGRAL</i> /SPI	6
	1.3.2 <i>CGRO</i> /COMPTEL	8
	1.3.3 COSI	11
	1.3.4 次世代 MeV ガンマ線望遠鏡に対する要求	13
第2章	電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC)	14
2.1	検出原理	14
	2.1.1 Doppler broadning と ARM の原理限界	15
	2.1.2 多重散乱と SPD の原理限界	16
	2.1.3 ARM、SPD と角度分解能	16
2.2	ETCC の構成	17
	2.2.1 ガス飛跡検出器	18
	2.2.2 シンチレーション検出器	22
第3章	SMILE-2+ 気球実験と低エネルギー事象解析	25
3.1	SMILE-2+ 気球実験の目的	25
3.2	SMILE-2+ETCC の満たすべき条件	25
3.3	SMILE-2+ 気球実験	28
3.4	低エネルギー事象解析	30
	3.4.1 飛跡の再構成	30
	3.4.2 低エネルギー事象での散乱点、反跳方向の決定	32
	3.4.3 低エネルギー事象の信号選択条件	35
	3.4.4 低エネルギー事象解析結果	36
第4章	高エネルギー事象解析	41
4.1	低エネルギー事象解析との関係....................................	41
4.2	高エネルギー事象解析での入射ガンマ線の再構成................	41
	4.2.1 不感領域における電子のエネルギーの決定	43

4.3	高エネルギー事象解析の信号選択条件....................................	44
4.4	⁶⁰ Co 線源による高エネルギー事象解析の妥当性の確認	52
4.5	高エネルギー事象シミュレーションの開発	54
	4.5.1 ドリフト電場の非一様性の寄与による飛跡の変形	54
	4.5.2 シミュレーションの妥当性の確認	59
4.6	高エネルギー事象解析における信号選択条件パラメータの決定	59
4.7	高エネルギー事象に対する ETCC の検出器応答	65
4.8	フライトデータに対する高エネルギー事象解析................................	66
	4.8.1 議論	71
第5章	まとめと今後	72
5.1	まとめ	72
5.2	今後	72
参考文献		i

第1章

MeV ガンマ線天文学

1.1 MeV 帯域における銀河中心からの拡散ガンマ線

MeV ガンマ線は元素合成などで作られた核ガンマ線を直接観測できる唯一の帯域である一方で、地球には拡 散放射も到来している。この拡散放射のうち、硬 X 線帯域は分解できない点源によって、sub-GeV から GeV ガンマ線の帯域は宇宙線と星間物質との相互作用により生成される π⁰ の崩壊ガンマ線によって説明される [1][2]。一方で、硬 X 線と GeV ガンマ線の中間にあたる MeV ガンマ線帯域での銀河中心領域からの拡散放射 (Galactic Diffuse Gamma-ray: GDG) で知られているのは、宇宙線電子と星由来の光子との逆コンプトン散乱 成分である [2]。元となる宇宙線電子はシンクロトロン放射の電波観測により決まるので、銀河系内の宇宙線シ ミュレーション GALPROP[3] により、逆コンプトン散乱のスペクトルはロバストに推定できる [4]。しかしな がら、図 1.1 で示されるように、観測されている GDG の放射強度は逆コンプトン散乱のそれより数倍大きい。



図 1.1 MeV ガンマ線帯域での系内拡散放射 [2]。種光子が宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の場合の逆コ ンプトン散乱 (緑点線)。種光子が赤外線の場合の逆コンプトン散乱 (赤破点線)。種光子が可視光の場合の 逆コンプトン散乱 (青破線)。逆コンプトン散乱成分の合計 (黒実線)。*INTEGRAL*/SPI による観測 (黒点)[1]。 COMPTEL による観測 (緑点)[5]

この残差を説明するものとして、① 空間分解できていない点源の重ね合わせ、② weakly interacting massive particle(WIMP)の対消滅、③ 原始ブラックホール (primordial black hole: PBH) からのホーキング輻射が挙げられる。① が起源の場合、GDG の放射は銀河面に集中すると期待される。但し、GDG のエネルギースペク

トルは 0.1 MeV 付近に折れ曲がりを持つ為、硬 X 線領域とは異なる放射機構であることを示している一方、 MeV ガンマ線に特徴的な放射を持つ天体種族は知られていない。もしこのような天体が見つかれば、天文学上 の大きな進展に繋がる。② WIMP は重要な暗黒物質候補の一つで、3 MeV から 120 TeV の間に質量を持つ [6][7]。近年、加速器実験による直接探査等により GeV~TeV の質量領域での存在可能性は大きく制限される結 果となっている為 [8]、GeV 以下の質量領域が注目されている。(但し、宇宙マイクロ波背景放射の観測による 制限から、軽い暗黒物質の質量が \gtrsim 1 GeV でなければならないという議論も存在する [10]。) 軽い WIMP は 対消滅に伴い電子・陽電子やガンマ線を放出し、図 1.2 に示すような鋭い電子陽電子対消滅線と連続成分が合 わさった特徴的なスペクトルを放射すると考えられている。ここで、銀河回転曲線から予測される暗黒物質の



図 1.2 質量がそれぞれ 10,20,30 MeV の WIMP が放射するガンマ線のスペクトル [9]

ハロー状の空間分布について、例えば次のような NFW モデルがある [11]。

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r_2}{r_s}\right)} \tag{1.1}$$

ρ_s,rs は銀河毎に固有のパラメータであり、我々の存在する天の川銀河では

$$\rho_s = 0.276 \pm 0.034 \, \text{GeV/cm}^3 \tag{1.2}$$

$$r_s = 15.3 \pm 1.1 \text{ kpc}$$
 (1.3)

である [12]。ここで、図 1.3 右は式 (1.1) を視線方向に積分した量で、観測される放射強度に比例し、0 deg からの累積率がちょうど半分になる角度 (Half Power Radius: HPR) は 8.0 deg と鋭い。これは、対消滅をすることから、WIMP 由来のガンマ線の強度は WIMP の空間分布の二乗に比例する為である。③ 宇宙初期の密度揺らぎから生じる PBH も、 10^{16-18} g の PBH は宇宙年齢より十分長い寿命 (~ 10^{15}) 年を持つ有力な暗黒物質候補である。この質量の PBH は、1 MeV 付近に特徴的な熱的スペクトルを持つ Hawking 輻射をする、強度は暗黒物質密度に比例し (図 1.3 左)、その HPR は 50 deg と② より 1 桁大きく広がると予想される。Hawking 輻射は暗黒物質としての PBH 探査だけでなく、ブラックホールと量子論が結び付くほぼ唯一かつ直接的な証拠でもあり、天文学・宇宙物理学以外からも大きな興味が向けられている。



図 1.3 (左)NFW モデルに従う空間分布を視線方向に積分した量。③ の場合の観測放射強度に比例し、 HPR は 50 deg。(右)NFW モデルに従う空間分布の二乗を視線方向に積分した量。② の場合の 観測放射強度に比例し、HPR は 8.0 deg。

このように、① ② ③ のそれぞれが興味深い物理現象と関連している。これらの特徴が現れるのはエネル ギースペクトル及び放射強度マップであり、銀河中心領域の詳細観測が待たれる。しかし、MeV ガンマ線はそ の観測の難しさからエネルギースペクトル・空間分布共に観測の不定性は大きく、GDG 放射機構の議論は進 んでいない。

1.2 高エネルギー光子と物質との相互作用

X 線やガンマ線は電気的に中性な光子であり、検出するためには光子が物質と相互作用して生成された荷電 粒子を捉える必要がある。X 線・ガンマ線のような高エネルギー帯域の光子と物質との相互作用は主に光電効 果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成である。図 1.4 にて、Ar を標的としたときの各相互作用の反応断面積 をエネルギーの関数として示した。図 1.4 から明らかなように、≲ 100 keV の硬 X 線帯域までは光電効果が支 配的だが、~1 MeV ではコンプトン散乱が優位になる。一方、光子のエネルギーが電子と陽電子の質量の合計 1.022 MeV を超えると電子陽電子対生成が起こり始め、≳ 10 MeV ではコンプトン散乱を抑えて優勢になる。 以下ではこれら 3 つの相互作用について説明する。

1.2.1 光電効果

原子に束縛された電子に対し、束縛エネルギーよりも大きいエネルギーを持った光子が入射すると、束縛エネルギーの分を失った運動エネルギーを持つ電子が外に飛び出す。これを光電効果といい、放出された電子を 光電子と呼ぶ。すなわち、光子の入射エネルギーを *E*_γ、光電子のエネルギーを *K*_e、原子による束縛エネル ギーを *E*_{bind} とおくと、次の関係が成り立つ。

$$K_e = E_{\gamma} - E_{\text{bind}} \tag{1.4}$$



図 1.4 Ar における光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の反応断面積のエネルギー依存性 [13]。

 E_{γ} がK 殻の束縛エネルギーより大きい場合、K 殻電子と光電効果を起こす断面積 σ_K が最も大きくなり、 Z, r_0, α, m_e をそれぞれ原子番号、古典電子半径、電磁気の結合定数、電子の静止質量として

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_0^2\right) \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2}$$
(1.5)

で計算される。 σ_K は原子番号 Z の 5 乗に比例し、入射エネルギー E_γ の 7/2 乗に反比例することに注意する。 また、 E_γ 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為、図 1.4 の ように K 殻束縛エネルギー付近で不連続な断面積のジャンプが起こる。

1.2.2 コンプトン散乱

電波等の比較的低エネルギーの光子が、静止した電子に入射したときの代表的な相互作用はトムソン散乱で ある。すなわち、電磁波に含まれる電場の振動に従って電子が振動し、電子から振動周波数に応じた電磁波が 放射されるので、散乱の前後で電磁波のエネルギーは保存する。散乱断面積は

$$\sigma_{\rm Thomson} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \tag{1.6}$$

となり、古典電子半径から計算される衝突断面積より 8/3 倍大きい。

光子のエネルギーが増大するに従って、電子は電場の振動に追随できなくなり、その振幅 A は小さくなって いく。このとき電子の振動による最大の移動距離 d は、振動周期を T、波長を λ として

$$d = 2A \leq cT/2 = \lambda/2 \tag{1.7}$$

と見積もられる。電子の移動距離が小さくなるにつれ、量子論的な揺らぎ Δ*x* が無視できなくなってくる。不 確定性関係より、

$$\Delta x \gtrsim \frac{h}{\Delta p} \sim \frac{h}{m_e c} = \lambda_{\text{Compton}}$$
 (1.8)

となる。 λ_{Compton} はコンプトン波長と呼ばれる量である。 $d \ge \Delta x$ が釣り合うとき、

$$d \leq \Delta x \iff \lambda \leq \lambda_{\text{Compton}} \iff m_e c^2 \leq \frac{hc}{\lambda} = h\nu$$
 (1.9)

のように、光子のエネルギーは電子の静止質量エネルギーと同程度以上になるが、この帯域ではトムソン散乱 の振動による古典的な描像は破綻し、光子と電子は量子論的な弾性散乱を引き起こす。これをコンプトン散乱 と呼ぶ。散乱前の光子のエネルギーを *E_γ* とおくと、散乱後の光子のエネルギー *E'_γ* は散乱角 *φ* に依存し、

$$E_{\gamma}' = \frac{m_e c^2 E_{\gamma}}{E_{\gamma} (1 - \cos \varphi) + m_e c^2} < E_{\gamma}$$

$$(1.10)$$

で与えられ、散乱後のエネルギー E'_y は電子にエネルギーを渡す分小さくなる。微分散乱断面積は有名なクラ イン-仁科の式で与えられる。

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Compton}}}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}}\right)^2 \left(\frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}'} - \sin^2\varphi\right) \tag{1.11}$$

式 (1.11) を図示したのが図 1.5 である。入射エネルギーが大きくなる程、前方散乱が卓越することが分かる。 式 (1.11) を立体角について積分すると



図 1.5 コンプトン散乱確率の散乱角 q に対する依存性 [14]。

$$\sigma_{\text{Compton}} = \frac{2\pi r_0^2}{x} \left\{ \left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2} \right) \ln(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x)^2} \right\} \qquad x = \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} \tag{1.12}$$

となる。光子が原子に入射する場合は、コンプトン散乱確率は電子数に比例するので、 σ_{Compton} は原子番号 Z に比例する。当然、光子の低エネルギー極限 $x = 2E_{\gamma}/m_ec^2 \ll 1$ では、式 (1.10)(1.12) より

$$E'_{\gamma} \to E_{\gamma}, \qquad \sigma_{\text{Compton}} \to \sigma_{\text{Thomson}}(1-x) + O(x^2)$$
 (1.13)

のように、コンプトン散乱はトムソン散乱に帰着する。一方、高エネルギー極限 x ≫ 1 では

$$\sigma_{\text{Compton}} \to \frac{3}{4} \sigma_{\text{Thomson}} \frac{1/2 + \ln x}{x}$$
 (1.14)

のように、入射エネルギーに大体反比例して断面積は小さくなる。これをクライン-仁科効果という。

1.2.3 電子陽電子対生成

電子の静止質量エネルギー 511 keV の 2 倍以上のエネルギーを持ったガンマ線が原子核近傍のクーロン電場 と相互作用することで、電子と陽電子が対になって生成されることがあり、これを電子陽電子対生成という。 閾値近傍 $E_{\gamma} \gtrsim 2m_ec^2$ のガンマ線と原子核のクーロン場との断面積 σ_{PC} は以下のように表され [15]、Z の二乗 に比例する。

$$\sigma_{\rm PC} = \frac{2\pi}{3} \alpha r_0^2 Z^2 f(E_{\gamma}) = 1.2 \times 10^{-27} \,\mathrm{cm}^2 \times Z^2 f(E_{\gamma}) \tag{1.15}$$

$$f(E_{\gamma}) = \left(\frac{E_{\gamma} - 2m_e c^2}{E_{\gamma}}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{2}\eta + \frac{23}{40}\eta^2 + \frac{37}{120}\eta^3 + \frac{61}{192}\eta^4 + \dots\right) \qquad \eta = \frac{E_{\gamma} - 2m_e c^2}{E_{\gamma} + 2m_e c^2} \tag{1.16}$$

1.3 従来の MeV ガンマ線観測

天体からのスペクトルを得るには、検出器を用いて入射光子のエネルギーと到来方向の 2 つの情報を得る必要がある。ガンマ線 (~ 1 MeV) の観測においては、入射光子の波長は ~ 10⁻¹² m 程度で、典型的な原子間隔~ 10⁻¹⁰ m と比べて非常に小さい為、X 線 (~ 1 keV) 以下の帯域で広く用いられている鏡による集光ができず、工夫が必要である。そこで、

- 符号化開口法 (ピンホールカメラを応用した統計的手法)
- 従来コンプトン法 (運動学による再構成)
- 多重コンプトン法 (従来コンプトン法の発展)

といった手法が開発された。但し、これらの方法は、検出器に入射したガンマ線の運動学を完全に解いて おらず、事象毎に到来方向が決まらない。言い換えれば、通常の光学観測のように到来方向とデータ空間 上の1点が1対1対応をしていない為、得られたデータから到来方向への逆写像が定義できず、放射源画 像の定量的な評価が非常に難しい。また、ガンマ線は地球大気を透過できない為、宇宙からの信号を得る為 に、検出器を気球や衛星に搭載して観測が行われてきた。符号化開口法の代表的な観測として、INTErnatinal Gamma-Ray Astrophysics Laboratory(*INTEGRAL*)衛星に積まれた SPectrometer for INTEGRAL(SPI)、従来コン プトン法の代表的な観測として、Compton Gamma Ray Observatory(*CGRO*)衛星に積まれた Imaging Compton Telescope(COMPTEL)、気球実験 Compton Spectrometer and Imager(COSI) が挙げられる。以下ではこの3 観 測について述べる。

1.3.1 INTEGRAL/SPI

INTEGRAL/SPI は符号化開口法を採用した。符号化開口法はピンホールカメラを発展させた方法で、単純な 系で実現できるので、*INTEGRAL*/SPI 以外にも、*INTEGRAL*/IBIS や *SWIFT*/BAT でも採用された。ピンホー ルカメラは阻止能の高い物質で検出器の周りを取り囲み、入射できる方向を絞ることで、到来角度情報を二次 元の位置情報に変換して撮像することができ、到来方向とデータ空間上の1点は1対1対応する。角度分解能 Δθ は、開口径をr、開口から検出器までの距離をDとして

$$\Delta \theta \sim \frac{r}{D} \tag{1.17}$$

で与えられる。r を小さくすれば角度分解能は向上するが、有効面積はその分小さくなってしまう。一般に、 エネルギーが高くなる程、光子の到来頻度は小さくなり、特にガンマ線観測では、ピンホールカメラの小さい



図 1.6 SWIFT/BAT のランダムな符号化開口 [16]



図 1.7 INTEGRAL/IBIS の規則的な開口 [17]

有効面積は致命的である。そこで、符号化開口法では、ランダム (図 1.6) 或いはある規則 (図 1.7) に従って複数の開口を設け、入射方向によって異なる強度分布を得ることで、開口面積を増やしながら到来方向を再構成できるようにする。しかし、ピンホールでは一つであった開口を複数にした為、符号化開口法では検出器平面の同一点に複数の方向から光子が入射するようになり、到来方向とデータ空間の 1:1 対応が取れなる。従って符号化開口法の方向の再構成は難しい。一般に、検出器では、*i* = 1,...,*I* を検出器での位置を表す添字、*j* = 1,...,*J* を到来方向を表す添字として、

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & (\mathfrak{E}\mathfrak{H} \,) \\ 0 & (\mathfrak{T}\mathfrak{E}\mathfrak{H} \,) \end{cases}$$
(1.18)

という行列が定義される。到来方向 j から s_j の強度で光子がやってきたとき、位置 i で観測される計数 d_i は、 雑音数を b_i として

$$d_i = \sum_j M_{ij} s_j + b_i \tag{1.19}$$

と表される。この方程式は検出器方程式と呼ばれ、未知パラメータは s_i と b_i の合計 21 個存在するのに対し、 方程式 (1.19) は I 個しか無いので解くのは難しい。そこで、到来方向を一つに定められる通常の検出器では、 b_i を観測したい光源とは別の方向からくる事象から見積もり、未知数を 2I から I へ減らすことで、式 (1.19) を解けるようにしている。しかし、SPI は到来方向を一つに定められないのでこの方法が適用できず、実際の 観測ではある放射モデルを仮定することで、 s_i を推定してイメージを得ている。角度分解能は SN が良ければ $(s_i \gg b_i)$ 、式 (1.17) 程度で決まり、視野も検出器と符号化開口の位置で決まる為、広い視野と高い角度分解能 が実現できる。しかし、実際の宇宙での MeV ガンマ線観測環境は $s_i \ll b_i$ であり、撮像は困難である。さら に、検出には決まった方向から光子が来ることが前提となっている為、点源の場合は観測できるが、GDG な どの広がった放射源に対しては有効とは言えない。

SPI は IBIS 等とともに *INTGRAL* 衛星に搭載され、2002 年に打ち上げられた。SPI は符号化開口部に 3 cm 厚のタングステンを用い、検出器としてゲルマニウム半導体検出器 19 個で構成されている (図 1.8)。このタ ングステン符号化開口部では、ガンマ線に対し不透明であることが要求されるが、実際には符号化開口部でコ ンプトン散乱してエネルギーと到来方向の情報を失ったガンマ線が雑音として観測されてしまうという問題が あった [18]。また、周囲には衛星筐体からの雑音除去を目的とした反同時計数用の BGO シンチレータが取り 付けられているが、これに含まれる Bi 等からの崩壊ガンマ線が雑音になるという問題もあった [18]。結局、 SPI は 600 keV 以上で観測された定常天体は 4 例に留まっている [19]。



図 1.8 SPI 概略図 [18]

1.3.2 CGRO/COMPTEL

CGRO/COMPTEL は従来コンプトン法を採用した。従来コンプトン法は MeV 帯域で優勢なコンプトン散乱 を利用して撮像する。従来コンプトン法は異なる原子番号 Z の位置検出可能な検出器を図 1.9 のように組み合 わせて行う。検出器に入射したガンマ線は前段の比較的 Z の小さい検出器でコンプトン散乱した後、後段の Z の大きい検出器で光電吸収される。このとき、反跳電子は前段の検出器でエネルギーを落とし切る。前段、後 段で検出されるエネルギーをそれぞれ *E*₁, *E*₂ とおくと、*E*₁ は反跳電子のエネルギーに等しく、*E*₂ は散乱ガン マ線に等しいので

$$E_{\gamma} = E_1 + E_2 \tag{1.20}$$

により入射ガンマ線のエネルギーを再構成できる。また、コンプトン散乱における運動学より

$$\cos\varphi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2}\right)$$
(1.21)

からガンマ線の散乱角 φ が求められる。しかし、電子の反跳方向が決まらない為、求めた散乱方向と散乱角だ けではコンプトン散乱の運動学を完全に解けず、ガンマ線の到来方向は図 1.9 で示す円環状にしか決まらない。 つまり、符号化開口法と同じく、到来方向とデータ空間は 1 対 1 対応をしていない。その為、従来コンプトン 法でガンマ線源の方向を知るには、図 1.10 のように最低でも 3 つの光子が必要であり、光源箇所でないところ で円環が重なることで偽の点源を作ってしまう。

現在のところ、MeV ガンマ線の観測で最も成果を上げているのは COMPTEL(図 1.11) である。実際、宇宙 から到来した 1-30 MeV の帯域のガンマ線の連続成分に対する感度は世界最高であり (図 1.12)、未だに破ら れていない。 COMPTEL は 1-30 MeV のガンマ線を捉えるように設計された検出器であり、OSSE、EGRET、



図 1.9 従来コンプトン法の概念図



図 1.10 従来コンプトン法における方向決定の模式図。真の光源位置でないところでも円環が重なってしまい、偽の光源位置を作ってしまう。

BATSE と共に CGRO 衛星に搭載され、1991 年から 2000 年の間観測を行った。MeV 帯域では衛星の筐体によるコンプトン散乱や、宇宙線と筐体との相互作用により生まれたガンマ線など雑音が非常に多い。COMPTEL はこれらの雑音除去に前後段の検出器間の飛行時間 (Time of Fight: ToF) を用い、雑音を数十分の一にすることに成功した [20]。図 1.13 は COMPTEL における雑音を模式的に示したもので、内訳は以下の通りである。

- A 検出器内部で⁴⁰K などの放射性同位体の崩壊等により発生したガンマ線が前段でコンプトン散乱し、後 段で光電吸収を起こしたもの。期待される信号と同様に、ToF は~5 ns に集中し、到来方向も天頂周辺 に再構成される為、除去が非常に困難である。
- B COMPTEL 以外の衛星筐体から発生したガンマ線が前段でコンプトン散乱、後段で光電吸収したもの。 ToF は A と同じく信号と混じってしまうが、筐体は COMPTEL に対し天頂角 90° に多く配置されてい る為、再構成された散乱角 φ が小さい事象を選んでくることで除去できる。
- C 検出器内部で発生した2つかそれ以上のガンマ線が前後段の検出器をそれぞれ鳴らしたもの。励起された原子核が脱励起するときに放出する光子のカスケードや、β線が検出器で制動放射したときなどに起



図 1.11 COMPTEL 概略図 [20]

こす。光子の生成はほぼ同時に起こるので、ToF の分布は~ns に集中し、信号と見分けが付かない。

- D C で述べたような複数光子の発生反応が検出器外部で起こって検出器に入射したもの。ToF は連続的に 広く分布する。
- E 偶然同時計数によるもの。機器内部や大気等で別々に発生したガンマ線がたまたま Coincidence Window 内に前後段の検出器に入射して反応すると起こる。2 つのガンマ線の生成過程は関連していないので、 ToF は広く分布する。
- F 宇宙線や大気中の中性子の進路上に前後段の検出器が存在し、それぞれで反応を起こしたもの。ToF は 広く分布する。

A-F の雑音事象に対する ToF の分布は図 1.14 である。信号がいる ~5 ns のピークに大量の雑音が混ざってし まっていることが分かる。また、これらの雑音以外にも宇宙背景ガンマ線、大気ガンマ線の放射が雑音になり うる。従って、図 1.14 の前方のピークを取り出すようにカットを掛けたとしても、残る事象の殆どは雑音事象 であり、余程明るい天体でない限り観測が難しかったことが伺える。実際、COMPTEL の感度は地上実験で期 待していた感度より 3-4 倍悪い感度でしか観測できなかった [21]。この為、同じ衛星に搭載された TeV ガン マ線望遠鏡 EGRET が約 270 個の天体を検出した [22] のに対し、COMPTEL で検出された天体は数十個に留 まった [23]。



図 1.12 宇宙ガンマ線の連続成分に対する感度曲線 [21]。



図 1.13 COMPTEL における雑音の模式図 [20]

1.3.3 COSI

COSI も従来コンプトン法を採用したが、それと合わせて、多重コンプトン法も用いている。多重コンプトン法は、従来コンプトン法の発展で、検出器で複数回コンプトン散乱した事象を検出する方法である。2回コンプトン散乱が起こったときの多重コンプトン法の概念図を図 1.15 にて示す。i = 1, 2, 3番目の位置 r_i で落としたエネルギーを E_i とおく。このとき、入射ガンマ線のエネルギー E_γ 、1回目のコンプトン散乱角 φ_1 、2回目のコンプトン散乱角 φ_2 は

$$E_{\gamma} = E_1 + \frac{1}{2} \left(E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \varphi_2}} \right)$$
(1.22)

$$\varphi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right)$$
(1.23)

$$\varphi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \tag{1.24}$$



図 1.14 図 1.13 で示したそれぞれの雑音に対する ToF の分布。信号は正の ToF を持つ小さい方のピーク の先に少々含まれるに過ぎない [20]。



図 1.15 多重コンプトン法の概念図。

となる。但し、予めヒット点に対し反応順が決まっていることが必要である。しかし、従来コンプトン法と同 様に、反跳電子方向を取得しない為、到来方向は円環状にしか制限されず、到来方向はデータ空間と1対1対 応しない。

COSI は 2016 年 4 月に気球に検出器を搭載され、ニュージーランドにて、放球後 46 日間の観測を行い、銀 河中心領域、かに星雲、Centaurus A、Cygnus X-1、GRB の観測を行った [27]。使用した検出器の模式図を図 1.16 に示す。コンプトン散乱体、光電吸収体には 12 枚の 8×8×1.5 cm³ の Ge 検出器 (図 1.17) を用い、2 次 元ストリップ読み出しと z 方向依存性を持つストリップ波形の解析から、3 次元位置を再構成できる。また、 コンプトン散乱体の周囲の 5 面を 40×20×4 cm³ の CsI シンチレータで囲い、反同時検出器とした。銀河中 心領域から到来するガンマ線のうち、511 keV の電子用電子対消滅線は合計 2500 ± 300 個得られ、7.2 σ での 検出に成功した [25]。また、全放射強度は 2.1×10⁻³ ph/cm²/s となった [26]。しかし、これは 511 keV の輝



図 1.16 COSI の検出器の模式図。



図 1.17 2016 年の気球実験時に用いた COSI の検出 器の写真 [28]。

線強度が高く、良い SN 比が故の結果であり、銀河中心領域から到来するガンマ線の連続成分の観測は報告さ れていない。

1.3.4 次世代 MeV ガンマ線望遠鏡に対する要求

*INTEGRAL/SPI、CGRO/COMPTEL、COSI*に共通する欠点は到来方向が1事象毎に決定できず、取得データからガンマ線到来方向へ変換する逆写像が原理的に存在しない点である。この為、他波長では当然の撮像分光ができず、放射強度の強い点源や輝線は辛うじて観測できるものの、拡散放射や連続成分の検出は困難が伴った。この状況を打破するには、検出器でのガンマ線のコンプトン散乱の運動学を完全に解く必要があるが、その為にはガンマ線とコンプトン散乱で相互作用した電子の反跳方向を取得すればよい。これにより、到来方向と取得データ空間が全単射になり、通常の意味での撮像分光が可能になる。また、完全に運動学を解くことで、強力な雑音除去も可能になる。GDG を信号としたときの雑音を大別すると、

- ・機器由来雑音 (1.3.2 の A-F)
- 大気ガンマ線
- 宇宙背景ガンマ線

である。このうち、信号と同様のコンプトン散乱をして検出される雑音は、A,B、大気ガンマ線、宇宙背景ガ ンマ線である。これらは、信号を含む領域の放射から、信号を含まない領域からの放射を差し引くことで除去 できる。更に、電子の反跳方向が得られれば、コンプトン散乱における運動学を満たすかどうかの条件を課す ことで、機器由来の非コンプトン散乱事象 C、D、E、F についても除去できる。以上より、GDG の観測には、 電子の反跳方向をも得られるようにした新しいコンプトン法を採用した検出器が必要である。

第2章

電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC)

低雑音な MeV ガンマ線の観測を行うには、電子の反跳方向をも得られる新しいコンプトン法を用いた検出 器が必要である。そこで我々は電子の飛跡から反跳方向を得ることで要請を満たした電子飛跡検出型コンプト ンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera) を開発している。この章では ETCC の詳細を述べる。

2.1 検出原理

ETCC は、入射ガンマ線とコンプトン散乱を起こさせる散乱体検出器と、散乱ガンマ線を吸収する吸収体検 出器からなる。散乱体検出器ではコンプトン散乱位置 \mathbf{r}_{scat} 、電子反跳方向 $\hat{\mathbf{v}}_e$ 及び電子の運動エネルギー K_e を 測り、吸収体検出器では、散乱ガンマ線の吸収位置 \mathbf{r}_{abs} と散乱ガンマ線エネルギー E'_{γ} を測る。この時、再構 成される物理量は散乱ガンマ線方向 $\hat{\mathbf{v}}'_{\gamma}$ 、入射ガンマ線エネルギー E_{γ} 、入射ガンマ線方向 $\hat{\mathbf{v}}_{\gamma}$ 、散乱角 φ 、反跳 角 ψ であり、

$$\hat{v}_{\gamma}' = \frac{r_{\rm abs} - r_{\rm scat}}{\|r_{\rm abs} - r_{\rm scat}\|} \tag{2.1}$$

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}' + K_e \tag{2.2}$$

$$\hat{\mathbf{v}}_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}' + K_e} \hat{\mathbf{v}}_{\gamma}' + \frac{\sqrt{K_e (K_e + 2m_e c^2)}}{E_{\gamma}' + K_e} \hat{\mathbf{v}}_e$$
(2.3)

$$\cos\varphi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma' + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma'}$$
(2.4)

$$\cos\psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma' + K_e}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}$$
(2.5)

と計算される。式 (2.3) で示されるように、入射ガンマ線の方向を一意に定めることができるのが特徴である。 これら物理量を模式的に表したのが図 2.1 である。散乱角 φ と反跳角 ψ の合計 α は 2 通りの方法で求めるこ とができる。すなわち、コンプトン散乱の運動学から求める方法

$$\cos \alpha_{\rm kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}'}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}$$
(2.6)

と、再構成された散乱方向と反跳方向から求める方法

$$\cos \alpha_{\rm geo} = \hat{\mathbf{v}}_{\gamma}' \cdot \hat{\mathbf{v}}_e \tag{2.7}$$

である。式 (2.6)(2.7)の結果が一致するか確かめることで、得られた事象がコンプトン散乱を正しく捉えたものかどうか調べることができる。

入射ガンマ線方向 ŷ_γの決定精度は次の2つの評価指標で考えることができる。





図 2.2 ARM と SPD の概念図。これらが角度分解能 を決める。

図 2.1 コンプトン法における諸物理量。

ARM(Angular Resolution Measure) 散乱角 φ の決定精度である。散乱角の誤差 $\nu = \varphi_{geo} - \varphi_{kin}$ は

$$\nu = \arccos(\hat{\nu}_{\gamma} \cdot \hat{\nu}_{\gamma}') - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}' + K_e} \frac{K_e}{E_{\gamma}'}\right)$$
(2.8)

となるが、この ν のばらつき Δν が ARM である。ARM はコンプトン法を用いた検出器に共通して計 算されるパラメータであり、図 2.2 で示されるように、円環の幅を決める。

SPD(Scatter Plane Deviation) $\hat{v}_{\gamma}' \geq \hat{v}_e$ の張る散乱平面の決定精度。入射ガンマ線の真の到来方向を $\hat{v}_{\gamma,\text{true}} \geq$ して、1 事象毎に決まる真の散乱平面との誤差 η は

$$\hat{\boldsymbol{n}}_{\text{scat}} = \frac{\hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}' \times \hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}}{\|\hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}' \times \hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}\|}$$
(2.9)

$$\hat{\boldsymbol{n}}_{\text{scat,true}} = \frac{\hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}' \times \hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma,\text{true}}}{\|\hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}' \times \hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma,\text{true}}\|}$$
(2.10)

$$\eta = \operatorname{sgn}\left(\hat{\boldsymbol{v}}_{\gamma}' \cdot \left(\hat{\boldsymbol{n}}_{\operatorname{scat}} \times \hat{\boldsymbol{n}}_{\operatorname{scat},\operatorname{true}}\right)\right) \operatorname{arccos}\left(\hat{\boldsymbol{n}}_{\operatorname{scat}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}}_{\operatorname{scat},\operatorname{true}}\right)$$
(2.11)

と計算される。ここで sgn() は引数の符号のみを取る函数である。この η のばらつき Δη が SPD であ る。図 2.2 で示されるように、円環を弧状に制限した幅を与える。電子の方向情報を求められる次世代 コンプトン法でのみ定義されるパラメータであり、従来コンプトン法では定義できずに無限大となる。

2.1.1 Doppler broadning と ARM の原理限界

今までのコンプトン散乱の議論は、標的の電子が実験室系で完全に静止していることを仮定していた。しか し、実際の検出器においては、電子は原子核に束縛されながら有限の運動エネルギーを持っており、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、完全に静止してい る場合の周辺で狭い分布を持つ。これを Doppler broadening という。Doppler broadning は散乱前の電子の運 動に起因するので、どの軌道の電子を反跳させたかにより、散乱ガンマ線の揺らぎ自体も変化する。式 (2.4) で 表されるように、コンプトン法では散乱角 *φ* は散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギーから得られる。その為、 ガンマ線の散乱角の決定精度 (ARM) に Doppler broadening が原理限界を与える。

2.1.2 多重散乱と SPD の原理限界

コンプトン散乱平面はガンマ線の散乱方向 \hat{v}_{γ} と電子の反跳方向 \hat{v}_{e} の2つで張られる。一方で、 \hat{v}_{e} について は、検出器の密度が高かったり、方向決定に用いる飛程が長かったりすると、複数回の散乱を起こして反跳方 向情報を徐々に失っていく。すなわち、散乱平面の決定精度 SPD は多重散乱による原理限界が存在する。多 重散乱による進行方向から曲げられる角度を θ_{0} とおくと、SPD の原理限界は θ_{0} の平均二乗誤差 $\theta_{0,RMS}$ で与 えられる。この $\theta_{0,RMS}$ に対して、モーリエの複雑な理論を正規分布で近似した次の式が知られる [24]。

$$\theta_{0,\text{RMS}} = \frac{14.1 \text{ MeV}}{pv} Z \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left\{ 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{L}{L_R} \right) \right\}$$
(2.12)

p,*v* はそれぞれ電子の運動量と速度、*L* は飛程の長さ、*Z*,*LR* は散乱体の原子番号及び放射長である。式 (2.12) に従って、固体 Si、Ar ガス 1 atm、CF₄ ガス 3 atm でのエネルギーに対する電子の散乱角を示したのが図 2.3 である。例えば、散乱体に積層 Si ストリップ検出器を使う場合、方向情報を得るには 2 点以上のヒット点が



図 2.3 電子の散乱角のエネルギー依存性。

必要な為、電子は固体 Si 検出器を少なくとも 1 層分は突き抜けなければならない。よって、Si 半導体検出器 の典型的な厚み ~ 0.5 mm を通り抜ける必要があるが、この時、電子のエネルギーが ~ 500 keV であっても ~ 60°の散乱角になる為、反跳方向を捉えるのは難しい。一方で、Ar ガス 1 atm の飛跡検出器ならば、50 keV の電子であっても散乱点から ~ 1 mm の飛跡を使って反跳方向を測ることができれば、散乱角は ~ 20° に抑え ることができる。これと同等の飛跡決定を Si 検出器で行うには、sub μm のストリップ間隔と厚さに抑える必 要があり、実現は困難である。

2.1.3 ARM、SPD と角度分解能

一般に、光学系の角度分解能は点源広がり函数 (Point Source Function: PSF) を用いて定義する。例えば、可 視光望遠鏡では、有限の円形開口があることから、エアリーディスクと呼ばれる明暗のパターンが得られるが、 これが光学系の PSF である。レイリーの判断基準を採用するなら、エアリーディスクの中心のピークから第一 暗環までの距離が角度分解能である [29]。つまり、点源からの入射光エネルギーの 84% が含まれる半径が角 度分解能である。その他にも、GeV ガンマ線、TeV ガンマ線観測では、慣習的に点源から到来する光子の 68% が含まれる円の半径を角度分解能としてきた。

一方、従来コンプトン法は ARM を角度分解能と呼称してきた歴史的経緯があるが [30]、これは到来光子が ある確率で入射する円の半径という通常の意味での角度分解能とは明らかに異なる。そもそも、従来コンプト ン法では、ARM が無限小であっても、コンプトン散乱角程度に異なる領域からの雑音の漏れ込みが必ず存在 する。つまり、従来コンプトン法では、データ空間から到来方向への逆写像が原理的に存在しないことから、 本来の PSF が定義できない。同様に符号化開口法でも、事象毎に到来方向が決まらず、PSF が定義できないこ とは同じである。

次世代コンプトン法では1事象毎に到来方向が決められる為に、他波長と同様の PSF を定義できる。角度分 解能は、点源からの入射光子の累積比率が 50% になる円の半径 (Half Power Radius : HPR) と定義している。 図 2.4 は実際に ETCC で得られた像の広がりを、散乱空間 (2 つのコンプトン散乱角で張られた空間) と、天空 上の空間に示したものである。ARM、SPD はそれぞれ 6°、100° であるが、HPR は 15° であり、ARM とも SPD とも一致しない。PSF に対する ARM と SPD の関係を示したのが図 2.5、2.6 である。図 2.5 では、SN 比



図 2.4 地上での線源実験で得た(左)散乱空間での像の広がり(右)再構成された天空上での像の広がり。

を 1:1000 の条件の下で 662 keV のガンマ線を入射させ、反跳した 2-300 keV の電子を捉えたとして、ARM を 5° で固定して SPD を無限大、50°、10° と変えていった時の、天空上での再構成画像の違いを示した。但し、 SPD が無限大のときが従来コンプトン法に対応する。図 2.6 では、線源の天空上での像の広がりの累積比率を 示した。ARM が同じでも、SPD の向上により、ピークの広がりは鋭くなる。一方、SPD が無限大のときは ARM が向上しても、HPR の向上は限定的である。これは散乱角の平均値程度に事象が広がっているからであ る。これより、ARM と SPD の両者をバランス良く改善することが HPR の向上に繋がることが分かる。

2.2 ETCC の構成

我々が開発している ETCC の概念図を図 2.7 で示す。散乱体は、コンプトン散乱を起こさせ、光電吸収を抑 えることが望ましい。式 (1.5) より、光電吸収は原子番号 Z の 5 乗に比例するが、コンプトン散乱は電子数に 比例する。従って、原子番号を小さくできる分子ガスが最適である。更に、2.1.2 の議論で明らかにしたとお り、散乱体にはガス飛跡検出器を用いることで、電子の反跳方向を捉えることを可能にしている。吸収体は、 コンプトン散乱を抑えて、光電吸収を起こさせることが望ましい。従って、原子番号の大きい無機シンチレー タを用いれば、効率良く吸収させることができる。



図 2.5 ARM を 5° で固定し、一様な雑音を仮定したシミュレーションで、SPD を無限大 (従来コンプトン 法)、50°、10° としたときの天空上の像の広がりとその射影。



図 2.6 様々な ARM(赤:2°、黒:5°) と SPD(実線:無限大、点破線:100°、破線:25°、点線:5°)の下での、天空 上での線源像の広がりの累積比率を示した。50%の横線と交わるところが各場合での HPR であることに注 意する。

2.2.1 ガス飛跡検出器

0.1-10 MeV のガンマ線がコンプトン散乱をして生成される反跳電子を見たいならば、ガス飛跡検出器では 0.01-1 MeV の反跳電子を捉えられるようにしなければならない。経験的に、1-40 keV エネルギー K_e [keV] の 小さい電子の密度あたりの飛程 \bar{R} [μ g/cm²] は

$$\bar{R} = 10.0 \times K_e^{1.7} \tag{2.13}$$



図 2.7 ETCC の概念図。薄緑色で示された散乱体にはガス飛跡検出器、水色で示された散乱体にはシンチ レータを用いている。

で与えられる [31]。ここで、Ar 1 atm の密度が ~ 1.8×10^{-3} g/cm³ であることに注意すると、数 keV の電子の 飛程は ~ 2.7 mm であり、ガス飛跡検出器には少なくとも sub mm のサンプリング能力が求められることが分 かる。ガスの代りに Si を用いると、2.1.2 で議論した通り、sub μ m のサンプリングが求められるが、これは殆 ど不可能である。sub mm 程度であれば、現代の Micro Pattern Gas Detector(MPGD)の技術で可能である。一 方で、図 2.8 に示されるように、~ 1 MeV の電子のエネルギー損失率は殆ど最小電離粒子のそれに近い為、ガ ス飛跡検出器では最小電離粒子の検出能力が求められる。

そこで、ガス飛跡検出器として、gas electron multiplier(GEM)[36] と micro pixel chamber(μ -PIC)[33] を組 み合わせた Time Projection Chamber(TPC) を製作した。 μ -PIC は微細電極構造を持った MPGD の一種で、図 2.9 のように、比例計数管を輪切りにして縦横に配置したようなピクセル状の構造を持つ [33]。基板はポリイ ミド、アノード・カソード電極は Cu である。ピクセル間の間隔は 400 μ m であり、各ピクセルの中央に配され たアノードの直径は 50-60 μ m である。表面のカソードストリップと裏面で繋がれたアノードストリップが直 交するように並べられており、これにより ~ 400 μ m の高い位置分解能で飛跡の 2 次元情報を得ることができ る。アノードとカソードの間 (~ 100 μ m) に 300-500 V の高電圧を掛けるとアノード近傍に強い電場を形成で きる為、ここで電子雪崩を起こさせて信号を増幅している。 μ -PIC はピクセル上の電極構造を持つことから放 電による電極破壊が起きにくく、単体で~ 6000 の利得で長時間安定動作する [34]。Ar 1 atm の w 値 (電離電



図 2.8 Ar ガス中での、電子の各運動エネルギーに対するエネルギー損失率 [32]

子 1 個を生成するのに必要なエネルギー) は 25 keV で [35]、最小電離粒子の電子が落とすエネルギーは図 2.8 より 1.4×10³ keV cm²/g なので、400 μ m ピッチのピクセルに入射する電子は 4.0 個/ピクセルとなる。このと き信号が検出器ノイズに埋もれないようにするには、ガス利得が最低でも 1×10⁴ 必要であり、 μ -PIC の 6000 では若干足りない。その為の補助増幅器として gas electron multiplier を利用する [36]。GEM は Fabio Sauli に よって開発された。ポリイミドや液晶ポリマー (LCP) の両面に銅膜が張られた構造になっており、二枚の銅膜 の間に電位差を作り出すことで増幅している (図 2.10、図 2.11)。この GEM により利得を 10 倍程度稼ぐこと で必要なガス利得を得ている。 μ -PIC と GEM の 2 つで増幅することで、各検出器での利得を抑え、放電破壊 に強い構造も実現している。



図 2.9 (左)µ-PIC の顕微鏡写真。(右)µ-PIC の電極構造の模式図。

μ-PIC と GEM を組み合わせた TPC の概念図を図 2.12 にて示す。動作原理は以下の通りである。荷電粒子 がガス中を通り抜けると、その飛跡に沿って電離電子が生成される。この電子を緩やかな電場を掛けて一定の 速度で検出器へと移動させる (ドリフト)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 の距離に比例して大きくなる。従って、別にトリガー用検出器を設け、トリガーから信号が得られるまでの時 間差を測定すると、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、飛跡の 2 次元情報が得られる μ-PIC を検出器として用いることで、荷電粒子の 3 次元飛跡を測定できる。ETCC では 2.2.2 で述べるシンチ



図 2.10 GEM の電子顕微鏡写真 (50 µm、孔径 70 µm、 ピッチ 140 µm)[37]



図 2.11 GEM の電場構造 [38]



図 2.12 TPC の概念図。

レーション検出器をトリガーとして用いている。典型的な電子のドリフト速度は ~ 3.5 cm/μs であり、時間分 解能を ~ 10 ns にすることで、μ-PIC のピッチ ~ 400 μm と同等の電場方向の位置分解能が得られる。

充填ガス

ETCC において使用されるべきガスとは、光電吸収確率が小さくかつコンプトン散乱確率が大きいガスで ある。光電吸収の断面積は式 (1.5) で表されるように原子番号 Z の 5 乗に比例する一方、コンプトン散乱断 面積は電子数に比例することを考慮すると、望ましいのは低 Z 原子で構成された分子ガスである。ガス検 出器として使用実績があるうちで条件に合致するのは CF4 である。但し、CF4 は w 値が 54 eV[35] と高い 上、電離電子が CF4 に吸着して失われてしまうこともある為、検出器として高ゲインのものを用意しなけれ ばならないという欠点がある。そこで我々は使用実績があり、w 値が低くて利得が高い Ar をメインにした Ar(95%)CF4(3%)iC4H8(2%) の混合ガスを使用した。Ar(95%)CF4(3%)iC4H8(2%) は、最も一般的に使われ る P10 ガス Ar(90%)C2H6(10%) を元に加速器研究機構で開発されたガスであり、P10 ガスより高利得が安定 に得られる。なぜなら、メインの Ar よりイオン化エネルギーの小さい少量の添加ガスを注入することにより、 本来メインガスの励起に使われていたエネルギーを用いてイオン化が行われるようになり、ガス利得を大きく 稼ぐことができるからである (ペニング効果)。

TPC の信号処理回路

図 2.13 は μ -PIC の読み出し基板とそのブロックダイアグラムである。この基板は 4 つの Flash Analog Digital Converter(FADC) と Ethernet ポート、Field Programmable Gate Array(FPGA)、8 つの Application Specific Integral Circuit(ASIC) チップから成る。電力上の問題から、 μ -PIC から送られてくる信号は 2strip ま とめられて読み出し回路に入力される。まず ASIC チップでアナログ信号とヒットパターンの信号に分けら れる。アナログ信号は 32 チャンネルずつ 4 つの FADC に送られて、50 MHz で波形の取得をする。そして、 FADC でデジタル化された波形情報は FPGA 内部のリングバッファに保存されていく。デジタルの信号は 1 チャンネルごとに、FPGA の 100 MHz で、128 bit のデジタルパターンへと変換される。これら波形情報と 各チャンネルのヒット情報はそれぞれリングバッファに逐次保存する。外部からの Low Voltage Differential Singnaling(LVDS) 信号のトリガーにより、データ取得を停止して、リングバッファのデータを 10.24 μ s 分遡っ て読み出して整形したデータを、Ethernet で PC に送る仕組みになっている。

2.2.2 シンチレーション検出器

光電吸収断面積を稼ぐ為、散乱ガンマ線の吸収体として GSO(Gd₂SiO₅(Ce)) 無機シンチレータを用いて いる。図 2.14 は、6 mm×6 mm×13 mm(ETCC 底面用は 6 mm×6 mm×26 mm) の GSO 結晶をアレイ 化した Pixel Scintillator Array(PSA) と、光検出器として用いている浜松ホトニクス社製のマルチアノード PhotoMultiplier Tube(PMT) の H8500 である。GSO は中庸なエネルギー分解能 (8%@662 keV) と早い減衰時 間 (~ 56 ns) を持ち、放射化しにくい上、潮解性がないという性質を持つ。511 keV のガンマ線に対する放射長 (入射ガンマ線のうち 90% を吸収できる長さ) は 13.8 mm[40] である。GSO シンチレータの性質を表 2.1 に纏 める。 光漏れを防ぐため図 2.15 のように PSA 全体を反射材と遮光テープで覆って基板の上に取り付けた。反 射材には 3M 社の ESR を使用した [41]。H8500 の全 64 チャンネルを読み出すと信号数が多くなるため、図 2.16 のような抵抗チェーンで繋いで 4 端 Q_0, Q_1, Q_2, Q_3 の読み出しにした。この手法により、ヒット点に応じ て、重心演算により計算される位置に図 2.17 のように 8×8 のピークが見えるので、演算を逆に解くことでシ ンチレータでのヒット点を再構成できる。



図 2.13 TPC 読み出し基板とそのブロックダイアグラム [39]。

- 衣 2.1 USU シンテレータの 相住員 [4]

密度 [g/cm ³]	6.71
融点 [°C]	1900
放射長 [cm]	1.38
減衰時間 [ns]	56
エネルギー分解能 [%] @ 662 KeV	7.8 %
潮解性	無し



図 2.14 PSA とそのシンチレータ光検出に用いる PMT(浜松ホトニクス H8500)。



図 2.15 遮光テープを巻いた PSA をヘッドアンプと 電圧供給基板に取り付けた様子。



図 2.16 抵抗チェーンと 4 端読み出しの模式図。



図 2.17 抵抗チェーンによる重心演算により、ヒット 点が歪んだ様子。事象の再構成をする際には unfold して PSA でのヒット点を得る。

第3章

SMILE-2+ 気球実験と低エネルギー事象解析

我々は ETCC を気球に搭載した実験計画 Sub-MeV/MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment(SMILE) 計画を推進しており、高高度での ETCC の原理実証を行い、最終的に衛星搭載による全天観測 を目指している。

第一段階の SMILE-I 気球実験では、ETCC の気球高度での動作と雑音除去能力の実証を目的とし、 ISAS/JAXA の提供する気球実験に ETCC を搭載し、2006 年に三陸沖にて行われた。TPC でのエネルギー損 失率による粒子識別等で雑音を2桁以下低減することで、背景ガンマ線、大気ガンマ線を検出することに成功 し、ETCC の雑音除去能力が示された [42]。

2018 年の 4 月には、SMILE-2+ と称して、オーストラリアのアリススプリングスにて、SMILE-I と同様に ISAS/JAXA の提供する気球実験に ETCC を搭載し、4 月 7 日から 4 月 8 日にかけて飛翔を試み、宇宙ガンマ 線の観測を行った。本章では SMILE-2+ 気球実験の概要と、今までグループで行われてきた解析である低エネ ルギー事象解析について簡単に紹介する。

3.1 SMILE-2+ 気球実験の目的

SMILE-2+ 実験の目的は明るい天体の撮像・分光能力の実証である。それを実証する為、標準光源であるか に星雲の観測を行った。1日の飛翔時間のうち、かに星雲が見えるのは5時間程度しかない上に、かに星雲の 放射強度は1 MeV で銀河中心領域からの放射の半分程度である。SMILE-2+ は、この厳しい条件の下で、3-5*o* での検出を目標とした。

3.2 SMILE-2+ETCC の満たすべき条件

まず、かに星雲からの放射を 0.3-3 MeV の帯域で 5-6 時間の観測時間で有意度 5σ で検出する為に必要な検 出器の性能を評価した。*INTEGRAL*/SPI で観測されたかに星雲からのガンマ線の放射強度は以下で与えられる [43]。

$$f(E) = 6.6 \times 10^{-4} \times \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right) \text{ ph/cm}^2/\text{s/keV}$$
 (3.1)

一方で、雑音事象で支配的なのは大気ガンマ線及び宇宙背景ガンマ線である。これらの放射強度については Ling モデルと呼ばれる半経験的な式が知られている [44]。図 3.1 は Ling モデルの大気ガンマ線、宇宙背景ガ ンマ線の各エネルギーに対する天頂角依存性を示している。式 (3.1) で表される放射を信号 S とし、大気及び 宇宙背景ガンマ線を雑音 B として、 $S \ll B$ のときに成り立つ有意度 z の式

$$z = \frac{S}{\sqrt{B}} \tag{3.2}$$



図 3.1 高度 3.5 g/cm² を仮定した Ling モデルで与えられる、大気ガンマ線と宇宙背景ガンマ線の各エネ ルギーに対する放射強度の天頂角依存性 [44]。天頂角が小さくなると、視線方向の大気厚が減少するので、 宇宙背景ガンマ線が支配的になる。3.5 g/cm² は SMILE-2+ の気球高度と同程度である。

に代入した時、かに星雲を 5 σ で検出するのに必要な性能は、1 MeV のガンマ線に対し有効面積積 ~ 0.3 cm、 角度分解能 ~ 30° となる。

この性能を達成するため、以下で述べる ETCC を製作した。TPC のドリフト空間の大きさを 30 cm×30 cm× 30 cm として図 3.2 のようなドリフトケージを作り、充填ガスは Ar(95%)CF₄(3%)iC₄H₈(2%) の混合ガス 2 atm とした。TPC の読み出し用の検出器システムには PCB μ -PIC(図 3.3) と LCB GEM(図 3.4) とを使用し た。GEM のケージ側に –1500 V、GEM の反対側に張った Cu メッシュに –7300 V を掛け、その間を抵抗で 少しずつ電圧降下させたワイヤーを張り巡らすことにより、 μ -PIC 面に垂直な ~ 190 V/cm のドリフト電場 を生成した。このセットアップでドリフト速度は ~ 3.5 cm/ μ m となり。TPC のエネルギー分解能は全域で 45.9%(0.043 MeV, GdK α) となった。

シンチレーション検出器には GSO シンチレータをアレイ化した PSA を用い、ETCC の底面と側面に配置した。シンチレータは、ETCC の底面では 26 mm、側面では 13 mm の厚みを持つ結晶を用いた。図 3.5 は ETCC の1 面分の側面シンチレータであり、合計 18 個の PSA が付いている。また、底面には 36 個の PSA が取り付けられている。662 keV のエネルギー分解能は底面と側面でそれぞれ 13.9% と 10.9% となった。

これら TPC とシンチレーション検出器を合わせて図 3.6 のように ETCC を組み上げた。



図 3.2 SMILE-2+ 用の ETCC で製作したドリフトケージ。



図 3.3 SMILE-2+ で使用した *µ*-PIC。



図 3.4 SMILE-2+ で使用した GEM。



図 3.5 側面に配置したシンチレーション検出器のドリフトケージ側の様子。黒いのは光漏れを防ぐ為の遮 光テープである。



図 3.6 SMILE-2+ETCC の全体の構成。

3.3 SMILE-2+ 気球実験

フライトは、オーストラリアのアリススプリングスにて、2018 年 4 月の 7 日 6 時 24 分から 8 日 10 時 45 分 の約 1 日間行われた。図 3.7 は放球直前の気球と気球に取り付けられたゴンドラの様子である。ゴンドラは図 3.8 で示すように、主に与圧容器からなり、容器内に ETCC が格納されている。

SMILE-2+ 実験当日、フライトの 3 時間前に ETCC のシステムは立ち上がり、データ収集が始まった。 SMILE-2+ 実験時の ETCC の高度と大気圧 z の変化を示したのが図 3.9 である。2018 年 4 月 7 日 6 時 24 分



図 3.7 (左) 放球直前の気球の様子。(右) 気球に取り付けられたゴンドラ。



図 3.8 ゴンドラ内部の断面図。ETCC の下部にはデータ収集システムや電池が設置してある。

に放球された気球は上昇を続け、8 時 44 分に高度 39.6 km に達し、そこからデータ収集が終わる翌 10 時 45 分まで水平飛行を行った。37.8-40.4 km の高度で水平飛行した 26 時間の間、大気圧は 2.4-3.8 hPa で推移し た。SMILE-2+ 気球の飛行経路を示したのが図 3.10 である。図 3.10 中の等高線は MAGNETOCOSMICS[51] に基づいた PARMA[52] によって計算された cutoff rigidity R_{cut} である。水平飛行中で時間平均した R_{cut} が 8.4 ± 0.4 GV であったこと、 K_p index(地磁気の時間的な変動を表す因子)[53] が 2 を下回っていたことから、 SMILE-2+ 実験中の地磁気の空間的、時間的変化は殆どなく、宇宙線の強度変化は小さかった。

図 3.11 について、a) 銀河中心、太陽、かに星雲の各天体の仰角、b) 天体の視線方向の大気圧、c)ETCC、TPC のみ、PSA のみのトリガー率、d) 実計測時間である。ETCC トリガー率は、地上にいる間は 40 Hz である。 6 時 24 分の放球直後では地上からの放射線が見えなくなる為に僅かにトリガー率が下がった後上昇を続け、 Pfotzer maximum と呼ばれる極大を迎える。ここは大気ガンマ線が最も多く存在する高度であり、トリガー率





図 3.9 フライト中の高度(上段)と大気圧(下段)の変化。

図 3.10 フライト中の緯度、経度の変化及び、cutoff rigidity の空間依存性。

は 700 Hz となる一方で、実計測時間は 45% まで減少する。8 日 6 時 45 分より、TPC で放電が起こったため に、TPC トリガー率が上昇しているが、放電事象は TPC に特徴的な信号を作るので除くことができ、ガンマ 線観測には支障を来さない。SMILE-2+ 実験では、かに星雲と銀河中心をそれぞれ、5.1 時間、10.2 時間の間 計測することができた。

3.4 低エネルギー事象解析

SMILE-2+ では、ETCC に入射してコンプトン散乱した事象は、次の二種類の事象に大別される。特に高エネルギー事象の解析が行われるのは、SMILE-2+ が初めてである。

- **低エネルギー事象** 図 3.12 で表されるように、反跳電子のエネルギーが左程大きくなく、TPC 内でエネルギー を落としきるような事象。1 事象当たりのシンチレーション検出器の信号数は散乱ガンマ線による1 個 のみになる。入射ガンマ線のエネルギーが $E_{\gamma} \leq 1$ MeV の帯域で支配的になる。
- 高エネルギー事象 図 3.13 で表されるように、反跳電子のエネルギーが比較的高く電子が最小電離粒子に近い ので、TPC 内から飛び出してシンチレーション検出器でも信号を作るような事象。1 事象当たりのシン チレーション検出器の信号数は散乱ガンマ線と反跳電子とを合わせて 2 個になる。入射ガンマ線のエネ ルギーが *E*_γ ≥ 1 MeV の帯域で支配的になる。

本章では、従来の解析対象で既にグループで行われてきた低エネルギー事象の解析について述べる。高エネル ギー事象については次章以降で述べる。

3.4.1 飛跡の再構成

TPC で得られる信号は、アノード・カソードそれぞれの2つの strip から一つの読み出しチャンネルに入力さ れ、100 MHz でサンプリングされる。そして、図 3.14 のように、サンプリング波形がある閾値を超えたとき、 TPC のヒット点として記録される。サンプリング波形が閾値を超える時間幅を Time Over Threshold(TOT) と 呼び、TPC で荷電粒子が落としたエネルギーに応じて大きくなる。このようにして、アノード、カソードに対 応して、図 3.15 左のように、飛跡の *xz、yz* 射影が得られる。但し、z の単位は mm ではなく、ドリフト時間



図 3.11 a) 各天体の仰角。b) 各天体の視線方向の大気圧。c) トリガー率。(青)PSA、(マゼンタ)TPC、(赤)ETCC。d) 実計測時間。e) アルファカットまで生き残った事象に対する光度曲線。全体にかかる緑色の 網掛けはその時間が気球が上昇中であったことを示す。


図 3.12 低エネルギー事象の模式図。

図 3.13 高エネルギー事象の模式図。



図 3.14 Time Over Threshold の概念図 [39]

をクロックで表現したものであることに注意する。mm とクロック同士の互いの変換はドリフト速度を用いて 可能である。更に、*xz、yz* の 2 つの射影に対し、同一クロック条件

$$z_{\text{anode}} = z_{\text{cathode}} \tag{3.3}$$

を満たす点 (*x*anode, *y*cathode, *z*anode = *z*cathode) を集めて、図 3.15 右のように 3 次元飛跡を得ることができる。図 3.16 は SMILE-2+ のフライトで実際に得られた飛跡であり、上空での TPC の飛跡取得能力を示している。

3.4.2 低エネルギー事象での散乱点、反跳方向の決定

低エネルギー事象の散乱点の決定を行う。相対論的な荷電粒子が入射して物質中に落とすエネルギーは停止 直前の失速時に最も大きくなること (ブラッグピーク) が知られており、低エネルギー事象の散乱点はこの性質 を用いる。すなわち、飛跡の 2 端点のうち、d*E*/dx の大きい飛跡終点で TOT が大きくなるので、TOT の歪 み (skewness) が飛跡のどちら方向に大きいか計算することで、散乱点を決定することができる [47]。x 方向の



図 3.15 (左) アノード、カソードで得られた信号を元にして作られた飛跡の 2 次元射影画像。(右) 同一ク ロック条件 (3.3) を課して再構成した飛跡の 3 次元画像 [46]。



図 3.16 SMILE-2 のフライト中に ETCC で得られた飛跡。(最左) 飛跡が TPC 内に留まっている為、電子 飛跡候補。(中左) 飛跡がドリフト空間を突っ切っているため最小電離粒子 (特に宇宙線) であると思われる。 (中右) 飛跡が二股に分かれている為、電子陽電子対生成候補事象である。(最右) 幾筋もの荷電粒子の飛跡が 見えており、明らかに空気シャワーである。

TOT の skewness は

$$S_{x,2} = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \text{TOT}_{x_i} (x_i - \bar{x})^2$$
(3.4)

$$S_{x,3} = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \text{TOT}_{x_i} (x_i - \bar{x})^3$$
(3.5)

skewness_x =
$$\frac{S_{x,3}}{S_{x,2}^{3/2}}$$
 (3.6)

で与えられる。y 方向も同様である。図 3.17 は 100-200 keV の電子シミュレーションについて計算された skewness である。具体的な散乱点、反跳方向決定のアルゴリズムは、

- skewness_x と skewness_y とを比較して大きい方で散乱点決定を行う。
- skewness_x > skewness_y であったとして、skewness_x > 0 なら x_i の最小値を、skewness_x < 0 なら x_i の 最大値を散乱点とする。
- ・ 散乱点から半径1 cm 以内にある点を取ってきて最小二乗法フィットを施して反跳方向を決定する。

である。



図 3.17 100-200 keV の電子シミュレーションについて計算された skewness。電子の方向に応じて、 skewness の偏りが見て取れる。



図 3.18 反跳方向決定の CNN を用いた機械学習の模式図。

一方、TOT Skewness を用いた解析的な方法とは異なる、機械学習を用いた方法も提案された [48]。図 3.18 は、畳込みニューラルネットワーク (Convolutioal Neural Network: CNN) を用いて、反跳方向を予測する深層 学習の流れを示す。入力は、Geant4 で 5-200 keV の 8 万個の電子飛跡をシミュレーションして得たアノード、 カソードの画像であり、これらを CNN で学習されることにより、アノード、カソード画像それぞれで 36 クラ スの分類問題を解き、方向を決定する。一方、散乱点決定では、U-net[49] を用いた回帰問題を解くことで決 定する。図 3.19 は、TOT Skewness と深層学習を用いた方法それぞれについて、反跳方向と散乱点の決定誤 差をプロットしたものである。深層学習を用いた方法が、従来の TOT Skewness 法に比べて成功を収めている ことが分かる。(次節以降では、TOT Skewness 法によって散乱点、反跳方向を決定したものについて議論を続 ける。)



図 3.19 TOT Skewness を用いた方法 (青) と深層学習を用いた方法 (赤) について、反跳方向と散乱点の決 定誤差をエネルギーに対してプロットした [48]。反跳方向決定誤差の方の黒破線は多重散乱による決定精 度の原理限界を示す。

3.4.3 低エネルギー事象の信号選択条件

低エネルギー事象の信号選択条件は以下の通りである。

(1)1 ヒット事象の取り出し PSA ヒット点が1個の事象を取り出す。

- (2)fiducial volume カット コンプトン散乱は TPC 内部で起こるので、飛跡は TPC のドリフト空間に一様に分 布するはずである。一方で、宇宙線や、ガンマ線によって TPC 外部で発生した電子が入射する場合は、 必ずドリフト空間の端の領域に飛跡を作るが、これらは全て期待するコンプトン散乱事象ではない。こ のような雑音過多な MeV 帯域では、ドリフト空間の端に飛跡を作った事象を積極的に除くことで、SN 比が改善が期待される。すなわち、TPC 有感領域の端から 5 mm までの内側の領域に飛跡が存在する 時、その事象を除去する。この信号選択条件を fiducial volume カットと呼ぶ。
- (3)dEdx カット 物質中を荷電粒子が通過するときに、粒子は物質に対してエネルギーを落とす。このときの エネルギー損失率 dE/dx は粒子種、エネルギー毎に異なる。図 3.20 はフライト中での事象について、 飛跡長と落としたエネルギー量の相関を表した図で、傾きが 1/(エネルギー損失率)を表す。図 3.20 には 次の 3 成分が存在することが分かる。(a)TPC 内部でエネルギーを落としきって止まった事象。コンプ トン散乱により生成された反跳電子が大半を占めると思われる。(b) 検出器程度の飛跡長で、最小電離 粒子のエネルギー損失率付近に緩やかなピークを持つ成分。高エネルギー宇宙線が TPC 外部から到来 し、通過したものと思われる。(c) 最小電離粒子のエネルギー損失率に沿っていて、飛跡長が比較的短い 成分。高エネルギー宇宙線が TPC をかすめる、乃至、TPC 内部で発生した比較的エネルギーの大きい 電子が TPC 外部に逃げ出したものと思われる。中性子と原子核の散乱事象など、電子以外の粒子が検出 される場合は、(a) の成分の右側に現れる。(a) の事象のみを選び出すことで、検出器内部で発生して内 部で止まった電子の事象、つまりガンマ線再構成に使用可能な事象を取り出すことができる。具体的に は、ガスの平均密度を ρ [g/mm³]、飛跡長を L [mm]、TPC で落としたエネルギーを K_e [keV] として

$$L < 270 \text{ mm}$$
 (3.7)

$$L < \frac{7.1}{\rho} \times \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{1.5} + 25 \text{ mm}$$
 (3.8)

$$L > \frac{7.1}{\rho} \times \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{2.02} + 3 \text{ mm}$$
 (3.9)



図 3.20 横軸を TPC で落としたエネルギー、縦軸を飛跡の長さとして、エネルギー損失率を表したもの。

で表される図 3.20 の赤線内側の領域を取り出す。これを dEdx カットと呼ぶ。

(4) アルファ角によるコンプトン運動学テスト コンプトン散乱における散乱ガンマ線と反跳電子の成す角 α(図 2.1)は、コンプトン運動学を解くのに不必要であり、求められた入射方向とは独立な量である。 従って、コンプトン運動学が正しく解けたかどうかの判定に用いることが可能である。ETCC では、運 動学、ジオメトリのそれぞれの観点から式 (2.6)、(2.7)のように 2 通りの方法で求めることができる。 これら 2 通りの α 角の値が大きく異なる場合、コンプトン散乱運動学に反するとして除外する。すな わち、

$$|\delta \cos \alpha| = |\cos \alpha_{\rm kin} - \cos \alpha_{\rm geo}| < 0.5 \tag{3.10}$$

に抵触する事象は除去する。これをアルファカットと呼ぶ。

(5) **天頂角によるカット** フライトデータにおいて、宇宙由来のガンマ線はある程度上空から飛来するはずで ある。従って、入射天頂角 *θ* が 60° 以上の事象は除去する。

dEdx カットによる粒子識別と、アルファカットによるコンプトン運動学テストにより、コンプトン散乱以外 の事象を強く排除し、高い SN 比での観測が可能となる。dEdx カットとアルファカットは、いずれも、電子飛 跡が取ることができる ETCC 独自の信号選択条件である。

3.4.4 低エネルギー事象解析結果

線源実験及び Geant4 シミュレーションによる低エネルギー事象解析における ETCC の応答関数の作成

実際の天体からの放射強度を得るためには、検出器で得た放射強度と検出器応答との畳み込みを解く必要が ある。我々は低エネルギー事象における ETCC の検出器応答を知るために、放射線シミュレータ Geant4(ver 10.04-patch2)[50] を用いて、定エネルギー平行ガンマ線を降らせたときの ETCC シミュレーションを構成し た。更に、シミュレーションの信頼性を調べる為に、線源を ETCC の中心からおよそ 2 m 離して設置して照射 させたときの、有効面積、PSF、エネルギー分解能を、実際の実験とシミュレーションとで比較した。図 3.21 は、天頂角 0° の方向に線源を設置したときの実験・シミュレーション、及び天頂角 0° から飛来する平行光 シミュレーションでの有効面積を示したものである。それぞれについて、全事象のときと入射エネルギーの FWHM 内に収まった事象だけ選び出したときの有効面積がプロットされている。図 3.21 より、シミュレー ションで得た期待される有効面積は、線源を用いて測定されたものとよく一致していることが分かる。入射エ ネルギーで選択をした時の有効面積は 0.3 MeV で 0.9 cm² となり、3.2 で議論したかに星雲検出の為の条件を



図 3.21 有効面積のエネルギー依存性。(黒下三角、 白上三角)天頂角 0° での線源実験、線源シミュレー ションで得られた全事象での有効面積。(黒丸、白四 角)天頂角 0° の線源実験、線源シミュレーションで得 られた入射エネルギーによる選択をしたときの有効面 積。(破線、実線)天頂角 0° で入射した平行光シミュ レーションで得られた入射エネルギーによる選択をす る前後での有効面積。



図 3.22 有効面積の天頂角依存性。図中の記号は図 3.21 と同じである。

満たしている。エネルギーの高い側で、入射エネルギーによる選択をする前後での差が大きくなるのは、散乱 体周囲の物体 (与圧容器、TPC 容器、支持物等) でコンプトン散乱してから入射した成分の寄与が除かれるか らである。一般に、MeV 帯域での観測では、主要な物質との相互作用がコンプトン散乱の為、天体由来の方向 とエネルギーの情報を失ってやってくる散乱成分によっても PSF が広がってしまう。0.662 MeV の放射線を 用いて、ガンマ線の入射天頂角に対する有効面積を示したのが図 3.22 である。Field of View (FoV) は、有効面 積が天頂角 0° のときそれの半分になる角度までの立体角で定義される検出器の視野である。図 3.22 より計算 される FoV は 3.1 str となり、ETCC が広い視野を持つことを示す。PSF の HPR をエネルギーの函数として表 したのが図 3.23 である。図 3.23 より、ETCC の 0.662 MeV での角度分解能は 30° となった。これは 3.2 で議 論したかに星雲検出に必要な角度分解能と一致している。ETCC、TPC のみ、PSA のみで動作させた時のエネ ルギー分解能を図 3.24 で示す。低エネルギー事象における TPC のダイナミックレンジは、電子が TPC でエ ネルギーを落とし切ることと TPC ガスの阻止能から、0.3 MeV 以下になる。従って、散乱ガンマ線のエネル ギーは反跳電子のエネルギーより大きくなり、ETCC のエネルギー分解能は殆ど PSA のそれで決まる。

フライト解析

SMILE-2+のフライト中で得られた総事象数は4.9×10⁷ 個である。水平飛行中に得られた事象のうち、3.4.3 で述べた低エネルギー事象解析の信号選択条件(1)1 ヒット事象の取り出しまで、(3)dEdx カットまで、(4) アル ファ角によるコンプトン運動学テストまでを課したときに生き残った事象のスペクトルが図 3.25 である。(4) アルファカットを生き残ったスペクトルでは、明らかな 511 keV の超過が見られる。結局、(4) アルファカッ トを生き残った総事象数は 2.4×10⁵ 個になった。

まず、かに星雲からの放射の解析 [55] について簡単に述べる。図 3.11e) は (5) 天頂角によるカットまで生 き残った事象の光度曲線である。0.2-2 MeV で ETCC の FoV のとき、かに星雲からの放射は背景ガンマ線の ~3% 程度しかないため、光度曲線において、かに星雲南中時に有意な超過は見られなかった。かに星雲の位



図 3.23 HPR のエネルギー依存性。図中の記号は図 3.21 と同じである。



図 3.24 ETCC(黒丸、実線)、TPC のみ (白四角、破線)、PSA のみ (黒四角、点線) それぞれの実験、シミュ レーション時のエネルギー分解能。



図 3.25 PSA で 1 ヒットのみを課したとき (黒)、dEdx カットまで課したとき (マゼンタ)、アルファカット まで課したとき (赤) のスペクトル。

置 ((*l*, *b*) = (184.6°, -5.8°)) から HPR 程度の半径 40° 以内の領域をかに星雲に対する ON 領域 (図 3.9、3.11 の ON) とした。一方で、雑音は気球高度に依存するので、ON 領域と同程度の高度で、明るい天体が視野にな い時間 4/7 18:00 から 4/8 2:00 までを OFF 時間 (図 3.9、3.11 の OFF) とした。ON 領域、OFF 時間より計算 される雑音、それらの差分のスペクトルを示したのが図 3.26 である。差分スペクトルはかに星雲からの放射の 観測スペクトルであり、検出有意度は 4.0 σ となった。真の放射強度として single power-law を仮定して解い たスペクトルは

$$f_c(E) = (1.82 \pm 1.40) \times 10^{-2} \left(\frac{E}{\text{MeV}}\right)^{-2.19 \pm 0.82} \text{ photons/s/cm}^2/\text{MeV}$$
 (3.11)

となり、図 3.27 のようになった。図 3.27 より、SMILE-2+の観測結果は過去のかに星雲観測で得られた結果



図 3.26 ON 領域 (赤線)、OFF 時間より計算される 雑音 (青線)、ON と OFF の差分 (マゼンタ) のスペク トル。



図 3.27 かに星雲から到来するフラックス。SMILE-2+で得られたベストフィットを赤実線、1σの誤差を 網掛けで示す。

と無矛盾であることが分かる。これにより、SMILE-2+の目標であった ETCC の天体撮像能力が実証された。 次に、銀河中心領域からの放射の解析について述べる。図 3.11e) で示される光度曲線において、銀河中心の 視線方向の大気圧が 4 g/cm² 以下となるとき、明らかな超過が見られる。すなわち、4/8 2:00 以前の水平飛行 中ではカウントレートが 2.7 Hz なのに対し、銀河中心南中時では 0.5 Hz 程度上昇している。ETCC の FoV、 有効面積がそれぞれ 1.1cm²、3.1 str であることより、放射強度は ~ 0.1 photons/s/cm²/str/MeV と計算され、 これは SPI/INTEGRAL で得られた銀河中心からのスペクトル [1] と同程度である。一方で、銀河中心が視野に いない時間帯の放射は大気ガンマ線 + 背景ガンマ線 + 機器由来ガンマ線である。大気ガンマ線と背景ガンマ 線はこれらの半経験式である Ling モデル [44] によって、機器由来ガンマ線は Geant4 を用いた宇宙線シミュ レーションによって見積もられる。計算された大気ガンマ線、背景ガンマ線、機器由来ガンマ線とこれらの合 計、及び実際の観測で得られた計数率を図 3.28 にて示す。図 3.28 より、見積もられた大気ガンマ線、系外拡 散ガンマ線、機器由来ガンマ線の合計と、観測計数率は非常に良く一致していることが分かる。このことから、 視野 60° 以内では、銀河中心が視野にいない時間帯の放射の 2/3 程度が宇宙より到来する背景ガンマ線である ことが期待される。



図 3.28 (上)(黒点) 低エネルギー事象解析で得た光度曲線。(マゼンタ線) 宇宙線シミュレーションで得た機 器ガンマ線雑音の計数率。(青線)Ling モデルの放射強度を仮定した時に、低エネルギー事象として検出され る大気ガンマ線 + 系外拡散ガンマ線の計数率。(赤線) 機器ガンマ線雑音と大気 + 系外拡散ガンマ線の計数 率の和。(下) 実測 (黒点) と雑音モデル (赤線) の差分。5 時 45 分の銀河中心の南中時近傍以外で、実測と雑 音モデルはよく一致している。

第4章

高エネルギー事象解析

かに星雲の低エネルギー事象解析によって、ETCC の明るい天体に対する撮像分光能力は確かめられた。低 エネルギー事象では PSA のヒット数が1事象当たり1個のデータを用いた解析であった。

一方で、PSA でのヒット数が1 事象当たり2 個のデータの中にも、信号が高エネルギー事象として存在する はずである。高エネルギー事象とは、反跳電子のエネルギーが比較的高く最小電離粒子に近い為、電子が TPC を突っ切って PSA にヒットするような事象である (図 3.13)。シミュレーションで得た高エネルギー事象の一 例を図 4.1 にて示す。図 4.1 で明らかなように、散乱ガンマ線と反跳電子のそれぞれが PSA で信号を作る為、 PSA でのヒット数は1 事象に付き 2 つとなる。低エネルギー事象のダイナミックレンジが ≤ 2 MeV なのに対 し、高エネルギー事象のダイナミックレンジは 1-5 MeV であり、COMPTEL 以来観測のない帯域に感度を持 つことが可能になる。更に、比較的高エネルギーな電子が直線的に飛行する為、反跳方向決定精度が低エネル ギー事象より良くなり、より高い角度分解能が期待される。本章では、本研究の主題である高エネルギー事象 の解析について詳述する。

4.1 低エネルギー事象解析との関係

低エネルギー事象は PSA ヒット点が事象当たり 1 点のデータに対する解析である。その一方、高エネルギー 事象は PSA ヒット点が事象当たり 2 点のデータに対する解析である。これら 2 つデータ集合は独立であり、 交わることはない。

更に、低エネルギー事象での散乱点の決定方法は TOT Skewness 法であったが、この方法は反跳電子が TPC 内で止まり、飛跡の終点付近で失うエネルギーが大きくなることを用いていた。一方で、高エネルギー事象で は反跳電子は殆ど最小電離粒子であり、その失うエネルギーは飛跡に渡って一定であり、TOT Skewness 法を 用いた散乱点の決定は原理的に不可能である。また、高エネルギー事象での反跳電子は TPC から出ていく為、 TPC 有感領域の端から 5 mm までの領域に必ず飛跡を作り、(2)fiducial volume カットに抵触する。更に、反跳 電子が最小電離粒子であることから、図 3.20(c) 上の事象であり、(3)dE/dx カットにも抵触してしまう。この ように、高エネルギー事象は、低エネルギー事象解析での仮定が成り立たず、その信号選択の幾つかに抵触す る為、全く独立な解析手法の確立が必要である。本研究では、解析手法の確立、シミュレーション・地上実験 による検証、SMILE-2+フライトデータへの適用を行った。

4.2 高エネルギー事象解析での入射ガンマ線の再構成

飛跡の取得方法は、検出器が同じなので、3.4.1 で述べた低エネルギー事象の場合と全く同じである。 次に、飛跡の2つの端点の決定を行う。2端点の決定では、飛跡が直線的であることを仮定する。すなわ



図 4.1 シミュレーションで得た高エネルギー事象をイベントビューアで表示した。赤線が入射ガンマ線、 青線が真の電子飛跡、その周りの灰色点が検出された電子飛跡、赤丸点が PSA でのガンマ線ヒット点、赤 四角点が PSA でのガンマ線ヒット点である。紫、水色、緑、黄色の直方体がそれぞれ μ-PIC、TPC 有感領 域、PSA、光電子増倍管である。4.5.1 で述べるように、TPC 有感領域の端では電場の一様性が大きく崩れ る為、端の方で検出された電子飛跡は真の飛跡の位置と一致していない。

ち、x, y, z方向での飛跡の最大最小値 $x_{\min}, x_{\max}, y_{\min}, y_{\max}, z_{\min}, z_{\max}$ を求め、これらの差分 $x_{\max} - x_{\min}, y_{\max} - y_{\min}, z_{\max} - z_{\min}$ のうち最大になる軸を一つ選び、その最大、最小点を飛跡の2端点とする。例えば、図 4.2 のように、 $z_{\max} - z_{\min}$ が最大になる場合、z座標が z_{\max}, z_{\min} である2つの点が飛跡の2端点である。

更に、散乱点を決める為に、2 端点、2PSA ヒット点のそれぞれから、飛跡の終点及び電子の PSA ヒット点 を次のように選ぶ。まず、2 端点、2PSA ヒット点からそれぞれ一つずつ点を選んできたときの、3 次元ユーク リッド距離 *l_i* (*i* = 1,...,4) を計算する。この時、飛跡の終点と電子の PSA ヒット点は、TPC 有感領域と PSA との間の不感領域の厚みで決まる小さい距離しか離れていないはずなので、*l_i* (*i* = 1,...,4) のうち、長さが最 小になる組み合わせの飛跡の端点と PSA ヒット点をそれぞれ飛跡の終点、電子の PSA ヒット点とする。例え ば、図 4.3 のように *l₁* が最小になるとき、赤線で囲まれた領域内の、*z_{min}* が飛跡の終点、シンチレータヒッ トが電子の PSA ヒット点と決定される。一方で、赤線で囲まれていない *z_{max}* が飛跡の始点 (散乱点)、シンチ レータヒットがガンマ線の PSA ヒット点となる。

反跳方向の決定について述べる。散乱点の周りの 2 cm 以内の TPC ヒット点 (x_i, y_i) (i = 1,..., N) を直線



図 4.2 2 端点決定の概念図。

図 4.3 飛跡の終点、電子の PSA ヒット点決定の概念図。

フィットするして反跳方向を求める。この時、直線の式 y = ax + b に対し、

$$\sum_{i=1}^{N} (ax_i + b - y_i)^2 \tag{4.1}$$

を最小化してパラメータ a, b を求める通常の最小二乗法 (図 4.4 左) では、不適切なフィットになることがある。つまり、傾きの急な点群に対しては、点群の分布に沿った直線よりも、横這いの直線のほうが二乗和誤差 (4.1) を小さくしてしまう。これを防ぐ為、直線のヘッセ標準形 $x \cos \varphi + y \sin \varphi - p = 0$ に対し、

$$\sum_{i=1}^{N} (x_i \cos \varphi + y_i \sin \varphi - p)^2$$
(4.2)

を最小化するパラメータ φ, p を求めることにする (図 4.4 右)。最小を実現する解析解は、 $[AB] = \sum_{i=1}^{N} A_i B_i$ の記法を導入して

$$\alpha = \frac{2\left([xy] - [x][y]/N\right)}{[x^2] - [y^2] + ([x]^2 - [y]^2)/N}$$
(4.3)

$$\varphi_{\pm} = -\frac{1}{\alpha} \pm \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} + 1} \tag{4.4}$$

$$p = \frac{[x]\cos\varphi + [y]\sin\varphi}{N}$$
(4.5)

となる。符号は二乗誤差 (4.2) が小さくなる方を選べばよい。同様に、飛跡終点での電子の運動方向も求めて おく。

4.2.1 不感領域における電子のエネルギーの決定

TPC を突き抜ける反跳電子の散乱時の運動エネルギー E_{recl} は、TPC、PSA、TPC と PSA に横たわる不感領域で落としたエネルギーをそれぞれ $E_{TPC}, E_{PSA}, E_{NOT, detect}$ として、

$$E_{\rm recl} = E_{\rm TPC} + E_{\rm PSA} + E_{\rm NOT,detect} \tag{4.6}$$



図 4.4 通常の最小二乗法 (左) と Hesse 標準形を用いた直線フィット(右)の概念図。

で与えられる。このうち、 $E_{\text{NOT,detect}}$ は検出器で直接観測されないので、値を見積もる必要がある。不感領域 で電子が横切る物質は、領域に渡って充填された Ar ガスと、PSA を覆う遮光テープ、テフロンテープ、反射 材 (図 4.5) である。不感領域中の物質の模式図と阻止能を図 4.6、4.7 にて示す。各不感領域中の物質の阻止能 と厚みを $f_i(E), d_i$ (i = Ar, PVC, FTFE, PET)とおく。電子は不感領域中で E_{PSA} だけ運動エネルギーを持って いたとし、飛跡終点の運動方向から計算される不感領域への入射角を θ_{terminal} として、不感領域で電子が失う エネルギーは

$$E_{\text{NOT,detect}} = \sum_{i=\text{Ar,PVC,FTFE,PET}} \frac{\rho_i f_i d_i}{\cos \theta_{\text{terminal}}}$$
(4.7)

と求められる。式 (4.7) は最小電離粒子で不感領域を垂直に横切る時最小になり、~70 keV 程度になる。 これらにより、高エネルギー事象の入射ガンマ線は完全に再構成される。入射エネルギー *E_γ* は式 (4.6) を考 慮して、

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}' + E_{\text{TPC}} + E_{\text{PSA}} + E_{\text{NOT,detect}}$$
(4.8)

と表される。

4.3 高エネルギー事象解析の信号選択条件

高エネルギー事象解析における信号選択条件は以下の通りである。各条件の妥当性及び具体的な閾値の決定は 4.6 で述べる。

(1)2 ヒット事象の取り出し PSA ヒット点が2つの事象を取り出す。

(2) エネルギーのカット PSA は 6 mm 四方のピクセルシンチレータが 8 × 8 個集まって構成されているが、 ピクセルのダイナミックレンジはそれぞれ異なる。図 4.8 は SMILE-2+ のフライト中、各エネルギー ビンで 1 回でもヒットがあったピクセルの割合である。各ピクセルのダイナミックレンジの違いに より、ヒットのあるピクセル数は連続的に変化する。ここでは、90% 以上のピクセルでヒットがある 120 keV < E_γ < 2000 keV を PSA のダイナミックレンジとし、ダイナミックレンジ外に入射エネルギー が再構成された事象は除去する。

また、高エネルギー事象では、電子が不感領域を通って式 (4.7) に従ってエネルギーを落とすので、 ~ 100 keV の運動エネルギーでは PSA に到達し得ない。よって、反跳電子のエネルギーが *K_e* > 300 keV



図 4.5 PSA に遮光テープ等が被さった様子。



図 4.6 PSA を覆っている物質の模式図。



図 4.7 不感領域に存在する物質それぞれの阻止能。



図 4.8 フライト中各エネルギーで1回でもヒットがあったピクセルの割合。

で再構成されなかった事象は除去する。

(3)dE/dx カット 高エネルギー事象での反跳電子は最小電離粒子で、TPC 有感領域内で生成されて外に出てい く為、図 4.9(c) の線上に分布する。図 4.10 は、⁶⁰Co 線源を、天頂角 17°、方位角 0° の方向に 2.6 m だ け離して設置したときの、TPC で落としたエネルギーに対し飛跡長さを取った分布である。(2) までの 信号選択を生き残った事象を示しており、それぞれ、(左) 地上較正実験での高エネルギー事象、(中) シ ミュレーション上で、TPC でコンプトン散乱したガンマ線と電子がそれぞれ PSA に入射し、入射時の エネルギーの最大 5% までの誤差を許したエネルギーが検出された事象 (Complete High-energy Event : CHE) (右) シミュレーション上で得られた高エネルギー事象のうち CHE でない事象 (Failed High-energy Event : FHE) をプロットした。ここで FHE とは、TPC でコンプトン散乱したが PSA を通過してしまっ た事象、低エネルギー事象と 1PSA ヒットが合わさった偶発事象、外部で散乱された電子が入射して TPC を鳴らした事象等である。但し、FHE には、TPC で散乱しながら、散乱ガンマ線や反跳電子が PSA でエネルギーを完全に落としきらなかった事象も含まれる為、ある程度の誤差で入射ガンマ線の運 動量の情報を保持している事象が存在することに注意する。図 4.10 より、実験や FHE では図 4.9(a) や 図 4.9(b) の成分が存在するが、CHE では図 4.9(c) の成分しか見られない。従って、高エネルギー事象 を取り出すには図 4.9 の赤線で囲まれた領域を取り出せばよく、

$$L > \frac{7.1}{\rho} \times \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{1.5} + 25 \text{ mm}$$

$$L < L_{\text{th}}$$
(4.9)
(4.10)

で信号選択する。式 (4.9) は、低エネルギー事象解析の dE/dx カットの式 (3.8) の不等号を逆に取ったものである。

ここで、L_{th} = 220 mm とするが、4.6 で改めて適切な値を議論する。

(4)*z* 座標での fiducial volume カット 高エネルギー事象では、電子が PSA のヒット点と繋がるような飛跡を 作る為、低エネルギー事象と同じ fiducial volume カットを課すことはできない。しかし、PSA が覆っ ていない面の TPC 有感領域の端 (図 4.11 の赤い網掛け領域) は、高エネルギー事象の反跳電子が飛跡 を作りにくい一方で、TPC 有感領域の *z* 負方向から入射する荷電粒子が飛跡を作りやすい領域である。 よって、この領域に飛跡を作った事象を除去する為に、飛跡の *z* 座標の最小値 *z*_{min} を計算し *z*_{min} が閾 値 27 mm + *z*_{th} 以下の事象を除去する。但し、*z* = 27 mm、*z* = 332 mm はそれぞれ TPC 有感領域の最 小値、最大値である。 図 4.12 では、地上較正実験で得られた事象、CHE、FHE のそれぞれについて、



図 4.9 TPC で落としたエネルギーに対する飛跡長さの典型的な分布と高エネルギー事象における dE/dx カット領域。



図 4.10 (左) 線源実験、(中)CHE、(右)FHE の TPC で落としたエネルギーに対する飛跡長さの典型的な分 布。但し、線源は ⁶⁰Co 線源を用い、天頂角 17°、方位角 0° の方向に 2.6 m だけ離して設置した。

(3) の信号選択まで生き残った事象の z_{min} の分布をプロットした。真にコンプトン散乱をする CHE は z_{min} が一様に分布するが、実験事象や FHE では外部でガンマ線と相互作用した電子などが z の小さい 領域に飛跡を作りやすい為、 $z_{min} = 27 \text{ mm}$ の近傍でピークが見られる。実際、⁶⁰Co、宇宙線電子シミュ レーションのそれぞれで、 $z_{min} < 27 + 5 \text{ mm}$ となった事象をイベントビューアで表示したのが図 4.13、 4.14 である。期待通りに、z 負方向から荷電粒子が飛来して TPC 有感領域に飛跡を作った事象を選べて いることが分かる。 これにより、ETCC の上から荷電粒子が入射する事象を除くことができると期待さ れる。ここで、 $z_{th} = 20 \text{ mm}$ とするが、4.6 で改めて適切な値を議論する。

(5) 散乱点から下ろした垂線の長さによるカット 宇宙線など、TPC の有感領域外から入射する荷電粒子が有感領域の端に偽の散乱点を作りやすい易いのに比べて、ガンマ線による散乱点は TPC 有感領域に一様に分布するはずである。よって、散乱点から最も近い有感領域面に下ろした垂線の長さ h_{scat}(図 4.15)を計算し、それがある閾値 h_{scat,th} を超えない場合は除去する。h_{scat}の実験事象、CHE、FHE に対する分布を図 4.16 にて示す。図 4.16 より、FHE や実験が h_{scat} < 10 mm にピークを作るのに対し、CHE のピークは h_{scat} ~ 40 mm を持つ。実験とシミュレーションで構造が違うのは、実験とシミュレーションでドリフト電場の構造が異なり、飛跡の歪み方が違うためである。4.5.1 で詳しく述べる。ここで、h_{scat,th} = 20 mm とするが、4.6 で改めて適切な値を議論する。



図 4.11 高エネルギー事象解析における fiducial volume カットの模式図。



図 4.12 (3) の信号選択まで生き残った事象の飛跡の z 座標の最小値 z_{min} について、線源実験で得られた 事象を赤点、シミュレーションで得た事象を塗りつぶされたヒストグラムで示す。シミュレーションのう ち、緑色の部分が CHE、青色の部分が FHE である。但し、線源は ⁶⁰Co 線源を用い、天頂角 17°、方位角 0° の方向に 2.6 m だけ離して設置した。

(6) 飛跡と PSA ヒット点との接続条件 高エネルギー事象では、反跳電子が TPC と PSA での 1 ヒット点を作 る為、それらが接続するような構造を作るはずである。もしそうでない事象であれば、偶発事象として 除去してよい。そこで、飛跡と PSA ヒット点との接続条件として、図 4.17 のように、飛跡終点から PSA ヒット点がある PSA 面まで下ろした垂線の長さ $h_{ter2PSA}$ 、飛跡終点から PSA まで外挿した点 $r_{ter2PSA}$ と PSA ヒット点との距離 l_{expol} を考え、これらがある閾値 $h_{ter2PSA,th}$, $l_{expol,th}$ を超えた事象は除去する。こ こで外挿とは、終点 $r_{terminal}$ から電子の方向 $v_{terminal}$ に沿って、電子ヒット点がある PSA 上の点 $r_{ter2PSA}$ に向かって伸びる。すなわち、ある係数 λ を用いて、外挿の直線の方程式は

$$\boldsymbol{r}_{\text{ter2PSA}} = \lambda \boldsymbol{v}_{\text{terminal}} + \boldsymbol{r}_{\text{terminal}}$$
(4.11)

と表せる。電子の PSA ヒット点は飛跡終点の前方に存在するはずであり、 $\lambda > 0$ を課すのも妥当な接続



図 4.13 60 Co シミュレーションで $z_{min} < 27 + 5$ mm となる事象をイベントビューアで表示した。赤線が入 射ガンマ線、青線が真の反跳電子飛跡、灰色が検出さ れた粒子飛跡である。 μ -PIC でのコンプトン散乱で発 生した電子が TPC 有感領域 z 負方向から入射してい ることが分かる。



図 4.14 宇宙線電子シミュレーションで *z*_{min} < 27 + 5 mm となる事象をイベントビューアで表示した。赤線が初期電子、オレンジが電子の制動放射で発生した ガンマ線、灰色が検出された粒子飛跡である。*z* 負方 向から TPC 有感領域に入射した宇宙線電子が飛跡を 作っていることが分かる。



図 4.15 散乱点から下ろした垂線の概念図。

条件である。 $h_{ter2PSA}$ 、 l_{expol} 、 λ それぞれの実験事象、CHE、FHE に対する分布を図 4.18、図 4.19、4.20 にて示す。図 4.18 の 2 つのピーク構造は、TPC 有感領域と PSA の間の不感領域の厚みが底面と側面 で異なることに起因している。それぞれの厚みは、底面で 9.6 mm、側面で 22 mm であり、大体シミュ レーションの方のピーク位置と一致している。従って、 $h_{ter2PSA}$ 、 l_{expol} の閾値は、電子ヒット点が底面 PSA か側面 PSA かどうかで異なる値 $h_{ter2PSA,bottom.th}$, $h_{ter2PSA,side,th}$, $l_{expol,bottom.th}$, $l_{expol,side,th}$ を持つ。ま た、実験とシミュレーションでそれぞれのパラメータの分布の構造が違うのは、 h_{scat} と同様に飛跡の歪



図 4.16 (4) の信号選択まで生き残った事象の hscat の分布。色、線源位置は図 4.12 と同じ。



図 4.17 飛跡と PSA ヒット点との接続条件を決める 3 パラメータ h_{ter2PSA}、l_{expol}、 λの概念図。

み方が違うためである。接続条件として、

$$h_{\text{ter2PSA,bottom,th}} = h_{\text{ter2PSA,side,th}} = 44 \text{ mm}$$
 (4.12)

$$l_{\text{expol,bottom,th}} = l_{\text{expol,side,th}} = 100 \text{ mm}$$
(4.13)

$$\lambda > 0 \tag{4.14}$$

とする。但し、 $h_{
m ter2PSA}, l_{
m expol}, \lambda$ のいずれが有効なのかについては 4.6 で議論する。

(7) アルファ角によるコンプトン運動学テスト 高エネルギー事象も、低エネルギー事象と同様にコンプトン 運動学を満たすかどうかを、2 通りの方法から求まるアルファ角 *a*geo, *a*kin を用いて確かめられる。すな わち、

$$\left|\cos\alpha_{\rm geo} - \cos\alpha_{\rm kin}\right| < \Delta\cos\alpha_{\rm th} \tag{4.15}$$

を満たさない事象は除去する。 $\Delta \cos \alpha$ の実験事象、CHE、FHE に対する分布を図 4.21 にて示す。図 4.21 より明らかなように、実験、シミュレーション事象共に $\Delta \cos \alpha = 0$ を中心とする鋭いピークを持つまた、高エネルギー事象解析で初の試みとして、重心系でのアルファ角 α_{CMS} による信号除去を考える。重心系ではガンマ線と電子の運動量の和は0である。つまり、ガンマ線と反跳電子は正面衝突した



図 4.18 (5) の信号選択まで生き残った事象の h_{ter2PSA} の分布。色、線源位置は図 4.12 と同じ。



図 4.19 (5)の信号選択まで生き残った事象の l_{expol}の分布。色、線源位置は図 4.12 と同じ。



図 4.20 (5)の信号選択まで生き残った事象の λの分布。色、線源位置は図 4.12 と同じ。

後、互いに反対方向に飛び去っていくので、 $\alpha_{CMS} = \pi$ となる。従って、コンプトン散乱事象であれば cos $\alpha_{CMS} = -1$ に事象が集中するはずであり、ある-1より大きい閾値 cos $\alpha_{CMS,th}$ 以上の事象は除去でき る。図 4.22 のように、 α_{CMS} の計算は、2 つの座標系 med1、med2 を経由しつつ、回転変換で散乱平面 系に変換した後、所定のローレンツ変換を行うことで可能である。すなわち、実験室系、実験室系の任



図 4.21 (6)の信号選択まで生き残った事象の Δ cos α の分布。色、線源位置は図 4.12 と同じ。

意の4元運動量を p_{lab}^{μ} 、 p_{CMS}^{μ} とし、

$$\begin{pmatrix} p_{0}^{0}_{\text{CMS}} \\ p_{0}^{1}_{\text{CMS}} \\ p_{0}^{2}_{\text{CMS}} \\ p_{0}^{2}_{\text{CMS}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\eta & \sin\eta & 0 \\ 0 & -\sin\eta & \cos\eta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{\text{inc}} & 0 & -\sin\theta_{\text{inc}} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin\theta_{\text{inc}} & 0 & \cos\theta_{\text{inc}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varphi_{\text{inc}} & \sin\varphi_{\text{inc}} & 0 \\ 0 & -\sin\varphi_{\text{inc}} & \cos\varphi_{\text{inc}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{1\text{ab}}^{0} \\ p_{1\text{ab}}^{2} \\ p_{1\text{ab}}^{2} \\ p_{1\text{ab}}^{2} \\ p_{1\text{ab}}^{2} \end{pmatrix}$$

である。但し、ガンマ線の入射エネルギー、運動量、散乱運動量を E_{γ} 、 p_{inc}^{μ} 、 p_{scat}^{μ} として、

$$\beta = \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma} + m_e c^2}$$

$$\cos \eta = \frac{p_{\text{scat}} - (p_{\text{scat}} \cdot \hat{p}_{\text{scat}}) \hat{p}_{\text{scat}}}{|p_{\text{scat}} - (p_{\text{scat}} \cdot \hat{p}_{\text{scat}}) \hat{p}_{\text{scat}}|} \cdot \hat{x}_{\text{med}2}$$

$$\sin \eta = \text{sgn} (p_{\text{scat}} \cdot \hat{y}_{\text{med}2}) \sqrt{1 - \cos^2 \eta}$$

である。 $\cos \alpha_{\text{CMS}}$ の分布を図 4.23 にて示す。確かに、CHE は $\cos \alpha_{\text{CMS}} = -1$ でデルタ関数的なピークを持つことが分かる。

ここでは $\Delta \cos \alpha_{\text{th}} = 0.5$ 、 $\cos \alpha_{\text{CMS,th}} = -0.9$ とするが、コンプトン運動学テストはどちらが適切なのか、また具体的な閾値の決定は 4.6 で述べる。

(8) **天頂角によるカット** フライトデータにおいて、宇宙由来のガンマ線はある程度上空から飛来するはずで ある。従って、入射天頂角 *θ* が 60° 以上の事象は除去する。

4.4 ⁶⁰Co線源による高エネルギー事象解析の妥当性の確認

以上で述べた高エネルギー事象解析における飛跡の再構成、信号選択条件が期待通りにガンマ線を選び出せていることを、⁶⁰Co線源を設置して ETCC を動作させたときの地上較正実験データを用いて確認した。使用したカット条件を以下に纏める。







図 4.23 (6)の信号選択まで生き残った事象の cos a cms の分布。色、線源位置は図 4.12 と同じ。

(1)2 ヒット事象の取り出し PSA ヒット点が2つの事象を取り出す。(2) エネルギーのカット

$$100 \text{ keV} < E_{\gamma}' < 3000 \text{ keV}$$
 (4.16)

$$100 \text{ keV} < E_{\text{PSA}} < 3000 \text{ keV}$$
 (4.17)

$$K_e > 300 \text{ keV}$$
 (4.18)

(定義した PSA のダイナミックレンジより緩く取った。) (3)dE/dx **カット** L_{th} = 220 mm として

$$L > \frac{7.1}{\rho} \times \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{1.5} + 25 \text{ mm}$$
 (4.19)

$$L < 220 \text{ mm}$$
 (4.20)

(4)z 座標での fiducial volume カット $z_{\min,th} = 20 \text{ mm}$ として

$$z_{\min} > 47 \text{ mm}$$
 (4.21)

(5) 散乱点から下ろした垂線の長さによるカット h_{scat.th} = 20 mm として

$$h_{\rm scat} > 20 \text{ mm} \tag{4.22}$$

(6) 飛跡と PSA ヒット点との接続条件 *h*_{ter2PSA,bottom,th} = *h*_{ter2PSA,side,th} = 44 mm、*l*_{expol,bottom,th} = *l*_{expol,side,th} = 100 mm として

$$h_{\text{ter2PSA,bottom}} < 44 \text{ mm} \text{ or } h_{\text{ter2PSA,side}} < 44 \text{ mm}$$
 (4.23)

$$l_{\text{expol,bottom}} < 100 \text{ mm}$$
 or $l_{\text{expol,side}} < 100 \text{ mm}$ (4.24)

$$\lambda > 0 \tag{4.25}$$

(7) アルファ角によるコンプトン運動学テスト $\Delta \cos \alpha_{th} = 0.5$ 、 $\cos \alpha_{CMS,th} = -0.9$ として

$$|\Delta \cos \alpha| < 0.5 \tag{4.26}$$

$$\cos \alpha_{\rm CMS} < -0.9 \tag{4.27}$$

(8) 天頂角によるカット 今回は課さない

⁶⁰Co は 1173 keV と 1333 keV を 1:1 の割合でガンマ線を放出する。地上較正実験では、195 kBq の 2 個の ⁶⁰Co 線源を、天頂角 17°、方位角 0° 方向に 2.6 m だけ離して設置した。(1)-(7) まで信号選択を行ったときの 放射マップとスペクトルを、それぞれ図 4.24、図 4.25 で示す。図 4.24 より、(1) までの信号選択のとき、方位 角が 0°、90°、180°、270° のところにの機器由来の雑音によるピークが存在するが、(7) の信号選択までで充 分取り除けていることが分かる。また、図 4.25 より、(1) までの信号選択では ~ 1000 keV を中心に 200 keV から 2000 keV までスペクトルは連続的に分布しているが、(7) までの信号選択で ~ 1200 keV を中心とする直 接成分と、それ以下のエネルギーの散乱成分として得られる。特に、1500 keV 以上の成分は、⁶⁰Co 由来でな い、環境雑音である。実際、1500 keV 以上の成分は、線源を置かなかった場合のスペクトルとよく一致する。 図 4.26 は ⁶⁰Co 線源を天頂角 0°、17°、45°、94° 方向に ~ 2.5 m だけ離して設置し、(1)PSA で 2 個ヒットま で、(7) アルファカットまで信号選択を行ったときの放射マップを示す。いずれの場合も、(1) から (7) のカッ トに従って機器由来のピークは消え、真の線源設置位置にのみピークが残る。これらにより、高エネルギー事 象解析が期待通りの振る舞いをしていることを確認できた。

4.5 高エネルギー事象シミュレーションの開発

低エネルギー事象の場合と同様に、高エネルギー事象のシミュレーションを Geant4[50] を用いて構成した。 検出器のジオメトリや初期粒子等のシミュレーションの設定の殆どは低エネルギー事象のものをそのまま使用 したが、一部変更も加えた。それが TPC 中での飛跡歪みの問題である。また、⁶⁰Co 線源を天頂角 17°、方位 角 0° に設置したときの実験とシミュレーションの解析結果を比較することで、シミュレーションが妥当なも のかどうか確認した。

4.5.1 ドリフト電場の非一様性の寄与による飛跡の変形

3.2 で述べたように、TPC は周りに張り巡らされたワイヤーが段々と電位を落としていくことにより、z 方向に一様な電場を保つようにしているが、実際は、特に側面 PSA の面に近い TPC 有感領域の端において、一様性は崩れている。図 4.32(左) は地上の線源実験で得られた飛跡を xz 平面に射影して足し上げた積分画像である。真に電場が一様なら、積分画像は矩形になるはずだが、図 4.32(左) の右端はそうなっていない。また、低エネルギー事象シミュレーションでの積分画像を図 4.32(中) にて示すが、明らかに線源実験の場合の図 4.32(左) と一致していない。但し、飛跡の歪みが顕著になるのが有感領域の端であり、低エネルギー事象では



図 4.24 195 kBq の 2 個の ⁶⁰Co 線源を天頂角 17°、方位角 0° 方向に 2.6 m だけ離して設置したときの放 射マップを信号選択毎にプロットした。(1) の 0°、90°、180°、270° にあるピークはは機器由来の雑音によ るものだが、(7) までで綺麗に取り除けていることが分かる。



図 4.25 (網掛け)195 kBq の 2 個の ⁶⁰Co 線源を、天頂角 17°、方位角 0° 方向に 2.6 m だけ離して設置した ときのスペクトル。(黒点) 線源を何も置かなかった時に (7) まで生き残った事象のスペクトルを実計測時間 でスケールしたもの。



図 4.26 ⁶⁰Co 線源を天頂角 0°、17°、45°、94° 方向に ~ 2.5 m だけ離して設置し、(1) まで、(7) まで生き 残った事象についての放射マップ。

fiducial volume カットにより飛跡が端に存在する事象は除去される為、飛跡の歪み方の不一致の影響は軽微で ある。一方で、高エネルギー事象での反跳電子は原理的に有感領域の端に飛跡を作るので、これらの歪み方の 不一致の寄与は無視できなくなる。

そこで、3 次元有限要素メッシュ生成ツール Gmsh[57] と、電場計算ソフト Elmer[58] を用いて TPC 内の静 電場を計算した。更に、得られた電場をシミュレーションに組み込み、実際の測定との比較を行った。ETCC で有限の電圧がかかっている物体は、PMT、ドリフトトップの銅メッシュ、μ-PIC、GEM、ワイヤーである。 これらを Gmsh のオブジェクトして定義したのが図 4.27、4.28 である。殆どのオブジェクトは対称に配置され るが、ワイヤーのみ xy 軸対称でない。Gmsh と Elmer を組み合わせた電場計算により得られた ETCC 内の等 電位面を図 4.29 にて示す。一見、図 4.29 は z 方向に一様な電場が得られているように見えるが、特に端の領 域において一様性は破綻している。図 4.29 の電場を用いて電子のドリフトの軌跡を求める。ここで、電子の軌 跡の代わりに、μ-PIC 上のある地点

(アノードストリップ番号,カソードストリップ番号) = (ano, cth) (ano, cth = 0,...,383) (4.28) から出発して運動する陽電子の軌跡を求めることにする。ドリフト空間中の陽電子の運動方程式は

$$m_e \frac{\mathrm{d}^2 \mathbf{r}}{\mathrm{d}t} = e\mathbf{E} - k\mathbf{v} \tag{4.29}$$

である。式 (4.29) の粘性項の係数 k は、終端速度がドリフト速度に一致することから求めることができる。粘 性項が大きく、終端速度に達するまでの移動距離 ≪ 電場変化の典型的距離 が成り立つことから、任意の初速 に対し、陽電子は電気力線に沿って運動する。cth = 192,10 のそれぞれから出発させたときの軌跡を図 4.30、 4.31 にて図示する。cth = 192 のときは TPC 有感領域の中心を含むので、比較的電場が一様であり、軌跡は z軸に対し殆ど平行になる。一方、cth = 10 のときは殆ど TPC 有感領域の端であり、軌跡は大きく歪む。軌跡 が x = 0 に対して対称でないのは、ワイヤーが対称に存在しないからである。 得られた電子の軌跡を用いて、



図 4.27 gmsh で定義した構造を z 負から正の方向に かけて俯瞰した。概ね対称に配置されているが、ワイ ヤーは x, y 軸対称でない。



図 4.28 gmsh で定義した構造を図 4.27 とは別の角 度から俯瞰した。



図 4.29 Gmsh と Elmer による電場計算により得られたドリフト空間での等電位面。ドリフト方向にほぼ 平行な電場が得られているように見えるが、実際はは特に端の方で破綻している。



図 4.30 カソード ID=192(y = 0.4 mm) のストリップ上から運動した陽電子の軌跡の (左)xz 射影、(中)yz 射影、(右)zt 射影。



図 4.31 カソード ID=10(y = 146.4 mm) のストリップ上から運動した陽電子の軌跡の (左)xz 射影、(中)yz 射影、(右)zt 射影。



図 4.32 飛跡を xz 平面に射影して足し上げた画像。(左) 実験、(中) 低エネルギー事象シミュレーション、 (右) 高エネルギー事象シミュレーション。

飛跡を歪ませる。飛跡を全く歪ませないときの飛跡中の点を (ano_i, cth_i, clk_i) とおく。ano_i、cth_i、clk_i はそれ ぞれアノードストリップ番号、カソードストリップ番号、クロック数であり、それぞれ飛跡の x、y、z 座標に 対応する。ここで、クロック数が clk_i の同一 z 平面と 384 × 384 本の電子の軌跡との交点を求め、これら交点 と (ano_i, cth_i, clk_i) とのユークリッド距離が最小になる軌跡を一つ選ぶ。TPC 中で発生した電離電子はこの軌 跡に沿って運動し、 μ -PIC に到着した際の地点を (ano', cth') とすると、(ano', cth', clk_i) が実際に得られる歪 んだ飛跡である。この方法で歪ませた飛跡の積分画像を図 4.32(右) にて示す。明らかに、低エネルギー事象シ ミュレーションのときの図 4.32(中) よりも、高エネルギー事象シミュレーション図 4.32(右) の方が実験のとき の図 4.32(左) と一致している。



図 4.33 ⁶⁰Co 線源を天頂角 17°、方位角 0° に設置し、(1) から (7) までの信号選択を加えたときのスペクトル (緑:シミュレーション、茶:実験)、

4.5.2 シミュレーションの妥当性の確認

図 4.33 は ⁶⁰Co 線源を天頂角 17° に置き、(1) から (7) までの信号選択生き残った事象のスペクトルを、シ ミュレーション (緑)、実験 (茶) について示したものである。(1) から (7) までのそれぞれで、シミュレーショ ンと実験のスペクトルは程よく一致した。但し、信号選択条件は 4.6 で定めたものを用いた。

これらにより、妥当なシミュレーションが構成できていることを確認した。

4.6 高エネルギー事象解析における信号選択条件パラメータの決定

気球フライトではガンマ線以外にも陽子、中性子、電子、陽電子なども入射してくる為、これら雑音を除け るどうかが重要となる。この為、4.3 で述べた信号選択条件に現れるパラメータ *L*_{th}, *z*_{th}, ... を見直し、(6) 接 続条件や (7) アルファカットを一つに決める為に、宇宙線事象を雑音、⁶⁰Co データを信号として SN 比を評価 した。宇宙線事象は、PARMA[52] によって計算されている陽子、中性子、電子、陽電子のフラックスを用い て、Geant4 でモンテカルロ・シミュレーションを行うことで得た。

まず、(3)dE/dx カットを検討する。図 4.34 は、直前の (2) の信号選択まで生き残った宇宙線事象の、TPC でのエネルギー損失 E_{PSA} に対する飛跡の長さ L の分布である。線源を用いた場合の分布 (図 4.10) 異なり、図 4.9(b)(c) の成分が強く見えている。このうち、TPC 横断事象である (b) は明らかに高エネルギー事象ではないので、式 (4.10) を用いて除かねばならない。そこで、式 (4.10) 中に現れる閾値 L_{th} を SN 比が最も良くなるように決める。図 4.35(左) は、図 4.34、4.10 を L の軸に射影した分布である。宇宙線事象では、図 4.9(b) に対応して、~ 300 [mm] に大きなピークを作るが、ガンマ線事象による ⁶⁰Co データでは小さい。雑音 N を全宇宙線事象 (陽子 + 中性子 + 電子 + 陽電子)、信号を ⁶⁰Co 実験、 ⁶⁰Co シミュレーションとしたときの、カット閾値 L_{th} に対し、実現される N/S, $1/\sqrt{S}$ をプロットしたのが図 4.35(右) である。図 4.35(右) より、 L_{th} を小さく



図 4.34 (2) まで生き残った宇宙線シミュレーション事象 (陽子 + 中性子 + 電子 + 陽電子) の、TPC で落と したエネルギー *E*_{PSA} に対する飛跡の長さ *L* の分布。



図 4.35 (左) 飛跡の長さに対する計数率。緑、赤、マゼンタがそれぞれ線源実験、線源シミュレーション、宇宙線シミュレーションである。(右) 雑音 N を宇宙線事象、信号 S を線源実験 (緑)、線源シミュレーション(赤) とした時の、各閾値 $L_{\rm th}$ に対する $N/S(実線), 1/\sqrt{S}(点線)$ で示した。但し、 $L_{\rm th}$ を小さくすればするほど雑音除去が強力になることに注意する。実際、 $L_{\rm th}$ が 0 の近傍では S が小さくなるので、 $1/\sqrt{S}$ が急激に上昇している。

する程、*N/S* は単調に減少する。つまり、図 4.9(b) の線上に渡って、信号以上に雑音が存在するので、この信 号選択条件だけで宇宙線事象を除ききることはできない。本解析では、全宇宙線事象のピーク全てを除くこと ができる *L*_{th} = 265 mm に選んだ。このとき図 4.35(右) より、*N/S* ≫ 1/ \sqrt{S} が成り立ち、*N/S* にこだわるあま り信号 *S* を引きすぎる除去になっていないことが確認できる。

次に (4)z 座標での fiducial volume カットを吟味する。(2) の場合と同様に SN 比が良くなるように _{Zth} を決める。図 4.36(左) は、(3)dE/dx カットまで行ったときの飛跡の z 座標の最小値 _{Zmin} に対し、計数率をプロットしたものである。図 4.13、4.14 で見たように、_{Zmin} ~ 27 mm のピークは、宇宙線や、ガンマ線と筐体との



図 4.36 (左)(3) までの信号選択を行った後の飛跡の z 座標の最小値 z_{min} に対して計数率をプロットした。 (右)(3) までの信号選択を行った後の閾値 z_{th} +27 mm に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ をプロットした。但し、 z_{th} が大 きくなればなる程、雑音除去が強力になることに注意する。記号は図 4.35 と同じ。

相互作用で発生した荷電粒子が上から (z 負方向) から TPC 有感領域に入射したものと思われ、(4)z 方向の fiducial volume カットではではこのような事象の除去が期待される。(3)dE/dx カットまで生き残った事象につ いて、(4) の閾値 z_{th} + 27 mm に対して N/S、 $1/\sqrt{S}$ をプロットしたのが図 4.36(右) である。図 4.36(右) より、 $z_{th} = 5$ mm より除去をきつくしても N/S は変わらないことが分かる。従って、閾値は上空からの荷電粒子に よるピークをすべて含むような $z_{th} = 5$ mm に設定した。

(5) 散乱点から下ろした垂線の長さによるカットを検討する。(5) は、低エネルギー事象のx, y 方向の fiducial volume カットに対応する信号選択であり、外部から入射してくる荷電粒子が TPC 有感領域の端に偽の散乱 点を作りやすい性質を利用し、雑音を除去する。SN 比を用いてより良い $h_{\text{scat,th}}$ を求める。図 4.37(左) は、(4) までの除去を生き残った事象のうちの、散乱点から一番近い TPC 有感領域境界に下ろした垂線の長さ h_{scat} (図 4.15) に対する計数率である。図 4.37(左) より、宇宙線、2 つのガンマ線事象のどれも h_{scat} の増加に 伴って計数率は下がるが、宇宙線事象の方が遥かに早く減少していく。図 4.37(右) は、閾値 $h_{\text{scat,th}}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ である。図 4.37(右) より、閾値 $h_{\text{scat,th}}$ を大きくして除去を強くすればする程、N/S は良くなるが、 $h_{\text{scat,th}} = 40$ mm で傾きが変わる為、ここを閾値とした。

(6) 飛跡と PSA ヒット点との接続条件を決定する。TPC から脱出した電子が PSA にてヒット信号を作る高 エネルギー事象では、飛跡終点と電子の PSA ヒット点との間は近くなければならず、これを満たさない事象は 偶発事象として除去する。ここで、接続条件を表現できる 3 つのパラメータ $h_{ter2PSA}$ 、 l_{expol} 、 λ (図 4.17) を比較 検討し、より良い SN 比を目指す。まず、飛跡終点から PSA ヒット点がある PSA 面まで下ろした垂線の長さ $h_{ter2PSA}$ について考える。底面と側面の不感領域の厚みが違う為 (底面:9.6 mm、側面:22 mm)、 $h_{ter2PSA}$ の計算 は、電子が底面 PSA にヒットした場合 ($h_{ter2PSA,bottom}$) と側面にヒットした場合 ($h_{ter2PSA,side}$) で分割する。側 面にヒットした場合 ($h_{ter2PSA,side}$) を見てみると、(5) まで生き残った事象の分布、S/N、 $1/\sqrt{S}$ は図 4.38 のよ うになる。図 4.38(左) より、宇宙線事象とガンマ線事象で全く同じ傾向を示していることが分かる。従って、 図 4.38(右) で明らかなように、閾値 $h_{ter2PSA,side,th}$ を強くしていくと ~ 20 mm で急激に SN 比が悪くなるだけ で、それより緩いところでは N/S は一定であり、この信号選択は SN 比を上げるのに効果的であるとは言えな い。このような議論は $h_{ter2PSA,bottom}$ 、 l_{expol} 、 λ の場合でも同様に成り立つ。図 4.39 は、飛跡終点から PSA へ



図 4.37 (左)(4) までの信号選択を行った後の散乱点から下ろした垂線の長さ h_{scat} に対して計数率をプロットした。(右)(4) までの信号選択を行った後の閾値 $h_{scat,th}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ をプロットした。但し、 $h_{scat,th}$ が大きくなればなる程、雑音除去が強力になることに注意する。記号は図 4.35 と同じ。

の外挿点と PSA ヒット点との距離 l_{expol} についての分布、閾値に対する $N/S, 1/\sqrt{S}$ である。図 4.39(左) より、 実験とシミュレーションそれぞれのガンマ線事象で l_{expol} の分布が異なる。これは 4.5.1 で述べた電場の非一様 性が実験とシミュレーションで完全に一致しておらず、TPC 有感領域の端に存在する飛跡終点の振る舞いが異 なるためである。この為、図 4.39(右) よりわかるように、100 mm 以下で閾値 $l_{expol,th}$ を設定すると、実験とシ ミュレーションで差を生むような信号選択になり都合が悪い。一方で 100 mm 以上で N/S は殆ど一定であり、 SN 比を良くせず無意味である。以上より、接続条件は課さないほうが良いと言えるが、再構成を明らかに間 違っているような $\lambda < 0$ のような事象は除くことにした。但し、図 4.40 より明らかなように、 $\lambda < 0$ となる事 象は、(1)-(5) までで除去される事象に比べると圧倒的に少ない。

(7) アルファカットを吟味する。まず、 $\Delta \cos \alpha_{\rm th}$ を決定する。図 4.41(左)は、(6)接続条件まで生き残った事 象についての $\Delta \cos \alpha$ に対するカウントレートである。⁶⁰Coの実験・シミュレーションに対して、 $\Delta \cos \alpha = 0$ を中心に、低エネルギ事象のときよりも鋭いピークを持つ。これは、高エネルギー事象のときの方が電子が 真っ直ぐ TPC 内を走るので、反跳方向がより正確に決まることに起因する。図 4.41(右)は、閾値 $\Delta \cos \alpha_{\rm th}$ に 対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ である。ここでは、実験とシミュレーションの N/S が一致する $\Delta \cos \alpha_{\rm th} = 0.5$ を閾値と した。一方で、 $\cos \alpha_{\rm CMS}$ の分布、その閾値 $\cos \alpha_{\rm CMS,th}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ は図 4.42 である。 $\cos \alpha_{\rm CMS}$ は $\Delta \cos \alpha$ に対し有効な信号選択とは言えない。何故なら、図 4.42(右)より、閾値 $\cos \alpha_{\rm CMS,th}$ を最も強くして得 られる $N/S \sim 0.05$ は、 $\Delta \cos \alpha$ を用いれば $\Delta \cos \alpha_{\rm th} = 0.5$ のとき達成可能だからである。以上より、アルファ カットには $\Delta \cos \alpha$ を用いることにする。

これらにより、高エネルギー事象の信号選択条件は一つに定まった。以下にまとめておく。

(1)2 ヒット事象の取り出し PSA ヒット点が2つの事象を取り出す。(2) エネルギーのカット

 $120 \text{ keV} < E_{\gamma}' < 2000 \text{ keV}$ (4.30)

 $120 \text{ keV} < E_{\text{PSA}} < 2000 \text{ keV}$ (4.31)

 $K_e > 300 \text{ keV}$ (4.32)



図 4.38 (左)(5) までの信号選択を行った後の飛跡終点から電子ヒット点のある側面 PSA 面まで下ろした垂線の長さ $h_{ter2PSA,side}$ に対して計数率をプロットした。(右)(5) までの信号選択を行った後の閾値 $h_{ter2PSA,side,th}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ をプロットした。但し、 $h_{ter2PSA,side,th}$ が小さくなればなる程、雑音除去が強力になることに注意する。記号は図 4.35 と同じ。



図 4.39 (左)(5) までの信号選択を行った後の飛跡終点から PSA への外挿点と PSA ヒット点との距離 l_{expol} に対して計数率をプロットした。(右)(5) までの信号選択を行った後の閾値 $l_{expol,th}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ を プロットした。但し、 $l_{expol,th}$ が小さくなればなる程、雑音除去が強力になることに注意する。記号は図 4.35 と同じ。

(3)dE/dx カット L_{th} = 265 mm として

$$L > \frac{7.1}{\rho} \times \left(\frac{K_e}{1000}\right)^{1.5} + 25 \text{ mm}$$
 (4.33)

$$L < 265 \text{ mm}$$
 (4.34)

(4)z 座標での fiducial volume カット $z_{\min,th} = 5 \text{ mm}$ として

$$z_{\min} > 32 \text{ mm}$$
 (4.35)



図 4.40 (5) まで生き残った事象に対する λ の分布。



図 4.41 (左)(6) までの信号選択を行った後のアルファ角の差 $\Delta \cos \alpha$ に対して計数率をプロットした。 (右)(6) までの信号選択を行った後の閾値 $\Delta \cos \alpha_{\rm th}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ をプロットした。但し、 $\Delta \cos \alpha_{\rm th}$ が小さくなればなる程、雑音除去が強力になることに注意する。記号は図 4.35 と同じ。

(5) 散乱点から下ろした垂線の長さによるカット *h*_{scat,th} = 40 mm として

$$h_{\rm scat} > 40 \text{ mm} \tag{4.36}$$

(6) 飛跡と PSA ヒット点との接続条件

$$\lambda > 0 \tag{4.37}$$

(7) アルファ角によるコンプトン運動学テスト $\Delta \cos \alpha_{\text{th}} = 0.5$ 、

$$|\Delta\cos\alpha| < 0.5 \tag{4.38}$$

(8) 天頂角によるカット 検出器座標系で天頂角 60°以内に入射した事象のみ残す。



図 4.42 (左)(6) までの信号選択を行った後の重心系アルファ角 $\cos \alpha_{\text{CMS}}$ に対して計数率をプロットした。(右)(6) までの信号選択を行った後の閾値 $\cos \alpha_{\text{CMS,th}}$ に対する N/S、 $1/\sqrt{S}$ をプロットした。但し、 $\cos \alpha_{\text{CMS,th}}$ が小さくなればなる程、雑音除去が強力になることに注意する。記号は図 4.35 と同じ。

4.7 高エネルギー事象に対する ETCC の検出器応答

4.6 で信号選択条件が定まったので、低エネルギー事象の場合と同じく、平行光シミュレーション、地上線 源実験データ及びそのシミュレーションを用いて、高エネルギー事象に対する検出器応答を求める。

(8) 入射天頂角によるカットを生き残る事象について、入射エネルギーに対する有効面積をプロットしたの が図 4.43 である。線源実験、線源シミュレーション、平行光シミュレーションの場合と全事象 (直接成分+散 乱成分)、直接成分のみの場合とで記号を変えた。線源の設置方向、平行光の到来方向は天頂角 0°、方位角 0° とした。直接成分を取り出す際は、入射エネルギーを中心としエネルギー分解能 (FWHM) の範囲以内に再構 成された事象のみを選んだ。線源として¹³⁷Cs と ⁶⁰Co を用いたが、いずれについても有効面積は実験とシミュ レーションとで誤差の範囲で一致した。3 MeV を超えると有効面積は減少する一方、入射エネルギーが大きく なる程検出される散乱成分が多くなるので、全事象と直接成分との差が大きくなる。入射エネルギーが 1 MeV の平行光シミュレーションを行ったときの、有効面積の天頂角依存性を図 4.44 に示す。図 4.44 より、高エネ ルギー事象に対する ETCC の FoV は ~ 50° であり、低エネルギー事象と同じく広い視野を持つことが分かる。 入射エネルギーに対する角度分解能 (PSF の HPR)、エネルギー分解能をそれぞれ図 4.45、4.46 にて示す。ま た、⁶⁰Co 線源を用いた実験で得られた ARM 式 (2.8)、SPD 式 (2.11) の分布を図 4.47、4.48 で示す。図 3.23 より、低エネルギー事象解析での⁶⁰Co 線源に対する HPR は 20° – 30° と広がるが、高エネルギー事象の HPR は10°である。これは、高エネルギー事象のほうが電子が直線状に飛行する為、反跳方向決定精度が良くなり、 散乱面決定精度 SPD が改善されるからである。実際、低エネルギー事象では SPD は 148° になるのに対し、高 エネルギー事象では 16° となり (図 4.48)、1 桁小さく制限できていることが分かる。一方で、ARM は反跳方 向に依らず、エネルギーのみに依存するパラメータである。式(4.8)で表されるように、低エネルギー事象に比 ベてエネルギーを決定するパラメータが多いので誤差は大きくなる。実際、⁶⁰Co線源実験において、低エネル ギー事象解析で FWHM は 10.5° となるのに対し、高エネルギー事象解析では 20° と悪い。3 MeV で HPR は 極小値 7.5°を取るが、それ以上のエネルギーになると再び悪くなる。これは、3 MeV 以上では直接成分に対し 方向情報を失った散乱成分が多くなる為、検出方向が真の到来方向に一致しなくなるからである。同様に、直



図 4.43 天頂角 0°、方位角 0°から飛来するガンマ線 について、入射エネルギーに対する有効面積を描い た。但し、(8)入射天頂角によるカットまで生き残っ た事象について計算した。赤三角:線源実験 (全事象)、 青三角:線源シミュレーション (全事象)、青逆三角:平 行光シミュレーション (全事象)、緑三角:線源実験 (直 接成分のみ)、紫三角:線源シミュレーション (直接成 分のみ)、紫逆三角:平行光シミュレーション (直接成 分のみ)である。



図 4.44 1 MeV の平行光シミュレーションについて、 入射天頂角に対する有効面積を描いた。信号選択条 件、色は図 4.43 と同様。

接成分が散乱成分に埋もれることから、3 MeV に対し 4 MeV でエネルギー分解能は悪化している (図 4.46)。 以上より、高エネルギー事象に対する ETCC の振る舞いを確認できた。

4.8 フライトデータに対する高エネルギー事象解析

TPC で放電が起きた為 (図 3.11c) で TPC のトリガーレートが上昇している)、8 日 6 時 45 分よりアノードの 一部の高圧電源を落としているが、高エネルギー事象解析での補正は未対応である。よって、高エネルギー事 象の解析は、放球した7日6時 26 分から、8 日6時 45 分までが対象とした。各除去条件 (1)-(8) まで生き残っ た事象について、スペクトルを示したのが図 4.49 である。0.511 keV では殆ど感度がないため、電子陽電子対 消滅線のピークは見えない。また、(2) エネルギーのカットで、PSA のダイナミックレンジの上限 2 MeV を超 えた事象は除去している為、(2) まで生き残ったスペクトルでは 2 × 2 MeV のところで折れ曲がりが見える。ま た、フライトデータでの各カットパラメータの分布を図 4.50、4.51、4.52、4.53 にて示す。(1) から(8) のそれ ぞれまで生き残った事象について、光度曲線を示したのが図 4.54 である。条件 (5) 散乱点から下ろした垂線の 長さによるカット以降を生き残る事象については、低エネルギー事象解析と図 3.11e) と同様に、8 日 05:45 の 銀河中心の南中付近の時間帯で有意な超過が見られる。また、シミュレーションで見積もった宇宙線雑音事象 の計数率は (1)6.1 Hz から (8)0.0016 Hz にまで減少した。つまり、(8) でのレベルフライト時の計数率~0.1 Hz のうち、宇宙線事象で説明できるのは~1%程度に過ぎない。ここで、図 4.55 で示すように、銀河中心領域 が視野に収まっている時間帯 8 日 2 時 32 分から 8 日 45 分までを GC 時間と呼ぶことにする。GC 時間に含ま れる放射は 銀河中心領域からの拡散ガンマ線 + 大気ガンマ線 + 背景ガンマ線 + 機器由来ガンマ線 である。背 景ガンマ線の強度は大気厚によって吸収・散乱を受けて指数関数的に減少する一方、大気ガンマ線は大気厚に 比例して増大することが知られている。機器由来ガンマ線は一次及び二次宇宙線に起因し、これらは (cutoff



図 4.45 入射エネルギーに対する PSF の HPR。入射 角、信号選択条件、色は図 4.43 と同様。



図 4.47 赤:天頂角 0° に ⁶⁰Co を設置したとき の ARM(信号 + 雑音)、黒:線源を置かないときの ARM(雑音)、青:実計測時間でスケールして差分を 取ったときの ARM である。正規分布でフィットした ときの FWHM は 20° になった。



図 4.46 入射エネルギーに対するエネルギー分解能 で、輝線の FWHM を百分率で求めた。入射角、信号 選択条件、色は図 4.43 と同様。



図 4.48 赤:天頂角 0° に ⁶⁰Co を設置したときの SPD(信号 + 雑音)、黒:線源を置かないときの SPD(雑 音)、青:実計測時間でスケールして差分を取ったとき の SPD である。コーシー分布でフィットしたときの FWHM は 16° になった。

rigidity に対する依存性を無視すれば) 大気厚のみに依存する。従って、気球高度が同程度かつ、銀河中心を視野に入れていない時間帯を取ることで、雑音成分である 大気ガンマ線 + 背景ガンマ線 + 機器由来ガンマ線 を見積もられる。更に、それらを GC 時間から差し引くことで、銀河中心領域からの拡散ガンマ線を取り出すことができる。そこで、条件に合致する 2 つの時間帯 7 日 10 時 0 分から 7 日 13 時 0 分、7 日 23 時 0 分から 8 日 1 時 0 分を、それぞれ BGHigh 時間、BGLow 時間と呼ぶことにする。図 4.55 より分かるように、BGHigh時間の方が計数率は~2 倍高い。 GC 時間、BGHigh時間と BGLow 時間の平均、それらの差分のスペクトルを図 4.56 に示す。銀河中心からの放射を 10 の有意度で検出した。同様に、雑音として、BGHigh 時間、BGLow 時間を取った時の検出有意度はそれぞれ 5.4 (4 なった。


図 4.49 高エネルギー事象を解析して得られたスペクトル。(青)(1)2 ヒット事象の取り出しまで (5.911×10⁶ 事象)、(赤)(2) エネルギーのカットまで (2.912×10⁶ 事象)、(黒)(3)dE/dx カットまで (9.316×10⁵ 事象)、 (茶)(4)z 座標の fiducial volume カットまで (6.275×10⁵)、(シアン)(5) 散乱点から下ろした垂線の長さによ るカットまで (91340 事象)、(紫)(6) 電子の接続条件まで (89560 事象)、(青)(7) アルファ角によるコンプト ン運動学テストまで (32100 事象)、(緑)(8) 天頂角によるカットまで (9017 事象)。



図 4.50 フライトデータでカットを変えていった時 の z_{min} の分布。記号は図 4.49 と同じ。



図 4.52 フライトデータでカットを変えていった時 の *λ* の分布。記号は図 4.49 と同じ。



図 4.51 フライトデータでカットを変えていった時 の *h*_{scat} の分布。記号は図 4.49 と同じ。



図 4.53 フライトデータでカットを変えていった時 の $\Delta \cos \alpha$ の分布。記号は図 4.49 と同じ。



図 4.54 (1) から (8) の信号選択のそれぞれまで生き残った事象の光度曲線。記号は図 4.49 と同じ。更に、 (8) まで生き残るシミュレーションで見積もった宇宙線雑音の計数率を赤破線で示した。



図 4.55 (8) の信号選択のまで生き残った事象の光度曲線。図 4.54 では対数表示されていた縦軸を線形軸 にしている。また GC 時間、BGHigh 時間、BGLow 時間の定義も示した。

次に、銀河中心領域からの放射マップを作成した。まず、雑音が方位角に対し等方的で、高度が同じであれ ば時間に対し一様に入射するとして、BGHigh 時間、BGLow 時間の放射から、入射エネルギーと検出器座標系 の天頂角に依存する雑音モデルを作成した (図 4.57(左))。そして、雑音モデルに従い、気球の飛行径路に沿っ て視野内で放射を積分することで、雑音成分の放射マップを作成し (図 4.57(右))、実際に観測で得られた放射 マップと比較した。但し、この時の解析は水平飛行中の7日8時43日から8日6時45分までである。実際 の観測と雑音モデルの差分を取り、実計測時間で割って計数率に変換した放射マップを図 4.60にて示す。図 4.60より、銀河中心領域から30°以上に広がった分布を得た。



図 4.56 GC 時間 (黒)、BG 時間の平均及びそれらの差分 (青) のスペクトル。



図 4.57 (左) 作成した雑音モデル。BGHigh 時間と BGLow 時間の放射強度の平均を取った。(右) 雑音モ デルによるカウントマップ作成の模式図。



図 4.58 実際の観測で得られたカウントマップ。



図 4.59 図 4.57 の雑音モデルにより生成されたカウ ントマップ。



図 4.60 差分を取ったマップを銀河座標系で示した。銀河中心から 30°以上に渡って放射が確認される。

4.8.1 議論

図 4.60 は検出器の応答を解いていないので、真の宇宙ガンマ線の放射マップではない。しかし、得られたガ ンマ線のエネルギーが殆ど 1-5 MeV であること (図 4.56)、その帯域の高エネルギー事象解析の角度分解能が ≲ 10° であること (図 4.45) を考慮すると、真の分布も銀河面に張り付かない 30° 以上に広がった構造を持つと 考えられる。今後、更に解析を進め、低エネルギー事象のデータと合わせて、銀河中心領域から放射起源につ いて解明していく。

第5章

まとめと今後

5.1 まとめ

TPC で反跳電子が止まる低エネルギー事象に対し、TPC を突き抜けた反跳電子が PSA にヒットし、散乱ガンマ線と合わせて、1 事象につき 2 点の PSA ヒット点がある事象を高エネルギー事象と呼ぶ。本研究では、高エネルギー事象に対する解析手法を初めて確立し、我々の開発している ETCC に対し、COMPTEL 以来 30 年に渡って進展の無かった \gtrsim 1 MeV の帯域に感度を持たせることに成功した。有効面積、エネルギー分解能、角度分解能はそれぞれ、0.02 cm²、30%、10° となり、これらの性能は地上較正実験とシミュレーションで誤差の範囲で一致した。特に、角度分解能は、反跳電子が比較的直線的に飛行することから、反跳方向が精度良く決まる為、低エネルギー事象で 20°(@1 MeV) であるのに対し大変良い。また、この手法を SMILE-2+ 実験のフライトデータに適応することで、 $\gtrsim 5\sigma$ 以上の有意度で銀河中心領域からの放射を観測した。

5.2 今後

SMILE-2+ での高エネルギー事象解析の取得可能なエネルギー帯域は、PSA のダイナミックレンジによって 制限されている。そこで、シンチレータからの光読み出しを光電子増倍管から、Multi-Pixel Photon Counter[59] に変更し、入射エネルギーに合わせて low gain と high gain の 2 種類の増幅器を用意することで、PSA のダイ ナミックレンジを 5 MeV まで拡大することができる。これにより、10 MeV 以上のガンマ線に対しても ETCC は感度を獲得できる。更に、SMILE-2+ の ETCC では取得していなかったヒット時間の情報を得られれば、2 つの PSA ヒットが同時かどうかを検証することで、偶発事象による雑音を除くことができる。これらの改善 以外にも、3 軸読み出し μ -PIC による反跳方向決定精度の向上、TPC 封入気体の Ar ベース 2 気圧から CF4 ベース 3 気圧への変更を施し、SMILE-2+ 時と比べて有効面積を 5 倍以上、角度分解能を 2-3 倍改善した新型 ETCC を製作する。更に、この新型 ETCC を 1 ヶ月の長期間に渡って気球に搭載し、COMPTEL の 2-5 倍の 感度で科学観測 SMILE-3 を行う。これにより、銀河中心領域からの拡散放射のより詳細な分布、Cyg X-1 や かに星雲の偏光観測等ができれば、COMPTEL 以来進展が無かった MeV ガンマ線天文学が大きく前進すると 期待される。

参考文献

- [1] Bouchet, L., Strong, A. W., Porter, T. A., et al. 2011, ApJ, 739, 29
- [2] Orlando, E. MNRAS 475, 2724 2742 (2018)
- [3] galprop.stanford.edu(https://galprop.stanford.edu/)
- [5] Strong, A. W., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Schönfelder, V. 1999, Astrophysical Letters and Communications, 39, 209
- [6] C. M. Ho, R. J. Scherrer, Phys. Rev. D, 87, 065016 (2013)
- [7] K. Griest, M. Kamionkowski, PRL, 64, 615 (1990)
- [8] E. Aprile et al., PRL, 121, 111302 (2018)
- [9] K. Ahn, E. Komatsu, PHYSICAL REVIEW D 72, 061301(R) (2005)
- [10] James M. Cline and Pat Scott JCAP03(2013)044
- [11] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White APJ, 462:563-575, 1996 May 10
- [12] Y. Sofue 2011 PASJ: Publ. Astron. Soc.
- [13] XCOM; Photon Cross Section Database (http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html).
- [14] G.F.Knoll 「放射線計測ハンドブック 第3版」日刊工業新聞社 (2001)
- [15] L. C. Maximon, 1968, J. Res. Nat. Bur. Stand., vol. 72B (Math. Sci.), no. 1, pp. 79-88 [1]
- [16] https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/bat_desc.html
- [17] https://ipl.uv.es/?q=es/content/page/ibis-coded-mask
- [18] R.Diehl et al., A&A 611, A12 (2018)
- [19] L. Bouchet et al., APJ 679:1315Y1326, 2008 June 1
- [20] G. Weidenspointner et al., A&A 368, 347 368 (2001)
- [21] V. Schönfelder, New Astronomy Reviews 48 (2004) 193 198
- [22] R.C.Hartman, et.al.: ApJS 123 (1999) 79.
- [23] V. Schöfelder et al.: Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 143 (2000) 145.
- [24] Virgil L.Highland NIM Volume 129, Issue 2, 15 November 1975, Pages 497-499
- [25] C. Kierans et al., The Astrophysical Journal, 895 (2020) 44.
- [26] T. Siegert et al., The Astrophysical Journal, 897 (2020) 45.
- [27] A. Kierans et al., arXiv:1701.05558
- [28] C. Kierans et al., 11th INTEGRAL Conference Gamma-Ray Astrophysics in Multi- Wavelength Perspective, Arxiv ID: 1701.05558 (2016).
- [29] M. BORN and E. WOLF, Principles of Optics 7th Edition, Cambridge University Press (1999)
- [30] V. Sch 🛛 onfelder, Ed. The Universe in Gamma Rays Sptinger (2001)
- [31] E. J. Kobetich and Robert Katz Phys. Rev. 170, 391 Published 10 June 1968

- [32] https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions
- [33] A. Ochi et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A Volume 478, Issues 1 2, 1 February 2002, Pages 196-199
- [34] M Abe et al 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1498 012002
- [35] F. Sauli 'Gaseous Radiation Detectors Fundamental and Applications' Cambridge University Press
- [36] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. A 386, 531-534 (1997)
- [37] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. A505, 195 (2003)
- [38] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. A522, 93 (2004)
- [39] T. Mizumoto et al, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A Volume 800, 11 November 2015, Pages 40-50
- [40] V. V. Avdeichikov et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A Volume 349, Issue 1, 15 September 1994, Pages 216-224
- [41] https://www.3mcompany.jp/3M/ja_JP/p/d/b5005047091/
- [42] A. Takada, et al., ApJ, 733(1), 15, 2011
- [43] E. Jourdain and J. P. Roques APJ, Volume 704, Issue 1, pp. 17-24 (2009).
- [44] J. C. Ling, Journal of Geophysical Research, Volume 80, Issue 22, p. 3241
- [45] W.R.Leo, 'Techniques for Nuclar and Particle Physics Experiments'
- [46] 宮本 奨平 修士論文京都大学 (2016)
- [47] D.Dujmic et al., Nucl. Instr. Meth. A Volume 584, Issues 2 3, 11 January 2008, Pages 327-333
- [48] T. Ikeda et al., PTEP Volume 2021, Issue 8, August 2021, 083F01,
- [49] O. Ronneberger, P. Fischer, and T. Brox, in Proc. 18th Int. Conf. Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention (MICCAI), eds. N. Navab, J. Hornegger, W. M. Wells, and A. F. Frangi (Springer, New York, 2015), Vol. 3, p. 234.
- [50] Agostinelli, S., et al. 2003, Nucl. Instr. Meth. A, 506, 250
- [51] Desorgher, L., et al. 2005, JMPA, 20, 6802
- [52] Sato, T., et al. 2008, Radiation Research, 170, 244
- [53] https://www.gfz-potsdam.de/en/kp-index/
- [54] Thompson, D.J., Simpson, G.A., &O 🛛 zel, M.E. 1981, J. Geophys. Res., 86, 1265
- [55] A. Takada et al., arXiv:2107.00180
- [56] T. Tanimori et al., J. Phys. Conf. Ser. 1468, 012046(2020).
- [57] C. Geuzaine and J.-F. Remacle. International Journal for Numerical Methods in Engineering 79(11), pp. 1309-1331, 2009.
- [58] https://www.csc.fi/web/elmer
- [59] S. Gomi et al., IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record N30, 108

謝辞

谷森教授は、私が宇宙線研究室 MeV ガンマ線グループに入るきっかけを作ってくださり、配属後も2年間 様々な形でお世話になりました。谷森教授の背中を見て、研究者の何たるかを学ぶことができました。高田助 教授の解析についての微に入り細を穿った指導は、本研究の進展には不可欠でした。更に、対外発表等の準備 で勉強不足を露呈する私に根気強く付き合っていただいて、MeV ガンマ線天文学の基礎を教授してくださいま した。私が研究で些細な躓きに遭う度に通い詰められた池田さんには、その都度適切なアドバイス又はソース コードをいただきました。さぞ研究の邪魔であったろうこと、恥じ入るばかりです。吉川さんには、解析を手 伝っていただきつつ、後輩に一様に発せられる「おぎおくんなら行けるよ」という根拠のない励ましと、美冨 久をいただきました。また、SMILE-2+実験を実地で行った者ならではの知識を、細部に至るまで教えていた だきました。阿部さんには、解析方法について様々なアイデアをくださり、特に、ルネの食堂で一緒に食べて いた時にいただいたものが、本研究で最も困難だった状況の打開に繋がりました。また、同期の吉田君、津田 君からは、私の手に負えないハードウェア開発の知見を共有してくれました。その他私の修士課程の生活を支 えてくださった方々を含め、皆様に厚く御礼申し上げます。