

電子飛跡検出型コンプトンカメラの
飛跡解析方法の改良による角度分解能の向上

宮本 奨平

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

概要

宇宙に存在する He より重い元素は星の内部や超新星爆発などによって生成されると考えられている。この合成の過程で放射性同位体も生成される。放射性同位体は、寿命にしたがって崩壊し、数百 keV から数 MeV の核ガンマ線が放射される。寿命の短い元素は生成されたその場で崩壊すると考えられるため、この MeV ガンマ線輝線の観測は、元素の合成現場を直接観測できる唯一の窓である。しかし MeV ガンマ線領域は未開拓なまま取り残されている。実際に宇宙で MeV ガンマ線天体を観測した Compton Telescope(COMPTTEL) は、地上実験の予想の 3 分の 1 という低い感度しか達成できず、観測できた定常天体は約 30 個であった。核ガンマ線の観測も、銀河面からの 511 keV と ^{26}Al の崩壊に伴う 1.8 MeV 核ガンマ線の観測にとどまっている。2014 年、Ia 型超新星爆発 SN2014J の INTEGRAL による観測で、 ^{56}Co の崩壊に伴う核ガンマ線を 4σ で検出した。これは世界初の快挙であったが、SN2014J は 3.5 Mpc の非常に近傍で起こった稀な超新星爆発であるため、INTEGRAL の感度ではおよそ 40 年に 1 回の観測しか期待できないことになる。MeV ガンマ線領域で感度の良い観測が行われていない主な原因は、MeV ガンマ線のイメージング方法が確立されていないことがあげられる。従来のコンプトンカメラは電子の反跳方向を測定できないため、コンプトン散乱を完全に再構成できなかった。そのため、MeV ガンマ線のイメージングでは、ガンマ線の到来方向の 2 角の情報のうち 1 角だけを用いた、疑似的なイメージングしかできなかった。

我々は、電子飛跡を測定することでイメージングに必要な 2 角の情報を測定し、真のガンマ線イメージングが可能な MeV ガンマ線カメラ Electron-Tracking Compton Camera(ETCC)を開発している。ETCC では 3 次元飛跡情報は Time Projection Chamber(TPC) で測定している。読み出し回路を削減し、省電力化、低コスト化する目的から TPC 後段検出器では直交する 2 次元ストリップ読み出しを採用している。ドリフト方向の時間軸サンプリング幅を 10 ns とすることで多重ヒットを抑えているが、それでもその影響が大きく、反跳方向が精度よく決まらない飛跡があった。そのためコンプトン散乱平面の決定精度 (Scatter Plane Deviation: SPD) の誤差は 200° (FWHM, 662 keV) と、電子の多重散乱による原理限界の数倍程度でしか測定できなかった。この問題を解決するために信号波形が閾値を超えている時間 (Time Over Threshold: TOT) を測定し、宇宙線 μ 粒子の飛跡を利用してタイムウォークを補正し、粒子が実際に通過した位置の決定精度を解析的に向上させることで多重ヒットをさらに抑えた。電子の反跳方向決定精度が向上した結果、SPD 分解能が最高で約 50° (FWHM, 662 keV ガンマ線測定、80 keV 以上の電子のみ選択) まで改善し、多重散乱の原理限界に近づくことができた。

ガンマ線の到来方向が一意に決定できるので、MeV ガンマ線カメラで初めて Point Spread Function(PSF) を定義した。今回の改善により現在の ETCC では、PSF の半値が 10° から 15° 程度であることが分かった。MeV ガンマ線観測の目標である、可視光や X 線と同様のイメージングスペクトロスコピーを ETCC で実現し、雑音の 1 桁以上の除去を達成した。飛跡情報の 3 軸読み出しといった今後の改善により PSF の半値は数度程度まで改善可能であり、光学と同じよう

な完全な MeV ガンマ線イメージング法を確立した。将来の人工衛星 ETCC では、物理的限界に近い 1° 程度の PSF が実現可能となり、これにより雑音の 3 桁近い除去が可能となる。このような性能を達成できれば人工衛星 ETCC を使い、MeV ガンマ線領域で 40 Mpc 以上離れた Ia 型超新星爆発のスペクトル観測が実現可能になると期待できる。

目次

1	核ガンマ線観測により切り開かれる天文学	3
1.1	超新星爆発と核分光	4
1.1.1	Ia 型超新星爆発からの ^{56}Co の検出	5
1.1.2	重力崩壊型超新星爆発からの ^{44}Ti の検出	7
1.2	大質量星で生成される ^{26}Al と ^{60}Fe	10
1.3	電子・陽電子対消滅	12
2	ガンマ線の検出	18
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	18
2.1.1	光電効果	18
2.1.2	コンプトン散乱	20
2.1.3	電子・陽電子対生成	21
2.2	MeV ガンマ線のイメージング法	22
2.2.1	コリメータ法、コーデッドマスク法	22
2.2.2	コンプトンイメージング	23
2.2.3	ガンマ線レンズ	26
2.2.4	電子飛跡検出型コンプトン法	27
2.3	高エネルギーガンマ線イメージング	27
2.3.1	対生成イメージング	27
2.4	MeV ガンマ線観測衛星	28
2.4.1	CGRO	29
2.4.2	INTEGRAL	33
2.5	高エネルギーガンマ線衛星	36
2.5.1	Fermi	36
2.6	近年の MeV ガンマ線コンプトン望遠鏡	40
2.6.1	TIGRE	40
2.6.2	NCT(COSI)	40
2.6.3	SGD	42
2.7	ETCC	44
3	電子飛跡検出型コンプトンカメラ	47
3.1	電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理	47
3.1.1	多重散乱	48
3.2	電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成	50
3.2.1	PSA	53

3.2.2	粒子識別によるバックグラウンド除去	53
3.3	飛跡検出方法の概要	56
3.4	PSF がイメージングに与える影響	57
4	電子飛跡解析の改良	61
4.1	従来解析方法の課題	62
4.2	飛跡解析の改良	62
4.2.1	TOT 補正方法の概要	62
4.2.2	飛跡解析アルゴリズムの改良	70
4.3	SPD 分解能の評価	71
4.4	現在の課題	77
5	イメージングスペクトロスコピー	81
5.1	実測値からの PSF 評価	81
5.2	検出有意度の向上	82
5.2.1	信号優勢な環境	82
5.2.2	雑音が優勢になる環境	84
5.3	周囲からの漏れ込み軽減効果	85
6	まとめと今後	91

1 核ガンマ線観測により切り開かれる天文学

励起された原子核が基底状態に戻ることによって解放されるエネルギーは、主に MeV 領域のガンマ線として放射される。表 1.1 は恒星の進化の過程などで生成される主な放射性同位体と、その寿命、崩壊により放出されるガンマ線のエネルギーを示したものである。原子核はその核種により様々な寿命を持ち、数時間から数日といった比較的短時間で崩壊するものから、 10^5 年以上といった非常に長い時間をかけて崩壊するものがある。比較的寿命が短い原子核の崩壊に伴うガンマ線輝線の観測から元素の生成場所を直接観測することができる。さらにガンマ線輝線強度の観測から元素の生成比を求めることができ、理論モデルから予想される生成量と比較することで元素生成の物理機構を解明する直接の手がかりとなる。さらに、輝線スペクトルの広がりからは、元素の速度分布の情報が得られ、噴出物や天体周辺の星間空間の状態がわかる [1]。一方で、表 1.1 の ^{26}Al や ^{60}Fe のように寿命が 10^6 年と非常に長い元素からは、銀河面に広がる拡散ガンマ線を観測できる。この拡散ガンマ線の分布を観測することで、星の中で合成され放出された元素が銀河内にどのように広がっていき、どのように新しい星の生成につながっていくかを知る手掛かりとなる [1]。

放射性同位元素は原子核同士の熱核融合や爆発的な過程によって生成される。核融合反応は高温高密度の星の中で起こるが、星の大気はガンマ線にとって光学的に厚い。ガンマ線が星の外部へ抜け出し、地球で観測されるためには、生成された原子核が星の表面または星間空間に放出される必要がある。したがって候補天体としては、爆発を伴う超新星や新星、恒星風のような質量放出を伴う巨星などが挙げられる [2]。

表 1.1 ガンマ線を放射する放射性同位体 [1, 3]

核種	寿命	崩壊系列	エネルギー [keV]
^7Be	77 日	$^7\text{Be} \rightarrow ^7\text{Li}$	478
^{56}Ni	8.8 日	$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$	158,812
	111 日	$^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$	847,1238
^{57}Ni	52 時間	$^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}$	1370
	390 日	$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$	122
^{22}Na	3.8 年	$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + e^+$	1275,511
^{44}Ti	59 年	$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}$	68,78
	3.7 時間	$^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$	1156
^{26}Al	0.7×10^6 年	$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg} + e^+$	1809,511
^{60}Fe	2.0×10^6 年	$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co}$	59
	5 年	$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$	1173,1332
e^+	$\sim 10^5$ 年	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	511

1.1 超新星爆発と核分光

超新星爆発は宇宙で最も大きな爆発現象の一つである。爆発の際に放出される全エネルギーは 10^{53} erg とされている。そのエネルギーの大部分はニュートリノが星の外部へと運び去ってしまう。爆発エネルギーのうち 1% の 10^{51} erg は、星を構成する原子に運動エネルギーとして渡され、このエネルギーによって外層が吹き飛ぶと考えられている。しかし、ニュートリノと物質の相互作用の理解が不十分であったり、シミュレーションで爆発が再現できないなど、未解決の問題はまだ残されている [4]。

超新星爆発は、星の爆発の物理機構の違いにより大きく以下の 2 種類に大別される。

- 炭素爆燃型超新星

$8 M_{\odot}$ より小さい主系列星はその進化の最期に炭素と酸素原子からなる核を残し、自己重力と電子の縮退圧が釣り合った白色矮星となる。この白色矮星が以下に述べる過程により臨界質量を超え炭素が爆発的に原子核反応を起こすことで、超新星爆発 (Ia 型超新星) となる。爆発機構としては現在、理論的に主に 2 種類提唱されている。一つは、白色矮星に伴星からの質量降着により質量がチャンドラセカール質量を超え、中心温度が上昇することで炭素が爆発的に反応する機構である。もう一つは、2 つの白色矮星が合体することにより、炭素が爆発的に核反応を起こすという機構が提唱されており、現在でもどちらか一方の爆発機構しか存在しないのか、2 種類の爆発機構が混在しているのか決着はついていない [5]。

- 重力崩壊型超新星

$8 M_{\odot}$ より大きな星は進化の末、中心に $1.5 M_{\odot}$ 程度の鉄のコアを生成する。原子核の束縛エネルギーは鉄で最大になるため、星の内部の熱核反応では鉄より重い原子核は生成されない。すると星を支えるのに必要なエネルギーを核反応によって賄えなくなり、中心核が重力崩壊する。この重力崩壊は核が原子核密度程度になると止まり、星の表面に向かう衝撃波を発生させ星全体を吹き飛ばす爆発を起こす。このような爆発を重力崩壊型超新星という。

超新星爆発は鉄以上の重元素の合成現場でもある。超新星爆発により、原子核が大量の中性子に照射され、中性子捕獲を進めることで鉄より重い原子核が合成されることが考えられている。重元素では陽子のクーロン障壁を緩和するために、陽子の数より中性子の数の方が多い中性子過多の原子核が安定である。比較的長い時間をかけて中性子捕獲と β 崩壊を繰り返し、このような安定な経路を取る s 過程 (slow process)、大量の中性子流束によって、 β 崩壊の寿命より短時間に次の中性子が捕獲され、中性子過多な大きな原子核が生成される r 過程 (rapid process) がある (図 1.1)。超新星爆発時にはこれら 2 種類の中性子捕獲の過程を経て、鉄以上の重元素が合成され星間空間に供給されることが考えられている。

超新星爆発により大量の放射性同位元素が生成され、固有の寿命に従って崩壊する。従って、これらの元素の崩壊に伴い放出されるガンマ線を観測することで、生成された原子核種やその量を直接観測することができる。

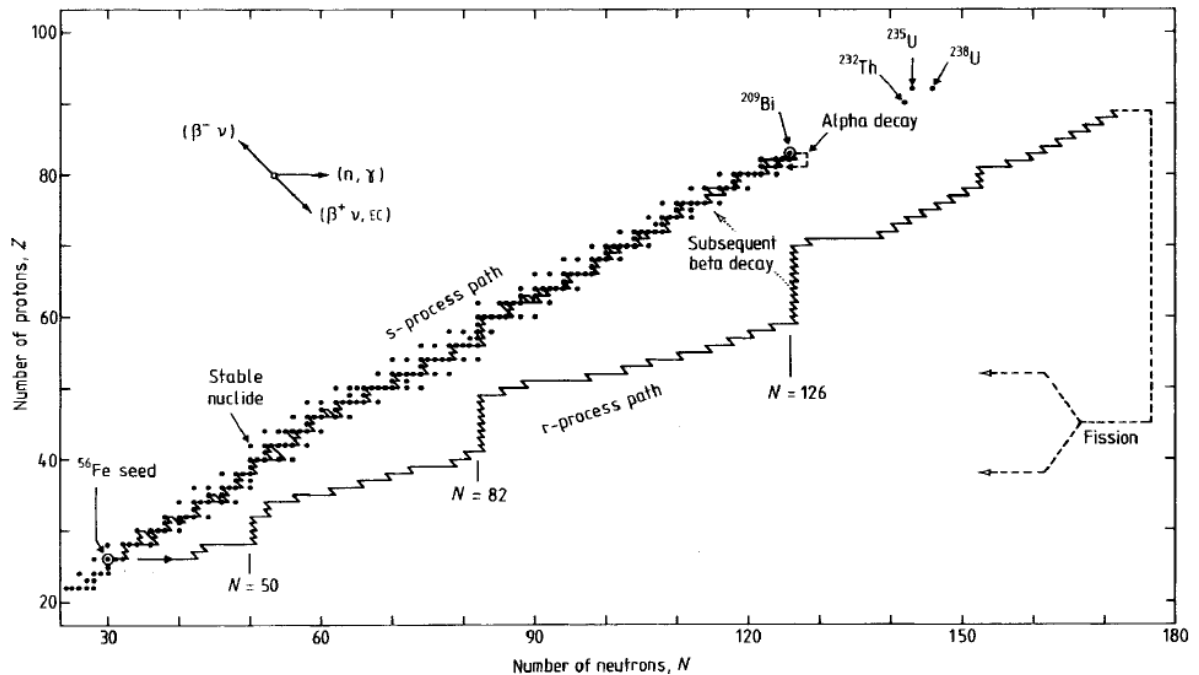
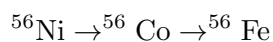


図 1.1 存在が知られている核種と中性子捕獲による合成過程経路 [6]。横軸と縦軸は、それぞれ原子核に含まれる中性子の数と陽子の数を表している。

1.1.1 Ia 型超新星爆発からの ^{56}Co の検出

Ia 型超新星爆発では光度曲線の振る舞いから $\sim 0.6M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni が生成されると考えられている [4]。これは ^{56}Ni が、それぞれ 8.8 日と 111 日の寿命で、



と崩壊し、その際に放出されるガンマ線が爆発によって放出された物質を高温にし、観測される光度曲線の振る舞いを見せるとされる [4]。

超新星爆発から 10~20 日のガスはガンマ線にとっては光学的に厚く、ガンマ線は噴出物中で散乱を受け外部に抜け出せない。一方で、十分時間が経つと噴出物は光学的に薄くなり、ガンマ線の大部分が外部に放出されるようになる。図 1.2 は II 型超新星 SN1987A の光度曲線を観測したものであるが、爆発から 500 日程度の光度曲線は ^{56}Ni 、 ^{56}Co の崩壊によって説明できることがわかる。従って爆発から数十日後のガンマ線に対して光学的に薄くなった超新星爆発からは ^{56}Co からのガンマ線が優勢になった放射が期待できる。

INTEGRAL に搭載されている SPI は 2011 年に、Ia 型超新星爆発 SN2011fe を観測した。だがこの時は、6.4 Mpc と比較的近傍での爆発にも関わらず ^{56}Co のフラックスに上限しか与えられなかった [8]。その後 2014 年に、3.5 Mpc という SN2011fe よりさらに近傍で Ia 型超新星爆発 SN2014J が起こった。SPI は、爆発から 50~100 日後の SN2014J を観測し、スペクトルを描

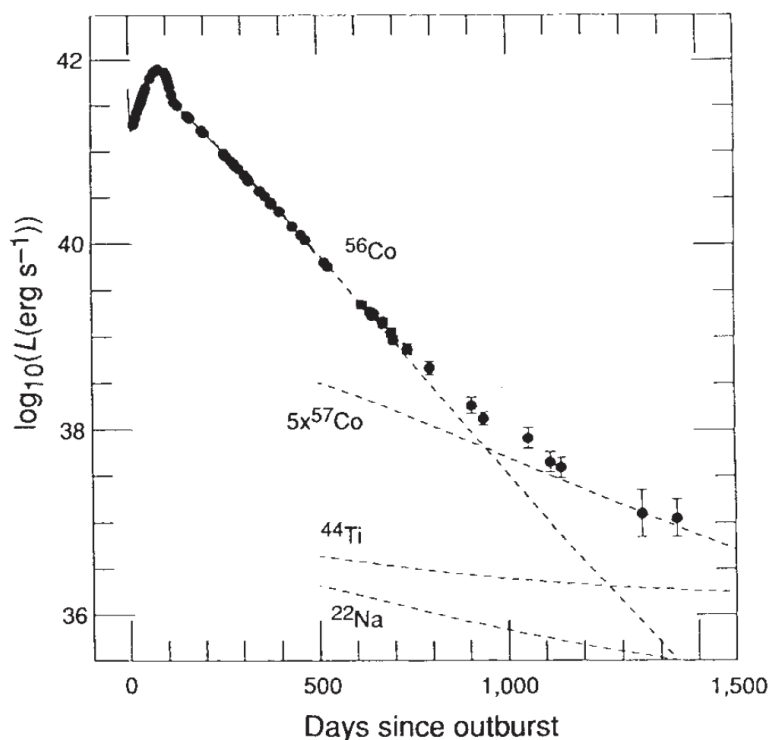


図 1.2 II 型の超新星爆発 SN1987A の光度曲線。赤外から紫外の領域で 1444 日間のゼロ・トロロ汎米天文台による観測。放射性同位元素の崩壊によって供給されるエネルギーも破線で示している [7]。

いた [8]。図 1.3 の赤点が、SPI が観測した SN2014J の 400 keV 以上のスペクトルである。847 keV と 1237 keV の位置に超過成分と、ISGRI/IBIS の観測による 200~400 keV の連続成分、標準モデルから予想される 511 keV と 1038 keV の兆候を報告している [8]。Ia 型超新星爆発からの ^{56}Co 輝線は、SPI による SN2014J の観測で初めて検出された [8]。

図 1.4 は SPI によって描かれた 800~880 keV と 1200~1300 keV のエネルギー帯での SN 比である。それぞれ 3.9σ と 4.3σ の超過部分が SN2014J の位置と一致していると報告している [8]。SPI の観測では、検出器由来のバックグラウンドが非常に多く、 ^{56}Co 輝線の統計的有意度はあまり高くなかった。しかし、ISGRI による 100 keV 以上でのイメージにおいて、SN2014J の位置に 2013 年では見られなかったガンマ線の超過が 2014 年のデータでは観測できたなどの報告と矛盾しないので、SPI が観測したガンマ線は SN2014J に由来するものであるといえる [8]。さらに超新星モデルによるスペクトルのフィッティングから、SN2014J では $0.62 \pm 0.13 M_{\odot}$ の ^{56}Ni が生成されたと報告している [8]。一方で光度曲線の最大値から予想される ^{56}Ni の質量も $0.57 \pm 0.2 M_{\odot}$ と見積もられており、SPI による結果と理論モデルから得られる予想値と矛盾しない結果となっていることを報告している [8]。

SN2014J は距離 3.5 Mpc と非常に近傍で起こった非常に明るい超新星爆発であるにも関わらず、上述のように検出器に由来する大量のバックグラウンドのせいで統計的な揺らぎが大きい。Ia 型超新星爆発の低バックグラウンド、高感度な MeV ガンマ線望遠鏡での観測が待たれる。

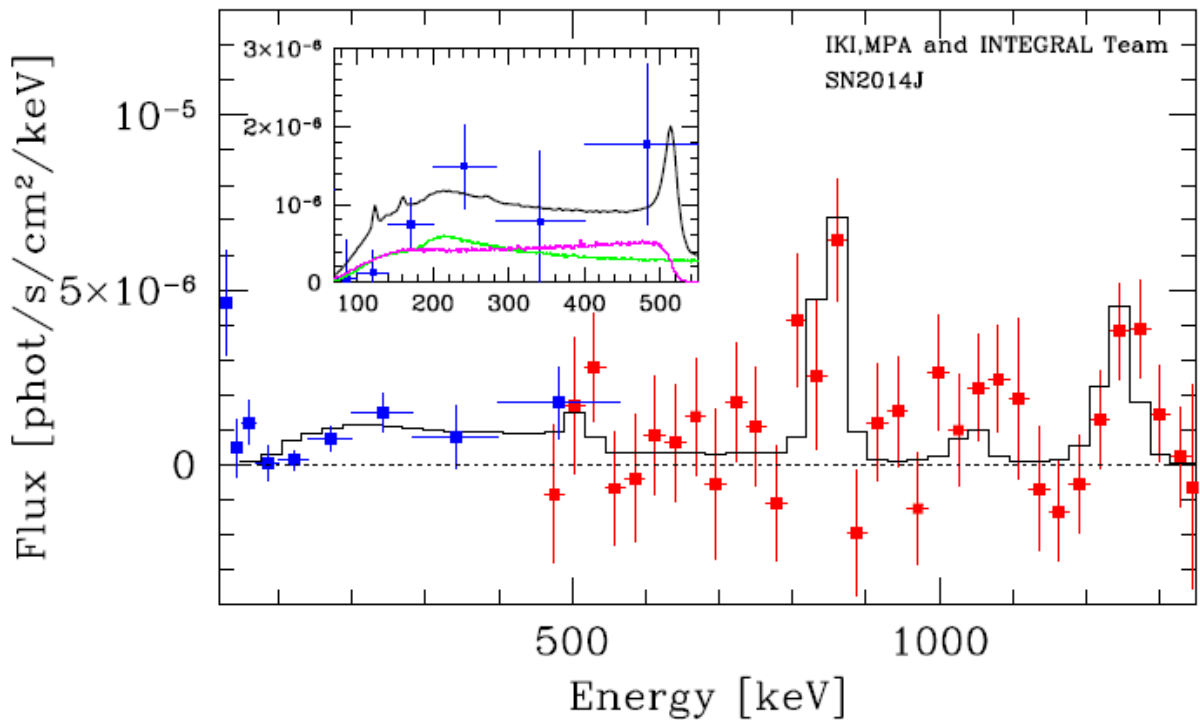


図 1.3 SPI/INTEGRAL によって観測された SN2014J のスペクトル。赤点は SPI/INTEGRAL の観測によるスペクトル (400 keV 以上)、青点は ISGRI/IBIS の観測によるスペクトル。黒線は標準モデルから予想されるスペクトル。内挿されているスペクトルは低エネルギー側のスペクトルをスケールを変えて描いたもの。マゼンタは陽電子が消滅した際の連続成分、緑は ^{56}Co の輝線がコンプトン散乱でエネルギーを落とした連続成分を表している [8]。

1.1.2 重力崩壊型超新星爆発からの ^{44}Ti の検出

重力崩壊型超新星爆発も Ia 型超新星爆発と同様に、元素合成の重要な現場である。重力崩壊型超新星爆発の際に生成される放射性同位体の中に ^{56}Ni と ^{44}Ti がある。 ^{56}Ni は上述のように崩壊し、 ^{56}Co から 847 keV と 1238 keV のガンマ線を放出する。 ^{44}Ti は寿命 59 年で、陽子が電子を捕獲し ^{44}Sc に崩壊する。このとき、68 keV と 78 keV の X 線を放出する。さらに、 ^{44}Sc は寿命 3.7 時間という比較的短時間のうちに ^{44}Ca に崩壊し、励起された ^{44}Ca が基底状態に戻る際に 1157 keV のガンマ線を放出する (表 1.1)。爆発による ^{56}Ni と ^{44}Ti の生成量は、それぞれ $0.1 M_{\odot}$ と $10^{-4} M_{\odot}$ と理論的に予想されている [3]。 ^{56}Ni は超新星爆発の光度曲線の観測によって存在が確認されたが、観測から予想される ^{56}Ni の量は 3 桁にもわたって変化する。また、 ^{44}Ti の生成量については、鉄核に非常に近い領域で生成されることと、重力崩壊型超新星爆発の物理機構に不明なところが多いことから、爆発の物理モデルに依存し大きく変化する [2]。従って、 ^{44}Ti の崩壊によるガンマ線を観測することで、超新星爆発時の元素合成や物理過程を理解する手がかりになると考えられている。

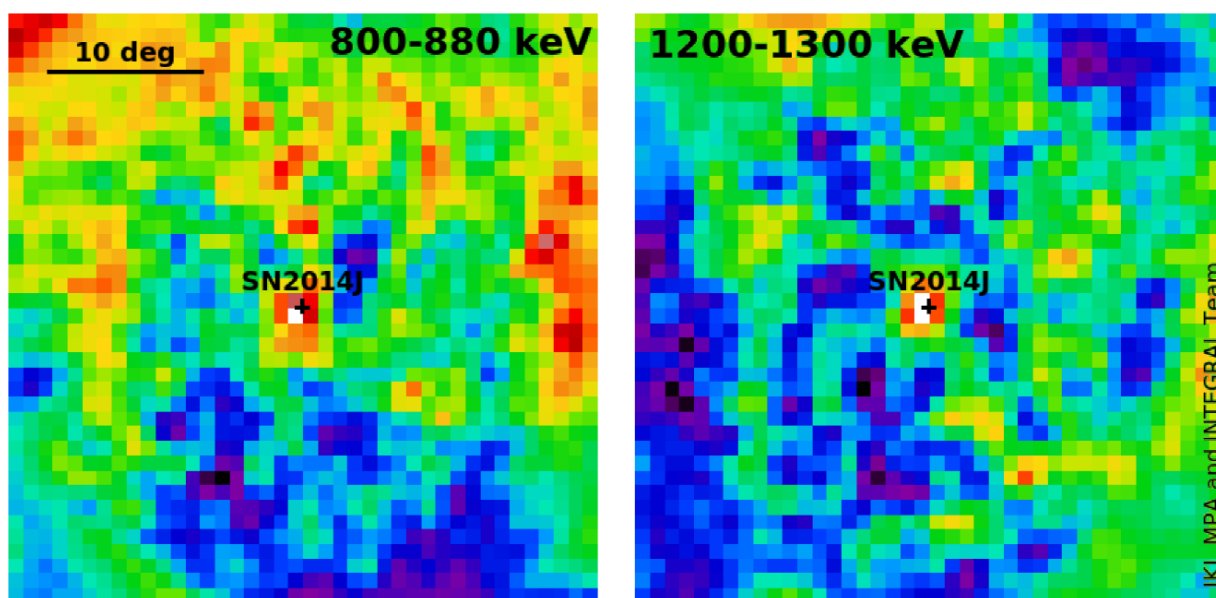


図 1.4 SPI/INTEGRAL による ^{56}Co 輝線、847 keV と 1238 keV で描いた強度マップ。左図は 800-880 keV、右図は 1200-1300 keV のエネルギー帯で描いている [8]。

Cas A(カシオペア座 A) は約 300 年前に爆発した重力崩壊型超新星爆発の残骸で、銀河系内の太陽系から約 3 kpc の位置に存在する [9]。Cas A の年齢は ^{44}Ti の寿命をはるかに超えているが、 ^{44}Ti の観測により Cas A の爆発に関する重要な情報を得られた。COMPTEL は Cas A から ^{44}Ti による 1157 keV ガンマ線を検出した (図 1.5)[10]。その後、IBIS は 68 keV と 78 keV の輝線を検出し、この観測から $(2.3 \pm 0.5) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のフラックスが報告された [11]。この観測結果から、Cas A の爆発の際に放出された ^{44}Ti の量は $1.6 \times 10^{-4} M_{\odot}$ と予想され、これは重力崩壊型超新星爆発のモデルから予想される生成量と矛盾しない結果となった [2]。SPI では ^{44}Ti の 1157 keV が検出されなかったが、このことから ^{44}Ti が含まれる爆発の噴出物が 500 km s^{-1} 以上の速さで運動していることが示唆されている [12]。高速で運動する ^{44}Ti から放出されるガンマ線はドップラー効果の影響を受け、ガンマ線の輝線が SPI のエネルギー分解能に比べ十分大きく広がった結果、雑音に埋もれてしまったと考えられる [2]。X 線撮像衛星 NuSTAR(Nuclear Spectroscopic Telescope Array) は、Cas A を観測し、65 から 70 keV のエネルギー帯で ^{44}Ti の分布を描いた (図 1.6)。この観測結果とモデルとの比較から、Cas A の爆発は完全に球対称でもなく極端に非対称でもない中間的な対称性を持った爆発であったということが示唆されている [13]。

SN1987A は系外の大マゼラン星雲で 1987 年 2 月に起こった重力崩壊型超新星爆発である。NASA の太陽観測衛星 SMM(Solar Maximum Mission satellite) は爆発が起こってから約 160 日後の 1987 年 8 月から 10 月の観測で、 ^{56}Co による 847 keV のガンマ線輝線を検出した [14]。 ^{56}Ni は星の中心部付近で生成されるので、 ^{56}Co の崩壊によるガンマ線は検出できないと考えられていたため、爆発から 160 日程度で ^{56}Co によるガンマ線を検出できたのは予想外の結果であった [3]。この結果は SN1987A は球対称ではない爆発であったことを示唆している [3]。その後の

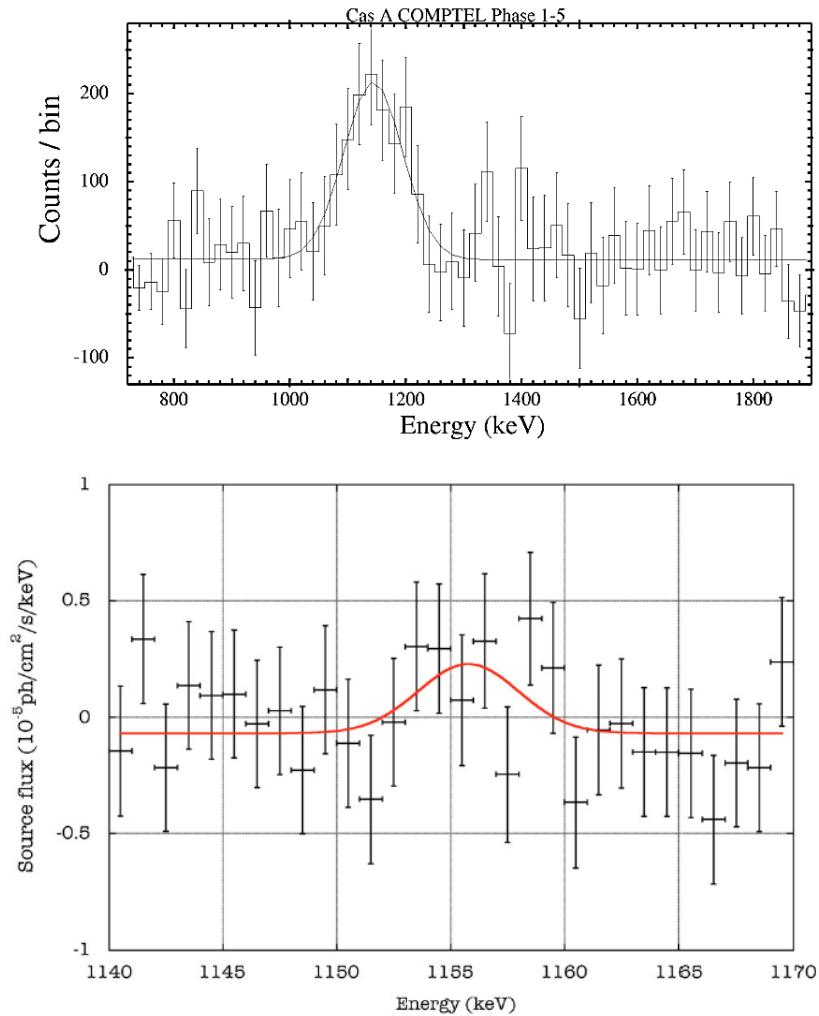


図 1.5 COMPTEL による ^{44}Ti の 1157 keV ガンマ線のスペクトル (上図) と SPI によるスペクトル (下図)[2]。下図の曲線はスペクトルをガウス関数でフィットしたもので、フラックスに換算すると $1.6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ になる。1157 keV を有意に検出できていないのは、ドップラー効果により輝線が広がり統計誤差に埋もれてしまったためであると考えられる [12]。

2010 年から 2011 年の INTEGRAL による SN1987A の観測から、 ^{44}Ti からの 68 keV と 78 keV のフラックスが球対称な爆発モデルによる予想より上回っていたため、このことも爆発の非球対称性を示唆するものとなっている [3]。

^{44}Ti からのガンマ線輝線の観測は重力崩壊型超新星爆発の物理機構の解明に有用である。しかし、 ^{44}Ti を直接観測できた天体は、Cas A と SN1987A の 2 例しかなく、これからの観測が期待される [15]。

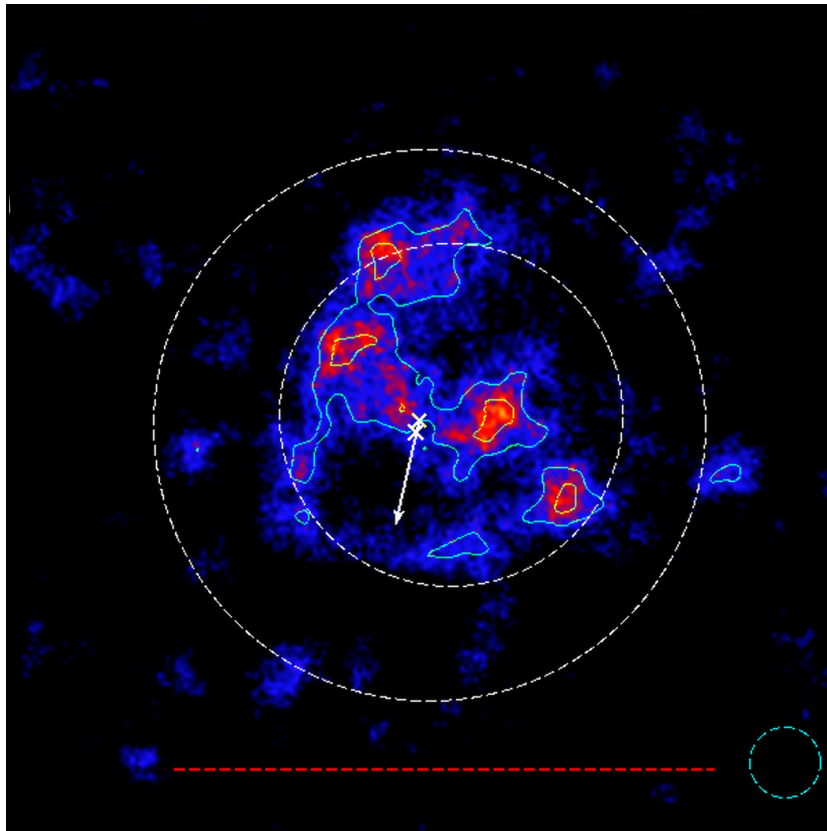


図 1.6 NuSTAR による Cas A のイメージ。65-70 keV のエネルギー帯で描いたもので ^{44}Ti の非対称な分布を表す。緑色の線は 3σ と 4σ の等高線を表している。白破線の円はそれぞれ外向き (半径 ~ 150 秒角) と内向き (半径 ~ 100 秒角) の衝撃波面を表す。赤線は 5 分角を表し、半径 20 秒角でスムージングをかけている [13]。

1.2 大質量星で生成される ^{26}Al と ^{60}Fe

^{26}Al と ^{60}Fe は寿命が比較的長い原子核として知られている (表 1.1)。両者はともに大質量星の中で熱核融合または爆発時に生成される。 ^{26}Al は ^{25}Mg の陽子捕獲反応によって生成される。そのため、恒星中の生成場所としては、陽子が豊富な H 層または、 ^{25}Mg が生成される Ne-O 層が主になる [2]。生成された ^{26}Al は、超新星爆発によって星間空間に放出される。もしくは、ウォルフ・ライエ星のような $30M_{\odot}$ 以上の星であれば、H 層で生成された ^{26}Al は恒星風により星間空間に放出される。

一方 ^{60}Fe は、 ^{26}Al と同じ Ne-O 層で、熱核融合や爆発を通じ、 ^{58}Fe と ^{59}Fe が中性子を捕獲することにより生成される。超新星爆発の際には、r 過程により He 層でも生成される。どちらの生成過程であっても、 ^{60}Fe は ^{26}Al より深い層で生成されるので、星間空間に供給される過程は超新星爆発のみであると考えられている [2]。

COMPTEL は ^{26}Al から放射される 1.809 MeV ガンマ線の全天マップを描いた [16]。図 1.7 は COMPTEL によって描かれた 1.809 MeV の全天分布図である。銀河面に広がった成分と局所的

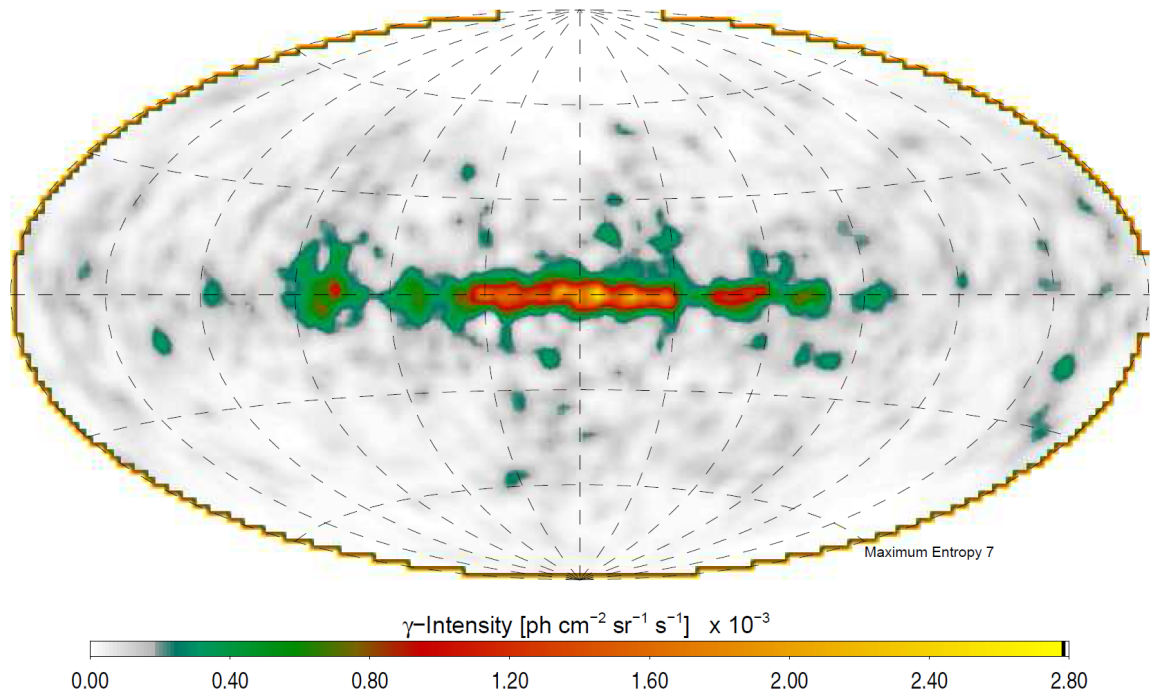


図 1.7 COMPTEL により描かれた ^{26}Al から放出される 1.809 MeV ガンマ線の全天マップ。9 年間の観測によって得られたものである [16]。

に強度が強くなっている領域が確認できる。COMPTEL によって描かれた ^{26}Al の分布をもとに、SPI/INTEGRAL は ^{26}Al の銀河系内の ^{26}Al からのガンマ線を観測した [17]。図 1.8 は SPI の観測によって得られたスペクトルである。銀河面の内側の領域 (銀経 -30° から 30°) からの ^{26}Al の輝線は、それより外側の輝線より強くなっており、これは COMPTEL により得られた図 1.7 の分布と矛盾しない結果となった [17]。さらに 2015 年に SPI は ^{26}Al の全天マップを公開し (図 1.9)、銀河面からのフラックスは $3.3 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$ と報告した [18]。COMPTEL により観測された ^{26}Al からのフラックスから、銀河系内に存在する ^{26}Al の質量は $2\text{-}3 M_\odot$ と見積もられた [19]。この推測には、線源までの距離の不定性が存在する。一般的には銀河のディスク構造や対称性、銀河系内の天体の分布を仮定したモデルが使用されるが、COMPTEL による ^{26}Al の観測からは銀河系内の大質量星はこのようなモデルより密集して分布していることが示唆された。SPI の観測では、このような全ての不定性を考慮して、銀河系内に存在する ^{26}Al の質量を $1.5\text{-}3.6 M_\odot$ と修正した [3]。

^{26}Al と ^{60}Fe の強度比を観測によって求めることで、それぞれの元素の生成比を知ることができる。 ^{60}Fe は半減期 2.0×10^8 年で崩壊し、1.173 MeV と 1.332 MeV のガンマ線を放出する。RHESSI は銀河系内から来る ^{60}Fe からの核ガンマ線を観測し、スペクトルを描いた (図 1.10)。1.173 MeV に 1.4σ 、1.332 MeV に 2.4σ の有意度を持つ超過を、そして統計的精度を上げるために 2 つのスペクトルを足し合わせたスペクトルも描いており、 2.6σ の超過を報告している [20]。同じく RHESSI により観測された ^{26}Al のフラックスと比較して、 ^{60}Fe のフラックスは ^{26}Al の

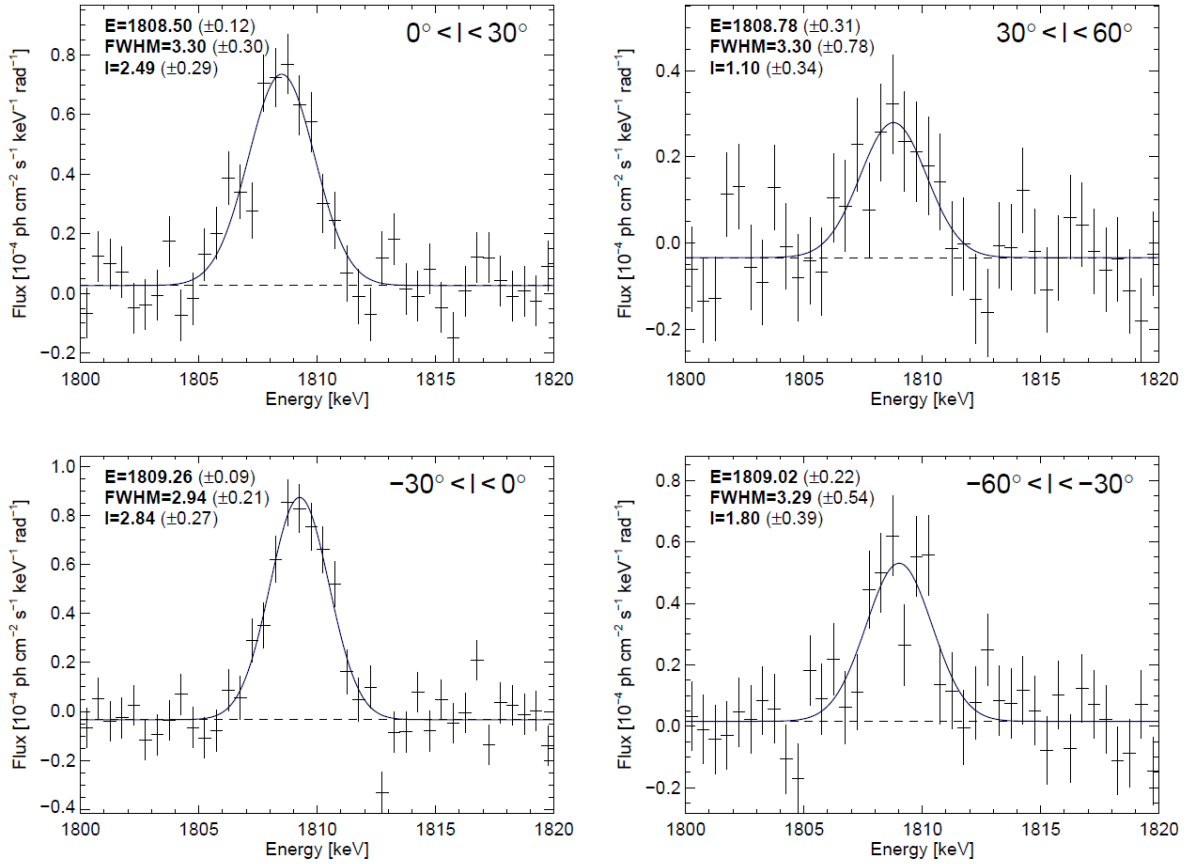


図 1.8 INTEGRAL/SPI によって描かれた銀河面 (銀緯 $-10^\circ \sim 10^\circ$) からの ^{26}Al の 1.809 MeV ガンマ線スペクトル。銀経 -60° から 60° を 4 領域に分けて描いている [17]。

$9.7 \pm 3.9\%$ と見積もられた [20]。その後の SPI の観測では、 ^{60}Fe からの核ガンマ線、1.173 MeV、1.332 MeV のスペクトルを足し合わせて 4.9σ の統計的有意度で検出し (図 1.11)、 $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は $14.8 \pm 6.0\%$ と報告されている [21]。強度比 $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は他にも数々の検出器で測定されている (図 1.12)[21]。

従来の大質量の進化モデルでは、 ^{60}Fe は大量に生成されると予想されており、 ^{26}Al と ^{60}Fe のガンマ線の強度比 $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は 40% から 120% 程度であると予想されていた [2]。しかし、観測では理論モデルよりも低い強度比が報告されていることを受けて、理論モデルが見直され、強度比 $18.5 \pm 6.25\%$ と、より観測と一致するモデルが提唱された [21]。まだ、理論的な不定性と観測的な不定性が大きく、より高感度なガンマ線検出器による観測が待たれている。

1.3 電子・陽電子対消滅

^{26}Al や ^{44}Ti や ^{56}Ni などは β^+ 崩壊により数 MeV 程度の運動エネルギーを持った陽電子を放出する。陽電子は、星間空間で電子との衝突により消滅し、光子を放出する。一組の電子・陽電子の崩壊につき、エネルギーの合計が電子と陽電子の静止質量エネルギーである 1.022 MeV と等し

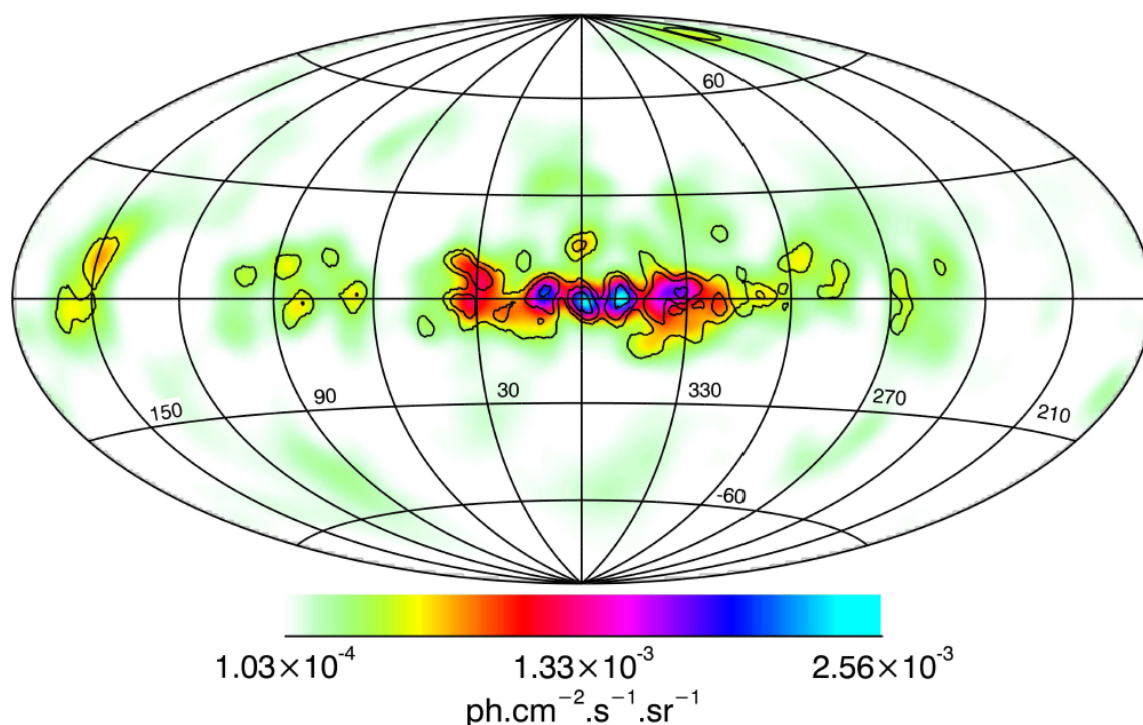


図 1.9 SPI/INTEGRAL によって描かれた ^{26}Al のマップ (1.805 から 1.813 MeV)[18]。

くなるように光子が放出される。電子と陽電子が消滅する際にそれぞれのスピン角運動量の向きによって 2 種類の崩壊の仕方を示し、それに伴いスペクトルは 511 keV のピークと、511 keV が最大値になるような連続成分の足し合わせとなる。陽電子の発生源としては β^+ 崩壊の他に、中性子星を主星に持つ連星系から放出される電子・陽電子のジェットや、暗黒物質の相互作用により生まれる陽電子などが発生源になると考えられている [22]。

陽電子の消滅による 511 keV ガンマ線の観測的証拠は、1970 年に行われた気球実験により初めて報告された。しかし、この気球実験は比較的エネルギー分解能の悪い NaI(Tl) シンチレーション検出器での測定だったため、観測されたピークは 473 ± 30 keV であり、陽電子の消滅によるガンマ線か、 ^7Li による励起ガンマ線かのどちらかであるとの示唆にとどまった [23]。その後、1977 年に Ge 半導体検出器による気球観測で、銀河中心から陽電子の消滅による 511 keV を検出した [23, 24]。1980 年代には一時期、陽電子の消滅によるガンマ線のフラックスに時間変動の可能性が示唆された [2]。HEAO-3 による観測でも、1979 年秋から 1980 年春の観測で 511 keV フラックスの時間変動が報告された [25]。しかし、その後 1990 年代に入って、SMM の観測でも HEAO-3 の再観測でもフラックスの変動は見られず [26, 25]、OSSE による観測では銀河のバルジ部分と銀河面からの定常的な 511 keV フラックスが観測された [27]。511 keV フラックスが時間変動しているように見えたのは、銀河系内からの拡散された対消滅ガンマ線の一部を、それぞれの検出器ごとに異なる視野で観測したことが原因であるとの結論に至った [3]。

SPI/INTEGRAL は陽電子の崩壊によるガンマ線輝線を観測し、銀河系内に広がった対消滅線

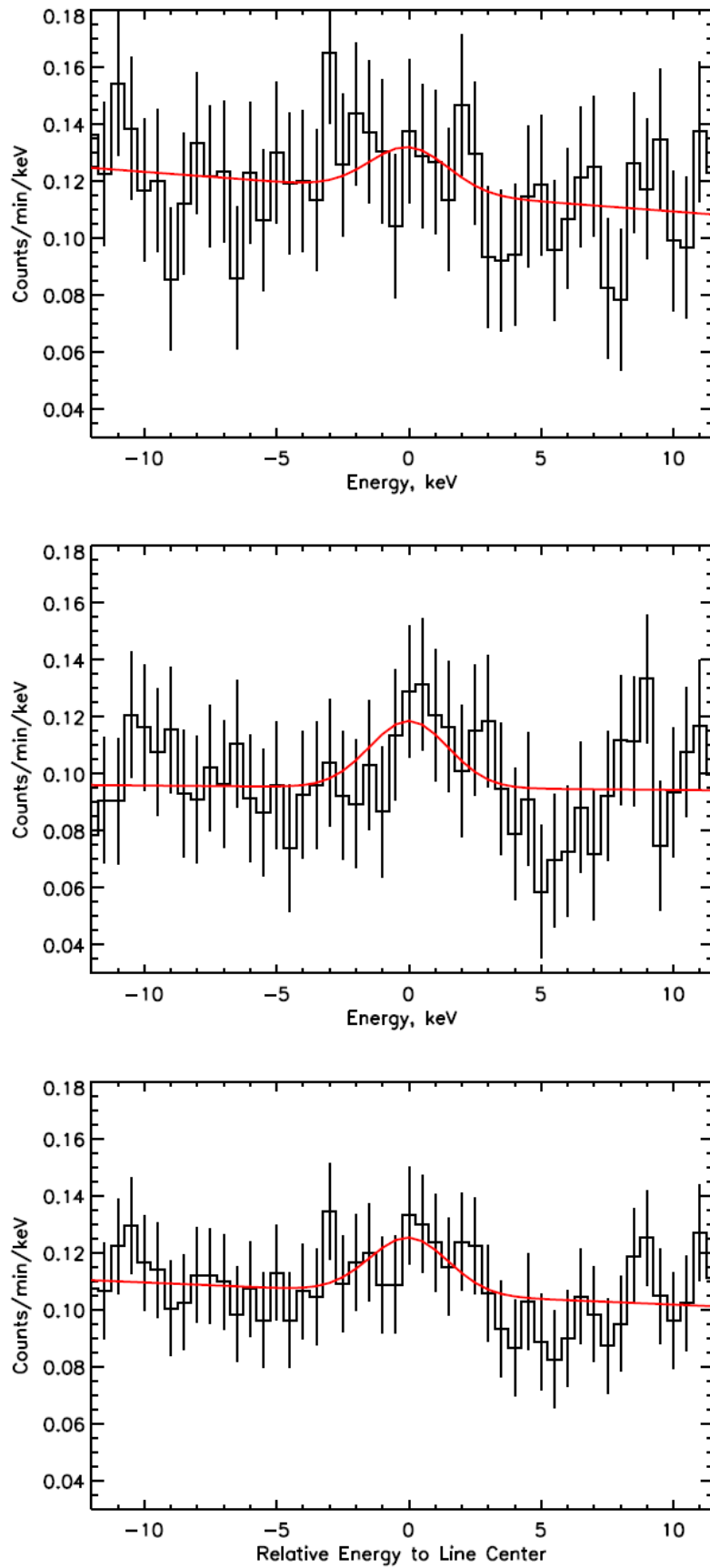


図 1.10 RHESSI による ^{60}Fe によるガンマ線輝線のスペクトル。上段は 1.173 MeV、中段は 1.332 MeV、下段は 2 つのスペクトルを足し合わせたもの。いずれも輝線のエネルギーを 0 に合わせて描いている [20]。

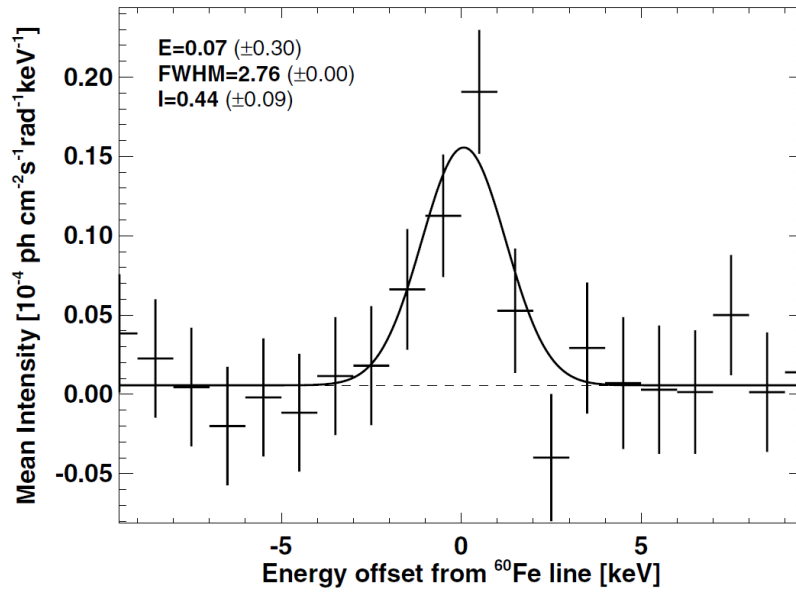


図 1.11 SPI による ^{60}Fe の核ガンマ線スペクトル。 ^{60}Fe が出す 1.173 MeV と 1.332 MeV のスペクトルを足し合わせて描いている [21]。

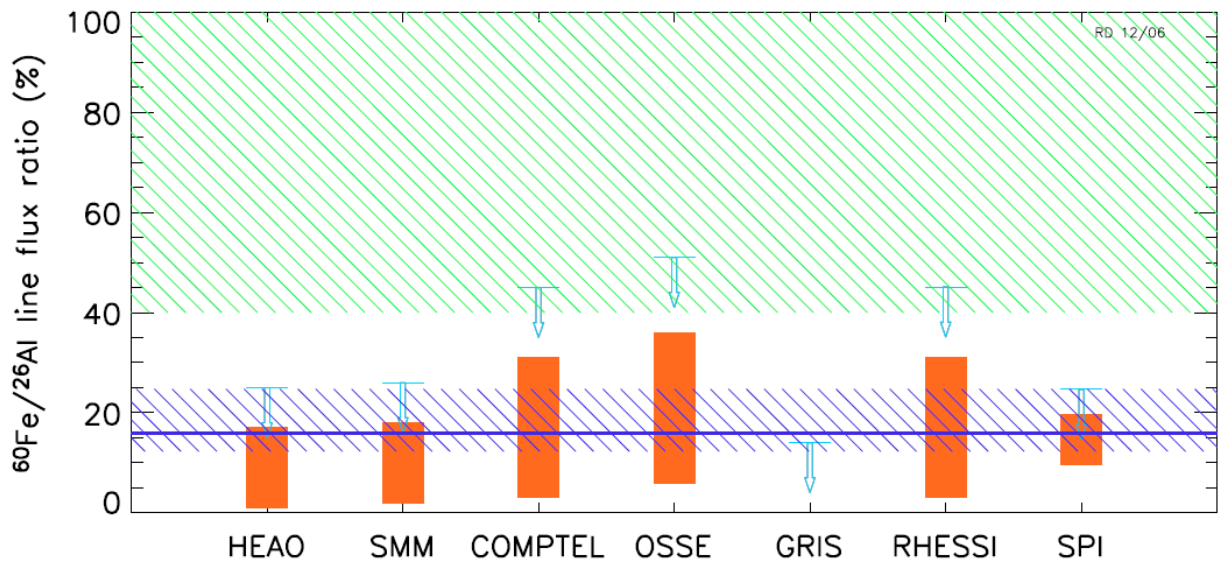


図 1.12 ^{60}Fe と ^{26}Al のフラックスの比 (橙のブロック)。それぞれの観測値から 2σ を上限値として描いている。青の網掛け、緑の網掛け、青の水平線はそれぞれ理論モデルから予想される値である。それぞれ超新星爆発で合成される ^{60}Fe と ^{26}Al の量を計算したものが青の網掛け、その後大質量星による質量放出などを考慮し計算したものが緑の網掛け、その後新たに計算し直されたものが青の水平線である [21]。

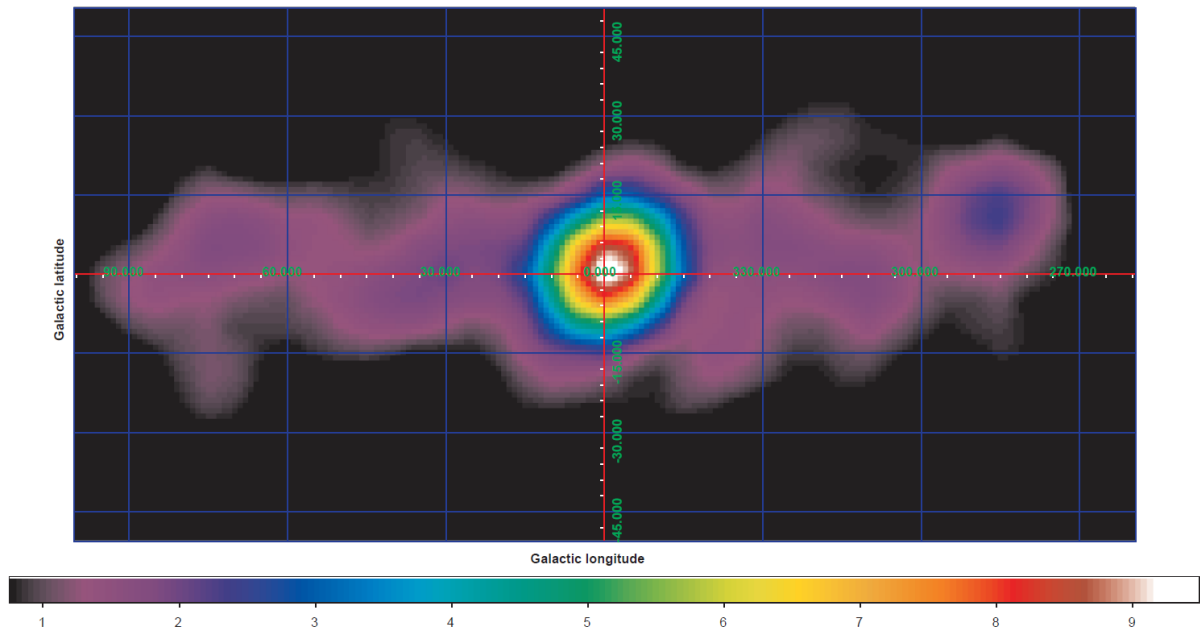


図 1.13 SPI により描かれた陽電子の消滅によるガンマ線輝線の検出有意度を表す図。図は銀河中心領域 (銀経 $\pm 90^\circ$ 、銀緯 $\pm 45^\circ$) を描いている [3]。

の分布を求めた [28]。図 1.13 は SPI によって描かれた銀河中心領域の対消滅によるガンマ線輝線の検出有意度を表す図である。このガンマ線輝線は銀河中心のバルジ領域が優勢で、銀河面からの放射は非常に弱く、バルジ領域と銀河面の強度比は 1.4 程度と見積もられた [28]。

SPI による銀河系内から来る陽電子の崩壊ガンマ線のスペクトルが図 1.14 である。511 keV のピークの幅は 2.35 ± 0.25 keV(FWHM) と比較的細い。このスペクトルから陽電子の消滅が起こった星間空間の物理的状態が推測できる。温度が 8000 K で電離度が約 10 % の比較的中性なガスを仮定すると観測とよく一致するスペクトルが得られる [29]。つまり、陽電子の消滅は、陽電子の生成源とされる天体の周辺の高温度ガス中では起こっておらず、それよりも外側の部分的に電離したガス中で起こっていることが推測されている。

銀河系内からの陽電子の対消滅線は、最も強い放射であり、最初にガンマ線領域で観測されたガンマ線輝線である [15]。理論においても、陽電子を放出する候補天体や、星間ガスや銀河の磁場構造などに多くの不定性があり、その起源はあまりわかっていない。今までガンマ線検出器により数々の観測が行われてきたが、角度分解能が悪いため点源に分解できないことや感度の良い観測ができていないことから、陽電子の起源の解明には至っていない。より広視野、高角度分解能、高感度なガンマ線検出器による観測が必要である [30]。

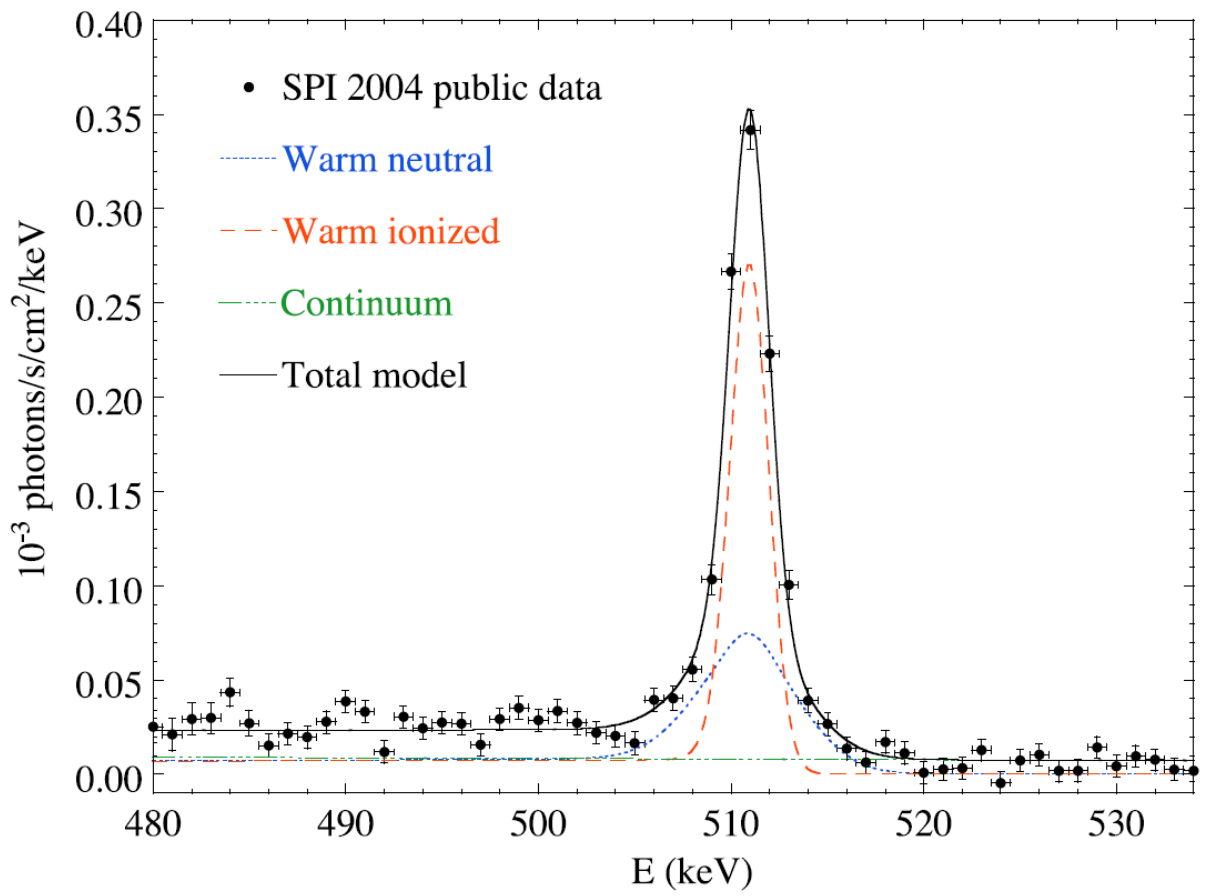


図 1.14 SPIによる銀河系内の511 keVのスペクトル。数 keV 程度広がった511 keVのピークと500 keV以下の連続成分に分離できている [3, 29]。

2 ガンマ線の検出

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

X線やガンマ線といった高エネルギーの光子は透過性が高いため、その検出には以下のような相互作用を利用する。その主な相互作用としては、光電効果やコンプトン (Compton) 散乱、電子・陽電子対生成がある。図 2.1 は、これら 3 つの物理過程の反応断面積のエネルギー依存性である。反応物質として Ar を仮定している。エネルギーの低い方から光電効果、100 keV あたりからコンプトン散乱が優勢になる。さらに電子と陽電子の静止質量の和である 1.02 MeV 以上では電子・陽電子対生成反応が起こり始め、約 10 MeV からコンプトン散乱と同程度の反応断面積を持つことがわかる。この図で 0.01 MeV より低エネルギー側にエッジが来ているが、これは Ar の K 殻軌道電子の束縛エネルギーに対応している。このエネルギーより低い光子は K 殻軌道電子を散乱させることができないので、光電吸収確率が急激に減少している。

以下ではこれら 3 つの物理過程について簡単に説明する。

2.1.1 光電効果

光子が原子中の軌道電子に吸収されて、光子からエネルギーを受け取った電子が原子外へ散乱される物理過程を光電効果と言う。この時、散乱された電子を光電子と呼ぶ。光電子のエネルギー (T) は光子のエネルギー (k) と電離エネルギー (I) で、 $T = k - I = h\nu - I$ のように表すことができる。ここで、 h はプランク定数、 ν は光子の振動数である。

光電効果によって空になった軌道に、外側の軌道電子が遷移することで軌道のエネルギー差に対応する光子が放出される。この光子がさらに別の軌道電子に吸収され光電子が放出されることがある。この電子のことをオージェ (Auger) 電子と呼び、この過程をオージェ過程と呼ぶ。

光電効果の反応断面積は、反応の起こりやすい K 殻電子による全吸収を考えると、非相対論的なエネルギー領域で、

$$\sigma_K = \frac{8\pi Z^5 r_0^2 (m_e c^2)^{7/2} (2^{1/24})}{3 (137)^4 k^{7/2}} \quad (2.1)$$

$$= 1.02 \times 10^{-33} Z^5 \left(\frac{k}{[\text{MeV}]} \right)^{-7/2} \quad [\text{cm}^2/\text{atom}] \quad (2.2)$$

という式で表される。ここで、 Z, r_0, m_e, c はそれぞれ、原子番号、古典電子半径、電子の質量、光速である。断面積は Z^5 に比例し大きくなる。

さらに、相対論的なエネルギー領域での反応断面積は以下の通りである。

$$\sigma_K = \frac{8\pi Z^5 r_0^2 (m_e c^2)^5}{2(137)^4 k^5} (\gamma^2 - 1)^{3/2} \left[\frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma - 2)}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) \right] \quad (2.3)$$

ここで γ は光電子のローレンツ因子である。この場合でも、断面積が Z^5 に比例し大きくなる。

Argon

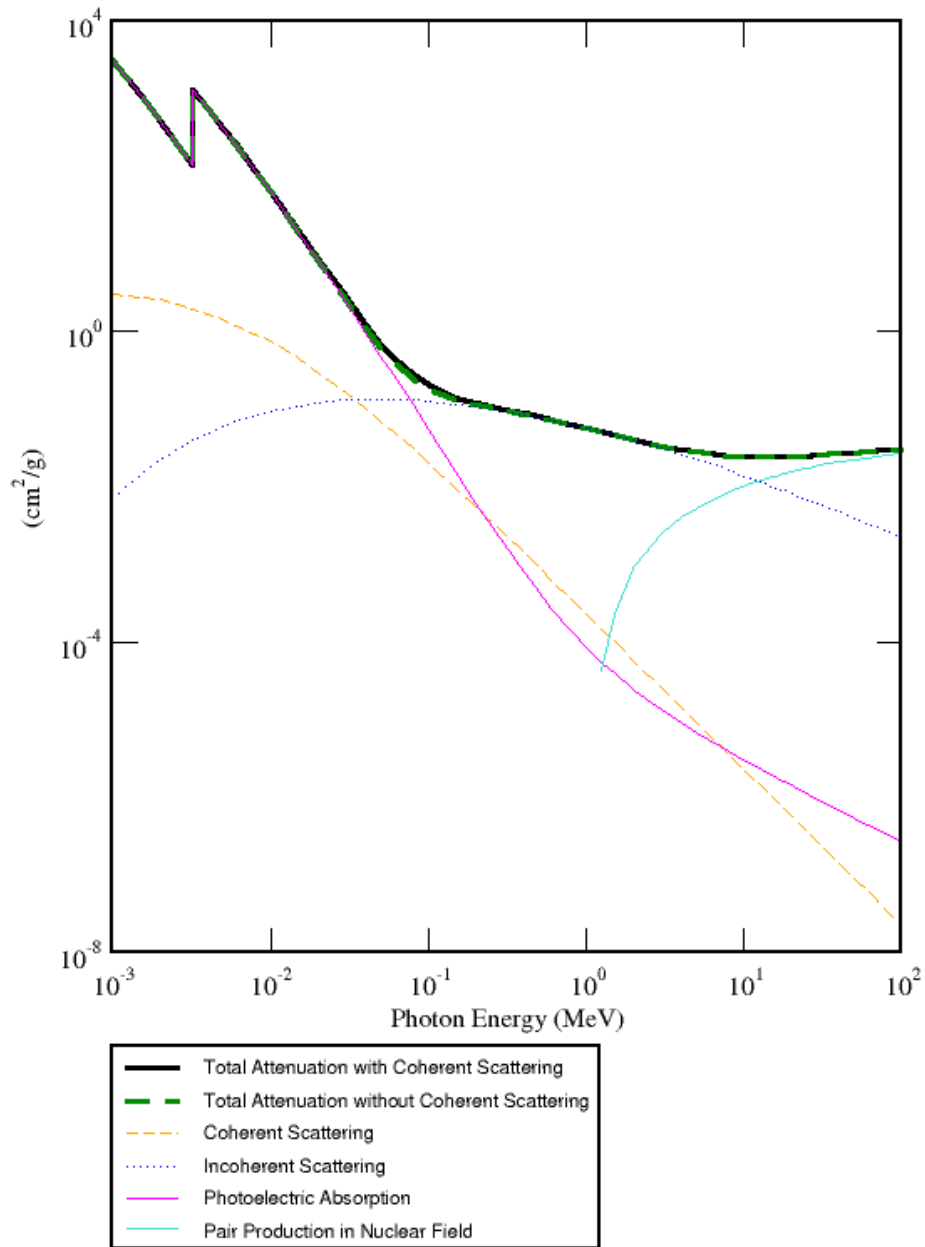


図 2.1 Ar における光子の反応断面積 [31]

特に、 $k \gg m_e c^2$ の場合は $k = m_e c^2 \gamma$ と置き、

$$\sigma_K = \frac{8\pi Z^5 r_0^2 (m_e c^2)}{2(137)^4 k} \quad (2.4)$$

と近似することができる。

2.1.2 コンプトン散乱

光子のエネルギーが 100 keV 程度以上になると、光子と電子が弾性散乱を起こすようになる。この散乱現象をコンプトン散乱という。この際に、光子は電子にエネルギーの一部を与え電子を弾き飛ばし、光子自身は電子に与えた分のエネルギーを失い進行方向を変える。この時の散乱角と光子と電子のエネルギーには、運動学から、

$$k' = \frac{k}{1 + \frac{k}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.5)$$

という関係が成り立つ。ここで、 k, k', θ はそれぞれ、入射光子のエネルギー、散乱光子のエネルギー、光子の散乱角を表している。

コンプトン散乱の反応断面積 (微分断面積) は、クライン (Clein) と仁科によって計算され、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left[\frac{k}{k'} + \frac{k'}{k} - \sin^2 \theta \right] \quad (2.6)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left[\frac{k}{k'} + \frac{k'}{k} - \sin^2 \theta \right] \quad (\text{物質中}) \quad (2.7)$$

で表される。ここで r_0 は古典電子半径である。コンプトン散乱は電子と光子の散乱現象なので、反応断面積は物質中では原子番号 Z に比例し大きくなる。 $k \ll m_e c^2$ の極限ではトムソン散乱の微分断面積

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (2.8)$$

に近似できる。コンプトン散乱の微分断面積をプロットしたものが、図 2.2 である。ガンマ線の散乱角を θ 、 $r_0 = 1$ と規格化した微分断面積を動径とした極座標形式でプロットしている。コンプトン散乱の特徴としては、高エネルギーになるほど前方散乱が卓越する。また、低エネルギー側の極限では、トムソン散乱の微分断面積に漸近し、対照的な分布を示すようになる。

全断面積は、

$$\sigma = \begin{cases} \frac{8\pi}{3} r_0^2 = \sigma_T & k \ll m_e c^2: \text{トムソン散乱} \\ \frac{3}{8} \frac{m_e c^2}{k} \left(\log \frac{2k}{m_e c^2} + 0.5 \right) \sigma_T & k \gg m_e c^2: \text{コンプトン散乱} \end{cases} \quad (2.9)$$

となる。

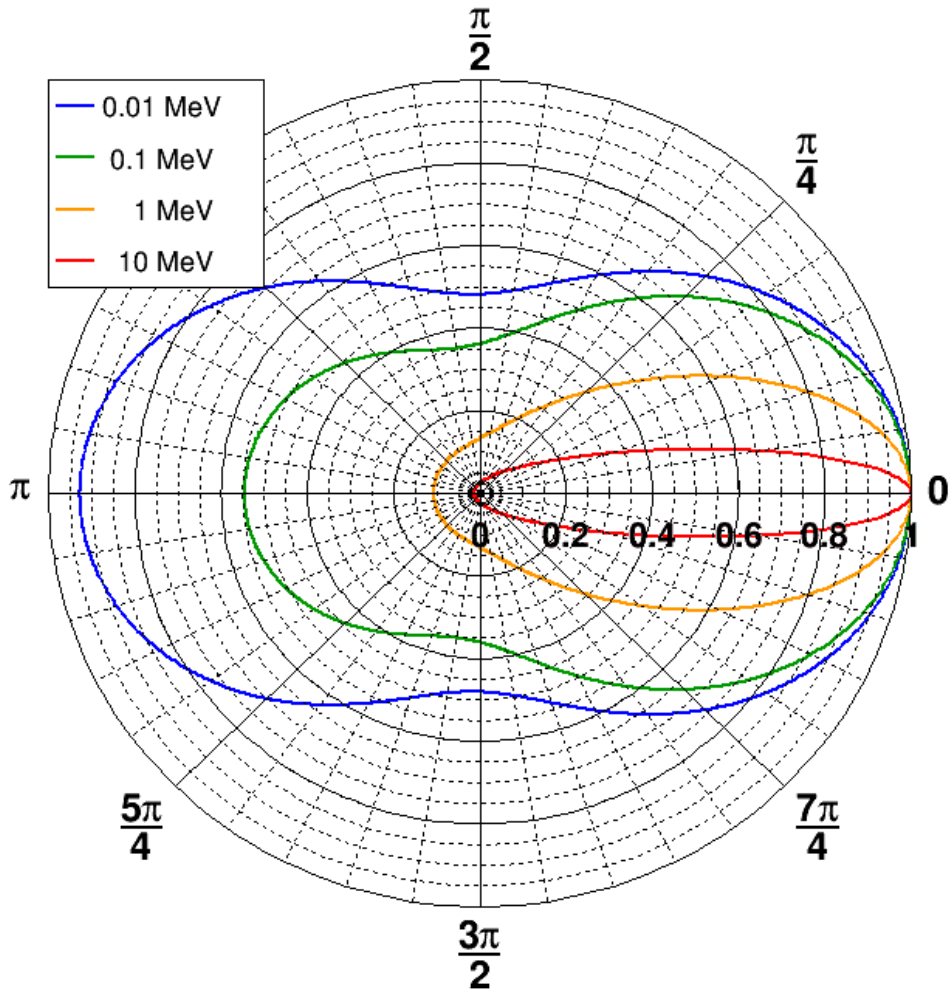


図 2.2 コンプトン散乱の微分断面積をエネルギーごとに極座標系でプロットしたもの。角度はガンマ線の散乱角、動径は $r_0 = 1$ と規格化した微分断面積を表している。

2.1.3 電子・陽電子対生成

光子のエネルギーが 1.02MeV 以上になると電子・陽電子の対生成反応が起こる。この反応ではエネルギーと運動量を保存するために、運動量の一部を受け取る原子核が近くに存在する必要がある。原子番号 Z の原子核との相互作用を仮定すると、原子核の周りには Z 個の電子が存在する。そのため、光子と原子核との距離が遠いと電子によって、原子核による電場が遮蔽される効果が表れ、反応断面積に補正がかかる。対生成の反応断面積は以下のように表される。

$$\sigma_{pair} = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \left[3.1 \log \frac{2k}{m_e c^2} - 8.1 \right] \quad (\text{遮蔽が無視できる時}) \quad (2.10)$$

$$\sigma_{pair} = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \left[3.1 \log \frac{183}{Z^{1/3}} - 0.07 \right] \quad (\text{遮蔽の効果を考慮した時}) \quad (2.11)$$

ここで、 r_0, k, m_e, c はそれぞれ、古典電子半径、光子のエネルギー、電子の質量、光速である。対生成の反応断面積は Z^2 に比例して大きくなる。

2.2 MeV ガンマ線のイメージング法

光学的なイメージングは、光の到来方向の 2 つの入射角情報を 2 次元座標に変換することで到来方向を一意に決定することが可能となる。可視光や電波、X 線などの領域では、このようにしたイメージングが可能で、Point Spread Function(PSF) を定義することができる。PSF と検出器の有効面積とバックグラウンドレートから、望遠鏡の感度を精度よく評価することができ、背景放射や他天体からの漏れ込みの抑制を可能にする。

しかし、これまでの MeV ガンマ線イメージングにおいては、上記のような明確なイメージング方法が確立されていなかった。この主な原因としては以下の通りである。エネルギーが約 100 keV から約 10 MeV の光子が物質と起こす相互作用は、コンプトン散乱が優勢になる。コンプトン散乱によるイベントを完全に再構成するためには、散乱ガンマ線の散乱方向とエネルギー、反跳電子の反跳方向とエネルギーを同時に測定する必要がある。それにも関わらず、ガンマ線は物質と反応しにくい電子は物質と反応しやすいという正反対の性質を有するため、検出器の構成に困難を伴うからである。この章では、このような困難を伴う MeV ガンマ線領域において、どのような手法で MeV ガンマ線の検出、イメージングが行われてきたか概説する。

2.2.1 コリメータ法、コーデッドマスク法

MeV ガンマ線の 2 角の入射角情報が得られないので、便宜的な方法として、視野を遮蔽物で狭め、ガンマ線が入射する方向を制限するという方法がある。この遮蔽物をコリメータと呼び、このような撮像方法をコリメータ法と呼ぶ(図 2.3)。OSSE のほか、Suzaku に搭載された Hard X-ray Detector(HXD) はこの方法を利用して観測を行った。さらに、日本から 2016 年 2 月に打ち上げられる次期 X 線天文衛星 ASTRO-H に搭載される Soft Gamma-ray Detector(SGD) もこの方法を利用し軟ガンマ線観測を行う。

しかしコリメータ法は視野が狭くなってしまい、バックグラウンド量を定義する際に点源から外れた位置を別途観測しなければならず、結果として観測時間を減らしてしまうという欠点がある。さらに、コリメータで散乱されたガンマ線やコリメータを透過したガンマ線、高エネルギー宇宙線とコリメータとの相互作用で生成されたガンマ線なども検出器に入射するため、コリメータ自身がバックグラウンド源になるといった問題もある。

コリメータ法を発展させたイメージング法としてコーデッドマスク法がある。この方法は 2 次元位置分解能を有する検出器の前方に、高い阻止能を持ったマスクを設置する。このマスクは幾何学的パターンを持っており、マスクによってできた明暗のパターンを検出器で測定し、ガンマ線が到来した方向を再構成する(図 2.4)。コーデッドマスク法を利用し観測を行った望遠鏡は、INTEGRAL に搭載された SPI、IBIS、JEM-X[32] や Swift 衛星に搭載された Burst Alert Telescope(BAT)[33] などがある。

コーデッドマスク法はガンマ線の影で到来方向を決定するため、多数のイベントをためる必要

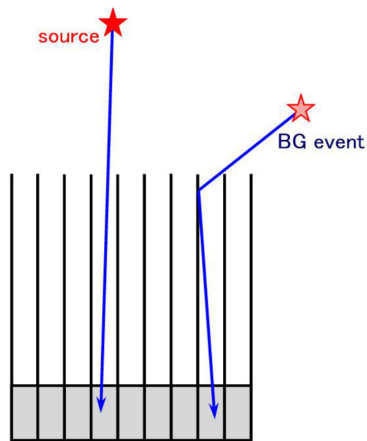


図 2.3 コリメータの概念図。正しく検出器に入射したイベント (左) と、コリメータによって散乱され検出器に入射したバックグラウンドイベント (右) を表す。

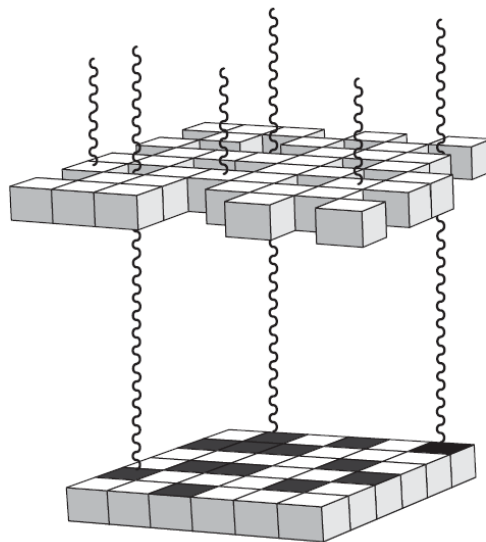


図 2.4 コーデッドマスク法の概念図 [34]

がある。さらに注目領域から来たガンマ線なのか、視野中の他の領域から来た雑音なのか明確に区別できない。そのため必然的に雑音が多くなり、雑音の適切な評価が重要になる。また MeV ガンマ線領域では特に、マスクに吸収されずにコンプトン散乱して入射するガンマ線もあり雑音を増加させる原因となる。このような制限からコーデッドマスク法は明るい点源や狭い領域の観測には適するが、大域的な構造を調査するような観測は得意でない。

2.2.2 コンプトンイメージング

コンプトン散乱を利用し、ガンマ線の到来方向のうち一角のみ決定する方法としてコンプトンイメージング法がある。コンプトンカメラの検出原理としては図 2.5 左、中央のように、2 種類

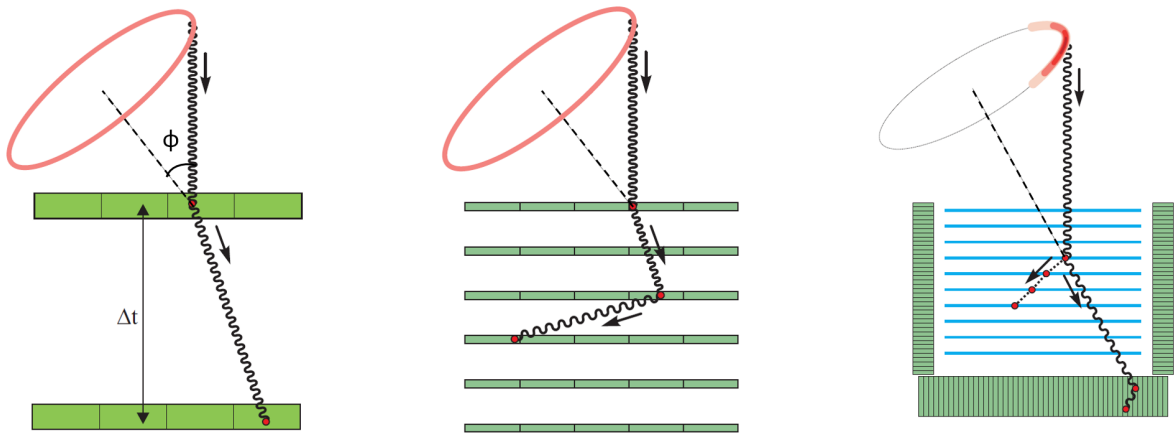


図 2.5 コンプトンカメラの概念図。左からコンプトンイメージング法、多重コンプトンイメージング法、電子飛跡検出型コンプトン法 [34]

(コンプトンイメージング法と多重コンプトンイメージング法) に大別される。

■コンプトンイメージング法 コンプトンイメージング法を利用した望遠鏡は 2 段の検出器で構成される。1 段目には原子番号の小さい物質を設置し、散乱体と反跳電子の吸収体として使用する。そして、2 段目に原子番号の大きい物質を設置し、散乱ガンマ線の吸収体として使用される (図 2.5 左)。入射したガンマ線が散乱体でコプトン散乱を起こし、散乱されたガンマ線が後段の吸収体で光電吸収されるイベントを再構成し、エネルギーと到来方向の情報を得る。このとき得られる情報としては反跳電子のエネルギー E_1 とコンプトン散乱点、散乱ガンマ線のエネルギー E_2 と吸収点である。これらの情報から入射ガンマ線のエネルギー E_0 と散乱角 ϕ が以下の関係式で求まる。

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.12)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.13)$$

また、散乱点と吸収点の情報からガンマ線の散乱方向が得られる。しかし、電子の反跳方向を求めることができないため、ガンマ線の到来方向の決定には情報が不十分で、円環 (イベントサークル) 上でしか到来方向を制限できないという問題がある (図 2.5 左)。この情報の不足から、ガンマ線のイメージを描くにはイベントサークルを最低 3 つ重ね合わせ交点を求める必要がある。ただし、2 つのイベントサークルの交点は一般的に 2 つできるため、真の信号の他に偽の信号 (ghost) が現れ雑音の原因となる (図 2.6)。また、イメージの精度を上げるためには、Maximum Likelihood-Expectation Maximization (MLEM) 法といった統計的な画像推定を施す必要もある。

COMPTEL では、1.5 m の間隔をあけて検出器を設置していたので、TOF (Time of Flight) を利用して、検出器上方から来たガンマ線と下方から来たガンマ線を区別することができ、バックグラウンドイベントの除去を行った。

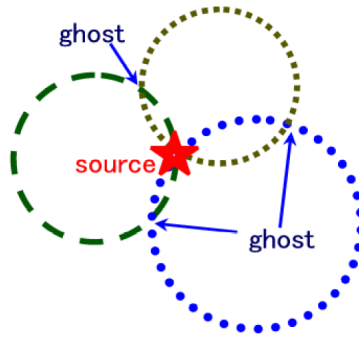


図 2.6 コンプトンイメージング法でのガンマ線到来方向の決定方法概念図。線源の位置を決定するためには最低 3 つのイベントサークルを重ね合わせる必要がある。またこの方法では偽の線源位置 (ghost) も現れる。

■多重コンプトンイメージング法 コンプトンイメージング法では、検出器でコンプトン散乱を 1 回起こさせてガンマ線を検出したが、検出器中で複数回コンプトン散乱を起こしたイベントを利用する方法も考案されている。この方法を多重コンプトンイメージング法と呼ぶ。検出器は図 2.5 中央のように、半導体検出器のような薄型で位置検出可能な検出器を多層設置した構成となっている。上述のコンプトンイメージングでは、散乱ガンマ線が後段の検出器で完全に吸収される必要があるが、ガンマ線の中にはコンプトン散乱を起こしてそのまま検出器外部へ逃げて行ってしまうイベントも当然ある。このようなイベントは完全に吸収されたイベントと区別できないため、バックグラウンドとなってしまふ。多重コンプトンイメージングでは、最低 3 回検出器中で散乱を起こせば検出器から抜け出てしまったガンマ線でも、以下の式のように入射ガンマ線のエネルギーを再構成できる。

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (2.14)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (2.15)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.16)$$

ここで、入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、 i 回目の散乱での散乱角とエネルギー損失をそれぞれ E_i 、 ϕ_i としている。

多重コンプトンイメージングでは、エネルギーの決定精度がよくなるのが最大の利点である。しかし電子の反跳方向は測定しないので、入射ガンマ線のイメージはコンプトンイメージングと同じく、円環の重ね合わせで描くことになる。また、ガンマ線の再構成においても、複数得られる散乱点の散乱が起こった順番を区別することが困難であるため、複数の組み合わせを考慮しなければならない。エネルギーが高い反跳電子が生じると、電子が複数の層で反応を起こす。電子の飛跡が分離可能に見えるが、ガンマ線と電子のヒット点を区別できず、さらに散乱点の再構成を困難にしてしまう (図 2.7)。

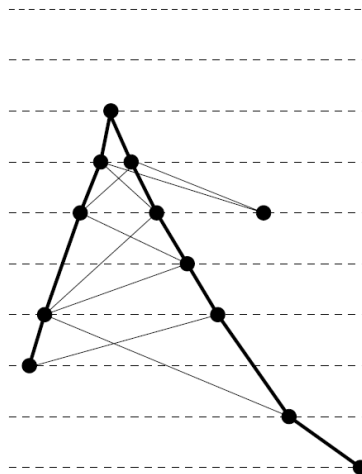


図 2.7 散乱ガンマ線と反跳電子による多重ヒットの例 [34]。

この方法は、Nuclear Compton Telescope(NCT)[35] や Liquid Xenon Gamma-Ray Imaging Telescope(LXeGRIT)[36] といった検出器で利用されている。多層 Si 半導体検出器で散乱ガンマ線と電子の飛跡検出を試みた Tracking and Imaging Gamma Ray Instrument(TIGRE)[37] がある。SGD はコリメータでガンマ線の到来方向を制限し、検出器部分では多重コンプトン散乱を利用してガンマ線を測定する [38]。

2.2.3 ガンマ線レンズ

上記の MeV ガンマ線イメージング法は、入射方向の角度情報が不足しているため、いわば疑似的なイメージング方法しかできない。しかし、可視光や X 線と同様にレンズを用いてガンマ線を集光し、2 角の情報を測定することで真のイメージングを行う技術も考案されている。

ガンマ線は物質の透過力が非常に高いため、可視光や X 線のように集光することが非常に難しいが、以下に述べる 2 種類の方法でガンマ線を集光する、レンズ技術が考案されている。レンズで集光するため、一般的に数秒角程度の高い角度分解能を有すると期待できる。さらにレンズ部分と受光検出器の距離が離れていること、受光検出器が小型化できることから、バックグラウンドの低減が期待されている。しかし、レンズによる集光では視野が狭くなるので、コリメータと同様に大局的な構造を調査する観測には適さないといった課題がある。

■ラウエレンズ ラウエ回折を利用しガンマ線を集光するレンズをラウエレンズと呼ぶ。ブラッグ回折の理論を応用し、結晶を通過したガンマ線のうち以下の関係式を満たすガンマ線を集光することができる (図 2.8)。

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2.17)$$

ここで、 d は結晶間隔、 θ は回折角、 n は回折次数、 λ はガンマ線の波長である。しかし、ブラッグ回折の条件を満たすエネルギー帯のガンマ線しか集光できないため観測できるエネルギー帯は非常に限られてしまう。2001 年にラウエレンズを用いたガンマ線検出器 CLAIRE は気球実験を

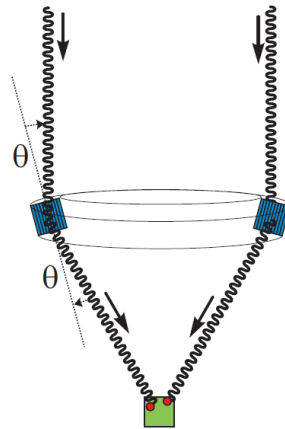


図 2.8 ガンマ線レンズの概念図 [34]

行い、焦点距離 279 cm のラウエレンズを用い、かに星雲を観測した。72 分の観測でかに星雲由来の 170 keV ガンマ線を 33 イベント (3σ) 検出したと報告している [39]。

■位相フレネルレンズ ガンマ線を集光する技術として位相フレネルレンズ技術がある。この方法はガンマ線の物質中での屈折率が 1 よりわずかに小さいことを利用し、集光する。しかしフレネルレンズの焦点距離は 10^9 m と非常に長くなってしまい [40]、現在の技術では実現は困難である。しかし、この問題が克服できれば、集光効率はほぼ 100% で数 μ 秒角程度の非常に良い角度分解能でイメージングできるため、非常に精度の良いガンマ線のマップを描けると期待されている [34]。

2.2.4 電子飛跡検出型コンプトン法

従来のコンプトンイメージング法では測定しなかった反跳電子飛跡を 3 次元的に高精度で取得することで、コンプトン散乱を完全に再構成するイメージング方法が考案されている。その方法を我々は電子飛跡検出型コンプトン法と呼んでいる (図 2.5 右)。この方法はガンマ線の到来方向を決定する 2 角の情報を測定できるので、完全な MeV ガンマ線イメージングが行える。詳しい検出原理は第 3.1 章で述べる。

この方法を利用した検出器としては、我々が開発しているガス Time Projection Chamber を飛跡検出器に使用した Electron-Tracking Compton Camera (ETCC) のほか、Medium Energy Gamma-ray Astronomy (MEGA) [34] がある。多重コンプトンイメージング法で述べた、完全に反跳電子を散乱ガンマ線と分離できるのはガス検出器を用いた ETCC のみである。

2.3 高エネルギーガンマ線イメージング

2.3.1 対生成イメージング

ガンマ線のエネルギーが 10 MeV を超えると、対生成反応が優勢になる。対生成反応を利用し、ガンマ線を再構成する検出器も考案されている。このような検出器は、飛跡検出器部分とカ

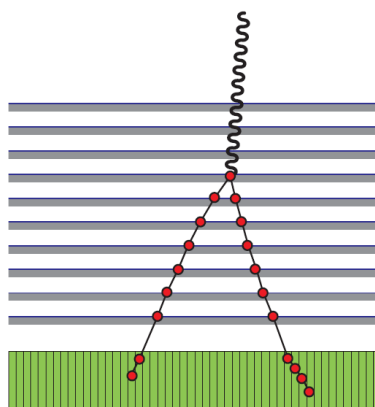


図 2.9 対生成イメージング検出器の概念図 [34]。

ロリーメータ部分からなる (図 2.9)。飛跡検出器部分では、対生成の反応確率を上げるための原子番号の大きい物質からなるシートと、2次元位置検出可能な検出器の組み合わせからなる。飛跡検出器には、CGRO 搭載の Energetic Gamma Ray Experiment Telescope(EGRET) ではスパークチェンバーが用いられていた [41]。Fermi 衛星搭載の Large Area Telescope(LAT)[42] や Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero(AGILE)[43] といった近年の望遠鏡では、半導体検出器が用いられるようになった。飛跡検出器を通過した電子・陽電子のエネルギーは後段に設置されたカロリメータで測定される。

電子と陽電子の飛跡とエネルギーの対生成反応に関わるパラメータを全て測定できるので、入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを一意に測定することができる。また、たとえ電子、陽電子が検出器外部へ逃げて行ってしまったとしても、飛跡の形状からエネルギーを大まかに推定することができる。しかし、低エネルギーガンマ線の場合は生成される粒子のエネルギーも低くなるため、シートとの多重散乱が無視できなくなり飛翔方向の情報を失ってしまう。その結果、角度分解能が悪くなってしまう問題もある。従って GeV 領域のガンマ線に対しては有効な測定方法であるが、数十 MeV 以下の比較的低エネルギーの低いガンマ線の測定では十分な性能を発揮できない。

2.4 MeV ガンマ線観測衛星

図 2.10 は、X 線以上のエネルギー領域で天体観測を行った望遠鏡の感度を表している。グラフの下側ほど感度の良い望遠鏡であることを表す。

この図から、MeV ガンマ線帯域で一番感度の良い観測を行った望遠鏡は COMPTEL であるが、X 線や高エネルギーガンマ線と比べると 2 桁以上悪い感度でしかないことがわかる。このように MeV ガンマ線観測は他の帯域に比べると取り残された帯域であるといえる。

以下では、今まで実際に天体観測を行った望遠鏡のうち、MeV から GeV ガンマ線領域での観測を目的とした衛星とその望遠鏡について概説する。

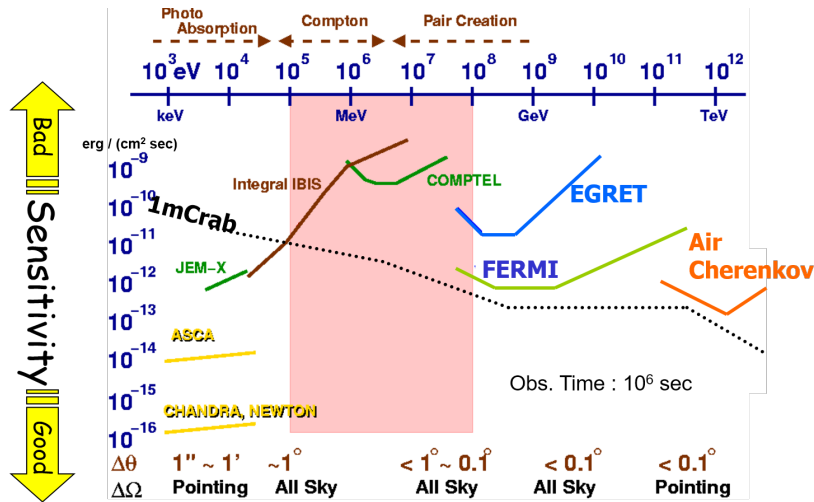


図 2.10 X 線以上のエネルギー領域で実際に天体を観測した望遠鏡の感度グラフ。1 mCrab はかに星雲の 1000 分の 1 の強度を表す単位。

2.4.1 CGRO

CGRO(Compton Gamma Ray Observatory) は 1991 年 4 月に打ち上げられたガンマ線観測衛星である。衛星は上空 450 km の低軌道を周回した [44]。CGRO は 20 keV から 30 GeV までの光子を測定することが可能で、高エネルギー環境における宇宙物理現象の解明を目的として開発され、2000 年まで観測を行った。CGRO には COMPTEL、BATSE、EGRET、OSSE の 4 つの検出器が搭載されている。

BATSE(Burst And Transient Source Experiment) は、ガンマ線バーストの調査を目的とした検出器である。BATSE は Large-Area Detector(LAD) と Spectroscopy Detector(SD) の 2 つの NaI(Tl) シンチレーション検出器から構成されており (図 2.11)、8 組の LAD と SD が CGRO 上に配置されている。LAD は高い感度を持ち、LAD のそれぞれの計数比を比較し、方向を決定するために使用される。SD は 10 keV から 100 MeV のガンマ線スペクトル測定に使用される [45]。

EGRET(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) は 20 MeV から 30 GeV の高エネルギーガンマ線の測定を目的とした望遠鏡である。EGRET は電子・陽電子対生成を検出原理としており、飛跡検出器としてワイヤスパークチェンバーを使用している。その後段には、カロリメータとして 20 cm 厚の NaI(Tl) シンチレーション検出器を設置している (図 2.12)。なお、ワイヤスパークチェンバーは 28 段のモジュールからなり、それぞれのモジュール間には対生成の変換材として平均 90 μ m のタンタル膜が挿入されている。その他に、4 \times 4 のタイル状のシンチレーション検出器を 2 組 60 cm 離して設置しており、TOF を測定し雑音を除去している。スパークチェンバー部は荷電粒子による雑音を除去するためにプラスチックシンチレータで覆われている。視野 \sim 40 $^\circ$ 、角度分解能 0.1 $^\circ$ から 0.4 $^\circ$ でガンマ線を測定できる [46]。

COMPTEL(Compton Telescope) は 1 MeV から 30 MeV のエネルギー帯で 1 str の視野でガンマ線を撮像できる検出器である。COMPTEL の性能を表 2.1 に示す。COMPTEL は上下 2 段

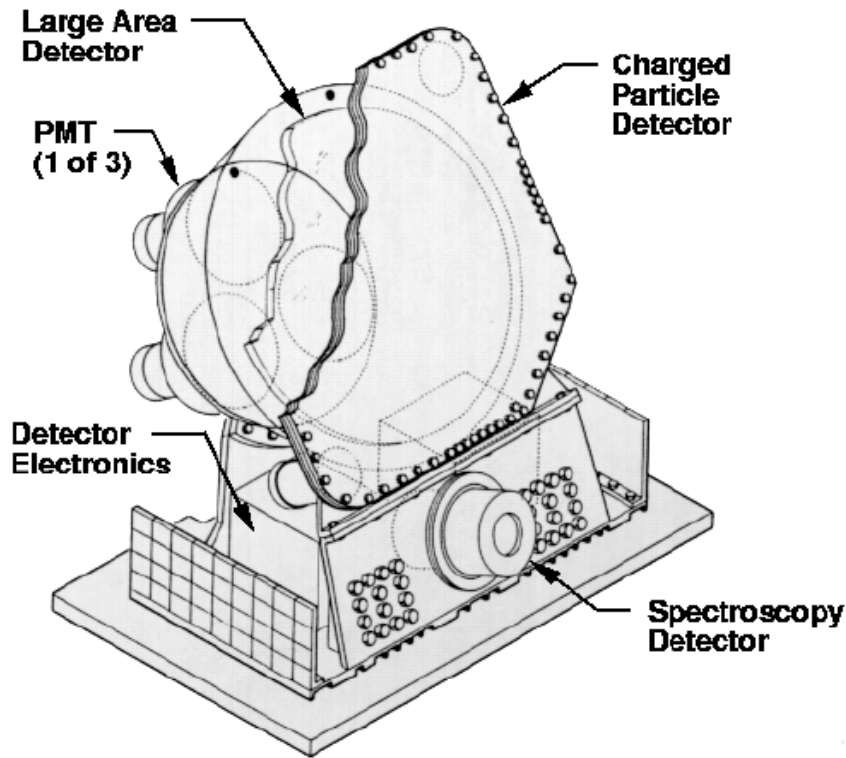


図 2.11 BATSE の構成図 [41]

の検出器で構成されている。上段には液体シンチレータ NE 213A を用いたシンチレーション検出器、下段には NaI シンチレーション検出器を配置している。液体シンチレータを散乱体として使用し、下段のシンチレーション検出器を散乱ガンマ線の吸収体として使用している。それぞれのシンチレータの発光を光電子増倍管で検出する (図 2.13)。液体シンチレータは、直径 27.6 cm、厚さ 8.5 cm の円柱型のものを 7 個使用しており、それぞれの液体シンチレータに対し 8 個の光電子増倍管で発光場所と発光量を測定する。下段の NaI シンチレータは、直径 28 cm、厚さ 7.5 cm の 14 個の円柱状の結晶からの発光をそれぞれ 7 個の光電子増倍管で測定し、上段と同様に発光場所と発光量を測定する。上段と下段とシンチレーション検出器はそれぞれ 167.5 kg と 429.1 kg あり、1.5 m の間隔を開けて設置している [41]。上段の検出器と下段の検出器から信号が発せられたタイミングの差 (Time of Flight:TOF) をとることで、バックグラウンドの除去を行った。

宇宙空間からはガンマ線だけでなく、高エネルギー荷電粒子も飛来してくる。このような粒子はガンマ線と同様に検出器と反応を起こすことで雑音の原因になる。COMPTEL ではそれぞれのシンチレーション検出器を合計 376.2 kg のプラスチックシンチレータ (NE110) のドームで覆い、反同時計数法を利用し、荷電粒子による雑音を減らしている [44]。

COMPTEL は衛星に搭載され MeV ガンマ線領域の観測を行った望遠鏡の中で、一番感度の良い観測を行った望遠鏡である。しかし、図 2.10 のように X 線や GeV ガンマ線といったエネルギー領域の望遠鏡と比べると、数桁悪い感度でしか観測ができていないことがわかる。この原因

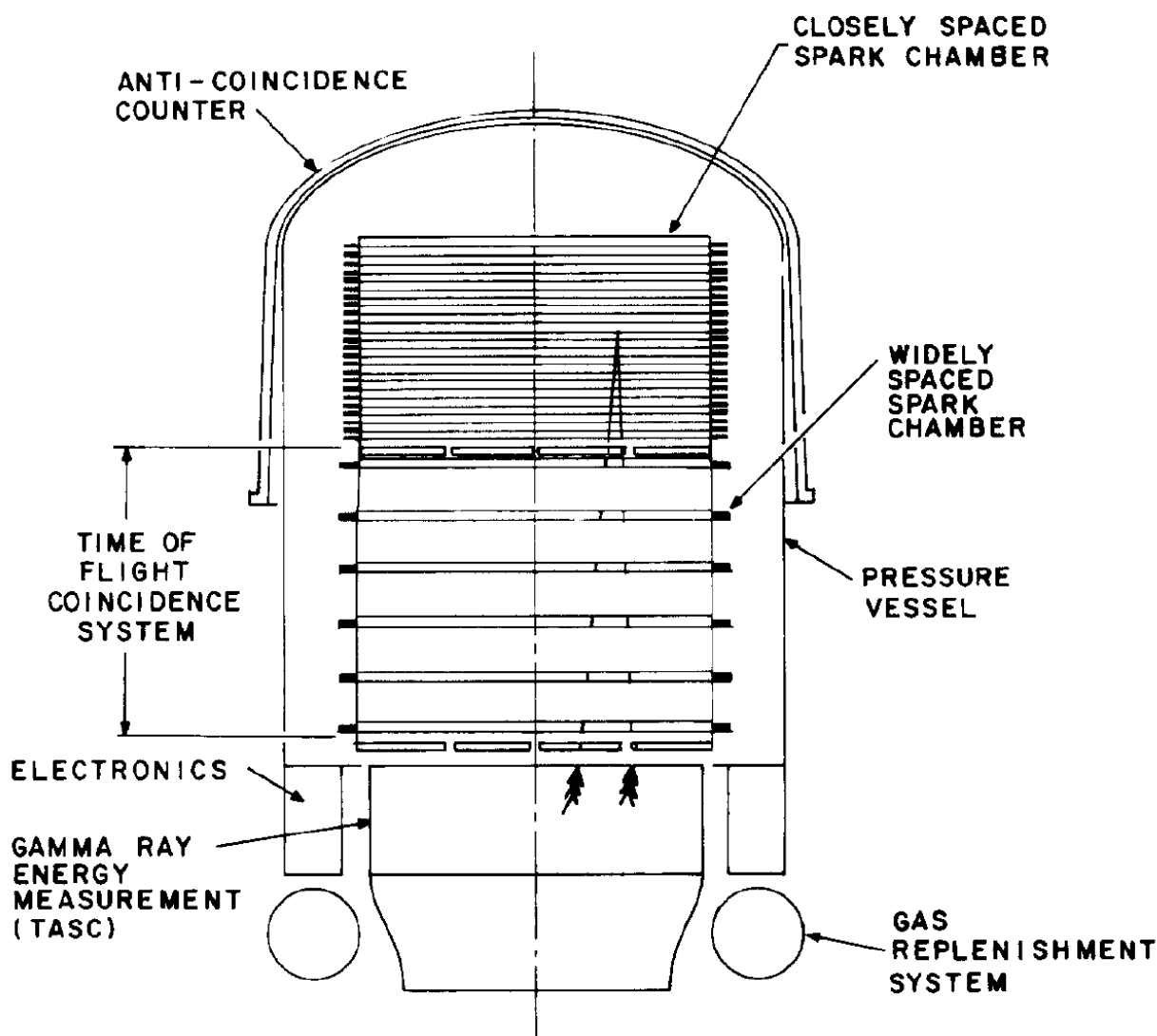


図 2.12 EGRET の概念図。スーパークチェンバー部は $80 \times 80 \times 45\text{cm}^3$ 、カロリメータ部は $77 \times 77 \times 20\text{cm}^3$ [46]。

は、MeV ガンマ線領域特有のバックグラウンドの多さによる。COMPTEL ではバックグラウンドの除去は、シールドと TOF で行ったが、それでもなお大量のバックグラウンドが存在した。その結果、COMPTEL の感度は地上実験による結果より一桁も悪い感度となった。

バックグラウンドの主な発生原因と TOF 分布をそれぞれ、図 2.14 と図 2.15 に示す。COMPTEL に対して上方から飛来したガンマ線は図 2.15 の分布のうち 5 ns のあたりにピークを作るが、図 2.15 では下方から来るバックグラウンドイベントと、なだらかな TOF 分布を持ったバックグラウンドイベントが大量に存在していることがわかる。図 2.14 に表されているバックグラウンドの主な生成原因は以下のとおりである。

A,B 検出器を構成する物質が中性子捕獲や放射性同位体元素の崩壊によって放出するガンマ線

表 2.1 COMPTEL の性能 [44]。

エネルギー範囲	1 MeV - 30 MeV
エネルギー分解能	1.27 MeV で 8.8% (FWHM)
有効面積	10 から 50 cm ²
視野	~1 str (FWHM)
角度分解能	1° から 2°

のイベント。A は散乱体より上方から入射したイベントであり、天体から放出された真のイベントと区別できない。B は散乱帯より下方から到来するガンマ線であり、このイベントは散乱角で制限をかけることで落とすことができる。

C,D 2 つ以上の光子が生成される過程により生じるバックグラウンド。C は散乱体付近を構成する物質中で起こるイベントで、TOF 分布中 5 n 秒あたりにピークを作り、天体由来のガンマ線イベントと区別できない。D は COMPTEL 以外の衛星を構成する物質中で起こるイベントで、0 秒を中心に広がった TOF 分布を作る。

E 生成源が完全に異なる 2 つの光子が散乱体と吸収体にランダムに入射することで生じるバックグラウンドである。このイベントの TOF は一様に分布する。

F 高エネルギー宇宙線が衛星を通過する際に物質と複数回相互作用を起こし生成される光子によるバックグラウンドである。このイベントは、一様に広がった TOF 分布を持つ。

その他 他にバックグラウンドの原因となるイベントとして、中性子が散乱対中で光子を生成したり電子を弾いた後、吸収体と相互作用するイベントや、その他複雑な過程を経て生じるイベントがある。

OSSE(Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) は 0.05 から 10 MeV のガンマ線測定を目的として開発された望遠鏡である。OSSE は直径 330 mm で厚さ 102 mm の NaI(Tl) シンチレータと、厚さ 76 mm の CsI(Na) シンチレータを光学的に接合したシンチレーション検出器を、CsI(Na) 側から光電子増倍管で読むことでガンマ線を検出している。このように 2 種類のシンチレータを光学的に接合し、光電子増倍管で減衰時間の異なる波形を重ね合わせたものを測定する検出器をフォスウィッチ検出器と呼ぶ。OSSE の場合は、CsI(Na) シンチレータの信号を反同時計数法として利用し、バックグラウンドの除去に使用した。NaI(Tl) シンチレータの直上にはタングステンでできたコリメータが設置されている。それぞれのフォスウィッチ検出器の開口部には、荷電粒子を検出し反同時計数法で除去するためのプラスチックシンチレータの覆いが使用されている。さらにフォスウィッチ検出器とコリメータは NaI(Tl) シンチレータのシールドでも覆われている。OSSE はこのような検出器 4 つから構成されており、それぞれの検出器は独立に動作する [48]。OSSE の性能を表 2.2 に示す。

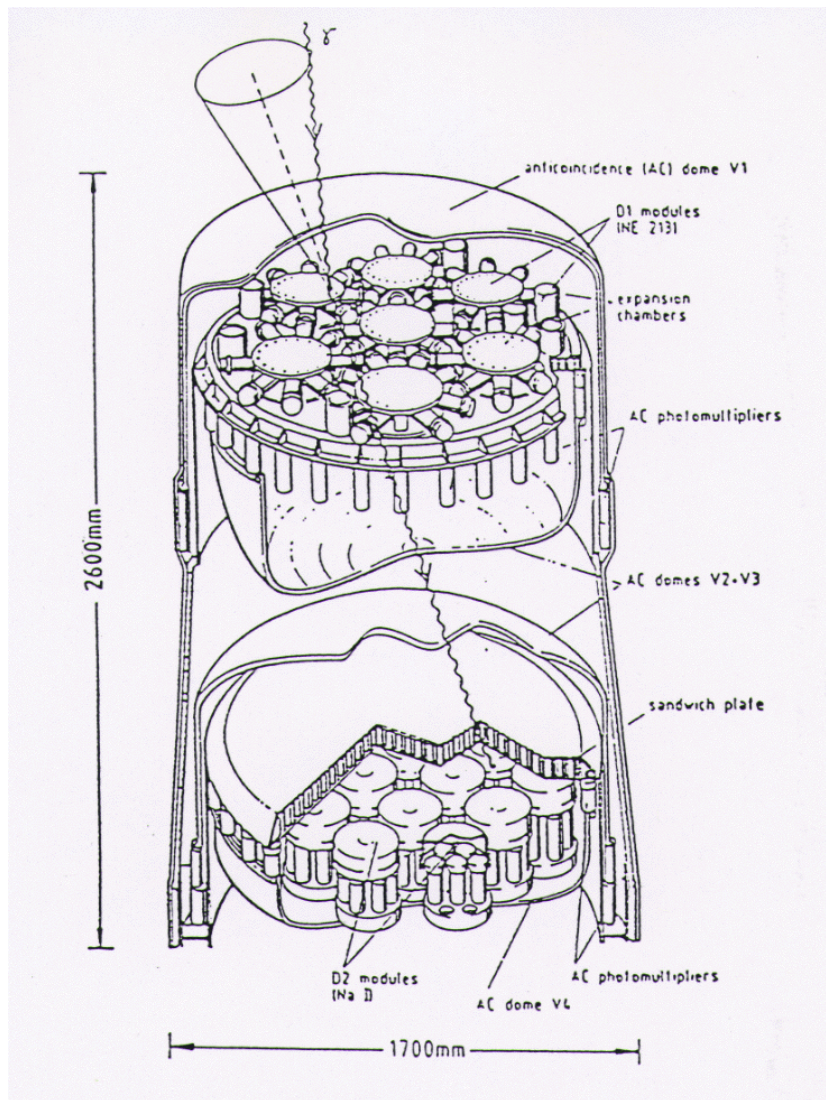


図 2.13 COMPTEL の構成図 [41]

2.4.2 INTEGRAL

INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) は 2002 年 10 月に打ち上げられた。INTEGRAL では、一様なバックグラウンド環境下で観測を行うこと、荷電粒子が多い地点を避けることを目的として近地点 9000 km、遠地点 154000 km の楕円軌道を取った [49]。INTEGRAL には、ガンマ線のスペクトル測定用と撮像用の検出器が 2 台 (SPI、IBIS) 搭載されている。その他に、X 線と可視光で対象天体をモニターするための検出器を 2 台 (JEM-X、OMC) 搭載している。これら 4 台の検出器は同じ領域を観測できるように設置されており、ガンマ線天体の他波長での同定を INTEGRAL 内で完結できるように構成されている。

NASA の CGRO 衛星、ロシアとフランスの Granat 衛星に次ぐミッションとして開発が進められた INTEGRAL の科学的観測対象は、

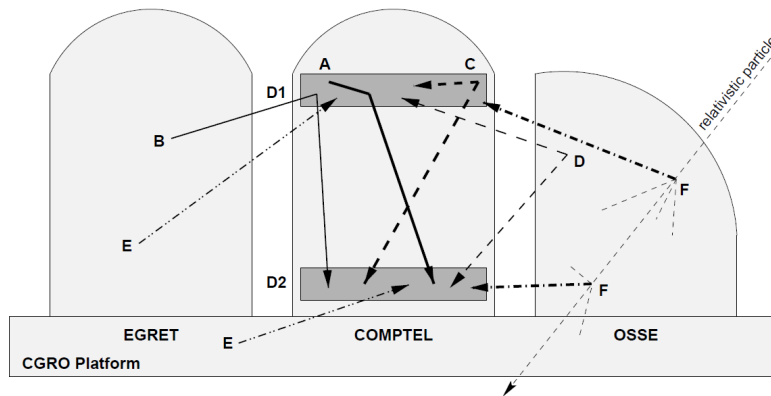


図 2.14 COMPTEL の主なバックグラウンド源を表した概念図 [47]。

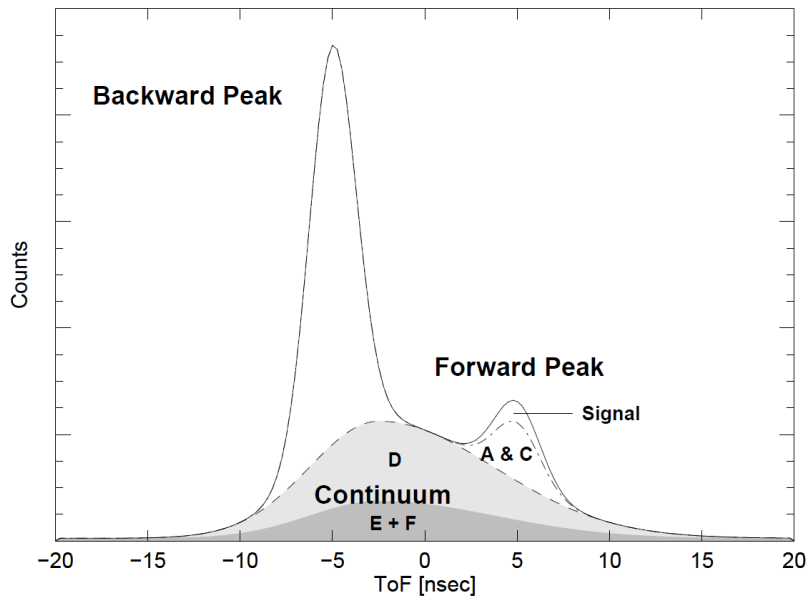


図 2.15 COMPTEL の TOF 分布 [47]。

表 2.2 OSSE の性能 [23]。

エネルギー範囲	0.05 MeV - 10 MeV
エネルギー分解能	7.8 % (0.661 MeV) 3.1 % (6.13 MeV)
有効面積	2000 cm ² (0.511 MeV)
視野	3.8° × 11.4° (FWHM)

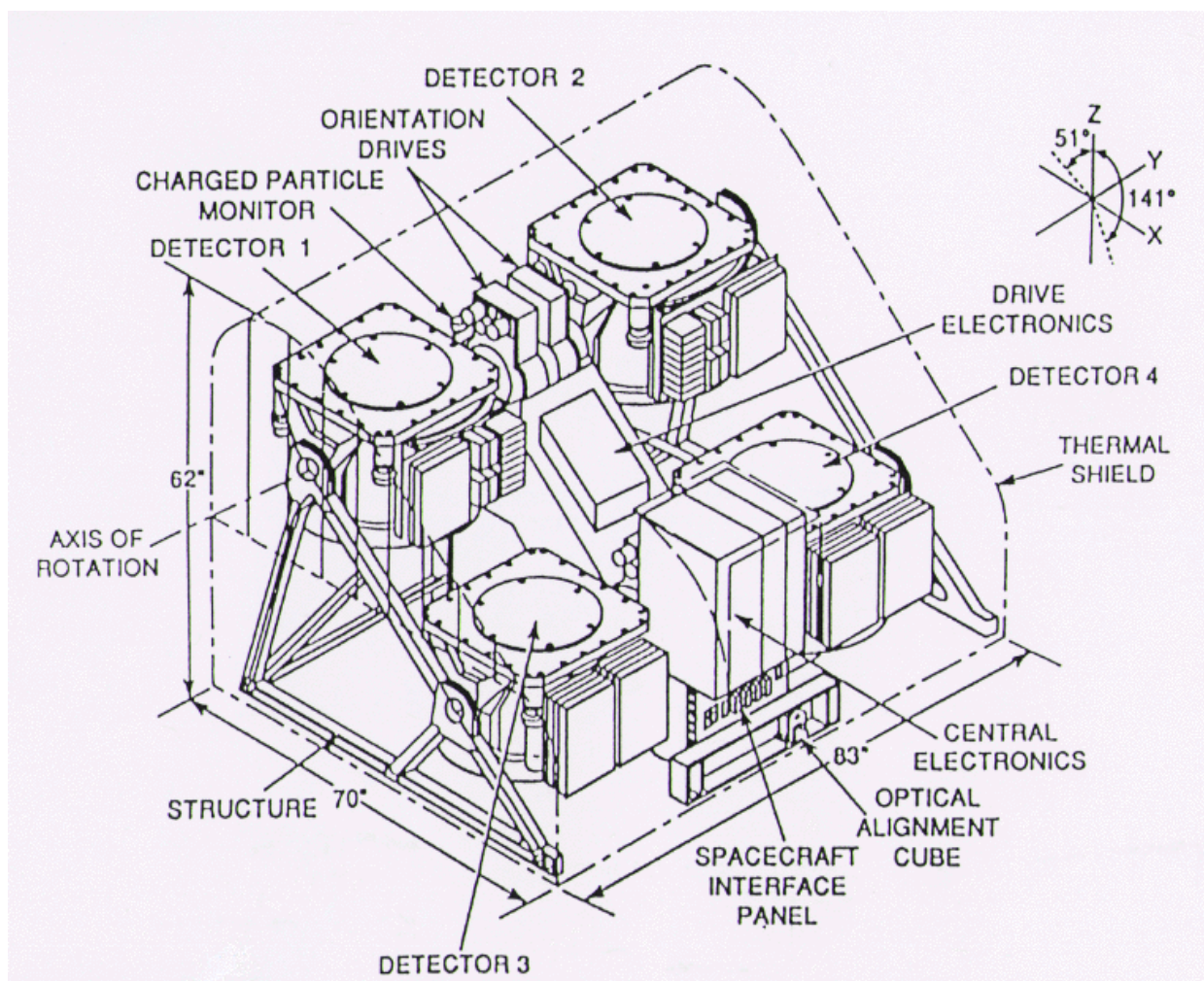


図 2.16 OSSE の概念図 [41]

- 超新星爆発、超新星残骸、新星の分布測定やスペクトル測定による元素合成の解明
- 核ガンマ線や対消滅ガンマ線を放射する銀河面や銀河の中心領域の構造の解明
- パルサーや中性子星、連星系中のブラックホール、活動銀河核中心に存在する大質量ブラックホールといったコンパクト天体の物理特性の解明
- 高い時間分解能と位置分解能を利用したガンマ線バーストの物理特性の調査

である [50]。

INTEGRAL に搭載されている SPI と IBIS の性能を表 2.3 に示す。以下では、これら二つの検出器の構成について概説する。

■SPI SPI(SPECTrometer on INTEGRAL) は、18 keV から 8 MeV のエネルギー帯のガンマ線スペクトルを、高エネルギー分解能 3 keV(FWHM, 1.7 MeV) で測定することを目的とした検出器である [49]。図 2.17 は SPI の構成図である。受光面には六角形の Ge 半導体検出器を 19 個用いており、85 K に冷却して動作させる。広範囲の撮像をするためにコーデッドマスクを使用して

表 2.3 SPI と IBIS の性能

	SPI[49]	IBIS[51]
エネルギー範囲	18 keV - 8 MeV	15 keV - 10 MeV
エネルギー分解能	3 keV(FWHM, 1.7 MeV)	10 %(1 MeV)
有効面積	500 cm ²	2600 cm ² (CdTe) 2890 cm ² (CsI)
視野	16°	9°
角度分解能	2.5°	12'

おり、半導体検出器に対して 1.71 m 離れた位置に設置している。このコーデッドマスクは、3 cm 厚で六角形のタングステンを 63 個幾何学的に並べたものである。高エネルギー宇宙線と検出器および衛星を構成する物質との相互作用により発生する雑音を減らすために、BGO 結晶を用いた反同時計数法によるシールドを SPI の軸にそって円筒状に配置している。さらに、コーデッドマスクと宇宙線との相互作用により生じる 511 keV ガンマ線を防ぐためにマスクの下側に薄いプラスチックシンチレータのシールドを挿入している [52]。

■IBIS IBIS はガンマ線撮像を目的とした検出器である。角度分解能は 12 秒角 (FWHM) であり、感度のあるエネルギー帯は 15 keV から 10 MeV である。撮像の原理としては SPI 同様にコーデッドマスクを使用している。光子の受光面にピクセル状に並べた半導体検出器を 2 層用いている。2 層のうちマスクに近い側は $4 \times 4 \times 2\text{mm}^3$ の半導体 CdTe を 128×128 個並べ、低エネルギーガンマ線を測定する。もう 1 層には $9 \times 9 \times 30\text{mm}^3$ のシンチレータ CsI の結晶を 64×64 個並べ、高エネルギーガンマ線の測定に使用する。そして荷電粒子による雑音除去のために、BGO 結晶を使用したシールドで 2 層の検出器を覆っている [51]。

2.5 高エネルギーガンマ線衛星

2.5.1 Fermi

Fermi 衛星は、2008 年 6 月に打ち上げられた。Fermi はガンマ線撮像望遠鏡 LAT(Large Area Telescope) とガンマ線バースト検出器 GBM(Gamma-Ray Burst Monitor) を搭載している。GBM は 12 個の Na(Tl) シンチレーション検出器と 2 個の BGO シンチレーション検出器を衛星機上に配置する。ガンマ線バーストが検出されると、それぞれの検出器の計数比からガンマ線バーストの位置を 15° 程度の精度で決定することができる [42]。

LAT は 20 MeV から 300 GeV のエネルギー範囲でガンマ線を測定し、その到来方向とエネルギーと時刻情報を測定できるガンマ線望遠鏡である [53]。

構成は図 2.19 に示す通りで、電子・陽電子対生成反応を利用して入射ガンマ線の再構成を行う。LAT では電子・陽電子の飛跡検出器として、1 方向にストリップを持つ Si 半導体検出器 2 枚を互いに直交する方向に重ねたものを 18 段使用している。なお、上から 16 段目までの飛跡検出器に

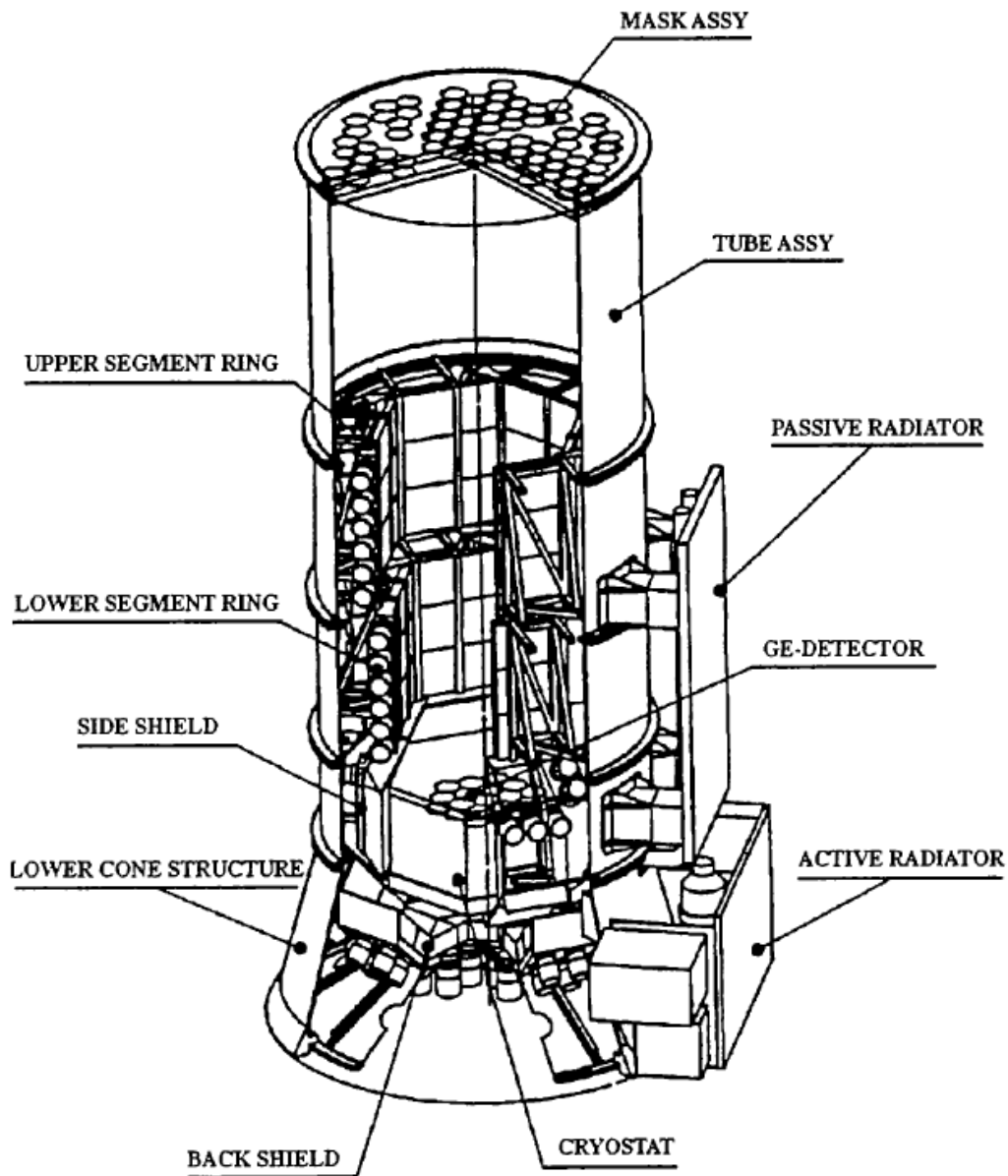


図 2.17 SPI の構成図。図の上方にコーデッドマスク、下方に半導体検出器が配置されている。[52]

は対生成反応の変換材としてタングステンの膜を挿入している。飛跡検出器の後段には、柱状の CsI シンチレータを組み合わせたカロリメータを設置している。LAT においても、荷電粒子による雑音除去のために、タイル状のプラスチックシンチレータで LAT 全体を覆いシールドしている [53]。



図 2.18 IBIS の構成図。ガンマ線検出器 (上) と、コーデッドマスク (下)。[32]

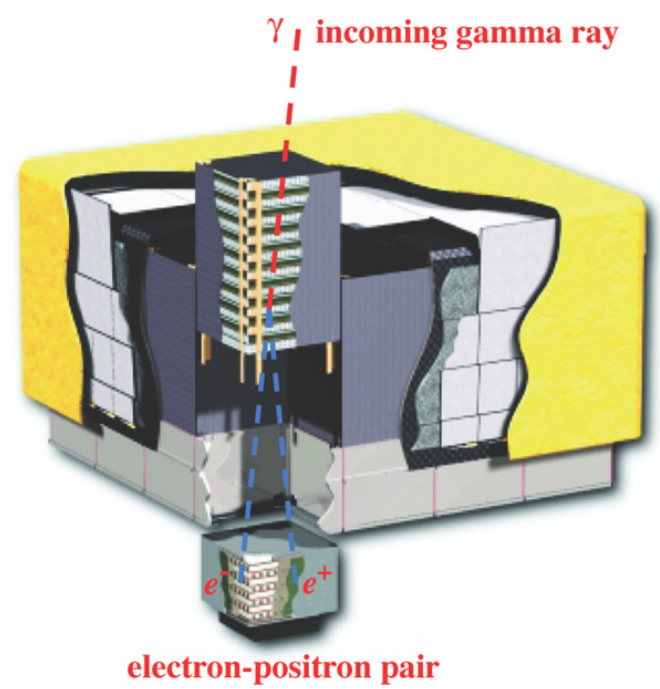


図 2.19 LAT の図。サイズは $1.8 \text{ m} \times 1.8 \text{ m} \times 0.72 \text{ m}$ で重量は 2789 kg である。[53]

2.6 近年の MeV ガンマ線コンプトン望遠鏡

2.6.1 TIGRE

Tracking and Imaging Gamma Ray Experiment(TIGRE) は Si の多層半導体検出器で電子の飛跡とエネルギーをとらえる、電子飛跡検出を目的とした検出器である。それぞれの半導体検出器は $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 300\text{ }\mu\text{m}$ のサイズで、両面にはそれぞれ直行するストリップが間隔 0.758 mm で 128 本走っている。TIGRE ではこの半導体検出器を 1 段あたり 4 枚並べて使用し、 1.52 cm 間隔で 16 段重ねて飛跡検出器として利用している。この Si をコンプトン散乱の散乱体として使用し、 0.5 から 10 MeV までのガンマ線により生成される電子のエネルギーと飛跡を測定する。さらに Si を電子・陽電子対生成の変換材とし電子と陽電子の飛跡を測定することで、 10 から 100 MeV までのガンマ線を対生成法によって測定することができる [37]。

TIGRE は、半導体飛跡検出器と CsI(Tl) シンチレータアレイを側面に 4 組、底面に 5 cm アレイの NaI(Tl) シンチレータを使用して観測を行う (図 2.20)。CsI(Tl) シンチレータは散乱ガンマ線の吸収体として用いる。 $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 3.5\text{ cm}$ のシンチレータを 256 個ならべたアレイ構造をしており、吸収点の位置とエネルギーを測定する。また、 1 MeV より低いガンマ線に対するシールドとしても使用している。半導体飛跡検出器の下に $100\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ の柱状の NaI(Tl) シンチレータが 8 本設置されている。対生成反応で生成された電子、陽電子をこのシンチレータで吸収する。シンチレータの発光は、両端に取り付けられた光電子増倍管から読み出され、信号波形の大きさからシンチレータで吸収されたエネルギーと反応点を求めることができる。さらに発光量の違いから、反応が起こった点の深さを推測することができる。このシンチレータは低エネルギーガンマ線に対するシールドとしての役割もある。また宇宙線によるバックグラウンドを除去するために、検出器全体をプラスチックシンチレータで覆っている [37]。

しかし、多層 Si 半導体検出器を用いた方式では、電子とガンマ線による多数のヒットがまじりあい、それぞれの分離が困難であり、多数の組み合わせが出てきてしまい、結果大きく性能を下げってしまう問題がある。

2007 年 6 月にアメリカのフォートサムナーで 27 時間の気球実験を行い、かに星雲を観測した。18436 秒間の観測データのうち、トリガーがかかった 57958 イベントのうち、実際に飛跡が取れたコンプトンイベントは、1560 イベントしかなかった。これはシミュレーションから予想されるイベント数の 6% でしかなかった [37]。

また、その後 2010 年 4 月にもオーストラリアのアリススプリングスで気球実験を行い、高度約 40 km でガンマ線を観測した [54]。

2.6.2 NCT(COSI)

Nuclear Compton Telescope(NCT) は多重コンプトンイメージング法を用いたガンマ線望遠鏡である。 0.2 から 10 MeV 領域を対象として、気球実験により天体から来る核ガンマ線の観測やガンマ線偏光を観測することを目的としている [55]。2014 年以降は Compton Spectrometer and Imager(COSI) と名前を変えて気球実験を行っている。

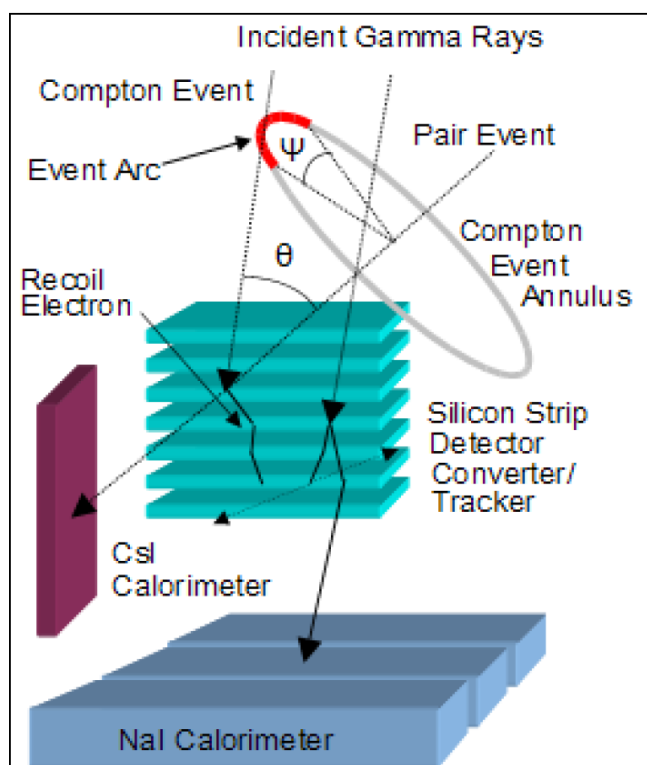


図 2.20 TIGRE の概念図 [37]。

表 2.4 NCT の性能 [35]。

エネルギー範囲	0.2 - 10 MeV
エネルギー分解能	0.2 - 1 % (FWHM)
視野	40° × 60° (FWHM)
有効面積	5 - 18 cm ²

NCT は 12 個の Ge 半導体検出器を使用し、コンプトン散乱点とエネルギー損失を測定する (図 2.21)。エネルギー分解能に優れた半導体検出器を使用することで、ガンマ線が散乱によって失ったエネルギーを精度良く測定し、散乱角の決定精度を向上する方針で開発されている。それぞれの半導体検出器は 8 cm × 8 cm × 1.5 cm の有効サイズを持ち、両側に 2 mm ピッチの直交するストリップを持つ。ストリップピッチによる 2 次元読み出しとトリガー時間の情報から、コンプトン散乱点の位置を 3 次元で求めることができる。COSI は、荷電粒子などのバックグラウンドを減らすための BGO シンチレータによるシールドで視野を制限しているが、40° × 60° (FWHM) の広視野で全天を観測できる [35]。NCT の性能を表 2.4 に示す。

NCT は 2009 年に 5 月にフォートサムナーで気球実験を行い、29.3 ks の間に星雲の観測を行った。この気球実験で NCT は 4σ の有意度でかに星雲を検出できたと報告している。しかし、シミュレーションではかに星雲由来のガンマ線が 3800 イベント検出できると予想されていた

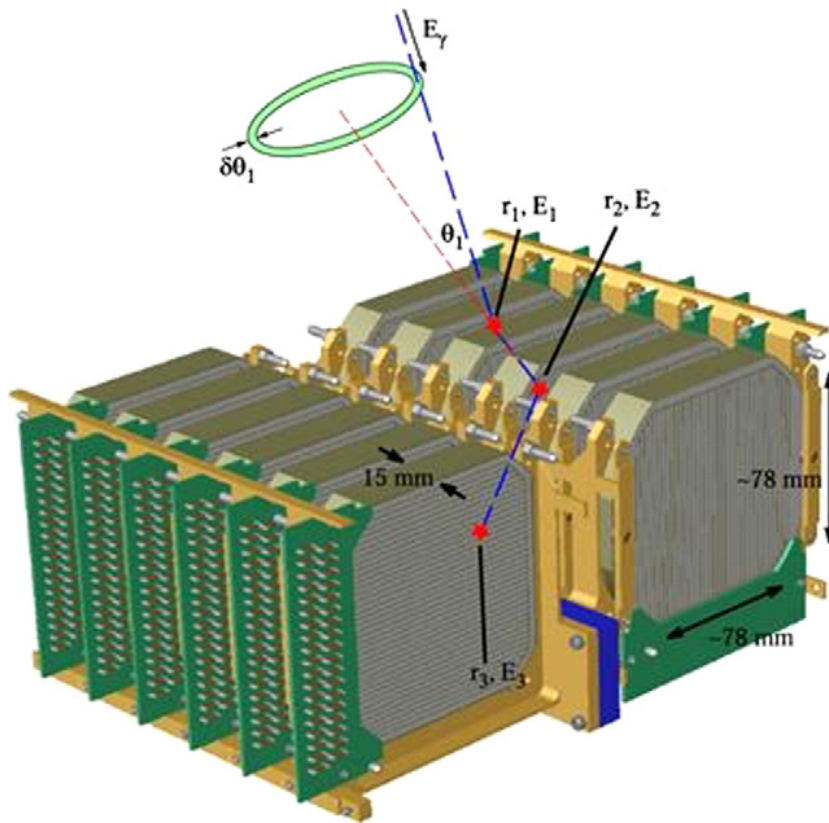


図 2.21 NCT の概念図 [35]。

が、実際はその約 6 分の 1 の 667 イベントしか検出できなかった。しかも、バックグラウンドが 2.9×10^4 イベントと、ガンマ線事象に対して約 40 倍である [56]。NCT によるかに星雲周辺の領域を円環の重ね合わせで描いたイメージが図 2.22 である。円環を重ね合わせただけの生のイメージではガンマ線の大気散乱成分が大量のバックグラウンドとなりかに星雲の領域に有意な超過は見られない、Maximum Likelihood Expectation Maximization(MLEM) 法という画像処理法で 5 回イテレーションをかけることでようやくかに星雲の領域に超過が現れる。

2.6.3 SGD

Soft Gamma-ray Detector(SGD) は 2016 年 2 月に打ち上げ予定の次期 X 線観測衛星 ASTRO-H に搭載される狭視野コンプトンカメラである。60 から 600 keV のエネルギー帯を対象として高感度で天体を観測する目的で開発された。SGD は図 2.23 に示すように、Si と CdTe の 2 種類の半導体検出器の層から構成されている。32 層の Si 半導体検出器と 8 層の CdTe 半導体検出器を重ね、側面を 2 層の CdTe 半導体検出器で囲っている。これらの半導体の層は BGO でできたシールドで覆われている。このシールドによって、視野を $10^\circ \times 10^\circ$ の狭い範囲に制限している。典型的な検出効率、シミュレーションから 100 keV と 511 keV でそれぞれ 15% と 3% で、エネルギー分解能はピクセル単体で 100 keV で 2 keV 以下、511 keV で 1.4 % である [38]。

原子番号の小さい Si を散乱帯として使用し、原子番号が大きい CdTe で散乱ガンマ線を吸収す

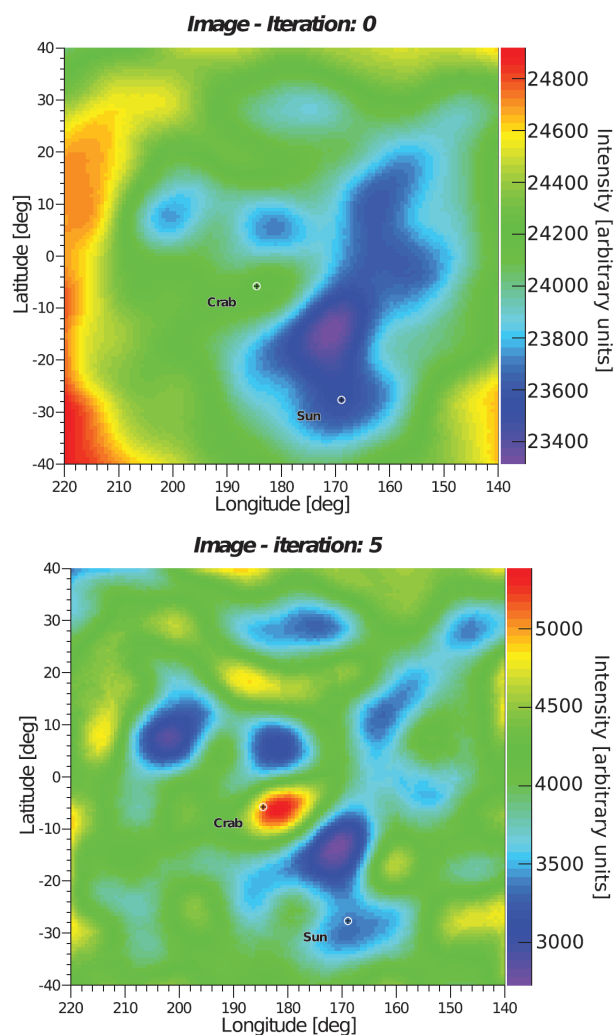


図 2.22 2009 年の気球実験で NCT が描いたかに星雲周辺領域のイメージ [56]。円環を重ね合わせただけの生の図と、それに MLEM 法でイテレーションを 5 回かけたものを並べている。

る。それぞれの半導体検出器はピクセル構造をしているので、3.2 mm ピッチで反応点を測定することができる。SGD は多層の半導体検出器で構成されているので、通常のコプトン法と多重コプトン法でガンマ線を再構成する。この方法は、電子の反跳方向を測定しないので、ガンマ線の到来方向は円環上に制限しか制限できず、イメージは円環の重ね合わせで描くことになる。しかし、SGD は BGO シールドで視野を狭く絞ることで、バックグラウンドの低減を図っている。つまり、再構成されたガンマ線の円環が観測対象方向に重なることを要求することで、視野方向以外から入射してきたガンマ線を落とすことができる。なお、エネルギーやガンマ線の散乱方向の決定精度 (Angular Resolution Measure) を考慮してイベントを選別 (ARM cut) する [38]。

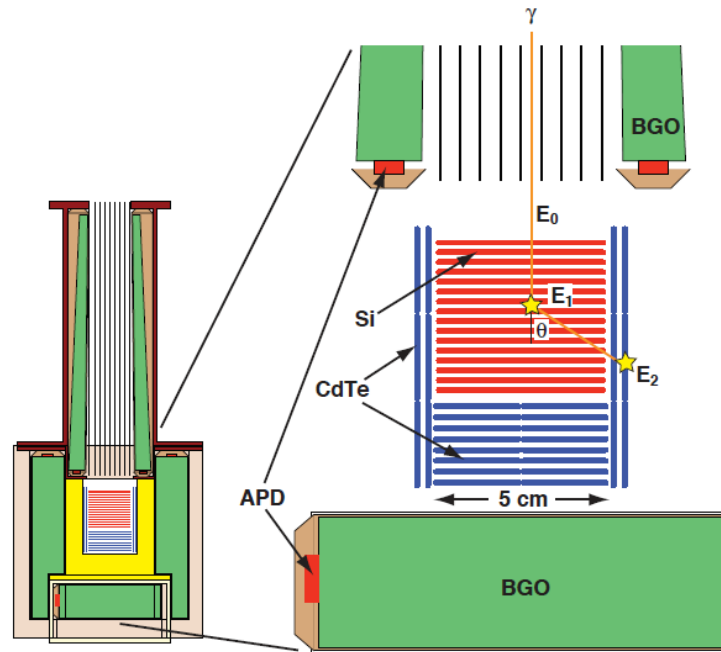


図 2.23 SGD の概念図 [38]。半導体検出器部の寸法は $12\text{cm} \times 12\text{cm} \times 12\text{cm}$ 。ASTRO-H には図の検出器を 3 つ並べたものを 2 組搭載する。

2.7 ETCC

現在我々は、高精度で電子飛跡を取得できる MeV ガンマ線望遠鏡 Electron-Tracking Compton Camera(ETCC)を開発している。ETCC はガンマ線の 2 つの入射角を測定することで、MeV ガンマ線コンプトンカメラで不達成である完全なガンマ線イメージングを達成することを目的としている。さらに、散乱ガンマ線と反跳電子の成す角を利用したコンプトン散乱イベントの選別、飛跡の長さに対するエネルギー損失率を利用した粒子識別が可能である。これによって可視光や X 線を越えた解析が可能になり、方向決定能力では落としきれない偶発事象や、宇宙線、中性子によるガンマ線以外に由来する雑音を効率的に除去できる。また、レンズを用いず計算上で集光するため広視野な観測が可能になる全く新しいイメージング手法を用いた望遠鏡である。ETCC は飛跡検出器としてガス Time Projection Chamber を使用し、散乱ガンマ線の吸収体としてシンチレーション検出器を使用している。ETCC は完全な 3 次元電子飛跡を測定することを目的としガス TPC を採用した、全く新しい MeV ガンマ線望遠鏡である。

我々は ETCC のガンマ線検出能力を実証するための気球実験 (Sub MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment:SMILE) を進めている。第一回目の気球実験 SMILE-I では、2006 年 9 月に三陸で高度約 35 km で、100 keV から 1 MeV の宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線の観測を行った。このときの ETCC は、飛跡検出器として Xe、Ar、 C_2H_6 を 80%、18%、2% の質量比で混合した 1 気圧のガスで満たされた TPC($10 \times 10 \times 14\text{cm}^3$) を使用した。散乱ガン

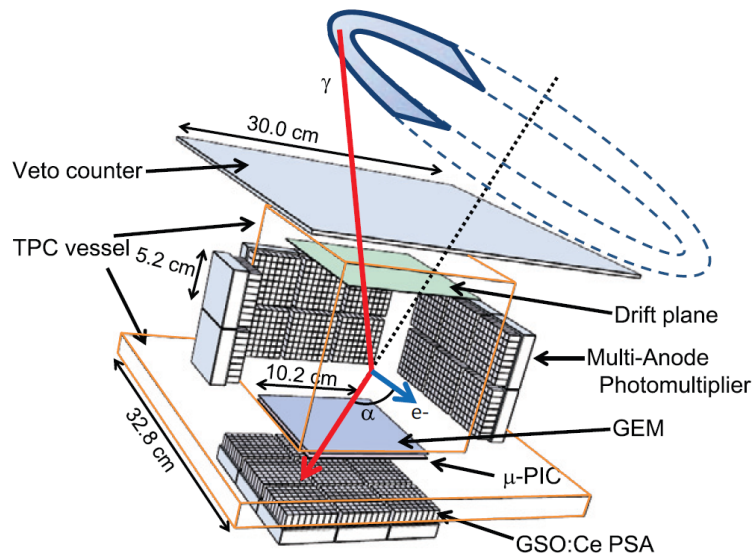


図 2.24 SMILE-I での ETCC のフライトモデル概念図 [57]。

マ線の吸収体としては GSO シンチレータ結晶 ($6 \times 6 \times 13\text{mm}^3$) を使用したピクセルシンチレータアレイを側面に 24 組、底面に 9 組使用した (図 2.24)。 10^{-4} 程度の検出効率、3 sr の視野で観測した。気球実験では 4 時間の水平浮遊を含む 7 時間の測定に成功した。ETCC は全天から 2×10^5 のイベントを検出し、その中から 2×10^3 のガンマ線イベントが再構成できた。そのうち 420 イベントは水平浮遊中の 3.0 時間 (Live Time) のうちに 3 sr の視野内で観測できたイベントである。これらの結果はシミュレーションの結果とよく一致していた。また、これらの結果をもとに宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線のフラックスを求めた (図 2.25)。ETCC により求めたフラックスは過去の気球、衛星観測による結果と誤差の範囲で一致していた。この気球実験によって、ETCC がバックグラウンドを除去しガンマ線イベントを選び出す能力を持つこと、連続スペクトルに対して良い感度を持つことが実証され、MeV ガンマ線望遠鏡として天文学を発展させられる可能性が示された [57]。

次の段階として現在進行中の SMILE-II では、天体撮像能力の実証を計画している。

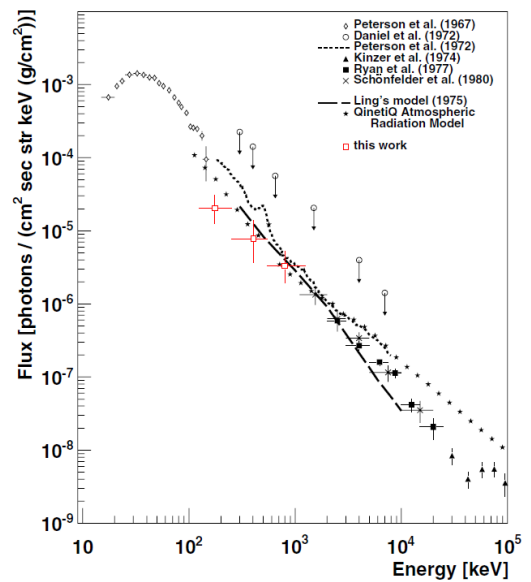
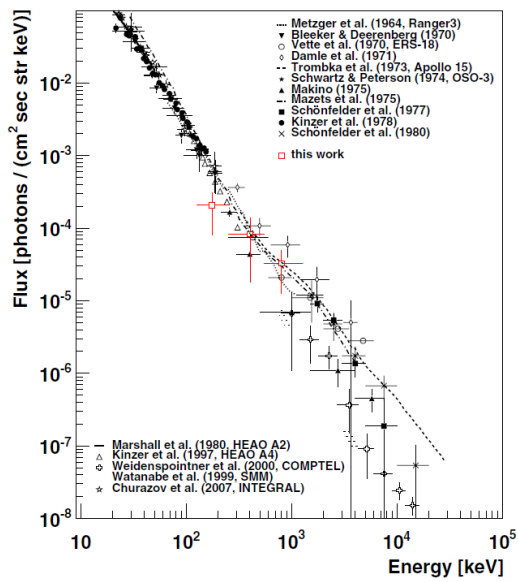


図 2.25 ETCC により求めた宇宙ガンマ線のフラックス (左) と大気ガンマ線のフラックス (右)。赤い四角が ETCC による結果である。過去の気球、衛星観測による結果とモデルによりフラックスも描かれている [57]。

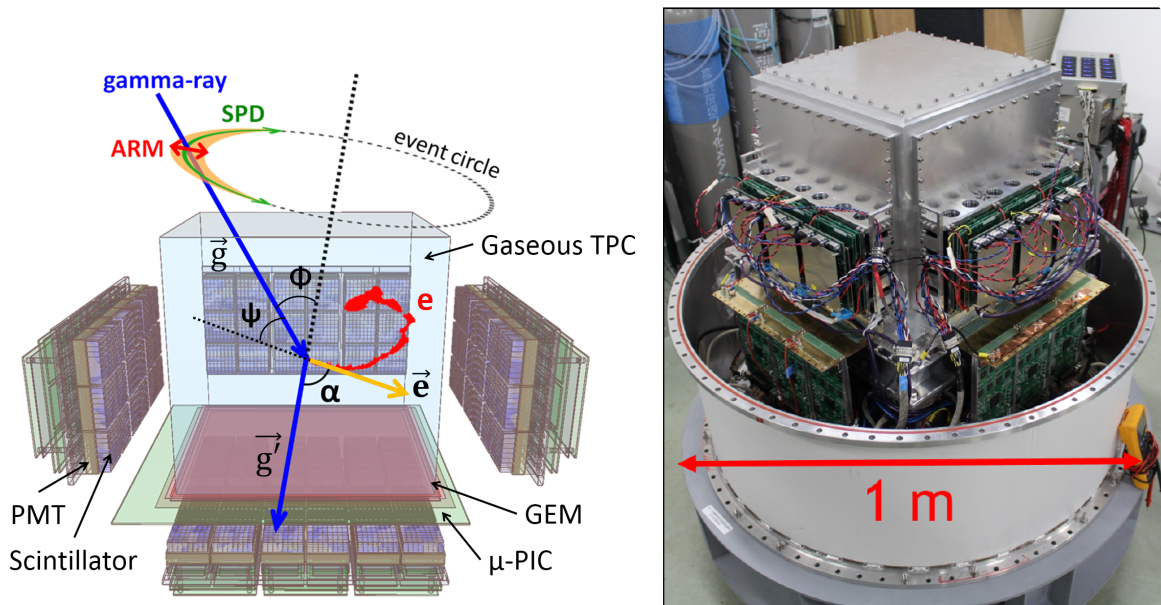


図 3.1 ETCC(SMILE-II フライトモデル) の概念図 (左) と実際の写真 (右)。

3 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

我々は、電子飛跡検出型コンプトン法を利用した電子飛跡検出型コンプトンカメラ ETCC(Electron-Tracking Compton Camera) を開発している。我々は ETCC の性能実証のための気球実験を計画している。SMILE-I では ETCC のガンマ線検出能力を実証でき (第 2.6 章)、現在は ETCC で天体を観測し、イメージング能力を実証する段階 (SMILE-II) にある。SMILE-II に向けたフライトモデルは完成しており、地上での性能評価も進んでいる。この章では、ETCC の検出原理、SMILE-II フライトモデルの構成について述べる。

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法では、検出器内でコンプトン散乱を起こさせ、コンプトン散乱点、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギー、反跳電子の反跳方向とエネルギーをそれぞれ測定することで、入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を 1 イベントごとに一意に決定することができる。図 3.1 に ETCC の概念図を示す。

入射ガンマ線のエネルギーと真の到来方向を E_0 と \vec{s} 、散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向を E_γ と \vec{g} (単位ベクトル)、反跳電子の運動エネルギーと反跳方向を K_e と \vec{e} (単位ベクトル) とする。また、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} の成す角を α とする (図 3.1)。このとき

入射ガンマ線のエネルギー E_0 と再構成によって得られる入射方向 \vec{s}_{rcs} は、

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (3.1)$$

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

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

と一意に表すことができる。ここで、 m_e と c はそれぞれ電子の質量と光速である。また、散乱角 ϕ と反跳角 ψ は、

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

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

と表せる。

電子飛跡検出型コンプトン法では、ガンマ線の到来方向の決定精度は、2つのパラメータを使って評価することができる。1つは散乱角の決定精度 (Angular Resolution Measure: ARM) であり、もう1つはコンプトン散乱平面の決定精度 (Scatter Plane Deviation: SPD) である。ガンマ線の到来方向の誤差範囲はこの ARM と SPD の2つのパラメータで表される扇型の範囲に制限される (図 3.1)。ARM と SPD の定義は、それぞれ

$$\Delta \phi_{\text{ARM}} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}\right) \quad (3.6)$$

$$\Delta \nu_{\text{SPD}} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right)\right) \cdot \arccos\left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right) \quad (3.7)$$

である。

散乱ガンマ線と反跳電子の成す α 角はコンプトンイメージングに特徴的なパラメータであり、幾何学的方法と運動学的方法の2種類の方法で定義することができる。幾何学的方法には、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (3.8)$$

と定義され、運動学的方法には、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (3.9)$$

と定義される。電子飛跡検出型コンプトン法においては α_{geo} と α_{kin} は、1イベントごとにそれぞれ独立に求まるので、 $\alpha_{\text{geo}} = \alpha_{\text{kin}}$ という条件を課すことで、コンプトン散乱を起こしたイベントとそうでないイベントを分離することが可能である。

3.1.1 多重散乱

電子などの荷電粒子が物質中を通過する際に、物質を構成する原子のクーロン場と相互作用を起こすことで、多重散乱現象を起こす。この散乱現象はモーリエ散乱と呼ばれており、多重散乱

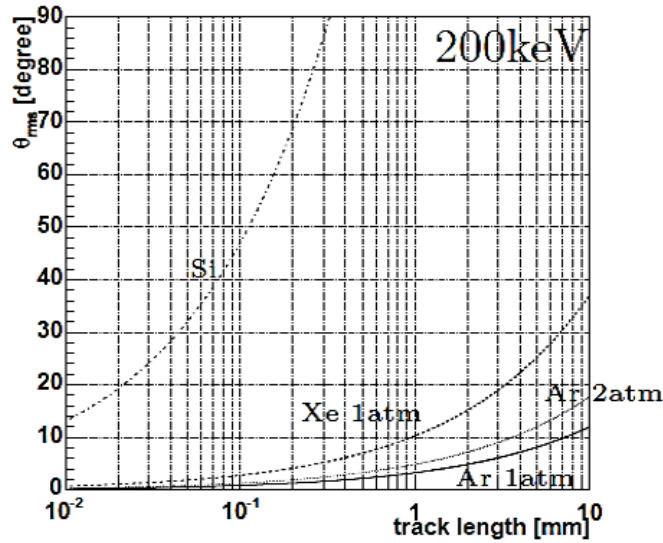


図 3.2 200 keV の電子における多重散乱の効果。横軸は飛距離、縦軸は散乱角 (RMS) としてプロットしている。

による電子の飛翔方向の変化はモーリエ理論に修正を加えた形で記述され、小さい散乱角においては散乱角の分布はガウス分布に近似できる [58]。モーリエ理論によると、散乱平面に射影された散乱角の広がり θ_{rms} は、

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) [\text{rad}] \quad (3.10)$$

と近似される。ここで、 βcp は電子の速度と運動量の積である。また、 X_0 と x はそれぞれ物質の放射長と電子の飛翔距離である。この式から計算される散乱角をプロットしたものが図 3.2 である。このグラフでは 200 keV の電子が Si、Xe(1 atm、20 °C)、Ar(1 atm、2 atm、20 °C) 中を通過したとして計算した結果を表している。

ETCC と同じく電子の飛跡を測定するコンプトンカメラとして TIGRE がある (第 2.6.1 章)。TIGRE では飛跡検出を目的として多層の Si 半導体検出器を採用していた。電子の反跳方向を得るためには最低 2 層の検出器を通過する必要があるため、電子は Si 中を最低でも 300 μm 通過する必要がある。すると、図 3.2 より、200 keV の電子でも 80° 以上の多重散乱を受け、電子は反跳方向の情報を大きく失ってしまうことがわかる。一方で、飛跡検出器としてガスを用いる場合は、1 atm の Ar において、電子の飛跡を ~ 1 mm の精度でとらえられれば 200 keV の電子において散乱角を 5° 程度に抑えることができる。従って、電子の飛跡を反跳方向の情報をできるだけ失わずに捉えるためには、固体検出器よりガス検出器の方が有利であることがわかる。

3.2 電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成

上述のように電子飛跡検出型コンプトン法では、コンプトン散乱体として使用し電子の飛跡とエネルギーを測定する飛跡検出器と、散乱ガンマ線を吸収しエネルギーと吸収点を測定する検出器が必要である。我々が現在開発している ETCC では、飛跡検出器として μ -TPC(micro Time Projection Chamber)、散乱ガンマ線検出器として PSA(Pixel Scintillator Array) を使用している (図 3.1)。

ETCC の最大の特徴は、コンプトン散乱によって生じた反跳電子の飛跡を測定できることにある。上述のように電子は物質中で多重散乱の影響を受け、反跳方向の情報を失いやすい。従って飛跡検出器には、できるだけ多重散乱を抑え、高い位置分解能で電子の飛跡を測定する必要がある。我々はこのような要求から、飛跡検出器としてガスを用いた TPC を用いており、 μ -TPC と呼んでいる。

TPC の動作原理は以下のとおりである。荷電粒子がガス中を走り抜けると、ガスを構成している物質との相互作用でエネルギーを落とし、物質から電子が電離される。荷電粒子の飛跡に沿って電離された電子は、一様なドリフト電場により、一定の速度で後段に設けた検出器に導かれ、電気信号に変換される。このようにして得られた信号は、荷電粒子のエネルギー損失量だけでなく、ドリフト空間を移動してきた時間の情報も保持しているため、粒子が通過したタイミングを記録することで検出器から電離損失が起こった位置までの距離を知ることができる。さらに、TPC 後段の検出器に 2 次元位置情報を測定できる検出器を設けることで、電子の飛跡を 3 次元に再構成することができる。

ETCC では、TPC の後段の検出器に 2 次元位置情報を取得する μ -PIC[59] を使用している。さらに μ -PIC の補助増幅器として GEM(Gas Electron Multiplier)[60] を使用している。

■ μ -PIC μ -PIC は、微細電極構造を持ったガス検出器の一種であり、図 3.3 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。アノードの直径は $50 \mu\text{m}$ で、アノードとカソードは $400 \mu\text{m}$ の間隔で直交する方向にストリップ構造を持っている。ドリフト電場で運ばれてきた電子雲は、アノードとカソードの電位差によって生じる電場でアバランシェを起こし増幅され、電気信号に変換される [59]。

μ -PIC はアノードをピクセル型の構造にしたことで、Micro Strip Gas Chamber(MSGC) で問題になっていた、放電による電極破壊が起こりにくく、 μ -PIC 単体で 10^3 から 10^4 程度の高いガス増幅率を長時間安定に得ることができるようになった。また、 μ -PIC はプリント基板技術で作られているため、安価で大型化が容易という特徴もある。現在、気球実験用 ETCC の SMILE-II フライトモデルでは 30 cm 角の μ -PIC[61] が稼働中である。

■GEM SMILE-II フライトモデルでは μ -PIC を安定動作させるために、 10^3 程度のガス利得で使用している。しかし最小電離粒子 MIP(Minimum Ionization Particle) の飛跡を $400 \mu\text{m}$ ピッチで測定するためには 2×10^4 以上のガス利得が必要である。そこで我々は、 μ -PIC の前置増幅器として GEM を用いている。

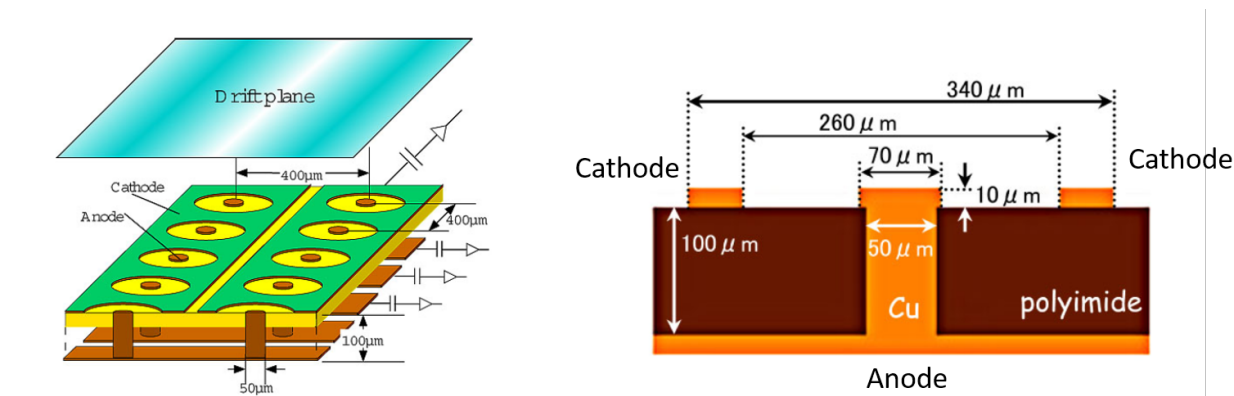


図 3.3 μ -PIC の概念図。右はアノードストリップ方向に切った断面図

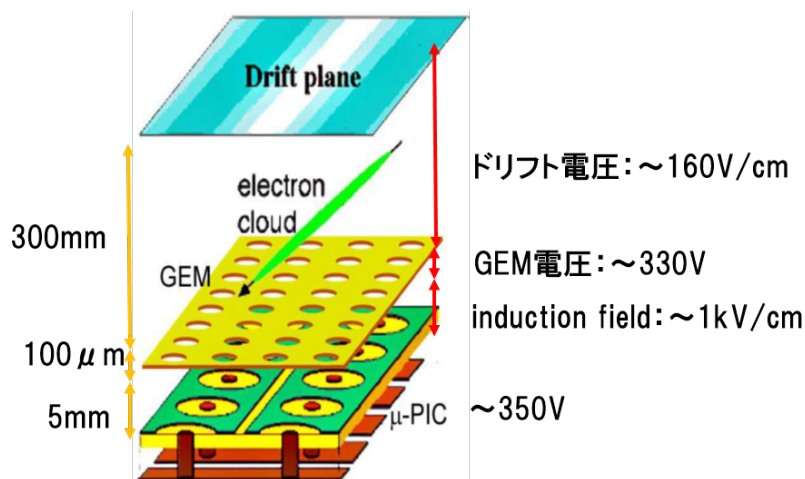


図 3.4 μ -TPC の概念図。補助増幅器として GEM を、二次元検出器として μ -PIC を使用している。

GEM は Sauli らによって開発され、ポリイミドの両面に銅の電極がついたものである。GEM には多数の小さな穴が開いており、Cu 電極に電位差を与えることで、穴の中に強い電場が生じる。電子がこの穴の中に入ると、電場によってガス増幅を起こす。SMILE-II フライトモデルで使用している GEM は $100 \mu\text{m}$ 厚、穴の直径は $7 \mu\text{m}$ 、穴の間隔は $140 \mu\text{m}$ のものを使用している。典型的な利得は約 100 である。

我々は図 3.4 のように、GEM と μ -PIC で μ -TPC を構成している。ドリフト空間には、Ar と CF_4 と $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ を 95:3:2 の圧力比で混合した 1 気圧のガスで満たし、 160 V/cm の一様で緩やかな電場をかけている。GEM には 330 V、GEM と μ -PIC の間のインダクションフィールドと呼ばれる空間には 1 kV/cm の電場をかけ電子を増幅させている。現在の ETCC では、GEM と μ -PIC はそれぞれ 10 と 10^3 程度の利得で動作させており、 μ -TPC としては約 2×10^4 の一様な (RMS 16 %) ガス利得と 31 keV で約 25 % (FWHM) のエネルギー分解能が得られている (図 3.5)[62]。

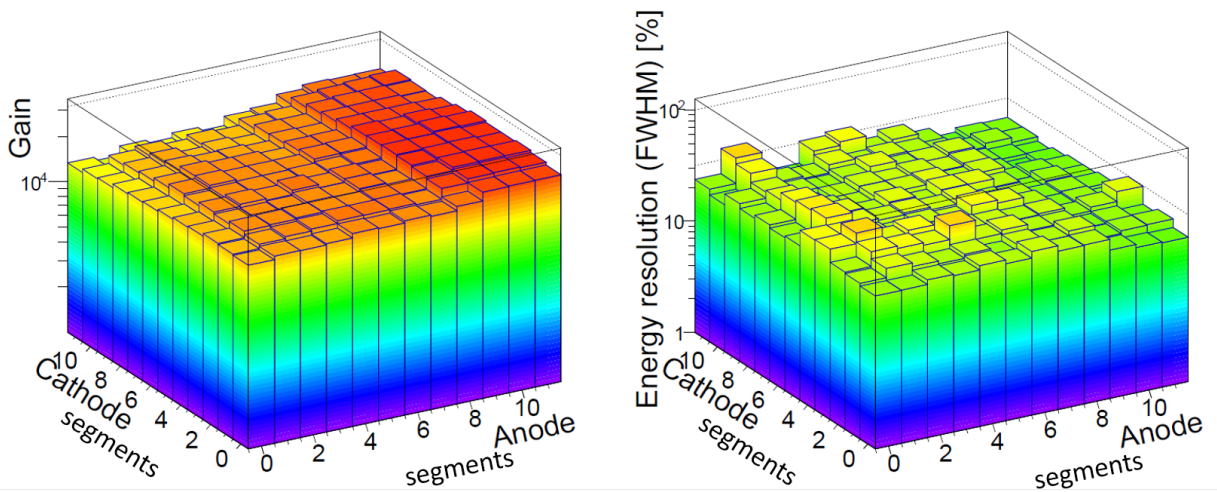


図 3.5 SMILE-II フライトモデルで使用している 30 cm 角 μ -TPC のガス利得とエネルギー分解能のマップ [62]。 μ -PIC を 12×12 のセグメントに分けて求めている。

■電離された電子雲の拡散 [63] TPC で電離された電子はドリフト電場に導かれて、検出器に到達するまでの間にガス分子と衝突を繰り返し、電子雲は拡散される。電子雲の拡散は飛跡の位置分解能、解析精度に影響する。この効果は理論的に予測することができ、以下ではこの理論の概要を示す。

- 電子のドリフト運動

荷電粒子による電離でガス中に生じた電子・イオン対に穏やかな電場をかけると、一定の速度 v でドリフトする。イオンのドリフト速度 v_+ は電場強度 E とガスの圧力 P により、 $v_+ = \mu_+ \frac{E}{P}$ と表される。ここで比例定数 μ_+ は移動度とよばれ、ガスにより決まる定数である。

一方電子のドリフトについてはイオンのように一定の移動度がなく、複雑である。電場 E のもと、電子のドリフト速度 v_- はガス分子との衝突平均時間間隔を τ として $v_- = \frac{eE}{m_e} \tau$ と表される。ここで、 τ は $\frac{E}{P}$ に依存するので、結果として v_- も $\frac{E}{P}$ に依存することになる。また、同じ $\frac{E}{P}$ においてもガスの種類や混合比により v_- は大きく変化する。数種類のガスと混合比について電子のドリフト速度を計算した結果を図 3.6 に示す。

- 電子雲の拡散 [63]

電子が電場によってドリフト運動をしている間、電子の分布は拡散の効果を受け広がる。拡散による分布は気体運動に関する力学理論から求めることができ、

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x^2/4Dt)} dx \quad (3.11)$$

と表される。これは電離があった位置から距離 x から $x + dx$ の間にある時刻 t での荷電粒子の割合 $\frac{dN}{N}$ を表している。ここで D は気体の拡散係数を表しており、拡散による電子分

布の 1 次元的広がり RMS で $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ となる。2 次元的広がり $\sigma_{xy} = 2\sqrt{Dt}$ となる。図 3.6 は、数種類のガスと混合比について電子が 1 cm ドリフトしたときの拡散 (σ_{xy}) を計算した結果である。これを先の電子のドリフト速度 v_- を用いて表すと、

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2Dx}{v_-}} \quad (3.12)$$

と表すことができ、 $\sigma_x \propto \sqrt{x}$ という関係があることが分かる。

3.2.1 PSA

μ -TPC で散乱されたガンマ線を吸収する検出器として、ガンマ線に対する高い阻止能を持った吸収点に対して位置分解能を持った検出器が要求される。我々はこの要求を満たす検出器として、シンチレータをピクセルアレイ状に構成した Pixel Scintillator Array (PSA) を使用している。シンチレータの材質として GSO($\text{Cd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$) 用いている。これは、高密度で高い原子番号を持つのでガンマ線に対して高い阻止能を有し、さらに早い減衰時間 (30~60 nsec) を持ち、放射化しにくく、潮解性を持たないという特徴を持つ。

シンチレータによる発光をとらえるセンサーとして我々は浜松ホトニクス製のマルチアノードフラットパネル PMT H8500 を使用している。この PMT は $6 \times 6\text{mm}^2$ のピクセルが 8×8 個並んでおり、総面積が $52 \times 52\text{mm}^2$ で、89% の有効面積を持つ。GSO シンチレータのピクセルサイズは、PMT のピクセルサイズを考慮し $6 \times 6\text{mm}^2$ 、高さは GSO シンチレータの 1 放射長に対応する 13mm である。この結晶を反射材で区切り、PMT の大きさに合わせ 8×8 に並べ、1 つのアレイとしている (図 3.7 左)[65]。

ETCC では、TPC 中のガスで散乱されたガンマ線を吸収するために、TPC 容器に対してできるだけ広い立体角を PSA で覆う必要がある。SMILE-II フライトモデルでは、6 個の PSA を 1 組として (図 3.7 右)、直方体状の TPC 容器に対して側面に 3 組ずつ、底面に 6 組、計 108 個の PSA を配置している (図 3.1)。エネルギー分解能は、662 keV で 11% (FWHM) 程度である (図 3.8)[62]。

3.2.2 粒子識別によるバックグラウンド除去

宇宙空間ではあらゆる方向から大量の宇宙線が衛星に入射する。宇宙線が衛星筐体と反応し生成される荷電粒子や、中性子は MeV ガンマ線望遠鏡にとって大きな雑音源となる。従って、MeV ガンマ線望遠鏡においては強力な雑音除去能力が必須となる。

μ -TPC では荷電粒子の 3 次元飛跡とエネルギー損失を取得できるので、 μ -TPC 中を通過した粒子の単位飛跡距離当たりのエネルギー損失率 (dE/dx) を求めることができる。荷電粒子の媒質中での単位長さ当たりのエネルギー損失率は、粒子の電荷量やエネルギーに依存しており、飛跡の終点あたりで最大となる (ブラッグピーク)。この性質を利用することで、 μ -TPC 中を通過した粒子の種類を判別することができるため、TPC 容器中で止まった電子のイベントを抽出することができる。この手法は強力なバックグラウンド除去方法となる。

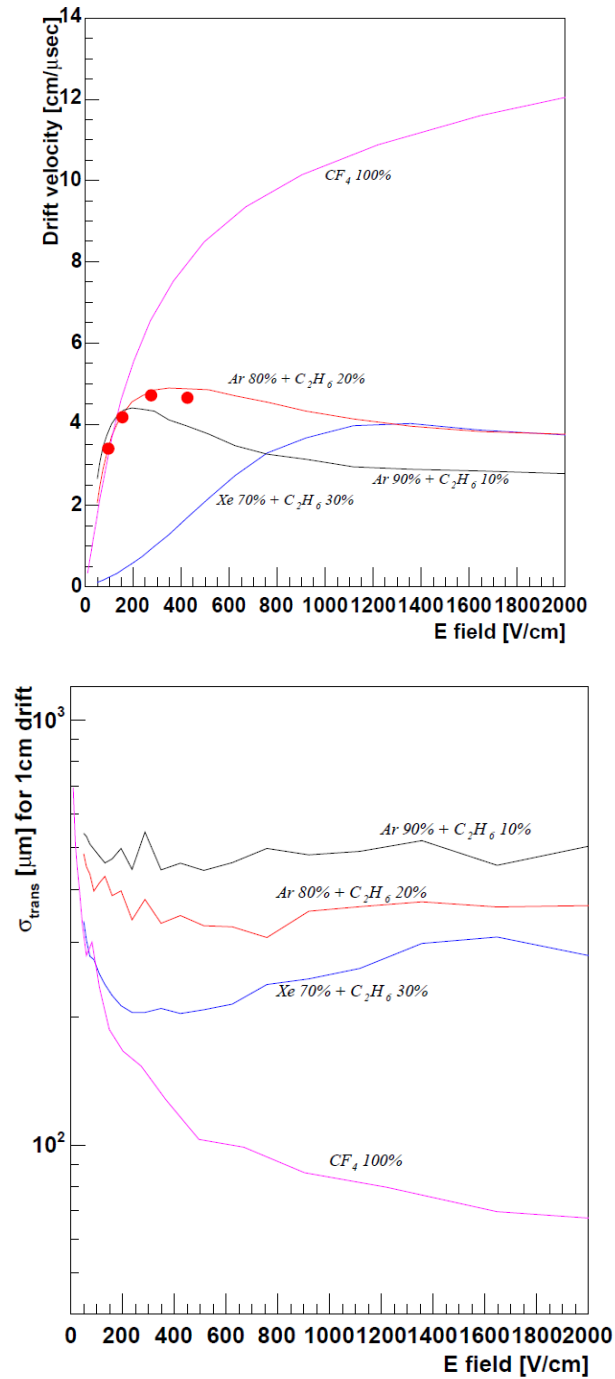


図 3.6 電子のドリフト速度のシミュレーション値 (左図) と電子の拡散のシミュレーション値 (右図)。点は μ -TPC による実測値 [64] 一部編集。

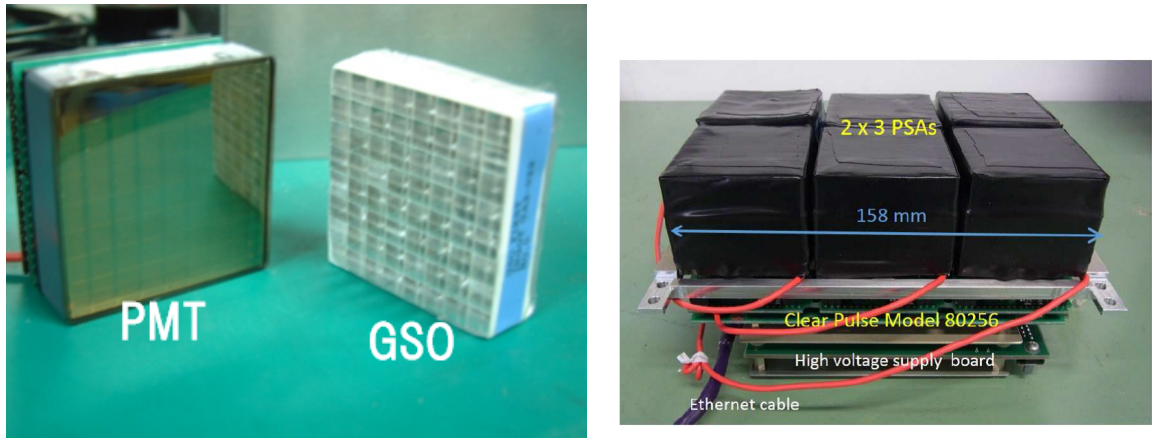


図 3.7 ETCC で使用しているシンチレーション検出器。左図中の左側はマルチアノードフラットパネル PMT(H8500)、右は GSO ピクセルシンチレータアレイ。8 × 8 のピクセル構造で一辺は約 5 cm。右図は 6 個の PSA を読み出し基盤に接続した図。

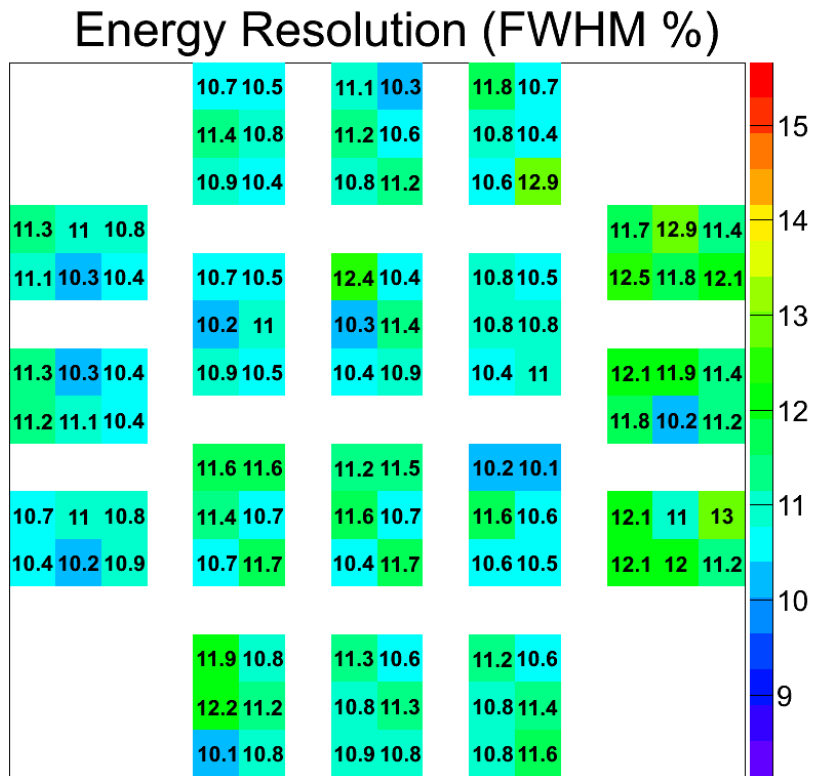


図 3.8 PSA の 662 keV でのエネルギー分解能 [62]。図の中央に 36 個の底面 PSA、外側に 72 個の側面 PSA を並べて表示している。

我々は ETCC のバックグラウンド除去能力を実証するために大阪大学核物理研究センター (Research Center for Nuclear Physics: RCNP) でビーム実験を行った。この実験では 140 MeV に加速した陽子を水ターゲットに照射し、高雑音環境を作り出し、この環境下で ^{137}Cs 密封線源を設置し、 ^{137}Cs からのガンマ線の検出を試みた [62]。図 3.9 はこの測定によって得られた dE/dx 分布とエネルギースペクトルである。 dE/dx 分布ではコンプトン散乱電子と、TPC から飛び出した電子、宇宙線 μ 粒子、陽子、中性子によるイベントが分離できていることがわかる。この分布のうちコンプトン散乱による電子のイベントを抜き出すことで (dE/dx カット)、バックグラウンドイベントを 1 桁除去することができ、 ^{137}Cs による 662 keV ガンマ線が検出できていることがわかる。なお dE/dx カットとは、電子のエネルギーを E_e [keV]、飛跡の長さを L [mm] とし SMILE-II ETCC では、

$$L < \frac{7.1}{1.74 \times 10^{-3}} \cdot E_e^{1.72-0.22} + 35 \quad (3.13)$$

$$L > \frac{7.1}{1.74 \times 10^{-3}} \cdot E_e^{1.72+0.22} + 10 \quad (3.14)$$

$$L < 325 \quad (3.15)$$

を満たすイベントを抽出することを意味する。大量のバックグラウンドの除去が課題になる MeV 領域において、 dE/dx カットは非常に有効である。

3.3 飛跡検出方法の概要

μ -TPC 中で生じた電子雲はドリフト電場に沿って GEM、 μ -PIC へと導かれ増幅を受け電気信号に変換される。現在 ETCC で使用している 30 cm 角 μ -PIC はアノード、カソードそれぞれ、ピッチ幅 400 μm の 768 ストリップでアナログ信号を送っている。後段の読み出し基板では、 μ -PIC からの隣接する 2 ストリップの信号を足し合わせ、384 ch で信号を読み出し、信号波形と飛跡のヒットパターンをデジタル化し、メモリーモジュールに送る。信号波形は、32 ch の信号を重ね合わせたアナログ信号を、FADC でデジタル信号に変換し、25 MHz で 10 μs 間の波形を記録している [66]。

飛跡のヒットパターンは、図 3.11 のように信号が閾値 (threshold) を超えている時間 (Time Over Threshold:TOT) を 1ch ごとに 100 MHz で FADC と同じ 10 μs 分記録している [66]。なお、SMILE-II ETCC で使用している読み出し基板の閾値の決め方は以下のとおりである。読み出し基板からの信号には共通の閾値 (V_{th} と呼ぶ) がかけられている。それぞれのチャンネルごとに信号のベースラインが異なるので、これらのベースラインをそろえるためにチャンネルごとに Desital-to-Analog Converter(DAC) 値を与えている。ある V_{th} で読み出し基板のバックグラウンドノイズによるヒットレートが全てのチャンネルで等しくなるように、それぞれのチャンネルごとに DAC 値を与えている [66]。図 3.10 は、あるチャンネルで、ある V_{th} を与えた時の DAC 値に対する雑音のヒット数の変化を表している。SMILE-II ETCC では、この分布を誤差関数でフィッティングし、その中央値を最適 DAC 値として定義している。このようにして、各チャンネルの信号のベースラインをそろえた後、雑音によるヒットレートが数 Hz になるように V_{th} を設

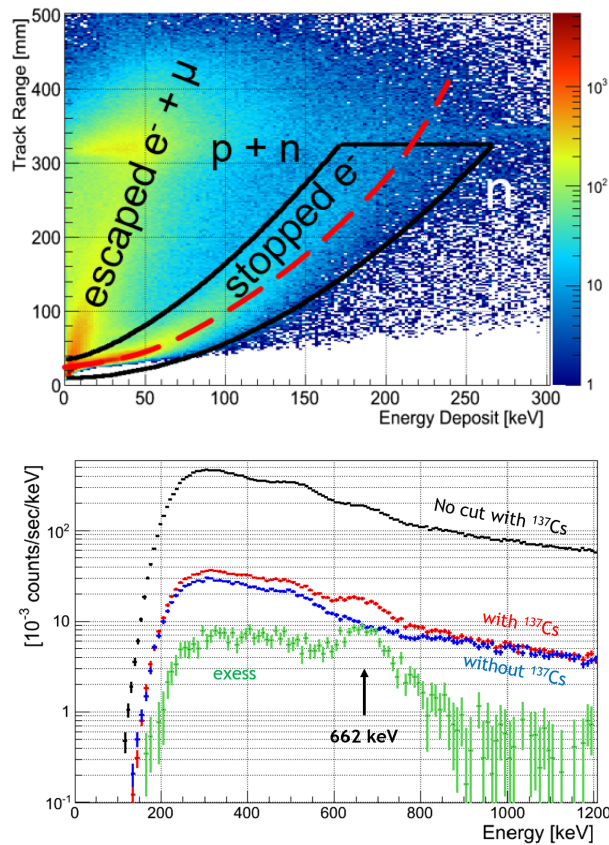


図 3.9 ビーム実験時の dE/dx 分布 (左図) とスペクトル (右図)。スペクトルは dE/dx カット前のスペクトル、 ^{137}Cs 線源を置いて測定したスペクトル、線源を置かずに測定したスペクトル、その差分が描かれている。

定している。

3.4 PSF がイメージングに与える影響

図 3.13 と図 3.14 はそれぞれ COMPTEL と LAT によって描かれた全天マップである。COMPTEL は ARM 角度分解能 1° から 2° [44]、一方で LAT の角度分解能は 1 GeV で 0.6° とされている [53]。しかし、両図を比較すると、COMPTEL と LAT は同程度の角度分解能で描かれたマップであるはずであるが、COMPTEL の方がかなりぼやけた図になっていることがわかる。これは、LAT は入射方向の 2 角の情報を測定する完全なイメージング方法であるのに対し、従来のコンプトンカメラはガンマ線の入射方向のうち 1 角の情報だけを使用した疑似的なイメージング方法しかなかったためである。コンプトンイメージング法では、疑似的なイメージング方法を補うために、ML-EM 法などの統計的な画像推定法を用いていた。この方法は信号が有意であるときはイメージを改善するのに役立つが、バックグラウンドが多宇宙環境では有効ではない。

さらにコンプトンイメージング法では、円環を重ね合わせてイメージを描くので、注目領域外か

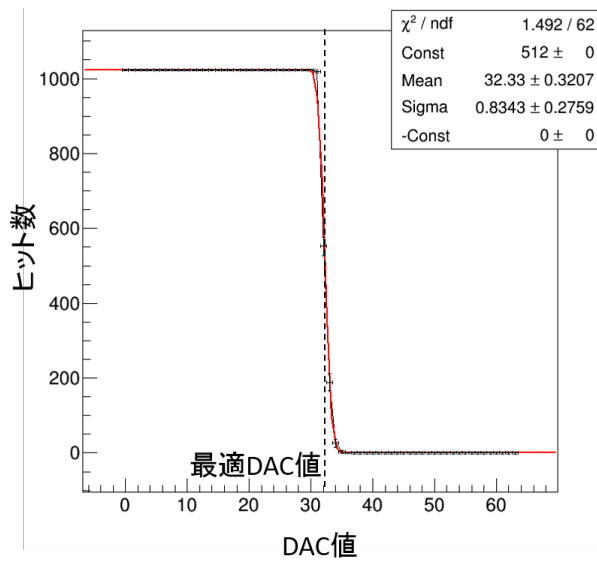


図 3.10 読み出し基板のある 1 ch の DAC 値に対するヒット数の変化の例 (プロット点)。曲線は誤差関数でフィッティングしたもの。

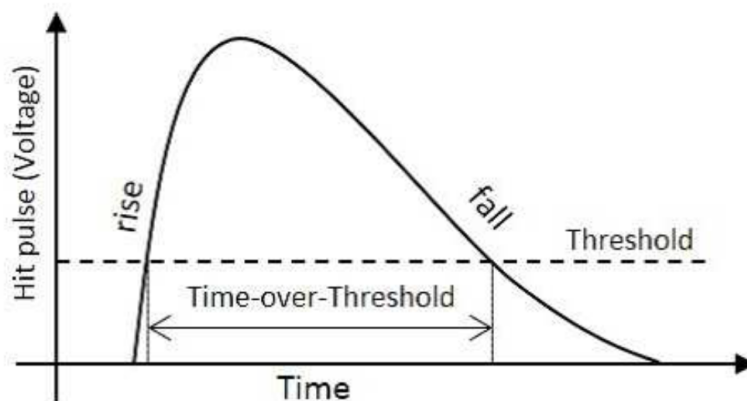


図 3.11 Time Over Threshold(TOT) の概念図 [66]。

らの大量の漏れ込みがバックグラウンドとなり、結果として検出感度を予想より大きく下げてしまう原因となった。COMPTEL のこの教訓から、コンプトンカメラにおいてイメージングを向上させるには電子飛跡を測定し、SPD を導入することが必要であると COMPTEL の教訓から示唆されている [67]。電子飛跡情報によって初めて、ガンマ線の到来方向を一意に決定でき、真のイメージングが可能になる。周囲からの漏れ込みを抑制でき、一桁程度 SN 比 (Signal-to-Noise ratio) を改善できると示唆されている [67]。また、信号の広がりである Point Spread Function(PSF) を明確に定義することができ、有効面積と PSF とバックグラウンドの計数率から望遠鏡の感度を精度よく決定できる。

我々が開発している ETCC は、電子の 3 次元飛跡を高精度で測定できるので、これらの要請を満たす、真のイメージングが可能な MeV ガンマ線望遠鏡であるといえる。

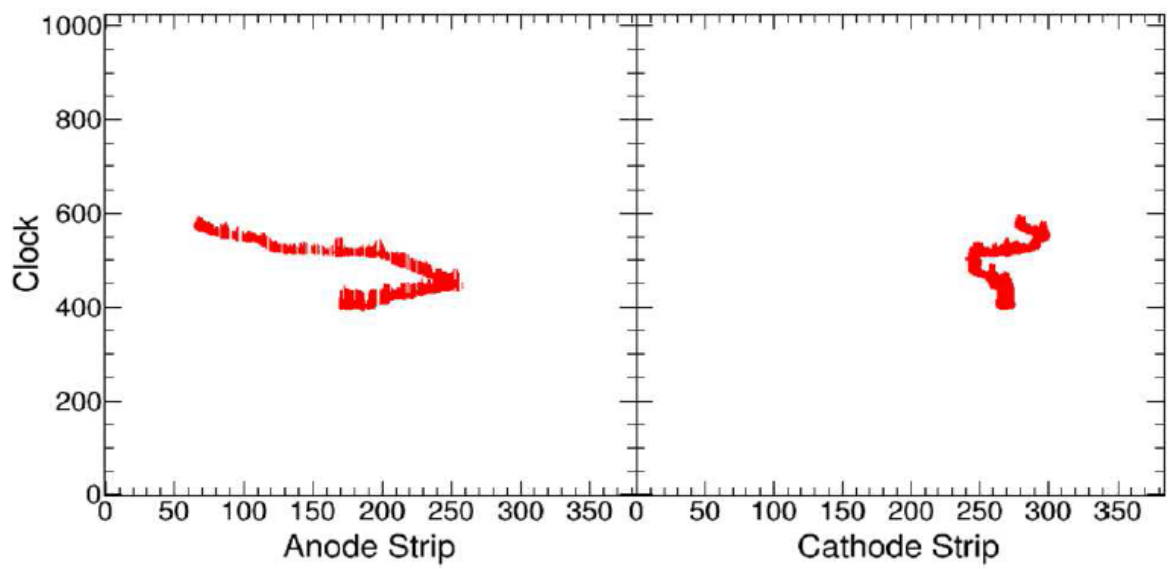


図 3.12 μ -TPC で得られる電子の典型的な電子飛跡の例 [66]。

COMPTEL 1-30 MeV

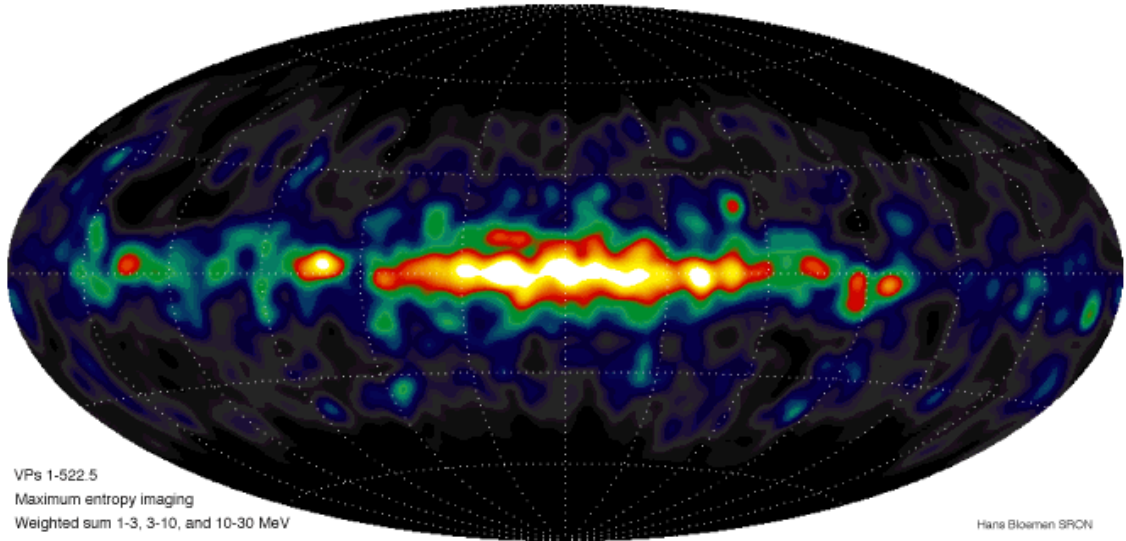


図 3.13 COMPTEL による全天マップ (1 から 30 MeV)[41]。

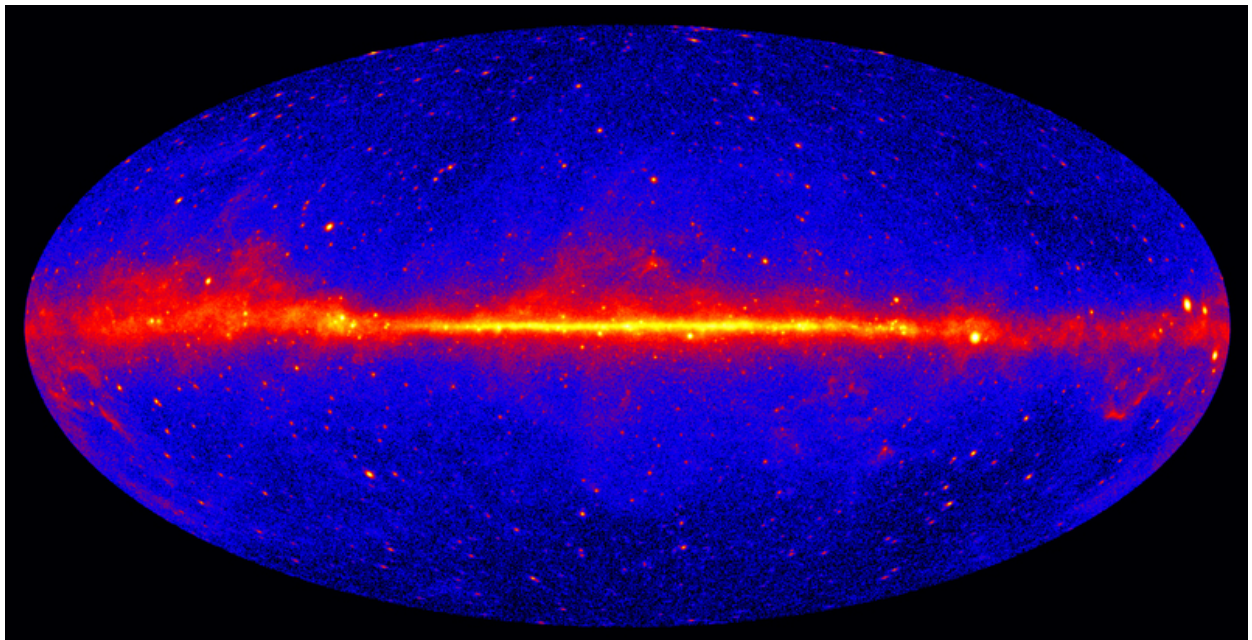


図 3.14 LAT による全天マップ (1 GeV 以上)[42]。

4 電子飛跡解析の改良

SMILE-II ETCC において、ARM 分解能は TPC と PSA のエネルギー分解能から決まる原理限界に近い値 (662 keV で 5° から 6° (FWHM)) を取っている (図 4.1)。ここで、原理限界値を求める際の TPC のエネルギー分解能は 20 % (22 keV)、PSA のエネルギー分解能は 10.7 % (662 keV, GSO)、3 % (662, LaBr₃) を仮定している。しかし、SPD 分解能は電子の多重散乱によって決まる原理限界の数倍程度でしか求まっていなかった。

式 3.6 において、散乱ガンマ線方向 (\vec{g}) はコンプトン散乱点と PSA での散乱ガンマ線吸収点から得られる。ARM 分解能はエネルギー分解能で決まる原理限界に近い値を取っていることから、コンプトン散乱点と吸収点の決定精度は悪くないといえる。一方で式 3.7 より、SPD には上記の他に、電子の反跳方向 (\vec{e}) の情報が必要になる。従って SPD 分解能が悪い値を取っている原因は、電子の反跳方向の決定精度が悪いことに原因があると考えられる。電子の反跳方向は、飛跡解析によって求めるため、飛跡解析方法に問題があると考え、その解析方法を再検討し改良を行った。

この章では、 μ -TPC による電子飛跡の取得方法を概説する。さらにデータ解析時にコンプトン散乱点と反跳方向を決定するアルゴリズムの詳細を述べ、現在の解析方法における問題点と、その改良策として今回行った飛跡の補正、再構成方法について述べる。

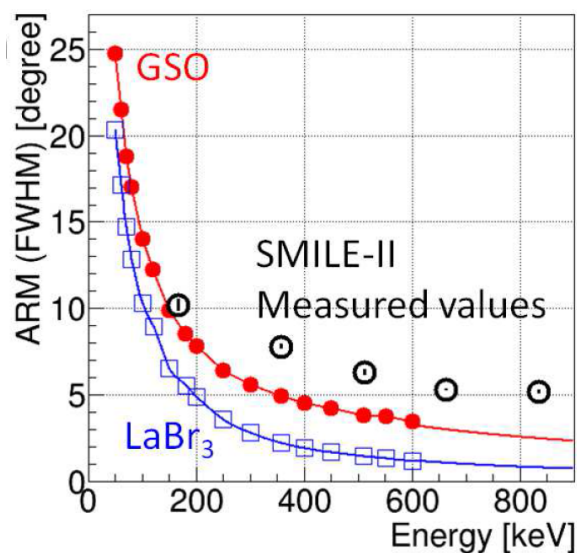


図 4.1 ARM 分解能の実測値と TPC と PSA のエネルギー分解能から計算した ARM 分解能の原理限界。計算値は 2 種類のシンチレータ (GSO と LaBr₃) を仮定している。SMILE-II ETCC では 1 放射長の GSO を使用している [68]。

4.1 従来解析方法の課題

気球実験に不可欠である装置の省電力化、小型化のために、 μ -TPC からの信号は 2 次元ストリップ読み出しで得ることで、読み出し回路数を削減している。しかし、情報量の削減は一方で不定性も生み出してしまう。第 3.3 章で述べたよう各チャンネルごとの信号の持続時間 (Time Over Threshold: TOT) を測定し、飛跡情報としている。2 次元飛跡を 3 次元飛跡に再構成する際に、アノードとカソードのヒットマップから同じクロックにヒットした点 (コインシデンス) を取り、アノードストリップ (y 座標)、カソードストリップ (x 座標)、クロック (z 座標) を 3 次元情報として再構成している。

この方法では、同一クロックに複数のチャンネルでヒットがあると、全てのストリップでコインシデンスが取れてしまうため長方形上に再構成されてしまう。そのため、xy 平面上 (μ -PIC に対して水平方向) に走った飛跡や、TOT に対して飛距離が短い飛跡は、3 次元に再構成すると直方体状になってしまう問題があった (図 4.2)。このような飛跡では、電子の反跳方向の決定精度が悪いため、SMILE-II ETCC での SPD 分解能は約 200° (662 keV) と求まる。この値は電子のガス中での多重散乱の原理限界の 2 倍程度大きい値である。つまり SPD 分解能の値は、多重散乱ではなく飛跡の再構成方法の不確かさにより制限がかかっていることになる。この問題を解決するために、飛跡の再構成方法を検討し、SPD 分解能の改善を試みた。

4.2 飛跡解析の改良

4.2.1 TOT 補正方法の概要

信号波形の大きさにの違いによって閾値を超える時間に違いが生じる。この違いをタイムウォークという (図 4.3)。なお SMILE-II ETCC における、閾値の定義は第 3.3 章で述べたようにして定義している。

幅を持った TOT に対してタイムウォーク補正を施し、粒子が通過した 1 点に補正することを目的とした。TOT と粒子が通過した点の関係を求めるために、高エネルギー宇宙線が地球大気と反応した時に 2 次的に生成されるミュー粒子 (以下宇宙線ミュー粒子と呼ぶ) の飛跡を利用した。宇宙線ミュー粒子はエネルギーが十分高くエネルギー損失率が低いので、図 4.4 左のように ETCC の μ -TPC 中を直線状に通過する。この際に ETCC でバックグラウンドを測定したデータを使用し、飛跡の長さが 28 cm 以上のイベントのうち、アノードとカソードそれぞれの飛跡を直線でフィッティングしたときの reduced χ^2 が 100 以下の値であるという条件を課し、宇宙線ミュー粒子のイベントを抽出した。図 4.5 右は、宇宙線ミュー粒子の TOT 分布を表す。粒子が通過する媒質が十分に薄いときは、エネルギー損失率の分布 (dE/dx) はランダウ分布に従う。図 4.5 左は、ランダウ分布の傾向をよく表しており、TOT はパルス量におよそ比例していることが確認できた。そして、飛跡ごとに全てのストリップについて TOT を足し合わせた値 (TOT 面積) と、TPC 中で落としたエネルギーの分布が図 4.6 である。宇宙線ミュー粒子と電子で分離できていることがわかる。

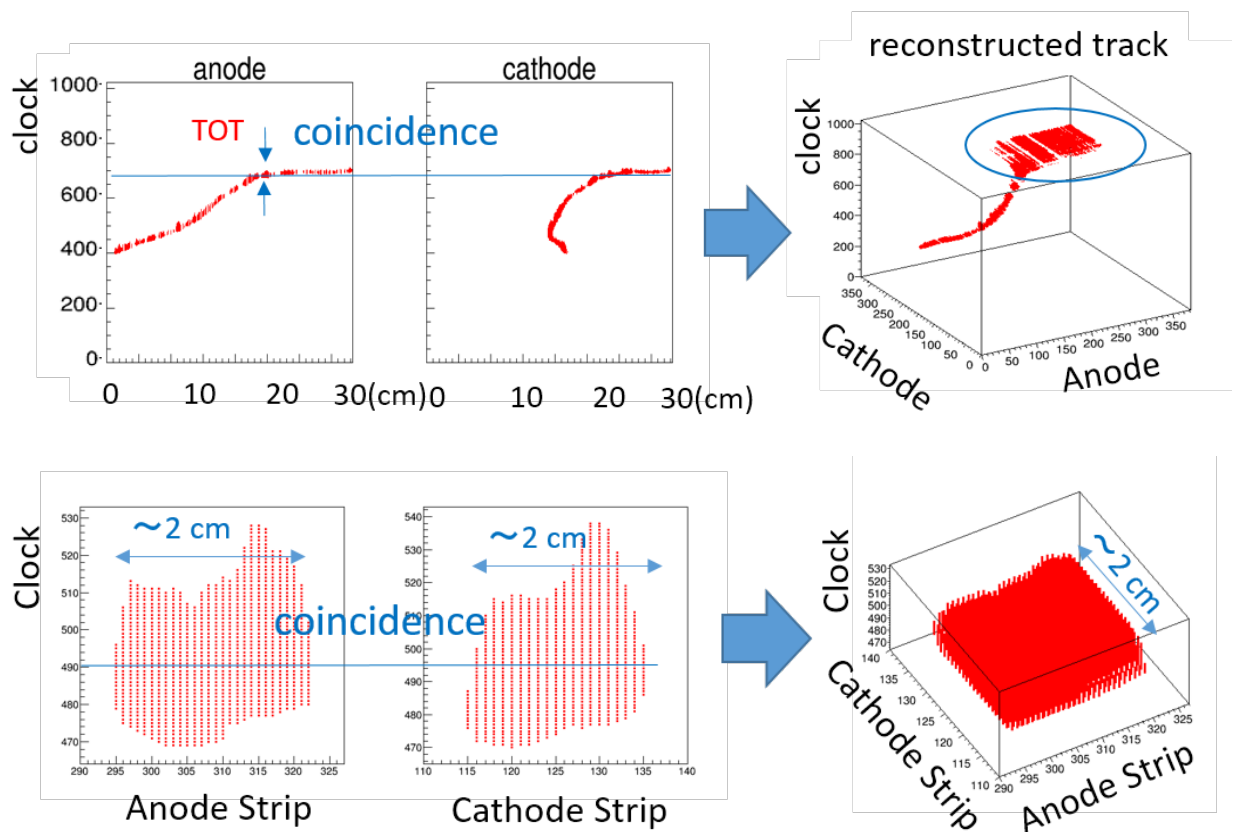


図 4.2 xy 平面上に走った飛跡 (上図) と短い飛跡を 3 次元飛跡に再構成した例 (下図)。

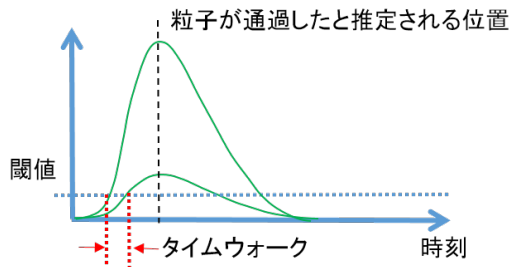


図 4.3 信号波形の大きさの違いにより生じるタイムウォークの概念図。

宇宙線ミュー粒子の飛跡を直線でフィッティングし、得られた直線を、粒子が実際に通過した点であると仮定した。こうすることで、幅を持った TOT のどの位置が粒子の通過した点であるかが解析的に推測できる (図 4.4 右)。アノードとカソードそれぞれについて、TOT の立ち上がりから近似直線までのクロック数 (Δclock) を TOT ごとにプロットしたものが図 4.7 上である。そして、図 4.7 上の Δclock を TOT の値ごとに平均値をとったものが図 4.7 下である。本研究では、 Δclock の平均値を補正值として採用し、アノードとカソードそれぞれに対して、TOT に対する補正值 (平均値) のテーブルを作成し、タイムウォークの補正に使用した。

TOT が 20 clock 以上になると、アノードとカソードで補正值が一致なくなるが、これは読み

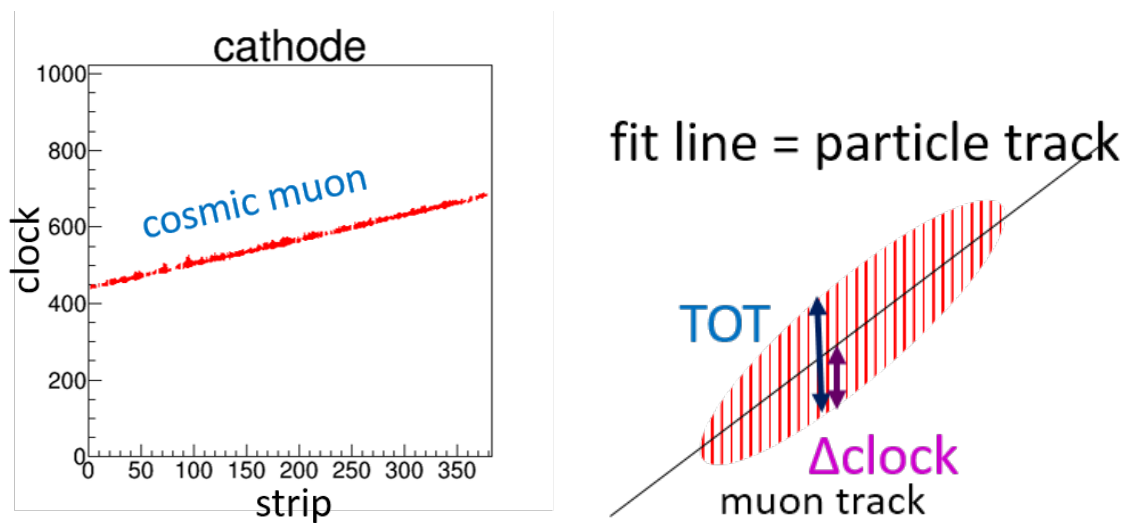


図 4.4 μ -TPC で測定した宇宙線ミュー粒子の飛跡の例と補正值決定の概念図。

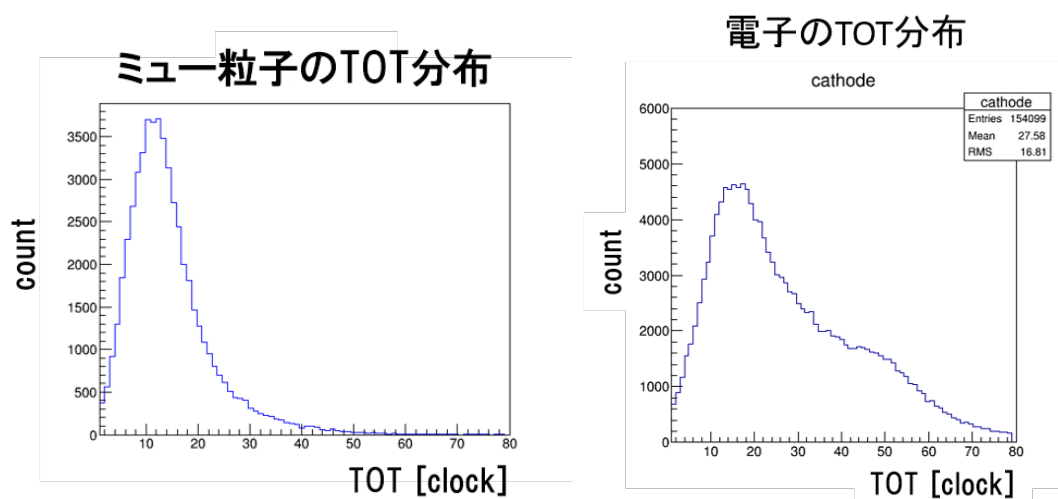


図 4.5 左は μ -TPC で測定した宇宙線ミュー粒子の TOT 分布、右は電子の TOT 分布。
 ^{137}Cs を測定したデータのうち、 dE/dx カットを満たすイベントを抽出した。ともにカソードで得られる飛跡についての分布。

出し基板の極性の違いによる特性が現れていると考えられる。なお、本研究では図 4.7 下にあるように、アノード側の TOT が 61 clock より大きいところでは補正值に対して誤差が 1% 以上になるため、1 から 60 clock までを補正值として採用した。TOT が 61 clock 以上の値では、TOT の半分の値を暫定的に補正值として使用した。図 4.5 右は ^{137}Cs 線源の 662 keV を測定したデータから dE/dx カットによって電子のイベントを抽出し、それぞれの飛跡について TOT 分布を求めたものである。この図から、60 clock 以上の TOT は全体の 5% 程度であることから全体への影響は少ないと考えた。

TOT に対し補正值を適用することで、実際に粒子が通過したと推定できる 1 点 (y, z_{Anode}) と

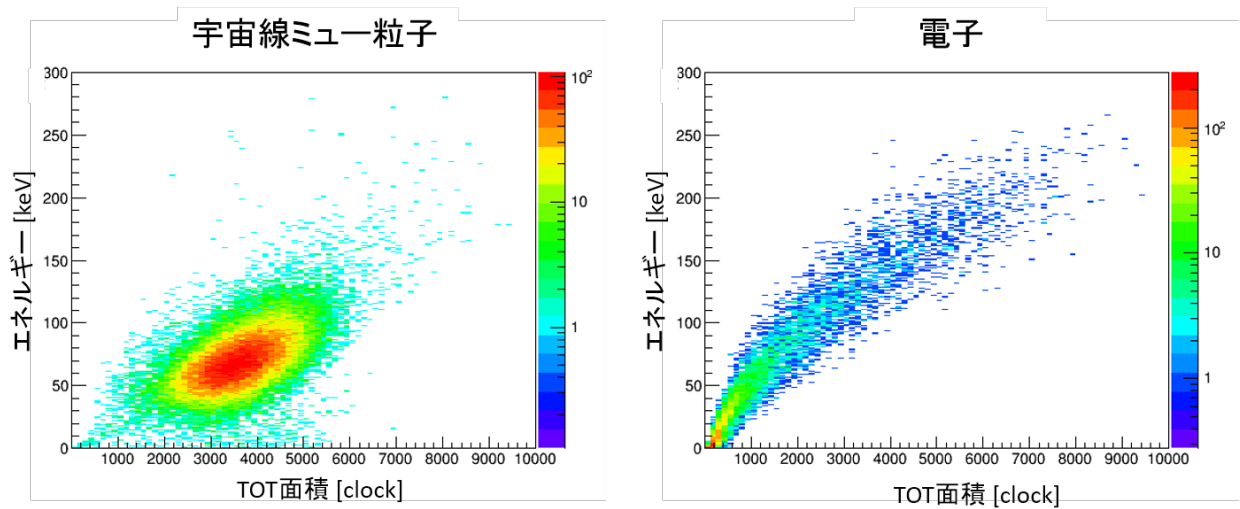


図 4.6 飛跡ごとに全てのストリップについて TOT を足し合わせた値 (TOT 面積) とエネルギーの分布。左は宇宙線ミュー粒子、右は電子の分布を表す。ともにカソードで得られる飛跡についての分布。

$(x, z_{Cathode})$ が求まる。3次元飛跡への再構成には、 z_{Anode} と $z_{Cathode}$ の差が 1 clock 以内であるときにコインシデンスが取れていると判定し、 (x, y, z_{Anode}) を 3次元の飛跡点として得ている。

宇宙線ミュー粒子の飛跡について、補正の適用前と後の飛跡をそれぞれ直線でフィッティングし、フィッティングの精度を評価するために直線と飛跡点の残差の 2 乗の平均を χ^2 と定義し比較した (図 4.8)。この図から、TOT 補正を適用することで宇宙線ミュー粒子のフィッティングの精度が向上していることが確認できた。

宇宙線ミュー粒子に対して従来の解析方法で再構成した 3次元飛跡と、補正を用いた場合の 3次元飛跡を比較したものが図 4.9 である。なお、ここでは宇宙線ミュー粒子が PSA を通過すると非常に大きなエネルギーを落とすことを利用し、飛跡の長さが 30 cm 以上で、シンチレータが飽和を起こしているという条件を課して宇宙線ミュー粒子のイベントを選び出した。さらに図 4.10 は、3次元に再構成した宇宙線ミュー粒子の飛跡点と、フィッティングして得られる直線との距離 (residual) の分布を表す。この分布を見るとピークの位置が、約 4 mm から約 1 mm に改善していることがわかる。つまり、宇宙線ミュー粒子の飛跡について、3次元飛跡への再構成が成功しており、飛跡が細くなっていることを表す。そして、電子の飛跡に対して補正関数を適用する前後のものが図 4.11 上で、これを 3次元に再構成したものが図 4.11 下である。このようにして TOT の幅を持っていた飛跡を点の集まりに補正することに成功した。

本論文では以降、この補正方法を TOT 補正と表現する。

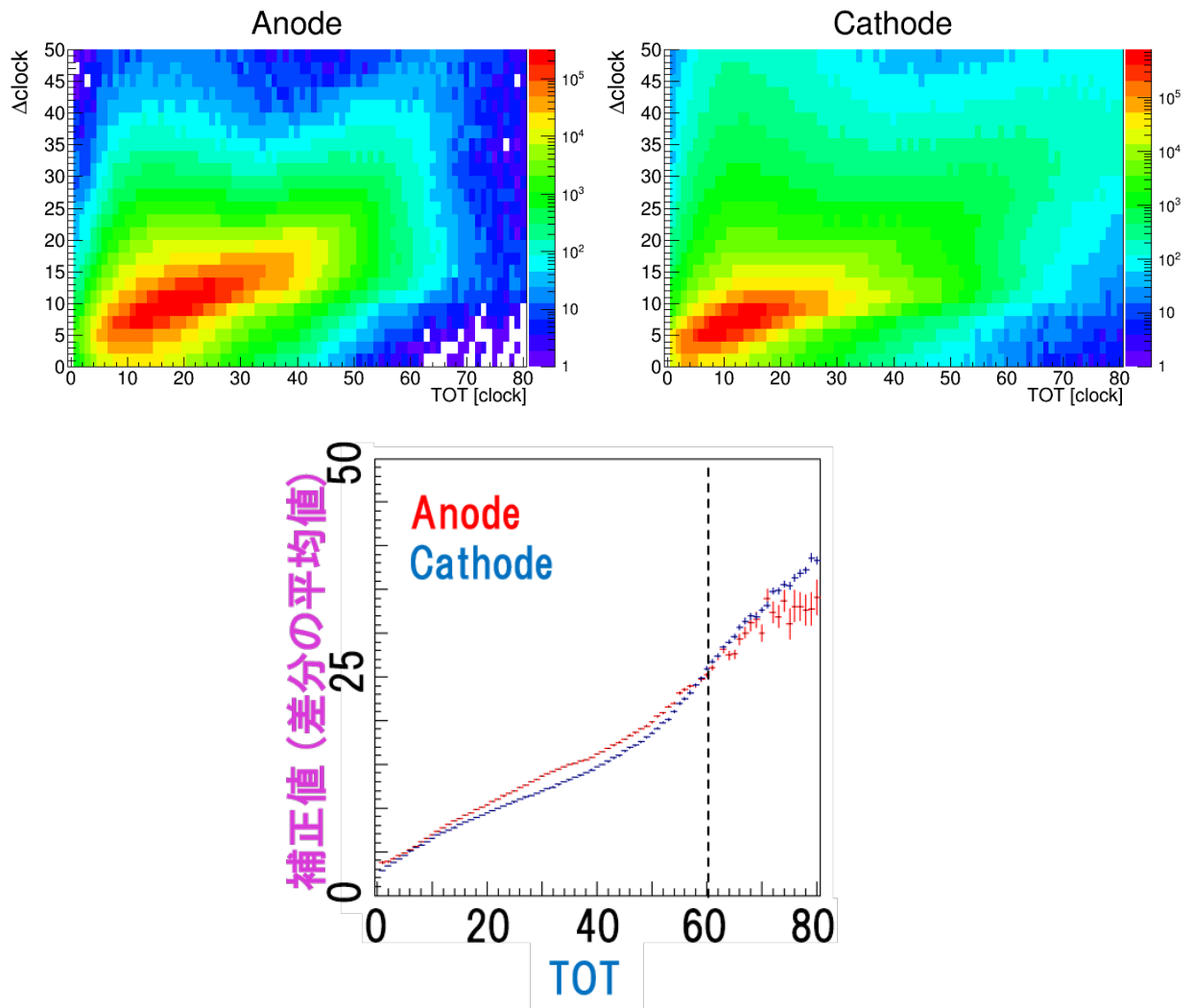


図 4.7 TOT 値ごとの TOT 下限値とフィット直線との差分 (clock) の 2 次元分布 (上図) と、TOT 値ごとに差分の平均値をとったグラフ (下図)。下図は TOT 補正に用いる補正值を表す。横軸の TOT 値 (clock) に対して、縦軸が補正值 (clock)。

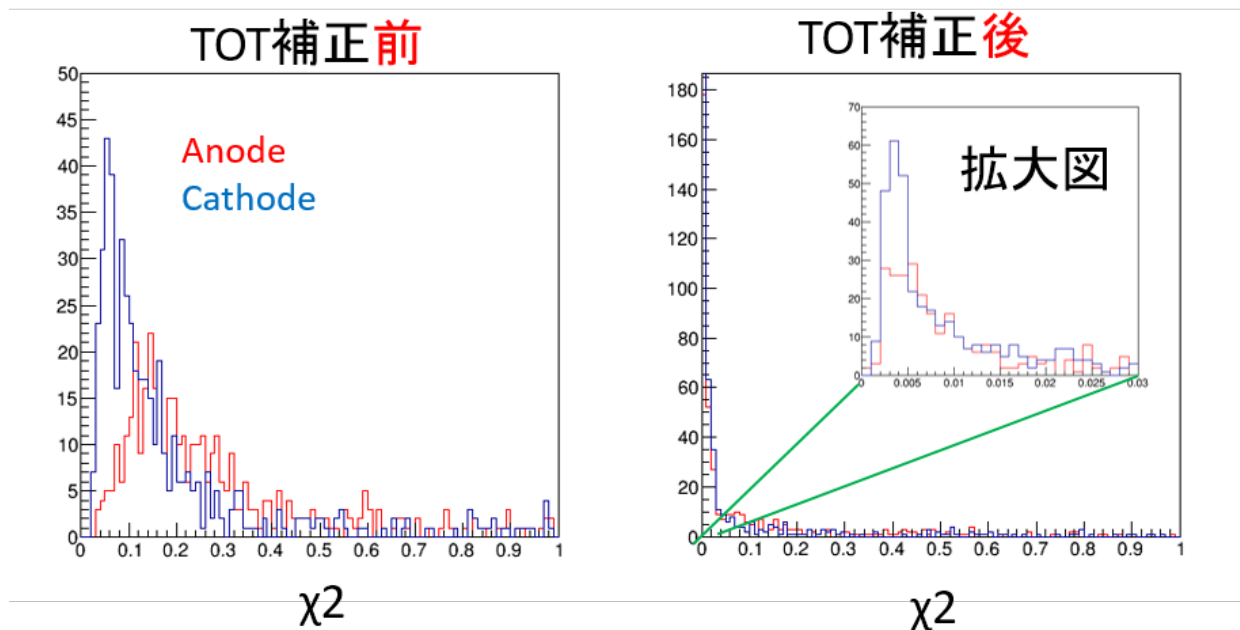


図 4.8 宇宙線ミュー粒子の飛跡を直線でフィットした時の、直線と飛跡点の残差の2乗平均分布。左図が補正前の飛跡について、右図がTOT補正後の飛跡について。また、それぞれ赤がアノードストリップ、青がカソードストリップを表す。

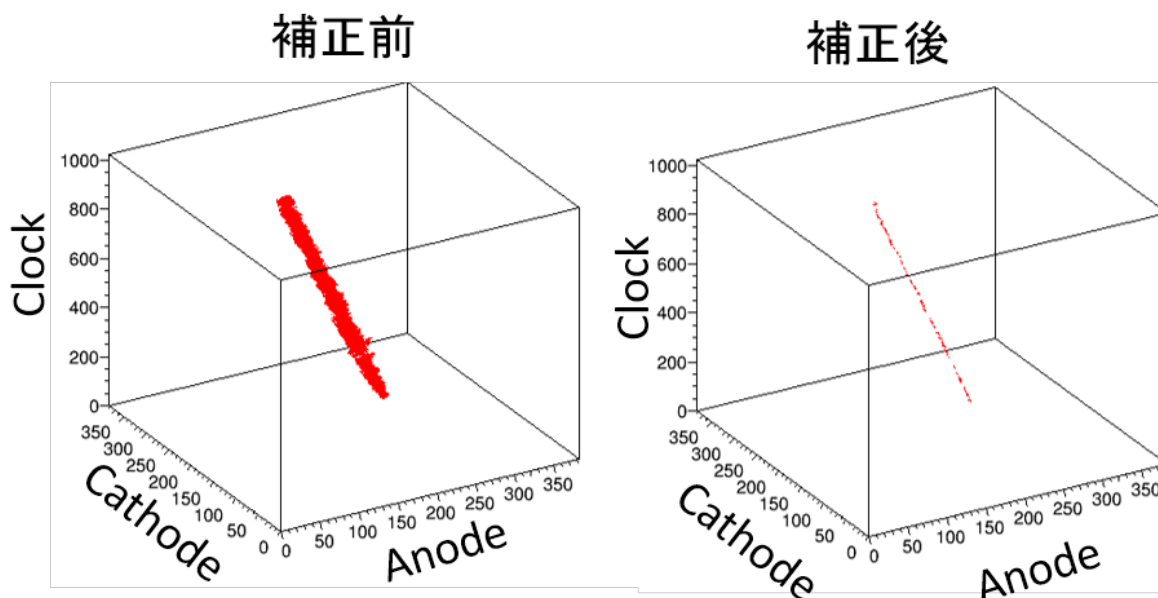


図 4.9 宇宙線ミュー粒子の飛跡に対し、従来解析での3次元飛跡と補正を用いた3次元飛跡。

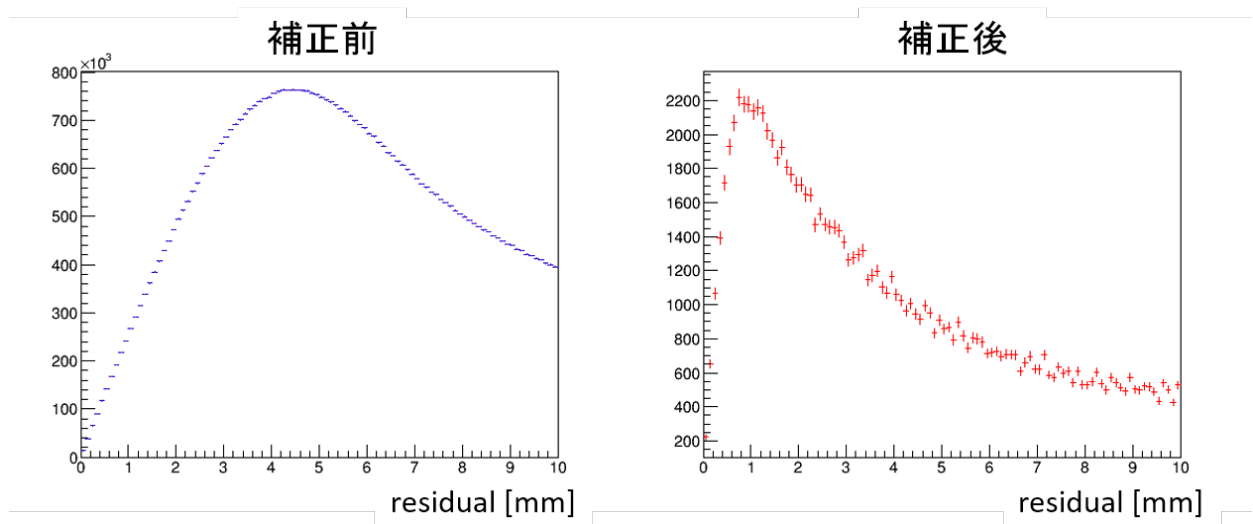


図 4.10 3次元に再構成した宇宙線ミュー粒子の飛跡点と、フィッティングで得られる直線との距離の分布。左図が補正前の飛跡について、右図がTOT補正後の飛跡についての分布である。

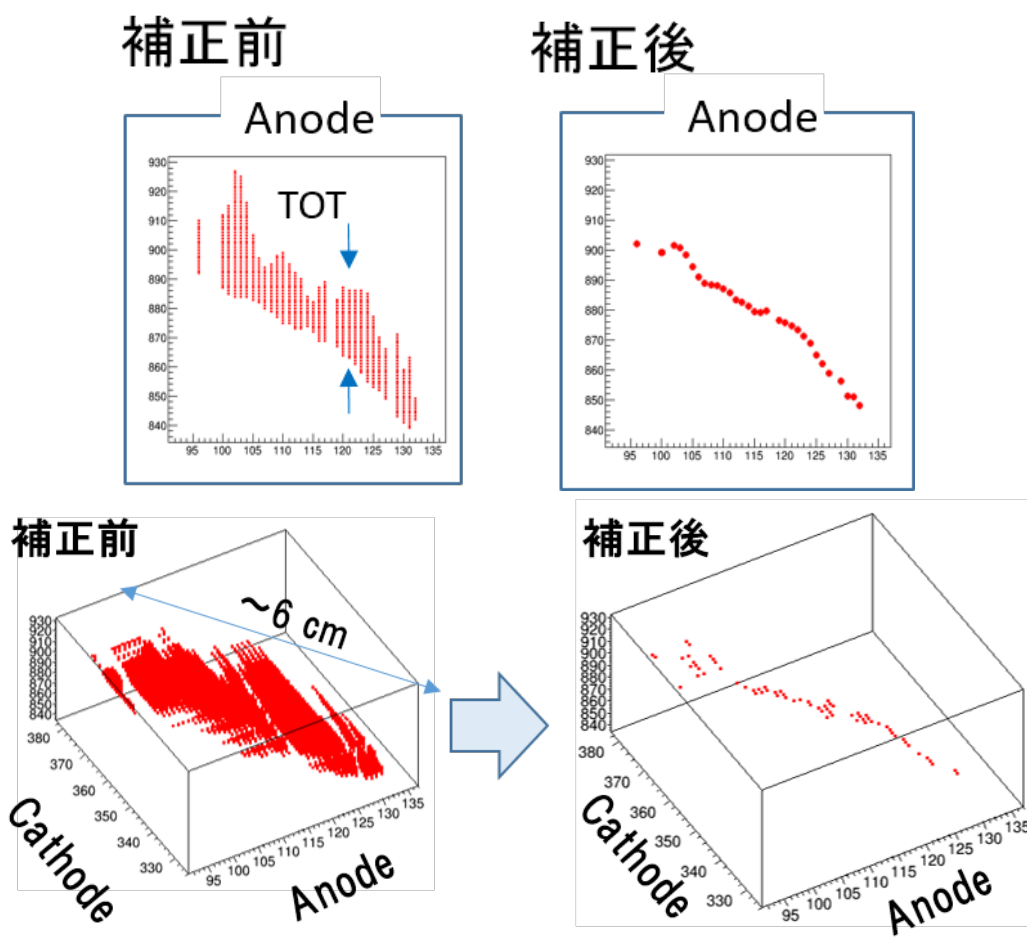


図 4.11 補正前後の μ -TPC で得られる 2 次元飛跡と再構成した 3 次元飛跡。

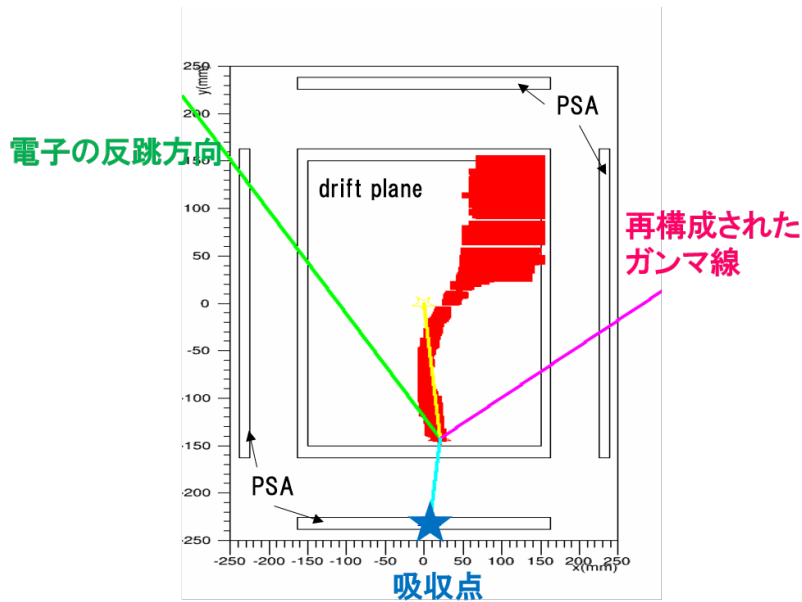


図 4.12 コンプトン散乱点の決定方法の概念図。TPC ドリフト空間を上方から覗き込んだ図を表す。

4.2.2 飛跡解析アルゴリズムの改良

コンプトン散乱点の決定方法は、アノードとカソードでコインシデンスが取れた飛跡点を xy 平面上 (μ -PIC 面) に射影し、PSA の吸収位置に一番近い点を採用するという方法を取っている (図 4.12)。これは、再構成されたイベントが前方散乱であることを仮定している。

電子の反跳方向の決定には、アノードとカソードでそれぞれ飛跡点を直線でフィッティングし、2次元の反跳方向を得て、3次元の方向に再構成している。従来の解析方法では飛跡全体を直線でフィッティングして大まかな方向を得ていた。この方法では多重散乱の影響を大きく受けてしまうため、反跳方向の決定精度が悪くなってしまう。多重散乱の影響を抑えるためには、できるだけ飛跡の走り始めだけをフィッティングに使用の方がよい (図 3.2)。今回の解析方法の改良で飛跡を点の集まりに補正できたことで、散乱点から 10 mm (約 12.5 ch 分) にフィッティングの範囲を狭めた。フィッティング関数としては、上述のようにして求めた散乱点 $(x_{\text{vertex}}, y_{\text{vertex}}, z_{\text{vertex}})$ を通る直線

$$z = a_{\text{Cathode}}(x - x_{\text{vertex}}) + z_{\text{vertex}} \quad (4.1)$$

$$z = a_{\text{Anode}}(y - y_{\text{vertex}}) + z_{\text{vertex}} \quad (4.2)$$

を使用して、アノードとカソードそれぞれで飛跡点を直線でフィッティングし、 yz 平面と xz 平面に射影された反跳方向 $a_{\text{Anode}}, a_{\text{Cathode}}$ を得ている。反跳方向を 3次元に再構成するために $(\pm 1/a_{\text{Cathode}}, \pm 1/a_{\text{Anode}}, \pm 1)$ を計算している。しかし、この方法では 2方向のうちどちらかまだ決まらないので、散乱点の z 座標に対して飛跡点が多い方に反跳方向が向くようにして決定している。

4.3 SPD 分解能の評価

上述のように TOT 補正を用い改良した飛跡解析を、ETCC で測定したデータに適用し、SPD 分解能の向上を評価した。

図 4.13 は ^{137}Cs (662 keV) を SMILE-II ETCC の視野中心で約 2 m 離して測定したデータから求めた、各イベントごとの SPD と電子エネルギーの分布である。これは、再構成できたイベントのうち、有効体積カット、dE/dx カットをかけ、さらにガンマ線のエネルギーが $662 \text{ keV} \pm 10\%$ 、 $|\text{ARM}| \leq 6.5^\circ/2$ を満たすイベントを抽出したものである。ここで、有効体積カットと dE/dx カットの定義は以下のとおりとする。

- 有効体積カット

コンプトン散乱点が、TPC ドリフト空間内に収まっているイベントを抽出する。つまり、解析により求めた散乱点を (x_{vertex} [mm], y_{vertex} [mm], z_{vertex} [mm])、 μ -PIC の中央を座標の原点とし、ドリフト空間方向を z 軸負の方向とする座標系で、

$$-153.6 < x_{\text{vertex}} < 153.6 \quad (4.3)$$

$$-153.6 < y_{\text{vertex}} < 153.6 \quad (4.4)$$

$$-316.9 < z_{\text{vertex}} < -7.9 \quad (4.5)$$

とする。 x_{vertex} , y_{vertex} に関する条件は μ -PIC 面、 z_{vertex} に関する条件は、ドリフト空間の一番上から GEM までの空間を表す。

- dE/dx カット

電子のエネルギーを E_e [keV]、飛跡の長さを L [mm] とし、

$$L < \frac{7.1}{1.74 \times 10^3} \cdot E_e^{1.72-0.22} + 35 \quad (4.6)$$

$$L > \frac{7.1}{1.74 \times 10^3} \cdot E_e^{1.72+0.22} + 10 \quad (4.7)$$

$$L < 325 \quad (4.8)$$

を満たすイベントを抽出する (第 3.2 章)。

そして、図 4.13 を SPD 軸方向にプロジェクションし SPD 分解能を求めた (図 4.15)。ここで、分布をガウス関数 + 定数の関数でフィッティングし、ガウス関数の FWHM を SPD 分解能と定義している。図 4.15 左は従来の解析方法で求まる SPD 分解能で約 200° と求まる。一方、図 4.14 右は、TOT 補正解析で求めた SPD 分解能で約 100° と求まった。

TOT 補正後の SPD 分布について、電子のエネルギーで低エネルギー側 (10 から 80 keV) と高エネルギー側 (80 keV 以上) に分けて SPD 分解能を求めた (図 4.15)。低エネルギー側と高エネルギー側でそれぞれ SPD 分解能が約 100° と約 70° と求まった。式 3.10 が示すように、電子のエネルギーが高くなるにしたがって多重散乱の影響を受けにくくなり、SPD 分解能は向上することが期待できる。図 4.14 と図 4.15 から TOT 補正による解析によって電子のエネルギーが高くなるに従って SPD 分解能が向上するという傾向確認できた。

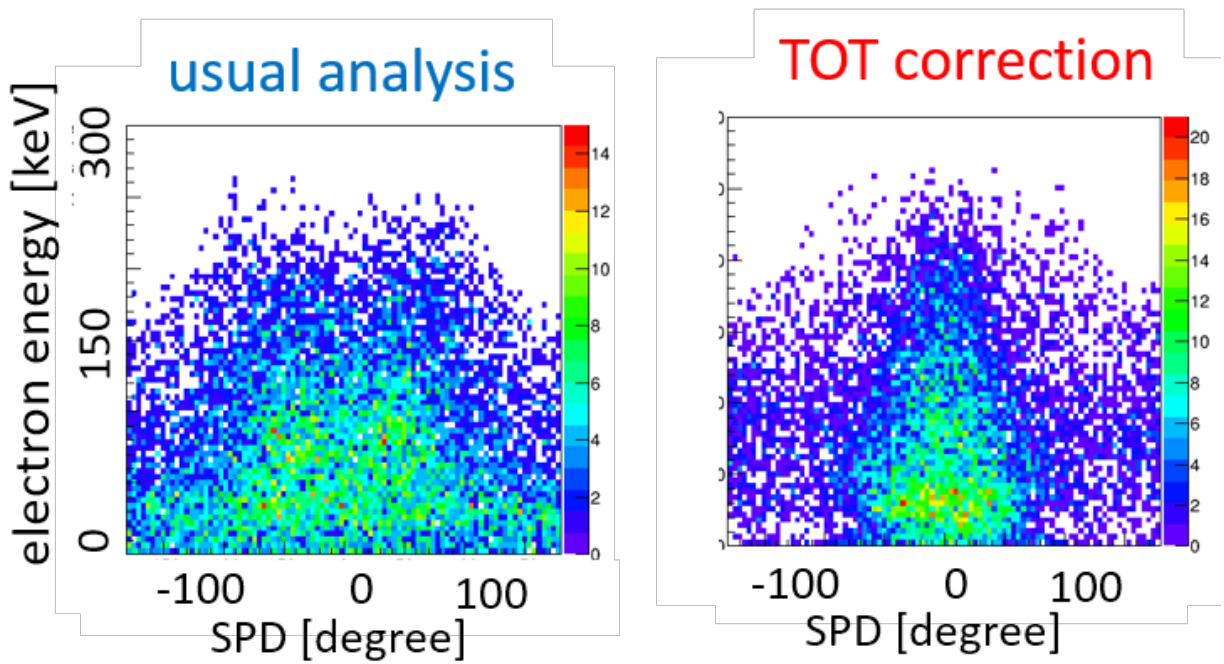


図 4.13 飛跡解析改良前後での SPD 分布。横軸は SPD、縦軸は電子のエネルギーを表す。左が従来解析、右が TOT 解析を表す。

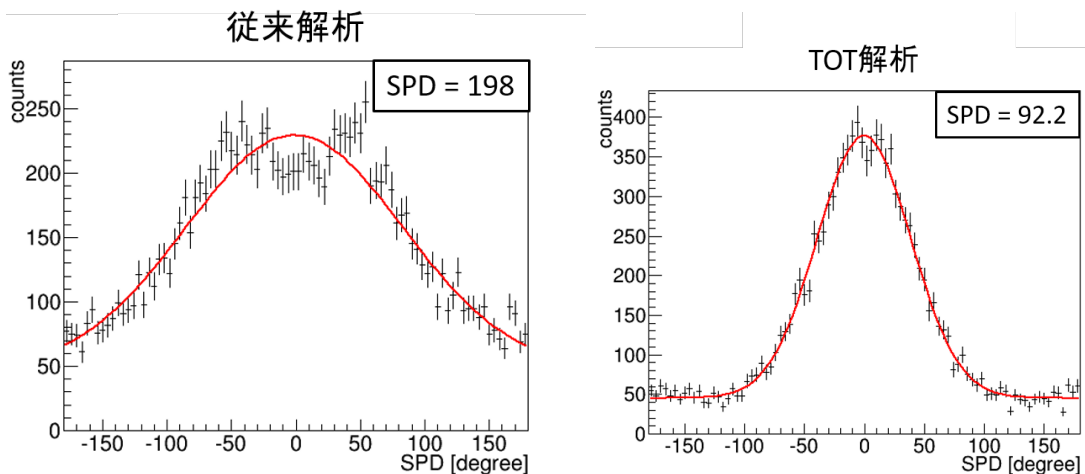


図 4.14 電子のエネルギーでスライスした SPD 分布。左図は従来解析での SPD 分布。右図は TOT 解析での SPD 分布。曲線はガウス関数 + 定数。

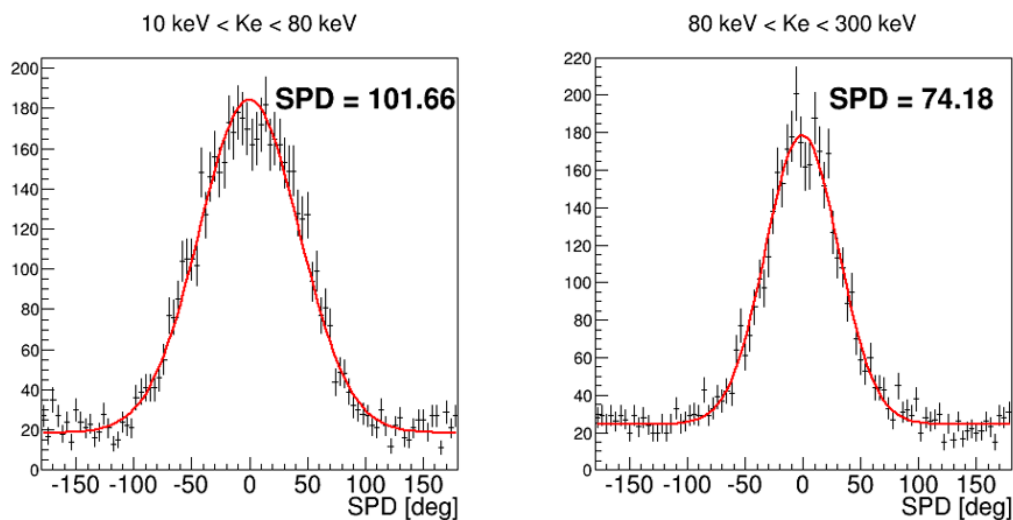


図 4.15 TOT 解析で求めた SPD 分布を電子のエネルギーでスライスした図。左図は 10 ~ 80 keV、右図は 80 ~ 300 keV の電子を抽出しそれぞれ SPD 分解能を求めた。

ただし、これらの SPD 分布には ETCC に入射する前に、空気や ETCC 筐体でコンプトン散乱し入射してきたガンマ線成分も含まれる。大きく散乱された成分はエネルギーカットによって落とせるが、前方散乱しわずかにエネルギーを落として入射するガンマ線は分離できない。その結果、散乱成分のせいで、SPD 分布は真の分布よりわずかに広がった分布となってしまうと予想できる。

図 4.16 上は、第 3.1.1 章で述べた電子の多重散乱による原理限界に、従来の解析方法で求まっていた SPD 分解能と TOT 補正を用いて求めた SPD 分解能をプロットしたものである。ガスとしては 1 気圧のアルゴンを仮定し、50 keV, 80 keV, 150 keV の電子の飛距離に対する散乱角 (Root Mean Square: RMS) を計算したものである。そして、多重散乱による原理限界と比較する基準として、電子のスペクトルの算術平均値を取ることにした。図 4.16 下が、電子のスペクトルであり、平均値は 80 keV である。ここで、このスペクトルは上記 SPD 分解能を求めたときと同じデータ、同じイベントカットを施したものである。本研究で行った TOT 補正によって、SPD 分解能を電子の多重散乱によって決まる原理限界に近付けることに成功した。

飛跡解析の改良によって、SMILE-II ETCC での SPD 分解能が約 100° (662 keV ガンマ線) まで改善された。ARM 分解能は 6° 程度であるので、これら 2 つの角度分解能から Point Spread Function (PSF) を定義することができる。

ARM 分解能と SPD 分解能から PSF を予想するシミュレーションを行った。図 4.17 は、散乱ガンマ線の方角を x 軸正の向きに回転移動した時の、再構成されたガンマ線の位置の分布をシミュレーションしたものである。再構成されたガンマ線の位置は、角度分解能を考慮し、ARM 方向と SPD 方向にそれぞれの分解能の分だけ真の位置からずらしている。ここで ARM 方向はローレンツ分布、SPD 方向はガウス分布を仮定している。視野中心から 662 keV ガンマ線が入射すると仮定し、ガンマ線の散乱角はクライン-仁科の関係式 (式 2.7) に従った角度分布を仮定している。PSA のエネルギー分解能は 11 % (662 keV)、TPC のエネルギー分解能は 40 % (6 keV) を仮

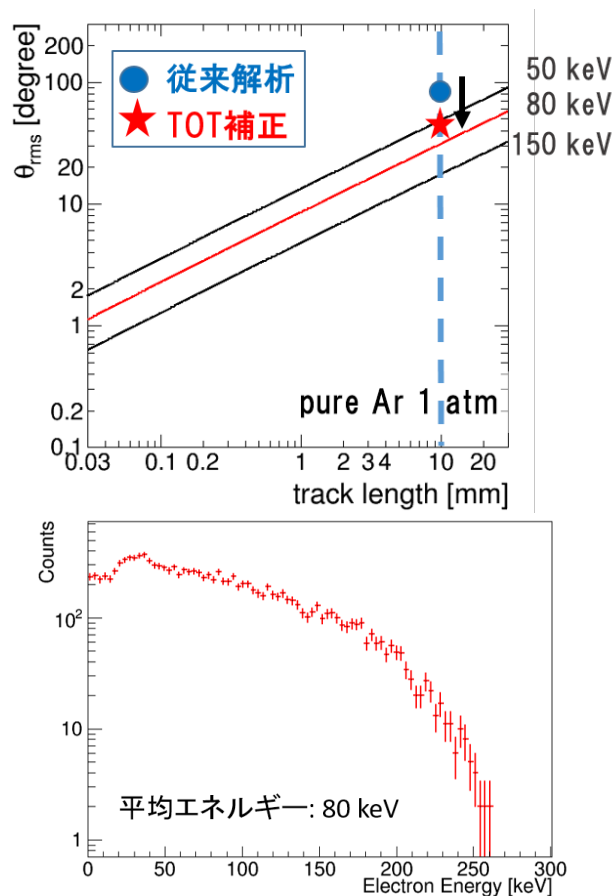


図 4.16 上図は SPD 分解能の改善を電子の多重散乱の原理限界と比較した図。グラフ上に描かれた直線が電子のエネルギーごとの多重散乱による散乱角。ここで SPD 分解能は RMS で表している。下図は ^{137}Cs を ETCC の視野中心で測定した時の電子のエネルギースペクトルと算術平均エネルギーを表す。

定している。ただし、電子のエネルギーは 3 keV から 200 keV に制限しており、これはコンプトン散乱角を約 50° 以下に制限していることと等価である。この操作によって、ARM と SPD で定義される扇状 (図 3.1 左) の平均的な分布が得られている。このようにして得られる再構成方向を、イベントごとに方位角方向にランダムに分布させることで、実測で得られる再構成されたガンマ線の位置分布が再現できる。このような分布を作成し、線源の位置を中心とする同心円でガンマ線の累積度を線源からの離角の関数として求めることで PSF のシミュレーション値が求まる。図 4.18 がこのようにして得られた、PSF の計算値である。点源を仮定し、ガンマ線イベントの累積度を点源からの離角でプロットしている。ARM 分解能が 5° と 2° 、SPD 分解能が 100° 、 25° 、 5° の計算結果と、従来のコンプトン法 (ARM 分解能が 5° と 2°) の計算結果もプロットされている。電子飛跡を用いない従来のコンプトン法では、ガンマ線の到来方向は一意に決まらず、本来 PSF は定義できないが、円環の重ね合わせでイメージを描き疑似的に累積度を求めている。ここで、点源からのガンマ線イベントのうち 50% が含まれる離角を PSF の半値と定義する。SMILE-II ETCC で、ARM 分解能は 5° から 6° 、SPD 分解能は約 100° であるとわかったので、図 4.18 か

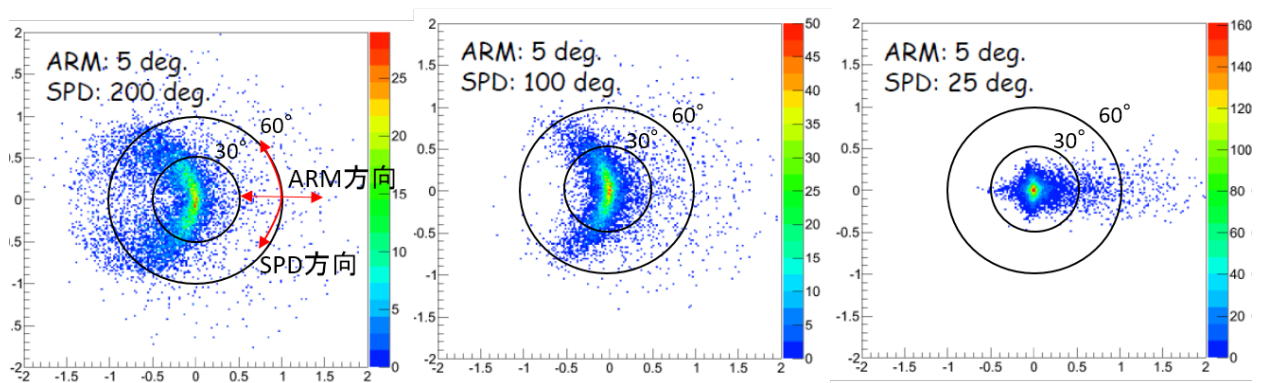


図 4.17 散乱ガンマ線が x 軸正の方向を向くように回転移動させ描いたガンマ線の到来方向分布 (シミュレーション)。ガンマ線の到来方向を ARM 分解能と SPD 分解能にしたがってずらしているため、ARM 方向と SPD 方向 (図 3.1 左) に広がった分布になる。

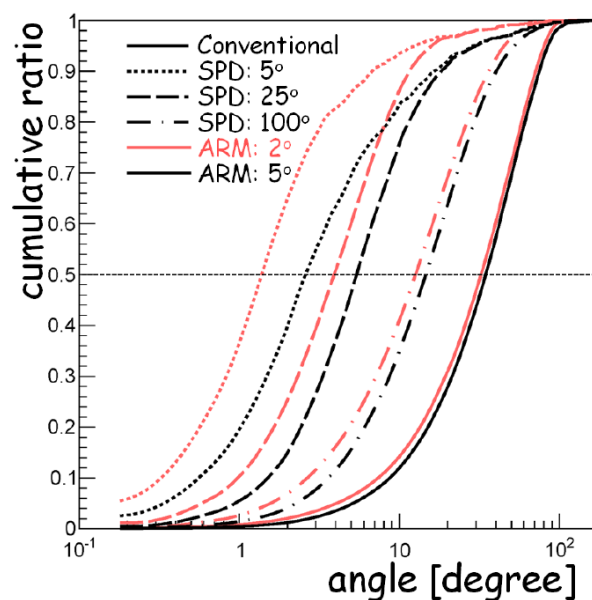


図 4.18 点源 (662 keV ガンマ線) を仮定した時の PSF の SPD 分解能と ARM 分解能依存性の計算値 [68]。横軸は点源からの離角、縦軸はイベントの累積度を表している。赤線と黒線はそれぞれ ARM 分解能=2° と 5° に対応している。曲線、一点破線、破線、点線はそれぞれ従来コンプトン法、SPD 分解能 100°、25°、5° に対応している。

ら SMILE-II ETCC において、PSF の半値は 662 keV で 10 ~ 15° であると期待できる。

上記はバックグラウンドが全くない場合を仮定した計算結果である。バックグラウンドを考慮し、信号の検出有意度の SPD 分解能依存性を確認するシミュレーションも行った。図 4.19 は SN 比が 1:10³ (信号が 10³ イベント、2π str に広がる一様なバックグラウンド 10⁶ イベント) を仮定し、ARM 分解能は 5° で、様々な SPD 分解能を考慮してイメージを描いたものである。左から従来のコンプトン法、SPD 分解能 100°、25° の結果を表している。

この図をもとに信号の検出有意度を SPD 分解能の関数として表したものが図 4.20 である。図

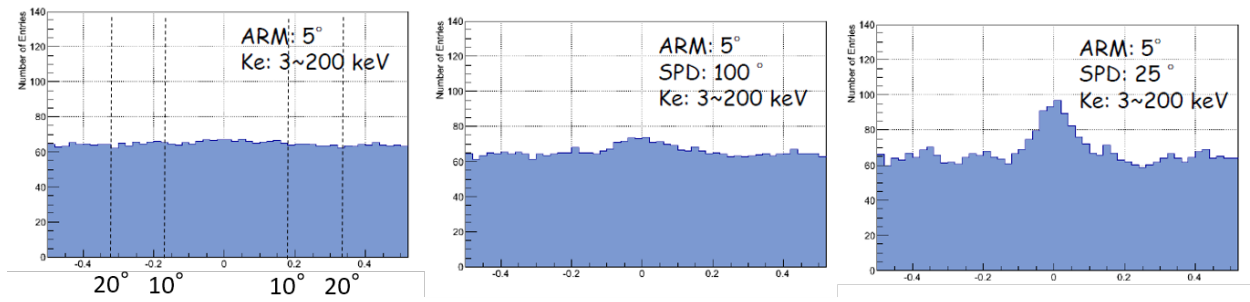


図 4.19 SN 比 $1:10^3$ (信号が 10^3 イベント、 2π str に一様に分布するバックグラウンドが 10^6 イベント) でのイメージングのシミュレーション結果。線源位置でスライスして描いている。左から、従来のコンプトンイメージ、SPD 分解能 100° 、 25° 。

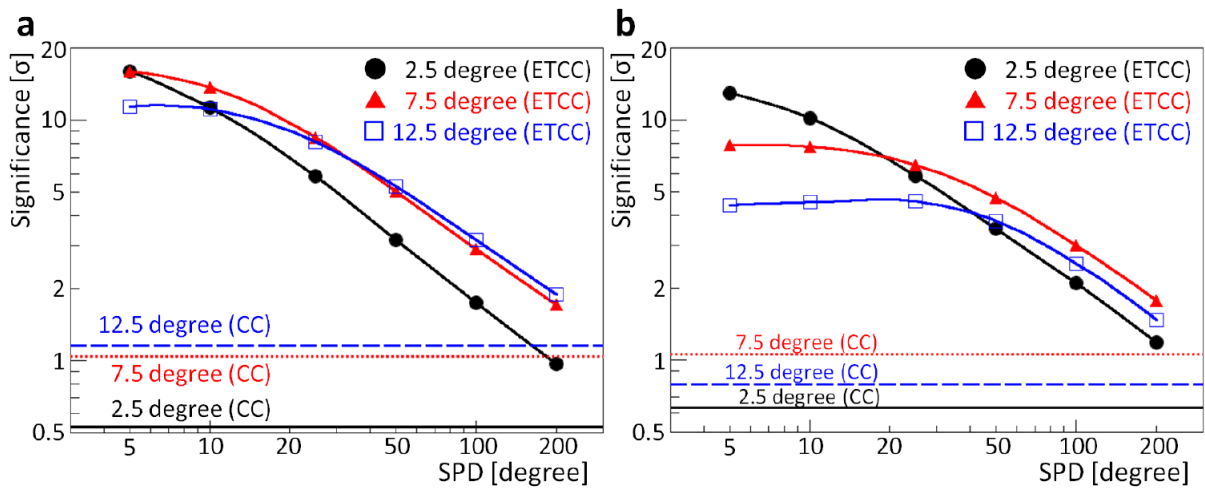


図 4.20 SPD 分解能 (FWHM) に対する検出有意度のシミュレーション結果。 10^3 のシグナル (662 keV ガンマ線) と 2π str に一様に分布するバックグラウンド (SN 比 10^{-3}) を仮定している。それぞれ半径 2.5° 、 7.5° 、 12.5° で計算した検出有意度を表している。左右はそれぞれ ARM 分解能 2° と 5° を表す。コンプトン散乱角は 60° 以内に制限している。CC は従来のコンプトン法での結果を表す。

4.20 左は ARM 分解能が 2° 、右は ARM 分解能 5° の結果を表している。線源位置を中心として直径 2.5° 、 7.5° 、 12.5° の領域でそれぞれ検出有意度を求めている。従来のコンプトン法では円環の重ね合わせでイメージを描くため非常に広がった PSF になる。一方で SPD を導入すると検出有意度はおよそ $180^\circ/\text{SPD}$ 分解能で向上すると考えられ、図 4.20 はその傾向をよく表している。

図 4.18 の点源を仮定した時の PSF を見ると、PSF は ARM 分解能と SPD 分解能のうち悪い方が支配的になる傾向が確認できる。つまり SPD 分解能が大きい状態では、いくら ARM 分解能を向上させても PSF の向上にはつながらない。SPD 分解能を ARM 分解能と同程度まで改善して初めて、ARM 分解能の向上による PSF の向上の効果が見えてくる。この図から、ETCC には ARM 分解能より SPD 分解能を向上させることが、検出有意度を向上させるために非常に重要であることがわかった。

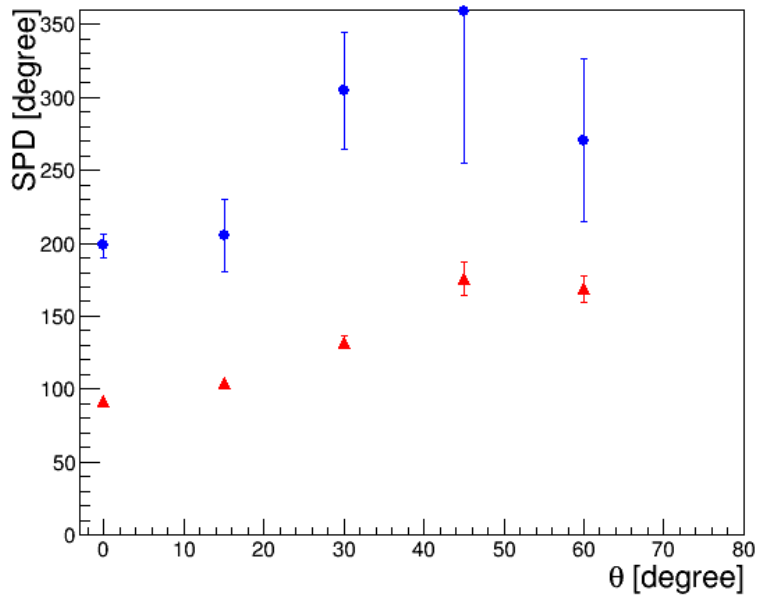


図 4.21 ETCC の視野中心からの離角 θ に対する SPD 分解能 (662 keV ガンマ線,FWHM) の依存性。0° が視野中心を表し、青丸が従来解析、赤三角が TOT 補正を表す。

4.4 現在の課題

上記の結果は、 ^{137}Cs 線源を視野中心で測定した結果であるが、視野中心から離れた測定で同様に SPD 分解能を求めプロットしたものが図 4.21 である。ここで、SPD 分解能は全てのエネルギーの電子を使用して求めたものである。全ての離角 θ において SPD 分解能の改善が確認できたが、視野中心からの離角が大きくなるにしたがって、SPD 分解能が大きくなる傾向がみられる。これは低エネルギーで飛距離の短い電子の反跳方向決定精度が悪いことが原因として考えられる。図 4.22 は ^{137}Cs を ETCC から 45° 離して測定した時の TOT 補正後の SPD 分布である。図 4.13 右と比べると、約 50 keV 以下の SPD 分布が極端に広がっていることが確認できる。これは低エネルギー電子飛跡の補正が不十分であることが原因として考えられる。図 4.23 は、低エネルギー電子 (約 30 keV、約 3.5 cm) の飛跡例を表しており、左が TOT 補正前、右が TOT 補正後である。この図のように、低エネルギー電子では TOT 補正を用いても、xy 平面にほぼ平行な長形状に再構成されてしまうものがあると考えられるため、反跳方向が正しく決まらないイベントが多いと予想できる。一方で、 ^{137}Cs 線源を視野中心に置いて測定した時の SPD 分解能は低エネルギー電子でも向上している。これは低エネルギー電子は前方散乱によって生成され、電子はガンマ線の入射方向に対しておよそ垂直方向に反跳されやすい。従って ETCC と線源の位置関係から、視野中心に置いた場合は、ガンマ線は xy 平面に垂直に入射し、電子は xy 平面に平行に飛び出すので、飛跡が長形状に再構成されてもある程度反跳方向が正しく求まっていたものと考えられる。

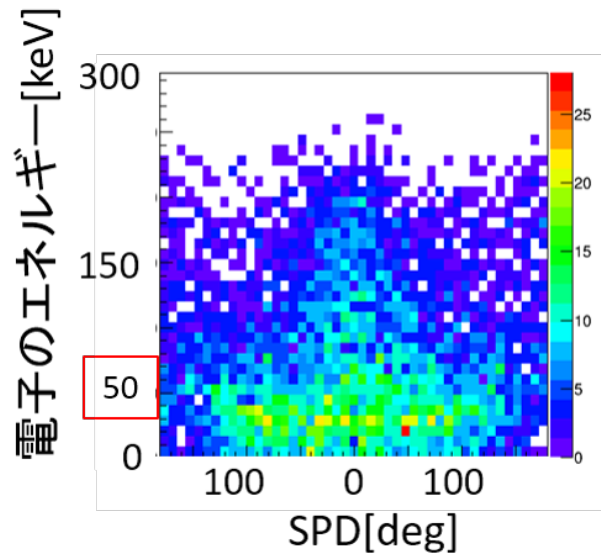


図 4.22 ^{137}Cs を ETCC の視野中心からの 45° 離して測定した時の SPD 分布 (TOT 補正後)。

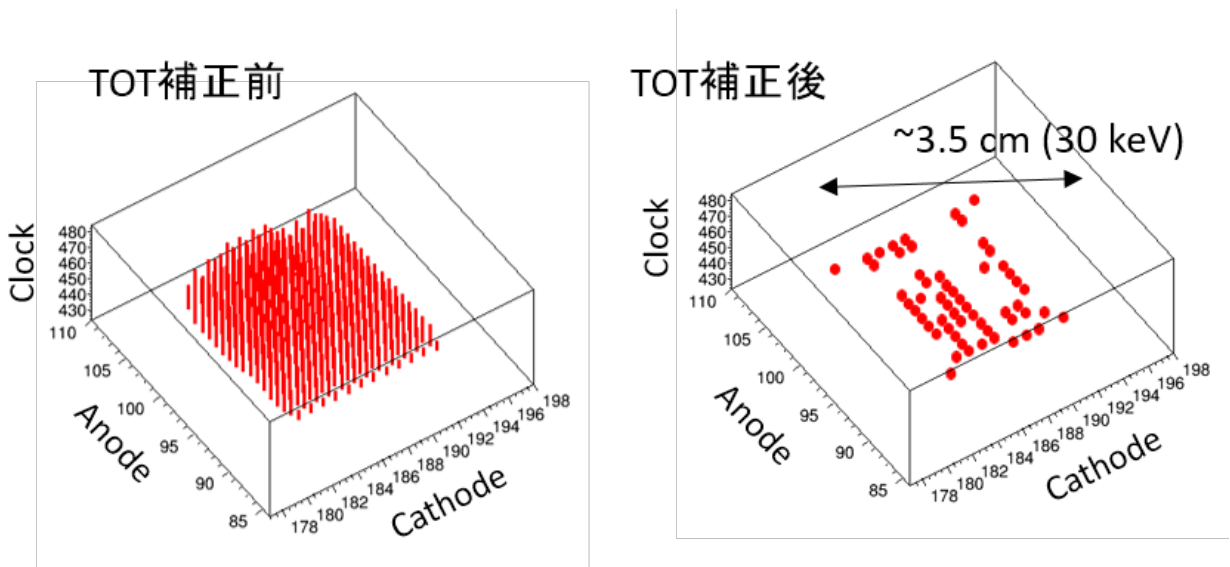


図 4.23 短い飛跡 (約 3.5 cm) の例。左が TOT 補正前で、右が TOT 補正後。 ^{137}Cs を ETCC で測定したデータを使用。

今回の TOT 補正で短い飛跡では再構成が不十分である可能性が出てきた。この問題を解決する一つの手段として、3 軸読み出し可能な $\mu\text{-PIC}$ の開発がある。図 4.24 左は、SMILE-II ETCC で使用している 2 軸 $\mu\text{-PIC}$ である。図 4.24 右は現在開発中の 3 軸 $\mu\text{-PIC}$ の概念図であり、従来の 2 軸 (x 軸、y 軸) に 3 軸目 (w 軸) を追加していることを表している。図中に描かれている赤線は $\mu\text{-PIC}$ に対して平行方向に走り、同時刻に複数のストリップで信号が検出されている様子を表している。この例だと、2 軸 $\mu\text{-PIC}$ で飛跡を再構成すると長方形に再構成されてしまうが、3

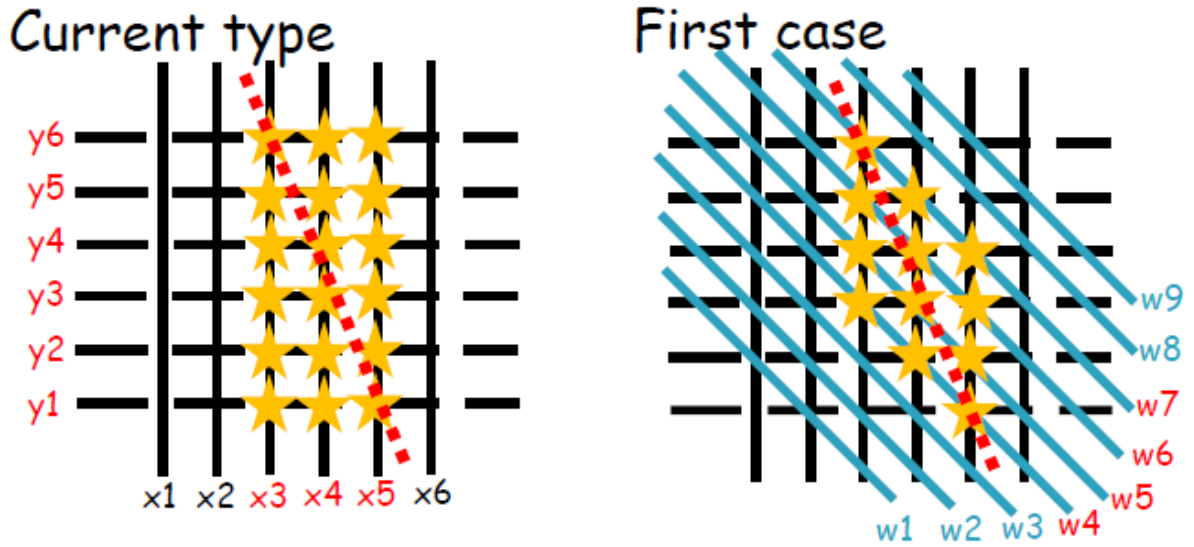


図 4.24 SMILE-II ETCC で使用している 2 軸 μ -PIC(左) と 3 軸読み出し μ -PIC(右) の概念図。xy 平面に対して水平方向に飛んだ粒子の飛跡 (赤破線) の再構成が 3 軸 μ -PIC によって解ける例 (星印) を表している。

軸 μ -PIC で再構成すると飛跡のおよその方向がわかるようになる。

図 4.25 は、シミュレーションによって 3 次元飛跡の再構成を行った例である。なおこの飛跡は、ガスによる電子雲の拡散しか考慮に入れていない。2 軸 μ -PIC では、同時刻に複数ヒットしたヒット点のせいで飛跡が分岐してしまう (黒線)。一方で 3 軸 μ -PIC では、この分岐が解け真の飛跡 (青線) に近い飛跡が得られていることがわかる。このように読み出し軸を追加し、再構成に必要な情報を増やすことで、2 軸 μ -PIC では解けなくても 3 軸 μ -PIC で解けるようになる飛跡が増えると期待できる。

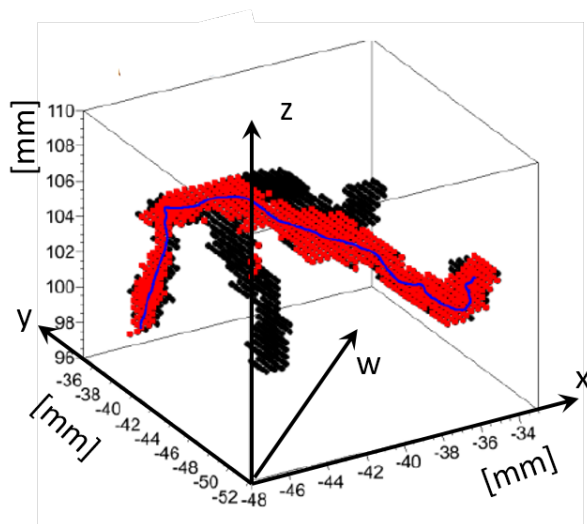


図 4.25 2 軸 μ -PIC では再構成に失敗していた飛跡が、3 軸 μ -PIC で解けることを表す例。電子のガスによる拡散のみを考慮したシミュレーション結果。青の線が真の電子飛跡、黒が 2 軸読み出し、赤が 3 軸読み出しの再構成例。

5 イメージングスペクトロスコピー

本章では、SMILE-II ETCC による実測データから、PSF の向上による注目領域外からの漏れ込みイベント量の軽減、ガンマ線再構成方向の集中効果を確認した。

5.1 実測値からの PSF 評価

前章では、PSF を ARM 分解能と SPD 分解能の実測値から見積もった。PSF を再構成画像から直接評価するために、SMILE-II ETCC で ^{137}Cs 線源 (662 keV) を測定したデータを使用した。なお、線源を置かずに測定したデータをバックグラウンドデータとし、線源データからバックグラウンド分を差し引いている。使用する実測データとしては、 ^{137}Cs 線源を SMILE-II ETCC から約 2 m 離れた視野中心に置き測定したものを使用した。図 5.1 左はこのときのイメージをランベルト正積方位図法 (以下ランベルト図法とする) で描いたものである。イベントのカット条件は、有効体積カット、 dE/dx カット、ガンマ線エネルギー $662 \text{ keV} \pm 10\%$ カットである。この分布から PSF を求めるが、このときに視野の外側にあるイベントは大気や ETCC 筐体でコンプトン散乱して入射したイベントが支配的であると考えられる。この散乱成分を取り除くために、図 5.1 左の線源位置を含む白線で囲まれた領域で x 軸方向にスライスした分布を作成し (図 5.1 右)、この分布の平均二乗平方根 (Root Mean Square: RMS) の 3 倍より外側 (視野中心から 70°) のイベントをカットして PSF を求めた。図 5.2 は、このようにして求めた PSF である。この図から累積度が 50% となる視野中心からの離角を求めると、TOT 補正解析では約 20° と求まった。

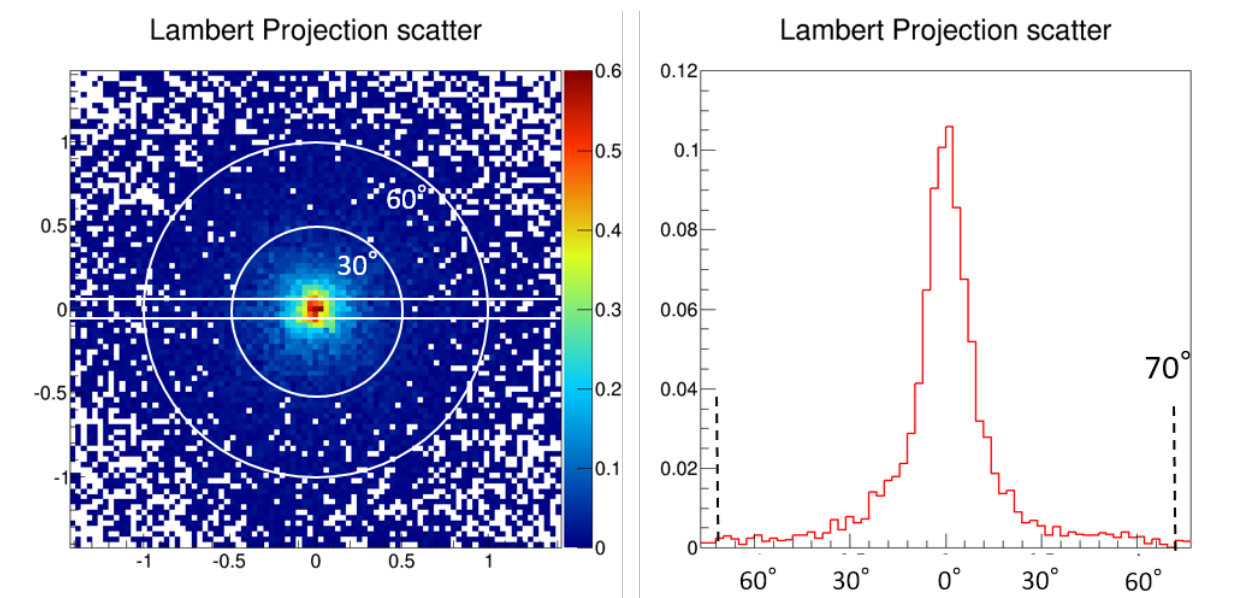


図 5.1 左は ^{137}Cs 線源を視野中心で測定した時のイメージをランベルト図法で描いたもの。662 keV \pm 10% で描いている (TOT 補正解析)。右は左図の白線の領域で分布を x 軸方向にスライスしたもので、点線はこの分布の二乗平均平方根の 3 倍の位置を表している。

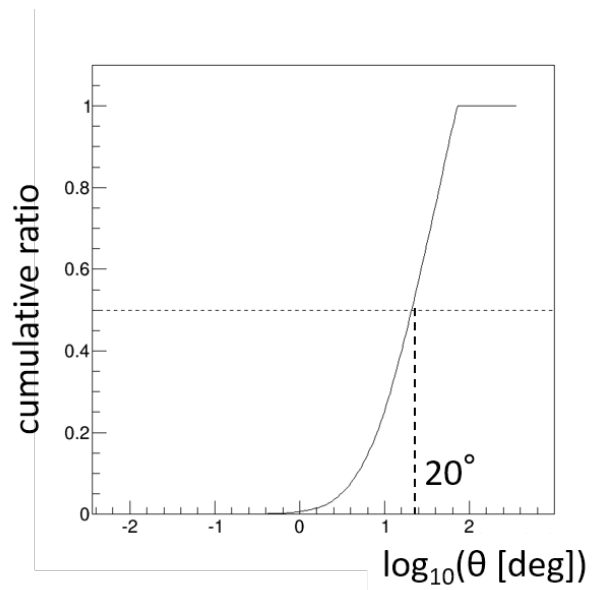


図 5.2 ^{137}Cs を視野中心で測定した時の PSF(TOT 補正解析)。大気散乱成分を取り除くために視野の外側 (70° 以上) のイベントは捨てている。数値は PSF の半値を表す。

第 4.3 章で、計算から求めた PSF と比較すると、1.3 倍から 2 倍程度大きい値となっている。原因としては、ランベルト関法では完全な平行光の場合のみ 1 点にイベントが集中して見えるが、実際の線源からは放射状にガンマ線が出るため、その効果により線源が広がって見えている影響が可能性として考えられる。図 5.3 は、662 keV ガンマ線を SMILE-II ETCC から 2 m の距離から放射光で入射させたときのイメージをシミュレーションで描いたものである。このとき、大気や ETCC 筐体といった散乱を起こす物質は取り除き、ETCC の有感領域内でコンプトン散乱を起こしたガンマ線の入射方向のみを用いてイメージを描いた。つまり、無限に角度分解能の良い SMILE-II ETCC を仮定しても、ETCC が有限な大きさを持ち非平行光の効果によって、線源が常に半径 5° 程度広がって見えていることを表している。イメージが四角形をしているのは SMILE-II ETCC の TPC 容器の形を反映している。また、視野中心から半径 70° の領域の、大気や ETCC 筐体で散乱された成分が影響していると考えられる。

5.2 検出有意度の向上

5.2.1 信号優勢な環境

強度の異なる 3 つの ^{137}Cs 線源 (0.74 MBq, 0.85 MBq, 3.2 MBq) を SMILE-II ETCC から約 2 m 離し、測定を行った。線源からの 662 keV ガンマ線の検出有意度マップを描いたものが図 5.4 である。一番左は電子の飛跡情報を用いない従来のコンプトン法を模した解析方法である。左から 2 番目は従来解析での結果、左から 3 番目と 4 番目は TOT 補正解析での結果である。TOT 補正解析で SPD 分解能が向上したことで、従来解析方法の約 1.6 倍、従来のコンプトン法と比べて 4~6 倍の検出有意度の向上が確認できた。

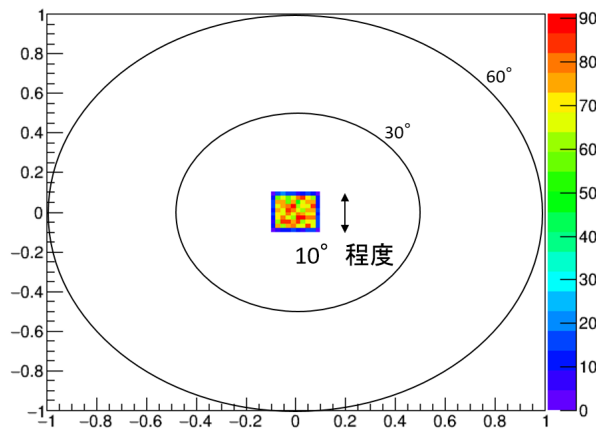


図 5.3 662 keV ガンマ線を SMILE-II ETCC から 2 m の距離から放射状に入射させたときのイメージ (シミュレーション)。

イベントのカット条件は、有効体積カット、 dE/dx カット、ガンマ線のエネルギーが $662 \text{ keV} \pm 10\%$ 、さらに SMILE-II ETCC の底面に設置した PSA にガンマ線が吸収されたイベントのみ使用している。なお、今回の有効体積カットは、

$$-125 \text{ mm} < x_{\text{vertex}} < 110 \text{ mm} \quad (5.1)$$

$$-110 \text{ mm} < y_{\text{vertex}} < 120 \text{ mm} \quad (5.2)$$

$$-300 \text{ mm} < z_{\text{vertex}} < -30 \text{ mm} \quad (5.3)$$

としている。従来のコンプトン法を模した解析では、飛跡情報を用いないという制限から、 dE/dx カットは用いていない。

検出有意度マップを描く際には、再構成されたガンマ線の位置を測定誤差を考慮した確率分布に描きなおした。つまりガンマ線の位置を、ARM 方向にローレンツ分布 ($\text{FWHM}=6.3^\circ$) を持ち、SPD 方向にガウス分布を持つ扇状の確率分布 (図 3.1 左) を重ね合わせて描いた。今回の解析では、SPD 方向の確率分布の FWHM については、図 5.4 左から、SPD 分解能 $=\infty$ 、 200° 、 100° 、一番右の図については電子のエネルギー依存性を考慮して SPD $=90^\circ$ (10 keV から 80 keV)、 45° (80 keV 以上) とした。図 5.4 左の電子飛跡情報を用いない従来のコンプトン法では、SPD 分解能 $=\infty$ とすることで、ARM 方向に幅を持った円環の重ね合わせを再現している。線源を設置して測定したデータ (ON データ) と線源を置かずに測定したバックグラウンドデータについて、このようにして描いたイメージを用意し、ON データからバックグラウンドデータを引き算した。バックグラウンドデータから SMILE-II ETCC の検出感度の方向依存性マップを作成し、このマップで上述のバックグラウンドを引き算したマップを割り算することで、ETCC の検出感度の方向依存性を打ち消した。そのようにして得られたイメージのうち、視野中心より 60° から 90° のリング状の領域の統計揺らぎで、イメージマップ各点の値を割り、検出有意度と定義した。

検出有意度は SPD 分解能に緩やかに依存するので、図 5.4 右は SPD 分解能の値を変えて検出有意度が一番高くなる値を最適 SPD 分解能として採用している。このようにして求めた最適 SPD 分解能が第 4.3 章で評価した値 (図 4.15) より良くなっているが、これは図 4.15 では、ガン

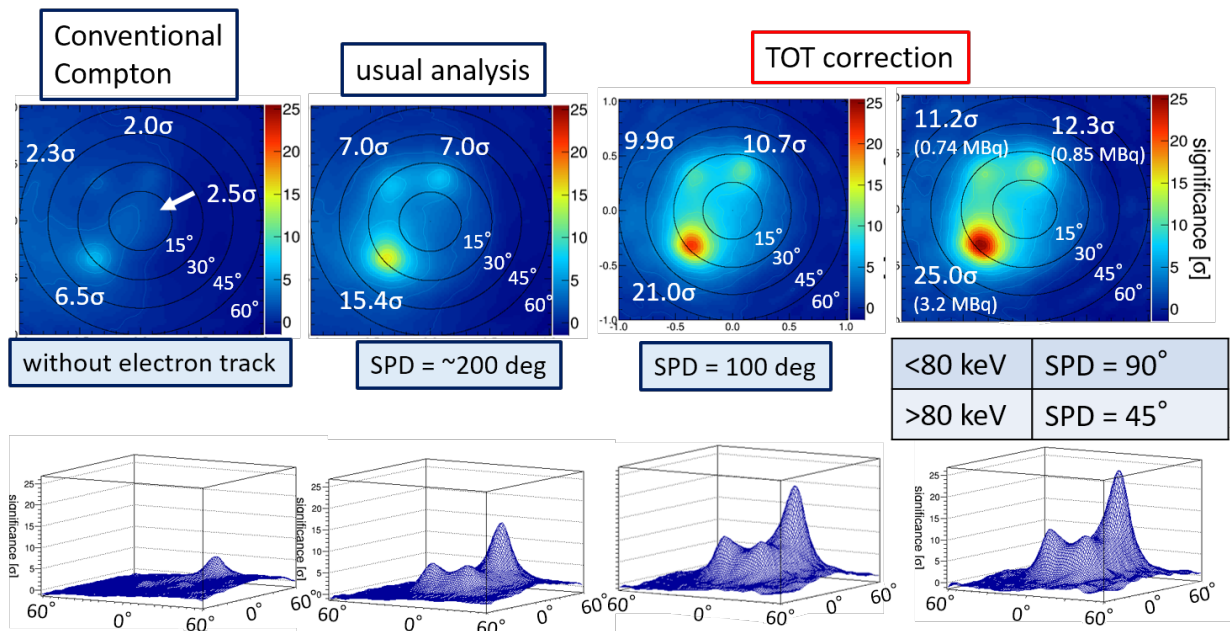


図 5.4 SMILE-II フライトモデル ETCC で 3 つの ^{137}Cs 線源を測定し得られた検出有意度マップ。662 keV \pm 10% のエネルギー帯で描いており、左から電子飛跡を用いない解析、従来解析、新解析 (SPD=100°、電子のエネルギーで SPD を調整)。下はカラー軸を縦軸にして描きなおしたもの。

マ線の大气や ETCC 筐体での散乱成分が雑音として存在するためであると考えられる。

5.2.2 雑音が優勢になる環境

上記の結果は、線源からのガンマ線が優勢な環境下で行った実験である。同様の評価を雑音が優勢になる環境で測定したデータについても行った。第 3.2.2 章でも触れたように、140 MeV の陽子を水ターゲットに照射し、宇宙放射環境に近い高雑音環境を再現し、そのもとで SMILE-II ETCC で測定を行った [62]。TOT 補正による効果が高雑音環境下でも通用するか確認するために、TOT 補正を用いた解析を行い、従来解析の結果と比較し評価した。

140 MeV に加速した陽子を水ターゲットに照射し、気球実験高度 (上空約 40 km) の約 5 倍の測定レート、同程度のガンマ線、中性子比 (3:1) の雑音環境を作成した。この環境下で ^{137}Cs 線源 (0.8 MBq) を設置し、662 keV の検出を試みた。SMILE-II ETCC と水ターゲット、線源の位置関係を図 5.5 に示す。

この測定データを従来の解析方法と TOT 補正を用いた解析方法で解析し、描いたイメージとスペクトルが図 5.6 である。イベントのカット条件としては、有効体積カット、dE/dx カット、662 keV \pm 10% カットを施している。なお、有効体積カットは電場歪みを考慮したものを適用した (式 5.1 から式 5.3)。図 5.6 上のイメージは、バックプロジェクション法 (線源を設置した距離に投影) で描き、スムージング処理を施している。線源の位置を星印で、鉛シールドの位置を四角で表している。線源を設置した位置に、イベントが集中していることがわかる。線源の位置から

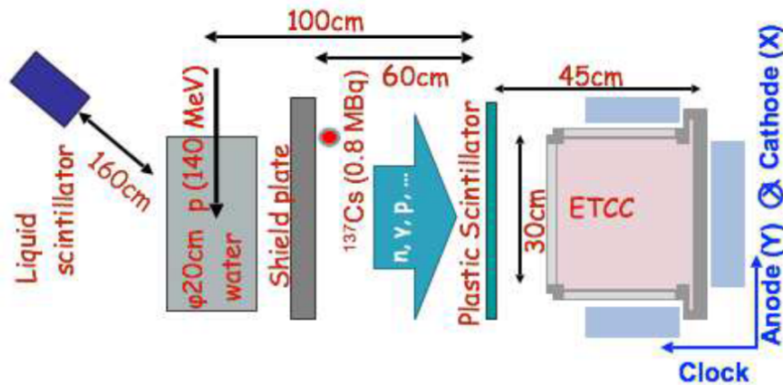


図 5.5 高雑音環境で ^{137}Cs を測定した時のセットアップ [62]。

半径 10° の領域を ON 領域と定義し、線源の位置から原点对称点を中心に半径 10° の領域を OFF 領域と定義する。図 5.6 下はこの ON 領域と OFF 領域でイメージカットし描いたスペクトルである。なお赤と青のスペクトルは dE/dx カットを施す前後のスペクトルである。 dE/dx カットによって 1 桁バックグラウンドを落とせる。そしてイメージカットによってさらに 1~1.5 桁バックグラウンドを落とせていることがわかる。さらに ON 領域のスペクトルでは、OFF 領域と比べて 662 keV 付近に超過成分があり、 ^{137}Cs の検出ができていていることがわかる。OFF 領域に対する ON 領域の 662 keV \pm 10 % の領域で超過成分の統計的有意度を求めると、従来解析では 4.1σ 、TOT 補正解析では 6.8σ と、検出有意度の向上が確認できた。

今回の結果から、イメージングスペクトロスコピーはバックグラウンドの削減に非常に効果的であることが分かった。バックグラウンドは地球上に一律に存在するので、カットする面積に比例してバックグラウンドは減少する。従って、今回は半径 10° のイメージカットで 1~1.5 桁のバックグラウンドの削減に成功したが、半径 5° でのイメージカットにより 2 桁以上のバックグラウンドの削減が可能になることがわかる。

5.3 周囲からの漏れ込み軽減効果

PSF の向上により注目領域外からの漏れ込みを軽減できる効果を確認するために、SMILE-II ETCC で 2 線源の測定を行った。使用した線源は ^{137}Cs (662 keV、約 875 kBq) と ^{54}Mn (835 keV、約 200 kBq) である。ETCC から ^{137}Cs を約 2 m、 ^{54}Mn を約 1.5 m の距離で、それぞれの線源の離角が 50° となるように、ETCC の視野中心に対して対称に設置した。このときの 662 keV と 835 keV ガンマ線のフラックス比は約 2:1 である。このようにして測定し、描いたイメージが図 5.7 である。イベントのカット条件としては、有効体積カット、 dE/dx カットをかけており、図 5.7 左は 662 keV \pm 10 %、図 5.7 右は 835 keV \pm 10 % のエネルギーでカットし、スムージング処理を施している。図中の白十字の交点は、測定のセットアップを測量した結果から求まる線源の位置である。測量から予想される線源の位置とイメージのピークの位置がよく一致していることが確認できる。

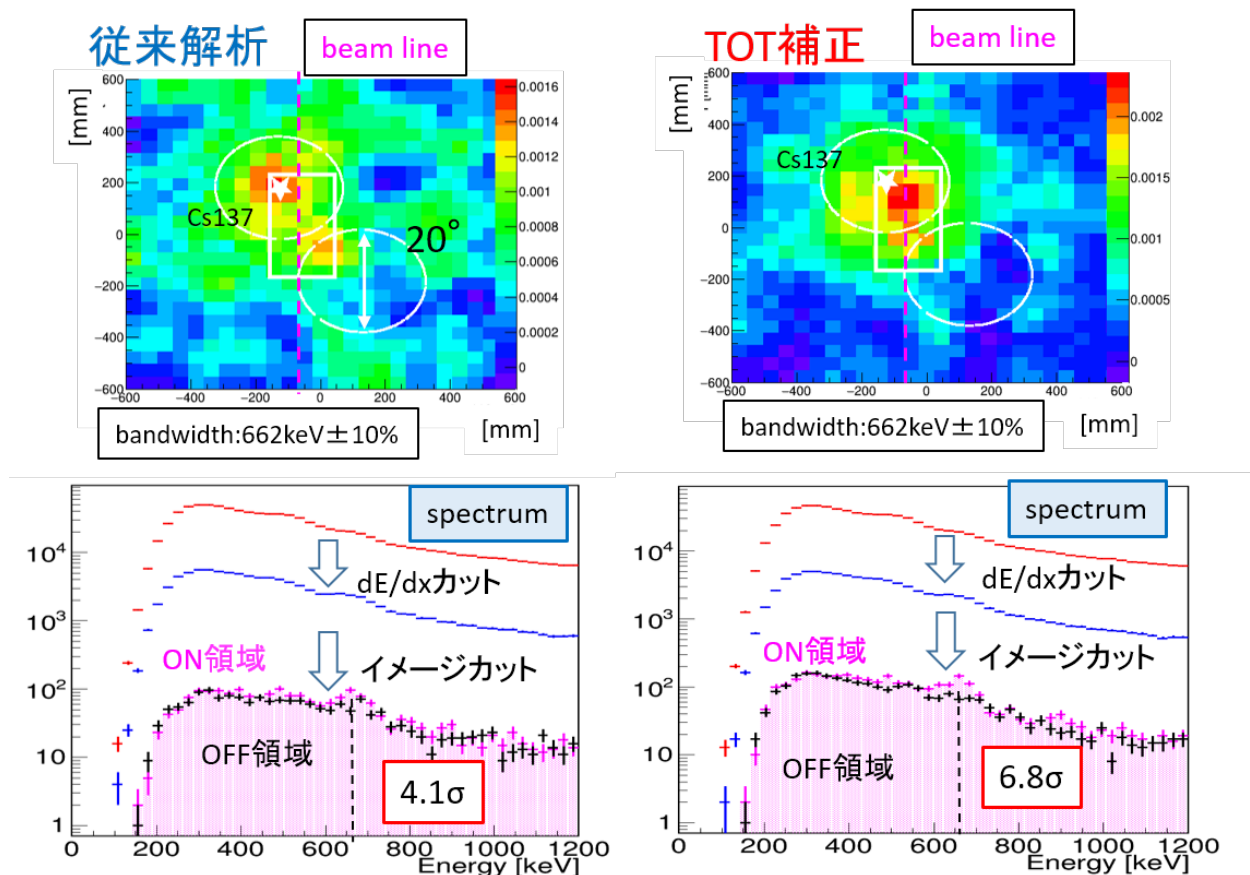


図 5.6 高雑音環境下での ^{137}Cs 線源測定時のイメージとスペクトル。イメージは 662 keV \pm 10% のエネルギー帯で描いておりスムージング処理を行っている。スペクトルは ^{137}Cs 線源を中心に半径 10° を ON 領域、視野中心に対して対称位置を中心に同半径を OFF 領域と定義している。

^{54}Mn の位置を中心に半径 10° の領域を注目領域と定義し、この領域内に入ったイベントを抽出しエネルギースペクトルを描いた (図 5.8)。今回の評価では ^{137}Cs と ^{54}Mn を設置した測定データ、 ^{54}Mn のみを設置した測定データを使用し、図 5.8 に描かれているスペクトルのうちそれぞれ赤のスペクトルと、青のスペクトルに対応している。なお、線源を設置せずに測定したデータをバックグラウンドデータとし、図 5.8 のスペクトルはバックグラウンドを既に差し引いたものである。スペクトルは左から、電子飛跡情報を用いない従来のコンプトンイメージング法を模した解析方法、従来解析 (SPD 分解能 200°)、TOT 解析 (SPD 分解能 100°) である。従来のコンプトンイメージングでは、 dE/dx カットを使用しておらず、イメージングの際には、 ^{54}Mn の位置を仮定して求めて ARM の絶対値が $6^\circ/2$ を満たすイベントを抽出することで再現した。これは、コンプトンイメージングにおけるイベントサークルが、ARM 分解能の精度で ^{54}Mn の領域に重なるイベントを選び出していることに対応する。 ^{54}Mn からの 835 keV ガンマ線が注目領域内からの信号である一方で、 ^{137}Cs から来る 662 keV ガンマ線は注目領域外部からの漏れ込みである。

このスペクトルを評価するために ^{54}Mn の雑音に対する信号比 ($\frac{S}{N}$) と、 ^{54}Mn の信号に対する

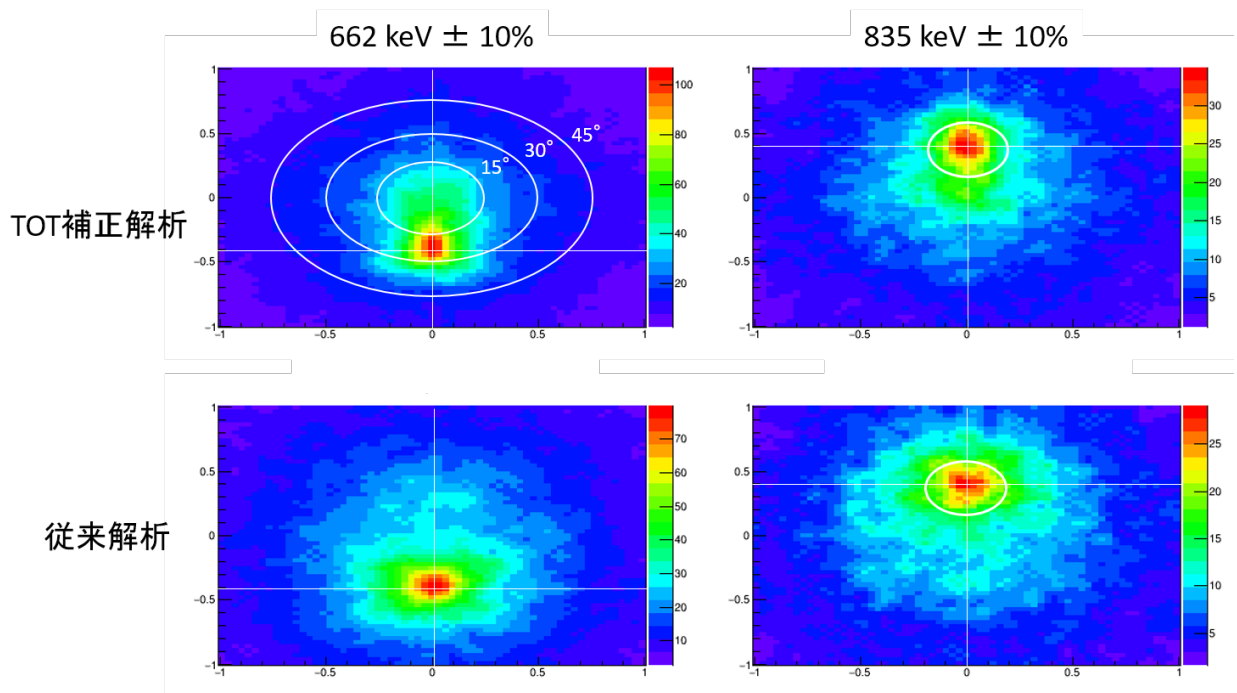


図 5.7 ^{137}Cs と ^{54}Mn を 50° 離して SMILE-II ETCC で測定した時のイメージ。上は TOT 補正解析、下は従来解析。左は $662\text{ keV} \pm 10\%$ 、右は $835\text{ keV} \pm 10\%$ でカットして描いたもの。白十字の交点が線源の位置を表す。右側の図中の白円はイメージカット領域を表す。

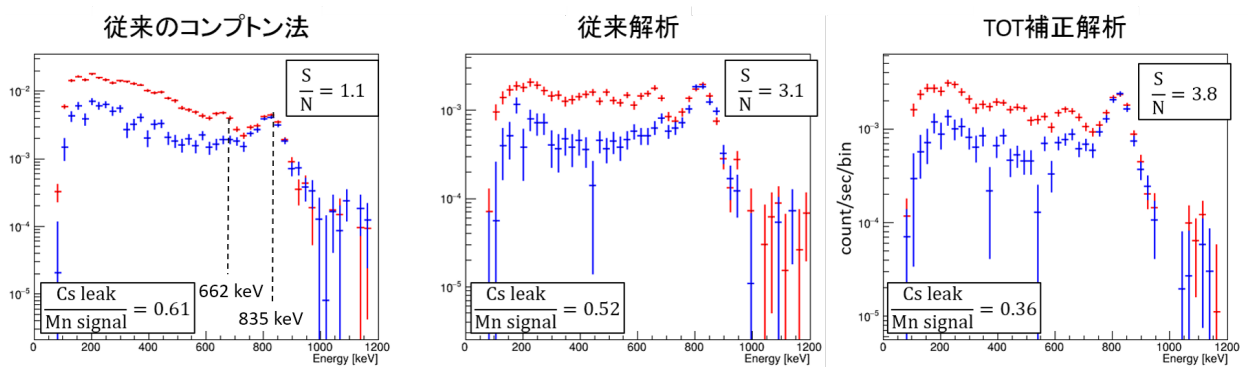


図 5.8 ^{54}Mn の位置を中心に半径 10° でイメージカットした時のスペクトル。赤は 2 線源を測定した時、青は ^{54}Mn のみを設置して測定した時のスペクトルを表す。左から、電子飛跡を用いない解析方法を模したもの、従来解析 (SPD 分解能 200°)、TOT 補正解析 (SPD 分解能 100°) の結果。

^{137}Cs からの漏れ込み成分 ($\frac{\text{Cs leak}}{\text{Mn signal}}$) を定義した。 $\frac{S}{N}$ は $835\text{keV}\pm 10\%$ における、バックグラウンドスペクトルに対する ^{54}Mn の超過分の比を取ったものである。 $\frac{\text{Cs leak}}{\text{Mn signal}}$ は図 5.8 にいて、青のスペクトルに対する赤のスペクトルの超過分が ^{137}Cs による信号であると考え、 $662\text{keV}\pm 10\%$ における超過分を Cs leak と定義し、 $835\text{keV}\pm 10\%$ における ^{54}Mn からの信号 (バックグラウンドスペクトルからの超過成分) を Mn signal と定義した。図 5.8 中に書かかれている数字はこのようなして定義した量である。従来のコンプトン法、従来解析 (SPD 分解能 200°)、TOT 解析 (SPD 分解能 100°) の順で ^{137}Cs からの漏れ込みが減少しており、これは PSF の向上を表している。また、従来のコンプトン法では、イベントサークルの重ね合わせによってイメージを描くため、注目領域外からのバックグラウンドも大量に漏れ込んでくる。 $\frac{S}{N}$ が従来のコンプトン法だけ極端に低いのはこの効果を表している。

従来のコンプトンイメージング法では、注目領域外からの漏れ込み量が、注目領域外のガンマ線量に強く依存し、漏れ込み量の定量評価が困難で、イメージングスペクトロスコピーは十分に成功していない。一方で ETCC は PSF で広がり を定義しているので、漏れ込み量の定量評価が可能になり、MeV ガンマ線イメージングスペクトロスコピーの大きな前進となる。

一般的に従来のコンプトンカメラは、入射ガンマ線によって生じる電子を測定しているため、スペクトルは真のガンマ線のエネルギーのピークと低エネルギー側にコンプトン端、コンプトン連続成分を有する形になる (図 5.9)。従来のコンプトンカメラでは様々なピークに由来する連続成分が重なりあい、評価を困難にしていた。

しかし、我々が開発している ETCC では、検出器中で止まったガンマ線のみを測定できるのでコンプトン端は生じない。図 5.10 上の赤のスペクトルは ^{22}Na 線源 (511keV 、 1275keV 、 286kBq) を SMILE-II ETCC の視野中心約 2m の位置に設置し、測定したスペクトルである。 511keV にできるピークと低エネルギー側に伸びている成分があるが、これは 511keV の大気散乱成分である。さらに図 5.10 下に示す通り、線源位置を中心に、半径 90° 、 30° 、 15° 、 10° 、 5° でイメージカットを施した時のスペクトルも描かれている。イメージのカット領域を狭めるにしたがって大気散乱成分がピークに対して減少していることが確認できる。さらに従来のコンプトンカメラで問題になっていたコンプトン端及び連続成分も、ETCC では生じないことがわかる。つまりイメージングスペクトロスコピーによってバックグラウンドを大きく落とすことができ、ピークの分離が可能となることを表している。

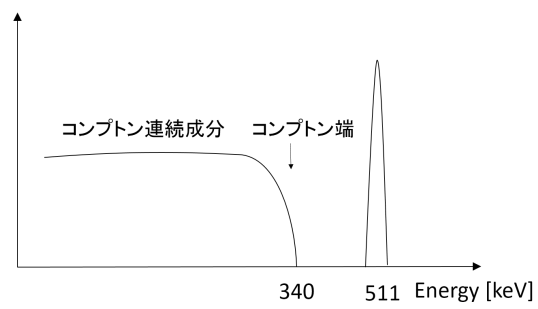


図 5.9 従来のコンプトンカメラによるガンマ線のスペクトル。ガンマ線によるピークとコンプトン端及びコンプトン連続成分からなる。

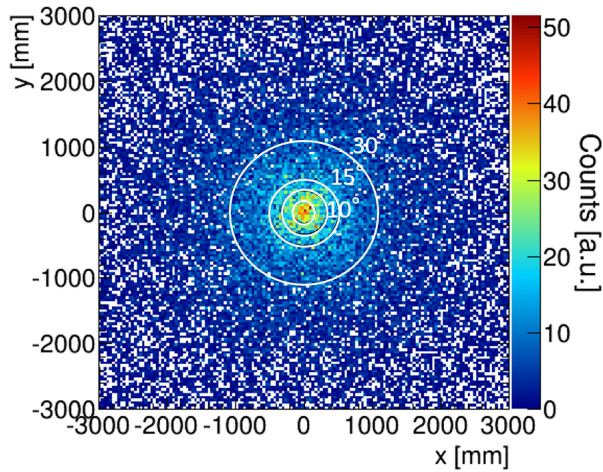
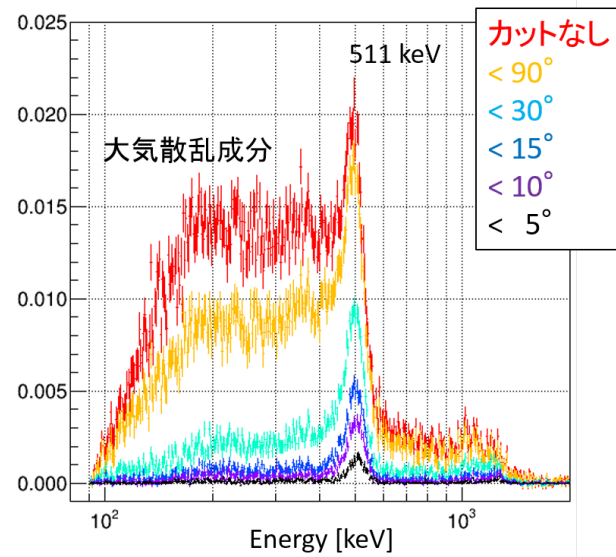


図 5.10 図上は ^{22}Na 線源 (286 kBq) を SMILE-II ETCC の視野中心 (約 2 m) の位置に設置して測定した時のスペクトル (TOT 補正解析)。線源の位置を中心にイメージカットを施しておりカット領域は上から順に、カットなし、半径 90° 、 30° 、 15° 、 10° 、 5° 。図下にこのときのイメージとカット領域を示す (内側から 5° 、 10° 、 15° 、 30°)。

6 まとめと今後

我々は、反跳電子の 3 次元飛跡を高精度で測定できる MeV ガンマ線望遠鏡 ETCC の開発を行っている。ETCC は電子の飛跡情報を得られることで、ガンマ線の到来方向に関する 2 角の情報を得ることができ、真の MeV ガンマ線イメージングスペクトロスコープが可能となる。ETCC の角度分解能は、ガンマ線の散乱角の決定精度 ARM とコンプトン散乱面の決定精度 SPD によって評価される。SMILE-II ETCC において SPD 分解能は 200° (662 keV、FWHM) である。これは電子の Ar ガス中 (1 atm) における多重散乱の原理限界の数倍程度である。ARM 分解能は原理限界に近い値を取っていることから、SPD 分解能悪化の原因を反跳電子の反跳方向の決定精度が悪いことにあると考え、飛跡解析方法の改良を行った。

宇宙線ミュオン粒子の TPC 中での飛跡が直線状になることを利用し、粒子が通過した点の決定精度を解析的に向上させる補正を行った。この結果、飛跡を点の集まりに補正することに成功し、電子の多重散乱の効果を抑えるためにコンプトン散乱点から 10 mm の範囲のみを使用して反跳方向を決定することができるようになった。その結果、電子の反跳方向の決定精度が向上し、SPD 分解能が約 100° (662 keV ガンマ線) に改善した。10 keV から 80 keV、80 keV 以上の電子のみでそれぞれ SPD 分解能を求めると 100° と 74° (SPD 分布のフィッティングより)、 90° と 45° (イメージングから求まる最適 SPD 分解能) と求まり、SPD 分解能の電子エネルギー依存性も確認できた。今回の飛跡解析方法の改良の結果、多重散乱の原理限界値約 70° (80 keV 電子、コンプトン散乱点から 10 mm) に近付けることに成功した。SPD 分解能が改善し PSF が向上した結果、実測において従来解析方法や従来のコンプトンイメージング法と比べて、ガンマ線の検出有意度の向上が確認でき、注目領域外からの漏れ込みを抑制できることを確認した。

SMILE-II ETCC の ARM 分解能 (5° から 6° 、662 keV) と SPD 分解能 (100° 、662 keV) から Point Spread Function (PSF) を定義でき、シミュレーションによって PSF の半値は 10° から 15° が期待できることが分かった。

従来のコンプトンカメラではガンマ線到来方向のうち 1 角の情報しか測定できないので、PSF は本来定義できないが、広く不明瞭であると予想できる。その結果、周囲からの漏れ込みが評価できず、バックグラウンドが非常に多い実際の宇宙環境では感度を大きく下げってしまう原因となってしまった。ETCC では、イメージングスペクトロスコープが可能になることで、従来のコンプトンイメージング法に比べ、バックグラウンドを 3 桁近く除去することが可能になる。

PSF を定義できたことから、有効面積と PSF、バックグラウンドレートから望遠鏡の感度を正確に決定できる。ETCC の予想到達感度を求めたものが図 6.1 である [68]。将来の衛星 ETCC では COMPTEL の 9 年間の観測と比べ、2 桁以上感度の良い観測が可能になると期待できる。この感度が達成できれば 40 Mpc 以上の Ia 型超新星爆発を観測できる (図 6.2)。良い PSF を持つ MeV ガンマ線望遠鏡 ETCC によって、今後の核ガンマ線観測で確実に MeV ガンマ線天文学に貢献できる。

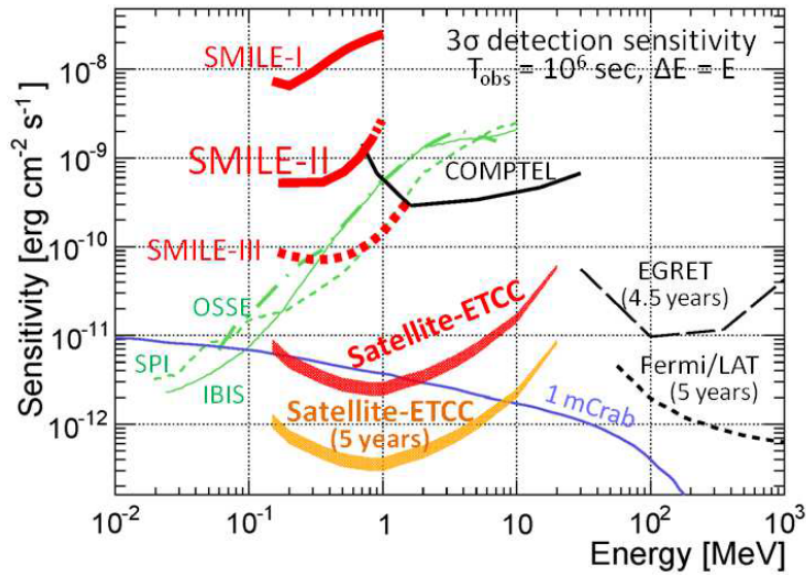


図 6.1 SMILE-II、SMILE-III、Satellite ETCC の 3σ の有意度で検出可能な感度 [68]。

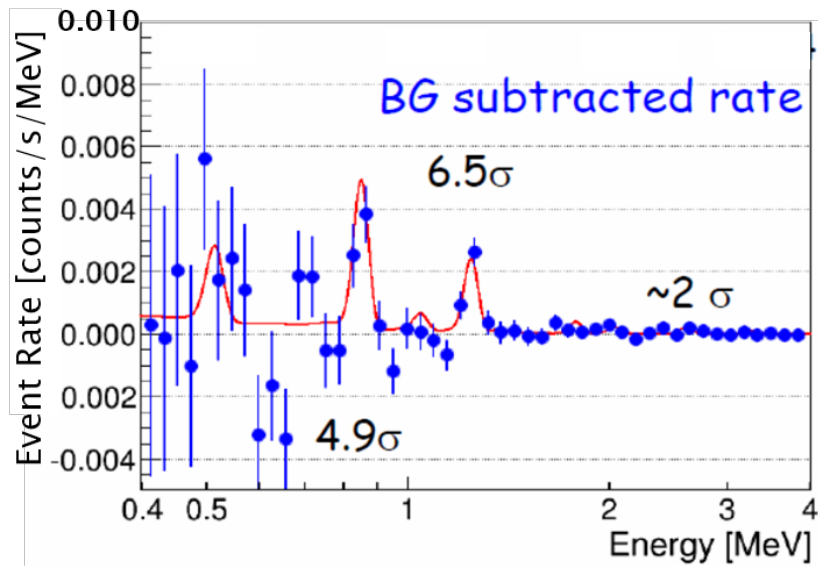


図 6.2 40 Mpc 離れた Ia 型超新星爆発を Satellite ETCC で観測したと仮定し計算したスペクトル。

表 6.1 ETCC の構成 [68]。

検出器	TPC サイズ (cm^3)	ガス	シンチレータ	PSF
SMILE-II	$30 \times 30 \times 30$	Ar:CF ₄ :iso-C ₄ H ₁₀ , 95%:3%:2%, 1 atm	GSO:1 放射長	4°
SMILE-III	$30 \times 30 \times 30$	CF ₄ , 1 atm	GSO:3 放射長	4°
Satellite-ETCC	$30 \times 30 \times 30 \times 4$ モジュール	CF ₄ , 1 atm	LaBr ₃ :10 放射長	1.2°

謝辞

本論文を執筆するにあたり、まず第一に、お忙しい中丁寧なご指導をくださった京都大学谷森達教授に深く感謝いたします。そして、京都大学高田敦史助教授には、この2年間実験や解析の進め方、天文学の知識など研究について基礎から丁寧に教えてくださり、大変お世話になりました。水村好貴さんには、ETCCについてわからないところや、本論文について行き詰ったところについて相談に行けば、親身に助言を下されたこと非常に感謝しています。水本哲矢さん、園田真也さん、友野大さんは、天文用とは別のETCCのグループにも関わらず、随所で助言を下さり非常に助かりました。松岡佳大さんからは主にETCCの動かし方を懇切丁寧に教えていただきました。ETCCの測定を円滑に行えたのも松岡さんの教えがあったからだと思います。古村翔太郎さんには解析ソフトの使い方からETCCの使い方まで相談に行けば何でも教えてくださいました。岸本哲朗さんにはETCCに問題が起こった時や測定の時などで相談すれば、助言を下さり、時には一緒に原因の調査をしてくださいました。竹村泰斗君は研究のことから私生活のことまでなんでも相談に乗ってくれて非常に助かりました。中増勇馬君、吉川慶君からは、自分たちの研究テーマについて一緒に議論することで、私自身多くの知識を得ることができました。ここでは上げきれませんが、同研究室の方々には研究から私生活に至るまで大変お世話になりました。私が本研究室で過ごした2年間は非常に学ぶことが多く、密度の濃い2年間でした。この場を借りて改めて感謝の意を表します。

参考文献

- [1] V. Schönfelder. *The Universe in Gamma Rays*. Springer, 2001.
- [2] Roland Diehl et al. Astrophysical constraints from gamma-ray spectroscopy. *Nuclear Physics A*, Vol. 777, pp. 70 – 97, 2006.
- [3] Roland Diehl. Cosmic Gamma-Ray Spectroscopy. *Astronomical Review*, Vol. 8, pp. 19 – 65, 2013.
- [4] 高原文郎. 宇宙物理学. 朝倉書店, 1999.
- [5] F. K. Röpkke et al. Modeling Type Ia supernova explosions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 66, pp. 309–318, 2011.
- [6] C. Rolfs et al. Current status of nuclear astrophysics. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 50, No. 3, p. 233, 1987.
- [7] R. A. Chevalier. Supernova 1987A at five years of age. *Nature*, Vol. 355, pp. 691–696, 1992.
- [8] E. Churazov et al. First detection of ^{56}Co gamma-ray lines from type Ia supernova(SN2014J) with INTEGRAL. *Nature*, Vol. 512, p. 406, 2014.
- [9] J. Vink. X- and γ -ray Studies of Cas A : Exposing Core Collapse to tha Core. *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, pp. 61–67, 2004.
- [10] A. F. Iyudin et al. COMPTEL observations of ^{44}Ti gamma-ray line emission from Cas A. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 300, p. 422, 1994.
- [11] M. Renaud et al. The signature of ^{44}Ti in Cassiopeia A revealed by IBIS/ISGRI on INTEGRAL. *The Astrophysical Journal*, Vol. 647, pp. L41–L44, 2006.
- [12] P. Martin et al. Constraints on the kinematics of the ^{44}Ti ejecta of Cassiopeia A from INTEGRAL/SPI. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 502, pp. 131–137, 2009.
- [13] B. W. Grefenstette et al. Asymmetries in core collapse supernovae revealed by maps of radioactive titanium in Cas A. *Nature*, Vol. 506, p. 339, 2014.
- [14] S. M. Matz et al. Gamma-ray line emission from SN1987A. *Nature*, Vol. 331, pp. 416–418, 1988.
- [15] G. Sitzia. AstroMeV. <http://astromev.in2p3.fr/>.
- [16] S. Plüschke et al. The COMPTEL 1.809 MeV Survey. In *the 4th INTEGRAL Workshop*, 2001.
- [17] W. Wang et al. Spectral and intensity variations of Galactic ^{26}Al emission. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 496, pp. 713–724, 2009.
- [18] L. Bouchet et al. The Galactic ^{26}Al Emission Map as Revealed by INTEGRAL SPI. *The Astrophysical Journal*, Vol. 801, No. 2, 2015.
- [19] N. Prantzos and R. Diehl. Radioactive ^{26}Al in the galaxy: observations versus theory. *Physics Reports*, Vol. 267, pp. 1–69, 1996.

- [20] D. M. Smith. Gamma-Ray Line Observations With RHESSI. In *the 5th INTEGRAL Workshop*, 2004.
- [21] W. Wang et al. SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 469, pp. 1005–1012, 2007.
- [22] N. Prantzos et al. The 511 keV emission from positron annihilation in the Galaxy. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 83, pp. 1001–1056, 2010.
- [23] W. N. Johnson, F. R. Harden, and R. C. Haymes. The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from The Galactic-Center Region. *Astrophysical Journal*, Vol. 172, p. L1, 1972.
- [24] M. Leventhal et al. Detection of 511 keV Positron Annihilation Radiation from The Galactic Center Direction. *The Astrophysical Journal*, Vol. 225, p. L11, 1978.
- [25] W. A. Mahoney et al. HEAO 3 observations of the galactic center 511 keV line. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 92, p. 387, 1993.
- [26] G. H. Share and M. D. Leising. Limits on a variable source of 511 keV annihilation radiation near the galactic center. *The Astrophysical Journal*, Vol. 358, p. L45, 1990.
- [27] W. R. Purcell et al. OSSE mapping of galactic 511 keV positron annihilation line emission. *The Astrophysical Journal*, Vol. 491, p. 725, 1997.
- [28] J. Knödseder et al. The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 441, pp. 513–532, 2005.
- [29] E. Churazov et al. Positron annihilation spectrum from the Galactic Center region observed by SPI/INTEGRAL. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 411, pp. 1727 – 1743, 2011.
- [30] L. Bouchet et al. On the Morphology of the Electron-Positron Annihilation Emission as Seen by SPI/INTEGRAL. *The Astrophysical Journal*, Vol. 720, , 2010.
- [31] XCOM: Photon Cross Sections Database. <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>.
- [32] INTEGRAL. <http://sci.esa.int/integral/>.
- [33] N. Gehrels. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. In *the 5th INTEGRAL Workshop*, 2004.
- [34] A. Zoglauer. *First Light for the Next Generation of Compton and Pair Telescopes*. PhD thesis, Technische Universität Munich, 2005.
- [35] H. Chang et al. The Nuclear Compton Telescope (NCT):Scientific goals and expected sensitivity. *Advances in Space Research*, Vol. 49, pp. 1281–1287, 2007.
- [36] A. Curioni. *Laboratory and Balloon Flight Performance of the Liquid Xenon Gamma Ray Imaging Telescope (LXeGRIT)*. PhD thesis, Columbia University, 2004.
- [37] K. Kamiya. *Compton Recoil Electron Tracking With the TIGRE Gamma-Ray Balloon Experiment*. PhD thesis, University of California Riverside, 2011.
- [38] Y. Ichinohe et al. The first demonstration of the concept of “narrow-FOV Si/CdTe semiconductor Compton camera”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*

- Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 806, pp. 5–13, 2016.
- [39] P. von Ballmoos. Gamma-ray optics for high-energy astrophysics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Vol. 309, pp. 244–248, 2013.
- [40] G. K. Skinner. Diffractive/refractive optics for high energy astronomy. I. Gamma-ray phase Fresnel lenses. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 375, , 2001.
- [41] CGRO Science Support Center. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/>.
- [42] Fermi Sciece Support Center. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>.
- [43] M. Tavani et al. The AGILE instrument. In *Proc. SPIE*, Vol. 4851, pp. 1151–1162, 2003.
- [44] V. Schönfelder et al. Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 86, No. 2, pp. 657 – 692, 1993.
- [45] G. N. Pendleton et al. The detector response matrices of the burst and transient source experiment (BATSE) on the Compton Gamma Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 364, No. 3, pp. 567 – 577, 1995.
- [46] G. Kanbach et al. The project EGRET (energetic gamma-ray experiment telescope) on NASA’s Gamma-Ray Observatory GRO. *Space Science Reviews*, Vol. 49, No. 1-2, pp. 69 – 84, 1989.
- [47] G. Weidenspointner et al. The COMPTEL instrumental line background. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 368, pp. 347–368, 2001.
- [48] W. N. Johnson et al. The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment: Instrument Description. *Astrophysical Journal Supplement*, Vol. 86, p. 693, 1993.
- [49] C. Winkler et al. The INTEGRAL mission. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 411, pp. L1–L6, 2003.
- [50] G. Vedrenne et al. SPI: The spectrometer aboard INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 411, pp. L63–L70, 2003.
- [51] P. Ubertini et al. IBIS: Tne Imager on-board INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 411, pp. L131–L139, 2003.
- [52] P. Mandrou et al. The INTEGRAL Spectrometer SPI. In *the 2nd INTEGRAL Workshop*, p. 591, 1997.
- [53] W. B. Atwood et al. The Large Area Telescope on The Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission. *The Astrophysical Journal*, Vol. 697, No. 1071, 2009.
- [54] Scientific Balloons. <http://sites.wff.nasa.gov/code820/>.
- [55] Super-COSI. <http://hea.ssl.berkeley.edu/research/cosi/>.
- [56] M. S. Bandstra et al. Detection and Imaging of the Crab Nebula with the Nuclear Compton telescope. *the Astrophysical Journal*, Vol. 738, No. 8, p. 9, 2011.

- [57] A. Takada et al. Observation of Diffuse Cosmic and Atmospheric Gamma Rays at Balloon Altitudes with an Electron-tracking Compton Camera. *The Astrophysical Journal*, Vol. 733, No. 1, p. 15, 2011.
- [58] G. R. Lynch and O. I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 58, No. 1, pp. 6 – 10, 1991.
- [59] A. Ochi et al. A new design of the gaseous imaging detector:Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 471, No. 1-2, pp. 264-267, 2001.
- [60] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 386, No. 2-3, pp. 531–534, 1997.
- [61] A. Takada et al. A very large area Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* , Vol. 573, No. 1-2, pp. 195–199, 2007.
- [62] Y. Matsuoka et al. Performance of a new Electron-Tracking Compton Camera under intense radiations from a water target irradiated with a proton beam. *Journal of Instrumentation*, Vol. 10, No. 01, p. C01053, 2015.
- [63] A. Peisert and F. Sauli. Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation (With an Introduction to the Use of Computing Programs). *CERN-84-08, CERN-YELLOW-84-08*, 1984.
- [64] T. Nagayoshi. *Development of Micro Pixel Chamber and Systematic Study on the Electrode Structure*. PhD thesis, Kyoto university, 2004.
- [65] K. Ueno et al. Development of the balloon-borne sub-MeV gamma-ray Compton camera using an electron-tracking gaseous TPC and a scintillation camera. *Journal of Instrumentation*, Vol. 7, No. 01, p. C01088, 2012.
- [66] T. Mizumoto et al. New readout and data-acquisition system in an electron-tracking Compton camera for MeV gamma-ray astronomy (SMILE-II). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 800, pp. 40 – 50, 2015.
- [67] V. Schönfelder. Lessons learnt from COMPTEL for future telescopes. *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, No. 14, pp. 193 – 198, 2004.
- [68] T. Tanimori et al. An Electron-Tracking Compton Telescope for a Survey of the Deep Universe by MeV Gamma-Rays. *The Astrophysical Journal*, Vol. 810, No. 1, p. 28, 2015.