

μ -PICを用いたMeVガンマ線イメージングカメラの開発

京都大学 理学研究科 物理第2教室 宇宙線研究室
高田 淳史

2004/1/29

Abstract

天文学において硬 X 線～MeV ガンマ線の領域は、超新星爆発による元素合成やブラックホール近傍の強い重力場・活動銀河核から放出されるジェット中の粒子加速といった、現在未解決な問題を探るプローブとして非常に有力視されている。しかしながらこの領域における観測は、銀河面全体に広がったガンマ線バックグラウンドや宇宙線と衛星本体との相互作用によるガンマ線バックグラウンドなど、観測の難しさから精度の良い観測は行われておらず、未開拓の領域になってしまっている。1991 年に打ち上げられたガンマ線観測衛星 GRO(Compton Gamma-Ray Observatory) に搭載されたコンプトン望遠鏡 COMPTEL がこの領域を観測したが、発見された天体はわずかに 30 個程度であった。また、2002 年には Coded Aperture Imaging を用いてガンマ線を観測する INTEGRAL 衛星が打ち上げられたが、連続的なスペクトルを示すような天体に対する感度は COMPTEL のものとさほど変わらない。よって、MeV 領域における感度の良い、新しい検出器が望まれている。

我々の研究室では sub MeV～MeV の領域における新しい検出器として、独自に開発する 2 次元位置情報を $\sim 120\mu\text{m}$ という高い分解能で測定できる、ピクセル型電極を持つワイヤレスガス検出器 μ -PIC を用いた Time Projection Chamber (micro TPC) を散乱体とし、シンチレーション検出器を吸収体として、1 光子毎にコンプトン散乱を完全に再現できる Advanced Compton Imaging という新しい技術を用いたコンプトンカメラを提案・開発している。このコンプトンカメラでは、micro TPC によりコンプトン散乱の反跳電子のエネルギーと反跳方向を、シンチレーション検出器として散乱ガンマ線のエネルギーと吸収点を得ることで、事象毎にガンマ線の到来方向とエネルギーが時間情報と共に求められる。また、事象毎にコンプトン散乱を再現するため、コンプトン散乱の運動学を用いた強力なバックグラウンド除去が実現できる。

本論文では、 $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 8\text{cm}$ の micro TPC の性能評価を行い、この micro TPC と $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 1$ インチの Anger 型 NaI(Tl) シンチレーション検出器とを組み合わせ、試作機として動作させた。また、得られたデータからのガンマ線再構成プログラムを作成し、実際に試作機を用いての sub MeV のガンマ線イメージングから、Advanced Compton Imaging の実証と試作機の性能評価を行った。これにより、ガンマ線 1 光子毎のエネルギーと到来方向の再構成に世界で初めて成功し、ガンマ線イメージを得ることに成功した。

Contents

1 MeV ガンマ線天文学	2
1.1 宇宙の高エネルギー現象と MeV ガンマ線	2
1.2 ガンマ線全天観測	3
1.2.1 ガンマ線放射点源全天マップ	3
1.2.2 銀河面全体に広がるガンマ線放射	3
1.2.3 銀河系外からの一様に広がったガンマ線放射	3
1.3 各天体からの MeV ガンマ線	6
1.3.1 超新星残骸	6
1.3.2 パルサー	7
1.3.3 恒星質量ブラックホール	10
1.3.4 宇宙初期に形成されたブラックホール	11
1.3.5 銀河中心	11
1.3.6 活動銀河核	12
1.3.7 太陽フレア	13
1.3.8 ガンマ線バースト	13
2 MeV ガンマ線の検出とイメージングの方法	15
2.1 X 線・ガンマ線の検出と物質の相互作用	15
2.1.1 光電効果	15
2.1.2 コンプトン散乱	16
2.1.3 電子・陽電子対生成	16
2.2 MeV ガンマ線イメージング	17
2.2.1 X 線との違い	17
2.2.2 Coded Aperture Imaging	18
2.2.3 ガンマ線レンズ	19
2.2.4 Compton Imaging	20
2.3 COMPTEL	23
2.3.1 COMPTEL の性能と結果	23
2.3.2 COMPTEL のバックグラウンド	24
3 Advanced Compton Imaging	25
3.1 Advanced Compton 法によるイメージング	25
3.1.1 ガンマ線再構成	25
3.1.2 バックグラウンド除去	26
3.2 Doppler broadening	27
3.3 多重散乱	28
3.4 検出器への要求	29
4 μ-PIC & MeV ガンマ線カメラ	31
4.1 MeV ガンマ線カメラ	31
4.1.1 飛跡検出器と散乱ガンマ線検出器	31
4.1.2 試作機	32
4.1.3 シンチレーション検出器	33
4.2 μ -PIC	34
4.2.1 μ -PIC (Micro Pixel Chamber)	34
4.2.2 μ -PIC の性能	36

4.2.3 X 線検出器としての μ -PIC	37
4.3 micro TPC	38
4.3.1 “micro TPC” の構造・原理	38
4.3.2 電離された電子雲のドリフトと拡散	39
4.3.3 荷電粒子の飛跡の追跡	40
4.3.4 flash ADC の解析	42
4.3.5 粒子識別	44
4.3.6 Bragg 曲線	44
5 試作機による MeV ガンマ線イメージング	45
5.1 ‘近い’ 線源のイメージング	45
5.1.1 飛跡検出器と散乱ガンマ線検出器の性能	45
5.1.2 解析方法と検出器の配置	46
5.2 既知のエネルギーのガンマ線イメージング	49
5.2.1 概念	49
5.2.2 カット条件	49
5.2.3 再構成	51
5.3 完全な再構成によるイメージング	54
5.3.1 概念	54
5.3.2 カット条件	54
5.3.3 再構成	55
5.4 Classical Compton vs. Advanced Compton	57
6 まとめ	59
6.1 MeV ガンマ線カメラ試作機の性能	59
6.2 将来計画	60
6.2.1 試作機の改良	60
6.2.2 気球実験・その他	61
A Advanced Compton Imaging の原理	63
A.1 コンプトン散乱	63
A.2 再構成	64
A.3 ‘ α ’ 角	66
A.4 エネルギー分解能による角度の決定精度	67
B MeV ガンマ線カメラの応用	69
B.1 内なる宇宙の探査	69
B.2 3D イメージング	70

Chapter 1

MeV ガンマ線天文学

1.1 宇宙の高エネルギー現象と MeV ガンマ線

夜空に瞬く星々を地上から可視光で観測するのがかつての天文学であった。しかし、現在では電波・赤外線・X 線と様々な波長の電磁波が観測され、さらに陽子を主とする宇宙線やニュートリノといった電磁波以外のものも観測されている。これら新しい“窓”により、宇宙について様々な情報が得られている。

このような“窓”的 1 つとしてガンマ線がある。1950 年代初めに早川らにより、宇宙線と星間物質との相互作用により生成される π^0 中間子が崩壊する際に放出する微弱なガンマ線の放射が予言された後、1967 年に OSO-3 ($\geq 50\text{MeV}$)、1972 年に SAS-2 ($20\text{MeV} \sim 1\text{GeV}$)、1975 年に COS-B ($2\text{keV} \sim 5\text{GeV}$) と、 γ 線観測衛星が次々に打ち上げられ、多くの γ 線天体が発見された。さらにその後、地球大気の外においては、1989 年にはロシア・フランスの Granat 衛星が、1991 年にはアメリカの GRO 衛星が打ち上げられ様々な観測結果を残し、地上においては Whipple・CANGAROO などの Cherenkov 望遠鏡により、 $\sim 10^{13}\text{eV}$ というようなエネルギーのガンマ線が観測されている。

しかし、ひとくちにガンマ線といっても、一般的に数百 keV から上のエネルギーを持つ電磁波の事をまとめてガンマ線と呼んでおり、どのエネルギー帯域のガンマ線を観測するかにより得られる情報は異なる。MeV 域域のガンマ線では、元素合成の現場や宇宙線と星間物質との相互作用といったような情報が得られる。

但し、この領域のガンマ線は天体から大気の外までは吸収をほとんど受けずに到達できるが、図 1.1 で示されるように地球大気を通過することはできない。このため、観測するには大気の外へ出る必要がある。また、X 線や可視光に比べ光子数は少なく、逆に透過力が強い上、銀河面全体に広がったガンマ線放射や宇宙線と衛星本体との相互作用などによるバックグラウンドが存在するために観測が非常に困難な領域でもある。

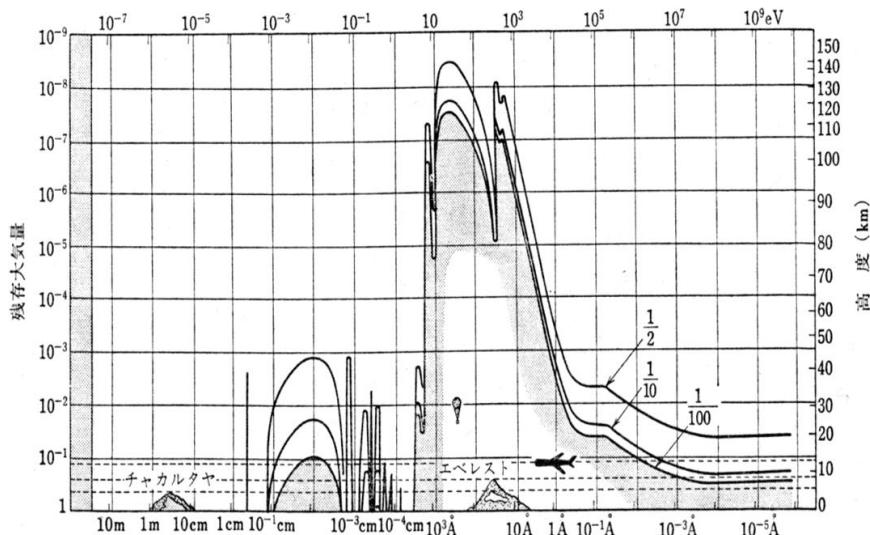


図 1.1: 様々な波長の電磁波の大気による吸収 [2]

1.2 ガンマ線全天観測

1.2.1 ガンマ線放射点源全天マップ

GRO 衛星によって観測されたガンマ線放射天体は、COMPTEL により約 30 個 [38]、EGRET では約 270 個 [21] 存在する。EGRET により観測された点源の分布を図 1.2 に、COMPTEL により観測された点源の分布を図 1.3 に示す。これらから示されるように、ガンマ線を放射する天体には、コンパクト星や AGN といったものだけでなく、太陽のような身近なものも含まれていることが分かる。さらに、図 1.2 に示されるように、他波長では観測されていない未同定天体が数多くあり、EGRET による観測では 170 個にも及ぶ。

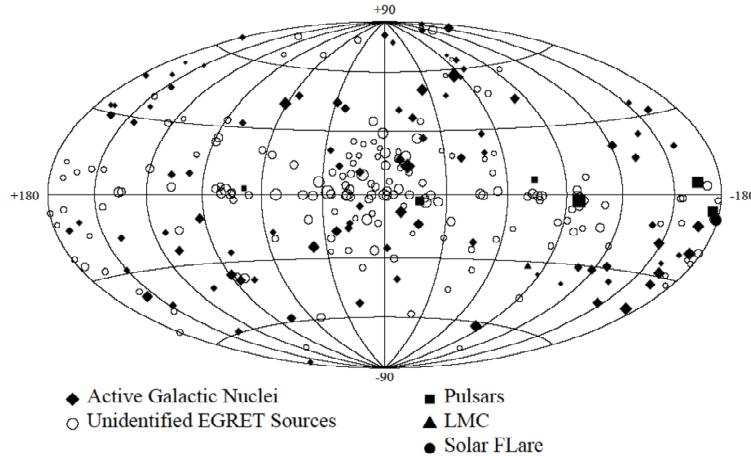


図 1.2: EGRET によるマップ [21]

1.2.2 銀河面全体に広がるガンマ線放射

ガンマ線を放射する点源が多数観測される一方で、銀河面全体からのガンマ線放射も観測されている。COMPTEL や EGRET により、図 1.4・図 1.5 や図 1.6 のようなイメージが得られており、銀河面に広くガ
ンマ線の放射が存在する。

この広く分布したガンマ線放射のスペクトルを図 1.7 に示す。sub MeV~MeV の領域においては、電子による制動放射と逆コンプトン散乱により、その放射が成り立つとされ、そのスペクトルが良く説明されている。

また、銀河面に広がる放射は連続的なスペクトルを持つものだけではなく、図 1.5 のように 1.8MeV の
ガンマ線が広く分布していることが観測された。これは、超新星爆発の際に元素合成により生じた ^{26}Al (半減期 $\sim 10^6$ 年) によるものと考えられている。この 1.8MeV の強い領域の中には Cygnus のような星生成の活発な領域も含まれており、超新星爆発と星生成との関係を知る手がかりの一つとされている。

一方で、銀河面全体に広がりを持つガンマ線放射は、銀河面に近い天体の MeV 領域のガンマ線観測においてはバックグラウンドとなってしまう。

1.2.3 銀河系外からの一様に広がったガンマ線放射

ガンマ線は銀河系内だけでなく、銀河系外からも到来する。銀河系外から一様な分布で到来するガンマ
線のスペクトルを図 1.8 に示す。このスペクトルは、非常に遠くの AGN と Ia 型超新星爆発によるものと
され、特に MeV 領域においては Ia 型超新星爆発由来のガンマ線が卓越しているとされる。

この銀河系外からのガンマ線背景放射も、MeV ガンマ線観測におけるバックグラウンドとなる。

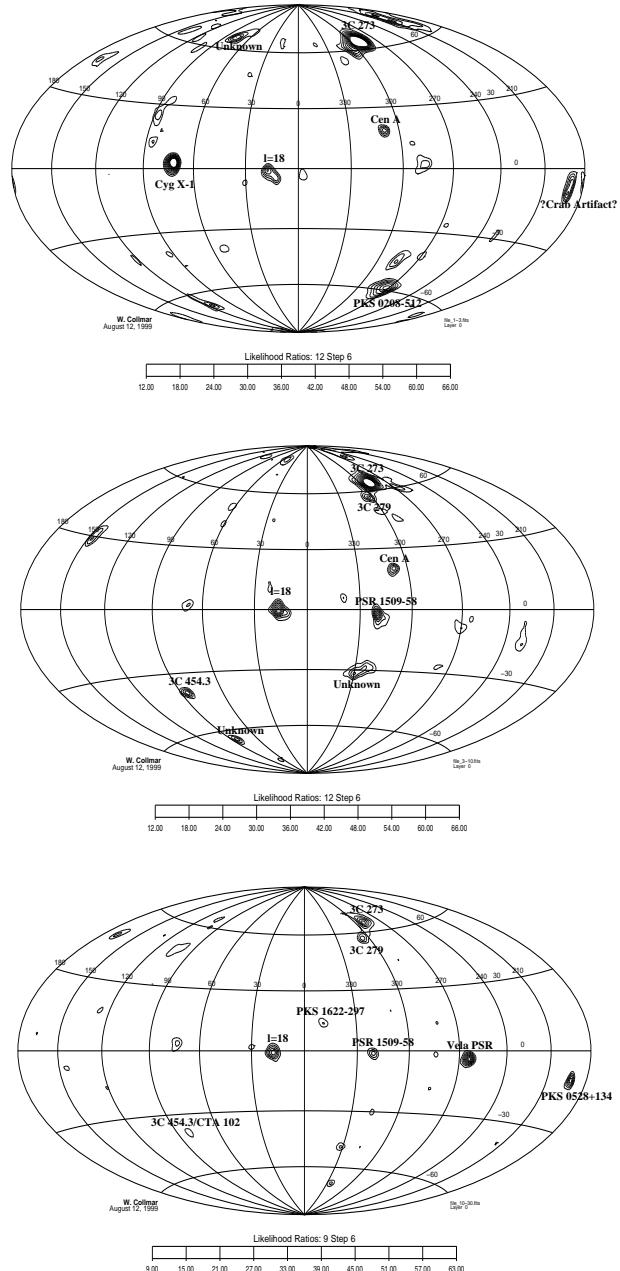


図 1.3: 上から 1~3MeV、3~10MeV、10~30MeV の energy band での COMPTEL による全天マップ [39]

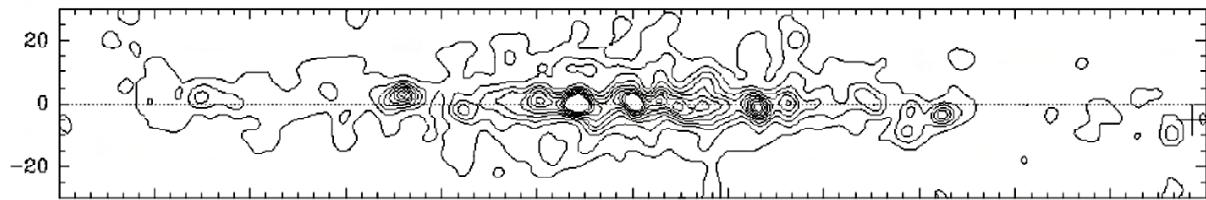


図 1.4: COMPTEL による 1 ~ 30MeV の銀河面イメージ [4]

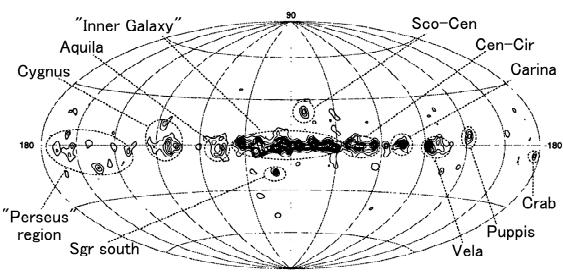


図 1.5: COMPTEL による 1.8MeV の全天観測 [7]

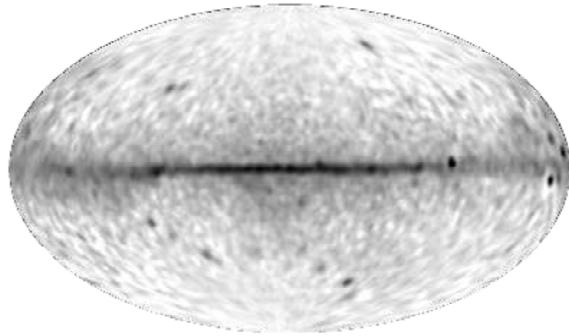


図 1.6: EGRET による全天イメージ ($\geq 100\text{GeV}$) [5]

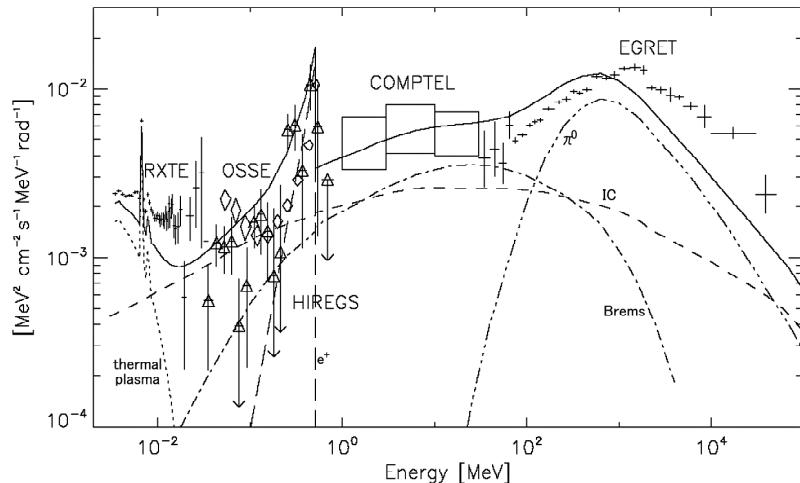


図 1.7: 銀河面に広がったガンマ線のスペクトル [3]

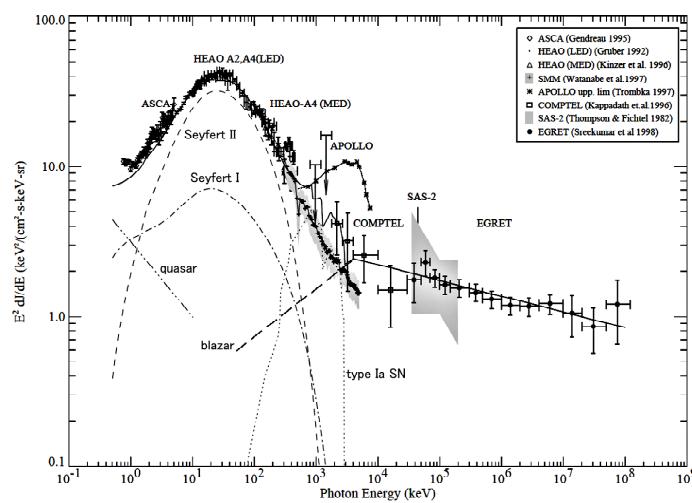


図 1.8: extragalactic diffuse gamma のスペクトル [6]

1.3 各天体からの MeV ガンマ線

1.3.1 超新星残骸

超新星爆発時では、普通の星では作られない Fe よりも重い元素が作られると考えられ、重要な元素合成の現場とされている。この元素合成の際に放射性同位体も作られるため、大量に生産された放射性同位体からの核ガンマ線が観測される。

白色矮星が恒星と連星系を成していると、恒星から白色矮星へと物質が流れ込み、白色矮星に物質が降り積もる。このとき、白色矮星の内部では次第に圧力が高くなっている、あるとき熱核反応が起こり爆発する (Ia 型超新星爆発)。この Ia 型超新星爆発が起こると、 $\sim 0.6M_{\odot}$ の ^{56}Ni が生成される [17]。この ^{56}Ni は、



という崩壊をすることが知られており、Ia 型超新星の光度曲線はこの反応により説明されている。一方、非常に重い星の中心にある Fe のコアが重力崩壊することにより起きる II 型超新星爆発においても、Ia 型ほど多くはないが ^{56}Ni が作られる。事実、II 型超新星と考えられている SN1987A の光度曲線は図 1.9 のように ^{56}Co によって説明され、また、表 1.1 にあるように、SN1987A から ^{56}Co の崩壊に伴う核ガムマ線が観測されている。

ところで、超新星爆発が起こると、星の中心部から大量の中性子が放出されるため、星の外縁部の原子は崩壊する間もなく、次々と中性子を吸収し、中性子過多の原子核となる。このような原子核は不安定であるため、 β 崩壊を繰り返し安定な原子核になろうとする。このような過程は反応が急激に進むことから r 過程と呼ばれ、Fe よりも重い元素はこの過程により生成される [17]。

これまでの核ガムマ線の観測から、超新星残骸に表 1.1 のような放射性同位体が存在することが確認されている。特に ^{26}Al は図 1.5 のような銀河面全体に広がった分布も観測されており、この強度分布から、どのような元素合成が起きているかの推定も試みられている。

表 1.1: MeV 領域における主な核ガムマ線 [8]

Source	エネルギー [keV]	半減期	detected source
^{56}Ni	158,270,480,759,812	6.10day	
^{56}Co	847,1238,2598	77.2day	SN1987A, SN1991T
^{57}Co	122,136	271.7day	SN1987A
^{44}Ti	1157	63year	Cas A SNR
^{26}Al	1809	7.4×10^5 year	galactic plane, Vela SNR

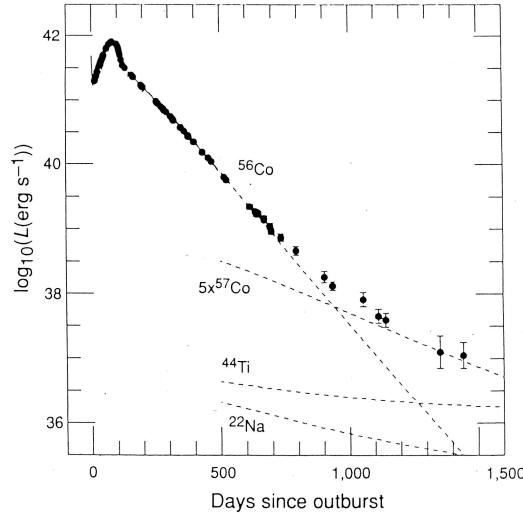


図 1.9: SN1987A の光度曲線 (赤外～紫外線)[9]

1.3.2 パルサー

パルサー

パルサーは電波や可視光で非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量～ $1.4M_{\odot}$ ・半径～10kmの中性子星と考えられている。中性子星は強い磁場(～ 10^{12} G)を持っており、磁極付近での放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。このようなパルサーのうち、ガンマ線を放射しているものが幾つか見つかっている(表1.2)。

表 1.2: ガンマ線パルサー [38]

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

なかでも Crab パルサーは電波から GeV ガンマ線まであらゆる波長の電磁波で観測されており、最もよく調べられている天体である。Crab パルサーの X 線～ガンマ線のパルスプロファイルを図 1.12 に示す。この絵から、sub MeV～MeV の領域で、2つのピークの大小が反転している、1つ目と2つ目のピークの間に‘Bridge’と呼ばれる一定の強度で放射している位相が存在する、といった前後のエネルギー大域には見られない特徴があることがわかる。パルサーの放射機構の理解はまだ完全ではなく、sub MeV から MeV の領域にあらわれるこの特徴は説明されていない。

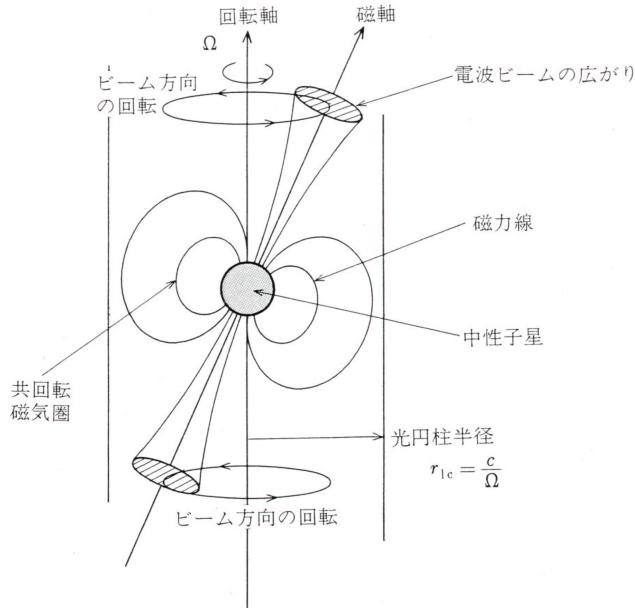
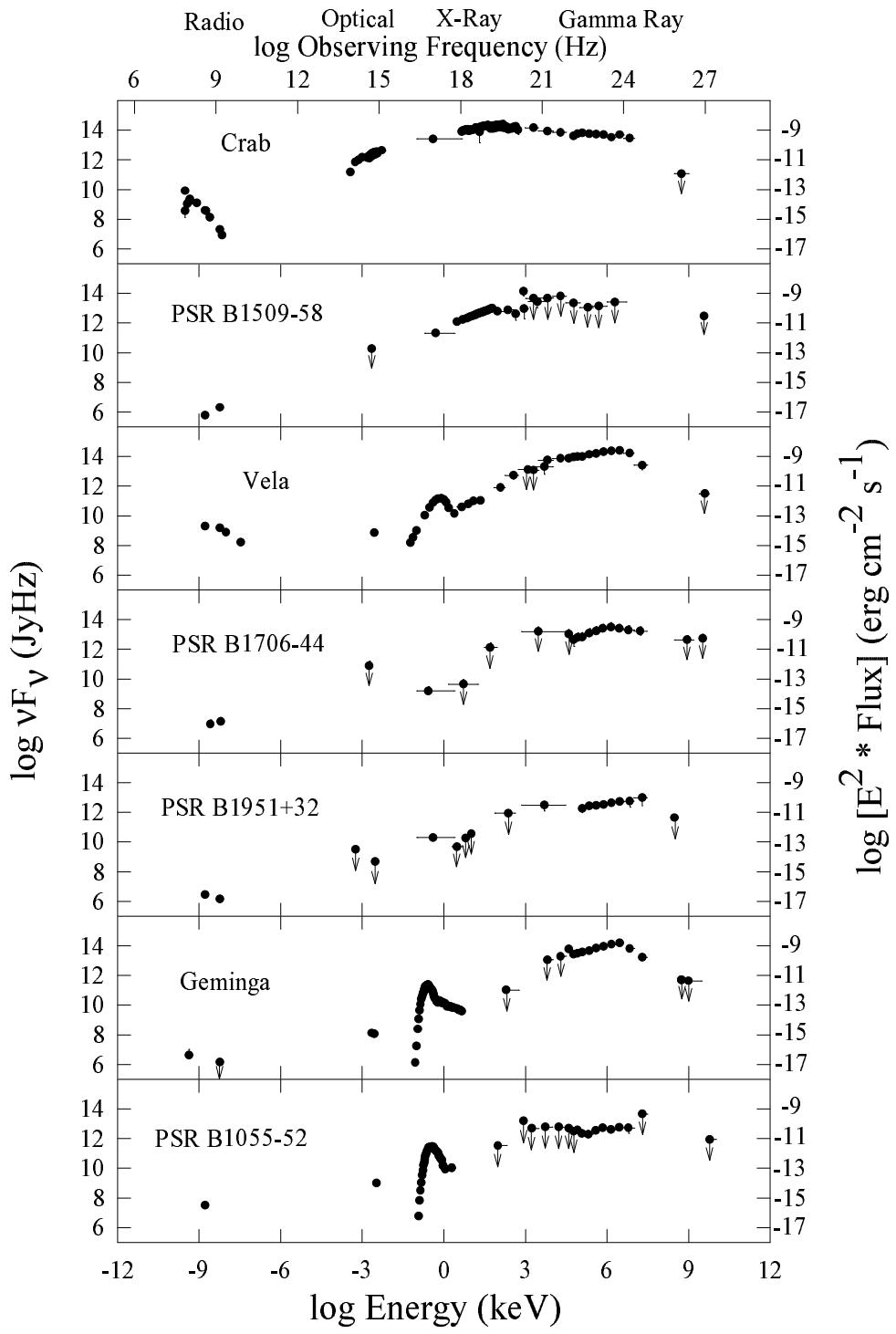


図 1.10: パルサー概念図 [1]

パルサー周囲の星雲

Crab パルサーの周囲には星雲が存在している。このかに星雲は、電波から TeV ガンマ線まで広く観測されており、そのスペクトルは中性子星の強い磁場に起因する、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと説明されている(図 1.13)。MeV ガンマ線においても、COMPTEL によりシンクロトロン放射によるものと思われるスペクトルが得られている。



DJT, May, 1998

図 1.11: 様々なガンマ線パルサーの多波長スペクトル [10]

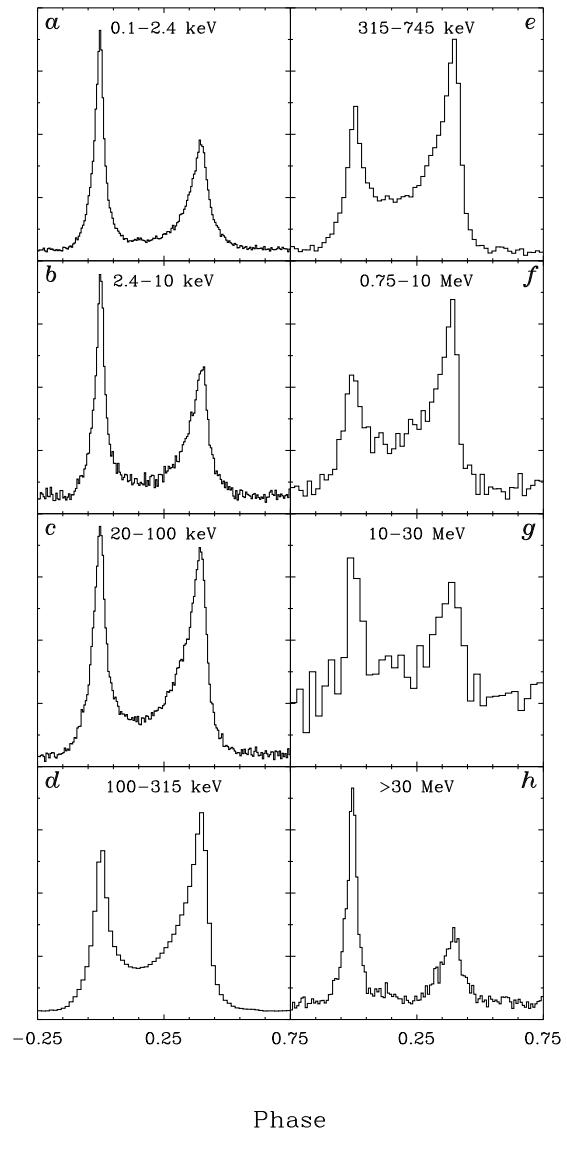


図 1.12: Crab パルサーのエネルギー毎のパルスプロファイル [11]

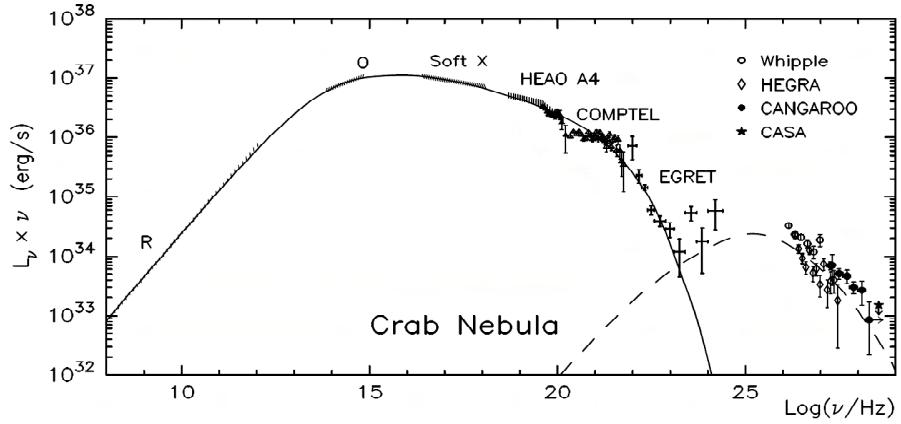


図 1.13: かに星雲のスペクトル (実線:シンクロトロン放射モデル・破線:逆コンプトン散乱モデル) [12]

1.3.3 恒星質量ブラックホール

太陽の30倍以上の質量を持つような非常に重い星は、II型超新星爆発の後、ブラックホールになると考えられている。ブラックホールには‘事象の地平線’という境界線があり、その内側に入ってしまうと電磁波さえも外には出られない。従って、ブラックホール自身を観測することはできない。しかし、ブラックホールが恒星と連星系を成していると、恒星から物質がブラックホールの方へと流れ込み降着円盤が形成され、この降着円盤によりX線やガンマ線が放射される。

現在のところ、ブラックホール特有の決定的な証拠が存在しないため、「ブラックホール」と同定された天体はないが、その質量と大まかな大きさから‘ブラックホール候補天体’と呼ばれる天体が幾つか存在し、中でもCyg X-1は恒星質量のものとしては最も知られている。

Cyg X-1をはじめ、ブラックホール候補天体は図1.14のような激しい時間変動をすることが知られている。また、時間変動に伴いスペクトルも大きく変化し、数keVのX線で明るくなるSoft Stateと数百keVにピークを持つHard Stateの2状態(図1.15)の間を行き来する。Hard Stateでは、熱的な電子とのコンプトン散乱による成分が卓越し(図1.16)、Soft Stateのスペクトルでは、降着円盤からの黒体放射と、非熱的な電子によるコンプトン散乱が卓越する(図1.17)。また、どちらの状態においても、X/ガンマ線が冷たいディスクでコンプトン散乱(Compton reflection)する成分が存在するとされる。^[13]

降着円盤の内側では100MeV程度のエネルギーを獲得した陽子同士が衝突し、生成された π^0 の崩壊により、70MeV付近にピークを持つような熱的なガンマ線の放射があるとされる。 π^0 による放射はブラックホール近傍の強い重力場を必要とするため、ブラックホールであることの強い証拠になりうる。

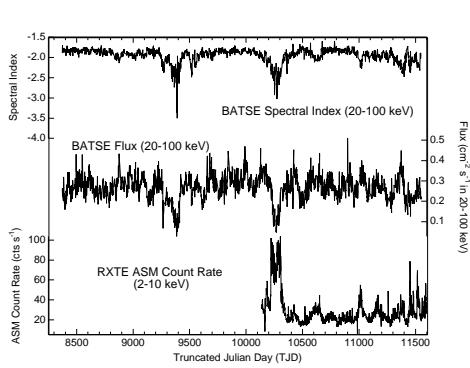


図 1.14: Cyg X-1 の時間変動 [13]

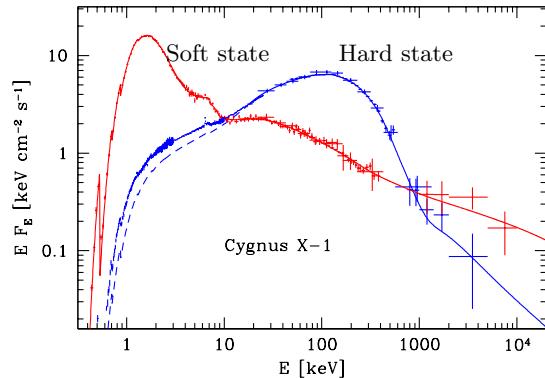


図 1.15: Cyg X-1 の Soft state 及び Hard state のスペクトル [13]

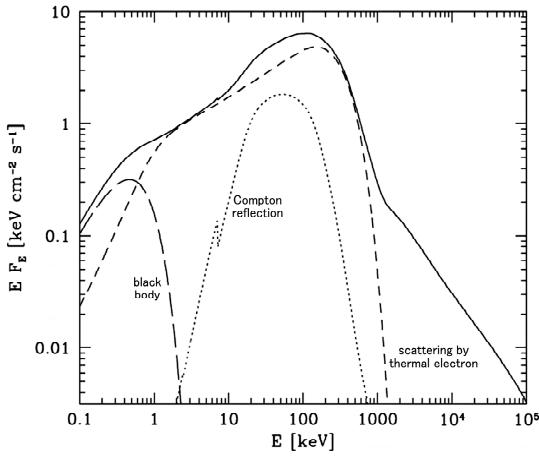


図 1.16: Hard(Low) State の放射モデル [13]

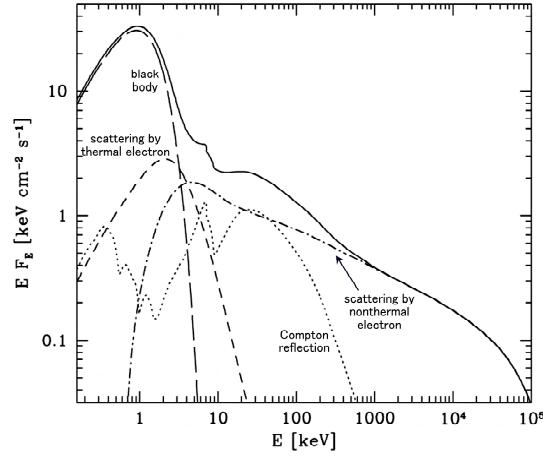


図 1.17: Soft(High) State の放射モデル [13]

1.3.4 宇宙初期に形成されたブラックホール

ブラックホールは重力のみを考えると、物質を吸い込むばかりで何も出さない。しかし量子論を考えに入ると、ブラックホールから輻射があっても良いということが S.Hawking により提唱された (Hawking 輻射)。この Hawking 輻射は

$$kT = \frac{c^3 \hbar}{8\pi GM} \quad (1.2)$$

という温度でブラックホールが熱放射しその質量を減らす、というものである [23]。しかし、星の進化によってできたようなブラックホールでは温度が低く、観測は困難である。

一方で、宇宙の初期には物質密度の揺らぎにより、非常に小さなブラックホールができたと考えられている (primordial black hole)。Hawking 輻射によるブラックホールの寿命は

$$\tau \sim \frac{G^2 M^3}{\hbar c^4} \sim 10^{10} \text{yr} \left(\frac{M}{10^{15} \text{g}} \right) \quad (1.3)$$

となる [23] が、宇宙年齢が $\sim 10^{10} \text{yr}$ なので 10^{15}g 以下の質量のものは既に消滅していることになる。従って、現在残っている宇宙初期に生成されたブラックホールで最も軽いものは 10^{15}g ということになり、この質量のブラックホールの Hawking 輻射は $\sim 100 \text{MeV}$ 程度の熱放射になる。よって、MeV-ガンマの領域にピークを持つ熱的なスペクトルを示し、他波長においては特徴のない点源が存在すれば、現在のところ発見されていない宇宙初期のブラックホールの候補となる。

1.3.5 銀河中心

電子とその反物質である陽電子とが出会うと、ガンマ線を放出して消滅する。このときガンマ線を 2つ放出することが多く、そのエネルギーは電子の静止質量 511keV である。OSSE などによる銀河中心方向の観測から、図 1.18 のようなスペクトルが得られており、電子・陽電子対消滅が起きていることは明らかである。

この 511keV ガンマ線は図 1.19 のように銀河面に広く分布し、銀河中心が特に強く放射している。 511keV の放射はすなわち陽電子の存在を示すが、この陽電子は、超新星爆発や重い星での核融合などにより生じた β^+ 崩壊をする放射性同位体によるものと考えられている。

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

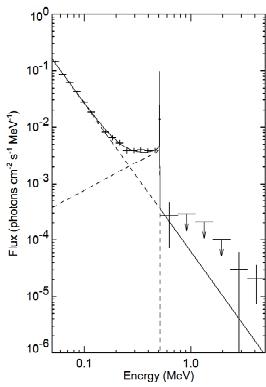


図 1.18: OSSE による銀河中心のスペクトル [19]

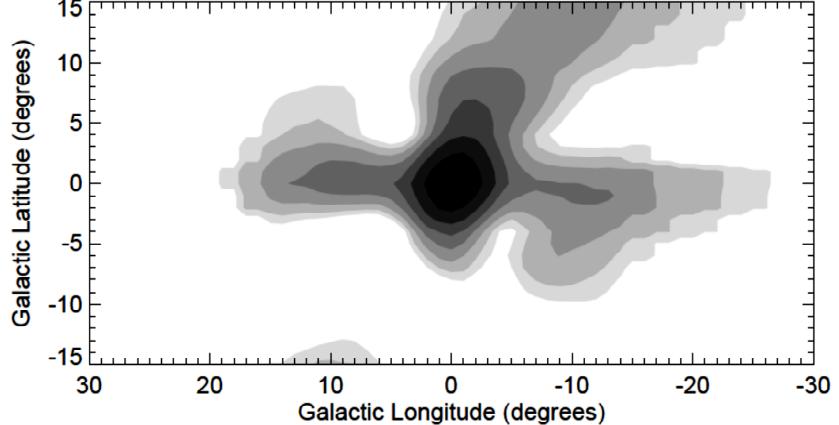


図 1.19: OSSE による 511keV の map [19]

1.3.6 活動銀河核

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがある。これらは活動銀河と呼ばれ、その中心(Active Galactic Nuclei)には $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ という大きな質量を持った巨大なブラックホールが存在しているとされている(図 1.20)。多くの AGN では、中心核から細く絞られたジェットが放出されていることが電波により観測されている。このジェットからの輻射が強く、降着円盤やその周りの熱放射を凌駕するような AGN からは、図 1.21 や図 1.22 のように、シンクロトロン放射(周波数の低いほうのピーク)と逆コンプトン散乱(周波数の高いほうのピーク)で説明できるような非熱的なスペクトルが得られている。しかし、ジェットはその形成機構などわかっていない事も多い。AGN は、COMPTEL で 10 個・EGRET では 94 個が同定されており、sub MeV~MeV 領域 ($1\text{MeV} \simeq 10^{20}\text{Hz}$) のガンマ線においても重要な観測可能な天体の一つである。

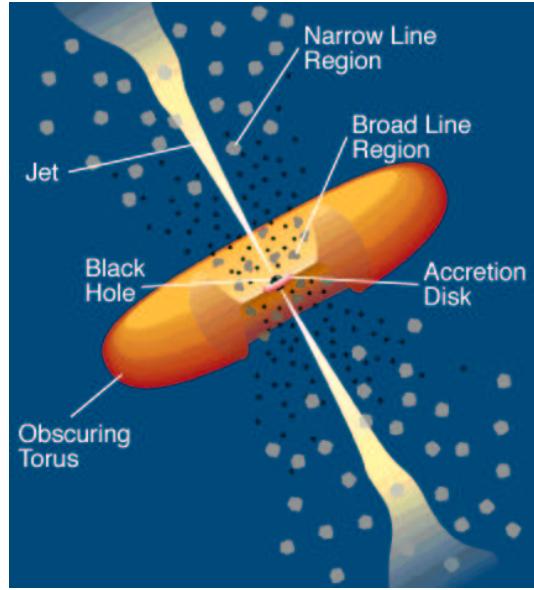


図 1.20: AGN 概念図 [25]

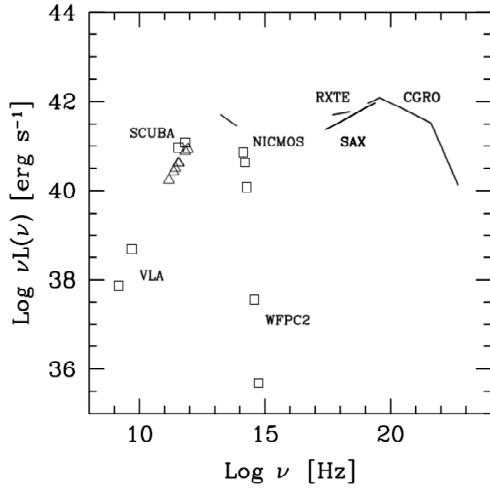


図 1.21: 電波銀河 Cen A の多波長スペクトル [14]

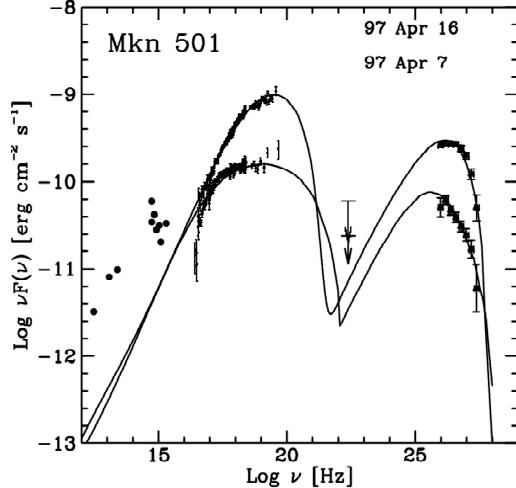


図 1.22: Blazar Mkn501 の多波長スペクトル [15]

1.3.7 太陽フレア

最も身近な天体の一つである太陽からも MeV ガンマ線は放射される。1970 年代から既に、太陽フレアに伴い核ガンマ線がときおり放射されることが知られており、これまでに表 1.3 のようなものが観測されている。これらの観測から、フレアの起きる領域では中性子や陽電子が大量に生成されると考えられている。また、太陽フレアに伴いコロナ中のプラズマ粒子の加速・加熱も起こり、高いエネルギーまで加速された電子からは制動放射により X 線やガンマ線を放射する。この X 線やガンマ線を観測することにより、電子が磁力線に沿ってどのように伝播するかということも調べられている。太陽は宇宙で最も近い恒星であるため、最も詳しく調べるとこのできる、非常に重要な天体である。

表 1.3: 太陽フレアに伴う核ガンマ線 [18]

process		Energy [MeV]
陽子の中性子捕獲	${}^1\text{H} + \text{n} \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$	2.223
電子・陽電子対消滅	$\text{e}^+ + \text{e}^- \rightarrow 2\gamma$	0.511
π^0 の崩壊	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	平均 ~ 70
励起された原子核からの放射	${}^{12}\text{C}$ ${}^{14}\text{N}$ ${}^{16}\text{O}$ ${}^{20}\text{Ne}$	4.43 1.63, 2.31 7.12 1.63

1.3.8 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、1970 年代初めに大気圏核実験監視衛星 Vela により発見された、ある方向から突然ガンマ線が爆発的に放射される現象であり、ミリ秒程度の短く激しい時間変動を示し、バーストの継続時間も図 1.23 のように数十秒と短い。

これまでのガンマ線の観測や X 線・赤外線等による残光の観測から、宇宙論的な距離の遠方で起こる非常に大きな爆発である、所属する銀河があるらしい、といったことが判明している。また、非常に強く偏光していたという RHESSI の観測結果 [24] も報告されており、sub MeV~MeV の領域においては図 1.24 のようなシンクロトロン放射と考えられているスペクトルも観測されている。GRO 衛星の BATSE では 2700 個もの GRB が発見され、その分布は非常に等方的である(図 1.25)。しかし、現在でもその正体や放射機構がわかっていない未知の現象であり、観測・研究が進められている。

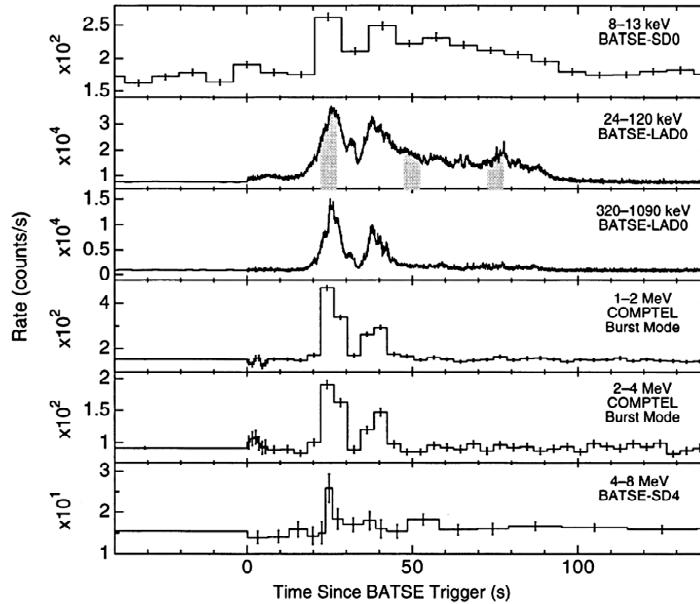


図 1.23: BATSE・COMPTEL により観測された GRB の光度曲線 [20]

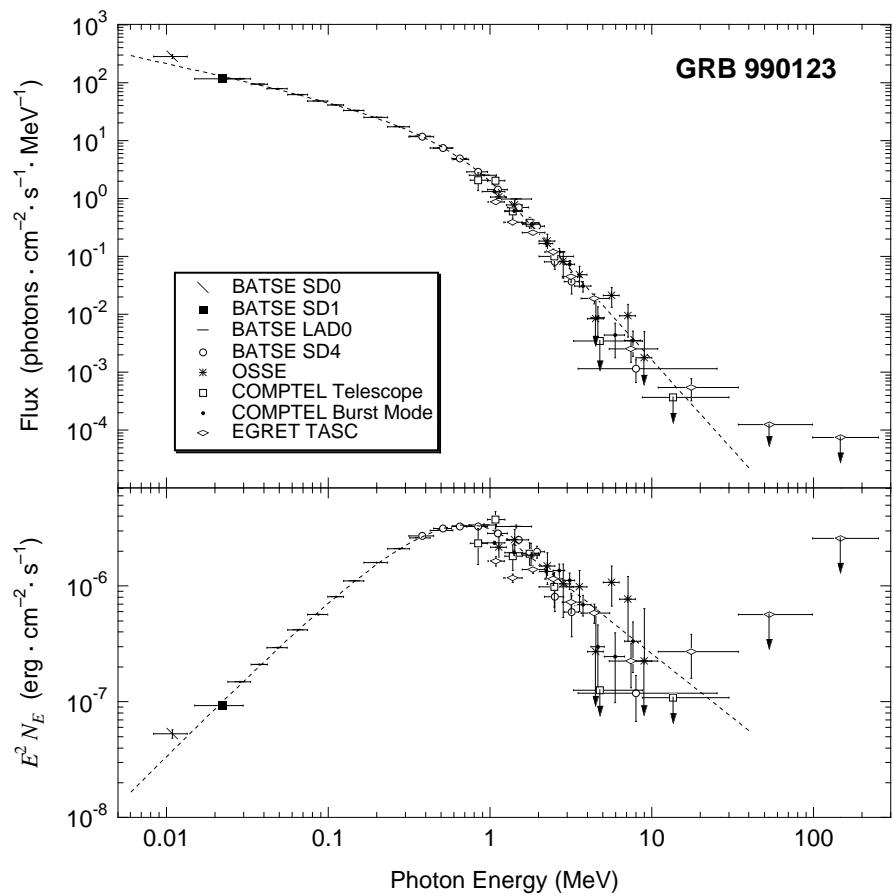


図 1.24: GRO 衛星によるガンマ線バースト GRB990123 のスペクトル [20]

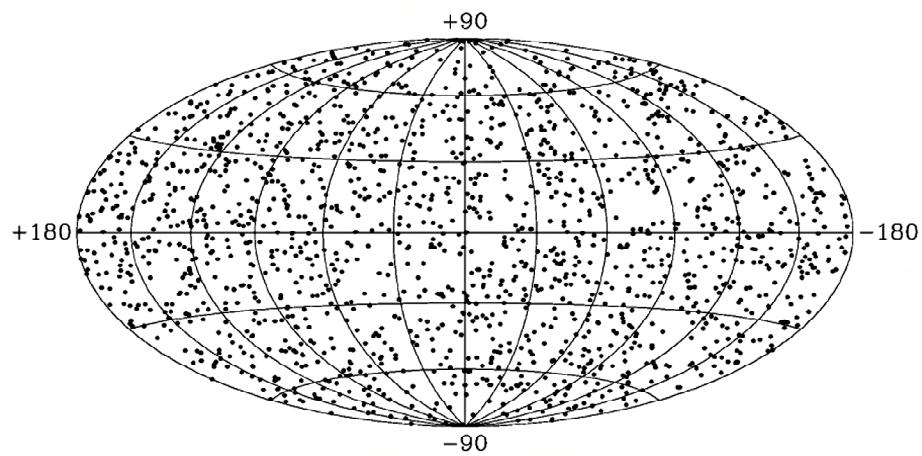


図 1.25: BATSE により観測された GRB の分布 [22]

Chapter 2

MeV ガンマ線の検出とイメージングの方法

2.1 X 線・ガンマ線の検出と物質の相互作用

X 線やガンマ線は電荷を持たないため、荷電粒子のように物質を直接電離することはない。しかし、X 線やガンマ線は検出器を構成する物質と相互作用を起こすことで、電子や陽電子を放出する。これらが周囲の物質を電離することにより、X 線・ガンマ線の検出が可能になる。X 線・ガンマ線と物質との相互作用は、光電効果・コンプトン散乱・電子陽電子対生成の 3 つが主である。これらの相互作用の起こる確率は X 線・ガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 Z に依存する(図 2.1・図 2.2)。

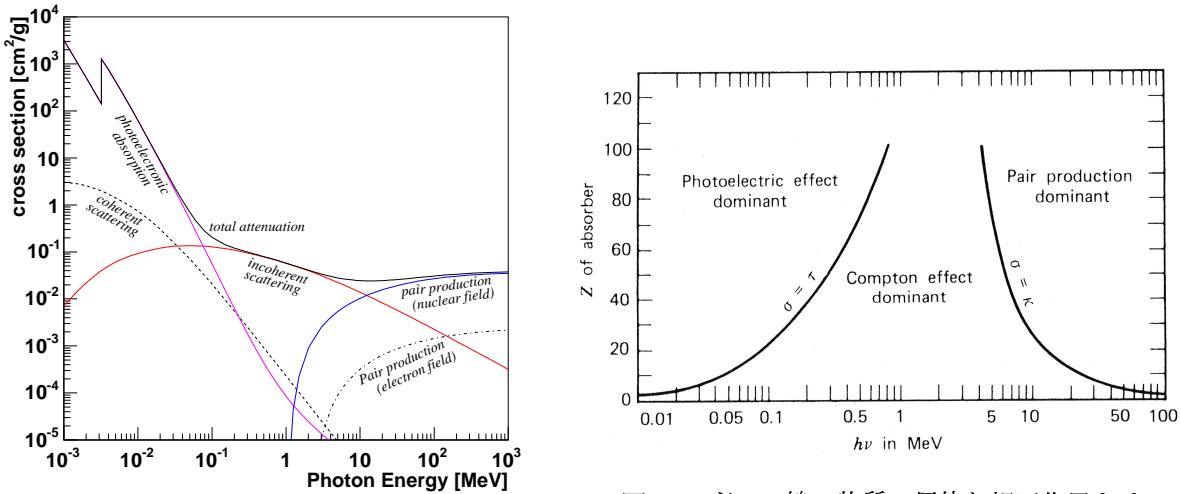


図 2.1: ガンマ線と物質との相互作用の断面積(アルゴン)[28]

図 2.2: ガンマ線と物質の優位な相互作用 [27]

2.1.1 光電効果

100keV 以下のエネルギーの X 線と物質との相互作用は光電効果が支配的である。光電効果とは、光子が物質中の電子に全てのエネルギーを与え、その結果物質から電子が弾き飛ばされるという現象であり、電子のエネルギー K_e は、

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

と表される。ここで、 E_γ は X 線のエネルギー、 E_{bind} は原子の束縛エネルギーとする。 E_γ が K 裂の束縛エネルギーよりも大きい場合、K 裂の電子と反応する確率が最も高くなり、その断面積は、

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

と表され、物質の Z の 5 乗に比例し、X 線のエネルギーの $7/2$ 乗に反比例する。ただし、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}$ である。また、 E_γ が K 裂の束縛エネルギーよりも小さい場合には、L 裂の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.1 のように K 裂の束縛エネルギー付近で不連続なエッジができる。

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

2.1.2 コンプトン散乱

数百 keV～10MeV にかけての領域では、ガンマ線と電子の弾性散乱である、コンプトン散乱が優位になる。ガンマ線がコンプトン散乱を起こすと、持っていたエネルギーの一部を電子に与えて弾き飛ばし、自身は電子に与えた分エネルギーを失い散乱される。

ところで、この領域のガンマ線のエネルギーは原子の束縛エネルギーよりも十分大きいので、原子に束縛されている電子は静止しているとみなせる。このとき、エネルギー E_γ のガンマ線がコンプトン散乱を起こすと、散乱角を ϕ として、散乱された後のガンマ線のエネルギー E'_γ は、

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

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

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (2.4)$$

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

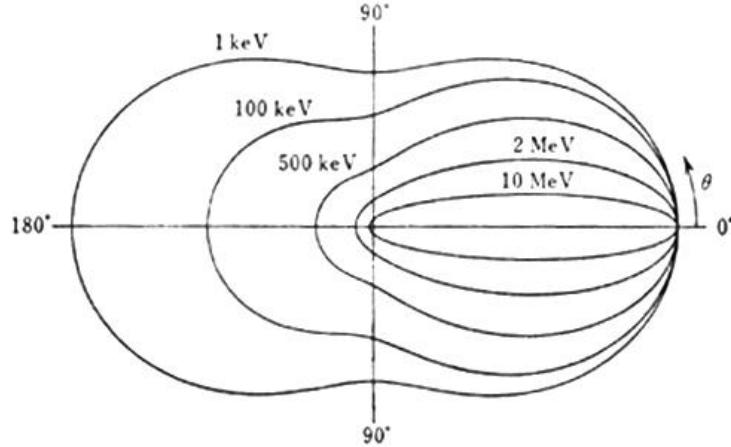


図 2.3: 散乱角 ϕ の単位立体角内へコンプトン散乱される光子数を極座標で示したもの [27]

2.1.3 電子・陽電子対生成

電子の静止質量の 2 倍以上のエネルギーを持ったガンマ線が原子核近傍の電場を通ると、電子と陽電子が対になって生成されることがあり、この現象を電子・陽電子対生成と呼ぶ。10MeV 以上におけるガンマ線と物質との相互作用は、この電子・陽電子対生成が優位である。入射したガンマ線のエネルギー E_γ と、電子・陽電子のエネルギー E_-, E_+ とには、

$$E_\gamma = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.5)$$

の関係が成立する。また、電子・陽電子対生成の断面積は Z の 2 乗に比例する。

2.2 MeV ガンマ線イメージング

2.2.1 X線との違い

天文学におけるX線・ガンマ線検出器には、個々の天体からスペクトルを得るために、エネルギーと到来方向の2つの情報が要求される。単純な方法として、視野を制限してスペクトルのみ取るという方法があるが、一般に高エネルギーの光子ほど数が少ないため、SNは悪く、精度良い観測にはならない。そこで、X線・ガンマ線のイメージング観測には工夫が必要になってくる。

X線においては、AlにAuやPtを蒸着させた鏡に対し $\sim 1^\circ$ という浅い角度で入射させると全反射が起きる。従って、全反射を利用した図2.4のような鏡を用いることで、X線を集光することが可能になる。この集光系の焦点面では、同じ方向から到来した光子は一点に集められるので、到来方向の情報は2次元位置情報に変換されることになる。よって、焦点面にCCDのようなエネルギーと2次元イメージが同時に得られるような検出器を置くことで、光子1個についてエネルギーと到来方向の2つの情報が同時に得られる。

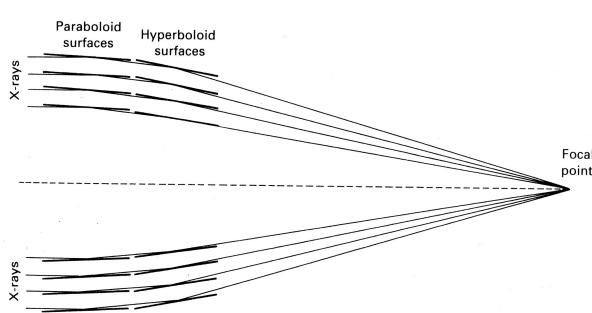


図 2.4: X 線望遠鏡の集光系 [29]

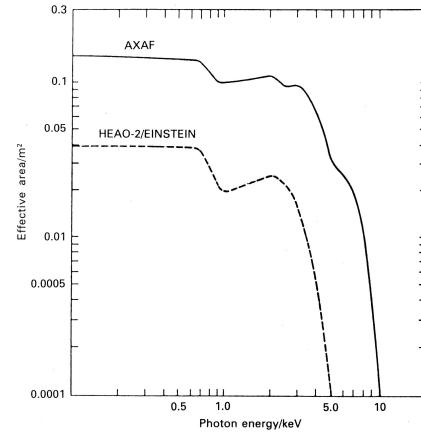


図 2.5: X 線望遠鏡の有効面積 [29]

しかしながら、このような全反射を用いた集光は $\sim 10\text{keV}$ が限度であり、それよりも高エネルギーの光子については図2.5のように急激に感度が落ちてしまう。従って、sub MeV~MeV領域のガンマ線は全反射を用いてのイメージングは不可能であり、別の手段を考えなくてはならない。

また、sub MeV~MeVの領域のガンマ線は、コンプトン散乱が優位であるため検出器や衛星の筐体で散乱されるものも多く、その他にも宇宙線と筐体との相互作用によって生じるガンマ線などもあるため、観測を妨げるバックグラウンドが非常に多い。従って、このようなバックグラウンドに強いイメージング方法が望まれる。

現在は、sub MeV~MeV領域のガンマ線のイメージング方法として、

- Coded Aperture Imaging (統計的手法)
- Compton Imaging (運動学による再構成)
- Gamma-Ray Lens (Bragg反射による集光)

といった方法が考えられ、様々な研究が進められている。

2.2.2 Coded Aperture Imaging

現段階で最も高い角度分解能を達成している方法が Coded Aperture Imaging であり、ガンマ線観測衛星 INTEGRAL やガンマ線バースト観測衛星 Swift 等で採用されている。Coded Aperture Imaging の検出器は、位置検出型検出器と、到来方向と影の絵が 1:1 対応しているような coded mask によって構成される。マスクは検出するガンマ線にとって透明な物質と不透明な物質とを組み合わせて構成され、

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{透明な部分} \\ 0 & \text{不透明な部分} \end{cases} \quad (2.6)$$

という行列で表せる。

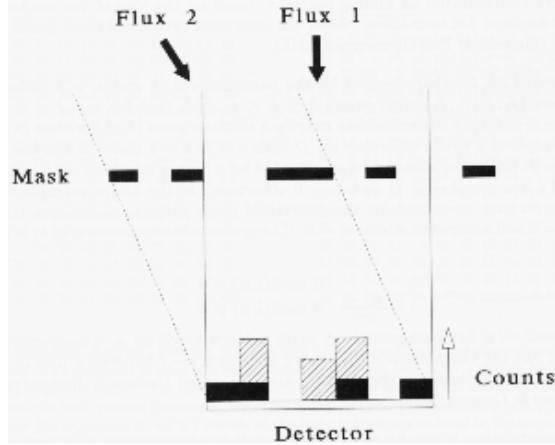


図 2.6: Coded mask によるガンマ線到来方向のコード化 [30]

j という方向から s_j という強度で到来したガンマ線は、このマスクを通過することにより到来方向は影の絵に変換され、検出器の i 番目の要素に $M_{ij}s_j$ 個の光子が到達する(図 2.6)。よって、検出器の i 番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i \quad (2.7)$$

で表される数の光子が観測される。ここで、 b_i は視野外から到来したガンマ線などのバックグラウンドとする。検出器で得られた積分イメージ d_i から、解析により s_j を推定することでガンマ線イメージが得られる。但し、不定なパラメータは s_j と b_i の 2 つあり、バックグラウンド b_i の見積りが重要になってくる。

角度分解能はマスクの要素の大きさとマスク-検出器間の距離で決まり、視野も検出器とマスクの配置によって決められるため、広い視野と高い位置分解能を実現でき、INTEGRAL の IBIS では、 $9^\circ \times 9^\circ$ の視野(full coded)と 0.2° (FWHM)の角度分解能が実現されている [31]。

その一方で、その解析方法から光子毎の到来方向は全く知りえず、方向の特定には少なくとも(検出器の要素数) \times (マスクの開口率)程度の光子数が必要になる。また、特定の天体のスペクトルを得るにはエネルギー帯域毎にイメージングしてガンマ線強度分布を知る他ないので、スペクトルの細かい構造はわからない。

ところで、マスクの不透明部分は一種のコリメータと考えることができ、到来するガンマ線を完全に吸収することが望まれる。しかし、光電吸収の断面積は光子のエネルギーの $-\frac{7}{2}$ 乗で急激に減るため、基本的には透過力の強い高エネルギー光子のイメージングには向かない。高エネルギーの光子に対してはマスクを厚くしなければならず、IBIS(INTEGRAL:20keV~10MeV)では 1.6cm 厚、SPI(INTEGRAL:3keV~8MeV)では 3cm 厚のタングステンをマスクに用いている [31]。但し、マスクでコンプトン散乱を起こし到来方向とエネルギーの情報を失ったガンマ線が、バックグラウンドとして観測されてしまうという問題点が残る。

2.2.3 ガンマ線レンズ

X線のように全反射で集光することのできないガンマ線であるが、Bragg 反射を利用して集光することは可能である。この図 2.7 のようなガンマ線集光系はガンマ線レンズと呼ばれる。集光によるイメージングは可視光や X 線など他波長で既に用いられている最も実績のある方法であり、今後高い位置分解能が期待できる。

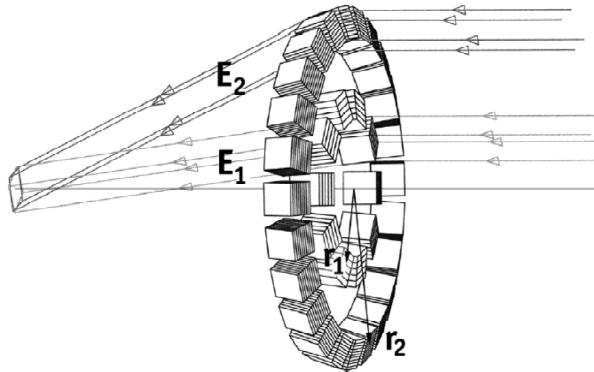


図 2.7: Gamma-Ray Lens (CLAIRE [32])

しかし、MeV ガンマ線においては Bragg 反射を利用するため、特定の狭い範囲のエネルギーにしか感度を持たず、広い範囲のスペクトルは取得できない。また、他の方法に比べ視野が狭いという欠点もある。実際に 2001 年に気球実験が行われた CLAIRE のレンズは、視野 45'', エネルギー帯域 169 ~ 171keV、焦点距離 ~ 3m というものである [32]。

また、気球実験のレンズを拡張した、より広いエネルギー帯域に対応したレンズの設計も行われており、シミュレーションにより図 2.8 のような結果が得られている。しかし、このときの焦点距離は 133m と非常に長く [32]、実現は難しい。

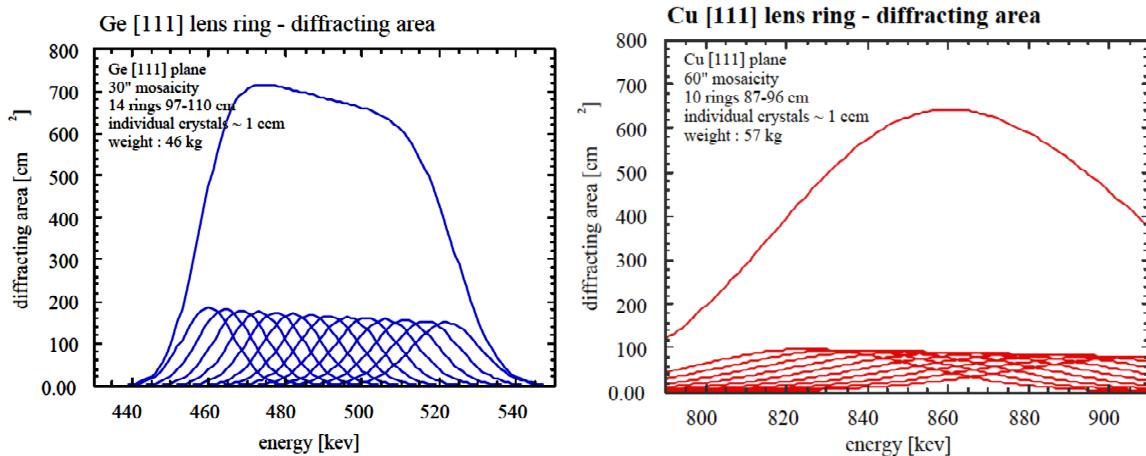


図 2.8: Ge レンズ (左) と Cu レンズ (右) の有効面積 [32]

2.2.4 Compton Imaging

MeV ガンマ線と物質との相互作用において最も優位であるのはコンプトン散乱である(図 2.1)が、検出器中でコンプトン散乱を起こすとガンマ線の一部のエネルギーしか検出されないために通常の検出器ではあまり歓迎されない。

しかし、コンプトン散乱に関った反跳電子と散乱ガンマ線の両方の情報が得られれば、エネルギーと到來方向の2つの情報を同時に得る事ができる。このコンプトン散乱を利用する手法を Compton Imaging と呼んでいる。Compton Imaging は、基本的にコリメータを必要としないため広い視野を実現でき、COMPTEL(GRO)では1str という大きな視野が実現された [33]。

sub MeV~MeV の領域において、スペクトルを取ると同時に、ガンマ線の到來方向も光子毎に制限できる唯一の方法であるため、現在、MeV ガンマ線イメージングにおいて最も注目されている手法であり、MEGA・ACT・TIGRE・LXeGRIT・狭視野コンプトンカメラといった数々の検出器が開発されている。

Classical Compton

COMPTEL で用いられた Classical Compton 法とは、一度だけコンプトン散乱させる方法であり、原子番号 Z の異なる2つの位置検出可能な検出器を組み合わせて行う。図 2.9 のように、前段に Z の小さな検出器をおきコンプトン散乱させ、後段の Z の大きな検出器で散乱ガンマ線を光電吸収させる。

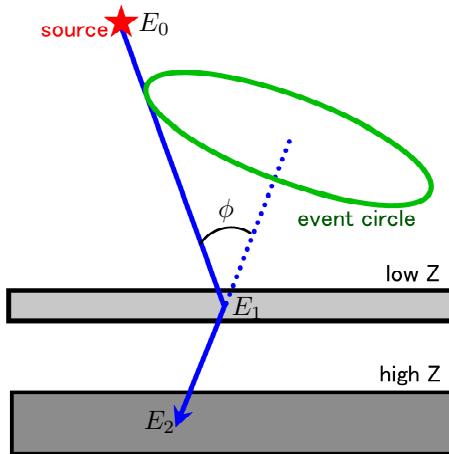


図 2.9: Classical Compton 概念図

このとき、2つの検出器からは、

- 前段の検出器：反跳電子のエネルギー E_1 、コンプトン点(散乱点)
- 後段の検出器：散乱ガンマ線のエネルギー E_2 、散乱ガンマ線の吸収点

という情報が得られる。よって、エネルギー情報から入射ガンマ線のエネルギー E_0 とガンマ線の散乱角 ϕ は

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.8)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.9)$$

となる。一方、コンプトン点と散乱ガンマ線の吸収点から、散乱ガンマ線の方向が分かる。但し、電子の反跳方向という2自由度は捨てられてしまう。以上の情報から、図 2.9 のように入射ガンマ線の到來方向を円(event circle)の形に限定することができる。但し、得られる情報の自由度が1つ足りないため、円状の何処からガンマ線が到來したのかまでは分からぬ。

この Classical Compton 法でガンマ線源の方向を知るには、図 2.10 のように最低でも3つの光子が必要になる。また、バックグラウンドの除去は、2つの検出器の time of flight (TOF) のみによる [33]。従ってバックグラウンド除去能力は弱く、COMPTEL は様々なバックグラウンドに悩まされた。

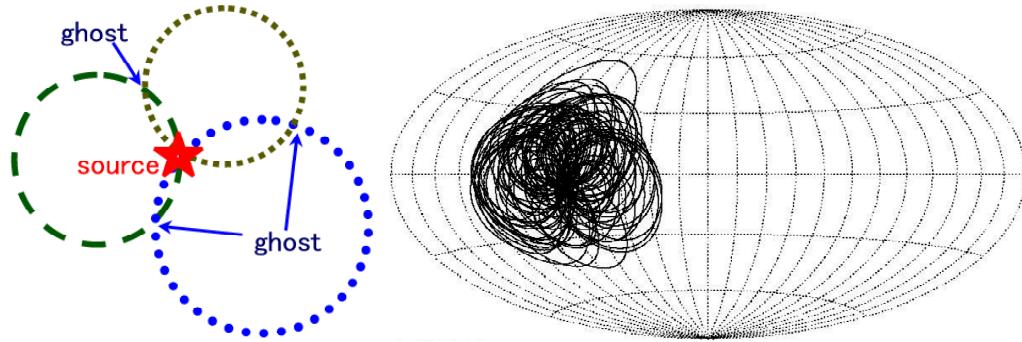


図 2.10: Classical Compton によるイメージングと COMPTEL での実際の観測 (GRB910505[4])

Multiple Compton [35]

Classical Compton 法では、前段の検出器でコンプトン散乱、後段の検出器で光電吸収することを期待している。しかし、後段の検出器でもう一度コンプトン散乱する可能性は十分に考えられる。ところが Classical Compton 法では、後段検出器において吸収されたのか散乱したのかを判定する術がない為、バックグラウンドとなってしまう。

この Classical Compton 法を少し改良した方法が Multiple Compton 法である。検出器の構成は図 2.11

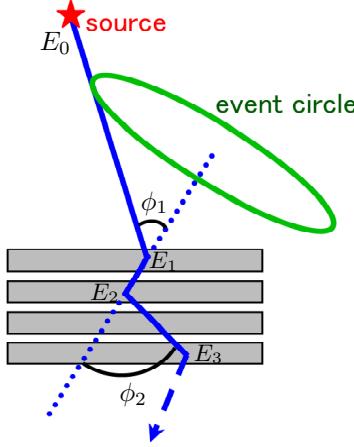


図 2.11: Multiple Compton 概念図

のようになっており、CdTe や Si strip といった、薄型の位置検出可能な半導体検出器でコンプトン散乱させるようにしている。このとき、コンプトン散乱を 2 回以上要求すると、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (2.10)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (2.11)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.12)$$

となり、ガンマ線のエネルギーの一部が検出器からもれてしまっても、入射ガンマ線のエネルギーを推定することが可能になる。さらに、幾何学的な角度情報と運動学的なエネルギー情報を比較することで、ある程度、バックグラウンドを落とすことができる。

一方で、再構成により得られるのは、Classical Compton 法の時と同様の event circle であり、到来方向を決定するには少なくとも 3 つの光子が必要であることに変わりはない。ガンマ線再構成においても、複数回起きた散乱の順番をどう考慮するかという大きな問題があり、検出効率を大きく損なう原因になっている。

Advanced Compton Imaging

Classical Compton 法から、エネルギー情報の向上を図った Multiple Compton 法に対し、ガンマ線の到来方向の決定精度の向上を図ったのが Advanced Compton 法である。Classical Compton 法や Multiple Compton 法では、コンプトン散乱における反跳電子の情報は、エネルギーのみであったため、event circle 上の何処からガンマ線が来たのか知ることができなかった。

この反跳電子の飛んだ方向の情報も得ることで、コンプトン散乱を完全に再現し、光子毎に到来方向とエネルギーを決定可能にしようというのが Advanced Compton 法である。検出器は、反跳電子の飛跡とエネルギーを得るために飛跡検出器と、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを得る散乱ガンマ線検出器とで構成される(図 2.12)。

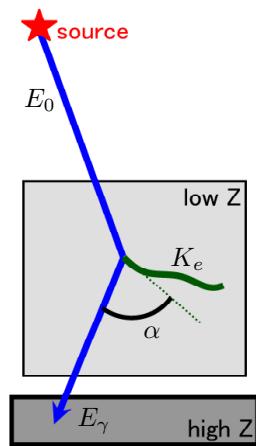


図 2.12: Advanced Compton 概念図

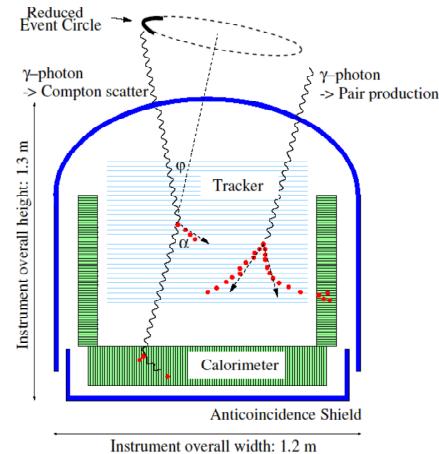


図 2.13: MEGA 検出器概念図 [34]

ここで、ガンマ線の散乱方向と電子の反跳方向との間の角 α は、幾何学的な測定値とコンプトン散乱を仮定したときの運動学的な値の、完全に独立な 2通りの方法から求めることができる。従って、この角 α により、幾何的情報と運動学的情報とに矛盾のない事象のみを選び出すことが可能になり、アンチカウンターを用いずともバックグラウンドを落とすことができる。

光子毎にエネルギーと到来方向の情報が得られる Compton Imaging の中でも、Advanced Compton 法は、到来方向を一意に特定でき、他の検出器を使わずに強力なバックグラウンド除去が可能という、大きな特徴を持つ。

この Advanced Compton 法を用いる検出器として、MEGA(Medium Energy Gamma-ray Astronomy)がある(図 2.13)。MEGA では Si strip を重ねた飛跡検出器(Tracker)と CsI(Tl) シンチレーション検出器(Calorimeter)を組み合わせ、2MeV 以下では Classical Compton 法(図 2.14)、2 ~ 8MeV において Advanced Compton 法(図 2.15)によりイメージを得ている[34]。但し、Si による多重散乱の効果が大きいため、 α の精度は低く、Advanced Compton 法としては不完全である。

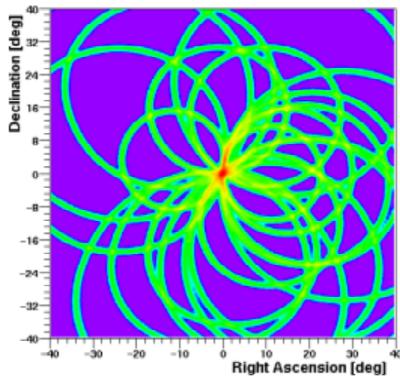


図 2.14: MEGA による Classical Compton 法を用いたイメージ ($\leq 2\text{MeV}$:シミュレーション)[36]

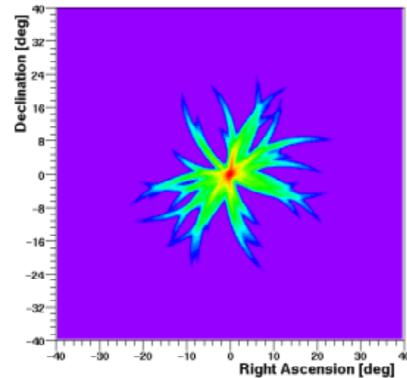


図 2.15: MEGA による Advanced Compton 法を用いたイメージ ($2 \sim 8\text{MeV}$:シミュレーション)[36]

2.3 COMPTEL

2.3.1 COMPTEL の性能と結果

現在のところ、MeV領域のガンマ線の観測で最も成果を挙げているのは COMPTEL(図 2.16)である。COMPTEL は宇宙より到来する 1~30MeV のガンマ線を捉えるように設計されたコンプトン望遠鏡であり、OSSE・EGRET・BATSE と共に GRO 衛星に搭載され、1991~2000 年の間観測を行った。COMPTEL の主なパラメータを表 2.1 にまとめる。

この COMPTEL により観測された天体を表 2.2 に示す。同じ衛星に搭載された EGRET が約 270 個の天体を検出した [21] のに対し、この表からも示されるように COMPTEL で検出された天体は非常に少ない。

sub MeV~MeV の領域では、銀河面全体に広がったガンマ線の放射があることが知られており、銀河系外においても AGN などによるガンマ線背景放射が存在する。従って、観測はこれらのバックグラウンドによって制限されてしまう。その上、この領域では、衛星本体でのコンプトン散乱や宇宙線と衛星本体との相互作用によるガンマ線バックグラウンドなど、この領域での観測を妨げるバックグラウンドも非常に多いため、観測自体も困難である。COMPTEL もこれらのバックグラウンドに悩まされ、感度の良い観測にはならなかった。

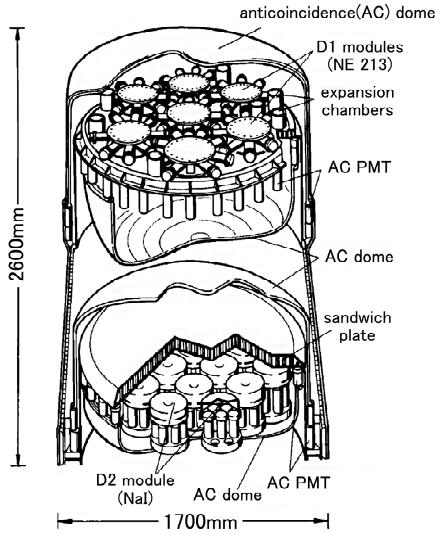


図 2.16: COMPTEL 概観 [33]

表 2.1: COMPTEL の性能 [33],[37]

上段の検出器	NE213A (有機液体 Scintillator) 4188cm ² , 50keV~20MeV
下段の検出器	NaI 8744cm ² , 500keV~30MeV
energy band	0.7~30MeV
energy resolution	5~10 % (FWHM)
separa 表 angle	$\geq 3\sim 5^\circ$
angular resolution (ARM)	1.2~3° (σ)
effective detection area	20~50cm ²
FOV	1str

表 2.2: COMPTEL により検出された天体 [38]

Type of source	Number	sources
Spin-Down Pulsars	3	Crab, Vela, PSR B1509-58
Stellar Black Hole Candidates	2	Cyg X-1, GRO J0422+32
Supernova Remnants	1	Crab nebula
Active Galactic Nuclei	10	CTA 102, 3C 454.3, PSK 0528+134, GRO J0516-609, PKS 0208-512, 3C 273, PKS 1222+216, 3C 279, Cen A, PKS 1622-297
Gamma-Ray Line Source		
²⁶ Al (1809keV)	3	Cygnus region, Vela region, Carina region
⁴⁴ Ti (1157keV)	2	Cas A, RX J0852-4621
⁵⁶ Co (847keV, 1238keV)	1	SN1991T
<i>n</i> -capture (2223keV)	1	GRO J0317-853
Undeclared Sources	9	
Gamma-Ray Burst	31	

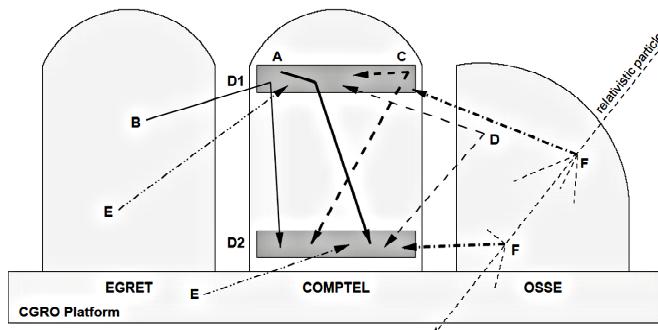


図 2.17: COMPTEL におけるバックグラウンド (D1・D2 は検出器)[40]

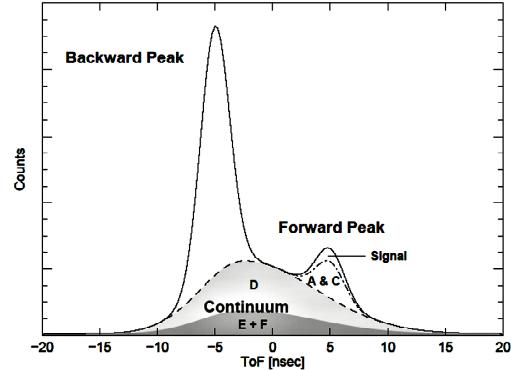


図 2.18: バックグラウンドの内訳 [40]

2.3.2 COMPTEL のバックグラウンド

MeV ガンマ線の領域においては、様々な過程によりバックグラウンドが生み出される。COMPTEL では図 2.17 に挙げるようなバックグラウンドがあったと考えられている [40]。

- A 内部からのガンマ線: 検出器内部で陽子の中性子捕獲に伴うガンマ線や⁴⁰Kなどの放射性同位体などにより生じたガンマ線が、上段の検出器 D1 でコンプトン散乱、下段の検出器 D2 で光電吸収を起こしたもの。
- B 外部からのガンマ線: 他の検出器や衛星本体でコンプトン散乱したガンマ線や同位体によるガンマ線が、D1 でコンプトン散乱、D2 で光電吸収されたもの。
- C 2 ガンマ崩壊 (内部): 検出器内部で²⁷Al(n, α)²⁴Na や²⁷Al(n;n', γ , \cdots)²⁷Al といった、2つ以上のガンマ線が放出されるような反応が起こり、2つのガンマ線がそれぞれ D1・D2 に入射、相互作用を起こしたもの。
- D 2 ガンマ崩壊 (外部): 他の検出器や衛星本体で C と同様の崩壊があり、2つのガンマ線がそれぞれ D1・D2 に入射、相互作用を起こしたもの。
- E random coincidence: 偶然同時計数によるもの。
- F 宇宙線による放射: 相対論的速度を持った宇宙線が他の検出器や衛星本体に入射、宇宙線と物質との相互作用により生じたガンマ線が D1・D2 に入り検出されたもの。

また、これらガンマ線バックグラウンドの他に中性子・電子や地球大気からのガンマ線がバックグラウンドとして存在する。

COMPTEL では、これらのバックグラウンドを落とすのに使える情報は上下の検出器の TOF しかなく、この TOF によりこれらを落としていた [33]。この TOF の分布とその内訳を図 2.18 に示す。最も多い D2 で散乱した後 D1 で相互作用したようなイベントは、TOF 分布の前方ピーク (Forward peak) を取り出すことでカットできる。しかしながら、D・E・F といったイベントは広く連続的な TOF 分布になっており、前方ピークを取り出しても 1/3 程度は残る。さらに、A や B は期待すべき相互作用を起こしたガンマ線であるので、元々落としようのないバックグラウンドでありカット後も全て残る。また、C についても D1 で崩壊が起こればガンマ線イベントと区別がつかない。従って、図 2.18 にあるように、前方ピークを取り出しても、そのほとんどはバックグラウンドであり、よほど明るい天体でない限り観測が難しかったことが伺える。

Chapter 3

Advanced Compton Imaging

3.1 Advanced Compton 法によるイメージング

3.1.1 ガンマ線再構成

Advanced Compton 法では、散乱ガンマ線の方向とエネルギー・反跳電子の方向とエネルギーを得ることで、入射ガンマ線の方向とエネルギーを得る。以下では、図 3.1 のように、散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする。但し、 \vec{g}, \vec{e} はいずれも単位ベクトルとする。

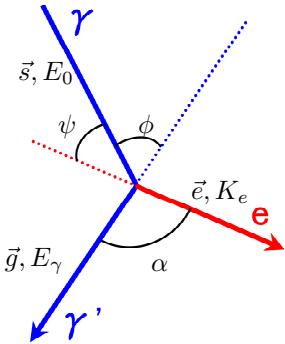


図 3.1: 変数定義

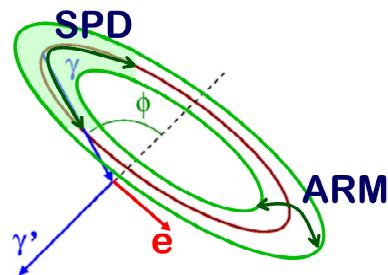


図 3.2: ARM と SPD

このとき、入射ガンマ線の到来方向 \vec{s} 、エネルギー E_0 は

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

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

と一意的に表される。ここで、散乱角 ϕ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (3.3)$$

である。

一方、 \vec{g} と \vec{e} の離角 α について、定義より幾何学的に、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (3.4)$$

一方、 E_γ と K_e から運動学的に、

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

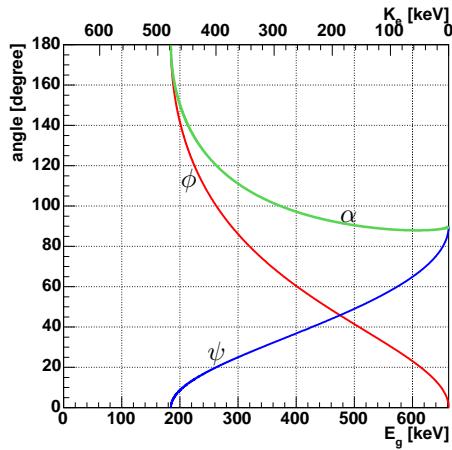


図 3.3: E_γ に対する ϕ, ψ, α の変化 ($E_0 = 662\text{keV}$)

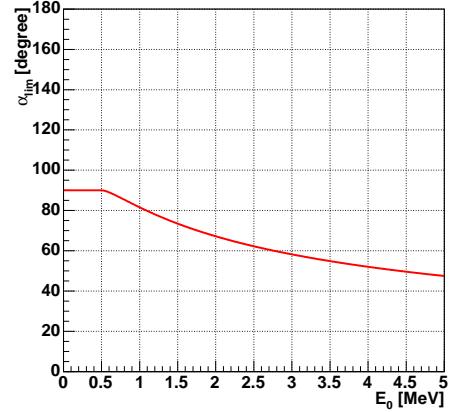


図 3.4: E_0 に対する α_{\lim}

と表すこともできる。

ところで、 α には最小値が存在し、入射ガンマ線のエネルギー E_0 の関数として、

$$\cos \alpha_{\lim} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k = \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (3.6)$$

と与えられる。

以上の関係式より計算により求められる、散乱角 ϕ ・電子の反跳角 ψ ・離角 α の散乱ガンマ線のエネルギー E_γ に対する変化を図 3.3 に、入射ガンマ線のエネルギーに対する α の最小値の変化を図 3.4 に示す。また、これらの関係式の導出は Appendix A にまとめておく。

一方、Advanced Compton 法において、イベント毎の角度分解能は

- ARM (Angular Resolution Measure) : 散乱角 ϕ の決定精度

$$\text{ARM} = \phi_{\text{geo}} - \phi_{\text{kin}} \quad (3.7)$$

- SPD (Scatter Plane Deviation) : \vec{g} と \vec{e} の張る散乱平面の決定精度

$$\text{SPD} = \left(\vec{g} \cdot \left(\left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \times \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \right) \right) \arccos \left(\left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}}{|\vec{g} \times \vec{s}|} \right) \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}}{|\vec{g} \times \vec{s}_{\text{rcs}}|} \right) \right) \quad (3.8)$$

但し、 \vec{s} は入射ガンマ線の本来の到来方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた方向の 2 方向に分けて定義される (図 3.2)。

3.1.2 バックグラウンド除去

ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} とのなす角 α は、他の Compton Imaging にはない固有の情報であり、この α によりコンプトン散乱のイベントを取り出すことが可能になる。

角 α は (3.4)、もしくは (3.5) により求められるが、(3.4) は幾何的な情報のみに依存し、(3.5) は運動学的な情報のみに依存するため、得られる 2 つの α は互いに独立である。

従って、

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

という条件を要求することで、飛跡検出器でコンプトン散乱・散乱ガンマ線検出器で光電吸収という事象のみが選び出される。

Advanced Compton Imaging ではこの α による強力なカットがある為、コンプトン散乱ではないバックグラウンド (図 2.17 における C・D・E・F や電子・中性子) については、veto counter を使わずに取り除くことができる。

3.2 Doppler broadening

これまで考えてきたコンプトン散乱は、完全に静止した電子との相互作用として考えたものである (unbound Compton)。しかし、実際の検出器においては、電子は原子核や分子軌道のポテンシャルに捕らわれており、あるエネルギーを持って運動しているため、観測できるコンプトン散乱 (bound Compton) では、以下のような点において違いが出てくる [42]。

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

Compton Imaging では、ガンマ線の散乱角を散乱ガンマ線のエネルギーと反跳電子のエネルギーから得る。従って、ガンマ線の散乱角の決定精度 (ARM) は Doppler broadening の影響が大きく効き、ARM の原理限界となっている。

Doppler broadening は散乱前の電子の運動に起因するものなので、どの電子軌道の電子を弾き飛ばしたかにより、散乱ガンマ線のエネルギーのゆらぎは変化する。図 3.5 に Doppler broadening による ARM の広がりを示す。より外殻の電子のほうが持っているエネルギーが小さくなるため、Doppler broadening の効果も小さく、ARM の広がりも押さえられていることが分かる。また、原子番号 Z に対する ARM の推移を図 3.6 に示す。これより、 Z が大きいものほど Doppler broadening の影響も大きくなるという傾向があることが分かる。さらに、図 3.7 のように、入射ガンマ線のエネルギーが高い程、ARM の広がりが押さえられている。これは、入射ガンマ線のエネルギーが高くなるほど、電子の運動エネルギーを無視できるようになるため、Doppler broadening の効果が薄れていくためと考えられる。

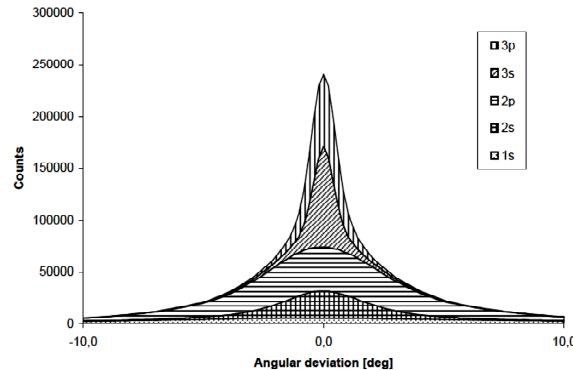


図 3.5: 電子準位の ARM への寄与 ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [42]

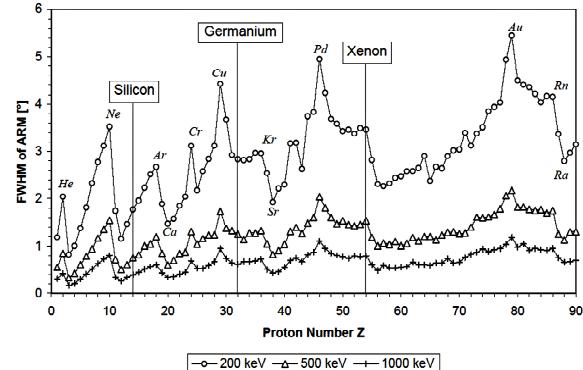


図 3.6: Z による ARM の広がり [42]

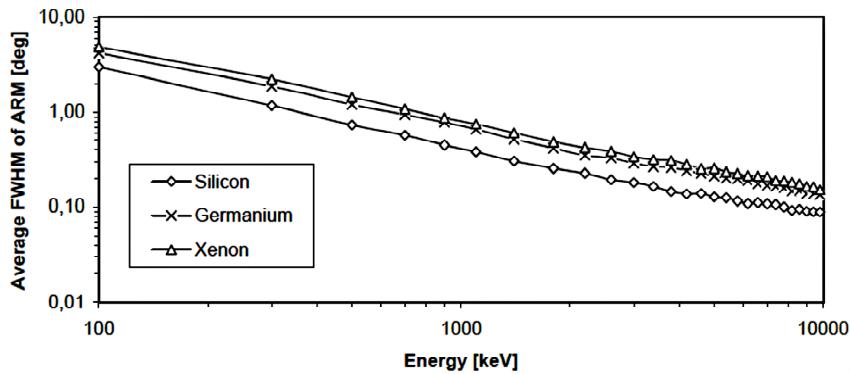


図 3.7: Doppler broadening のエネルギー依存性 [42]

3.3 多重散乱

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

電子の距離 x における散乱角は

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

と近似される [43]。ここで、 $\beta c, p$ は電子の速度と運動量、 X_0 は radiation length とした。この式によって計算される散乱角を図 3.8・図 3.9 に示す。

電子の飛跡を捉える検出器として、Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、方向を得るのには最低 2 点は必要なため、固体である Si strip を何層かにわたって突き抜けなくてはならない。従って、合計すれば Si を $\geq 500 \mu\text{m}$ は通り抜けることになる。しかし、反跳電子のエネルギーが 500keV あっても $\sim 60^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しいということが図 3.9 から明白である。一方、1 気圧の Ar ガスを用いる飛跡検出器であれば、50keV の反跳電子の方向を $\sim 1\text{mm}$ で捉えられれば散乱角は $\sim 15^\circ$ に抑えることができ、Si の場合よりもはるかに精度が良い。従って、反跳電子を捉える検出器は固体の検出器よりもガスの検出器のほうが適していると言える。

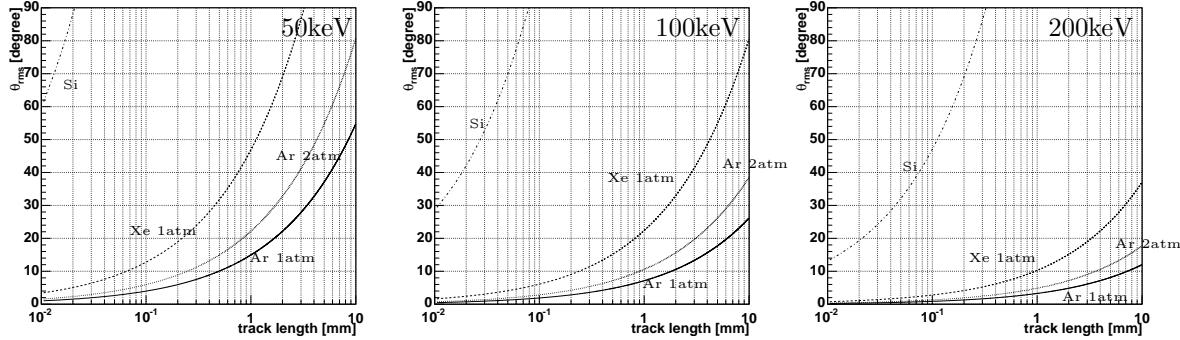


図 3.8: 電子の多重散乱による散乱角（電子のエネルギーは左から 50keV・100keV・200keV、ガスの温度は 20°C とした。）

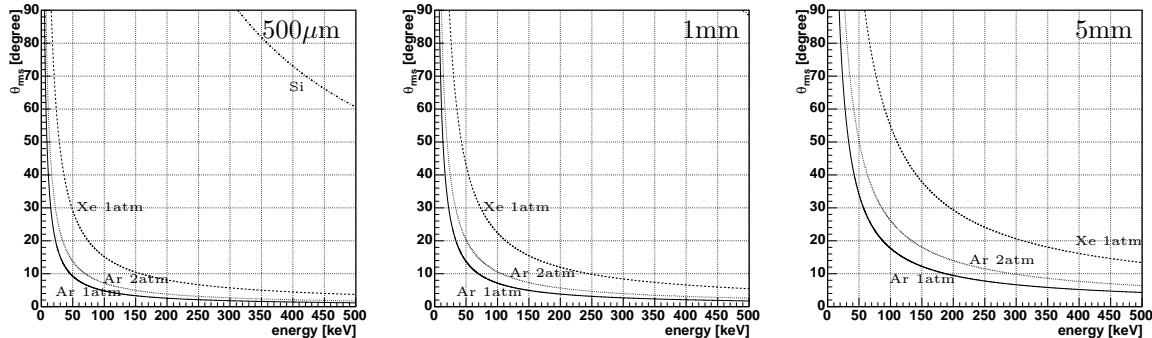


図 3.9: 電子の多重散乱による散乱角（電子の飛程は左から 500 μm・1 mm・5 mm、ガスの温度は 20°C とした。）

3.4 検出器への要求

MeV ガンマ線の領域においては、COMPTEL 以降の衛星による観測は 2002 年に打ち上げられ現在観測中の INTEGRAL しかなく、その他は LXeGRIT・MEGA・CLAIRE といったいくつかのプロジェクトで気球実験により短時間の測定が行われているのみである。また、INTEGRAL もガンマ線イメージングの手法として Coded Aperture Imaging を用いているため、特に連続的なスペクトルを示すような天体に対する感度は COMPTEL と変わらない(図 3.10)。よって、この領域における高感度の検出器と、それによる観測が待たれている。そこで、「COMPTEL の 10 倍の感度」を検出器の開発目標とする。

COMPTEL は図 3.11 のような有効面積を持つ検出器として設計され、バックグラウンドが存在しなければ 1mCrab の観測も可能になる。しかしながら、図 2.18 のようにバックグラウンド除去能力が低く、SN が非常に悪かったために、実際の COMPTEL の感度は図 3.10 のように mCrab には 2 柄も及ばない。従って、COMPTEL と同等の有効面積を持った Advanced Compton カメラであれば、バックグラウンド除去能力の高さから SN の大幅な改善が可能になり、目標感度の達成が期待できる。

Advanced Compton Imaging を用いる MeV ガンマ線カメラは、大きく分けると以下のよう 2 つの検出器から構成される。

- 飛跡検出器： ガンマ線をコンプトン散乱させ、反跳電子の飛跡とエネルギーを得る
- 散乱ガンマ線検出器： コンプトン散乱されたガンマ線を光電効果で捉え、吸収点とエネルギーを得る

それぞれについて要求される性能を考えていく。

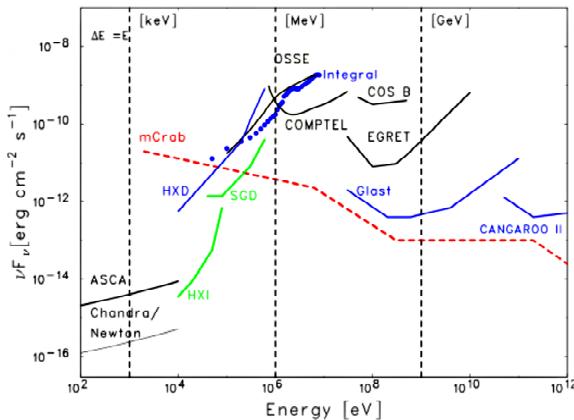


図 3.10: 主な X/ガンマ線検出器の感度 [41]

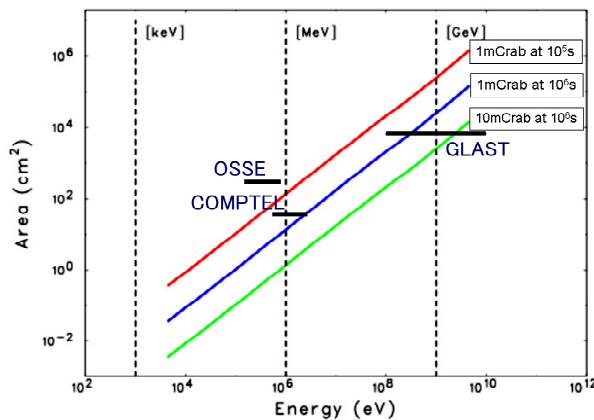


図 3.11: COMPTEL の有効面積 [41]

ガンマ線をコンプトン散乱させ、反跳電子の方向とエネルギーを捉える飛跡検出器では、電子の反跳方向を正確に捉える必要がある。従って、Si のような固体の検出器よりも、多重散乱の効果がより少ないガス検出器が適している。しかし、ガスは密度が小さいためにコンプトン散乱の散乱断面積が小さくなってしまうことが心配される。図 3.12 に 50cm 厚のガスでコンプトン散乱が起きる確率を示す。これより、50cm × 50cm × 50cm のガスでのコンプトン散乱の有効面積は Xe 1 気圧で ~ 30cm²(1MeV) となり、COMPTEL の有効面積 ~ 40cm²(1MeV) と同程度になり、ガスでも十分コンプトン散乱できることが分かる。

また、ガスの種類は光電効果・対生成に比べコンプトン散乱が優位になるものが望ましい。図 2.2 に示されるように、Z が小さいほうがコンプトン散乱が優位になるエネルギー帯域が広く、Doppler broadening の効果も抑えられる。さらに、電子の反跳方向を正確に捉えるには、コンプトン散乱を起こしてから数 mm のうちに正確に捉えなくてはならない。電子のエネルギーは数百 keV になることが期待されるため、Minimum Ionizing Particle(MIP) の数 mm の飛跡を 3 点以上で数百 μm の位置分解能で捉える必要がある。

以上、飛跡検出器に要求される性能としては、

- 電子の数はなるべく多く、Z はなるべく小さいコンプトン散乱に有利なガス
- MIP の飛跡を数百 μm の位置分解能・sub mm の間隔で捉えられる検出器
- 50cm × 50cm × 50cm の大容積ガス検出器

といったことが要求される。一般的なワイヤーチェンバーでは、ワイヤー同士の静電気力のため、大容積と 1mm 以下の間隔でのワイヤーの配置は同時には実現できない。よって、新しい検出器が必要になってくる。

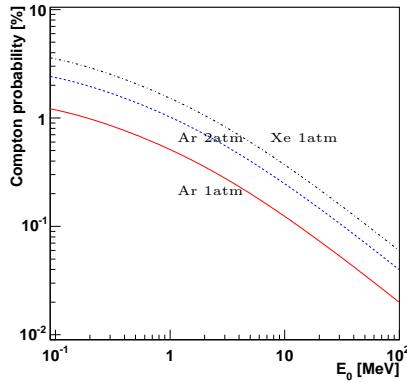


図 3.12: コンプトン散乱を起こす確率 (50cm 厚)

一方、散乱ガンマ線を捉える検出器は、飛跡検出器でコンプトン散乱した散乱ガンマ線を効率良く捉えるために、飛跡検出器の周囲をなるべく大きな面積で覆う必要がある。また、反跳電子にあまりエネルギーを与えない、前方散乱が優位であるので、散乱されたガンマ線は数百 keV～数 MeV のエネルギーをもっている。従って、数百 keV～数 MeV のガンマ線を捉えることのできる物質量が要求される。

散乱ガンマ線を捉える検出器の位置分解能とエネルギー分解能は、ARM 方向の角度分解能に良く現れる。今、ガスに Ar を使うとすると図 3.6 から、Doppler broadening による ARM の広がりは 1MeV で 0.5° となる。散乱ガンマ線の位置分解能できるガンマ線散乱方向の決定精度は、Doppler broadening による ARM の広がり以下に抑えることが望ましい。位置分解能に対するガンマ線散乱方向の決定精度を表 3.1 にまとめる。これより、散乱ガンマ線検出器の位置分解能は、~1mm 程度あればよい。また、飛跡検出器のエネルギー分解能は無限に小さいと仮定し、Doppler broadening の見え出すエネルギー分解能を求めるところ 3.2 のようになる。この表 3.2 の値よりも散乱ガンマ線検出器のエネルギー分解能が良くて、ARM は良くはならない。

以上から、散乱ガンマ線検出器に要求される性能は、

- 飛跡検出器を取り囲めるだけの大面積の検出器
- 数百 keV～数 MeV の広いエネルギー帯域
- ~1mm 程度の位置分解能と程々のエネルギー分解能

ということになる。

表 3.1: 散乱ガンマ線検出器の位置分解能とガンマ線散乱方向の決定精度
位置分解能 散乱ガンマ線の進む距離

(FWHM)	10cm	30cm	50cm
1mm	0.6°	0.2°	0.1°
5mm	2.9°	1°	0.6°
10mm	5.7°	1.9°	1°

表 3.2: エネルギー E_0 のガンマ線の Doppler broadening の効果が見え出すエネルギー分解能

E_0 [keV]	ARM (FWHM)	散乱角	エネルギー分解能
500	1°	$\sim 30^\circ$	4% (450keV)
		$\sim 40^\circ$	3% (400keV)
		$\sim 70^\circ$	1% (300keV)
1000	0.5°	$\sim 20^\circ$	3% (900keV)
		$\sim 40^\circ$	1.5% (700keV)
		$\sim 60^\circ$	0.1% (500keV)

Chapter 4

μ -PIC & MeV ガンマ線カメラ

4.1 MeV ガンマ線カメラ

4.1.1 飛跡検出器と散乱ガンマ線検出器

Advanced Compton 法を用いる MeV ガンマ線カメラを構成する、飛跡検出器と散乱ガンマ線検出器について、飛跡検出器については大容量・高い位置分解能・MIP の測定が可・コンプトン散乱優位なガス検出器が、散乱ガンマ線検出器については大面積・幅広いエネルギー帯域・程々の位置分解能とエネルギー分解能が要求された。しかしながら、一般的な飛跡検出器であるワイヤーチェンバーは大容量と細かいサンプリングを同時に達成することはできず、エネルギー分解能の高い半導体検出器は大面積化にコストがかかるため散乱ガンマ線検出器としては使いにくい。

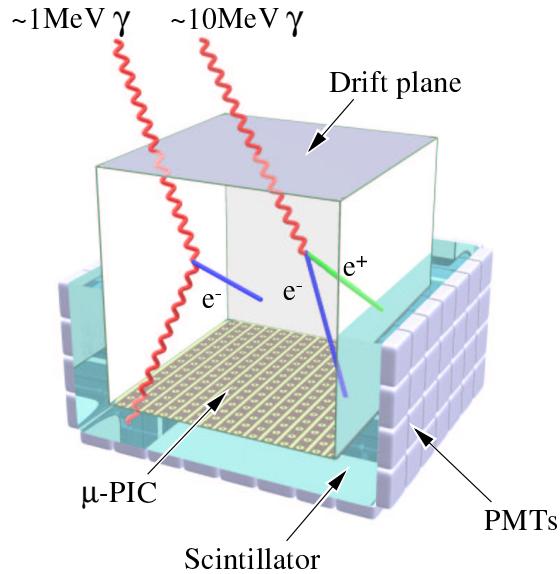


図 4.1: MeV ガンマ線カメラ概念図

そこで、独自に開発する micro TPC を飛跡検出器とし、位置検出型シンチレーション検出器を散乱ガンマ線検出器とするような Advanced Compton カメラ(図 4.1)を現在開発中である。micro TPC の基本となっている μ -PIC は、 $\sim 100\mu\text{m}$ という高い位置分解能を持っていながら、大きな面積を持った検出器である。また、微細な構造を持つ検出器としては高いガス増幅率を得ることもできる。シンチレーション検出器は、半導体検出器に比べればエネルギー分解能の点で劣るが、半導体よりも安価であるため、飛跡検出器を囲う面積を大きくでき、厚みのあるものも作れるので、散乱ガンマ線を効率良く捉えることができる。

この micro TPC と位置検出型シンチレーション検出器を用いた Advanced Compton カメラにより、sub MeV~MeV のエネルギー領域において COMPTEL の 10 倍の感度を目指す。一方、電子の飛跡を捉えられる為、電子・陽電子対生成によるイメージングも可能であり、 $\geq 10\text{MeV}$ にも感度を持つことができる。

4.1.2 試作機

現在、 $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 8\text{cm}$ の micro TPC と $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 1$ インチの Anger 型 NaI(Tl) シンチレーション検出器とを組み合わせ、MeV ガンマ線カメラの試作機として試験中である(図 4.2)。micro TPC のトリガーは散乱ガンマ線検出器である NaI(Tl) シンチレーション検出器で与え、両方の検出器に信号があったときのみデータを書き込むようにしている(図 4.3)。また、検出器の周りに veto counter や鉛のシールドは一切設置していない。

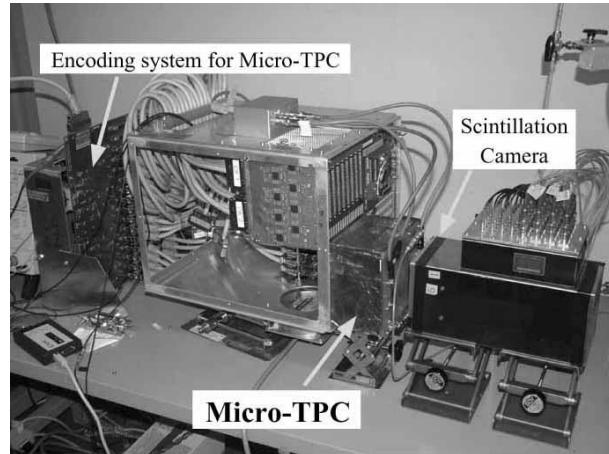


図 4.2: MeV ガンマ線カメラ試作機

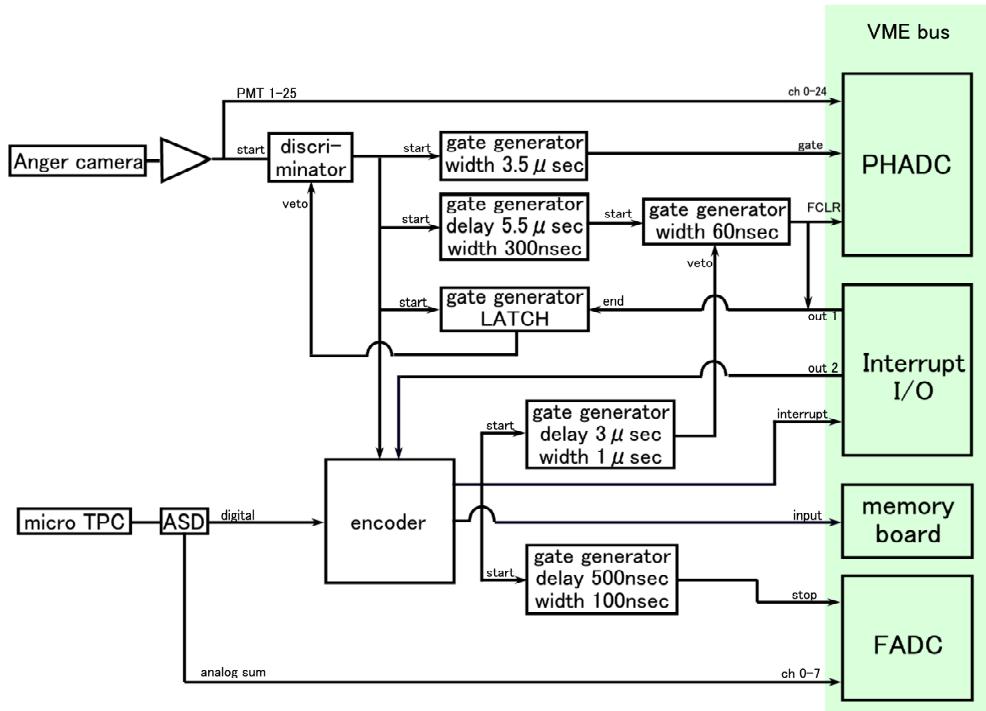


図 4.3: MeV ガンマ線カメラの DAQ

4.1.3 シンチレーション検出器

MeV ガンマ線カメラ試作機用のシンチレーション検出器として、図 4.4 のような $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 1\text{インチ}$ の monolithic NaI(Tl) シンチレーション検出器に $3/4$ インチ光電子増倍管(PMT)を 5×5 に並べた Anger 型カメラを使用している。 5×5 本の PMT の出力を個々に AD 変換し、全て足し合わせることでエネルギーを得、PMT の出力の重心位置をガンマ線の入射位置として得る。

^{137}Cs を直径 2mm のコリメータを通して照射し、1cm ずつ動かしていくと図 4.5 のような重心分布が得られる。シンチレーション検出器の端の方は光量分布が歪むため重心から位置を求めることができなくなるが、中心の $-3\sim 3\text{cm}$ の範囲では重心と位置とに 1:1 対応がつく。また、図 4.5 から位置分解能は FWHM で 6.7mm と得られる。

この Anger 型カメラにより得られた ^{137}Cs のスペクトルを図 4.6 に、エネルギー分解能のエネルギー依存性を図 4.7 に示す。図 4.7 中の破線は fitting により得られたもので、

$$\text{FWHM} [\%] = 3.3 \times 10^2 (E_\gamma [\text{keV}])^{-0.52} \quad (4.1)$$

と表せる。

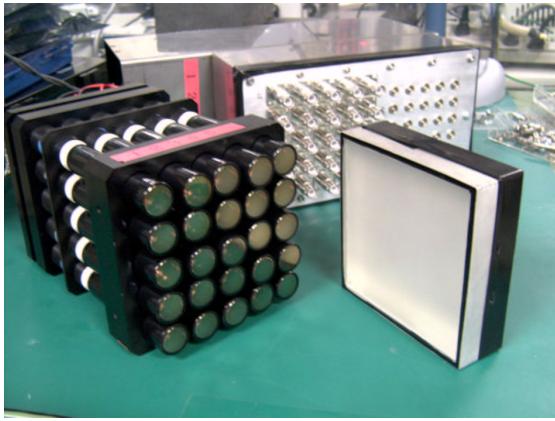


図 4.4: Anger 型 NaI(Tl) シンチレーション検出器
[48]

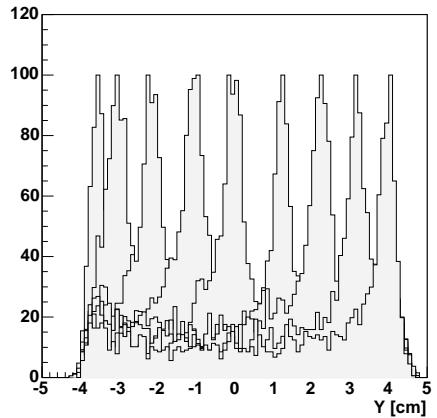


図 4.5: 線源を 1cm ずつ動かしていったときに得られた重心分布

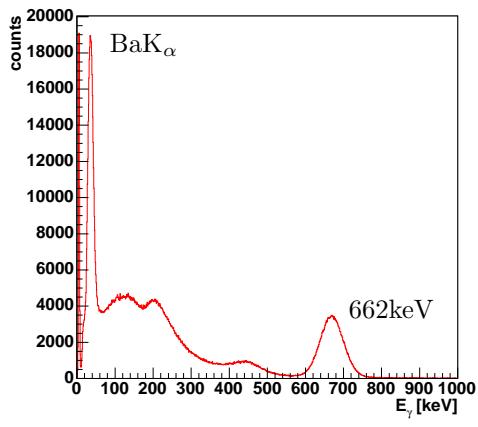


図 4.6: ^{137}Cs のスペクトル

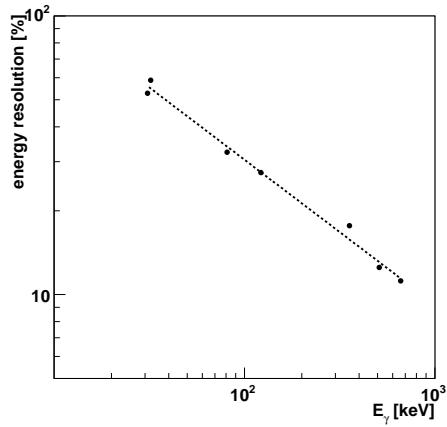


図 4.7: エネルギー分解能 (FWHM)

4.2 μ -PIC

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

4.2.1 μ -PIC (Micro Pixel Chamber) [46]

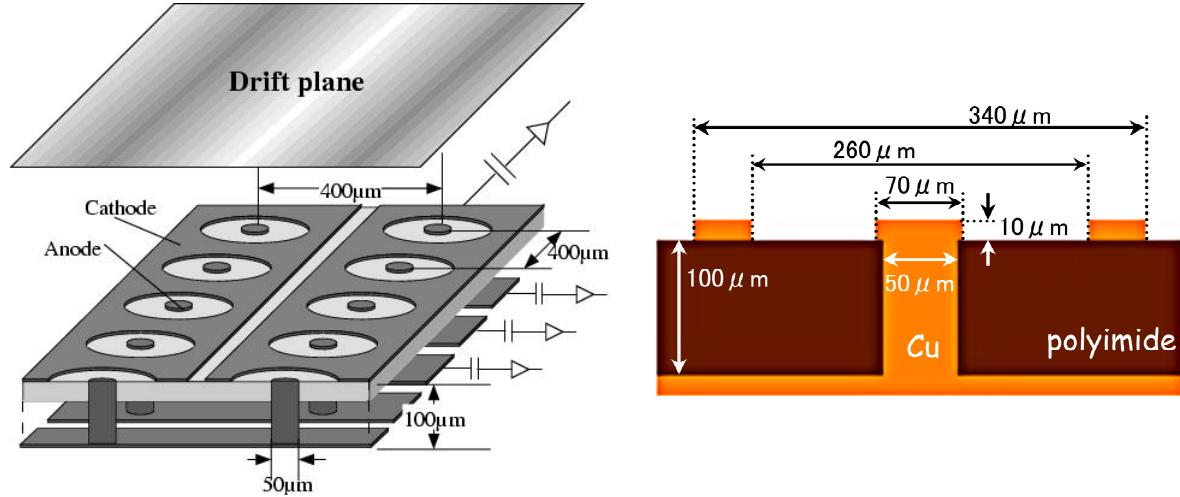


図 4.8: uPIC の構造

1999 年から開発が始められた μ -PIC は、微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種であり、図 4.8 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。基板はポリイミド、電極は Cu に Ni をメッキしたものになっている。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、アノードとカソードは直交する方向に strip となっている。これにより、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。またピクセル型の電極構造にしたこと、Micro Strip Gas Chamber(MSGC) で問題になっていた放電による電極破壊は起きなくなり、 μ -PIC 単体で高いガス増幅率を長時間安定に得ることができる。さらに、avalanche が起きるのはアノードのごく近傍のみであるので、 $\sim 10^7 \text{ count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても強い。製造に関しては、 μ -PIC はプリント基板の技術で作られているため、安価に大きなものを作りやすいという特徴があり、現在は $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ というものが稼動中である(図 4.9)。

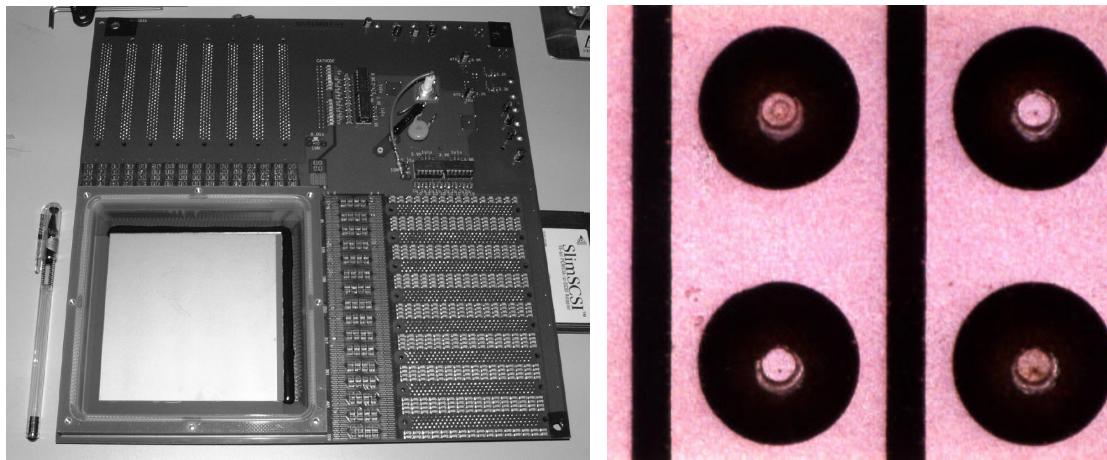


図 4.9: 10cm 角 uPIC と検出部の顕微鏡写真 [47]

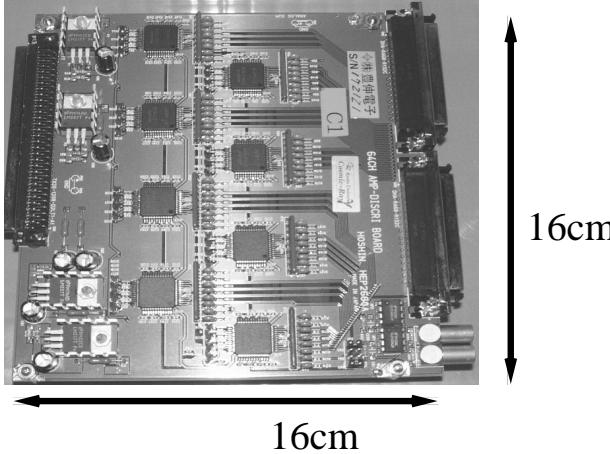


図 4.10: ASD プリアンプボード [49]



図 4.11: エンコーダー

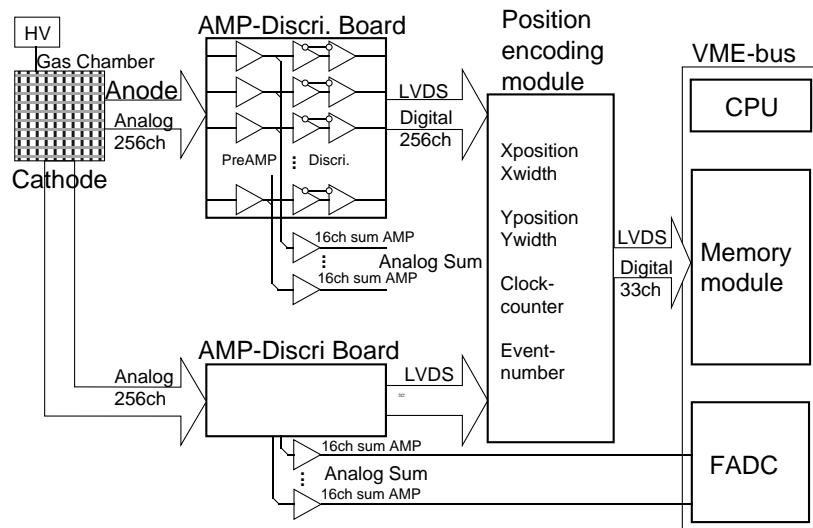


図 4.12: μ -PIC データ収集システム [50]

また、 μ -PIC の読み出し回路も既に開発されている。プリアンプには、CERN LHC ATLAS 実験の Thin Gap Chamber 用に開発された時定数 16nsec の ASD(Amplifier Shaper Discriminator) chip [44] を元に、時定数 80nsec の ASD が開発 [45] され、図 4.10 のような基盤に実装して用いている。このプリアンプボードからはプリアンプの出力のアナログ信号と ON/OFF のデジタル信号の両方を同時に取り出せる。デジタル信号はエンコーダー(図 4.11)へと送られ、FPGA により座標に変換され時間情報とともに VME 上の memory board へと送られる。エンコーダーは、1 枚で 1024ch の入力が可能であり、50MHz の clock で pipeline 方式の高速演算を行う。この図 4.12 のシステムにより、 μ -PIC のヒット位置情報が得られる。

4.2.2 μ -PIC の性能

ガス増幅率

μ -PIC は比例計数管のようにガス増幅によって信号を得る検出器である。従ってガス増幅率がどのくらい得られるかというのは、検出器の性能を示す重要な指標である。 μ -PIC を含めた微細電極構造を持つガス検出器は、アノード-カソード間の距離が数百 μm と非常に近いため、放電が問題になる。特にガスと電極と絶縁物とが集まっている場所(三重点)が、放電を起こしやすいと考えられており、マイクロパターン検出器の場合、構造上このような三重点は避けられない [47]。よって、一般的にマイクロパターン検出器は放電によりガス増幅率を制限され、単体ではあまり大きな増幅率が得られない。例えば、MSGC では 1000 くらいが限界であった。

しかし、 μ -PIC は、図 4.13 のように“単体で” $\sim 2 \times 10^4$ というガス増幅率を達成している。これはマイクロパターン検出器としては、非常に大きい。また、安定性という面についても、ガス増幅率を 6000 程度に保ったまま約 1000 時間以上もの連続安定動作が実現されている。このように μ -PIC は、安定かつ高いガス増幅率が得られる検出器である。

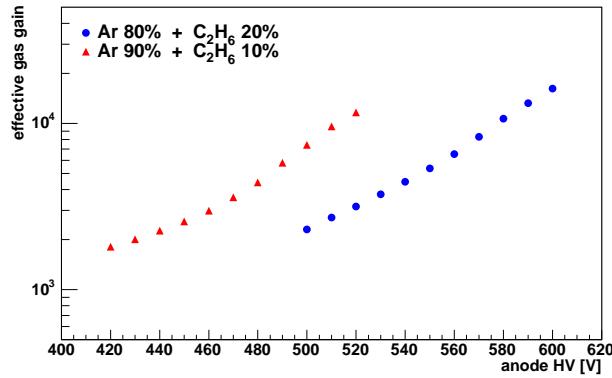


図 4.13: アノードに供給した HV に対するガス増幅率

一様性

10cm × 10cm の面積を $400\mu\text{m}$ 間隔でピクセルを配置しているため、ピクセル数は $256 \times 256 = 65536$ pixels にもなる。それぞれのピクセルが比例計数管のようにガス増幅をおこすが、高電圧は全てのピクセルに共通に与えているため、ピクセルの形状の不揃いなどがあるとガス増幅率は場所により異なってしまい、大面積であることを生かしきれなくなってしまう。

μ -PIC について、その一様性を調べた結果が図 4.14 である。これから、検出器全面で RMS で $\pm 7\%$ という非常に一様なガス増幅率が得られていることが解る。

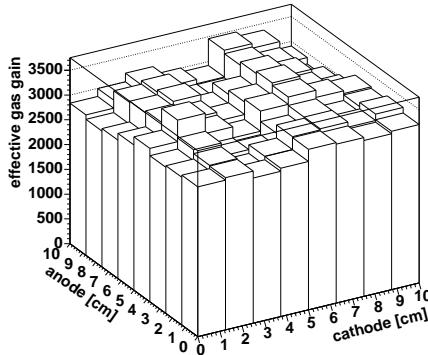


図 4.14: ガス増幅率の場所依存性

4.2.3 X線検出器としての μ -PIC

μ -PICに薄めのガスパッケージを取り付けることで、高い位置分解能でX線イメージングができ、スペクトルも同時に取ることのできるX線検出器として動作させることができる。

図4.15に ^{55}Fe を照射したときの検出器全面から得られたスペクトルを示す。先にも述べたように場所による増幅率の違いは小さいため、検出器全面からスペクトルを得てもエネルギー分解能は5.89keVで30%(FWHM)となっている。

また、X線ジェネレータを用いて得られたX線透過イメージを図4.16に示す。プローブのX線透過イメージでは、プローブ内部のバネや端子の構造がはっきりと見て取れる。電極間の間隔は400 μm であるので、位置分解能の理論値は $\frac{400\mu\text{m}}{\sqrt{12}} \simeq 115\mu\text{m}$ となるが、このテストチャートの端の部分から、位置分解能は120 μm と理論値に近い値が得られている。また、2.0本/1mmのスリットが分離できていることが確認できる。

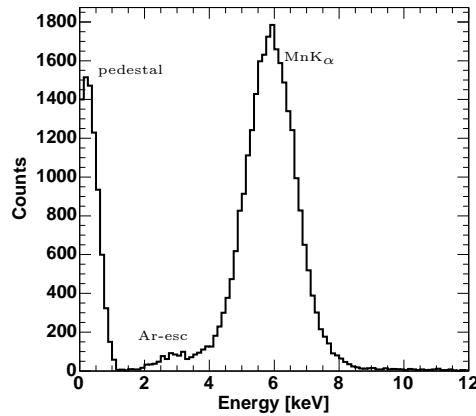


図4.15: ^{55}Fe のスペクトル (検出器全面・Ar)[51]

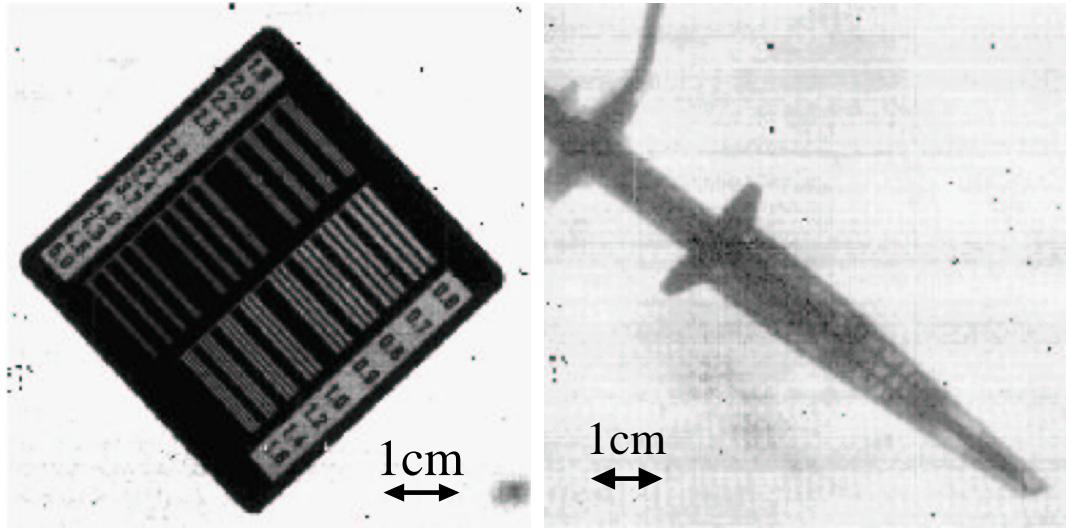


図4.16: X線イメージ (ガス:Xe 1mm厚 左: テストチャート 右: プローブ)[51]

4.3 micro TPC

4.3.1 “micro TPC” の構造・原理

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

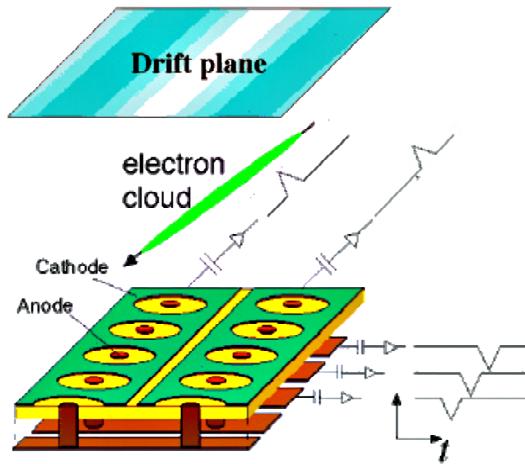


図 4.17: micro TPC の概念図

μ -PIC は2次元情報を得ることのできるガス検出器であるので、TPC として使用することができ、 μ -PIC を用いる TPC を micro TPC と呼んでいる(図 4.17)。MeV ガンマ線カメラにおいては、NaI(Tl) シンチレーション検出器をトリガーとして、この micro TPC を反跳電子の飛跡とエネルギーを捕らえる検出器として用いている。



図 4.18: micro TPC の drift cage

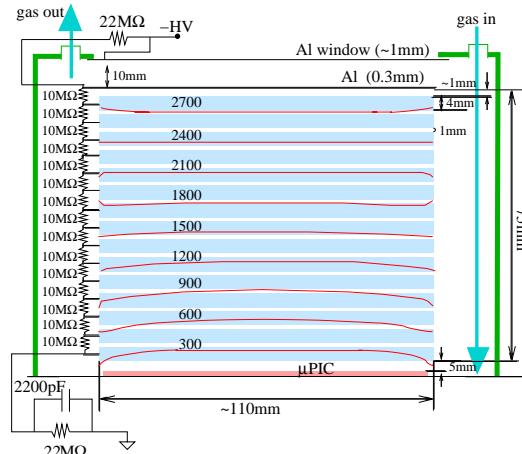


図 4.19: drift 領域に与えられる電場

4.3.2 電離された電子雲のドリフトと拡散

電子のドリフト

荷電粒子による電離でガス中に生じた電子・イオン対に緩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 (mobility) 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

$$v_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (4.2)$$

と表される。図 4.20 に電場 E に対する電子のドリフト速度の変化を示す。

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、図 4.20 に示されるように、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。

電子の拡散

時刻 $t = 0$ において原点に局在する電子は、ガス分子との多重散乱により拡散する。時刻 t ・位置 x において幅 dx 中に存在する電子数 dN は全電子数を N として、

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (4.3)$$

と表される。ここで、 D は拡散係数とする。

これより、1 次元拡散の標準偏差は $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ 、2 次元では $\sigma_{xy} = 2\sqrt{Dt}$ となる。拡散係数 D は、ガスの種類や組成に依存するが、電子の場合は電場にも依存する。図 4.21 に 1cm ドリフトさせたときの電子の拡散 (σ_{xy}) を示す。

TPCにおいて、電子の拡散は検出器の位置分解能を決定する量となり、拡散が小さい条件程位置分解能は良くなる。

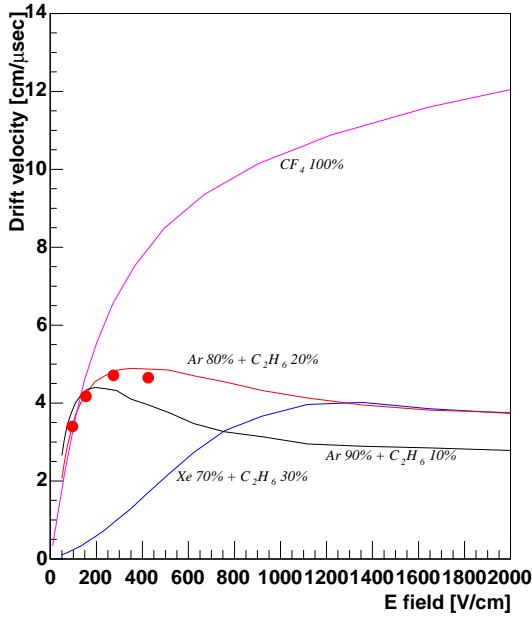


図 4.20: 電子のドリフト速度 (シミュレーション)[47] :●は micro TPC による測定点 (Ar 80% + C₂H₆ 20%)

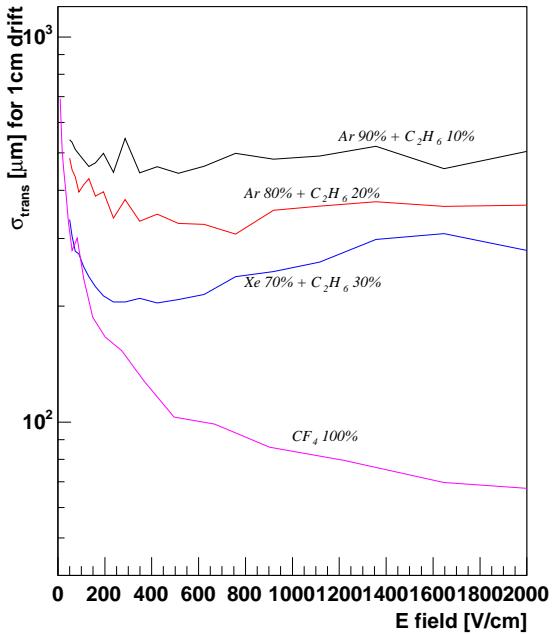


図 4.21: 電子の拡散 (シミュレーション)[47]

4.3.3 荷電粒子の飛跡の追跡

micro TPC を用いて、20MHz でアノードとカソードのヒット位置を μ -PIC のエンコーダーで得ると、 μ -PIC の高い位置分解能により、図 4.22 や図 4.23 のような荷電粒子の詳細な飛跡が得られる。

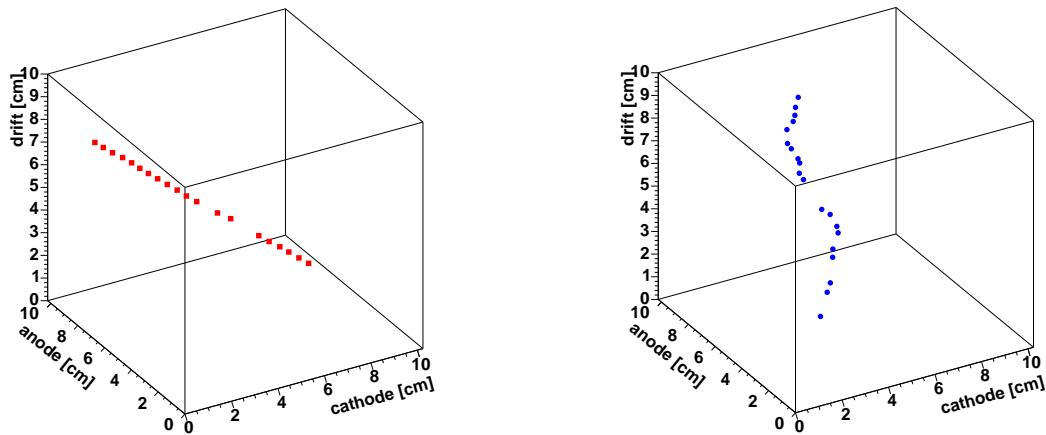


図 4.22: micro TPC で得られた陽子 ($0.8\text{GeV}/c$) の飛跡
図 4.23: micro TPC で得られた電子 (662keV ガンマ線の反跳電子) の飛跡

この micro TPC の基本的な性能を宇宙線 μ 粒子を用いて測定した。micro TPC の上下にプラスチックシンチレータを置き、その同時をトリガーとして micro TPC を動作させた(図 4.24)。また、このときの μ -PIC のガス増幅率が ~ 4000 となるよう、アノードに供給する高電圧を調節した。

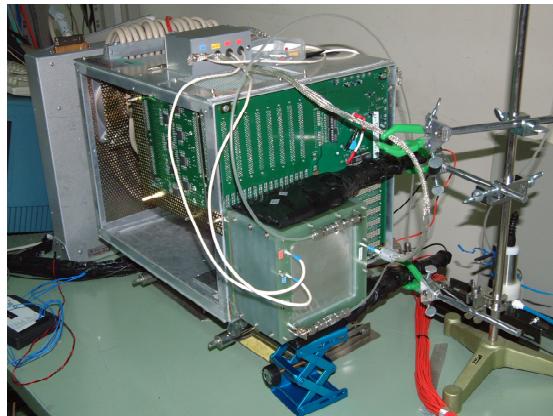


図 4.24: 宇宙線 μ 測定セットアップ

表 4.1: tracking efficiency

	#count	#count/#trigger
trigger	51721	
$N_{\text{hit}} \geq 1$	25760	49.8%
$N_{\text{hit}} \geq 3$	10488	20.3%
$N_{\text{hit}} \geq 5$	3458	6.69%
$N_{\text{hit}} \geq 10$	178	0.344%

tracking efficiency

宇宙線 μ 粒子は、十分エネルギーが高いので Minimum Ionizing Particle (MIP) と考えることができる。MIP の Ar 中の $\frac{dE}{dX}$ は 2.5keV/cm、Ar の平均電離エネルギー (W 値) は 26eV であるので、 μ -PIC の 1 ピクセル分の長さ (400 μ m) で電離される電子数は 3.8 個となる。micro TPC で MIP の飛跡を得るには、この 3.8 個/ピクセルの電子を捉えなければならず、非常に困難であることが予想される。

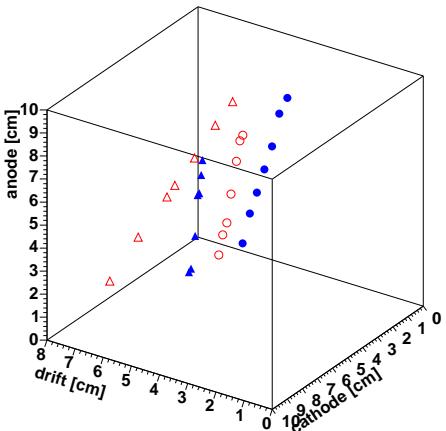


表 4.2: micro TPC で得られた宇宙線 μ 粒子の飛跡

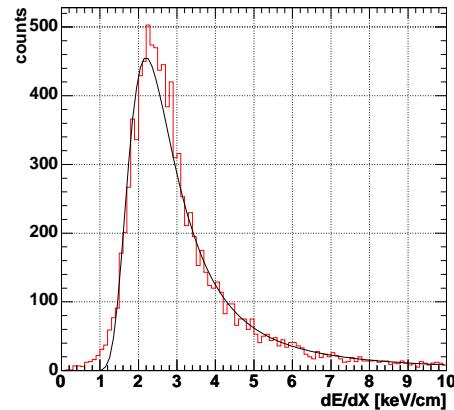


表 4.3: 測定された宇宙線 μ 粒子の $\frac{dE}{dX}$ (実線は Landau 関数による fitting)

図 4.24 でのトリガー数と micro TPC で捉えたイベント数を表 4.1 に、得られた飛跡を図 4.2 に示す。デジタル情報については予想された通り、MIP を 1 点捉えるのでも 5 割程度と、現段階では決して高くはない。しかし、捉えられたもののうち 4 割は 3 点以上受かっており、飛跡を推定することができる。この推定された飛跡と micro TPC のアナログ情報から、ガス中での $\frac{dE}{dX}$ のスペクトルを描くと図 4.3 のような、ピークが 2.23keV/cm となる Landau 分布が得られ、アナログ情報では MIP の $\frac{dE}{dX}$ が捉えられている。

位置分解能

この宇宙線 μ 粒子のデータのうち、3 点以上の点が得られたものについて、それらを直線で fitting を行った。このときイベント毎に fitting により得られた直線と飛跡の各点との差分の平均値を求めるとき、図 4.25 のような分布になる。この分布において、全体の 68% は $\leq 0.67\text{mm}$ となっており、micro TPC の 3 次元飛跡の位置分解能は σ で 670 μ m といえる。

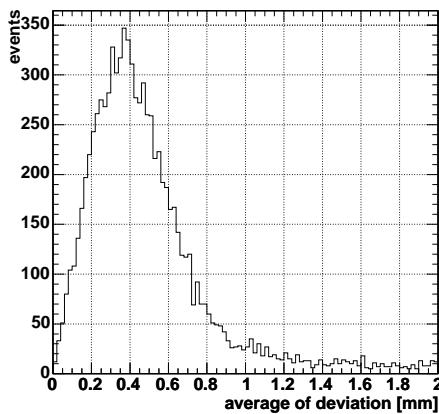


図 4.25: 宇宙線 μ 粒子の飛跡を直線で fitting したときの差分の分布

4.3.4 flash ADC の解析

micro TPC では、エネルギー情報を flash ADC (FADC) を用いて読み出している。これにより、荷電粒子が micro TPC 内で落としたエネルギーが得られるだけでなく、荷電粒子の $\frac{dE}{dx}$ の変化をも知ることができ、粒子識別や飛跡の前後の判定などに利用することができる。

micro TPC では、トリガーがかかるから全ての電子がドリフトし終わるまで、数 μsec に渡ってアナログ信号を読み出す必要がある。また、信号の波形は荷電粒子が飛跡に依存する。これらのことから、荷電粒子がガス中で落としたエネルギーを見積もるには、FADC で得られた波形を積分する必要がある。しかし、得られたデータを全て積分してしまうと図 4.26 のようになってしまい、分解能が悪すぎてエネルギーの見積りができない。これは、GND レベルのゆらぎが大きい事に起因すると考えられる。従って、得られたデータから GND レベルをなるべく正確に見積もってやる必要がある。

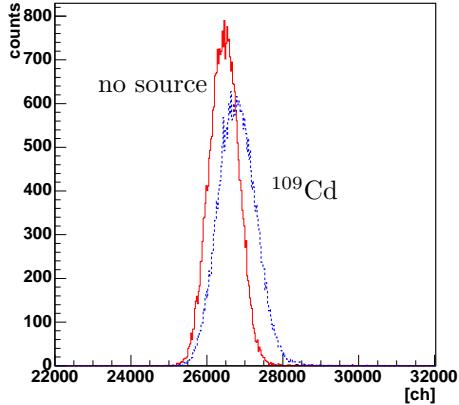


図 4.26: 単純な積分によるスペクトル

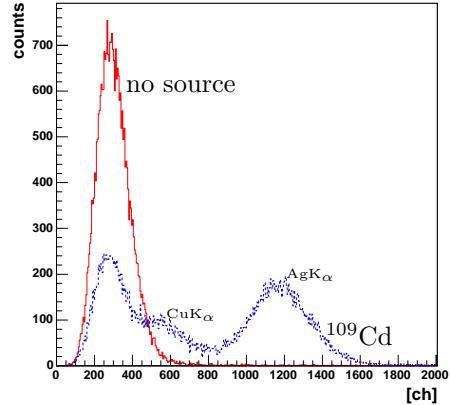


図 4.27: GND 補正によるスペクトル

まず、単純に得られた波形を平均化し、その値を GND レベルとして考える。こうすることでイベント毎に GND レベルを定義できるようになる。その上で閾値を設け、それを越えた部分のみ足し合わせると図 4.27 のようになる。図 4.26 では見られなかったスペクトルの構造が見え始め、ペデタルと AgK_α (22.2keV) とが完全に分離できている。しかし、数 μsec の間の波形を全部積分してしまっているので、信号もノイズも足し込まれエネルギー分解能は良いとは言えず、 CuK_α のような低エネルギーではペデタルと分離できていない。数 μsec の波形の中から信号とノイズとが分離できれば、さらにエネルギー分解能が良くなり、低エネルギーのピークも見えることが期待できる。

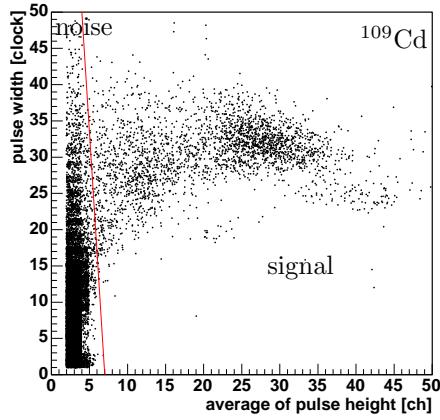
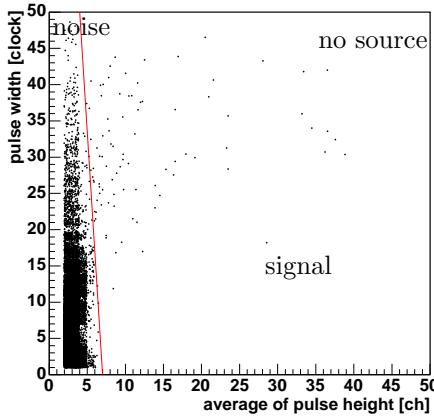


図 4.28: 平均パルス高とパルス幅の 2 次元プロット:この図において図中の直線より右側が信号、左側がノイズと SN 判定ができる。

ところで、閾値を越えた部分について、その幅と平均の高さとの相関をプロットすると図 4.28 のようになる。よって、図中の直線により信号とノイズとを分離することができる。

そこで、信号と判別された部分の直前までの平均を GND レベルとし、もう一度 SN 判定を行い信号と判別された部分のみを (GND レベルの分を差し引いて) 足し合わせる。この方法により得られたスペクトルが図 4.29 である。また、線型性を図 4.30 に、エネルギー分解能を図 4.31 に示す。線型性は 60keV まで保た

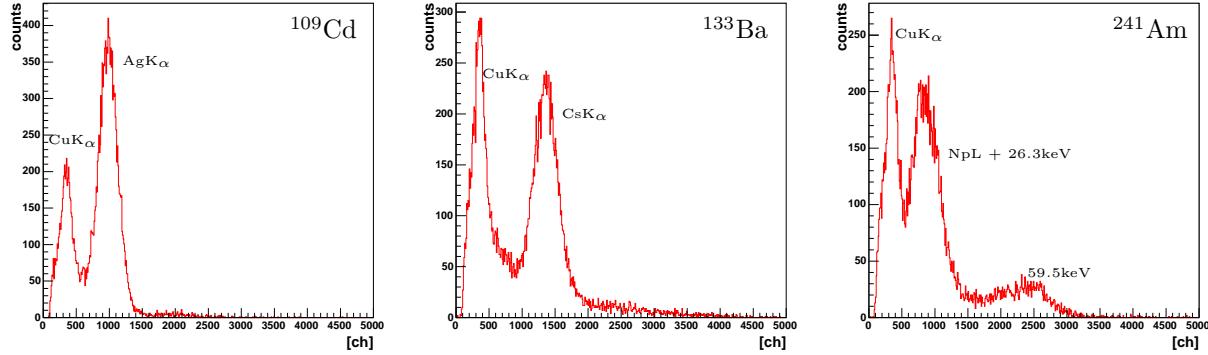


図 4.29: 最終的に得られたスペクトル

れており、一次関数でよく fit できている。さらに、GND レベルの補正のみの時にはペデタルと CuK_α が分離できていなかったが、SN 判定を行うことでピークがはっきりと見えている。但し、 ^{241}Am の 59.5keV のピークは低エネルギー側に尾を引いている。これは、60keV の電子が Ar 中を 4 ~ 5cm 程飛ぶのに対し、現在の micro TPC の体積が十分大きくないために、光電効果で叩き出された電子が検出部の外へと出ていってしまうものが現れるためと思われる。ここで、図 4.31 中の点線は fitting により得られたもので、

$$\text{FWHM } [\%] = 2.0 \times 10^2 (K_e[\text{keV}])^{-0.51} \quad (4.4)$$

と表される。

一方で、数百 nsec の時間幅で電荷積分型 ADC で取得した、図 4.15 のスペクトルから予想されるエネルギー分解能には未だ届いていない。此処に挙げた方法において、FADC で得た波形の長さよりも十分長い周期のノイズは GND レベルの補正で、プリアンプの時定数よりも短いノイズは SN 判定と波形の積分などで落とすことができている。しかし、FADC で得る波形に数周期入ってくるような周波数のノイズは落とせず、信号と共に足し込まれてしまっている。この周期のノイズも落とすことができれば、さらにエネルギー分解能を改善することが可能だと思われる。

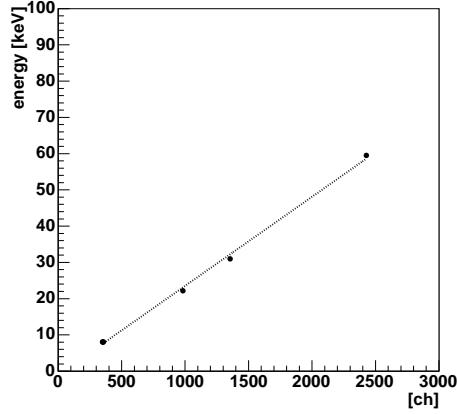


図 4.30: micro TPC で得られたスペクトル図 4.29 の線型性

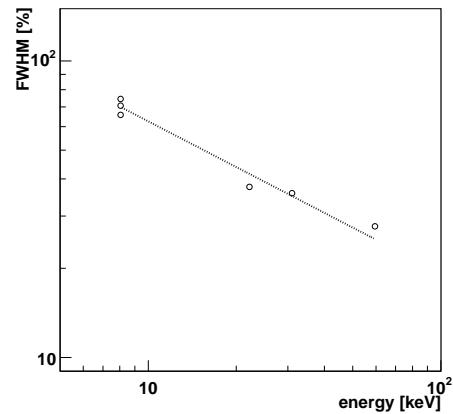


図 4.31: micro TPC で得られたスペクトル図 4.29 でのエネルギー分解能

4.3.5 粒子識別

コンプトン散乱はガンマ線と電子の弹性散乱であるが、中性子と原子核中の陽子も弹性散乱を起こす。特に、クエンチャーとして使用している C_2H_6 中の H と弹性散乱しやすい。宇宙で MeV ガンマ線を見る場合には、中性子の弹性散乱もバックグラウンドになりうる。しかし、FADC によるエネルギー情報とエンコーダーからの飛跡情報を組み合わせることで、入射粒子がガンマ線なのか中性子なのかを判別することが可能である。

micro TPC のガス中では、ガンマ線が入射すると電子が、中性子が入射すると陽子が飛び出す。従って、ガス中を飛んだ荷電粒子が電子なのか陽子なのかを見分ければ、入射粒子の判別ができるうことになる。電子と陽子の飛跡を比較すると、陽子は比較的真直ぐな飛跡になるのに対して、電子は質量が小さいため散乱の影響を受け飛跡は曲がりくねる。また、電子は $\frac{dE}{dX}$ は小さいのに対して、陽子の $\frac{dE}{dX}$ は大きい。よって、横軸に $\frac{dE}{dX}$ 、縦軸に飛跡を直線で fitting したときの χ^2 をとった 2 次元プロットをとると、図 4.32 のようになる。 ^{22}Na を照射するとガンマ線が入射するため、斜線で示した中性子領域にはほとんどイベントは存在していない。一方、ガンマ線も中性子も放射する ^{272}Cf の時にはこの領域にもイベントが存在していることが判る。従って、図 4.32 により粒子判別が可能になる。

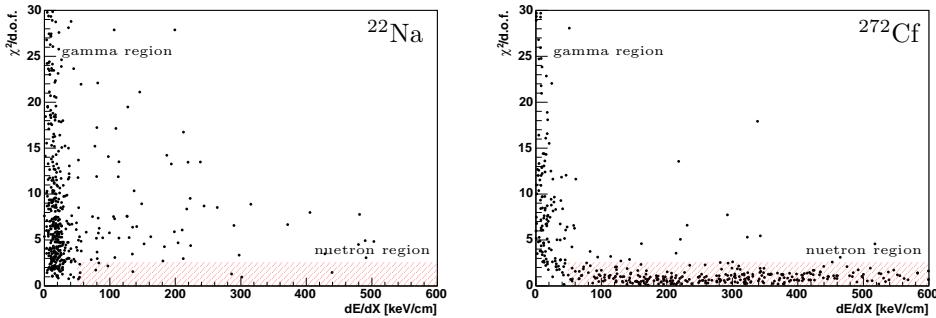


図 4.32: ガンマイベントと中性子イベントの判別 [52]

4.3.6 Bragg 曲線

micro TPC のアナログ情報の読み出しに flash ADC を用いていることで、micro TPC 中で止まった荷電粒子について、その進んだ方向も知ることができる。

ガス中に入射した荷電粒子は、周囲のガスを電離しながら自身の運動量を失っていく。そして速度を落していくと単位長さあたりのエネルギー損失も次第に大きくなっていき、最終的に最も大きくエネルギーを落として止まる。従って、micro TPC 中を走る荷電粒子が、感度のある領域内で持っていた運動エネルギーを落としきると、flash ADC で得る波形は、荷電粒子が止まったところに対応する時間に最も大きなピークを持つことになる。

実際に一方向から中性子を入射してみると、図 4.33 のような波形が得られ、秘蹟の終端へ向かってパルス高が大きくなる様子が良くわかる。電子の場合は飛跡が曲がりくねっているので陽子ほど単純ではないが、エンコーダーから得られる飛跡と対応をとることで、陽子の場合と同様の $\frac{dE}{dX}$ の変化から飛跡の終端を推測できると期待できる。

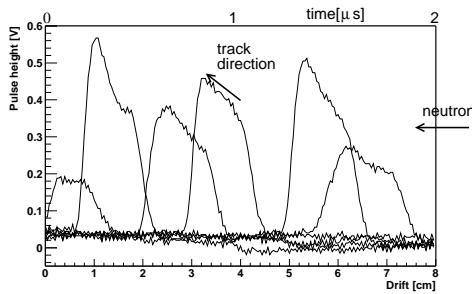


図 4.33: 中性子を入射したときのプリアンプの出力 [52]

Chapter 5

試作機による MeV ガンマ線イメージング

5.1 ‘近い’ 線源のイメージング

5.1.1 飛跡検出器と散乱ガンマ線検出器の性能

MeV ガンマ線カメラの試作機を構成している、散乱ガンマ線検出器の Anger 型カメラと飛跡検出器の micro TPC についてまとめると、Anger 型カメラについては表 5.1、飛跡検出器については表 5.2 のようになる。以下ではこれらの値を使用して話を進めることにする。

表 5.1: 散乱ガンマ線検出器の性能

Scintillator	NaI(Tl)
光検出器	3/4 インチ径 single anode PMT 5 × 5 本の array
volume	10cm × 10cm × 1 インチ
fiducial volume	6cm × 6cm × 1 インチ
position resolution	6.7mm (FWHM)
energy resolution	11.2% @ 662keV (FWHM) FWHM [%] = $3.3 \times 10^2 (E_\gamma [\text{keV}])^{-0.52}$

表 5.2: 飛跡検出器の性能

gas	Ar 90% + C ₂ H ₆ 10%
	(drift 速度 4.0cm/μsec)
gas gain	~ 6000
clock	20MHz
volume	10cm × 10cm × 8cm
fiducial volume	7cm × 7cm × 7cm
3D position resolution	0.67mm (σ)
energy resolution	35.8% @ 31.0keV (FWHM) FWHM [%] = $2.0 \times 10^2 (K_e [\text{keV}])^{-0.51}$

5.1.2 解析方法と検出器の配置

非常に遠くに存在する天体から到来するガンマ線を検出器で受けるとき、天体までの距離は検出器の大きさに比べて十分遠いので、ガンマ線は平行光で入射する。実験室にて同じような平行光を得ようすると、放射線源を検出器から十分離して置く必要がある。しかし、検出器から距離を置くと、検出器に入射する光子数が距離の二乗に反比例して少なくなり、測定に時間がかかるてしまう。

そこで、今回は検出器のすぐ近くに放射線源を置き、再構成されたガンマ線到来方向とコンプトン点を用いてガンマ線が進んできた直線を得、放射線源を置いた面との交点を再構成された線源の位置として、イメージングを行った。但し、放射線源と検出器の距離は既知とする。

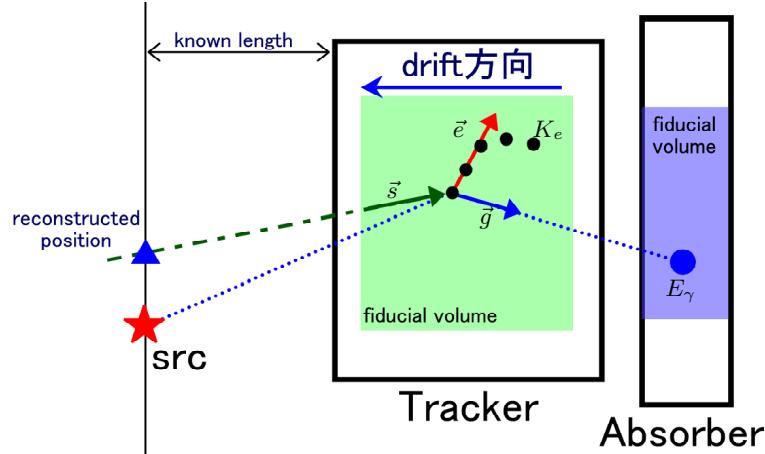


図 5.1: 近い線源のイメージング

ところで、試作機のシンチレーション検出器の体積が小さいため、飛跡検出器の周りを覆うことはできない。そこで、前方散乱を集めるような配置にした。これは、コンプトン散乱は前方散乱が優位に多いためである。また、前方散乱の方が散乱ガンマ線のエネルギーが大きくなり、シンチレーション検出器にとつてはエネルギー分解能の点で得をすることになる。

さらに、飛跡検出器の体積もまた小さい。このため、100keV ものエネルギーの電子になると、飛跡検出器中では止まりきらずに外へと出て行ってしまい、反跳電子のエネルギーが測定できなくなってしまう。一方で、数十 keV 程度の低いエネルギーでは、多重散乱の効果が大きく効き、電子の反跳方向の決定精度が悪くなる。これらのことから、以下の 2通りの解析方法を行い、それぞれについて試作機の性能評価を行った。

- 既知のエネルギーのガンマ線イメージング：入射ガンマ線のエネルギー E_0 をあらかじめ知っているとし、反跳電子のエネルギーは測定せずに、電子の反跳方向・散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向を測定により得て、入射ガンマ線の到来方向のみ再構成する。これにより反跳電子が飛跡検出器の外へと出て行ってしまっても再構成が可能になる。
- 完全な再構成：反跳電子のエネルギーと反跳方向・散乱ガンマ線のエネルギーと散乱方向を測定、入射ガンマ線のエネルギー・到来方向の両方を再構成する。この場合、飛跡検出器内で反跳電子が止まる必要があるため、反跳電子のエネルギーの小さいものが選択的に選ばれる。

また、micro TPC のドリフト方向が図 5.1 のようになるよう設置した。その上で、反跳電子の飛跡は micro TPC から得られるヒット点を clock の順番に繋げる事で得た。さらに、コンプトン点は電子の飛跡の各点の内、最も clock の若い点とし、電子の反跳方向は、コンプトン点を含む初めの 3 点をコンプトン点の固定は行わずに直線で fitting してその方向を得た。

一方、飛跡検出器とシンチレーション検出器との位置関係については、反跳電子のエネルギーをより大きくとるため、図 5.2 のように飛跡検出器とシンチレーション検出器の中心をずらして設置した。さらに、ガンマ線の散乱方向 \vec{g} の誤差を減らすように、飛跡検出器とシンチレーション検出器の距離を大きめにとった。

この MeV ガンマカメラによって得られたイベントの一例を図 5.3 に示す。反跳電子の飛跡・エネルギーと散乱ガンマ線の吸収点・エネルギーから、コンプトン散乱がよく再現されており、線源の位置も捉えられている。

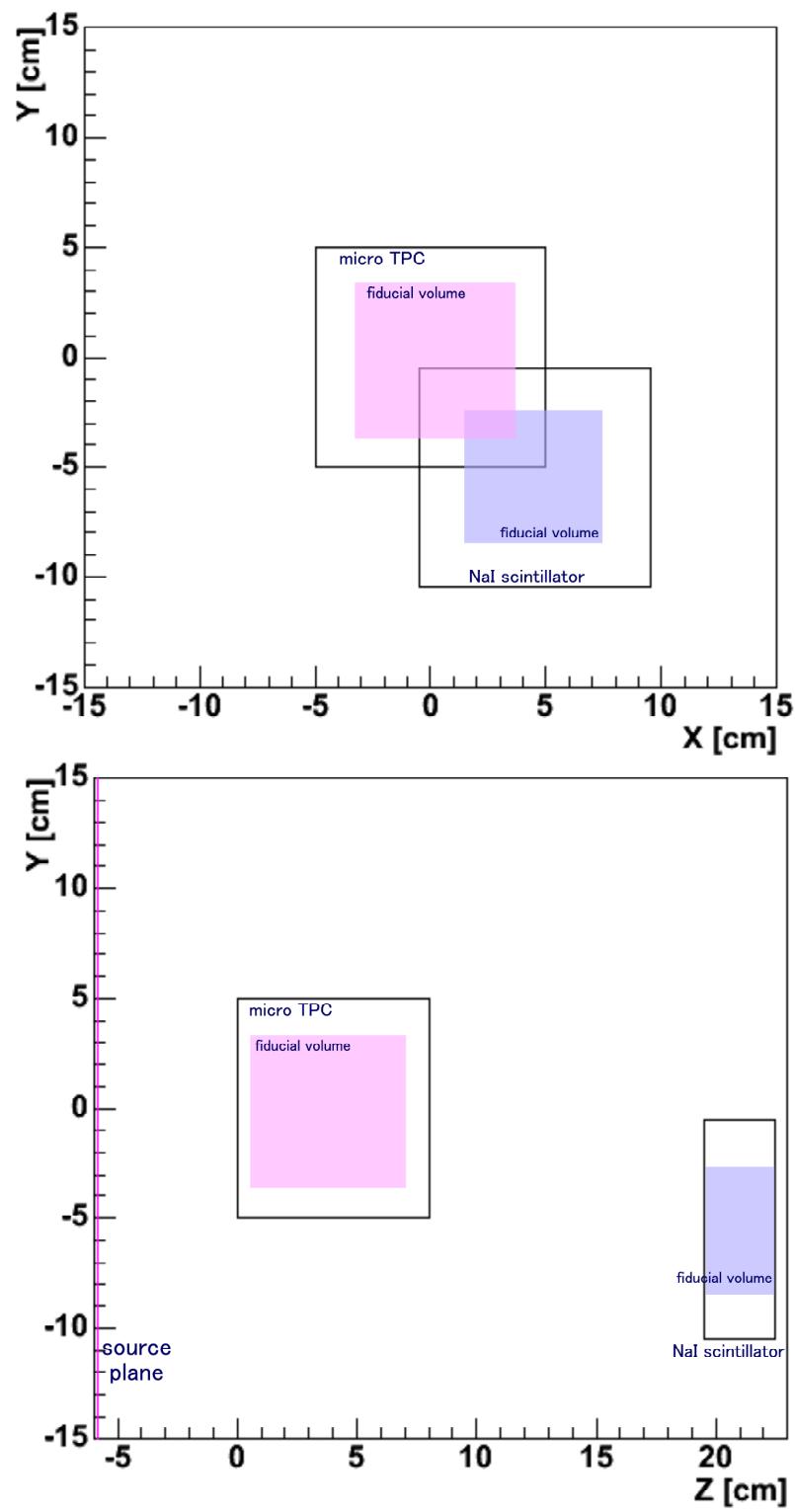


図 5.2: 飛跡検出器とシンチレーション検出器の位置関係 (上:線源側より 下:横より)

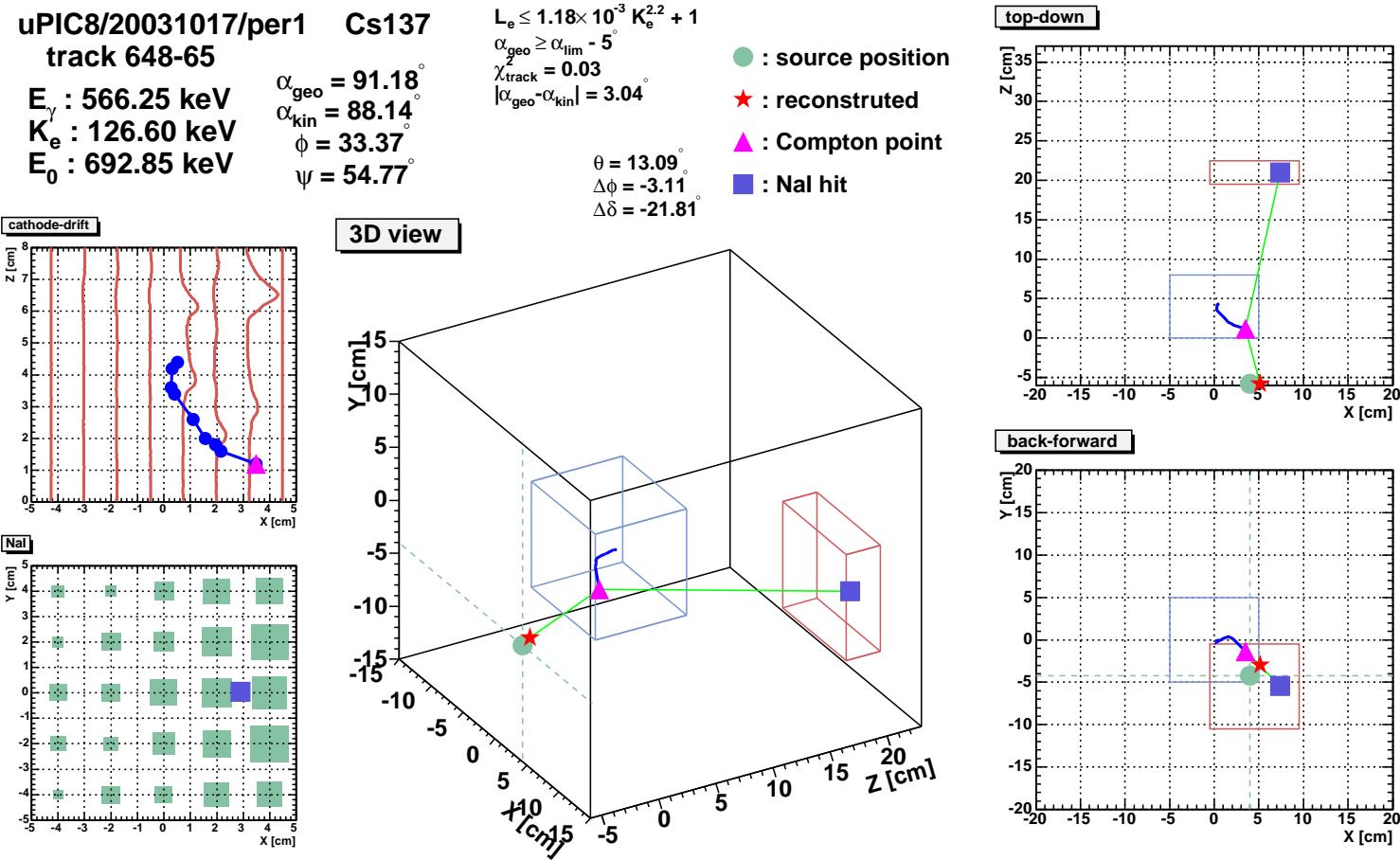


図 5.3: 得られたイベントの一例 (●:線源を置いた位置 ▲:コンプトン点 ■:散乱ガンマ線吸収点 ★:ガンマ線再構成により得られた点) cathode-drift:micro TPC から得られた電子の飛跡と FADC により得られた波形。NaI:シンチレーション検出器の光量分布と重心から得た散乱ガンマ線の吸収点。3D view:3 次元的な検出器の配置と各点の位置。top-down:イベントを上から見た絵。back-forward:イベントを線源側から見た絵。

5.2 既知のエネルギーのガンマ線イメージング

5.2.1 概念

入射ガンマ線のエネルギー E_0 を知っているとして、反跳電子の反跳方向 \vec{e} ・散乱ガンマ線の散乱方向 \vec{g} とエネルギー E_γ を測定する。このとき、反跳電子のエネルギーは

$$K_e = E_0 - E_\gamma \quad (5.1)$$

とする。

この方法では、電子のエネルギーを測定しないため、反跳電子が飛跡検出器から抜け出てしまったとしても再構成が可能になる。

5.2.2 カット条件

ガンマ線の再構成に際し、以下のような大きく分けて 5 段階のカットを行うことで、期待するイベントを取り出す。

fiducial volume

シンチレーション検出器の fiducial volume は、シンチレーション光の重心分布が線型性を保っている領域とした(表 5.1)。一方、飛跡検出器についてはプリアンプボードの数が不足していたために、 μ -PIC の検出面のうち $7.7\text{cm} \times 7.7\text{cm}$ の部分が検出部となった。しかし、これより外側で生まれた反跳電子は再構成には使えないため、中央の $7\text{cm} \times 7\text{cm} \times 7\text{cm}$ を有効領域とし(表 5.2)、飛跡の第 1 点がこの中にあるものを有効なイベントとした。

effective event

反跳電子の反跳方向を捉えるには、電子の飛跡を 2 点以上で押さえる必要がある。今回、反跳方向を求めるのに、初めの 3 点を直線で fitting して求めた。よって、micro TPC による電子の飛跡の hit 数 N_{hit} について

$$N_{\text{hit}} \geq 3 \quad (5.2)$$

という条件を課した。

また、 E_γ, K_e について、その意味から

$$E_\gamma > 0 \quad K_e > 0 \quad (5.3)$$

が要求される。

reconstructable event

fiducial volume と N_{hit} カットを通ったイベントについて再構成を行う。しかし E_γ, K_e の値によっては、(3.3) や (3.5) に従い $\cos \phi$ や $\cos \alpha$ を計算すると、 $\cos \phi < -1, \cos \alpha < -1$ となってしまう。このようなイベントは散乱角 ϕ や \vec{e} と \vec{g} の離角 α に意味がなくなってしまうため、「再構成できないイベント」として取り除いた。よって、 E_γ と K_e に

$$\left| \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \right| \leq 1 \quad (5.4)$$

という条件を課す。

event selection

再構成できたイベントのうち、飛跡検出器でコンプトン散乱・シンチレーション検出器で光電吸収を起こしているものを選び出さなくてはならない。従って、期待されるイベントが最低限満たすと思われる以下のような条件で、ある程度イベントを選択する。

- 前方より到来： Advanced Compton Imaging では、原理的にどの方向からガンマ線が来ても再構成は可能である。但し、今回の近い線源のイメージングの場合、その方法から、イメージを得る際に考える面を通らない、検出器の後ろ側（シンチレーション検出器側）から到来したように再構成されるものは除くことにした。
- 初めの 3 点 fit の差分：電子の反跳方向は、初めの 3 点を直線で fitting することにより得ているが、この fit から得られた直線と各点との距離の平均値が表 5.2 の値よりも大きいものは多重散乱が効いているとして除いた。

$$\text{初めの 3 点の差分の平均値} \leq 0.67\text{mm} \quad (5.5)$$

- $\alpha \geq \alpha_{\text{lim}}$ ：ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} との離角 α について、入射ガンマ線のエネルギーから (3.6) で与えられる最小値が存在する。よって、 α が最小値よりも十分小さいものは、期待されるようなイベントではないか、電子の反跳方向を正確に押さえられていないか、であると思われるため、このようなイベントはカットする。

$$\alpha_{\text{geo}} \geq \alpha_{\text{lim}} - 5^\circ \quad (5.6)$$

- 電子の反跳角 $\leq 90^\circ$ ：コンプトン散乱において、電子の反跳角 ψ は $\psi \leq 90^\circ$ である。よって、再構成により得られた入射ガンマ線の進む方向 \vec{s} と電子の反跳方向 \vec{e} について、

$$\vec{s} \cdot \vec{e} \geq 0 \quad (5.7)$$

という条件を課した。

‘ α ’ cut

event selection までのカットを行うと、 $\alpha_{\text{geo}} - \alpha_{\text{kin}}$ の分布は図 5.4 のようになる。コンプトン散乱であれば、 $\alpha_{\text{geo}} = \alpha_{\text{kin}}$ となることが期待できる。図 5.4 では、 $\alpha_{\text{geo}} - \alpha_{\text{kin}} = 0$ を中心にピークになっている。従って、このピークの部分を取り出すことで、コンプトン散乱を完全に捉えたイベントを取り出せる。これより、

$$|\alpha_{\text{geo}} - \alpha_{\text{kin}}| \leq 5^\circ \quad (5.8)$$

というカットを行う。また、ヒット点の繋ぎ間違いやドリフト方向の位置分解能の荒さなどにより電子の反跳方向が捉え切れていないイベントは、この ‘ α ’ cut と event selection の α 最小値カットにより落とすことができる。

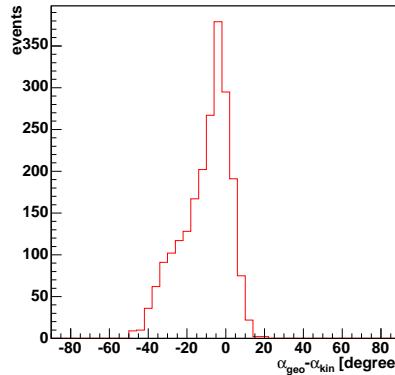


図 5.4: event selection cut を通ったイベントの $\alpha_{\text{geo}} - \alpha_{\text{kin}}$ 分布

5.2.3 再構成

散乱角

まず、得られたイベントやカットで残るイベントが本当にコンプトン散乱であることを確認するために、ガンマ線の散乱角 ϕ について解析した。ガンマ線の線源の位置を既知として、線源の位置・コンプトン点・散乱ガンマ線の吸收点の3点から幾何学的に測定する散乱角 ϕ_{geo} と、シンチレーション検出器から得られる散乱ガンマ線のエネルギーから運動学的に(3.3)により得られる散乱角 ϕ_{kin} との相関を取ると図5.5のようになる。

再構成できたイベントについてみても、この $\phi_{\text{kin}}-\phi_{\text{geo}}$ 相関において、直線で示された $\phi_{\text{kin}} = \phi_{\text{geo}}$ の周囲に集まっているイベントがあり、確かに飛跡検出器内でコンプトン散乱を起こしたイベントを捉えている。また、 α cutまでカットを行うと期待されるイベントのみ残ることが期待されるが、 $\phi_{\text{kin}}-\phi_{\text{geo}}$ 相関においてカットの様子を見ると、 $\phi_{\text{kin}} \simeq \phi_{\text{geo}}$ の領域のみイベントが残り、それ以外の領域のイベントはカットにより落とされている。よって、カットが正しく働いたと考えられる。

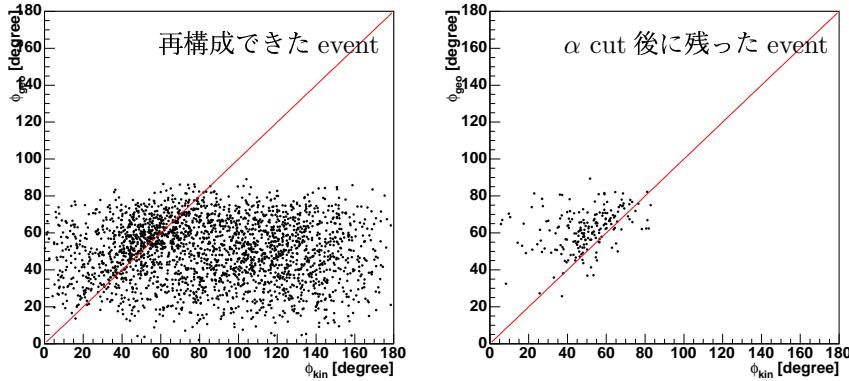


図 5.5: エネルギーから得られた散乱角 ϕ_{kin} と幾何学的な散乱角 ϕ_{geo} の相関

散乱ガンマ線のスペクトル

カット毎の散乱ガンマ線のスペクトルを図5.6に、カットごとのイベント数の変化を表5.3に示す。fiducial eventのcutにより、 $E_{\gamma} \geq E_0$ となるeventが落ち、後方散乱よりもエネルギーが小さいイベントも再構成出来ずにカットされている。再構成できたイベントはselection cutと α cutによりさらにカットされ、最終的に残るイベントの散乱ガンマ線のエネルギースペクトルは、検出器の配置から決まる特定の範囲で、平坦で特徴のないスペクトルとなっている。

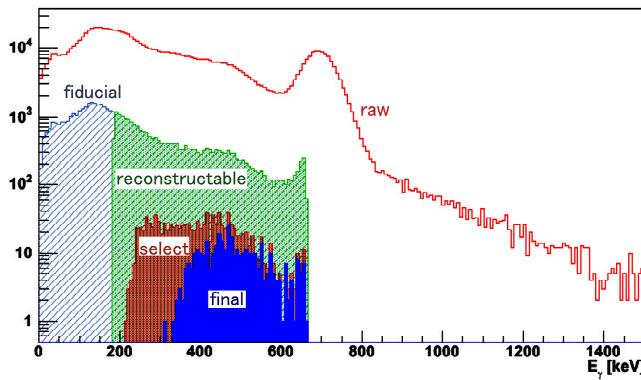


表 5.3: カットごとのイベント数

cut	#event
raw	1870561
fiducial	254445
effective	97717
reconstruct	46207
select	2157
final	734

図 5.6: カット毎の散乱ガンマ線のスペクトル (^{137}Cs)

再構成イメージ

^{137}Cs を照射した際に得られたイベントに、 α cut までの全てのカットをかけて得た再構成イメージを図 5.7 に、2 つの ^{137}Cs を同時に照射した時のイメージを図 5.8 に示す。図中の '+' は実際の線源の位置を示している。得られたイメージは、線源を置いた位置付近にピークをなしており、2 つの線源もきれいに分離できていることが見て取れる。

また、異なるエネルギーの線源についてもイメージングしてみると、図 5.9 や図 5.10 のようなイメージが得られた。 ^{22}Na は ^{137}Cs 程ではないが線源の位置を捉えられている。一方で、エネルギーの低い ^{133}Ba については、全体的に線源の方向に寄ってはいるものの、ピークの位置は大きくずれており、線源の位置を捉え切れていない。これは、検出器の配置について同じ条件で測定しているため、入射ガンマ線のエネルギーが低くなるにつれ反跳電子のエネルギーが小さくなり、反跳方向が捉えにくくなっているためと考えられる。

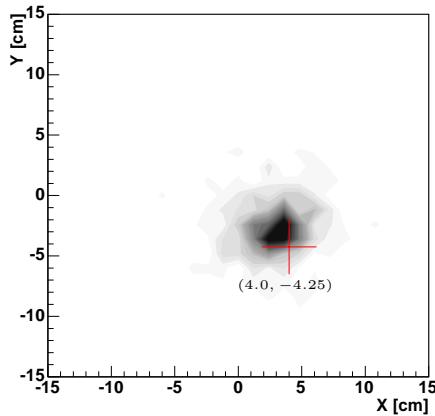


図 5.7: ^{137}Cs (662keV)

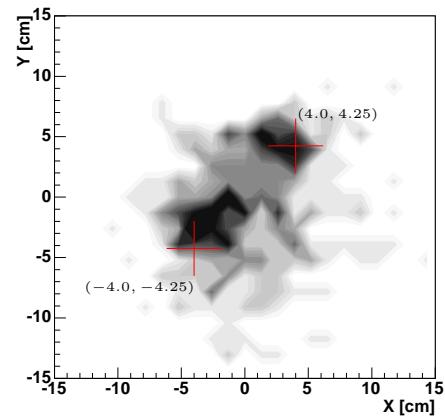


図 5.8: $^{137}\text{Cs} \times 2$

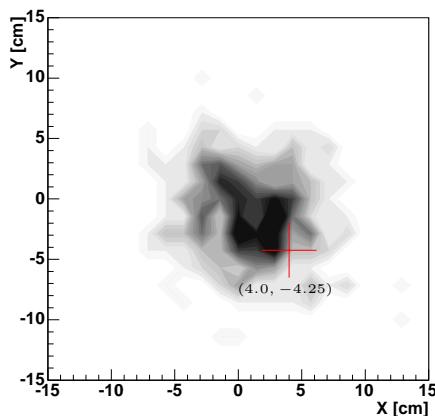


図 5.9: ^{22}Na (511keV)

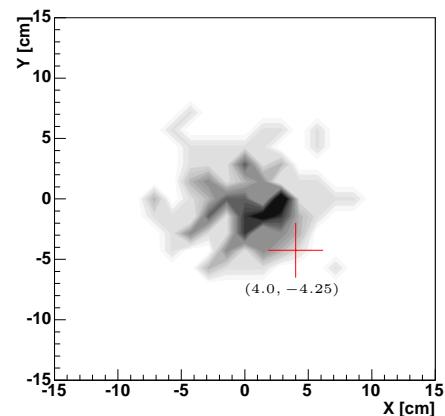


図 5.10: ^{133}Ba (356keV)

ARM & SPD

Advanced Compton Imaging におけるイベント毎の角度分解能は、ARM(Angular Resolution Measure)と SPD(Scatter Plane Deviation) の 2 角度で定義される。

ARM とは、ガンマ線の散乱角の決定精度のことであり、全てのコンプトンカメラに共通のパラメータである。ARM は (3.7) から与えられ、図 5.11 のような分布になる。この分布の RMS は 14.7° である。また、ARM の分布のカットによる変化を図 5.12 に示す。再構成できたイベントに selection cut・ α cut と event cut をかけていくことで、ARM の分布の広がりが狭まっていく様子が見て取れる。

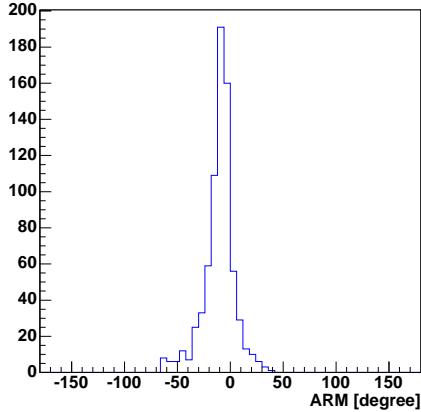


図 5.11: ARM の分布 (^{137}Cs)

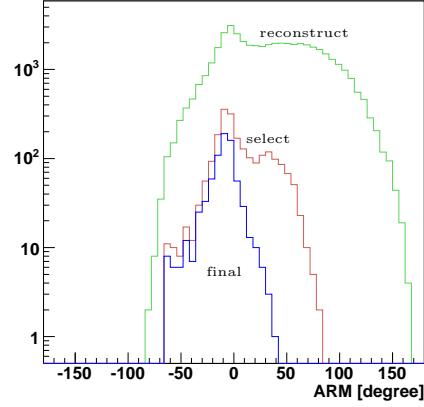


図 5.12: cut 每の ARM (^{137}Cs)

一方、コンプトン散乱はある 1 つの平面を張る。SPD とはこの平面の決定精度を指し、Advanced Compton Imaging に特有のパラメータである。(3.8) により与えられる SPD は図 5.13 のような分布となり、分布の RMS は 23.2° となる。カット毎に SPD の分布を見ると図 5.14 のようになる。再構成できただけでは 0° にピーカは持つものの 360° 全体に広がってしまっているが、カットにより期待されるイベントのみを取り出していくことで、 0° を中心とするピーカが残っていくことが解る。

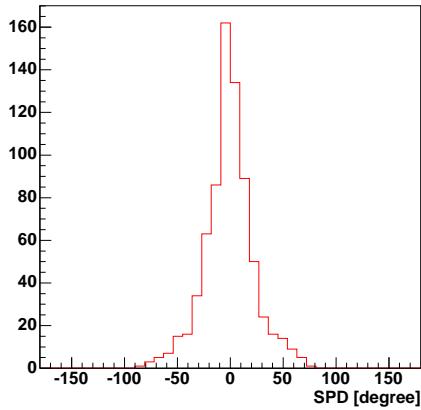


図 5.13: SPD 分布 (^{137}Cs)

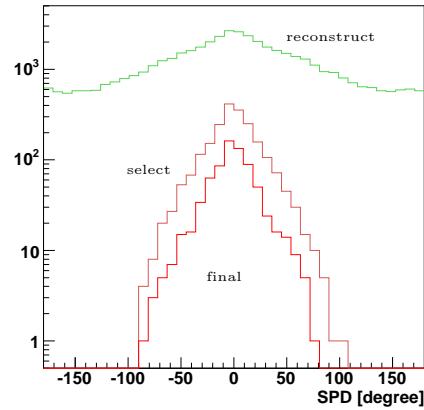


図 5.14: cut 每の SPD (^{137}Cs)

5.3 完全な再構成によるイメージング

5.3.1 概念

先の方法とは異なり、反跳電子のエネルギー K_e ・反跳方向 \vec{e} 、散乱 γ 線のエネルギー E_γ ・散乱方向 \vec{s} を測定する。これにより、入射ガンマ線のエネルギー E_0 と到來方向 \vec{s}' を (3.1)・(3.2) から得る。

ところで、試作機の飛跡検出器は、その fiducial volume が小さいため反跳電子のエネルギーが大きくなると、飛跡検出器の外へと電子が出て行ってしまう。このようなイベントは入射ガンマ線のエネルギーを取りこぼすことになるので、反跳電子が飛跡検出器内で止まっているようなイベントを取り出す必要がある。但し、荷電粒子の飛跡を確実に捉えられてはいらない為、反跳電子が止まつたのか突き抜けたのかを micro TPC のヒット点からは判断できない。従って、アナログ情報から判断する必要がある。一方、反跳電子のエネルギーが小さすぎると、多重散乱により反跳方向をうまく捉えられないので、これについても対処する必要がある。

5.3.2 カット条件

基本的には先の方法と同じカットをする。しかし、電子のエネルギーという情報が増えるため、それに関するカットが増えることになる。

fiducial volume, effective event & reconstructable event

これらについては、反跳電子のエネルギー測定をするしないに関係ないため、線源のエネルギーを知っている場合の解析と同じである。

event selection

反跳電子が飛跡検出器中で止まることが完全再構成における必要条件となるため、線源のエネルギーを知っている場合のカットに加え、反跳電子のエネルギーに対する閾値と反跳電子が飛跡検出器から出て行ってしまったイベントをカットする条件が付け加わる。

- 前方より到来
- 初めの 3 点 fit の差分
- $\alpha \geq \alpha_{\text{lim}}$
- 電子の反跳角 $\leq 90^\circ$
- 低エネルギー電子のカット：反跳電子のエネルギーが小さいと、多重散乱の効果も大きい。よって、

$$K_e \geq 40[\text{keV}] \quad (5.9)$$

とした。

- 突き抜け電子のカット：再構成できたイベントについて、反跳電子の (micro TPC 中で落とした) エネルギーと飛跡の長さの関係をプロットすると、図 5.15 のようになる。これより、 $\frac{dE}{dX}$ の小さい成分と大きな成分の 2 つあることが分かる。 $\frac{dE}{dX}$ の小さい成分は MIP の $\frac{dE}{dX}$ に近いため、反跳電子の持つエネルギーは大きく micro TPC 中では止まらないことが予想される。よって、

$$\text{length [cm]} \leq 1.2 \times 10^{-3} (K_e[\text{keV}])^{2.2} + 1 \quad (5.10)$$

という条件 (図中の実線よりも右側の領域) を課した。

' α ' cut

selection cut まで通ったイベントに対し、最後にエネルギーを知っている場合の解析と同様、 $\alpha_{\text{geo}} - \alpha_{\text{kin}}$ に制限をつける。

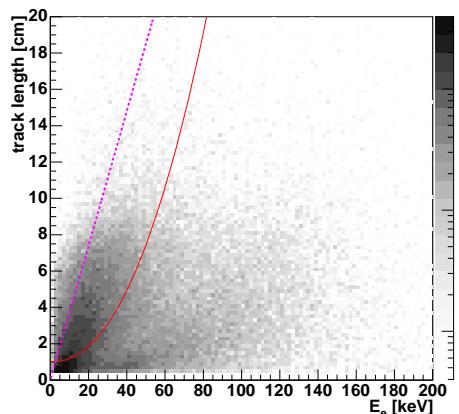


図 5.15: 反跳電子のエネルギーと飛跡の長さ (点線は MIP の $\frac{dE}{dX}$ を示す)

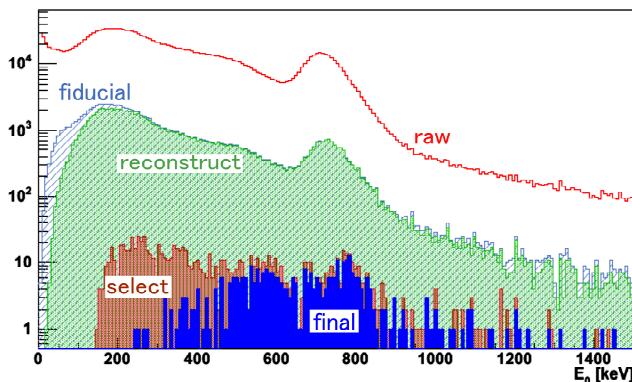


図 5.16: 再構成されたスペクトル (^{137}Cs)

5.3.3 再構成

スペクトル

^{137}Cs を照射し、再構成により得られたカット毎の入射ガンマ線のスペクトルを図 5.16 に、カットごとのイベント数の変化を表 5.4 に示す。 ^{137}Cs からは 662keV のガンマ線が出るが、 α cut まで通ったイベントのスペクトルにおいても 662keV 付近にピークができている。また、500~600keV にかけてもイベントが存在しているが、これは線源からのガンマ線が検出器に入る前にコンプトン散乱したものと思われる。エネルギー分解能については、662keV において FWHM で $\sim 21\%$ となった。

再構成イメージ

^{137}Cs を照射した際に得られた再構成イメージを図 5.17 に示す。全てのイベントでは線源の位置を捉えられないが、図 5.16 のピークの部分のみ取り出すと線源の位置がはっきりと捉えられている。スペクトルとこのイメージから、500~600keV のイベントは、線源からのガンマ線が検出器に入る前にコンプトン散乱しエネルギーや到来方向を変えてしまったものであり、これらのイベントが広がったイメージを作り出していると考えることができる。

表 5.4: カットごとのイベント数

cut	#event
raw	1870561
fiducial	254445
effective	106216
reconstruction	89887
select	1063
final	375

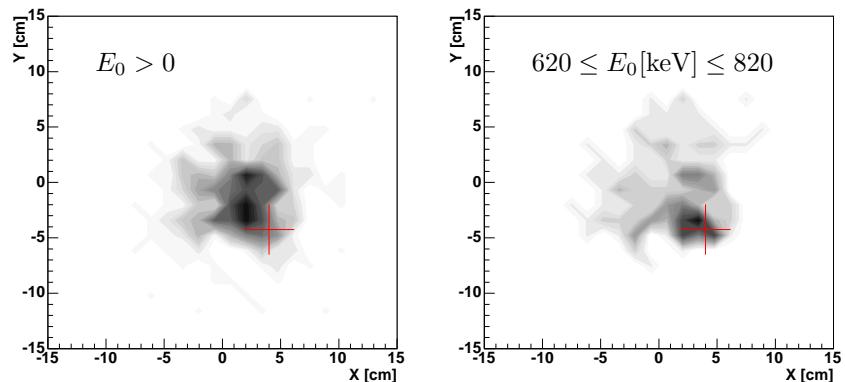


図 5.17: ^{137}Cs の再構成イメージ

ARM & SPD

入射ガンマ線のエネルギーを知っているときの解析の時と同様、完全再構成の際の角度分解能を評価する。但し、検出器に入る前にコンプトン散乱してしまったものは元の情報を失っているので、 α cutまで通り、且つスペクトルでピークをなしているイベントについてのみ議論する。

ARM の分布は図 5.18 のようになっている。前の方法と比べると、分布の中心が 0° ではなく、分布もきれいなピークにはなっていない。この分布の RMS は 16.7° となり、入射ガンマ線のエネルギーを知っている場合の解析に比べて悪い値になっている。但し、カット毎に ARM の分布を見ていくと(図 5.19)、カットによりその分布が狭まっていく様子が見て取れ、カットが有効であることを示している。

ARM の分布の中心値が 0° からずれているのは、再構成されたイメージ(図 5.17)において、イベントが全体的に薄く広がっていることが原因である。しかし、これらのイベントが一様に振ってきたバックグラウンドなのか、線源からのガンマ線を再構成し切れなかったイベントなのかは、まだ分かっていない。

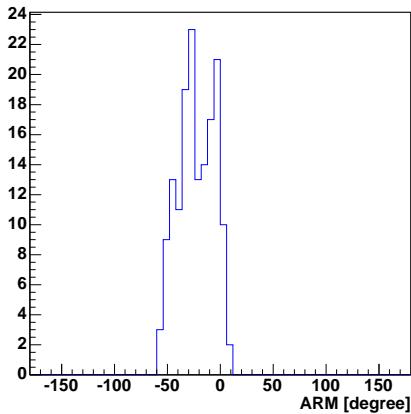


図 5.18: ARM (^{137}Cs)

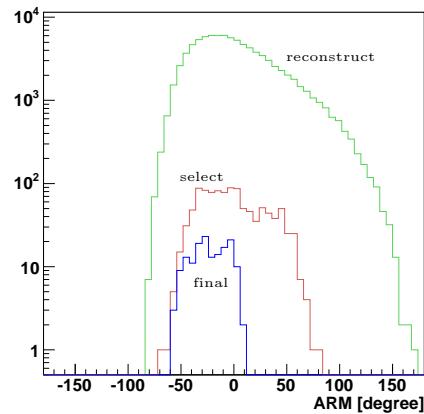


図 5.19: カット毎の ARM (^{137}Cs)

一方、SPD については図 5.20 のようになっており、分布の RMS は 34.3° となる。ARM の分布に比べるとピークの中心値は $\sim 0^\circ$ で、左右対称な分布である。SPD は電子の反跳方向が優位に効いてくるが、SPD の分布が対称ということは飛跡検出器の飛跡追跡能力が方向にあまり依存していないことを示している。また、カット毎の SPD を図 5.21 に示す。これからも、カットが有効に働いていることが分かる。

SPD についても、入射ガンマ線のエネルギーを知っている時に比べて悪い値になっている。これは前の解析に比べ、反跳電子のエネルギーの小さいイベントがカット後に残ってくるためと考えられる。完全再構成において、同等の角度分解能を得るには飛跡検出器である micro TPC の体積をもっと大きくする必要がある。

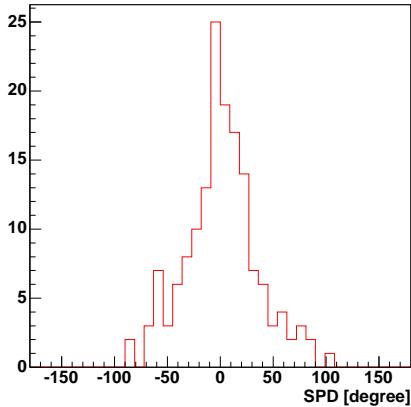


図 5.20: SPD (^{137}Cs)

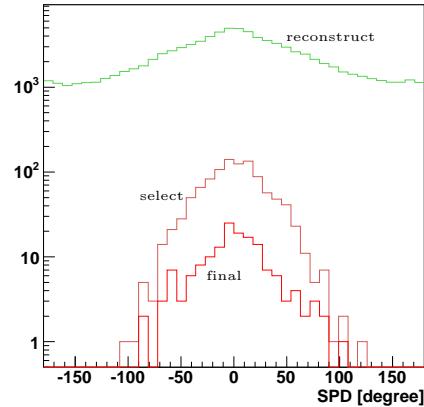


図 5.21: カット毎の SPD (^{137}Cs)

5.4 Classical Compton vs. Advanced Compton

ここまで得た再構成イメージは単純に再構成によって得た点をプロットしていた。しかし、ここまで得た解析により 1 イベントに対する ARM・SPD それぞれの角度分解能が得られた。これらの値は、イベント毎に得られた解の誤差と考えることができる。よって、方向ベクトルを $(\text{ARM 方向}, \text{SPD 方向}) = (\phi, \delta)$ で与え、再構成によって得られた解を $(\phi_{\text{kin}}, 0)$ として、

$$P(\phi, \delta) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(\phi - \phi_{\text{kin}})^2}{2\sigma_{\text{ARM}}^2}\right) \times \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma_{\text{SPD}}^2}\right) & |\phi - \phi_{\text{kin}}| \leq \sigma_{\text{ARM}} \text{ and } |\delta| \leq \sigma_{\text{SPD}} \\ 0 & |\phi - \phi_{\text{kin}}| > \sigma_{\text{ARM}} \text{ or } |\delta| > \sigma_{\text{SPD}} \end{cases} \quad (5.11)$$

というような重みつきの広がりを持たせ、これを積分することでイメージを得る、ということを行った。この方法では、1 イベントが図 5.22 のような扇形になる。

元のガンマ線のエネルギーを知っている場合の解析によって得られたイメージ（図 5.8）を、この方法で描き直してみると図 5.23 のようになり、この図においても 2 つの線源が分離できていることが分かる。

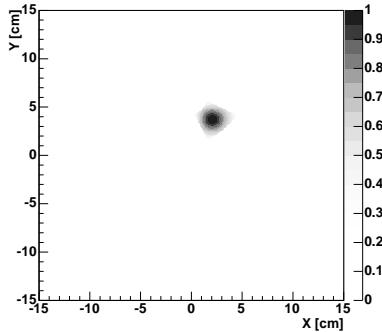


図 5.22: 重みつきイベント (1 イベント)

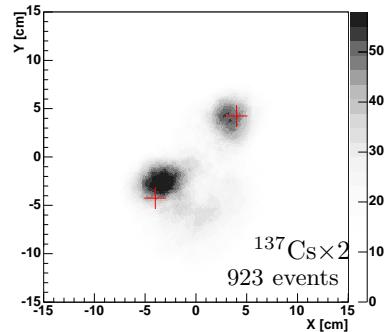


図 5.23: 重みつきイベントによるイメージ

一方、上の方法から SPD 方向の情報を失ってしまうよう、

$$P(\phi) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(\phi - \phi_{\text{kin}})^2}{2\sigma_{\text{ARM}}^2}\right) & |\phi - \phi_{\text{kin}}| \leq \sigma_{\text{ARM}} \\ 0 & |\phi - \phi_{\text{kin}}| > \sigma_{\text{ARM}} \end{cases} \quad (5.12)$$

というような重みにすると、1 イベントについて図 5.24 のような event circle が得られ、Classical Compton 法による解析と同等の結果になる。図 5.23 と同じデータについて、この重みつき event circle を積分したイメージを図 5.25 に示す。2 つの線源は一応分離できてはいるものの、全体的に円状に広がった擬似ピークが見られる。これは、飛跡検出器とシンチレーション検出器の中心をずらして設置したという、検出器の配置の異方性が原因である。しかし、図 5.23 ではこのような擬似ピークが見られず、Classical Compton 法での擬似ピークを生みやすさを示す結果とも言える。また、ここでは Advanced Compton 法で再構成されたイベントについて比較した為、Classical Compton 法では知りえない α によるカットも含んでしまっている。従って、バックグラウンドの環境によってはさらにイメージが悪化することが予想される。

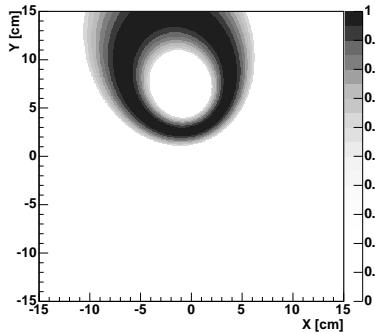


図 5.24: 重みつき event circle (1 イベント)

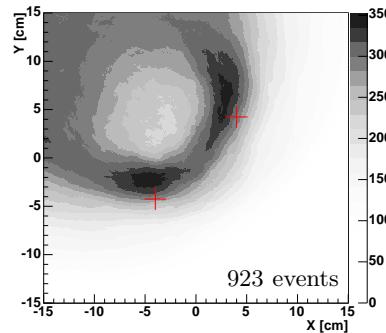


図 5.25: 重みつき event circle によるイメージ

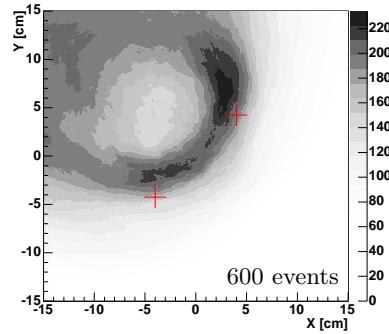
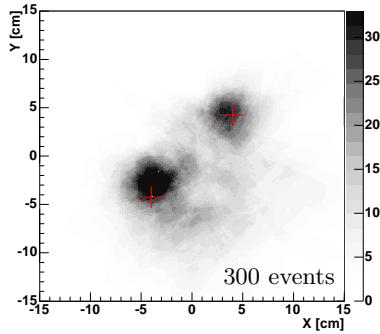
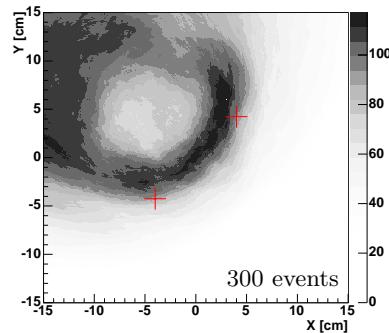
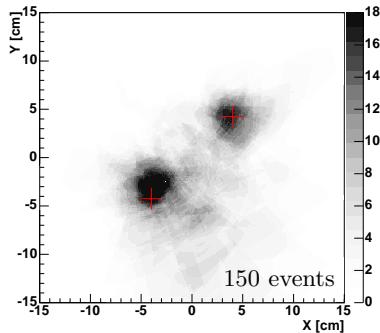
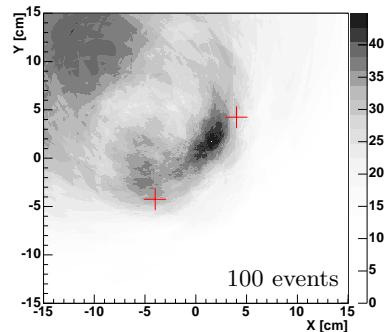
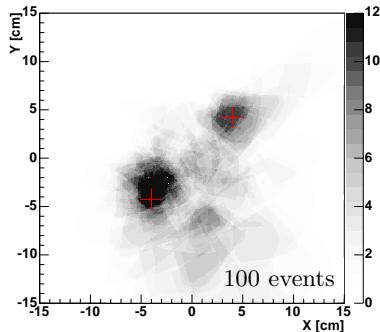


図 5.26: イベント数によるイメージの違い (Advanced Compton 法)

図 5.27: イベント数によるイメージの違い (Classical Compton 法)

また、再構成により得られるイメージのイベント数による違いを図 5.26・図 5.27 に示す。これより、Advanced Compton 法では、100 イベントもあれば 2 つの線源を分離できることが分かる。これに対し、Classical Compton 法によるイメージングでは 600 イベントあっても 2 つの線源を完全に分離できているとは言いがたい。

以上より、同じセットアップでは Classical Compton 法よりも Advanced Compton 法のほうが、はるかに質の高いイメージが得られると言える。Classical Compton 法では光子毎の到来方向を完全には決定できないので、特定の天体からのガンマ線のエネルギースペクトルを得る際には、必ずイメージングが必要になってくる。しかしながら Classical Compton 法でのイメージングには、図 5.27 に示されるように、よりたくさんのイベント数が必要とされる。事実、COMPTEL も明るい天体しか捉えられていない。これより、少ないイベント数でもイメージが得られるという点も Advanced Compton 法の利点の一つと言える。

Chapter 6

まとめ

6.1 MeV ガンマ線カメラ試作機の性能

これまでの結果から、Advanced Compton 法によるイベント毎のガンマ線再構成が実際に可能であり、micro TPC と Anger 型 NaI(Tl) シンチレーション検出器を組み合わせた試作機で sub MeV~MeV 領域のガンマ線イメージングとスペクトル取得が同時にできることができることが示された。現在の MeV ガンマ線カメラ試作機の性能をまとめると表 6.1 のようになる。

表 6.1: performance of prototype (^{137}Cs 662keV):SPD の理論的限界値は電子の反跳方向を 5mm 以内で捉えるとしたときの値

parameter	理論的限界値	for known energy sources	full reconstruction
ARM (RMS)	$\sim 0.5^\circ$	14.7°	16.7°
SPD (RMS)	$10 \sim 20^\circ$ (5mm)	23.2°	34.3°
energy resolution (FWHM)	—	—	21%
final event/fiducial event	—	0.37%	0.076%

入射ガンマ線のエネルギーを知っているときの解析と完全再構成とのどちらの結果についても、ARM は原理的限界値には達していない。これは、シンチレーション検出器のエネルギー分解能・位置分解能が共に十分な性能に達していないことによる。一方、SPD については、カットにより多重散乱の影響の少ないイベントのみ取り出したために限界値の 2 倍以下と ARM ほど悪い結果ではない。その代償として、最終的に残ったイベントの数の得られたデータに対する割合が非常に小さくなり、検出効率を落としている。

また、2つの解析方法を比較すると、ARM・SPD 共に完全再構成の方が悪い結果になっている。SPD については、完全再構成のカット後に残るイベントの反跳電子のエネルギーが、元のガンマ線のエネルギーを知っているときの解析に比べて小さい(図 6.1)ため、多重散乱の効果を受けやすく、電子の反跳方向が捉えにくくなっているためと思われる。一方 ARM の悪化については、micro TPC のエネルギー分解能などが考えられるが、今のところ理由は分かっていない。

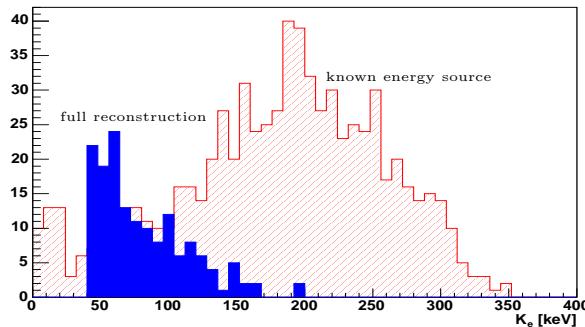


図 6.1: 反跳電子のスペクトル (known energy source の場合については $E_0 - E_\gamma$ の分布)

6.2 将来計画

6.2.1 試作機の改良

μ -PIC & micro TPC

試作機に用いている micro TPC の体積では、反跳電子が fiducial volume から出て行ってしまうものが多いため、反跳電子のエネルギーを捉え切れていないイベントが多く存在している。これを解決するには、micro TPC の体積そのものを大きくする必要がある。現在、図 6.2 のような 30cm×30cm の μ -PIC を試作中である。この 30cm 角 μ -PIC により、現在の位置分解能を保ったまま fiducial volume を飛躍的に大きくすることが可能であり、より大きなエネルギーの反跳電子を fiducial volume 内で押さえられることが期待できる。

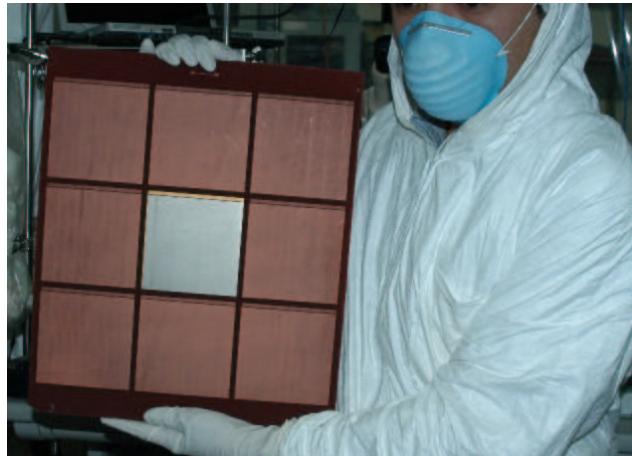


図 6.2: 試験的に製作された 30cm 角 μ -PIC

一方、今回の解析において、電子の反跳方向は micro TPC の初めの 3 点を直線で fitting することにより得ていた。しかし、この‘初めの 3 点’の飛跡の長さを見てみると、図 6.3 のように少なくとも 2~3cm は飛んでいる。fitting することで真直ぐに飛んでいるものを集めているものの、多重散乱の効果は小さいとは言えない。この初めの 3 点の飛跡が長くなってしまっているのは、ドリフト方向のサンプリングが 2mm と荒いためである。従って、特に SPD 方向の角度分解能を向上する為に、micro TPC の動作を現在の 20MHz よりも早くする必要がある。現在、micro TPC を 50MHz で動作させるプログラムが完成し、MeV ガンマ線カメラに反映しようとしているところである。図 6.4 に示すように、micro TPC を 50MHz で動作させることで、20MHz(図 4.22) に比べ密に点が取れている。この micro TPC の clock up により、SPD 方向の角度分解能の向上を図る。

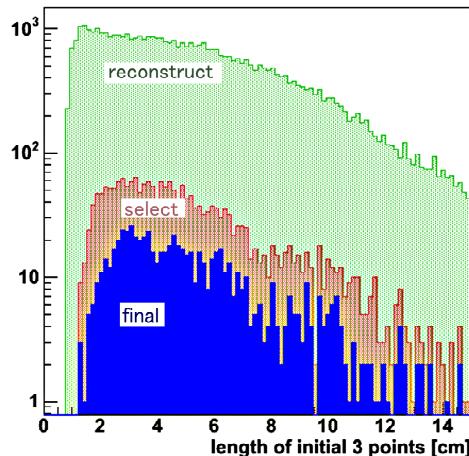


図 6.3: 初めの 3 点の長さ

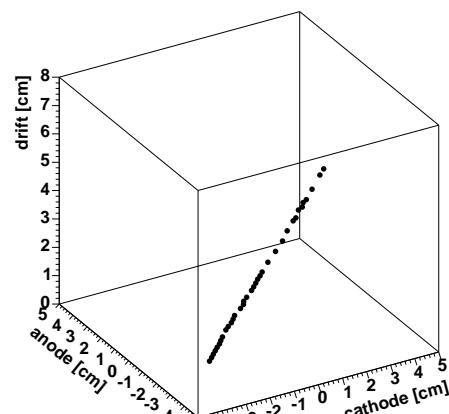


図 6.4: 50MHz clock での陽子の飛跡 (recoil proton of neutron, ^{252}Cf)

表 6.2: Ar, Xe, CF₄ の比較

gas	Z	1 分子あたりの電子数	drift 速度 [cm/ μ sec]	$\frac{dE}{dX}$ MIP [keV/cm]	W 値 [eV]
Ar	18	18	3 ~ 4.5	2.7	26
Xe	54	54	4 ~ 5	6.8	22
CF ₄	C:6 F:9	42	6 ~ 8	7	54

また、ガンマ線再構成における反跳電子の飛跡について、micro TPC から得られる点の繋ぎ方や飛んだ方向は考慮に入れてこなかった。しかしながら、実際には電子は多重散乱によって大きく飛跡を曲げることもあり、今回の仮定がいつも当てはまるわけではない。従って、得られたデータを有効に解析するためにも、今後飛跡追跡について解析方法を改める必要がある。

同時に、散乱体であるガスについての研究も必要である。今回は、高いガス増幅率が得られるよう Ar 90% + C₂H₆ 10% という条件で実験を行った。しかし、何を測定するかによりガスをいろいろ変えられるのがガス検出器の特徴の一つであり、実際、 μ -PIC の動作実績は Ar だけではなく、Xe や CF₄ といったガスでも信号が得られている [47]。今の所 MeV ガンマ線カメラ用のガスとしては、Ar · Xe · CF₄ といったガスが候補に挙がっている（表 6.2）。Ar は最も高いガス増幅率が得られ、多重散乱の効果も比較的小さいが、MIP の $\frac{dE}{dX}$ が小さく反跳電子の飛跡が得難く、反跳電子がガス中で落とすエネルギーも小さくなる。Xe は Z が大きいためコンプトン散乱の散乱断面積が大きい。しかしながら、Ar 程の増幅率は得られず、また多重散乱の効果も大きい。これらに対し CF₄ は、各々の原子核の Z が小さいながらも、1 分子の数は多くコンプトン散乱が優位になり、MIP の $\frac{dE}{dX}$ も 7keV/cm と大きいため、反跳電子の飛跡が正確に得られ、エネルギーの大きい電子まで測定できることが期待できる。但し、 $\frac{dE}{dX}$ が大きい一方で、W 値も Ar や Xe の 2 倍ほどになっているため電離される電子の数はほとんど変わらない。さらに、ドリフト速度が非常に速いため、Ar · Xe に比べドリフト方向の位置分解能が悪くなる。どのガスも一長一短であり、最終的にどのようなガスを使うかは今後の課題である。

シンチレーション検出器

試作機におけるシンチレーション検出器も、micro TPC を覆う面積が非常に小さく、限られた角度の散乱しか見ることができなかった。micro TPC の体積も今後大きくなっていくため、検出効率の向上も含めて、シンチレーション検出器の面積拡大は急務である。但し、シンチレーション検出器の大面積化に伴い、読み出し回路も面積に比例して増える。現在、これにどう対処するか検討中である。

また、シンチレーション検出器のエネルギー分解能と位置分解能は、特に ARM に影響を与える。MeV ガンマ線カメラ試作機のシンチレーション検出器は、一枚板の NaI に single anode PMT を並べた Anger 型カメラであったが、これでは集光効率に場所依存が生じ、エネルギー分解能や位置分解能の向上は難しい。そこで、Anger 型カメラにかわるシンチレーション検出器として、monolithic/segment scintillator + Flat planel PMT や segment scintillator + photo-dyode array といったものが考えられている。これらの新しいシンチレーション検出器により、エネルギー分解能・位置分解能共に向上させていく予定である。

6.2.2 気球実験・その他

この MeV ガンマ線カメラは、三陸沖の気球実験により宇宙より到来する MeV ガンマ線を観測する予定であり、現在これに向けて開発を進めている。三陸沖での放球（図 6.5）は、上空の風が穏やかになる 5 月末頃と 9 月初頃の年 2 回可能であり、図 6.6 のような天体が、高度 3 ~ 40km まで上昇する気球により 5 ~ 6 時間程観測できる。観測対象としては、観測可能な時間帯が長く、MeV 領域で明るい天体である、Crab や Cyg X-1 が候補になっている。

また、他分野への応用として、核医学で用いられる核ガンマ線イメージング検出器としての動作も模索している。これについては、Appendix B にまとめる。



図 6.5: 三陸気球実験場における大気球実験の様子

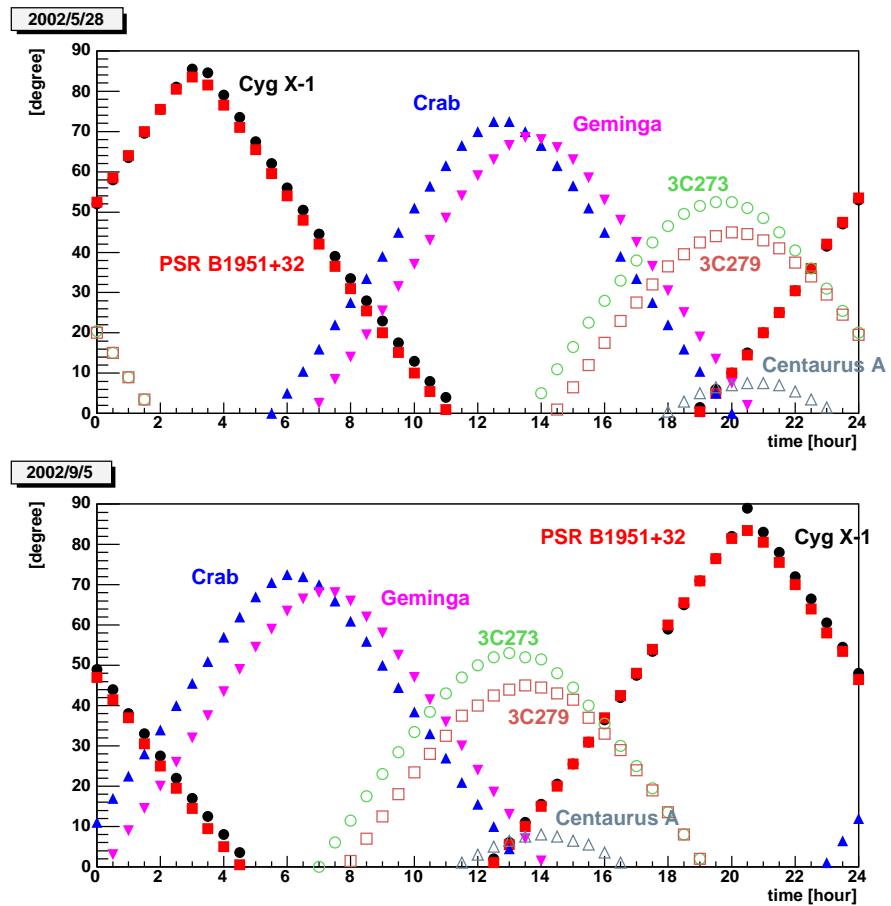


図 6.6: 三陸において観測可能な天体の仰角の時間変化 (上:5月末・下:9月初)

Appendix A

Advanced Compton Imaging の原理

A.1 コンプトン散乱 [53]

以下では散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱角を ϕ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳角を ψ 、反跳方向を \vec{e} とし、 \vec{g} と \vec{e} の離角を α とする。また、入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、進む方向を \vec{s} とする(図 A.1)。但し、 $\vec{s}, \vec{e}, \vec{g}$ は全て単位ベクトルとする。さらに、コンプトン散乱は xy 平面状で起こるとし、入射ガンマ線の方向を x 軸にとることにする。

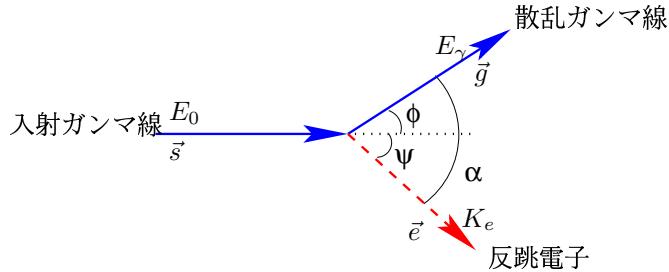


図 A.1: 変数定義

このとき、散乱前のガンマ線と電子の4元運動量は、

$$\begin{aligned} p_\gamma^\mu &= \left(\frac{E_0}{c}, \frac{E_0}{c} \vec{s} \right) = \left(\frac{E_0}{c}, \frac{E_0}{c}, 0, 0 \right) \\ p_e^\mu &= \left(m_e c, \vec{0} \right) = (m_e c, 0, 0, 0) \end{aligned} \tag{A.1}$$

散乱後は

$$\begin{aligned} p'_\gamma^\mu &= \left(\frac{E_\gamma}{c}, \frac{E_\gamma}{c} \vec{g} \right) = \left(\frac{E_\gamma}{c}, \frac{E_\gamma}{c} \cos \phi, \frac{E_\gamma}{c} \sin \phi, 0 \right) \\ p'_e^\mu &= \left(\frac{K_e + m_e c^2}{c}, p'_e \vec{e} \right) = \left(\frac{K_e + m_e c^2}{c}, p'_e \cos \psi, -p'_e \sin \psi, 0 \right) \end{aligned} \tag{A.2}$$

と表せる。散乱の前後について運動量保存則から、

$$\begin{aligned} p_\gamma^\mu + p_e^\mu &= p'_\gamma^\mu + p'_e^\mu \\ p'_e^\mu &= p_\gamma^\mu + p_e^\mu - p'_\gamma^\mu \end{aligned} \tag{A.3}$$

また、(A.1)・(A.2)から、

$$\begin{aligned}
 p_{\gamma\mu}p_{\gamma}^{\mu} &= p'_{\gamma\mu}p'^{\mu}_{\gamma} = 0 \\
 p_{e\mu}p_e^{\mu} &= p'_{e\mu}p'^{\mu}_e = (m_ec)^2 \\
 p_{\gamma\mu}p_e^{\mu} &= p_{e\mu}p_{\gamma}^{\mu} = E_0m_e \\
 p_{\gamma\mu}p'^{\mu}_{\gamma} &= p'_{\gamma\mu}p_{\gamma}^{\mu} = \frac{E_0E_{\gamma}}{c^2}(1 - \cos\phi) \\
 p_{e\mu}p'^{\mu}_{\gamma} &= p'_{\gamma\mu}p_e^{\mu} = E_{\gamma}m_e
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

以上より、

$$\begin{aligned}
 p'_{e\mu}p'^{\mu}_e &= \left(p_{\gamma\mu} + p_{e\mu} - p'_{\gamma\mu}\right)\left(p_{\gamma}^{\mu} + p_e^{\mu} - p'^{\mu}_{\gamma}\right) \\
 (m_ec)^2 &= 2\left(E_0m_e - E_{\gamma}m_e - \frac{E_0E_{\gamma}}{c^2}(1 - \cos\phi)\right) + (m_ec)^2 \\
 \therefore E_{\gamma} &= \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_ec^2}(1 - \cos\phi)}
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

また、 $p'_e{}^0 = p_{\gamma}^0 + p_e^0 - p'_{\gamma}^0$ より、

$$\begin{aligned}
 \frac{K_e}{c} + m_ec &= \frac{E_0}{c} + m_ec - \frac{E_{\gamma}}{c} \\
 \therefore K_e &= E_0\left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_ec^2}(1 - \cos\phi)}\right)
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

さらに、 $p_{e\mu}p_e^{\mu} = p'_{e\mu}p'^{\mu}_e$ より、

$$\begin{aligned}
 (m_ec)^2 &= \left(\frac{K_e}{c} + m_ec\right)^2 - p'_e{}^2 \\
 \therefore p'_e &= \sqrt{\frac{K_e}{c^2}(K_e + 2m_ec^2)}
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

従って、

$$\begin{aligned}
 p_{\gamma}^1 + p_e^1 &= p'_{\gamma}^1 + p'_e{}^1 \\
 \frac{E_0}{c} &= \frac{E_{\gamma}}{c}\cos\phi + p'_e\cos\psi \\
 \cos\psi &= \frac{E_0 - E_{\gamma}\cos\phi}{p'_e c} \\
 &= \left(1 + \frac{E_0}{m_ec^2}\right)\sqrt{\frac{1 - \cos\phi}{2 + \frac{E_0}{m_ec^2}\left(\frac{E_0}{m_ec^2} + 2\right)(1 - \cos\phi)}}
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

となる。

A.2 再構成

(A.5)・(A.6)・(A.8)から、 $E_0, \cos\phi, \cos\psi$ は E_{γ}, K_e を用いて、

$$E_0 = E_{\gamma} + K_e \tag{A.9}$$

$$\cos\phi = 1 - \frac{m_ec^2}{E_{\gamma} + K_e} \frac{K_e}{E_{\gamma}} \tag{A.10}$$

$$\cos\psi = \left(1 + \frac{m_ec^2}{E_{\gamma} + K_e}\right)\sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_ec^2}} \tag{A.11}$$

となる。

\vec{s} は、 \vec{e} と \vec{g} によって表すことができるので、

$$\vec{s} = \xi \vec{g} + \eta \vec{e} \quad (\text{A.12})$$

とおく。このとき、 $\vec{s} \cdot \vec{g} = \cos \phi$ より、

$$\begin{aligned} \cos \phi &= \vec{s} \cdot \vec{g} \\ &= \xi |\vec{g}|^2 + \eta \vec{g} \cdot \vec{e} \\ &= \xi + \eta \cos \alpha \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

また、 $|\vec{s}| = 1$ より、

$$\begin{aligned} 1 &= |\vec{s}|^2 \\ &= \xi^2 |\vec{g}|^2 + 2\xi \eta \vec{g} \cdot \vec{e} + \eta^2 |\vec{e}|^2 \\ &= \xi^2 + \eta^2 + 2\xi \eta \cos \alpha \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

式(A.13)より、 $\xi = \cos \phi - \eta \cos \alpha$ なので、式(A.14)に代入すると、

$$\begin{aligned} (\cos \phi - \eta \cos \alpha)^2 + \eta^2 + 2\eta \cos \alpha (\cos \phi - \eta \cos \alpha) &= 1 \\ \eta^2 (1 - \cos^2 \alpha) + \cos^2 \phi - 1 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

よって、

$$\begin{aligned} \eta_{\pm} &= \pm \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \phi}{1 - \cos^2 \alpha}} \\ &= \pm \left| \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \right| \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

故に、

$$\xi_{\pm} = \cos \phi \mp \cos \alpha \left| \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \right| \quad (\text{A.17})$$

$$\eta_{\pm} = \pm \left| \frac{\sin \phi}{\cos \alpha} \right| \quad (\text{A.18})$$

ところで、 ϕ はガンマ線の散乱角なので、 $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ 。また、 \vec{e} と \vec{g} の離角 α は、 $\alpha \leq 180^\circ$ である。よって、 $\sin \phi \geq 0, \sin \alpha \geq 0$ となるので、

$$\xi_{\pm} = \cos \phi \mp \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \quad (\text{A.19})$$

$$\eta_{\pm} = \pm \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \quad (\text{A.20})$$

$$\vec{s}_{\pm} = \left(\cos \phi \mp \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} \pm \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (\text{A.21})$$

ここで、得られた \vec{s}_{\pm} について、 \vec{e} との内積をとると、

$$\begin{aligned} \vec{s}_{\pm} \cdot \vec{e} &= \xi_{\pm} \vec{g} \cdot \vec{e} + \eta_{\pm} |\vec{e}|^2 \\ &= \xi_{\pm} \cos \alpha + \eta_{\pm} \\ &= \cos \alpha \left(\cos \phi \mp \cos \alpha \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \right) \pm \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \\ &= \cos \alpha \cos \phi \pm (1 - \cos^2 \alpha) \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \\ &= \cos \alpha \cos \phi \pm \sin \alpha \sin \phi \\ &= \cos(\alpha \mp \phi) \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

一方で、 $\vec{s} \cdot \vec{e} = \cos \psi = \cos(\alpha - \phi)$ なので、 \vec{s}_+ の方が解になる。

以上より、入射ガンマ線のエネルギーと進む方向は

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (\text{A.23})$$

$$\vec{s} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (\text{A.24})$$

と一意的に定式化できる。

A.3 ‘ α ’ 角

α は散乱ガンマ線と反跳電子のなす角であるので、各々の散乱後の運動量ベクトル $\vec{p}_\gamma', \vec{p}_e'$ を用いて

$$\cos \alpha = \frac{\vec{p}_\gamma' \cdot \vec{p}_e'}{|\vec{p}_\gamma'| |\vec{p}_e'|} \quad (\text{A.25})$$

と表せる。(A.1)・(A.2) から、運動量保存則より

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{E_\gamma}{c} \sin \phi - \sqrt{\frac{K_e(K_e + 2m_e c^2)}{c^2}} \sin \psi \\ \frac{E_0}{c} &= \frac{E_\gamma}{c} \cos \phi + \sqrt{\frac{K_e(K_e + 2m_e c^2)}{c^2}} \cos \psi \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

よって、

$$\begin{aligned} \vec{p}_\gamma' \cdot \vec{p}_e' &= \frac{E_\gamma}{c} \cos \phi \sqrt{\frac{K_e(K_e + 2m_e c^2)}{c^2}} \cos \psi + \frac{E_\gamma}{c} \sin \phi \left(-\sqrt{\frac{K_e(K_e + 2m_e c^2)}{c^2}} \sin \psi \right) \\ &= \frac{E_\gamma}{c} \cos \phi \left(\frac{E_0}{c} - \frac{E_\gamma}{c} \cos \phi \right) + \frac{E_\gamma}{c} \sin \phi \left(-\frac{E_\gamma}{c} \sin \phi \right) \\ &= \frac{E_0 E_\gamma}{c^2} \cos \phi - \frac{E_\gamma^2}{c^2} \cos^2 \phi - \frac{E_\gamma^2}{c^2} \sin^2 \phi \\ &= \frac{E_\gamma}{c^2} (E_0 \cos \phi - E_\gamma) \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

以上より、

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{\frac{E_\gamma}{c^2} (E_0 \cos \phi - E_\gamma)}{\frac{E_\gamma}{c} \sqrt{\frac{K_e(K_e + 2m_e c^2)}{c^2}}} \\ &= \frac{E_0 \cos \phi - E_\gamma}{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

ところで、(A.10) から、 $\cos \alpha$ は E_γ, K_e を用いて

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{E_0 \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_0} \frac{K_e}{E_\gamma} \right) - E_\gamma}{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}} \\ &= \frac{E_0 - E_\gamma - m_e c^2 \frac{K_e}{E_\gamma}}{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}} \\ &= \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

と表せる。

ところで、 $E_0 = E_\gamma + K_e$ なので、 $\cos \alpha$ は E_0, E_γ を用いて

$$\cos \alpha = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{E_0 - E_\gamma}{E_0 - E_\gamma + 2m_e c^2}} \quad (\text{A.30})$$

$E_\gamma \leq E_0$ から、 $k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} < 1$ では $\cos \alpha \leq 0$ 。一方、 $k \geq 1$ では、 $\cos \alpha$ は正の最大値をとる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\cos \alpha)}{\partial E_\gamma} &= \frac{m_e c^2}{\sqrt{E_0 - E_\gamma + 2m_e c^2}} \left(\frac{\sqrt{E_0 - E_\gamma}}{E_\gamma^2} - \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \frac{1}{(E_0 - E_\gamma + 2m_e c^2) \sqrt{E_0 - E_\gamma}} \right) \\ &= \frac{m_e c^2}{E_\gamma \sqrt{(E_0 - E_\gamma)(E_0 - E_\gamma + 2m_e c^2)}} \frac{E_0(E_0 + 2m_e c^2) - E_\gamma(2E_0 + m_e c^2)}{E_\gamma(E_0 - E_\gamma + 2m_e c^2)}\end{aligned}\quad (\text{A.31})$$

より、 $\frac{\partial(\cos \alpha)}{\partial E_\gamma} = 0$ を満たすのは、

$$\begin{aligned}E_\gamma &= \frac{E_0(E_0 + 2m_e c^2)}{2E_0 + m_e c^2} \\ &= \frac{k(k+2)}{2k+1} m_e c^2\end{aligned}\quad (\text{A.32})$$

のとき。したがって、

$$\begin{aligned}\max(\cos \alpha) &= \left(1 - \frac{2k+1}{k(k+2)}\right) \sqrt{\frac{k - \frac{k(k+2)}{2k+1}}{k - \frac{k(k+2)}{2k+1} + 2}} \\ &= \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}}\end{aligned}\quad (\text{A.33})$$

以上から、

$$\cos \alpha \leq \cos \alpha_{\lim} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases}\quad (\text{A.34})$$

となる。

A.4 エネルギー分解能による角度の決定精度

検出器のエネルギー分解能により、 $\cos \phi, \cos \psi$ がどのくらいゆらぐかを考える。(A.10)・(A.11) より、

$$\frac{\partial \cos \phi}{\partial E_\gamma} = m_e c^2 \frac{K_e(2E_\gamma + K_e)}{E_\gamma^2(E_\gamma + K_e)^2}\quad (\text{A.35})$$

$$\frac{\partial \cos \phi}{\partial K_e} = -\frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2}\quad (\text{A.36})$$

$$\frac{\partial \cos \psi}{\partial E_\gamma} = -\frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2} \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}\quad (\text{A.37})$$

$$\frac{\partial \cos \psi}{\partial K_e} = \left(\frac{(E_\gamma + K_e)(E_\gamma + K_e + m_e c^2)}{K_e(K_e + 2m_e c^2)} - 1 \right) \frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2} \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}}\quad (\text{A.38})$$

よって、 E_γ, K_e の error を $\Delta E_\gamma, \Delta K_e$ とすると、 $\cos \phi, \cos \psi$ の error $\Delta(\cos \phi), \Delta(\cos \psi)$ は、

$$\begin{aligned}\Delta(\cos \phi) &= \sqrt{\left(\frac{\partial \cos \phi}{\partial E_\gamma}\right)^2 \Delta E_\gamma^2 + \left(\frac{\partial \cos \phi}{\partial K_e}\right)^2 \Delta K_e^2} \\ &= \frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2} \sqrt{\frac{K_e^2(2E_\gamma + K_e)^2}{E_\gamma^4} \Delta E_\gamma^2 + \Delta K_e^2}\end{aligned}\quad (\text{A.39})$$

$$\begin{aligned}\Delta(\cos \psi) &= \sqrt{\left(\frac{\partial \cos \psi}{\partial E_\gamma}\right)^2 \Delta E_\gamma^2 + \left(\frac{\partial \cos \psi}{\partial K_e}\right)^2 \Delta K_e^2} \\ &= \frac{m_e c^2}{(E_\gamma + K_e)^2} \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \sqrt{\Delta E_\gamma^2 + \left(\frac{(E_\gamma + K_e)(E_\gamma + K_e + m_e c^2)}{K_e(K_e + 2m_e c^2)} - 1\right)^2 \Delta K_e^2}\end{aligned}\quad (\text{A.40})$$

となる。また、同様に $\cos \alpha$ について (A.29) から、

$$\frac{\partial \cos \alpha}{\partial E_\gamma} = \frac{m_e c^2}{E_\gamma^2} \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (\text{A.41})$$

$$\frac{\partial \cos \alpha}{\partial K_e} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \frac{m_e c^2}{\sqrt{K_e (K_e + 2m_e c^2)}} \quad (\text{A.42})$$

従って、

$$\begin{aligned} \Delta(\cos \alpha) &= \sqrt{\left(\frac{\partial \cos \alpha}{\partial E_\gamma}\right)^2 \Delta E_\gamma^2 + \left(\frac{\partial \cos \alpha}{\partial K_e}\right)^2 \Delta K_e^2} \\ &= \frac{m_e c^2}{E_\gamma (K_e + 2m_e c^2)} \sqrt{\frac{K_e (K_e + 2m_e c^2)}{E_\gamma^2} \Delta E_\gamma^2 + \frac{(E_\gamma - m_e c^2)^2}{K_e (K_e + 2m_e c^2)} \Delta K_e^2} \end{aligned} \quad (\text{A.43})$$

のようになる。表 5.1・表 5.2 のエネルギー分解能を仮定した場合に、計算から得られた ϕ, α の誤差を図 A.2・図 A.3 に示す。

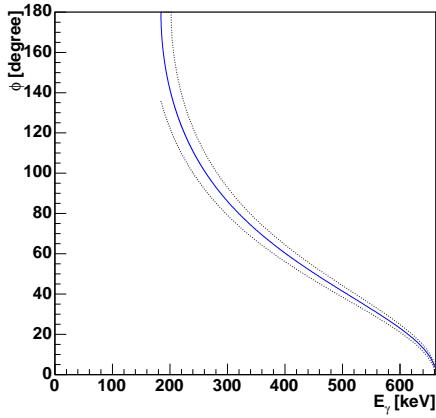


図 A.2: ϕ の誤差

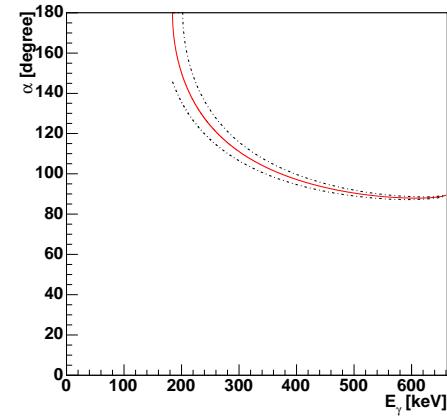


図 A.3: α の誤差

Appendix B

MeV ガンマ線カメラの応用

B.1 内なる宇宙の探査

現在、X線やガンマ線は医療の分野においても大きく活用されている。X線写真は言うまでもなく、ガンマ線もSPECT(Single Photon Emission Computed Tomography)やPET(Positron Emission Computed Tomography)といった技術が開発され、内なる宇宙の探索に成果を挙げている。これらガンマ線を用いて疾病的診断や治療を行う医学は‘核医学’と呼ばれる。

SPECTやPETは、表B.1にあるような寿命の短い放射性同位体を人体に投与し、体内から放射される放射線を体外から測定することで、様々な器官の生理的機能を画像化するというものであり、核種によって得られる情報は異なる。SPECTはコリメータで視野を絞ったシンチレーション検出器を多数並べ、スペクトルと共にイメージが取れるようにしたものである(図B.1)。一方PETは、陽電子が対消滅する際に511keVの2つのガンマ線が正反対に出ることを利用したもので、人体の周囲を多数のシンチレーション検出器で取り囲み、2つのガンマ線の同時をとることで線源の位置を知る(図B.2)。いずれにおいても、ガンマ線検出器には高い位置分解能が要求され、解析方法と共に検出器の開発も行われている。

この核医学で用いられる‘高い位置分解能を持ったガンマ線検出器’として、コンプトンカメラも候補に挙がっており、 μ -PICを用いたMeVガンマ線カメラもガンマ線検出器として使用可能と考えられる。

表 B.1: 核医学で用いられる放射線核種 (左:SPECT 右:PET)[54]				
source	energy [keV]	半減期 [hour]	source	半減期 [min]
^{99m}Tc	141	6.01	^{11}C	20.4
^{123}I	159	13.2	^{13}N	9.96
^{201}Tl	68-80.3	72.9	^{15}O	2.07
^{67}Ga	93,184,300	78.3	^{18}F	109.7
^{131}I	364	192.9	^{82}Rb	1.25
^{111}In	171,245	67.9	^{68}Ga	68.1

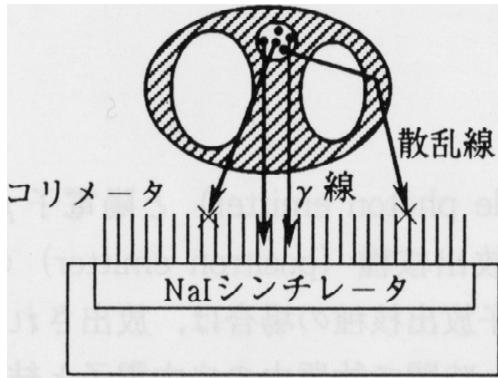


図 B.1: SPECT 概念図 [54]

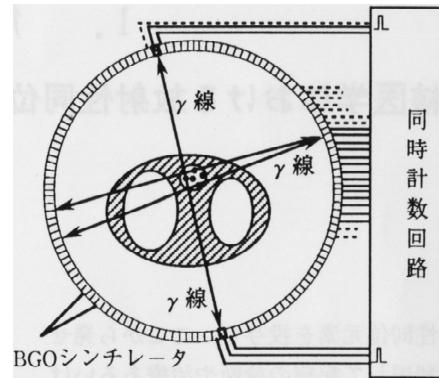


図 B.2: PET 概念図 [54]

B.2 3D イメージング

μ -PIC を用いた MeV ガンマ線カメラでは、ガンマ線の到来方向とコンプトン点を得るので、ある測定点(コンプトン点)から見た線源の方向を知ることになる。よって、この測定点が 2 つあれば三角測量をすることが可能になり、3 次元的に線源の位置を測定することができるはずである(図 B.3)。位置の決定精度はガンマ線イベントをためる事で上げられる。また、医療で用いる場合は用いる線源があらかじめ分かっているので、入射ガンマ線のエネルギーを知っている場合の解析方法で再構成が可能になる。

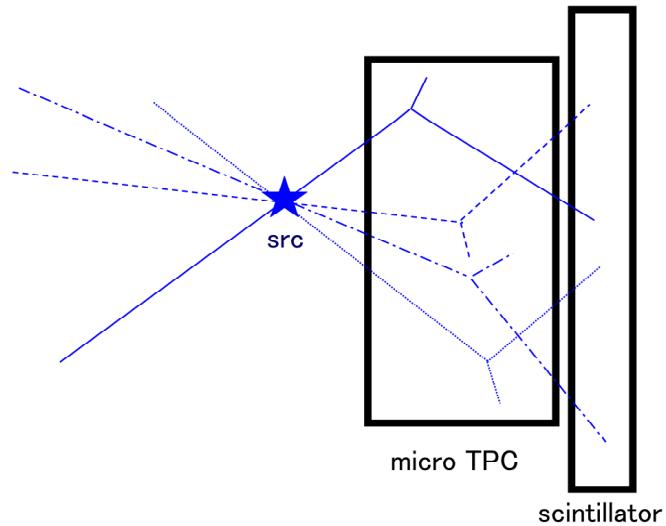


図 B.3: 3D イメージング概念図

Chapter 5 では検出器と線源との距離を既知としてイメージを得ていた。まず、線源と検出器との距離が得られるかどうかを見るために、線源を置いた距離でのイメージ・線源よりも検出器に近い距離でのイメージ・線源よりも遠い距離でのイメージと 3 通りのイメージを描くと、図 B.4 のようになる。検出器に近い側のイメージは検出器の傍に点が集まってしまうのでピーカーを作っているが、その広がりは線源を置いた距離でのイメージよりも広がっている。一方、検出器から遠い側のイメージは分散してしまっており、ピーカーはほとんど見えていない。

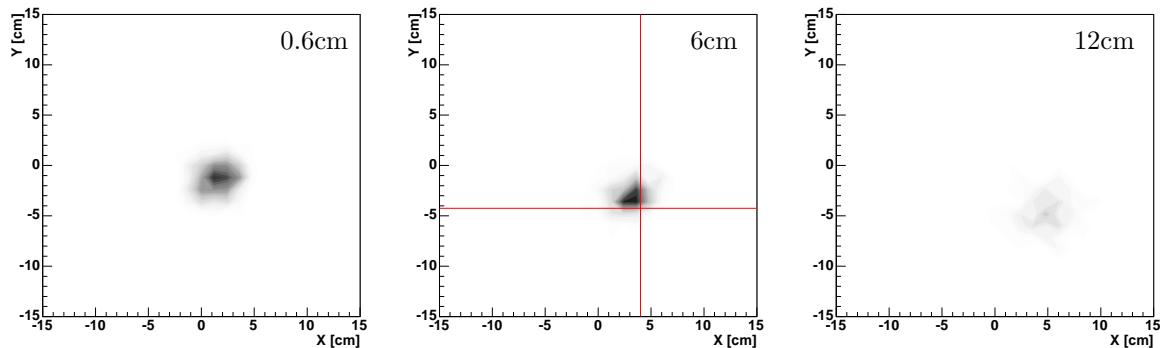


図 B.4: それぞれの距離におけるイメージ(実線の交わる点が線源の位置)

図 B.4 のようなイメージを等間隔で得、それを

$$f(x, y) = S \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma^2}\right) + N \quad (\text{B.1})$$

という関数で $S, \bar{x}, \bar{y}, \sigma, N$ の 5つをパラメータとして fitting を行った。検出器からの距離に対する σ の変化を図 B.5 に、 S の変化を図 B.6 に示す。検出器から 4cm 程度のところで、 σ は最小値をとり、 S が最大値になっていることが分かる。

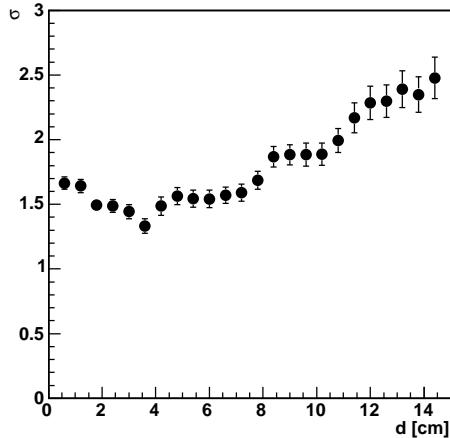


図 B.5: 検出器からの距離に対する σ の変化 (線源- 検出器の距離は 6cm)

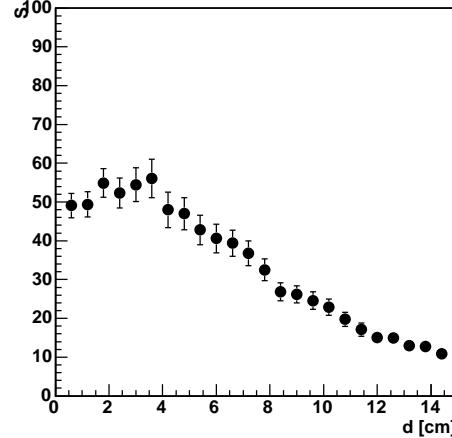


図 B.6: 検出器からの距離に対する S の変化 (線源- 検出器の距離は 6cm)

また、イメージを図 5.22 のような重みつきイベントで描き、適当な閾値を設けると、図 B.7 のようなイメージが得られる。検出器に近い側では全体的に広がっているためにピークは見えず、線源を置いた距離で最もコンパクトなピークを作り、遠くなるにつれ次第にぼけしていく様子が見える。

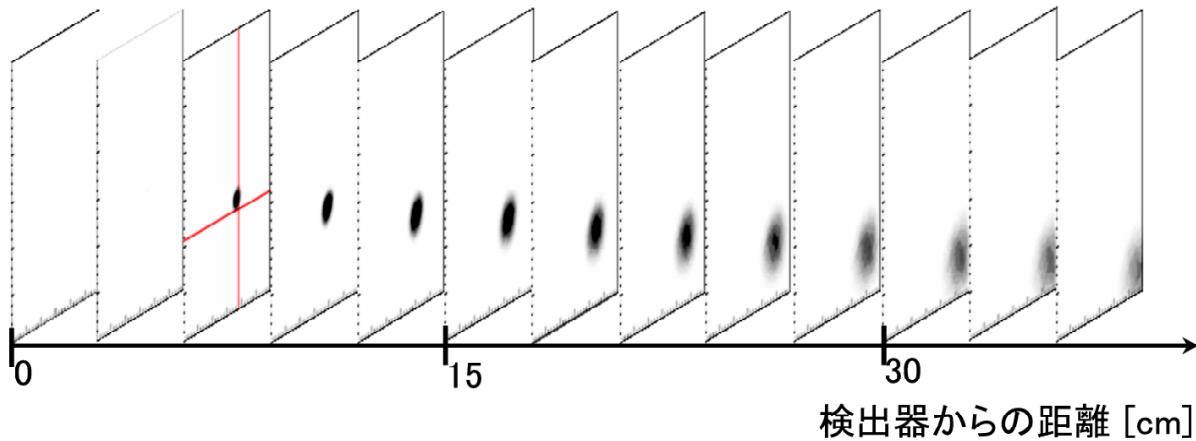


図 B.7: 3D イメージ (実線の交わる点が線源の位置)

この MeV ガンマ線カメラ試作機は検出器としての大きさが小さく、角度分解能も十分ではないため、検出器からの距離に関しては本来鈍感である。しかし、ここにあげたような解析方法により、検出器からの距離も観測できる兆候がみえている。従って、今後の MeV ガンマ線カメラの大面積化や複数台のガンマ線カメラによる同時観測により、さらに詳しい情報が得られるものと期待できる。

reference

- [1] 桜井邦明 編: “高エネルギー宇宙物理学” 朝倉書店 (1990).
- [2] M.Oda and K.Matsuoka: *Progress in Elementary Particles and Cosmic-Ray Physics* **10** (1971) 305.
- [3] S.E.Boggs, et.al.: *ApJ* **544** (2000) 320.
- [4] J.M.Ryan: *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes* (<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan1.pdf>).
- [5] M.Pohl, A.W.Strong: astro-ph/9706152.
- [6] P.Sreekumar, et.al.: *ApJ* **494** (1998) 523.
- [7] U.Oberlack, et.al.: *ApJS* **120** (1996) 311.
- [8] P.v.Ballmoos: *Experimental Astronomy* **6** (1995) 85.
- [9] R.A.Chevalier: *Nature* **355** (1992) 691.
- [10] D.J.Thompson, et al.: *ApJ* **516** (1999) 297.
- [11] L.Kuiper, et al.: *A& A* **378** (2001) 918.
- [12] F.A.Aharonian, A.M.Atoyan: astro-ph/9803091.
- [13] M.L.McConnell, et al.: *ApJ* **572** (2002) 984.
- [14] M.Chiaberge, et al.: *MNRAS* **324** (2001) 33.
- [15] L.Maraschi, F.Tavecchio: astro-ph/0102295.
- [16] 高原文郎: “天体高エネルギー現象” 岩波講座 物理の世界 岩波書店 (2002).
- [17] 高原文郎: “宇宙物理学” 朝倉書店 (1999).
- [18] 小田稔 他: “宇宙線物理学” 朝倉書店 (1983).
- [19] W.R.Purcell, et al.: *ApJ* **491** (1997) 725.
- [20] M.S.Briggs, et.al.: *ApJ* **524** (1999) 82.
- [21] R.C.Hartman, et.al.: *ApJS* **123** (1999) 79.
- [22] W.S.Paciesas, et.al.: *ApJS* **122** (1999) 465.
- [23] private communication with H.Yamaguchi.
- [24] W.Coburn, S.E.Boggs: *Nature* **423** (2003) 415.
- [25] C.M.Urry, P.Padovani: (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html)
- [26] F.Sauli: “Properties of operation of multiwire proportional and drift chambers” *CERN Report* (1977) 77-09.
- [27] G.F.Knoll: “放射線計測ハンドブック 第3版” 日刊工業新聞社 (2001).

- [28] XCOM:Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [29] M.S.Longair: “High Energy Astrophysics” Cambridge university press (1994).
- [30] Jean in’t Zand: “Coded Aperture Imaging in High-Energy Astronomy”
(<http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/cai/coded.html>).
- [31] C.Winkler, et.al.: *A&A* **411** (2003) 1.
- [32] P.v.Ballmoos: *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos1.pdf>).
- [33] V.Schönfelder, et al.: *ApJS* **86** (1993) 657.
- [34] P.F.Bloser, et.al.: *New Astronomy Reviews* **46** (2002) 611.
- [35] T.Kamae, et.al.: *NIM* **A260** (1987) 254.
- [36] A.Zoglauer: *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(<http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/Zoglauer.pdf>).
- [37] V.Schönfelder, et al.: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97** (1993) 27.
- [38] V.Schönfelder, et al.: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143** (2000) 145.
- [39] W.Collmar, et al.: “Proc. of the 5th Compton Symposium” *AIP Conf. Proc.* **510** (2000) 591.
- [40] G.Weidenspointner, et al.: *A&A*, **368** (2001) 347.
- [41] T.Takahashi: 第4回 高エネルギー宇宙物理連絡会 研究会 (2003).
- [42] A.Zogauer, G.Kanbach: *Proceeding of SPIE* **4851** (2003) 1302.
- [43] G.R.Lynch, O.I.Dahl: *NIM* **B58** (1991) 6.
- [44] O.Sasaki: “Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards”
(<http://online.kek.jp/sosamu/ASD-PRR.pdf>)
- [45] R.Orito: IEEE submitted.
- [46] A.Ochi: *NIM* **A471** (2001) 264.
- [47] T.Nagayoshi: Ph.D. Thesis, Kyoto Univ.(2004).
- [48] R.Orito, et.al.: NIM A submitted .
- [49] 植野優:修士論文 京都大学 (2001).
- [50] H.Kubo, et.al.: *NIM* **A513** (2003) 94.
- [51] A.Takeda, et.al.: IEEE submitted.
- [52] K.Miuchi, et.al.: *NIM* **A517** (2004) 219.
- [53] A.H.Compton: *Physical Review* **21** (1923) 483.
- [54] 尾川浩一: 法政大学イオンビーム工学研究所報告 17 (1996) 3.

謝辞

この論文の作成にあたり、谷森達京都大学教授に御指導して頂きました事、深く感謝致します。また、実験・解析等において幅広く助言してくださった窪利秀京都大学助手・身内賢太朗京都大学助手、気球実験について様々なご指導を下さった ISAS の高橋忠幸教授・中澤知洋助手、山形大学の郡司修一助教授、 μ -PIC の共同開発者であり陽子加速器での実験の際協力して頂いた高エネルギー加速器研究機構の永江知史教授、共同で実験を行った、京都大学の永吉勉博士・折戸玲子様・植野優様・竹田敦博士・岡田葉子様、その他様々な場面でお世話になった京都大学宇宙線研究室の方々に厚く御礼申し上げます。