

2010年度修士論文

MeV $\gamma$ 線観測気球実験用コンプトンカメラにおける  
大型シンチレーションピクセルカメラの開発

東直樹

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

2011年1月27日

# 概要

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で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。

次世代の天体 MeV $\gamma$  線検出器として、我々は電子飛跡検出型の MeV $\gamma$  線コンプトンカメラである Electron-Tracking Compton Camera (ETCC) を開発している。ETCC は $\gamma$  線のコンプトン散乱を利用した検出器で、 $\gamma$  線の散乱体と吸収体からなる。散乱体として、ガスを封入し、micro pixel chamber ( $\mu$ -PIC) と gas electron multiplier (GEM) を増幅器兼 2 次元読み出しとして使用した time projection chamber である micro Time Projection Chamber ( $\mu$ -TPC) を用いている。吸収体としては、GSO:Ce 結晶シンチレータの 8 $\times$ 8 pixel アレイとマルチアノード型光電子増倍管 (PMT) を組み合わせたシンチレーションカメラを用いている。 $\mu$ -TPC で反跳電子の 3 次元飛跡とエネルギーを、シンチレーションカメラで散乱 $\gamma$  線の吸収点とエネルギーを測定することにより、入射 $\gamma$  線の到来方向とエネルギーを、1 光子ごとに特定する能力を持つ。2006 年 9 月に、我々は岩手県三陸町で、第 1 回気球実験 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment I (SMILE-I) を行い、高度 35 km で宇宙拡散 $\gamma$  線と大気 $\gamma$  線を 200 イベント検出する事に成功した。2012 年に第 2 回気球実験 (SMILE-II) を計画しており、SMILE-II では Crab もしくは Cygnus X-1 などの明るい天体を撮像すべく、SMILE-I の 10 倍の感度を目標に、現在は、検出効率の向上と、検出器の大型化に伴う省電力化などの研究を行っている。

本論文では、検出効率の向上と省電力化の二点において、シンチレーションカメラの開発を行った。検出効率の向上については、シンチレータの有効面積を拡大した。現在開発中の ETCC には 30 $\times$ 30 $\times$ 30 cm<sup>3</sup>TPC の底面部分のみにシンチレーションカメラが配置しているが、気球用には、これを側面にも配置してシンチレータの有効面積を拡大し、ETCC としての検出効率が底面のみに配置した場合と比べ、1.4 倍向上した (@ 356 keV)。また、現行の GSO の厚みは 13 mm であり、これを 26 mm にした場合に検出効率が 1.4 倍向上した (@ 662 keV)。また、GSO に Zr を添加した GSOZ という新しい結晶シンチレータについても性能評価を行い、厚みを 26 mm に増しても、13mm の GSO と同等のエネルギー分解能をもつことを確かめ、次期気球実験に有用である可能性を示した。また、大型化に伴う省電力化については、新しいシンチレーションカメラの読み出しシステムの性能評価を行った。SMILE-I では、シンチレーションカメラの読み出しに全体の 30% 近い 70W もの大きな電力を消費していたが、SMILE-II では PMT の数が SMILE-I と比較して 5～6 倍となるため、より低消費電力の読み出しシステムが必要であり、1 PMT あたり従来の消費電力の 25 分の 1 に抑えたものを当研究室では開発してきた。今回は過去に開発していた読み出しシステムをベースに複数の PMT が一台で読み出せる様改良した、次期気球実験のフライトモデルとなる読み出しシステムの性能評価を行った。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>MeV ガンマ線天文学</b>	<b>1</b>
1.1	これまでの MeV ガンマ線観測	1
1.1.1	MeV ガンマ線領域	1
1.1.2	MeV ガンマ線全天観測	2
1.2	各天体からの MeV ガンマ線	5
1.2.1	超新星残骸	5
1.2.2	パルサー	6
1.2.3	ブラックホール	9
1.2.4	銀河中心	10
1.2.5	活動銀河核	11
1.2.6	太陽フレア	12
1.2.7	ガンマ線バースト	13
<b>第 2 章</b>	<b>MeV ガンマ線の検出方法</b>	<b>16</b>
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	16
2.1.1	ガンマ線と物質の相互作用	16
2.1.2	光電効果	16
2.1.3	コンプトン散乱	17
2.1.4	電子・陽電子対生成	18
2.2	MeV ガンマ線イメージング	19
2.2.1	検出方法	19
2.2.2	Coded Aperture Imaging	19
2.2.3	ガンマ線レンズ	20
2.2.4	Compton Imaging	21
2.3	COMPTEL	24
2.3.1	COMPTEL の性能と結果	24
2.3.2	COMPTEL のバックグラウンド	25
<b>第 3 章</b>	<b>SMILE 概要</b>	<b>28</b>
3.1	MeV ガンマ線コンプトンカメラ	28
3.1.1	検出原理	28
3.1.2	検出器への要求	29
3.1.3	電子飛跡測定型コンプトンカメラ	30
3.2	散乱体	31
3.2.1	$\mu$ -PIC(Micro Pixel Chamber)	31
3.2.2	$\mu$ -PIC の性能	33
3.2.3	$\mu$ -TPC	36
3.2.4	電子のドリフト	37

3.2.5	飛跡検出 . . . . .	37
3.2.6	$\mu$ -TPC に求められる性能 . . . . .	38
3.2.7	前置増幅器 . . . . .	39
3.2.8	GEM+ $\mu$ -TPC の性能 . . . . .	40
3.3	吸収体 . . . . .	42
3.3.1	シンチレーションカメラ . . . . .	42
3.3.2	マルチアノード PMT . . . . .	42
3.3.3	抵抗チェーンによる H8500 の読み出し . . . . .	43
3.4	SMILE-I . . . . .	45
3.4.1	SMILE-I の結果 . . . . .	46
3.5	SMILE-II に向けて . . . . .	46
<b>第 4 章</b>	<b>検出効率の向上に向けたシンチレーションカメラの改良</b>	<b>51</b>
4.1	シンチレータ有効面積の拡大 . . . . .	51
4.1.1	シミュレーションを用いた側面カメラ増設の効果の検証 . . . . .	52
4.1.2	側面カメラの製作と ETCC の検出効率向上の実証 . . . . .	52
4.2	画像再構成について . . . . .	55
4.2.1	画像再構成を計算で再現 . . . . .	56
4.3	GSO シンチレータ 26 mm 厚 と GSOZ の検討 . . . . .	63
4.3.1	実験セットアップと実験方法 . . . . .	63
4.3.2	性能評価 . . . . .	63
4.3.3	GSO 13mm 厚と 26mm 厚 の検出効率 -シミュレーション . . . . .	64
4.4	検出効率の向上についてのまとめ . . . . .	65
<b>第 5 章</b>	<b>SMILE-II に向けた新しいシンチレーションカメラ読み出しシステムの開発</b>	<b>74</b>
5.1	SMILE-II 用シンチレーションカメラ読み出しモジュール (CP80259) . . . . .	74
5.1.1	CP80259 の概要 . . . . .	74
5.1.2	テストパルスを用いた CP80259 の性能評価 . . . . .	76
5.1.3	CP80259 と光電子倍增管を用いたガンマ線イメージング性能 . . . . .	79
5.1.4	CP80259 更なる改善点と今後の課題のまとめ . . . . .	80

# 第1章 MeVガンマ線天文学

かつての天文学は、可視光という限られた電磁波のみで宇宙を観測するものであった。しかし、現在では観測技術、観測方法の発展に伴い電波・赤外線・X線といった様々な波長での観測が行われるまでに進歩した。こうした様々な波長のうちの一つとしてガンマ線がある。特にサブ MeV～数十 MeV 領域のガンマ線で宇宙を観測することで、ブラックホール・活動銀河核・宇宙線起源・超新星爆発といった天文学で非常に興味を持たれている事象の解明が可能になると考えられている。

## 1.1 これまでの MeV ガンマ線観測

### 1.1.1 MeV ガンマ線領域

ガンマ線は、一般的に数百 keV 以上のエネルギーを持つ電磁波のことを指し、どのエネルギー帯域のガンマ線を観測するかによって見えてくるものが異なってくる。特に、MeV 領域においてはブラックホールや中性子星の降着円盤で見られる高エネルギー現象、活動銀河核の中心付近におけるシンクロトロン放射が逆コンプトン散乱に変化する領域といったものが見えてくる。

ただし、この領域のガンマ線は天体から地球大気の外まではほとんど吸収されることなく到達することができるが、大気を透過することはできない (図 1.1)。そのため、観測するには観測装

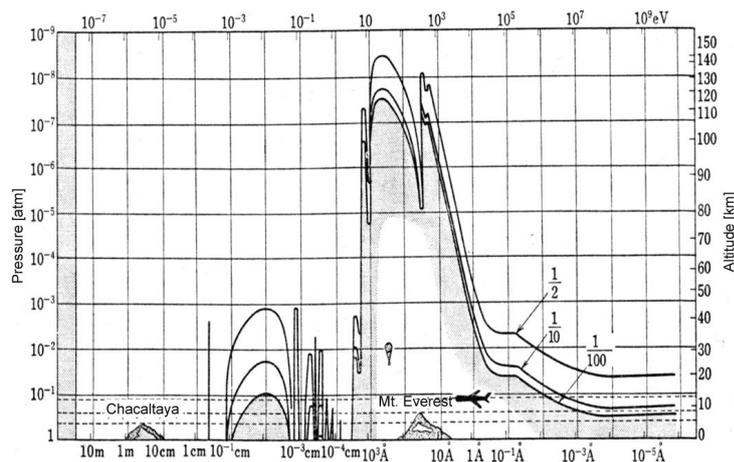


図 1.1: 様々な波長の電磁波の透過 [2]

置を空へ上げる必要がある。すなわち衛星や気球に観測装置を載せる必要があるということである。また、この領域は可視光・X線と比べ光子数が少なく、逆に透過力が強い分子宇宙全体に広がったガンマ線が存在し、そのようなガンマ線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多くなってしまおうという問題がある。こうしたことから、この領域の観測は難しく進歩が待たれている状態であり、現在も観測装置の開発が進められている。

実際の観測例であるが、X線領域では2005年にすざく衛星、1999年にチャンドラ衛星、XMM-newton衛星など既にたくさんの衛星が打ち上げられており数多くの成果を出している。GeV領

域でも 1972 年に SAS-2 衛星、1975 年に COS-B 衛星が打ち上げられ、さらに 1991 年に打ち上げられた CGRO 衛星に搭載された EGRET 検出器によっても成果があり、2008 年には Fermi 衛星が打ち上げられた。。それ以上の領域においても、CANGAROO、H.E.S.S などのチェレンコフ望遠鏡が活躍しており成果も残してきた。それらに対し、MeV 領域では CGRO 衛星に搭載された COMPTEL 検出器が成果を残したぐらいである。さらに、上に挙げたようにバックグラウンド等の問題から検出感度は他の領域より 1 桁以上悪い。図 1.2 に他波長領域における感度の違いをまとめておいた。現在では、INTEGRAL 衛星による観測が行われているが、高い角度分解能を持ち、硬 X 線領域では良い成果を出しているものの、やはり MeV 領域での感度はあまり変わらない。

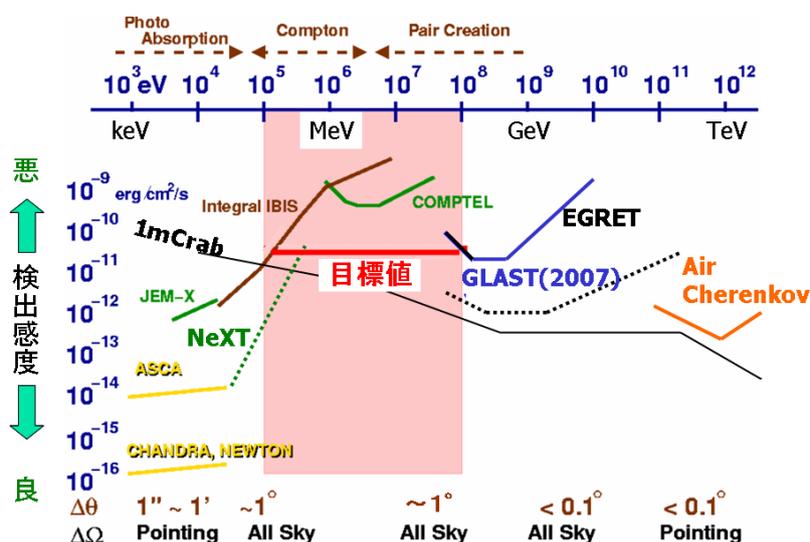


図 1.2: X 線・ガンマ線領域における現在までの観測および到達感度。破線はこれから観測が予定されているもので、目標値は我々が開発している検出器のものである。

### 1.1.2 MeV ガンマ線全天観測

MeV ガンマ線領域での全天観測が行われたのは、上に挙げた CGRO 衛星搭載 COMPTEL による 0.75~30MeV の観測のみである [1]。この観測により約 60 個の天体を観測し、そのうち定常的な MeV ガンマ線天体が約 30 個、GRB ソースが約 30 個発見された (図 1.3) [3]。また、一方で銀河面全体からのガンマ線放射も観測されており、図 1.4、1.5 のようなイメージが得られている。

この広く分布しているガンマ線放射のスペクトルを図 1.6 に示す。サブ MeV~MeV の領域において、電子による制動放射と逆コンプトン散乱による放射が起源であるとされており、それが良く説明されている。また、銀河面に広がっているガンマ線放射は連続的なスペクトルを持つものだけでなく、図 1.5 のように 1.8 MeV 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、超新星爆発の際の元素合成により生じた  $^{26}\text{Al}$  (半減期 $\sim 10^6$  年) によるものと考えられている。この 1.8 MeV 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になると考えられている。一方で、このように銀河面全体に広がっているガンマ線放射は、銀河面に近い天体の MeV ガンマ線観測においてバックグラウンドとなってしまう。

銀河系内のみならず、ガンマ線は銀河系外からも到来している。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 1.7 に示す。このスペクトルは、非常に遠くの活動銀河核と Ia

型超新星爆発によるものとされ、特に MeV ガンマ線領域においては Ia 型超新星爆発由来のガンマ線が支配的とされている。この銀河系外からのガンマ線放射も MeV ガンマ線観測におけるバックグラウンドとなる。

Type of Source	Number of Sources	Comments
Spin-Down Pulsars:	3	Crab, Vela, PSR B1509-58.
Stellar Black Hole Candidates:	2	Cyg X-1, Nova Persei 1992 (GRO J0422+32).
Supernova Remnants: (Continuum Emission)	1	Crab nebula.
Active Galactic Nuclei:	10	CTA 102, 3C 454.3, PKS 0528+134, GRO J 0516-609, PKS 0208-512, 3C 273, PKS 1222+216, 3C 279, Cen A, PKS 1622-297.
Unidentified Sources: • $ b  < 10^\circ$ • $ b  > 10^\circ$	4 5	GRO J1823-12, GRO J2228+61 (2CG 106+1.5), GRO J0241+6119 (2CG 135+01), Carina/Vela region (extended). GRO J1753+57 (extended), GRO J1040+48, GRO J1214+06, HVC complexes M and A area (extended), HVC complex C (extended).
Gamma-Ray Line Sources: • 1.809 MeV ( $^{26}\text{Al}$ ) • 1.157 MeV ( $^{44}\text{Ti}$ ) • 0847 and 1.238 MeV ( $^{56}\text{Co}$ ) • 2.223 MeV ( $n$ -capture)	3 2 1 1	Cygnus region (extended), Vela region (extended, may include RX J0852-4621), Carina region. Cas A, RX J0852-4621 (GRO J0852-4642). SN 1991T. GRO J0317-853.
Gamma-Ray Burst Sources: (within COMPTEL field-of-up to Phase IV/Cycle-5)	31	Location error radii vary from $0.34^\circ$ to $2.79^\circ$ (mean error radius: view $1.13^\circ$ ).

図 1.3: COMPTEL により観測された天体 [3]

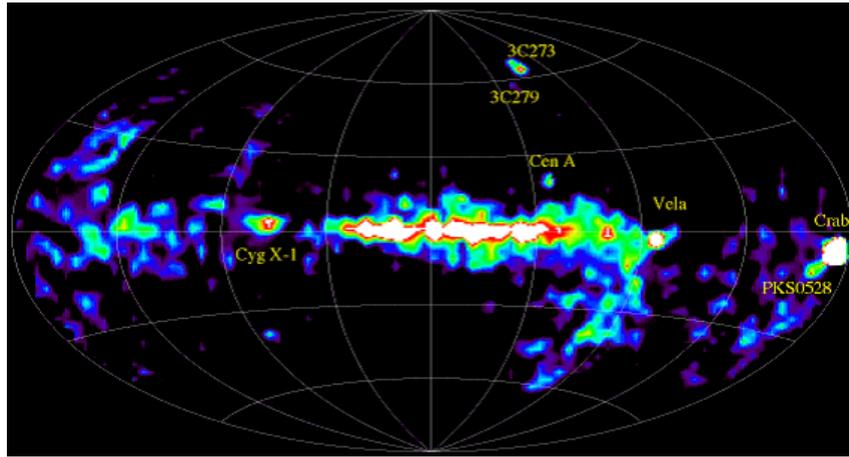


図 1.4: COMPTEL により得られた分布 (1-30MeV)[36]

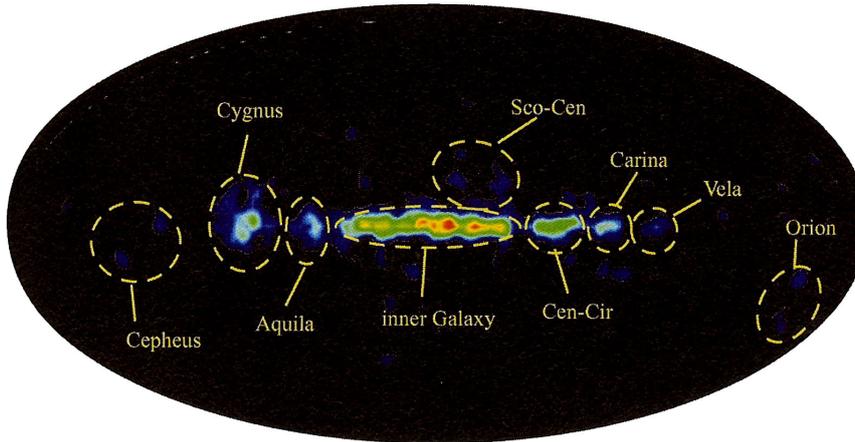


図 1.5: COMPTEL による 1.8MeV の全天観測 [4]

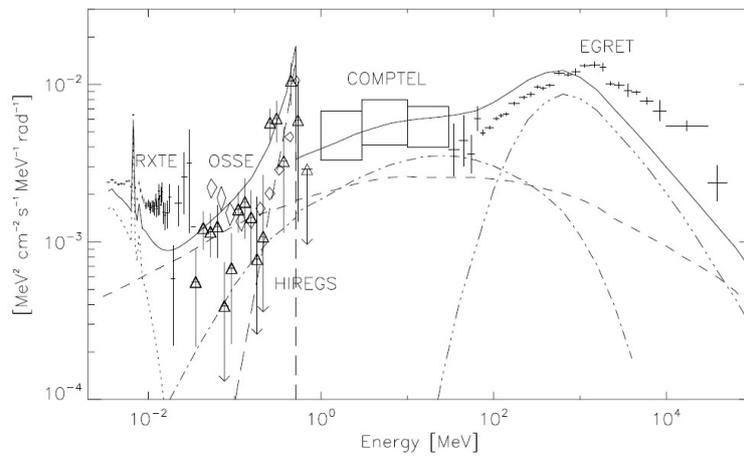


図 1.6: 銀河面に広がったガンマ線スペクトル [5]

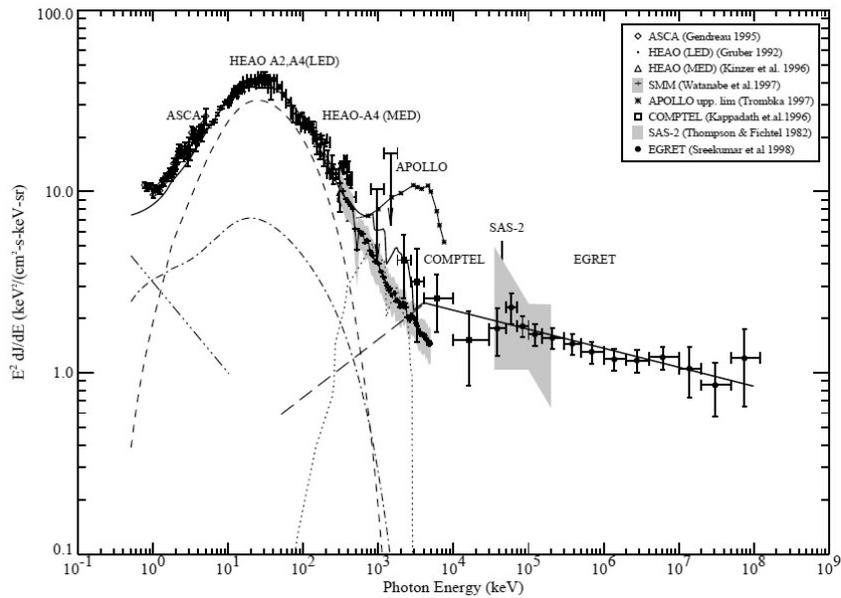


図 1.7: 銀河系外の広がったガンマ線スペクトル [6]

## 1.2 各天体からの MeV ガンマ線

### 1.2.1 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き、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  $^{56}\text{Ni}$  が生成される [7]。この  $^{56}\text{Ni}$  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  $^{56}\text{Ni}$  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 1.8 のように  $^{56}\text{Co}$  によって説明され、また、表 1.2.1 にあるように、SN1987A から  $^{56}\text{Co}$  の崩壊に伴う核ガンマ線が観測されている。

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、次々と中子線を吸収し、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、 $\beta$  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 [7]。

これまでの核ガンマ線の観測から、超新星残骸に表 1.2.1 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  $^{26}\text{Al}$  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。

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

表 1.1: MeV 領域における主な核ガンマ線 [8]

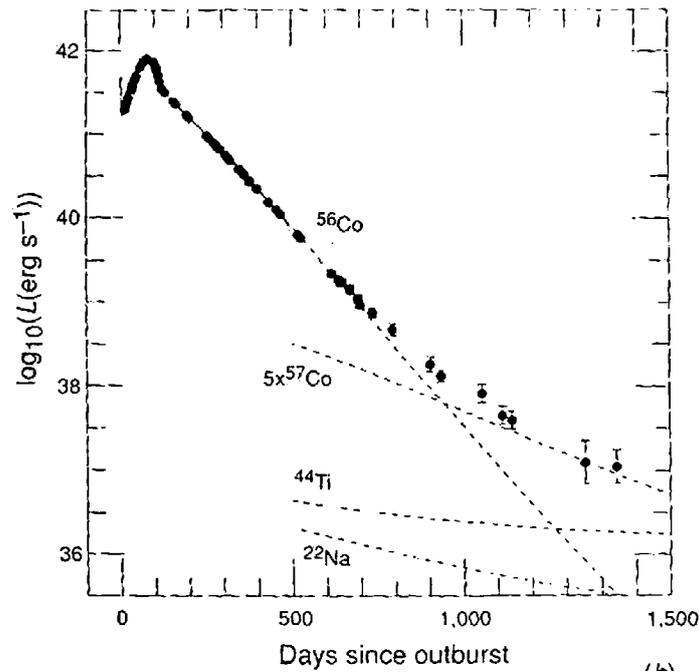


図 1.8: SN1987A の光度曲線 (赤外～紫外線) [9]

## 1.2.2 パルサー

### パルサー

パルサーは電波や可視光で 1.6 m 秒～数秒という非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量  $\sim 1.4M_{\odot}$ 、半径  $\sim 10\text{km}$  の中性子星と考えられている。中性子星は強い磁場 ( $\sim 10^{12}\text{G}$ ) を持っており、磁極付近で放射が起こっている。しかし、この磁極と自転の回転軸とがずれているため、観測をしたとき磁極付近が見え隠れするのでパルス状に見える (図 1.9 は概念図である)。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 1.2.2)。

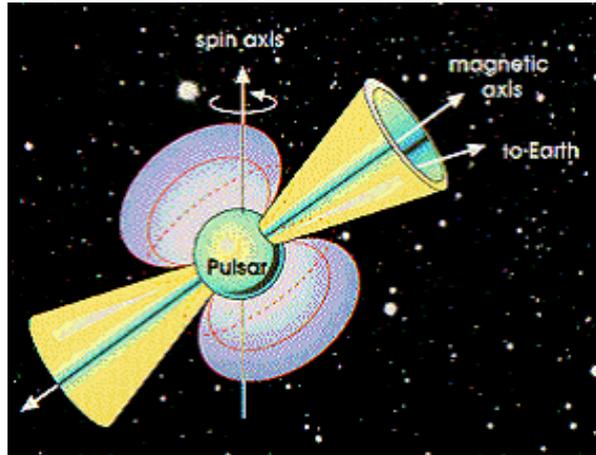


図 1.9: パルサーの概念図 [10]

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

表 1.2: ガンマ線パルサー [3]

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 1.10 に示す。

この図より、サブ MeV～MeV ガンマ線の領域において 2 つの特徴がわかる。1 点目は、他波長では 1 つ目のピークが支配的であるにもかかわらずこの領域では 2 つ目のピークが支配的である。2 点目は、この 2 つのピークの間「ブリッジ」と呼ばれる一定強度で放射する位相が存在する、ということである。しかし、パルサーの放射機構はまだ完全ではなくこの特徴も説明はついていない。

### 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。この星雲は電波から TeV ガンマ線領域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 1.11)。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。

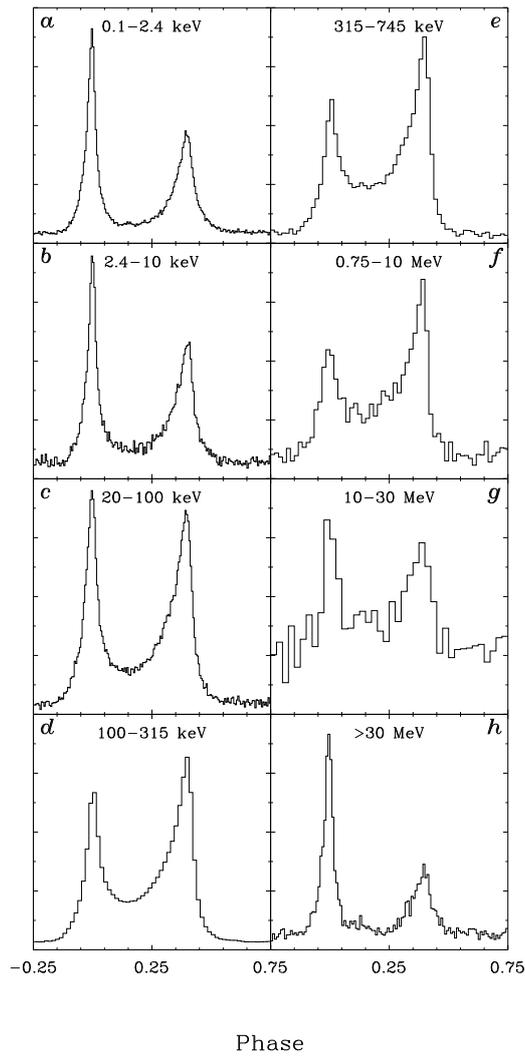


図 1.10: Crab パルサーのエネルギー領域毎のパルスプロファイル [11]

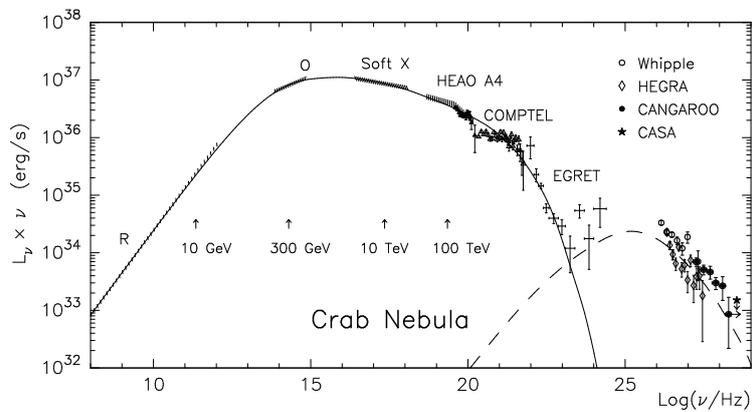


図 1.11: かに星雲のスペクトル (実線:シンクロトロン放射モデル・破線:逆コンプトン散乱モデル) [12]

### 1.2.3 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。(図1.12は概念図)

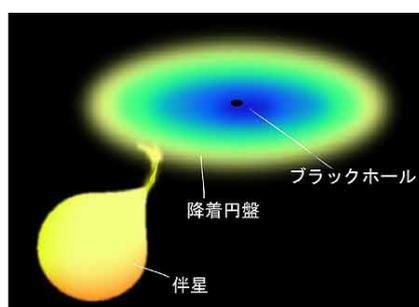


図 1.12: ブラックホールと降着円盤の概念図 [13]

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」として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 1.13 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 1.14) 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 1.15)、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 1.16)。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。[14]

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  $\pi^0$  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。 $\pi^0$  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。

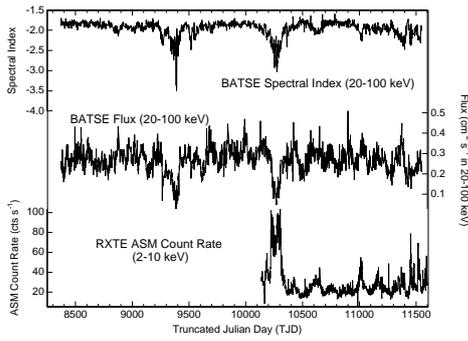


図 1.13: Cyg X-1 の時間変動 [14]

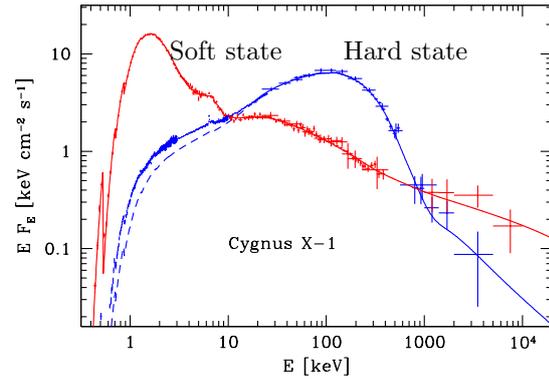


図 1.14: Cyg X-1 の Soft state 及び Hard state のスペクトル [14]

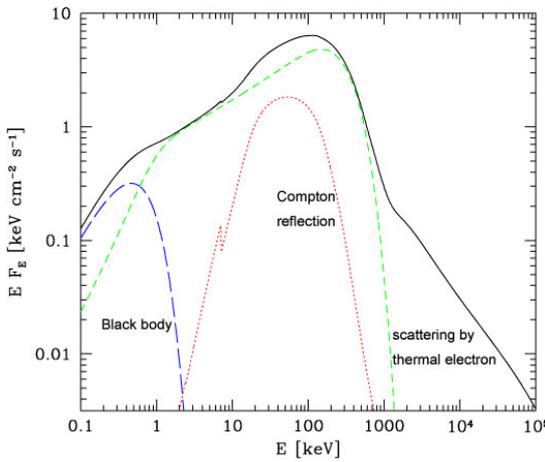


図 1.15: Hard(Low) State の放射モデル [14]

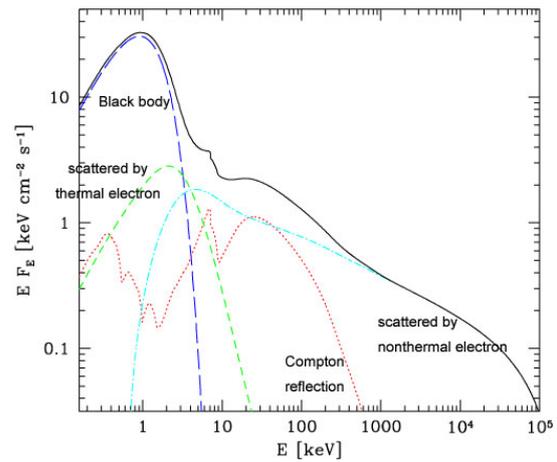


図 1.16: Soft(High) State の放射モデル [14]

## 1.2.4 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1.17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1.18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 $\beta^+$ 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。

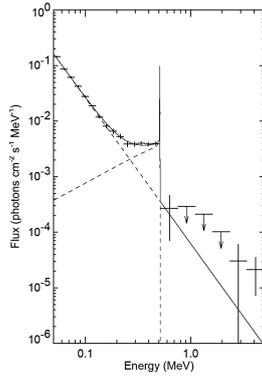


図 1.17: OSSE による銀河中心のスペクトル [15]

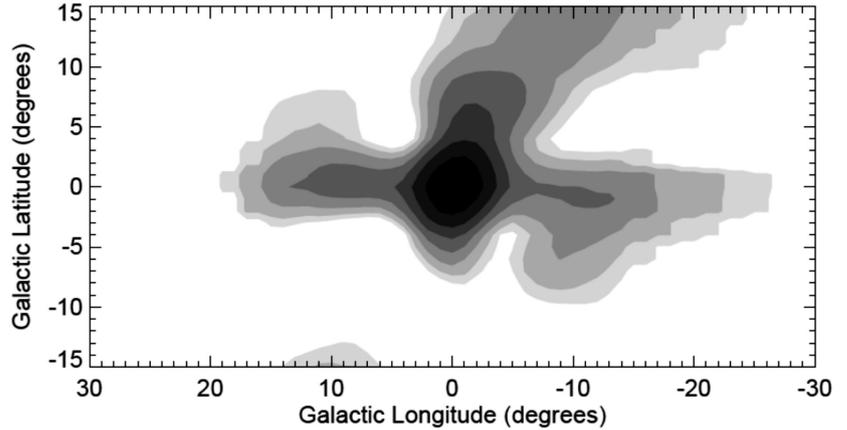


図 1.18: OSSE による 511keV の map [15]

### 1.2.5 活動銀河核

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがあり、これらは活動銀河と呼ばれている。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 1.19 は概念図)。

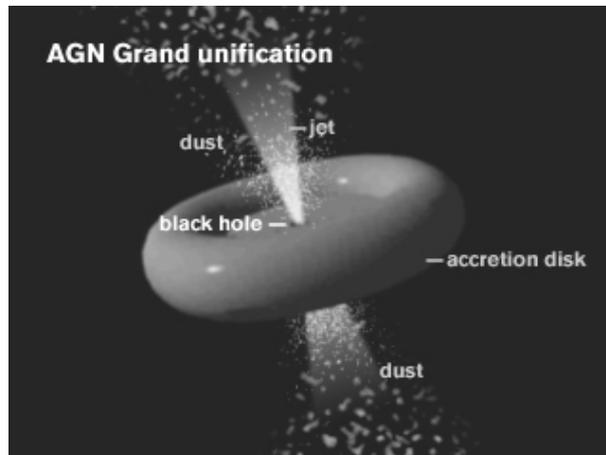


図 1.19: 活動銀河核の概念図 [16]

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放射が強く、降着円盤やその周りの熱放射を凌駕するような AGN からは、図 1.20 や図 1.21 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・Fermi では 709 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。

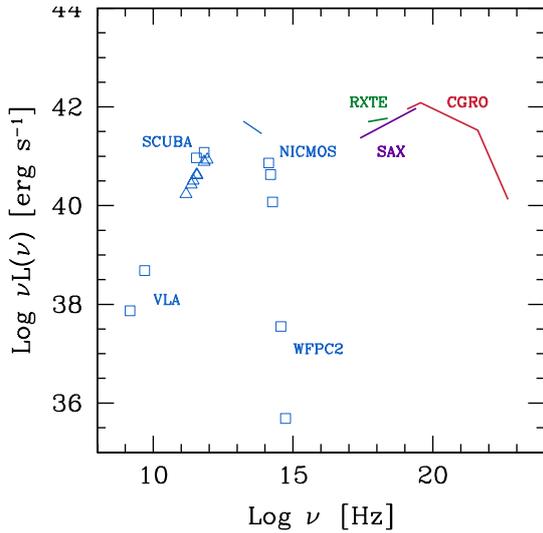


図 1.20: 電波銀河 Cen A の多波長スペクトル [17]

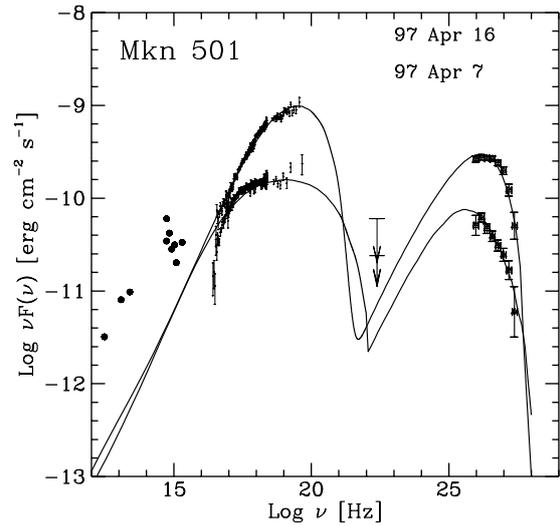


図 1.21: Blazar Mkn501 の多波長スペクトル [18]

### 1.2.6 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。

図 1.22 に太陽フレアのスペクトルの例を示す。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、詳しく調べるとこのできる非常に重要な天体である。

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

表 1.3: 太陽フレアに伴う核ガンマ線 [19]

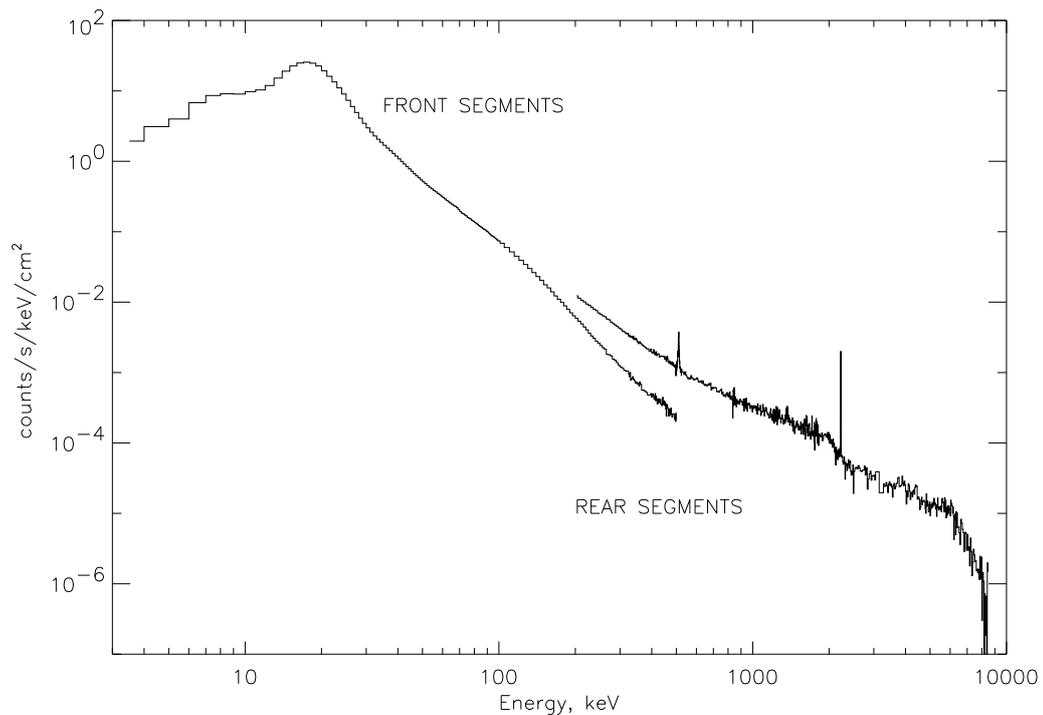


図 1.22: 太陽フレアのスペクトルの例 (2002.7.23) [20]

### 1.2.7 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、1970年代初めに大気圏核実験監視衛星 Vela により発見された、ある方向から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。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。

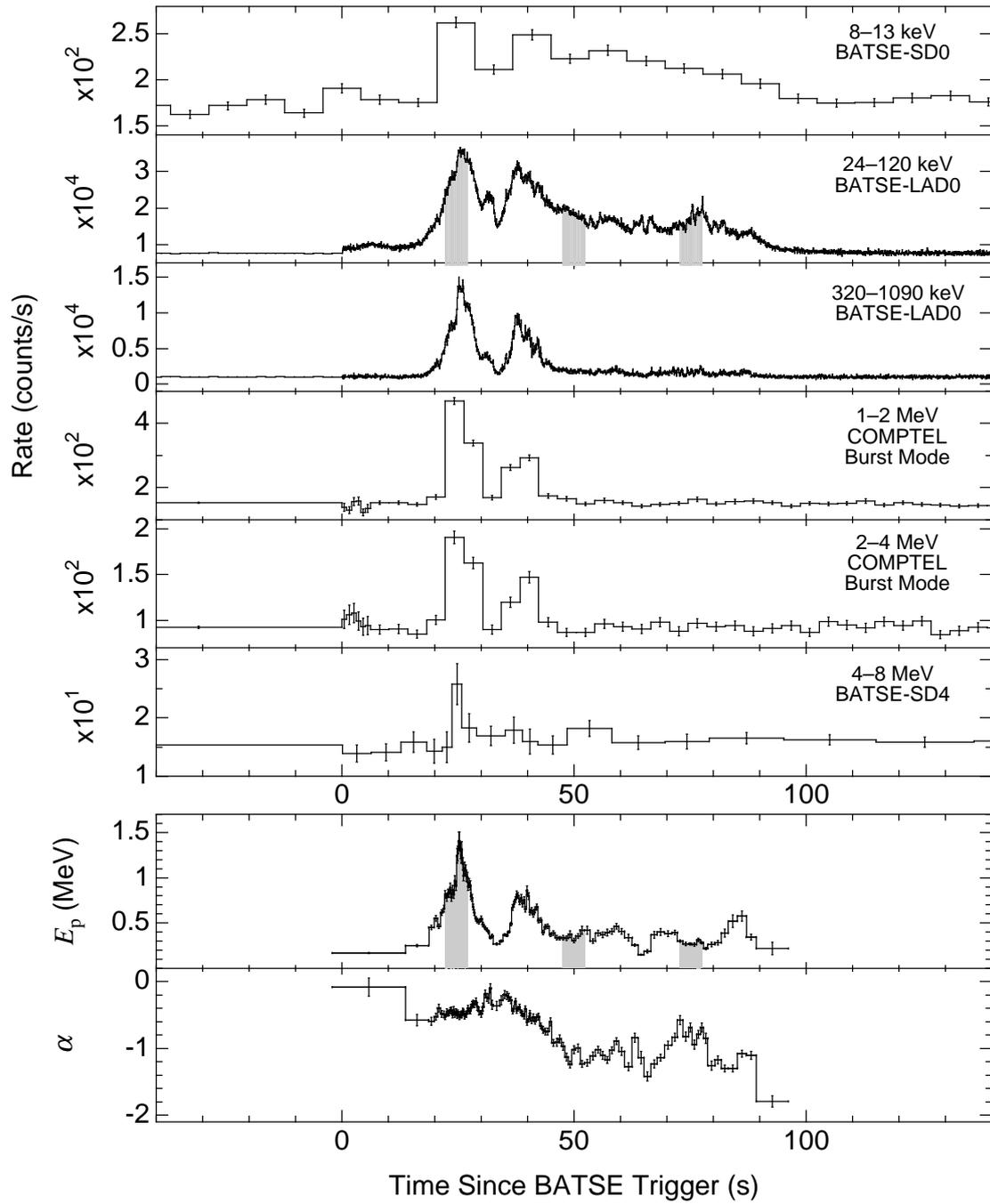


図 1.23: BATSE・COMPTEL により観測された GRB の光度曲線 [21]

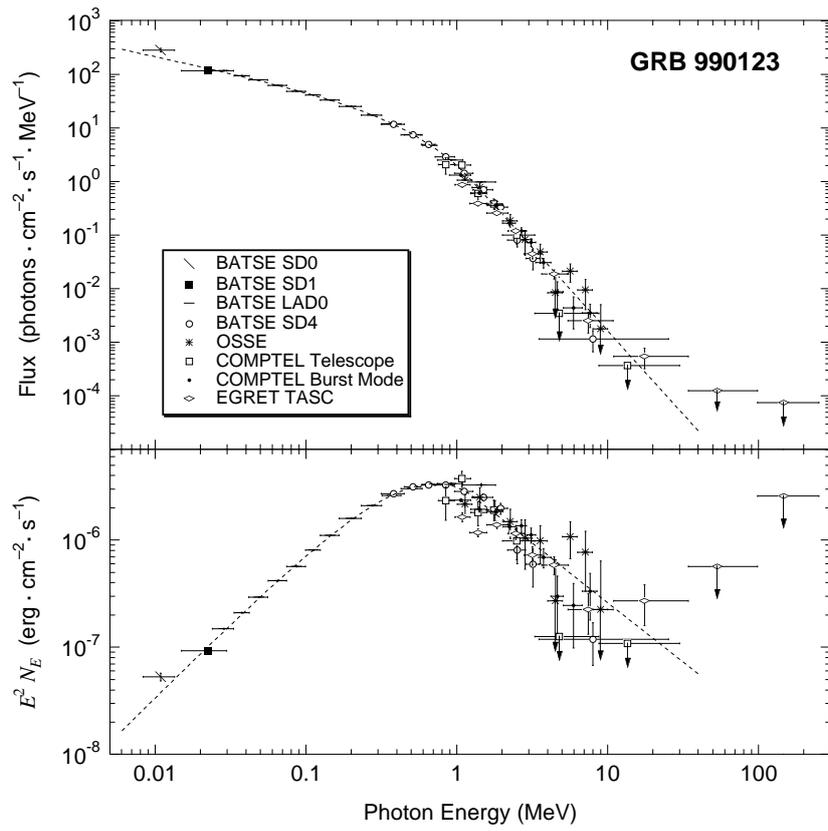


図 1.24: GRO 衛星によるガンマ線バースト GRB990123 のスペクトル [21]

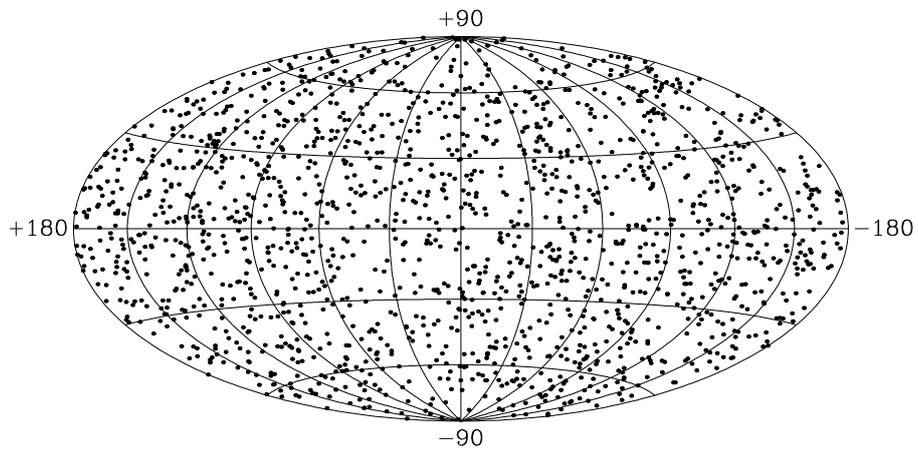


図 1.25: BATSE により観測された GRB の分布 [22]

## 第2章 MeVガンマ線の検出方法

X線やガンマ線は電荷を持たず、荷電粒子のように物質を直接電離することがないため直接検出は難しい。しかし、X線やガンマ線が物質に入射するとその物質と相互作用を起こし、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を利用し、間接的にX線やガンマ線を検出することが可能となる。この章では、こういったX線、ガンマ線と物質の相互作用について述べ、その後そうした相互作用を利用したMeVガンマ線イメージング方法について述べる。

### 2.1 ガンマ線と物質の相互作用

#### 2.1.1 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線が物質に入射したときに起こす相互作用は主に光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の3種類である。これらの相互作用が起こる確率は、入射するガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 $Z$ に依存しており、図2.1のように優位度が決まってくる。また、1つの例としてアルゴンにガンマ線が入射したときのそれぞれの相互作用の起こる確率(断面積)を図2.2に示した。これらの3つの相互作用について以下で説明する。

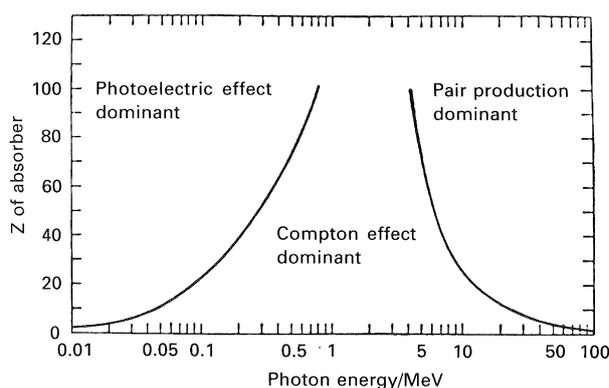


図 2.1: ガンマ線と物質の優位な相互作用 [23]

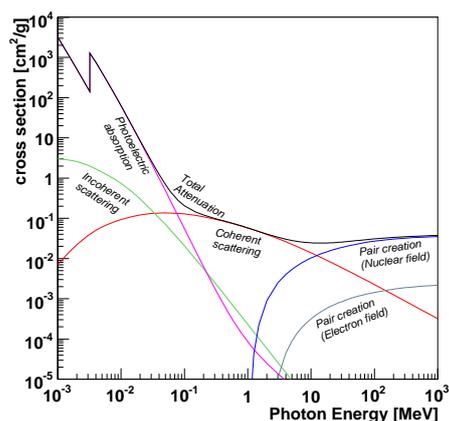


図 2.2: ガンマ線と物質の相互作用断面積(アルゴン) [24]

#### 2.1.2 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、光子が物質に入射すると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叩き出される現象であり、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、 $E_\gamma$  はガンマ線のエネルギー、 $E_{\text{bind}}$  は物質を構成する原子の束縛エネルギーとする。この相互作用が起こる反応断面積  $\sigma_{ph}$  は一般的に

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.2)$$

と表される。ただし  $n$  は 4~5 である。 $E_\gamma$  が原子の K 殻の束縛エネルギーよりも大きい場合、K 殻の電子と反応する確率が最も高くなり、その断面積は、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left( \frac{8\pi}{3} r_e^2 \right) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \left( \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \quad (2.3)$$

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、 $r_e$  は電子の古典半径で

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (2.4)$$

である。また、 $E_\gamma$  が K 殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には、L 殻の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.2 のように K 殻の束縛エネルギー付近で不連続なエッジができる。

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、通常この蛍光 X 線も光電吸収される。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。

### 2.1.3 コンプトン散乱

数百 keV~10MeV 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、ガンマ線は電子に与えた分エネルギーを失い、方向を変える。

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  $E_\gamma$  のガンマ線がコンプトン散乱を起こすと、散乱角を  $\phi$  として、散乱された後のガンマ線のエネルギー  $E'_\gamma$  は、

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (2.5)$$

と表される。散乱ガンマ線の角度分布は  $\sigma$  を散乱断面積、 $\Omega$  を立体角として微分散乱断面積により与えられる [25]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left( 1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (2.6)$$

ただし、

$$k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (2.7)$$

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、 $E_\gamma$  が大きいほど前方散乱が支配的になる。

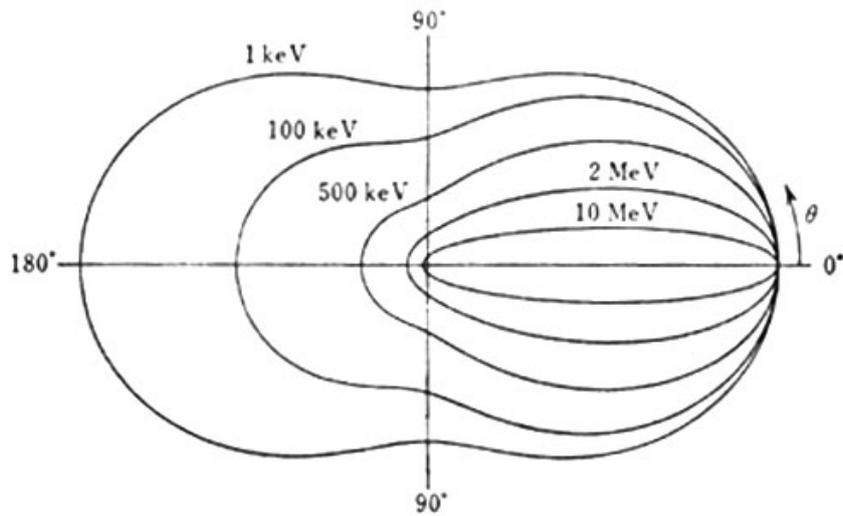


図 2.3: 散乱角  $\phi$  の単位立体角内へコンプトン散乱される光子数を極座標で示したもの [23]

#### 2.1.4 電子・陽電子対生成

1.02 MeV 以上の領域では電子・陽電子対生成が起こるようになる。このような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、この現象のことを指す。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  $E_\gamma$  と、電子・陽電子のエネルギー  $E_-, E_+$  とには、

$$E_\gamma = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.8)$$

の関係が成立する。反応断面積  $\sigma_{pair}$  は  $E_\gamma \ll \frac{1}{\alpha Z^{\frac{1}{3}}}$  のとき

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 (\ln E_\gamma - const) \quad (2.9)$$

$E_\gamma \gg \frac{1}{\alpha Z^{\frac{1}{3}}}$  のとき

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 \left( \ln \frac{1}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) \quad (2.10)$$

となる。ただし

$$\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} \text{ (微細構造定数)} \quad (2.11)$$

である。これより反応断面積は基本的に  $Z$  の 2 乗に比例し、入射エネルギーが高くなると複雑になってくることがわかる。

## 2.2 MeV ガンマ線イメージング

### 2.2.1 検出方法

サブ MeV～MeV 領域のガンマ線イメージング観測を考えた場合、上で述べたようにガンマ線と物質の相互作用はコンプトン散乱が優位である。コンプトン散乱は光電効果や電子・陽電子対生成と異なり散乱という事象であるため、ガンマ線が検出器や衛星の筐体に入射したときに散乱されるものも多く、バックグラウンドが増えてしまう。さらに、宇宙線と筐体との相互作用によって生じるガンマ線もバックグラウンドとなってしまうため、バックグラウンド事象はかなり多くなってしまい、この領域のガンマ線イメージングは難しいものとなっている。従って、こういったバックグラウンドに強いイメージング方法を考えなければならない。

現在では、この領域のガンマ線イメージングの方法として、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、

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{透明な部分} \\ 0 & \text{不透明な部分} \end{cases} \quad (2.12)$$

という行列で表せる。

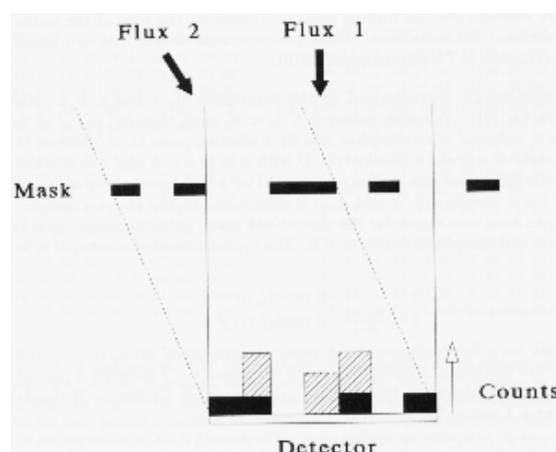


図 2.4: Coded mask によるガンマ線到来方向のコード化 [26]

$j$  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 2.4)。よって、検出

器の  $i$  番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij} s_j + b_i \quad (2.13)$$

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。ただし、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  $0.2^\circ$  (FWHM) の角度分解能が実現されている [27]。

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にないので、スペクトルの細かい構造はわからない。

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 [27]。ただし、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 反射を利用することで集光することは可能である。この図 2.5 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。

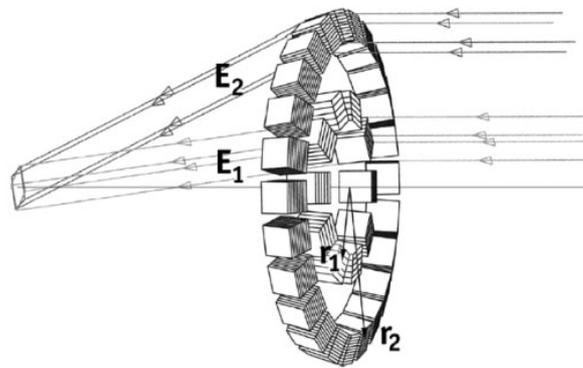


図 2.5: Gamma-Ray Lens (CLAIRE [28])

しかし、MeV ガンマ線においては Bragg 反射を利用するために、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[28]。

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2.6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[28]、実現は難しい。

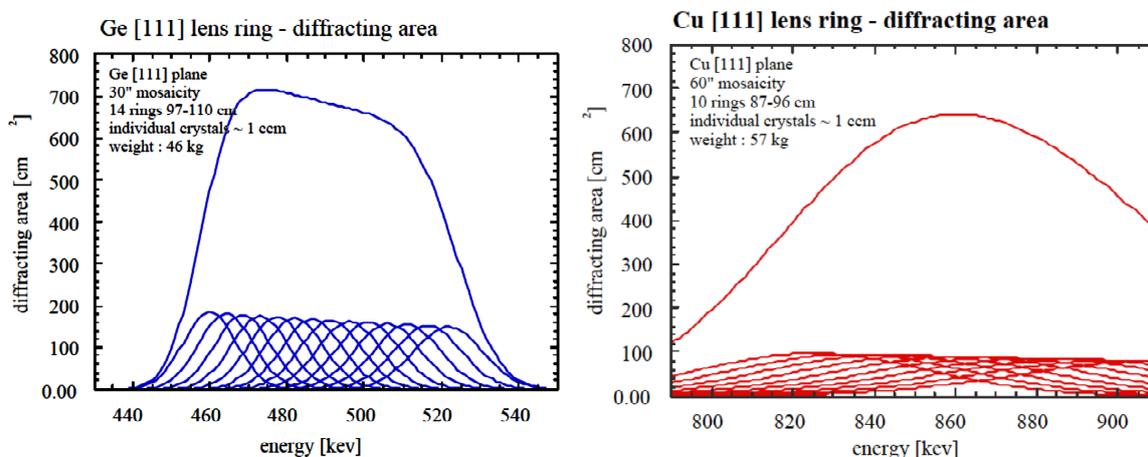


図 2.6: Ge レンズ (左) と Cu レンズ (右) の有効面積 [28]

## 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2.2)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した反跳電子と散乱ガンマ線の両方の情報が得られれば、エネルギーと到来方向の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[1]。

sub MeV～MeVの領域において、スペクトルを取ると同時に、ガンマ線の到来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で行う。図2.7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。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

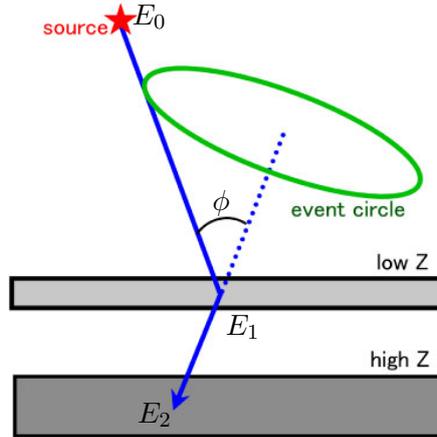


図 2.7: Classical Compton 概念図

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  $\phi$  は

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.14)$$

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

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。ただし、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2.7のように入射ガンマ線の到来方向を円 (event circle) の形に限定することができる。ただし、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来したのかまでは分からない。

この Classical Compton 法でガンマ線源の方向を知るには、図2.8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 [1]。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。

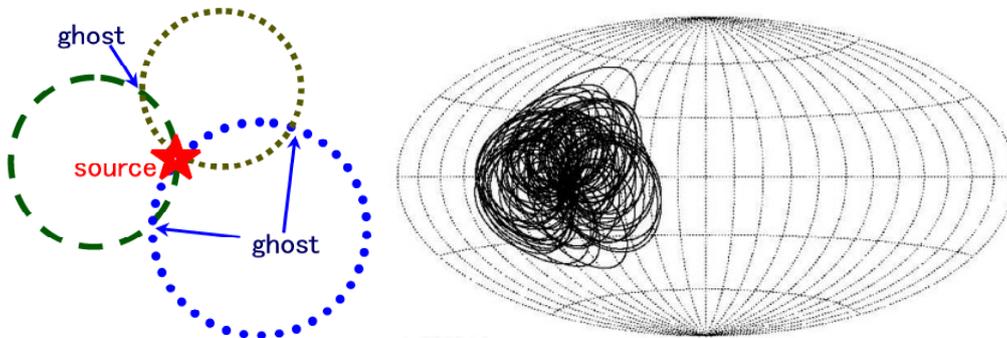


図 2.8: Classical Compton によるイメージングと COMPTEL での実際の観測 (GRB910505[29])

## Multiple Compton

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 [30] である。

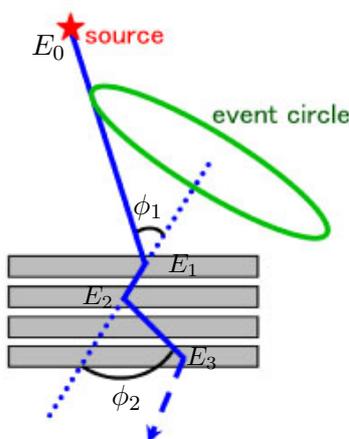


図 2.9: Multiple Compton 概念図

検出器の構成は図 2.9 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、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (2.16)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (2.17)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.18)$$

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とを比較することで、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の飛跡検出器と、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 2.10)。

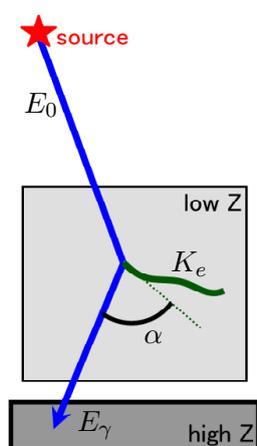


図 2.10: Advanced Compton 概念図

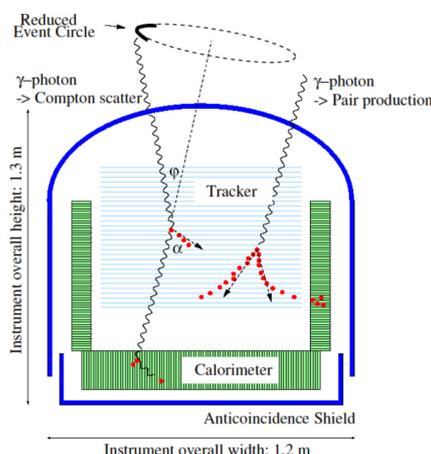


図 2.11: MEGA 検出器概念図 [31]

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  $\alpha$  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  $\alpha$  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 2.11)。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 2.12)、2 ~ 8MeV において Advanced Compton 法 (図 2.13) によりイメージを得ている [31]。ただし、Si による多重散乱の効果が大きいため、 $\alpha$  の精度は低く、Advanced Compton 法としては不完全である。

## 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 2.14) 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 は主に 2 つの検出器から成り、上段の液体シンチレータと下段の NaI シンチレータである。上段でコンプトン散乱させ、散乱ガンマ線を下段で吸収するという Classical Compton 法を用いた検出を行う。COMPTEL の主なパラメータを表 2.3.1 にまとめる。

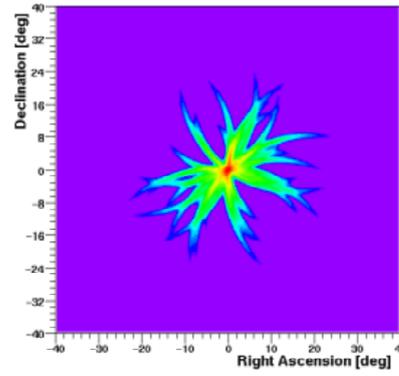
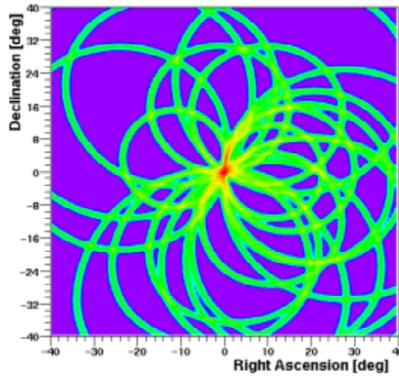


図 2.12: MEGA による Classical Compton 法を用いたイメージ ( $\leq 2\text{MeV}$ :シミュレーション)[32]      図 2.13: MEGA による Advanced Compton 法を用いたイメージ ( $2 \sim 8\text{MeV}$ :シミュレーション)[32]

この COMPTEL により観測された定常的な天体は前述のように (図 1.3) 32 個である。同じ衛星に搭載された EGRET が約 270 個の天体を検出した [33] のに対し、1 桁少ない結果になっている。

sub MeV $\sim$ 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。

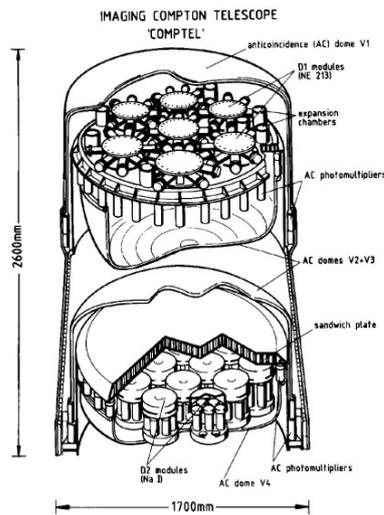


図 2.14: COMPTEL 概観 [1]

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

図 2.15: COMPTEL の性能 [1, 34]

### 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 2.16 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 [35]。

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 <sup>40</sup>K 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を。

- 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  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  や  $^{27}\text{Al}(n;n',\gamma,\dots)^{27}\text{Al}$  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を。
- 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を。
- 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。

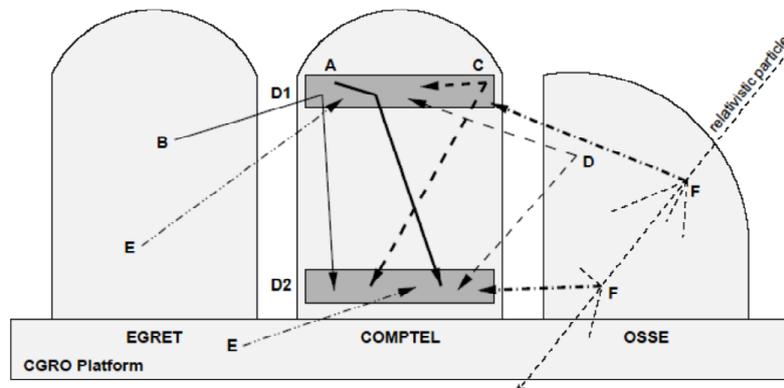


図 2.16: COMPTEL におけるバックグラウンド (D1・D2 は検出器)[35]

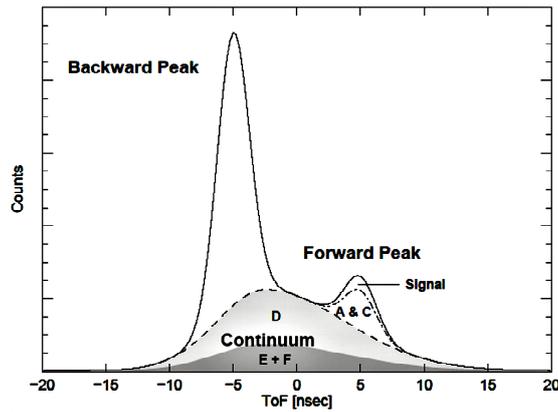


図 2.17: バックグラウンドの内訳 [35]

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 [1]。この TOF の分布とその内訳を図 2.17 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、 $D \cdot E \cdot F$  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 2.17 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。

## 第3章 SMILE概要

この章では、京都大学宇宙線研究室にて開発している MeV ガンマ線コンプトンカメラのこれまでにについて簡単にまとめ、それを元に 2005 年に立ち上がった MeV ガンマ線コンプトンカメラを用いた気球実験プロジェクト SMILE(Sub-MeV and mev gamma-ray Imaging Loaded-on-balloonExperiment) について述べる。

### 3.1 MeV ガンマ線コンプトンカメラ

#### 3.1.1 検出原理

Advanced Compton 法は、反跳電子の飛跡とエネルギー・散乱ガンマ線の方向とエネルギーを得ることによりコンプトン散乱を再構成し、入射ガンマ線の方向とエネルギーを得る。この検出原理は、詳しくは [42, 43] で述べられているが、ここでも少し触れておく。以下では、図 3.1 のように入射ガンマ線の到来方向を  $\vec{s}$ 、エネルギーを  $E_0$ 、反跳電子の反跳方向を  $\vec{e}$ 、運動エネルギーを  $K_e$ 、散乱ガンマ線の散乱方向を  $\vec{g}$ 、エネルギーを  $E_\gamma$  とし、ガンマ線の散乱角を  $\phi$ 、電子の反跳角を  $\psi$ 、 $\vec{e}$  と  $\vec{g}$  のなす角を  $\alpha$  とする。ここで、 $\vec{e}$ 、 $\vec{g}$  は単位ベクトルとする。

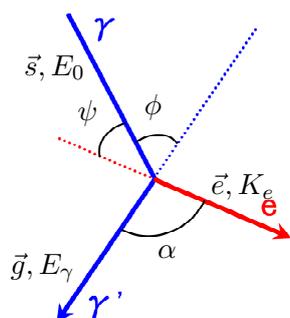


図 3.1: 変数定義

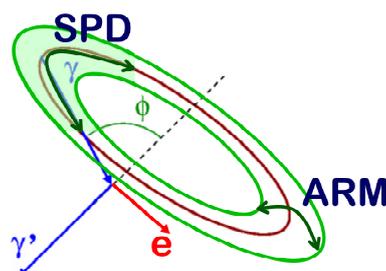


図 3.2: ARM と SPD

このとき、入射ガンマ線の再構成により得られる到来方向  $\vec{s}_{rcs}$ 、エネルギー  $E_0$  は

$$\vec{s}_{rcs} = \left( \cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (3.1)$$

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (3.2)$$

と一意的に表される。ここで、散乱角  $\phi$  は

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

である。このように、得られる 4 つの情報からコンプトン散乱を再構成できるので、1 イベント毎に入射ガンマ線の到来方向、エネルギーを知ることができる。また、 $\vec{e}$  と  $\vec{g}$  の離角  $\alpha$  は、幾何学

的に

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

一方、 $E_\gamma$  と  $K_e$  から運動学的に

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

とも表される。(3.4)、(3.5)により得られる  $\alpha$  は、互いに独立な方法で求められるため

$$\alpha_{geo} \simeq \alpha_{kin} \quad (3.6)$$

という条件を課すと、純粋なコンプトン散乱のイベントのみを選び出すことができ、バックグラウンドや偶発イベントなどを落とすことができる。そのため、veto counter を用いることなく強力なバックグラウンド除去が可能となる。

Advanced Compton 法において、各イベント毎の角度分解能は以下の2つの成分によって定義される (図 3.2)。

- ARM(Angular Resolution Measure) : 散乱角  $\phi$  の決定精度

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

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

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

ただし、 $\cos \phi_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{s}$ 、 $\cos \phi_{kin}$  は式 (3.3) の値である。

### 3.1.2 検出器への要求

Advanced Compton 法を用いた MeV ガンマ線コンプトンカメラは、次のような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：散乱ガンマ線を吸収させ、吸収点とエネルギーを得る

これらの検出器を用いて MeV ガンマ線を捉えるには以下のような性能が要求される。

飛跡検出器は、反跳電子を捉えなければならないので、クーロン多重散乱の影響の少ないガス検出器が適している。しかし、ガスだとその分コンプトン散乱の散乱断面積が小さいのではないかと心配される。50 cm 立方のガスでコンプトン散乱の有効面積を考えた場合、封入ガス Xe1 気圧、入射ガンマ線のエネルギー 1 MeV とすると  $\sim 30 \text{ cm}^2$  [42] となる。これは COMPTEL の有効面積  $\sim 40 \text{ cm}^2$  [34] と同程度であり、ガスでも十分コンプトン散乱することがわかる。また、電子の飛跡を正確に捉えるためにはコンプトン散乱後数 mm のうちに捉えなければならない。反跳電子のエネルギーは数百 keV になることが期待されるので、MIP (Minimum Ionizing Particle) の数 mm の飛跡を数百  $\mu\text{m}$  の分解能で捉えられる検出器であればよい。散乱ガンマ線検出器は、飛跡検出器でコンプトン散乱した散乱ガンマ線を効率よく捉えるために飛跡検出器の周囲を大きく覆える必要がある。また、目的のエネルギー領域においてコンプトン散乱は前方散乱が優位になってくるため [25]、散乱ガンマ線のエネルギーもそれに伴い数百 keV  $\sim$  数 MeV というエネルギーになる。したがってそういった広いエネルギー範囲にわたって吸収できる物質を選ばなければならない。そして、もちろんではあるが、コンプトンカメラ全体の角度分解能に効いてくる位置分解能、エネルギー分解能はなるべく良いものを選ぶべきである。

### 3.1.3 電子飛跡測定型コンプトンカメラ

以上を考慮した上で、京都大学宇宙線研究室では散乱体および反跳電子飛跡検出器に $\mu$ -TPC(Time Projection Chamber) (後述)、散乱ガンマ線の吸収体にシンチレーションカメラ (後述) を採用した (図 3.3) MeV ガンマ線コンプトンカメラを開発している [44, 45]。

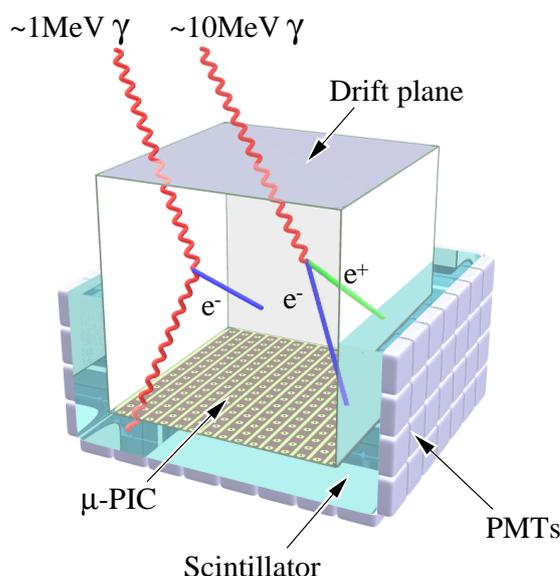


図 3.3: MeV ガンマ線コンプトンカメラの概念図

$\mu$ -TPC はガス検出器であり、反跳電子の飛跡およびエネルギーを検出する。電子の読み出し部には京都大学で独自に開発している  $\mu$ -PIC(micro Pixel Chamber) (後述) を用いている。これは  $\sim 100\mu\text{m}$  という高い位置分解能を持ち、さらに微細な構造を持つ検出器としては高い gain を得ることができる。また、プリント基板の技術で作られるので大型化が容易でかつコストもかからない。さらに  $\mu$ -TPC としても、ガスを用いているので大型化に適している。周りを囲むシンチレーションカメラでは散乱ガンマ線の方向とエネルギーを検出する。半導体検出器ほどのエネルギー分解能はないが、コストの点では大型化しやすく厚みのあるものも作ることができるので、散乱ガンマ線を効率よく捉えることができる。

この電子飛跡測定型コンプトンカメラである MeV ガンマ線コンプトンカメラは、上でも述べたように  $\alpha$  角による強力なバックグラウンド除去が原理的に可能である。そして、このことから COMPTEL のように ToF を用いる [35] 必要がないので飛跡検出器とシンチレーションカメラの配置を比較的自由に決定できる。また、このことと検出原理からコリメータを必要としないため、 $\sim 3$  str という広視野を持つことが可能になる [46]。さらには、1 光子毎にガンマ線の到来方向とエネルギーを測定可能である。以上のような利点を活かし、sub MeV $\sim$ MeV 領域において COMPTEL の 10 倍の感度を目指して開発を進めている。電子の飛跡を捉えられるため、電子陽電子対生成によるイメージングが可能であり  $> \text{MeV}$  の領域にも感度を持つ。

## 3.2 散乱体

### 3.2.1 $\mu$ -PIC(Micro Pixel Chamber)

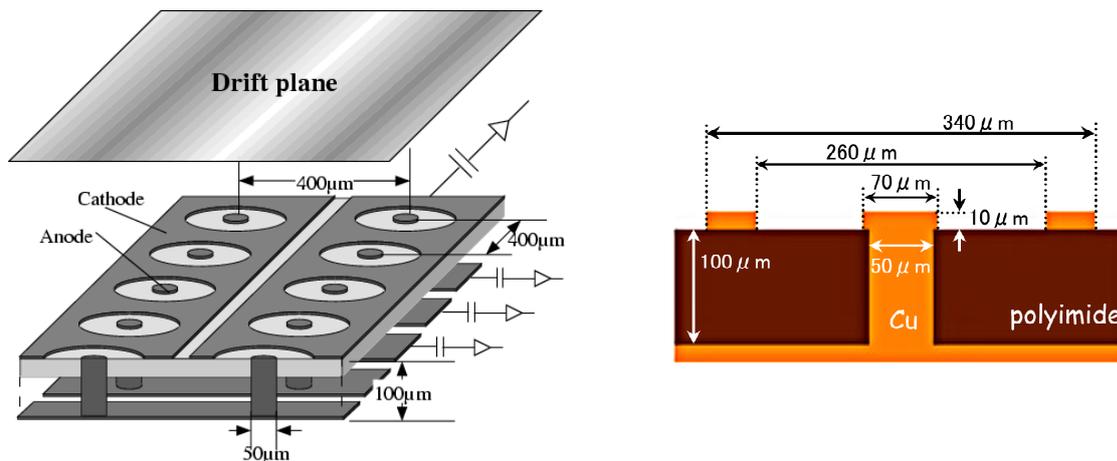


図 3.4:  $\mu$ PIC の構造

$\mu$ -PIC[47] は、1999 年から開発が始められた微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種である。図 3.4 のように比例係数管を輪切りにして並べた構造をしており、基盤はポリイミド、電極は銅にニッケルをめっきしたものとなっている。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行する方向に strip 構造を成している。これにより高い位置分解能での 2 次元読み出しが可能となっている。また、ピクセル型の電極構造にしたことで、MSGC(Micro Strip Gas Chamber) で問題になっていた放電による電極破壊 [48, 49] は起きなくなり、 $\mu$ -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 はアノードのごく近傍のみでしか起こらないので、 $\sim 10^7 \text{count}/(\text{sec}\cdot\text{mm}^2)$  という大強度入射に対しても強い。製造に関しても、上でも述べたようにプリント基板の技術で作られるので安価に大きなものを作りやすいという特徴がある。現在は  $10\text{cm} \times 10\text{cm}$  のものが稼働中であり (図 3.5)、大型化した  $30\text{cm} \times 30\text{cm}$  のものも稼働を開始した。

また、 $\mu$ -PIC の読み出し回路も開発しており、プリアンプとして CERN LHC ATLAS 実験の Thin Gap Chamber 用に開発された時定数  $16\text{ns}$  の ASD (Amplifier Shaper Discriminator) [50] chip を用いている。また、これを元に時定数  $80\text{ns}$  のものも開発 [51] された。これらは図 3.6 のように基板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デジタル信号の両方を同時に取り出せるようになっている。デジタル信号は独自に開発しているエンコーダー (図 3.7) へと送られる。エンコーダーは、8 つの FPGA (Field Programmable Gate Array) から構成され、 $\mu$ -PIC のアノード、カソードからの信号を 6 つの FPGA にて受け取り、それらを残りの FPGA で座標情報へと変換する。この情報をヒットした時間情報と共に VME 上のメモリーボードへと送られる。エンコーダーは、1 枚で  $1536\text{ch}$  の入力が可能であり、 $100\text{MHz}$  のクロックでパイプライン方式の高速演算を行う。一方、アナログ信号は VME 上の FADC にてサンプリングされる。図 3.8 のようなシステムにより、 $\mu$ -PIC のヒット位置情報およびアナログ信号情報が得られる。

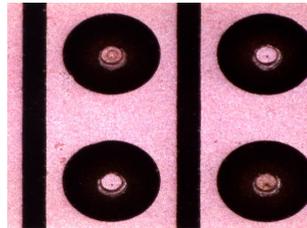
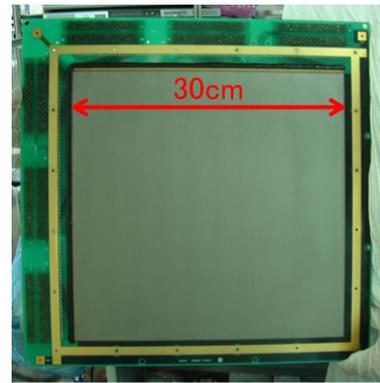
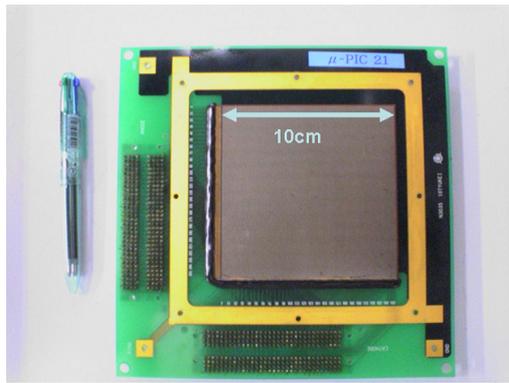


図 3.5: 10cm 角  $\mu$ -PIC (左) および 30cm 角  $\mu$ -PIC (右) と検出部の顕微鏡写真

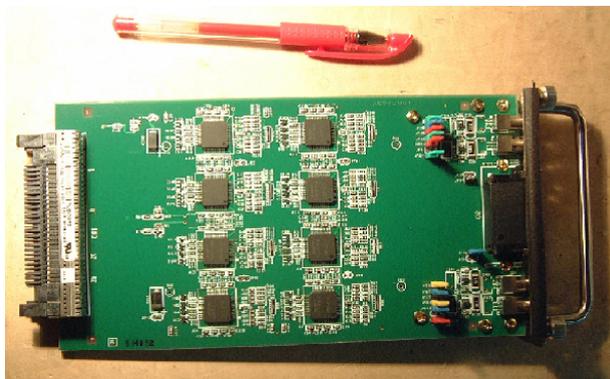


図 3.6: ASD プリアンプボード

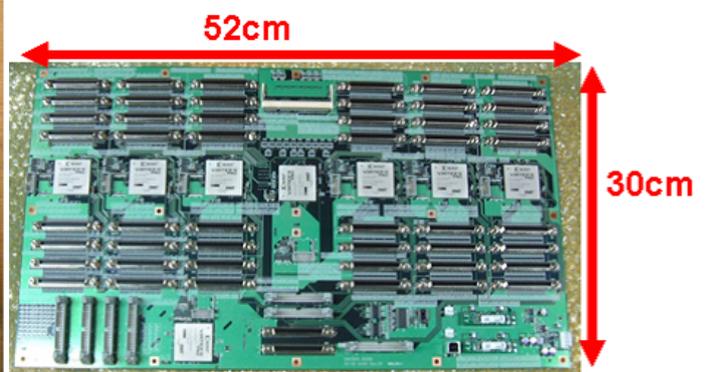


図 3.7: エンコーダー

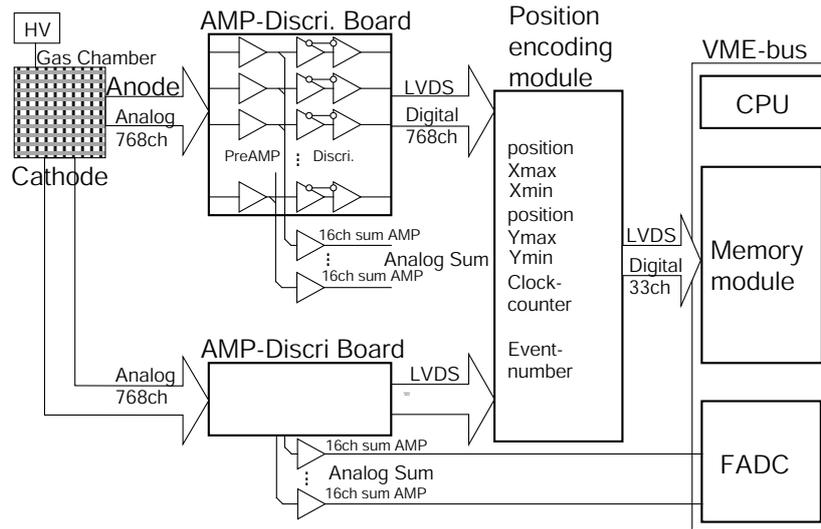


図 3.8:  $\mu$ -PIC データ取得システム

### 3.2.2 $\mu$ -PIC の性能

#### ガス増幅率

$\mu$ -PIC は、比例計数管のような増幅により信号を得る検出器である。増幅率の大きさは信号とノイズの比 (S/N 比)、そしてそれに伴ってエネルギー分解能にも効いてくる。そのため、検出器の性能を示す重要な指標の一つである。 $\mu$ -PIC を含めた微細電極構造を持つガス検出器は、アノード-カソード間が数百  $\mu\text{m}$  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が集まっている点 (三重点) は放電を起こしやすく、こういった検出器は構造上三重点は避けられない [52]。よって、一般的に微細電極構造を持つガス検出器は放電による増幅率の制限があり、例えば MSGC では  $\sim 1000$  が限界であった (図 3.9 左)。

しかし、 $\mu$ -PIC は図 3.9 (右) のように、ほぼ放電せずに  $2 \times 10^4$  というガス増幅率を達成している。また、安定性という面についても、ガス増幅率を  $\sim 6000$  に保ったまま 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、 $\mu$ -PIC は安定かつ高いガス増幅率が得られる検出器である。

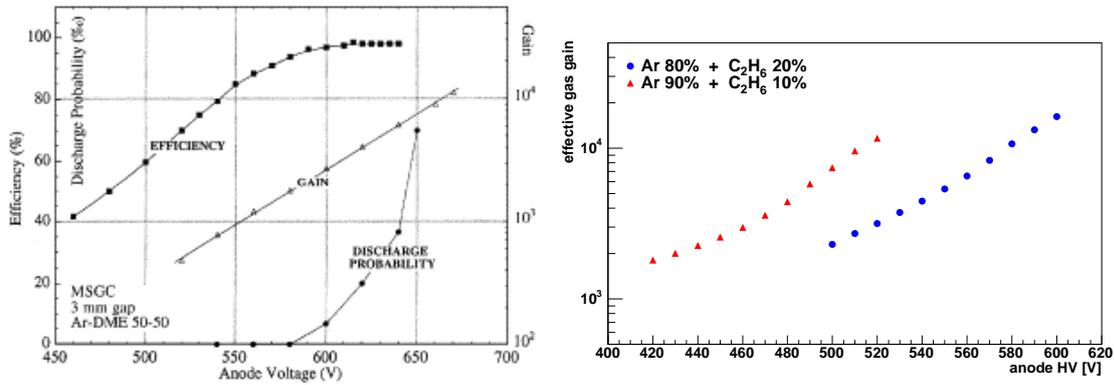


図 3.9: MSGC のアノード電圧に対するゲインおよび放電率と MIP の検出効率 [53] (左)  
 $\mu$ -PIC のアノード電圧に対するゲイン (右)

### 一様性

$\mu$ -PIC は、10 cm × 10 cm の面積に 400  $\mu$ m 間隔でピクセルを配置しているため、ピクセル数は 256 × 256 = 65536 pixels にもなる (30 cm 角はこの 9 倍の面積であるのでピクセル数も 9 倍である)。それぞれのピクセルには共通に電圧を与えているので、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活かしきれなくなってしまう。

この一様性を調べたものが図 3.10 である。検出器全面で  $\pm 5\%$  (RMS) という非常に一様なガス増幅率が得られていることがわかる。

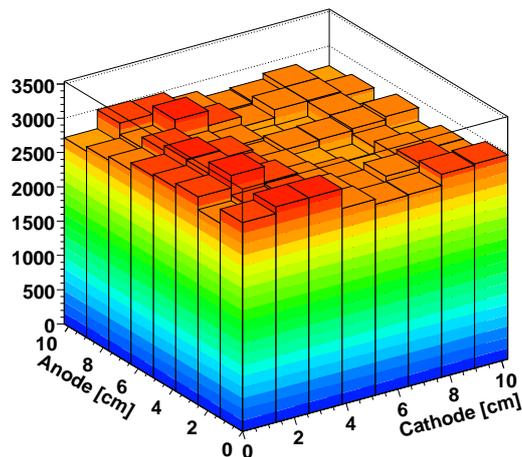


図 3.10: ガス増幅率の場所依存性

### 分解能

$\mu$ -PIC に薄い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得する検出器として動作させることができる。

図 3.11 に、 $^{55}\text{Fe}$  を照射したときの検出器全面で得られたスペクトルを示す。場所による増幅率の違いが小さいため、検出器全面から得られたスペクトルでもエネルギー分解能は 5.9keV で 30 %(FWHM) となっており、一般的なガス検出器と同等の分解能を示している。

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 3.12 に示す。プローブの X 線透過イメージは、プローブ内部のバネや端子の構造がはっきりと見てとれる。電極間の間隔は  $400\ \mu\text{m}$  であるので理論的位置分解能は  $\frac{400\ \mu\text{m}}{\sqrt{12}} \simeq 115\ \mu\text{m}$  となるが、このテストチャートの端の部分のプロジェクトンをとった図 3.13 を見ると、位置分解能は  $120\ \mu\text{m}$  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も確認できる。

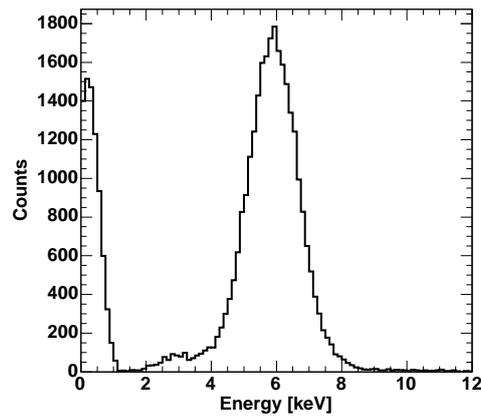


図 3.11:  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトル (検出器全面で取得) [54]

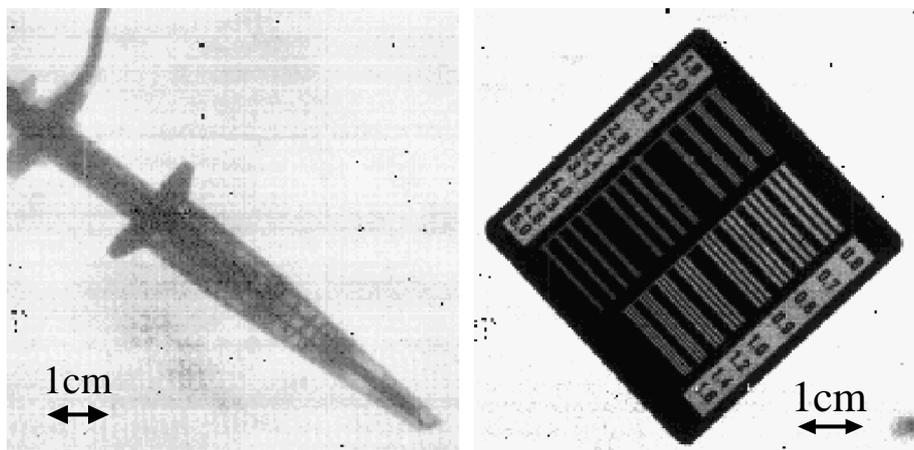


図 3.12: X 線透過イメージ (Xe 1mm 厚) 左: プローブ 右: テストチャート [54]

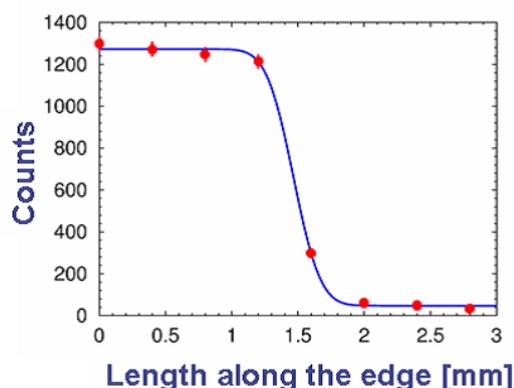


図 3.13: テストチャートイメージ端部分のプロジェクトン [54]

### 3.2.3 $\mu$ -TPC

荷電粒子がガス中を走り抜けると、その飛跡に沿って電子が電離される。この電子雲に対して定電場を与えると一定の速度で移動するため、電離した点から到達点の距離によって到達時刻が異なってくる。到達点に検出器を置き、電子が到達するごとに別個のトリガーをかけて読み出すと、この情報をすれば電子の到達した時刻情報が得られる。この情報から電子の電離した位置を計算でき、荷電粒子の電場方向に対して走った飛跡という1次元情報が得られる。読み出し部の検出器として2次元情報が得られるMWPC(MultiWire Proportional Counter)やMSGCなどを用いれば、荷電粒子の3次元飛跡を測定できることになる。こういったシステムをTPC(Time Projection Chamber)と呼ぶ。

$\mu$ -PICは2次元情報が得られる検出器であるので、TPCの検出部として利用することができ、 $\mu$ -PICを用いたTPCのことを $\mu$ -TPC (micro Time Projection Chamber)と呼んでいる(図3.14)。

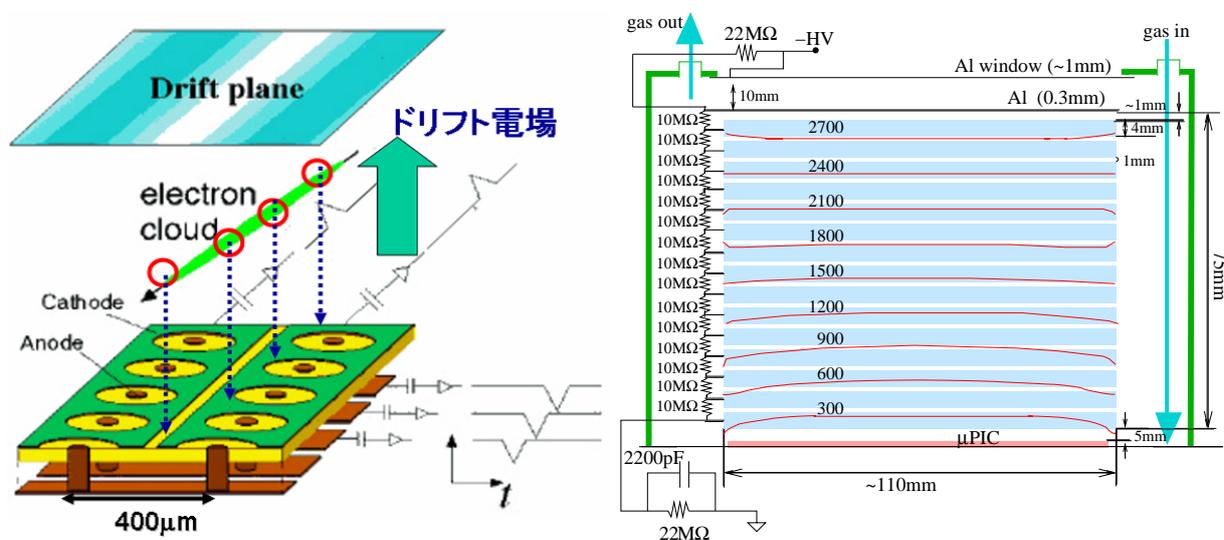


図 3.14:  $\mu$ -TPC の概念図 (左) とドリフト領域に与えられる電場の概念図 (右)

### 3.2.4 電子のドリフト

TPC 内において、荷電粒子の電離によりガス中にできた電子は、電場をかけることで電場の方向へ移動する。電場  $E$  の下、この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  $\tau$  として、

$$v = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (3.9)$$

と表される。この  $E$  に対するドリフト速度の様子を図 3.15 に示す。 $\tau$  はガスに依存する量なので、ガスの種類や混合比によって  $v$  は大きく変わってくる。

また、ガス中を電子が移動する際、ガス分子との多重散乱によって拡散し、時刻  $t = 0$  でドリフトをはじめた電子は時刻  $t$  には  $\sigma = 2\sqrt{Dt}$  という幅を持って広がってしまう。ただし、 $D$  は拡散係数でガスの種類、電場  $E$  に依存する量である。図 3.16 に電場  $E$  に対する電場と平行な方向 (transverse) と垂直な方向 (longitudinal) への拡散を示す。拡散は TPC の位置分解能を決定する量となり、拡散が小さいほど位置分解能は良くなる。

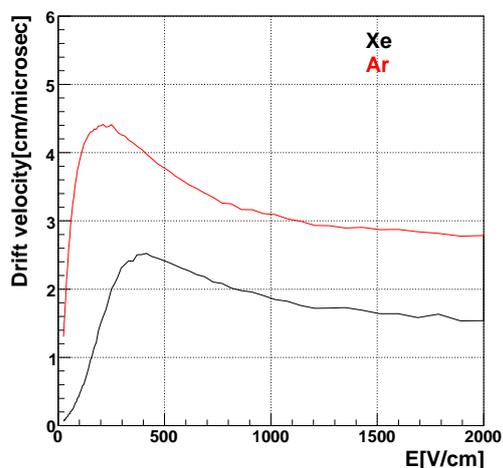


図 3.15: 電子のドリフト速度 (シミュレーション) [43]

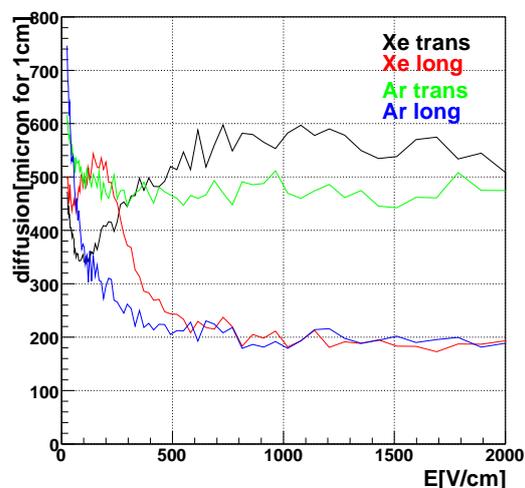


図 3.16: 電子の拡散 (シミュレーション) [43]

### 3.2.5 飛跡検出

$\mu$ -PIC に、電子を移動させるドリフト電場を与えるためのパッケージ (図 3.17) をつけることで  $\mu$ -TPC として機能する。

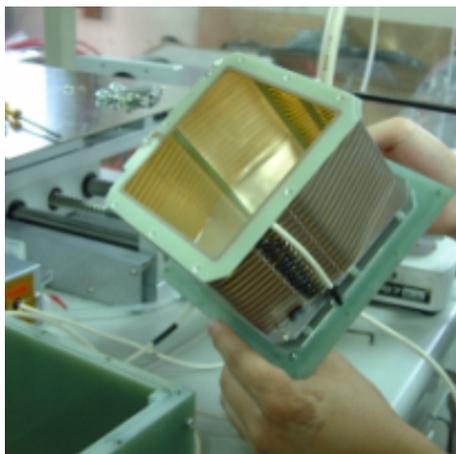


図 3.17: ドリフトパッケージ

位置のデータ取得は上で述べた通りエンコーダーにより得られる位置情報および時刻情報による。そのため、ドリフト方向の分解能は電子のガス中でのドリフト速度とエンコーダーで取得できる早さ、すなわちエンコーダーのクロックによって決まってくる。

上で述べた拡散についても考慮した上でドリフト電場を  $400 \text{ V/cm}$  としており、このときのドリフト速度は図 3.15 より  $\sim 4 \text{ cm}/\mu\text{m}$  である。エンコーダーのクロックは  $100 \text{ MHz}$  であるので、ドリフト方向の各点の間隔、すなわちドリフト方向の分解能は  $\sim 0.4 \text{ mm}$  となる。実際にこの条件で荷電粒子の飛跡をとった様子を図 3.18 に示す。これを見ると、電子、陽子の飛跡がきれいにとれていることがわかる。

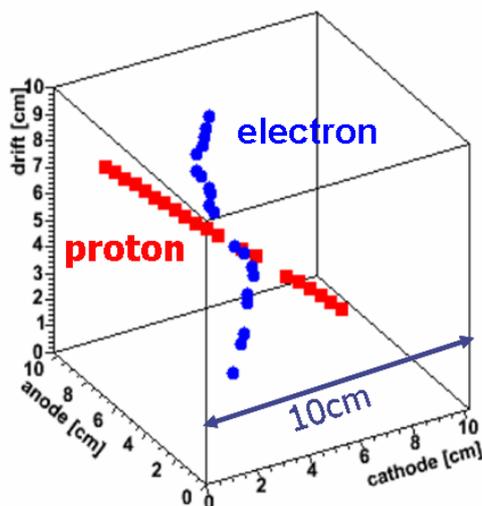


図 3.18: 飛跡の例

### 3.2.6 $\mu$ -TPC に求められる性能

既に述べたように、MeV 領域のエネルギーのガンマ線がコンプトン散乱を起こしたとき、反跳電子のエネルギー損失は MIP の数倍程度であるので、 $\mu$ -TPC では MIP が検出できなければなら

ない。MIPのAr、Xeガス中でのエネルギー損失はそれぞれ2.44 keV/cm、6.76 keV/cmであり、電子・イオンペアを作るのに必要な平均エネルギーはそれぞれ26 eV、22 eVである [55]。よって、MIPにより作られるペアの数は $\sim 100\text{-}300$  個/cmである。 $\mu\text{-PIC}$ の電極間のピッチは400  $\mu\text{m}$ であるので、一つの電極あたり $\sim 10$ 個となる。これらを検出するためには、読み出し回路のノイズを考慮すると $2 \times 10^4$ の増幅率が必要であることがわかる [43]。

### 3.2.7 前置増幅器

TPCでコンプトン反跳電子を捉えようとしたとき、分解能に関しては前節で述べたように条件を満たしているが、増幅率に関しては3.2.2節で述べたように、条件を満たしてはいるものの完全に安定であるとは言い切れない。そこで、 $\mu\text{-PIC}$ でガス増幅をする前に前置増幅器を置き、 $\mu\text{-PIC}$ は安定であることが確かめられている増幅率 ( $\leq 6000$ ) で動作させるようにした。

この前置増幅器としてGEM(Gas Electron Multiplier)[56]を採用した。GEMは様々なところで開発が進んでいるが、その中で東京大学CNSで開発されたもの [57] を使用した。ジオメトリーはCERNのものと同じであり [58]、50  $\mu\text{m}$ のカプトンフォイルの両面に5  $\mu\text{m}$ の銅を蒸着させ、70  $\mu\text{m}$ の穴を六角状に140  $\mu\text{m}$ ピッチであけたものである (図3.19)。上下の電極に電位差を与えることで、図3.20のように電気力線が穴を通るので強電場が生じ、穴の中を電子が通るときに雪崩増幅を起こす。

このGEMを前置増幅器とした、 $\mu\text{-PIC}+\text{GEM}$ の増幅率を測定したものを図3.21に示す。ただし、左図は $\mu\text{-PIC}$ の増幅率を $2.6 \times 10^3$ 一定にし、GEMの電極間に電圧を変えたときのもの [43]、右図はGEMの増幅率を10一定にし、 $\mu\text{-PIC}$ のアノード電圧を変化させたものである。これを見ると、 $\mu\text{-PIC}$ の増幅率を $\leq 6000$ に保ったまま全ガス増幅率が $2 \times 10^4$ を達成していることがわかる。また、GEMに関しても $\sim 10$ 程度の増幅率を与えてやれば十分であり、この増幅率は通常GEMを使用するときの増幅率 ( $\geq 1000$ ) と比べて十分小さいため、安定に使用することができる [53]。

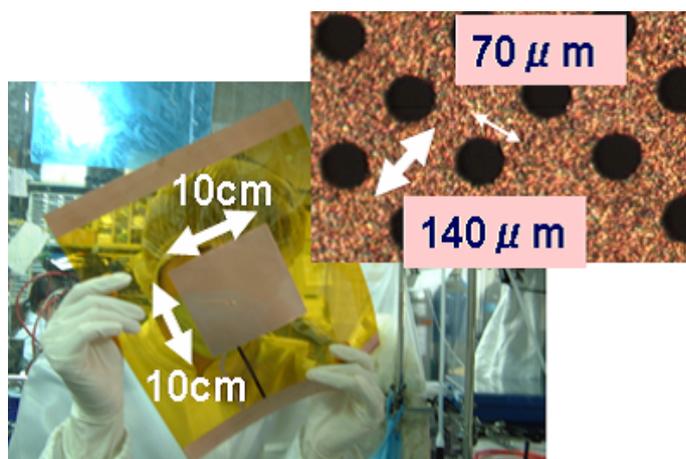


図 3.19: 10cm 角 GEM とその光学顕微鏡写真

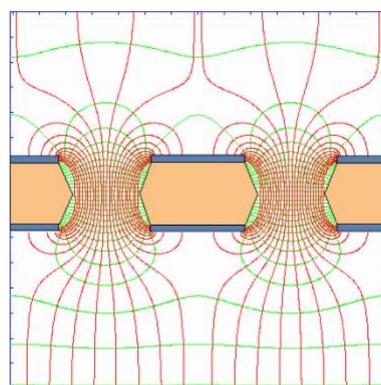


図 3.20: 電場の様子 [59]

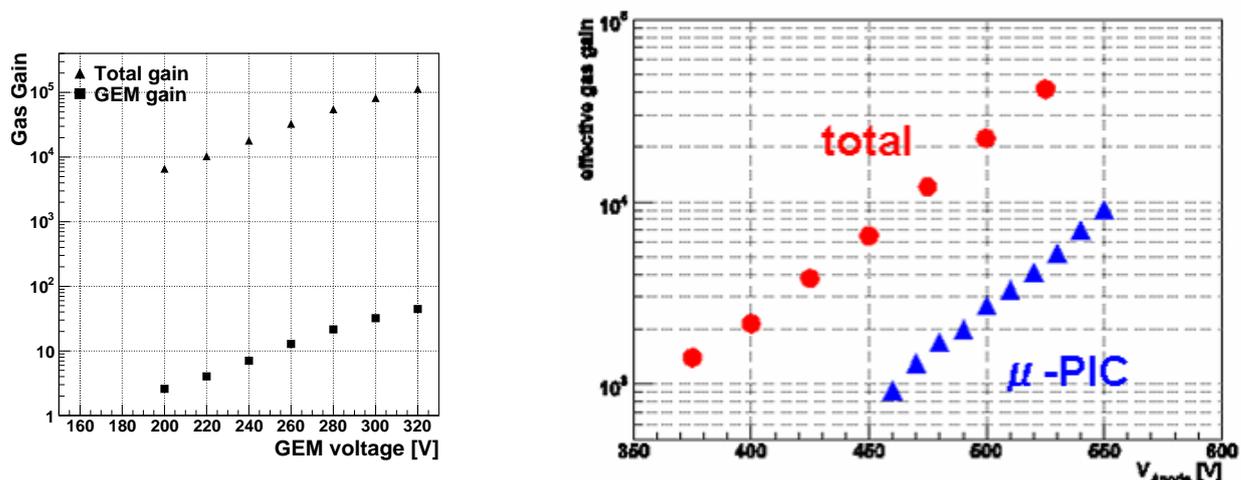


図 3.21: GEM、 $\mu$ -PIC、GEM+ $\mu$ -PIC の増幅率

### 3.2.8 GEM+ $\mu$ -TPC の性能

$\mu$ -TPC に GEM を取り付けしたもの (図 3.22) を用いたときの性能について述べる。封入ガスは Ar+C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (9:1, 1 atm) で  $\mu$ -PIC の増幅率を 2000、GEM の増幅率を 10 とし、ドリフト電圧 400 V/cm の条件の下、<sup>109</sup>Cd 線源を照射させたときのスペクトルを図 3.23 に示す。エネルギー分解能は 22 keV で 20 % (FWHM) という値が得られている。

次に、上と同条件でミューオンの飛跡をとったものの例を図 3.24 に示す。この結果を直線でフィットし、位置分解能を求めると  $\sigma \sim 370 \mu\text{m}$  となった [43]。これは、図 3.18、3.2.5 節より  $\sim 400 \mu\text{m}$  の分解能を持つこと期待されることを考えると妥当である。

以上から、 $\mu$ -TPC を用いて sub MeV $\sim$ MeV 領域のガンマ線のコンプトン反跳電子を捉えることが可能であることがわかる。

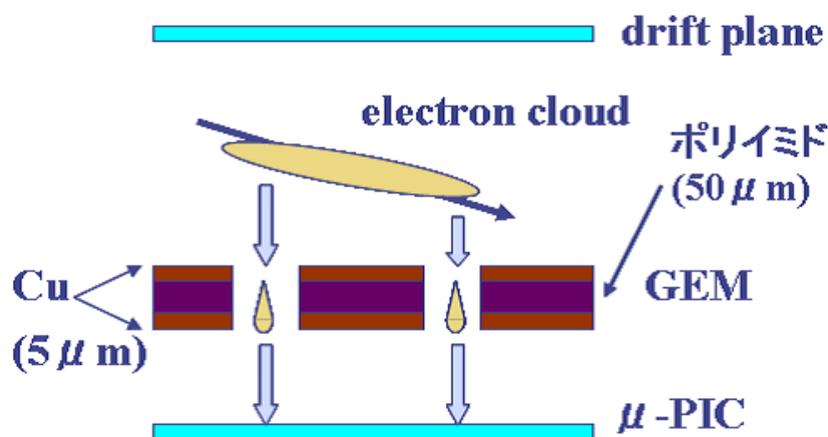


図 3.22: GEM+ $\mu$ -TPC の概念図

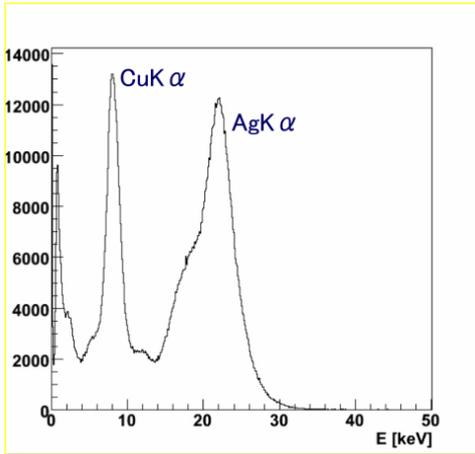


図 3.23:  $^{109}\text{Cd}$  のスペクトル

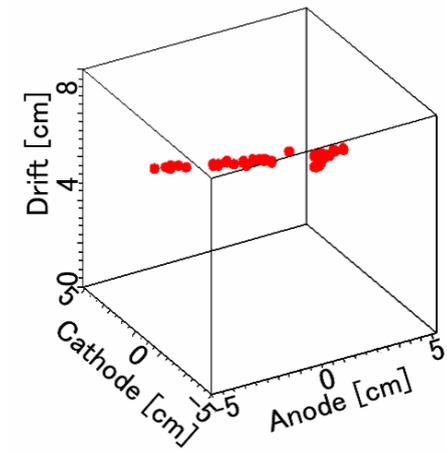


図 3.24: ミューオンの飛跡の例

### 3.3 吸収体

#### 3.3.1 シンチレーションカメラ

MeV ガンマ線コンプトン散乱の散乱ガンマ線を捉えるシンチレーションカメラのシンチレータとして、宇宙環境での利用も考慮した放射線耐性のある GSO(Ce) ( $\text{Gd}_2\text{SiO}_5\cdot\text{Ce}$ ) を採用し [60]、これをピクセルシンチレータアレイにしたものを使用している。

このピクセルシンチレータアレイに用いる GSO(Ce) 結晶 (日立化成社製) は、使用するマルチアノード PMT (後述) のピッチに合わせて縦×横を 6 mm × 6 mm、500 keV のガンマ線の吸収長を考慮して厚さを 1 放射長である 13 mm としたものである。この結晶を 65 $\mu\text{m}$  厚の 3M 社製反射材 ESR(Enhanced Specular Reflector)®により区切り、使用する PMT の大きさに合わせ 8 × 8 に並べ一つのアレイとしている (図 3.25)。

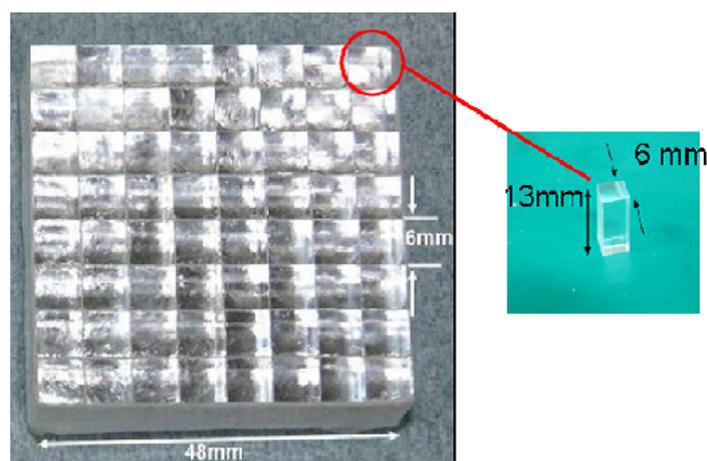


図 3.25: 6mm 角 GSO(Ce) シンチレータアレイ

#### 3.3.2 マルチアノード PMT

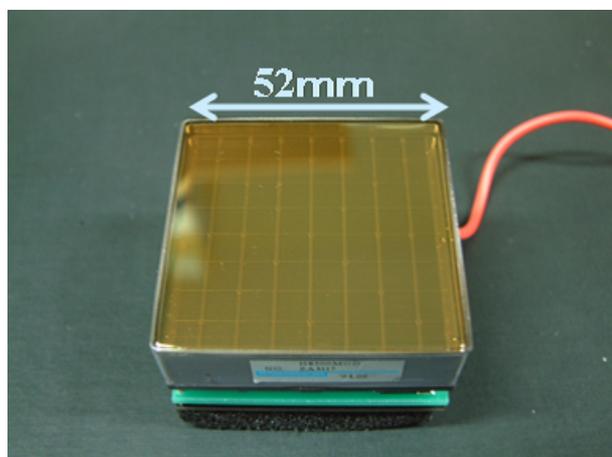


図 3.26: H8500 フラットパネル PMT

上で述べたピクセルシンチレータアレイに取り付ける PMT として、浜松ホトニクス社製マルチアノード PMT H8500 (図 3.26) を用いた。これは 49mm × 49mm の正方形光電陰極に対し、12 段のメタルチャンネルダイノードと 64ch のアノードという構成から成る。外寸は 52 mm × 52 mm であるので、有効感度領域が 89% と従来の PMT と比べて 2 倍近くあり [61]、複数並べたときにデッドスペースを小さくできる。増幅率は典型的なもので  $10^6$  と通常のシングルアノード PMT と同等の値を持つが、光電陰極およびダイノードには一律に電圧を与えるため、ダイノードやアノードの特性による増幅率のばらつきが出てしまう。このばらつきは、64ch の中で最大～5 倍となっており [61]、京都大学ではこのうちばらつきが～3 倍以内のもののみを選定して使用した。実際にシンチレータと PMT を取り付けたものが図 3.27 である。

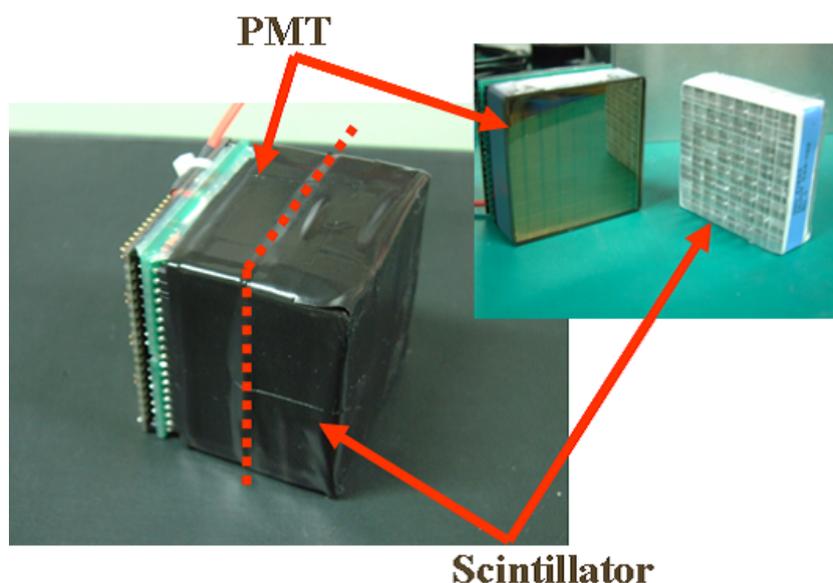


図 3.27: GSO + H8500 によるシンチレーションカメラ

### 3.3.3 抵抗チェーンによる H8500 の読み出し

H8500 により得られる 64ch の信号情報を処理するために、VA/TA と呼ばれるシリコンストリップ検出器などの信号読み出し用に開発された ASIC (Application Specific Integrated Circuit) の利用や開発が考えられる。しかし、これは用途により入力電荷のダイナミックレンジや周波数などを最適化する必要がある。こういったものを使用することを考えると、京都大学で開発しているシンチレーションカメラに合わせるための改良とそれに伴うコストや時間がかかりすぎる。そこで、将来的には導入する予定ではあるが (詳しくは今後の予定)、先に抵抗チェーンを用いた読み出し回路 (図 3.28) を製作した [60]。この抵抗チェーンを用いると、各アノードで得られる電荷の和、そして抵抗分割法によるイベントの平均位置情報が得られる。全チャンネル別個に読み出しをしているわけではないので、電荷の分布情報は得られずマルチヒットなどの判定はできなくなるという欠点はあるが、MeV コンプトンカメラに組み込んだときには  $\alpha$  角を用いたバックグラウンドイベントの除去ができるため特に問題にはならない上に、低コスト、短時間で製作が可能であり、さらに読み出しチャンネルを減らしている分、後段の回路のチャンネル数が少なく済むという利点がある。

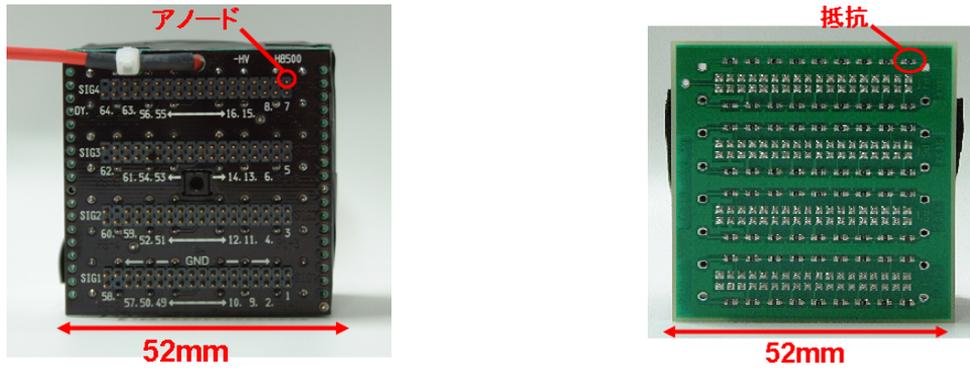


図 3.28: H8500 の背面 (左) および抵抗チェーン (右)

### 読み出し方法

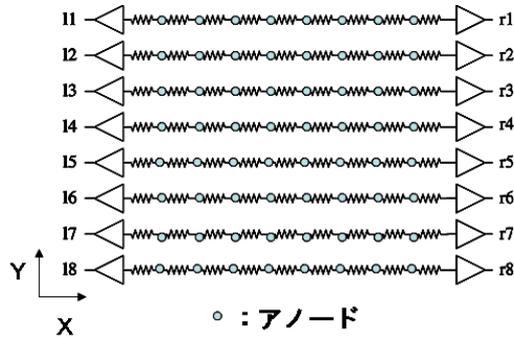


図 3.29: H8500 の抵抗チェーン読み出し概念図

図 3.29 のように、横 8 個のアノードをそれぞれ抵抗でつなぎ、それを両端で読み出す。ただし、この図の XY 方向は図 3.28 の XY 方向に対応している。両端で読み出された信号をそれぞれ図 3.29 のように  $l_i$ 、 $r_i$  とすると、各ヒットイベント毎に位置 (X,Y) と電荷情報 P は

$$Y = \frac{\sum_i i \times (l_i + r_i)}{\sum_i (l_i + r_i)} \quad (3.10)$$

$$X = \frac{\max(l_i)}{\max(l_i + r_i)} \quad (3.11)$$

$$P = \max(l_i + r_i) \quad (3.12)$$

と表される。ただし  $i=1\sim 8$  である。

$^{137}\text{Cs}$  線源をシンチレーションカメラに全面照射させ、それにより得られたデータに上の方法を用いて解析したガンマ線再構成図およびスペクトルの例を図 3.30 に示す。図に示された各点が上の (X,Y) を表しており、 $8 \times 8$  のピクセルに対応している。これを見ると、X 方向も Y 方向もきれいに分離していることがわかる。また、例として上で言う P に関して 1ch 分のヒストグラムを表してある。他のチャンネルも同様のものが得られ、エネルギー分解能は平均で 10.5 % @ 662 keV(FWHM) である [60]。

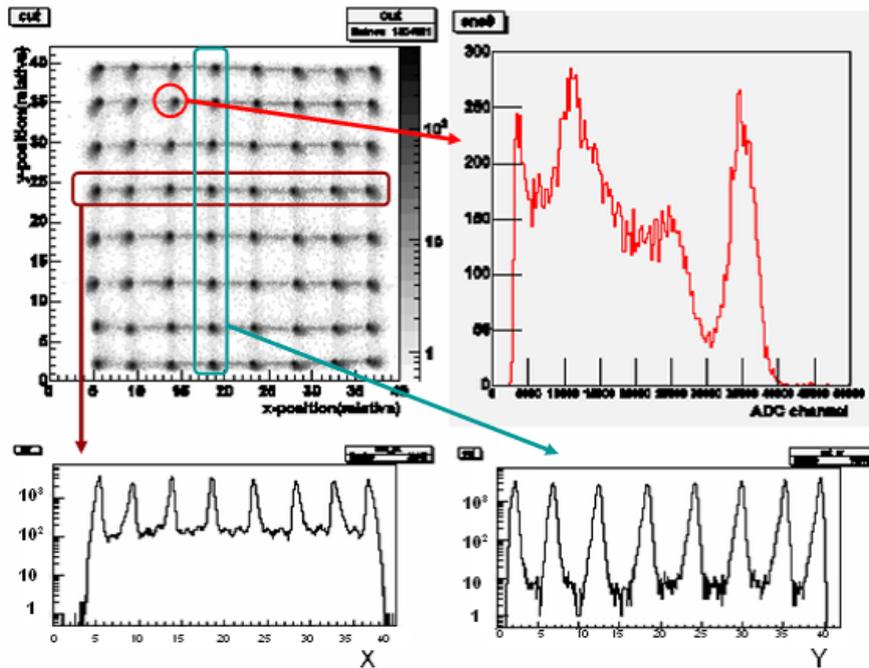


図 3.30:  $^{137}\text{Cs}$  全面照射時のガンマ線再構成図および X、Y 方向のスライスとスペクトルの例

この方法を応用し、3つのシンチレーションカメラを横につなげ、 $64 \times 3 = 192\text{ch}$  を 16ch で読み出すようにした (図 3.31)。性能は特に変わることなく、エネルギー分解能  $10.5\% @ 662\text{ keV}$  (FWHM) であった [60]。この 3つを 1 ユニットとし、 $\mu$ -TPC の底面に 3 ユニット (底面シンチ)、側面に 4 ユニット (エリマキシチ) おき (図 3.32)、プロトタイプコンプトンカメラにおけるシンチレーションカメラとした。このシンチレーションカメラの改良およびその詳細については次章で述べる。

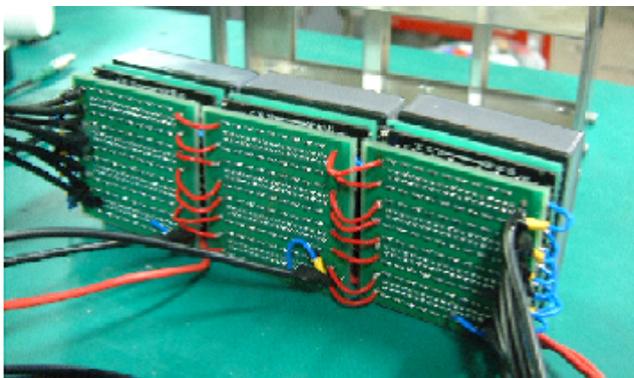


図 3.31: 192ch を抵抗チェーンで 16ch 読み出し

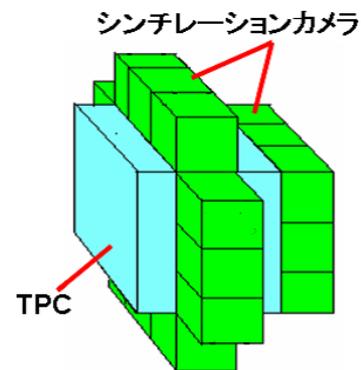


図 3.32: プロトタイプシンチレーションカメラ概念図

### 3.4 SMILE-I

MeV 領域において COMPTTEL よりも 1 桁感度の良い、次世代の全天観測を行うための MeV $\gamma$  線検出器として、京都大学宇宙線研究室では電子飛跡検出型コンプトンカメラを開発してきた。

将来の衛星による観測の前段階として、気球実験計画 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) を進めている。この節では、2006年に行われた SMILE-I の結果について簡単に説明し、次期気球実験 SMILE-II の目標と検出器に要請される性能について述べる。

### 3.4.1 SMILE-I の結果

我々は 3.1.1 節に示した検出器の原理実証実験を実験室にて行い、入射ガンマ線のエネルギーおよび到来方向を再構成できることを示してきたししながら、荷電粒子 や中性子が降り注ぐ宇宙環境下においてもガンマ線を観測できるかを確認するため気球実験を行った。この観測を我々は SMILE-I と呼んでいる。

SMILE-I におけるフライトモデル検出器は、散乱体として  $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$  の Xe ガスを用いたガス飛跡検出器と、吸収体として図 3.27 に示されているシンチレーションカメラを～ユニット分配置することで構築したものである。この検出器を気球に搭載し 2006 年 9 月 1 日、三陸大気球観測所から放球した。この気球実験では約 7 時間のフライト中、4 時間程度のレベルフライト (高度 32~35 km) を達成した。得られたデータについて、ガンマ線再構成の解析を行ったところ、レベルフライトの時間帯において 420 個の再構成事象が得られた。これはシミュレーションから予想される宇宙拡散/大気ガンマ線の検出光子数約 400 個とほぼ一致している。この観測で得られた宇宙拡散及び大気ガンマ線のフラックスをそれぞれ図 3.33 及び図 3.34 に示す。いずれも誤差の範囲で過去の観測結果に矛盾しない結果が得られ、気球環境下においてもガンマ線観測ができることが実証された。

## 3.5 SMILE-II に向けて

観測時間を  $10^6$  秒としたとき、SMILE-I が達成したであろう連続成分検出感度を主要な X 線・ガンマ線観測装置の検出感度と共に図 3.35 に示す。SMILE-I 検出器は電子飛跡検出器の大きさが非常に小さく、Xe ガスを用いたことで角度分解能を犠牲にした為、検出効率は未だ十分ではない。しかしながら最近の地上実験では、Ar や  $\text{CF}_4$  のような電子が散乱を受けにくいガスの使用や  $\text{LaBr}_3$  といったエネルギー分解能の良い新しいシンチレータを用いることで、角度分解能を大きく向上することができている。また、 $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  という大きな電子飛跡検出器が作れるようになり、これを用いたコンプトンカメラの動作確認もとれ、有効面積の拡大に向けて着実に進んでいる。

SMILE-I で行った様なバックグラウンド観測とは異なり、天体を有為に見出すためにはより多くの光子を検出する必要がある。そのため、SMILE-II では検出器の有効面積を大幅に向上させるため、有効体積  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  の大型 ETCC によって天体観測を行うことを計画している。これにより、検出効率が約 3 倍、入射面積が  $3^2$  倍程度になると予想されるため、SMILE-I に比べて 30 倍近い有効面積を実現できると考えている。

ETCC の大型化に伴い、シンチレーションカメラの面積も拡大することが必要になる。SMILE-I では 33 本の PMT を使用して TPC の周囲を覆っていたが、同じ数の PMT を使用した場合、30cm 角 TPC からシンチレーションカメラを見込む立体角は小さくなってしまふ。それに伴い散乱  $\gamma$  線を捉えられる確率が減少するので、検出効率を稼ぐためにシンチレーションカメラの面積を拡大する必要性が出てくる。また、30cm 角 ETCC で SMILE-I と同程度の立体角を実現するためには数百本単位の PMT が必要となる。それに伴い必要な読み出し回路の数も劇的に増えるため、消費電力の増大が深刻な問題となってくるのが考えられる。

更に将来の見通しとして、50 cm 立方の電子飛跡検出器と  $\text{LaBr}_3$  シンチレータで検出器を構成した場合、SMILE-I のバックグラウンド検証から類推すると検出感度は図 3.35 に示すように大きく

改善すると予想できる。その結果、数百 keV から数 MeV にかけて COMPTEL の 10 倍以上の感度を達成できることになる。また、数 MeV 以上についても電子・陽電子対生成をとらえることで感度を向上させることができ、MeV ガンマ線の観測を大きく進められると期待される。

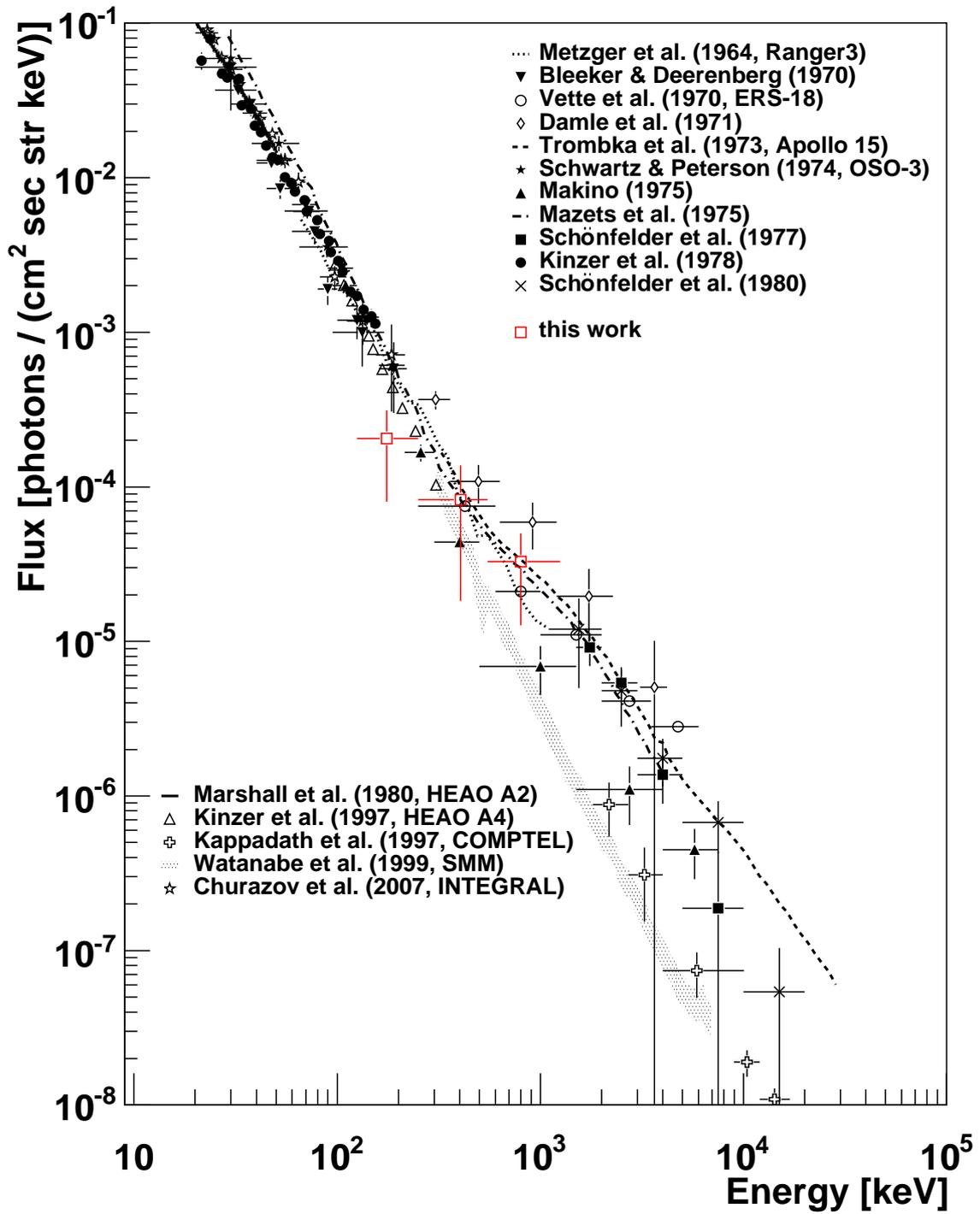


図 3.33: 宇宙拡散ガンマ線フラックス

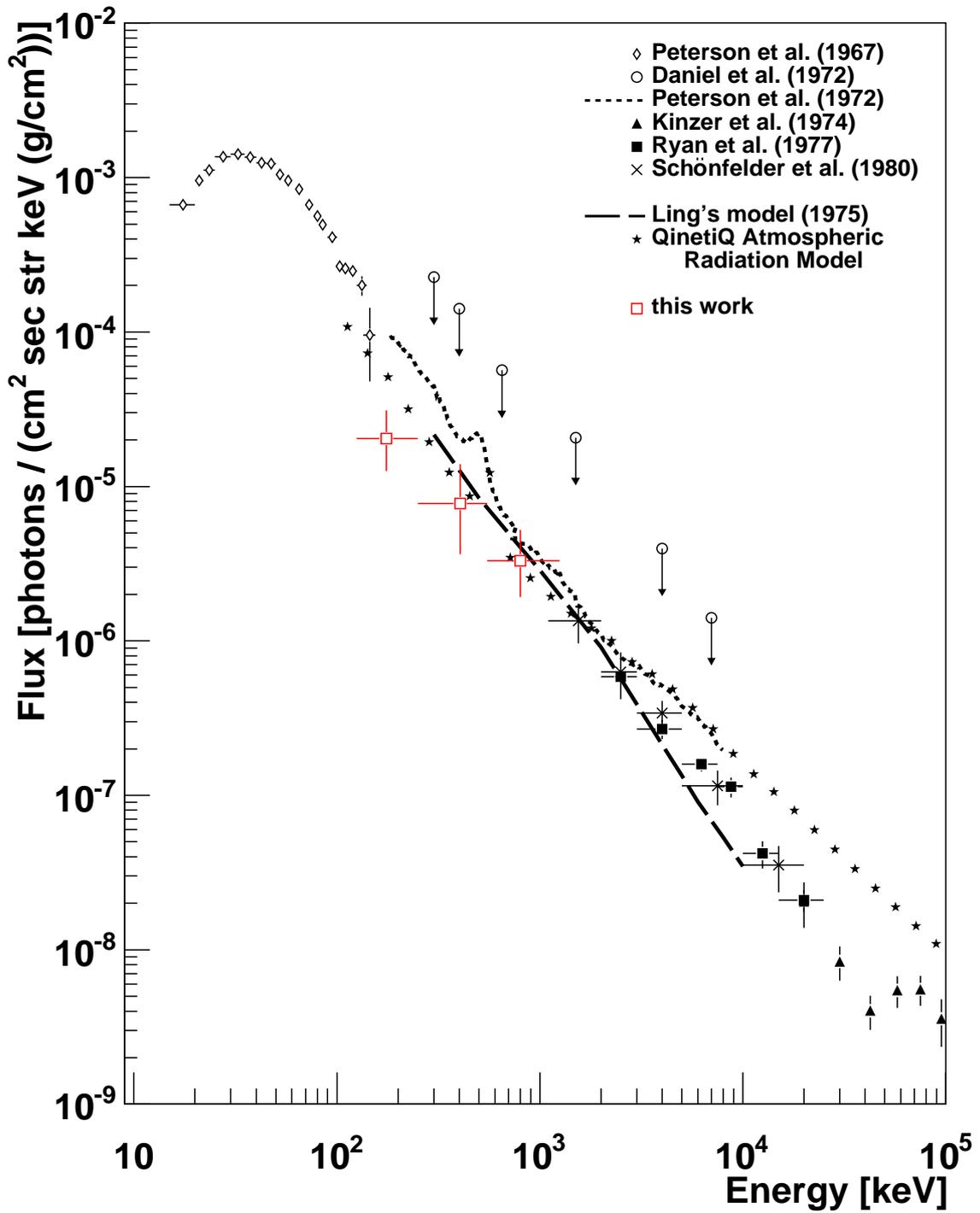


図 3.34: 大気ガンマ線フラックス

# X/ガンマ線観測の検出感度

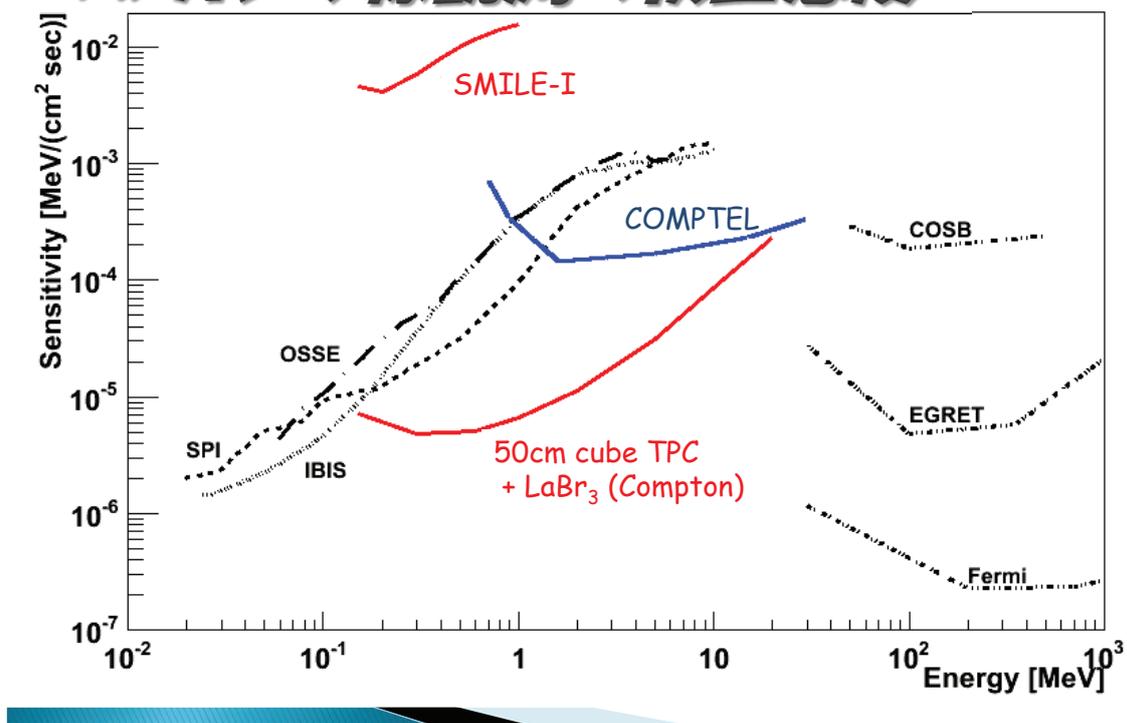


図 3.35: X・ガンマ線観測の検出感度

## 第4章 検出効率の向上に向けたシンチレーションカメラの改良

前章までで述べたように、次期気球実験にむけて、検出効率の向上が非常に重要な課題である。この章では、コンプトンカメラの検出効率の向上にむけて行ったシンチレーションカメラの改良について述べる。

### 4.1 シンチレータ有効面積の拡大

これまで開発してきた 30cm×30cm×30cm 大型 ETCC は、開発の第一段階として、TPC 容器の底面部分のみに 36 本の PMT(H8500) を用いたシンチレーションカメラ (以下、底面カメラ) を配置していた。SMILE-II では、これに加えて TPC 容器の側面部分にもシンチレーションカメラ (以下、側面カメラ) を配置し、シンチレータが TPC を覆う立体角を拡大することでの検出効率の向上が不可欠である。

ここで、後述する側面カメラの本数に関する語句を以下に定義する (図 4.1)。

**1 ユニット** PMT 3 本を抵抗チェーンで連結したもの (PMT 3 本分)

**1 側面** 上記の 1 ユニット 2 つ並べ、TPC 容器の 1 側面に配置するもの (PMT 6 本分)

**1 段** 上記の 1 側面分を TPC 容器の四方を囲むように配置するもの (PMT 24 本分)

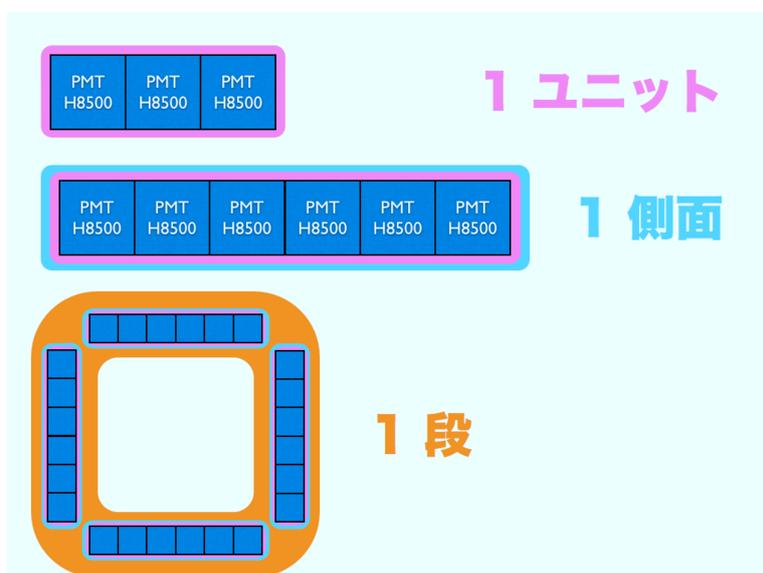


図 4.1: 本数に関する語句の定義

#### 4.1.1 シミュレーションを用いた側面カメラ増設の効果の検証

側面カメラを配置することにより、底面カメラのみの場合と比較して、検出効率がどれだけ向上するかを Geant 4 を用いてシミュレーションを行った。シミュレーションの条件としては以下の通りである。

- TPC のサイズ = 31cm × 31cm × 31cm
- 線源の位置を図 4.2 のように配置し、 $\gamma$  線を  $4\pi$  方向に一様に発生させた。
- 検出器の入射窓 (31cm × 31cm) を通過した  $\gamma$  線の数を入射した光子数とする。
- Ar:C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> = 90:10 (分圧比) のガス 1 気圧
- 底面カメラとして 6 × 6 = 36PMT 分を配置
- 側面カメラなし、1 段、2 段、3 段の 4 つの場合についてシミュレーションを行った。

シミュレーションにより得られたデータには以下のセレクションを施した。

1. ガス中でコンプトン散乱を起こした
2. シンチレータ中にエネルギーデポジットがあった
3. TPC とシンチレータでのエネルギーデポジットの和と入射エネルギーの差が 1eV 以下

残った事象の数を検出した光子数とし、検出効率は以下の式から求めた。

$$\text{検出効率} = \text{検出した光子数} / \text{入射した光子数}$$

側面カメラなし、1 段、2 段、3 段の 4 つの場合についての検出効率を求め、底面シンチのみの場合と比較してガンマ線の検出効率が何倍向上したかを図 4.3 に示す。

この図より 500 keV 以下の低エネルギー領域では、低いエネルギー分解能ほど大角度に散乱される確率が高くなるため、側面カメラの配置により検出効率が大きく向上している。一方、500keV 以上の高エネルギー側では前方散乱が卓越するため、シンチレーションカメラの面積が増加した分検出効率も向上するものの、低エネルギー領域ほどは変化しない。2 段 3 段の場合で、高エネルギー領域で増加する傾向にあるのは、側面カメラに前方散乱で入射することによる寄与が大角度散乱で入射することによる寄与を上回ったことに起因すると思われる。1 段の場合は、このような寄与が他に比べて緩く、フラットに近いように見えていると考えらる。以上の結果から、356 keV では検出効率が 1 段分追加で 1.61 倍、2 段分追加で 2.15 倍、3 段分追加で 2.63 倍となり、側面カメラを追加することで、コンプトンカメラの検出効率を大きく向上できることが期待できる。

#### 4.1.2 側面カメラの製作と ETCC の検出効率向上の実証

前節のように、側面カメラにより検出効率の大きな向上が期待されるため、新たに TPC 容器の側面に 2 段分のシンチレーションカメラを追加すべくこれを製作し、GSO : Ce シンチレーションカメラ PMT48 本分、全 3072 ピクセルのエネルギー較正を行った。そしてエネルギー較正を行ったシンチレーションカメラを TPC 容器の側面部分に実装して、コンプトンカメラとしての検出効率がどれだけ向上するかを実験により性能を評価した。

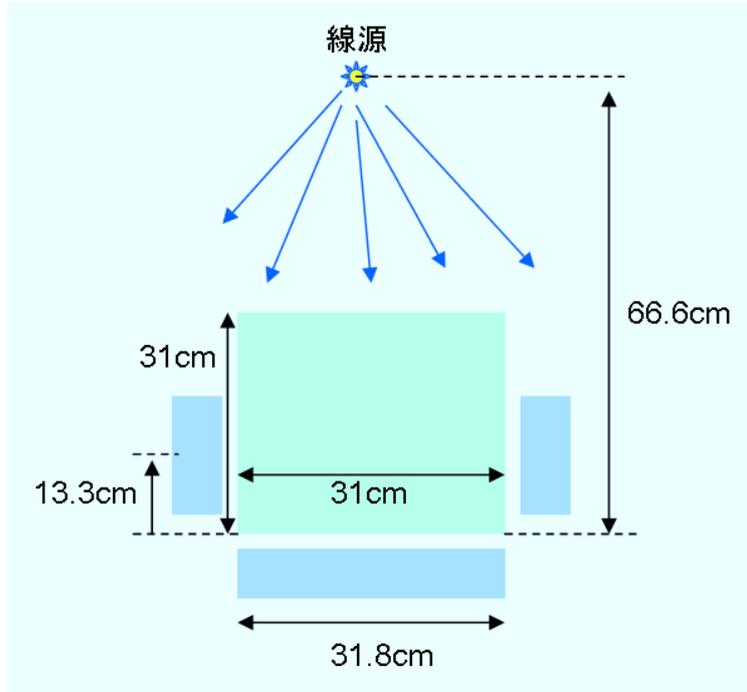


図 4.2: シミュレーションのジオメトリー 緑色が TPC 青シンチレーションカメラ

### シンチレーションカメラのセットアップ

データ収集システムは、SMILE-I で用いられたものと同等のものを用いた。全体像を図 4.4 に示す。気球実験では消費電力を抑える必要があり、3本の 64ch マルチアノード型 PMT(浜松ホトニクス社製 H8500) から出てくる 192ch 分の信号を抵抗分割により 4 端で読み出す (図 4.5)。4 ch 分の信号はチャンネル毎に前置増幅器 (時定数  $5\mu\text{sec}$ ) を用いて増幅した後、豊新電子製の 16ch 波形整形増幅器 (時定数  $0.5\mu\text{sec}$ ) に入力される。整形増幅された信号は豊新電子製のピークホールド ADC(入力ダイナミックレンジ 0-5 V) でデジタル変換する。また前置増幅器の 4ch の SUM を取り出しトリガーとして用いる。

### エネルギー較正

側面部分に追加するシンチレーションカメラのエネルギー較正を行った。側面カメラにより検出効率が向上するエネルギー領域は 100keV から 400keV の低エネルギーのガンマ線に対してであるため、底面カメラより低エネルギーに感度を持つように、側面カメラの入力ダイナミックレンジを 80keV から 700keV に設定する。

PMT(H8500) は増幅率の個体差があり、またピクセル間についても最大 3 倍程度の増幅率の違いがある。そのため全てのピクセルで上述のダイナミックレンジを確保できるように各 PMT に与える HV と波形整形増幅器の各 ch のゲインの調整を行った。側面 2 段分 16 ユニットのカメラを組み上げ、 $^{133}\text{Ba}$ (81 keV, 356 keV),  $^{57}\text{Co}$ (122 keV),  $^{22}\text{Na}$ (511 keV, 1275 keV),  $^{137}\text{Cs}$ (662 keV) の各放射線源を全面照射させた。そのときのガンマ線再構成画像を図 4.6 に示す。この画像再構成については 節 4.2 で後述する。

また全 3072 ピクセルにおいて得られたエネルギースペクトル (図 4.7) に対して、ピーク値のエネルギーと ADC 値の関係をそれぞれのピクセル毎に 1 次関数でフィッティングし、エネルギー較

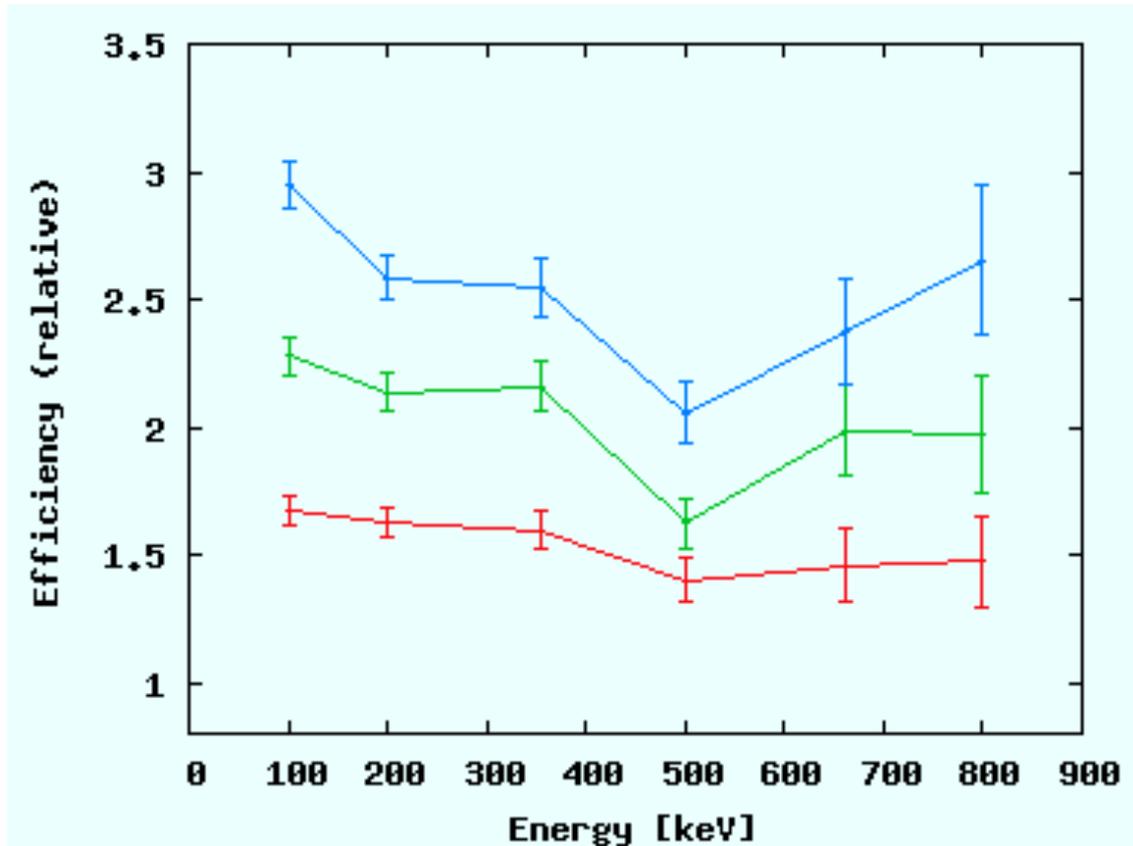


図 4.3: 底面カメラのみの場合と比較した側面カメラを追加したときの検出効率比シミュレーション。それぞれ 赤 1 段分・緑 2 段分・青 3 段分。底面カメラのみの場合を 1 とする。

正関数を得た。側面カメラ 3072 ピクセルのゲイン (エネルギー較正関数の傾きに相当) のばらつきを図 4.8 と図 4.9 に示す。

全 3072 ピクセルで得られたエネルギー較正関数を用いてピクセル毎にエネルギー分解能を調べた。各ピークのエネルギー毎に得られる、3072 ピクセル分のエネルギー分解能 (FWHM) のばらつきを図 4.10 に示す。81 keV では 48.4 %・RMS 14.5 と著しく悪いが、662keV では 10.4 %RMS 1.6 程度である。これをベキ関数でフィッティングすると、エネルギー分解能のエネルギー依存性は、

$$\frac{\Delta E}{E} [\%] (FWHM) = 10.14 \pm 1.18 \left( \frac{E}{662 \text{keV}} \right)^{-0.55 \pm 0.12}$$

となった (図 4.11)。

各種線源を照射したときの平均的なエネルギースペクトルは図 4.12~ 図 4.15 のようになった。

以上により、80keV~700keV のより低エネルギーに感度のある側面カメラ用シンチレーションカメラが完成した。

#### 側面カメラ追加によるコンプトンカメラとしての検出効率の向上の実証

完成した側面カメラ用シンチレーションカメラを上述の 30cm×30cm×30cm 大型 ETCC の側面部分に実装し、性能を評価した。このシステムの全体像を図 4.16 に示す。

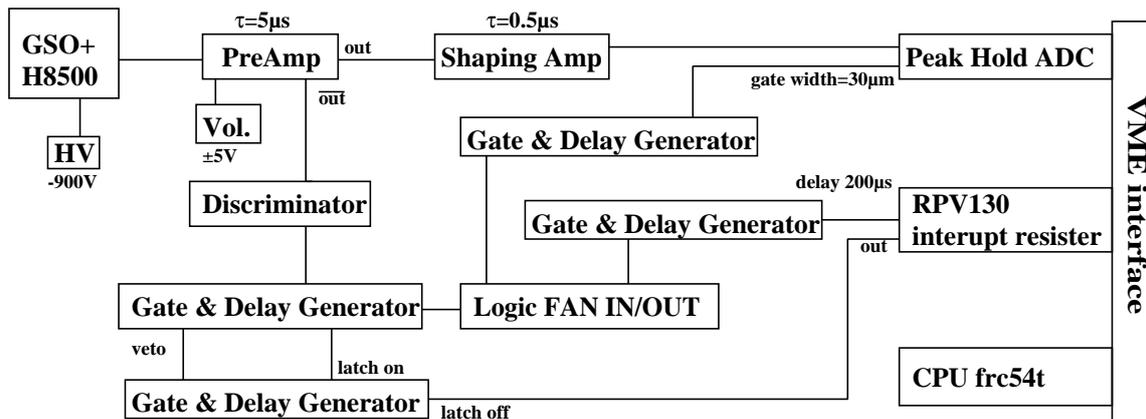


図 4.4: シンチレーションカメラ DAQ

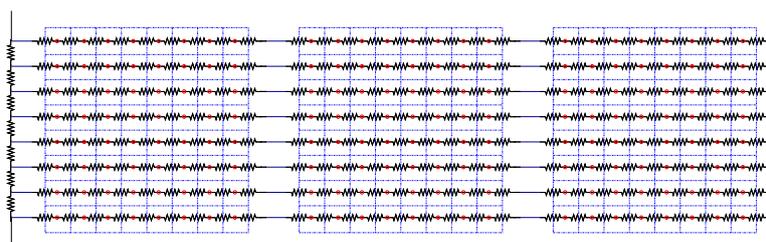


図 4.5: 3連結抵抗チェーンの概念図 (赤い各点がアノードに相当する)

まずは1段分のシンチレーションカメラを配置し、側面カメラを1段分追加したことによるコンプトンカメラの性能評価を $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ の各放射線源を用いてシミュレーションと同じジオメトリー(図4.2)で行った。図4.17に実際にETCCで得られたガンマ線再構成画像を示す。破線で示した実際の線源の位置をよく再現できている。

この実験結果から、1段側面カメラを追加することにより、356 keVで検出効率が底面カメラの場合と比較して1.4倍向上したことが確かめられ、シミュレーションから得られた結果の1.61倍とほぼ一致した。

## 4.2 画像再構成について

製作したシンチレーションカメラは、アノードからの信号を抵抗分割し、4端から読み出した電荷量を重心演算することで画像を再構成し、画像からエネルギーデポジットのあったピクセルを特定することでエネルギースペクトルが得られる。今回、側面部分のシンチレーションカメラにおいて、低エネルギーの再構成画像(図4.19)のピーク位置がエネルギーの高い方の場合(図4.20)と比べて、中心から離れる方向に広がるようなエネルギー依存性がみられた。このままでは低エネルギーでのピクセルの特定が難しいため、以下のような解析方法を採用した。まず初めにピクセルの分離している高エネルギー側( $^{22}\text{Na}$ , 511 keV)の再構成画像についてピーク位置を求め、それをもとに再構成画像をピークが格子状に配置するよう補正関数をつくり、画像補正を行った。

先に示した二つの再構成画像に対して、高エネルギー側の再構成画像のピーク位置から求めた補正関数を用いるとそれぞれ図4.21と図4.22のようになる。

エネルギースペクトルを得るには、図4.19の赤い枠内に入っている事象を用いる。赤い枠の幅

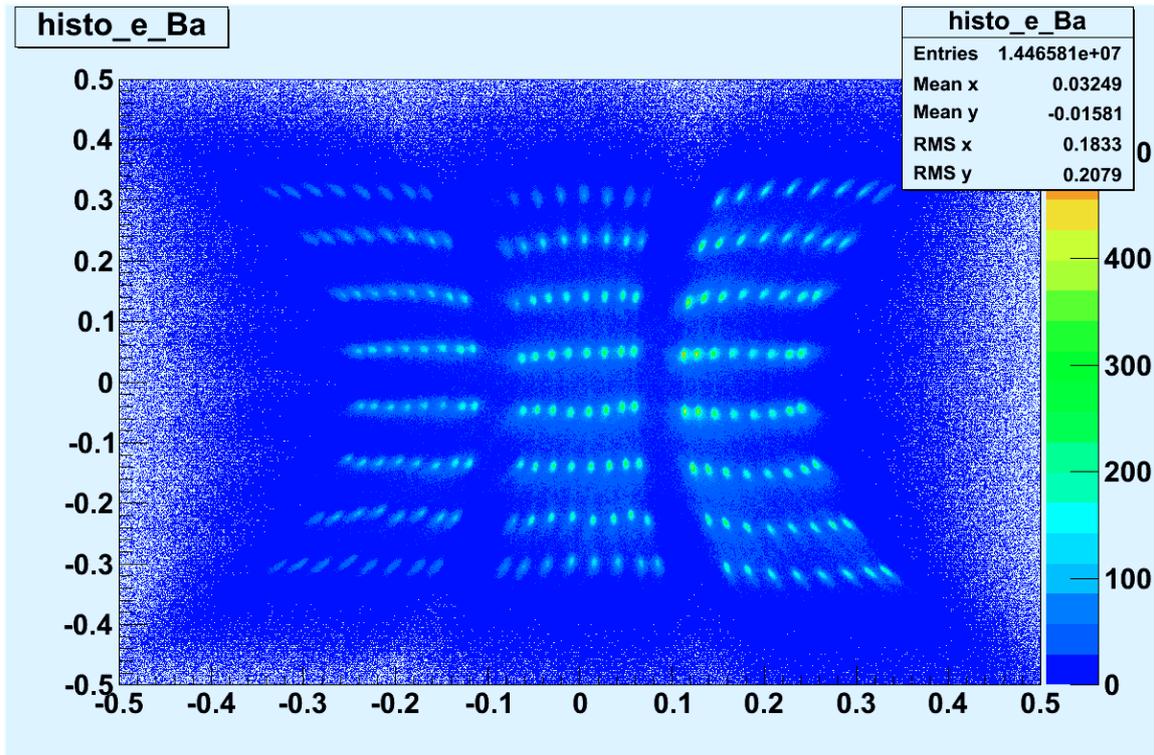


図 4.6: 1 ユニット分のガンマ線再構成画像の例 ( $^{133}\text{Ba}$  照射)

は全ての隣り合うピクセル同士で切りとる領域が重ならない範囲でなるべく大きくなるように選んだ。高エネルギー側では、図 4.20 中の赤い枠内にイベントが入りきっているため、上手く補正できているといえるが、低エネルギー側では、図 4.19 左端のピクセルのように、特に端のほうのピクセルにおいて赤い枠内からはみ出している。この状態では再構成画像のエネルギー依存性により、事象を捨ててしまうこととなりコンプトンカメラの低エネルギーにおける検出効率を下げってしまう。これを改善するために補正関数の見直しを行った。

今回、低エネルギー側の再構成画像からも補正関数をつくり、エネルギーの高低により補正関数を分けるということを行った。図 4.19 を低エネルギー用につくった補正関数を用いて補正したものが図 4.23 である。この方法によりガンマ線事象を従来の方法と比較して 15% も多く、ガンマ線再構成に利用できるようになった。これにより、低エネルギー領域における ETCC の検出効率の損失が大きく改善できると期待できる。

#### 4.2.1 画像再構成を計算で再現

##### 4 端読み出しの計算とバタフライ効果の再現

今回、製作したシンチレーションカメラをより深く理解するために計算による画像の再現を試みた。図 4.19 に示されるように抵抗チェーンを用いた重心演算を行うと蝶型に画像が歪んでしまう(バタフライ効果)。まずは、この効果を再現すべく、ここでは抵抗チェーンの本々の抵抗値が同じ値とし、前置増幅器のインピーダンスも抵抗チェーンと同じ値にするなどの簡略化をした上でキルヒホッフ則を用いて従って、電荷がどのように分割されるか計算を行った。

以下、抵抗値は  $r$  とし、X 方向に抵抗が  $N$  本つながったものが 8 列あるとする。上から  $n$  列目・左から  $j$  本目のアノードに電圧(電荷)が与えられたとし、4 端での電流値をそれぞれ  $i_A \cdot i_B \cdot i_C$  ・

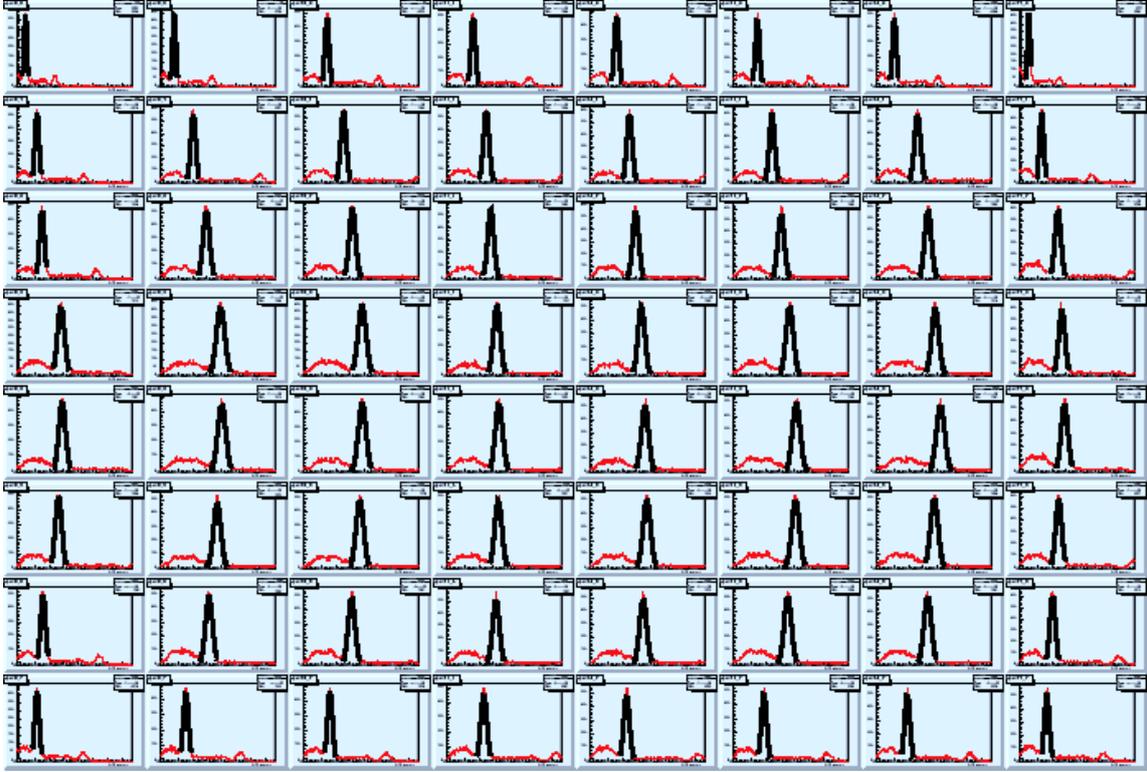


図 4.7: 1PMT のピクセル毎のエネルギースペクトルの例 ( $^{22}\text{Na}$  照射)。赤が測定値で、黒色が 511 keV の光電ピークをフィッティングして得られた正規関数

$i_D$  とする。(図 4.24) このとき、上から  $k$  列目の抵抗列を左から右に流れる電流は

$$i_k = \frac{(1 + \frac{2}{N})^k}{N} i_A - \frac{(1 + \frac{2}{N})^k}{N} i_B. \quad (4.1)$$

同様に、下から  $h$  番目の抵抗列を左から右に流れる電流は

$$i_k = \frac{(1 + \frac{2}{N})^h}{N} i_C - \frac{(1 + \frac{2}{N})^h}{N} i_D. \quad (4.2)$$

これより、図 4.24 の①において

$$(n + 1 + \beta) i_A - \beta i_B - (8 - n + \eta) i_C + \eta i_D = 0 \quad (4.3)$$

③において

$$-\beta i_A + (n + 1 + \beta) i_B + \eta i_D - (8 - n + \eta) i_C = 0 \quad (4.4)$$

②において

$$(n + 1 + j + 2\beta + \alpha N) i_A - (n + 1 + N - j + 2\beta + \alpha N) i_B + (j + \xi N) i_C - (N - j + \xi N) i_D = 0 \quad (4.5)$$

という式が成立する。ここで、

$$\alpha = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{(1 + \frac{2}{N})^i}{N} \quad (4.6)$$

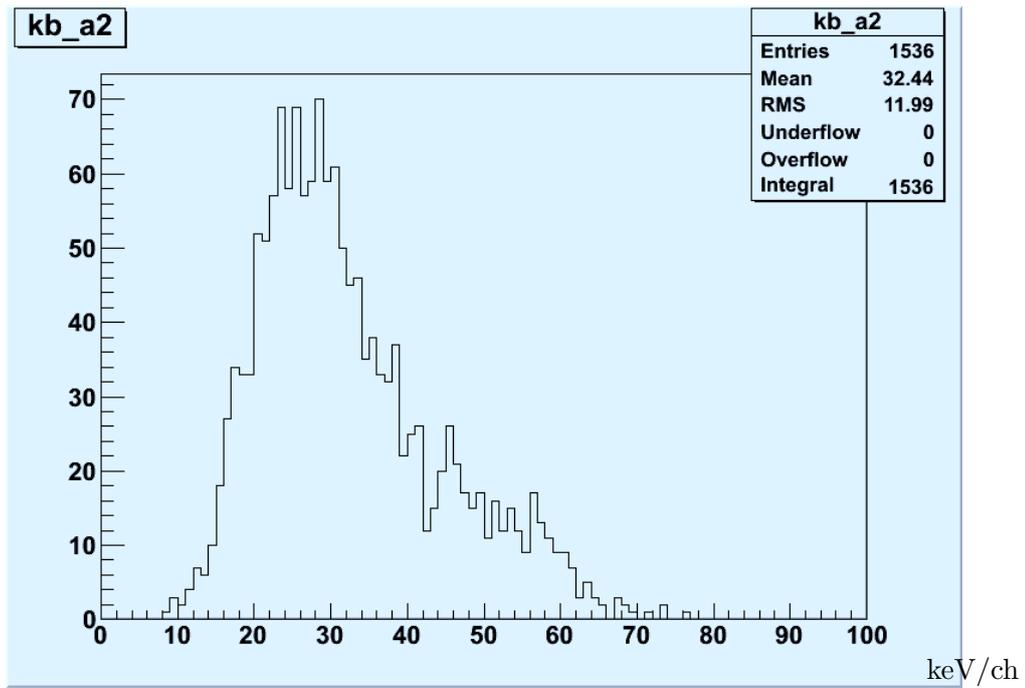


図 4.8: 側面カメラ 1 段目 1536 ピクセルのゲインのばらつき

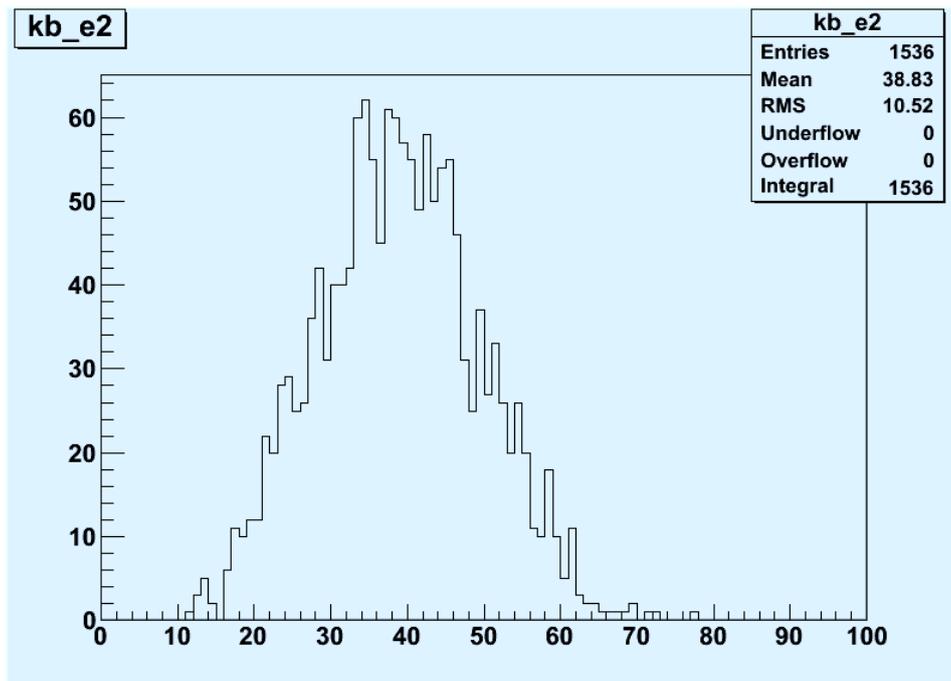


図 4.9: 側面カメラ 2 段目 1536 ピクセルのゲインのばらつき

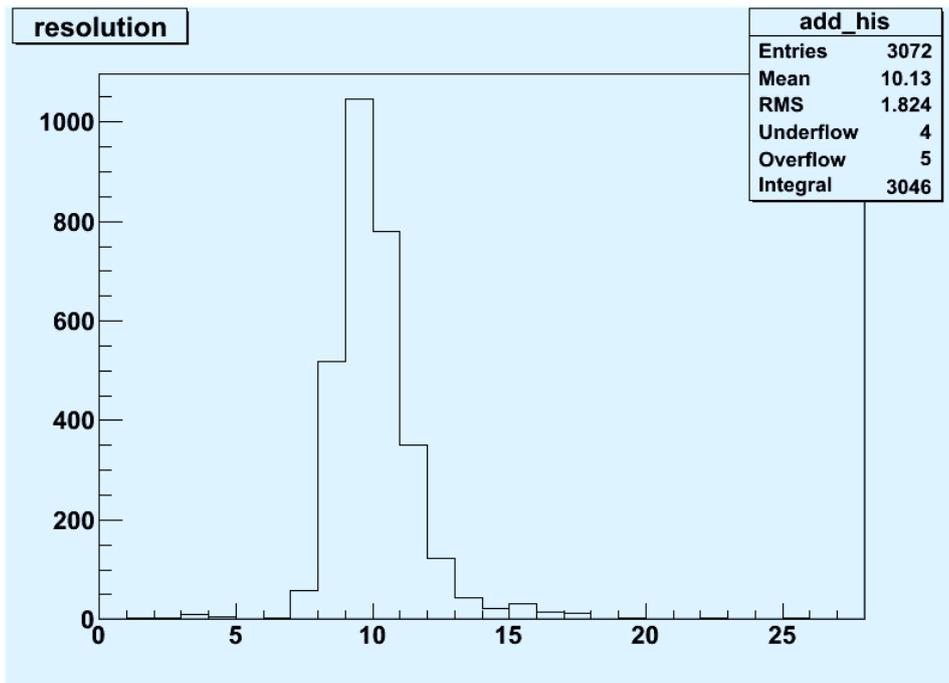


図 4.10: 3072 ピクセル分のエネルギー分解能@662keV(FWHM) のばらつき

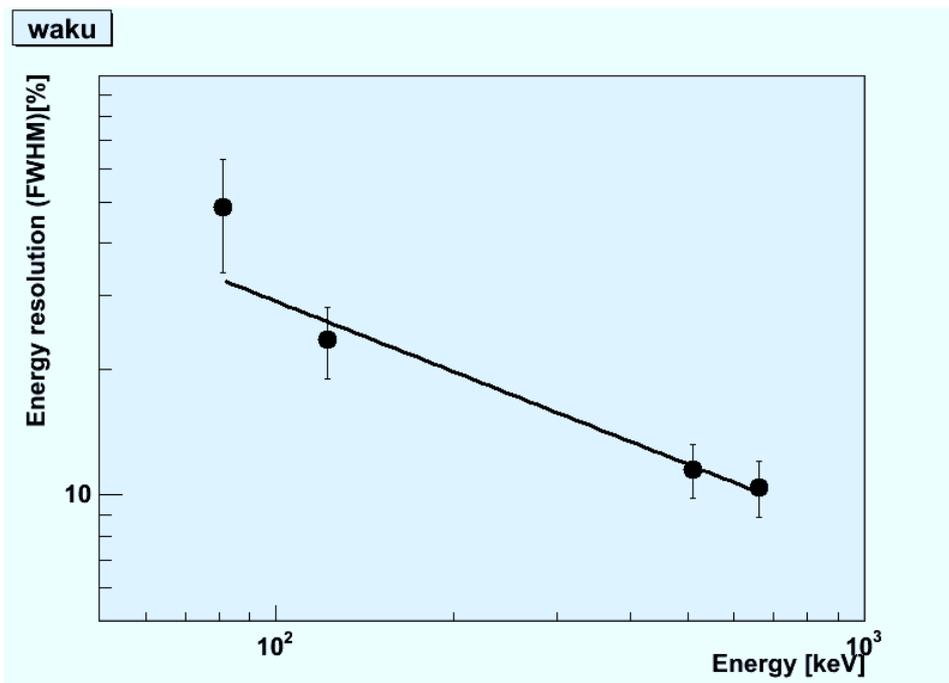


図 4.11: エネルギー分解能曲線 各エネルギーでの誤差は 3072 ピクセルの個々の分解の RMS

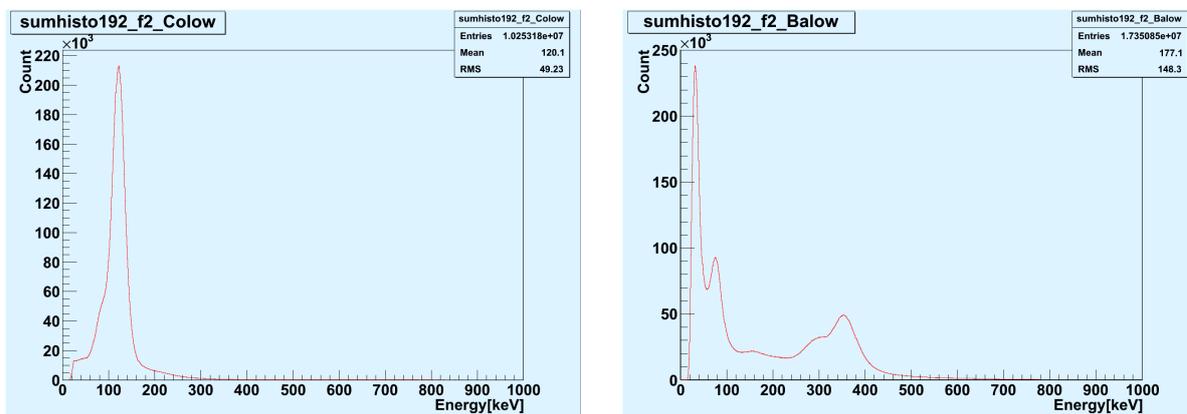


図 4.12:  $^{57}\text{Co}$  照射時のエネルギースペクトル (1 ユニット足し合わせ) 図 4.13:  $^{133}\text{Ba}$  を照射時のエネルギースペクトル (1 ユニット足し合わせ)

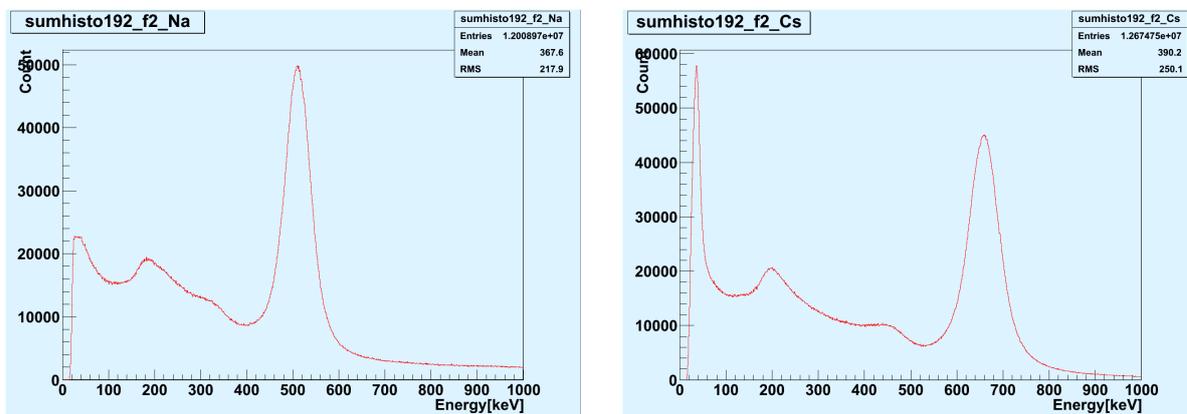


図 4.14:  $^{22}\text{Na}$  を照射時のエネルギースペクトル (1 ユニット足し合わせ) 図 4.15:  $^{137}\text{Cs}$  を照射時のエネルギースペクトル (1 ユニット足し合わせ)

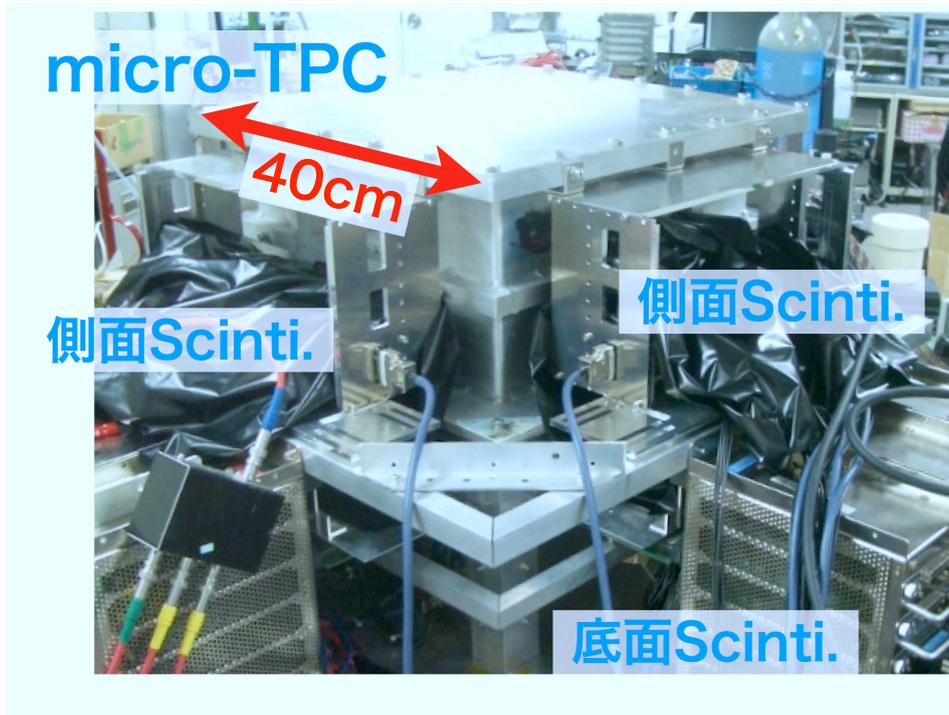


図 4.16: 側面部分にシンチレーションカメラを実装したコンプトンカメラの外観

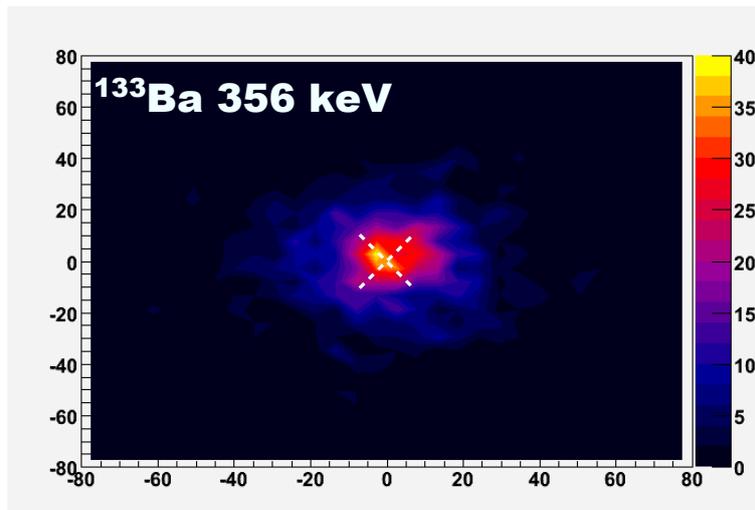


図 4.17: 356 keV コンプトンイメージング ( $^{133}\text{Ba}$  照射)

$$\beta = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{n-i}{N} \left(1 + \frac{2}{N}\right)^i \quad (4.7)$$

$$\xi = \sum_{i=0}^{6-n} \frac{\left(1 + \frac{2}{N}\right)^i}{N} \quad (4.8)$$

$$\eta = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{7-n-i}{N} \left(1 + \frac{2}{N}\right)^i \quad (4.9)$$

以上、(4.3), (4.4), (4.5) の3つの式から、各点における  $i_A \cdot i_B \cdot i_C \cdot i_D$  の比が得られる。以上から求められた重心演算の結果を図 4.25 に示す。

この図 4.25 からバタフライ効果が再現できていることが確認できる。

### 光漏れによる影響を再現

光漏れの影響を厳密に再現するのは難しいと思われる。なぜなら、光漏れの原因として、PMT の受光窓での光のクロストーク・GSO アレイで各ピクセルの区切りに用いている ESR 反射材の隙間からの漏れ出し・マルチアノード型 PMT のダイノード増幅中でのクロストークなどが考えられ、厳密に再現するならば、これらを全てを定量的に評価した上でその影響を考慮に入れる必要があり、その全てを個別に評価することが難しいからである。今回は、PMT のアノード 64ch 本別読み出しが可能な VA チップ (ASIC) 搭載型ヘッドアンプ [[68]] を用いた過去の実験により得られた、PMT 受光窓での光のクロストークのデータ (図 4.29) を元に光漏れによる影響の再現を試みた。

GSO 1 ピクセル (6mm×6mm×13mm) のみを PMT (H8500) の図 4.26 のように各ピクセル毎に取り付け、ピクセルを取り付けた周囲の 8 あるいは 5,3 ピクセルに GSO からの光漏れがどのように分配するかを調べた。GSO を取り付けたピクセルで読み出した ADC 値を 1 としたときの、周囲のピクセルで検出した ADC 値をヒストグラムにつめて、正規関数でフィッティングしたものを図 4.27 4.28 4.29 に示す。これより、横方向のピクセルには平均 0.153・RMS 0.0265、斜め方向のピクセルに平均 0.0323・RMS 0.00951、で正規分布的にクロストークがあることがわかった。ただし、中央・端・外周それぞれでの場所依存性は定量的に評価できなかった。

ここでは上で得られたクロストークの実験データを用いて、以下のように計算する。

#### 1. leak 率を乱数により定める

中心は  $l_0=1$  で固定し、横方向に 4 つ ( $l_1 \sim l_4$ )、斜め方向に 4 つ ( $l_5 \sim l_8$ ) の乱数を得て、 $\bar{l}_i = \frac{l_i}{\sum l_i}$  を各ピクセルの leak 率とする

#### 2. 各アノードで出力される電荷量を求める

中心に落ちた energy  $\epsilon$  に対して、平均  $\epsilon \bar{l}_i \cdot \text{RMS} 1.20 \sqrt{\epsilon \bar{l}_i}$  の正規分布で各ピクセル毎に乱数を得て、それを各アノードの電荷量とする

#### 3. 4 端読み出し

前項で述べた 4 端読み出しマップに従い、電荷量を固定比で分配、全てのピクセルの電荷量を積算する。(端や外周の周囲のピクセルの場合、存在しないピクセルの分は含めない)

#### 4. ペDESTAL

読み出しの各 ch に対して、RMS 0.75keV 相当の正規分布でペDESTAL を足し込む

以上の計算から図 4.30 のような画像が取得でき、図 4.19 や図 4.20 のような実験から得た画像と類似した分布になっている。

### 4.3 GSO シンチレータ 26 mm 厚 と GSOZ の検討

コンプトンカメラの検出効率を向上させるために、散乱ガンマ線の吸収体である GSO シンチレータの検出感度を向上させることも非常に有効である。GSO 吸収体の検出感度を向上させるためには、吸収体の厚みを増やせばよい。しかし、GSO:Ce 単結晶は、Ce 濃度が高い場合には僅かに  $Ce^{3+}$  による淡黄色の着色が見られ、シンチレータの厚みを厚くした場合、この  $Ce^{3+}$  の自己吸収により蛍光出力の低下がおり、エネルギー分解能が低下する [[69]]。そこで Ce と共に Zr を微量添加することで、 $Ce^{3+}$  による着色を改善し、 $Ce^{3+}$  による自己吸収を抑えることで、蛍光領域での透過率を向上させ (図 4.31)、エネルギー分解能を向上させた GSO シンチレータが日立化成により近年、開発された。

今回はこの新しい結晶である GSOZ を用いたシンチレーションカメラの性能評価を行い、これまで用いてきた GSO シンチレータと比較した。今回は GSOZ 26mm 厚、GSO 13mm 厚、GSO 26mm 厚の 3 種類の結晶を用いて評価した。13mm は 500 keV ガンマ線の GSO 中での 1 放射長である。この実験の目的は以下の 2 点である。

- GSO 13mm 厚 と GSO 26mm 厚 の二つを比較して厚みを増すことによる検出効率の向上を評価する
- GSO 26mm 厚 と GSOZ 26mm 厚 の二つを比較して Zr 添加によるエネルギー分解能の向上を評価する

#### 4.3.1 実験セットアップと実験方法

この実験のセットアップは、PMT を個別に抵抗チェーンで読み出すこと以外は、これまでに述べてきたシンチレーションカメラを用いた実験と同じものを用いた。図 4.32 に実験セットアップを示す。

PMT と結晶との光学結合の系統誤差を減らすため、結晶を PMT にとりつけて放射線を測定した後、一度結晶を取り外してから、再度取り付けて実験を行うという方法で各結晶につき、3 回ずつ測定を行った。また、結晶や PMT のピクセルには個性があるため、常に同じピクセル同士が光学結合するよう注意を払った。測定は、 $^{133}Ba$ ,  $^{57}Co$ ,  $^{22}Na$ ,  $^{137}Cs$ ,  $^{54}Mn$  の各放射線源を用いて、それぞれの結晶の性能を評価した。

#### 4.3.2 性能評価

図 4.33 と表 4.1 に測定された各結晶のエネルギー分解能を示す。これより、GSO13mm 厚と比較して GSO26mm 厚はエネルギー分解能が悪く、GSOZ26mm は GSO13mm とほぼ同等のエネルギー分解能を達成していることがわかる。日立化成社によれば GSOZ の蛍光出力は GSO のおよそ 20% 増であるので、GSO のエネルギー分解能は同じ厚みの GSOZ に対し 9.5 % ほど悪くなると予想される。今回の測定では GSO26mm 厚でのエネルギー分解能は GSOZ 26mm 厚のエネルギー分解能より 6% という結果であり、明らかなエネルギー分解能の向上が見られた。一方で、蛍光出力の増加から見込まれる分解能の向上には至っておらず、光読み出しや回路の改善を行うことで、更なるエネルギー分解能の向上が期待できると示唆された。

次に各結晶のガンマ線検出効率の検証を行った。80keV のガンマ線は GSO 13mm もあればほぼ 100% 吸収されるため、厚みを変えても検出効率は変化しないと予想される。一方、600keV での減衰の断面積は  $8.65 \times 10^{-2} [cm^2/g]$  であるため、GSO の厚みを 13mm から 26mm に増やすことで検出効率が約 1.5 倍増加すると期待される。表 4.2 に 81keV と 662keV での各結晶のガンマ線検

出効率の比を示す。これより GSO の厚みを変化させることで、81keV では検出効率に変化しないが、662keV では予想通り 1.47 倍向上したことがわかる。また、GSOZ26mm 厚と GSO26mm 厚とで、検出効率の比が両エネルギーともほぼ 1 であることから、Zr の添加による検出効率の変化ほとんどない。

以上より、厚みのある GSOZ を用いれば、エネルギー分解能を落とすことなく、検出効率を向上させられることを確認できた。

表 4.1: GSO 13mm 厚, 26 mm 厚, および GSOZ 26mm 厚のエネルギー分解能

	81 keV	122 keV	511 keV	662 keV	835 keV
GSO13mm 厚	29.99 ± 0.12	23.06 ± 0.23	12.15 ± 0.033	10.73 ± 0.010	9.876 ± 0.023
GSO 26mm 厚	31.63 ± 0.12	24.46 ± 0.58	12.87 ± 0.078	11.42 ± 0.076	10.62±0.010
GSOZ 26mm 厚	30.01± 0.62	22.98 ± 0.22	12.19 ± 0.21	10.79 ± 0.17	9.988 ± 0.17

表 4.2: GSO 13mm 厚, 26 mm 厚, および GSOZ 26mm 厚の結晶単体のガンマ線検出効率比

	81 keV	662 keV
GSO26mm 厚 /GSO13mm 厚	0.98±0.082	1.46±0.042
GSO 26mm 厚 /GSO 13mm 厚	0.952±0.087	1.47±0.056
GSOZ 26mm 厚 /GSO 26mm 厚	30.01± 0.62	22.98 ± 0.22

#### 4.3.3 GSO 13mm 厚と 26mm 厚 の検出効率 -シミュレーション

GSO の厚みを増すことで、どれだけ検出効率が向上し得るかをシミュレーションして、実験で得られた検出効率を検証した。

以下にシミュレーションの条件を示す。・ジオメトリとして 6mm×6mm×L の直方体の GSO シンチレーターを用意 (L=13mm, 26mm) ・6mm×6mm の太さの平行光ビームを GSO シンチの 6mm×6mm の面に対して垂直に一様入射させる (図 4.34)。・GSO シンチレーターに対するエネルギーデポジットは 1 光子毎に乱数を振り、実験から得られたエネルギー分解能を FWHM とする Gauss 分布になるように揺らぐ。・エネルギースペクトル上で入射エネルギーに対するエネルギー分解能の +1sigma に含まれるフォトン数を数え入射フォトン数で割ったものを検出効率とする

この様なシミュレーションを L=13mm, 26mm の二つの場合に対して行い、検出効率の違いを調べた。その結果が図 4.35 である。縦軸は L=26mm の場合の検出効率を L=13mm の場合で割ったもので、検出効率の向上率を示す。このグラフから、100keV 付近では L=13mm, 26mm の違いによる検出効率の違いは見られないことが分かる。これは 100keV の場合の GSO に対する radiation length が L に比べて十分に短いため、L=13mm, 26mm 両方の場合においてほぼ全ての光子が吸収されていることを示していると考えられる。また、高エネルギー側になるほど radiation length が長くなっていくため吸収しきれない光子の数の差が大きくなっていくため、検出効率の向上率は大きくなっていると考えられる。

#### 4.4 検出効率の向上についてのまとめ

以上の結果から、側面カメラを配置することで低エネルギー領域の検出効率の向上が見込まれ、GSOZを用いることで、高エネルギー領域の検出効率の向上が期待されることが示された。従って、今回の開発がSMILE-II および更なる将来の実験にとって不可欠な ETCC の検出効率の向上

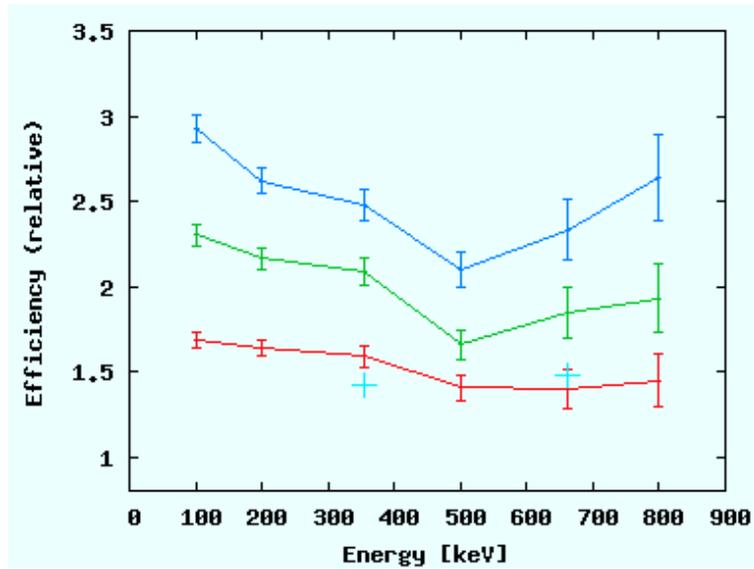


図 4.18: 側面カメラ 1 段分追加による検出効率 (シミュレーションと比較)

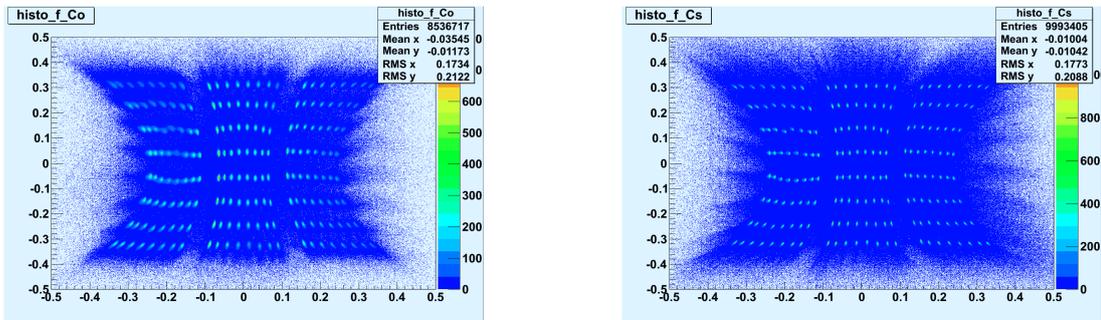


図 4.19: 低エネルギー側の再構成画像 ( $^{57}\text{Co}$ , 122 keV) 図 4.20: 高エネルギー側の再構成画像 ( $^{137}\text{Cs}$ , 662 keV)

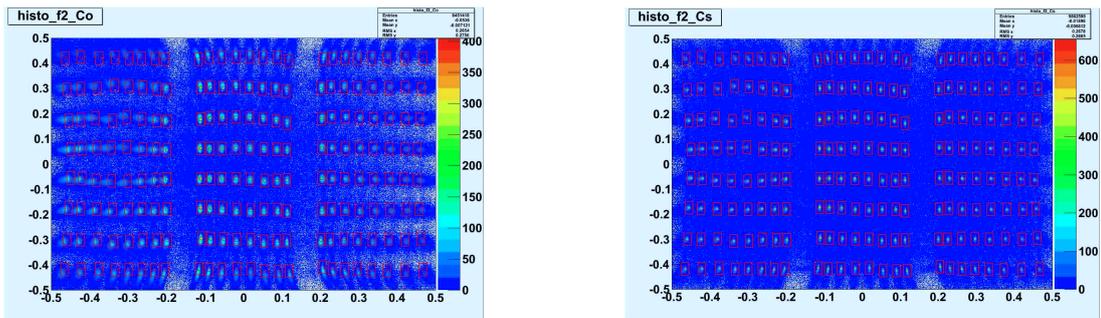


図 4.21: 図 4.19 を高エネルギー用補正関数で補正した画像 図 4.22: 図 4.20 を高エネルギー用補正関数で補正した画像

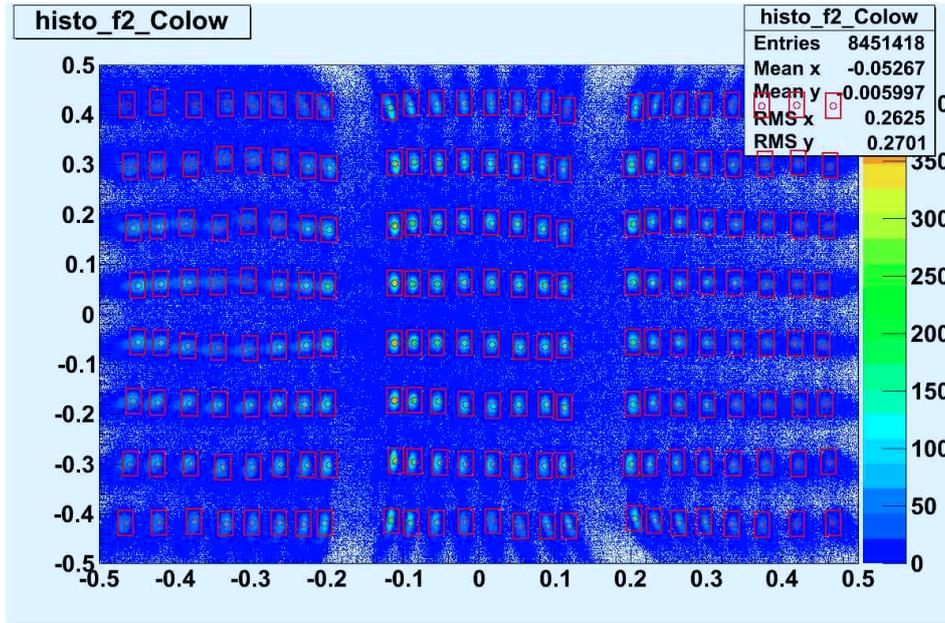


図 4.23: 低エネルギー用に作った補正関数による補正画像

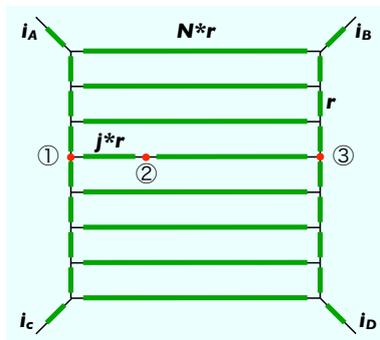


図 4.24: 変数の定義

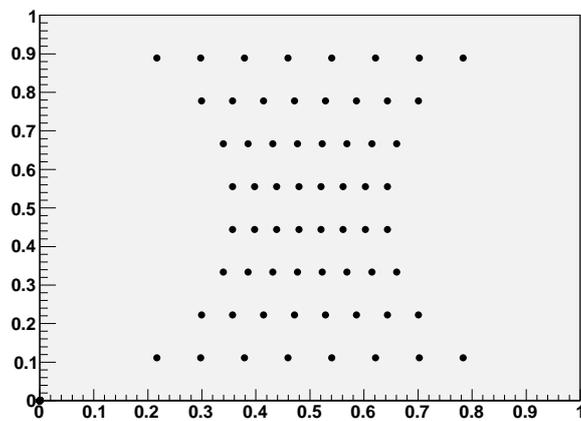


図 4.25: 重心演算の結果 (1PMT 分)

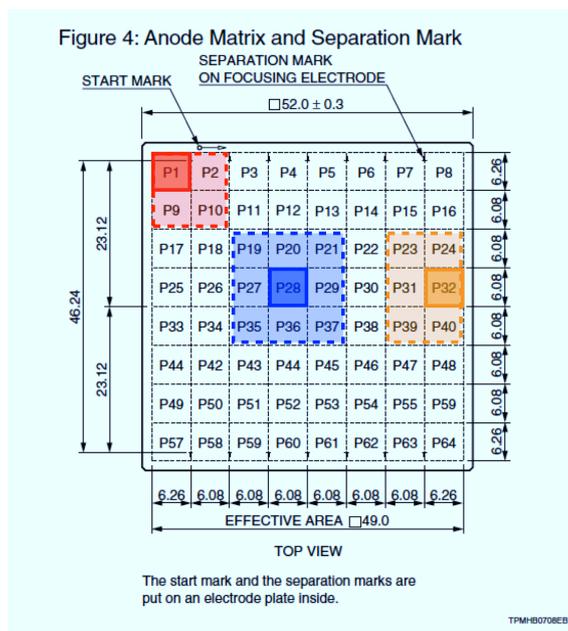


図 4.26: GSO を取り付けたピクセルとその周囲の様子 (色の濃いピクセルが GSO の位置)

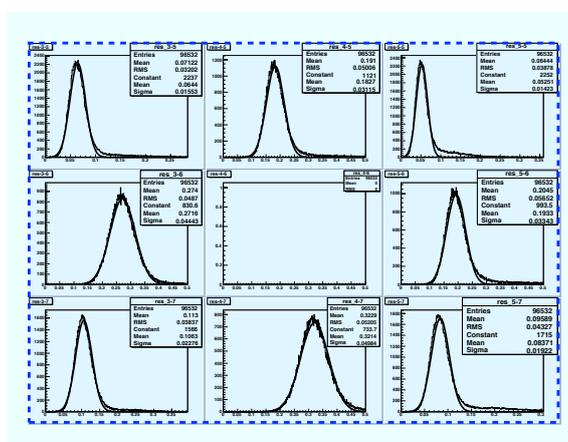


図 4.27: 中央のピクセル (図 4.26 の青色部分) から周囲の 8 ピクセルへの漏れだし

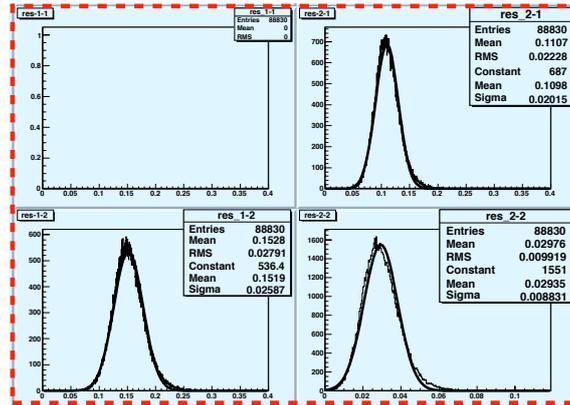


図 4.28: 角のピクセル (図 4.26 の赤色部分) から周囲の 3 ピクセルへの漏れだし

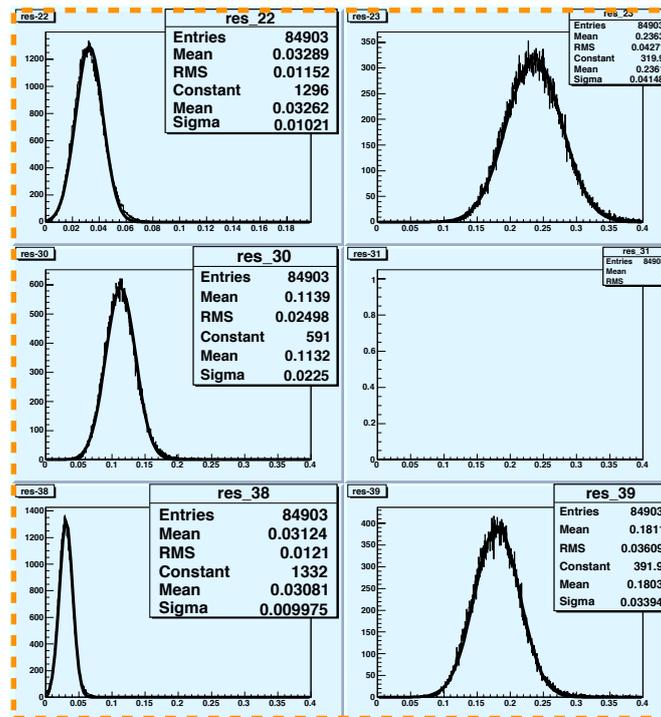


図 4.29: 外周のピクセル (図 4.26 の橙色部分) から周囲の 5 ピクセルへの漏れだし

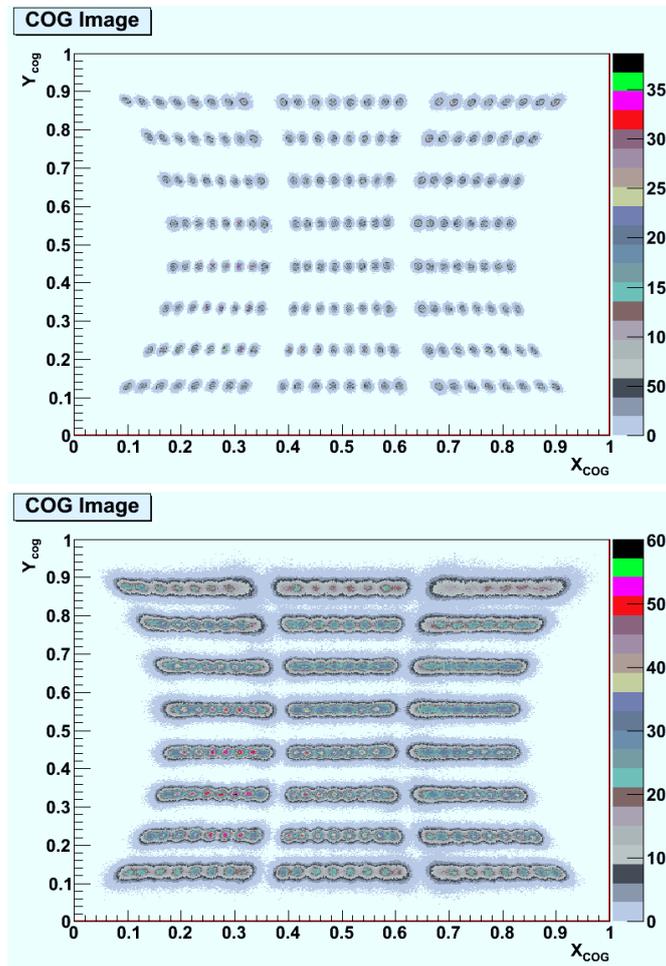


図 4.30: 計算によって得られた電荷重心演算イメージ 上:700 keV 下:200 keV

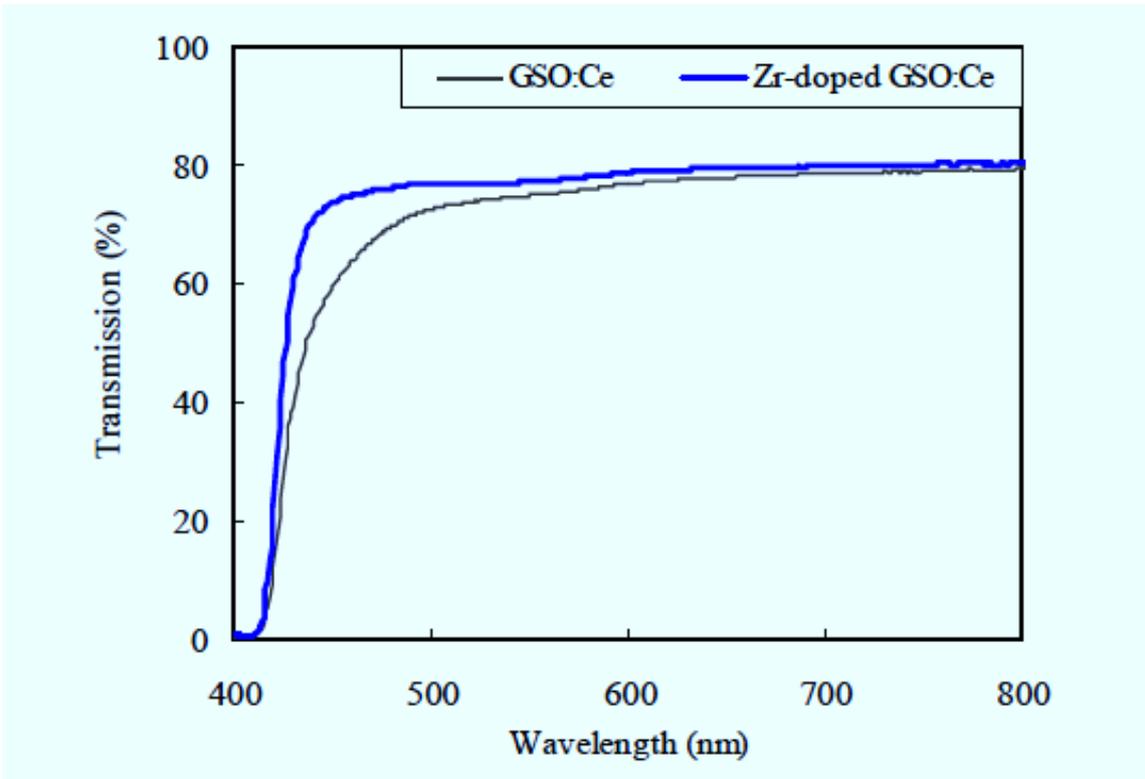


図 4.31: Zr を添加した GSO:Ce 単結晶の透過率 [[69]]。GSO 蛍光波長領域 [~430nm] で透過率が向上している

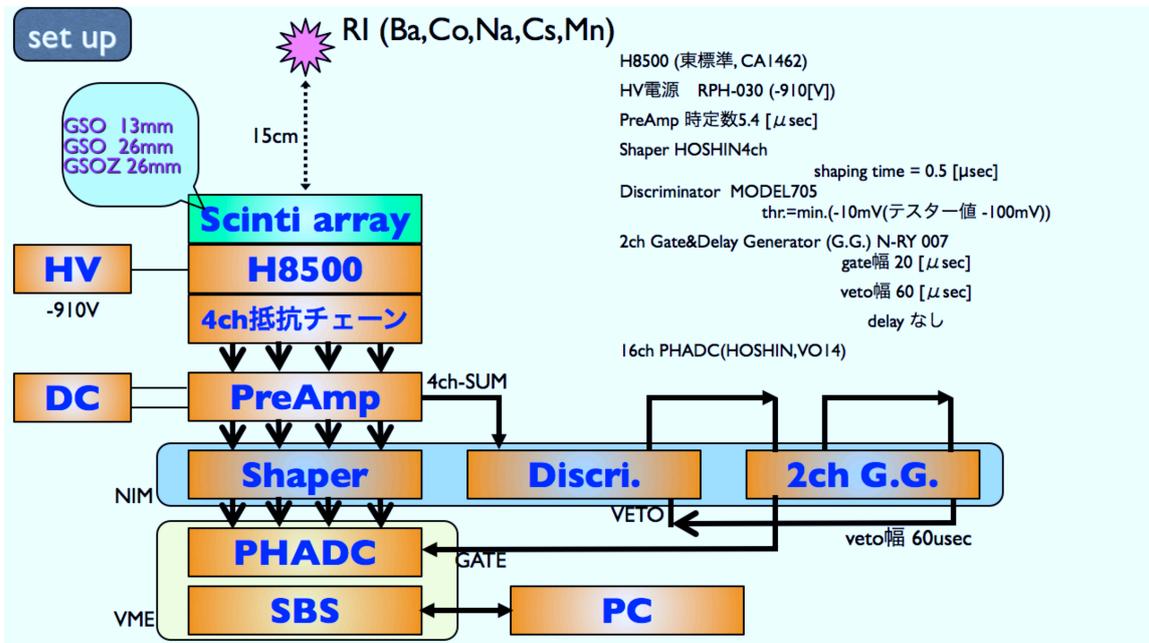


図 4.32: 実験セットアップの概念図

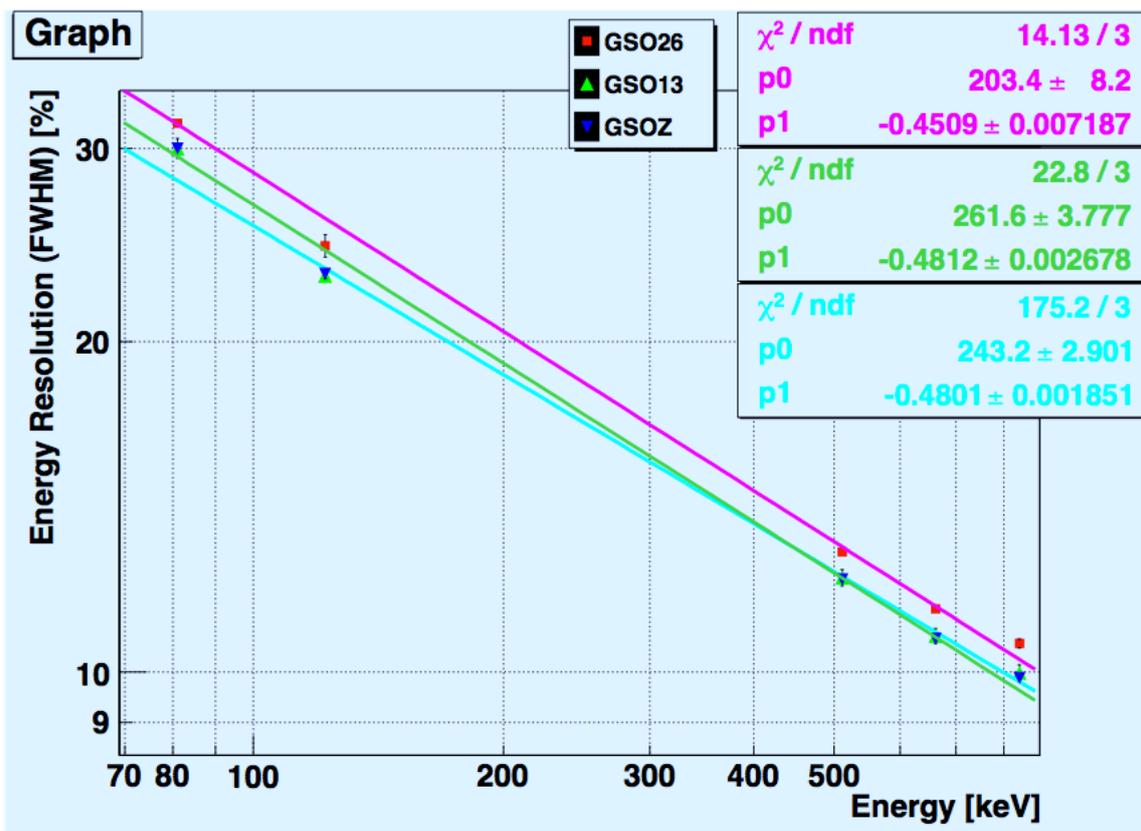


図 4.33: GSO 13mm 厚 (緑), 26 mm 厚 (赤), および GSOZ 26mm 厚 (青) のエネルギー分解能

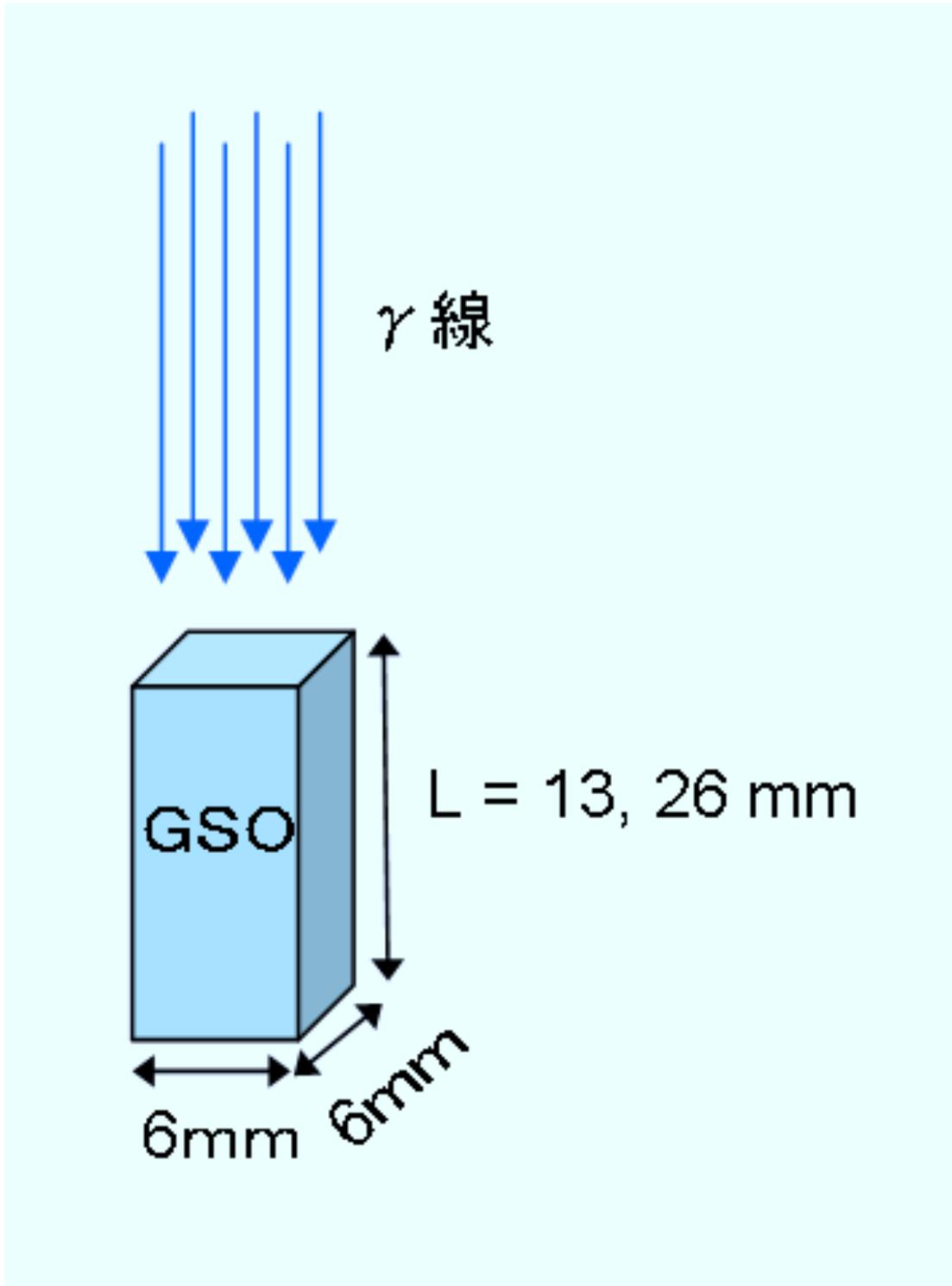


図 4.34: シミュレーションのジオメトリー

## 第5章 SMILE-IIに向けた新しいシンチレーションカメラ読み出しシステムの開発

SMILE-IIで要請される検出効率を達成するためには、検出器の大型化が必須であるが、電池で全ての電力を供給する気球実験においては、重量の要請から搭載できる電池の量に限界があり、システム全体として消費できる電力が制限されるため、検出器の大型化に伴い省電力化が要求される。SMILE-Iにおいては、全体の30%に近い70Wの電力をシンチレーションカメラの読み出しのみで消費していた。13824pixelの使用を予定されている次期実験では、消費電力の少ないシンチレーションカメラの読み出しシステムが必要となるため、クリアパルス社と共同で開発してきた。この章ではSMILE-IIのフライトモデルとなる読み出しシステム(CP80259)の性能評価について述べる。

### 5.1 SMILE-II用シンチレーションカメラ読み出しモジュール(CP80259)

#### 5.1.1 CP80259の概要

ETCCにおけるシンチレーションカメラの役割は、TPC中でコンプトン散乱したガンマ線を効率よく光電吸収し、その吸収点の位置と散乱ガンマ線のエネルギーを知ることにある。また、単独ではトリガーを発生することのできないTPCへの時間原点を与える役割も持つ。従って、ETCCのシンチレーションカメラの読み出し回路には、散乱角によって大きく変化するガンマ線のエネルギーに対応できる広いダイナミックレンジと、TPCのトリガーに対応できる程度に速い時間応答が要求される。さらに、気球搭載用の回路には、限られた電力とスペースで大面積を読み出す必要があるため、省電力および省スペースであることが要求される。

これらの要求を満たすべく、VA32のような多チャンネル読み出しASICを使用せず、ディスクリートの回路部品で構成されるH8500専用読み出しモジュールの開発を行ってきた。既に、プロトタイプとして1PMT用のCP80190をクリアパルス社と共同で開発し、VA32を用いた読み出し回路と大差ない消費電力でより広いダイナミックレンジを実現している。そこで、CP80190をもとに以下の仕様を加え、SMILE-IIフライトモデルの開発を行った。

- データ転送の負荷を減らすために、H8500の64chアノード信号を抵抗チェーンを用いた4端読み出しで読み出す。
- 読み出しモジュールからのデータ吸い上げ及びコントロールをするVMEモジュールの数を減らして電力・重量を抑えるために、1台のモジュールで6本のH8500を読み出す。
- より省スペースとなるような回路設計

図5.1と図5.2に開発されたシンチレーションカメラ読み出しモジュールSMILE-IIフライトモデルCP80259の外観を、また表5.1にその詳しいスペックを示す。

CP80259は抵抗チェーン基板、アナログ回路基板、デジタル回路基板から構成され(図5.3, 図5.5)、H8500の64ch分の各アノードからの出力電荷は、抵抗チェーン基板を介し、4端に抵抗分割

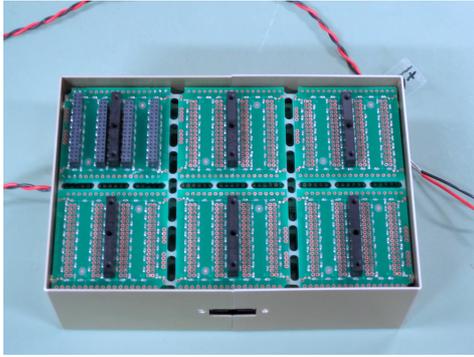


図 5.1: CP80259 の外観



図 5.2: CP80259 のポート部分



図 5.3: CP80259 の三枚の基板 (3枚、別々のものに差し替えます)

される。その4端に分割された電荷はそれぞれアナログ基板上のプリアンプ (時定数  $5\mu\text{sec}$ ) で電荷積分される (図 5.5)。プリアンプにつける帰還容量の値を変えることで、入力電荷に対するダイナミックレンジの調整が可能となっている。今回の CP80259 では CP80190 と同様に、帰還容量を  $390\text{ pF}$  とした。プリアンプの帰還容量あたりのダイナミックレンジは  $2.38\text{ pC/pF}$  である [70]。プリアンプからの信号は二つに分けられる。一方はプリアンプからの4つの信号の SUM が、速い波形整形増幅器 (時定数  $0.5\mu\text{sec}$ ) に入力され、波形弁別器を通してトリガー信号となる。トリガー信号は後段のデジタル基板上の FPGA (図 5.6) に送られる。プリアンプからのもう一方の信号は、遅い波形整形増幅器 (時定数  $5\mu\text{sec}$ ) を通してサンプル ホールド ADC (12bit) に入力される。この ADC は、FPGA から送られてくるトリガー信号を合図に波形を取り込んで AD 変換し、そのデータ FPGA に送る。こうして得られた  $6\text{PMT} \times 4\text{ch}$  分のデジタルデータは、CP80259 の側面にある RJ45 ポートから出力される。CP80259 の消費電力は  $\text{PMT}1\text{ch}$  あたり、 $23.75\text{ mW/ch}$  と

ch 数	24ch
サイズ	10 cm × 15 cm × 5 cm
電源電圧	±6 V
消費電力	0.24 W
ADC	Sample and Hold 12bit

表 5.1: CP80259 の諸性能

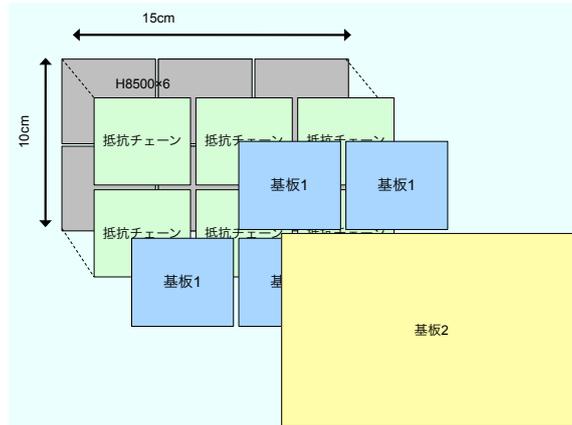


図 5.4: CP80259 全体の概念図

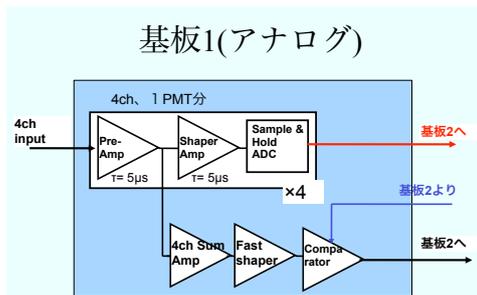


図 5.5: 基板1(アナログ回路基板) の概念図

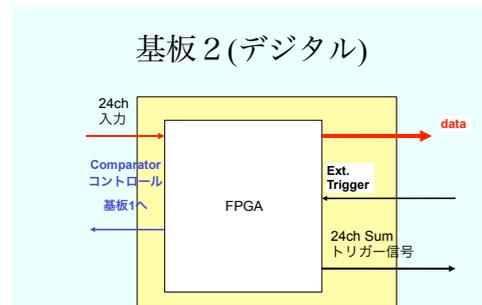


図 5.6: 基板2(デジタル回路基板) の概念図

なっており、SMILE-I のときの  $0.675 \text{ W /ch}$  と比較して格段に抑えられている。また、CP80190 からの仕様変更に伴い、FPGA でのトリガーロジックが変更されている。

今回性能評価をした CP80259 は更なる改良点を見いだすためのテストモジュールであるため、CP80259 に 1PMT 分の回路のみ実装した。以下ではこの CP80259 の性能評価について述べる。

### 5.1.2 テストパルスを用いた CP80259 の性能評価

CP80259 にテストパルスを入力し、このモジュールの回路系に関するそれぞれの性能を評価した。テストパルスは矩形波を図 5.7 に示す回路に入力することにより生成した。GSO シンチレータからのシンチレーション光は、減衰時定数が約  $60 \text{ nsec}$  であるため、 $R = 50 \Omega$ 、 $C = 1000 \text{ pF}$  とし、減衰時定数  $\tau = CR = 50 \text{ ns}$  のテストパルスを近似的に用いて測定を行った。

#### 線形性とダイナミックレンジ

H8500 のアノードが接続される抵抗チェーン基板 (図 5.8) の入力端子にそれぞれ  $10 \text{ pC}$  から数千  $\text{pC}$  の電荷を入力し、回路の線形性を測定した。テストパルスを入力電荷と出力された ADC の値の関係を図 5.9 に示す。各ピクセルでの、入力電荷に対する ADC 値を入力電荷の一次関数としてフィッティングし、この一次関数からの ADC 値の残差 (図 5.10) が  $\pm 1\%$  以内に収まる入荷電力の範囲をこの回路系におけるダイナミックレンジと定義する。図 5.10 によると端のピクセルに比

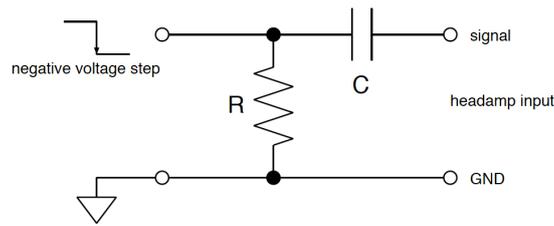


図 5.7: テストパルス入力回路

べて中央に近いピクセルほどダイナミックレンジが広く、A と D のピクセルではダイナミックレンジが 1.5 倍ほども違っていた。これは 4 端の読み出し口に近いピクセルからの信号であるほど多くの電荷が最寄りの読み出し口に集中するため、低い入力電荷でサチュレーションを起こし始めてしまうことに起因すると考えられる。

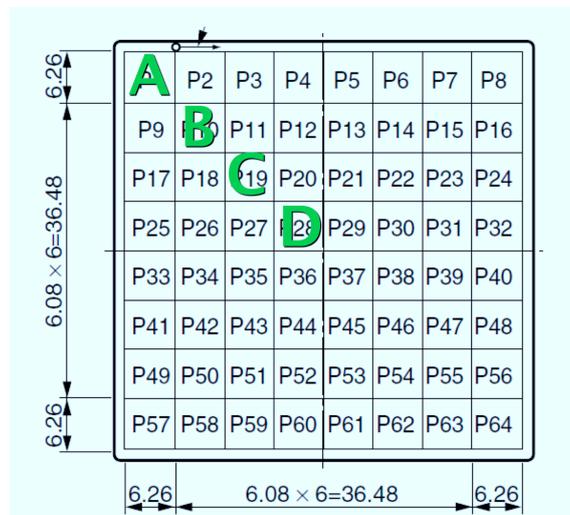


図 5.8: CP80259 の入力チャンネル

### タイミングの不確実性の評価 タイムウォークとタイムジッタ

ETCC の TPC は単独ではトリガーを発生できないため、データ収集の開始はシンチレーションカメラでトリガーする必要があり、また TPC の時間原点としても用いる。そのため、散乱  $\gamma$  線がシンチレーションカメラに入射してからトリガーをかけるまでに遅延や不定性があると反跳電子の位置情報が不正確なものになってしまう。そこで CP80259 に信号が入力されてからトリガー信号を生成するまでの時間差と、そのタイミングのタイムウォークおよびタイムジッタを測定した。

タイムウォークとは、同じ時刻に立ち上がり始めたアナログ信号がその立ち上がり方の違いにより、波高弁別器レベルと別々の時間に交差することから生じる信号のタイミングの不確実性である (図 5.11)。タイムジッタとは、雑音の振幅と波高弁別器のしきい電圧近傍での信号の傾斜により生じるタイミングの不確実性である (図 5.12)。

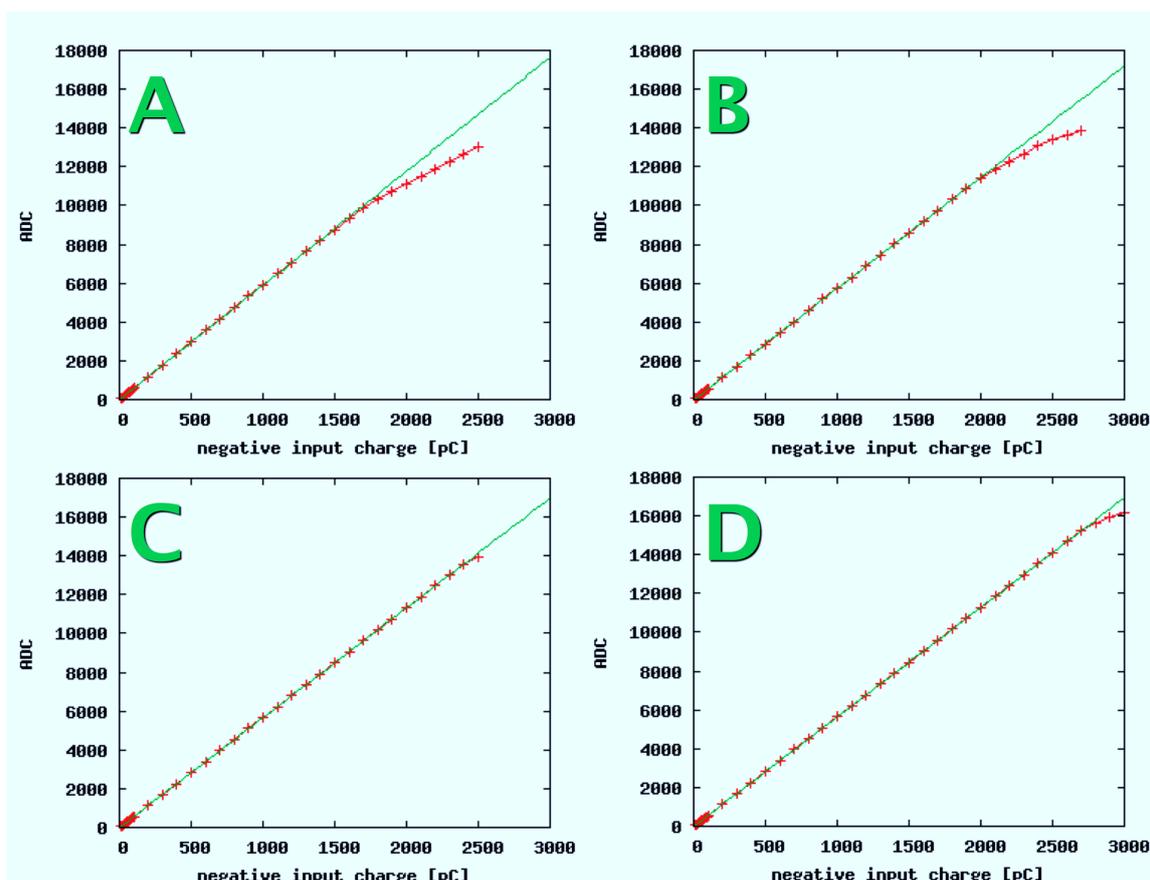


図 5.9: 図 5.8 の各入力端子におけるリニアリティ

**評価方法** 信号が入力されてからトリガーが生成されるまでの時間差とそのタイミングのタイムウォークおよびタイムジッタをオシロスコープ (DS3000 シリーズ) を用いて測定した。測定のセットアップを、図 5.13 に示す。今回用いたオシロスコープの時間分解能は 1nsec 以下であり、本実験が要求する時間分解能よりも十分小さい。図 5.13 の黄色で示しているパルス生成器からの信号 (信号①) と青色で示している CP80259 のトリガー信号 (信号②) の二つをオシロスコープの画面で表示させると図 5.12 のように、二つの階段状の波形が見られる。この二つの信号の時間差 ( $\Delta T$  とする) がトリガー生成に要する時間である。各入力電荷に対して、それぞれ 100 事象ずつ、波形データをオシロスコープで取得し PC に取り込んだ。その後得られた波形を誤差関数

$$E(t) = \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \int_{-(t-b) \cdot 10^c}^{\infty} \exp(-x^2) dx - d \quad (5.1)$$

でフィッティングすることにより、 $\Delta T$  を求めた (図 5.15)。今回は簡単のため信号①と信号②のそれぞれのフィッティングで得られた 2 つの誤差関数の中央値 (図 5.12 における  $x=0$  の点) 間の時間差を  $\Delta T$  とした。またその 100 事象分の  $\Delta T$  をヒストグラムにつめ、そこから得られる RMS をタイムジッタとした。また比較のためにこれまでの読み出しシステムで用いてきた前置増幅器についても  $\Delta T$  の評価を行った。その際、トリガー生成のしきい値は入力電荷に対して、同じ条件 (-60pC) になるように設定した。

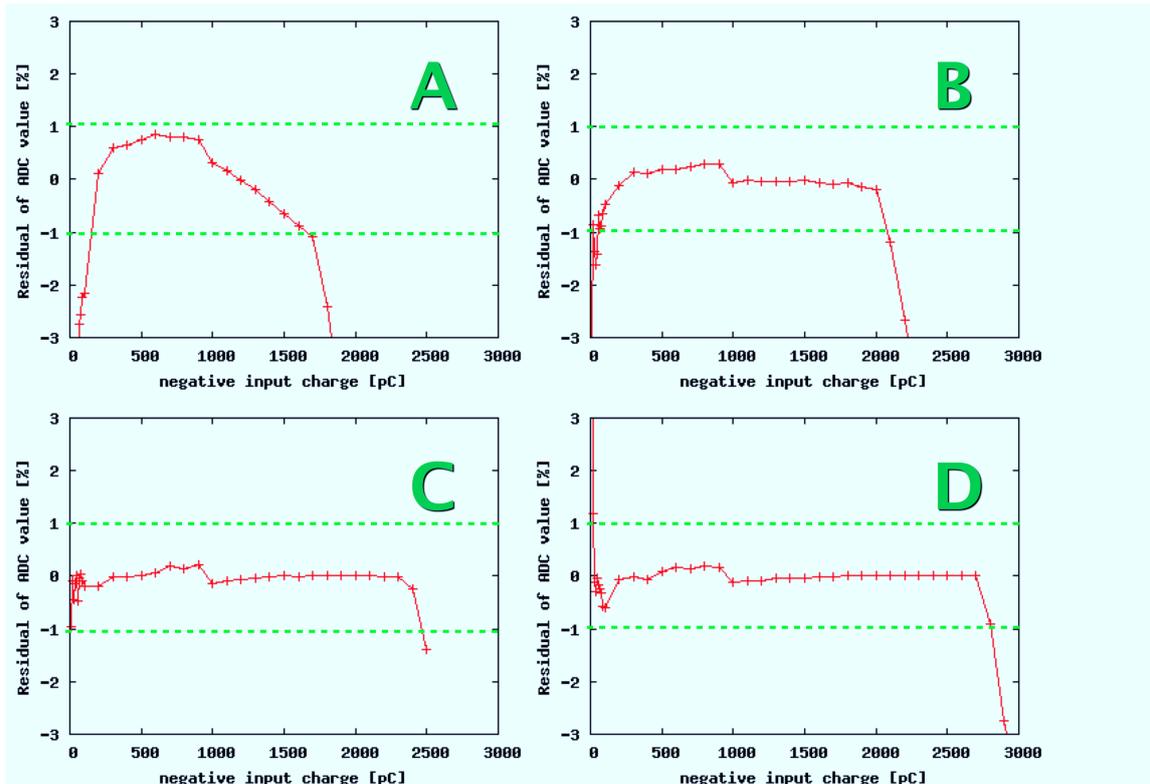


図 5.10: 図 5.8 の各入力端子におけるフィッティング直線からの残差

**実験結果** 得られた結果を図 5.16 に示す。グラフの縦軸がトリガーの生成に要している時間  $\Delta T$  であり、グラフの誤差棒はタイムジッタを表す。タイムウォークは図 5.11 の矢印部分の時間幅に相当し、CP80259 で 1000nsec 程度、プリアンプで 100nsec 程度と大きな差異が認められた。CP80259 の波形整形増幅器の時定数は約  $5\mu\text{sec}$  であるため、このタイムウォークは CP80259 を単体のシンチレーションカメラの読み出しとして用いる場合には問題はない。しかしコンプトンカメラにおける散乱ガンマ線を捕らえるシンチレーションカメラの読み出しとして用いる場合、TPC 内での電子のドリフト速度が  $3\text{ cm}/\mu\text{sec}$  と仮定すると、1000nsec のタイムウォークに対して 3cm 程度コンプトン再構成点がずれてしまうことになる。これにより、ETCC としての角度分解能の著しい低下を招くことになる。この問題を避けるには、三つの方法がある。ひとつはタイムウォークが大きい入力電荷の領域を使用しないことである。しかしながら、この方法はダイナミックレンジを狭めてしまうというデメリットを持つ。二つ目はあらかじめ各電荷に対するトリガータイミングの遅延を精密に評価しておき、TPC のデータ取得開始タイミングをそれに応じてずらすことである。しかしながら、これには TPC のポジションエンコーダーのロジックを大幅に変更しなければならない。現状の ETCC への組み込みが困難となる。三つ目の方法は CP80259 自体の回路の改修である。これは本質的にタイムウォークを減少させることができる上、比較的簡単な修正で済む可能性がある。そのため我々は三つ目の方法での解決を検討している。

### 5.1.3 CP80259 と光電子増倍管を用いたガンマ線イメージング性能

これまでに基礎的な性能評価を行い、リニアリティやダイナミックレンジ、トリガータイミングのずれなどをみてきた。ここでは、GSO シンチレータアレイとマルチアノード型 PMT(H8500) からなるシンチレーションカメラを CP80259 にマウントし、放射線源からの  $\gamma$  線を照射させ、

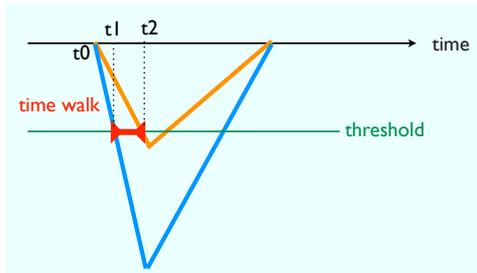


図 5.11: タイムウォークの概念図

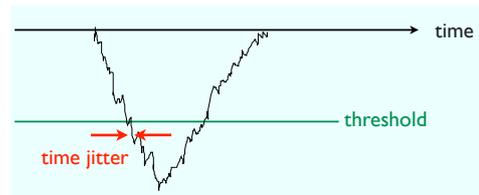


図 5.12: タイムジッタの概念図

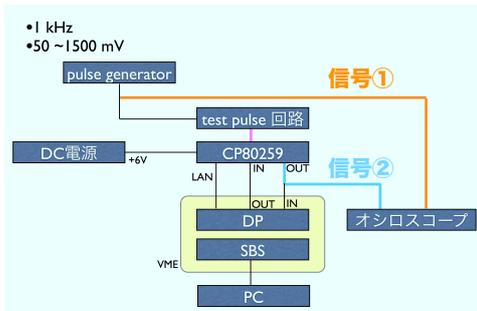


図 5.13: 測定のセットアップ

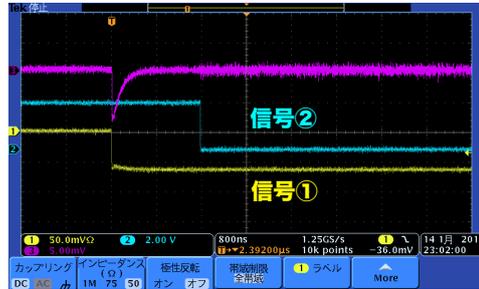


図 5.14: 入力波形と出力波形 赤:テストパルス回路の出力 黄:パルス生成器からの出力信号 青:CP80259のトリガー信号 それぞれ図5.13の色と対応している

CP80259 のシンチレーションカメラ読み出しシステムとしての性能を評価した。

## 位置分解能

$^{137}\text{Cs}$  を全面照射させたときの再構成画像を図 5.17 に、また図中の緑の線で囲まれた領域のみをとりだして X 軸に投影したヒストグラムを図 5.18 に示す。これらから、 $8 \times 8$  の各ピクセルが正しい位置に再構成されているとともに、ピーク対バレー比が 10:1 以上の非常に明瞭なピークを形成しており、エネルギーデポジットのあったピクセルの特定が容易である。

**エネルギー分解能** 図 5.17 の赤丸と黒丸で囲まれたピクセルにおいて取得されたエネルギースペクトルを図 5.19 に示す。両ピクセルとも 662 keV のピークがきれいに見えている。他の放射線源からもガンマ線を照射し、各線源も用いてガンマ線を照射し、各線源からのガンマ線に対するエネルギー分解能 (FWHM) を図 5.20 に示す。ベキ関数でフィットすることにより、以下の関係式が得られた。

$$\frac{\Delta E}{E} [\%] (FWHM) = 9.79 \times \left( \frac{E}{662 \text{keV}} \right)^{-0.45} \quad (5.2)$$

ここで得られたエネルギーとエネルギー分解能 (図 5.20 の赤色の曲線) の関係式を、従来から用いている前置増幅器でのエネルギー分解能 (図 5.20 の青色の曲線) と比較すると、662keV において約 10% の改善がみられた。

### 5.1.4 CP80259 更なる改善点と今後の課題のまとめ

以上により、CP80259 の性能を評価した。現状のものについて以下のことが理解できている。

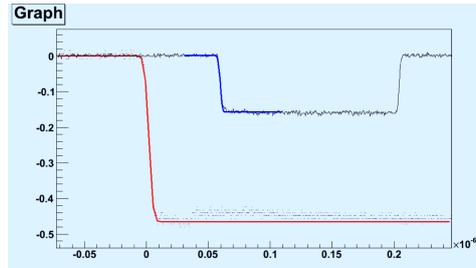


図 5.15: 赤は信号①の、青は信号②のフィッティング曲線を示す

- 現状で最低限ひつようなダイナミックレンジは確保できている
- PMT を用いた試験により、ピーク対バレー比が 10:1 以上の非常に明瞭なピーク分離ができている。
- 各ピクセルでのエネルギー分解能が従来のプリアンプを用いたものよりも良い値を実現できた
- SMILE-I と比較して消費電力の大幅な削減に成功した

一方で、SMILE-II にむけては以下の改良点や課題が挙げられる。

- 6PMT 分の回路を実装し、CP80259 としてのフルスペックを試験する
- 消費電力を考慮しつつも、現状よりも速い増幅素子を選定し、タイムウォークを遅れを改善する
- SMILE-II にむけて CP80259 を敷き詰めて使用することを考えてコネクタやポートの位置を変更する
- 端のピクセルのダイナミックレンジを更に拡大する
- ETCC のシステムに組み込み、コンプトン散乱事象のトリガーとしての性能を評価と ETCC としての性能評価を行う

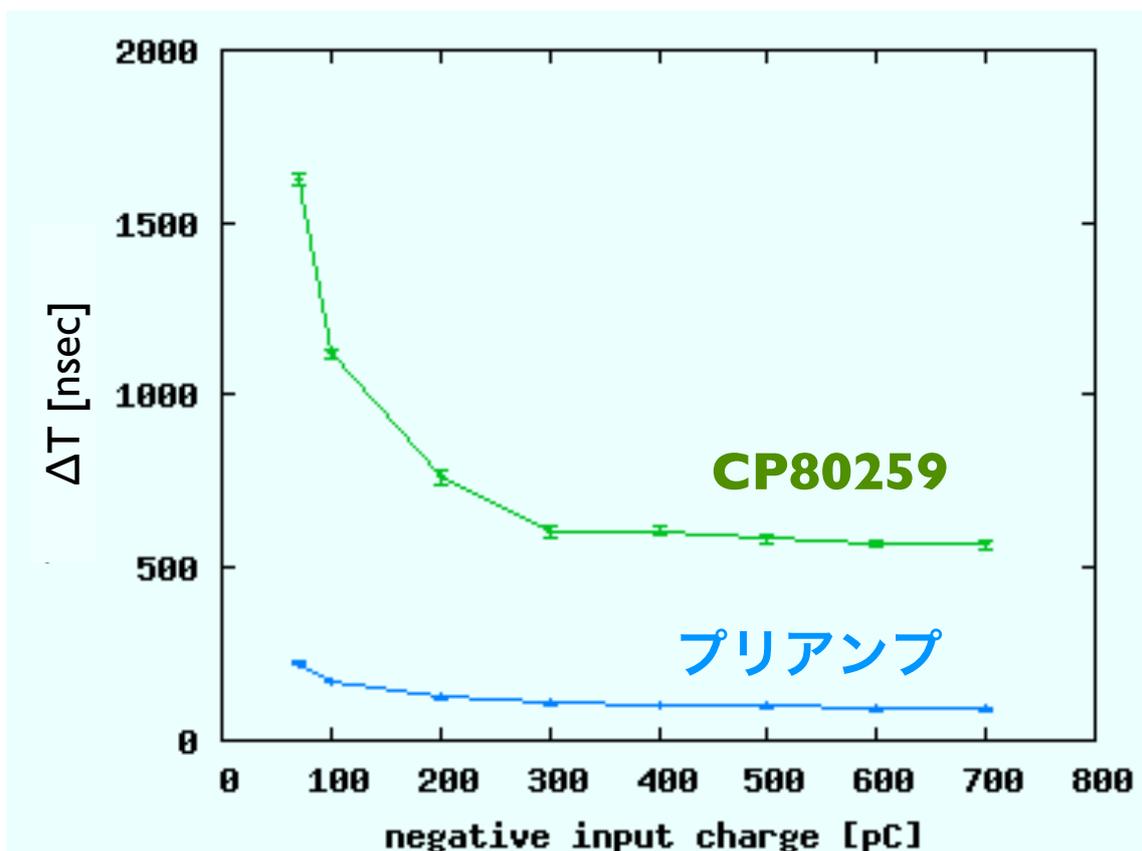


図 5.16: トリガー生成に要する時間・そのタイミングのウォークおよびジッタと入荷電力の関係

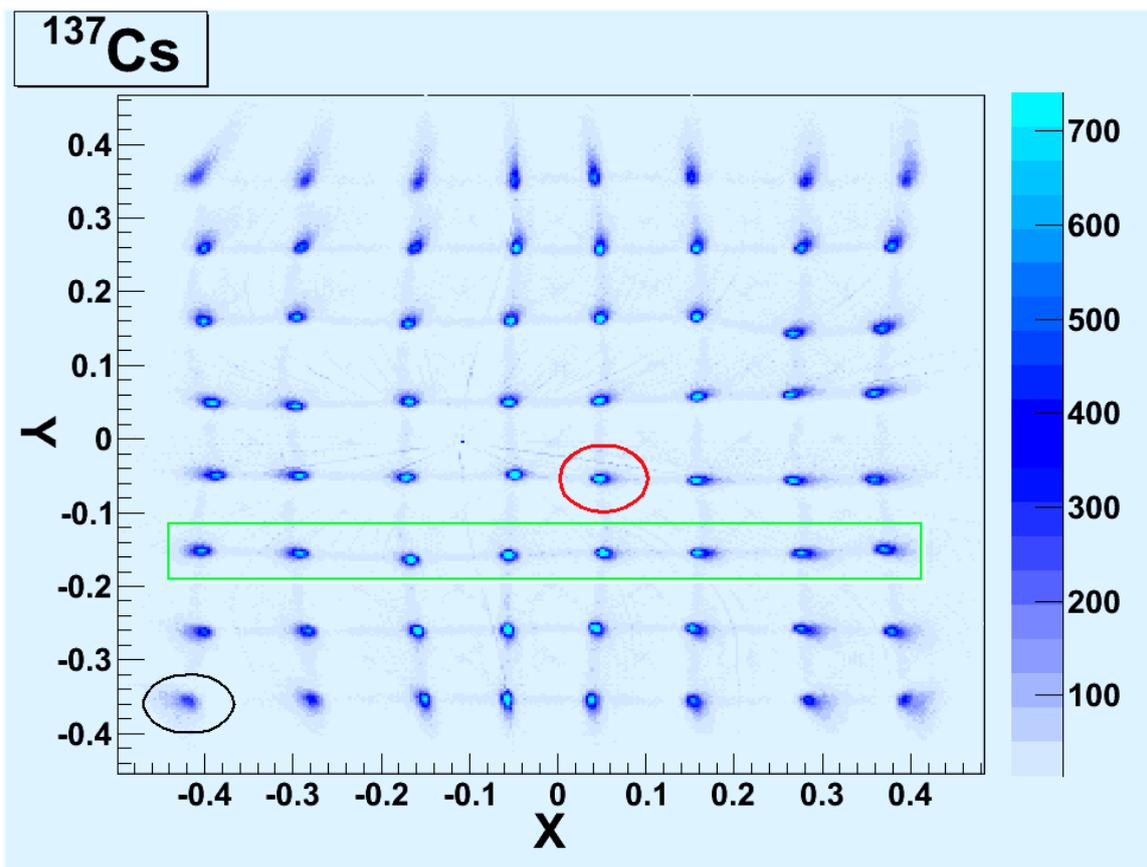


図 5.17:  $^{137}\text{Cs}$  を全面照射させたときのガンマ線再構成イメージ

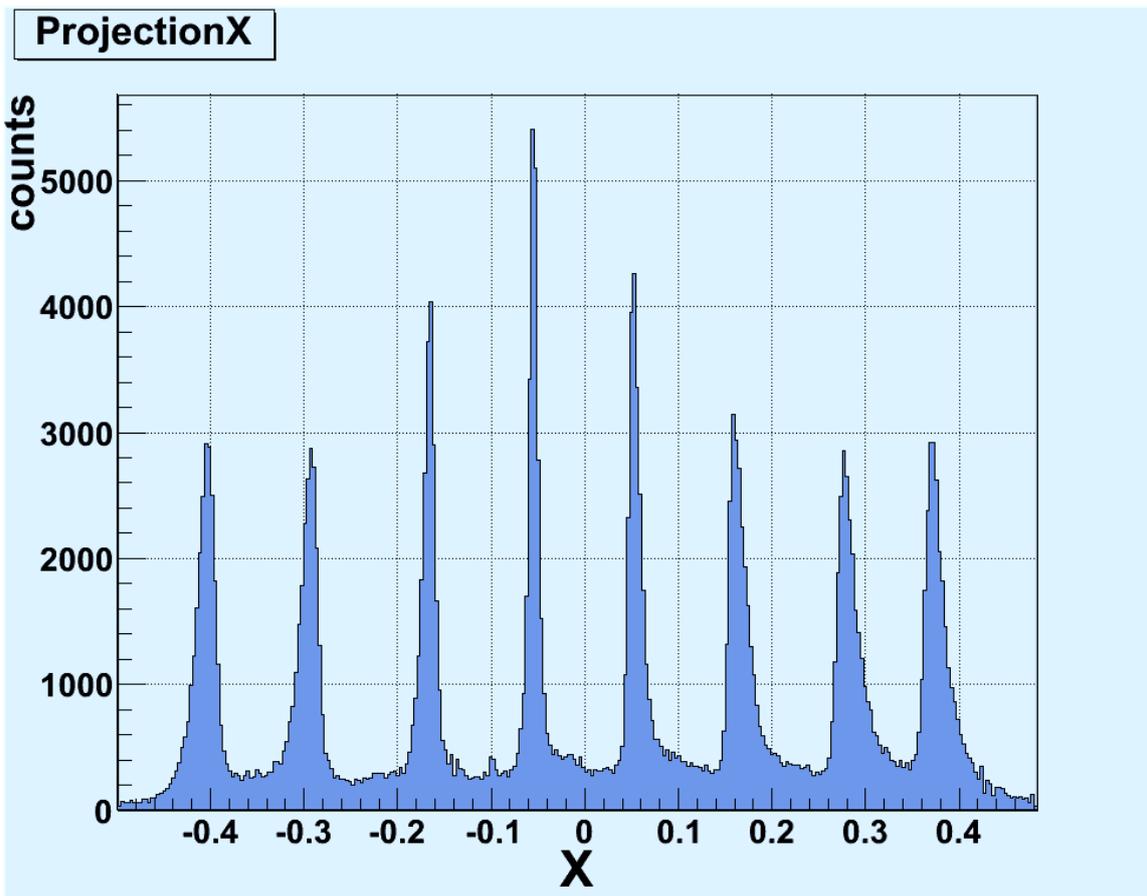


図 5.18: 図 5.17 の緑色の枠内のスライスイメージ

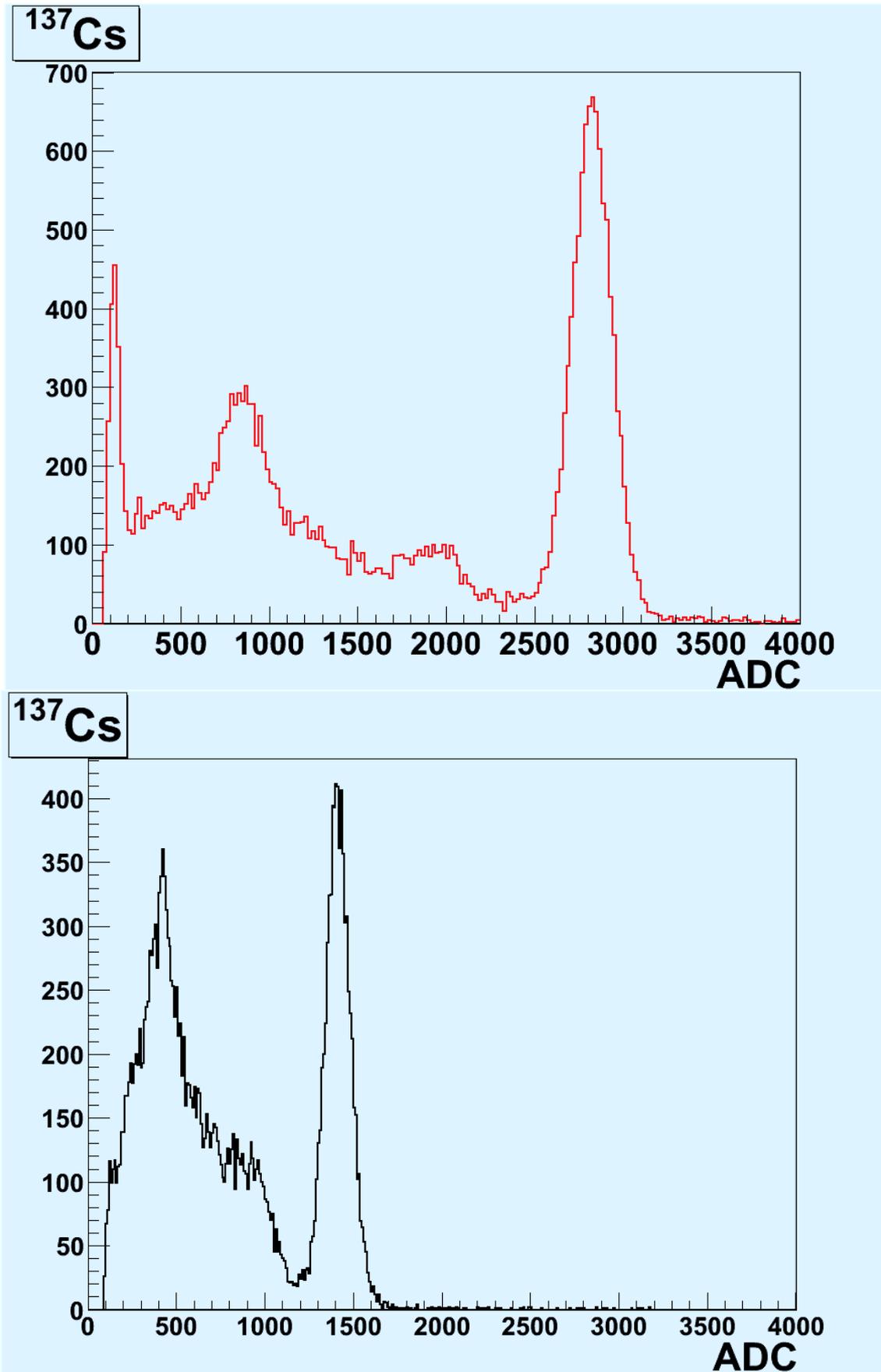


図 5.19: 図 5.17 の赤い○と黒い○の中にある事象のエネルギースペクトル

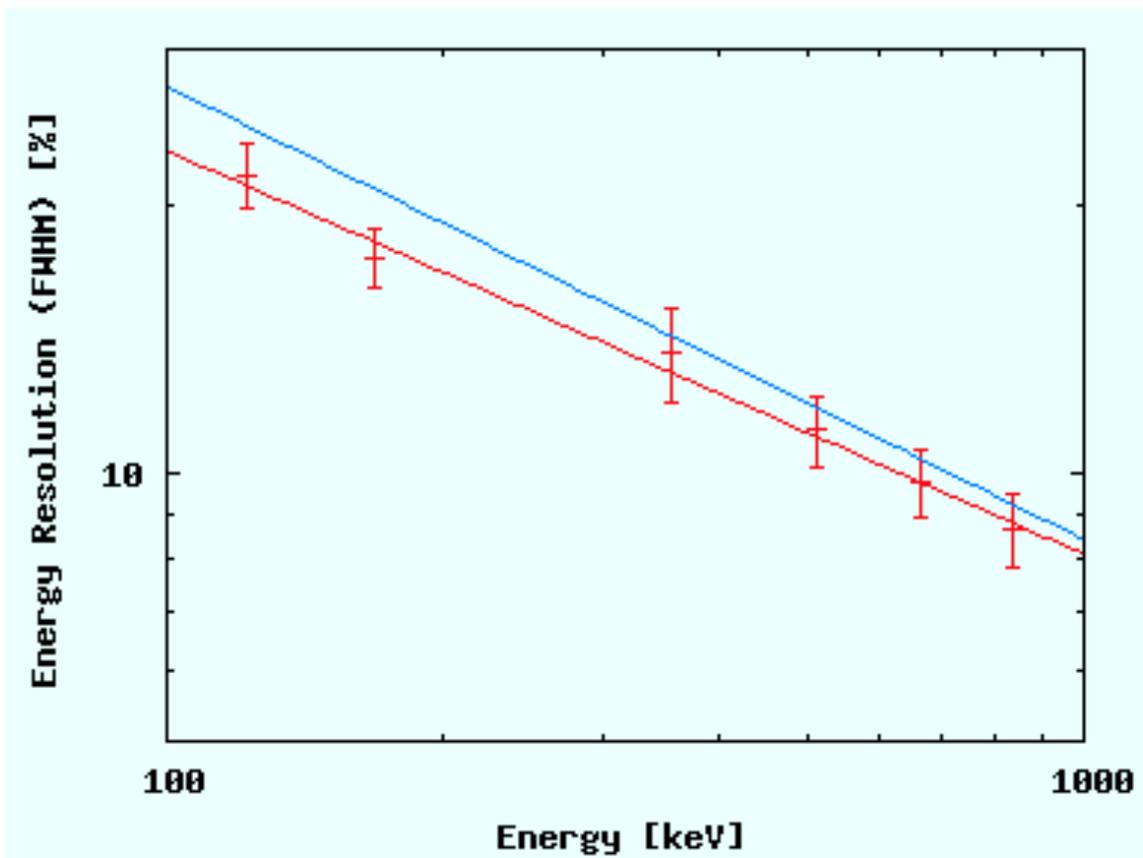


図 5.20: エネルギーとエネルギー分解能の関係。読み出しにはそれぞれ、赤が CP80259、青がプリアンプを用いている

## まとめ

我々は数百 keV～数 MeV のエネルギー領域において感度の高い天体観測を実現すべく、 $\gamma$  線イメージング検出器の開発を行っている。我々が開発している検出器は反跳電子の放出方向の取得を可能にするにより低バックグラウンド観測を実現できる電子秘跡測定型のコンプトンカメラ (ETCC) である。次期気球実験 SMILE-II の目標は天体観測観測であるため、有効面積の拡大を図るべく ETCC の大型化を進めている。それに伴い、検出効率を稼ぐためにシンチレーションカメラの面積の拡張が必須であり、同時に、消費電力が急増することが考えられるため省電力化が課題である。

本研究では第一に ETCC の検出効率の向上に向けたシンチレーションカメラの改良を行った。具体的には底面シンチレーションカメラのみが搭載されていた 30cm 角 ETCC に対して側面へのシンチレーションカメラの増設を行った。初めに、側面シンチカメラを増設したときに期待される効果を見積もるべく、コンピューターシミュレーションを行った。その結果、側面を 3 段 (72PMT 分) 増設した場合に 356keV において 2.6 倍、662keV において 2.3 倍の検出効率の向上が見込まれることを示し、側面シンチレーションカメラの増設の意義を明かにした。次に実際に側面シンチレーションカメラの増設を行うために、側面 2 段 (48PMT) 分のシンチレーションカメラのキャリブレーションを行い、総計 3072 ピクセルに対し、1 ピクセル毎にエネルギー較正曲線を決定した。また、得られたエネルギー較正曲線を用いて 1 ピクセル毎にエネルギー分解能を調べ、3072 ピクセル分の平均値として 10.4%(662keV)、ばらつきが RMS で 1.6(662keV) という値を得た。シンチレーションカメラの平均のエネルギー分解能としては従来品以上の良好な値を達成している。その後、側面シンチレーションカメラ 1 段分を 30cm 角 ETCC に実装し、検出効率の向上効果の実証試験を行った。その結果、実装前後で 356keV において 1.4 倍、662keV において 1.61 倍の検出効率の増加が見られ、シミュレーション結果とも合うことを示した。加えて、再構成画像上でのピクセルの位置がエネルギーに従って変動することを突き止め、その効果を考慮した新しい補正関数決定手法を確立し、それにより検出効率の 15% の向上を実現した。最後に、GSO シンチレーターの厚みを増やすことでの検出効率向上効果についての調査を行った。13mm 厚と 26mm 厚の GSO シンチレーターについて  $\gamma$  線の照射実験を行い、13mm 厚を 26mm 厚に変えることで約 1.5 倍 (662keV) の改善効果があることを示した。結論として、以上の改良を全て適用した場合、662keV に対して  $2.3 \times 1.15 \times 1.5 = 4.0$  倍の検出効率の向上が可能であると考えられる。

また、省電力化を施した読み出し回路をベースにデータ転送の負荷を減らし、電力重量を抑える様改良した SMILE-II 用フライトモデル用読み出し回路について性能試験を行った。まず初めに読み出し回路の入力電荷に対する ADC 値の線形性を測定し、ダイナミックレンジが最も悪いチャンネルでも 100pC～1700pC であり、従来品と同等の性能が出ていることを確認した。また、同回路のタイムジッターとタイムウォークの測定を行った。その結果、タイムジッターは 20nsec 程度と十分に小さいことが示せたものの、タイムウォークは 1000nsec 程度であったことから TPC 中の電子のドリフト方向に対する位置情報が数 cm スケールでの不定性を持ってしまうことを示し、回路の改良の必要性を明らかにした。また、実際に GSO ピクセルシンチレーター PMT を実装し、 $\gamma$  線に対するイメージング性能を評価した。結果としてガンマ線を全面に照射した場合の再構成イメージを得ることができ、64 ピクセルがピーク対バレー比=10:1 以上の明瞭なピークとして分離できることを確認した。更にエネルギー分解能についての評価を行い、662keV において

9.76%(FWHM) という値を得、従来の読み出し回路と比べて 10%程度の改善を見ることができた。

#### 今後の展望と課題

本研究から、シンチレーションカメラの増設により検出効率の大きな向上効果が期待できることが明らかになったため、今後側面シンチレーションカメラを 3 段まで実装し、検出効率の向上を図る。それと共に GSO シンチレーターを 13mm から更に長いものに変え、これらの改良により検出効率の数倍の向上を目指す。また、本研究でも示された通り、GSO を GSOZ に変える等、エネルギー分解能の向上を図り ETCC としての感度向上を目指す。これに関しては LaBr<sub>3</sub> などエネルギー分解能の良い結晶の導入についても積極的に検討する。また、本研究ではエネルギー毎に補正関数決定手法として高エネルギーと低エネルギーの 2 種類の区分でのみ行ったが、どの程度の分割数で行うべきかを探求することは課題として残っている。これにより、新しい補正関数決定手法による検出効率向上効果を最大限にまで引き上げる。

また、本研究から明かになったシンチレーションカメラ読み出し回路タイムウォークの問題点は回路の改良を行うことで解決を図り、SMILE-II フライトモデル読み出し回路として完成させる。現状では 2×3pmt 分を 1 ユニットとしているが、これが最適なのかをシンチレーションカメラの配置の都合や DAQ における要請から検討することは今後の課題として残っている。

## 参考文献

- [1] V.Schönfelder et al. *ApJS* **86** (1993) 657
- [2] M.Oda and K.Matsuoka *Progress in Elementary Particles and Cosmic-Ray Physics* **10** (1971) 305
- [3] V.Schönfelder et al. *A&A Suppl* **143** (2000) 145
- [4] V.Schönfelder 「The Universe in Gamma Rays」 *Springer* (2001)
- [5] S. E. Boggs et al. *ApJ* **544** (2000) 320
- [6] P.Sreekumar et al. *ApJ* **494** (1998) 523
- [7] 高原文郎 「宇宙物理学」 朝倉書店 (1999)
- [8] P. V. Ballmoos *Experimental Astronomy* **6** (1995) 85
- [9] R. A. Chevalier *Nature* **355** (1992) 69
- [10] [http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know\\_11/pulsars.html](http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know_11/pulsars.html)
- [11] L.Kuiper et al. *A&A* **378** (2001) 918
- [12] F. A. Aharonian & A. M. Atoyan astro-ph/9803091
- [13] <http://www.isas.ac.jp/ISASnews/No.251/chap3-02.html>
- [14] M. L. McConnell et al. *ApJ* **572** (2002) 984
- [15] W. R. Purcell et al. *ApJ* **491** (1997) 725
- [16] <http://cmi.yale.edu/bh/week6/pages/page2.html>
- [17] M.Chiaberge et al. *MINRAS* **324** (2001) 33
- [18] L.Maraschi & F.Tavecchio astro-ph/0102295
- [19] 小田稔 他 「宇宙線物理学」 朝倉書店 (1983)
- [20] D. M. Smith astro-ph/0404594
- [21] M. S. Briggs et al. *ApJ* **524** (1999) 82
- [22] W. S. Paciesas et al. *ApJS* **122** (1999) 465
- [23] 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)
- [24] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>

- [25] O.Klein & Y.Nishina *Zeits. f. Physik* **52** (1928) 853
- [26] <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/cai/coded.html>
- [27] C.Winkler et al. *A&A* **411** (2003) 1
- [28] [http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos\\_1.pdf](http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos_1.pdf)
- [29] [http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan\\_1.pdf](http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan_1.pdf)
- [30] T.Kamae et al. *NIM* **A260** (1987) 254
- [31] P. F. Bloser et al. *New Astronomy Reviews* **46** (2002) 611
- [32] [http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/zoglauer\\_1.pdf](http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/zoglauer_1.pdf)
- [33] R. C. Hartman et al. *ApJS* **123** (1999) 79
- [34] V.Schönfelder et al. *A&A Suppl* **97** (1993) 27
- [35] G.Weidenspointner et al. *A&A* **368** (2001) 347
- [36] <http://coss.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/epo/news/catalog.html>
- [37] 矢島信之 他 「気球工学」 コロナ社 (2004)
- [38] V.F.Hess *Physik. Zeitschr.* **13** (1912) 1084
- [39] <http://balloon.isas.jaxa.jp/news1.html>
- [40] 国立天文台 編 「理科年表 2004CD-ROM」 丸善 (2003)
- [41] <http://balloon.isas.jaxa.jp/ballooning.html>
- [42] 高田淳史 修士論文 京都大学 (2004)
- [43] 服部香里 修士論文 京都大学 (2006)
- [44] R.Orito et al. *NIM* **A513** (2003) 408
- [45] T.Tanimori et al. *New Astronomy Reviews* **48** (2004) 263
- [46] R.Orito *Doctoral Thesis* Kyoto University(2005)
- [47] A.Ochi et al. *NIM* **A471** (2001) 264
- [48] V.Peskov et al. *NIM* **A392** (1997) 89
- [49] 永吉勉 修士論文 東京工業大学 (2001)
- [50] O.Sasaki & M.Yoshida *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **46** (1999) 1871
- [51] R.Orito et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** (2004) 1337
- [52] T.Nagayoshi *Doctoral Thesis* Kyoto University(2004)
- [53] F.Sauli *NIM* **A477** (2002) 1

- [54] A.Takeda et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** (2004) 2140
- [55] F.Sauli *CERN Report* (1977) 77-09
- [56] F.Sauli *NIM* **A386** (1997) 531
- [57] M.Inuzuka et al. *NIM* **A525** (2004) 529
- [58] S.Bachmann et al. *NIM* **A438** (1999) 376
- [59] <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [60] 西村広展 修士論文 京都大学 (2006)
- [61] <http://jp.hamamatsu.com>
- [62] A.Takada *Doctoral Thesis* Kyoto University(2007)
- [63] A.Zoglauer et al. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.* (2004)
- [64] <http://www.linear-tech.co.jp/index.jsp>
- [65] G.Pfotzer *Zeits. f. Physik* **102** (1936) 23
- [66] J.F.Ziegler *IBM J. RES. DEVELOP.* **42** (1998) 117
- [67] H.Sekiya *NIM* **A563** (2006) 49
- [68] 上野一樹 修士論文 京都大学 (2007)
- [69] 日立化成テクニカルレポート No.44 (2005-1)
- [70] 岩城智 修士論文 京都大学 (2009)