

電子飛跡検出型コンプトンカメラにおける
飛跡取得アルゴリズムの改良

古村翔太郎

京都大学 理学研究科 物理学宇宙物理学専攻
物理第二教室 宇宙線研究室

January 28, 2013

Abstract

sub-MeV から MeV 領域での天体観測は、高エネルギー宇宙現象を理解する上で重要である。しかしこれまでに行われた衛星観測は CGRO 衛星に搭載された COMPTEL による一例のみで、他のエネルギー領域と比べて検出感度が 2 桁以上悪く、発見された定常天体も約 30 個と少ない。最大の原因は、大気ガンマ線や検出器自体の放射化など、MeV 領域特有の強いガンマ線バックグラウンドを十分に除去できなかつたことにある。このため MeV 領域では、バックグラウンド除去能力が高く、全天探査可能な検出器の開発が待たれている。

そこで我々は次世代の MeV ガンマ線検出器として、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera, ETCC) の開発を行なっている。このカメラは、ピクセル型電極構造をもつガス検出器 (Micro Pixel Chamber, μ -PIC) を読み出しに用いたガス飛跡検出器 (micro Time Projection Chamber, μ -TPC) と、無機シンチレータ結晶を用いたシンチレーションカメラの 2 つの部分から成る。前段の μ -TPC で反跳電子の反跳方向とエネルギーを、後段のシンチレーションカメラで散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを検出する。従来の検出器との大きな違いは、反跳電子の飛跡情報を取得している点である。これにより ETCC は入射ガンマ線の 1 光子ごとの完全な再構成だけでなく、強力なバックグラウンド除去能力を持つことができる。バックグラウンド除去のために、コリメータなどで視野を狭めずに済むので、全天探査にも適した検出器である。

2006 年 9 月には、この ETCC を用いて第 1 回気球実験 Sub-MeV gamma-ray imaging Loaded-on-balloon Experiment I (SMILE-I) を行った。その結果、 2×10^5 個もの雑音ガンマ線の中から大気宇宙背景ガンマ線を予測値と同等数である 420 光子を検出し、高い雑音除去能力を示した。検出感度としては、SN 比にして従来の約 10 倍に相当する。2014 年以降には天体観測を目的とした気球実験が継続的に行われる予定であり、現在はそれに向けてさらなる検出効率・角度分解能の向上を目的とした ETCC の改良を行なっている。

我々は今回、 μ -TPC から飛跡情報の読み出し処理を行う FPGA のアルゴリズムに、改良を施すことで検出効率・角度分解能の向上を目指した。従来のアルゴリズムは μ -PIC を大強度 X 線イメージング検出器として動作させる際に使用されていたものであり、扱う飛跡情報量を少なくすることで高速処理に特化させていた。例えば、2 次元位置検出のための X 方向・Y 方向信号の高速コインシデンスを FPGA 上でとることで、外部メモリへのデータ転送時間を大幅に短くすることができる。このような事情により、従来のアルゴリズムは、1 事象ごとに詳細な飛跡情報を必要とする ETCC での使用には適さない。実際、飛跡情報の取りこぼしが頻繁に起こり、反跳電子 1 事象あたり測定点が 2、3 点しか得られないなど、ETCC としての性能を劣化させる原因となっていた。新アルゴリズムでは、FPGA 上でのコインシデンスを廃止し、 μ -TPC で検出された信号はすべて外部メモリに記録する。また、検出した信号の持続時間 (Time Over Threshold, TOT) も同時に記録する。

新アルゴリズムを適用した 10cm 角 ETCC を運用して、新アルゴリズム用の解析手法の考案および新旧アルゴリズムの性能比較を行った。新アルゴリズムでは飛跡の測定点数が数十倍に増加した。特に、25keV 以上の電子飛跡はほぼ 100% 検出可能となった。これにより、 μ -TPC 中での損失エネルギーと飛跡長の関係がより正確に得られ、従来よりも精度の良い粒子識別によるバックグラウンド除去が可能となった。また TOT を利用して反跳電子の始点・終点を識別可能であることを示し、これにより、角度分解能が大幅に改善する可能性を見出した。これらの改善により、ETCC の検出感度は 1.5×10^{-5} (@662keV) と従来の 10 倍以上に改善し、物理過程のみを考慮した Geant4 シミュレーションの結果とも 20% 以内での一致をみた。角度分解能も約 10° と、従来と比較しても遜色のない結果を得た。さらに検出効率を上げるため、1 気圧から 1.3 気圧へと μ -TPC 内ガスの高圧化を行ったところ、感度は 1.3 倍程度向上し、角度分解能も約 7° と改善した。

これらの改善により次期気球実験用 30cm 角 ETCC においては、従来の到達目標の 2 倍以上となる有効面積 1cm^2 の達成が見込まれ、ETCC による天体観測の能力が確実に実証できると考えられる。さらに、 μ -TPC を CF_4 ガス・3 気圧で使用することで有効面積 10cm^2 を達成できる可能性が出てきた。

Contents

1	MeV ガンマ線天文学	3
1.1	これまでの MeV ガンマ線観測	3
1.1.1	MeV ガンマ線領域	3
1.1.2	全天観測	4
1.2	MeV ガンマ線天体	6
1.2.1	超新星残骸	6
1.2.2	パルサー	7
1.2.3	ブラックホール	9
1.2.4	銀河中心領域	11
1.2.5	活動銀河核 (AGN)	12
1.2.6	太陽フレア	12
1.2.7	ガンマ線バースト	13
2	MeV ガンマ線の検出とイメージング	16
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	16
2.1.1	光電効果	16
2.1.2	コンプトン散乱	17
2.1.3	電子・陽電子対生成	17
2.2	MeV ガンマ線イメージング	18
2.2.1	イメージングの方法	18
2.2.2	Active and Passive Collimators	18
2.2.3	Coded Aperture Imaging	18
2.2.4	Gamma-Ray Lens	19
2.2.5	Compton Imaging	20
2.2.6	Pair Tracking	24
3	電子飛跡検出型コンプトンカメラ	26
3.1	電子飛跡検出型コンプトンカメラ	26
3.1.1	検出原理	26
3.1.2	Doppler broadening	28
3.1.3	多重散乱	28
3.2	電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成	29
3.2.1	μ -PIC	30
3.2.2	GEM	30
3.2.3	μ -TPC	31
3.2.4	電離された電子雲のドリフトと拡散	32
3.2.5	読み出し回路	32
3.2.6	シンチレーションカメラ	35
3.3	SMILE	36
3.3.1	SMILE-I の結果	37
3.3.2	次期気球実験 SMILE-II	37

4	飛跡取得アルゴリズムの改良	40
4.1	アルゴリズムの改良	40
4.1.1	従来のアルゴリズム	40
4.1.2	新アルゴリズム	42
4.2	宇宙線ミューオンの測定	45
4.2.1	動作確認	46
4.2.2	位置分解能	47
4.2.3	角度依存性	48
4.3	光電子の測定	48
4.4	反跳電子の測定	50
5	新アルゴリズムによる MeV ガンマ線イメージング	53
5.1	セットアップ	53
5.2	解析方法	53
5.2.1	カット条件	53
5.2.2	カット変化の様子	54
5.2.3	散乱・反跳方向決定	54
5.3	再構成イメージ	55
5.3.1	ARM & SPD	56
5.3.2	検出効率	56
5.4	ガスの高圧化	57
6	まとめと今後	60
6.1	まとめと今後	60

Chapter 1

MeVガンマ線天文学

1.1 これまでのMeVガンマ線観測

1.1.1 MeVガンマ線領域

ガンマ線は一般に数百 keV 以上のエネルギーをもつ電磁波のことを指し、どのエネルギー領域のガンマ線で観測するかによって得られる情報は異なってくる。特に sub-MeV から MeV の領域においては、超新星残骸からの核ガンマ線や、ブラックホール・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わる領域といったものが見えてくる。さらには宇宙最大のエネルギー現象である GRB もこのエネルギー領域で放射がある。

しかし、MeV ガンマ線の観測には大変な困難が伴う。MeV ガンマ線は天体から地球大気の外まではほぼ吸収を受けずに到達するが、大気を透過することはできない(図 1.1)。このため、気球や衛星を用いた大気外での観測が必要となる。また天体からの MeV ガンマ線は、より低エネルギーな X 線や可視光と比べると光子数が少なくなる。加えて、その強い透過力のために宇宙全体に広がったガンマ線や、宇宙線と検出器筐体との相互作用から生じるガンマ線などが存在し、これらがすべて MeV 領域におけるバックグラウンドとなる。こうした問題から MeV 領域では、X 線や GeV/TeV ガンマ線領域と比べ検出器の開発及び観測が格段に遅れている。

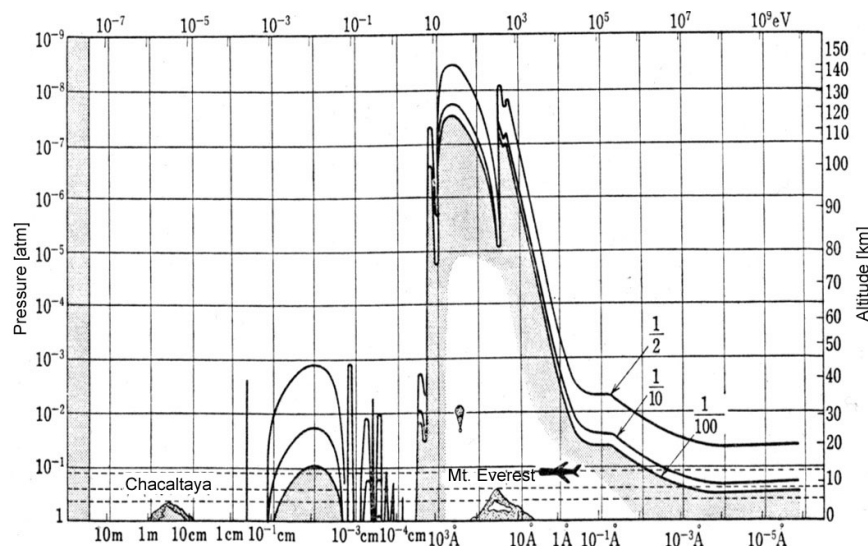


図 1.1: 電磁波の大気による吸収 [2]

実際、X線領域では1999年にチャンドラ衛星、XMM-Newton衛星、2005年にはすざく衛星といくつもの天文衛星が打ち上げられ、数多くの成果を残している。現在では次期X線天文衛星、Astro-Hの打ち上げも予定されている。GeV領域でも1972年のSAS-2衛星、1975年のCOS-B衛星、1991年のCGRO衛星に搭載されたEGRET検出器などがある。特に、2008年に打ち上げられたFermi衛星では、搭載されたLAT検出器により全天探査が行われ、1年の運用で1400個以上の定常天体を発見するなど

目覚しい成果を上げている。TeV 領域においても H.E.S.S や MAGIC などのチェレンコフ望遠鏡による観測が行われ、新天体からのガンマ線が次々報告されている。次期チェレンコフ望遠鏡として、従来の 10 倍の感度向上を目指す CTA 計画も進められている。それに対して 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程度である。COMPTEL では、上に挙げたようにバックグラウンドの問題から検出感度が上がらず、他の領域より 2 桁以上悪い。最近では 2002 年に打ち上げられた INTEGRAL 衛星による観測も行われたが、硬 X 線領域では良い結果を出しているものの、MeV 領域での感度は COMPTEL とあまり変わらない。図 1.2 に領域ごとの感度の違いをまとめた。

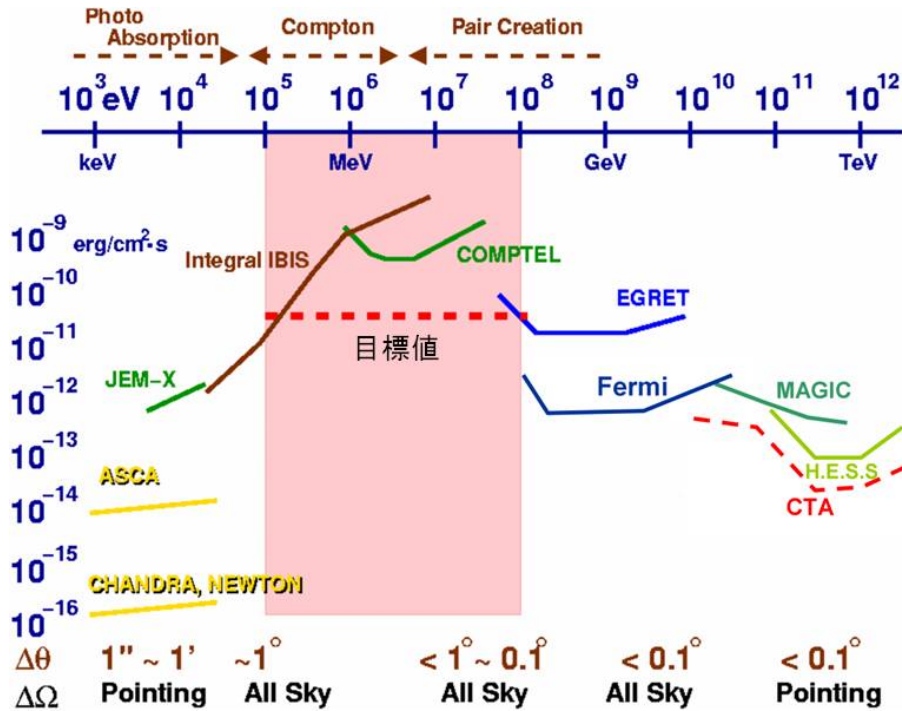


図 1.2: X 線・ガンマ線領域における現在までの観測および到達感度。破線は観測が予定されているもの。目標値は京都大学のものである。

1.1.2 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 衛星搭載の COMPTEL による 0.75-30MeV の観測のみである。COMPTEL は約 60 個の天体を観測し、定常的な MeV ガンマ線天体を約 30 個、突発天体を約 30 個発見した [5]。一方で、銀河面全体からのガンマ線放射も観測しており、図 1.3、図 1.4 のようなイメージが得られている。

この銀河面に広く分布した、ガンマ線放射のスペクトルを図 1.5 に示す。sub-MeV/MeV の領域においては、電子による制動放射と逆コンプトン散乱により放射が成り立つとされ、図 1.5 では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はなく、図 1.4 の様に 1.8MeV のガンマ線も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}Al (半減期 $\sim 10^6$ 年) によるものと考えられている。この 1.8MeV の強い領域の中には Cygnus のような星生成の活発な領域も含まれており、超新星爆発と星生成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、これらの広く分布したガンマ線放射は、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。

また、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 1.6 に示す。このスペクトルは非常に遠くの活動銀河核と Ia 型超新星爆発の放射の足し合わせによるものとされ、特に MeV 領域においては Ia 型超新星爆発由来の放射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。

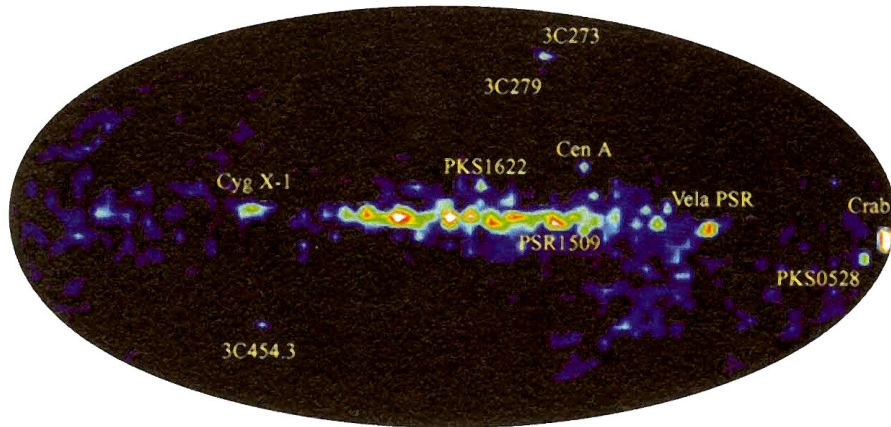


図 1.3: COMPTEL による 1 - 30 MeV の全天観測 [1]

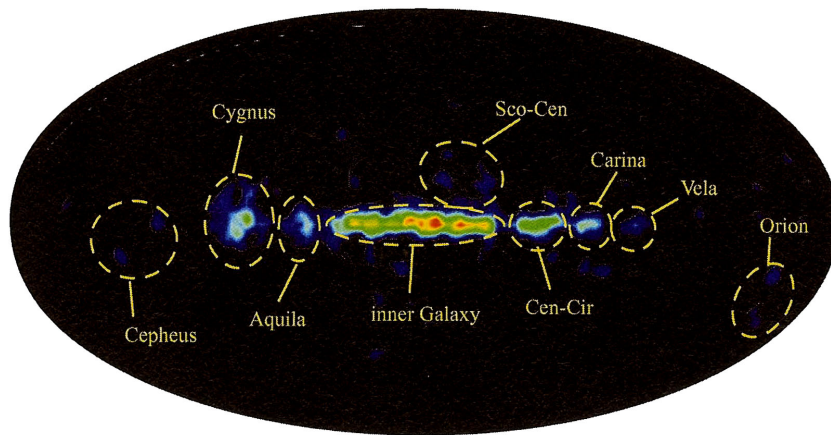


図 1.4: COMPTEL による 1.8 MeV の全天観測 [1]

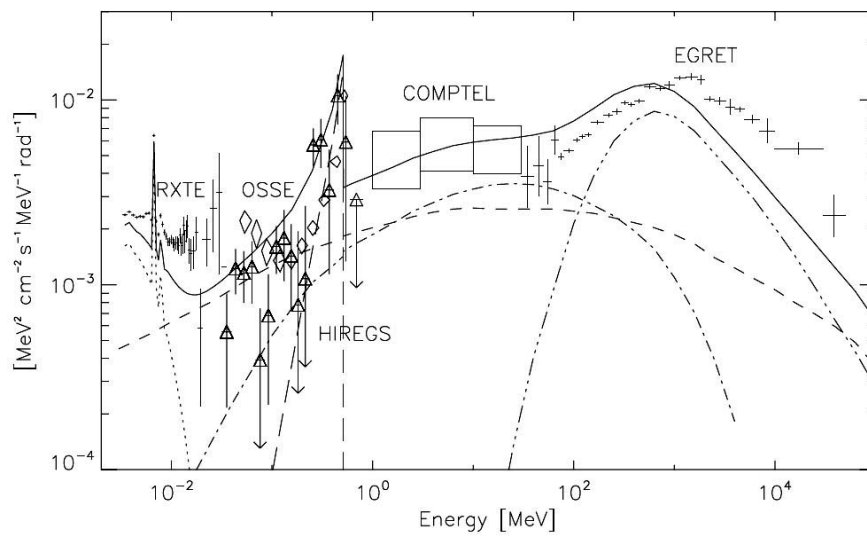


図 1.5: 系内拡散ガンマ線のスペクトル [8] 各線は、それぞれ制動放射 (dot-dashed) ・逆コンプトン散乱 (short-dashed) ・ π^0 放射モデル (triple-dot-dashed) ・ポジトロニウム連続成分 (long-dashed) 及び熱的 Raymond-Smith プラズマ成分 (dotted) を示す。実線はそれらの合計を表す。

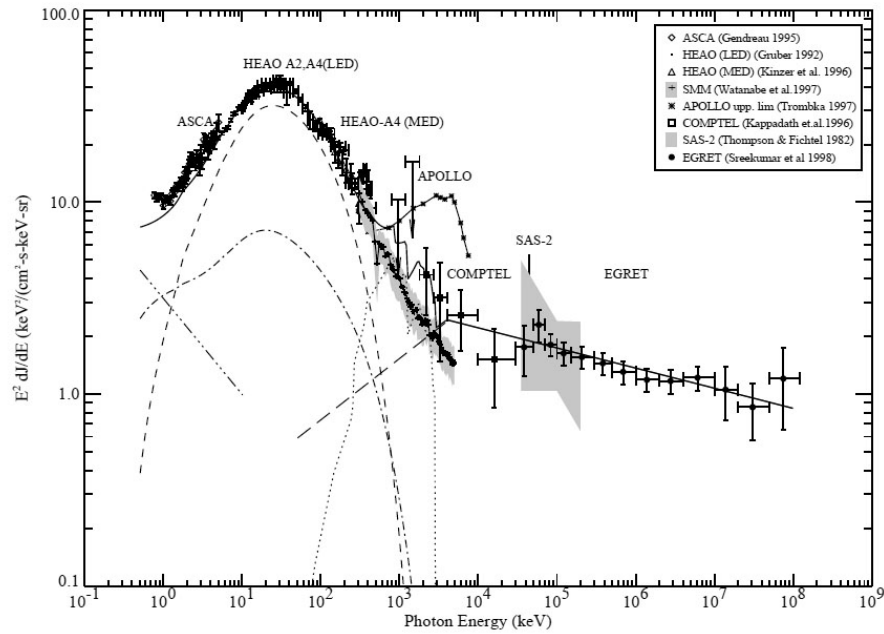


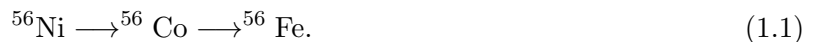
図 1.6: 系外拡散ガンマ線のスペクトル [9]。各線は、Seyfert I (dot-dashed)・Seyfert II (dashed)・quasar (triple dot-dashed)・Ia 型超新星 (dotted) 及びブレイザー (long dashed) による放射モデルを示す。実線はそれらの合計を表す。

1.2 MeV ガンマ線天体

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。超新星爆発における元素合成では、安定な元素だけではなく、不安定な原子核も生成され、それら放射性同位体からのガンマ線放射は、元素合成の様子を調べるのに良いプローブとなっている。

Ia 型超新星爆発は、連星中の白色矮星に物質が降着して中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応を起こした結果起こるものとされ、炭素爆燃型または爆轟型と呼ばれる。Ia 型超新星爆発では、 $0.6 M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni が生成されるとされており、



という崩壊をする。Ia 型の超新星爆発の光度曲線はこれらの崩壊時間で良く説明されている。一方、非常に重い星の中心にある Fe のコアが重力崩壊することにより起きる II 型超新星爆発においても、Ia 型ほど多くはないが ^{56}Ni が作られる。事実、II 型超新星と考えられている SN1987A の光度曲線は図 1.7 のように ^{56}Co によって説明され、また、この ^{56}Co に伴う核ガンマ線である 847keV や 1238keV、2598keV も観測されている。これらのガンマ線を観測することで、星の元素合成を直接観測することができる。ところで、超新星爆発が起こると、星の中心部から大量の中性子が放出されるため、星の外縁部の原子は崩壊する間もなく、次々と中性子を吸収し、中性子過多の原子核となる。このような原子核は不安定であるため、 β 崩壊を繰り返し安定な原子核になろうとする。このような過程は反応が急激に進むことから r 過程と呼ばれ、この過程で生成される放射性同位体からの表 1.1 に示されるような核ガンマ線が観測されている。

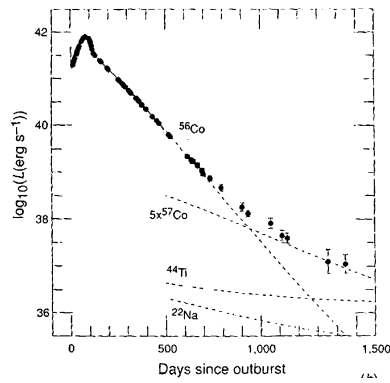


図 1.7: SN1987A の光度曲線 (赤外 - UV) [10]

表 1.1: MeV 領域における主な核ガンマ線 [4]

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

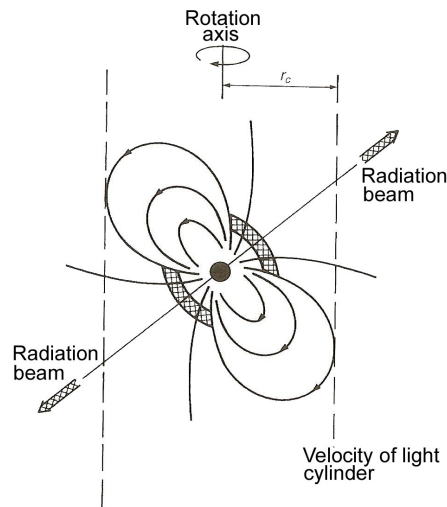


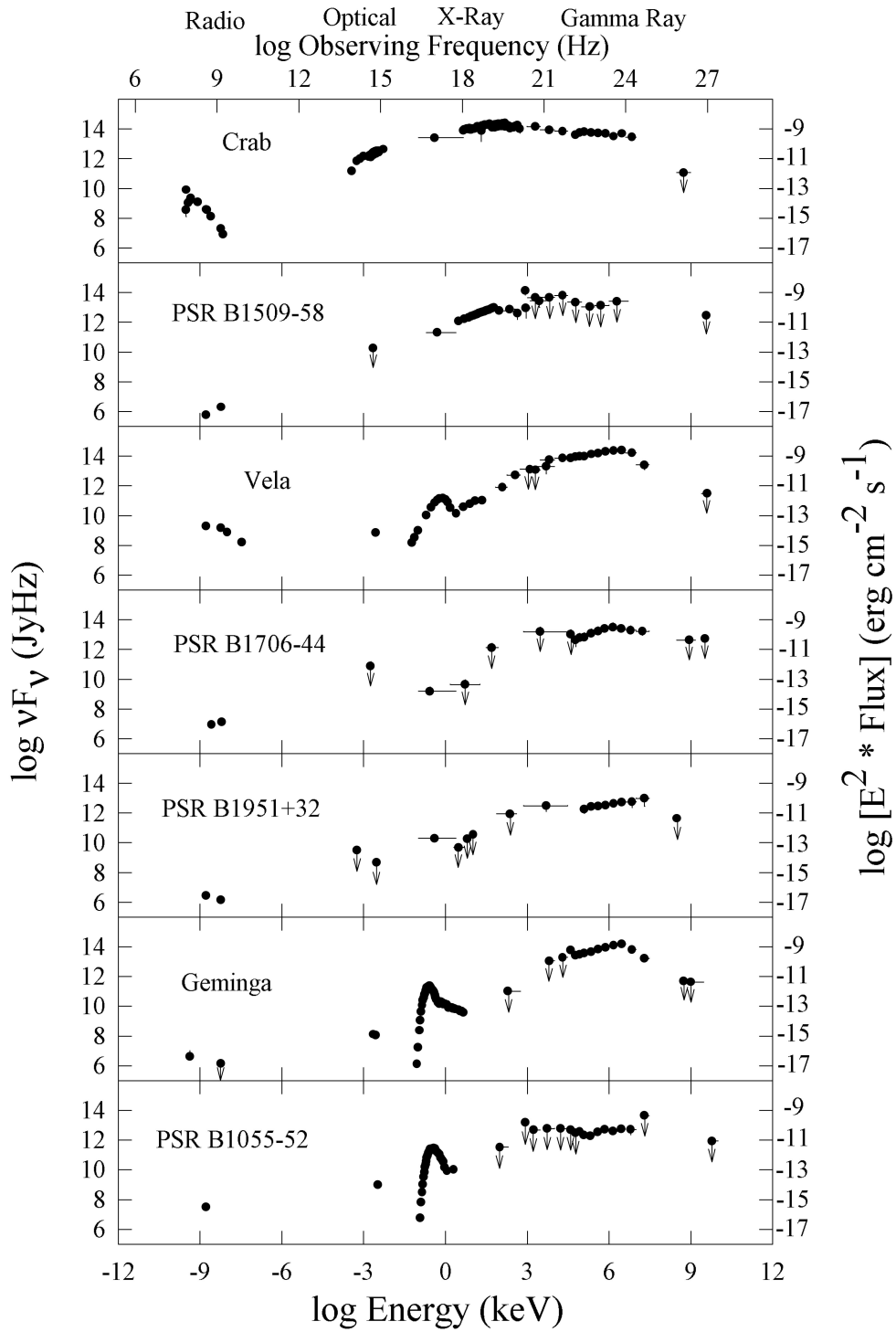
図 1.8: パルサー構造の概念図 [11]

1.2.2 パルサー

ガンマ線パルサー

パルサーは電波や可視光で非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ ・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、図 1.8 のように磁極付近での放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。このようなパルサーのうち、ガンマ線を放射しているものが幾つか見つかっており (表 1.2)、図 1.9 はその多波長スペクトルを示す。近年、Fermi 衛星による GeV 領域の観測により、88 個ものガンマ線パルサーが発見された [12]。

特に、Crab パルサーは電波から GeV ガンマ線まで広い範囲で多数観測され、最もよく知られたパ



DJT, May, 1998

図 1.9: ガンマ線パルサーのスペクトル [13]

表 1.2: ガンマ線パルサー [5]

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

ルサーの1つである。図 1.10 は各エネルギー領域での Crab パルサーの光度曲線である。サブ MeV から MeV ガンマ線にかけては、他のエネルギー領域には無い2つの特徴が見られる。

- 他波長では最初のピークが2つ目のピークよりも大きい、MeV 領域ではその大小関係が逆転している
- 最初のピークと2つ目のピークの間にブリッジ構造と呼ばれる放射が存在する

ガンマ線パルサーからの放射については、現在も研究が進められている段階であり、MeV 領域での特徴における特徴は未だ説明がついていない。

パルサー星雲

Crab パルサーの周囲には星雲が存在している。このかに星雲は、電波から TeV ガンマ線まで広く観測されており、そのスペクトルは中性子星の強い磁場に起因する、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと説明されている (図 1.11)。MeV ガンマ線においても、COMPTEL・OSSE によりシンクロトロン放射によるものと思われるスペクトルが得られている。

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ず、現在でもブラックホール特有の決定的な証拠が存在していない。しかし、ブラックホールが恒星と連星系を成していると、恒星から物質がブラックホールの方へと流れ込み降着円盤が形成され、この降着円盤により X 線やガンマ線が放射される。

現在のところ、‘ブラックホール’と同定された天体はないが、その質量と大まかな大きさから‘ブラックホール候補天体’と呼ばれる天体が幾つか存在し、中でも Cyg X-1 は恒星質量のものとしては最も知られている。Cyg X-1 をはじめ、ブラックホール候補天体は図 1.12 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 1.13) の間を行き来する。Soft State のスペクトルでは、降着円盤からの黒体放射と、非熱的な電子によるコンプトン散乱が卓越し (図 1.14)、Hard State では、熱的な電子とのコンプトン散乱による成分が卓越する (図 1.15)。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 [16]。

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

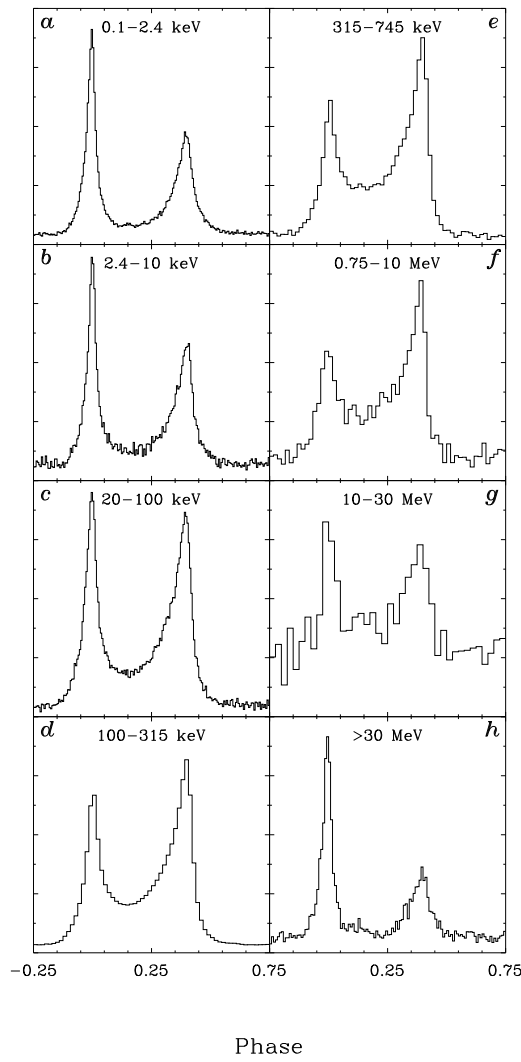


図 1.10: Crab パルサーのパルスプロファイル [14]

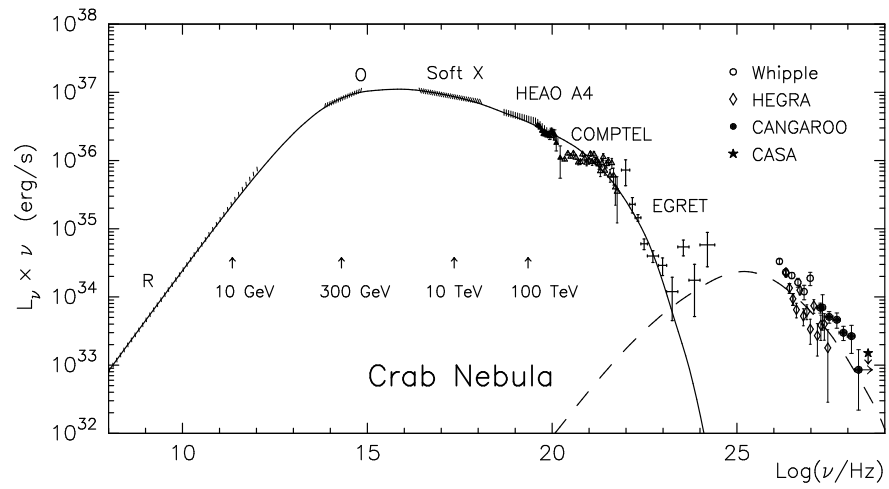


図 1.11: かに星雲のスペクトル (solid: シンクロトロン放射・dashed: 逆コンプトン散乱) [15]

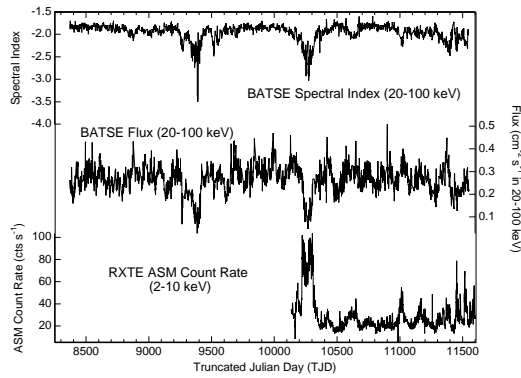


図 1.12: Cyg X-1 の光度曲線 [16]

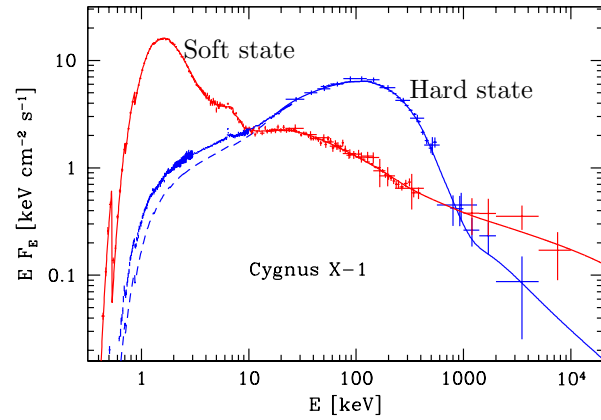


図 1.13: Cyg X-1 のスペクトル [16]

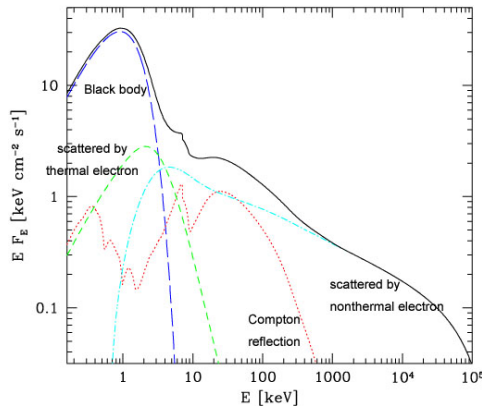


図 1.14: Soft(High) State の放射モデル [16]

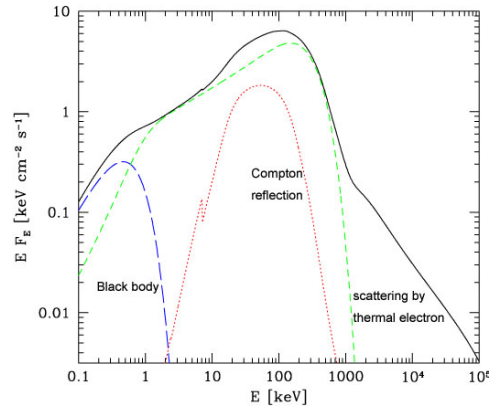


図 1.15: Hard (Low) State の放射モデル [16]

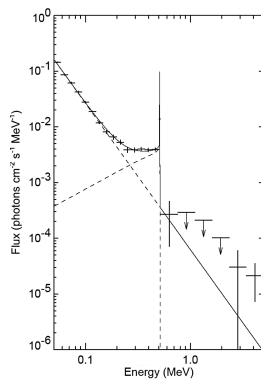


図 1.16: OSSE による銀河中心領域のスペクトル [17]

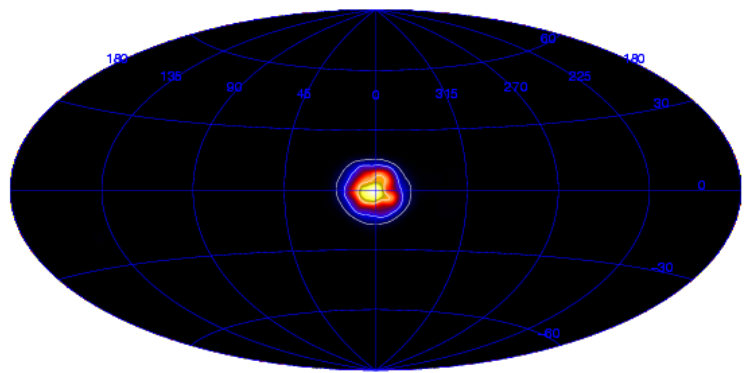


図 1.17: SPI/INTEGRAL による 511 keV での銀河中心領域のマップ [18]

1.2.4 銀河中心領域

電子とその反物質である陽電子とが出会うと、対消滅により 2 つ以上のガンマ線を放出して消滅する。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 1.16 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 1.17 のように銀河面に広く分布し、銀河中心が特に強く放射している。511keV の放射はすなわち陽電子の存在を示すが、この陽電子は、超新星爆発や重い星での核融合などにより生じた β^+ 崩壊をする放射性同位体によるものと考えられている。

また、銀河中心には $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ の大質量ブラックホールがあるとされている [19]。従って、質量降着があれば、降着円盤による放射や π^0 崩壊に伴う放射も期待できる。

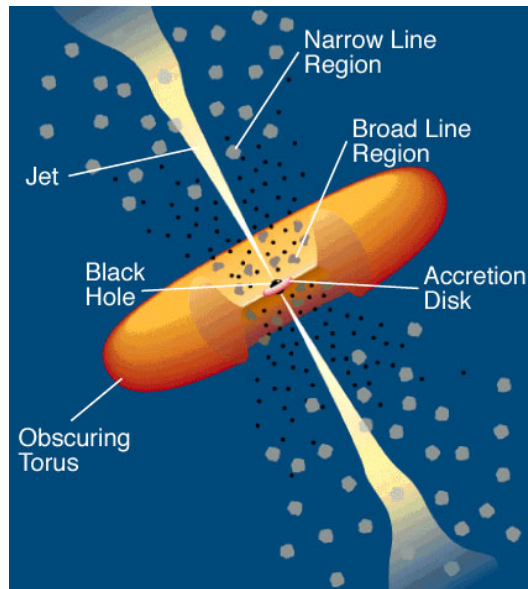


図 1.18: 活動銀河核の概念図 [20]

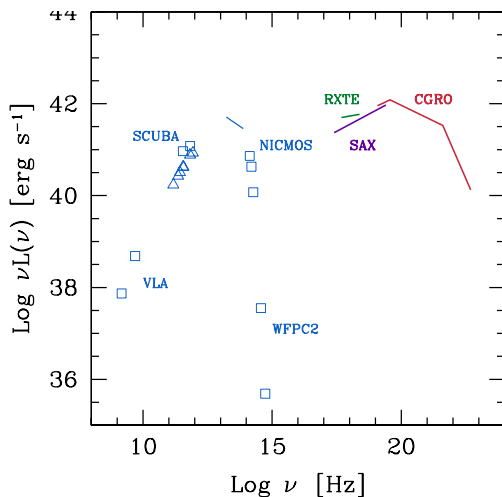


図 1.19: Centaurus A の多波長スペクトル [21]

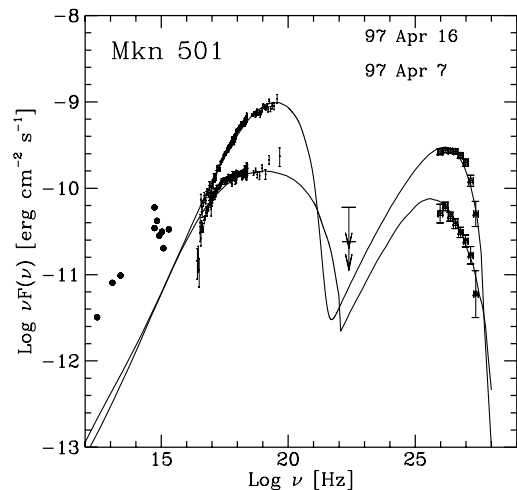


図 1.20: Mkn501 のスペクトル [22]

1.2.5 活動銀河核 (AGN)

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがある。これらは活動銀河と呼ばれ、その中心 (活動銀河核) 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 1.18)。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 1.19 や図 1.20 のように、シンクロトロン放射 (周波数の低いほうのピーク) と逆コンプトン散乱 (周波数の高いほうのピーク) で説明できるような非熱的なスペクトルが得られている。

しかし、ジェットはその形成機構などわかっていない事も多い。AGN は、COMPTEL で 10 個・EGRET では 94 個が同定されており、sub MeV ~ MeV 領域 ($1 \text{ MeV} \approx 10^{20} \text{ Hz}$) 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。近年、Fermi 衛星の GeV 領域の観測により、1000 個を超える AGN が観測された [23]。

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きた。図 1.21 に太陽フレアのスペクトルを示

OSSE SPECTRUM OF THE 1991 JUNE 4 SOLAR FLARE

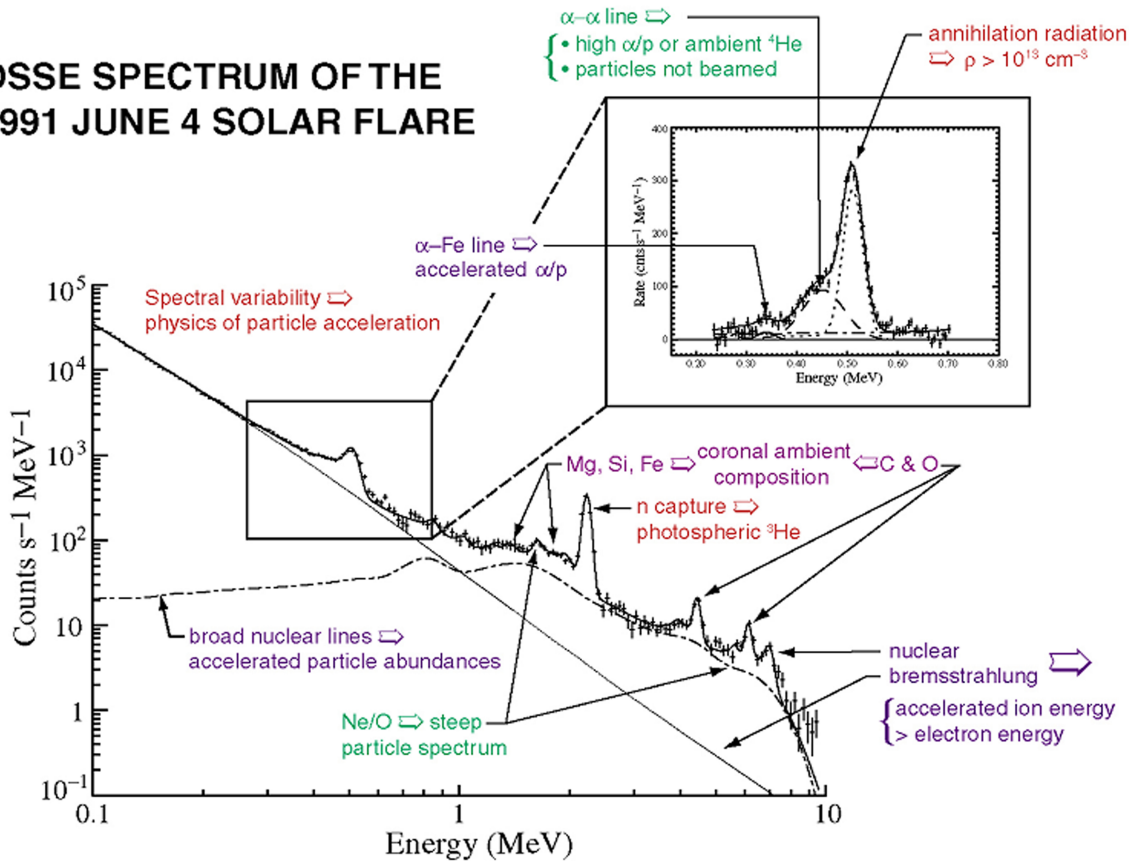


図 1.21: 太陽フレアのスペクトル (June 4, 1991) [24]

す。これまで観測から、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たと考えられている。また、太陽フレアに伴いコロナ中のプラズマ粒子の加速・加熱も起こり、高いエネルギーまで加速された電子からは制動放射により X 線やガンマ線を放射する。この X 線やガンマ線を観測することにより、電子が磁力線に沿ってどのように伝播するかということも調べられている。太陽は宇宙で最も近い恒星であるため、最も詳しく調べるとこのできる、非常に重要な天体である。

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 1.22 のように数十秒と短い。

これまで、HETE-2 や SWIFT により多数のガンマ線バーストが観測され、X 線や可視光での残光観測も含めて、その放射機構のメカニズムの理解が急速に進んでおり、宇宙論的な距離の遠方で起こる非常に大きな爆発である、所属する銀河がある、といったことが判明している。また、MeV 領域でのスペクトルは図 1.23 のようにシンクロトロン放射で説明され、偏光の可能性も報告されている [28]。CGRO 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 1.24)。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。

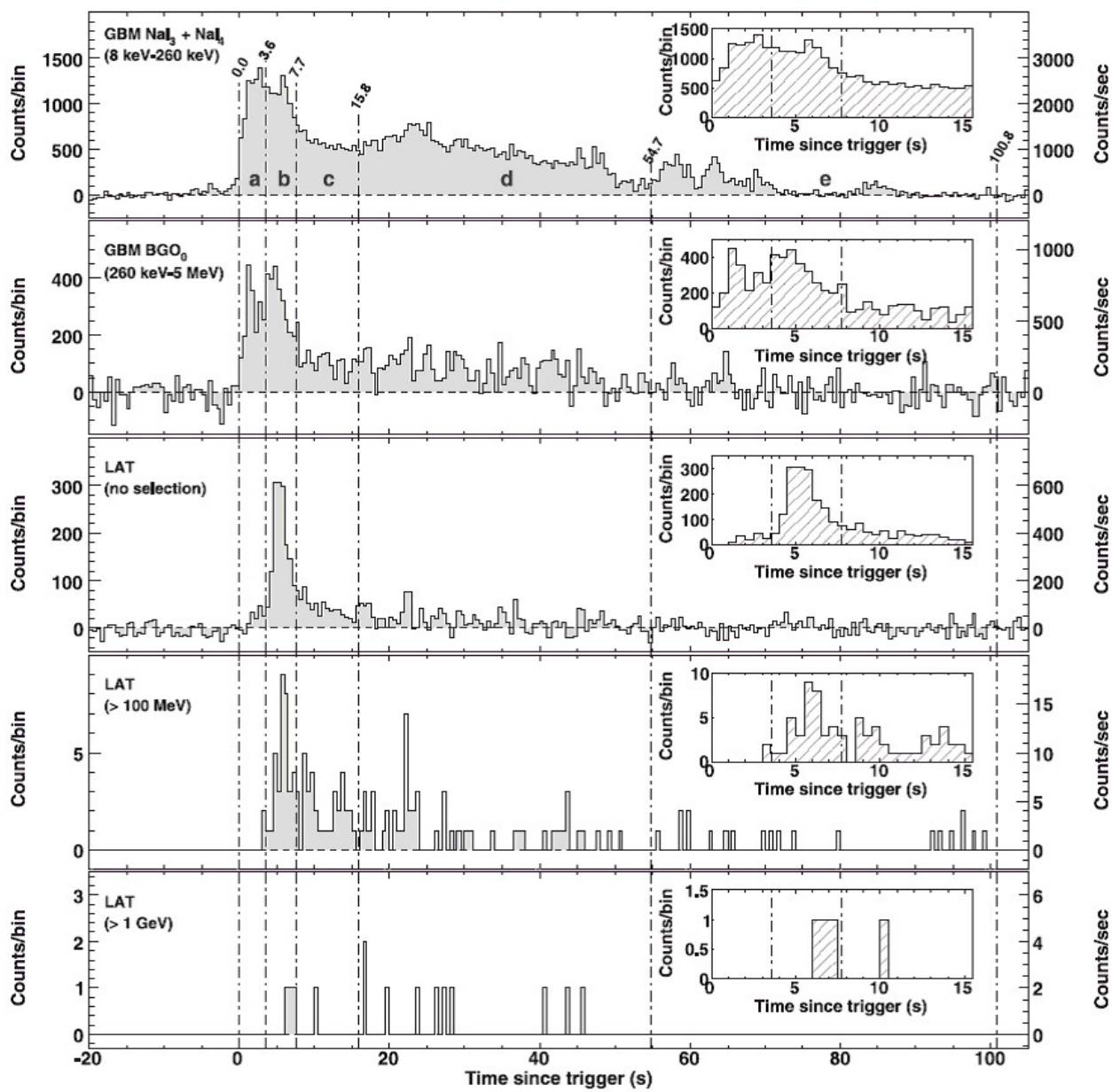


図 1.22: Fermi によるガンマ線バーストの時間変動 (GRB080916C)[25]

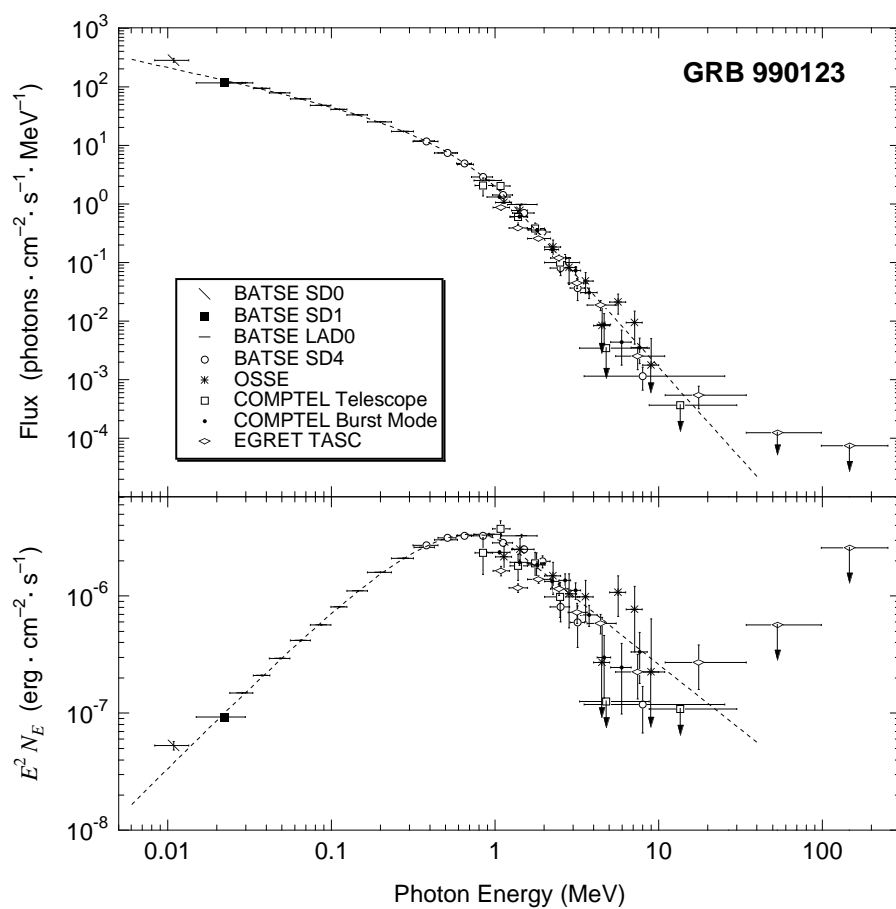


図 1.23: ガンマ線バーストのスペクトル [26]

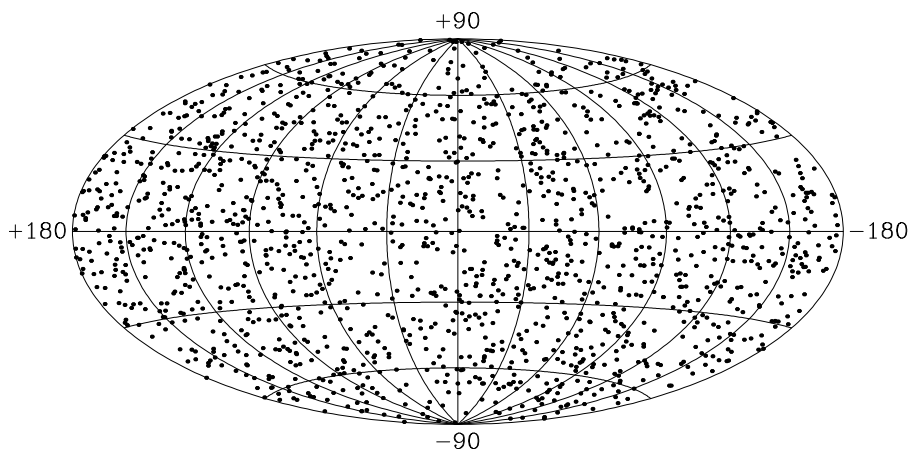


図 1.24: BATSE によるガンマ線バーストの分布 [27]

Chapter 2

MeVガンマ線の検出とイメージング

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

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

X線・ガンマ線と物質との相互作用は、光電効果・コンプトン散乱・電子陽電子対生成の3つが主である。これらの相互作用の起こる確率はX線・ガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 Z に依存する。図 2.1 にアルゴンとの相互作用の断面積、図 2.2 にどの相互作用が優位かを示す。

2.1.1 光電効果

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

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

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

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

と表され、物質の Z の5乗に比例し、X線のエネルギーの7/2乗に反比例する。ただし、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ である。また、 E_0 がK殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には、L殻の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.1 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。

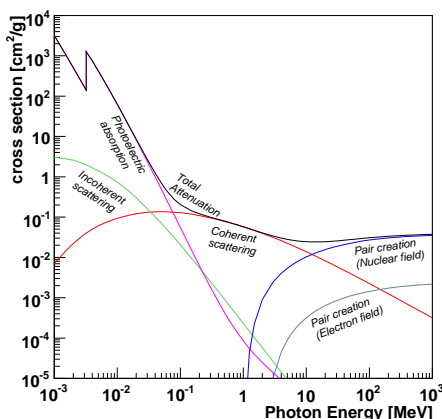


図 2.1: ガンマ線と物質との相互作用の断面積 (アルゴン) [29]

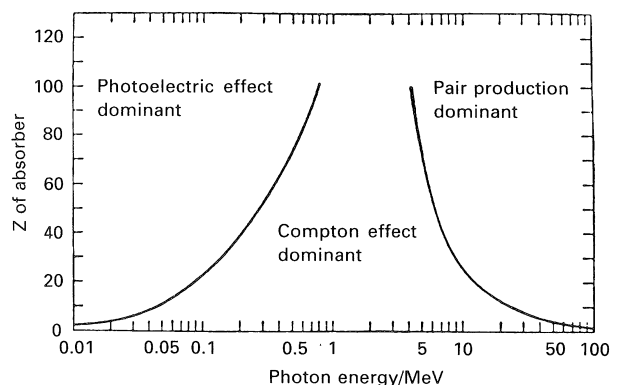


図 2.2: ガンマ線と物質の優位な相互作用 [30]

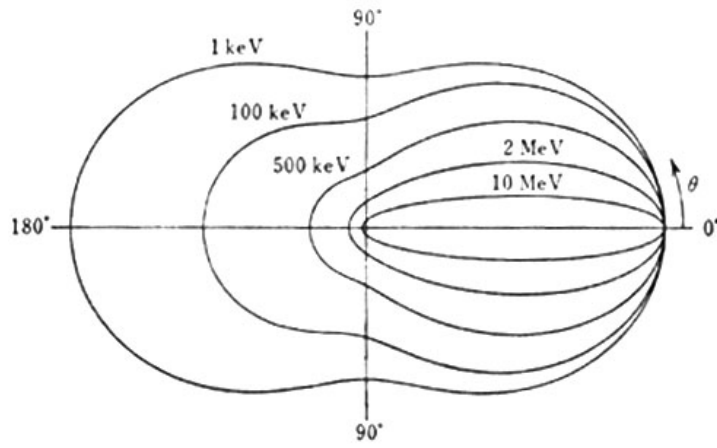


図 2.3: コンプトン散乱の角度分布 [30]

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

2.1.2 コンプトン散乱

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

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

と表される。一方、反跳電子の運動エネルギー K_e は

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

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

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

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

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

2.1.3 電子・陽電子対生成

ガンマ線が電子の静止質量の 2 倍以上のエネルギーを持つ場合、ガンマ線と原子核の電場とが相互作用し、電子と陽電子が対になって生成される。この現象を電子・陽電子対生成と呼び、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_0 と、電子・陽電子のエネルギー E_-, E_+ とには、

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

の関係がある。また、対生成の断面積は Z の二乗に比例する。

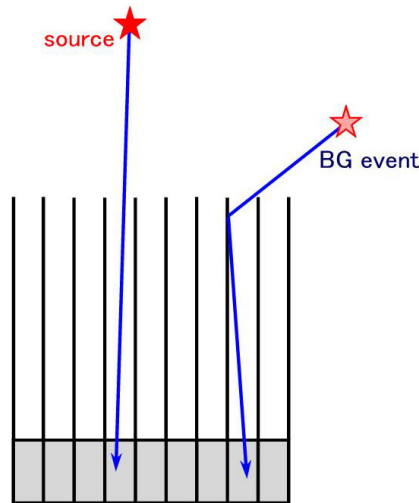


図 2.4: コリメータを用いたイメージングカメラの概念図

2.2 MeV ガンマ線イメージング

2.2.1 イメージングの方法

sub-MeV~MeV 領域には多くのバックグラウンドが存在するため、観測が困難なものになっている。たとえば、MeV ガンマ線はコンプトン散乱優位であるため、衛星の筐体など検出部以外から多くの散乱ガンマ線が発生する。また、衛星を構成する物質中の原子核が宇宙線により励起される事でも多くの MeV ガンマ線が作り出される。従って MeV ガンマ線のイメージングには、これらのバックグラウンドを克服する工夫が必要となる。そのようなイメージングの方法として、次のようなものが考案されている。

- Active and Passive Collimators (コリメータを使用した方法)
- Coded Aperture Imaging (統計的手法)
- Gamma-Ray Lens (レンズによる集光)
- Compton Imaging (運動学による再構成)

2.2.2 Active and Passive Collimators

コリメータと位置に感度のある検出器とを組み合わせることで、検出器の視野を制限しガンマ線の到来方向を知ることができる(図 2.4)。しかし、コリメータ内での散乱やコリメータを突き抜ける高エネルギーガンマ線など、視野外のバックグラウンドガンマ線も多く混入する。

視野外からのガンマ線を取り除く為に、2つの改善方法が挙げられる。1つは単純にコリメータを厚くする方法である。コリメータを厚くするほど高い阻止能が得られ、視野外からのガンマ線の影響を抑えることができる。しかしこの方法は、視野が狭くなり有効面積も小さくなる、またコリメータも重くなる。これは、衛星や気球に検出器を搭載する場合には大きなデメリットである。もう1つは、コリメータに感度を持たせアクティブコリメータとすることである。高Zのシンチレータのような、ガンマ線に感度を持つ検出器がよく用いられる。視野外から到来したガンマ線は、アクティブコリメータと検出器との間で非コインシデンスを取ることで排除できる。一方で、バックグラウンドに敏感になりデッドタイムが増える可能性がある。従って、コリメータによるガンマ線観測は精度の良いイメージングは期待できないが、単純で効果的であるため天文学ではよく使われる手法である。今までに、OSO-3、SMM および OSSE がこの方法を採用しており、Suzaku に載った HXD もこの種の望遠鏡となっている。

2.2.3 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

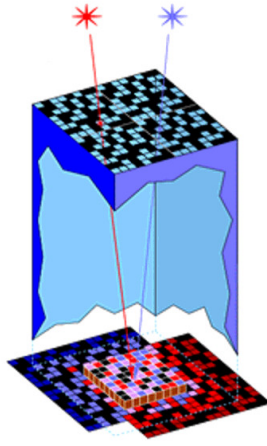


図 2.5: 符号化マスクを用いたイメージングの概念図

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符号化マスク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で構成され、そのパターンは

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & : \text{光学的に薄い部分,} \\ 0 & : \text{光学的に厚い部分.} \end{cases} \quad (2.7)$$

という行列で記述できる。

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 2.5)。よって、検出器の i 番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i, \quad (2.8)$$

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

角度分解能と視野の大きさは、符号化マスクと検出器との距離に依存する。同じマスクと検出器を用いても、距離を短く取れば、大きな視野が実現でき、反対に距離を長く取れば、高い角度分解能を実現できる。実際、INTEGRAL の IBIS では、 $9^\circ \times 9^\circ$ の視野 (full coded) と 0.2° (FWHM) の角度分解能が実現されている [1]。

ところで、マスクの不透明部分は一種のコリメータと考えることができ、到来するガンマ線を完全に吸収することが望まれる。しかし、光電吸収の断面積は光子のエネルギーの $-\frac{7}{2}$ 乗で急激に減るため、基本的には透過力の強い高エネルギー光子のイメージングには向かない。高エネルギーの光子に対してはマスクを厚くしなければならず、IBIS (INTEGRAL: 20keV ~ 10MeV) では 1.6cm 厚、SPI (INTEGRAL: 3keV ~ 8MeV) では 3cm 厚のタングステンをマスクに用いているが [1]、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。

2.2.4 Gamma-Ray Lens

ガンマ線は粒子性が強いので、X 線のように全反射で集光することは難しい。しかし、MeV ガンマ線においても 2 通りの集光方法が提案されており、それらの手法はガンマ線レンズと呼ばれる。1 つはラウエ回折を利用したもの、もう一方は位相フレネルレンズを利用したものである。一般に、集光によるイメージングは高い角度分解能を有するが、視野は狭い。また、回折を利用するためにエネルギー幅も狭くなる。一方で、集光は検出器を非常に小さくできるため、検出器内部に由来するバックグラウンドを減らすことができる。

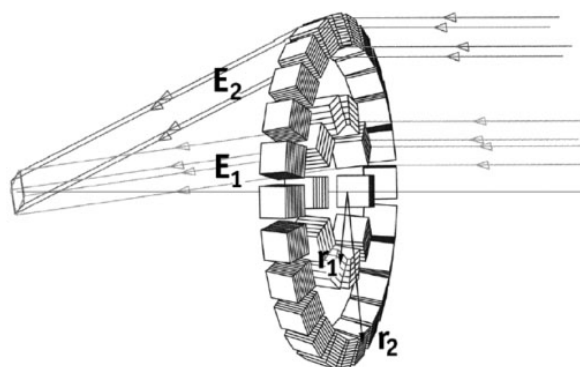


図 2.6: ラウエレンズの概念図 [34]

ラウエレンズ

ラウエ回折を利用した集光系をラウエレンズと呼ぶ。ラウエレンズによるイメージングは、非常に良い角度分解能をもたらすが、結晶平面の距離 d 、回折角 θ 、回折次数 n および波長 λ を用いて、

$$2d \sin \theta = n\lambda. \quad (2.9)$$

の関係を満たす Bragg 散乱の原理に基づく、特定のエネルギーのガンマ線しか集光できない。従って、広帯域のエネルギースペクトルを得ることは不可能である。2001 年に気球実験を行った CLAIRE 実験で用いられたラウエレンズは、169 - 171 keV のエネルギー帯域で、 $45''$ の視野を 3 m の焦点距離でもって実現している [33]。

位相フレネルレンズ

もう 1 つの方法が位相フレネルレンズである。物質中でのガンマ線の屈折率が 1 よりわずかに小さい事を利用することで、ガンマ線を集光する事が可能である。フレネルレンズは原理的には μarcsec のオーダーの角度分解能が実現可能であるが、 10^9 m もの非常に長い焦点距離を必要とする。それゆえ、現在のところこの方法を実現するのは困難である。

2.2.5 Compton Imaging

sub-MeV~MeV 領域で最も優位な相互作用はコンプトン散乱であるが、今まで述べたイメージング方法は光電吸収のみを用いている。検出器内でコンプトン散乱が起きると、散乱ガンマ線がエネルギーの一部を持ち去ってしまうため、入射ガンマ線の全エネルギーおよび到来方向を求めるのが困難なためである。

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 つの情報を再構成する事ができる。このコンプトン散乱を利用する手法をコンプトンイメージングと呼んでいる。コンプトンイメージングによる検出器は、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 1sr という大きな視野が実現された [35]。

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・NCT・TIGRE・LXeGRIT・SGD といった数々の検出器が開発されている。

Classical Compton 法

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 の小さな検出器を置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、

- Z の小さな検出器：反跳電子のエネルギー E_1 、及びコンプトン点 (散乱点)
- Z の大きな検出器：散乱ガンマ線のエネルギー E_2 、及び散乱ガンマ線の吸収点

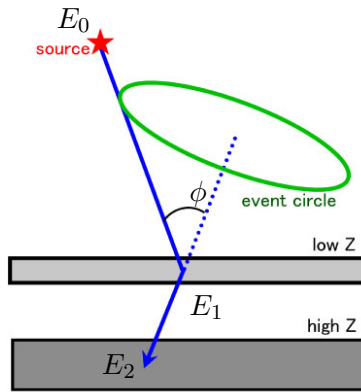


図 2.7: Classical Compton 法 の概念図

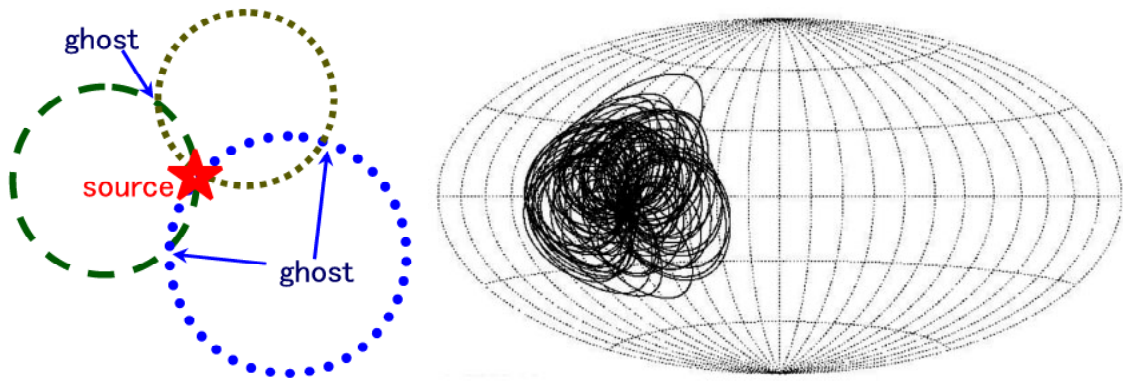


図 2.8: COMPTEL でのコンプトンイメージングによるガンマ線バーストの検出 (GRB910505 [36])

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

$$E_0 = E_1 + E_2, \quad (2.10)$$

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

となる。また、コンプトン点と散乱ガンマ線の吸収点からは、散乱ガンマ線の方法が得られる。但し、電子の反跳方向という 2 自由度は捨てられてしまう。以上の情報から、図 2.7 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、円状のどこからガンマ線が到来したのかまでは判らない。この Classical Compton 法ではガンマ線源の方向を図 2.8 のように event circle を重ねる事によって特定するため、最低でも 3 つの光子が必要になる。

COMPTEL では、バックグラウンドの除去を 2 つの検出器の time of flight (TOF) により行っていたが [35]、次に挙げる様なバックグラウンドが存在したために、期待していた感度よりも一桁悪い結果となった (図 2.9)[42]。

- A 内部からの単発ガンマ線: 検出器内部での中性子捕獲や放射性同位体 (例えば ^{40}K) の崩壊により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
- B 外部からの単発ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体での中性子捕獲や放射性同位体の崩壊・散乱により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。

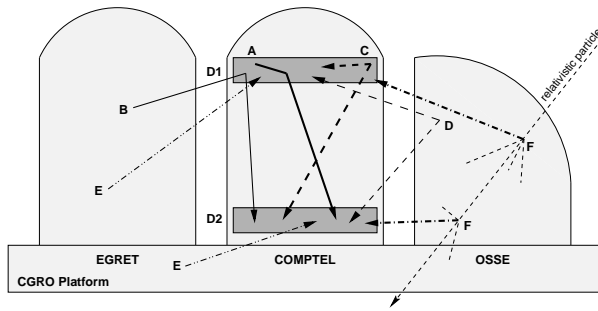


図 2.9: COMPTEL における様々なバックグラウンド [42]

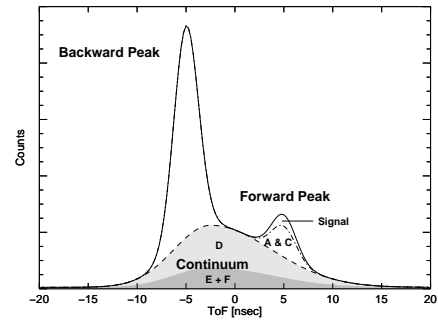


図 2.10: TOF 分布 [42]

- C 内部からの複数ガンマ線: $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ や $^{27}\text{Al}(n;n',\dots)^{27}\text{Al}$ といった、複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - D 外部からの複数ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体において複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - E 偶然同時係数: 偶然、独立な 2 つの相互作用から生じた 2 つのガンマ線が、別々に前段・後段の検出器に入射した。
 - F 宇宙線由来の事象: 衛星に入ってきた宇宙線は様々な場所で相互作用を起こし、いくつものガンマ線を生成する。これらのガンマ線が前段・後段の検出器に入射した。
- 他の過程: 他のバックグラウンドとして、中性子・電子及び大気ガンマ線が観測された

図 2.10 はシミュレーションから得られた TOF 分布である。この TOF を用いることにより、1 MeV 以上の事象については、先に後段で相互作用を起こしてから前段の検出器に入射するような後方事象を容易に排除できる。しかしながら、D・E・F による事象は連続的な TOF 分布を持ち、前方事象を示すピーク部分の 1/3 程度を占めてしまう。また、A・B の事象はコンプトンイメージングで期待される相互作用を起こしており、原理的に排除できない。さらに C の事象の内、前段検出器内で起きたものは、正しいコンプトン事象と同じ様な TOF 分布となってしまう。従って、TOF 分布の前方事象ピークを取り出すだけでは、図 2.10 に示されるように、ほとんどバックグラウンドが占めてしまう。

Multiple Compton [37]

Classical Compton 法では、前段の検出器で一度だけコンプトン散乱、後段の検出器で完全に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して一部のエネルギーが検出器の外に漏れてしまう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ため、そのようなイベントはバックグラウンドとなってしまう。

この Classical Compton 法を改良した方法が Multiple Compton 法である。検出器の構成は図 2.11 のようになっており、CdTe や Si strip といった半導体検出器のような薄型の位置検出可能な検出器を多段に積層した形になっている。検出器内でコンプトン散乱が複数回起きると、入射ガンマ線のエネルギー E_0 は、初めの散乱角 ϕ_1 と 2 回目の散乱角 ϕ_2 を用いて、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2}, \quad (2.12)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right), \quad (2.13)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right). \quad (2.14)$$

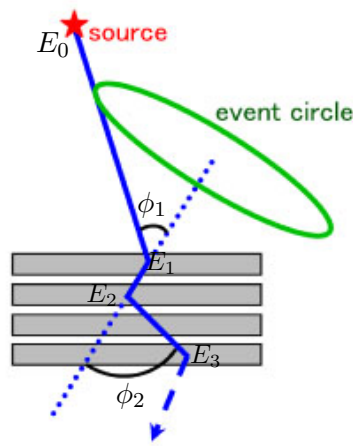


図 2.11: 多重コンプトンカメラの概念図

と一意に決定できる。ここで、 $E_1 \cdot E_2 \cdot E_3$ はそれぞれ 1 回目・2 回目・3 回目の相互作用でのエネルギー損失である。これは、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であることを示している。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存在する。

Multiple Compton 法を用いたカメラとして、Nuclear Compton Telescope (NCT) がある。NCT は 200keV~20MeV 領域に感度をもつ気球搭載型のコンプトン望遠鏡であり、3 次元の位置感度を持ったゲルマニウム検出器を使用している。そしてバックグラウンド対策として、検出器の周り 8π の領域をアクティブ VETO カウンターで覆っている。2005 年に 200 - 800 keV でのバックグラウンド測定 [38]、2009 年に 300 - 1500 keV でかに星雲の観測を行っている [39]。かに星雲の観測では 6cm^2 の有効面積、8 時間の観測で 4σ 有意度で信号の検出に成功し、MeV ガンマ線天文学に重要な貢献を行った。しかし、天体から検出された sub-MeV ガンマ線は予想の 6 分の 1 にとどまり、天体領域に限っても信号の 35 倍以上、全視野から 400 倍の雑音が最終的に残った。イメージングも、MLEM 法と呼ばれる統計的画像再構成法を用いることでようやく成功している (図 2.12、図 2.13)。NCT の結果から、sub-MeV の領域においても高いバックグラウンド除去能力が必要とされることが明らかになった。

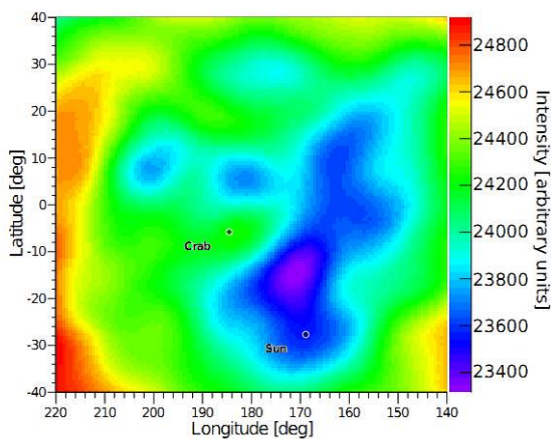


図 2.12: MLEM 法適用前の event circle のバックプロジェクションイメージ

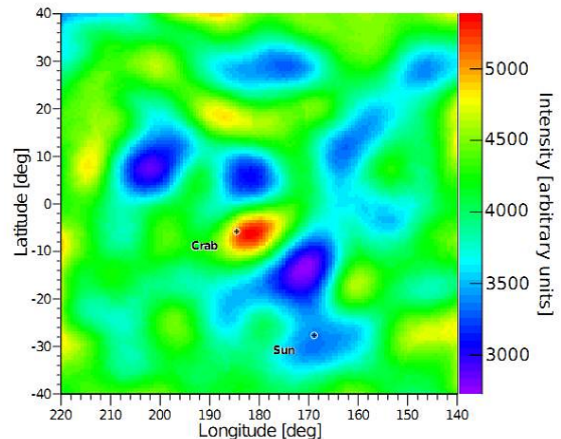


図 2.13: MLEM 法適用後の event circle のバックプロジェクションイメージ

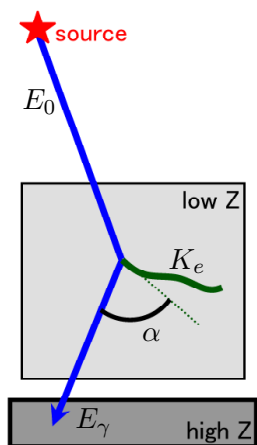


図 2.14: Electron Tracking Compton 法の概念図

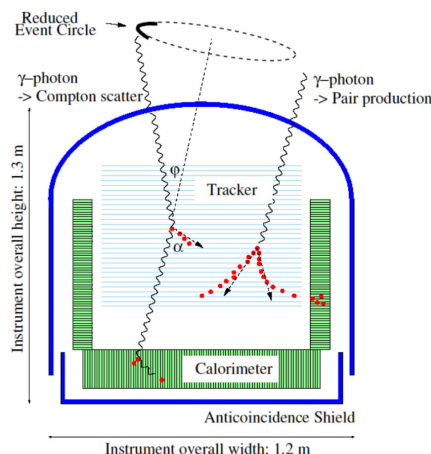


図 2.15: MEGA の概念図 [40]

Electron Tracking Compton

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 Electron Tracking 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が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特定することができなかった。

Electron Tracking Compton 法のカメラは、反跳電子の飛跡とエネルギーを得る為の飛跡検出器と、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを得る為の散乱ガンマ線検出器から構成される (図 2.14)。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一意に決定できる。

ここで、ガンマ線の散乱方向と電子の反跳方向との間の角 α は、幾何学的な測定値とコンプトン散乱を仮定したときの運動学的な値の、完全に独立な 2 通りの方法から求めることができる。従って、この角 α により、幾何的情報と運動学的情報とに矛盾のない事象のみを選び出すことが可能となり、TOF や VETO カウンターを用いなくともバックグラウンドを落とすことができる。また飛跡検出器内で荷電粒子が失ったエネルギーと飛跡の長さから、エネルギー損失率による粒子識別が可能となる。

この Electron Tracking Compton 法を用いた検出器として、MEGA (Medium Energy Gamma-ray Astronomy) がある (図 2.15)。MEGA では Si strip を重ねた飛跡検出器と CsI(Tl) シンチレーション検出器を組み合わせ、2MeV 以下では Classical Compton 法、2 ~ 8MeV において Electron Tracking Compton 法によりイメージを得ている [40]。但し、Si による多重散乱の効果が大きいため、 α の精度は低い。

2.2.6 Pair Tracking

ガンマ線のエネルギーが 10MeV を超えると、電子・陽電子対生成が優位な反応となる。Pair Tracking 法のカメラは飛跡検出器とコンバーターおよびカロリメータから成る (図 2.16)。ガンマ線がカメラに入ると、タングステンのシートで作ったコンバーターで対生成が生じる。生成された電子と陽電子は飛跡検出器の中を走り、カロリメータで止まる。飛跡検出器で得た飛跡とカロリメータでのエネルギー損失を測る事で、電子と陽電子の運動量を測定でき、それらの和から入射ガンマ線の運動量が得られる。SAS-2・COS-B 及び EGRET はスパークチェンバーを使った Pair Tracking 法を用いたイメージング望遠鏡で、Fermi 衛星の Large Area Telescope も、飛跡検出器としてシリコンストリップ検出器を使用した同様の検出器である。

Pair Tracking 法は Electron Tracking Compton 法と良く似ている。実際 MEGA は、8MeV 以上のガンマ線の検出の為に対生成イメージングを利用している。また、我々の研究室でも Pair Tracking 法を用いたカメラの開発を行なっている。このカメラは、次章で説明を行う我々の MeV ガンマ線カメラ ETCC と同様に、uTPC と呼ばれる高い位置分解能を持つ飛跡検出器を使用している。2009 年に行われた実験では、10MeV と 20MeV のガンマ線のイメージングに成功し、角度分解能も 7.7° (@20MeV) を達成した (図 2.17)[41]。この結果は、この領域における最も低エネルギーかつ最高の角度分解能である。

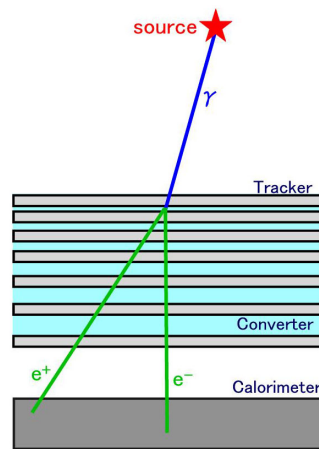


図 2.16: Pair Tracking 法の概念図

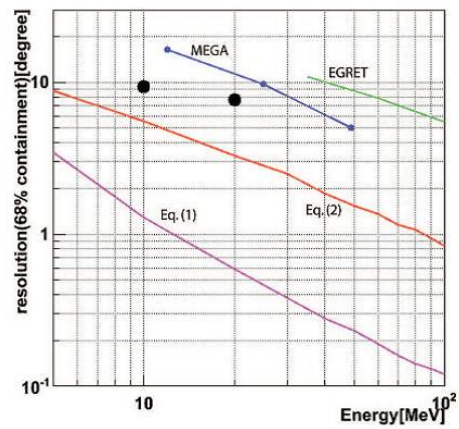


図 2.17: uTPC を利用した Pair Tracking カメラの角度分解能

Chapter 3

電子飛跡検出型コンプトンカメラ

我々は Electron Tracking Compton 法を採用した MeV ガンマ線観測装置、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron Tracking Compton Camera, ETCC) の開発を行なっている。この章では ETCC の原理、考察、構成および、ETCC を用いた気球実験プロジェクト SMILE (Sub-Mev and mev gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment) について述べる。

3.1 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

3.1.1 検出原理

Electron Tracking Compton 法では、散乱ガンマ線の方角とエネルギー、反跳電子の反跳方向とエネルギーを得ることで、入射ガンマ線の方角とエネルギーを求めることができる。以下では、図 3.1 のように、散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする。但し、 \vec{g}, \vec{e} はいずれも単位ベクトルとする。このとき、入射ガンマ線の到来方向 \vec{s} 、エネルギー E_0 はそれぞれ、

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

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

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

と一意的に表される。ここで、散乱角 ϕ は

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

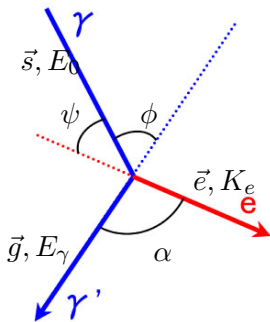


図 3.1: 変数定義

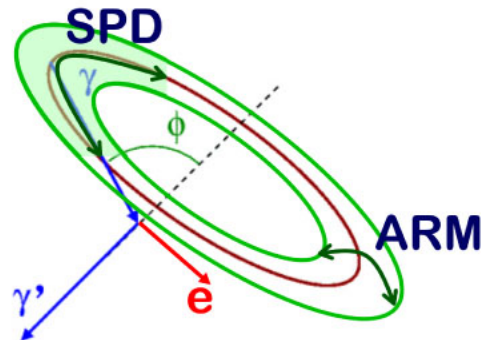


図 3.2: ARM 及び SPD の定義

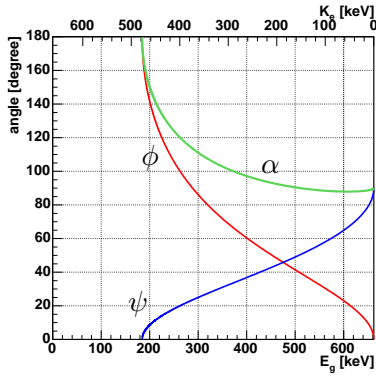


図 3.3: ϕ, ψ, α の E_γ 依存性 ($E_0 = 662$ keV)

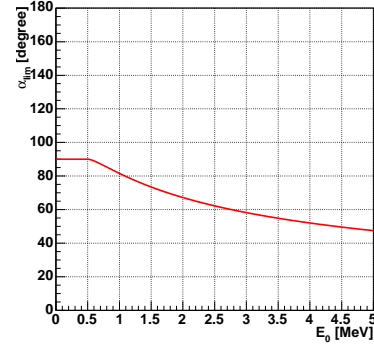


図 3.4: α_{lim} の E_0 依存性

また、反跳角 ψ は

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

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

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g} \cdot \vec{e}. \quad (3.6)$$

である一方、 E_γ と K_e から運動学的に、

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

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

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

と与えられる。図 3.3 に $\phi \cdot \psi$ 及び α の E_γ 依存性、図 3.4 に α_{lim} の E_0 の依存性を示す。

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

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

という条件を課すことで、飛跡検出器内でコンプトン散乱を起こし、散乱ガンマ線検出器で散乱ガンマ線が完全に光電吸収された事象のみを選び出すことが可能となる。

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

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

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

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

と定義される。ここで、 \vec{s} は真の入射方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた入射方向である。これらのパラメータにより、電子飛跡検出型コンプトンイメージングで得たガンマ線入射方向の事象ごとの誤差範囲は、図 3.2 のような扇形となる。

3.1.2 Doppler broadening

これまで考えてきたコンプトン散乱は、完全に静止した電子との相互作用として考えてきたものである (unbound Compton)。しかし、実際の検出器においては、電子は原子核や分子軌道のポテンシャルに捕らわれており、あるエネルギーを持って運動しているため、観測できるコンプトン散乱 (bound Compton) では、以下のような点において違いが出てくる [43]。

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

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

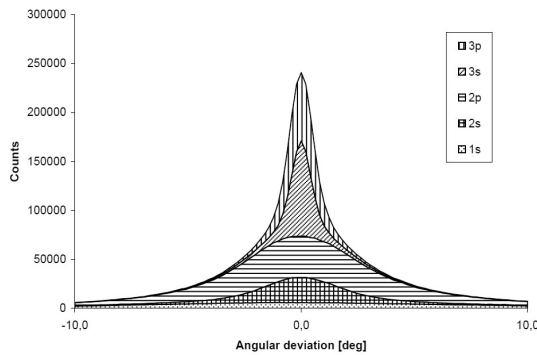


図 3.5: 各電子軌道準位による ARM の違い ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [43]

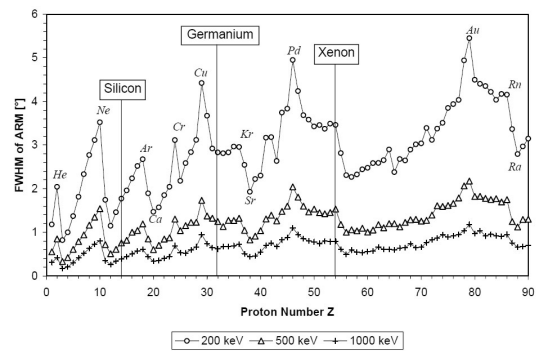


図 3.6: ARM の原子番号依存性 [43]

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

3.1.3 多重散乱

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

散乱角の不定性は Moliere 理論によって説明されており、小さい角度ではほぼガウス分布となる [44]。電子の距離 x における散乱角は

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

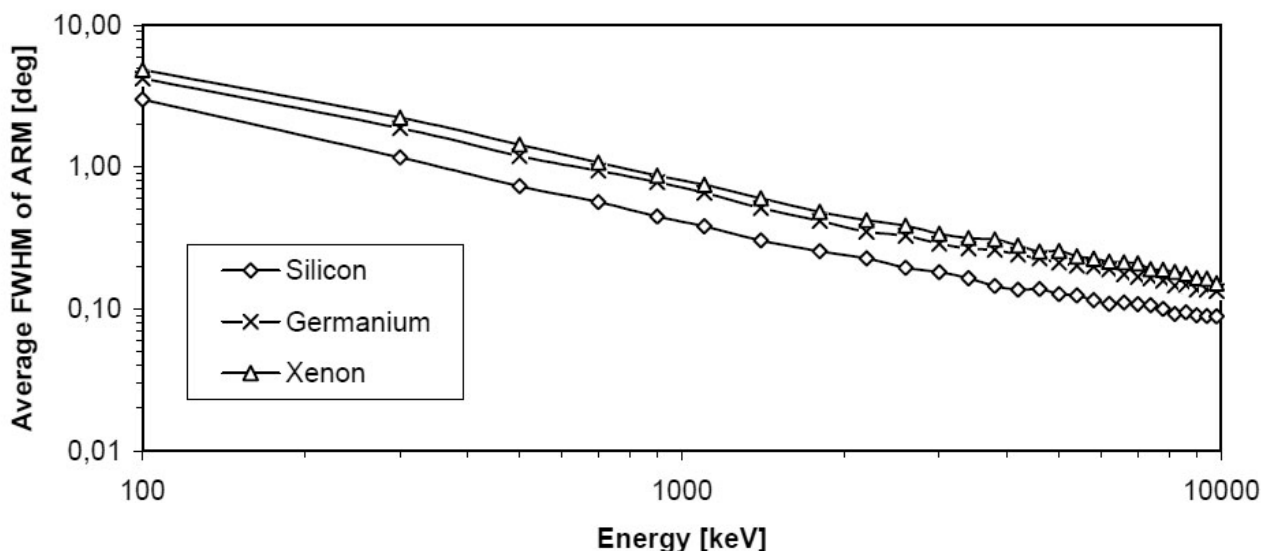


図 3.7: Doppler broadening のエネルギー依存性 [43]

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

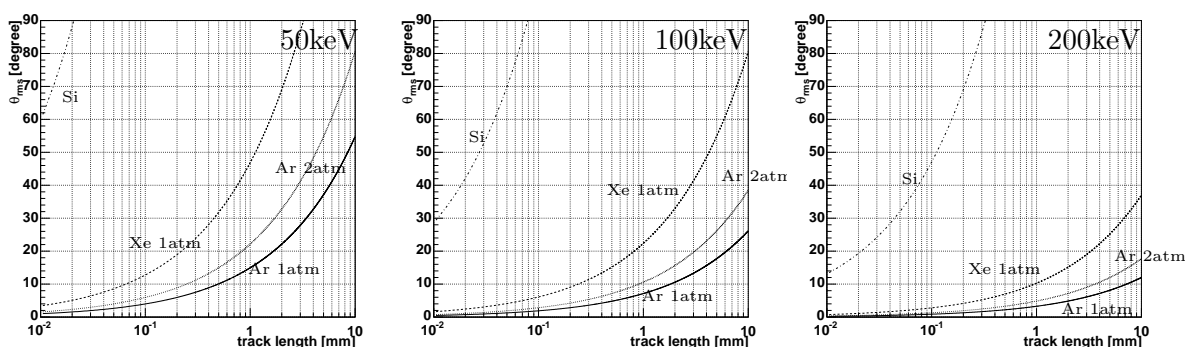


図 3.8: 異なる電子のエネルギーの散乱角 (左: 50keV, 中: 100keV, 右: 200keV; 温度: 20°C)

電子の飛跡を捉える検出器として、Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、方向を得るのには最低 2 点は必要のため、固体である Si strip を何層かにわたって突き抜けなくてはならない。従って、合計すれば Si を 300 - 500 μm は通り抜けることになる。しかし、反跳電子のエネルギーが 500keV あっても $\sim 60^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しいということが図 3.9 から明白である。一方、1 気圧の Ar ガスを用いる飛跡検出器であれば、50keV の反跳電子の方向を $\sim 1\text{mm}$ で捉えられれば散乱角は $\sim 15^\circ$ に抑えることができ、Si の場合よりもはるかに精度が良い。従って、反跳電子を捉える検出器は固体の検出器よりもガスの検出器のほうが適していると言える。

3.2 電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成

Electron Tracking Compton 法を用いた MeV ガンマ線カメラを構成する、飛跡検出器と散乱ガンマ線検出器には以下の性能が要求される。

飛跡検出器は、反跳方向を精度良く測定するために、多重散乱の影響を抑えつつ高い位置分解能を持つ必要がある。多重散乱を抑えるためには密度の低いガス検出器が適しているが、固体検出器と比べコンプトン散乱確率が小さくなるため、感度を稼ぐために検出器を大容量にする必要がある。また、反跳電子のエネルギー損失は MIP (minimum ionizing particle) の数倍程度なので、MIP の測定も可能な検出器でなくてはならない。

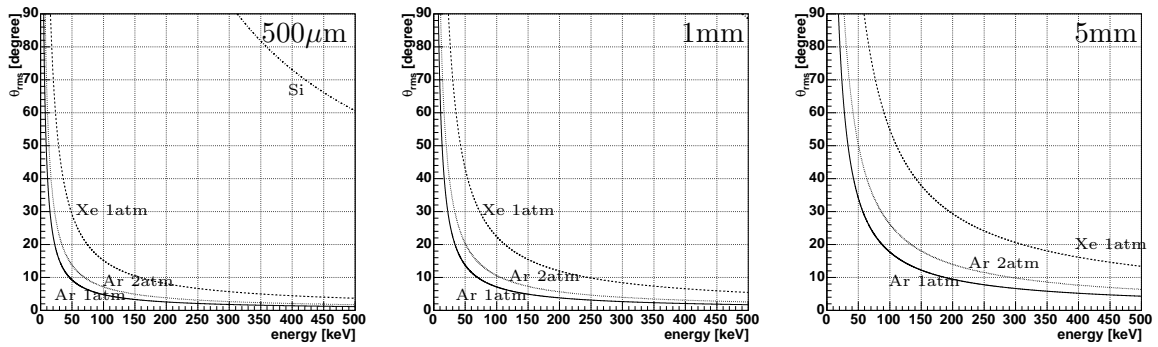


図 3.9: 異なる飛程での散乱角 (左: $500\mu\text{m}$, 中: 1mm , 右: 5mm ; 温度: 20°C)

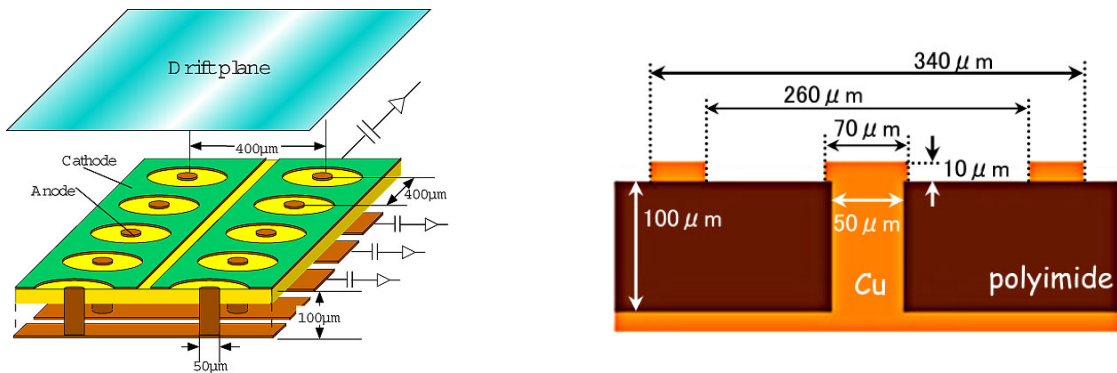


図 3.10: $\mu\text{-PIC}$ の構造

散乱ガンマ線検出器は、あらゆる方向に散乱されるガンマ線を検出するために、飛跡検出器を覆う程度の大面積が必要となる。また、コンプトン散乱は前方散乱が優位であるので散乱ガンマ線は、入射ガンマ線のエネルギーの大部分を持っている。従って、数百 keV～数 MeV のガンマ線を吸収できる物質を選ばなくてはならない。そして、カメラ全体の角度分解能に効いてくる位置分解能と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。

以上を考慮した上で、我々の研究室では飛跡検出器として $\mu\text{-TPC}$ (micro Time Projection Chamber)(後述)、散乱ガンマ線検出器にシンチレーションカメラ (後述) を採用した。

3.2.1 $\mu\text{-PIC}$

上記の性能を満たす、飛跡検出器 uTPC の基本となっているのは $\mu\text{-PIC}$ と呼ばれる検出器である。1999 年から開発が始められた $\mu\text{-PIC}$ は、微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種であり、図 3.10 のように比例計数管を輪切りにして縦横に並べたような構造を持ったガス検出器である。基板はポリイミド、電極は銅にニッケルをメッキしたものになっている。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、アノードとカソードは直交する方向に strip となっている。これにより、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。またピクセル型の電極構造にしたことで、Micro Strip Gas Chamber(MSGC) で問題になっていた放電による電極破壊は起きなくなり、 $\mu\text{-PIC}$ 単体で高いガス増幅率を長時間安定に得ることができる。さらに、avalanche が起きるのはアノードのごく近傍のみであるので、 $\sim 10^7 \text{count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても強い。製造に関しても、 $\mu\text{-PIC}$ はプリント基板の技術で作られているため、安価に大きなものを作りやすいという特徴があり、現在は 10cm 角・ 20cm 角・ 30cm 角というものが稼動中である。

3.2.2 GEM

Minimum Ionization Particle (MIP) の 1 atm の Ar ガス中でのエネルギー損失は $2.54 \text{keV}/\text{cm}$ であり、 $400 \mu\text{m}$ 中に約 3.9 個の電子を作る。この MIP の飛跡を $400 \mu\text{m}$ 間隔で捉えるには、そのような少ない電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP を捉えるには 2×10^4 以上のガス利得が必要であるが、 $\mu\text{-PIC}$

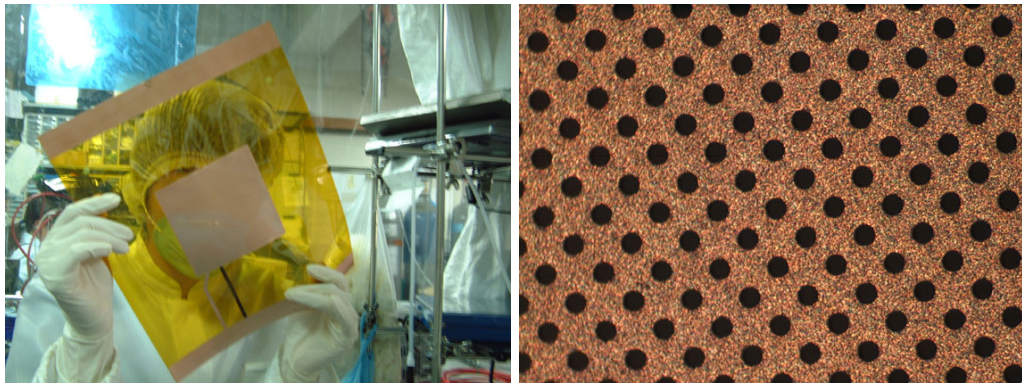


図 3.11: GEM の顕微鏡写真。穴の直径は $70 \mu\text{m}$ 、間隔は $140 \mu\text{m}$ 。

単体での安定したガス利得は 6×10^3 である。従って我々は、 $\mu\text{-PIC}$ の補助増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) [51] を使用している。

GEM は Sauli 等によって開発され、ポリイミドの両面に銅の電極がついたものである (図 3.11)。現在は、ポリイミドに代わって液晶ポリマー Liquid Crystal Polymer (LCP) を用いたものも使用されている。GEM には多数の小さな穴が開いており、Cu 電極の両面に違う電圧がかけられると、強い電場がこの穴の中に生じる。電子がこの穴に入ると、強い電場によってガス増幅される。フォイルは $50 \mu\text{m}$ 厚と非常に薄く、低 Z の物質から成る。しかし両電極間距離が非常に小さい為に、単体で高い利得を得る事は出来ず、典型的な利得は約 100 である。現在は $100 \mu\text{m}$ 厚のものも存在しており、こちらの方が最大利得が高いが、 $50 \mu\text{m}$ 厚と同じ利得を出す為には、より高い電圧 (High Voltage) をかける必要がある。

3.2.3 $\mu\text{-TPC}$

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

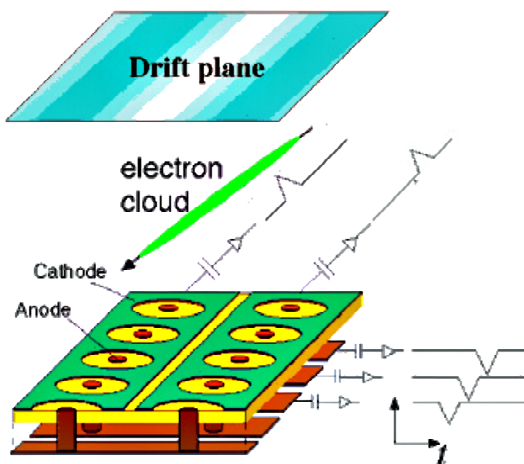


図 3.12: μTPC の概念図

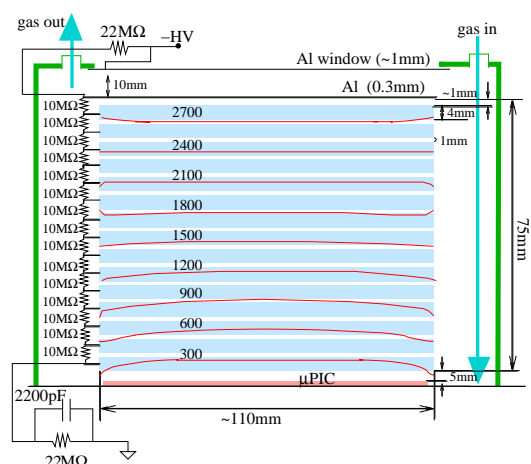


図 3.13: drift 領域に与えられる電場

我々は、GEM を補助増幅器、 $\mu\text{-PIC}$ を読み出しとした図 3.14 のような TPC を開発し、 μTPC と呼んで飛跡検出器として使用している。GEM・ $\mu\text{-PIC}$ はそれぞれ、約 10 及び数 1000 のガスゲインで動作させ、全体で 2×10^4 以上の利得を安定に得ることができている。

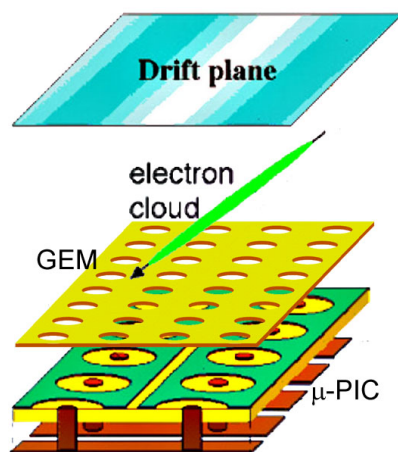


図 3.14: The schematic view of μ -PIC + GEM system

3.2.4 電離された電子雲のドリフトと拡散

電子のドリフト

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

一方、電子のドリフトについてはイオンのように一定の移動度がなく、複雑である。電場 E のもと、電子のドリフト速度 v_- はガス分子との衝突平均時間間隔を τ として

$$v_- = \frac{eE}{m_e} \tau \quad (3.13)$$

と表される。図 3.15 に電場 E に対する電子のドリフト速度の変化を示す。

ここで、 τ は $\frac{E}{P}$ に依存するので、結果として v_- も $\frac{E}{P}$ に依存することになる。また、図 3.15 に示されるように、同じ $\frac{E}{P}$ においてもガスの種類や混合比により v_- は大きく変化する。

電子の拡散

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

$$dN = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (3.14)$$

と表される。ここで、 D は拡散係数とする。

これより、1次元拡散の標準偏差は $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ 、2次元では $\sigma_{xy} = 2\sqrt{Dt}$ となる。拡散係数 D は、ガスの種類や組成に依存するが、電子の場合は電場にも依存する。図 3.16 に 1cm ドリフトさせたときの電子の拡散 (σ_{xy}) を示す。

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

3.2.5 読み出し回路

μ -PIC には数多くの信号読み出しチャンネルが存在する (400 μ m pitch の 10 \times 10cm 2 μ -PIC では 512ch、30 \times 30cm 2 μ -PIC では 1536ch)。我々は μ -PIC の読み出し回路の開発も行なっている。図 3.17 に読み出し回路の概念図を示す。

全ストリップは一つ一つ AMP-Discri. Board 内の前置増幅器につながっており、前置増幅器はアナログ信号と分別回路を通したデジタル信号の両方に繋がっている。アナログ信号は基板上で 16ch ごとに足しあわせて出力され、VME システムの FlashADC によってデジタル化される。デジタル信号は、

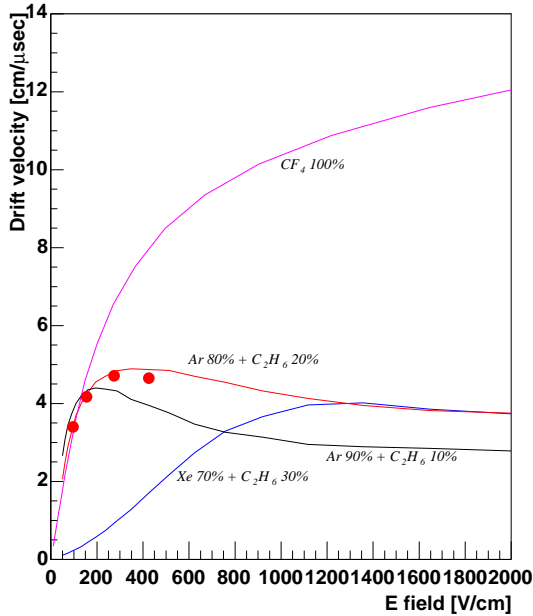


図 3.15: 電子のドリフト速度 (シミュレーション)[47] :●は micro TPC による測定点 (Ar 80% + C₂H₆ 20%)

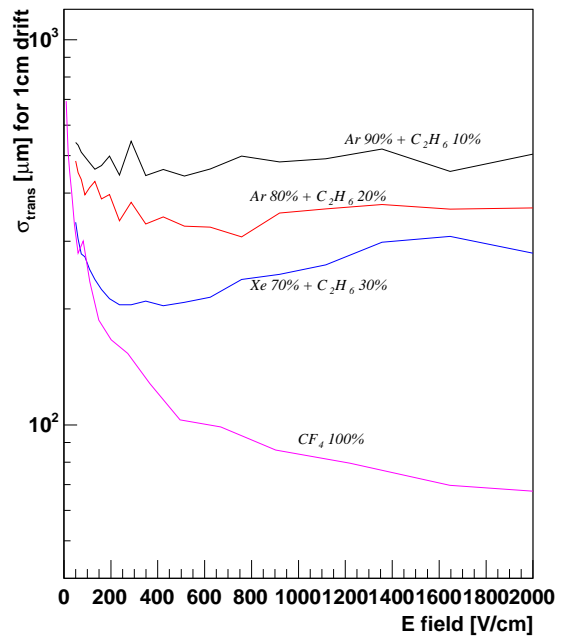


図 3.16: 電子の拡散 (シミュレーション)[47]

一つ一つ Position encoder につながる。Position encoder はアノード信号とカソード信号を 100MHz の clock でパイプライン処理を行ない、ヒット位置情報をストリップ番号として算出する。結果は Position encoder から VME システムのメモリーモジュールに送られる。

以下、各回路の詳細を述べる。 μ -PIC で正の High Voltage は、HV 供給基板 (図 3.18) を通してアノードに与えられる。基板は 256 個のアノードストリップに HV を与える。基板上で 256 個のストリップは 16ch ごとにグループにまとめられ、それぞれのグループは 1G Ω の抵抗を通して HV に繋がり、グループ間はほぼ絶縁されている。したがって、あるグループのストリップで放電が起こっても、他グループのピクセルは安全に稼働する。有効面積は 1つのグループの導通で減ることはない。

HV 供給基板は図 3.19 のようにフィードスルーとしても働く。普通の真空フィードスルーでは全ストリップからの信号の読み出しは非常に困難である。前置増幅器の前の生信号は小さすぎて、長いケーブルを使った伝送はできない。このフィードスルーシステムによって、我々は信号ノイズ比を落とさずに、簡単に真空容器から信号を取り出すことができる。

μ -PIC の為の前置増幅器として、CERN の LHC で行われている ATLAS の Thin Gap Chamber のために KEK によって開発された Amplifier-Shaper-Discriminator(ASD) チップを使用している。ASD チップには 4つの入力ラインがある。各ラインには前置増幅器、主増幅器、ディスクリミネータ、アナログ出力、デジタル出力がある。前置増幅器は 16n 秒の時定数を持ち、アナログ信号はこの前置増幅された出力である。デジタル出力は、LVDS 規格にあったディスクリミネータの出力である。

我々は図 3.20 に示すボード上の ASD チップを使用している。このボードは 1 ボードにつき 64 個の入力端子と 16 個の ASD がある。全てのアナログ信号は一旦 16ch ごとにまとめられ、またこの 16ch を足して 32ch にまとめて出力できる。したがって、16ch をまとめた 4つのアナログ信号か 32ch をまとめた 2つのアナログ信号を得る。また、ASD チップの出力の全てのデジタル信号は、1つ1つ読み出すことができる。

ASD ボードは図 3.21 の様にラックに入れて使用される。ラックは 4つのボードと、4x16 個の ASD のディスクリの共通のスレッシュホールドを含む。スレッシュホールドレベルは、内部生成か外部入力かを選ぶことができる。ラックの背面には、HV 供給ボードが備わっている。Position encoder 内の 10n 秒の短時間のゲートのために、 μ -PIC ストリップ読み出しからデジタル出力までの時間は 3n 秒より短い。

ASD ボードのデジタル出力は Position encoder(図 3.22) に入り、荷電粒子飛跡のヒット位置情報を一定のアルゴリズムに従って算出する。結果は VME のメモリーボードへ送られる。この飛跡取得のため

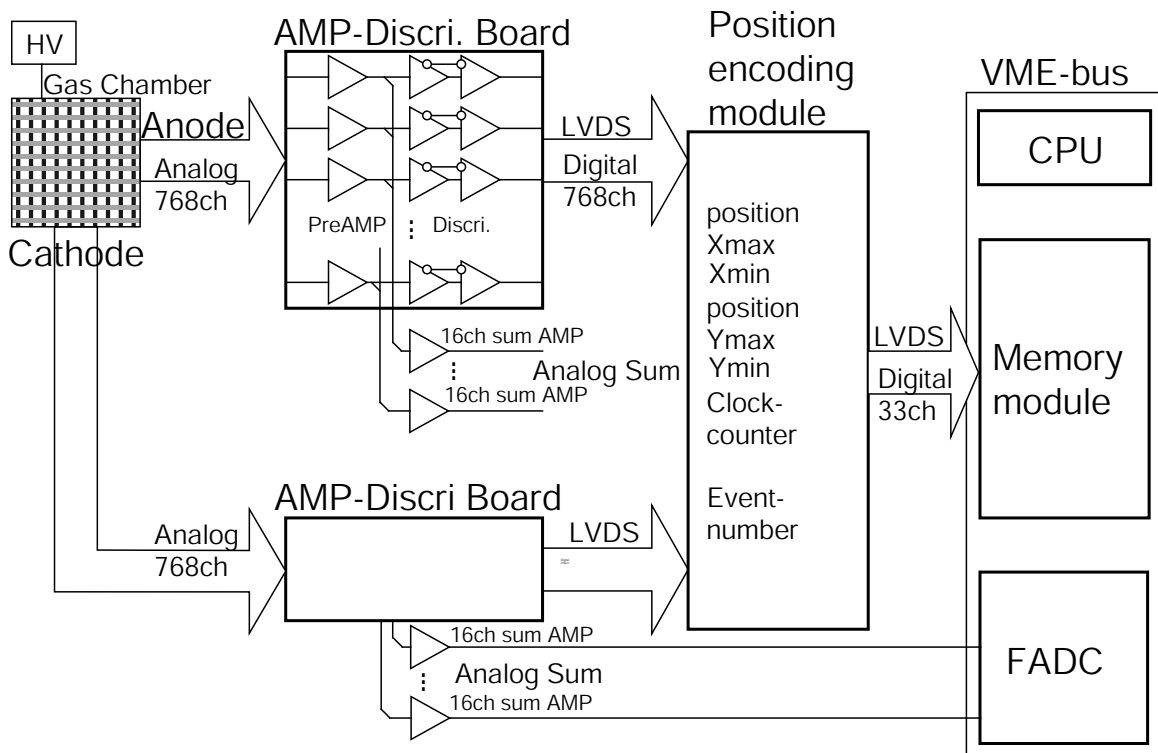


図 3.17: μ -PIC の Data Acquisition System

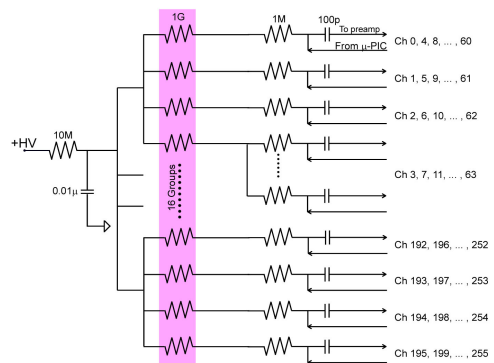
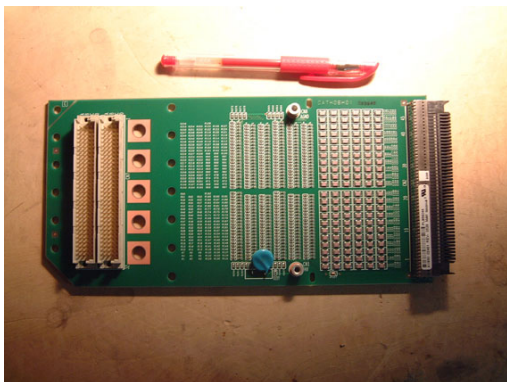


図 3.18: HV 供給基板の写真と回路図

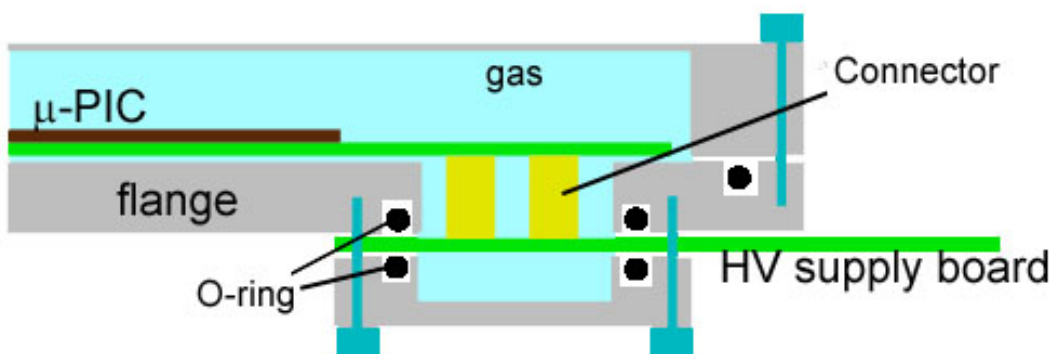


図 3.19: μ -PIC と HV 供給基板の接続の概念図

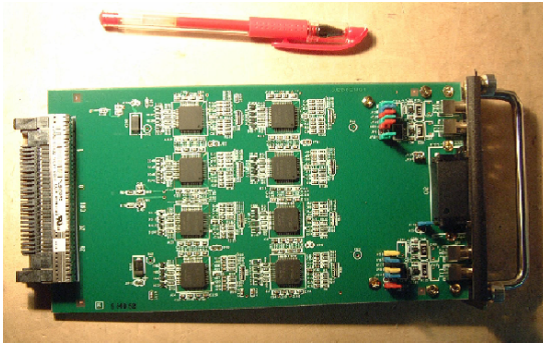


図 3.20: ASD board



図 3.21: ASD ラック

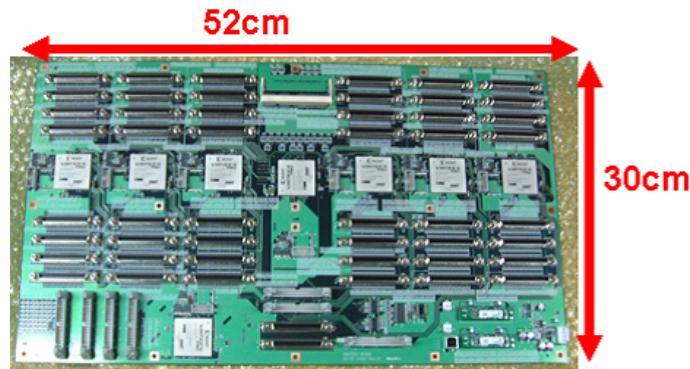


図 3.22: Position encoder

のアルゴリズムの詳細については、4章で詳しく述べる。

3.2.6 シンチレーションカメラ

散乱ガス検出器であるシンチレーションカメラは、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーの両方を検出するので、シンチレータの阻止能は電子飛跡検出型コンプトンカメラのエネルギーレンジを制限する。位置に感度のある検出器として、単結晶のシンチレータを用いたアンガーカメラが伝統的な手法である。しかし大きくて厚いシンチレータを使う場合、散乱体とのコインシデンスを取ることが難しい。さらに、気球や衛星に載せる為に、大きなアンガーカメラは大きな単結晶のシンチレータは衝撃で壊れるかも知れないという高いリスクがある。他の方法として、ピクセルシンチレータのアレイを用いる方法がある。アレイの位置分解能は、そのピクセルサイズで決まる。アレイは、シンチレーションカメラの広い面積を、いくつかの部分に分ける。シンチレータは各ヒットの間に数1秒の不感時間をもつ。アンガーカメラの検出面積は単一のシンチレータであるから、強い放射では数イベントの pile up が容易に起こる。他方、その様な pile up はアレイを使えばほとんど起こらず、従ってアンガーカメラの使用より容易に散乱体とのコインシデンスを取ることが出来る。さらに、アレイは壊れるリスクが低くなる。他方、アレイは多くの読み出し回路が必要となる。以上の理由から、低電力で小さな読み出し回路が必要となるが、ピクセルアレイ方式を採用した。

シンチレータとして要求される特徴は、良いエネルギー分解能と高い阻止能である。また、ピクセル構造に加工する為に、潮解性が無い方が望ましい。さらに、気球や衛星に載せる為に、シンチレータは放射化しにくい事も必要である。これらの特徴を持つものとして、我々は GSO:Ce シンチレータを選んだ。GSO:Ce シンチレータが高 Z であり、高密度で、高い阻止能を持ち、早い減衰時間 (30~60 n 秒) をもち、放射化しにくく、潮解性が無いという特徴を持つ。また、エネルギー分解能も 662 keV、FWHM で 11% 程度 (アレイ化してマルチアノード PMT 読み出し時) と適当である。さらに、Suzaku 衛星搭載の HXD での使用実績がある。それゆえ、GSO:Ce は ETCC の吸収体としてのシンチレータにふさわしい。

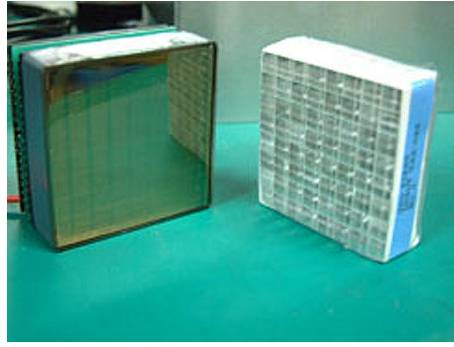


図 3.23: マルチアノードフラットパネルPMT H8500 (左) & GSO:Ce ピクセルシンチレータアレイ (右)

シンチレータの光センサーとして、我々は浜松ホトニクス製のマルチアノードフラットパネルPMTのH8500を用いている。このPMTは $6 \times 6 \text{ mm}^2$ の面積のピクセルが 8×8 個あり、総面積 $52 \times 52 \text{ mm}^2$ で、89%の有効面積を持つ(図 3.23)。H8500の利得は $> 10^6$ であるが一様性は良くなく、最大利得と最小利得の比は約3倍ある。GSO:Ceシンチレータのピクセルサイズは、PMTのピクセルサイズとGSO:Ceの放射長を考慮して、高さ13 mm、底面積 $6 \times 6 \text{ mm}^2$ に決定した。このピクセルを縦横8ピクセルずつ並べてアレイにし、ピクセル間には反射材が挿入されている。図 3.24は1ピクセルの ^{137}Cs のスペクトルで、典型的なエネルギー分解能は662 keVでFWHMで11%である。また、エネルギー分解能のエネルギー依存性は図 3.25に示す。この図の点線はフィッティングにより得られたもので、

$$\frac{\Delta E}{E} \Big|_{\text{FWHM}} [\%] = 3.3 \times 10^2 \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{-0.52} \quad (3.15)$$

である。また、このGSOピクセルシンチレータ検出器のエネルギー帯域は80 keV - 1 MeVであった。

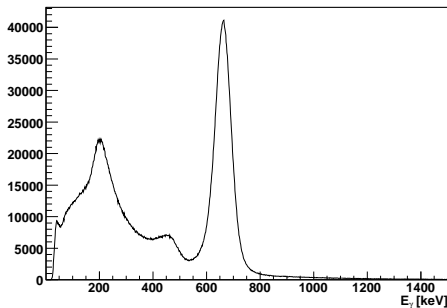


図 3.24: GSO ピクセルシンチレータアレイ検出器により得られた ^{137}Cs のスペクトル

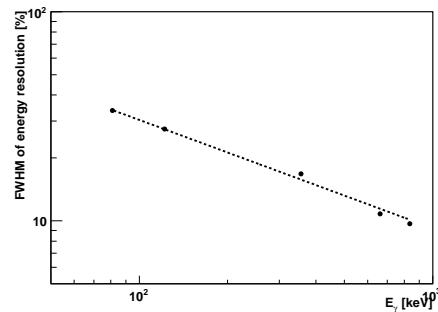


図 3.25: GSO ピクセルシンチレータアレイ検出器のエネルギー分解能

3.3 SMILE

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

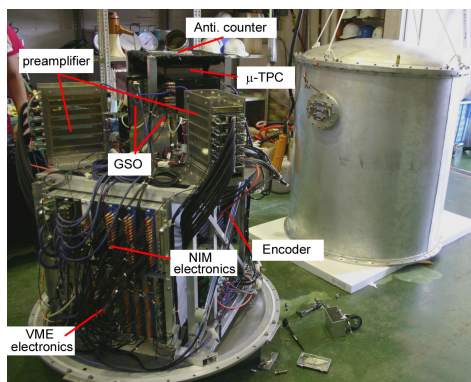


図 3.26: SMILE-I の検出器

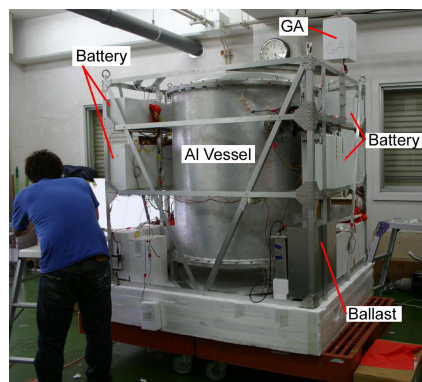


図 3.27: SMILE-I のゴンドラ

3.3.1 SMILE-I の結果

宇宙線を含む、多量のバックグラウンドが存在する中でのガンマ線検出を実証すべく、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線を測定する為に、気球実験用のフライトモデル検出器を構成した(図 3.26・3.27)。気球実験では、観測時間が限られるため、ガンマ線を効率よく検出する必要がある。そこで、角度分解能が少し悪くなるが Xe ガスを使用し、体積を $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$ とした。また、各側面に $10 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ 、底面に $15 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ の GSO シンチレータを配置した。これにより、 10^{-4} 程度の検出効率と 3 sr の視野が得られた。

SMILE-I は 2006 年 9 月 1 に三陸大気球観測所から放球され、高度 32~35 km において 4 時間の水平浮遊を含む、7 時間のフライトに成功した。この実験で、全天から 2×10^5 事象を測定し、その中から 2×10^3 個のガンマ線事象が再構成でき、その内の 420 個は水平浮遊中の 3.0 時間の live time の間に、3 sr の視野内で検出された。これは、シミュレーションの結果と良く一致している。また、再構成された事象数と残留大気圧の関係から、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線のフラックスを得た(図 3.28, 3.29)。この結果は過去の気球・衛星観測とエラーの範囲で一致している。これらの結果により、ETCC がガンマ線選択と強力なバックグラウンド除去能力を持ち、連続的なスペクトルに対して良い感度を持つ為、MeV ガンマ線天文学を発展させ得る事が実証された。

3.3.2 次期気球実験 SMILE-II

次期気球実験 SMILE-II では、Crab や Cyg X-1 などの明るいガンマ線天体の観測を行い、MeV 領域天体観測における ETCC の有効性を実証することを目指す。実際に天体観測を行うためには、SMILE-I の約 50 倍以上の有効面積が必要である。そこで我々はこれまでに、ETCC の大型化、使用するガスの選定高圧化、シンチレータの選定などを行い、検出効率角度分解能の改善で成果を上げてきた。本論文で扱う、飛跡取得アルゴリズムの改良もこれらの改善のひとつである。

現在は、2014 年に予定されている気球実験のためのフライトモデルを構築中である(図 3.30)。フライトモデル ETCC では、30cm×30cm の μ -PIC を用いた 30cm 立方の有効体積を持つ大型 μ -TPC を採用している。シンチレーションカメラは、 μ -TPC の底面部およびその側面に設置される。システムのセットアップを図 3.31 に示す。

検出器の大型化に伴う消費電力の増大に対応するため、 μ -TPC およびシンチレーションカメラ用に省電力な読出基板が開発されており、フライトモデルではこの基板により信号の読み出しが行われている(図 3.32, 図 3.33)。また、大型化によりトリガーレートが増加しデッドタイムが増大するという問題に対応するため、新しいデータ取得システムも設計済みである。ほかに、長期飛行用のための電源システム、天体観測のための気球方位角制御システムの開発など次期気球実験へ向けての準備が着実に進められている。

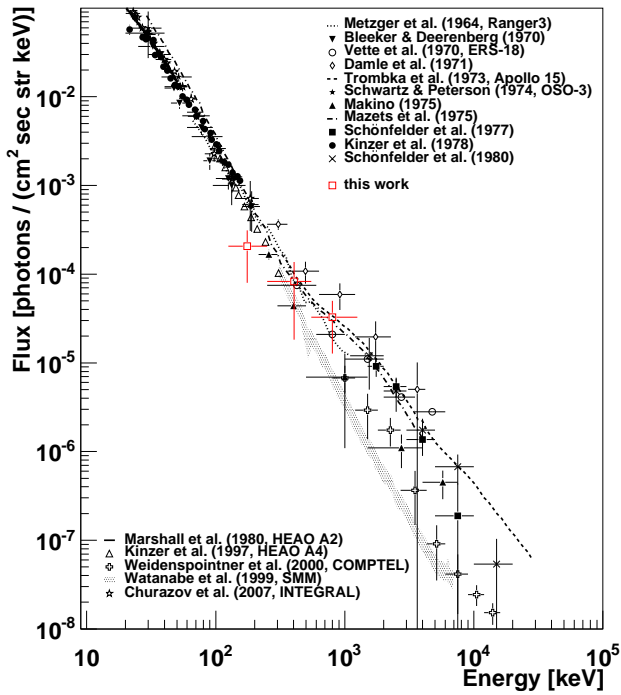


図 3.28: 宇宙拡散ガンマ線のスペクトル

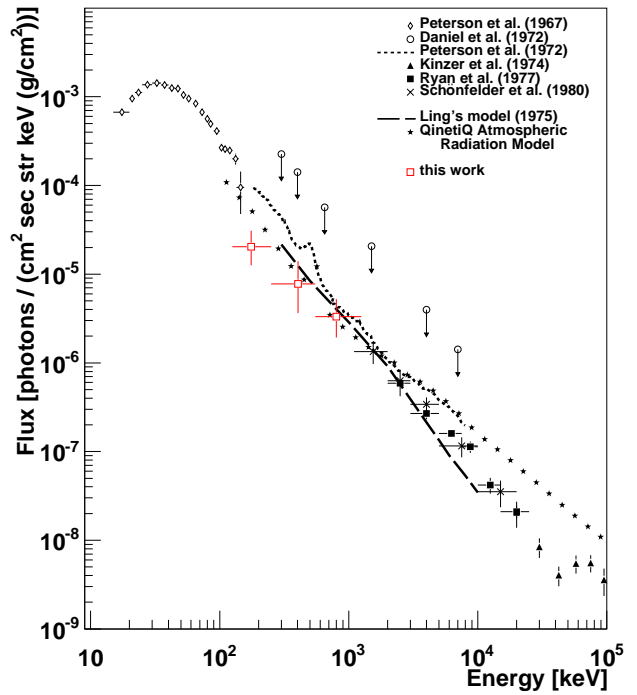


図 3.29: 大気ガンマ線のスペクトル

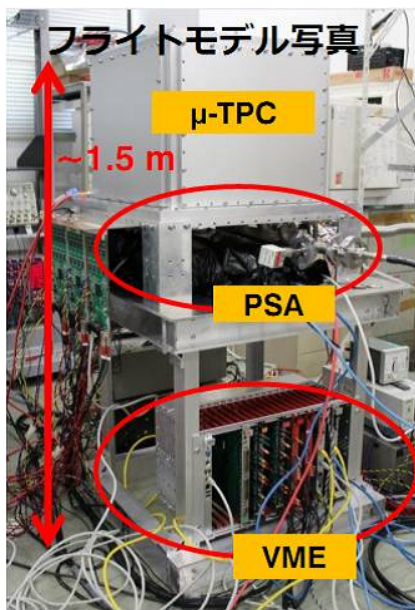


図 3.30: 構築中の SMILE-II フライトモデル

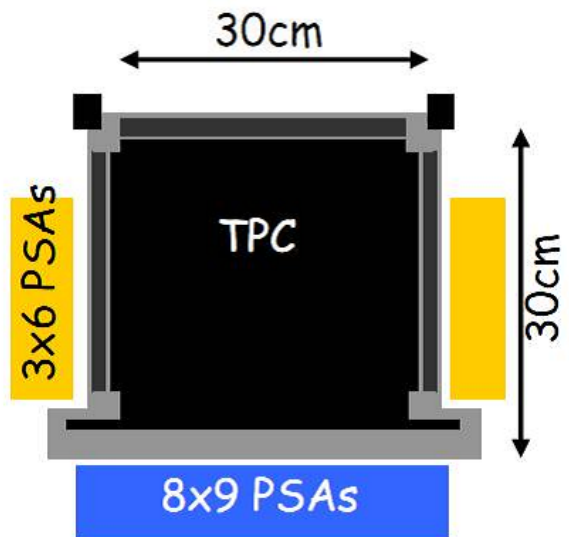


図 3.31: SMILE-II の ETCC の概念図



図 3.32: μ -PIC 読み出し基板

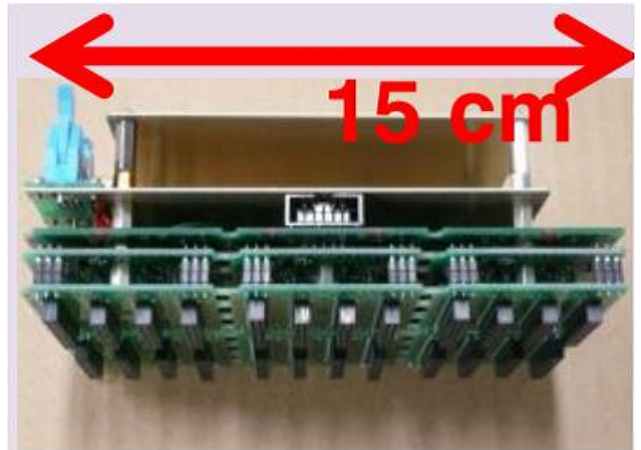


図 3.33: PMT 読み出し基板

Chapter 4

飛跡取得アルゴリズムの改良

この章では Position encoder 内部の FPGA で、荷電粒子飛跡の位置情報取得のために行われている処理、飛跡取得アルゴリズムの詳細について述べる。

従来のアルゴリズムは μ -PIC を X 線イメージング検出器として動作させる際に使用されていたものであり、ガンマ線検出を行う μ -TPC 用途に開発されたものではない。X 線の飛程は短く、 μ -PIC で検出できたヒット位置情報すべてを算出せずとも、十分に高い位置分解能でイメージングを行うことができる。また、そのように扱う情報量を少なくすることで高速処理に特化させ、大強度 X 線の測定を行うことも可能になる。従来のアルゴリズムはこのような状況に合わせて開発されたため、1 事象ごとに詳細な飛跡情報を必要とする ETCC に対して用いた場合には、その性能を劣化させる原因となる。そこで今回、アルゴリズムの改良を行い μ -TPC および ETCC 全体の性能向上を目指した。

4.1 アルゴリズムの改良

4.1.1 従来のアルゴリズム

Position encoder は 8 個の Field Programmable Gate Array (FPGA) から成り、1576 の LVDS デジタル入力、5 つの LVDS I/O ポート及びメモリー書き込みポートを持つ。8 つの FPGA のうち、6 つは位置計算用の同形式の FPGA で、1 つは encoding、もう 1 つは DAQ 用である。

図 4.1 は Position encoder の読み出し方法を示している。Position encoder は FPGA7 で作られる 100MHz の clock で同期されている。FPGA1-6 はそれぞれ、256 個の LVDS 入力がある。 μ -PIC のアノードストリップからの信号は ASD チップを出て、デジタル信号として FPGA1-3 に入る。FPGA1-3 では、各 clock において各ストリップの信号の立ち上がりをヒットとして検出し、検出されたストリップ番号の最大値と最小値を FPGA7 に送る。カソードストリップからの信号も FPGA4-6 で同様の処理を施される。FPGA7 では 10nsec の clock 中で、アノード・カソードヒットのコインシデンスをとる。コインシデンスがとれた場合には、これらのヒットストリップ番号 (アノードストリップ番号の最大値と最小値、カソードストリップ番号の最大値と最小値) とクロック情報を合わせてメモリボードへ送る。

このようなアルゴリズムを適用した μ -TPC を運用し、メモリボードに記録された測定点をプロットしたものを図 4.2, 4.3 に示す。宇宙線ミュオン例では得られた測定点は直線近く、もとの飛跡を推測することが十分可能である。一方で反跳電子例では、多重散乱による複雑な飛跡を表しきれだけの測定点が得られておらず、どのような飛跡を描いたのかがよく判らない。

ETCC では反跳電子の飛跡全体を把握する必要はなく、原理上必要な情報はコンプトン散乱が起きた点と、反跳方向の 2 つである。ただしこの 2 つにおいても、まばらな測定点しか得られない上記のアルゴリズムの場合、コンプトン散乱点を測定点として捉えられている可能性は極めて低い。また測定点から推測される飛跡の両端のうち、どちらがコンプトン散乱点か判断ができないという問題もある。従って、ETCC の性能向上を目指すためには、測定点数の向上と飛跡の始点・終点を判断する仕組みが必要になる。これは、以下に示すようにアルゴリズムの改良を行うことで可能である。

もともと、 μ -TPC では MIP の飛跡を 400 μ m 間隔で捉えられるよう設計されているため、本来検出可能な測定点は、メモリボードに記録される測定点よりもはるかに多いはずである。この測定点が失われる原因は Position encoder 内部での処理、すなわち上記のアルゴリズムにある。その処理のうち、最も測定点が失われるのは FPGA7 で行われる 10nsec 幅のアノード・カソードヒットのコインシデンスである。このハードウェア上でのコインシデンスは大量の X 線イベントを高速かつ簡便に処理する方法とし

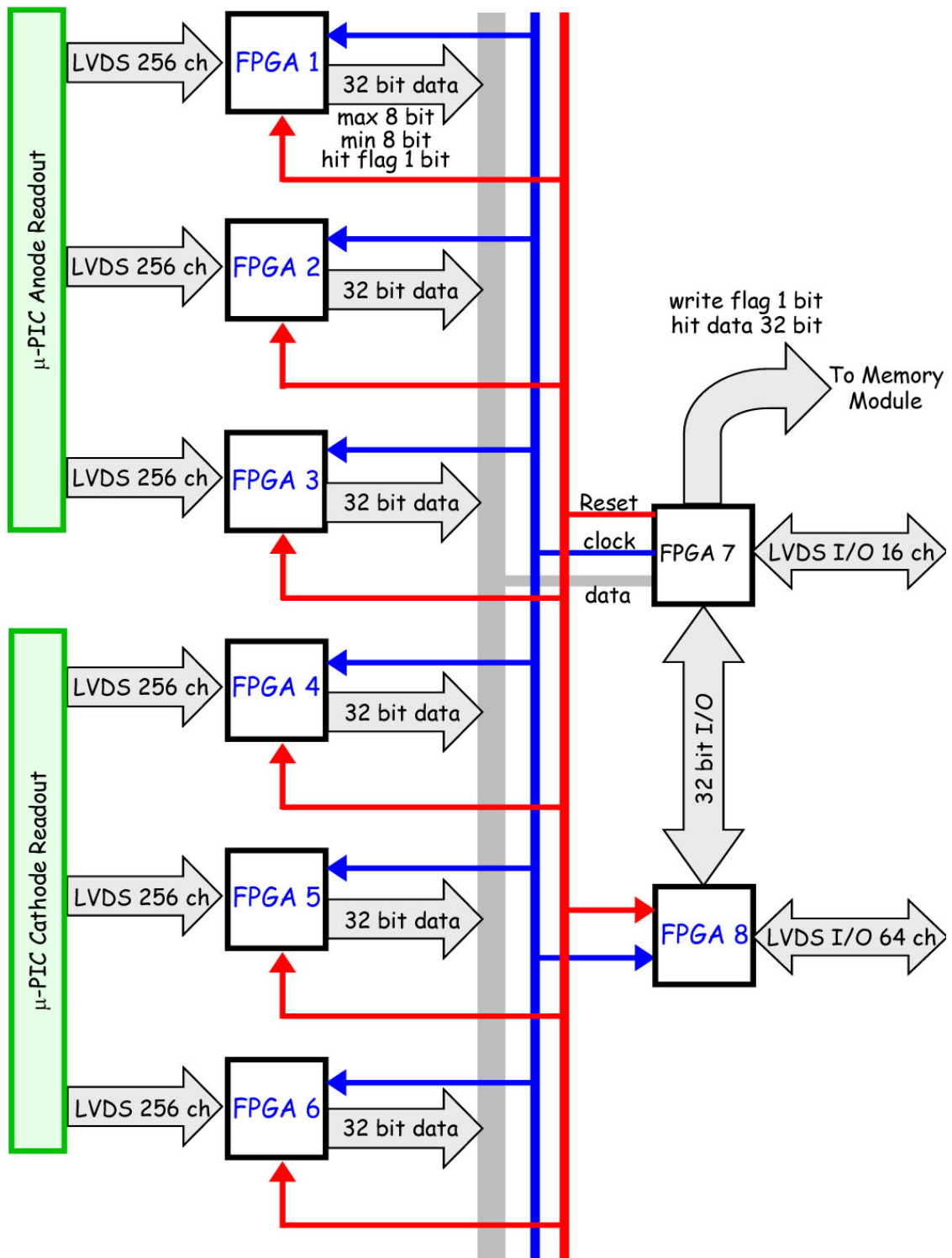


図 4.1: Position encoder の飛跡取得アルゴリズム

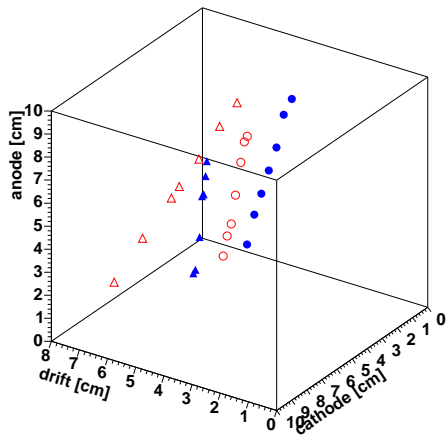


図 4.2: μ -TPC で得られた宇宙線ミューオンの飛跡

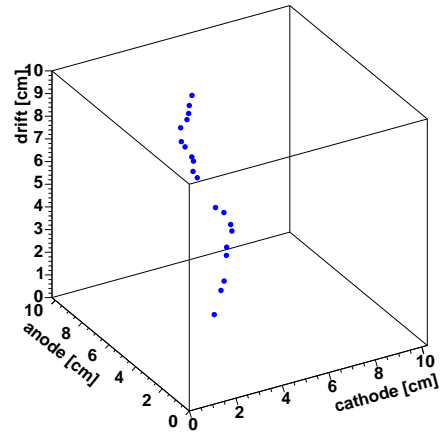


図 4.3: μ -TPC で得られた電子 (662keV ガンマ線の反跳電子) の飛跡

て採用されたものであるが、100MHz は μ -PIC の信号の立ち上がりに対して速すぎ、信号の time walk や FPGA 内の遅延などにより簡単にタイミングがずれてしまう。 μ -PIC を高強度の X 線検出器として用いる限りでは、高速処理が優先されたためこの方法を用いていた。しかしこの問題により、FPGA1-6 で検出されたヒットのうち、FPGA7 でコインシデンスが取れる割合は 3 割にとどまっていた。

加えて、次のような状況においても測定点が失われる。アノード・カソードともに最大値と最小値のストリップ番号しかメモリボードに送らないため、各 clock における最大値-最小値間のヒットの様子はわからない。このため、飛跡の μ -PIC 面に対して平行な成分については、その両端の測定点しか記録されないことになる (図 4.4)。さらに、各 clock において信号の立ち上がりのみをヒットとして検出しているため、その信号の持続時間はわからない。これにより、飛跡の μ -PIC 面に対して垂直な成分はその下端の測定点しか得られないことになる (図 4.5)。以上の事は以前より認識されていた問題ではあったが、大半の粒子は μ -PIC に対して斜め方向に入射するため、平行・垂直成分の損失はある程度許容していた。しかし、SMILE-II で要求される検出器感度を達成するために、この問題の改善を目指す必要がある。

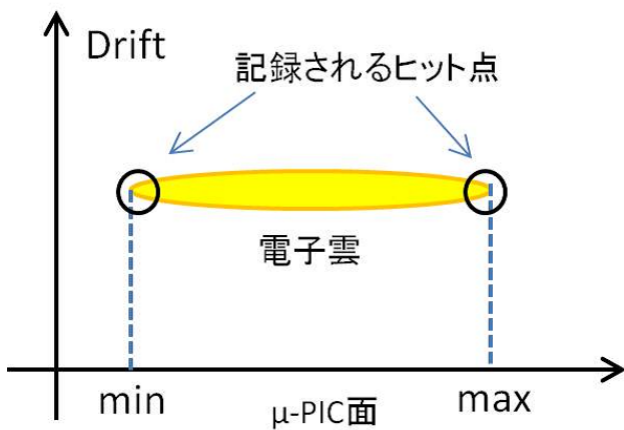


図 4.4: 従来のアルゴリズムにおける μ -PIC 面に対して平行成分の損失

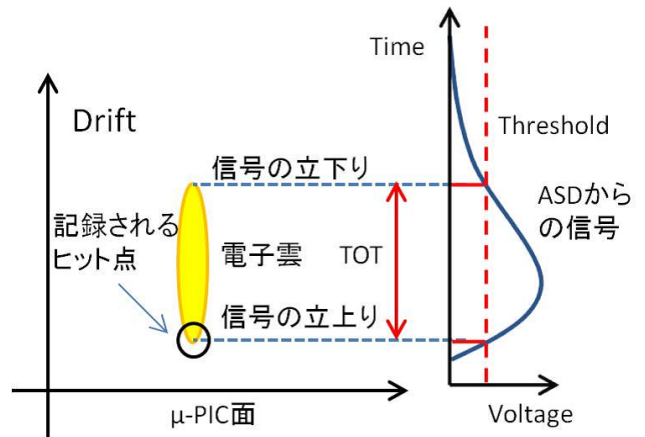


図 4.5: 従来のアルゴリズムにおける μ -PIC 面に対して垂直成分の損失

4.1.2 新アルゴリズム

以上の問題点を踏まえて、FPGA1-7 のプログラムの改良を行った。従来のアルゴリズムとの違いは以下の 3 点である。

- FPGA1-6 におけるヒット検出のタイミングを変更した。FPGA1-6 は各クロック・ストリップにおいて、信号の立ち上がりで検出を行うのではなく、信号がハイレベルにあればヒットとして検出

を続ける。これは、各ストリップからの信号の持続時間 (Time Over Threshold, TOT) を測定することと同じことである。

- FPGA1-6 が FPGA7 へ送る情報を変更した。FPGA1-6 は各クロックにおいて、最大値・最小値のストリップ番号だけではなく、ヒットとして検出されたすべてのストリップ番号を FPGA7 へ送る
- FPGA7 におけるアノード・カソードヒットのコインシデンスを廃止した。FPGA7 は FPGA1-6 から送られた、すべてのヒットストリップ番号をクロック情報と合わせてメモリボードへ送る。コインシデンスはオフラインで最適なコインシデンス幅を設定して行う。

これらにより、従来のアルゴリズムの問題点であった図 4.4 や図 4.5 は、図 4.6, 図 4.7 のように測定点が回復するはずであり、状況の改善が期待できる。

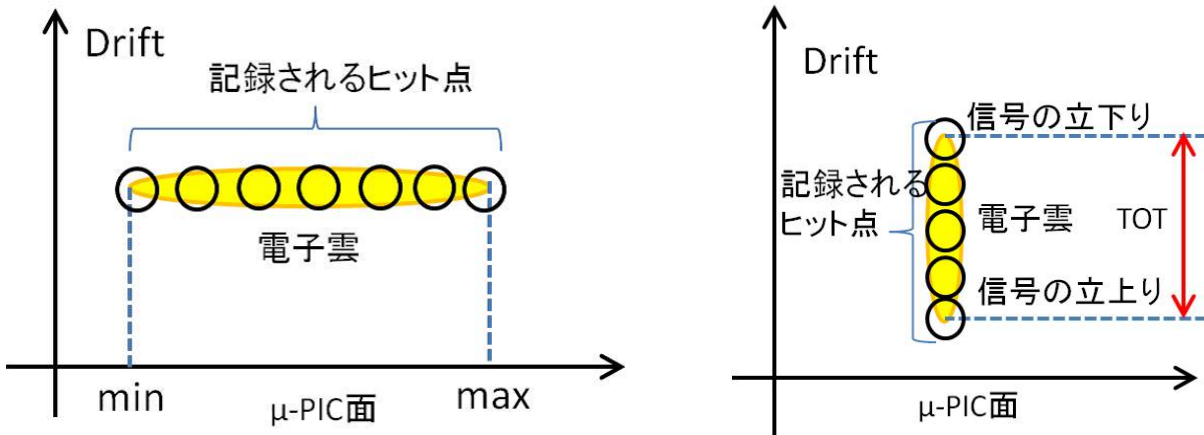


図 4.6: 新アルゴリズムにおける μ -PIC 面に対して 図 4.7: 新アルゴリズムにおける μ -PIC 面に対して
平行成分の扱い 垂直成分の扱い

この新しいアルゴリズムを適用した μ -TPC を運用し、メモリボードに記録された測定点をプロットしたものを図 4.8, 図 4.9, 図 4.10 に示す。従来のアルゴリズムよりも測定点のはるかに密に取得できおり、飛跡の推測が容易になっていることは明らかである。また、 μ -PIC 面に対してほぼ平行に近い飛跡や、ほぼに垂直に近い飛跡もよく取得できている。図 4.9 においては、Drift 距離が長い場所ほど測定点の横方向の広がりが大きく、電子雲がドリフトにより横方向に拡散している様子がよくわかる。一方で測定点の Drift 方向の広がり、各ストリップにおける信号の持続時間 TOT に相当する。TOT の大きさは、電子雲の Drift 方向の拡散および電荷量に依存する。後述するように、このことを利用すると TOT から飛跡の始点・終点を判断することが可能となる。

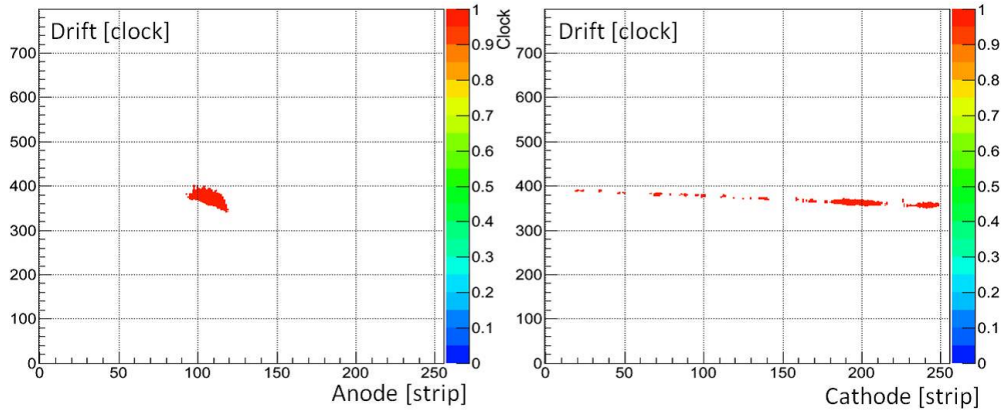


図 4.8: 新アルゴリズムを適用した μ -TPC で得られた宇宙線ミュオンの飛跡。 μ -PIC 面に対して平行に入射するようなセットアップで測定した。

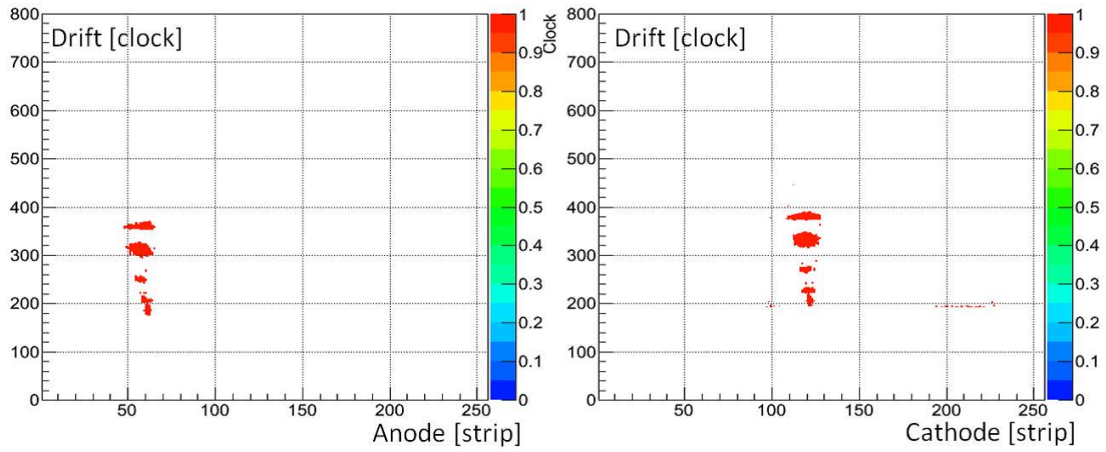


図 4.9: 新アルゴリズムを適用した μ -TPC で得られた宇宙線ミュオンの飛跡。 μ -PIC 面に対して垂直に入射するようなセットアップで測定した。

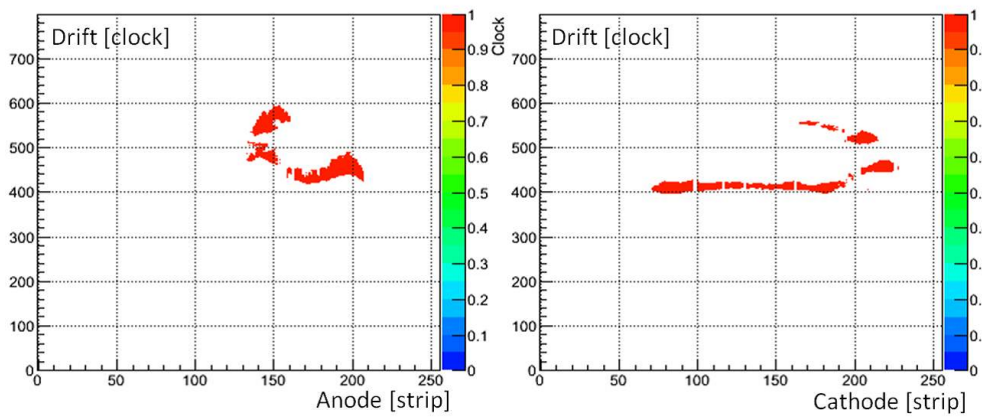


図 4.10: 新アルゴリズムを適用した μ -TPC で得られた電子 (662keV ガンマ線の反跳電子) の飛跡



図 4.11: 宇宙線ミュオン測定用セットアップ

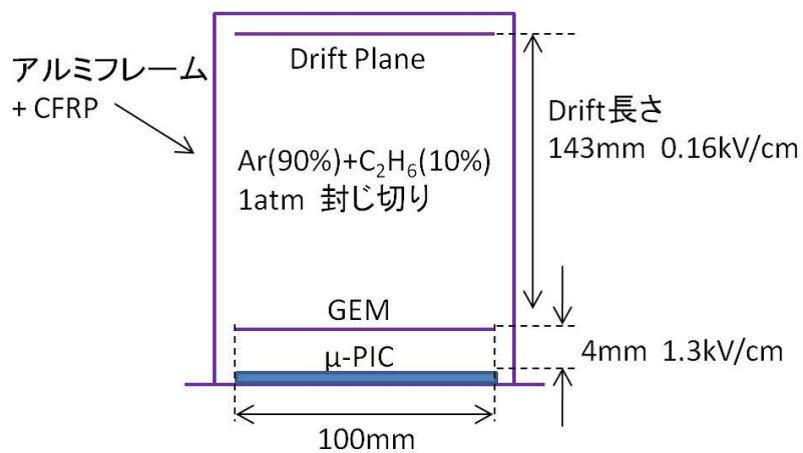


図 4.12: μ -TPC 内部の概略図

4.2 宇宙線ミュオンの測定

この新しいアルゴリズムを適用した μ -TPC の動作試験および基本性能の測定を、宇宙線ミュオンを用いて行った。 μ -TPC を挟むようにプラスチックシンチレータを置き、そのコインシデンスをトリガーとして μ -TPC を動作させた(図 4.11)。

μ -TPC の内部の μ -PIC、GEM などの配置は図 4.12 のようにした。 μ -TPC のサイズおよび使用条件を表 4.1 に示す。

表 4.1: μ -TPC の使用条件

サイズ	10cm×10cm×14.3cm
ガス	Ar 90% + C ₂ H ₆ 10% 1atm
ガスゲイン	~ 20000 (μ -PIC ~ 2000 倍、GEM ~ 10 倍)
GEM	LCP50 μ m 1 枚
電場	0.16kV/cm(Drift), 1.3kV/cm(GEM・ μ -PIC 間)

4.2.1 動作確認

ヒットパターンの比較

アルゴリズムが変化しても μ -TPC 自体のヒットパターン、つまり μ -TPC 内で比較的ヒットが検出されやすい領域とされにくい領域の分布は変わらない。従って、新しいアルゴリズムにより得られるヒット分布は、従来のアルゴリズムと同様の傾向を示すはずである。clock、カソードストリップに関するヒットカウントのヒストグラムを図 4.13、図 4.14 に示す。どちらも、面積で規格化して重ねて描いている。これより、従来のアルゴリズムと新しいアルゴリズムではヒット分布の傾向に大きな違いはなく、新しいアルゴリズムは従来のアルゴリズムと矛盾なく動作することが確認された。

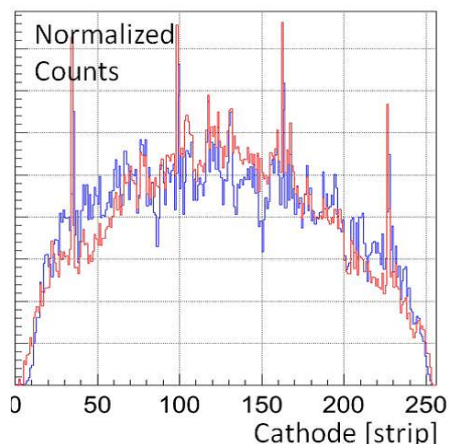
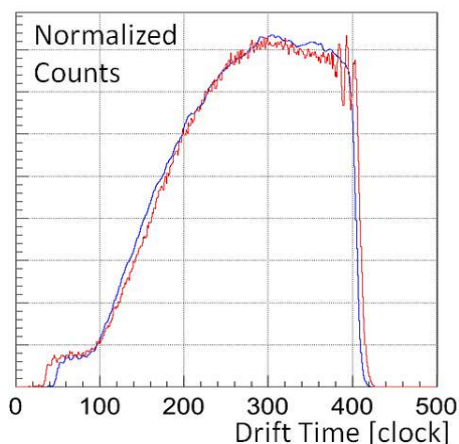


図 4.13: clock に関するヒットカウントのヒストグラム 図 4.14: カソードストリップに関するヒットカウントのヒストグラム。赤色:従来のアルゴリズム、青色:従来のアルゴリズム

次に新しいアルゴリズムと従来のアルゴリズムとで、一回のイベントで取得できるヒットストリップ数の比較を行った。図 4.15 はカソードストリップで検出されたヒットストリップ数のヒストグラムである。ただし、カソードストリップを横切る方向に突き抜ける宇宙線ミューオンについてだけ見るために、Fiducial Volume を設けてある。この図から 1 イベントあたりのヒットストリップ数は、新アルゴリズムでは従来の約 10 倍に増加しており、従来のアルゴリズムで失われていた測定点が、劇的に回復している様子がわかる。

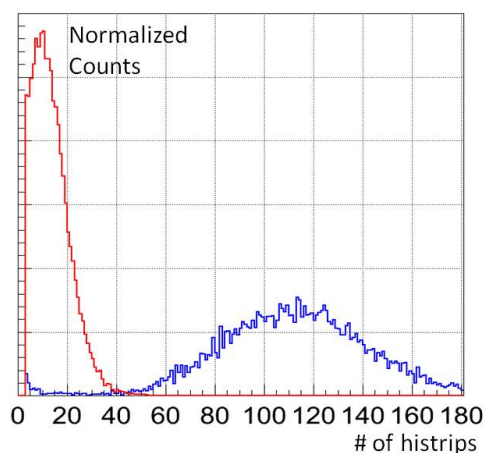


図 4.15: 新アルゴリズムを適用した μ -TPC で得られた宇宙線ミューオンのヒットストリップ数赤色:従来のアルゴリズム、青色:従来のアルゴリズム

Time Over Threshold(TOT)

新アルゴリズムでは、各ストリップにおける信号の持続時間 TOT も同時に記録している。図 4.16 に TOT のヒストグラムを示す。各ストリップにおける TOT は、 μ -PIC からの信号の波高に依存する量であり、すなわち 1 ストリップ分の長さで電離された電荷量に相当する。この TOT 情報から粒子の 1 ストリップ当たりのエネルギー損失、すなわち dE/dX のスペクトルを描くことができる (図 4.17)。TOT と電荷量の関係は前置増幅器である ASD を通った μ -PIC の信号がどのような波形になるかを知る必要があるが、 μ -PIC の信号の波形は様々な条件によって左右されるため、現在のところこの試みは実現していない。そこで今回は ASD を通った後の信号を観測することで、実験的に求めた波形を採用した。図 4.18 にこのようにして求められた TOT と電荷量との関係を示す。図 4.17 のスペクトルは Landau 関数でうまく fitting できることから、MIP の dE/dX 傾向がうまく表現できており、TOT の情報は正しく得られていることが確認された。

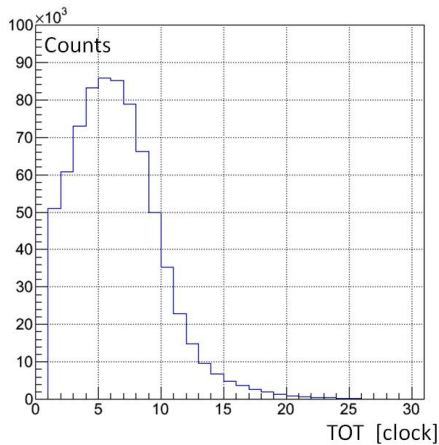


図 4.16: 測定された宇宙線ミュオン
の飛跡から得られた TOT のヒストグラム

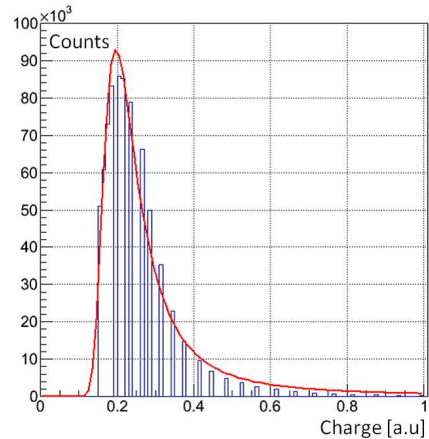


図 4.17: 測定された宇宙線ミュオンの 1 ストリップ
当たりのエネルギー損失。ただし、横軸の単位は
arbitrary unit である。

4.2.2 位置分解能

新アルゴリズムにより得られる測定点は、Drift 方向に TOT に対応する広がりを持つため、荷電粒子が通過した点の Z 座標を一意に決めることができない。TOT は電子雲の拡散の情報を内包していることを踏まえると、各ストリップにおける荷電粒子の通過点は、この TOT として記録されている測定点の範囲に存在していると考えられる。すなわち、TOT を利用することで Drift 方向の拡散を考慮した飛跡

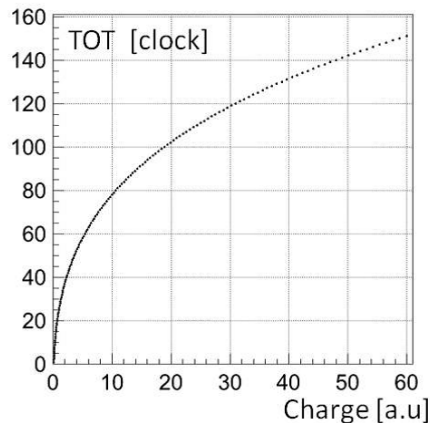


図 4.18: 実験式から予想される TOT と電荷量の関係

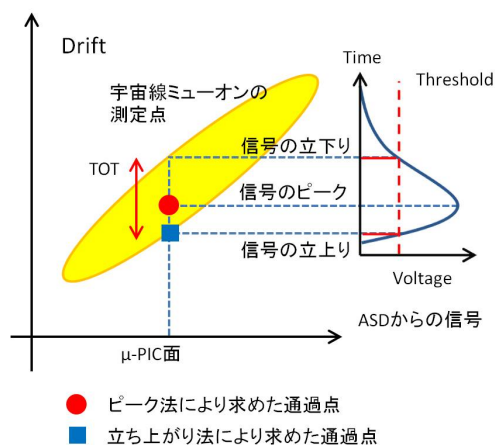


図 4.19: 宇宙線ミューオンの飛跡再構成の手法

の決定が可能になる。この意味では従来のアルゴリズムは、拡散による測定点のずれを補正することが不可能な手法であったと言える。

ただし、実際にこの通過点を推測することは容易ではない。荷電粒子により電離された電子雲はドリフトにより縦横に拡散するが、その中には電離電子の数が最も多い電荷中心が存在するはずであり、そこが荷電粒子の通過した領域であると考えられる。従って、 μ -PIC の信号にはこの電子分布が反映されているはずであるが、前置増幅器 ASD を通るとこの分布はぼけてしまう。さらに前項でも述べたような問題から、ASD 通過後の波形からはもとの μ -PIC の信号を推測することはできない。

そこで今回は、ASD 通過後の波形でピークとなるタイミングをもとの信号の電荷中心とみなして、宇宙線ミューオンの通過点の決定を行い、それらを結ぶことで飛跡の再構成を行った (図 4.19)。ASD 信号の波形は、前項と同様の実験式を用いた。比較のため、従来のアルゴリズムでも採用していた、立ち上がりのタイミングで検出した測定点を、荷電粒子の通過点とみなす方法も行った。前者の方法をピーク法、後者の方法を立ち上がり法と呼ぶことにする。

再構成した飛跡に対してイベントごとに直線で fitting を行うと、Reduced chi-square の分布は図 4.20 のようになる。また、fitting により得られた直線と測定点との差分の平均値を、電子雲が移動した Drift 距離ごとに求めると、Drift 距離 8~10cm の領域では図 4.21 のような分布になる。この分布において、ピーク法の場合は全体の 68% が 0.38mm 以下となっており、この領域での新アルゴリズムを用いた μ -TPC の位置分解能は σ で 380um といえる。このようにして Drift 距離ごとに位置分解能を求めた結果を図 4.22 に示す。図ではドリフト依存性が見えており、この結果は定性的に正しいことが確認できる。ピーク法は立ち上がり法よりはるかに良い位置分解能を示しており、ピーク法により宇宙線ミューオンの飛跡がより正しく再構成できることがわかる。このことから、TOT を利用して Drift 方向の拡散を考慮した飛跡を推測することは、位置分解能を向上させる上で有効な手法であることが確認された。

4.2.3 角度依存性

従来のアルゴリズムでは、 μ -PIC に対して平行方向の飛跡成分が失われるという角度依存性が存在した。宇宙線ミューオンの到来方向をカソード方向 vs. Drift 方向の 2次元面内で求め、 μ -PIC に平行な方向を $\theta = 0^\circ$ と取った角度分布を図 4.23 に示す。従来のアルゴリズムでは、角度が 0° 付近でカウントが大きく減少しているのに対し、新アルゴリズムのピーク法で求めた結果では 0° 方向で最もイベント数が多くなっている。これは、宇宙線ミューオンの天頂角分布が $\cos^2\theta$ に従うこととも、傾向が一致する。これにより、新アルゴリズムでは μ -PIC に平行な飛跡も取得でき、従来のアルゴリズムの角度依存性の改善が確認された。

4.3 光電子の測定

次に X 線源 ^{133}Ba を用いて、ガス中の光電吸収から生じる光電子の測定を行った。使用した μ -TPC とその使用条件は前節の図 4.12、表 4.1 と同様である。 μ -TPC 自身からの検出信号をトリガーとしてイベントの取得を行った。新アルゴリズムにより得られた光電子の飛跡例を示す (図 4.24)。宇宙線ミューオ

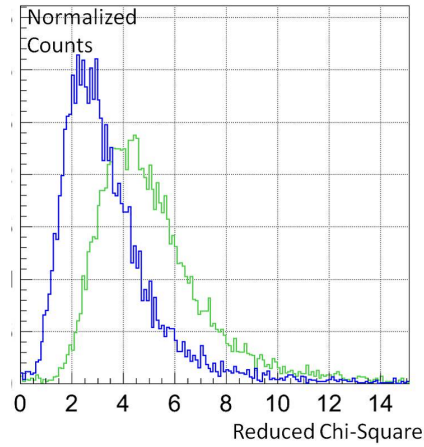


図 4.20: 宇宙線ミュオンの飛跡を直線で fitting した時の Reduced chi-square の分布。青色:ピーク法、緑色:立ち上がり法

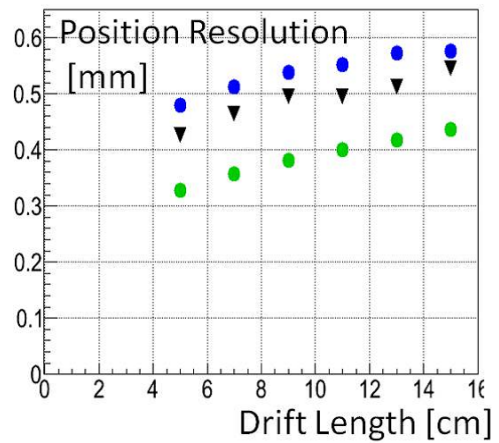
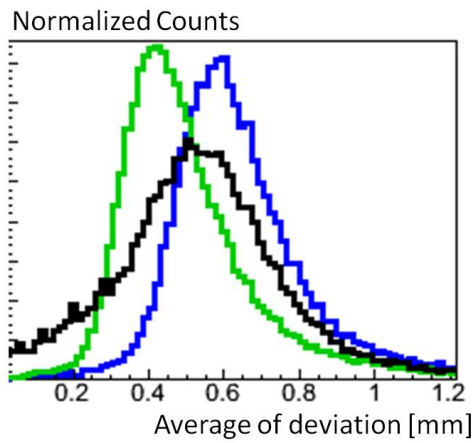


図 4.21: fitting した直線と測定点との差分平均値の分布。緑色:ピーク法、青色:立ち上がり法、黒色:従来のアルゴリズム

図 4.22: 位置分解能の Drift 依存性。緑色:ピーク法、青色:立ち上がり法、黒色:従来のアルゴリズム

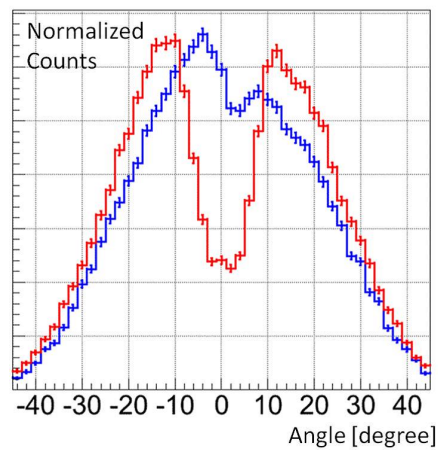


図 4.23: ミューオンの天頂角分布

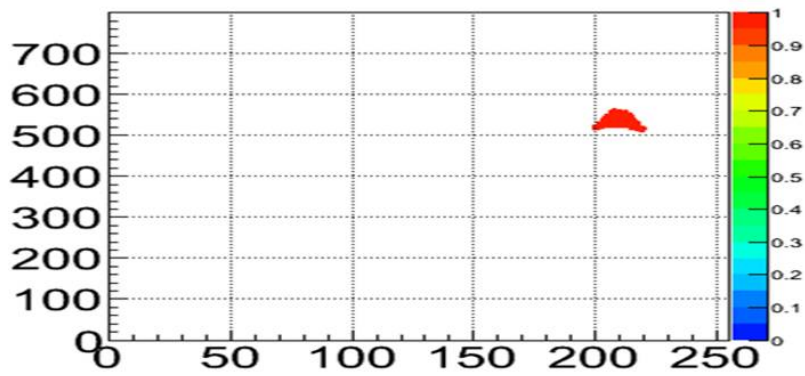


図 4.24: 30keV のエネルギーを持つ反跳電子の飛跡

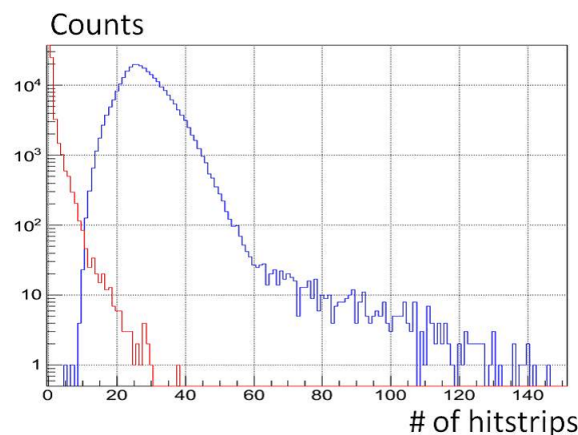


図 4.25: 新アルゴリズムを適用した μ -TPC で得られた光電子のヒットストリップ数

ンの場合と同様に、1 イベントごとのヒットストリップ数を求めると図 4.25 のような分布になる。 ^{133}Ba は主に $\text{CsK}\alpha$ による 31keV の X 線を放射するため、25-35keV の範囲でエネルギーカットをかけた。これをみると、1 イベント当たりのヒットストリップ数は従来よりもはるかに多く、電子飛跡の取得においても新アルゴリズムが有効に機能していることが確認できる。特にこの結果から、25keV 以上ではほぼ 100% の確率で飛跡検出が可能であることが明らかになった。

4.4 反跳電子の測定

ガンマ線源を用いて、ガンマ線のコンプトン散乱から生じる反跳電子の測定を行った。 μ -TPC の使用条件は光電子の場合と同様である。 μ -TPC の μ -PIC 側に別途トリガー用検出器を置き、そのヒットにより μ -TPC を動作させた (図 4.26)。得られた結果の、従来のアルゴリズムとの違いをまとめる。

新アルゴリズムにより得られた電子の飛跡例を示す (図 4.27)。電子飛跡検出型コンプトンカメラとして動作させる際には、反跳電子の方向を知ることが重要であることを踏まえ、この図から次の 3 点が重要な結果として認められる。

電子の反跳方向を決めるためには、少なくとも 3 点以上の測定点が必要であり、この条件を満たすイベント割合は従来のアルゴリズムと比較して約 4 倍に増加した (図 4.28)。これは、反跳方向を決定するための解析を行うことができるイベント割合が増加したということであり、検出効率の改善に直結する。

反跳方向の決定には、TOT を利用する手法も考えられる。ガス中に入射した荷電粒子のエネルギー損失は止まる瞬間が最も大きいことから、飛跡の両端を比較した時に TOT が大きい方が終点とみなす

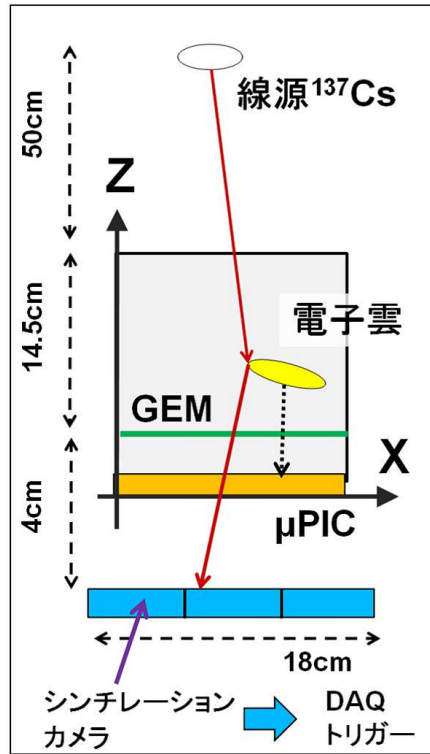


図 4.26: 反跳電子測定用セットアップ

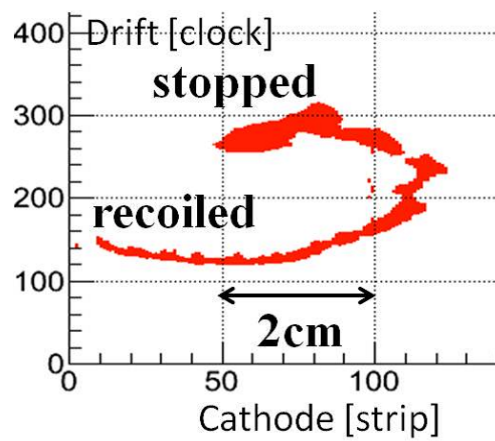


図 4.27: 反跳電子

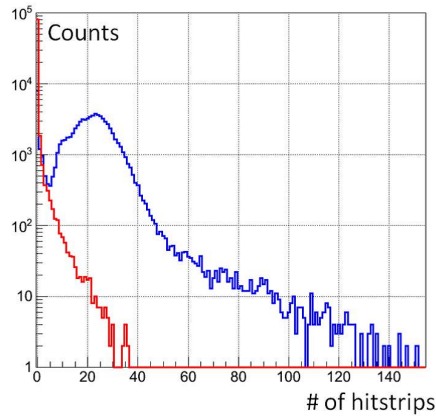


図 4.28: ヒットストリップ数ヒストグラム

ことができ、実際、図 4.27 から明確に確認できる。これにより、反跳方向の決定精度の向上が期待できる。一方で、エネルギーが小さく短い飛跡ではこの傾向が見えづらい (図 4.24)。このため、現在のところこの手法による反跳方向の決定は実用化されておらず、今後の課題のひとつである。

μ -TPC 内で検出された粒子は、検出器内で失ったエネルギーと飛跡長の関係から、イベントごとにその種類を識別することができ、雑音事象除去に有効な手段の一つとなる。新アルゴリズムでは詳細な位置情報が得られたことで、より正確な飛跡長を得ることができる。図 4.29, 図 4.30 に新旧それぞれのアルゴリズムを用いて取得した、 ^{137}Cs 線源照射によるイベントの分布を示す。損失エネルギーは、 μ -TPC のアナログ情報を FlashADC で読み出すことで得た。図中の実線破線はエネルギーと飛跡長の関係を理論から求めた結果であり、実線は宇宙線ミュオンなどの高エネルギー荷電粒子、破線は反跳電子などの低エネルギー電子における関係を示している。新アルゴリズムでは、 dE/dX 傾向が小さい宇宙線ミュオンイベントと、 dE/dX 傾向の大きい電子イベントの分離が明確になっており、破線直線に沿うようにイベントが集中していることがわかる。これにより、従来よりも精度の良い粒子識別によるバックグラウンド除去が可能となる。

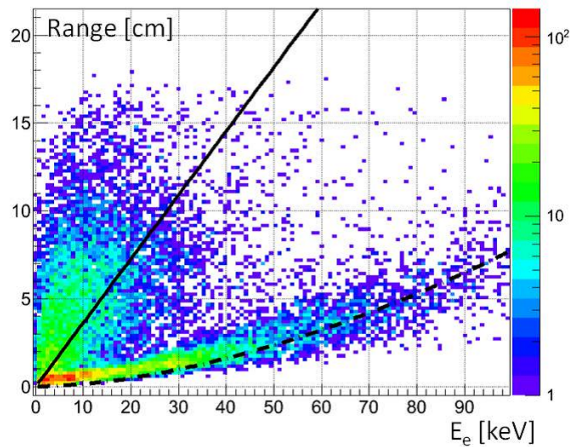


図 4.29: エネルギー vs. 飛跡長さ 新しいアルゴリズム

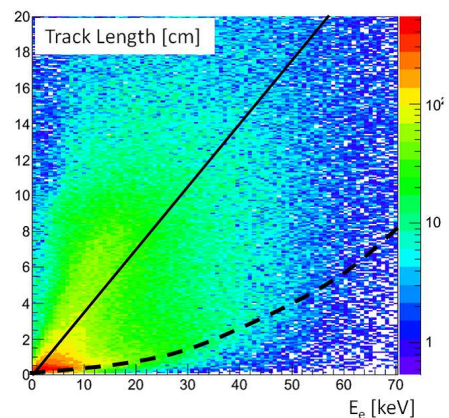


図 4.30: エネルギー vs. 飛跡長さ 従来のアルゴリズム

Chapter 5

新アルゴリズムによる MeV ガンマ線イメージング

新アルゴリズムを適用した μ -TPC を運用して、電子飛跡検出型コンプトンカメラとしての性能測定を行う。実験に用いたセットアップと、新アルゴリズム用に考案した解析手法、従来のアルゴリズムとの性能比較について述べる。

5.1 セットアップ

μ -TPC は前章までと同様の内部配置、ガス条件で運用した (図 4.12、表 4.1)。散乱ガンマ線検出器としては、3.3 節で触れた GSO:Ce シンチレータとマルチアノード PMT H8500 (浜松ホトニクス) を用いたシンチレーションカメラを使用している。今回使用したシンチレーションカメラの基本性能については表のとおりである。実験系全体の配置は、前章図 4.26 と同様であり、線源は ^{137}Cs を用いた。線源は μ -TPC の DriftPlane 中心から 50cm 離れた位置に設置した。

表 5.1: シンチレーションカメラの性能

Scintillator	GSO:Ce $6 \times 6 \times 13\text{mm}$
光検出器	マルチアノード PMT H8500 8×8 本ピクセル 3×3 個のアレイ
volume	$18\text{cm} \times 18\text{cm} \times 20\text{cm}$
energy resolution	11.2% @ 662keV (FWHM) $\text{FWHM} [\%] = 3.3 \times 10^2 (E_\gamma [\text{keV}])^{-0.52}$

5.2 解析方法

5.2.1 カット条件

得られたイベントに、以下のようなカット条件を課すことで期待するイベントを抽出した。

Hit カット

反跳電子の反跳方向を捉えるためには、3次元飛跡を2点以上で押さえる必要がある。ノイズも考慮すると、3点以上が望ましい。今回、 μ -TPC で得られた飛跡情報に対して、アノードストリップ、カソードストリップともに測定点が3点以上存在するという条件を課した。また、 E_γ, K_e について、その意味から

$$E_\gamma > 0 \quad K_e > 0 \quad (5.1)$$

が要求される。

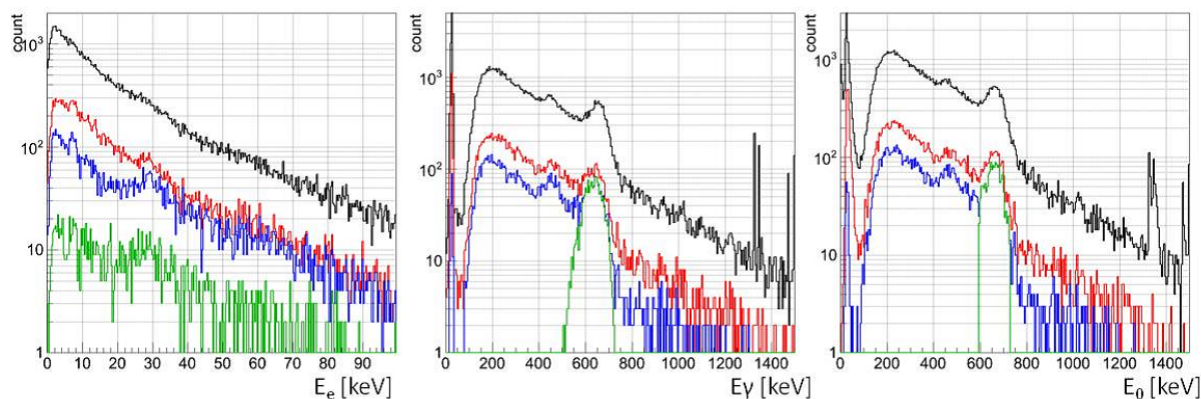


図 5.1: エネルギースペクトルの変化。黒:ノーカット、赤:Hit カット、青:dE/dX カット、緑:Energy カット

dE/dX カット

地上で実験する場合、MeV ガンマ線カメラとして動作させている場合でも、宇宙線ミュオンが μ -TPC でヒットすることも多々有り、強いバックグラウンドとなりうる。4.3 節で触れたように、dE/dX 傾向による粒子識別を利用することでこれを取り除くことができる。dE/dX 傾向の大きな成分を反跳電子とみなし、

$$\text{length [cm]} \leq 0.71 \times (K_e[\text{keV}])^{1.72} + 1.2 \quad (5.2)$$

という条件を課した (図 4.29 中破線に沿う領域)。また、これにより反跳電子のうちエネルギーが大きく dE/dX が小さい成分を取り除くことができ、反跳電子が μ -TPC 内で止まっているようなイベントを選択できる。

Energy カット

再構成された入射ガンマ線のエネルギー、すなわち反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーの実測値の合計について制限を加えた。これは実際の天体観測でも行われる、エネルギーバンドに区切ったイメージ取得と似ている。制限の付け方は、dE/dX カットまでに得られた入射ガンマ線のエネルギースペクトルからエネルギー分解能を求め、観測したいピークから \pm FWHM 分だけの範囲とした。

5.2.2 カット変化の様子

これらのカットに対して、エネルギースペクトルは図 5.1 の様に選択されて行き、またイベント数は表 5.2 のように変化して行く。

表 5.2: イベント数の変化

カット	イベント数
raw	1000000
hitcut	177660
dE/dX	8923
energy	1489

5.2.3 散乱・反跳方向決定

カット後に残ったイベントに対して、以下の方法で散乱方向および反跳方向の決定を行った。反跳電子の各 clock に対して 20nsec 幅のコインシデンスをとることで各飛跡点の 3 次元位置を決定し、それに対

して3章で述べた立ち上がり法を用いることで3次元飛跡を決定した。3次元飛跡をXY平面に射影したとき、シンチレーションカメラの吸収点との距離が最短となる飛跡点を反跳電子の始点すなわちコンプトン散乱点とした。また、散乱点から3次元距離で5mm以内に存在する測定点のうち、XY平面上で散乱点との距離が最長の点を求め、散乱点とその点を結んだベクトルを反跳方向とみなした。

この解析により散乱・反跳方向が正しく決定されていることは、以下のようにして確認できる。ガンマ線源の位置を既知とすると、線源の位置・コンプトン点・散乱ガンマ線の吸収点の3点から、幾何学的に散乱角 ϕ_{geo} を求めることができる。これと、シンチレーションカメラにより測定されたエネルギーの関係は図5.2の用になり、図3.3に示した実線の理論曲線とよく一致する。また、散乱ガンマ線のエネルギーから計算できる散乱角 ϕ_{kin} との相関を取ると、図5.3のようになり、 $\phi_{kin} = \phi_{geo}$ の周囲にイベントが集まっていることがわかる。さらに、前節で行った各カットごとの変化を図5.4, 図5.5に示す。このように、確かにコンプトン散乱の散乱・反跳方向を決定できていることがわかる。

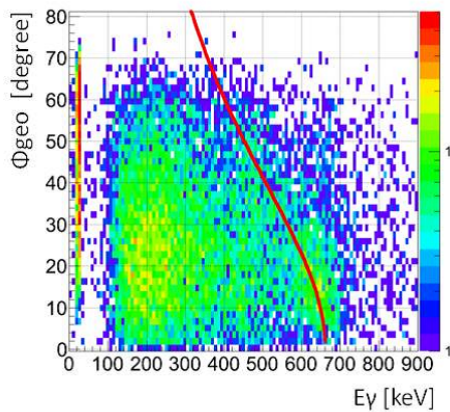


図 5.2: 幾何学的に求められる散乱角 ϕ_{geo} のエネルギー依存性。実線は理論曲線である。

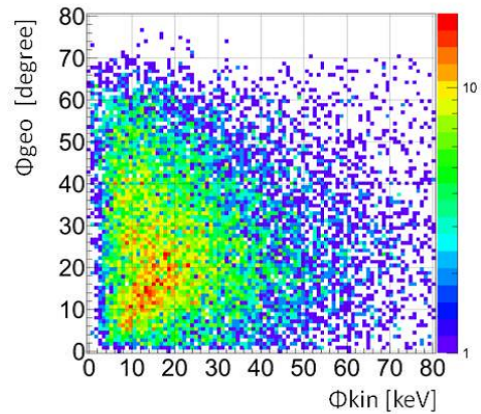


図 5.3: エネルギー情報から求められる散乱角 ϕ_{kin} vs. 幾何学的に求められる散乱角 ϕ_{geo}

5.3 再構成イメージ

^{137}Cs を照射して得られたイベントに、段階的にカットをかけて行った時の再構成イメージの変化を示す(図5.6)。イメージは、再構成された入射ガンマ線の到来方向の単純なバックプロジェクションである。実際の線源位置は図の中心である。得られたイメージは、線源を置いた位置付近にピークをなしており、再構成ができています。Hit カットの段階では、線源から大きく離れた場所にもイベントが存在しており、これらは宇宙線ミュオンや環境ガンマ線などであると考えられる。これに dE/dX カットをか

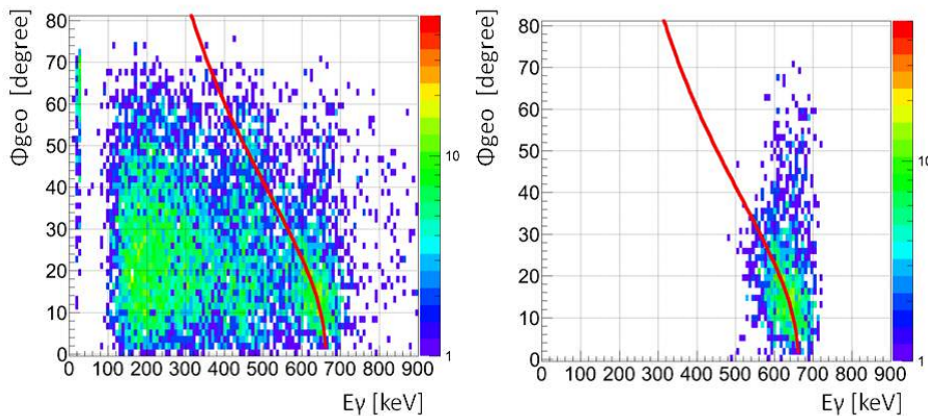


図 5.4: 図 5.2 のカットによる変化

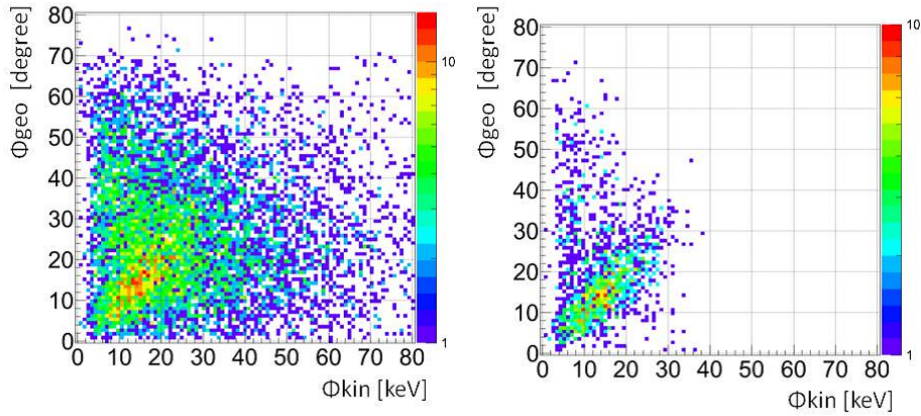


図 5.5: 図 5.3 のカットによる変化

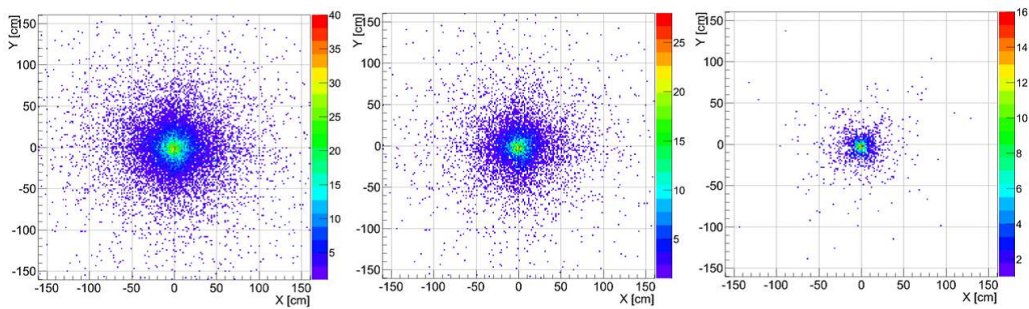


図 5.6: 再構成イメージカットの変化

けることで、こういったバックグラウンドイベントがよく除去できていることが見て取れる。この段階で残っているバックグラウンドとしては、 μ -TPC 入射前にコンプトン散乱を起こしエネルギーと到来方向を変えてしまったようなイベントが考えられ、これらのイベントによりイメージが広がっているものと考えられる。実際、エネルギーで制限をかけてやると、これらのイベントはほぼ除去され、非常にクリアなイメージが得られる。図中の点1つは、1イベントの再構成結果であるから、ここまでのカット条件で本来の入射位置から大きくずれた位置に再構成されるようなバックグラウンドイベントはほぼ除去できていることがわかる。

また、異なるエネルギーの線源についてもイメージングしてみると、図 5.7, 図 5.8 のようなイメージが得られた。 ^{22}Na は ^{137}Cs と同様に線源の位置がはっきりと捉えられている。一方で、エネルギーの低い ^{139}Ce では、線源位置にイベントは集まっているものの、 ^{137}Cs や ^{22}Na と比べると若干ぼけたイメージになっている。これは、 ^{139}Ce からは 165keV のガンマ線の他に、33keV の X 線 ($L\alpha K_{\alpha}$) も放射されており、これが TPC 内で光電吸収されるようなイベントがバックグラウンドとなっているものと考えられる。

5.3.1 ARM & SPD

^{137}Cs を照射した際の ARM および SPD の分布のカットごとの変化を図 5.9, 図 5.10 に示す。カットをかけていくことで、ARM および SPD の分布が 0° にピークをもったまま狭まっていく様子が見て取れる。この分布の半値幅を求めると、それぞれ 10.2° および 120° である

5.3.2 検出効率

稼働時間とジオメトリから計算される μ -TPC へ入射した 662keV ガンマ線のイベント数と、Energy カット後のイベント数の比から検出効率を求めると、 1.5×10^{-5} (@662keV) という結果となった。 μ -TPC のサイズや使用条件が異なるため、従来のアルゴリズムで動作させた場合の、単純比較可能な実験デー

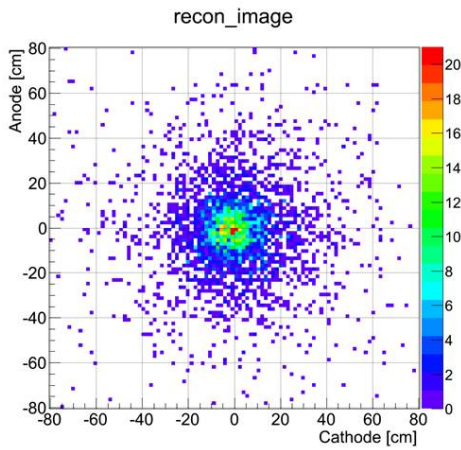


図 5.7: ^{22}Na , 511keV の再構成イメージ

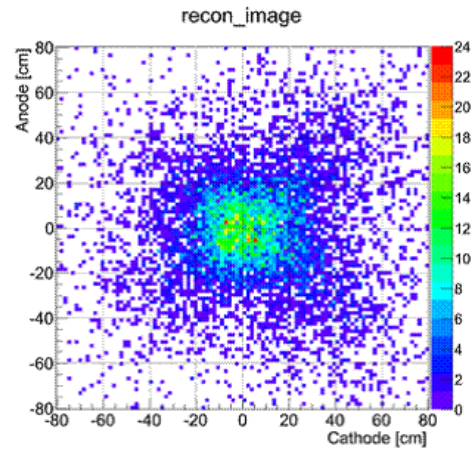


図 5.8: ^{139}Ce , 165keV の再構成イメージ

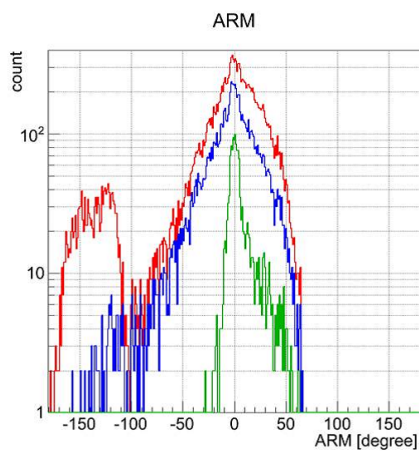


図 5.9: カットごとの ARM

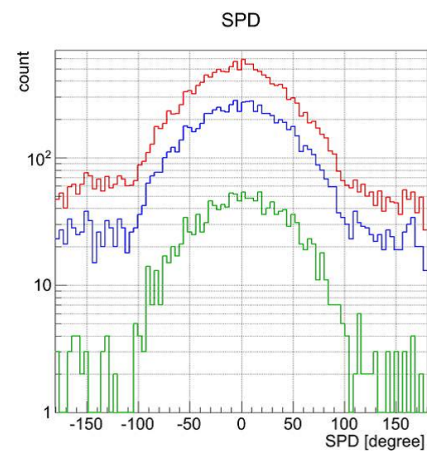


図 5.10: カットごとの SPD

タは存在しないが、従来の典型的な検出効率は 10^{-6} のオーダーであることを踏まえると、新アルゴリズムにより検出効率は 10 倍程度改善したといえる。

また、シミュレーションによる実機との比較も行った。シミュレーションは GEANT4 を使い、検出器の特性を含めず、ジオメトリと純粋な物理過程のみを考慮して行った。物理過程は、上述したトリガー条件およびイベントカット条件を考慮して以下のようにし、これらを満たしたイベントの割合から、検出効率を求めた。

- TPC 有感領域内でコンプトン散乱を起こし、シンチレーションカメラでガンマ線が光電吸収を起こす (トリガー条件)
- 反跳電子が TPC 有感領域内で止まる (dE/dX カット)
- シンチレーションカメラと TPC でのエネルギー損失の総和が入射エネルギーの 90% 以上

図 5.11 に実験により得られた新アルゴリズムの結果と、シミュレーションの結果を示す。これより、以上のような簡単な評価だけでも、20% 以内で実機とシミュレーションの結果は一致している。つまり、新アルゴリズムでは TPC 内で起こったコンプトン散乱をほぼ 100% 検出できていることになる。

5.4 ガスの高圧化

さらに検出効率を上げるため、TPC 内ガスの高圧化を行った。高圧化により、入射ガンマ線と衝突を起こすガス原子数が増加することでコンプトン散乱確率が大きくなり、検出効率の改善が見込まれる。加えて、反跳電子はより多くのガス原子と衝突することになるため、反跳電子のエネルギー損失が増加し、

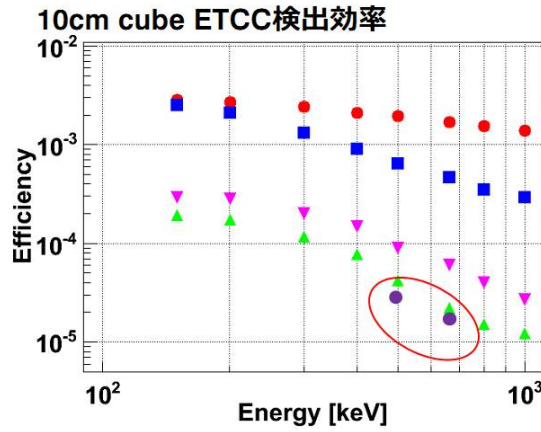


図 5.11: 10cmETCC の検出効率

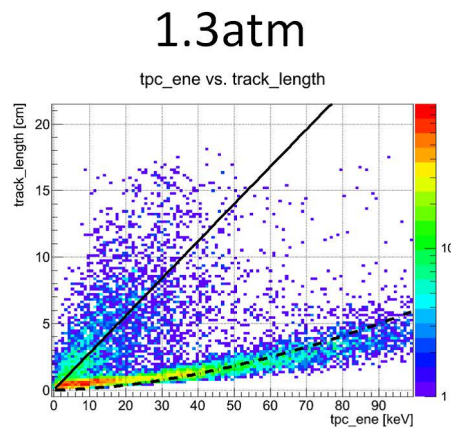


図 5.12: Ar1.3atm でのエネルギー損失と飛跡長の関係

より高エネルギーの反跳電子も TPC 内で静止する様になる。これにより、反跳方向の解析に用いることができるイベントの割合が増加し、このことも検出効率の改善に寄与する。

しかし、多重散乱の効果が大きくなることで SPD の決定精度が悪くなることが懸念される。多重散乱による電子の散乱角は 3.12 で表され、電子の飛跡長のほぼ-1/2 乗に比例、エネルギーに反比例する。定性的にはガス圧を上げると、飛跡長は短くエネルギー損失は大きくなることが予想される。実際、飛跡長はガス密度に反比例、エネルギーのほぼ 2 乗に比例することから散乱角への影響は互いに相殺する。従って、ガス圧を上げることで SPD の決定精度が大きく損をすることはないと考えられる。

以上の考察を踏まえて、検出器のセットアップは前節と同様に、TPC 内のガス圧のみを 1.3 気圧に変更して測定を行った。検出効率は 1.9×10^{-5} (@662keV) と、1 気圧の時の結果のちょうど 1.3 倍に増加した。また図 5.12 に示したように、エネルギーと飛跡長さの関係が非常に鮮明になったほか、ARM・SPD とともに 1 気圧時よりも改善が見られた図 5.13、図 5.14。

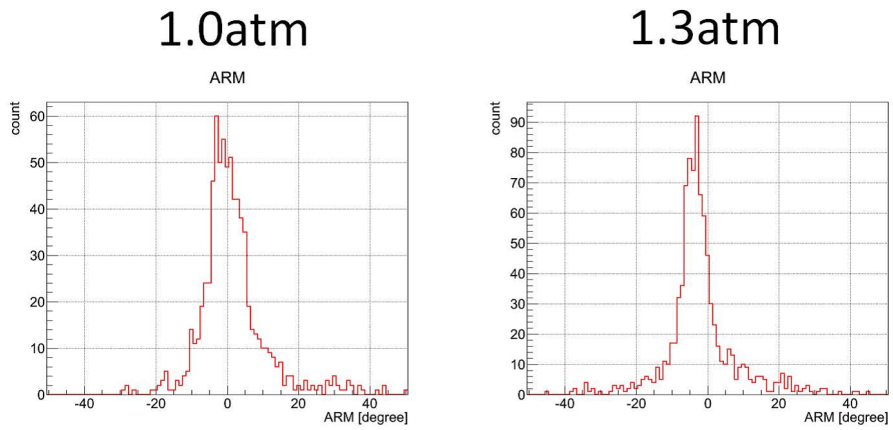


図 5.13: ARM 比較

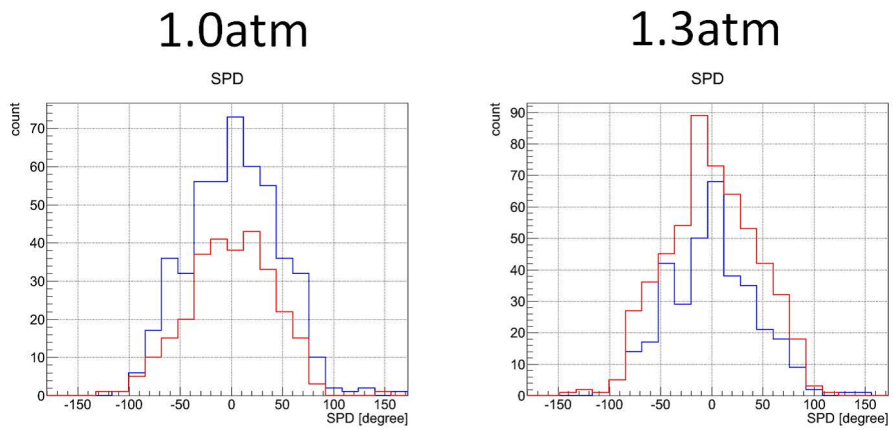


図 5.14: SPD 比較。赤色は 40keV 以上のエネルギーについて見たものであり、多重散乱による散乱角とほぼ一致する。

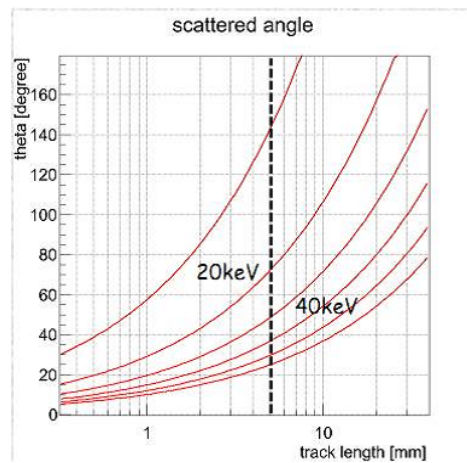


図 5.15: 電子の多重散乱による散乱角のエネルギー依存性

Chapter 6

まとめと今後

6.1 まとめと今後

天体観測を目標とした次期気球実験 SMILE-II へ向けて、我々は MeV ガンマ線カメラ ETCC の検出感度向上のための改良を進めている。ETCC の検出感度向上のためには、飛跡検出器 μ -TPC により、反跳電子のコンプトン散乱点および反跳方向を正確に捉えることが極めて重要である。我々は今回、 μ -TPC から飛跡情報の読み出し処理を行う FPGA のアルゴリズムに改良を施すことで、検出効率および角度分解能の改善を目指した。

FPGA は 100MHz のクロックで動作し、 μ -PIC のアノード・カソード 256 本ずつのストリップから信号の読み出しを行うため、短時間に大量の飛跡情報を扱うことになる。従来のアルゴリズムは、 μ -PIC を大強度 X 線検出として動作させる際に使用されていたものであり、扱う情報量を少なくすることで高速処理に特化している。そのため、飛跡情報の取りこぼしや、 μ -PIC に平行・垂直な飛跡が取得できないなどの問題点が存在していた。そこで新アルゴリズムでは、従来のアルゴリズムの高速処理に関わる部分について以下の変更を行った。

ヒット判定条件 従来は各クロック・ストリップにおいて、信号の立ち上がりのみ検出を行っていたが、新しいアルゴリズムでは信号がハイレベルにあればヒットとして検出を続ける。これは各ストリップからの信号の持続時間 (TOT) を測定することと同義である。

記録するヒット情報 従来はヒットしたアノード・カソードストリップのうち、各クロックにおける最大値・最小値のストリップ番号のみを記録していたが、新しいアルゴリズムではヒットとして検出されたすべてのストリップ番号を記録する。

アノード・カソードのコインシデンス 従来は 10nsec の各クロック中で、アノード・カソードヒットのコインシデンスがとれたものだけを記録していたが、新しいアルゴリズムでは FPGA でのコインシデンスは行わずにそのまま記録する。コインシデンスは、オフラインで最適なコインシデンス幅を設定して行う。

この新アルゴリズムを適用した μ -TPC の動作確認および性能測定を行うため、宇宙線ミュオン・光電子・反跳電子の検出実験を行った。

宇宙線ミュオンの測定から得られた μ -TPC のヒットパターンは、従来のアルゴリズムとほぼ同一であり、新アルゴリズムが従来のアルゴリズムと矛盾なく動作することが確認できた。また、取得した宇宙線ミュオンの天頂角分布から、 μ -PIC に対して平行に走る飛跡の取得性能の改善が確認できた。さらに、TOT 情報から宇宙線ミュオンの dE/dX スペクトルを得ることに成功し、TOT が正しく取得できていることを示した。解析の際にこの TOT を利用することで、位置分解能が改善することも発見した。これは TOT から信号の電荷中心を推定することで、より正確な荷電粒子飛跡を推測可能であるということを示している。

宇宙線ミュオン・光電子・反跳電子、いずれの測定においても新アルゴリズムによる測定点の数は、従来のアルゴリズムと比較して劇的に改善していた。宇宙線ミュオンの測定においては約 10 倍、25-35keV の光電子の測定においては数十倍である。特に、光電子の測定においては 25keV 以上の電子飛跡はほぼ 100% 取得可能であることが示された。また、数十 keV のエネルギーを持つ反跳電子の測定においては、解析可能なイベントの割合が従来の 4 倍以上に増加したことが示された。さらに測定点が増加したことにより、 μ -TPC 中での損失エネルギーと飛跡長の関係がより正確に得られ、従来よりも精度の

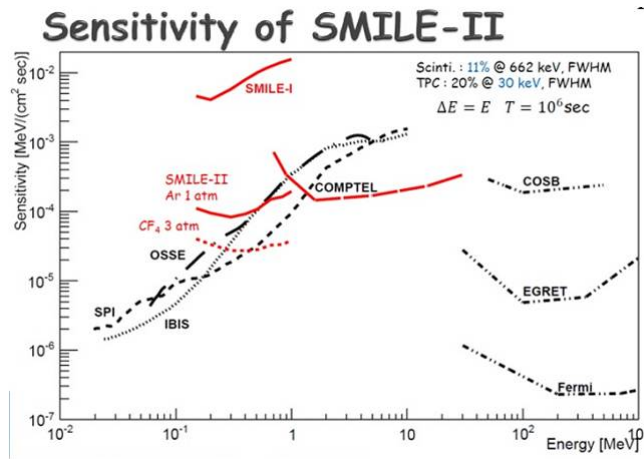


図 6.1: SMILE-II での目標検出感度

良い粒子識別によるバックグラウンド除去が可能となった。また、TOT を利用することで Bragg Peak の判定が可能になり、反跳電子飛跡の始点・終点を識別することが可能となった。これにより ETCC の角度分解能が大幅に改善する可能性を見出した。

次に、電子飛跡検出型コンプトンカメラとしての性能測定を行うため ^{137}Cs 線源を照射して MeV ガンマ線の測定を行った。新しいアルゴリズム用の飛跡再構成法を考案し、新しいアルゴリズムでも MeV ガンマ線の再構成およびイメージングが可能であることを示した。検出効率は 1.5×10^{-5} (@662keV) と従来の 10 倍以上に劇的に改善し、物理過程のみを考慮した Geant4 シミュレーションの結果とも 20% 以内での一致をみた。角度分解能は $\text{ARM}10^\circ$ と従来のアルゴリズムと遜色のない結果を得た。さらに検出効率を上げるため、TPC 内のガスを 1.0 気圧から 1.3 気圧へと高圧化を行い、検出効率は 1.9×10^{-5} (@662keV) と 1.3 倍、ARM は 7° と改善した。

上記の結果から、SMILE-II で使用する 30cm 立方 ETCC の感度をシミュレーションすると、Ar ガス 1 気圧で 1cm^2 と、当初予定していた最終感度の 2 倍、SMILE-I の約 100 倍の感度が得られた。2013 年中には、Ar ガス 1.5 気圧で 2cm^2 を達成することが十分可能である。さらに数年後には、ターゲット電子数が多くコンプトン散乱確率の大きな CF_4 ガスを 3 気圧で用いることで、その 10 倍の 10cm^2 を達成できる可能性が出てきた。また、今回の飛跡再構成は単純な方法で行われており、宇宙線ミューオンの実験で示したような TOT 情報の利用や、電子雲拡散の効果などを考慮に入れていない。したがって今後、飛跡再構成法の改良を進めることで、角度分解能は約 5° (@662keV) と理論限界に近い値が得られる可能性が高く、感度もさらに 2 倍程度の改善が期待できる。以上の結果を、図 6.1 にまとめる。このように、COMPTEL と比較すると小型な装置でありながらも、COMPTEL の 5~8 倍の感度が実現できる可能性を得た。また、さらに μ -TPC の大型化を進め、40cm 角 ETCC を用いると、COMPTEL の約 10 倍の感度が予想され、小型衛星で新しい MeV 天文学開拓の可能性が持てるようになった。

reference

- [1] V. Schönfelder; “The Universe in Gamma Rays”, *Springer* (2001).
- [2] M.Oda and K. Matshuoka; *Progress in Elementary Particles and Cosmic-Ray Physics*, **10** (1971), 305.
- [3] K. S. Cheng, G. E. Romero; “Cosmic Gamma-Ray Sources”, textitKluwer Academic publishers (2004).
- [4] P. V. Ballmoos; *Experimental Astronomy*, **6** (1995), 85.
- [5] V. Schönfelder et al.; *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143** (2000), 145.
- [6] R. C. Hartman et al.; *ApJS*, **123** (1999) 79.
- [7] NASA; “Fermi’s Latest Gamma-ray Census Highlights Cosmic Mysteries”, (http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/gamma-ray-census.html)
- [8] S. E. Boggs et al.; *ApJ*, **544** (2000), 320.
- [9] M. Pohl; astro-ph/9807267.
- [10] R. A. Chevalier; *Nature*, **355** (1992), 691.
- [11] A. Lyne and F. G. Smith; “Pulsar Astronomy”, *Cambridge* (2005).
- [12] A. A. Abdo et al.; astro-ph.HE/arXiv:1108.1435v1 (2011).
- [13] D. J. Thompson et al.; *ApJ*, **516** (1999), 297.
- [14] L. Kuiper et al.; *A&A*, **378** (2001), 918.
- [15] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan; astro-ph/9803091.
- [16] M. L. McConnell et al.; *ApJ*, **572** (2002), 984.
- [17] W. R. Purcell et al.; *ApJ*, **491** (1997), 725.
- [18] G. Weidenspointner et al.; *A & A*, **450** (2006), 1013.
- [19] R. Schödel et al.; *Nature*, **419** (2002), 694.
- [20] C. M. Urry, P. Padovani; (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html)
- [21] M. Chiaberge et al.; *MNRAS*, **324** (2001), 33.
- [22] L. Maraschi, F. Tavecchio; astro-ph/0102295.
- [23] M. Ackermann et al.; *ApJ*, **743** (2011), 171.
- [24] G. H. Share, R. J. Murphy; *ASP Conference Series*, **206** (2000), 377.
- [25] SCIENCE VOL 323 (2009)

- [26] M. S. Briggs et al.; *ApJ*, **524** (1999), 82.
- [27] W. S. Paciesas et al.; *ApJS*, **122** (1999), 465.
- [28] D. Yonetoku et al.; *ApJ*, **743** (2011), 30.
- [29] XCOM; Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [30] G. F. Knoll; “Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, *WILEY* (2001).
- [31] M. S. Longair; “High Energy Astrophysics”, *Cambridge university press*, (1994).
- [32] Jean in’t Zand; “Coded Aperture Imaging in High-Energy Astronomy”,
(<http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/cai/coded.html>).
- [33] P. v. Ballmoos et al.; *Exp. Astron.*, **20** (2005), 253.
- [34] P. v. Ballmoos; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*,
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos_1.pdf).
- [35] V. Schönfelder et al.; *ApJS*, **86** (1993), 657.
- [36] J. M. Ryan; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan_1.pdf).
- [37] T. Kamae et al.; *NIM*, **A260** (1987), 254.
- [38] W. Coburn et al.; *Proc. SPIE*, **5898** (2005).
- [39] W. Coburn et al.; M. S. Bandstra et al. 2011 ApJ 738 8
- [40] P. F. Bloser et al.; *New Astronomy Reviews*, **46** (2002), 611.
- [41] K. Ueno et al.; *NIM*, **628** (2011)
- [42] G. Weidenspointner et al.; *A&A*, **368** (2001), 347.
- [43] A. Zogauer, G. Kanbach; *Proceeding of SPIE*, **4851** (2003), 1302.
- [44] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *NIM*, **B 58** (1991), 6.
- [45] V. Schönfelder; *New Astronomy Reviews*, **48** (2004), 193.
- [46] T. Takahashi.
- [47] T. Nagayoshi; Ph. D. Thesis, Kyoto Univ. (2004).
- [48] H. Kubo; *NIM*, **A 513** (2003), 94.
- [49] O. Sasaki; “Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards”
(<http://online.kek.jp/~sosamu/ASD-PRR.pdf>)
- [50] A. Takeda et al.; *IEEE NS*, **51** (2004), 2140.
- [51] F. Sauli; *NIM*, **A 386** (1997), 531.
- [52] R. Orito; Ph. D. Thesis, Kyoto Univ. (2005).
- [53] FITE; http://www-ir.ess.sci.osaka-u.ac.jp/www_fite/index.html
- [54] K. Kasturirangan, U. R. Rao; *Astro. Space Sci.*, **15** (1972), 161.
- [55] V. Schönfelder et al.; *ApJ*, **217** (1977), 306.

- [56] F. Makino; *Astro. Space Sci.*, **8** (1970), 251.
- [57] T. Mizuno, et al.; *ApJ*, **614** (2004), 1113.
- [58] J. C. Ling; *J. Geophys. Res.*, **80** (1975), 3241.
- [59] V. Schönfelder et al.; *ApJ*, **240** (1980), 350.
- [60] J. A. Bleeker, A. J. M. Deerenberg; *ApJ*, **159** (1970), 215.
- [61] F. Makino; *Astro. Space Sci.*, **37** (1975), 115.
- [62] J. I. Vette et al.; *ApJ*, **160** (1970), 161.
- [63] J. I. Trombka et al.; *ApJ*, **181** (1973), 737.
- [64] J. M. Ryan et al.; *J. Geophys. Res.*, **82** (1977), 3593.
- [65] R. L. Kinzer et al.; *J. Geophys. Res.*, **79** (1974), 4567.
- [66] R. R. Daniel et al.; *Astro. Space Sci.*, **18** (1972), 462.
- [67] L. E. Peterson et al.; *Space Sci. Rev.*, **13** (1972), 320.
- [68] D. J. Thompson et al.; *ApJS*, **86** (1993), 629.
- [69] D. Attié et al.; *A & A*, **411** (2003), 71.
- [70] H. Steinle et al.; *A & A*, **330** (1998), 97.

謝辞

本論文の作成にあたり、谷森達京都大学教授に丁寧で有意義なご指導を頂きました。窪秀利京都大学助教には、節目節目で長く実験の指針となるような助言をして頂きました。心より御礼申し上げます。

同じSMILEグループ所属の方々には特にお世話になりました。高田淳史さん、水本哲矢さん、岩城智さん、澤野達哉さん、松岡佳大さんには大学院入学当初から研究生活全般について面倒を見て頂きました。毎日のように実験への助言や叱咤激励を頂き、大変感謝しております。水村好貴さんには、実験で行き詰った場面で何度も助けて頂きました。また後輩である中村祥吾君には、とても良い刺激を頂きました。

ここで挙げきる事はできませんが、グループによらず様々な方に幾つもの場面でお世話になりました。京都大学宇宙線研究室の方々に深く感謝致します。