

MeV ガンマ線天体観測実験SMILE-3に向けた
高エネルギー分解能を目指した
MPPCシンチレーション検出器開発

津田 雅弥

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

概要

銀河中心領域からは電子・陽電子対消滅線の非常に強い放射がある。しかし、発見から50年以上経った現在でも陽電子の起源は解明されていない。陽電子の起源を解明するためには対消滅線の空間分布が重要であるが、対消滅線の詳細な分布はまだ得られていない。この原因は、宇宙線と衛星筐体の相互作用により MeV 帯域に大量の雑音が発生するためである。また、従来の望遠鏡ではガンマ線の到来方向を一意に決めることができず、光学的なイメージングができない。そのため、観測領域外からのガンマ線と混在し、信号との切り分けができず、SN比を向上できない。このような現状を打開するため、我々は電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) の開発をおこなっている。ETCC は前段のガス飛跡検出器 (TPC) と後段のシンチレーション検出器を使用し、コンプトン散乱後の全物理量を取得することにより、コンプトン運動学を再構成し、入射ガンマ線の到来方向を一意に決定できる。そのため、従来のイメージング法と違い、光学的なイメージングが可能である。このことにより、point spread function (PSF) を定義し、雑音が除去できる。また、電子飛跡による粒子識別やコンプトン運動学を満たしている事象のみを選別することでの雑音除去も可能である。

ETCC を用いた実験計画である SMILE 計画の次期実験 SMILE-3 では、長期間気球を用いて、電子・陽電子対消滅線の分布を観測する。対消滅線の詳細な空間分布を取得し、陽電子起源に制限を与えるため、SMILE-2+ から有効面積約 5~10 倍、空間分解能 (PSF) 2~3 倍改善、511 keV のエネルギー分解能 8~9 % (FWHM) の性能が必要である。これらを実現すべく、シンチレーション検出器の開発をおこなった。光読み出しを光電子増倍管から Multi Pixel Photon Counter (MPPC) に変更し、量子効率を上げることでエネルギー分解能を改善し、高利得アンプと低利得アンプの2種類のアンプを搭載することでダイナミックレンジを拡大した。また、ETCC の不感時間を削減するために common stop 型トリガーを使用する際に必要なサンプリング式 ADC を採用した。TPC のコンプトン散乱点の高さ方向はシンチレーションカメラの時間情報を使用するため、時間分解能は TPC の二次元方向の空間分解能と同程度になるように 20 ns が要求される。波形からエネルギーとタイミングを得る解析方法を考案し、実際に製作した MPPC 読み出し回路で性能評価をおこなったところ、一度に9個の MPPC 全てで 662 keV のエネルギー分解能が 7 % 台 (FWHM) を達成し、初めて読み出し回路として正常に動作する回路の製作に成功した。また、時間分解能についても前回の回路から ADC のサンプリングレートを 2.5 MHz から 4.375 MHz に上げたことで、15 ns まで改善することができた。温度補正についても解析での補正である程度補正できることが確認できた。これらの性能評価のあと、ETCC としての動作試験のために京都大学複合原子力科学研究所の原子炉 (KUR) 内のガンマ線観測をおこなった。511 keV や ^{41}Ar の 1293 keV の輝線の観測や ^{41}Ar の輝線の時間変化が確認できた。また、原子炉観測のデータを使用し、ダイナミックレンジを求めた結果、40 keV~4 MeV となり、SMILE-2+ の 150 keV~2 MeV から拡大していることを確認できた。このように SMILE-3 に必要な性能をもつ MPPC 読み出し回路を実現した。

目次

第 1 章	MeV ガンマ線天文学	3
1.1	電子・陽電子対消滅	4
1.2	超新星爆発と物質の起源	5
1.2.1	Ia 型超新星爆発からの核ガンマ線	8
1.2.2	重力崩壊型超新星爆発からの核ガンマ線	9
1.3	大質量星で生成される ^{26}Al と ^{60}Fe	14
1.4	活動銀河核	17
1.5	ガンマ線と物質の相互作用	17
1.5.1	光電効果	19
1.5.2	コンプトン散乱	19
1.5.3	電子対生成	21
1.6	MeV ガンマ線のイメージング手法	21
1.6.1	コーデットマスク法	22
1.6.2	コンプトン法	23
1.6.3	多重コンプトン法	28
第 2 章	電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画	30
2.1	検出原理	30
2.2	ETCC の雑音除去能力	31
2.3	ETCC の構成	33
2.3.1	ガス飛跡検出器	34
2.3.2	PSA	34
2.4	SMILE 計画と次期実験について	35
第 3 章	シンチレータと MPPC 読み出し回路について	39
3.1	シンチレータ	39
3.2	光検出器	40
3.2.1	光電子増倍管	40
3.2.2	半導体検出器	41
3.3	MPPC 読み出し回路の開発の歩み	43
3.3.1	PMT と MPPC	44
3.3.2	不感時間	45
3.3.3	これまでの MPPC 読み出し回路の開発の歩み	46
第 4 章	MPPC 読み出し回路の開発と性能評価	48
4.1	開発した MPPC 読み出し回路	48
4.1.1	MPPC 基板	48

4.1.2	読み出し回路	50
4.2	FPGAによるデジタル回路設計	53
4.3	消費電力	55
4.4	ノイズの評価(ペDESTAL測定)	56
4.5	エネルギー分解能	57
4.5.1	エネルギー較正	58
4.5.2	エネルギー分解能の測定結果	61
4.6	ダイナミックレンジ	63
4.7	時間分解能	69
4.7.1	PSAの時間分解能について	69
4.7.2	セットアップ	71
4.7.3	時間分解能の測定結果	73
4.7.4	テンプレートフィットによる時間分解能の改善	74
4.8	温度補正について	77
4.8.1	温度依存性調査の方法	77
4.8.2	温度依存性調査の結果	78
4.8.3	温度補正の方法の考案	79
第5章	京都大学複合原子力科学研究所でのETCC動作試験	84
5.1	ETCCの製作	84
5.1.1	シンチレータの固定と遮光	84
5.1.2	温度維持のための工夫	86
5.1.3	20 cm径ETCC	87
5.2	原子炉内でのガンマ線観測実験	90
第6章	まとめと今後	100
付録A	京都大学複合原子力科学研究所でのETCC動作試験のための工夫	101
A.1	シンチレータの固定と遮光	101
A.2	ペルチェ素子による冷却方法考案	102

第1章 MeVガンマ線天文学

宇宙の観測は一昔前まで人の目で見る事ができる可視光での観測が主な手法であった。しかし、現在では電波、X線、ガンマ線などの可視光以外の波長の電磁波はもちろん、宇宙線、ニュートリノ、重力波などの様々な観測手法が研究され、宇宙に対する理解も大きく進んできた。このように色々な側面から宇宙を観測する「マルチメッセンジャー天文学」において、各手法での観測技術の向上は宇宙の謎を解き明かす上で重要になる。本論文は宇宙観測の手法の一つであるガンマ線の、特に 10^6 eV 程度のエネルギーを持った MeV ガンマ線の観測手法を研究し、まだ未開拓なこの領域の観測を進めることを目的としている。この章では、MeV ガンマ線で観測できるサイエンスと観測の現状を述べる。

MeV 領域のガンマ線で観測できるサイエンスの一つに核ガンマ線の観測がある。励起された原子核が基底状態に戻る際には、主に MeV 領域のガンマ線が放出される。表 1.0.1 は恒星の進化の過程などで生成される主な放射線同位体と、その寿命や崩壊により放出されるガンマ線のエネルギーをまとめたものである [1, 2]。MeV ガンマ線はこのように多くの輝線が存在する。他の領域のガンマ線は加速粒子からの放射など、連続成分の観測になる。また、X線の輝線観測とも異なり、X線では周囲に励起させる物質や光電離させる光源が必要になるが、核ガンマ線の場合、放射性同位体であるため、周囲に関係なく、崩壊する際に必ずガンマ線を放出する。放射性同位体からの輝線観測では多くの情報が得られる。原子核は核種により、寿命が大きく異なる。数時間から数日のように比較的短いものから比較的長いものまである。比較的寿命が短い原子核からの崩壊によるガンマ線を観測すると、元素の生成場所を直接観測することができる。さらに、輝線の強度を観測すると、元素の生成比が求めることができ、理論モデルで予想される生成量と比較することで元素生成の物理機構を解明する直接の手がかりになる [1]。輝線スペクトルの広がりか

表 1.0.1: ガンマ線を放射する放射性同位体 [1, 2]

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

らは、元素の速度分布を求めることができ、噴出物や天体周辺の星間空間の状態を調べることができる [1]。また、 10^6 年と比較的寿命が長い ^{26}Al や ^{60}Fe の元素を観測すると、銀河面に大きく広がる分布が得られる。それにより、物質が生成されてから銀河内をどのように拡散していき、どのように新しい星の生成に繋がっていくのかを調べる手がかりになる [1]。

1.1 電子・陽電子対消滅

陽電子とは 1931 年に Dirac によって予測され [3]、1932 年に Anderson によって発見された [4]、電子と同質量を持ち、正の電荷を持つ粒子である。陽電子は電子と対消滅を起こし、2 つまたは 3 つの光子 (連続成分) を放出する。放出される過程として、電子と陽電子が直接衝突して 2 つの光子を放出する場合と電子と陽電子が束縛状態であるポジトロニウムを形成した後に消滅する場合が存在し、前者は電子と陽電子が持っていたエネルギーを受け取り、連続成分として 2 つの光子が検出され、後者は消滅する際のスピンの状態によって 2 つまたは 3 つの光子を放出する。スピンが反平行の時はパラ-ポジトロニウムを形成し、511 keV の 2 つの光子を放出する。スピンが平行の時はオルソ-ポジトロニウムを形成し、511 keV 以下のエネルギーを持った連続成分として 3 つの光子を放出する。この性質から 511 keV の輝線と連続成分の強度比を測定することで、ポジトロニウムの割合を求めることができる。ポジトロニウムを生成し、消滅した割合を f_P 、3 光子放出した連続成分の強度を I_3 、2 光子放出した 511 keV の輝線強度を I_2 とすると、

$$I_3 \propto \frac{3}{4} 3f_P \quad (1.1.1)$$

$$I_2 \propto 2(1 - f_P) + \frac{1}{4} 2f_P = 2 - 1.5f_P \quad (1.1.2)$$

$$f_P = \frac{8I_3/I_2}{9 + 6I_3/I_2} \quad (1.1.3)$$

と表される [5]。この対消滅線は銀河中心方向で非常に明るい輝線として観測されている [5] が、まだ対消滅を起こす陽電子の起源は特定されていない。陽電子の起源として考えられているものは β +崩壊やパルサーなどから放出される電子・陽電子のジェット、暗黒物質の対消滅などがある [5]。

銀河中心からの対消滅線の 511 keV の輝線は 1970 年の気球実験により初めて報告された [6]。しかし、この実験では 511 keV のエネルギー分解能が 75 keV (FWHM) と、比較的エネルギー分解能の悪い NaI(Tl) シンチレーション検出器での測定であり、かつ高計数率での測定であったため、ピーク値が 473 ± 30 keV となり、対消滅による 511 keV か、原子核からの脱励起ガンマ線のどちらかであると示唆するのみにとどまった [6]。1976 年には 511 keV でのエネルギー分解能が 3.2 keV (FWHM) と、よりエネルギー分解能が良い Ge 検出器を用いた気球実験が行われ、511 keV の輝線を検出した [7]。この結果から対消滅のレートが $\sim 2 \times 10^{43}$ Hz と非常に高く、また 92 % がポジトロニウムを生成し消滅することが分かった [7]。1980 年代では一時期、HEAO-3 による 1979 年から 1980 年の観測データが時間変動していることが指摘されたが [8]、1990 年代には SMM の観測 [9] や HEAO-3 による再観測 [10] で時間変動は見られず、銀河系内の拡散された対消滅線の一部を検出器毎に異なる視野で観測したことが原因であるという結論に至った [2]。

そのような状況の中、OSSE/CGRO が初めて銀河中心領域での 511 keV のマップを作成した (図 1.1.1) [11]。はじめは図 1.1.1 の銀緯方向に伸びる成分は PLE (Positive latitude Enhancement) として話題になったが、観測の非一様性による影響の可能性が示唆され、後の観測で否定された [5]。また、対消滅線の放射源の形状にも制限を付けられなかった。続いて SPI/INTEGRAL が対

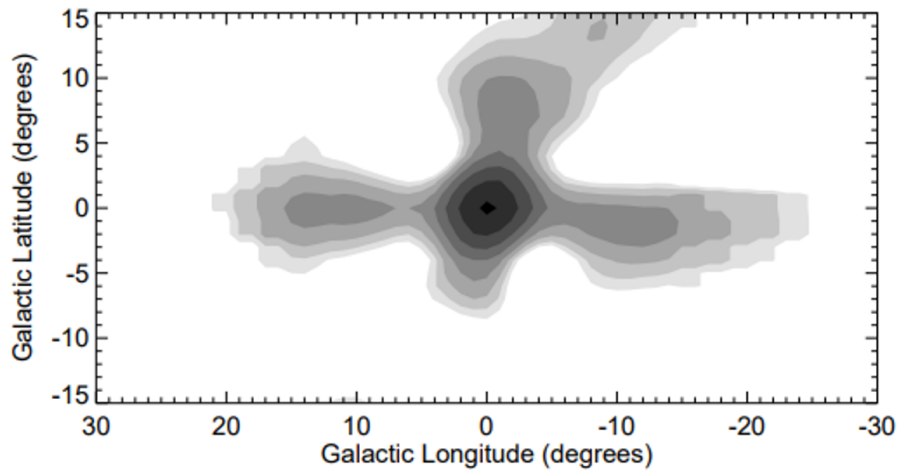


図 1.1.1: OSSE により描かれた銀河中心領域での陽電子の対消滅線のマップ [11]。

消滅線の全天マップを初めて作成した (図 1.1.2)[12]。図 1.1.2 は 508.25-513.75 keV の全天の強度マップであり、この図から対消滅線が銀河中心のバルジ領域で優勢で、銀河面とバルジ領域の強度比は 1.7 程度と見積もられた [12]。SPI による銀河系内からの対消滅線のスペクトルが図 1.1.3 である [2]。511 keV のピークの幅は 2.37 ± 0.25 keV (FWHM) と比較的細い [13]。このスペクトルから陽電子の消滅が起こった星間空間の物理状態が推測でき、温度が 8000 K で電離度が約 10 % の比較的中性なガスを仮定すると観測とよく一致するスペクトルが得られる [13]。つまり、陽電子の消滅は、陽電子の生成源とされる天体の周辺の高温度ガス中では起こっておらず、それよりも外側の部分的に電離したガス中で起こっていると推測されている [2]。気球実験である COSI も対消滅線のマップを作成しており、SPI の観測結果と同様、バルジ領域に強い放射が確認された (図 1.1.4)[14]。これらの対消滅線のマップは他波長の観測結果とは異なっており、図 1.1.5 に示すように、他波長では銀河面に張り付くような分布をしているのに対し、対消滅線のマップは銀河中心領域でハロー状に広がった分布をしている。SPI の観測を説明するための対消滅線のモデルを図 1.1.6[15] に示す。しかし、これらのマップは雑音の多さや方向決定精度の悪さから陽電子の起源が点源の可能性を否定できず [15, 14]、放射分布に制限を与えられていない。陽電子の起源を解明するためにはこの放射分布が重要になる。例えば他波長と同様に銀河面に張り付いているのであれば、天体現象である可能性が高く、実際に銀河中心領域でハロー状に広がっているのであれば、天体起源ではなくダークマターの対消滅による陽電子が起源として考えられる。このことから対消滅線の詳細な空間分布が重要であり、そのためには方向決定精度の良い検出器が求められる。

1.2 超新星爆発と物質の起源

身の回りの物質は様々な元素でできている。これらの元素のうち水素やヘリウムなどの軽い元素は宇宙初期のビッグバン直後に合成され、炭素より重い元素は星内部での核融合反応によって合成されたと考えられている [17]。星内部で生成された元素は恒星風による質量放出や超新星爆発などにより外部に放出される。通常の星の進化で合成される元素は He、C、O、Ne、Mg、Si、Fe などであるが、宇宙にはそれ以外の元素も微量ながら多種存在している。これらのすべての元素は宇宙が生まれてから現在までにどこかで合成されていることになり、これが元素の起源と呼ばれる問題である [17]。

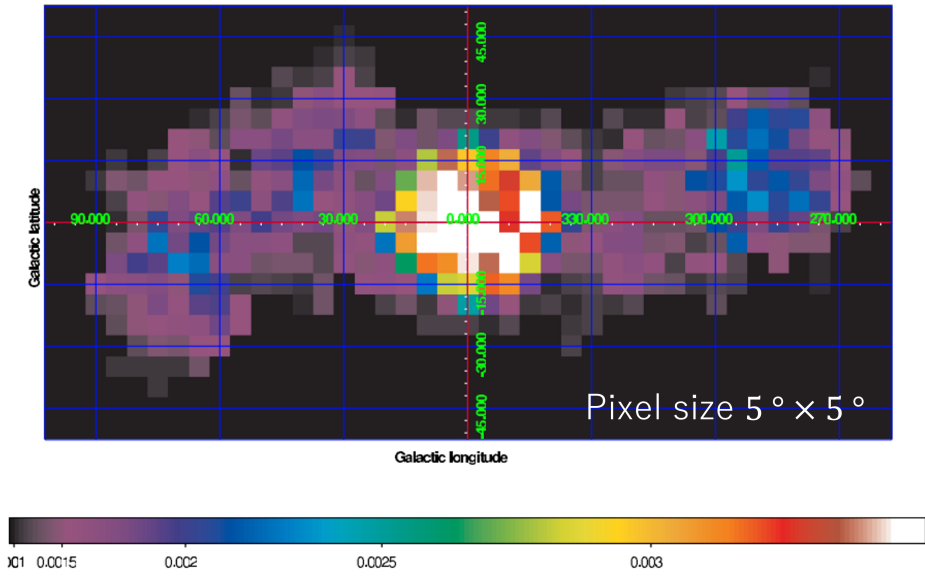


図 1.1.2: SPI により描かれた陽電子の対消滅線の全天の強度マップ [12]。

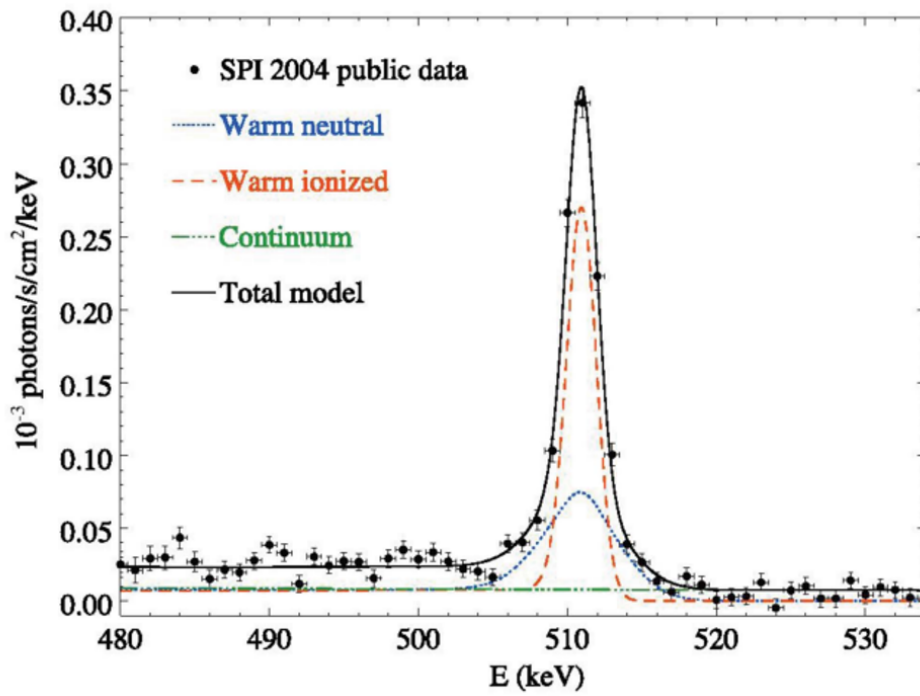


図 1.1.3: SPI による銀河系内の 511 keV のスペクトル [2]。

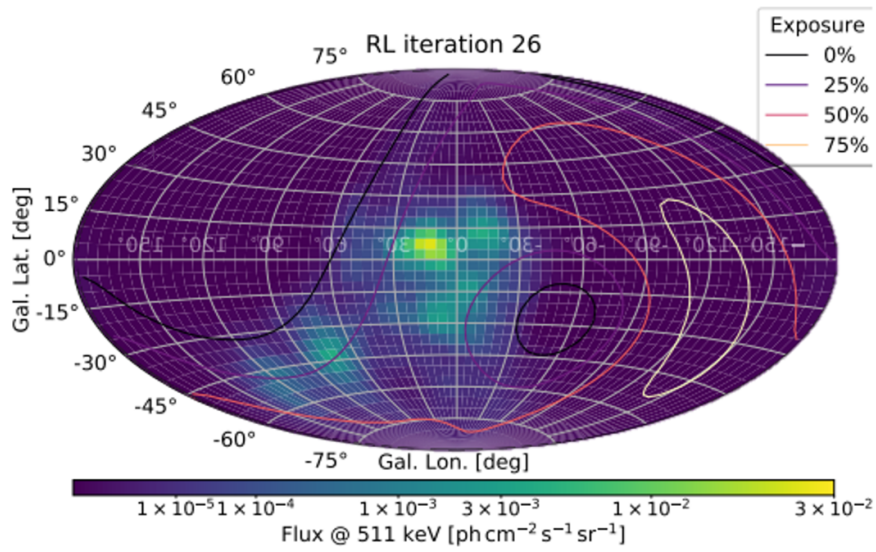


図 1.1.4: COSI により描かれた陽電子の対消滅線の全天の強度マップ [14] を見やすさのために反転させた図。図中の線は検出器の視野が何 % 入っているかを示している。

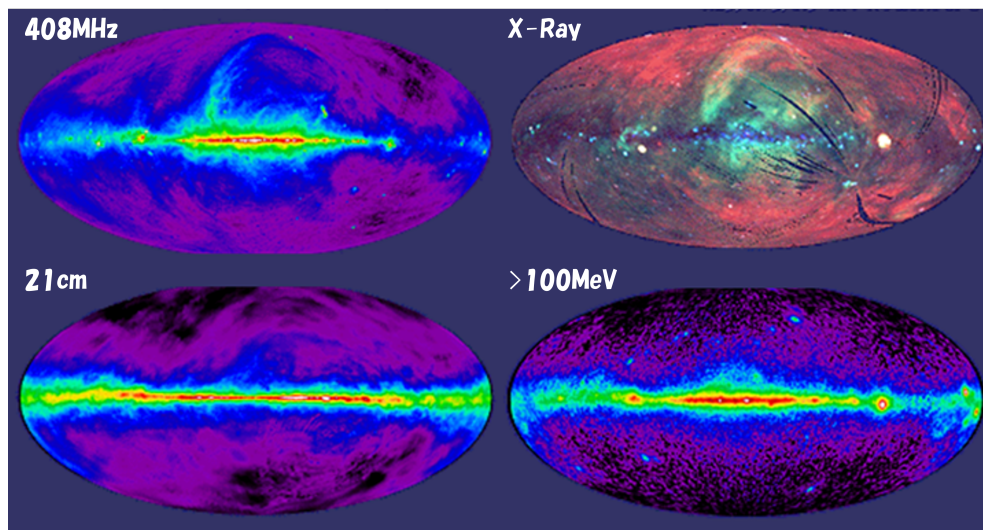


図 1.1.5: 他波長による全天マップ [16]。左上が 408 MHz の電波、左下が水素原子による 21 cm、右上が X 線、右下が 100 MeV 以上のガンマ線による全天マップ

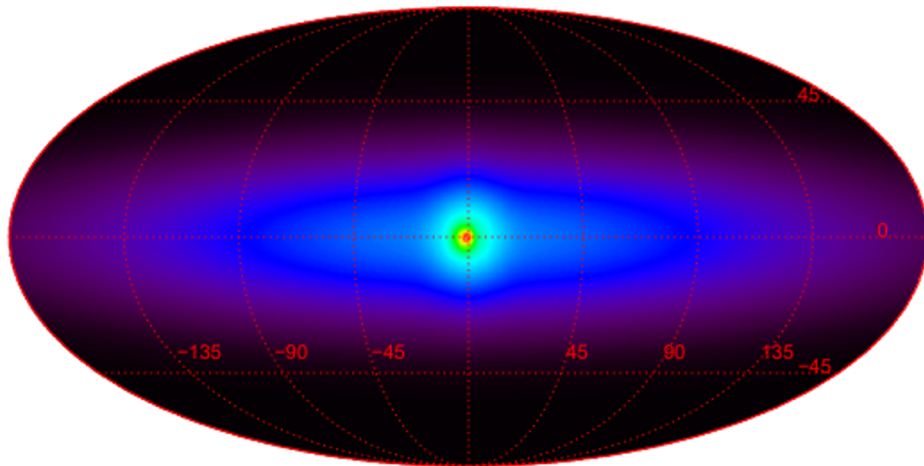


図 1.1.6: SPI の観測データを説明する対消滅線の分布モデル [15]

超新星爆発は星が最期に起こす非常に大きな爆発現象である。爆発の際に放出される全エネルギーは 10^{53} erg とされている。そのエネルギーの大部分はニュートリノとして放出され、1 %程度のエネルギーが爆発のエネルギーに使われ、外層を吹き飛ばす [17]。超新星爆発は、星の爆発の物理機構により、炭素燃焼型と重力崩壊型の二種類に大別される。炭素燃焼型は白色矮星を含む連星系において、白色矮星が何らかの過程により臨界質量を超え、炭素が爆発的に原子核反応を起こすことで、超新星爆発 (Ia 型超新星) となる。爆発機構としては、理論的に主に 2 種類提唱されている。一つは、伴星からの質量降着により白色矮星の質量がチャンドラセカール質量を超え、中心温度が上昇することで、炭素が爆発的に反応する機構である [18]。もう一つは、連星系をなす 2 つの白色矮星が合体することにより、炭素が爆発的に反応する機構である [19]。現在でも、どちらか片方の爆発機構しかないのか、2 種類の爆発機構が混在しているのか決着はついていない [20]。重力崩壊型は中心の核が重力崩壊することによって起こる爆発現象である。 $8 M_{\odot}$ より大きな星は最終的に、中心に $1.5 M_{\odot}$ 程度の鉄のコアを生成する。原子核の束縛エネルギーは鉄で最大となるので、星の内部の熱核反応ではそれ以上の重い元素は生成されない。そのため、核反応によりエネルギーをまかなえなくなり、中心核が重力崩壊する [17]。

鉄より重い元素は中性子捕獲反応により合成されている [17]。中性子捕獲反応には比較的長い時間をかけて中性子捕獲と β 崩壊を繰り返し、質量数の大きな原子核が合成される s 過程 (slow process) と大量の中性子流速により、 β 崩壊の寿命より早く次の中性子が捕獲され、中性子過多な大きな原子核が生成される r 過程 (rapid process) がある。これらの過程を経て、鉄より重い元素が合成され、星間空間に供給されると考えられている [17]。r 過程では、大量の中性子が必要であり、有力な候補として超新星爆発があげられる [17]。このことから、超新星爆発では大量の放射性同位体が生成され、固有の寿命で崩壊し、ガンマ線を放出する。これらのガンマ線を観測することで、生成された原子核種や量を直接観測できる。

1.2.1 Ia 型超新星爆発からの核ガンマ線

超新星はスペクトルによっていくつかのタイプに分けられる。水素ラインがあるかないかで II 型か I 型かが決まり、水素ラインがない場合、ケイ素のラインが強いと Ia 型、弱い場合はさらにヘリウムラインがあるかないかで Ib 型、Ic 型が決まる。ここでは白色矮星の連星系が起こす Ia 型

超新星爆発について述べる。

Ia型の超新星は個々の天体間で絶対光度が一様であるので、標準光源として距離はしごに用いられ、それにより宇宙加速膨張の発見に繋がった [21]。Ia型超新星爆発は白色矮星がチャンドラセカール質量を超え、核燃焼が暴走することで起き、その際に $\sim 0.6 M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni を生成すると考えられている [22]。 ^{56}Ni は半減期 8.8 日と 111 日で



と崩壊し、その際に放出されるガンマ線が噴出物質内で熱化されて可視光になる。このことが光度曲線のふるまいを決めるので、観測から ^{56}Ni の質量を求めることができる [22]。超新星爆発から数週間はガンマ線にとって光学的に厚く、十分時間が経った後に外部に放出される。現在、Ia型超新星爆発の進化モデルは前述したように主に、白色矮星に伴星からの降着物質が降り積もることで起こるSD(Single Degenerate)モデル [18]と連星系を成す二つの白色矮星が合体することで爆発するDD(Double Degenerate)モデル [19]が考えられている。現在、Ia型超新星がどちらで爆発するかは決着がついていない。これらのモデルを区別する手法としてガンマ線による光度曲線の違いを利用することがあげられる [23]。図 1.2.1 は赤外～紫外領域とガンマ線において予想される、Ia型超新星の光度曲線を示した図である。この図からわかるように、赤外～紫外領域の場合はSD、DDモデルで大きな違いがないが、ガンマ線の場合は光度曲線から区別することができる。これはSDとDDでは爆発時の総質量の違いから爆発後の外層の厚みが異なり、ガンマ線が外層を抜け出すまでにかかる時間に差が生じるからである。実際、図 1.2.1 ではガンマ線の光度曲線のピークが、SDの場合 ~ 55 日、DDの場合 ~ 75 日と差が生じる。このことからIa型超新星をガンマ線で観測することができればモデルを特定することができる。

Ia型超新星爆発からのガンマ線の観測結果はSPI/*INTEGRAL*が2つの超新星の観測を報告している。1つは2011年のIa型超新星爆発SN2011feの観測である。ただ、この時は6.4 Mpcと比較的近傍での爆発にも関わらず ^{56}Ni のフラックスに上限しか与えられなかった [24]。その後、SPIは2014年にも3.5 Mpcという近傍で起きたSN2014Jを観測した。この観測で ^{56}Ni からの158 keV、812 keVと ^{56}Co の847 keV、1238 keVのガンマ線を検出した [25, 26]。図 1.2.2 は爆発から16.6日 \sim 19.2日の約3日間の観測により求められた ^{56}Ni の158 keVと812 keVのスペクトルである。それぞれ 2.7σ と 2.9σ で検出した [25]。また、図 1.2.3 に示すように ^{56}Co からの847 keVと1237 keVのガンマ線の超過成分が報告された。これにより、Ia型超新星爆発からの ^{56}Co 輝線が初めて検出された。また、超新星爆発モデルによるスペクトルのフィッティングから、生成された ^{56}Ni が $0.61 \pm 0.13 M_{\odot}$ と報告している [26]。これにより初めてIa型超新星爆発により ^{56}Ni が $\sim 0.6 M_{\odot}$ 程度生成されていることが確認できた。しかし、3.5 Mpcという近傍にも関わらず、 ^{56}Co の847 keVで検出有意度は 4σ しかなく、ガンマ線の光度曲線 [27]からのSD、DDモデルの決定には至らなかった (図 1.2.4)。この原因はMeVガンマ線領域特有の膨大なバックグラウンド事象である。図 1.2.5 のようにSPI/*INTEGRAL*による観測はバックグラウンドがほとんどであった [25]。これらは衛星筐体が宇宙線と相互作用することで発生する。そのため、MeVガンマ線観測では雑音除去能力が非常に重要である。

1.2.2 重力崩壊型超新星爆発からの核ガンマ線

Ia型超新星爆発と同様に、重力崩壊型超新星爆発も元素合成の重要な現場である。重力崩壊型超新星爆発の際に生成される放射性同位体の中に ^{56}Ni と ^{44}Ti がある。 ^{56}Ni は1.2.1節で述べたように崩壊し、 ^{56}Co から847 keVと1238 keVのガンマ線を放出する。 ^{44}Ti は表 1.0.1にあるよう

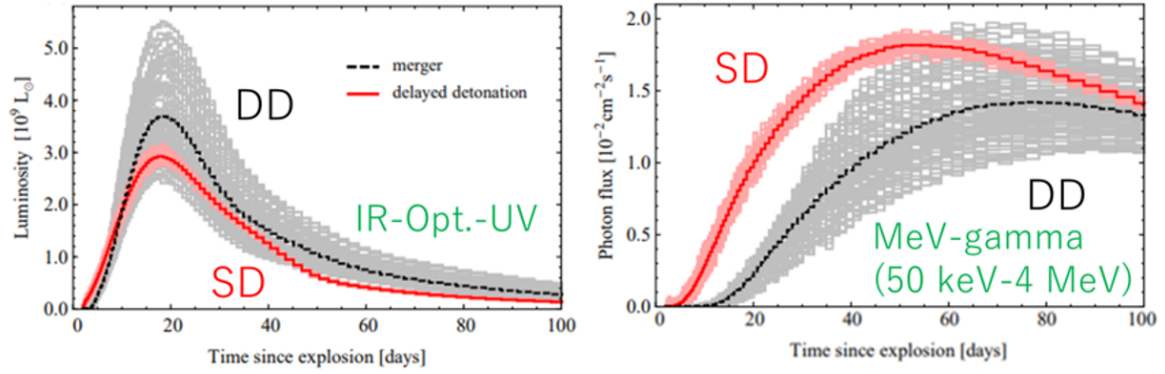


図 1.2.1: Ia 型超新星爆発において予想される UVOIR による光度曲線 (左図) とガンマ線による光度曲線 (右図)[23]。赤線が SD モデルで黒破線が DD モデル。網掛け部分は天体を見る角度による違いを表している。フラックスや光度は距離 1 Mpc で規格化している。

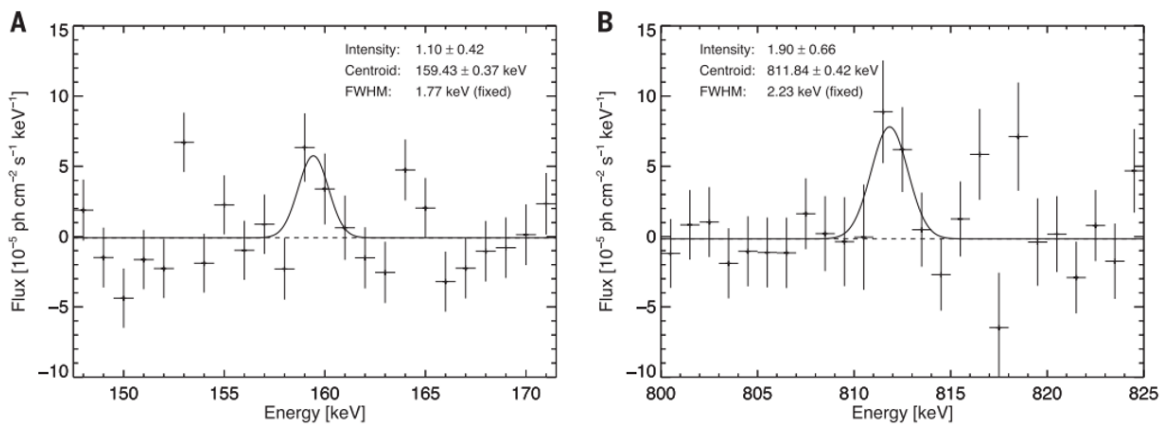


図 1.2.2: SPI による SN2014J の観測 [25]。推定される爆発時から 16.6 日～19.2 日の約 3 日間のデータ。(A) が ^{56}Ni の 158 keV、(B) が ^{56}Ni の 812 keV のスペクトルで、エラーバーが 1σ を表している。

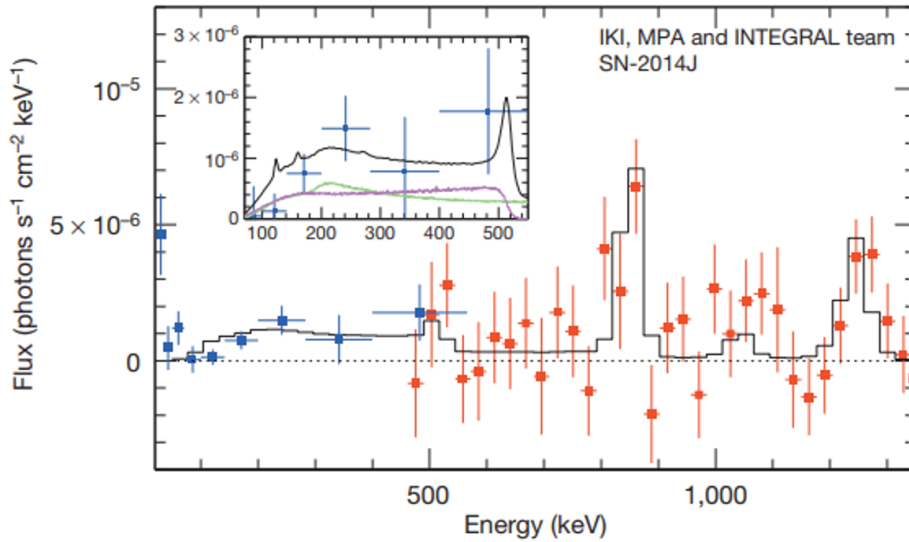


図 1.2.3: SPI/*INTEGRAL* による SN2014J のスペクトル [26]。推定される爆発時から 50~100 日の 50 日間の観測。赤点は SPI/*INTEGRAL* の観測によるスペクトル (400 keV 以上)、青点は同じく *INTEGRAL* 衛星に搭載された ISGRI/IBIS の観測によるスペクトル。黒線は標準モデルから予想されるスペクトル。内挿されているスペクトルは低エネルギー側のスペクトルをスケールを変えて描いたもの。マゼンタは対消滅の連続成分、緑は ^{56}Co の輝線がコンプトン散乱でエネルギーを落とした連続成分を表している。

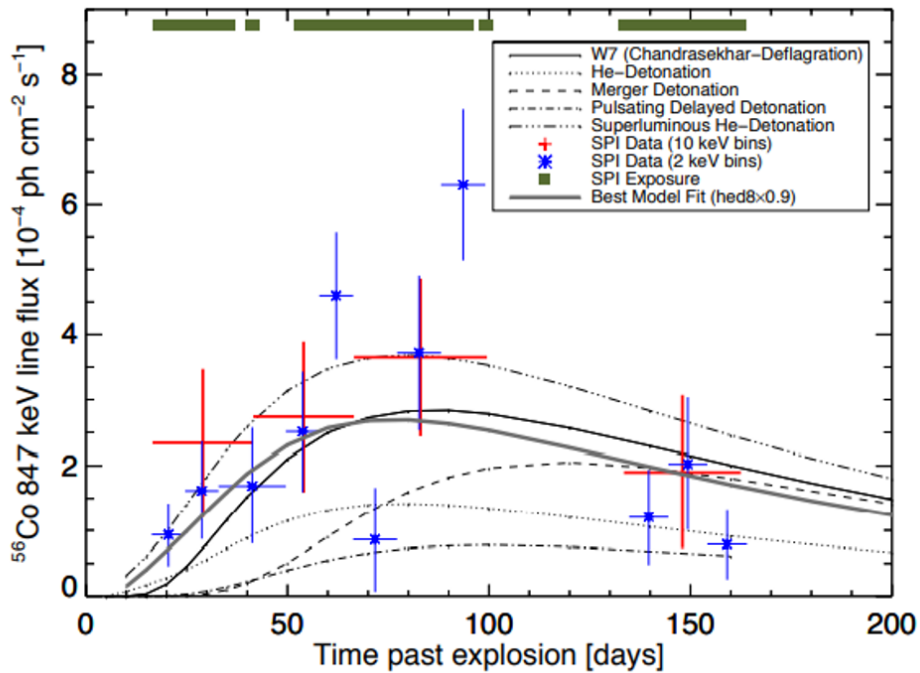


図 1.2.4: SPI/*INTEGRAL* により観測された 847 keV のラインガンマ線の光度曲線 [27]。

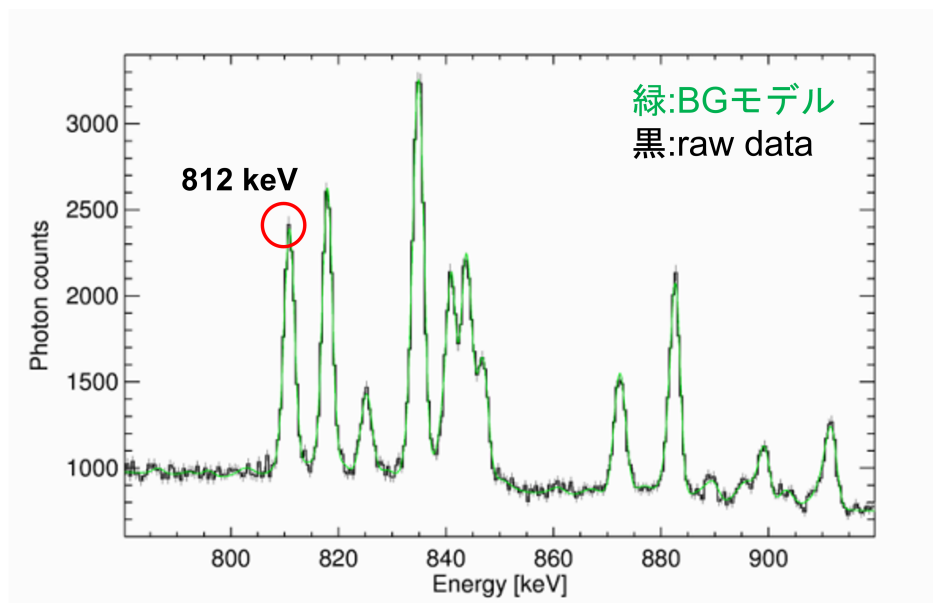


図 1.2.5: SPI/*INTEGRAL* により観測されたスペクトル [25]。黒が生データ、緑がバックグラウンドモデルのデータ。生データは SN2014J の爆発時から 16.6 日～19.2 日後の 3 日間の SPI のデータを積分したもの

に、寿命 59 年で、電子捕獲により ^{44}Sc に崩壊し、68 keV と 78 keV の光子を放出する。 ^{44}Sc は寿命 3.7 時間という比較的短い時間で ^{44}Ca に崩壊し、 ^{44}Ca が基底状態に戻る際に 1157 keV のガンマ線を放出する。爆発での ^{56}Ni と ^{44}Ti の生成量は、それぞれ $0.1 M_{\odot}$ と $10^{-4} M_{\odot}$ と理論的に予想されている [2]。 ^{56}Ni は超新星爆発の光度曲線の観測から存在は確認されたが [28]、観測から予想される ^{56}Ni の量は 3 桁にもわたって変化する [2]。 ^{44}Ti の生成量は、鉄核に非常に近い領域で生成されることと重力崩壊型の爆発機構が不明な点が多いことから、爆発モデルに大きく依存する [29]。これより、 ^{44}Ti の崩壊からのガンマ線観測から超新星爆発時の元素合成や爆発機構を理解する手がかりが得られると考えている。

重力崩壊型からの核ガンマ線検出は Cas A と SN1987A の 2 例しか存在しない。Cas A (カシオペア座 A) は II 型の超新星爆発の残骸で、約 300 年前に爆発したとされている。銀河系内の太陽系から約 3 kpc の位置に存在する。COMPTEL/*CGRO* は Cas A からの ^{44}Ti による 1157 keV のガンマ線を検出した (図 1.2.6) [30]。その後、IBIS/*INTEGRAL* は 68 keV と 78 keV の輝線を検出し、この観測から $(2.3 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のフラックスが報告された [31]。この観測結果より、Cas A の爆発の際に放出された ^{44}Ti の量は $1.6 \times 10^{-4} M_{\odot}$ と予想され、重力崩壊型の爆発モデルから予想される生成量と矛盾しない結果となった [29]。X 線撮像衛星である NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) は、65 keV から 70 keV のエネルギー帯で、Cas A の ^{44}Ti の分布を描いた (図 1.2.7) [32]。この観測結果とモデルの比較から、Cas A の爆発は球対称と非対称の中間的な対称性を持った爆発であることが示唆されている [32]。

観測のもう一つの例である SN1987A は 1987 年に起こった重力崩壊型の爆発で、系外の大マゼラン星雲で起こった。NASA の太陽観測衛星である SMM (Solar Maximum Mission satellite) は爆発後から約 160 日後の観測で、 ^{56}Co による 847 keV のガンマ線を検出した [33]。この観測から SN1987A は球対称ではない爆発であったことを示唆している [2]。その後、INTEGRAL 衛星による観測から、 ^{44}Ti からの 68 keV と 78 keV のフラックスが球対称なモデルよりも多かったため、このことも爆発の非対称性を示唆するものとなっている [2]。

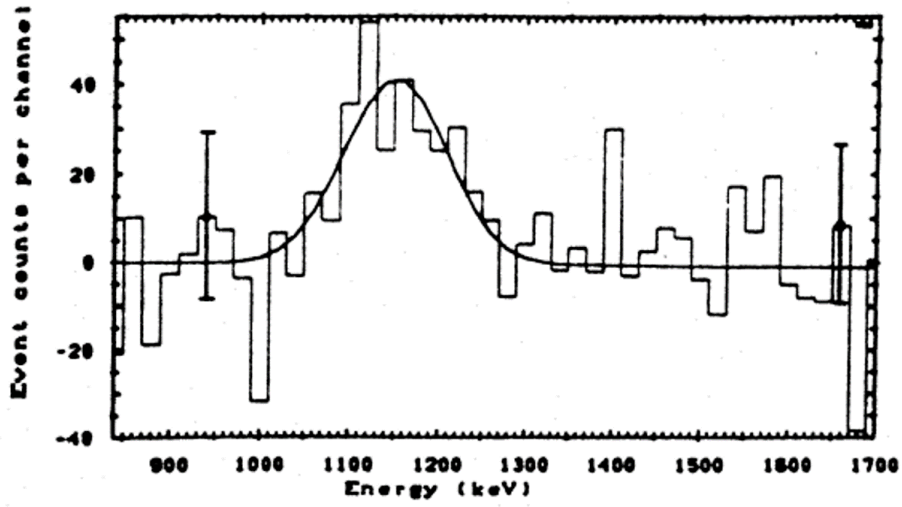


図 1.2.6: COMPTEL/*CGRO* による ^{44}Ti の 1157 keV のガンマ線スペクトル [30]

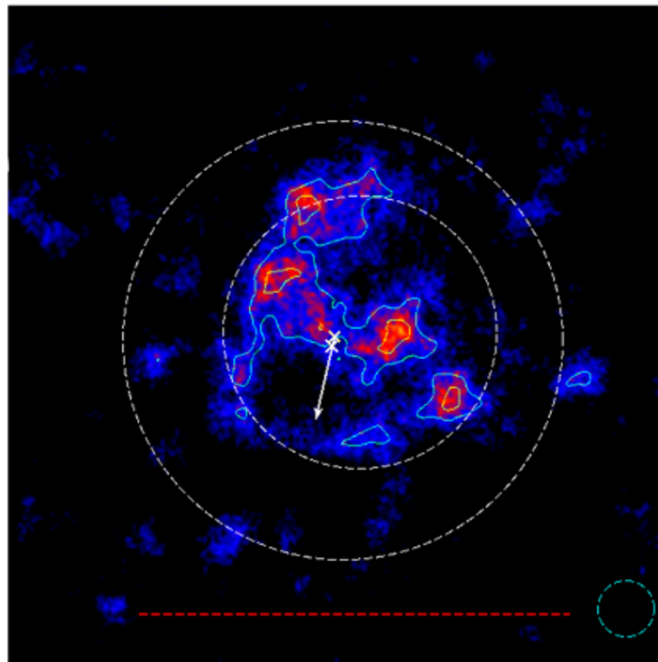


図 1.2.7: NuSTAR による 65 keV から 70 keV までのエネルギー帯での Cas A のイメージ [32]。半径 20 秒角でスムージングをかけている。緑色の線は 3σ と 4σ の等高線を表している。白色の破線の円はそれぞれ外向き (半径 \sim 150 秒角)、内向き (半径 \sim 100 秒角) の衝撃波面である。赤色の線は 5 分角を表している。

^{44}Ti からのガンマ線を観測することは重力崩壊型超新星爆発の爆発機構の解明に非常に重要である。しかし、このように観測例が少なく、これからの観測が期待される。

1.3 大質量星で生成される ^{26}Al と ^{60}Fe

表 1.0.1 に示すように ^{26}Al と ^{60}Fe は寿命が 10^6 年と比較的長い。この時間は銀河の物質拡散のタイムスケールと同程度であり、銀河内での物質の移動の様子が分かると考えられている [1]。この情報は星間領域での星形成の理解において重要である。 ^{26}Al と ^{60}Fe はともに大質量星の中での熱核融合または爆発時に生成される。 ^{26}Al は ^{25}Mg の陽子捕獲反応によって生成される。そのため、恒星中の生成場所としては、陽子が豊富な H 層、または ^{25}Mg が生成される Ne-O 層が主になる [29]。 ^{26}Al の生成源の候補としては超新星爆発や大質量星のウォルフ-ライエ星、新星のアウトフロー、Asymptotic giant branch (AGB) 星が挙げられる [34] が、 ^{26}Al の生成源についてはまだ判明していない。生成された ^{26}Al は、超新星爆発や恒星風などで星間空間に放出される。一方、 ^{60}Fe は、 ^{26}Al と同じ Ne-O 層で、熱核融合や爆発を通じ、 ^{58}Fe と ^{59}Fe が中性子を捕獲することにより生成される。超新星爆発の際には、r 過程により He 層でも生成される。どちらの生成過程でも、 ^{60}Fe は ^{26}Al よりも深い層で生成されるので、星間空間に放出される過程は超新星爆発のみであると考えられている [29]。このことから ^{26}Al と ^{60}Fe の強度比から、生成源についての情報が得られる。

COMPTEL/*CGRO* は ^{26}Al から放射される 1.809 MeV のガンマ線の全天マップを描いた [35]。そのマップを図 1.3.1 に示す。銀河面に広がった成分と局所的に強度が強くなっている領域が確認できる。COMPTEL によって描かれた ^{26}Al の全天マップをもとに、SPI/*INTEGRAL* は銀河系内の ^{26}Al からのガンマ線を観測した [36]。図 1.3.2 は SPI の観測から得られたスペクトルで、銀経の $-60^\circ \sim 60^\circ$ の領域を 4 領域に分けている。銀河面の内側の領域 (銀経 $-30^\circ \sim 30^\circ$) からの ^{26}Al の輝線は、それより外側のスペクトルに比べて強くなっており、これは COMPTEL の全天マップと矛盾しない結果となった [36]。さらに SPI は ^{26}Al の全天マップを作成しており (図 1.3.3)、銀河面からのフラックスが $3.3 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$ と報告した [37]。COMPTEL により観測された ^{26}Al のフラックスから、銀河系内に存在する ^{26}Al の質量は $2 \sim 3 M_\odot$ と推定された。この推定には、線源までの距離の不定性が存在する。一般的には銀河のディスク構造や対称性、銀河系内の天体の分布を仮定したモデルが使用されるが、COMPTEL による ^{26}Al の観測からは銀河系内の大質量星はこのようなモデルよりも密集して分布していることが示唆された。SPI の観測では、このような全ての不定性を考慮して、銀河系内に存在する ^{26}Al の質量を $1.5 \sim 3.6 M_\odot$ と修正した [2]。

^{60}Fe は半減期 2.0×10^6 年で ^{60}Co に崩壊し、1.173 MeV と 1.332 MeV のガンマ線を放出する。SPI の観測では、 ^{60}Fe からの 2 つの核ガンマ線のスペクトルを足し合わせて 4.9σ の統計的有意度で検出し (図 1.3.4)、 $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は $14.8 \pm 6.0 \%$ と報告されている [38]。 ^{26}Al と ^{60}Fe の強度比は他にも数々の検出器で測定されている。その結果をまとめたものが図 1.3.5 である [38]。従来の大質量星の進化モデルでは、 ^{60}Fe は大量に生成されると予想されており、 ^{26}Al と ^{60}Fe のガンマ線強度比 $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は $40 \% \sim 120 \%$ 程度であると予想されていた [29]。しかし、観測では理論モデルよりも低い強度比が報告されていることを受け、理論モデルが修正され、強度比 $18.5 \pm 6.25 \%$ と、より観測と一致するモデルが提唱された [38]。まだ、理論的な不定性と観測的な不定性が大きく、より高感度なガンマ線検出器が必要である。より詳細な観測ができれば、 ^{26}Al と ^{60}Fe の生成源や大質量星の進化モデルに制限をかけることができる。

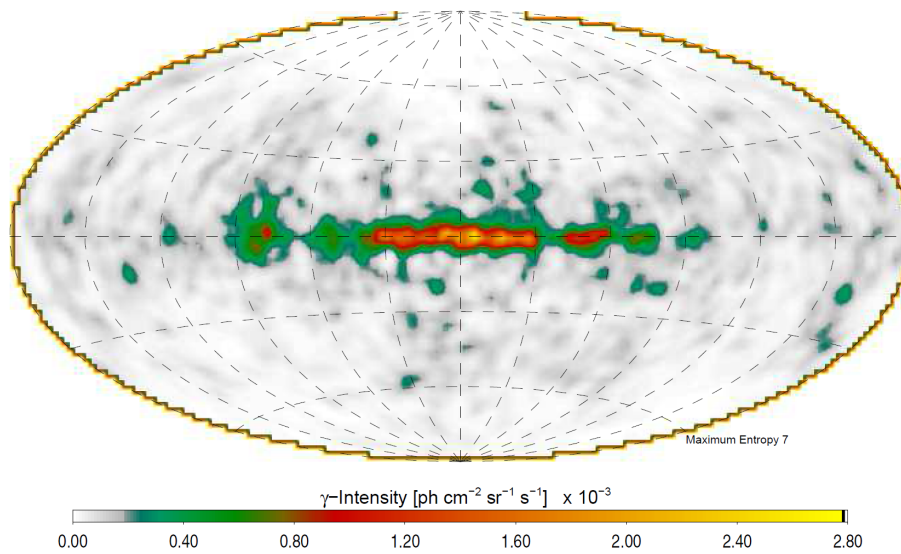


図 1.3.1: COMPTEL/*CGRO* によって描かれた ^{26}Al からの 1.809 MeV の全天マップ [35]。9 年間の観測によって得られたものである

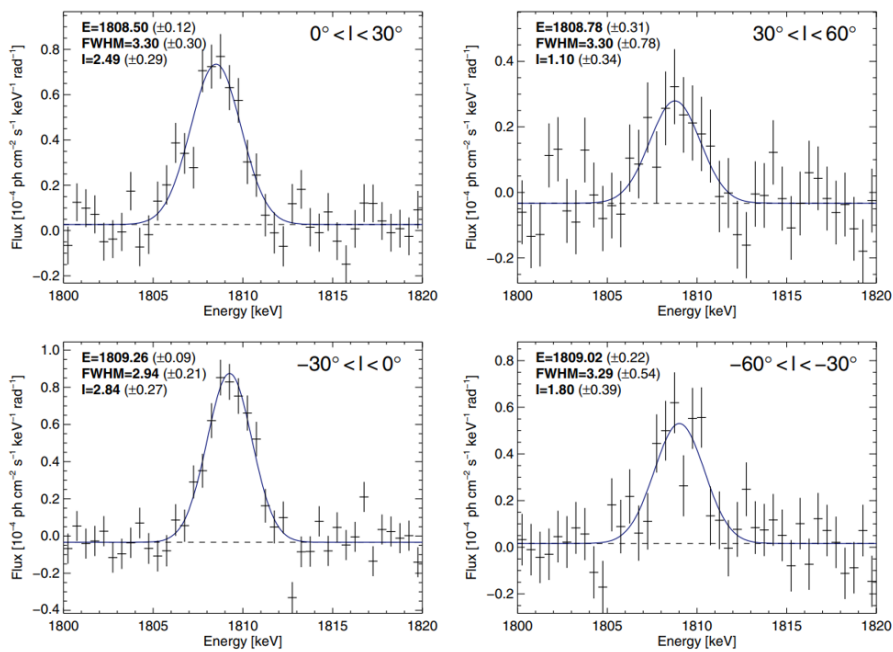


図 1.3.2: SPI/*INTEGRAL* によって描かれた銀河面 (銀緯 $-10^\circ \sim 10^\circ$) からの ^{26}Al の 1.809 MeV ガンマ線スペクトル [36]。銀経 $-60^\circ \sim 60^\circ$ を 4 領域に分けている

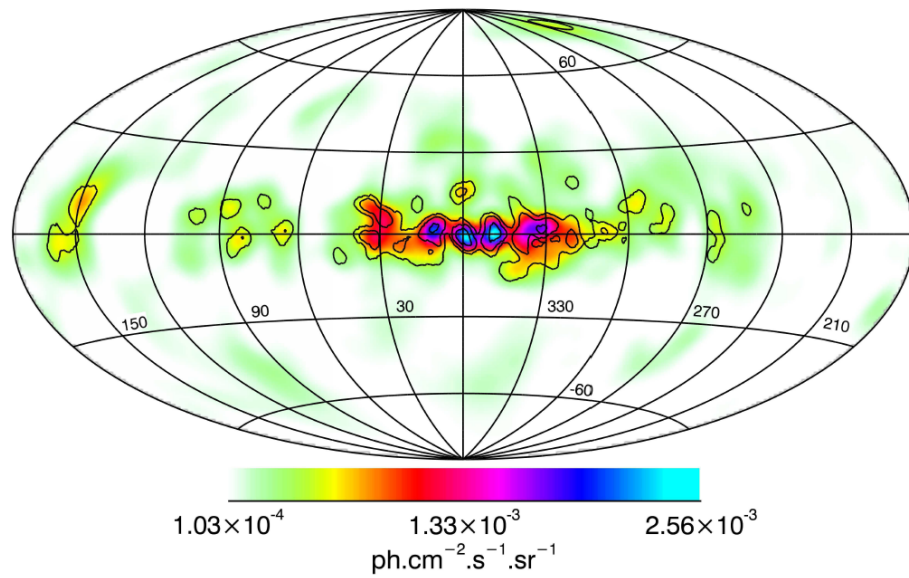


図 1.3.3: SPI/*INTEGRAL* によって描かれた ^{26}Al の全天マップ (1.805 MeV~1.813 MeV)[37]

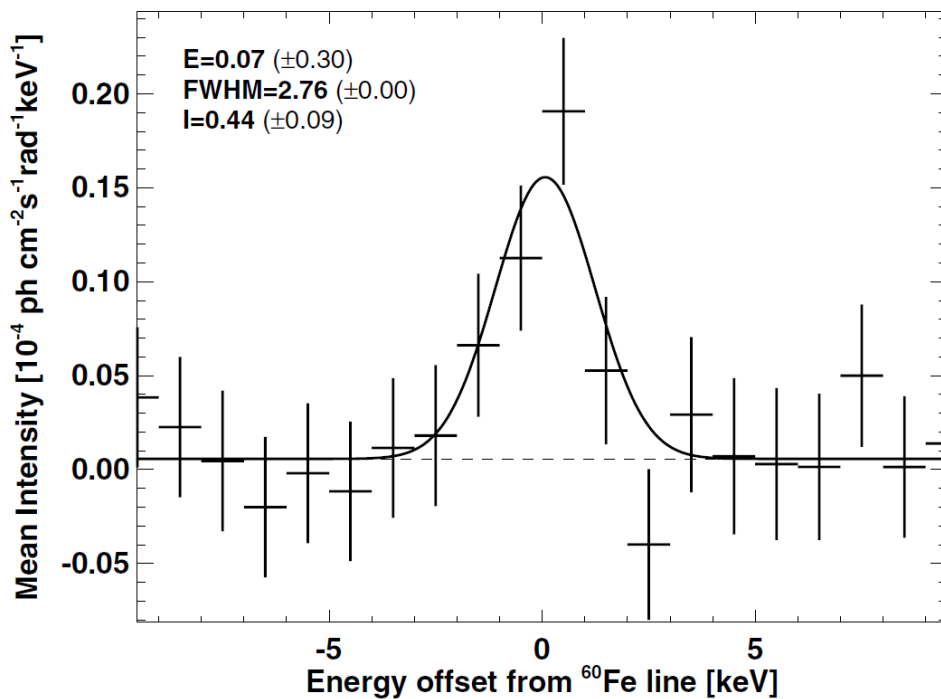


図 1.3.4: SPI/*INTEGRAL* による ^{60}Fe の核ガンマ線スペクトル [38]。 ^{60}Fe が放出する 1.173 MeV と 1.332 MeV のスペクトルを足し合わせている

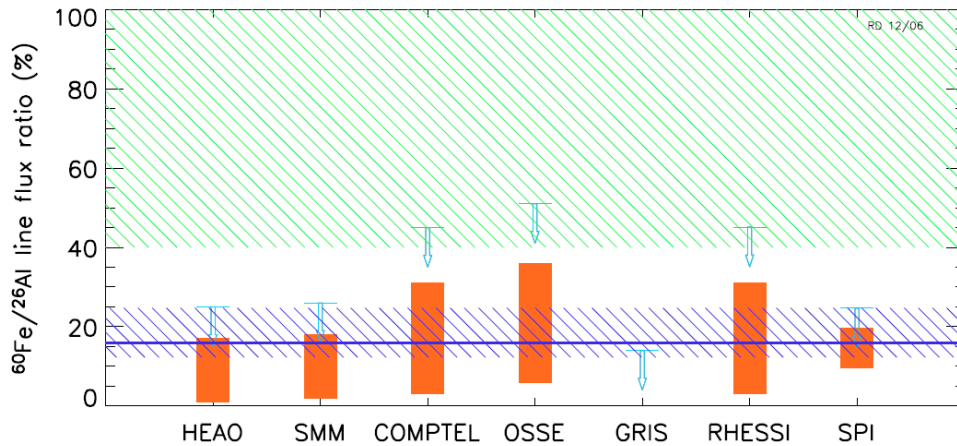


図 1.3.5: ^{60}Fe と ^{26}Al のフラックス比 (橙色)[38]。それぞれの観測値から 2σ を上限値として描いている。青、緑の網掛けと青の水平線はそれぞれ理論モデルから予想される値である。超新星爆発で合成される ^{60}Fe と ^{26}Al の量を計算したものが青の網掛け、その後の大質量星による質量放出などを考慮し、計算したものが緑の網掛け、その後新たに計算し直されたものが青の水平線である。

1.4 活動銀河核

これまでは輝線観測について取り上げてきたが、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、制動放射などによる連続スペクトルもパルサーや活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN)、超新星残骸などから観測されている。ここでは AGN について簡単に紹介する。

銀河には中心の異様に明るいものが存在し、それらは活動銀河核 (AGN) と呼ばれる。これらは観測から $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ の質量をもつ超巨大ブラックホールではないかと考えられている (図 1.4.1)。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。ジェットからの放射が降着円盤からの放射や円盤付近の熱放射より強い AGN からは、図 1.4.2 や図 1.4.3 のように、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱の組み合わせ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分かっていないことも多い。AGN は COMPTEL で 10 個、EGRET では 94 個が同定されており、sub MeV ~ MeV 領域のガンマ線において重要な観測可能天体の一つである。GeV 領域では Fermi 衛星の観測により、3000 個近くの AGN が観測されている [39]。

1.5 ガンマ線と物質の相互作用

ガンマ線は電荷を持たないため物質中を通過する際に直接物質を電離することはない。そのため、ガンマ線と物質との相互作用で発生する電子や陽電子を検出する必要がある。ガンマ線が物質に入射すると、3つの相互作用、すなわち、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成が起きる。図 1.5.1 は光子が GSO シンチレータと相互作用を起こした時の反応断面積のエネルギー依存性を表している。光子のエネルギーが低いときは光電吸収が優勢で、数百 keV からコンプトン散乱が優勢になる。1.022 MeV からは電子対生成が起り始め、10 MeV 以上で優勢となる。図 1.5.1 の曲線の不連続部分は吸収端と呼ばれ、エネルギーが高くなり、より内側の軌道の電子の束縛エネルギーより高くなると、その電子と反応するようになるため光電確率が急激に上昇している。以下ではガンマ線と物質の3つの相互作用について簡単に説明する。

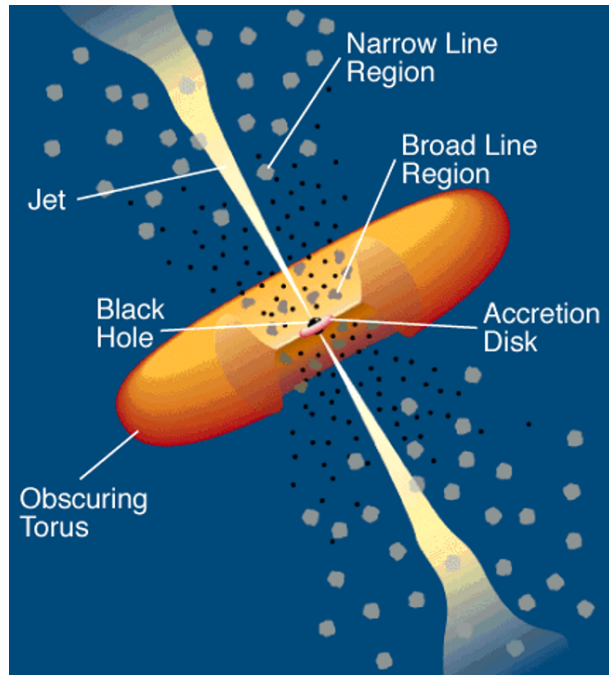


図 1.4.1: AGN の概略図 [40]

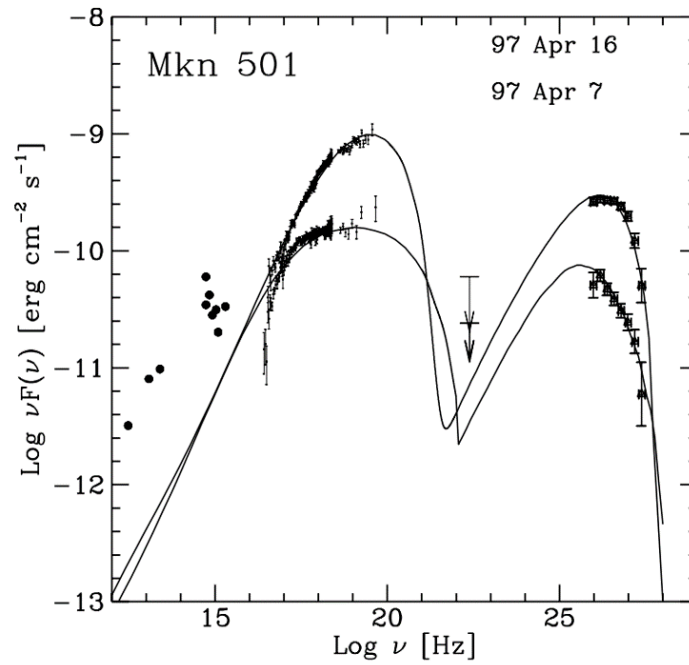


図 1.4.2: Mkn501 のスペクトル [41]

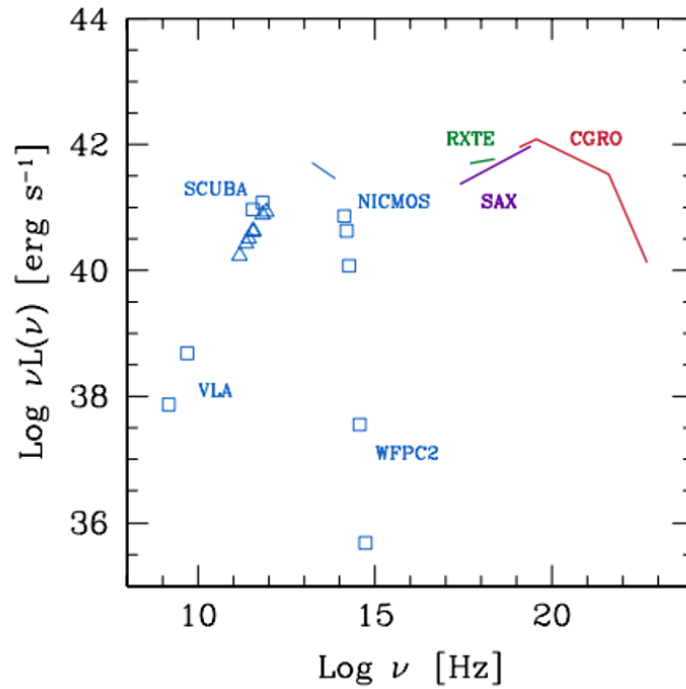


図 1.4.3: Centaurus A の多波長スペクトル [42]

1.5.1 光電効果

ガンマ線が原子核のまわりの軌道電子に吸収され、光子からエネルギーを受け取った電子が原子核から放出される現象を光電効果という。この時、散乱された電子を光電子と呼び、光電子のエネルギー E_e は、吸収されたガンマ線のエネルギー $h\nu$ と電離エネルギー E_b を用いて、 $E_e = h\nu - E_b$ のように表すことができる。ここで、 h はプランク定数、 ν は光子の振動数である。光電子が放出されると空になった軌道に外側の電子が遷移し、軌道のエネルギー差に対応する特性 X 線またはオージェ電子が放出される。

光電効果の反応断面積 σ_K は、反応の起こりやすい K 殻電子を考えると、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3} r_e^2 \right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0} \right)^{7/2} \quad (1.5.1)$$

と表される。ここで、 Z 、 m_e 、 c 、 E_0 、 e 、 ϵ_0 、 r_e はそれぞれ、原子番号、電子の質量、光速、入射光子のエネルギー、電気素量、真空の誘電率、古典電子半径 ($r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$) である。この式から断面積は Z^5 と $E^{-7/2}$ に比例する。

1.5.2 コンプトン散乱

数百 keV から数 MeV ではコンプトン散乱が主要な相互作用になる。コンプトン散乱はガンマ線と物質中の電子との弾性散乱である。ガンマ線は電子との衝突で進行方向を曲げられる。この時、ガンマ線のエネルギーの一部が電子に与えられ、反跳電子として放出される。この時の散乱後のガンマ線のエネルギー E' は、運動学から散乱前の入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、散乱角を ϕ として、

GSO

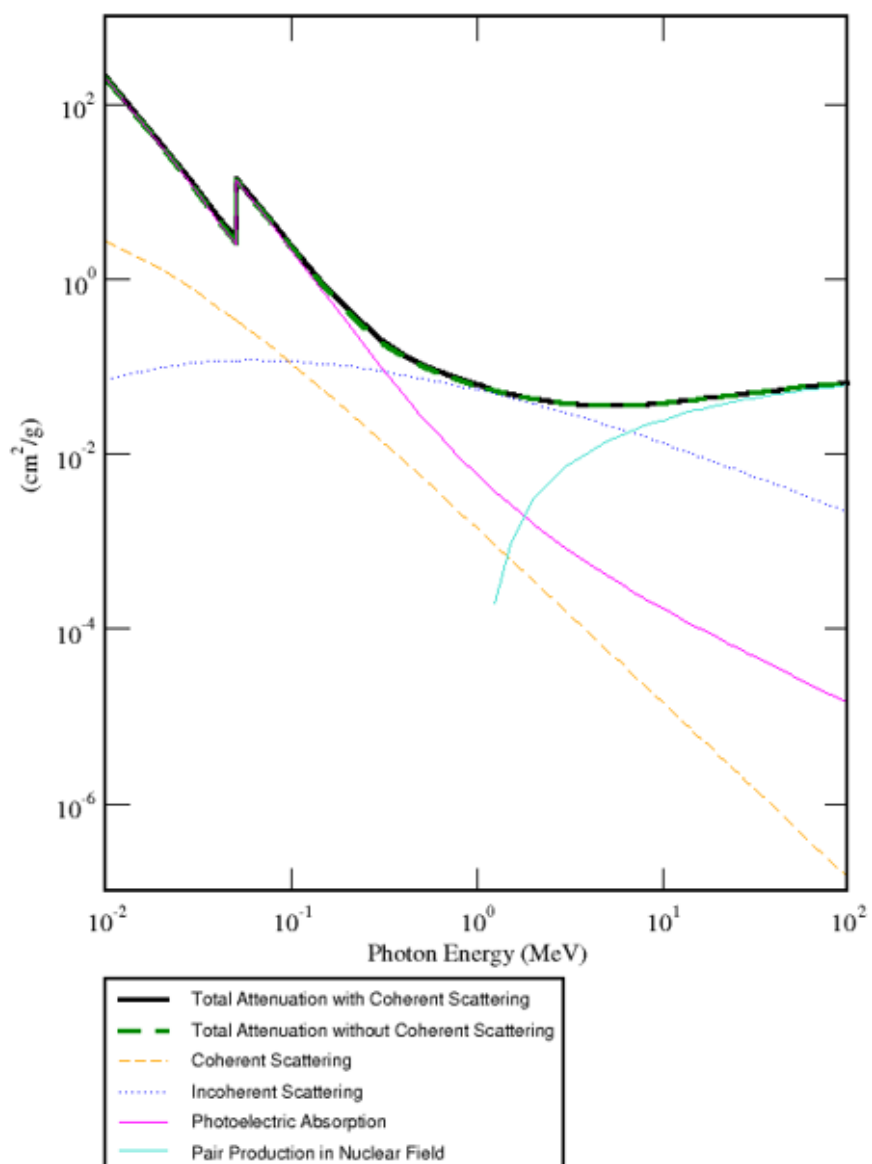


図 1.5.1: GSO における光子の反応断面積 [43]。

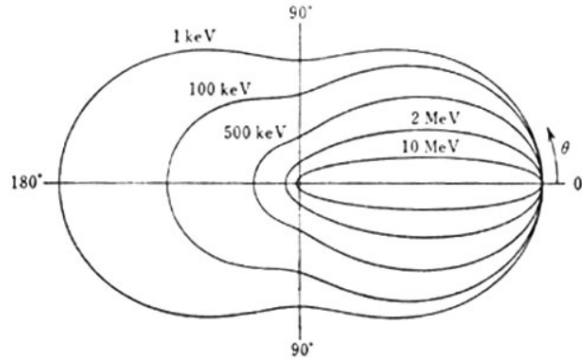


図 1.5.2: コンプトン散乱の角度分布 [44]

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (1.5.2)$$

と表される。またコンプトン散乱の微分断面積はクライン・仁科の式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (1.5.3)$$

と表される。ここで $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$ である。コンプトン散乱は電子と光子の相互作用のため、散乱確率は散乱ターゲットの電子数 Z に比例する。入射ガンマ線のエネルギーが高くなると、図 1.5.2 に示すように前方散乱の確率が高くなる。

1.5.3 電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍、つまり 1.022 MeV を超えると、主に原子核のクーロン場と相互作用することで、電子と陽電子が生成される。電子対生成は 10 MeV を超えるとガンマ線において優位な相互作用になる。入射ガンマ線のエネルギーから電子対生成の 1.022 MeV を引いた残りのエネルギーが電子と陽電子に分配される。電子対生成の断面積は Z^2 に比例する。

1.6 MeV ガンマ線のイメージング手法

天文学において、どの天体から放射されているのか判別し、その場所での物理過程を議論するためにはイメージングが不可欠である。光学的なイメージングは、光の到来方向を 1 対 1 の全単射で捉えることにより、到来方向を一意に決定することが可能である。可視光や X 線は集光することでこのようなイメージングをすることが可能であり、Point Spread Function (PSF) を定義することができる。これにより、周囲からの漏れ込みの影響を抑えることができる。それに対し、ガンマ線は波長が $\sim 10^{-12} \text{m}$ と短いため、集光が非常に難しい。また、MeV ガンマ線は主にコンプトン散乱が優勢であるため、光子の到来方向を決定するには散乱ガンマ線の散乱方向とエネルギー、反跳電子の反跳方向とエネルギーを同時に測定しなければ到来方向を一意に決定することはでき

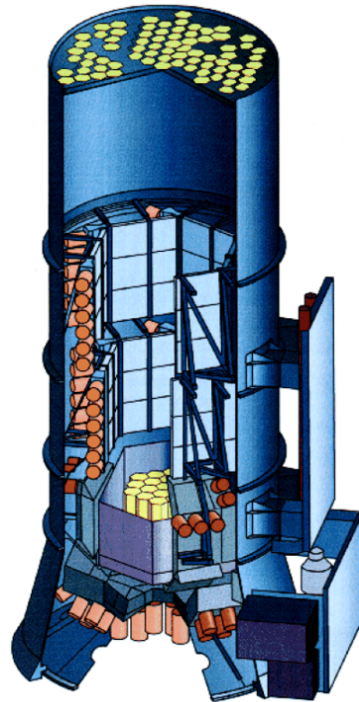
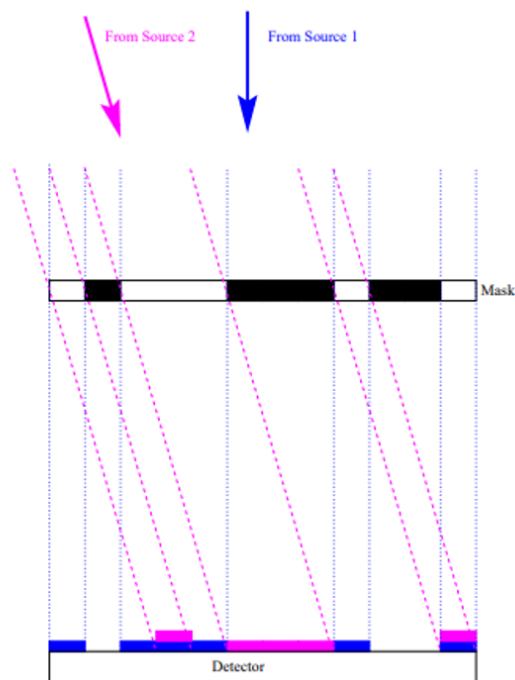


図 1.6.1: コーデッドマスク法の概念図 [45]。 図 1.6.2: SPI の概略図 [47]。

ない。そして、検出器とは異なる場所で散乱すると、光子の情報を失う。さらに、MeV ガンマ線領域では宇宙線と衛星筐体の相互作用により、大量のバックグラウンドが発生する。ここでは、このような困難を抱える MeV ガンマ線の検出について述べる。

1.6.1 コーデッドマスク法

コーデッドマスク法はピンホールカメラの応用である (図 1.6.1)。ピンホールカメラは阻止能の高い物質を検出器の前に置き、光子の入射方向を制限することで、光子の到来方向を決定する方法である。ピンホールの特徴として穴の大きさを小さくすれば、角度分解能が上がるが、有効面積がピンホールの開口面積で決まるため、小さくなってしまふ。コーデッドマスクは開口部をランダムなパターン状にし、マスクによってできた影の強度分布を検出器で検出することで、ガンマ線が到来した方向を再構成する。これにより有効面積を大きくすることができる。コーデッドマスク法は入射ガンマ線の影で到来方向を決定するため、多数のイベントをためる必要がある。つまり、1 イベント毎に到来方向を一意に決めることができず (単射でない)、観測したい領域から来た信号と視野中の他の領域から来た雑音を明確に区別できないため、雑音が多くなってしまふ。また、ガンマ線の影で到来方向を決めるため、視野以上に広がった天体などは一様にガンマ線が到来するため観測できない。さらに、MeV ガンマ線領域では特に、マスクに全吸収されず、相互作用することで雑音が生じる。これらのことからコーデッドマスク法は明るい点源や狭い領域の観測には適するが、大きな構造を持った天体現象の観測は不得意である。コーデッドマスク法を利用した検出器は、INTEGRAL 衛星に搭載された SPI、IBIS、JEM-X([45]) や Swift 衛星の Burst Alert Telescope(BAT)([46]) などがある。

SPI/INTEGRAL SPI(SPECTrometer on INTEGRAL) は、20 keV～8 MeV のエネルギー帯のガンマ線のスペクトルを高エネルギー分解能で検出することを目的とした検出器である。図 1.6.2 は SPI の概略図である。3 cm 厚のタングステンマスクを使用したコーデットマスクで、アレイ状に並んだ 19 個のゲルマニウム半導体検出器でガンマ線を検出する。ゲルマニウムは 85 K～90 K の範囲に冷却して動作させる。バックグラウンドを削減するため、反同時計数検出器として周りに BGO 結晶を配置している [48]。

IBIS/INTEGRAL IBIS(Imager on-Board the INTEGRAL Satellite) は、低エネルギーを検出する 128×128 個の CdTe 検出器の層である ISGRI と高エネルギーを検出する 64×64 個の CsI(Tl) 層の PICsIT の 2 層からなる検出器で、15 keV～10 MeV のガンマ線のイメージングを目的としている。コーデットマスクは 1.6 cm のタングステンを使用し、入射ガンマ線の影を 2 層の検出器で検出する。また、SPI と同様に雑音除去のため BGO 結晶を使用したシールドで検出器を覆っている [49]。SPI と IBIS の性能は表 1.6.1 に示す。

表 1.6.1: SPI と IBIS の性能

	SPI[48]	IBIS[49]
エネルギー範囲	18 keV - 8 MeV	15 keV - 10 MeV
エネルギー分解能	2.5 keV(FWHM, 1.33 MeV)	10 %(1 MeV)
有効面積	500 cm ²	2600 cm ² (CdTe) 2890 cm ² (CsI)
視野	16°	9°
角度分解能	2.5°	12'

1.6.2 コンプトン法

MeV 程度のエネルギー帯で優勢な相互作用であるコンプトン散乱を使用したイメージング法である (図 1.6.3 左)。電磁波はエネルギーが MeV 程度になると量子性が強くなる。コンプトン法はそれを利用した、MeV ガンマ線観測特有の方法である。コンプトン法は 2 つの検出器を使用し、前段に原子番号の小さい検出器を置き、コンプトン散乱させる。後段には原子番号の大きい検出器を置き、散乱したガンマ線を光電吸収させる。この時、前段の検出器で反跳電子のエネルギーと散乱点、後段で散乱ガンマ線のエネルギーと吸収点を測定する。入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、反跳電子のエネルギーを E_e 、散乱ガンマ線のエネルギーを E_g 、散乱角を ϕ とすると、コンプトン運動学から以下の式が求まる。

$$E_0 = E_e + E_g \quad (1.6.1)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_g} - \frac{1}{E_e + E_g} \right) \quad (1.6.2)$$

ここで $m_e c^2$ は電子の静止エネルギーである。しかし、この手法では電子の反跳方向を測定することができないため、コンプトン運動学を完全に解くことができず、図 1.6.3 左のようにガンマ線の到来方向を円環上にしか制限できない。そのため、ガンマ線のイメージングをするには最低 3 イベント (点源が一つの場合) の円環の交点を求める必要がある。そのため、真の到来方向の他に偽の像が現れてしまい、雑音の原因になる (図 1.6.4)。

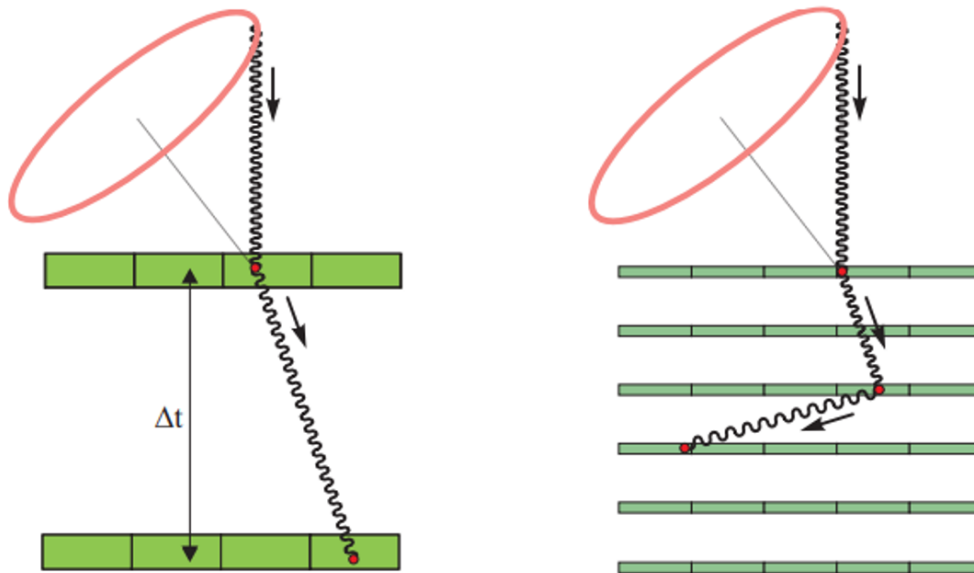


図 1.6.3: コンプトンカメラの概念図。左図がコンプトンイメージング法、右図が多重コンプトンイメージング法 [50]

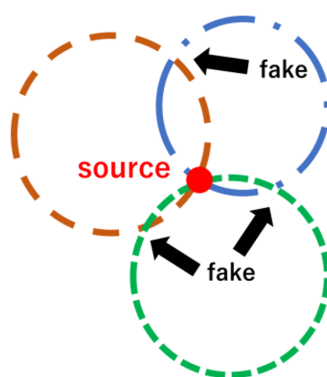


図 1.6.4: コンプトン法でのガンマ線到来方向の決定方法概念図。線源の位置を決定するためには最低3つ(点源が一つの場合)のイベントサークルを重ね合わせる必要がある。この方法では偽の像も現れてしまう。

表 1.6.2: COMPTEL の性能 [52]。

エネルギー範囲	1 MeV - 30 MeV
エネルギー分解能	1.27 MeV で 8.8% (FWHM)
有効面積	10 から 50 cm ²
視野	約 1 str
角度分解能 (ARM:2.1 節参照)	1° から 2°

COMPTEL/CGRO コンプトン法を用いた MeV ガンマ線望遠鏡として 1991 年に打ち上げられた CGRO 衛星の COMPTEL が挙げられる。COMPTEL は 1~30 MeV のガンマ線を観測する検出器で、MeV 帯域における衛星に搭載された望遠鏡として最高の感度を誇っている。また MeV ガンマ線領域の全天マップを初めて作成した (図 1.6.6 左)[51]。COMPTEL は図 1.6.5 のような構成になっており、散乱体として 7 個の円柱型有機液体シンチレータを有し、シンチレータそれぞれに 8 個の光電子増倍管が接続されており、発光場所を測定することができる。また、吸収体として直径 28 cm、厚さ 7.5 cm の NaI シンチレータを 14 個有し、こちらはそれぞれ 7 個の光電子増倍管が接続されている [52]。COMPTEL の性能を表 1.6.2 に示す。

COMPTEL は雑音除去のために反同時計数用のプラスチックシンチレータの他に散乱体と吸収体の間を 1.5 m 離すことにより発生する信号のタイミング差 (Time of Flight:TOF) を用いている。しかし、衛星搭載時の COMPTEL の検出感度は地上実験からの予測よりも一桁悪い結果となってしまっている。また、図 1.6.6 のように GeV 帯域では LAT/*Fermi* が 8 年の観測で定常天体を 5000 天体以上発見しているのに対し [53]、COMPTEL/CGRO は 10 年の観測で定常天体の検出は 32 天体にとどまっている [51]。図 1.6.7 は X 線以上のエネルギー領域で実際に天体を観測した望遠鏡の感度を表している [54]。黒点線の 1 mCrab はかに星雲の 1000 分の 1 の強度を表す単位である。この線よりも下側にある望遠鏡ではかに星雲の 1000 分の 1 の強度の天体まで観測できることを表している。図 1.6.7 を見ると他のエネルギー帯と比較しても MeV 帯域はまだ未開拓の領域であることがわかる。この原因としては何度も述べてきたように MeV 領域の雑音の多さが挙げられる。図 1.6.8 はバックグラウンドの主な発生源と COMPTEL の TOF 分布を表している。

- A 検出器の内部からの単発のガンマ線
- B 検出器周りからの単発のガンマ線
- C 検出器の内部からの複数のガンマ線
- D 検出器周りからの複数のガンマ線
- E 偶然同時計数
- F 宇宙線由来の事象

その他 中性子や電子、大気ガンマ線

A~D は中性子捕獲や放射性同位体の崩壊などから発生する。図 1.6.8 右から A や C などには真の信号と同様のピークを持つため、TOF で落とすきれない。また、大量の雑音の連続成分が存在するため、十分明るい天体でなければ検出できなかった。

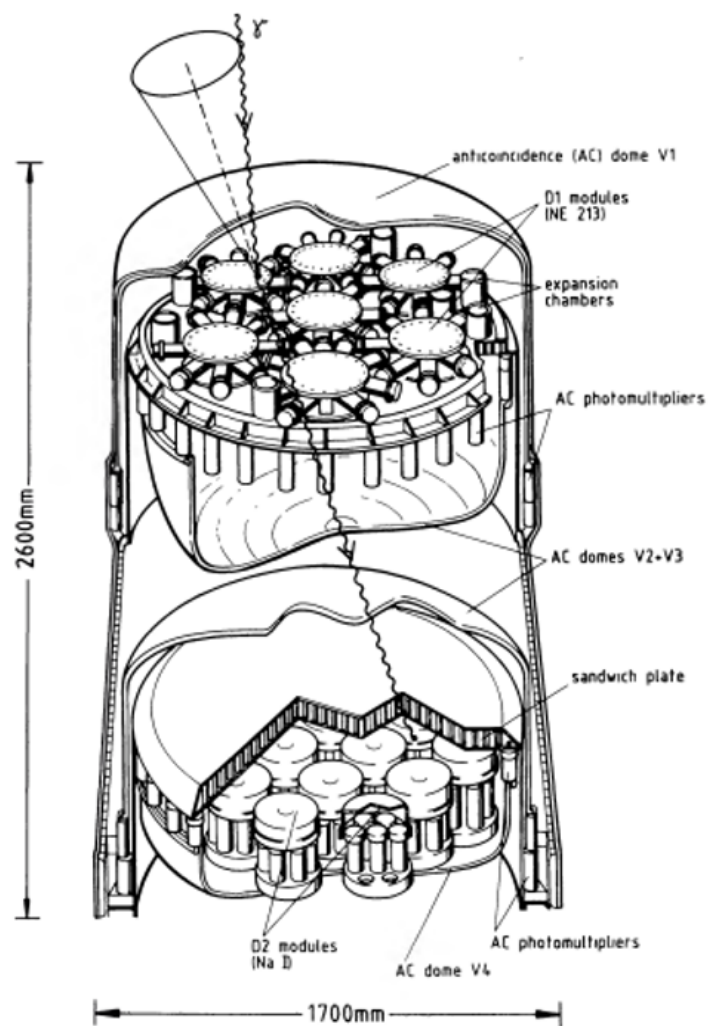


図 1.6.5: COMPTEL の構成図 [52]

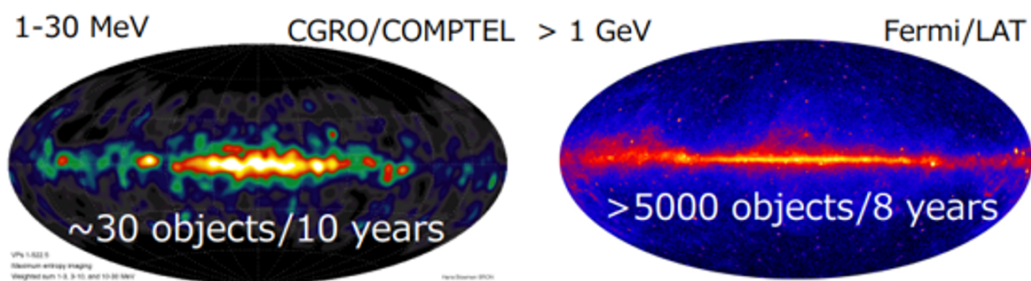


図 1.6.6: COMPTEL によって作成された MeV 帯域の全天マップ (左図)[51] と LAT/*Fermi* によって作成された GeV 帯域の全天マップ (右図)[55]。

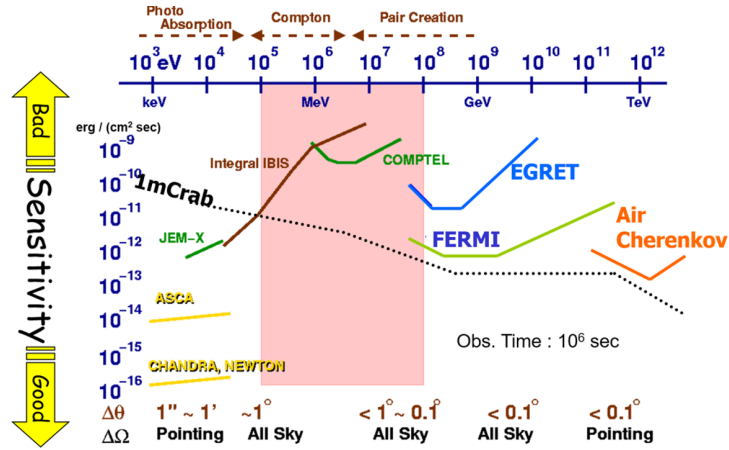


図 1.6.7: X 線以上のエネルギー領域で実際に天体を観測した望遠鏡の感度グラフ [54]。1 mCrab はかに星雲の 1000 分の 1 の強度を表す単位。

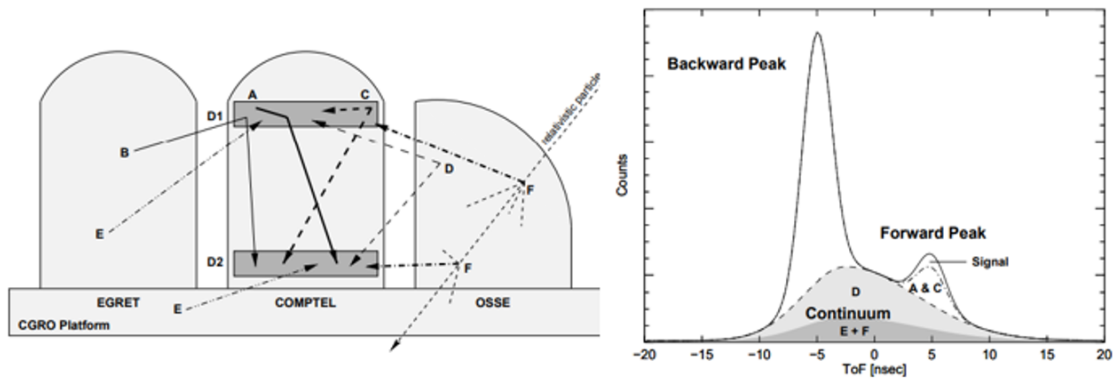


図 1.6.8: 左図は COMPTEL の主なバックグラウンド源を表した概念図。右図は COMPTEL の TOF 分布 [56]。

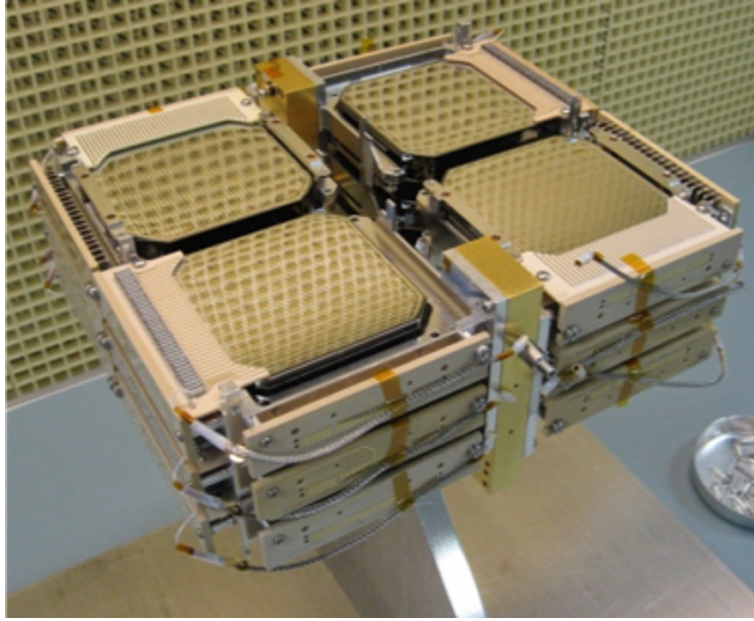


図 1.6.9: COSI の写真 [57]。

1.6.3 多重コンプトン法

コンプトン法は検出器で一度だけコンプトン散乱を起こしたガンマ線を検出したが、多重コンプトン法では検出器中で2回コンプトン散乱を起こし、その後コンプトン散乱もしくは光電効果を起こしたイベントを利用する。検出器の構造は図 1.6.3 右のように位置に感度がある半導体検出器を複数重ねる。コンプトン法ではコンプトン散乱したイベントは全吸収される必要があるが、多重コンプトン法ではコンプトン散乱を起こして、検出器外へ逃げてしまうようなイベントでも以下の式のように入射ガンマ線のエネルギーを再構成できる [58]。

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (1.6.3)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (1.6.4)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (1.6.5)$$

ここで、入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、 i 回目の散乱での散乱角とエネルギー損失をそれぞれ E_i 、 ϕ_i としている。多重コンプトン法の利点はエネルギーの決定精度が良くなる点であるが、電子の反跳方向を取得することはできないので、コンプトン法と同様に1イベント毎に到来方向を一意に決められず、円環にしか制限できない。また、ガンマ線の再構成の際に反応が起こった順番を区別することが難しいため、複数の組み合わせを考慮する必要がある。多重コンプトン法を用いた検出器は気球実験の COSI [57] や ASTRO-H 衛星に搭載された SGD 検出器 [59] がある。

COSI COSI (Compton Spectrometer and Imager) は多重コンプトン法を用いた気球観測実験であり、天体からの核ガンマ線やガンマ線偏光を観測することを目的としている [57]。2014 年以前は NCT (Nuclear Compton Telescope) と呼称していた。検出器は図 1.6.9 のように $8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm} \times 1.5 \text{ cm}$ の Ge 検出器を 12 枚使用している。x、y 方向に走る 2 mm 間隔のストリップで二次元情報を、

x、y ストリップの波形から高さの情報を取得する。シンチレータを用いた VETO 検出器で周りを覆っている。2016 年の気球実験では電子・陽電子対消滅線のマップ [14] やかに星雲などのコンパクト天体のイメージを作成した [60]。また、NASA の small Explorers に採択され、2025 年に衛星を打ち上げ予定である [61]。

第2章 電子飛跡検出型コンプトンカメラと SMILE 計画

前章に述べたように、未開拓な MeV ガンマ線観測をすすめるためには方向決定精度が良く、雑音除去能力が高い検出器が必要である。そこで我々は、コンプトン法を応用し、コンプトン運動学の再構成に足りなかった反跳電子の方向を取得可能な検出器である電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC: Electron-tracking Compton Camera) を開発している。この章では ETCC の説明と ETCC を用いた実験計画である SMILE 計画について説明する。

2.1 検出原理

図 2.1.1 に ETCC の概念図を示す。ETCC は検出器内でコンプトン散乱を起こさせ、反跳電子のエネルギーと反跳方向、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを測定することで入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を 1 イベント毎に一意に決定することができる。

入射ガンマ線のエネルギーを E_0 、真の到来方向を \vec{s} とし、散乱ガンマ線のエネルギーと方向を E_γ と \vec{g} 、反跳電子のエネルギーと方向を K_e と \vec{e} とする。この時、入射ガンマ線のエネルギー E_0 と再構成で求めることができる入射方向 \vec{s}_{rcs} は、

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (2.1.1)$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (2.1.2)$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (2.1.3)$$

と表される。ここで、 ϕ はガンマ線の散乱角、 α は \vec{g} と \vec{e} の成す角である (図 2.1.1)。これらの式はエネルギー保存則と運動量保存則から求めることができる。また、散乱角 ϕ と電子の反跳角 ψ は、

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (2.1.4)$$

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (2.1.5)$$

と表せる。

到来方向の決定精度として、ARM (Angular Resolution Measure) と SPD (Scatter Plane Deviation) を定義する。ARM は散乱角の決定精度、SPD は散乱平面の決定精度を表す。この 2 つのパラメータで光子の到来方向の誤差領域を扇形に制限することができる (図 2.1.1) (従来のコンプトン法では誤差領域が円環状)。ARM と SPD の定義は、それぞれ

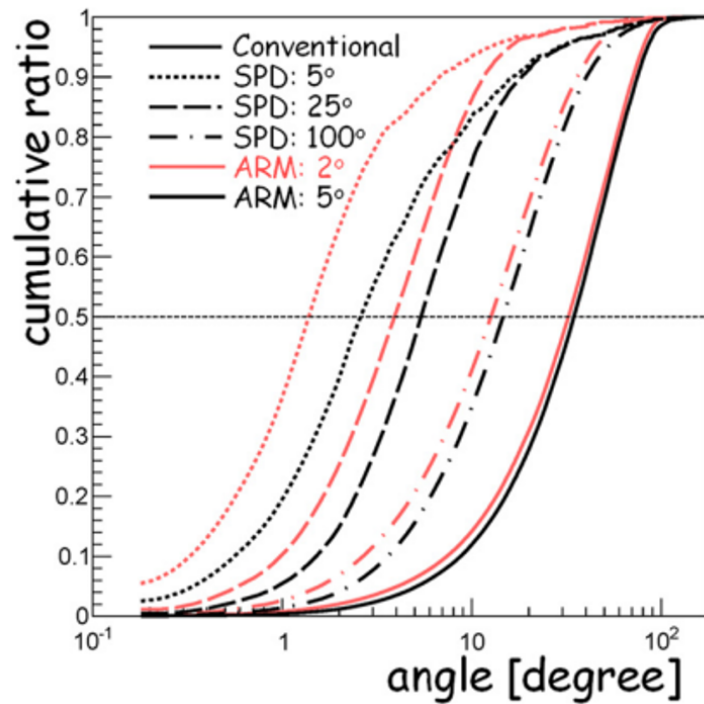


図 2.1.2: 累積比率 [62]。赤と黒の線はそれぞれ ARM=2 度、5 度を表し、実線・点線・破線・一点鎖線はそれぞれ従来のコンプトンイメージング、SPD=5 度、25 度、100 度を表している。

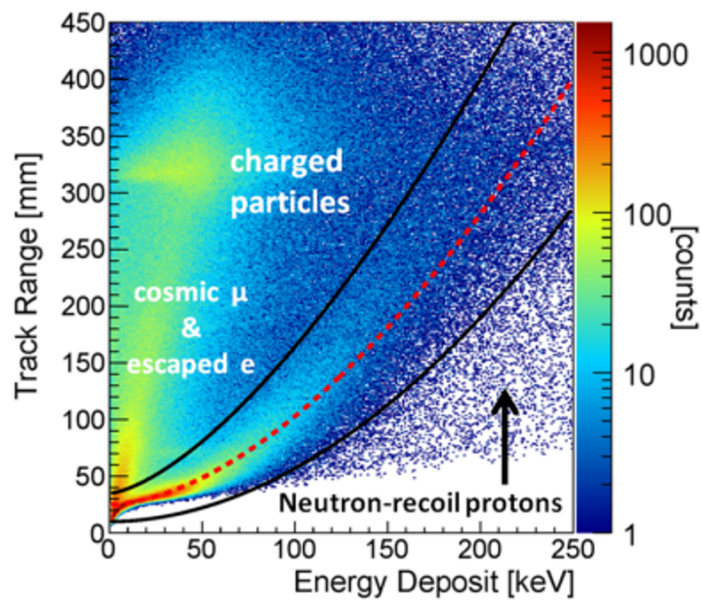


図 2.1.3: 電離損失率の違いを利用した粒子識別 [63]

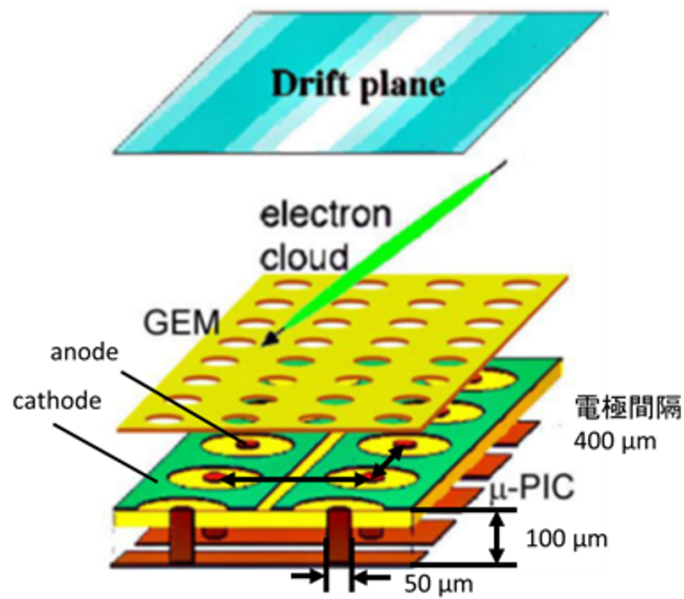


図 2.3.1: μ -PIC と GEM を用いた TPC の概念図

で表される。ここで Z は物質の原子番号、 z は荷電粒子の電荷の価数、 $\beta = v/c$ (v は入射粒子の速度)、 I は平均励起エネルギーである。飛程中での電離損失率の変化は荷電粒子の電荷・質量・運動量に固有なので、飛跡から粒子識別が可能である。図 2.1.3 は電離損失率を利用し、粒子識別をおこなった図である。縦軸が粒子の飛跡の長さを表し、横軸は粒子が検出器に落としたエネルギーを表している。赤線は検出器中で止まった電子の分布を表している。この図から粒子によって分離できていることがわかる。これにより、黒線の内部を選ぶことで、検出器中で止まった電子のみを選択することができる。

コンプトン運動学からコンプトン事象のみを選別し、雑音を削減することも可能である。散乱ガンマ線と反跳電子のなす角 α は幾何学的方法と運動学的方法の独立な二つの方法で求めることができる。幾何学的方法には、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (2.2.2)$$

と定義され、運動学的方法には、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (2.2.3)$$

と計算することができる。ETCC では 1 イベント毎に α を求め、 $\alpha_{\text{geo}} \simeq \alpha_{\text{kin}}$ という条件を課すことで、コンプトン散乱事象のみを選ぶことが可能である。

2.3 ETCC の構成

現在、我々は ETCC の散乱体としてガス飛跡検出器である μ TPC (micro Time Projection Chamber)、吸収体として PSA (Pixel Scintillator Array) を使用している (図 2.1.1)。ここではそれぞれの要素について説明する。

2.3.1 ガス飛跡検出器

ETCCは散乱体としてガスを用いている。これは電子の多重散乱を抑える目的がある。電子が物質中を通過する際、周りの物質との多重散乱により方向情報を失いやすい。このときの散乱はモーリエ散乱といい、

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right) [\text{rad}] \quad (2.3.1)$$

と近似される [64]。 p は電子の運動量、 x は粒子が通過する厚さ、 X_0 は物質の放射長である。典型的な値を上げると、200 keV の電子が Si、Ar(1 atm、20°C) に対して10度散乱する飛跡長はそれぞれ $\sim 10^{-2}$ 、 ~ 10 mm と三桁も異なる。これは固体の方が密度が高く、多重散乱の影響を受けやすいためである。このことから飛跡の決定精度を上げるには散乱体はガスにするほうが良い。ETCCのガス検出器は μ -PIC(micro Pixel Chamber) を用いた TPC(Time Projection Chamber)[65] を利用している (図 2.3.1)。また、補助増幅器として GEM(Gas Electron Multiplier)[66] を使用している。TPCの動作原理は次の通りである。TPC内を荷電粒子が通ると、TPC内のガスを電離し、飛跡に沿った電子雲が生成される。この電子雲が TPC にかけている均一な電場中をドリフトし、それを二次元イメージング検出器で測定する。高さ方向は電子がドリフトした時間を測定する。

μ -PIC μ -PIC は MPGD(Micro-Pattern Gas Detector) の一種で、二次元のガスイメージング検出器である。一つ一つのピクセルが比例計数管を輪切りにしたような構造を持つ。アノードの直径が 50 μm 、ピクセル間隔が 400 μm で、読み出し数を減らすためにアノード、カソードそれぞれが直交する方向へストリップ状の電極に接続されている。アノードとカソードの電位差により、アノード近傍に強い電場が形成されるため、アノード付近で電子増幅が起こる。

μ -PIC はアノードをピクセル型にしたことで、MSGC で問題になっていた放電による電極破壊が起きにくくなり、 μ -PIC 単体でゲイン ~ 6000 の長時間 (1 か月) 安定動作を可能にした [67]。現在、補助増幅器を用いることで必要ゲインに到達しているが、できるだけ故障の確率を減らすことを考えると、 μ -PIC 単体で動かすことが望ましい。そこでより高ゲインができるように基板をポリミドからガラスへ変更した TGV- μ -PIC[68] が開発されている。また、飛跡の不定性を削減するために 3 軸 μ -PIC も開発されている。

GEM TPC のゲインは 1 atm の Ar ガス中で最小電離粒子 (MIP:Minimum Ionization Particle) の飛跡を 400 μm ピッチで測定することを考えると 2×10^4 以上必要になる。そこで、我々は補助増幅器として GEM を用いている。GEM は F. Sauli によって開発されたガス増幅器で、ポリミドの両面に銅の電極がついたものである。GEM には無数の穴が空いており、両面の銅電極に電位差を与えることで、穴に電場が生じ、電子が穴を通るときに増幅される [66]。

2.3.2 PSA

コンプトンカメラの吸収体では、ガンマ線を光電吸収させる必要がある。コンプトン散乱の断面積が原子番号 Z に比例するのに対し、光電吸収の断面積は Z^5 に比例する。このことから、 Z が高く、阻止能の高い無機シンチレータを使用している。半導体検出器に比べ、エネルギー分解能は劣るが、ガンマ線の吸収効率が良く、安価で大質量の検出器が作れる。ETCC では吸収体として GSO($\text{Cd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$) の無機シンチレータを使用している。詳細は第 3 章で述べる。6 mm 角、長

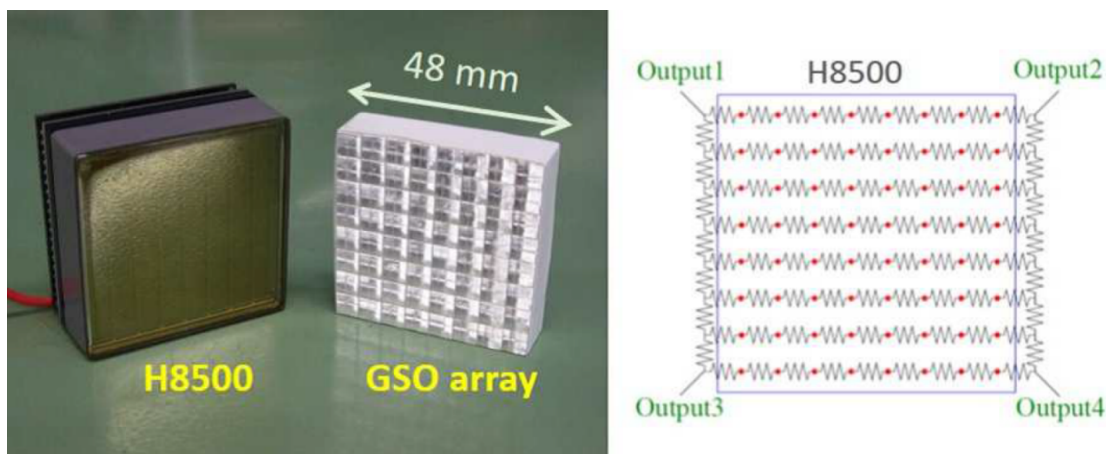


図 2.3.2: 左図が H8500(PMT) と GSO シンチレータアレイの写真。右図が読み出しに使用している抵抗チェーン [69]。

さ 13 mm(1 放射長) もしくは 26 mm(2 放射長) のピクセルを 8×8 本のアレイ状に並べている (図 2.3.2 左)。このシンチレータアレイを読み出すための光検出器として浜松ホトニクス社製のマルチアノード PMT(光電子増倍管) である H8500 を用いている (図 2.3.2 左)。読み出し信号の数を減らすため、図 2.3.2 右のように抵抗をチェーン状に繋ぎ、PMT からの 64 チャンネルの信号を 4 端から読み出している。位置情報は 4 端の電荷信号の重心演算から求めることができる。光子のエネルギーを E 、入射した座標を (X, Y) 、4 端での電荷をそれぞれ Q_0, Q_1, Q_2, Q_3 とすると、

$$E \propto Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (2.3.2)$$

$$X = \frac{Q_0 + Q_1 - Q_2 - Q_3}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad (2.3.3)$$

$$Y = \frac{Q_0 - Q_1 + Q_2 - Q_3}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad (2.3.4)$$

と書ける。抵抗チェーンを用いて重心演算を行うと蝶型に画像が歪んでしまう。解析では多次元フィットを行い、正方形に補正した位置座標を使用している。

4 端信号の読み出し回路にはクリアパルス社製モデル 80256(図 2.3.3) とデータ収集用モジュールを使用している。モデル 80256 は波形の増幅整形を行い、サンプルホールド機能と事前に取得した波形テンプレートから波高値を求めている。取得したデータはイーサネットにてデータ収集モジュールへ送信している。ADC は 12 bit にてデジタル変換しており、データ処理時間が $20 \mu\text{s}$ かかる。一つの読み出し回路に 6 個の PMT を接続可能である。エネルギー分解能は 662 keV に対して平均 11~13 % (FWHM) となっている。供給電圧は典型的に -1 kV を与えている。

2.4 SMILE 計画と次期実験について

我々は ETCC を用いた MeV ガンマ線観測の実証と科学観測を目的とした気球実験 SMILE 計画 (sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment) を進めている。

第一回の気球実験である SMILE-I は 2006 年 9 月に三陸沖で行われ、高度 32~35 km で観測を行った。宇宙拡散ガンマ線・大気ガンマ線を観測し、過去の別の検出器の観測と矛盾のない結果が

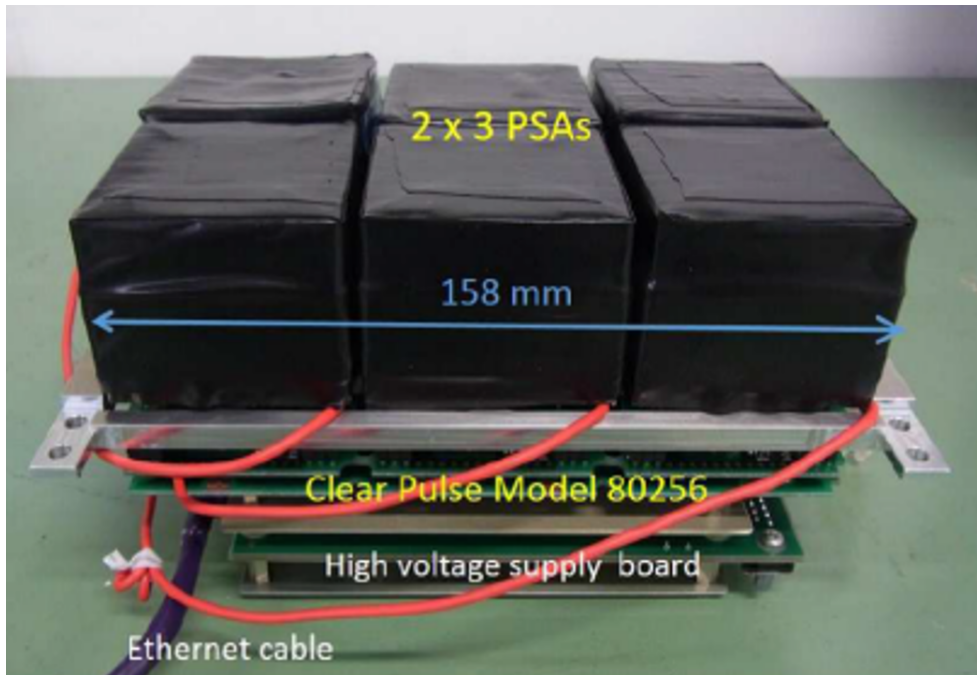


図 2.3.3: PMT の読み出し回路の写真 [69]。

得られた [70]。この実験から ETCC は宇宙環境下でも雑音を除去できていることが示された [70]。第二回の SMILE-2+ では ETCC の天体撮像能力を実証するため、2018 年 4 月にオーストラリアのアリススプリングスから放球された。高度約 39 km、約 1 日間のフライトで、銀河中心領域とくに星雲の観測を行った [71]。それぞれの観測結果については論文作成中である。

SMILE-I、SMILE-2+ により、原理実証がなったため、現在、我々は次期計画として科学観測 SMILE-3 を計画している [72]。SMILE-3 では約一か月の長期間観測を行い、ETCC での科学観測を目指す。観測ターゲットとしては銀河中心領域の電子・陽電子対消滅線、 ^{26}Al の分布、電波銀河 Centaurus A 等である。これらの観測を行うために、目標として SMILE-2+ の ETCC から有効面積約 5~10 倍、角度分解能 2~3 倍改善し、エネルギー分解能を 511 keV で 8~9 % にすることで、感度約 10 倍を目指す。表 2.4.1 に SMILE-2+ の性能と SMILE-3 の目標値をまとめた。この目標値を達成することができれば、高度 40 km で 30 日間観測すると 1.1 節で述べた電子・陽電子対消滅線の分布が銀河面に広がっているか、銀河中心領域でハロー状に広がっているかを区別でき、陽電子起源モデルに制限をかけることができると考えている。実際に空間分解能が 9° 、有効面積 10 cm^2 、511 keV でのエネルギー分解能が 8 % (FWHM) の ETCC を用いて、高度 40 km で 30 日間観測したときのシミュレーション結果を図 2.4.1 に示す。対消滅線の分布は銀河面に張り付いたような分布 (左) と SPI の 511 keV の全天マップ (図 1.1.2) を説明するモデル (図 1.1.6) [15] を仮定している。図 2.4.1 から構造の切り分けが可能であることが分かる。

現在、目標を達成するために、TPC と PSA の開発を行っている。TPC では $\mu\text{-PIC}$ を二軸から三軸、ガスを Ar ベースから CF_4 ベースに変更することを考えている。本研究では PSA の開発を行った。PSA の開発は大きく分けると 3 点ある。

1. 光検出器を光電子増倍管から Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) へ変更し、エネルギー分解能を改善 (662 keV で 11 % \rightarrow 7~8 %)
2. アンプ回路を変更し、ダイナミックレンジを拡大 (2 MeV \rightarrow 5 MeV)

	SMILE-2+	SMILE-3(目標値)
エネルギー分解能 (FWHM)	13 % (662 keV)	7~8 % (662 keV)
有効面積	1 cm ² (300 keV)	10 cm ² (300 keV)
角度分解能 (PSF)	20° (662 keV)	5~10° (662 keV)

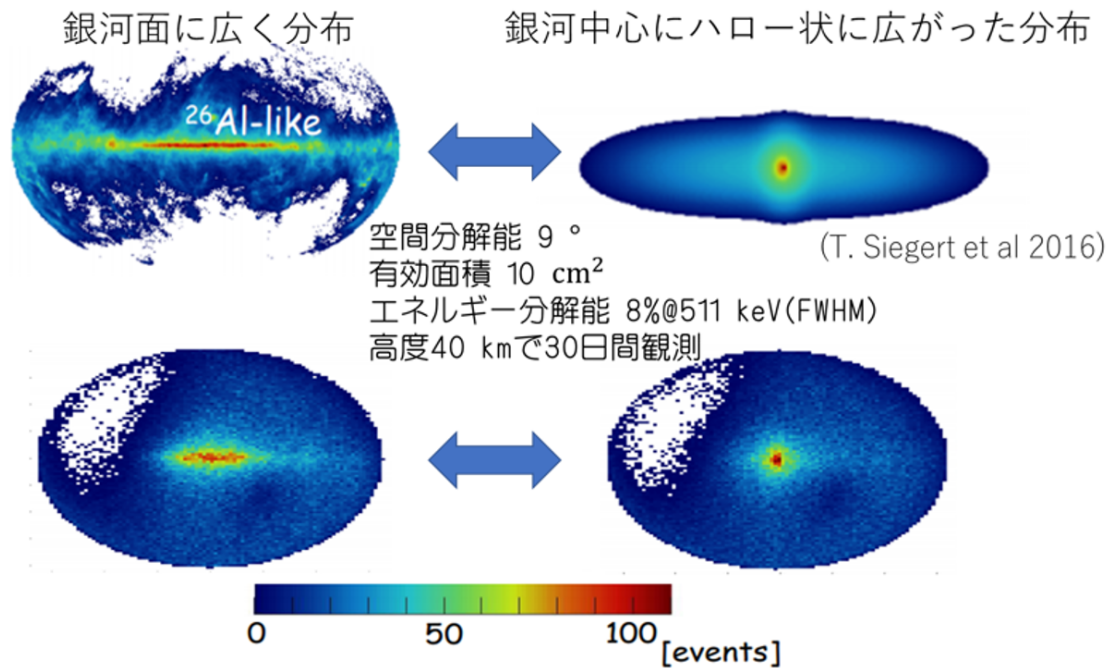


図 2.4.1: 電子・陽電子対消滅線のシミュレーションによるマップ。対消滅線の分布に対し、左側は多波長と同様に銀河面に張り付いた分布を仮定し、右側は SPI の全天マップ (図 1.1.2) を説明するモデル (図 1.1.6) [15] を仮定している。上図が仮定したモデルで、下図が空間分解能が 9°、有効面積 10 cm²、511 keV でのエネルギー分解能が 8% (FWHM) の ETCC を用いて、高度 40 km で 30 日間観測したときのシミュレーション結果。大気ガンマ線の影響は考慮していない

3. トリガー方式を変更し、不感時間削減

これらの開発について、次章から説明する。

第3章 シンチレータとMPPC読み出し回路について

SMILE-3では、PSAの光読み出しにMulti-Pixel Photon Counter(MPPC)を使用する。MPPCは光電子増倍管よりも量子効率が良く、エネルギー分解能を改善することができる。また、ピクセル間のゲインのゆらぎも小さいため、ダイナミックレンジの拡大に繋がる。この章ではシンチレータ、MPPCについての説明とこれまでのSMILE計画でのMPPC回路の開発の歩みについて説明する。

3.1 シンチレータ

荷電粒子やガンマ線が入射し、エネルギーを損失したとき、蛍光(シンチレーション)を発生する物質をシンチレータと呼ぶ。物質中に入射した放射線が原子や分子中の電子を励起状態にし、電子が基底状態に戻る際に蛍光する。シンチレータは主に有機シンチレータと無機シンチレータがある。

有機シンチレータ アントラセンやスチルベンゼンなどに代表される炭素分子を用いたシンチレータ。シンチレーション光の減衰時間が10 ns以内と非常にはやい。しかし、入射光子がシンチレーション光に変換される割合である発光効率 η は0.02~0.03と大きくない。発光波長が紫外領域にピークを持ち、波長変換器や波長変換ファイバーによる読み出しが多く使われている。有機シンチレータの発光は分子構造によっているため、有機溶媒に溶かすことで液状化することが可能である。また、その液体を重合化することで固化させたものはプラスチックシンチレータと呼ばれ、大型のものを安く製作可能であるため、荷電粒子検出器として良く使われている。しかし、炭素分子を使用しているため、原子が軽く、ガンマ線検出には向かない。

無機シンチレータ NaI(Tl)やCsI(Tl)などに代表される結晶シンチレータが多い。発光過程が結晶格子の励起のため、有機に比べて減衰時間が長い。しかし、発光効率が0.1程度のももあり、また原子番号が大きく、光電吸収の断面積が大きいので、ガンマ線検出で良く使われている。無機シンチレータはあえて不純物を結晶に混ぜることで、結晶構造を変化させ、禁制帯内に新たなエネルギー準位を作る。放射線により励起された電子は不純物のエネルギー準位にトラップされ、効率良く可視光のシンチレーション光を放出する。代表的な無機シンチレータを表3.1.1にまとめた。

SMILE計画で必要な要素は高計数率での測定のために減衰時間が短く、ガンマ線を吸収できるように高阻止能、そしてエネルギー分解能が良いことである。SMILE計画ではGSOシンチレータを用いている。発光量はNaIやCsIに劣るが、潮解性がなく、扱いやすい。また、大きな原子番号と高密度、高阻止能であり、ガンマ線測定に向いている。放射線耐性にも非常に優れており、X線天文衛星「すざく」のHard X-ray Detector(HXD)に搭載された[75]。近年新しく開発されたGAGGは光量が非常に高く、GSOよりもエネルギー分解能が良い[74]。高密度、高阻止能でガンマ線検出に適し、潮解性も無い。現在、GAGGの使用も考えており、GAGGを使用すると、

表 3.1.1: 代表的な無機シンチレータ [44, 73, 74]

結晶名 (活性化物質) 略称	NaI(Tl)	CsI(Tl)	Cd ₂ SiO ₅ (Ce) GSO	Bi ₄ Ce ₃ O ₁₂ BGO	Gd ₃ (Ga,Al) ₅ O ₁₂ (Ce) GAGG(HR-GAGG)
密度 (g/cm ³)	3.67	4.51	6.71	7.13	6.3
発光波長 (nm)	415	540	440	480	520
光量 (光子/MeV)	38000	65000	12500	8200	40000~50000
減衰時間 (ns)	230	680、3340	56、600	300	649
潮解性の有無	有	僅か	無	無	無

511 keV のエネルギー分解能が 5 % まで改善することができる。しかし、GSO に比べてわずかに阻止能が劣る。

3.2 光検出器

シンチレータからの光を効率良く電気信号に変換する光検出器には様々なものがある。ここでは代表的なものを挙げる。

3.2.1 光電子増倍管

光電子増倍管 (photomultiplier:PMT) は光検出器の中でも高感度、高速応答な光検出器である [76]。古くから良く使われており、スーパーカミオカンデの実験などで使用されている。図 3.2.1 に示すように入射光子を光電子に変換する光陰極 (光電面) と光電子を増幅するダイノード、電子を集める陽極を真空の容器に収めている。光陰極で生成された光電子はダイノード間の高電場で加速され、次のダイノードに衝突し、5~10 倍に増倍される。これを数段繰り返すことで、 $10^6 \sim 10^7$ 倍の高ゲインを得ることができる。光検出器の性能で重要なパラメータの一つとして量子効率がある。PMT の量子効率は入射光子を光電子に変換する確率であり、光陰極物質の仕事関数や構造で決まる。SMILE-2+ で使用している PMT (浜松ホトニクス社製 H8500C) は GSO の発光波長である 440 nm に対し、約 20 % である (図 3.2.2)。PMT の短所としては動作に約数千 V の高電圧が必要である点と磁場に弱い点が挙げられる。

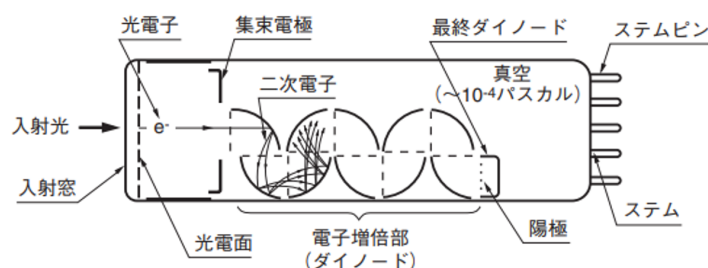


図 3.2.1: PMT の構造 [76]

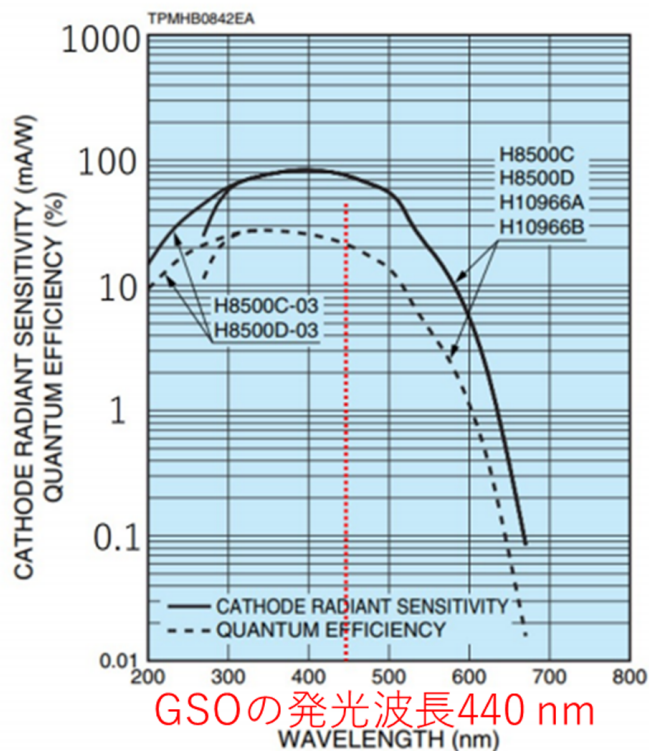


図 3.2.2: PMT(H8500C) の量子効率 [76]

3.2.2 半導体検出器

価電子帯と伝導帯のバンドギャップエネルギーを超える光子が入射されると電子が価電子帯から伝導帯へ遷移する。このとき、伝導帯に自由電子、価電子帯に正孔が生成される。半導体はバンドギャップエネルギーが数 eV 程度であるため、シンチレーション光を効率よく電気信号に変換することができる。半導体に不純物を混ぜることで、エネルギーバンド構造に新たなエネルギー準位を生成し、より低いエネルギーで電子と正孔を生成できる。不純物に 13 族の B や Al を含んだものを p 型、15 族の P や As を含んだものを n 型と呼ぶ。p 型と n 型を組み合わせる (pn 接合) と、順電圧 (p 型が正) を与えると電子と正孔が接合面方向へ移動し、電流が流れる。逆電圧を与えると電子と正孔は遠ざかる方向へ移動するため、接合面に空乏層と呼ばれるキャリアが存在しない領域ができ、電流が流れない。これがダイオードの仕組みである。半導体検出器では空乏層をあえて作り、光が空乏層に入射したときに発生する電子と正孔を読み出す検出器である。量子効率は入射した光子が電子・正孔のペアに変換される確率である。

PIN 型フォトダイオード 空乏層を厚くした方が効率よく光子を検出できる。そこで開発されたのが PIN 型フォトダイオードである。p 型と n 型の間に絶縁性の真性半導体 (i 型半導体) を挟んでおり、これにより、空乏層を容易に厚くすることが可能になった。真性半導体は p 型や n 型のように不純物を含まない、純粋なシリコンやゲルマニウムの結晶のことである。PIN 型フォトダイオードは光通信の受信機などによく使われている。しかし、PIN 型フォトダイオードは PMT のように増倍機能を持たないため、常温での雑音耐性が悪い。

アバランシェフォトダイオード (APD) 通常の半導体検出器が増倍構造を持たないのに対し、APDは内部でキャリアを増幅することができる。数百Vの電圧をかけ、図3.2.3のような電場構造を与えることで、アバランシェ増幅を起こすことができる。これにより数百程度のゲインを得ることができ、フォトダイオードに比べて高いS/N比が得られる。しかし、PMTと比べると電圧は抑えられるが、ゲインがあまり高くない。

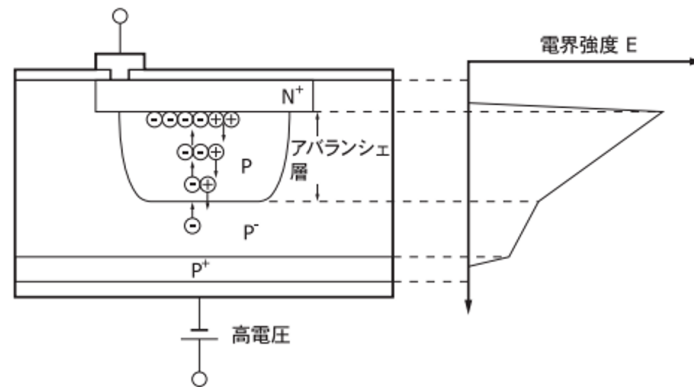


図 3.2.3: APD の概念図 [76]。

Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) SiPM(Si Photomultiplier) と呼ばれる新しいタイプの固体フォトンカウンティング素子がロシアで開発された [77]。MPPCはSiPMの一種であり、浜松ホトニクス社の商品名である。構造は浜松ホトニクス社製ガイガーモードAPDを多数並列に並べた構造である(図3.2.4、図3.2.5)。半導体のpn接合において、逆電圧を増加させると、ある限界電圧以上で急激に大きな電流が流れる。この時の電圧を降伏電圧という。APDの逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると、光量の大小に関わらず、一定の飽和出力が発生する(ガイガー放電)。この現象により、1光子に対して大きな出力を得ることができる。APDをガイガー放電させる電圧で動作させる状態をガイガーモードと呼ぶ。ガイガー放電は素子内部の電場が保たれている間は放電が継続する。次の光子を検出するために抵抗を直列に接続することで、ガイガー放電により生じた電流が抵抗を流れる際に電圧降下を起こし、ガイガー放電を止める(クエンチング抵抗)。MPPCはガイガーモードAPDとクエンチング抵抗の組み合わせを並列に複数並べた検出器である。ここではわかりやすくするため、ガイガーモードAPDとクエンチング抵抗の組をcellと呼ぶ。各cellで一つの光子を検出し、反応したcellの数で光量を測定する。ガイガー放電を起こすので、一つのcellに複数の光子が入った場合も一つの光子として検出されるため、検出できる光量は並べたcellの数で決まる。MPPCではcellを数百～数万個並べて、1ピクセルとしている。半導体なので、小さなcellを作成することが可能で、cellのピッチは数十 μm 程度である。これにより1cm角でも大量のcell数をもつ事ができる。MPPCの特徴として、放電により $10^5 \sim 10^6$ 程度の高いゲインを得ることができる。降伏電圧は100V以下と低い。最近では50V以下のMPPCも開発されている。ダイノード構造を持っていないため磁場にも強い。しかし、MPPCの増倍率には温度依存性があることが知られている。温度が上がると結晶の格子振動が激しくなり、加速されたキャリアのエネルギーが十分大きくなならないうちに結晶と衝突する確率が高くなる。そのため、イオン化が起りにくくなる。増倍率を一定にするためには電圧を温度に合わせて補正するか温度を一定に保つ必要がある。また、放射線に対する耐久はそれほど強くない、バルク損傷などにより格子欠陥ができ、暗電流が増大してしまう。SMILE-3ではMPPCを 8×8 ピクセルのアレイ状に並べたMPPCアレイを使用している。MPPCは半導体検出器なので、バンド

ギャップエネルギーが低く、入射光子を電子・正孔対に変換する確率である量子効率が高い。GSOシンチレータの発光波長に対し、PMT(浜松ホトニクス社製 H8500C) では約 20 %であったのが、MPPC(浜松ホトニクス社製 S14161-3050HS-08) では約 50 %となり (図 3.2.6)、エネルギー分解能が約 $\sqrt{2.5}=1.5$ 倍良くなる。

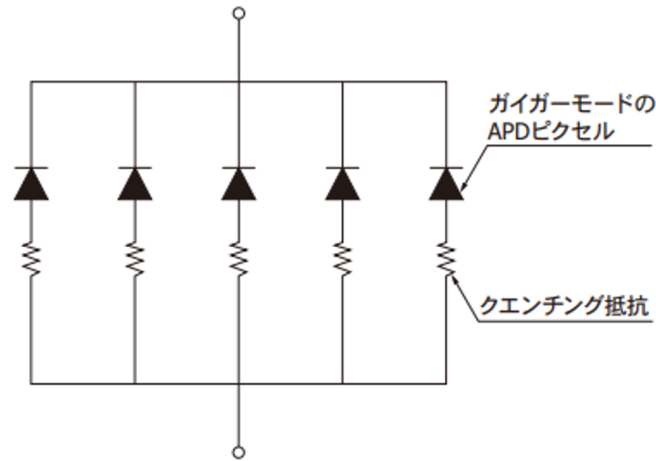


図 3.2.4: MPPC の概念図 [76]。

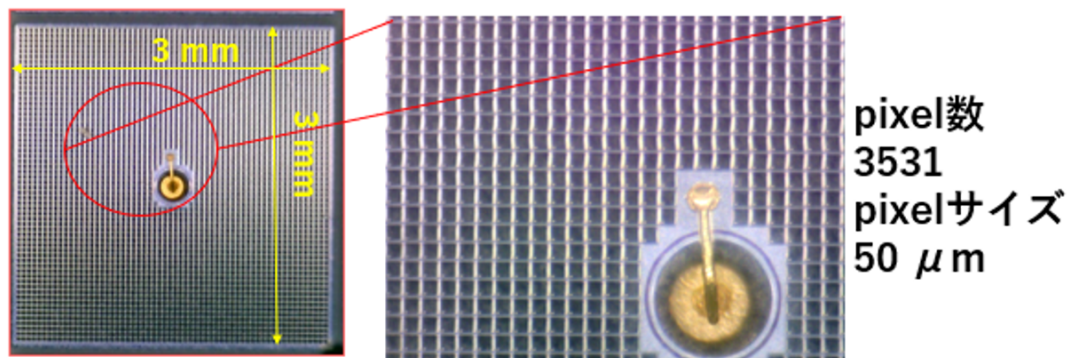


図 3.2.5: MPPC(S14161-3050HS-08) の写真 [76]。

3.3 MPPC 読み出し回路の開発の歩み

3.2節で述べたように PMT に代わる光検出器として MPPC が開発された。そこで我々は MPPC を用いたシンチレーションカメラの開発を行っている。SMILE-3 に必要なことは光読み出しでは PMT から MPPC へ変更し、エネルギー分解能の向上、気球実験で重要な低電力、安定性を持った検出器を開発すること、アナログ回路ではダイナミックレンジを拡大するために高利得アンプと低利得アンプの二種類のアンプを搭載すること、読み出しシステムではトリガー方式を変更し、不感時間を改善することである。この章では、SMILE-2+でのシンチレーションカメラからの変更点とメリットを説明し、これまで行ってきた開発の流れをまとめる。

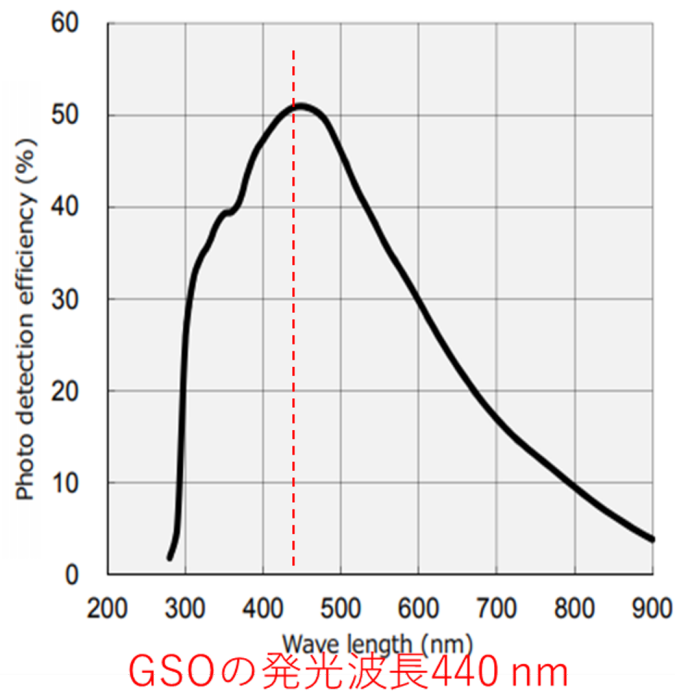


図 3.2.6: MPPC(S14161-3050HS-08) の量子効率 [76]

3.3.1 PMT と MPPC

SMILE-2+で使用している PMT(浜松ホトニクス社製 H8500C) と現在使用している MPPC(浜松ホトニクス社製 S14161-3050HS-08) の比較を表 3.3.1 にまとめた。MPPC にすることで動作電圧を大きく下げ、量子効率を約 2.5 倍改善 (図 3.2.2 と図 3.2.6) しながら、同程度のゲインを安定して得ることができる。図 3.3.1 に示すように量子効率の向上により 662 keV のエネルギー分解能が 11.6 % から 7.6 % に改善することはすでに確認済みである [78]。また気球実験である SMILE 計画にとって消費電力を抑えることは非常に重要であり、動作電圧の低減も大事な要素である。その他にも MPPC の方が大きさが非常にコンパクトで、検出器をより密に配置することができる。以上の点から光検出器を PMT から MPPC に変更することはメリットが大きい。

表 3.3.1: SMILE-2+で使用している PMT(浜松ホトニクス社製 H8500C) と現在使用している MPPC(浜松ホトニクス社製 S14161-3050HS-08) の比較 [76]

	PMT (H8500C)	MPPC (S14161-3050HS-08)
動作電圧 (V)	~1000	~40
量子効率 (%) (GSO の発光波長 440 nm での値)	~20 %	~50 %
ゲイン	1.5×10^6	2.5×10^6

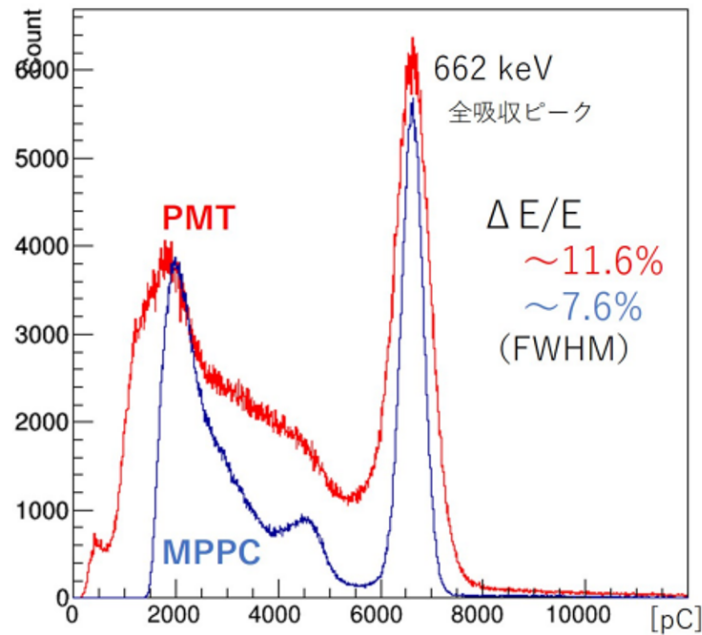


図 3.3.1: PMT と MPPC のエネルギー分解能の比較 (この時の MPPC は S13361-3050NE-08)[78]

3.3.2 不感時間

現在、読み出しシステムではトリガー方式を変更し、不感時間を削減することを考えている (図 3.3.2)。トリガー方式の変更は PMT でも試験している [69]。ETCC は入射ガンマ線が TPC でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線がシンチレーションカメラで検出されるイベントをデータとして取得している。その際、SMILE-2+ のトリガーではシンチレータの信号をトリガーにし、TPC にデータが存在すればデータ送信、存在しなければデータを破棄するようになっている (common start 型)。このトリガー方式の問題点として、シンチレータの方がガンマ線との反応確率が大きいため、シンチレータに信号があるが TPC には信号がないイベントが多くなり、不感時間が多くなってしまふ。SMILE-2+ ではシンチレータのヒット数 \times シンチレータのデータ処理時間 ($20 \mu\text{s}$) \simeq 不感時間であった。割合としてはシンチレータのヒットレートが地上で 2 桁、気球高度で 1 桁程度多い。この問題を解決するために SMILE-3 では TPC をトリガーにすることを考えている (common stop 型)。この方式では不感時間 = 同時が取れたイベント \times データの転送時間となり、不感時間を削減できる。

TPC をトリガーにすると、コンプトン散乱点の高さを求めるためにシンチレーションカメラの信号の時間情報を取得する必要がある。しかし、2.3.2 節で述べたように SMILE-2+ ではサンプルホールド式の ADC でデータ取得しているため、common stop 式トリガーでは使用できない。SMILE-3 では TPC の二次元方向の位置分解能と同程度にするために $10 \sim 20 \text{ ns}$ が必要である。そのためにパルス波形の取得が必要である。そこで、ADC をサンプリング式に変更し、波形情報を取得可能にする。

SMILE-2+(common-start型) SMILE-3(common-stop型)



図 3.3.2: SMILE-2+でのトリガー方式 (common-start 型) と SMILE-3 で考えているトリガー方式 (common-stop 型) のイメージ図

3.3.3 これまでの MPPC 読み出し回路の開発の歩み

前節までの内容を実現するために MPPC 読み出し回路の開発を行ってきた。MPPC は浜松ホトニクス社製の S13361-3050NE-08 を使用した。cell 数が 3584 個のピクセルを 8×8 のアレイ状に並べた MPPC アレイを使用している。1 つの GSO シンチレータに対し、4 つのアレイを繋げて読み出している。GSO シンチレータ 1 ピクセルに対しては、静電容量削減のために 4 つの MPPC を直列につなげて読み出す。まずはじめに MPPC とピークホールド式 ADC での動作を確認し、662 keV でエネルギー分解能 $\sim 9\%$ を達成した [79]。また、MPPC は 1 ピクセルあたり 320 pF と静電容量が大きいため、波形の時定数が大きくなり、波形がなまってしまうため、SMILE-2+ の抵抗チェーンの抵抗を PMT 用の 100Ω から 10Ω へ変更した (100Ω の時、時定数約 800 ns、 10Ω の時、約 200 ns)[79]。また、不感時間の改善のために新トリガー方式を開発し、サンプリング式 ADC が必要だと確認した [69]。その後、実際に MPPC とサンプリング式の ADC (サンプリングレートは 2.5 MHz) を用いた読み出し回路を開発し (図 3.3.3)、662 keV のエネルギー分解能 $\sim 7.6\%$ を達成した [78]。しかし、この読み出し回路には問題点があり、図 3.3.3 の右図のように読み出し回路のアナログ部とデジタル変換部を一体化して動作させるとノイズが乗ってしまい、信号を取得できなかった。また、トリガー方式を変更するために重要になった時間分解能も要求値 20 ns に対し、 ~ 48 ns と 2 倍以上悪く、時間分解能の改善も必要であった [78]。前節で述べたように、時間分解能は TPC の高さ方向を決める際に重要である。ドリフト速度 $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ の時、時間分解能が 50 ns で $2000 \mu\text{m}$ 、20 ns で $800 \mu\text{m}$ ずれ、コンプトン散乱点の決定精度が悪くなる。時間分解能についての詳細は 4.7 節で説明する。

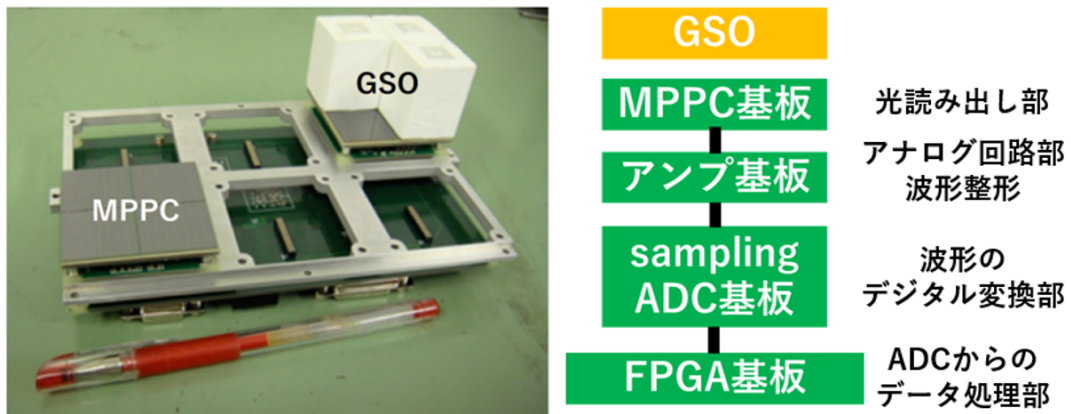


図 3.3.3: 最初に開発した MPPC 読み出し回路の写真 [78] と回路の構造

第4章 MPPC読み出し回路の開発と性能評価

この章では、3章で述べた要求を満たすべく開発したMPPC読み出し回路の説明と本研究で行った性能評価について述べる。3.3.3節や2.4節で述べた要求(表4.0.1にまとめた)を満たしているかを確認するために、読み出し回路の動作、エネルギー分解能、ダイナミックレンジ、時間分解能、温度依存性を確認する。表4.0.1の性能が実現できれば、MPPC読み出し回路の試作機としては十分であり、ETCCとしての動作試験に移ることができる。

表 4.0.1: MPPC 読み出し回路への要求

確認事項	要求
動作確認	アナログ回路とデジタル回路を一体化しての動作
エネルギー分解能	7%台(662 keV)、8~9%(511 keV)
ダイナミックレンジ	~5 MeV
時間分解能	20 ns
温度補正	温度に合わせて電圧を変更し、ゲインを一定にすることができるか

4.1 開発したMPPC読み出し回路

3.3.3節の問題点を受けて、新しく開発した読み出し回路を図4.1.1に示す。大まかな構造は前回の読み出し回路と変わらず、MPPC基板、アンプ基板、サンプリングADC基板、FPGA基板から構成される(図3.3.3の右図)。ここではそれぞれの基板について説明する。

4.1.1 MPPC基板

図4.1.2はMPPCアレイの写真と実際に読み出し回路にGSOシンチレータを1つ置いた時の写真である。MPPCは浜松ホトニクス社製のS14161-3050HS-08を使用した。1ピクセルのcell数は3531である。図4.1.3の左側はMPPC基板の写真で、MPPCからの信号を抵抗チェーンをつけて4端で読み出している。図4.1.3の右側は抵抗チェーンの概念図である。MPPCの温度補正を行う際に温度情報が必要であるため、MPPC基板には温度計(AD590-If)を設置した。3.3.3節で述べたようにMPPCの静電容量が大きく、そのまま使用すると波形の時定数が長くなってしまふ。そこで、キャパシタンスを4分の1にし、かつGSOの発光量を考慮したところ(後述)、前節と同様に4ピクセルを直列につなげ、GSOシンチレータの1ピクセル分($6 \times 6 \text{ mm}^2$)とした。GSOシンチレータ1つ分($48 \times 48 \text{ mm}^2$)を読み出すために、MPPCアレイを4枚つなげた(図4.1.2)。MPPCは1ピクセル($3 \times 3 \text{ mm}^2$)が0.2 mm間隔で繋がっているため、MPPCアレイを4枚つなげると約51 mm角になる。これは、SMILE-2+で使用していたPMT(H8500C)の有感領域が48 mm角であり、それに合わせてGSOシンチレータを作成したため、わずかにMPPCを4枚つな

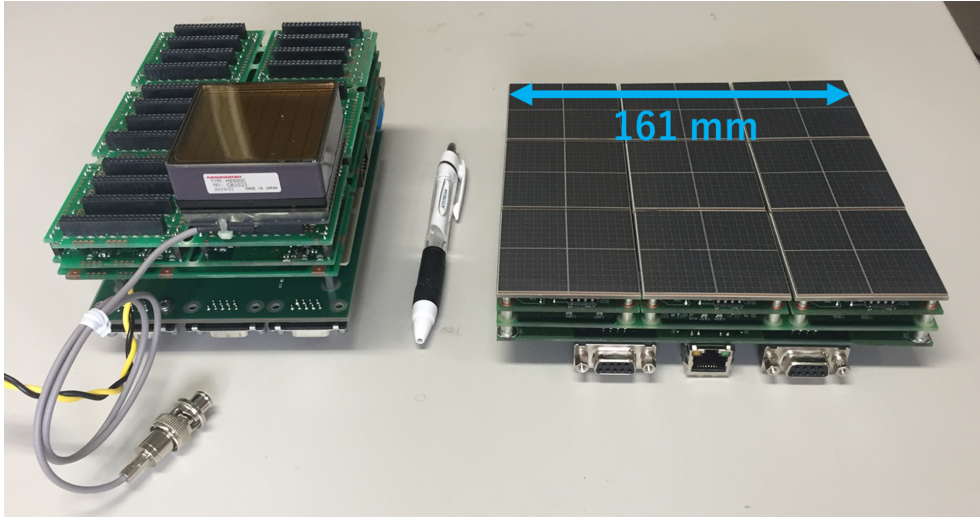


図 4.1.1: SMILE-2+での PMT 読み出し回路 (左) と SMILE-3 での MPPC 読み出し回路の prototype(右) の写真。SMILE-2+の回路は GSO シンチレータ 6 個分、SMILE-3 の回路は 9 個分の読み出しになっている。

げた面積が大きくなっているが、GSO シンチレータを再利用するため、このまま使用する。前の回路からの変更点としては MPPC アレイ自体を変えた。表 4.1.1 にそれぞれの性能を示す。より動作電圧が低く、量子効率が良い MPPC アレイに変更した。

表 4.1.1: 前の MPPC アレイ [78] と現在の MPPC アレイの比較 [76]

	前の MPPC アレイ (S13361-3050NE-0)	現在の MPPC アレイ (S14161-3050HS-08)
有効受光面積 (1 ピクセル)(mm×mm)	3×3	3×3
cell 数 (1 ピクセル)	3584	3531
cell ピッチ (μm)	50	50
降伏電圧@25 度 (V) typ.	53	37
推奨電圧 (V) typ.	降伏電圧+3	降伏電圧+2.7
端子間容量 (1 ピクセル)(pF) typ.	320	500
ゲイン typ.	1.7×10^6	2.5×10^6
光子検出効率 (%)@440 nm typ.	40	50

MPPC は原理上、1 cell に複数の光子が入射しても 1 光子分の信号しか出さないため、検出可能な光子数は MPPC の cell 数で制限される。MPPC 1 ピクセルあたりの cell 数を N_p 、光子検出効率を ϵ とすると、 x 個の光子が入射した時に検出される光子数 y は

$$y = N_p \left(1 - \exp\left(-\frac{\epsilon x}{N_p}\right) \right) \quad (4.1.1)$$

と表せる。この式は近似的に光子数が少なく、ポアソン分布が成り立つと仮定して計算すると求めることができる。図 4.1.4 に入射光子数と検出される光子数の関係を表したグラフを示す。赤線が MPPC(S14161-3050HS-08)、黒線が PMT(H8500C) を表している。シンチレータ光は同時に

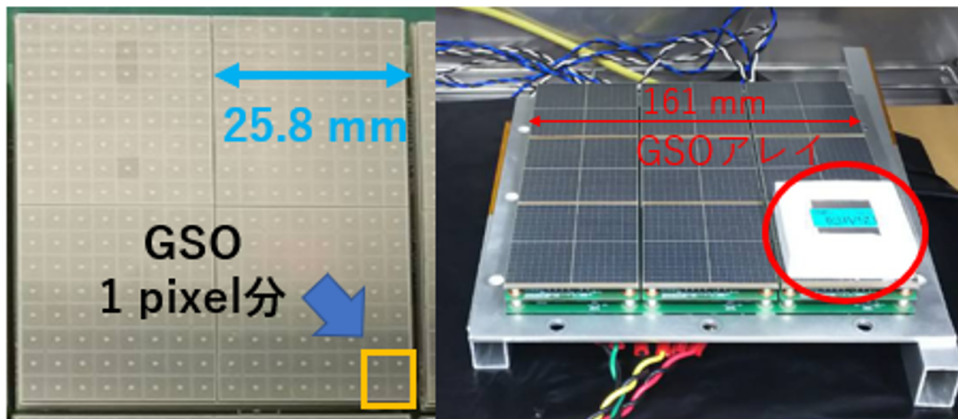


図 4.1.2: MPPC アレイ (左) と GSO シンチレータアレイを一つ乗せた MPPC 読み出し回路 (右)

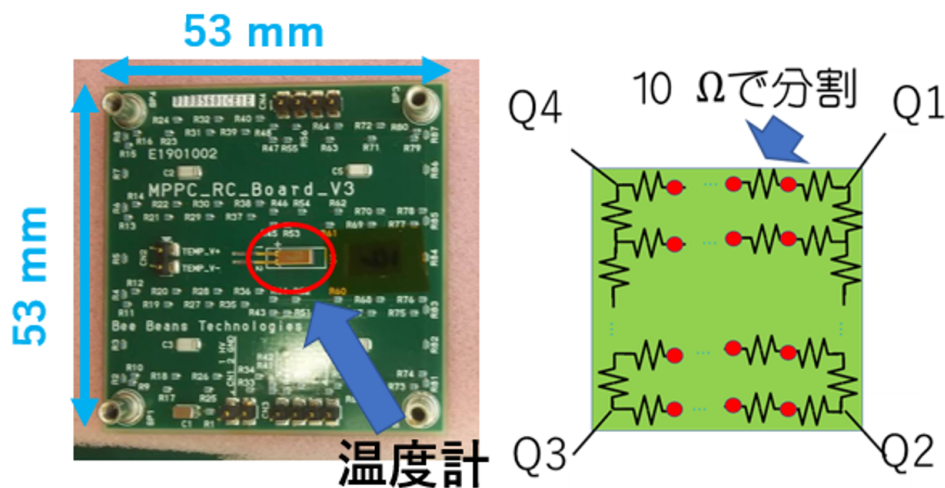


図 4.1.3: MPPC 基板 (抵抗チェーン) の写真 (左) と抵抗チェーンの概念図 (右)

入射するのではなく、減衰定数だけ時間差が存在するため、その間に cell が放電から回復し、cell 数より多くの光子を検出できる。そのため、図 4.1.4 で MPPC の cell 数より多くの光子を検出できている。GSO の発光量は表 3.1.1 より、12500 photon/MeV なので、ダイナミックレンジの目標である 5 MeV では約 62500 個の光子を検出する必要がある。62500 個の光子は図 4.1.4 より飽和しておらず、十分検出可能である。

4.1.2 読み出し回路

読み出し回路は MPPC からの信号を波形整形するアンプ基板、アンプ基板からの波形をサンプリングし、デジタル変換する ADC 基板、ADC 基板からのデータを処理する FPGA 基板からなる。MPPC 基板からの信号はまずアンプ基板に送られる。図 4.1.5 はアンプ基板の写真である。アンプ基板ではダイナミックレンジの拡大のために高利得アンプと低利得アンプの 2 つのアンプを搭載している。高利得アンプは 100 keV ~ 1 MeV の範囲を測定し、低利得アンプは 1 MeV ~ 5 MeV を測定するように設計した。回路図は図 4.1.6 に示す。以前の回路からの変更点として、前回問題

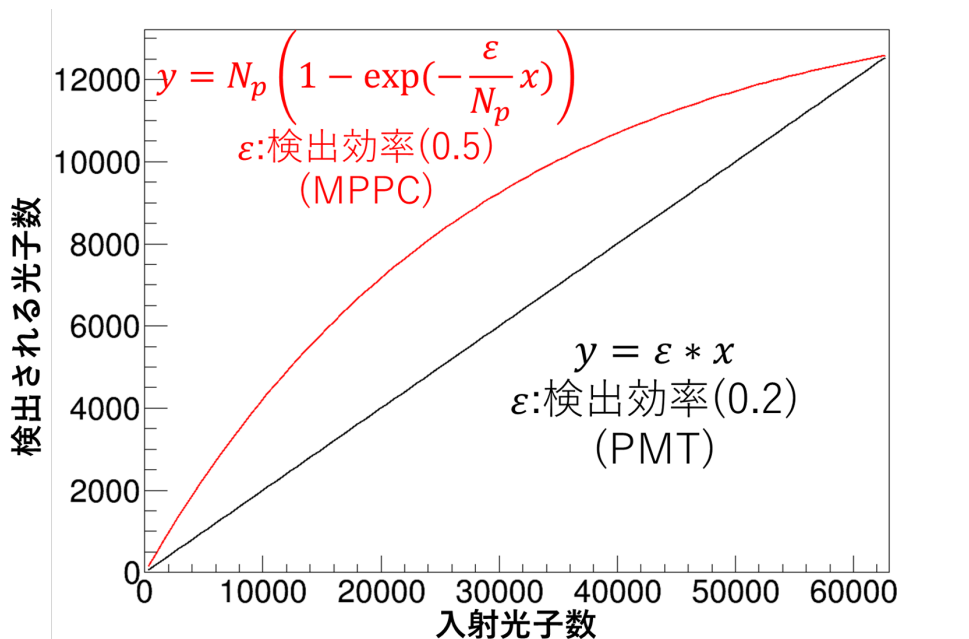


図 4.1.4: 入射光子数に対し、検出される光子数のグラフ。赤線が MPPC(S14161-3050HS-08)、黒線が PMT(H8500C)

であったノイズを削減するために RC フィルターを追加した。また、高レート耐性をつけるためアンプ回路の時定数を $6 \mu\text{s}$ から 440 ns に短縮した。

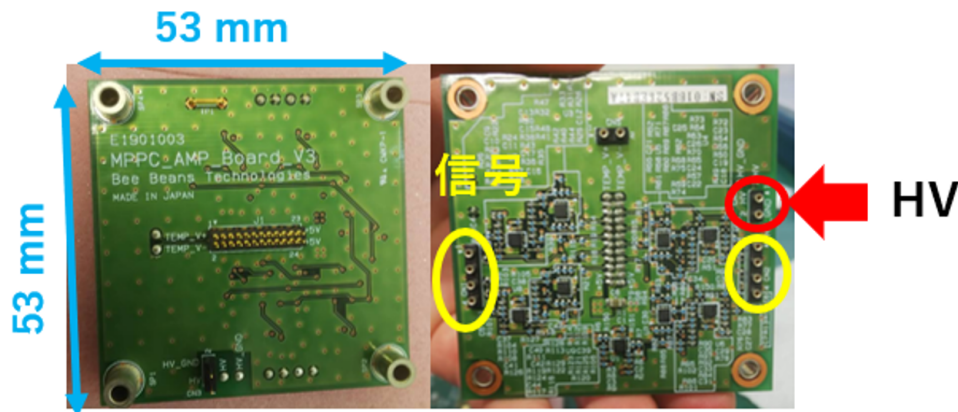


図 4.1.5: アンプ基板の写真。左が ADC 基板側、右が MPPC 基板側

アンプ基板で波形整形した信号は ADC 基板でデジタル変換する。図 4.1.7 は ADC 基板の写真である。ADC 基板ではアンプ基板の信号をサンプリング式の 14 bit ADC(LTC2314-14) で変換している。アンプ基板までは GSO シンチレータ 1 個分の大きさだったが、ADC 基板は GSO シンチレータ 9 個分の大きさである。ADC 基板では時間分解能の要求値 20 ns を満たす必要がある。時間分解能を上げるだけであれば、サンプリングレートを高くすれば良いが、SMILE 計画は気球実験であるため、使用可能な電力が限られている。そのため、時間分解能の要求値を達成しつつ、電力ができる限り抑えられるサンプリングレートにしたい。そこで、ADC のサンプリングレートを 2.5 MHz (LTC2313、消費電力: 25 mW) から 4.375 MHz (LTC2314-14、消費電力: 31 mW) に変

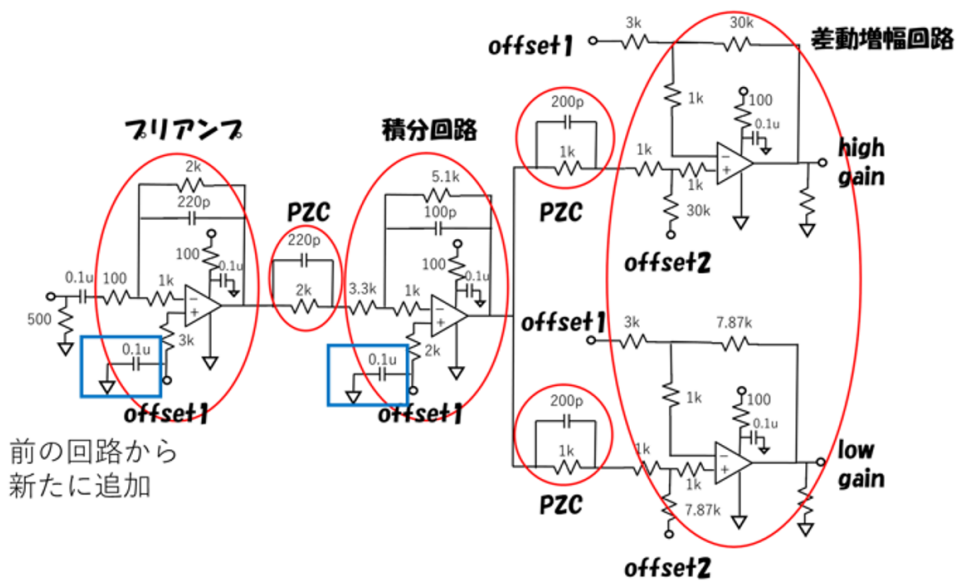


図 4.1.6: アンプ回路の回路図

更した。なお、FADC はチャンネル数から考えて、発熱量、電力量から不可能である。

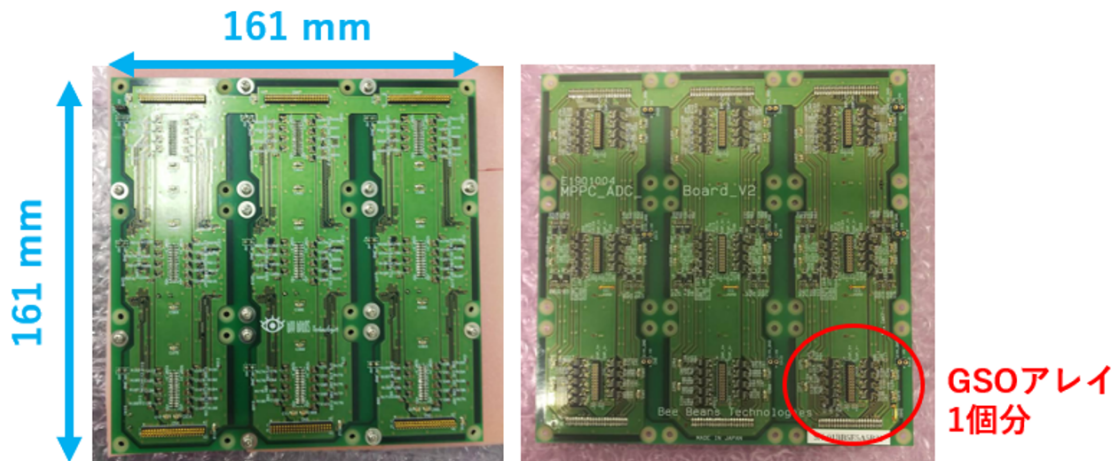


図 4.1.7: ADC 基板の写真。左が FPGA 基板側、右がアンプ基板側

データの処理は FPGA 基板でおこなう。図 4.1.8 は FPGA 基板の写真である。FPGA 基板には Xilinx 社の Spartan-7(xc7s50) の FPGA が搭載されている。ADC 基板からの信号を FPGA で処理し、データを送信する。FPGA は前回の使用時にロジックセル数に余裕があったため、Artix-7 から価格の安い Spartan-7 に変更した。また、イーサネットによるデータ送信を行うため、Giga-bit のイーサネットを搭載した。前回の回路では FPGA 基板上でアナログ回路などの電源を作成し、それぞれの回路へ供給していたが、DC/DC コンバーターのスイッチングノイズがアンプ回路に乗ってしまっていた。そこで電源回路を遠ざけるように設計した。供給電圧はデジタル回路の 3.3 V、アナログ回路の 5 V、MPPC の高圧電源用の 12 V である。MPPC に必要な電源 (推奨電圧 40 V×4) は図 4.1.9 の DC/HV(松定プレジション社製 HAPM-0.3PS) を使用する。性能は表 4.1.10 にまとめる。FPGA 基板ではデータ収集と PC との通信、ADC の制御、温度補正のために温度計

のデータからの電圧制御をおこなう。なお、図 4.1.8 の右図の左下にある銅箔テープは HV 電源からのノイズが多く、直上の MPPC の信号にノイズが乗ってしまったため、ノイズを抑える対策をした。

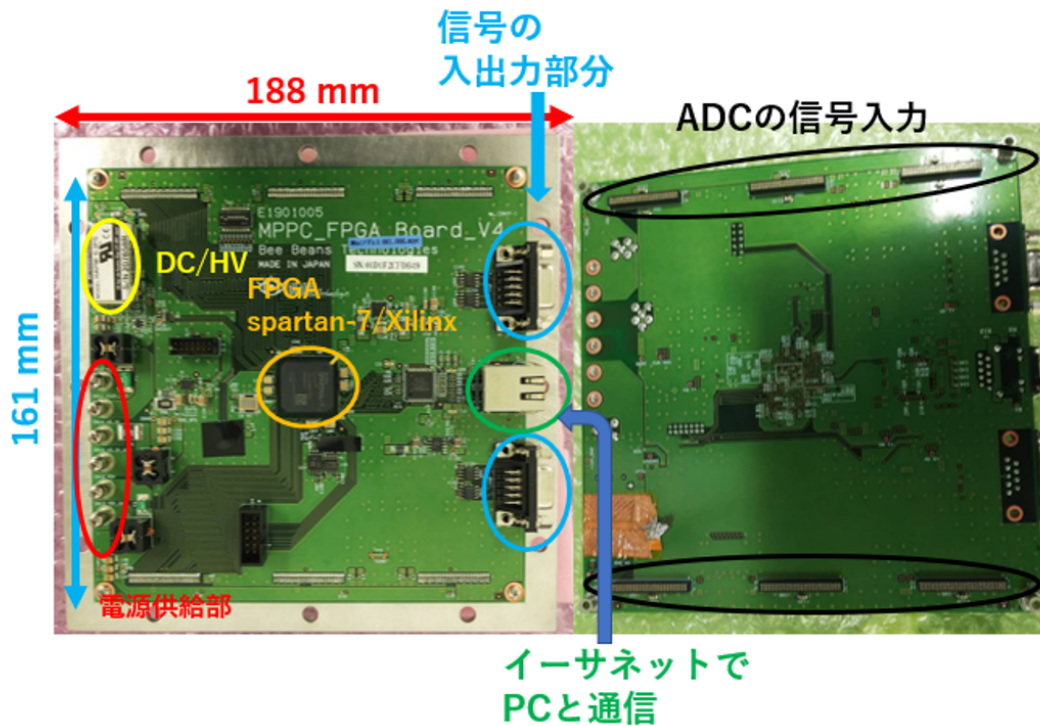


図 4.1.8: FPGA 基板の写真。右が ADC 基板側



図 4.1.9: DC/HV(HAPM-0.3PS) の写真

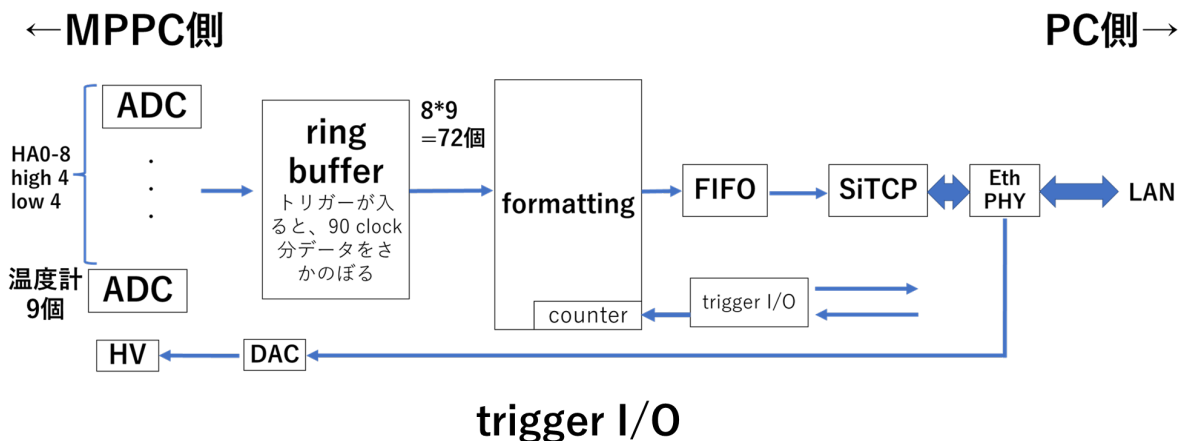
図 4.1.10: DC/HV の性能 [78]

サイズ (mm)	30.2×15.2×8.5
出力電圧 (V)	<300
入力電圧	<12±1
温度係数 (0~50 度)(% /度)	0.05
電圧設定精度 (%)	-2、5(最大出力時)
動作温度 (度)	-10~60
重量 (g)	20

4.2 FPGA によるデジタル回路設計

FPGA(Field Programmable Gate Array) は内部の回路構成をプログラムできる集積デバイスである。製造後は回路構成を変更できない LSI(集積回路) に対し、プログラムにより回路構成を変更可能であるため、デジタル回路設計が素早くかつ簡単にできる。今回は Xilinx 社が提供して

いる FPGA の統合型設計環境である Vivado HL WebPack Edition[80] を使用し、デジタル回路設計を行った。FPGA は Xilinx 社の Spartan-7(xc7s50) を使用した。図 4.2.1 に実際に設計したデジタル回路の概略図を示す。ADC 基板からの入力温度計のデータが 9 個分と 4 端の信号が高利得アンプと低利得アンプの 2 種類あり、それが MPPC 9 個分ある。ADC でサンプリングされた波形データは FPGA 中に設けたリングバッファに保存し続け、トリガーが入るとリングバッファへの書き込みを中断し、90 clock(20 μ s 分のデータ) さかのぼり、データフォーマットの形にまとめる。各温度計のデータは 8 回分の測定データを平滑化している (1 回あたり約 510 ns)。データフォーマット化されたデータは一時保存のための FIFO(First in First out) へ送られ、SiTCP 通信 [81] でイーサネットケーブルを使い、PC へ送られる。SiTCP 通信は FPGA をイーサネットに接続する技術で、高エネルギー物理学実験に代表される多チャンネル、高速データ収集システムのために開発されたライブラリである。Bee Beans Technologies 社が提供している。閾値は信号がヒットしたかを判別する hit 信号とデータ送信用の閾値の 2 種類設定している。これは、信号が複数の MPPC でヒットした場合、落としたエネルギーが低い方のデータも収集できるようにするためである。閾値が 1 つの場合は閾値を下げすぎると雑音成分が多くなってしまうため、閾値を 2 つ用意し、ヒット信号の閾値を少し高めめの値にし、シンチレータが hit した時には低めの信号も PC へ送信するようにしている。閾値や MPPC の電圧を決める DAC 値は PC からコマンドで送信することができる。また、温度に合わせて電圧を変更する温度フィードバックができるように、ある温度係数を PC から送信すると、それに合わせて電圧を変更するように設計した。この温度フィードバックシステムに関してはまだ動作確認をしていないため、これからの課題である。



入力	出力
トリガー信号:highの時、データ取得	ヒット信号:波形が閾値を超えるとhigh
DAQ信号:highの時、データ取得可	データ処理信号:データ処理中low

図 4.2.1: 実際に設計したデジタル回路の概略図

デジタル回路設計の際には bit ずれや bit 落ちのような現象に悩まされた。低温 (-15 度) や高温 (40 度) にすると、bit ずれや bit 落ちが発生した。原因としてはデジタル信号処理のタイミングに余裕がなかったためだと考え、対策として、デジタル信号の同期を取るため、フリップフロップ回路を導入した。また、Vivado ではデジタル回路の配置/配線の最適化の際に、優先させるもの (消費電力を小さく、ロジックを密集させない、など) を設定することができる (ストラテジ)[80]。このストラテジの選択を工夫し、これらの問題を解決した。図 4.2.2 は恒温槽で温度を変えた時の温度計の ADC 値の変化である。温度が -15 度から 45 度まではデジタル回路が正常に動くことを

確認済みである。ADC(LTC2314-14)は4.096 Vを14 bit(16384 ADU)でデジタル変換するため、1ADUあたり0.25 mVである。温度計(AD590-1f)は1 μ A/Kの電流を流し、1 k Ω の抵抗に接続されているので、1 mV/K。よって、図4.2.2の傾きの計算値は4になり、実測値は3.6とおおよそ計算通りである。図4.2.3に実際に設計したデジタル回路で得られた波形の例を示す。青点が低利得アンプで、赤点が高利得アンプである。設計値は図4.1.6より、高利得アンプ:低利得アンプ=30 k Ω /3 k Ω :7.87 k Ω /3 k Ω なので、高利得アンプは低利得アンプの3.81倍である。実測では3.7~3.8倍であり、設計値通りの値が得られた。データは図4.2.3右のように20 μ s分送られる。現在のTPCの最大ドリフト時間が約10 μ sであり、それより長い20 μ sを出力している。左図は波形がサンプリングされている様子を見やすくするため、横軸を10 μ s~20 μ sに拡大している。また、右図からサンプリング式ADCにしたことで、複数入ってきた信号の切り分けが可能になったことがわかる。SMILE-2+で使用しているADCはピークホールド方式(2.3.2節)であり、20 μ sのデータ処理時間が不感時間になっていたが、これにより不感時間の削減にもつながる。図4.2.4に以前のMPPC回路で得られた波形との比較を示す。ADCのサンプリングレートを2.5 MHzから4.375 MHzに上げたことで波形がより細かくサンプリングされていることがわかる。また、波形の時定数が短くなり、高レート耐性も上がっている。

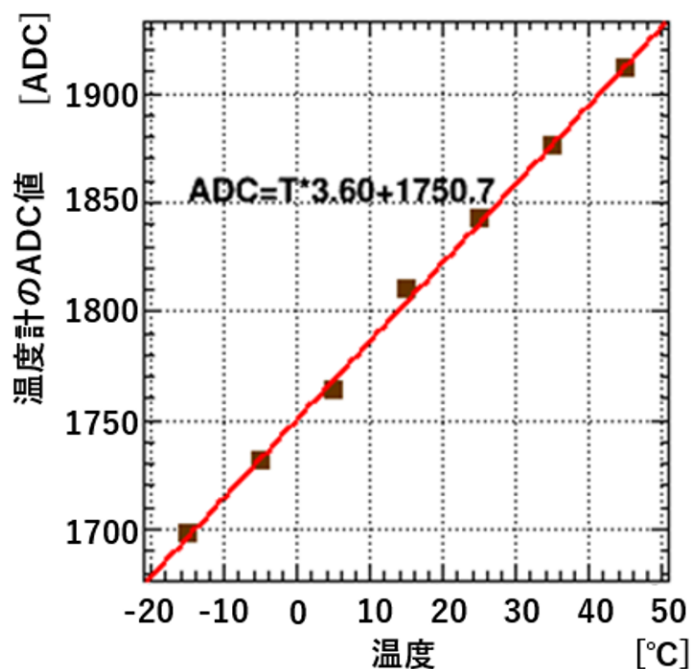


図 4.2.2: 温度計の ADC 値と温度の関係

4.3 消費電力

SMILE 計画は気球実験であるため、消費電力は極力おさえない。表 4.3.1 に SMILE-2+での PSA 読み出し回路と今回の読み出し回路の消費電力をまとめた。結果として、1つの PSA あたりの全体の消費電力は増えてしまった。高压電源の消費電力はPMTからMPPCに変更したことで0.518 W/PSAから0.029 W/PSAに大幅に減少している。それでも増えた原因として、Giga-bitイーサネットの使用、ADCのピークホールド式からサンプリング式への変更、高利得アンプ、低利得ア

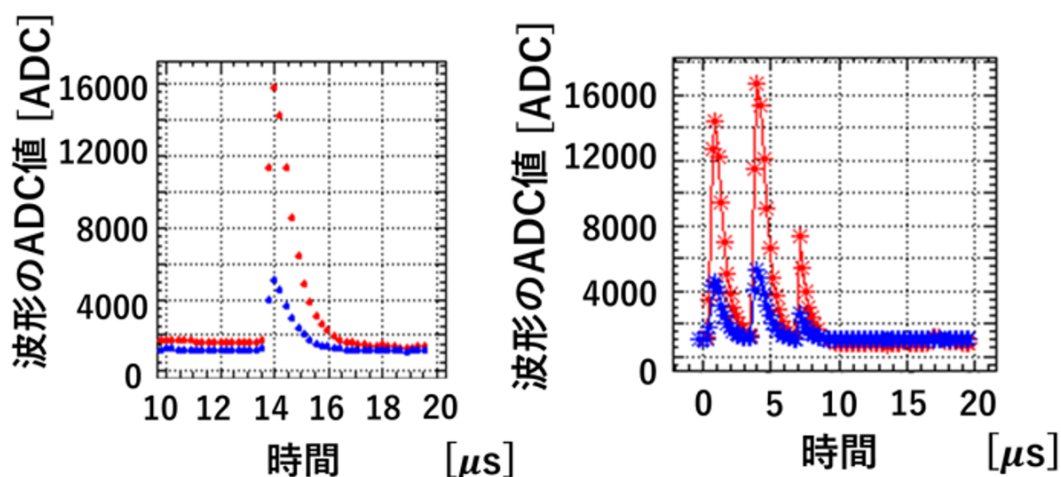


図 4.2.3: 設計したデジタル回路で得られた波形の例。左図は波形が見やすいように横軸を $10 \mu\text{s}$ ~ $20 \mu\text{s}$ にしている。青点が低利得アンプで、赤点が高利得アンプである。

ンプの2つの読み出しに変更したことなどが挙げられる。サンプリング式 ADC はデータシートから 31 mW 使用する。1つの PSA で8個の読み出しと温度計の9個使用するため、 $9 \times 31 = 0.279 \text{ W}$ になる。残りの増加分は主に Giga-bit イーサネットによるものだと考えている。回路は PSA あたり2倍(高利得アンプ、低利得アンプ)になったが、消費電力は2倍よりかは抑えられている。

表 4.3.1: SMILE-2+ の PMT 読み出し回路と今回の MPPC 読み出し回路の消費電力比較

	SMILE-2+	現在の MPPC 読み出し回路
全体の消費電力 (W/PSA)	0.67	1.12
高圧電源の消費電力 (W/PSA)	0.518	0.029
回路の消費電力 (W/PSA)	0.019	1.09

4.4 ノイズの評価 (ペDESTAL測定)

前回の MPPC 回路では FPGA 基板上で回路全体の電源を作成した。それにより、アンプ回路にノイズが乗ってしまい、検出器として動かなかった。これを防ぐため、FPGA 基板と ADC 基板を分離し、高電圧とアンプ電源を外部から供給していた [78]。今回の回路ではノイズの削減のために、回路の電源をノイズの少ない外部のシリーズ電源に変更し、アンプ回路と MPPC の高圧電源入力部に RC フィルターを追加した。この回路で実際にノイズが削減できているかを調べるためにベースラインの揺らぎの調査を行った (ペDESTAL測定)。方法としては、信号波形が入らないように最初の 25 clock 分のデータを平均し、その値を約 2 万データとり、ヒストグラムにつめ、FWHM を求めた (図 4.4.1)。前回の回路と比較するために前回の回路で行ったノイズ評価と同じ方法を取っている [78]。表 4.4.1 に前回の回路との比較を示す。FWHM が 10 分の 1 まで小さくなり、ノイズが削減されていることがわかる。これにより、初めて読み出し回路として動作するシステムができたことが確認できた。

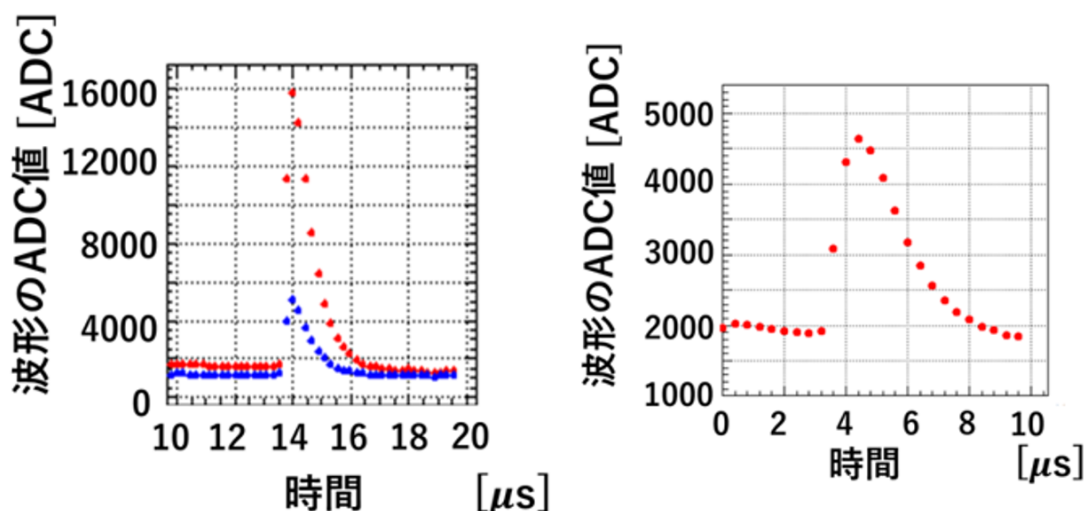


図 4.2.4: 前回の回路での波形との比較。左図が今回の回路での波形 (ADC:4.375 MHz)、右図が前回の回路での波形 (ADC:2.5MHz)[78]

表 4.4.1: 以前の回路でのベースラインの FWHM[78] と今回の読み出し回路でのベースラインの FWHM

	以前の回路	現回路
HV 未印加時 (mV)	9	0.9
HV 印加時 (mV)	30	4.75

4.5 エネルギー分解能

次にエネルギー分解能の確認を行う。複数の線源を用いて、式 4.1.1 を用いて GSO シンチレータのピクセル毎にエネルギー較正をおこなう。図 4.5.1 にエネルギー分解能測定時の実験セットアップの写真、図 4.5.2 に NIM モジュールで作成したトリガー回路を示す。厚さが 1 放射長 (13 mm) の GSO アレイを 9 個配置した読み出し回路を恒温槽に入れて実験した。恒温槽の温度は摂氏 15 度に設定した。写真では見やすさのため除いているが、読み出し回路は暗幕で覆い、遮光している。MPPC にかける電圧は、MPPC 1 ピクセルの推奨電圧約 41 V を直列に 4 ピクセル繋いでいるので、およそ推奨電圧になるように約 165 V かけている。ヒット信号の閾値については、高利得アンプの 4 端それぞれで比較し、その論理積を取っており、データ送信の閾値はその論理和を取っている。ここではベースラインの揺らぎの影響を受けないように、データ送信の閾値を ADC 値で 1200 に設定し (図 4.4.1 参照)、ヒット信号の閾値はそれより高い 1600 に設定している。ヒット信号の閾値を超える信号が入ると、MPPC 読み出し回路からヒット信号が出力される。ヒット信号から図 4.5.2 の回路でトリガーを生成し、MPPC 読み出し回路へ入力する。トリガー信号が入力されるとデータ送信の閾値を超えた MPPC 分のデータが送信される。

得られた波形データは関数でフィットし、波高値を求めている。フィットする関数は図 4.1.6 の回路図から次のように決まる。

$$y = C \frac{x - x_0}{\tau} \times \exp\left(-\frac{x - x_0}{\tau}\right) + y_0 \quad (4.5.1)$$

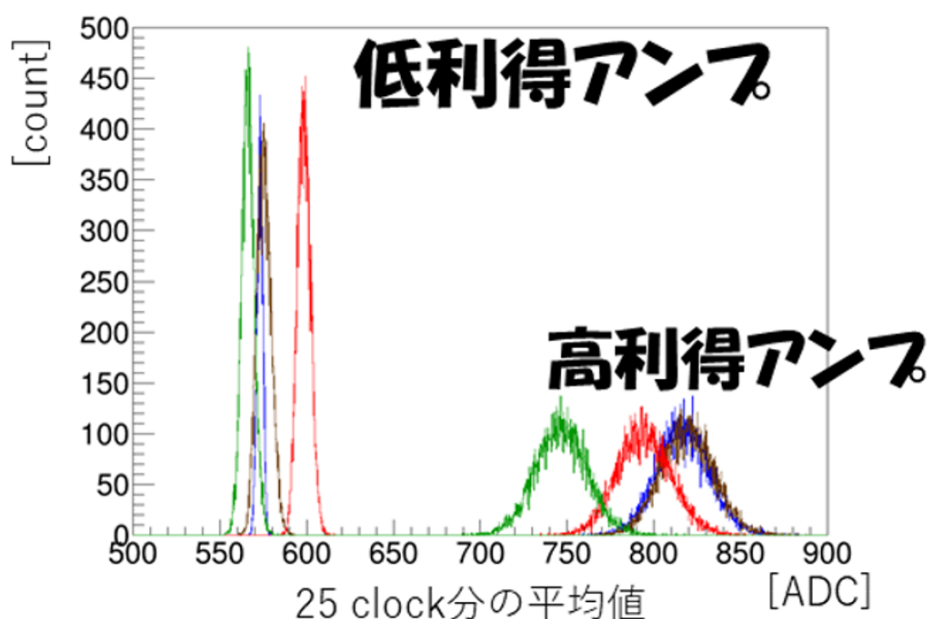


図 4.4.1: 波形の最初の 25 clock 分のデータの平均値をつめたヒストグラム。4 端の高利得アンプ、低利得アンプの結果を表示している。

式 4.5.1 は時定数が等しい 1 階微分 1 階積分回路で得られる関数であり [44]、 x が時間 (clock)、 y が電圧 (ADC)、 τ が時定数、 x_0 がパルスの立ち上がり時間、 y_0 がベースラインを表している。実際にフィットした結果を図 4.5.3 に示す。黒線がフィットした結果である。波高値としては波形フィットで求めたピーク値からベースライン (y_0) を引いた値である。波高値の求め方はいくつかあり、ここでは図 4.5.4 の 3 通りを試した。左と中央はそれぞれ波形をフィットし、フィット関数のピーク値とベースラインの差を使用する方法とフィット関数を積分した値を使用する方法である。右はフィットせずに、ある閾値を超えた部分の波形の ADC 値を足し合わせる方法である。この 3 通りを試した結果、一番エネルギー分解能が良かった左の方法を使用している。なお、エネルギー分解能が大きく異なるわけではなく、わずかに左の方法で求めた方が良い結果が得られたに過ぎない。表 4.5.1 に 3 通りの方法で求めた 662 keV のエネルギー分解能の値を示す。先に値だけ示したが、この結果から解析手法を決定した。

表 4.5.1: 図 4.5.4 の 3 通りの解析による 662 keV でのエネルギー分解能 (FWHM) の比較

	ピーク値を使用 (左)	積分値を使用 (中央)	ADC 値の足し合わせ (右)
エネルギー分解能 (%)	7.5	8.0	7.7

4.5.1 エネルギー較正

エネルギー較正に使用した線源を表 4.5.2 にまとめた。高利得アンプは 1 MeV を超えると飽和してしまうため、1 MeV 以下のエネルギーのみを使用している。図 4.5.5 は 8×8 の GSO ピクセルシンチレータアレイと電荷重心による位置情報の図である。実際に 8×8 のピクセルに分離でき



図 4.5.1: エネルギー分解能の測定時の実験セットアップの写真

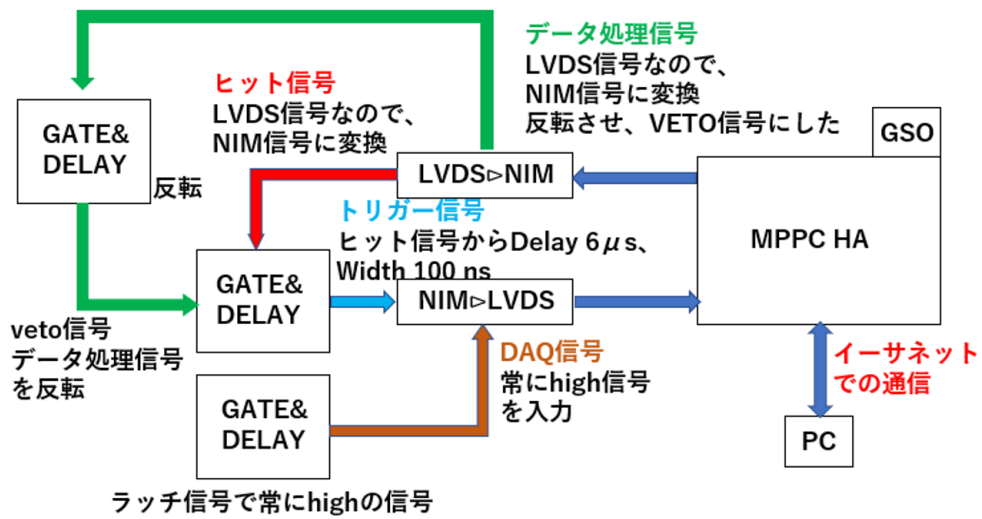


図 4.5.2: エネルギー分解能の測定時の実験セットアップの概念図

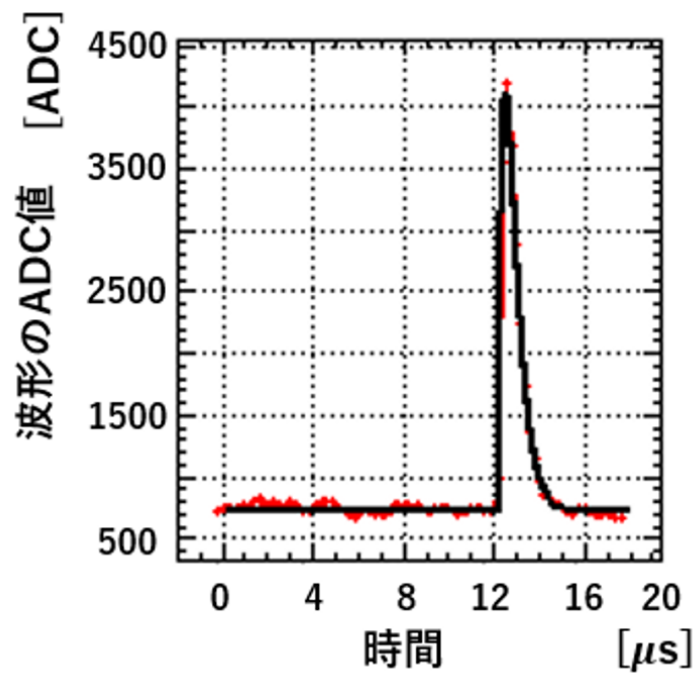


図 4.5.3: 得られた波形をフィットした結果。黒線がフィット結果、赤線が得られた波形データ。

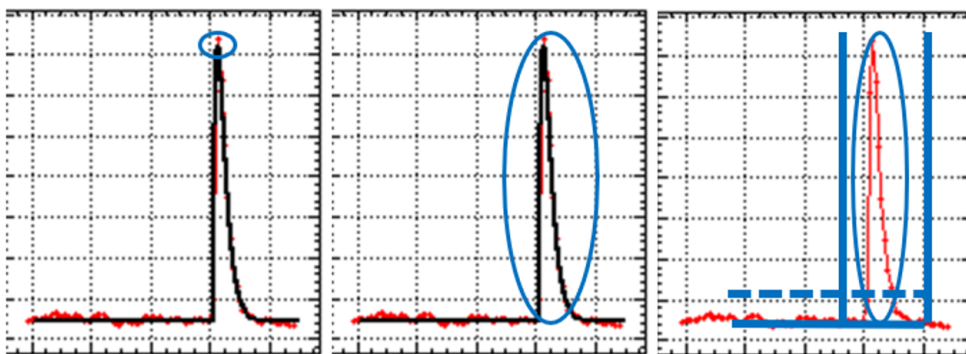


図 4.5.4: 波高値の決め方の図。左が波形をフィットした後、そのピーク値を使用。中央は波形フィットの後、波形を積分した値を使用。右側は波形をフィットせず、ある閾値を超えた部分の波形のADC値を足し合わせた値を使用。

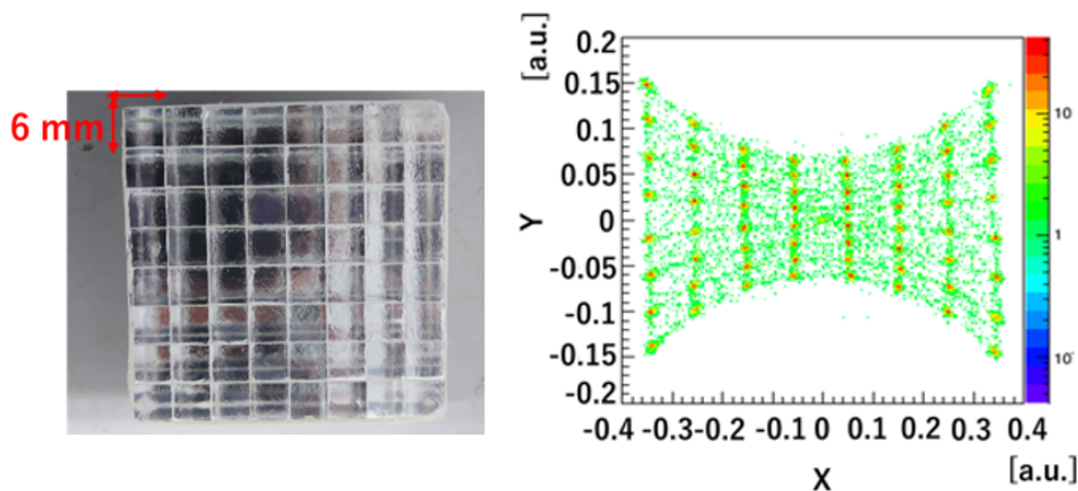


図 4.5.5: GSO ピクセルシンチレータアレイ (左) と重心演算で求めた位置情報 (右)

ていることがわかる。エネルギー較正は図 4.5.5 右のピクセル毎におこなう。

表 4.5.2: エネルギー較正で使った線源とエネルギー

線源	エネルギー (keV)
^{22}Na	511、1275(low gain のみ)
^{133}Ba	356
^{137}Cs	662
^{152}Eu	344、1408(low gain のみ)
トリタン棒 (^{208}Tl)	2614(low gain のみ)

4.1.1 節で述べたように、MPPC での検出可能な光子数は MPPC のピクセル数で制限される。そのため、PMT ではエネルギー較正には直線が使えるが、MPPC の場合は式 4.1.1 を使用するべきである。今回は式 4.1.1 でエネルギー較正を行った。パラメータはスケールとオフセットの 2 つである。図 4.5.6 にあるピクセルでのエネルギー較正の結果を示す。同じことを 8×8 のピクセルでおこなった。結果は図 4.5.7 と図 4.5.8 に示す。図の値はフィットの結果得られたスケールのパラメータの値である。 8×8 のピクセル全てで高利得アンプは約 110、低利得アンプは約 28 となり、高利得アンプと低利得アンプの比 (3.81:1)(図 4.1.6) と同程度であった。

4.5.2 エネルギー分解能の測定結果

ピクセル毎にエネルギー較正をおこない、足し合わせた ^{137}Cs のスペクトルが図 4.5.9 である。エネルギー分解能は FWHM で求めている。 ^{137}Cs の 662 keV で 7.5 % を達成した。また、図 4.5.10 に示すように、MPPC 9 個全てで 662 keV のエネルギー分解能 7 % 台を達成した。9 個の MPPC のエネルギー分解能は高利得アンプで 7.5 % ~ 7.9 %、低利得アンプで 8.2 % ~ 8.7 % であった。他の線源のスペクトルを図 4.5.11 ~ 4.5.14 に示す。順番に ^{22}Na 、 ^{152}Eu 、トリウム入りタングステン溶接棒、バックグラウンドのスペクトルである。 ^{22}Na の 511 keV では 9 個の MPPC の高利得アンプ

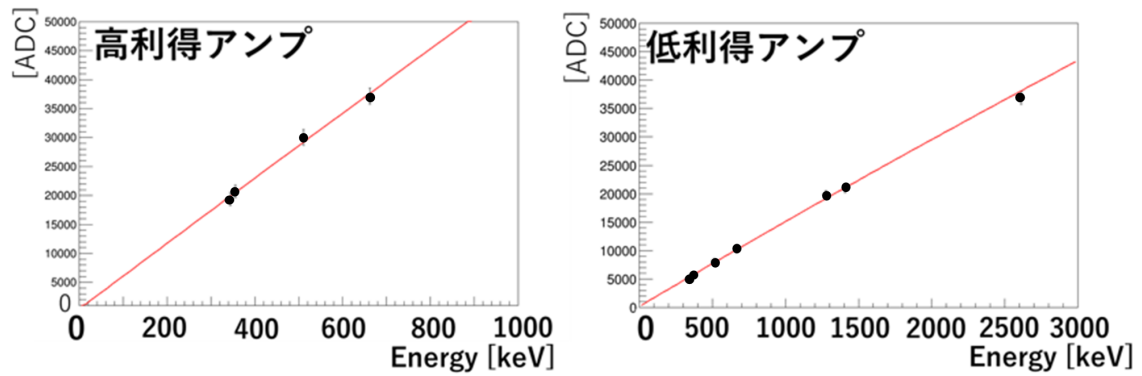


図 4.5.6: 表 4.5.2 の線源を使用し、あるピクセルでおこなったエネルギー較正の結果。左が高利得アンプ、右が低利得アンプ

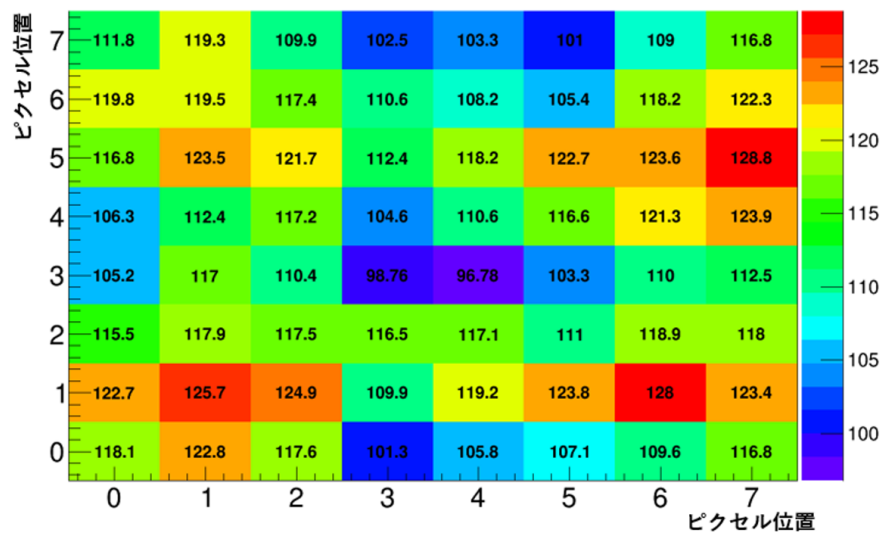


図 4.5.7: 8×8 のピクセルでのエネルギー較正の結果 (高利得アンプ)。図の値はフィットの結果得られたスケールのパラメータの値

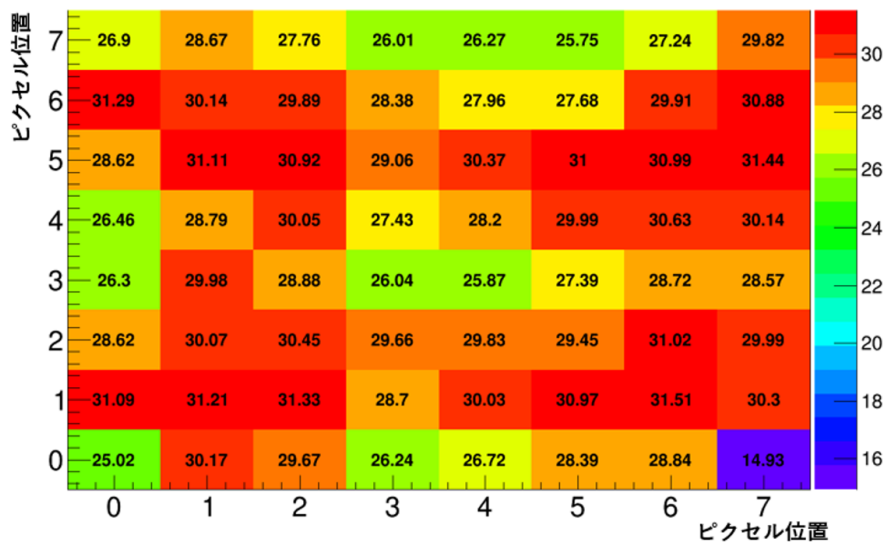


図 4.5.8: 8×8 のピクセルでのエネルギー較正の結果 (低利得アンプ)。図の値はフィットの結果得られたスケールのパラメータの値

プでエネルギー分解能 8.4 %～8.8 %、低利得アンプで 9.1 %～9.3 %であった。これより、表 4.0.1 の要求値を満たしていることが確認できた。様々なガンマ線を出す ^{152}Eu やトリウム入りタングステン溶接棒ではそれぞれのピークが分離できている。また、トリウム入りタングステン溶接棒とバックグラウンドのスペクトルを比較すると、トリウム入りタングステン溶接棒でのシングルエスケープピークやダブルエスケープピークが確認できる。今回使用した線源からの輝線でのエネルギー分解能は図 4.5.15 と図 4.5.16 に示す。図 4.5.15 が高利得アンプ、図 4.5.16 が低利得アンプである。

これからの展望として、今回は高利得アンプと低利得アンプを別々のスペクトルで求めたが、将来的には 4 端の内、飽和した高利得アンプの代わりに低利得アンプを使用するなどの方法で高利得アンプと低利得アンプを一つに接続する。また、シンチレータを HR-GAGG(3.1 節) に変更し、エネルギー分解能を改善することも考えている。

4.6 ダイナミックレンジ

次に読み出し回路のダイナミックレンジを求める。実験室での最大エネルギーはトリウム入りタングステン溶接棒の ^{208}Tl からの 2615 keV であるが、ダイナミックレンジとしては 5 MeV 付近まで測定したい。そこで LED を用いてダイナミックレンジの検証をおこなった。回路の飽和が起こる限界まで LED の光量を上げ、回路の応答を調べた。

図 4.6.1 にダイナミックレンジ測定の実験セットアップを示す。ダイナミックレンジ測定には GSO シンチレータの発光波長の 440 nm に近い、青色 LED を使用した。また、シンチレーション光を疑似的に再現するために、微分回路を作成し、function generator からの矩形波を微分回路に通し、LED に繋いでいる。微分回路は GSO シンチレータの減衰定数 60 ns から、1 nF のコンデンサーと 51 Ω の抵抗で作成した。図 4.6.1 右はオシロスコープで微分回路からの信号を確認した時の図である。実際に、時定数 100 ns 程度の信号を LED へ入力できている。MPPC は抵抗チェーンで繋ぎ、4 端で読み出しているため、ピクセルの位置によって、検出可能なエネルギー範囲が異なる。そのため、ダイナミックレンジはピクセル毎に求める。GSO シンチレータの 1 ピクセルの

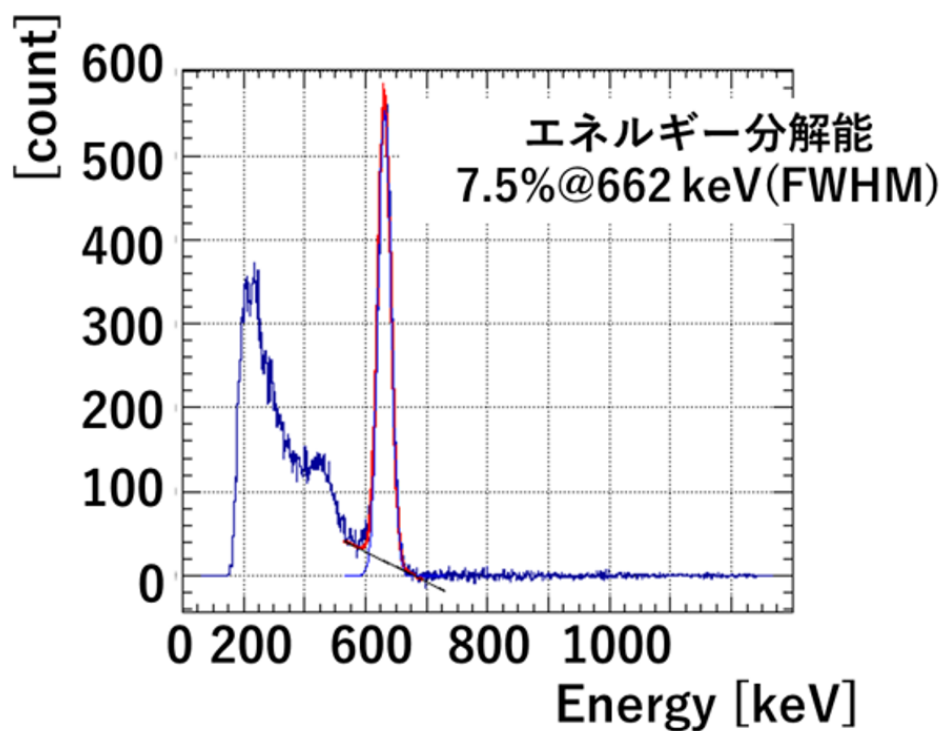


図 4.5.9: ピクセル毎にエネルギー較正をおこなった ^{137}Cs のスペクトル (高利得アンプ)

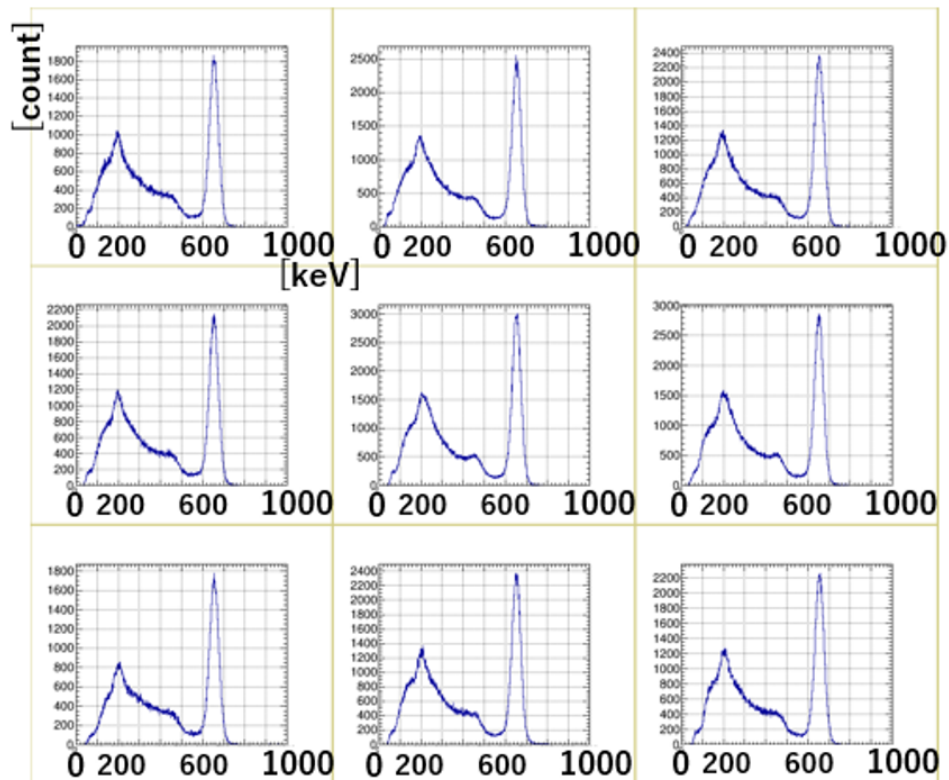


図 4.5.10: GSO9 個分の ^{137}Cs のスペクトル (高利得アンプ)

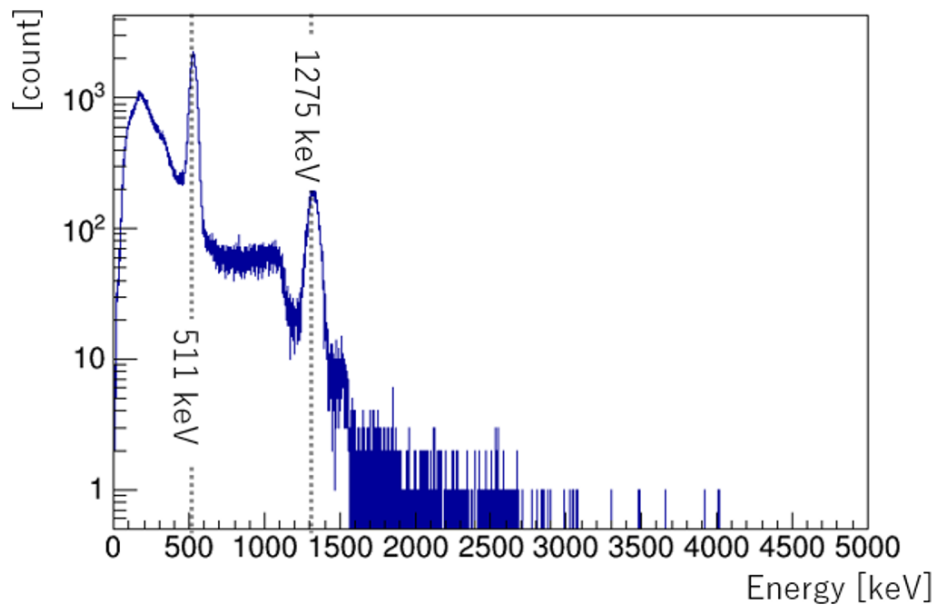


図 4.5.11: ^{22}Na のスペクトル (低利得アンプ)

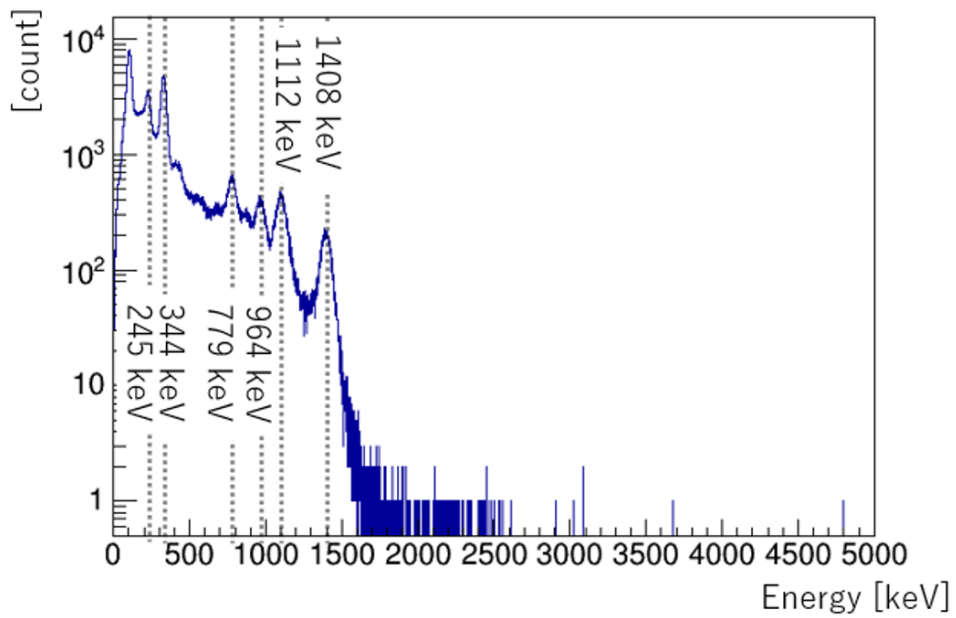


図 4.5.12: ^{152}Eu のスペクトル (低利得アンプ)

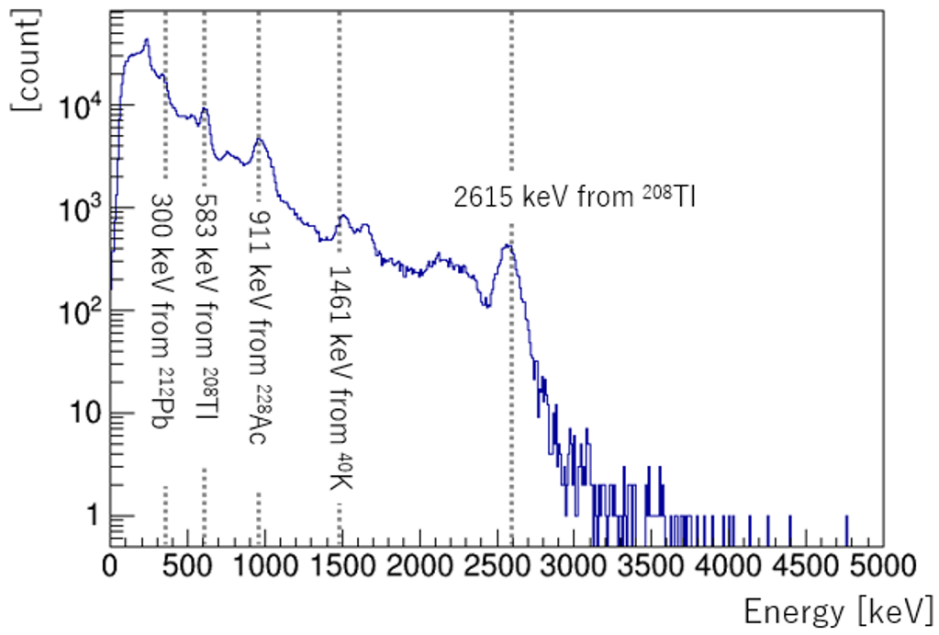


図 4.5.13: トリウム入りタングステン溶接棒のスペクトル (低利得アンプ)

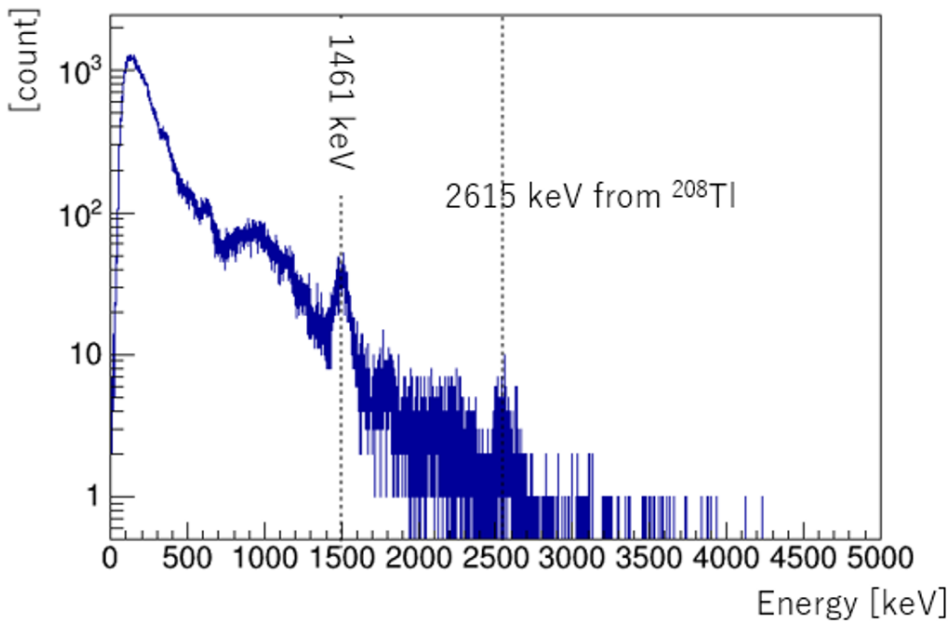


図 4.5.14: バックグラウンドのスペクトル (低利得アンプ)

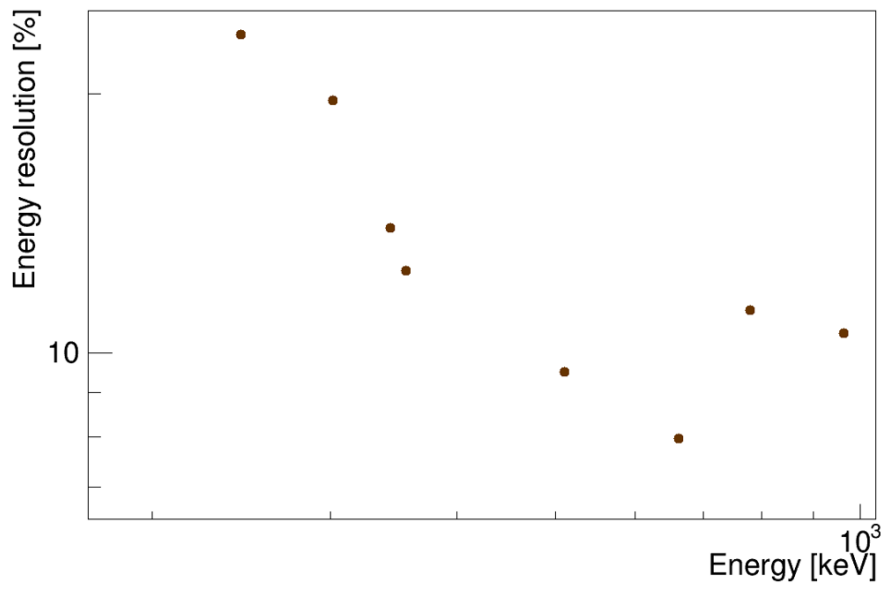


図 4.5.15: エネルギーとエネルギー分解能の関係 (高利得アンプ)

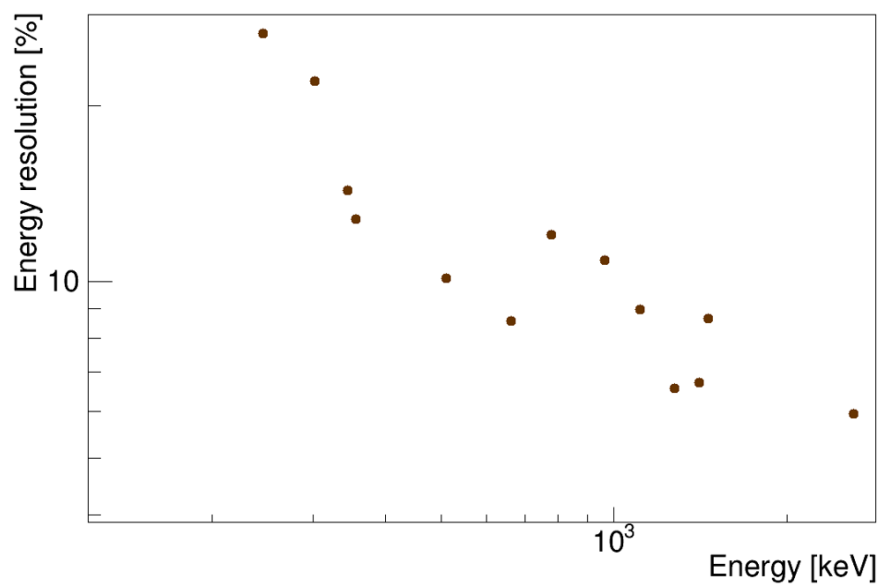


図 4.5.16: エネルギーとエネルギー分解能の関係 (低利得アンプ)

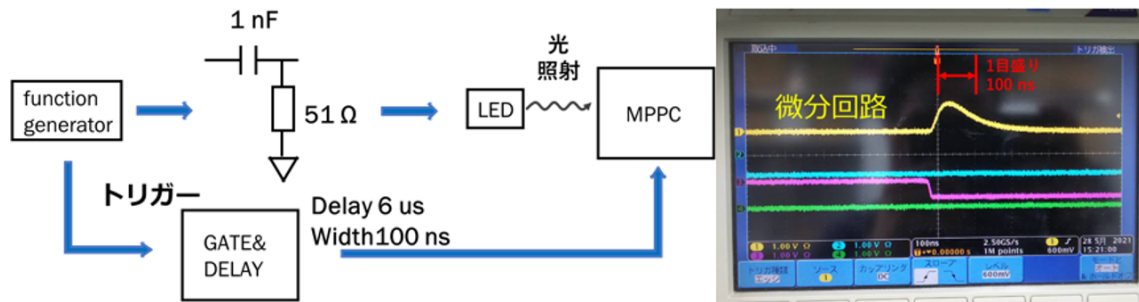


図 4.6.1: ダイナミックレンジ測定の設定アップ (左) と微分回路からの信号をオシロスコープで確認した写真 (右)



図 4.6.2: ダイナミックレンジ測定のために MPPC にマスクした図。GSO シンチレータの 1 ピクセル分の面積のみ光が入るようにしている。

面積分のみ光が入射するように暗幕でマスクを作成した。その写真を図 4.6.2 に示す。今回の調査では中央と端のピクセルのそれぞれでダイナミックレンジを測定した。なお、MPPC は恒温槽 (15 度) の中で測定し、かける電圧はおよそ推奨電圧になるようにしている。

図 4.6.3 に高利得アンプの結果を、図 4.6.4 に低利得アンプの結果を示す。左図が中央のピクセル、右図が端のピクセルの結果である。使用した LED が入力電圧に対して、線形でなかったため、PMT (浜松ホトニクス社製 H3178-51) で補正した値を横軸に使用している。図 4.6.5 に補正の様子を示す。横軸が LED に入力する電荷、縦軸が PMT の信号を MCA (Multi Channel Analyzer) でデジタル変換したときの ADC 値である。指数関数でフィットし、その結果で補正した。高利得アンプの低エネルギー側の線形性が崩れている原因は、波形が小さく、ノイズの影響を受けているためと考えている。低利得アンプでは光量が増加すると、式 4.1.1 のように指数関数的なふるまいが確認できる。図 4.6.3、図 4.6.4 から ADC が飽和する直前まで信号を検出することができることがわかった。温度 15 度、推奨電圧で動作させたときのダイナミックレンジの結果を表 4.6.1 にまとめる。エネルギーは LED の信号を MPPC で読み出した時の ADC 値を 4.5.1 節で計算したエネルギー較正の式でエネルギーに変換したものを用いる。表 2.4.1 の SMILE-2+ の 2 MeV より、ダ

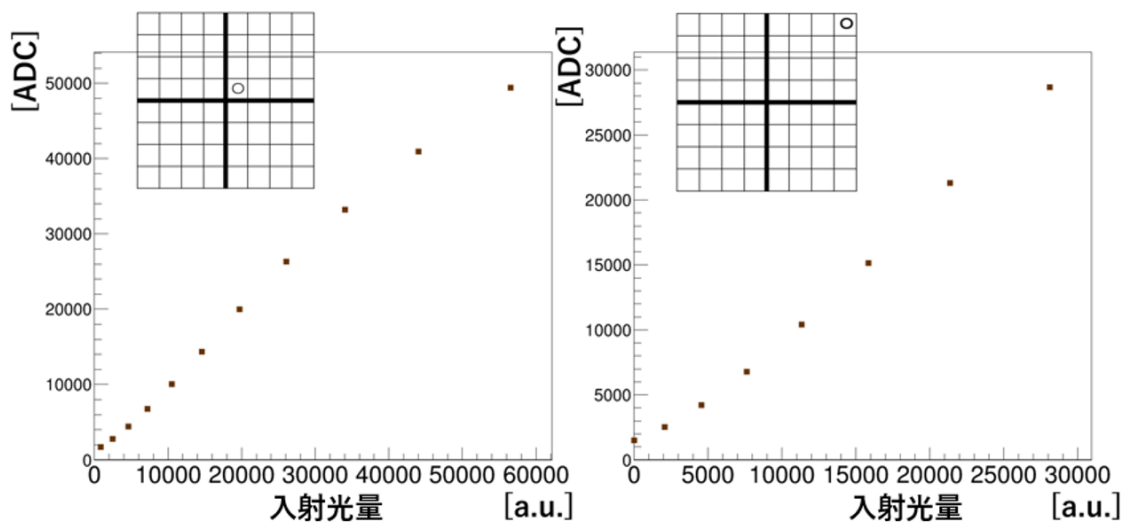


図 4.6.3: ダイナミックレンジ測定の結果 (高利得アンプ)。左図が中央のピクセル、右図が端のピクセル。8×8 のピクセル中の位置は図中に示している。

ダイナミックレンジが拡大できていることがわかる。

表 4.6.1: 図 4.6.3 と図 4.6.3 から求めた高利得アンプ、低利得アンプのダイナミックレンジのまとめ

	中央のピクセル	端のピクセル
高利得アンプ (keV)	100～1100(相当)	100～700(相当)
低利得アンプ (keV)	200～4000(相当)	200～3000(相当)

4.7 時間分解能

3.3.2 節で述べたように、反応確率の違いから SMILE-2+での common start 型のトリガーでは不感時間が多くなってしまう。そこで、TPC トリガー (common stop 型) を採用し、不感時間を削減する。その際に必要になるパラメータとして時間分解能がある。

4.7.1 PSA の時間分解能について

PSA の時間分解能について説明するために図 4.7.1 を用意した。TPC は入射ガンマ線がコンプトン散乱した反跳電子を検出する。しかし、反跳電子により作られた電子雲を μ -PIC までドリフトさせて検出するため、二次元に射影され、TPC 単体では高さ方向 (ドリフト方向: z 座標) が検出できない (図 4.7.1 左)。ETCC では PSA と TPC のヒットの時間差をドリフト時間とし、コンプトン散乱点の z 座標をドリフト時間と電子のドリフト速度で求めている。SMILE-2+まではシンチレータのタイミングでトリガーを作成していたため (図 3.3.2)、ピークホールド方式でも問題がなかったが、ピークホールド方式は常に最大波高値を更新するため、common stop 型トリガーでの使用は難しい。また、TPC のタイミングでトリガーを作成すると、ドリフト時間だけ PSA より遅れるので、事象毎にドリフト時間の補正を求める必要がある。そこで、サンプリング方式で波形を取得し、解析段階でシンチレータのヒットした時間を求める (図 4.7.1 右)。

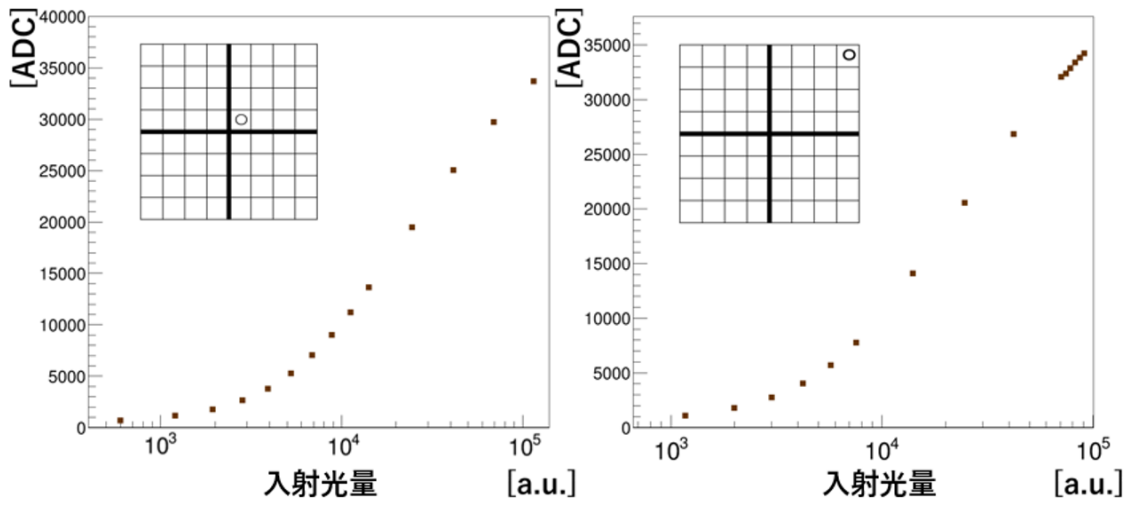


図 4.6.4: ダイナミックレンジ測定の結果 (低利得アンプ)。左図が中央のピクセル、右図が端のピクセル。8×8 のピクセル中の位置は図中に示している。

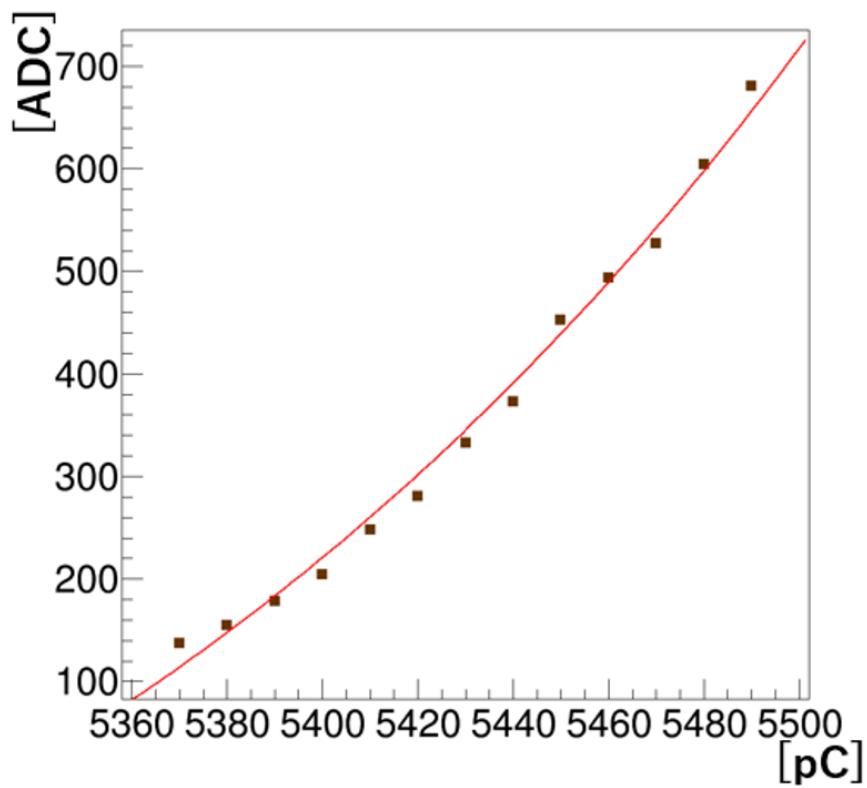


図 4.6.5: 入力する電荷に対する LED の応答 (PMT:H3178-51 使用)

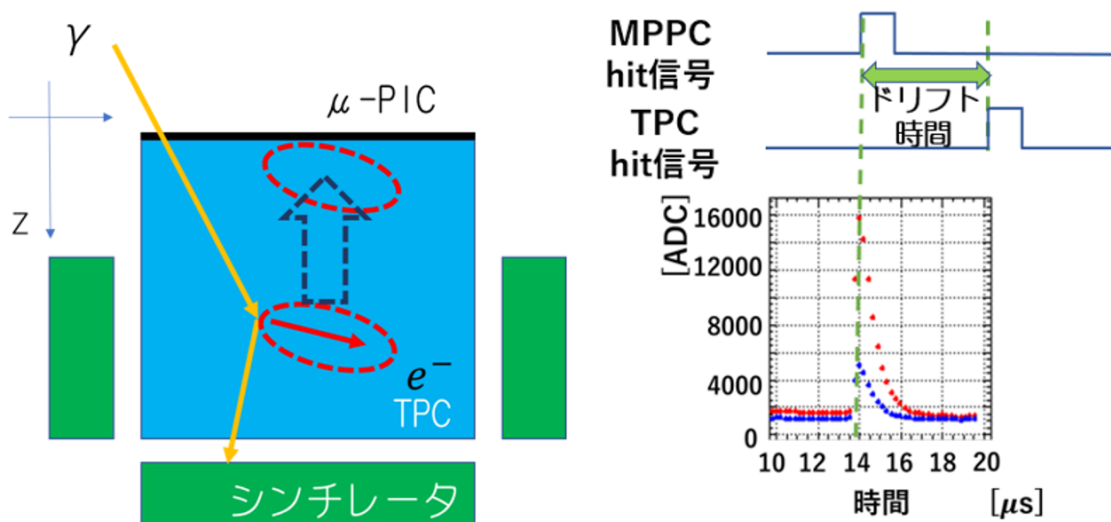


図 4.7.1: PSA の時間分解能の説明図。ETCC で検出したいイベントのイメージ図 (左) とドリフト時間の決め方 (右)

コンプトン散乱点の z 座標は PSA の時間分解能の影響を受けるため、時間分解能の要求値としては TPC の二次元方向の空間分解能と同程度にしたい。ドリフト速度を $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ とすると、時間分解能が 20 ns で z 方向が $800 \mu\text{m}$ ずれる。TPC は現在消費電力削減のため、2 ストリップ毎に読み出しており、読み出しピッチが $800 \mu\text{s}$ なので、要求値として 20 ns としている。前回の MPPC 読み出し回路は ADC のサンプリングレートが 2.5 MHz で約 50 ns (3.3.3 節) であった。そこで、時間分解能を改善するため ADC のサンプリングレートを 2.5 MHz から 4.375 Hz に変更した。時間分解能が 50 ns から 20 ns になると、 z 方向のずれがドリフト速度 $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ で $2000 \mu\text{m}$ が $800 \mu\text{m}$ に改善する。なお、TPC のサンプリングレートが 100 MHz なので、可能であれば 10 ns まで時間分解能を向上させたいが、消費電力との兼ね合いで 20 ns としている。

4.7.2 セットアップ

時間分解能測定の実験セットアップを図 4.7.2 と図 4.7.3 に示す。時間分解能は線源 ^{22}Na による電子対消滅線の同時計測により求める。 ^{22}Na の位置から下に約 25 cm 離れたところに MPPC を設置し、上に約 26 cm 離れたところにはプラスチックシンチレータと PMT (浜松ホトニクス社製 H6410) を置いた。プラスチックシンチレータの信号をオシロスコープで確認した時の図を図 4.7.4 に示す。プラスチックシンチレータは波形の立ち上がりが数 ns と十分早いので、その信号をトリガーに使用し、対消滅線を同時に検出したイベントを測定する。

波形のピークの時間からトリガーまでの時間 T を求め、その FWHM の値を時間分解能とする。時間 T の求め方は図 4.7.5 の $T1$ と $T2$ の合計で求める。波形のピークの時間から ADC の最終クロックまでの時間を $T1$ 、ADC の最終クロックからトリガーが入るまでの時間を $T2$ としている。ピークの時間 t_{fit} は式 4.5.1 でフィットして求める。 4.375 MHz の ADC なので、1 クロックは 229 ns より、 $T1 = (89 - t_{fit}) \times 229 \text{ [ns]}$ と求めることができる。ここで、89 は ADC の最終クロックである (図 4.7.5 右)。ADC の 1 クロックは 229 ns なので、 $T1$ だけでは要求値の 20 ns は満たせない。そこで、図 4.7.5 右のように FPGA 内の 175 MHz のクロックを使用し、ADC の最終クロックからトリガーまでの時間を 5 ns 毎に記録している。FPGA で得られたクロックを t_{FPGA} とす

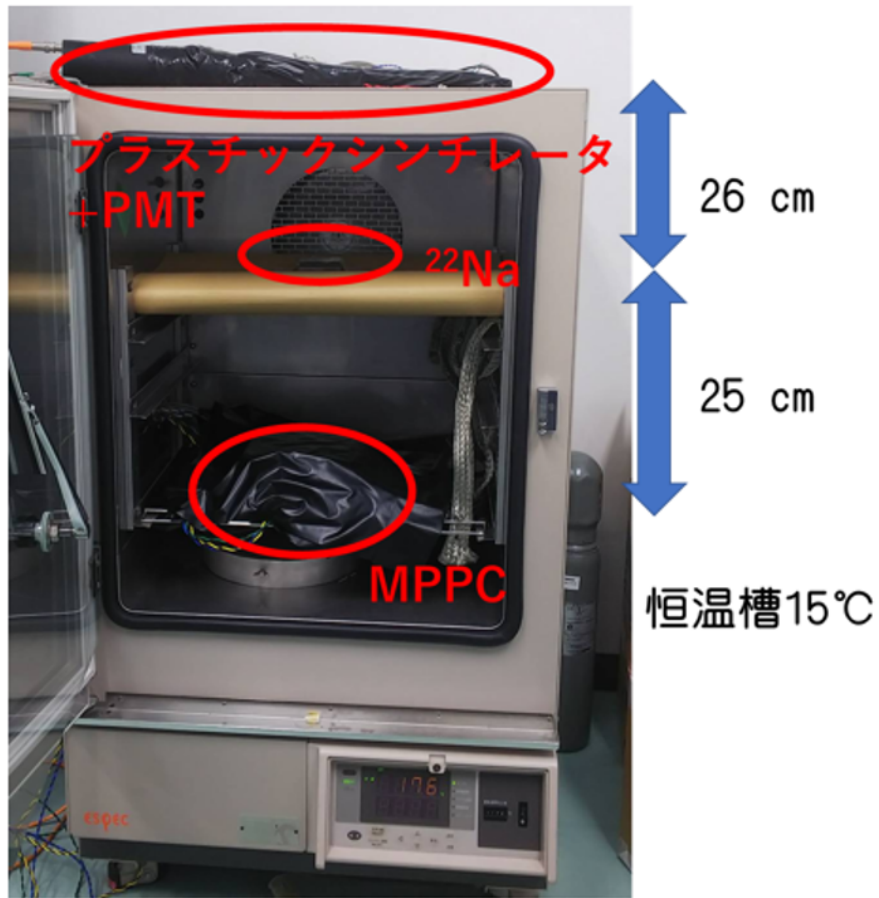


図 4.7.2: PSA の時間分解能測定の実験セットアップの写真。

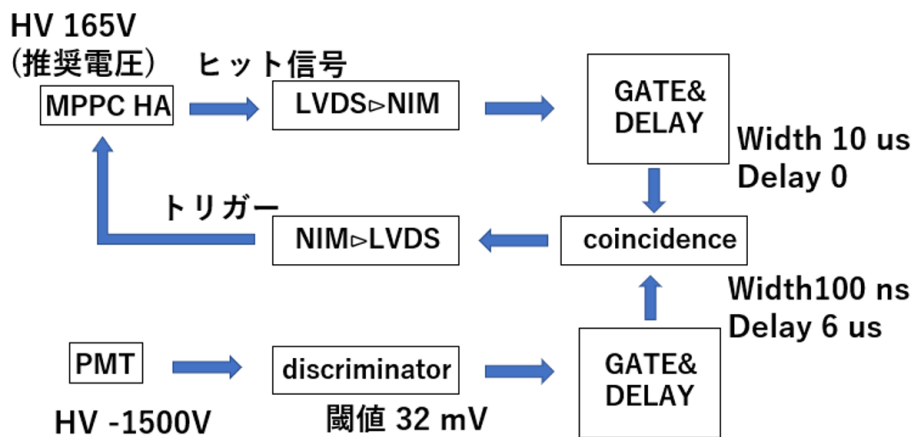


図 4.7.3: PSA の時間分解能測定の実験セットアップ。トリガー回路の概略図

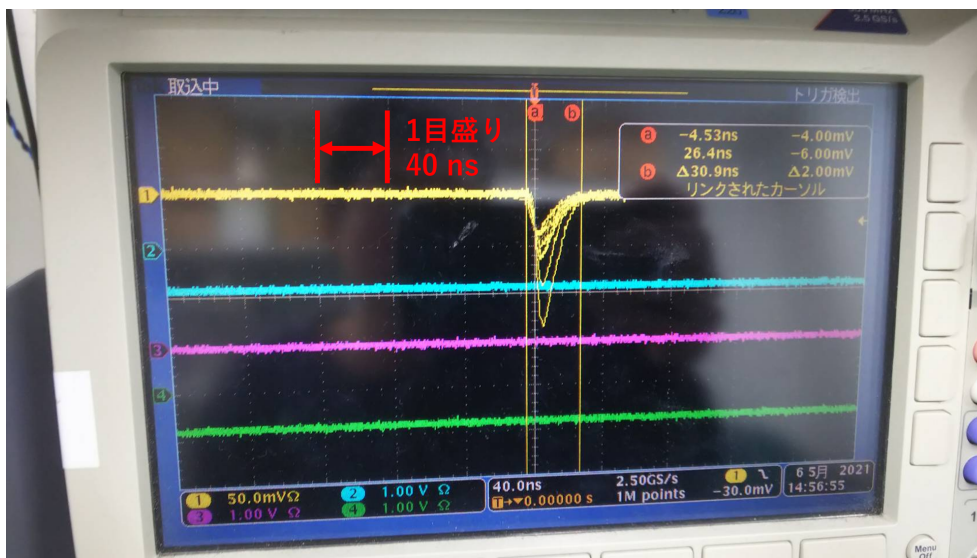


図 4.7.4: オシロスコープで確認した PMT からの信号

ると、 $T2 = t_{FPGA} \times 5$ [ns] と表せる。

4.7.3 時間分解能の測定結果

解析では 511 keV の全吸収ピークのみを選ぶエネルギーカットと 1 個の MPPC のみヒットしているイベントを使用するカットをかけている。トリガーまでの時間を求める際には、波形の立ち上がりの時間を使用する場合とピークを使用する場合の 2 通りで解析をおこない、結果が良かったピークの時間を使用することに決めた。また、時間を求める際には、4 端の値の平均を取った。図 4.7.6 は波形のピークの時間からトリガーまでの時間 $T(=T1+T2)$ の分布である。時間分解能を時間分布の FWHM と定義すると、この図から時間分解能が要求値 20 ns を満たしていることを確認することができた。また、表 4.7.1 は 9 個の MPPC の結果をまとめたものだが、全ての MPPC で約 20 ns を達成した。

表 4.7.1: 9 個の MPPC の時間分解能のまとめ

MPPC の番号	高利得アンプ (ns)	低利得アンプ (ns)
1	23.7	24.5
2	18.8	19.5
3	19.8	20.0
4	20.9	21.3
5	19.8	20.2
6	18.1	18.7
7	19.7	20.2
8	21.2	21.3
9	20.2	20.5

時間分解能にエネルギー依存性がないかを調べるために、今回使用したデータの時間分布と低エネルギー側のイベントのみを使用して求めた時間分布を比較した (図 4.7.7)。右図の赤と黒の網

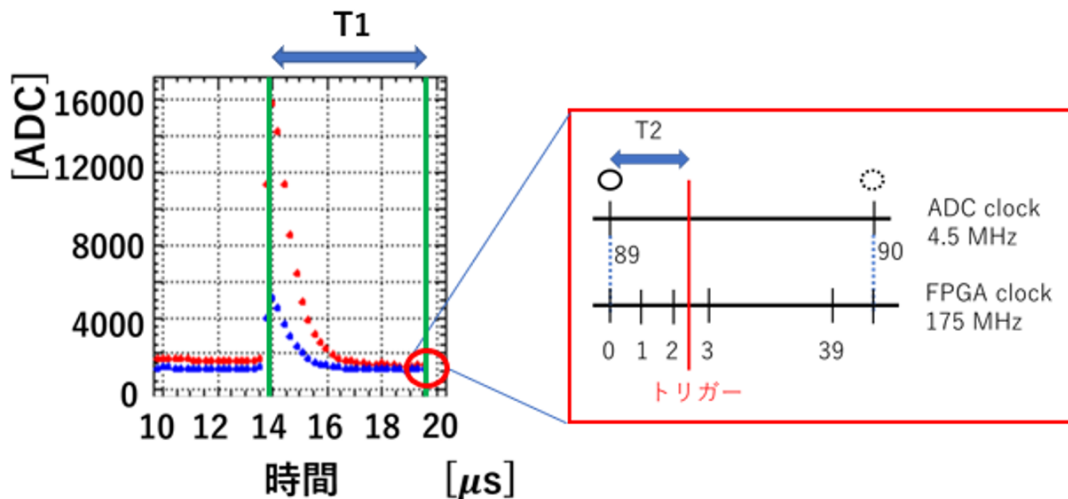


図 4.7.5: 波形のピークからトリガーまでの時間の求め方の説明図

掛け部分のデータを使用し、時間分布を求めたものがそれぞれ左図の赤と黒のヒストグラムに対応している。青色のヒストグラムはエネルギーカットせずに、全データで時間分布を求めたものである。イベント数が異なるため、見やすさのためにカウント数をそれぞれのヒストグラムの最大カウント数で規格化している。図 4.7.7 左のヒストグラムのピーク値を比較すると、青:5383.7 ns、赤:5383.1 ns、黒:5384.9 ns となっており、ほとんど違いは無かった。時間分解能も数 ns の違いなので、このことからエネルギー依存性は影響しない程度と判断した。なお、今の議論は高利得アンプのデータを使用していたが、低利得アンプについてはピーク値は青:5404.4 ns、赤:5402.7 ns、黒:5407.1 ns となっており、低エネルギー側のピークが少し早くなっていた。原因として低エネルギー側のデータはエネルギー換算で 100 keV 台であるため、低利得アンプだと波形の値が小さく、ベースの揺らぎが影響したと考えている。ただ、1 MeV までは高利得アンプの値を使用する予定であるため、特に問題はない。

4.7.4 テンプレートフィットによる時間分解能の改善

現在、MPPC の信号は抵抗チェーンで読み出している (図 4.1.3 右)。そうすると、ピクセルの位置によって合成インピーダンスが異なるため、位置によってわずかに波形が異なる。そこで、まず波形のピークからトリガーまでの時間の位置依存性を調べた (図 4.7.8)。分割方法は抵抗チェーンの対称性と抵抗の繋がり方 (図 4.7.8 左) を考慮し、 8×8 のピクセルを図 4.7.8 左の色毎に分けた。それぞれの領域の時間分布を求めた結果が右図であり、それぞれの領域の色と対応している。中央のヒストグラムは全体の分布を示している。この結果からアレイの中央の領域の方がピーク値が早くなり、抵抗の列に相関があることがわかった。このことから、位置によってフィット関数を変えると、フィットの精度が上がり、時間分解能が良くなると考え、波形のテンプレートでフィットをおこなうことにした。

波形テンプレートは 4.6 節と同じセットアップを用い、青色 LED で作成した。実際に作成したテンプレートを図 4.7.9 に示す。テンプレートはピクセル毎に 80 万イベントの平均値を取り、作成した。また、FPGA 内のより細かいクロックデータ (図 4.7.5 右) を使用し、90 クロックより細かいテンプレートを作成した。テンプレートの数は抵抗チェーンの対称性から最大 16 個のテンプレートをつくれば良い。しかし、テンプレートが多すぎるとフィットに時間がかかってしまうた

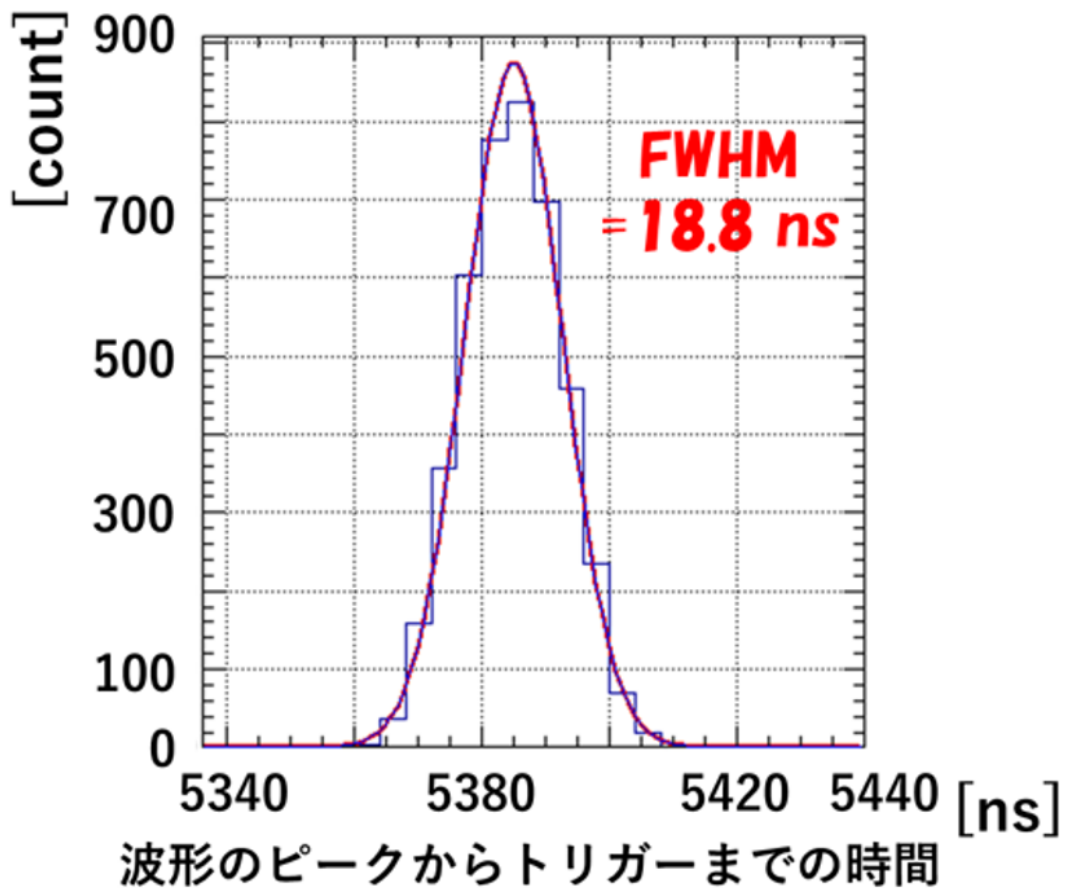


図 4.7.6: 波形のピークの時間からトリガーまでの時間の分布

め、テンプレート同士をフィットし、 χ^2 の値を比較した結果、図 4.7.8 左のように、列は同じテンプレートでフィットするようにした。図 4.7.10 は列ごとのテンプレートの比較である。テンプレートの色は図 4.7.8 左の色と対応している。波形テンプレートから中心の領域ではピークの位置が遅れていることがわかる。立ち上がりについても中心の領域ではわずかに遅れている。

作成したテンプレートでフィットした結果を図 4.7.11 に示す。茶色の線が波形データで、黒が従来フィット、マゼンタがテンプレートフィットの結果である。フィットは 4 個のテンプレートでフィットし、 χ^2 の値が小さいものをフィット結果として選択している。テンプレートフィットは CERN で開発されている、データ解析のためのライブラリ群である root の最小化関数の Minuit2 を使用している [82]。波形とテンプレートの残差の二乗和の最小値をとるパラメータを Minuit2 により求める (最小二乗法)。パラメータはスケール、時間方向、オフセットの 3 つでフィットする。また、テンプレートフィットは時間がかかるため、フィット時間を削減するために OpenMP [83] による並列計算を使用し、従来の関数フィットと同程度の時間でフィットできるように工夫した。

テンプレートフィットで求めた時間分解能の値を表 4.7.2 にまとめる。これより、9 個の MPPC 全てで約 5 ns 改善し、時間分解能約 15 ns を達成した。テンプレートフィットで求めた時間の位置依存性は図 4.7.12 に示す。ピーク値は関数フィットの場合と同様に違いがあるが、位置ごとの時間分解能が関数フィットのときより改善している。テンプレートフィットでのエネルギー分解能については高利得アンプで 662 keV の分解能が 7.6 %~8.0 %だった。関数フィットでは 7.5 %~7.9 %なので、MPPC によっては 0.1 %程悪化しているものもあったが、ほとんど同じエネルギー分

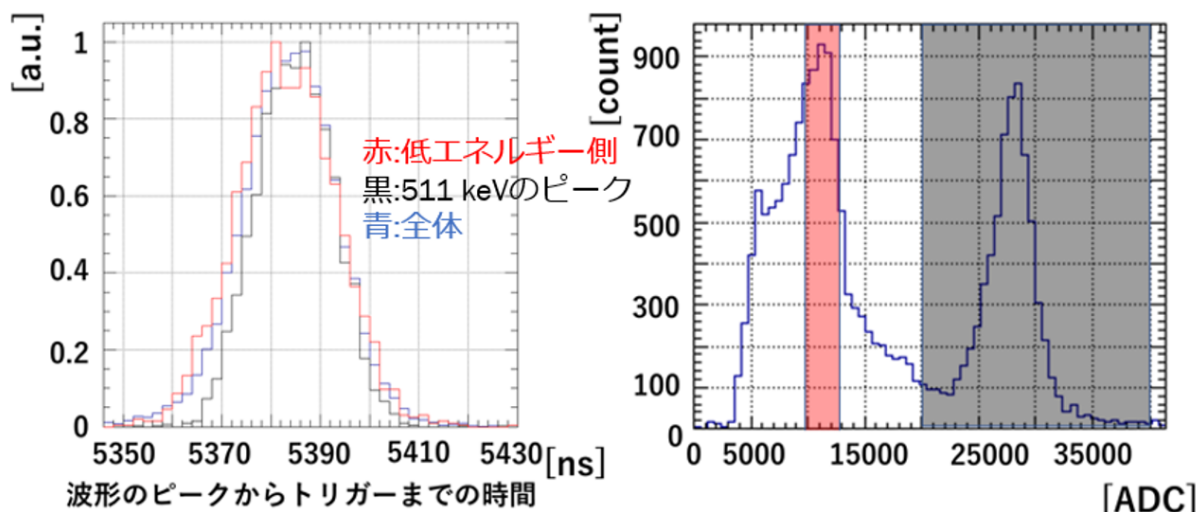


図 4.7.7: 時間分解能のエネルギー依存を表した図 (高利得アンプ)。右図は時間分解能を求めた時のデータのスペクトル。左図の赤と黒のヒストグラムはそれぞれ右図の赤と黒の網掛け部分のみを使用して描いた時間分布。左図の青色のヒストグラムは右図のデータを全て使用して描いた時間分布。左図の縦軸は見やすくするため、カウント数をそれぞれのヒストグラムの最大カウント数で規格化している。

解能を得ることができた。以上より、テンプレートフィットにより、エネルギー分解能がほとんど変わらず、時間分解能を改善することができることがわかった。

表 4.7.2: テンプレートフィットで求めた時間分解能

MPPC の番号	高利得アンプ (ns)	低利得アンプ (ns)
1	18.7	19.0
2	14.7	15.0
3	15.4	15.8
4	15.7	16.0
5	15.4	16.1
6	13.5	14.2
7	15.2	16.5
8	16.2	16.5
9	15.6	16.0

以上により、テンプレートフィットの有用性が示された。テンプレートフィットのこれからの展望として、エネルギー分解能の解析手法の変更と ADC のサンプリングレートの最適化を考えている。エネルギー分解能の解析手法は 4.5 節で述べたようにいくつか試した中で一番エネルギー分解能が良かった、ピーク値を使用している。しかし、テンプレートフィットにしたことで波形フィットの精度があがると、ピーク値よりフィット関数の積分値の方がエネルギー分解能が良くなる可能性がある。そこで、解析方法を変えて、エネルギー分解能を求めてみる価値はあると考えている。また、関数フィットでは ADC のサンプリングレートを上げるほど、フィットの精度が上がり、時

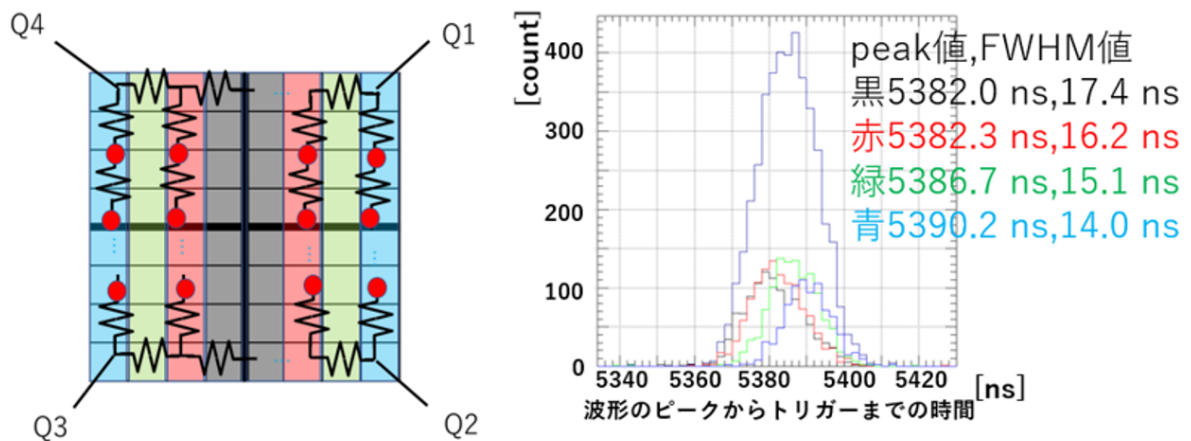


図 4.7.8: 時間分解能の位置依存性を表した図。左図のように8×8のピクセルを分割し、時間分布を求めた。抵抗チェーンは縦方向に抵抗が繋がっている。右図はそれぞれの色に対応した領域の時間分布であり、中央のヒストグラムは全体の時間分布である。

間分解能が向上するが、テンプレートフィットは使用している回路の波形データでフィットしているため、多少サンプリングレートを下げても、時間分解能を保つことができるのではないかと考えている。エネルギー分解能と時間分解能を落とさず、サンプリングレートを落とせると、4.3節で述べた消費電力を削減でき、気球実験としてはメリットがある。

4.8 温度補正について

3.2.2節で述べたように、MPPCには温度依存性があるため、検出器として使用する際は温度を一定に保つか温度補正をする必要がある。

4.8.1 温度依存性調査の方法

まず、温度補正をおこなうために、MPPCの温度依存性の調査をおこなった。この節では温度依存性調査の方法について述べる。

線源は²²Na(511 keV、1275 keV)を用いて、温度と電圧をそれぞれ変更する。温度を一定に保ち、電圧を変えてピークのADCを求める。これを複数の温度でおこなう。温度は恒温槽で変更する。この時得られる、横軸電圧、縦軸ADC値のグラフは

$$ADC = A \exp(B \times V) + C \quad (4.8.1)$$

とフィットできる。511 keVと1275 keVのピーク値をフィッティングして得られるパラメータをそれぞれ A_{511} 、 B_{511} 、 C_{511} と A_{1275} 、 B_{1275} 、 C_{1275} とすると、MPPCの動作原理(3.2.2節)から、印加電圧が降伏電圧 V_{BD} のとき、ゲインが0となり、511 keVと1275 keVは同じADC値を取ると考えられるので、

$$A_{511} \exp(B_{511} \times V_{BD}) + C_{511} = A_{1275} \exp(B_{1275} \times V_{BD}) + C_{1275} \quad (4.8.2)$$

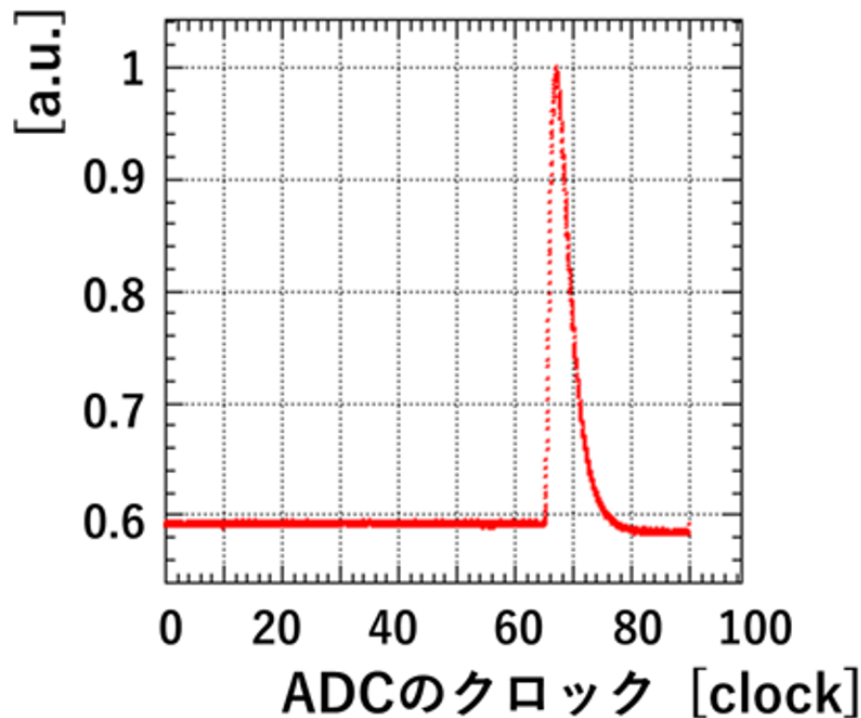


図 4.7.9: 作成したテンプレート。縦軸は最大値 1 で規格化している。

となる。式 4.8.2 を解くことで、降伏電圧を求めることができる。降伏電圧は温度と線形の関係にあるので [76]、温度毎に降伏電圧を求め、一次関数でフィットすると、ある温度に対する降伏電圧が求まる。この降伏電圧を印加電圧から差し引いたオーバー電圧で温度依存性が無ければ、先ほど求めた一次関数に従い、温度によって印加電圧を上げればよい。

以前にこの方法で温度依存性を確認した結果を図 4.8.1 に示す [79]。MPPC(S12572-015C)1 素子での測定で、降伏電圧が温度の一次関数で表せ (図 4.8.1 左)、印加電圧に対するピークの ADC 値のグラフ (図 4.8.1 中央) はオーバー電圧にすることで、温度依存性が打ち消せている (図 4.8.1 右)。今回の MPPC 読み出し回路でもこの方法を用いて、温度依存性の調査をおこなった。

4.8.2 温度依存性調査の結果

前節と同じ方法で、線源 ^{22}Na を用いて、恒温槽の温度を -15 度 ~ 45 度までを 10 度毎に測定した。セットアップは 4.5 節と同じである。その際に得られたグラフを図 4.8.2 に示す。図 4.8.1 の中央の図と同じく、印加電圧と 511 keV のピークの ADC 値の関係を表しているが、この図では温度が上がるにつれて、電圧を上げた時のゲインの上がり方が小さくなっている。 1275 keV でも同様の結果になり、横軸をオーバー電圧にしても温度依存を打ち消すことができない。前の調査時からの違いは MPPC 自体、MPPC アレイの使用、アンプ回路などがあるため、これらが原因と考えている。温度依存性調査から、電圧を変えて温度補正をおこなうことができないと判明したため、別の方法を考える。

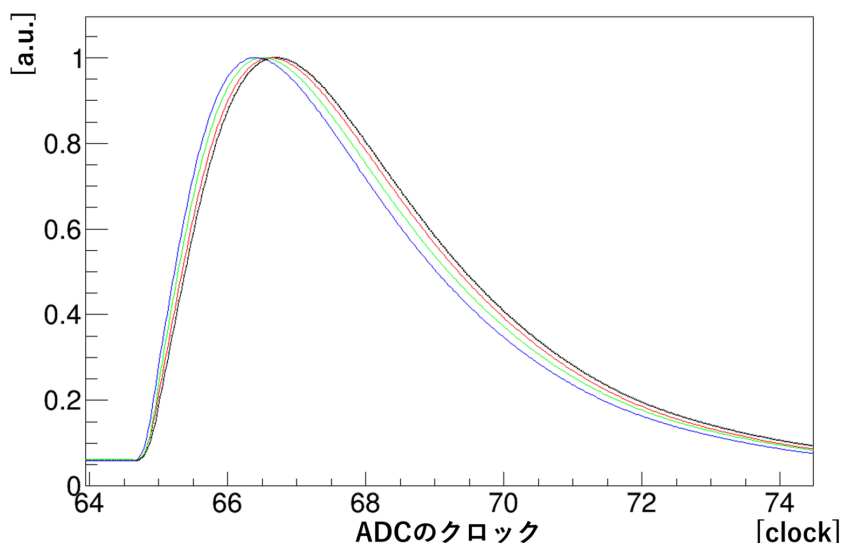


図 4.7.10: 列ごとのテンプレートの比較。縦軸は最大値 1 で規格化している。

4.8.3 温度補正の方法の考案

温度補正として、解析上で補正することを考える。セットアップは変えず、恒温槽外で ^{137}Cs のデータを 2 時間程度取得する (遮光については 5.1.1 節を参照)。温度毎にスペクトルを作成し、ピークを求める。温度は 2 度刻みで設定した (図 4.8.3)。求めたピークを温度毎にプロットしたものが図 4.8.4 である。これより、温度と ADC 値には線形の関係があることがわかった。この関係性を使用し、温度補正をおこなった。温度補正をおこなった後のスペクトルを図 4.8.5 に示す。補正後に足し合わせたスペクトルのピーク値に対し、各温度での ^{137}Cs のピークは 5.2 % の精度で一致した。この補正後、25 度～37 度での ^{137}Cs のスペクトルを図 4.8.6 に示す。結果として、エネルギー分解能は 662 keV で 9.5 %～10.8 % となり、15 度でのエネルギー分解能 7 % 台には至らなかった。原因は、前節の結果から温度が高いところではゲインがそれほど出なくなり、分解能を悪くしているためと考えている。現在の回路を使い、実際の実験で 7 % 台のエネルギー分解能を達成するためには、ある程度温度を一定に保つ必要がある。将来的には温度に対して電圧を上げることで、温度補正をおこなうので、これからは温度依存性の原因を調べるために、MPPC(S14161-3050HS-08)1 ピクセルでの温度依存性調査やアンプ回路の温度依存性調査をおこなう必要がある。

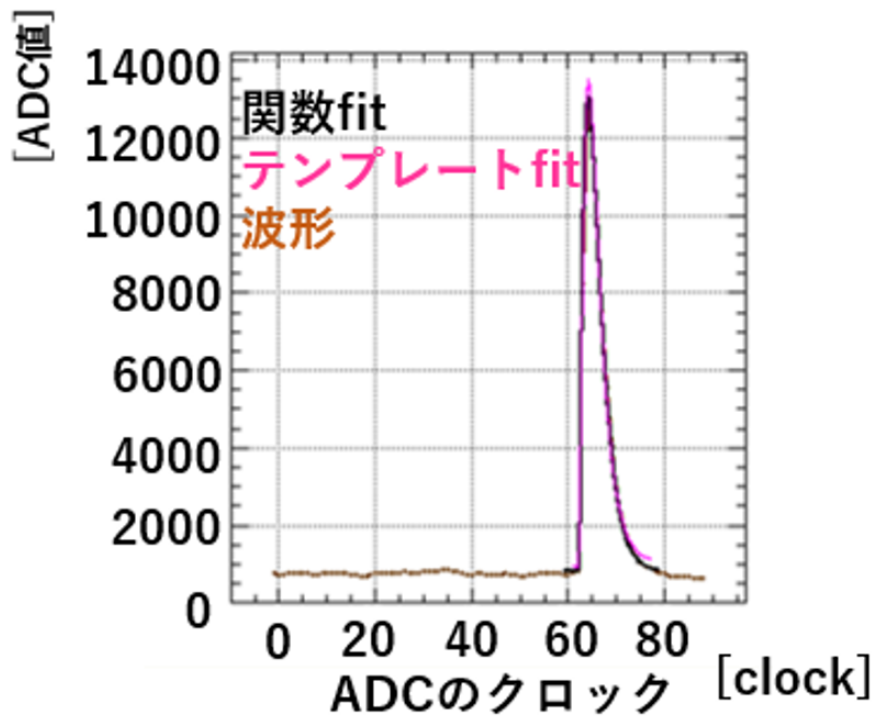


図 4.7.11: 作成したテンプレートで波形をフィットした結果

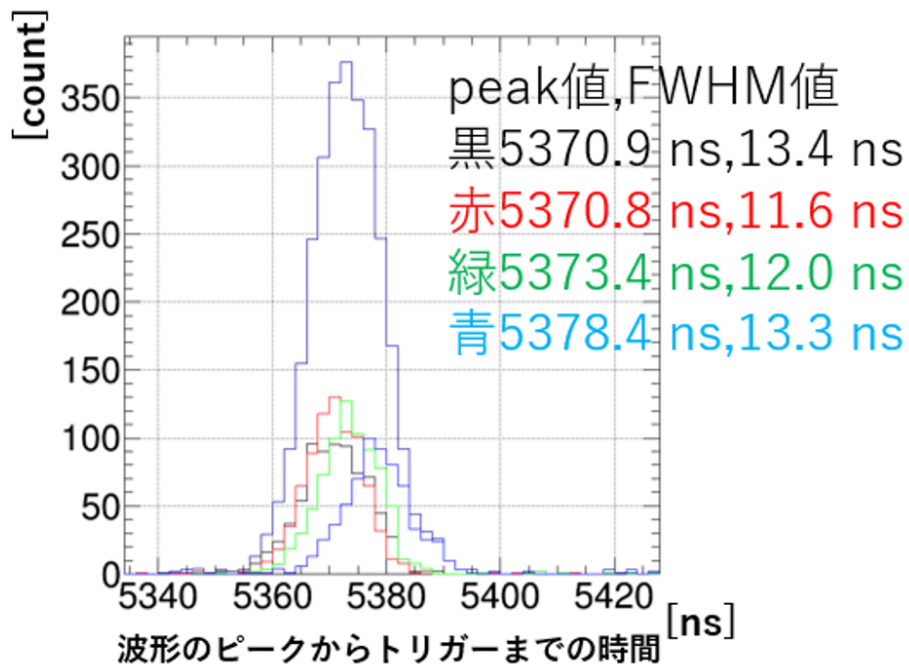


図 4.7.12: テンプレートフィットでの位置依存性

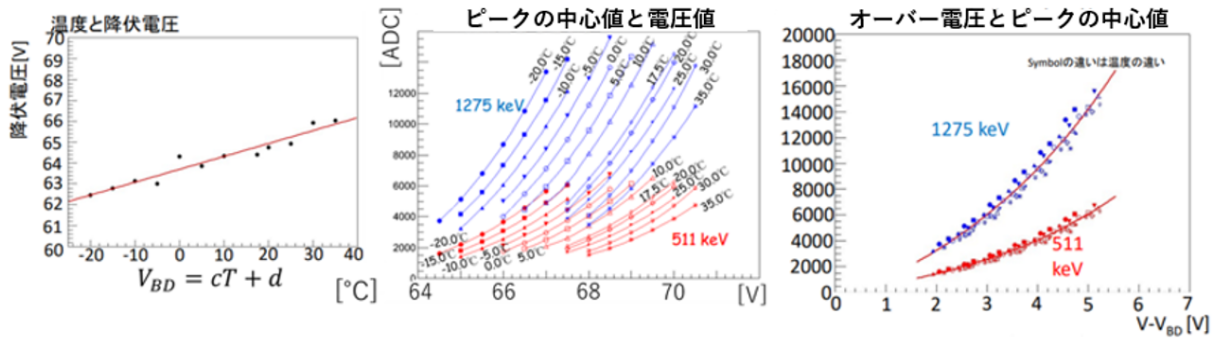


図 4.8.1: 以前に MPPC1 ピクセル (S12572-015C) で温度依存性を調べたときの結果 [79]

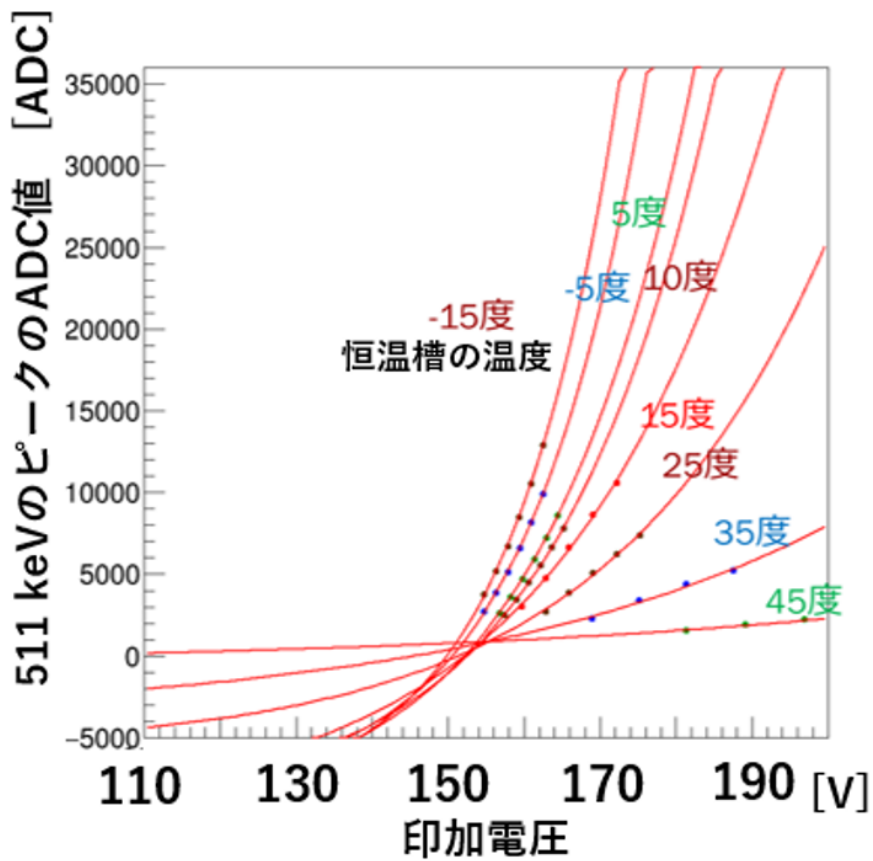


図 4.8.2: 現在の MPPC 読み出し回路でおこなった温度依存性調査の結果。横軸が印加電圧、縦軸が 511 keV のピークの ADC 値。赤線は各温度でのデータを式 4.8.1 でフィットした結果を表している。

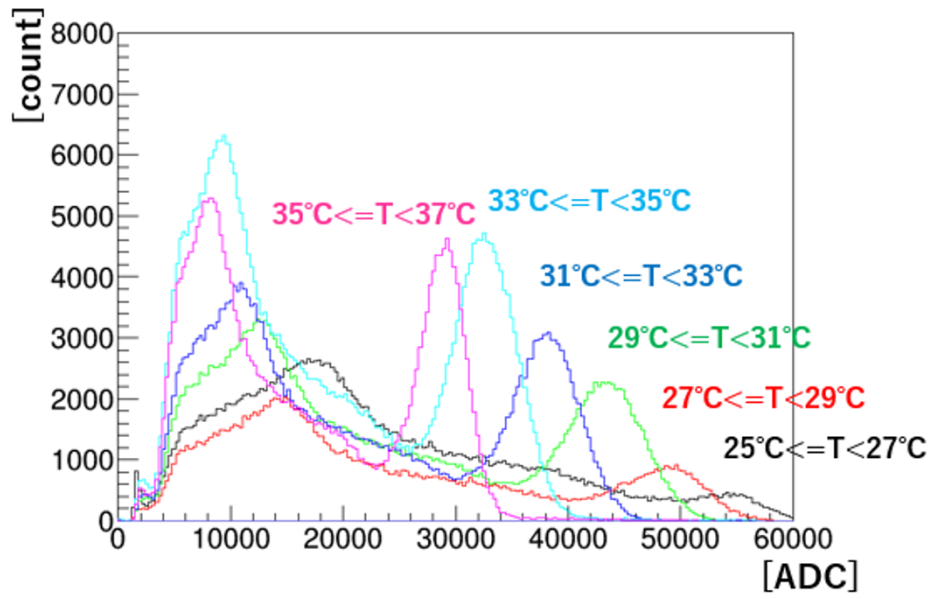


図 4.8.3: 恒温槽外で取得した ^{137}Cs の温度毎のスペクトル

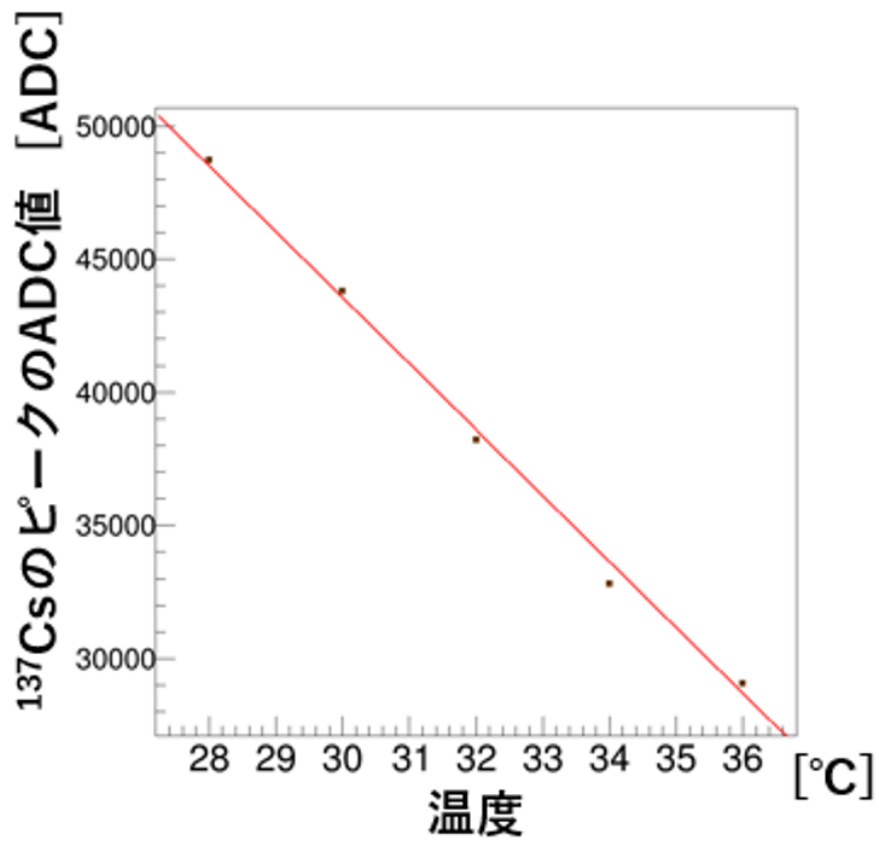


図 4.8.4: ^{137}Cs のピークの ADC 値と温度の関係

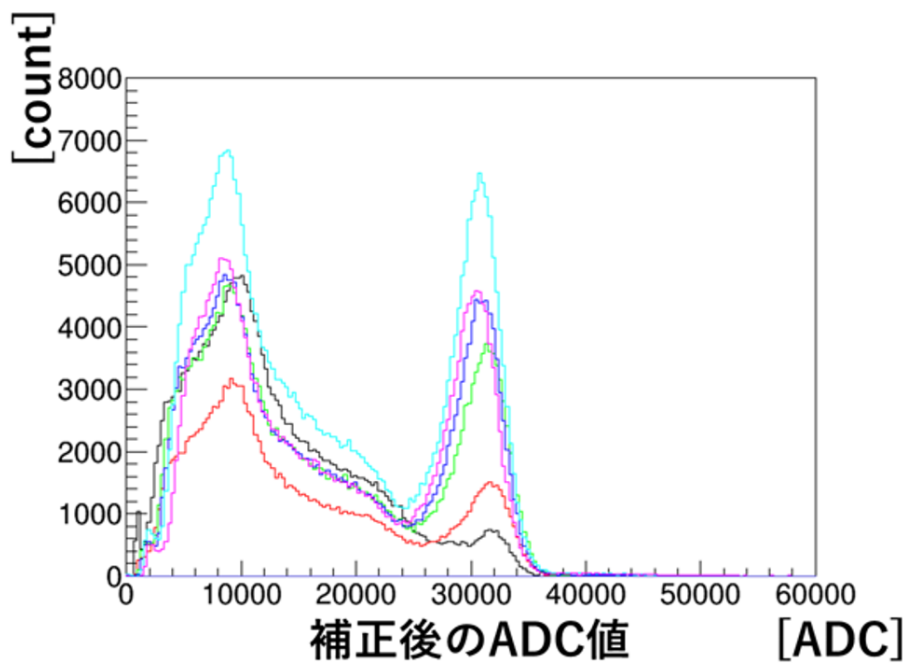


図 4.8.5: 温度補正後の ^{137}Cs のスペクトル

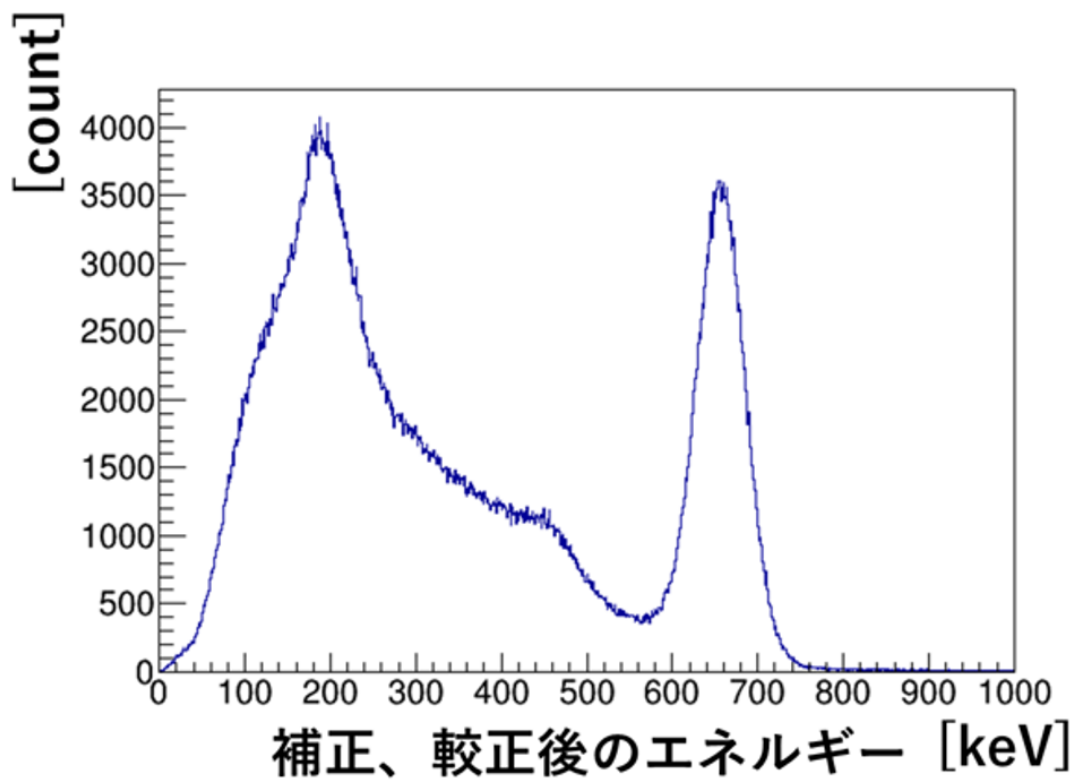


図 4.8.6: 温度補正後、エネルギー較正後の ^{137}Cs のスペクトル

第5章 京都大学複合原子力科学研究所での ETCC動作試験

4章で、開発したMPPC読み出し回路の性能評価を一通りおこない、実際の実験で使用可能であることを確認した。そこで、次の段階としてETCCとしての動作試験をおこなった。ETCCは核医学のイメージング装置としての医療応用 [84] や環境モニタリングによる原子力事業への応用 [85] など、宇宙観測以外にも様々な分野で活躍する検出器である。原子力事業では平成30年度、英知を結集した原子力科学技術・人材育成推進事業 課題解決型廃炉研究プログラムに選ばれ、現在福島第一原子力発電所(1F)廃炉事業での利用に向けたETCCを開発している [86]。そこで、今回のMPPC読み出し回路を使用したETCCを製作し、京都大学複合原子力科学研究所(複合研)の原子炉建屋内の線量イメージング試験を行った。この章では、ETCC製作と実験内容について述べる。

5.1 ETCCの製作

原子力事業のETCCは、1時間以内で装置を組み上げ、測定を終了できるほどコンパクトかつ簡便である必要がある [86]。今回の複合研での実験においても、原子炉内に検出器を設置するため、コンパクト・簡便である必要がある。TPCは原子力事業で使用しているもので、実際に1F観測でも使用したものを用いた。製作するETCCのイメージ図を図5.1.1に示す。コンパクトにするため、TPCのガス容器の下の空間に全てのシステムを収納する。そのため、MPPC読み出し回路で使用できる領域は限られる。ここでは、ETCCとして動作させるためにおこなった内容について述べる。

5.1.1 シンチレータの固定と遮光

4章でおこなってきた性能評価は基本的に恒温槽の中でおこなってきた。しかし、ETCCとして動かすためには、シンチレータとMPPCの固定と遮光が必須になる。今回の実験ではETCCは傾けた状態で動作させるため、シンチレータを固定しなければ、位置がずれてしまう。この節ではシンチレータの固定とMPPCの遮光について簡単に述べる。詳細は付録A.1で述べる。まず、性能評価時からの変更点として、GSOシンチレータの厚みを13mm(1放射長)から26mm(2放射長)に変更した。厚さを増やすことで、阻止能が上がり、より高いガンマ線まで吸収することができる。原子炉では9MeV付近までのガンマ線が観測されているため [87]、これらの観測のため厚さを増やした。

シンチレータの固定には光学セメント(サンゴバン株式会社製BC-600)を使用した。遮光については熱がこもらないようにアンプ基板とMPPC基板のすきまを開けるように遮光した。遮光シートには、光学濃度が6.0と非常に高く、厚さ37 μm の光陽オリエントジャパン社のカーボンフェザー25 \times 4LGB遮光シートを使用した。図5.1.2に9個のMPPC全てを遮光した後の写真を示す。

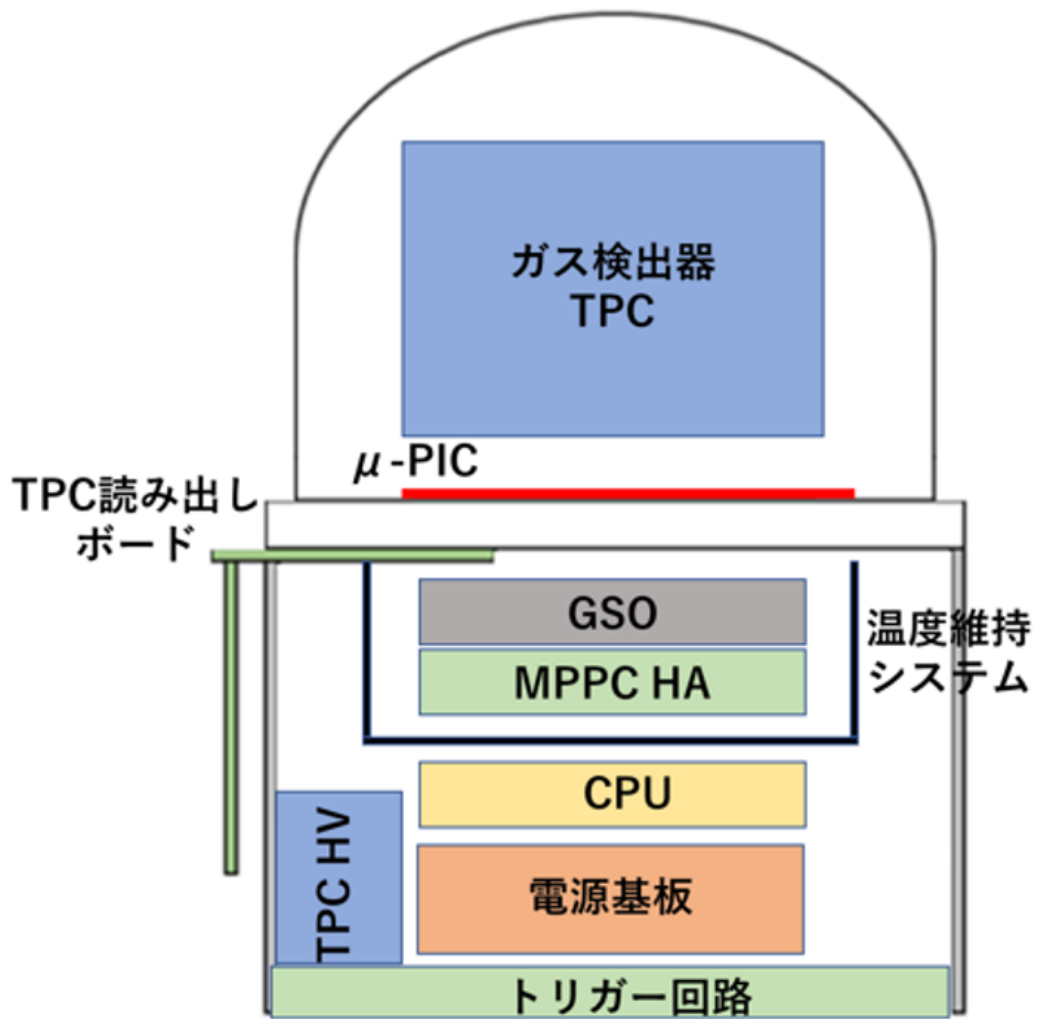


図 5.1.1: ETCC の概略図

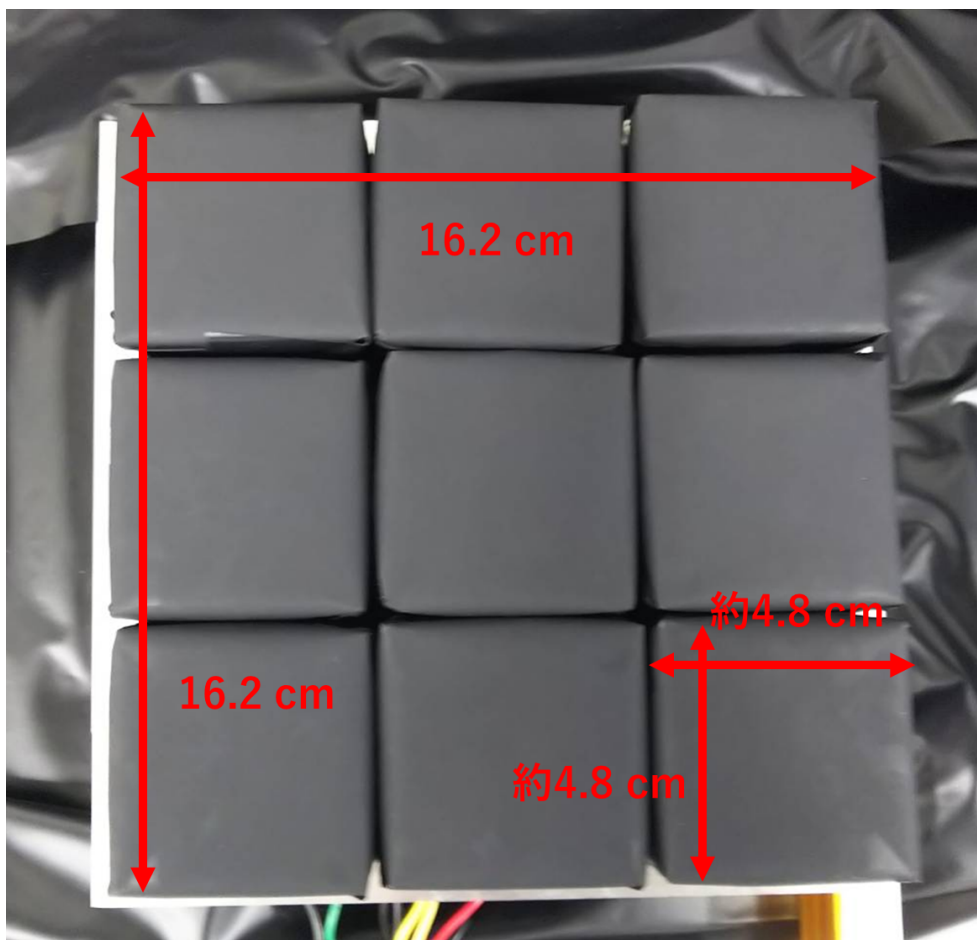


図 5.1.2: MPPC 9 個全ての遮光後の写真

MPPC 1 つずつ遮光をおこなった。しかし、この遮光システムでは光漏れの影響でデータの取得ができなかったため、全体を 1 枚の暗幕で覆い、対策した。今回の遮光をした MPPC 読み出し回路を用いて、4.5 節と同じセットアップでエネルギー分解能を求めた結果、662 keV のエネルギー分解能が遮光無しの場合で 7.5 %~7.9 % (FWHM)、遮光有りの場合で 7.3 %~7.9 % となり、いくつかの MPPC で 7.5 % 以下のエネルギー分解能を達成した。このことから、他のシンチレータからの光漏れがあり、それが今回の遮光により抑えられたことがわかった。

5.1.2 温度維持のための工夫

4.8.3 節で述べたように、あまり温度が変化すると、エネルギー分解能が悪くなる。また、4.8.2 節で述べたように温度が上がりすぎると電圧に対するゲインの上がり方が小さくなる。そのため、室温程度 (25 度) で一定に保ちたい。しかし、暗幕などで全体を覆い、MPPC 読み出し回路を動作させると、数時間で 40 度近くまで上がり、一日程で 50 度まで達した。また、図 5.1.1 に示すように、周りには CPU や電源基板などの熱源が存在する。そこで、温度維持のためのシステムを考えた。温度維持システムは TPC の下部の空間に入るようにコンパクトである必要がある (図 5.1.1)。CPU クーラーでよく使われる方法は空冷式と水冷式がある。空冷式はファンなどを使用し、熱を持った部分に空気を当てる非常に簡単なものである。水冷式は熱で熱くなった部分に水をパイプで流して、水に熱を吸収させることにより、冷却する方法である。水冷式は空冷式より効率良く冷

却できるが、水を送るポンプや放熱を担うラジエータが必要になる。今回はコンパクトかつ簡便な ETCC を作成するため、ファンを使用するだけで簡単に作成できる空冷式を採用した。なお、別の冷却方法としてペルチェ素子を用いる方法を考えたが、上手く動作せずに断念した。詳細は付録 A.2 で述べる。

空冷式ではファンを使用する。ファンは形状による違いにより、軸流ファン、ブロー、遠心ファンなどがある。一般的に多く使われているのが軸流ファンであり、フレームの中央部に羽根が取り付けられており、羽根正面から風を吸い込み、後方へ吹き出すファンである。ブローと遠心ファンは軸流ファンと異なり、風の吸い込み口と吹き出し口が 90° 変化する。ブローは風をピンポイントに吹き付ける局所冷却に使われ、遠心ファンは 360° 方向に風を吹き出すため、密集している装置の内部の空気を吹き出すことに向いている。これらの特徴を利用し、冷却システムを考案した。まず、MPPC を冷やすためにファンを設置する。MPPC 基板とアンプ基板の隙間は遮光時にあけているため、その部分に風を送り、熱を外へはきだす。そこで、ブロー (三洋電機製 San Ace B97 109BM12GC2-1) を MPPC 横に配置した。この状態で全体を暗幕で覆い、MPPC 読み出し回路を動作させたところ、温度が 35 度程度まで上昇した。これは暗幕で覆うことで熱がこもってしまったためである。そこで、暗幕で覆うことをやめ、遮光のために、MPPC 回路が入る程度の大きさの箱を作成した。その写真を図 5.1.3、図 5.1.4 に示す。大きさは $20\text{ cm} \times 27\text{ cm} \times 9.5\text{ cm}$ で作成した。材質はポリスチレン (アクリサンデー製 HS-SS200-A1-5) を使用し、遮光のため黒色を選択した。箱で MPPC を覆うと熱がこもるため、ファンを使い、外部と空気を交換するための穴と回路からのケーブル用の穴を作っている (図 5.1.3)。図 5.1.5 に温度維持システムのイメージ図を示す。ファンはブローに風を送り込むためのブロー (三洋電機製 San Ace B97 109BM12GC2-1) と箱内部の空気を外部に吹き出す軸流ファン (アイネックス製 OMEGA TYPHOON G 120 mm) からなる。実際に TPC のガス容器の裏面に設置した温度維持システムの写真を図 5.1.6 に示す。この内部に MPPC が設置されている。このシステムは図 5.1.7 の右図の TPC のガス容器の下の空間に入る大きさのため、非常にコンパクトである。また、ファンは全て MPPC で使用している 12 V 電源で動くため、電源基板に接続するだけで動作する非常に簡便なシステムである。このシステムで MPPC 回路を室温 22 度の環境で動作させたところ、 25 度程度で安定し、およそ室温での動作ができた。 662 keV のエネルギー分解能は $7.9\% \sim 8.7\%$ (FWHM) であった。エネルギー分解能が性能評価時の $7.5\% \sim 7.9\%$ から悪化しているが、原因は温度が上がり、MPPC のダークノイズが増えたことと GSO シンチレータを 2 放射長に変更したことによるシンチレータの自己吸収の影響である。しかし、PMT では 11% であったため、ETCC としてはエネルギー分解能が改善している。このことから、ETCC として十分動作可能な MPPC 読み出し回路を初めて作成することができた。

5.1.3 20 cm 径 ETCC

今回製作した ETCC で用いた TPC とトリガー回路について簡単に説明する。TPC は 2019 年の 1F 観測で使用した TPC を用いている。TPC は直径が 20 cm で、 2 気圧の $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ ($=95:2:3$) ガスを使用した (図 5.1.7、表 5.1.1)。ゲインは平均約 10000 で、エネルギー分解能は 31 keV の FWHM で 24.6% であった。トリガー回路は TPC でトリガーをかける common stop 型のトリガーを採用した (3.3.2 節参照)。トリガー回路の概略図は図 5.1.8 に示す。実際の ETCC の写真を図 5.1.9 に示す。コンパクトにするため、TPC のガス容器の下の空間に全てのシステムを収納した (図 5.1.1)。電源基板でシステムに必要な電源を全て作成しているため、外部からは 24 V 電源を電源基板に供給するだけでよい。それぞれの検出器からの信号はハブを通して、PC へ送られる。TPC の高圧電源は内部の CPU でマイクロコンピュータを制御し、供給している。ヒッ

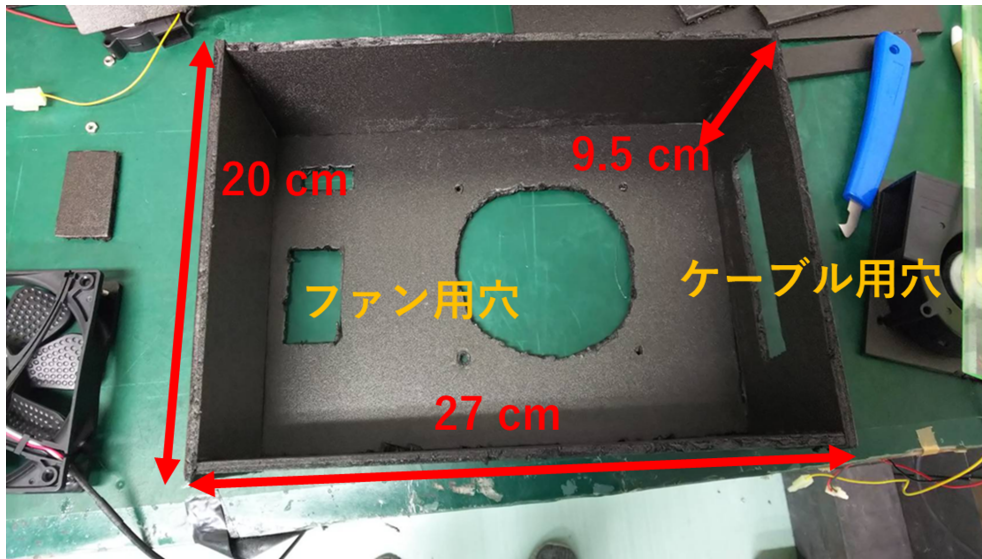


図 5.1.3: 実際に作成した箱の写真

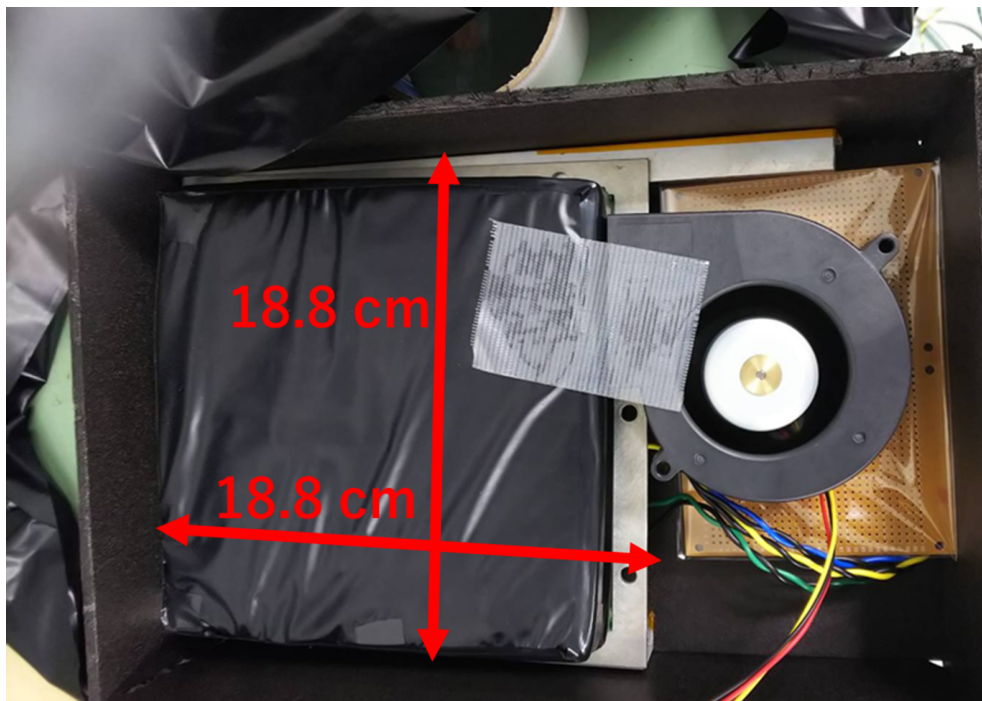


図 5.1.4: MPPC を箱に入れた時の写真

風をMPPC基板と
アンプ基板の間に通す

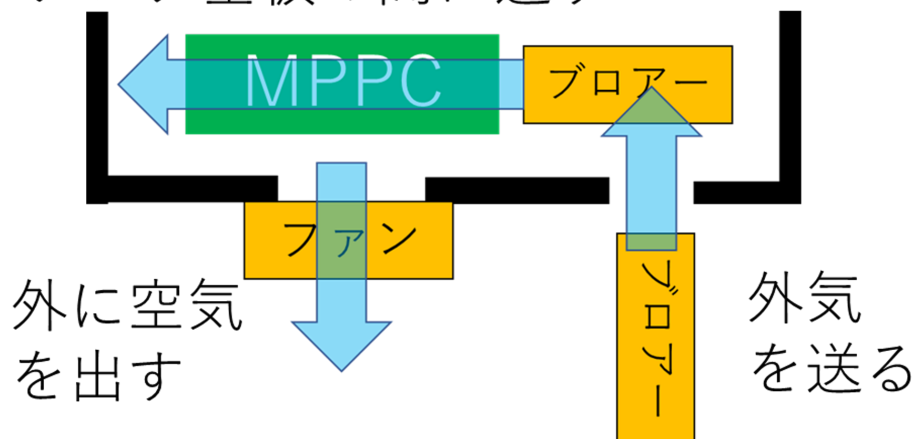


図 5.1.5: 温度維持システムのイメージ図

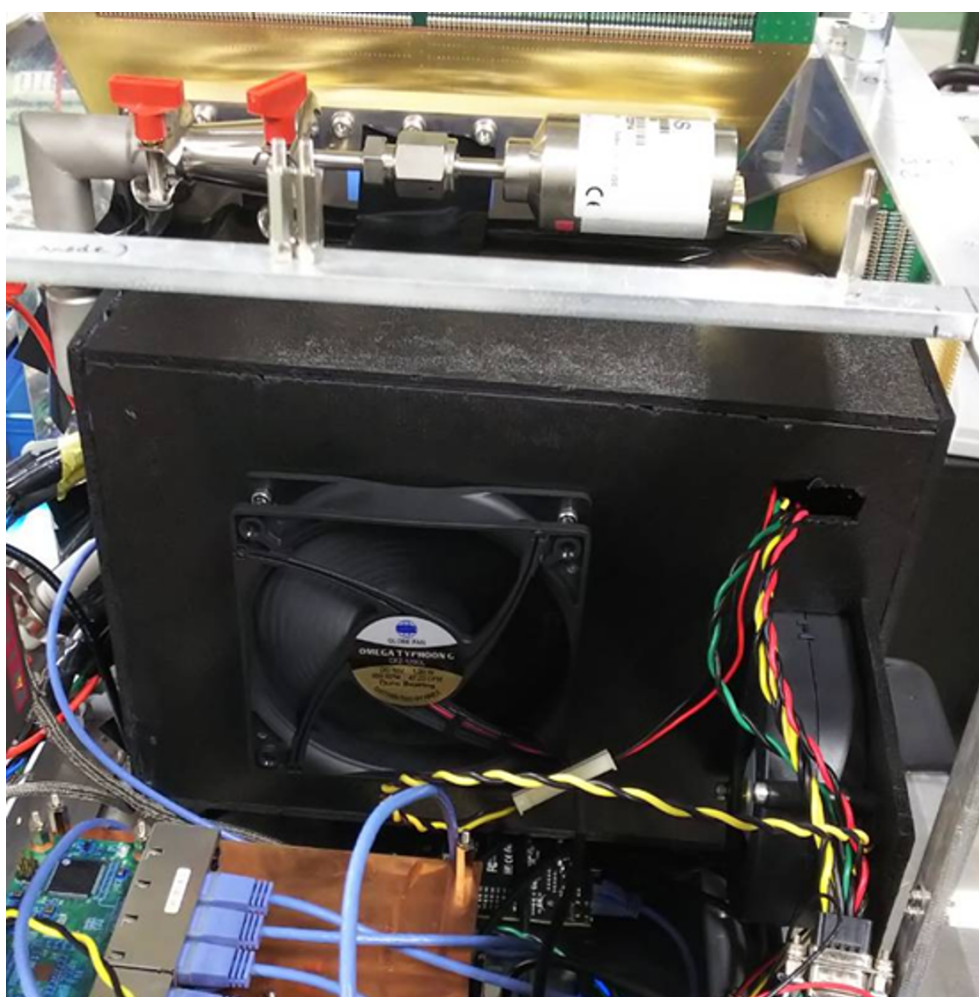


図 5.1.6: 温度維持のためのシステムの写真

表 5.1.1: TPC のパラメータのまとめ

ガスの種類	Ar/CF ₄ /iso-C ₄ H ₁₀ (=95:3:2)
ガス圧	2 atm(絶対圧)
電場の強さ	~200 V/cm
ドリフト速度	~4 cm/ μ sec
ドリフトトップの電圧	-5000 V
GEM の上下の電極の電位差	400 V
μ -pic	400 V

ト信号はトリガー回路を通して、FPGA へ送られ、トリガーを生成する。MPPC はおよそ推奨電圧で動作させる。ETCC 全体の重量は~32 kg であり、PMT から MPPC に変更したことで、約 3 kg 軽量化した。

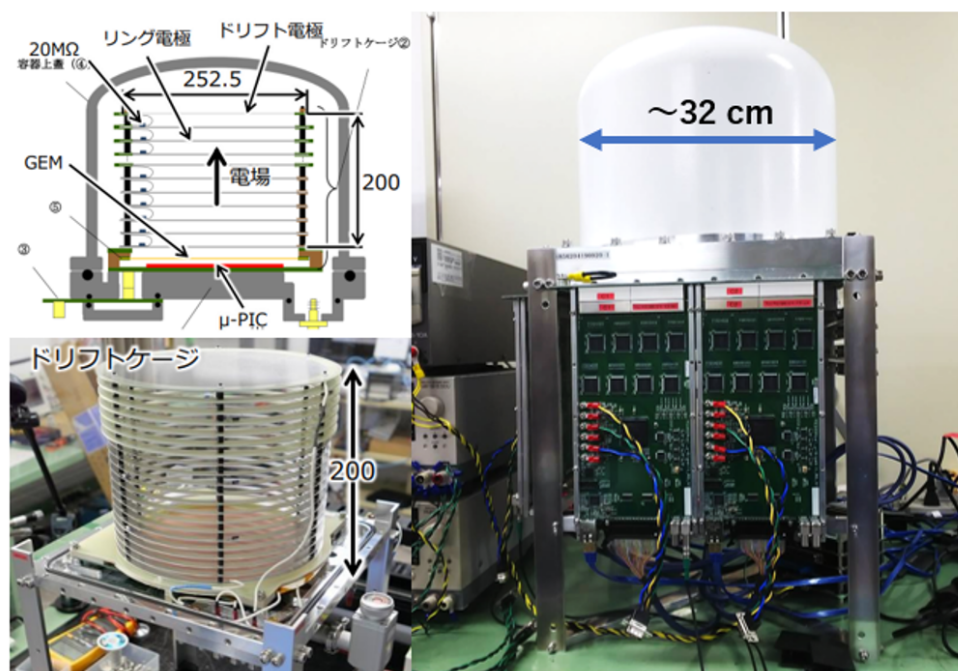


図 5.1.7: ETCC に用いたドリフトゲージの写真 (左下)、イメージ図 (左上)、TPC の写真 (右)[86]

5.2 原子炉内でのガンマ線観測実験

京都大学複合原子力科学研究所は核エネルギーや放射線の利用に関する研究をおこなっており、2基の原子炉施設をはじめとする実験施設を利用した研究の場を全国の大学等の研究者に提供している。今回の実験では京都大学研究用原子炉 (Kyoto University Research Reactor:KUR) の炉室内に ETCC を設置し、原子炉周囲のガンマ線のイメージングをおこなった。測定日は12月2日、12月9日、12月16日の3日間でおこなった。KURは1 MW 運転と出力の強い5 MW 運転の2通りがあるが、出力の強い5 MW での測定をおこなった。図5.2.1にKURの図を示す。ETCCは数か

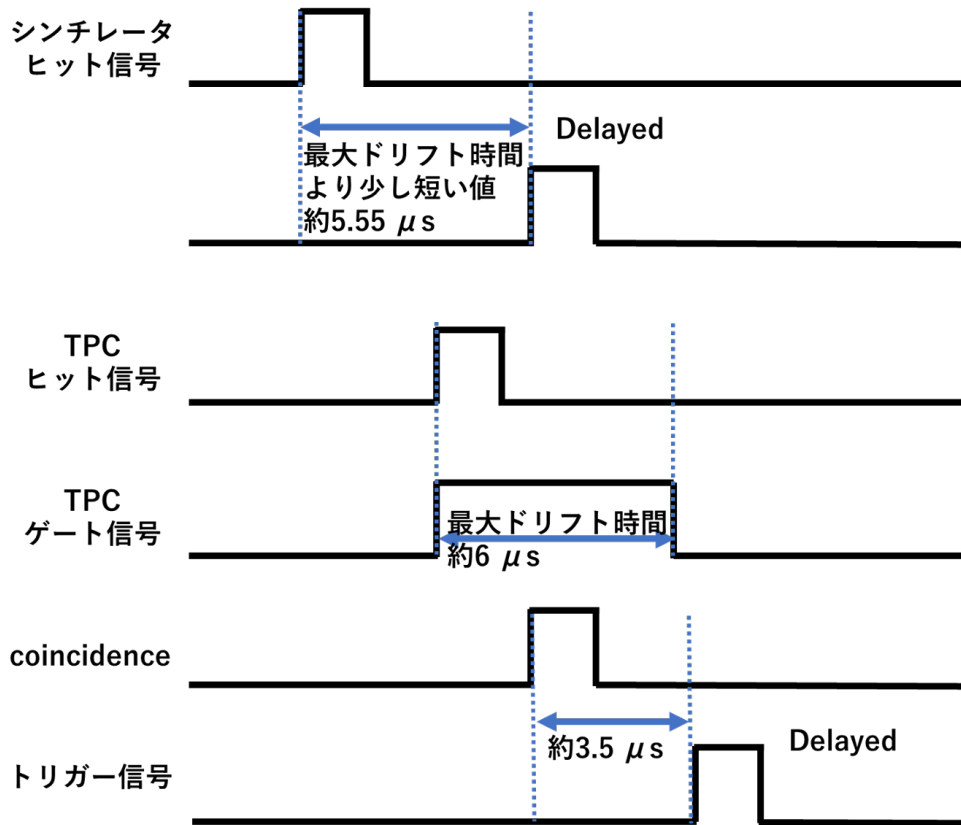


図 5.1.8: トリガー回路の概略図

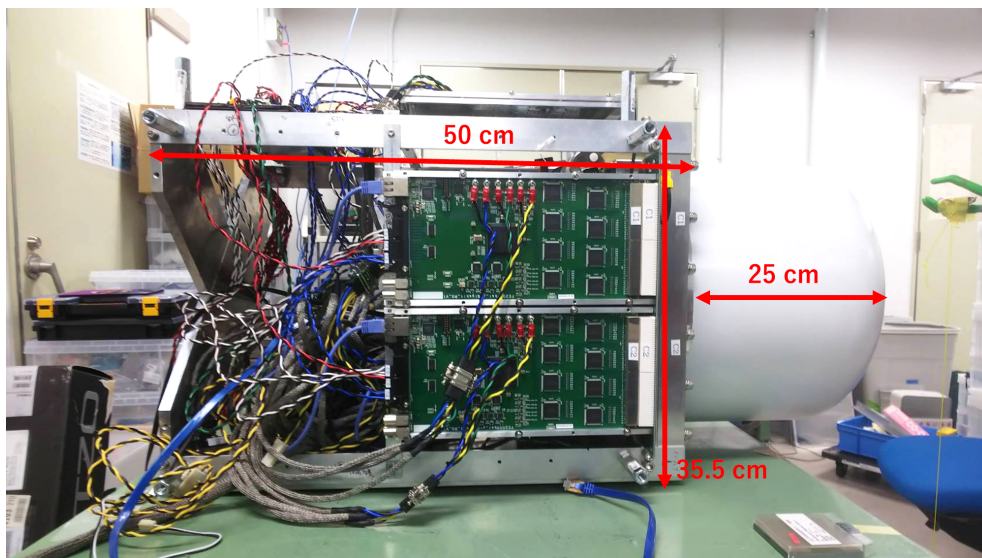


図 5.1.9: 製作した ETCC の写真

所の測定により、ガンマ線の三次元分布と線量を観測できるため、キャットウォーク上の数か所で測定した。キャットウォークでのガンマ線の線量は1.0～4.5 $\mu\text{Sv/h}$ 、中性子の線量は1.5 $\mu\text{Sv/h}$ であった。なお、参考として京都大学理学部5号館で測定した環境放射線はガンマ線で $\sim 0.05 \mu\text{Sv/h}$ 、中性子で0 $\mu\text{Sv/h}$ であった。キャットウォークでの測定の様子は図5.2.2に示す。キャットウォークは原子炉の炉心より高い位置にあるため、約15°下にETCCを向けている。比較用にCsIシンチレータ(浜松ホトニクス社製C12137)でもデータを取得した。原子炉内でのガンマ線のイメージングは初めての試みである。原子炉内でガンマ線の分布が得られれば、原子炉運用の際のより正確なモニタリングができ、より安全に運用することができる。

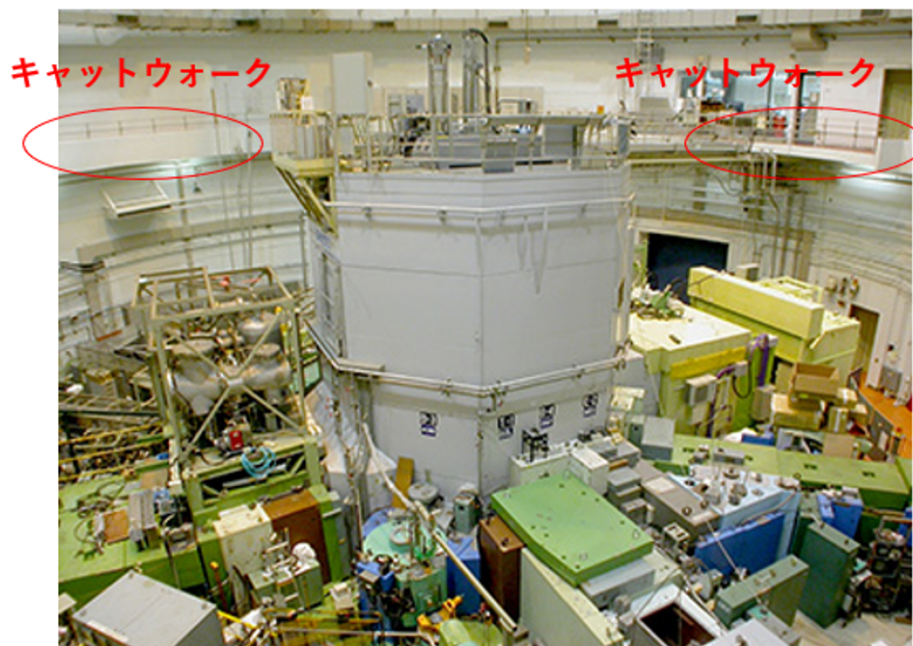


図 5.2.1: 京都大学研究用原子炉の写真 [88]

現在、ETCCとしての解析を進めている最中であるため、ここでは、MPPC読み出し回路で得られたデータのみの解析結果についてまとめる。温度補正については、4.8.3節で述べたように、直線で補正できるので、エネルギー較正に使用した ^{137}Cs のデータ(MPPCの温度が25度)と複合研の実験準備室で取得した ^{137}Cs のデータ(MPPCの温度が28度)を使用し、それぞれの ^{137}Cs のピークを結んだ直線で補正した。図5.2.3に温度補正に使用した直線と複合研の実験準備室で取得した ^{137}Cs のスペクトルを示す。 ^{137}Cs のスペクトルは高利得アンプで662 keVのエネルギー分解能が7.8%～8.8%(FWHM)であった。12月16日の午前中のスケーラーのデータを図5.2.4に示す。青がシンチレータのヒットレート、緑とマゼンタがTPCのヒットレート、水色がトリガーレート、黒が不感時間である。9時45分ごろに1 MW 運転から5 MW 運転に切り替わった。その様子がヒットレートから確認できる。また、数百 Hz の高係数率での動作(SMILE-2+では地上で数十 Hz、水平飛行時で数百 Hz)を確認し、不感時間も1%以下を達成した。SMILE-2+では100 Hzのトリガーレートで5%であったのに対し、今回のシステムでは100 Hzのトリガーレートで0.4%と大きく改善した。この時得られたMPPC単体のスペクトルを図5.2.5に示す。6 MeV 付近までのスペクトルが得られている。また、先行研究との比較を図5.2.7に示す。左図がNaI(Tl)シンチレータを使い、KURで測定された9 MeVまでのスペクトル[87]である。測定場所はキャッ

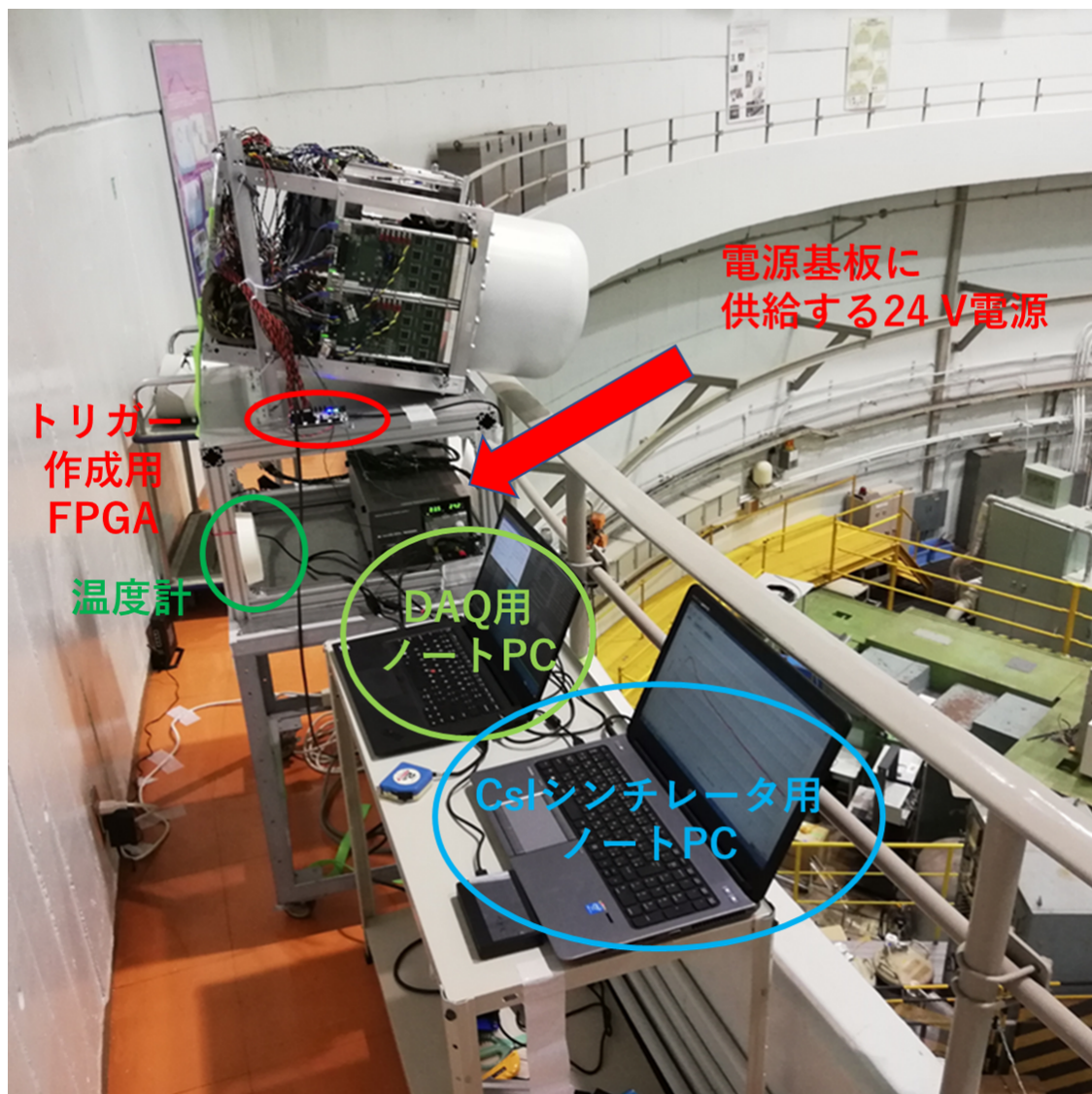


図 5.2.2: 測定時の ETCC の写真

トワークではなく、キャットワークの下の階であるが、今回得られたスペクトルと傾きが非常に合っていることが分かる (図 5.2.7)。スペクトルは 511 keV のピークの位置で合わせた。このことから、データが正確に得られていることがわかる。図 5.2.5 を 0 keV から 3000 keV の範囲に拡大したスペクトルを図 5.2.6 に示す。今回の測定では 511 keV のピークと 1293 keV のピークが確認できた。511 keV は高エネルギーガンマ線からの対生成の影響である。また、1293 keV は空気中の ^{40}Ar が中性子と反応することで生成する ^{41}Ar からの放射線である。また、12月16日の午前中の測定では ^{41}Ar の 1293 keV のピークが時間変動していることが観測された。その様子を図 5.2.8 に示す。10時10分から10時44分の ^{41}Ar のピークが非常に強く、それ以外の時間と特徴が異なる。測定中でも目視で CsI(Tl) シンチレータのスペクトルから ^{41}Ar のピークが強く出る時間帯が確認できた。

原子炉では高エネルギーのガンマ線も出ている [87]。そのため、実験室では 2614 keV までしか測定できなかったが、原子炉でのデータを使うと、現在の MPPC 読み出し回路のダイナミックレンジが測定できる。SMILE-2+ではシンチレータのダイナミックレンジはフライトデータを使用

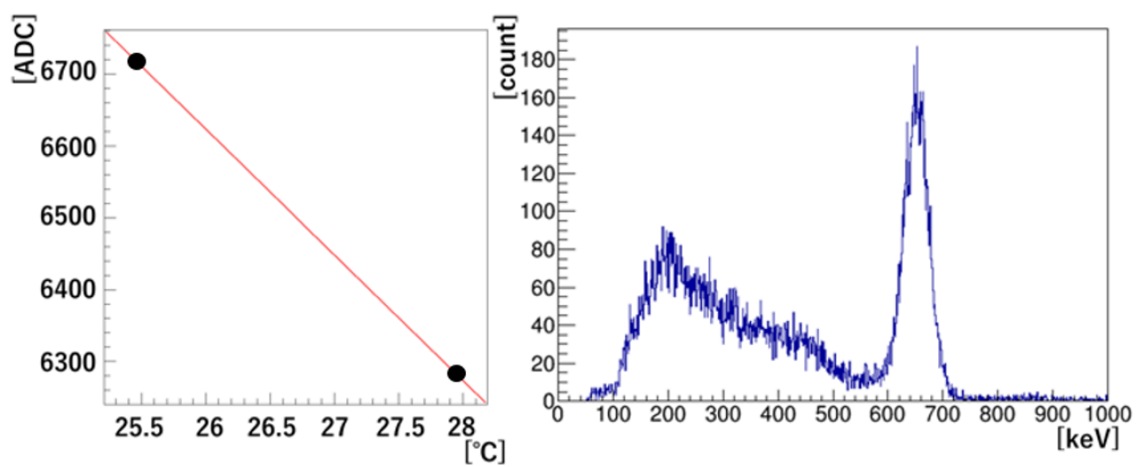


図 5.2.3: 温度補正で使用した直線 (左) と温度補正後の ^{137}Cs のスペクトル (右)

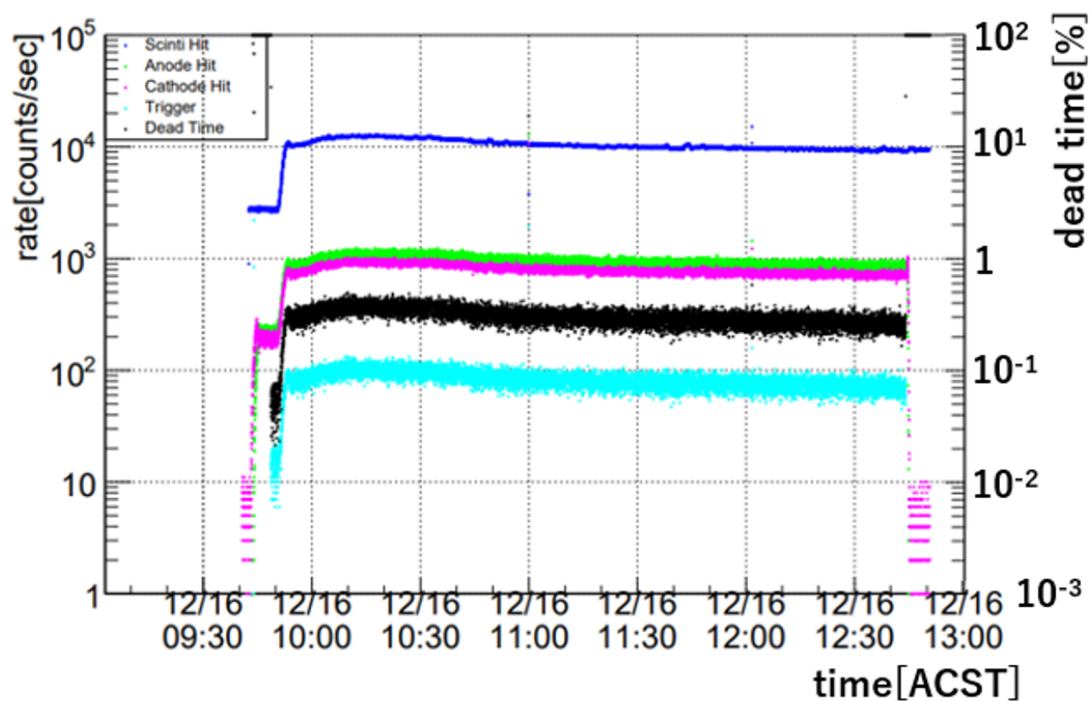


図 5.2.4: 12月16日のスケーラーのデータ

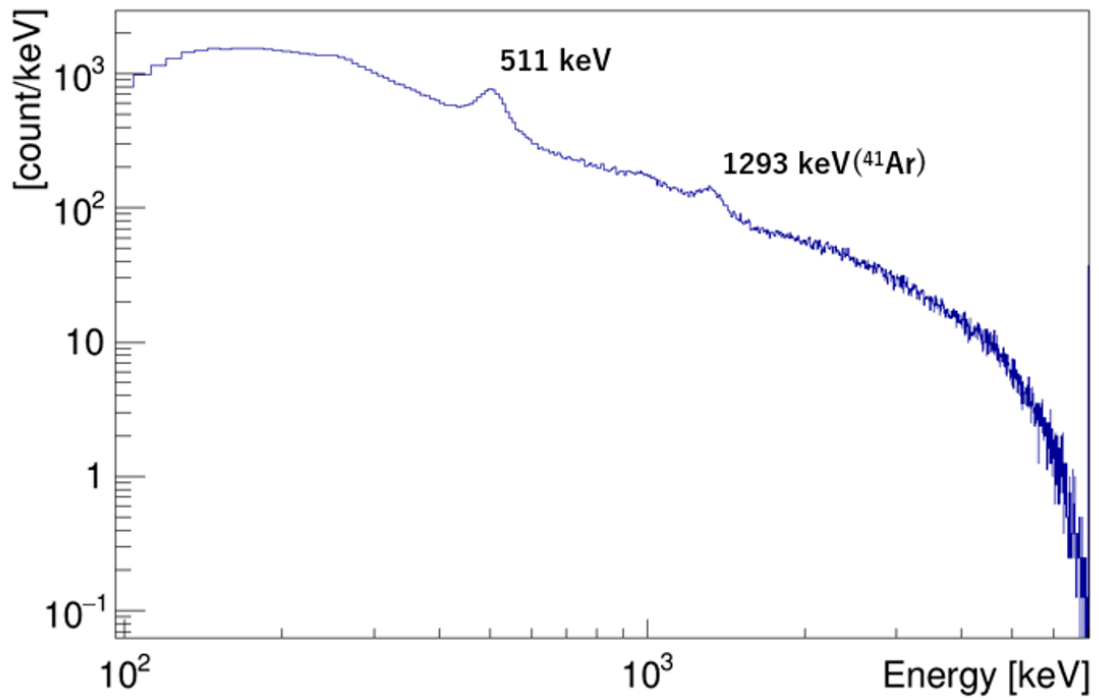


図 5.2.5: 12月16日の9個のMPPCを全て合わせたスペクトル

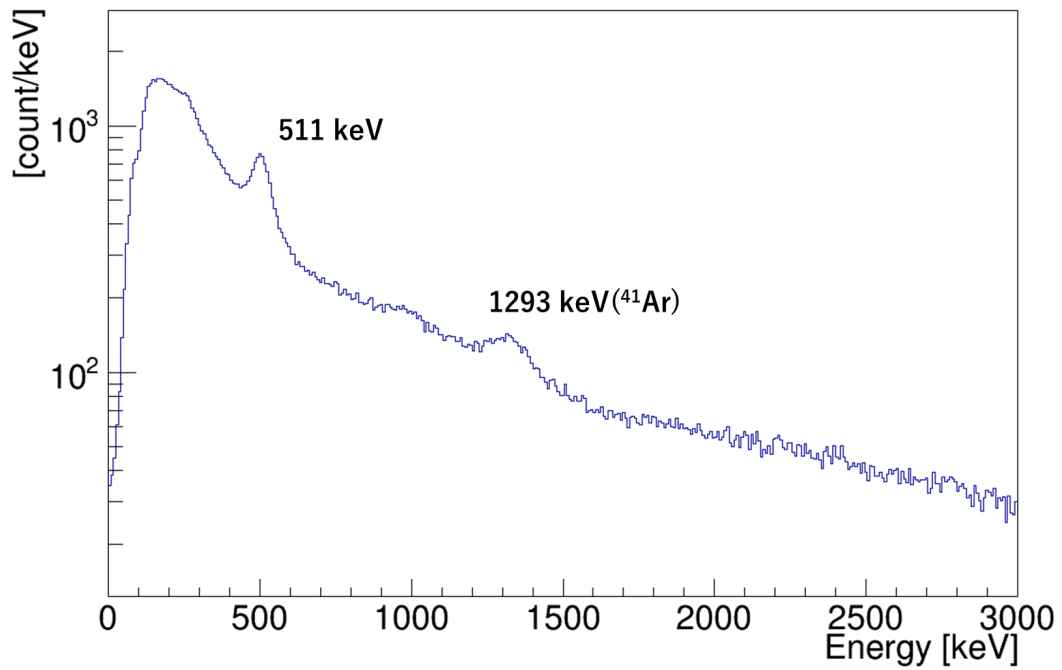


図 5.2.6: 12月16日の9個のMPPCを全て合わせたスペクトルを拡大したスペクトル

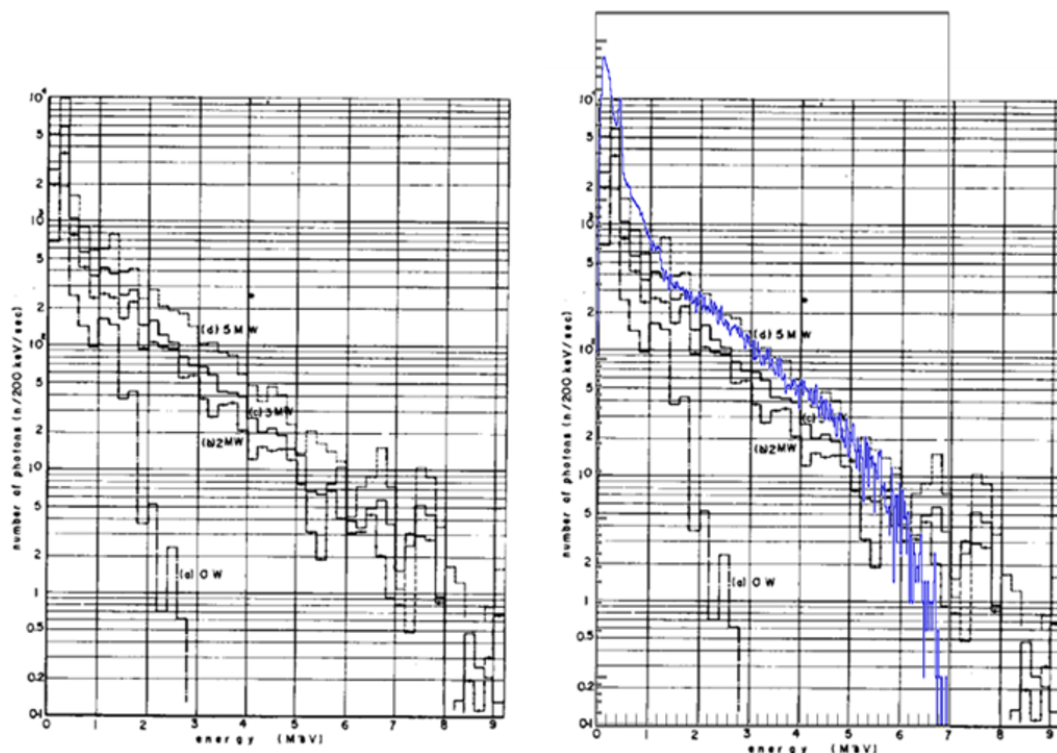


図 5.2.7: 先行研究との比較 [87]

し、イベントが十分あるとき、1 事象以上イベントがあるピクセルの数を調べ、その数が全体のピクセル数の 9 割になるエネルギーをそれぞれダイナミックレンジとして定義した。SMILE-2+ではこの方法でダイナミックレンジを 150 keV から 2 MeV と定めていた。今回は 3 日間で測定したデータを全て使い、全ピクセル数 ($8 \times 8 \times 9 = 576$) の内、1 イベント以上のピクセル数の割合を求めた。その結果を図 5.2.9、図 5.2.10 に示す。ダイナミックレンジは高利得アンプで 60 keV から 1100 keV、低利得アンプで 40 keV から 4000 keV であった。これより、SMILE-2+では $2000/150 = 13$ 倍までの観測であるが、高利得アンプで $1100/60 = 18.3$ 、低利得アンプで $4000/40 = 100$ 倍まで観測でき、ダイナミックレンジが拡大していることが今回の実験から確認できた。

まだ ETCC としての解析の途中であるが、最後に実験室での ^{137}Cs 線源を用いたイメージングの結果を図 5.2.11 に示す。線源は ETCC の視野中心に設置し、ETCC から 1 m 離して測定した。黒線のは視野中心からの角度を表しており、 15° 刻みでプロットしている。これから、原子炉のデータを解析する。

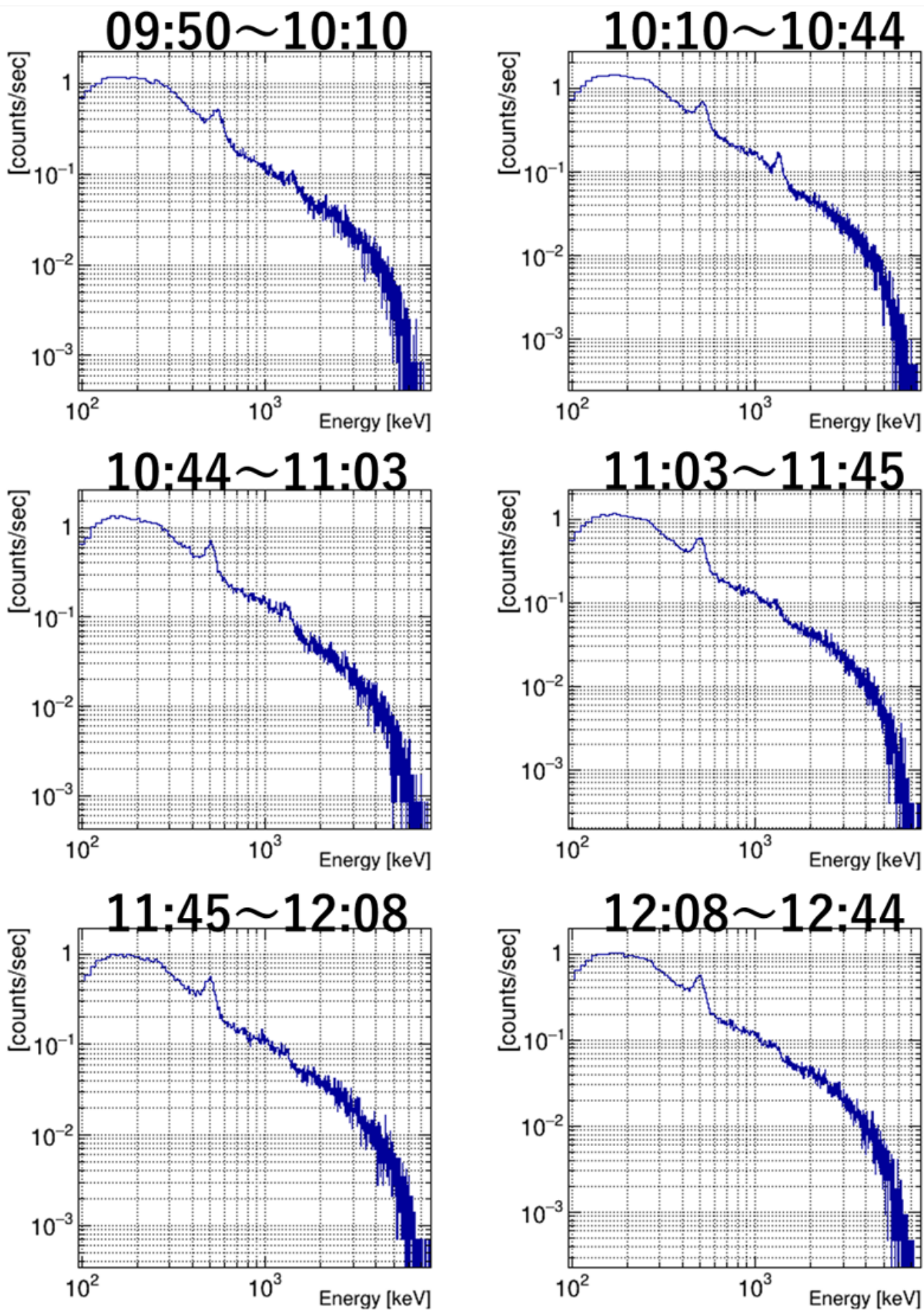


図 5.2.8: 12月16日のスペクトルの時間変化

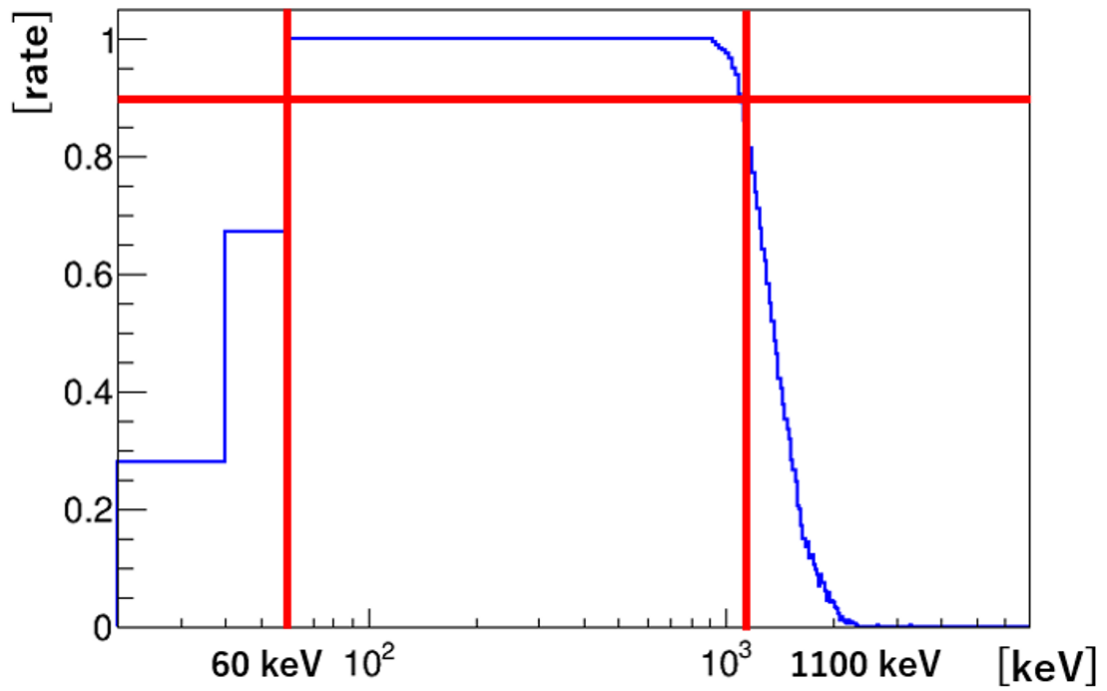


図 5.2.9: ダイナミックレンジの測定 (高利得アンプ)

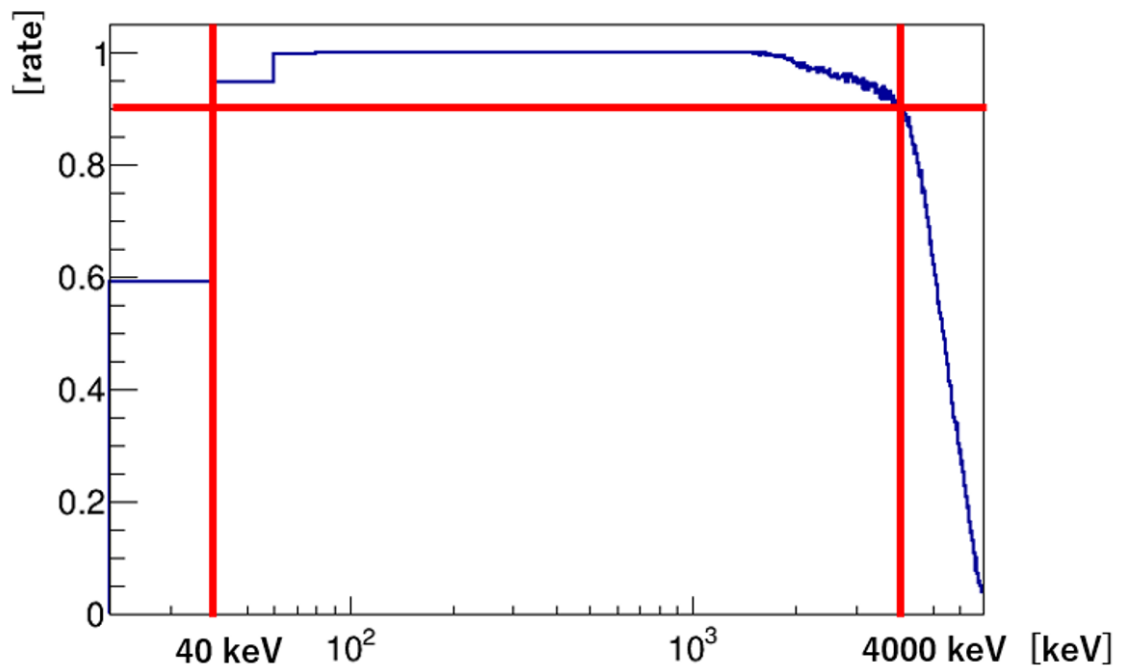


図 5.2.10: ダイナミックレンジの測定 (低利得アンプ)

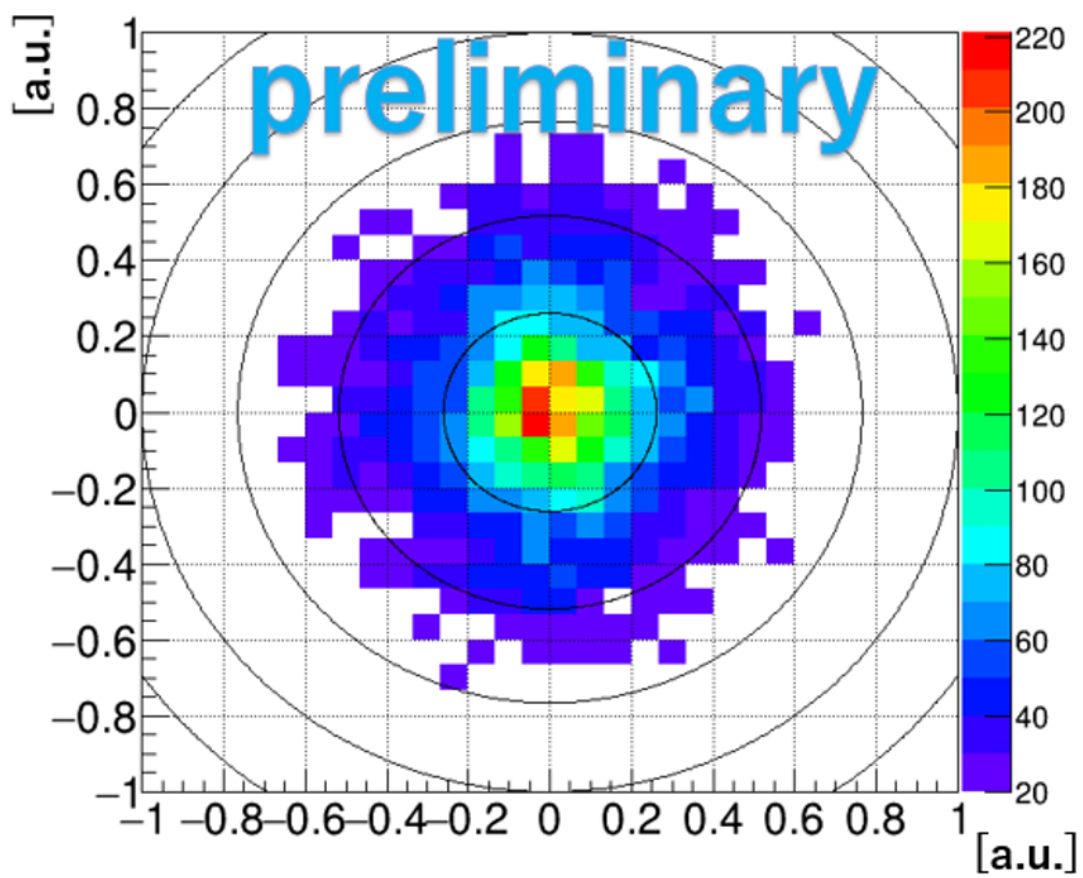


図 5.2.11: ^{137}Cs 線源を使用したイメージング

第6章 まとめと今後

我々は長時間気球を用いた科学観測をおこなう次期計画の SMILE-3 に向けて、MeV ガンマ線検出器 ETCC を開発している。SMILE-3 の重要な観測対象の一つに電子・陽電子対消滅線がある。ETCC を用いて起源モデルの解明に必要な対消滅線の詳細な全天マップを得るためには、SMILE-2+ から有効面積約 5~10 倍、空間分解能 (PSF) 2~3 倍改善する必要がある。さらに、511 keV のエネルギー分解能は PMT での 14~15 % (FWHM) から 8~9 % (FWHM) の性能に改善する必要がある。これらの目標を達成するため、PSA 開発では、光読み出しを PMT から MPPC に変えることで、量子効率を約 2 倍改善し、エネルギー分解能を改善する。ダイナミックレンジ拡大のためには、高利得アンプと低利得アンプの 2 種類のアンプを搭載した。また、ETCC の不感時間削減のために common stop 型トリガーに対応できるサンプリング式 ADC を採用した。そうすると、TPC のコンプトン散乱点の高さ方向はシンチレーションカメラの時間情報を使用するため、時間分解能は TPC の二次元方向の空間分解能と同程度になるように 20 ns が要求される。

開発した MPPC 読み出し回路がこれらの目標を達成できる性能があるかを調べるために性能評価をおこなった。エネルギー分解能については 662 keV で 7.5 % (FWHM)、511 keV で 8.2 %、読み出し回路で一度に読み出すことができる 9 個の MPPC 全てで 7 % 台 (662 keV) を達成し、実際に動作可能な読み出し回路の作成に初めて成功した。時間分解能は以前の回路では 48 ns であったので、サンプリング式 ADC のサンプリングレートを 2.5 MHz から 4.375 MHz に変更し、その結果、FWHM で 18 ns を達成し、要求値を満たしていることを確認した。さらに、波形テンプレートによるフィッティングをおこなうと 15 ns まで向上できることがわかった。MPPC は温度依存性があるため、温度補正が必要である。温度補正の方法として、 ^{137}Cs のピーク値が温度と線形であることを用いることで、解析上で温度補正がある程度可能であることがわかった。性能評価の結果、MPPC 読み出し回路が要求値をほとんど満たしていることを確認したため、ETCC としての動作試験を京都大学複合原子力科学研究所の原子炉でおこなった。ETCC として動作させるために遮光や温度維持システムを考案し、実際の実験では 511 keV、 ^{41}Ar の 1293 keV の輝線が観測できた。また、 ^{41}Ar の輝線では時間変動も確認できた。原子炉でのデータを使用し、ダイナミックレンジを測定すると、SMILE-2+ では 150 keV~2 MeV であったのが、40 keV~4 MeV まで拡大できていることが確認できた。このように SMILE-3 の要求を満たす MPPC 読み出し回路を完成させることができた。

今後の課題としては、温度依存性の調査の結果、高温になると電圧を上げてもゲインが小さくなっていったため、その原因を調査する必要がある。目標としては、問題を解決し、FPGA による温度フィードバックをおこなう。また、原子炉での測定データの解析を最後までおこない、ETCC としてのイメージングの性能評価をおこなう。その他には、現在、2 つのアンプを別々に解析しているので、一つにまとめて解析をしたり、波形テンプレートフィットについてフィッティング方法や解析方法の精査をおこなう。エネルギー分解能については GSO シンチレータを HR-GAGG シンチレータに変更し、511 keV のエネルギー分解能を 5 % (FWHM) まで改善することを考えている。

付録A 京都大学複合原子力科学研究所での ETCC動作試験のための工夫

A.1 シンチレータの固定と遮光

シンチレーション光の収集効率を上げるためには、シンチレータ結晶と光検出器(ここではMPPC)の受光面の屈折率を同じにし、屈折率の違いから生じる反射や散乱を防ぐことが重要である。しかし、シンチレータ結晶を単に光検出器に取り付けるだけではその間に屈折率がほとんど1の空気の層ができてしまうため、空気の層が入らないように検出器と同程度の屈折率を持つ光学グリスや光学セメントを用いる必要がある。光学グリスは透明なジェルで、光学セメントは固まった後も光が通るように透明になる接着剤である。性能評価時には取り外しができる光学グリス(応用光研社製 EJ-550)を使用していたが、今回の実験ではシンチレータとMPPCを固定するために光学セメント(サンゴバン株式会社製 BC-600)を使用した。光学セメントは主液(レジン)と硬化液の2つを混ぜ合わせ、それによって起こる化学反応によって硬化する。液体の割合はSMILE-2+での経験からレジン:硬化液=100:28で混ぜ合わせた。硬化する際、気泡が入るとエネルギー分解能の低下に繋がるため、約1時間真空脱泡し、気泡が入らないようにシンチレータとMPPCを接着した。硬化には1日程かかるため、ずれないように様子を見ながら一日放置した。図A.1.1に光学セメントの写真と固定した後の写真を示す。

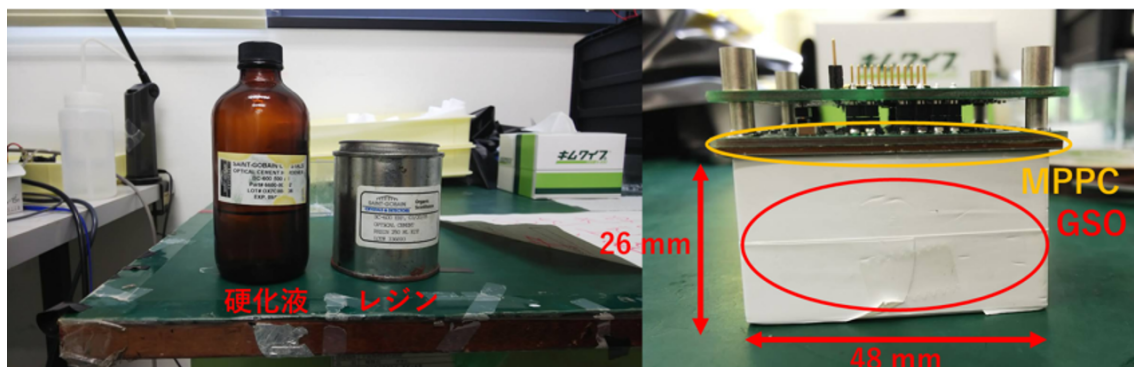


図 A.1.1: 光学セメントの写真(左)とシンチレータとMPPCの固定後の写真

シンチレータの固定が完了したため、次は遮光をおこなう。PMTを使用していたときの遮光はPMTとシンチレータをまとめてブラックテープで巻くことでおこなっていた。しかし、図A.1.1の右のように、MPPCは非常に薄く、まとめてテープで巻くことが難しい。アンプ基板ごとテープで巻くことはできるが、このときにはMPPCの熱がこもってしまう恐れがある。4.8.2節で確認したように、温度が上がるとゲインの上がり方が小さくなるため、この状態は望ましくない。そこで、図A.1.2の左のように絶縁性の高いカプトンテープを1枚巻き、その上から遮光シートとブラックテープで覆った。MPPC読み出し回路はMPPC同士の間が狭いので、MPPCを1つずつ遮光するためには、薄く、遮光性の高いものが必要である。そこで遮光シートとして、光学濃度

が6.0と非常に高く、厚さ $37\ \mu\text{m}$ の光陽オリेंटジャパン社のカーボンフェザー 25×4LGB 遮光シートを使用した。



図 A.1.2: MPPC の遮光の写真。左側のようにカプトンテープで巻き、その上から遮光シートとブラックテープを巻いている (右)

図 A.1.3 に 9 個の MPPC 全てを遮光した後の写真を示す。このように MPPC 1 つずつの遮光はおこなえたが、この遮光システムではデータの取得ができなかった。原因として、テープの接着面が MPPC 基板の厚さのみであるため、上手く接着できず、MPPC 基板と遮光シートの間の隙間から光が入ってきてしまっているためだと考えている。そのため、このシステムは全体を暗幕一枚で覆う必要がある。今回は暗幕で覆うことで対策することにしたが、SMILE-3 などでは遮光の仕方を工夫する必要がある。現在は熱収縮チューブなどで MPPC 基板に密着させ、隙間を無くすことやシリコンゴムなどで隙間を埋めることを考えている。今回の遮光をした MPPC 読み出し回路を用いて、4.5 節と同じセットアップでエネルギー分解能を求めた結果、662 keV のエネルギー分解能が遮光無しの場合で 7.5 %~7.9 % (FWHM)、遮光有りの場合で 7.3 %~7.9 % となり、いくつかの MPPC で 7.5 % 以下のエネルギー分解能を達成した。このことから、他のシンチレータからの光漏れがあり、それが今回の遮光により抑えられたことがわかった。

A.2 ペルチェ素子による冷却方法考案

ペルチェ効果は、フランスの物理学者 Jean Charles Athanase Peltier によって 1834 年に発見された熱電効果の一種である。二つの異なる金属または半導体を直列に接合して電圧をかけて電流を流すと、接合部分で吸熱及び放熱が発生する現象をペルチェ効果と呼ぶ。ペルチェ素子とは、ペルチェ効果を用いた板状の半導体熱電素子の一種である。現在実用化されている効率が良いペルチェ素子は p 型、n 型半導体と金属から作られている。図 A.2.1 にペルチェ素子の仕組みを簡単に示す。ある方向に直流電流を流すと、素子の片面で吸熱 (冷却) し、もう片面で発熱 (加熱) する。電流の向きを変えると冷却面と発熱面を入れ替えることができる。ペルチェ素子を用いた冷却装置は体積が小さく、騒音が発生しない。また、オゾン層を破壊するフロンガスなどの冷媒ガスを使用しないため、環境にも優しい。一般的に小型の冷蔵庫やワインセラー、CPU 冷却装置などに使われる。ペルチェ素子の注意点として、発熱面を十分に冷却しなければ、発熱面の熱が冷却面側にまわり冷却効率が落ちる。

5.1.2 節で述べたように、MPPC 読み出し回路を ETCC として動作させるために温度維持システムを作成する際に、はじめにペルチェ素子による冷却を考えていた。しかし、上手くいかなかった

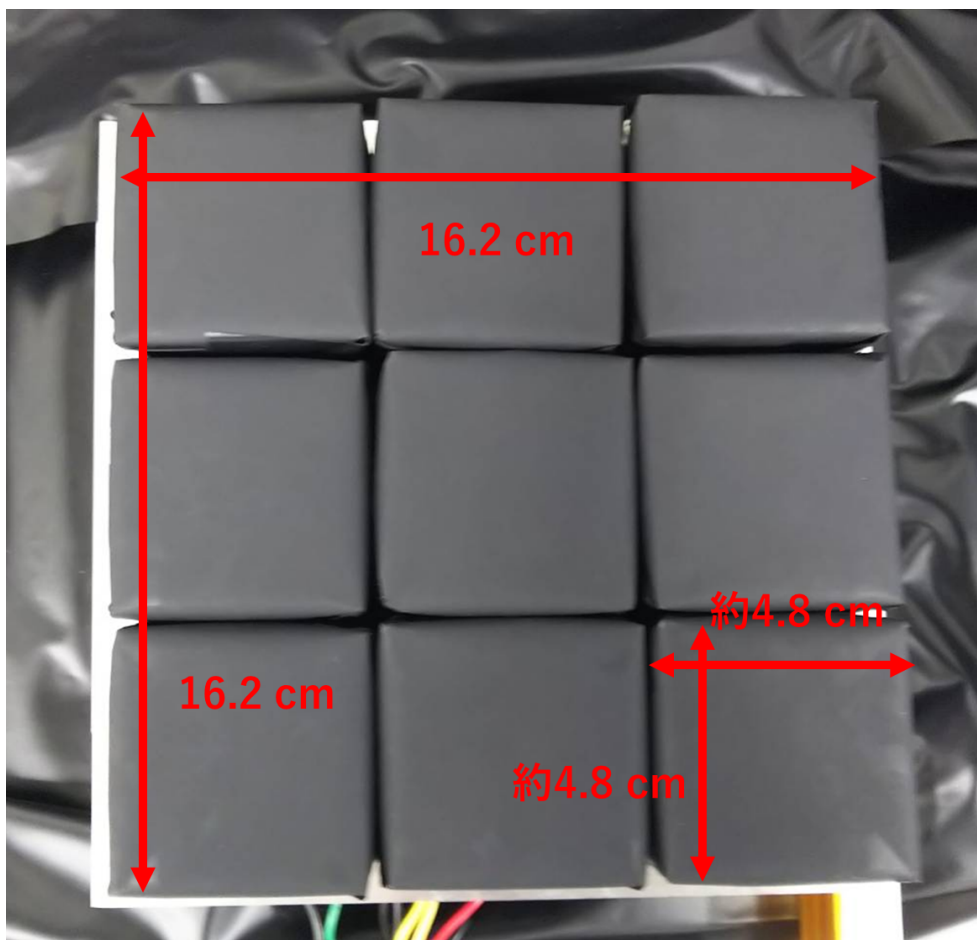


図 A.1.3: MPPC 9 個全ての遮光後の写真

ため断念し、別の方法で温度維持システムを作成した。ここでは、断念したペルチェ素子での冷却システムの考案について述べる。今回、ペルチェ素子は HB electronic components の TEC1-12705 を使用した (図 A.2.2、表 A.2.1)。最初、ペルチェ素子の動作確認として 12 V の電源に直接繋いだところ、最初の数十秒は冷却面と発熱面で温度差ができ、冷却面では 0 度付近まで下がったが、すぐに冷却面の温度が上がり、室温と同程度になった。放熱面での冷却が重要であることを実感し、放熱面にヒートシンクを取り付け、40 mm 角のファンで風を送り込むようにした。目標はペルチェ素子を使い、冷風を MPPC に当てて冷やす構造を考えているため、冷却面にもヒートシンクとファンをつけ、冷却面で冷却された空気を外部に送るようにした。また、電流制御のためにマイクロコンピュータの Arduino IDE とデュアルモータードライバ (MC33926) を使用した。その様子を図 A.2.3 に示す。この構造で動作させると、冷却面側のファンからの風は室温程度 (23 度) であった。また、ヒートシンク自体の温度も室温 23 度に対し、15 度ぐらいまでしか冷却していなかった。原因として、この構造では発熱側での風が冷却面に入っているからだと考え、次は図 A.2.4 のように吸熱側を断熱材 (ポリスチレン) で覆った。また、ファンも風量が強いのものを選択した。しかし、この構造でも、室温程度になった。これらのことから、ペルチェ素子と同サイズのヒートシンクとファンを使用していたが、これでは放熱が間に合っていないことがわかった。実際に、発熱側のヒートシンクは非常に熱くなってしまっていたので、より効率良く放熱する必要があると考えた。そこで大型になってしまうが、CPU ファン (Intel 製 Thermal Solution BXTS15A) を放熱側に取り付けた (図 A.2.5)。この構造では放熱が十分にできているようで、12 V の電源を直

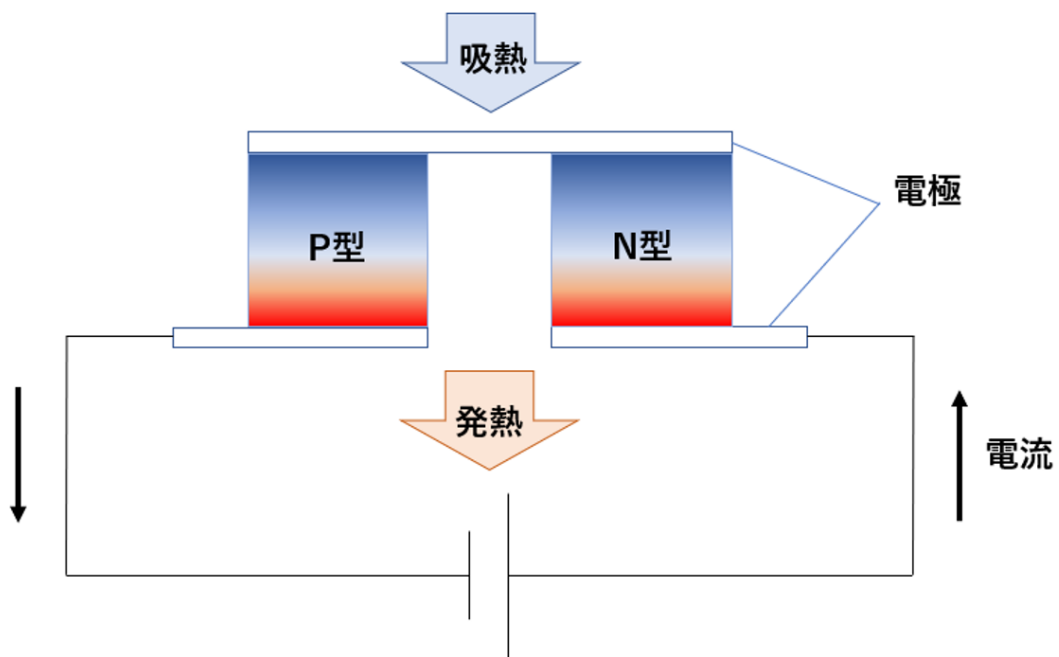


図 A.2.1: ペルチェ素子の仕組み

表 A.2.1: ペルチェ素子の性能 [89]

発熱面 (度)	25	50
Qmax(W)	43	49
最大温度差 (度)	66	75
最大電流 (A)	5.3	5.3
最大電圧 (V)	14.2	16.2
モジュールの抵抗 (Ω)	2.4	2.75

接続いだとしても-3度~0度ぐらいまで冷却することができた。最大では-8度まで冷却した。

最終的にはMPPCを冷却したいため、MPPCが入るサイズの箱を作成し、その内部を冷却することを考える。ペルチェ素子の冷却面にヒートシンクを設置し、そこで冷却された空気をファンで箱内部へ送る。しかし、この構造ではファンからの風は室温程度になり、箱内が全然冷えなかった。ヒートシンク自体は0度まで冷却されているので、ファンでは効率よく冷却できないことがわかった。ペルチェ素子とファンを使用した自作の冷蔵庫などは良く作成されているため、もう少し工夫すればできるかもしれないが、今回は温度維持システムとして別の方法を選択した(5.1.2節)。

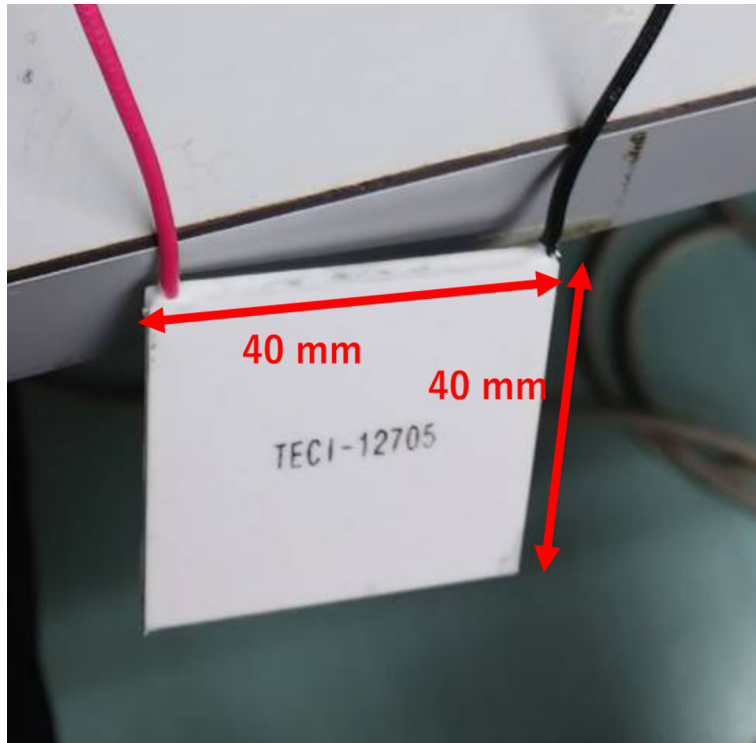


図 A.2.2: 今回使用したペルチェ素子

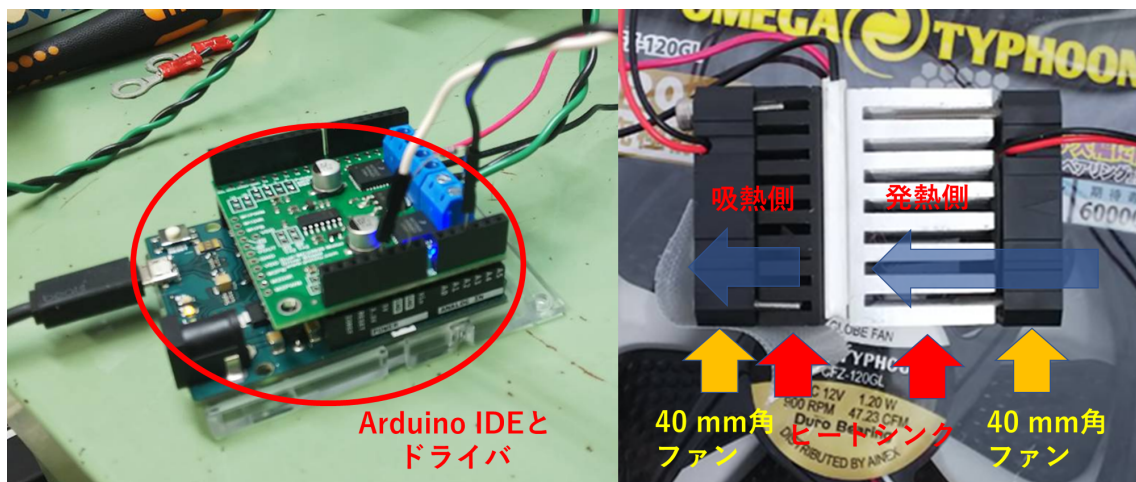


図 A.2.3: ペルチェ素子にヒートシンクを取り付け、マイクロコンピュータで制御している写真

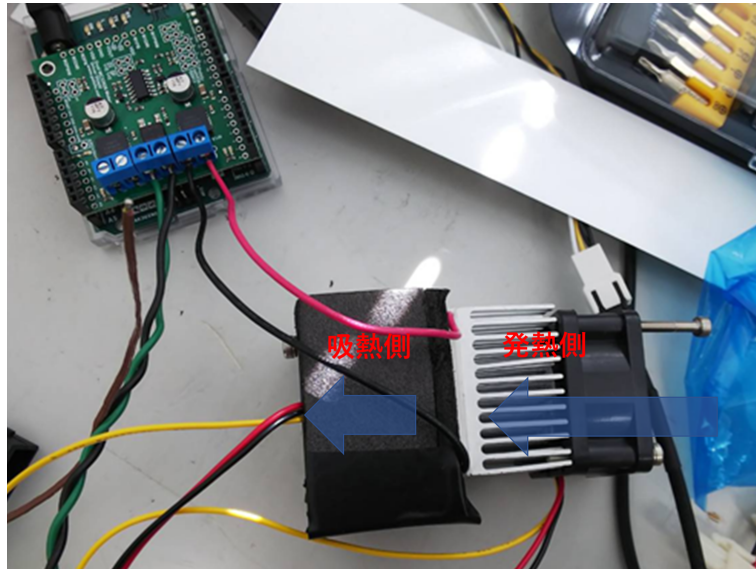


図 A.2.4: 図 A.2.3 の構造の吸熱側を断熱材で覆った時の写真

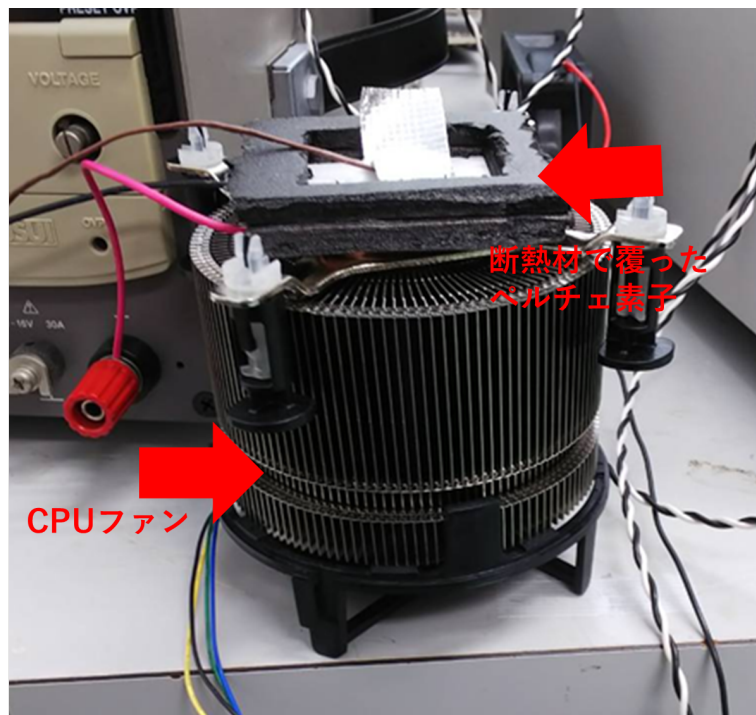


図 A.2.5: ペルチェ素子の発熱側に CPU ファンを取り付けた写真

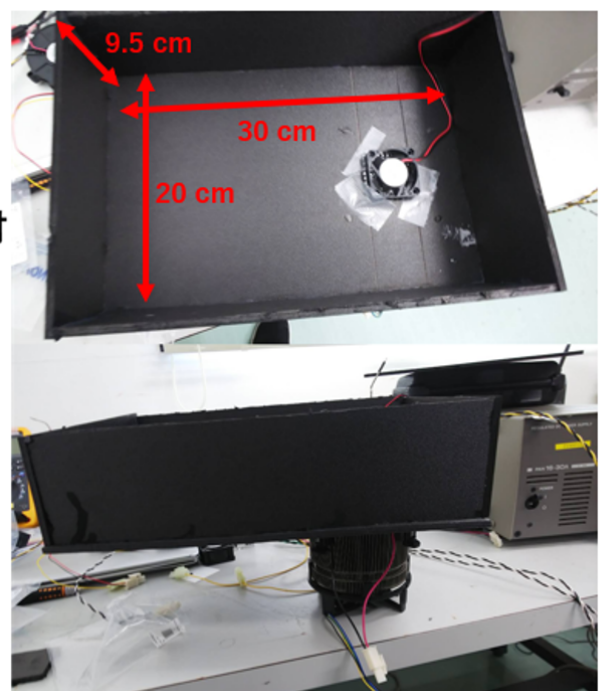
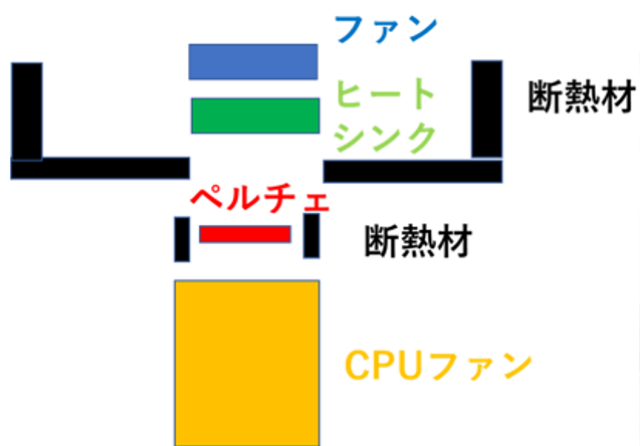


図 A.2.6: 図 A.2.5 に MPPC を入れ、冷やすための箱を取り付けた写真とそのイメージ図

謝辞

本論文の執筆にあたり、まず第一に、お忙しい中丁寧なご指導や就職活動の相談にのっていただいた谷森達教授に深く感謝いたします。また高田淳史助教には学部生時代から研究の基礎を一から丁寧に教えていただきました。日々の研究、実験で行き詰った際には的確なアドバイスをしていただきました。大変お世話になりました。ISAS/JAXAの水村好貴助教にはお忙しい中、MPPC読み出し回路について何度もメールで質問をしてしまいました。それでも全ての質問に丁寧に答えていただき、MPPC読み出し回路について深く知ることができました。学会の発表スライドに対してもコメントしていただき、勉強になりました。池田智法さんには、研究で困っている時などに声をかけていただき、アドバイスを頂いたり、分からないことは丁寧に教えていただきました。竹村泰斗さんは学部4回生のときの課題研究のTRAとして、ETCCについて様々なことを教えていただきました。吉川慶さんには課題研究の時からETCCのことを教えていただき、宇宙線研究室に入ってからはMeVグループのことについて多くの事を教えていただきました。阿部光さんは知識量が非常に豊富で、研究のことについてはもちろん研究以外の事も教えていただきました。同期の荻尾真吾君、小柴鷹介君、寺内健太君、ユソクヒョン君、吉田有良君の5人は、実験室で一人で実験していることが多い修士生活でしたが、色々なことを企画し、誘ってくれたり、あった時に気さくに話しかけてくれたおかげで、この2年間の修士生活を楽しく、充実したものに出来たと思っています。後輩の田原圭祐君は原子炉での実験で大活躍してくれました。非常に優秀かつ努力家で刺激を受けました。小林滉一郎君は自分の実験ではないのにもかかわらず、原子炉での実験を最後まで積極的に手伝ってくれて、非常に助かりました。京都大学複合原子力科学研究所での実験では核ビーム物性学研究室の谷口秋洋准教授、谷垣実助教にお世話になりました。原子炉について教えていただいたり、シンチレータをお借りしたり、実験の様々なことを手伝っていただきました。ありがとうございました。また、宇宙線研究室の方々には研究や私生活でも様々なことでお世話になりました。

宇宙線研究室で過ごした修士の2年間は非常に楽しく過ごすことができ、また、大きく成長できたと感じています。ここまで育ててくれた家族やこれまで関わってきた方々に、この場を借りて改めてお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] V. Schönfelder. *The Universe in Gamma Rays*. Springer, 2001.
- [2] Roland Diehl. Cosmic Gamma-Ray Spectroscopy. *Astronomical Review*, Vol. 8, pp. 19 – 65, 2013.
- [3] P. A. M. Dirac. Quantised Singularities in the Electromagnetic Field. *Royal Society of London Proceedings Series A*, Vol. 83, pp. 60–72, 1931.
- [4] C. D. Anderson. Quantised Singularities in the Electromagnetic Field. *Physical Review*, Vol. 43, , 1933.
- [5] N. Prantzos et al. The 511 keV emission from positron annihilation in the Galaxy. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 83, pp. 1001–1056, 2010.
- [6] W. N. Johnson, F. R. Harden, and R. C. Haymes. The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from The Galactic-Center Region. *Astrophysical Journal*, Vol. 172, p. L1, 1972.
- [7] M. Leventhal et al. Detection of 511 keV Positron Annihilation Radiation from The Galactic Center Direction. *The Astrophysical Journal*, Vol. 225, p. L11, 1978.
- [8] G. R. Riegler et al. Variable positron annihilation radiation from the galactic center region. *The Astrophysical Journal*, Vol. 248, pp. 13+, 1981.
- [9] M. J. Harris et al. Smm observations of gamma-ray transients. *The Astrophysical Journal*, Vol. 433, pp. 87+, 1994.
- [10] W. A. Mahoney et al. HEAO 3 observations of the galactic center 511 keV line. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 92, p. 387, 1993.
- [11] W. R. Purcell et al. OSSE mapping of galactic 511 keV positron annihilation line emission. *The Astrophysical Journal*, Vol. 491, p. 725, 1997.
- [12] L. Bouchet et al. On the Morphology of the Electron-Positron Annihilation Emission as Seen by SPI/INTEGRAL. *The Astrophysical Journal*, Vol. 720, , 2010.
- [13] E. Churazov et al. Positron annihilation spectrum from the Galactic Center region observed by SPI/INTEGRAL. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 357, pp. 1377 – 1386, 2005.
- [14] T. Siegert et al. Imaging the 511 keV positron annihilation sky with COSI. *The Astrophysical Journal*, Vol. 897, , 2020.

- [15] T. Siegert et al. Gamma-ray spectroscopy of positron annihilation in the Milky Way. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 511, , 2015.
- [16] The Multiwavelength Milky Way. <https://asd.gsfc.nasa.gov/archive/mwmw/>.
- [17] 高原文郎. 宇宙物理学. 朝倉書店, 1999.
- [18] A. M. Khokhlov. Delayed detonation model for type Ia supernovae. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 245, p. 114, 1991.
- [19] R. Pakmor et al. Normal type Ia supernovae from violent mergers of white dwarf binaries. *The Astrophysical Journal*, Vol. 747, p. L10, 2012.
- [20] F. K. Röpkke et al. Modeling Type Ia supernova explosions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 66, pp. 309–318, 2011.
- [21] C. R. Pennypacker et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, Vol. 517, , 1999.
- [22] 小玉 英雄, 井岡 邦仁, 郡 和範. 宇宙物理学. 共立出版株式会社, 2014.
- [23] A. Summa et al. Gamma-ray diagnostics of Type Ia supernovae Predictions of observables from three-dimensional modeling. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 554, p. A64, 2013.
- [24] J. Isern et al. Observation of SN2011fe with INTEGRAL. I. Pre-maximum phase. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 552, p. A97, 2013.
- [25] R. Diehl et al. Early ^{56}Ni gamma rays from SN2014j suggest an unusual explosion. *Science*, Vol. 345, p. 1162, 2014.
- [26] E. Churazov et al. Cobalt-56 γ -ray emission lines from the type Ia supernova 2014j. *Nature*, Vol. 512, p. 406, 2014.
- [27] R. Diehl. SN2014J gamma rays from the ^{56}Ni decay chain. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 574, p. A72, 2015.
- [28] K. Iwamoto et al. A hypernova model for the supernova associated with the γ -ray burst of 25 April 1998. *Nature*, Vol. 395, pp. 672–674, 1998.
- [29] Roland Diehl et al. Astrophysical constraints from gamma-ray spectroscopy. *Nuclear Physics A*, Vol. 777, pp. 70 – 97, 2006.
- [30] A. F. Iyudin et al. COMPTEL observations of ^{44}Ti gamma-ray line emission from Cas A. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 300, p. 422, 1994.
- [31] M. Renaud et al. The signature of ^{44}Ti in Cassiopeia A revealed by IBIS/ISGRI on INTEGRAL. *The Astrophysical Journal*, Vol. 647, pp. L41–L44, 2006.
- [32] B. W. Grefenstette et al. Asymmetries in core collapse supernovae revealed by maps of radioactive titanium in Cas A. *Nature*, Vol. 506, p. 339, 2014.

- [33] S. M. Matz et al. Gamma-ray line emission from SN1987A. *Nature*, Vol. 331, pp. 416–418, 1988.
- [34] N. Prantzos et al. Radioactive ^{26}Al in the galaxy: observations versus theory. *Physics Reports*, Vol. 267, pp. 1–69, 1996.
- [35] S. Plüschke et al. The COMPTEL 1.809 MeV Survey. In *the 4th INTEGRAL Workshop*, 2001.
- [36] W. Wang et al. Spectral and intensity variations of Galactic ^{26}Al emission. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 496, pp. 713–724, 2009.
- [37] L. Bouchet et al. The Galactic ^{26}Al Emission Map as Revealed by INTEGRAL SPI. *The Astrophysical Journal*, Vol. 801, No. 2, 2015.
- [38] W. Wang et al. SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 469, pp. 1005–1012, 2007.
- [39] M. Ajello et al. The Fourth Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. *The Astrophysical Journal*, Vol. 892, p. 105, 2020.
- [40] C. M. Urry, P. Padovan. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/>.
- [41] F. Tavecchio et al. Theoretical Implications from the Spectral Evolution of Markarian 501 Observed with BeppASAX. *The Astrophysical Journal*, Vol. 554, pp. 725–733, 2001.
- [42] M. Chiaberge et al. The BL Lac heart of Centaurus A. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 324, pp. L33–L37, 2001.
- [43] XCOM: Photon Cross Sections Database. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/>.
- [44] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement 3rd edition*. WILEY, 2001.
- [45] C. B. Wunderer. *Imaging with the Test Setup for the Coded-Mask INTEGRAL Spectrometer SPI*. PhD thesis, Technical university Munich, 2002.
- [46] SWIFT. <https://swift.gsfc.nasa.gov/>.
- [47] ISDC. <http://www.isdc.unige.ch/integral/>.
- [48] G. Vedrenne et al. SPI: The spectrometer aboard INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 411, pp. L63–L70, 2003.
- [49] P. Ubertini et al. IBIS: The Imager on-board INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 411, pp. L131–L139, 2003.
- [50] A. Zoglauer. *First Light for the Next Generation of Compton and Pair Telescopes*. PhD thesis, Technische Universität München, 2005.
- [51] V. Schönfelder et al. The first COMPTEL source catalogue. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 143, pp. 145 – 179, 2000.

- [52] V. Schönfelder et al. Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 86, No. 2, pp. 657 – 692, 1993.
- [53] S. Abdollahi et al. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog. *The Astrophysical Journal*, Vol. 247, p. 33, 2020.
- [54] S. Miyamoto. 電子飛跡検出型コンプトンカメラの飛跡解析方法の改良による角度分解能の向上, 2016.
- [55] Fermi. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>.
- [56] G. Weidenspointner et al. The COMPTEL instrumental line background. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 368, pp. 347–368, 2001.
- [57] Super-COSI. <http://hea.ssl.berkeley.edu/research/cosi/>.
- [58] S. E. Boggs et al. Event reconstruction in high resolution Compton telescopes. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 145, pp. 311–321, 2000.
- [59] H. Tajima et al. Soft gamma-ray detector for the ASTRO-H Mission. In *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray*, 2010.
- [60] C. A. Kierans et al. The 2016 Super Pressure Balloon flight of the Compton Spectrometer and Imager. In *Proceeding of science*, 2017.
- [61] COSI-SMEX. <https://skyandtelescope.org/astronomy-news/nasa-selects-gamma-ray-mission-to-explore-positron-sources-supernovae/>.
- [62] T. Tanimori et al. An Electron-Tracking Compton Telescope for a Survey of the Deep Universe by MeV Gamma-Rays. *The Astrophysical Journal*, Vol. 810, No. 1, p. 28, 2015.
- [63] Y. nakamura. 電子飛跡検出型コンプトンカメラにおける充填ガスの改良とガス純化システムの開発, 2018.
- [64] G. R. Lynch and O. I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 58, No. 1, pp. 6 – 10, 1991.
- [65] A. Ochi et al. A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 471, pp. 264–267, 2001.
- [66] F. Sauli et al. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 386, pp. 531–534, 1997.
- [67] T. Mizumoto et al. New readout and data-acquisition system in an electron-tracking Compton camera for MeV gamma-ray astronomy (SMILE-II). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 800, pp. 40–50, 2015.
- [68] M. Abe et al. Development of a μ -PIC with glass substrate aiming at high gas gain. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1498, p. 012002, 2020.

- [69] K. yosikawa. MeV ガンマ線望遠鏡 ETCC における新トリガー方式の開発と不感時間削減, 2017.
- [70] A. Takada et al. Observation of diffuse cosmic and atomospheric gamma rays at balloon altitudes with an electron-tracking compton camara. *The Astrophysical Journal*, Vol. 733, p. 13, 2011.
- [71] T. Tanimori et al. MeV Gamma-ray imaging spectroscopic observation for Galactic Centre and Cosmic Background MeV gammas by SMILE-2+ Balloon Experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1468, p. 012046, 2020.
- [72] A. Takada et al. SMILE-3: sky survey in MeV gamma-ray using the electron-tracking Compton telescope loaded on balloons. In *Space Telescopes and Instrumentation 2020: Ultraviolet to Gamma Ray*, 2020.
- [73] Scintillation Properties. <http://scintillator.lbl.gov/>.
- [74] GAGG. <http://www.c-and-a.jp>.
- [75] T. Takahashi et al. Hard X-Ray Detector (HXD) on Board Suzaku. *The Astrophysical Journal*, Vol. 59, pp. S35–S51, 2007.
- [76] 浜松ホトニクス. <https://www.hamamatsu.com/>.
- [77] V. Golovin et al. Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 518, pp. 560–564, 2004.
- [78] K. saito. 次期長期気球実験 SMILE-3 に向けた MPPC シンチレーションカメラの開発, 2019.
- [79] Y. nakamasu. MeV ガンマ線望遠鏡に向けた高エネルギー分解能 MPPC シンチレーションカメラの開発, 2017.
- [80] Xilinx. <https://japan.xilinx.com/>.
- [81] SiTCP. <https://www.bbtech.co.jp/sitcp/>.
- [82] root. <https://root.cern/>.
- [83] OpenMP. <https://www.openmp.org/>.
- [84] S. Kurosawa et al. Prompt gamma detection for range verification in proton therapy. *Current Applied Physics*, Vol. 12, pp. 364–368, 2012.
- [85] D. Tomono et al. First On-Site True GammaRay Imaging-Spectroscopy of Contamination near Fukushima Plant. *Scientific Reports*, Vol. 41972, , 2017.
- [86] 廃炉環境国際共同研究センター:京都大学. ガンマ線画像スペクトル分光法による高放射線場環境の画像化による定量的放射能分布解析法. Technical report, 日本原子力研究開発機構, 2020.
- [87] Y. Nakashima et al. Gamma-ray Energy Spectra Observed around a Nuclear Reactor. *Journal of Radiation Research*, Vol. 12-3-4, pp. 138–147, 1971.

[88] 京都大学複合原子力科学研究所. <https://www.rri.kyoto-u.ac.jp/>.

[89] HB. <http://www.hebeild.com.cn/>.