

将来X線偏光観測に向けた
シンチレータ+MPPCでの低エネルギー応答の評価

広島大学 理学部 物理科学科
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

B132232

鳥越健斗

指導教官：水野 恒史

主査：水野 恒史

副査：高橋 徹

平成 29 年 6 月

概要

X線偏光観測により、ブラックホール周辺の降着円盤や中性子星の磁場構造など、撮像や分光では見ることのできない構造についての情報が得られる。硬X線偏光観測に用いるコンプトン散乱型偏光計には、プラスチックシンチレータと光電子増倍管(PMT)を組み合わせたものが広く使用される。PMTは高いゲインをもつが、サイズが大きく、磁場に弱いといった欠点をもつ。そこで量子効率が高く、小型で磁場に強いMPPCを代わりに用いることで、PMTと同程度の性能をもち、より扱いやすい検出器の実現が期待される。ただしMPPCはノイズが大きいため、それを抑える工夫が必要である。

本研究ではプラスチックシンチレータとMPPCを組み合わせた検出器において、低エネルギー側での応答の評価を行った。回路の読み出しを速くし、MPPCを低温で動作させ、印加電圧を適切な値に設定し、シンチレータのサイズをMPPCの受光面サイズとマッチさせることで、信号と暗電流をより分離できることが分かった。MPPCでは、ピクセルでの光子検出時に2次的な光子が発生し、それを隣接したピクセルが検出するクロストークという現象が起きる。これを考慮しつつ、複数の線源を用いてリニアリティとスレッシュホールドを求めたところ、スレッシュホールドは ~ 4 keVとなり、非線形性が確認された。今後はより正確なりニアリティ評価のため、エネルギーをさらに細かく取る実験を行う。また、コインシデンス法を用いることでノイズを 2.6×10^{-3} 程度まで削減することができた。そこで、スレッシュホールドの目標値 ~ 3 keVの達成・確認に向けて、コインシデンス法を用いた際のスレッシュホールドの定量評価も行う予定である。

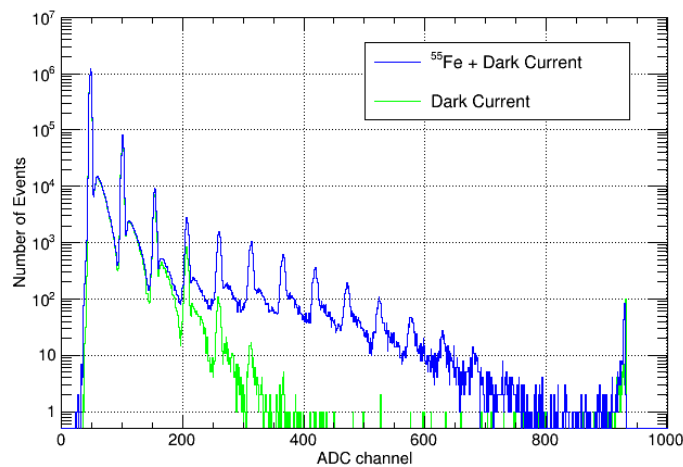


図 1: ^{55}Fe (5.9keV) のスペクトルを青、その暗電流成分を緑で示した。暗電流のスペクトルにおいて、低い方から 2 番目以降のピークはクロストークによる影響を表す。

目次

第 1 章	序論	5
1.1	背景	5
1.2	研究目的	6
第 2 章	Multi-Pixel Photon Counter(MPPC)	7
2.1	コンプトン散乱	7
2.2	シンチレータ	8
2.3	光検出器	9
2.3.1	光電子増倍管 (PMT)	9
2.3.2	雪崩型光ダイオード (APD)	10
2.3.3	MPPC	11
2.4	MPPC の基礎特性	12
2.4.1	ゲイン	12
2.4.2	応答線形性	13
2.4.3	検出効率	13
2.5	MPPC のノイズ特性	14
2.5.1	暗電流	14
2.5.2	アフターパルス	15
2.5.3	クロストーク	15
第 3 章	プラスチックシンチレータ+MPPC システムの基礎特性	17
3.1	実験機器のセットアップ	17
3.2	ADC のオフセット	19
3.3	動作確認	19
3.3.1	整形時定数による影響	21
3.3.2	MPPC のモデルによる影響	22
3.3.3	周辺温度による影響	23
3.3.4	電圧依存性	24
3.3.5	シンチレータのサイズによる影響	26
第 4 章	低エネルギー領域での応答の評価	28
4.1	低エネルギー領域での応答	28
4.1.1	^{55}Fe のスペクトルの評価	28
4.1.2	リニアリティの評価	33

4.2	コインシデンス法を用いた測定	35
4.2.1	セットアップと測定方法	35
4.2.2	^{241}Am のスペクトルの評価	36
第 5 章	まとめと今後	40

目次

1	^{55}Fe (5.9keV) のスペクトルを青、その暗電流成分を緑で示した。暗電流のスペクトルにおいて、低い方から 2 番目以降のピークはクロストークによる影響を表す。	1
2.1	コンプトン散乱の模式図 [5]	8
2.2	光電子増倍管の構造 [10]	10
2.3	APD における雪崩増幅の模式図 [4]	11
2.4	MPPC の内部回路 [4]	12
2.5	MPPC の検出光子数 N_{fired} と入射光子数 N_{in} の関係 [4]	13
2.6	典型的なダークカウントレートと周辺温度の関係 [4]	15
3.1	セットアップの概略図	18
3.2	電圧とチャンネル値の関係	19
3.3	電圧とチャンネル値の関係 (拡大図)	19
3.4	エネルギー分解能の定義 [5]	20
3.5	異なる整形時定数で取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル	22
3.6	異なる整形時定数で取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル	22
3.7	異なるモデルの MPPC を用いて取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル	23
3.8	異なるモデルの MPPC を用いて取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル	23
3.9	異なる周辺温度で取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル	24
3.10	異なる周辺温度で取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル	24
3.11	増倍率、クロストーク確率、検出効率のオーバー電圧特性 (S13360 シリーズ ピクセルピッチ $50\ \mu\text{m}$)[11]	25
3.12	異なるオーバー電圧で取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル	26
3.13	異なるシンチレータのサイズで取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル	27
3.14	異なるシンチレータのサイズで取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル	27
4.1	^{55}Fe (5.9 keV, 暗電流成分を含む) と暗電流のスペクトル	29
4.2	暗電流成分を差し引いた ^{55}Fe (5.9 keV) のスペクトルとフィット結果	30
4.3	補正の有無におけるイベント数の比	31
4.4	^{55}Fe (5.9 keV) に対する光子数-イベント数の関係	32
4.5	^{241}Am (59.5 keV), ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル	33
4.6	20 度の温度下で取得した暗電流のスペクトル	34
4.7	信号のエネルギーに対応する光子数	34
4.8	コインシデンス法を用いることによるスペクトルの変化	38

4.9	コインシデンス法を用いることによるスペクトルの変化 (拡大図)	38
4.10	^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル	39
4.11	鉛ブロックでの遮蔽の有無によるスペクトルの変化	39

第1章 序論

1.1 背景

宇宙は、地上での実現が困難な様々な高エネルギー現象に満ち溢れている。具体例として、ブラックホール、超新星爆発、パルサー、スターバースト銀河、 γ 線バーストなどが挙げられる。これらから発せられた電磁波を観測することで、様々な天体現象を理解することができ、また宇宙の進化や構造などについての情報が得られる。

電磁波はエネルギーの小さいものから順に、電波、赤外線、可視光、紫外線、X線、 γ 線と分類される。また、電磁波の観測方法には、空間構造を撮影する撮像、放射強度を測定する測光、スペクトルを求める分光の他に、電磁波の電場ベクトルの偏りを調べる偏光観測がある。この内、X線偏光観測を行うことは、ブラックホール周囲の降着円盤や中性子星の磁場構造など、他の観測方法では見ることでできない構造を明らかにする上で重要である。可視光や電波の領域での観測には、撮像、測光、分光、偏光の全ての観測方法を用いて行われてきた。X線や γ 線の領域では、電磁波が大気に吸収されるため、衛星を用いて多くの観測が行われたが、偏光観測については技術的な困難さゆえにほとんど行われてこなかった。X線は波長が短く、波として捉えにくいいため、可視光や電波での観測と同様の方法を用いることができない。また、硬X線偏光観測で用いられるコンプトン散乱型偏光計は、偏光した電磁波のコンプトン散乱による異方性を測定する上で、多数の検出器が必要であるが、それらを衛星や気球に乗せる際に、消費電力やサイズなどの厳しい制限が生じる。これらが観測がほとんど行われてこなかった理由として挙げられる。

X線の発生原理としては、熱的放射と非熱的放射の2種類に大別される。熱的放射とは、荷電粒子の熱運動が原因で生じる放射であり、高温プラズマからの熱制動放射などがそれにあたる。非熱的放射とは、荷電粒子の熱運動に起因せず生じる放射であり、光速近くまで加速された荷電粒子が磁場に沿って螺旋運動することで発生する、シンクロトロン放射などがそれにあたる。硬X線(10-数100 keV)領域では偏光が期待される非熱的放射が卓越し、観測にはコンプトン散乱型偏光計が用いられる。コンプトン散乱型偏光計の検出器には、電磁波のコンプトン散乱によるエネルギー損失を読み出す散乱体と、散乱した光を光電吸収によって読み出す吸収体を用いる。散乱体には通常、有機シンチレータが使用され、入射した高エネルギーの電磁波を、吸収体である光検出器が検出可能な可視光へと変換する役割を果たす。コンプトン散乱により散乱体に落とされる光のエネルギーは小さいため、光検出器は低エネルギー側で高い感度をもっていることが望ましい。さらに、検出した微弱な信号を外来ノイズと分離するため、高いゲインをもった光検出器の採用が望まれる。

上で述べたように、現在までのX線偏光観測の例は少ない。1970年代に太陽観測衛星のOSO-8(Orbiting Solar Observatory)が、かに星雲においてX線領域での偏光を観測したが、そのエネルギーは2.6 keVと5.2 keVにとどまっていた[1]。しかし近年では、 γ 線観測衛星であるINTEGRAL(INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory)が、かに星雲及びCygnus X-1における観測において、数100-1000 keVと従来より高いエネルギー範囲での偏光観測に成功した[2]。また、気球硬X線偏光計のPoGOLite(Polarised

Gamma-ray Observer) は、かに星雲において 20-120 keV のエネルギー範囲で偏光度に上限をつけた [3]。現在の課題としては、これらの観測で偏光を有意に検出できなかった低エネルギー領域における検出器の感度の向上や、消費電力の削減、サイズの縮小、観測天体数の増加などがある。

1.2 研究目的

一般に、コンプトン散乱型偏光計の検出器には、プラスチックシンチレータと光電子増倍管 (PMT) を組み合わせたものが広く使用される。PMT は高いゲインをもち、ノイズが小さいという利点があるが、動作電圧が高い、サイズが大きい、磁場に弱いといった欠点ももつ。そこで、高い量子効率をもち、低い電圧で動作する、小型で磁場に強い Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) を PMT の代わりに用いることができれば、消費電力やサイズの問題を解消しつつ、PMT と同程度の性能をもった検出器の実現が期待される [4]。ただし、MPPC は暗電流の発生率が高いため、それを抑える工夫が必要となる。

本研究では、プラスチックシンチレータと MPPC を組み合わせた検出器において、硬 X 線偏光観測で用いることを念頭に、低エネルギー側での応答の評価を行う。そのため、 ^{55}Fe (5.9 keV) と共に、 ^{241}Am (59.5 keV)、 ^{109}Cd (22.2 keV) を用いてリニアリティとスレッシュホールド (目標 ~ 3 keV) を評価する。その際評価に先立ち、低エネルギー側で信号と暗電流を分離するため、回路の時定数、温度、印加電圧、MPPC のモデル、シンチレータのサイズを変更し、適切な実験条件を探る。MPPC では、ピクセルでの光子検出時に 2 次的な光子が発生し、それを隣接したピクセルが検出するクロストークという現象が起きる。クロストークにより、暗電流によるイベントはより高い波高に広がりをもつため、これを考慮しつつ評価を行う。また、コインシデンス法を用いてノイズを低減する実験も別途行う。

第2章 Multi-Pixel Photon Counter(MPPC)

シンチレータ読み出しの際に用いる光検出器には、光電子増倍管 (PMT) が広く用いられてきた [5]。例として日本の「すざく」衛星に搭載された硬 X 線検出器や、日欧米の共同実験である気球硬 X 線偏光計 PoGOLite の主検出部では、多数の PMT による読み出しが行われている [8][9]。PMT はゲインが高くノイズ (暗電流) が小さいため、微弱光を増幅し外来ノイズと分離を行う上で有用である。しかし、PMT は小型化に限界があり、磁場による影響を受けやすく、動作電圧が高いなどといった多くの制約があった。そこで、これらの弱点を補った Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) を用いることで、より扱いやすい検出器の実現が考えられる [4]。

MPPC は Si-PM(silicon photomultiplier) と呼ばれるデバイスの 1 種で、ガイガーモード APD をマルチピクセル化した光子計測デバイスである [7]。MPPC は浜松ホトニクス社製の PPD の商品名である。この章では PMT と MPPC、さらに MPPC に用いられている APD の動作原理と特徴について述べ、シンチレータについても説明する。特に本研究の対象である MPPC については、その特性についても詳細に述べる。

2.1 コンプトン散乱

本研究で考えるコンプトン散乱型偏光計は、コンプトン散乱を主に起こす散乱体と、散乱体からの光を光電吸収する吸収体とで構成される。コンプトン散乱とは、高エネルギー光子と電子の衝突時、光子がエネルギーの一部を電子に渡し、進行方向を変える現象のことを指す。 x 軸方向に偏光している光子がコンプトン散乱をした場合、微分散乱断面積は Klein-Nishina の式 2.1 で表される [5]。

$$\frac{d\omega}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2\epsilon^2(\epsilon + \epsilon^{-1} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi) \quad (2.1)$$

ここで、 θ は入射光子の方向と散乱光子の方向とが成す角度、 ϕ は入射光子の偏光方向と散乱光子の方向の $x-y$ 平面への射影とがなす角度、 ϵ は入射光子のエネルギーを散乱光子のエネルギーで割ったものである。この式から、微分散乱断面積は ϕ が 90 度の時に最大となり、 θ が 0, 180 度の時に最小となることが分かる。これは、偏光した光子がコンプトン散乱をする場合、偏光面に対して直角に散乱しやすいことを示している。そのため、散乱体から各吸収体に入射した光子数の違いを見ることで、偏光を測定できる。

コンプトン散乱型偏光系における硬 X 線 (>30 keV) の偏光観測では、散乱体の光検出器は低エネルギー側で高い感度をもつことが望まれる。そこで、スレッシュホールドの目標値を設定するにあたって、30 keV のエネルギーの光がコンプトン散乱によって落とすエネルギーを考える。図 2.1 にコンプトン散乱の模式図を示す。この図に示す記号を用いると、反跳電子に落とされるエネルギー E は式 2.2 のように表される。

$$E = h\nu\left(1 - \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}\right) \quad (2.2)$$

ここで、 m_0c^2 は電子の静止質量エネルギーである。スレッシュホールドの目標値を設定するにあたって、入射光子のエネルギーを 30 keV として計算を行う。反跳電子に落とされるエネルギーが最大となるのは $\theta = \pi$ の時であり、その時の値は 3.2 keV と求まる。また、偏光している光子がコンプトン散乱をした場合の微分散乱断面積が最大となるのは $\theta = \frac{\pi}{2}$ の時であり、その時の値は 1.7 keV と求まる。よって、スレッシュホールドの目標値は ~ 3 keV とした。

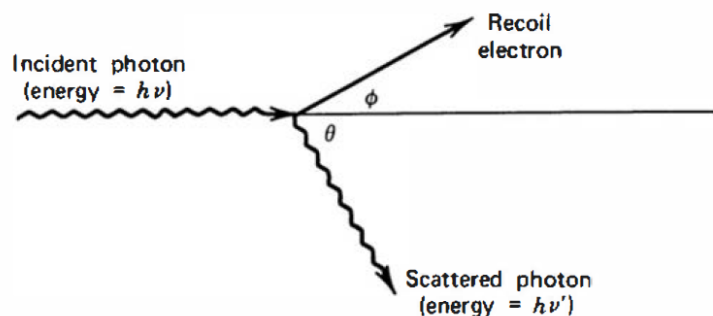


図 2.1: コンプトン散乱の模式図 [5]

2.2 シンチレータ

シンチレータとは、放射線が入射することで蛍光する物質のことをいう。透過力の高い X 線・ γ 線を検出するためには、それらを検出器が検出可能な可視光に変換する必要がある。この変換を行うのがシンチレータである。シンチレータに放射線が入射した時、光電効果やコンプトン散乱によってシンチレータ中の原子から電子が叩き出される。その電子は運動エネルギーを失うまで周りの分子を励起し、それらが基底状態へと戻る際にシンチレーション光が発生する。そのため、シンチレータの発光量は一般には叩き出された電子の運動エネルギーに比例する。入射した放射線のエネルギーが小さいと電子の運動エネルギーも小さくなり、狭い領域でエネルギーを失う。その際、励起された分子において、発光せずに熱などの形でエネルギーを失う過程が生じるため、発光量は減少する。この現象のことをクエンチングという。クエンチングは荷電粒子が狭い領域でエネルギーを失うことで起こるため、低エネルギーの電子だけでなく、重たい荷電粒子が吸収物質中を運動する際にも起こる。

理想的なシンチレータがもつべき性質として、以下のものが挙げられる。

- 放射エネルギーを高い効率で検出可能な光に変換すること
- 広いエネルギー範囲で、放射エネルギーに比例した変換を行うこと
- 自身の変換により発生した光には反応しないこと
- 加工しやすく、扱いやすいこと

- 屈折率が光検出器のものと近い値をもつこと
- 蛍光の波長分布が光検出器の感度波長と適合していること

シンチレータには大きく分けて無機シンチレータと有機シンチレータの2種類がある。表 2.1 に代表的な無機・有機シンチレータの特性を示す。

無機シンチレータは無機物の結晶で構成されており、密度、原子番号が共に高く、X線・ γ 線に対して光電吸収を起こしやすい。このことから、吸収体としては有用であるが、散乱体としては不適であるといえる。また、蛍光の減衰時間は有機シンチレータと比べて2-3桁ほど長いいため、カウントレートの高い測定には適さない。

有機シンチレータには有機物の結晶で構成された「有機結晶シンチレータ」の他に、それらを適当な溶媒中に溶解して得た「有機液体シンチレータ」、さらにそれらを高分子化した「プラスチックシンチレータ」などがある。特にプラスチックシンチレータは制作が容易で加工性に富んでおり、扱いやすいという利点がある。有機シンチレータは原子番号が低く、X線・ γ 線に対してコンプトン散乱を起こしやすい。また、蛍光の減衰時間は数 ns と短く、散乱体として用いるのに適している。

表 2.1: 代表的な無機・有機シンチレータの特性 [5]

シンチレータ	密度 (g/cm ³)	最高放出波長 (nm)	屈折率	減衰時間 (ns)	絶対光収率 (光子/MeV)
無機シンチレータ					
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	230	38000
CsI(Tl)	4.51	4.51	1.80	3340	65000
BGO	7.13	480	2.15	300	8200
有機シンチレータ					
アントラセン	1.25	447	1.62	30	16500
スチルベン	1.16	410	1.626	4.5	8300
プラスチック (EJ-204)	1.032	408	1.58	1.8	11200

2.3 光検出器

光検出器とは入射した光を電気信号へと変換するデバイスである。本実験では低エネルギーの光を検出することを念頭に置いているため、ゲインの高い光検出器を用いることが望ましい。ここでは、PMT と半導体検出器である APD、MPPC の動作原理について述べ、それぞれの特徴を比較する。

2.3.1 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PMT) は図 2.2 に示すような密閉容器に封入された真空管で、入射窓、光電面、電子増倍部 (ダイノード)、陽極から構成される [5]。PMT は紫外、可視、赤外に近いエネルギーの光に対して感度を持ち、ゲインが高くノイズが小さいため、シンチレーション計数用として広く用いられている。

入射窓から入射した光子は、光電面において光電効果によって電子へと変換され、印加されている電圧によりダイノードへ向かって加速される。ダイノードとの衝突時、ダイノード内部の電子が励起されることで2次電子が生成される。これらもまた加速・衝突を繰り返し、最終的に陽極では $10^6 - 10^7$ 倍に増幅された電子群が生成される。この高いゲインに加え、低ノイズであること、広い受光面をもつことはPMTの利点である。一方で、構造上受光面に対して垂直方向に長くなってしまおうという欠点をもつ。その他、後述するMPPCと比較すると、動作電圧が800-1800 Vと高いこと、量子効率が20-30%と低いこと、原理上磁場の影響を受けやすいことなどが欠点として挙げられる。

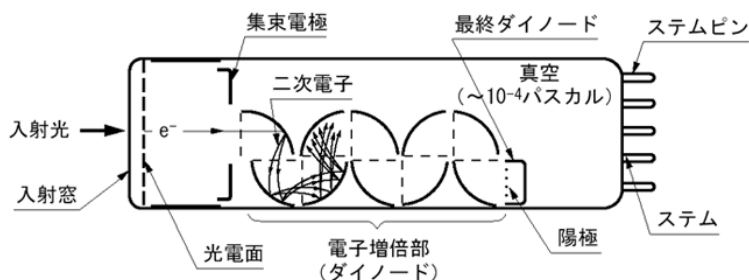


図 2.2: 光電子増倍管の構造 [10]

2.3.2 雪崩型光ダイオード (APD)

p型半導体とn型半導体を接合させ、逆電圧を印加して用いる光検出器を光ダイオード (PD) という。中でも素子内部に信号の増幅機能をもつものに、雪崩型光ダイオード (APD) がある [5]。APDはPMTに比べ、ゲインの高さが $10 - 10^2$ と劣っており、ゲインに印加電圧依存性、温度依存性があるといった欠点がある。一方で動作電圧が約400 Vと低くなっており、磁場の影響を受けにくく、小型であるためデザインの自由度が高い。これらの利点から、APDは「ひとみ」衛星の硬X線撮像検出器 (HXI) や軟 γ 線検出器 (SGD) に使用された。ただし、ゲインが低いため、微弱光の検出には必ずしも適していない。

APDにおける雪崩増幅の模式図を図2.3に示す。逆電圧を印加することで生じる空乏層に、バンドギャップ以上のエネルギーをもった光が入射したとき、電子・正孔対が発生する。それらは電圧の影響によりドリフトし、高い電圧が印加されているアバランシェ層へ到達する。キャリアのドリフト速度は印加電圧が高いほど速くなり、エネルギーの高いキャリアが結晶格子と衝突すると、新たに電子・正孔対が発生する。そして、それらもまたドリフトし、連鎖的に反応を繰り返す。これを雪崩増幅という。また、pn接合型ダイオードには降伏電圧が存在し、この電圧以上で動作させると、入射光子数に依存しない飽和出力が発生する。このように降伏電圧以上で動作させる状態をガイガーモードという。

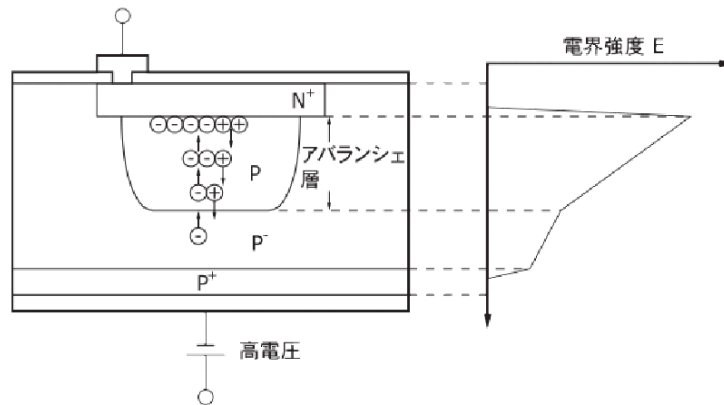


図 2.3: APD における雪崩増幅の模式図 [4]

2.3.3 MPPC

MPPC とはガイガーモード APD をマルチピクセル化した光子計測デバイスである [7]。 $10^5 - 10^6$ と高いゲインをもち、動作電圧も 50-70 V と低い。さらに、約 80% という高い量子効率をもち、磁場の影響を受けにくいという利点をもつ。欠点としては、温度依存性をもつこと、ノイズが大きいこと、受光面が 1-6 mm と小さいことなどが挙げられる。一方で PMT と比較すると、受光面に対して垂直方向に短いため、デザインの自由度が高い。ノイズについては、2.4 節で詳しく述べる。

図 2.4 に MPPC の内部回路を示す。ガイガーモードで動作させている APD のピクセルに光子が入射すると、ピクセルに直列に接続されたクエンチング抵抗に電流が流れ、電圧が降下し、放電が止まる。その後再充電され、再びガイガーモードで動作できるようになる。このシステムによって、ひとつのピクセルに光子が入射するにつき、そのピクセルから一定の電流が流れるようになっている。また、読みだすのはそれぞれのピクセルからの出力の和であるため、その値は反応したピクセル数に比例する。よって、光子数の計測が可能となっている。

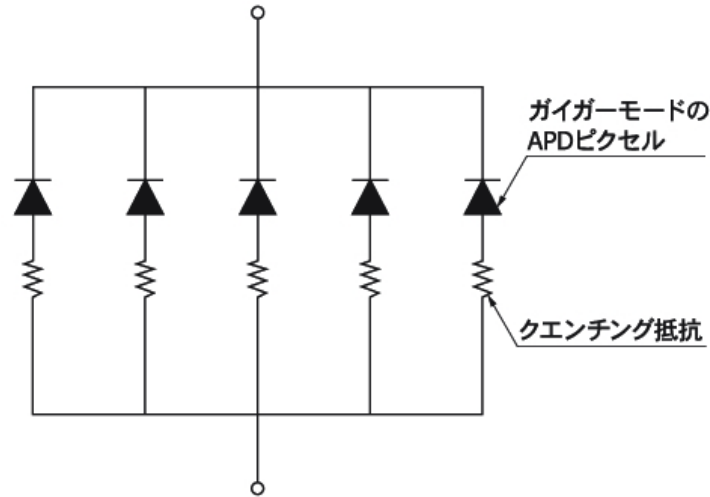


図 2.4: MPPC の内部回路 [4]

表 2.2 に PMT と MPPC の特性をまとめた。この表から、適当な印加電圧と周辺温度を設定し、ノイズが削減できれば、MPPC は PMT より扱いやすく性能のいい検出器となりえることが分かる。

表 2.2: PMT と MPPC の特性の比較

光検出器	ゲイン	動作電圧 (V)	サイズ (mm)	量子効率 (%)
PMT	$10^5 - 10^8$	800-1800	10-760	20-30
MPPC	$10^5 - 10^6$	50-70	1-6	80

光検出器	磁場による影響	電圧・温度依存性	ノイズの大きさ
PMT	大	小	小
MPPC	小	大	大

2.4 MPPC の基礎特性

このセクションでは、MPPC を光検出器として用いることを念頭に置き、その基礎特性について述べる。

2.4.1 ゲイン

MPPC のゲインとは、入射光子が電子に変換され、雪崩増幅されたときの増幅率のことを指す。ゲイン M は、1 ピクセルが 1 光子を検出して発生したパルスの電荷量を Q 、電気素量を e とすると、式 2.3 で表される。

$$M = \frac{Q}{e} \quad (2.3)$$

また、 Q は逆電圧 V_R と降伏電圧 V_{BR} を用いて式 2.4 で表される。

$$Q = C \times (V_R - V_{BR}) \quad (2.4)$$

ここで、 C は 1 ピクセルの容量である。降伏電圧以下になると放電が止まるため、電荷量を求める際には放電終了時に溜まっている電荷分を差し引く。式 2.3, 2.4 より、ピクセルの容量が大きく、逆電圧が高いほどゲインは大きくなるのが分かる。

2.4.2 応答線形性

式 2.4 より、ゲインは 1 ピクセルに対して入射した光子数には依存しないことが分かる。そのため、再充電される前に 1 ピクセルに複数の光子が入射するイベントが増えると、出力の線形性が保てなくなる。MPPC の検出光子数 N_{fired} と入射光子数 N_{in} の関係は、式 2.5 で表される。

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{pixel}} \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{N_{\text{in}} \times \text{PDE}}{N_{\text{pixel}}}\right) \right\} \quad (2.5)$$

ここで、 N_{pixel} は全ピクセル数、PDE は検出効率である。この関係をグラフ化したものを図 2.5 に示す。この図において、PDE は 40% とした。入射光子数が全ピクセルを励起させるほど大きくなると、検出光子数は一定の値に収束し、正しい結果が得られなくなる。その場合、ダイナミックレンジを広くするために、同時に入射する光子に対して十分なピクセル数をもった MPPC を使用する必要がある。

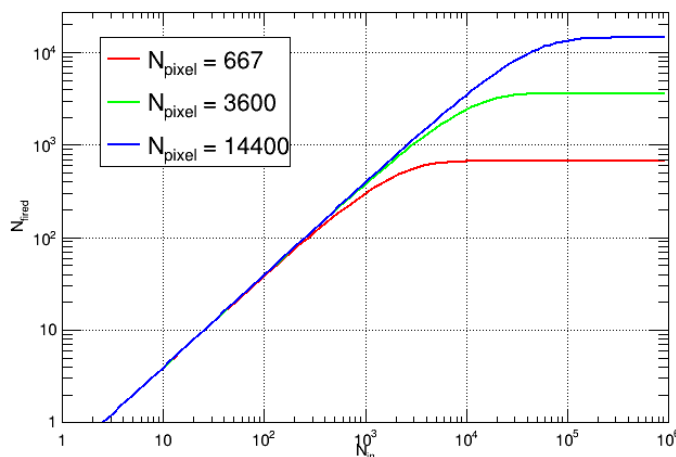


図 2.5: MPPC の検出光子数 N_{fired} と入射光子数 N_{in} の関係 [4]

2.4.3 検出効率

MPPC の光検出感度を表す特性に検出効率がある。検出効率 (PDE) は入射光子数に対して検出できる光子数の割合を示したものであり、式 2.6 で表される。

$$\text{PDE} = \frac{(\text{検出光子数})}{(\text{入射光子数})} \quad (2.6)$$

また、開口率 F_g 、量子効率 QE、アバランシェ確率 (雪崩増幅の発生確率) P_a の積でも表せる。

$$\text{PDE} = F_g \times \text{QE} \times P_a \quad (2.7)$$

開口率とは、1 ピクセルに対して受光部の占める割合のことを指す。MPPC には、後述するクロストークという現象を防ぐため、受光面に不感部分が存在する。一般にピクセル数が多くなるほど開口率は下がり、検出効率は落ちる。また、アバランシェ確率には電圧依存性があり、印加電圧が低いほどその確率は低くなるため、降伏電圧に近い動作状況では検出効率が下がる。

2.5 MPPC のノイズ特性

MPPC は優れた性能をもつ一方、ノイズが大きいという欠点があり、特に微弱光の読み出しにおいてはこのノイズを削減する努力が必要となる。ここでは MPPC で発生するノイズについて詳しく記述する。

2.5.1 暗電流

暗電流とは、暗状態で出力される電流のことをいう。MPPC の暗電流 I_D は、表面リーク電流 I_s 、再結合電流 I_j 、バルク電流 I_b を用いて、式 2.8 で表される。

$$I_D = I_s + I_j + I_b \quad (2.8)$$

この内、バルク電流は空乏層内の電子・正孔対の熱励起によって発生し、雪崩増幅を引き起こす。そのため、式 2.8 において支配的となる。暗電流によるイベントが増加し、信号のイベント数に対して大きくなると、スレッシュホールドやエネルギー分解能が悪くなる。典型的なダークカウントレートと周辺温度の関係を図 2.6 に示す。バルク電流は温度依存性があるため、発生を抑えるにあたって、検出器の周囲温度を下げた状態で実験を行うことが望ましい。

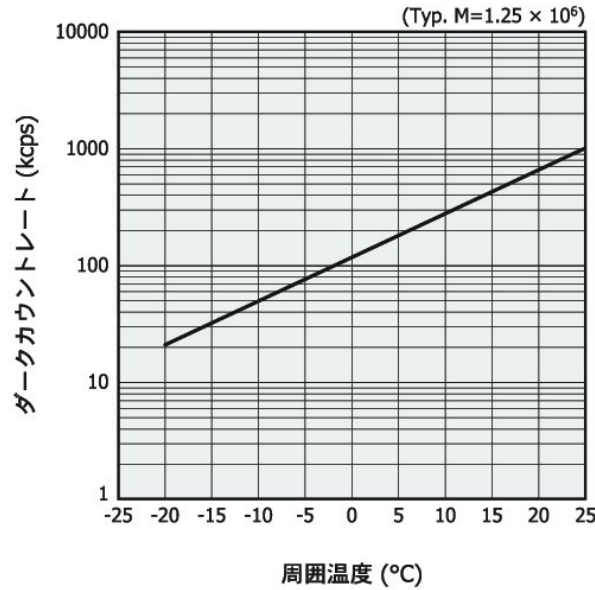


図 2.6: 典型的なダークカウントレートと周辺温度の関係 [4]

2.5.2 アフターパルス

MPPC のピクセルで雪崩増幅が起きたとき、キャリアの一部が半導体内の格子欠陥に捕獲されることがある。捕獲されたキャリアは時間をおいて再放出されるため、雪崩増幅を引き起こすトリガーとなり得る。このように、同一のピクセルにおいて、先に発生したパルスから少し遅れて別のパルスが発生する現象をアフターパルスという。アフターパルスの発生確率には電圧依存性があり、印加電圧が高いほど発生頻度は上がる。典型的なアフターパルスの発生率は 3-8%程度である [4]。

2.5.3 クロストーク

MPPC のピクセルにおいて、光の入射や熱励起により雪崩増幅が起きたとき、その過程で 2 次光子が発生することがある。この時、隣のピクセルがこの光子を検出し、元々反応したピクセルとほぼ同時に出力を行うため、本来よりも大きな光子数を検出してしまふ。この現象をクロストークといい、これが発生する確率をクロストークレートという。クロストークレートもアフターパルスと同様に電圧依存性があり、印加電圧が高いほど発生頻度は上がる。クロストークによって、暗電流のイベントの分布は 1 光子だけでなく 2 光子相当、3 光子相当といった要領でより高い出力まで広がりをもつようになる。これは微弱光のイベントと暗電流のイベントを分離する際に悪影響を及ぼすため、可能な限り発生を抑える必要がある。

クロストークレート $P_{\text{crosstalk}}$ は浜松ホトニクス社の定義 [4] より、式 2.9 のように表される。

$$P_{\text{crosstalk}} = \frac{N_{1.5\text{p.e.}}}{N_{0.5\text{p.e.}}} \quad (2.9)$$

ここで、 $N_{0.5\text{p.e.}}$, $N_{1.5\text{p.e.}}$ とは、暗状態において 0.5, 1.5 光子のしきい値を超えるイベントの総数である。また、クロストークによって発生した 2 次光子が、さらにクロストークを起こす確率を式 2.10 で定義する。

$$P_{2\text{crosstalk}} = \frac{N_{2.5\text{p.e.}}}{N_{1.5\text{p.e.}}} \quad (2.10)$$

ここで、 $N_{2.5\text{p.e.}}$ とは、暗状態において 2.5 光子のしきい値を超えるイベントの総数である。

式 2.9, 2.10 は暗電流によって発生するのが 1 光子のイベントのみであるという仮定のもとに成立している。そこで、暗電流によって偶然同時に 2 ピクセルが反応するレートを求める。 r_1, r_2 を互いに独立なイベントレート、 τ を同時とみなす時間幅とすると、互いに独立なイベントが偶然同時に発生するレート r は、式 2.11 で表される [5]。

$$r = \tau r_1 r_2 \quad (2.11)$$

ここで、イベントを検出する順序に制限がない場合は、式 2.11 の右辺に係数 2 を掛ける。S13360-3050CS(ピクセル数 3600) を 25 度の温度下で動作させた時の典型的なダークカウントレートは、 10^3 kcps である [11]。つまり、1 ns あたりのダークカウントの割合は 10^{-3} となる。よって、1 ピクセルにおける 1 ns あたりのダークカウントの割合は約 3×10^{-7} であると考えられる。また、再充電に要する時間が数 ns であることから、式 2.11 において $\tau = 3\text{ns}$, $r_1 = r_2 = 3 \times 10^{-7}\text{ns}^{-1}$ とし、3600 ピクセルから 2 ピクセルを選ぶ組み合わせ ${}_{3600}C_2$ を考えると、以下のように計算できる。

$$\begin{aligned} r &= 2 \times 3 \times (3 \times 10^{-7})^2 \times {}_{3600}C_2 \\ &\simeq 3 \times 10^{-6} \end{aligned}$$

よって、1 ns あたりに偶然同時に 2 ピクセルが反応する割合は 3×10^{-6} 程度となる。これは 1 ピクセルのみが反応する割合 (10^{-3}) に比べて十分小さいため、ノイズスペクトル上で 2 光子相当以上に出るイベントはクロストークが原因と考えてよい。ただし、この議論は MPPC 後段の回路が十分早いという理想的な場合のものである。回路が遅く、短い時間間隔に生じた 2 つの暗電流イベントが足し合わされて 2 光子相当に見える場合は、式 2.11 の τ に回路の時定数を用いることになり、実質的に暗電流によって 2 光子以上に相当するイベントが生じる場合が無視できないことがある。

第3章 プラスチックシンチレータ+MPPCシステムの基礎特性

本研究の目的は、プラスチックシンチレータと MPPC を組み合わせた測定システムを用いて、放射線源からの信号を読み出し、低エネルギー領域での応答を評価することである。その際に、MPPC の温度、印加する電圧、回路の読み出し速度とシンチレータの減衰時間とのマッチングは、検出器の性能を決める要因となる。そのため、評価を行う前段階として、適切な設定を探すと共に機器の動作確認を行った。

3.1 実験機器のセットアップ

本研究では、プラスチックシンチレータに Eljen Technology 社の EJ-204 を、光検出器に浜松ホトニクス社の MPPC(S13360-3050CS, S12573-100C) を使用した。S12573-100C は第二世代の MPPC であり、従来のモデルに比べてアフターパルスの発生が大幅に抑えられている [12]。S13360-3050CS は第三世代の MPPC であり、このモデルではさらに暗電流、クロストークの発生が抑えられている [11]。それぞれの MPPC の仕様について表 3.1 に示す。

表 3.1: MPPC の仕様 [11][12]

モデル	S13360-3050CS	S12573-100C
ピクセルピッチ (μm)	50	100
有効受光面サイズ (mm^2)	3.0×3.0	3.0×3.0
開口率 (%)	74	78

シンチレータには光漏れを防ぐ目的で、MPPC との接着面を除いた部分にバルカーテープを巻き、光学グリスを用いて MPPC と接着させた。放射線源は ^{55}Fe , ^{109}Cd , ^{241}Am を使用し、クリアパルス社の 5028 型 4CH 前置増幅器、同社の 4077-4 型 4CH FAST/SLOW 波形整形増幅器 (整形時定数 50 ns)、EG&G ORTEC 社の 571 型波形整形増幅器 (整形時定数 0.5 μs) を用いて信号の増幅、整形を行った。信号をデジタル値に変換するにあたって、AMPTEK 社の MCA8000A を使用した。また、検出器の周辺温度の調整のために ESPEC 社の LU-113 型恒温槽を、パルスの情報の確認のためにオシロスコープを用いた。図 3.1 に本実験で使用した機器のセットアップの概略図を示す。また、使用した放射線源と、それらが放射する放射線の内、割合が高いもののエネルギーを表 3.2 に示す。

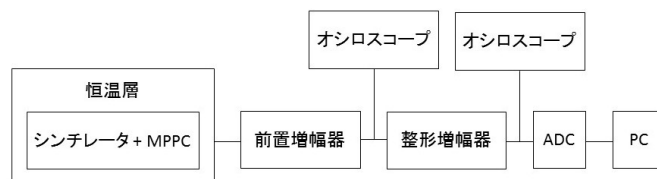


図 3.1: セットアップの概略図

表 3.2: 使用した放射線源 [13]

放射線源	^{55}Fe	^{241}Am	^{109}Cd
	5.89 / 8.54	13.9 / 9.61	22.0 / 29.5
放射線 (keV) / 割合 (%)	5.90 / 17.0	17.8 / 5.78	22.2 / 55.7
		59.5 / 35.9	88.0 / 3.61

本研究では、暗電流の発生率が温度に依存することから、検出器の周辺温度を 20 度、-10 度、-20 度と変更し、性能を比較する実験も行った。この結果は 3.3.3 節で述べる。そこで、オーバー電圧 (降伏電圧からの超過電圧) を議論するにあたって、それぞれの温度における降伏電圧を調べた。その際に、 ^{241}Am を照射し、印加電圧を 0.05 V ずつ変化させながらパルスをおシロスコープで確認し、その波高値が大きく変化した時の印加電圧を降伏電圧とした。

S13360-3050CS において、温度と降伏電圧の測定値・理論値の関係を表 3.3 に示す。理論値を出すにあたって、25 度での降伏電圧が 51.75 V、推奨動作電圧の温度計数が 0.054 V/°C であることを用いた [11]。この表より、測定値と理論値は概ね一致していることが確認できた。以降は測定値を降伏電圧として採用する。

S12573-100C においては 20 度でのみ使用し、その時の降伏電圧は 64.05 V であった。25 度における降伏電圧の理論値は 64.23 V であり、推奨動作電圧の温度計数が 0.060 V/°C であることを用いると、20 度における降伏電圧の理論値は 63.93 V となる [12]。こちらも測定値と理論値は概ね一致している。よって、以降は測定値を降伏電圧として採用する。

表 3.3: MPPC(S13360-3050CS) の温度と降伏電圧の関係

温度 (°C)	20	-10	-20
降伏電圧 (理論値)(V)	51.48	50.13	49.59
降伏電圧 (測定値)(V)	51.85	50.40	49.85

MPPC はゲインが高いため、前置増幅器で信号を増幅するにあたって、サチュレーションを起こさないように注意する必要がある。前置増幅器のゲインは、抵抗と並列に接続したコンデンサの容量に反比例する。一般にコンデンサの容量を大きくすることでゲインを下げるができるが、同時にパルスの立ち上がり時間が長くなってしまいうため、適切な容量のコンデンサを使用する必要がある。ここでは容量の違う 4 種類のコンデンサ (3.3, 5, 8.3, 12.5 pF) を用いて、それぞれのパルスの立ち上がり時間を調べた。その際、

図 3.1 において、クリアパルス社の 9028 型パルサーを用いて鋸歯状波形を前置増幅器に入力し、オシロスコープでその波形を確認した。コンデンサの容量とパルスの立ち上がり時間の関係を表 3.4 に示す。使用したコンデンサにおいては、パルスの立ち上がり時間に大きな差は出なかった。そのため、その中で最も容量の大きい 12.5 pF のコンデンサを使用することとする。

表 3.4: コンデンサの容量とパルスの立ち上がり時間の関係

コンデンサの容量 (pF)	3.3	5	8.3	12.5
立ち上がり時間 (ns)	40	44	44	40

3.2 ADC のオフセット

低エネルギー領域での応答を評価するにあたって、ADC のチャンネル値が低い領域のデータを使用する。その領域においては、ADC の応答が非線形になっていたり、オフセットが乗っていたりする場合がある。そこで、ADC の線形領域とオフセットについて確認した。

図 3.1 において、クリアパルス社の 9028 型パルサーを用いて鋸歯状波形を ADC に入力し、その電圧値をオシロスコープで確認しながら、電圧とチャンネル値の関係を調べた。その結果を図 3.2 に示す。また、0-100 mV の領域を拡大したものを図 3.3 に示す。取得したデータを赤の点、20-1000 mV の範囲で 1 次関数によるフィットを行った結果を黒の点線で示した。これらの図から、20 mV 以上の領域ではほぼ線形であることが読み取れるため、その範囲において 1 次関数でフィットした結果、オフセットは -5.2 チャンネルとなった。よって、リニアリティの評価においては、10 チャンネル (20 mV に対応) 以上の領域を使用し、オフセットは -5.2 チャンネルとする。

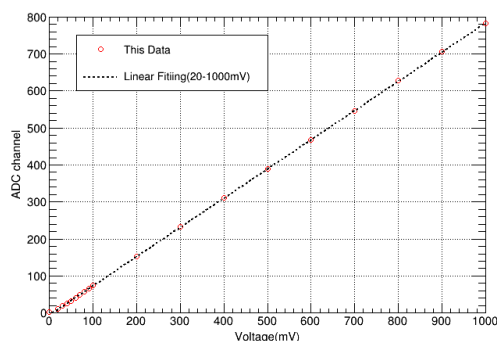


図 3.2: 電圧とチャンネル値の関係

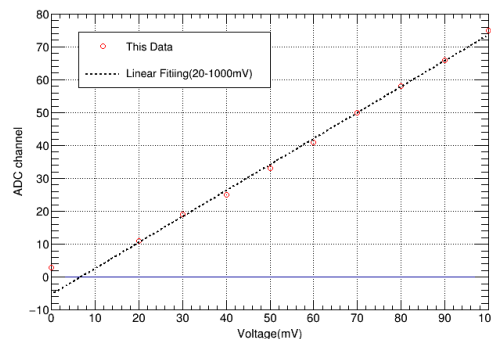


図 3.3: 電圧とチャンネル値の関係 (拡大図)

3.3 動作確認

機器の動作確認と共にパラメータの適切な設定を探るにあたって、エネルギー分解能、ノイズ、1 光子とピークのチャンネルの比を性能比較の指標とする。

- エネルギー分解能

放射線を読み出す際に、検出器の集光率やノイズなどの影響により、同一エネルギーに対してイベント毎に異なるチャンネルの値を返すことがある。これにより、エネルギースペクトルは広がりをもった分布となる。異なるエネルギーに対し光電吸収ピークが接近している場合、この分布の幅が広いと、それぞれのエネルギーを区別することが難しくなるため、分布の幅が狭いほど性能が良い検出器だといえる。エネルギー分解能 R は式 3.1 で定義される。

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} \quad (3.1)$$

FWHM は光電吸収ピークをガウシアンでフィットした時の半値全幅 (分布の幅の半分の値) であり、 H_0 はそのピークの平均のチャンネル値である。ガウシアン標準偏差が σ の時、半値全幅は 2.35σ で与えられる。このエネルギー分解能の定義について図 3.4 に示した。分解能の値が小さいほど検出器の性能が良い事を示す。本研究では、バックグラウンドを差し引くため、1 次関数を加えたガウシアンによってフィッティングを行い、エネルギー分解能を求める。

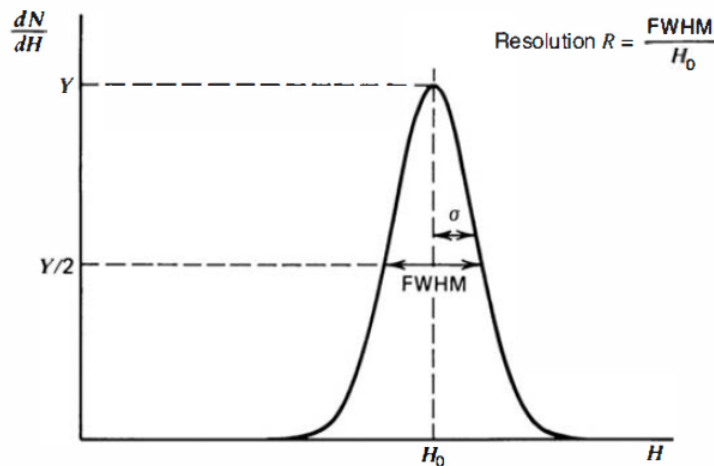


図 3.4: エネルギー分解能の定義 [5]

- ノイズ

前章で説明した通り、MPPC から発生するノイズには温度依存性をもつ暗電流の成分と、電圧依存性をもつアフターパルス、クロストークといった成分がある。外来のノイズは雪崩増幅されないため、MPPC に印加する電圧を調整し、ゲインを大きくすることでその影響を小さくできる。

暗電流は低エネルギー側に分布し、その分布はクロストークの影響によってエネルギーの高い方へと広がる。信号のイベント数に対して暗電流のイベント数が相対的に大きいと、信号が埋もれてしまうため、暗電流の増加は微弱な信号の検出に悪影響を及ぼす。暗電流の発生を抑えるには、MPPC を低温で動作させる必要がある。また、MPPC に印加する電圧を下げることでクロストークの発生を抑えることができるが、同時に検出効率も落としてしまう。そのため、検出できるエネルギーのスレッシュホールドを下げるには、MPPC に印加する電圧を適切な値に設定し、低温で動作させる必要がある。

- 1 光子と光電吸収ピークのチャンネルの比

光電吸収ピークのチャンネルとは、スペクトルの光電吸収イベントにおけるチャンネルの平均値を指し、集光率とゲインに依存する。

集光率が高いとピークのチャンネル値は大きくなり、低エネルギー領域において信号と暗電流を分離しやすくなる。集光率はシンチレータのサイズと MPPC の受光面サイズの関係によって決まる。MPPC の受光面サイズに対してシンチレータのサイズが大きすぎると、MPPC に入射しないシンチレーション光が出てくるため、集光率は悪くなる。一方、シンチレータのサイズが小さすぎると、放射線源のイベントの検出効率が悪くなる。また、光検出器に届く前に失われるシンチレーション光が多くなる。そのため、シンチレータのサイズと MPPC の受光面サイズがマッチした検出器を用いることが望ましい。

一方、ピークのチャンネル値はゲインを上げることによっても大きくなる。しかし、信号と同様に暗電流も増幅されるため、性能の向上には大きく影響しない。ただし、外来ノイズと信号を分離することには繋がる。

性能に大きく影響するのは集光率であるため、それを比較するにあたり、1 光子と光電吸収ピークのチャンネルの比を見る。比をとることで、ゲインによるピークのチャンネルの変化を取り除き、集光率のみの比較が可能となる。この比の値が大きいほど集光率が高く、性能が良いことを示す。

3.3.1 整形時定数による影響

暗電流によるイベントは、回路の読み出しを速くすることで削減が可能である。プラスチックシンチレータの減衰時間は短いため、整形時定数の短い整形増幅器を使用することで、放射線源からの信号をロスせずに暗電流のみをカットできる。そこで、異なる整形時定数にした時の性能の違いを見るため、²⁴¹Am と ¹⁰⁹Cd のスペクトルを、4077-4 型 4CH FAST/SLOW 波形整形増幅器 (50 ns) と 571 型波形整形増幅器 (0.5 μ s) の、整形時定数の異なる 2 つの整形増幅器を用いて取得した。この時、比較がしやすいように、整形増幅器のゲインを調整し、光電吸収ピークのチャンネルを概ね合わせた。使用した MPPC のモデルは S12573-100C である。その他の実験条件を表 3.5 に示す。

表 3.5: 整形時定数変更時の実験条件

実験条件	値
整形時定数 (ns)	50, 500
温度 ($^{\circ}$ C)	20
オーバー電圧 (V)	0.45
シンチレータのサイズ (mm^3)	$5 \times 10 \times 15$

図 3.5 は、50 ns と 0.5 μ s の整形時定数で取得した ²⁴¹Am のスペクトルである。50 ns で取得したスペクトルを青、0.5 μ s で取得したスペクトルを緑で示した。4077-4 型 4CH FAST/SLOW 波形整形増幅器 (50 ns) を用いた場合、950 チャンネルあたりでサチュレーションが見られるが、これは増幅器の最大出力電圧に対応している。59.5 keV のピークにおけるエネルギー分解能は、整形時定数が 50 ns の時 $39.1 \pm 8.1\%$ 、

0.5 μ s の時 $40.8 \pm 6.8\%$ となり、変化はほぼ見られなかった。ただし、50 チャンネル付近のスペクトルに注目すると、整形時定数が短いほうが暗電流を削減できていることが分かる。

図 3.6 は、同じセットアップで取得した ^{109}Cd のスペクトルである。50 ns で取得したスペクトルを青、0.5 μ s で取得したスペクトルを緑で示した。この図より、整形時定数が短いほうが、ピークの山と谷のイベント数の比が大きくなっていることが読み取れる。これは、暗電流が削減されていることを意味する。

これらの結果から、整形時定数を短くすることで暗電流を削減できることが確認できた。 ^{241}Am の 59.5 keV の信号は暗電流に比べて大きく、その影響をほとんど受けなため、整形時定数を変化させても分解能に大きな変化が出なかったのだと考えられる。よって、低エネルギー領域での応答を評価するにあたっては、4077-4 型 4CH FAST/SLOW 波形整形増幅器 (50 ns) を使用することとする。

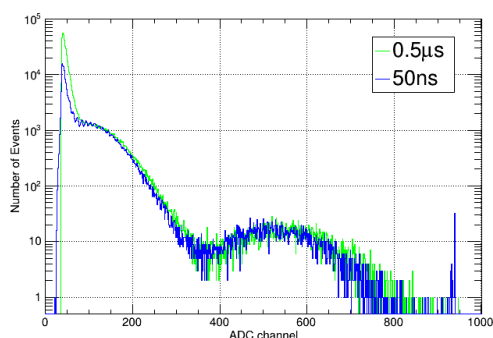


図 3.5: 異なる整形時定数で取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル

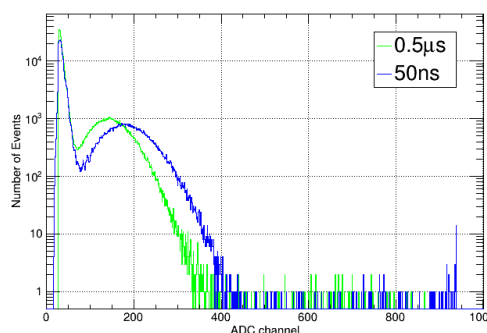


図 3.6: 異なる整形時定数で取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル

3.3.2 MPPC のモデルによる影響

一般に、MPPC のモデルは新しいものほど性能が良く、ノイズの発生が抑えられている。第二世代の MPPC ではアフターパルスが、第三世代の MPPC ではクロストークと暗電流が主に低減されている。ここでは、異なるモデルの MPPC を用いた時の性能の違いを見るため、 ^{241}Am と ^{109}Cd のスペクトルを、S13360-3050CS と S12573-100C を用いて取得した。この時、比較がしやすいようにオーバー電圧を調整し、光電吸収ピークのチャンネルを概ね合わせた。両者の間ではピクセルピッチと開口率が異なるが、受光面のサイズは同じであるため、ピークのチャンネルを合わせることで、ノイズの違いが見えると考えられる。実験条件を表 3.6 に示す。

表 3.6: MPPC のモデル変更時の実験条件

実験条件	値
整形時定数 (ns)	50
温度 ($^{\circ}\text{C}$)	20
シンチレータのサイズ (mm^3)	$5 \times 10 \times 15$

図 3.7 は、S13360-3050CS, S12573-100C を用いて取得した ^{241}Am のスペクトルである。S13360-3050CS を用いて取得したスペクトルを青、S12573-100C を用いて取得したスペクトルを緑で示した。それぞれの

オーバー電圧と、59.5 keV のピークにおけるエネルギー分解能を表 3.7 に示す。分解能は S13360-3050CS を用いた時 $39.2 \pm 2.5\%$ 、S12573-100C を用いた時 $39.1 \pm 8.1\%$ となり、変化はほぼ見られなかった。

S13360-3050CS を用いた際に、0-300 チャンネルあたりにかけてスパイク状のピークが多数見られる。隣り合うスパイク状のピークのチャンネルの差は、1 光子分のチャンネルに対応し、それぞれのピークの分布は増幅率のゆらぎやアフターパルスの影響を受けて広がる。図 3.7 から、S13360-3050CS を用いることでアフターパルスの発生が抑えられた結果、スペクトル上のノイズが削減されていることが分かる。

表 3.7: 異なるモデルの MPPC を用いた際のオーバー電圧とエネルギー分解能の比較

モデル	S13360-3050CS	S12573-100C
オーバー電圧 (V)	1.65	0.45
エネルギー分解能 (%)	39.2 ± 2.5	39.1 ± 8.1

図 3.8 は、同じセットアップで取得した ^{109}Cd のスペクトルである。S13360-3050CS を用いて取得したスペクトルを青、S12573-100C を用いて取得したスペクトルを緑で示した。S12573-100C を用いた場合は、信号のイベントが暗電流のイベントに埋もれてしまっている。つまり、S13360-3050CS は大幅に暗電流を削減できていることが分かる。

これらの結果から、 ^{241}Am の 59.5 keV では MPPC のモデルによる性能の差異は小さいが、低エネルギー領域での応答を評価するにあたっては、より暗電流を削減できる S13360-3050CS を使用する。

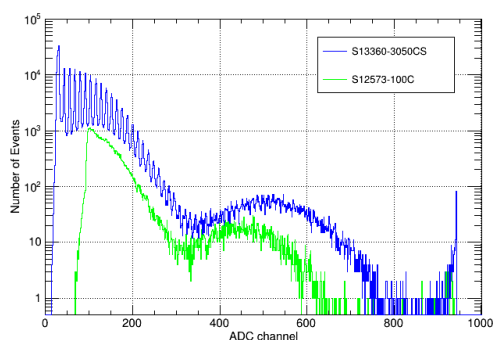


図 3.7: 異なるモデルの MPPC を用いて取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル

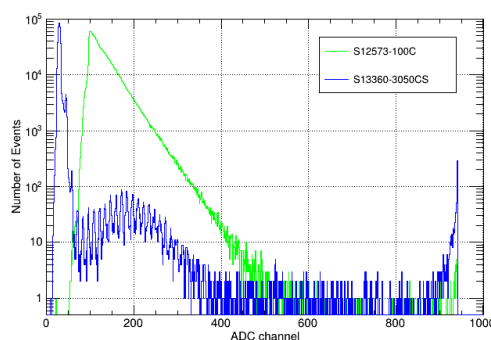


図 3.8: 異なるモデルの MPPC を用いて取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル

3.3.3 周辺温度による影響

暗電流の発生確率は MPPC の温度が高いほど高くなる。そのため、検出器を冷やすことで暗電流の削減が期待される。そこで、検出器の周辺温度による性能の違いを見るため、 ^{241}Am と ^{109}Cd のスペクトルを、20 度、-10 度の温度下で取得した。この時、比較がしやすいように、整形増幅器のゲインを調整し、光電吸収ピークのチャンネルを概ね合わせた。使用した MPPC は S13360-3050CS である。その他の実験条件を表 3.8 に示す。

表 3.8: 温度変更時の実験条件

実験条件	値
整形時定数 (ns)	50
温度 (°C)	20, -10
オーバー電圧 (V)	1.65
シンチレータのサイズ (mm ³)	5 × 10 × 15

図 3.9 は、20 度、-10 度の温度下で取得した ²⁴¹Am のスペクトルである。-10 度で取得したスペクトルを青、20 度で取得したスペクトルを緑で示した。59.5 keV のピークにおけるエネルギー分解能は、20 度の時 $39.2 \pm 2.5\%$ で、-10 度の時 $44.2 \pm 2.5\%$ となり、大きな変化は見られなかった。

図 3.10 は、同じセットアップで取得した ¹⁰⁹Cd のスペクトルである。-10 度で取得したスペクトルを青、20 度で取得したスペクトルを緑で示した。50 チャンネル付近のスペクトルに注目すると、低温で大きく暗電流を削減できていることが分かる。

これらの結果から、²⁴¹Am の 59.5 keV、¹⁰⁹Cd の 22.2 keV の信号は暗電流に比べて大きく、その影響をほとんど受けないため、分解能に大きな変化は出ないが、低エネルギー領域で暗電流が削減できていることは確認できた。よって、低エネルギー領域での応答を評価するにあたって、低温で実験を行う。

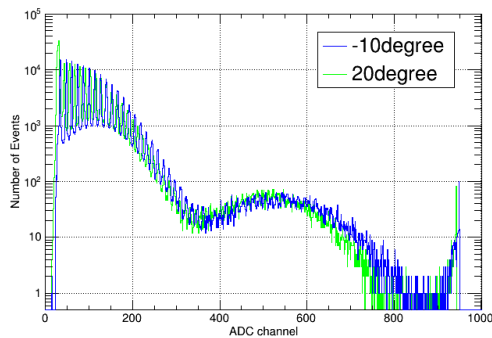


図 3.9: 異なる周辺温度で取得した ²⁴¹Am(59.5 keV) のスペクトル

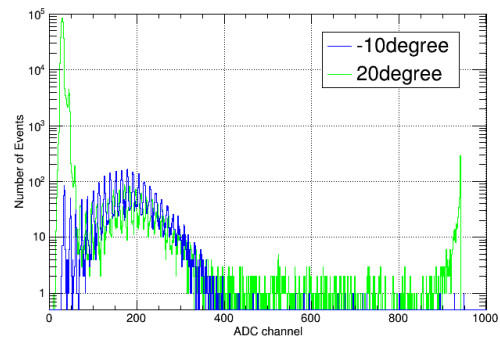


図 3.10: 異なる周辺温度で取得した ¹⁰⁹Cd(22.2 keV) のスペクトル

3.3.4 電圧依存性

MPPC において、ゲイン、クロストークレート、検出効率は電圧依存性をもつ。S13360-3050CS におけるこれらのオーバー電圧特性を図 3.11 に示す。ゲインと検出効率の向上は信号とノイズの分離に繋がる。一方、クロストークレートの向上は実効的なノイズの増加を引き起こし、スレッシュホールドの上昇やリニアリティの悪化をもたらす。オーバー電圧を高くすることで、ゲインと検出効率を高めることができるが、同時にクロストークレートも高めてしまう。そのため、適切なオーバー電圧を探す必要がある。そこで、オーバー電圧を変えながら ²⁴¹Am のスペクトルを取得した。使用した MPPC は S13360-3050CS である。その他の実験条件を表 3.9 に示す。

オーバー電圧と 59.5 keV のピークにおけるエネルギー分解能の関係を表 3.10 に示す。この表から、オーバー電圧を高くするにつれて分解能が良くなっていることが分かる。ただし、オーバー電圧が 2.65 V 以上になると、分解能の変化は小さくなっている。これはゲインの向上によって信号が外来ノイズに対して大きくなり、その影響をあまり受けなくなったためであると考えられる。

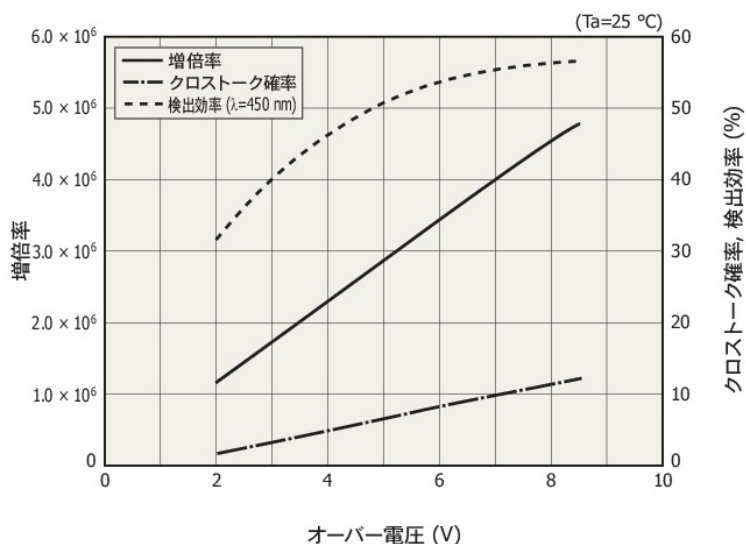


図 3.11: 増倍率、クロストーク確率、検出効率のオーバー電圧特性 (S13360 シリーズ ピクセルピッチ 50 μm)[11]

表 3.9: オーバー電圧変更時の実験条件

実験条件	値
整形時定数 (ns)	50
温度 ($^{\circ}\text{C}$)	20
シンチレータのサイズ (mm^3)	$5 \times 10 \times 15$

表 3.10: オーバー電圧とエネルギー分解能の関係

オーバー電圧 (V)	1.65	2.15	2.65	3.15	3.65
エネルギー分解能 (%)	42.5 ± 1.9	37.6 ± 1.2	32.6 ± 0.9	30.8 ± 0.8	29.1 ± 1.2

次に、図 3.12 にオーバー電圧が 1.65 V, 3.65 V, 4.15 V の時の ^{241}Am のスペクトルを示す。この図から、4.15 V の時の 59.5 keV のピークが歪んでいることが読み取れる。これは、測定システムにおけるリニアリティの悪化が原因である可能性がある。そこで、図 3.1 において、クリアパルス社の 9028 型パルサーを用いて鋸歯状波形を前置増幅器に入力し、前置増幅器、整形増幅器を通した後の波高値をそれぞれ確認した。その結果、オーバー電圧が 4.15 V の時のスペクトルの歪みは、前置増幅器のリニアリティの悪化が原因であることが分かった。つまり、4.15 V 以上のオーバー電圧で動作させると、MPPC のゲインの向上

によって ^{241}Am の 59.5 keV の信号は、前置増幅器がサチュレーションを起こすほどの大電流となり、正しく測定できない。しかし、オーバー電圧が 2.65 V を超えたあたりから、外来ノイズによる影響は十分小さくなっている。よって、測定システム全体のリニアリティが保たれる範囲内で、十分な性能を発揮できるオーバー電圧は 3.65 V であると言える。

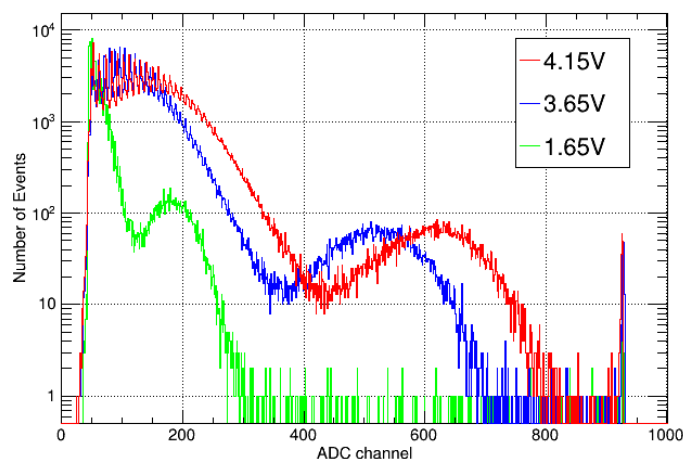


図 3.12: 異なるオーバー電圧で取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル

3.3.5 シンチレータのサイズによる影響

シンチレータのサイズと MPPC の受光面サイズがマッチすると、集光率が上がり、性能が向上する。そこで、シンチレータのサイズによる性能の違いを見るため、 $5 \times 10 \times 15 \text{ mm}^3$ と $4 \times 4 \times 15 \text{ mm}^3$ の異なるサイズのシンチレータを用いて、 ^{241}Am のスペクトルを取得した。ここでは光電吸収ピークのチャンネルの変化を見るため、整形増幅器のゲインは固定した。MPPC は S13360-3050CS(受光面サイズ $3.0 \times 3.0 \text{ mm}^2$) を使用し、その他の実験条件については表 3.11 に示す。

表 3.11: シンチレータのサイズ変更時の実験条件

実験条件	値
整形時定数 (ns)	50
温度 ($^{\circ}\text{C}$)	20
オーバー電圧 (V)	1.65
シンチレータのサイズ (mm^3)	$5 \times 10 \times 15, 4 \times 4 \times 15$

図 3.13 は、異なるサイズのシンチレータで取得した ^{241}Am のスペクトルである。 $4 \times 4 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズで取得したスペクトルを青、 $5 \times 10 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズで取得したスペクトルを緑で示した。この図から、サイズを小さくすることで、光電吸収ピークのチャンネル値が大きくなっていることが読み取れる。それぞれのシンチレータにおける 1 光子と 59.5 keV のピークのチャンネルの比、エネルギー分解能を表 3.12 に示す。この表より、分解能にはあまり差がないが、 $4 \times 4 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズのシンチレータの方が、1 光

子と光電吸収ピークのチャンネルの比の値が大きくなっていることが分かる。サイズを小さくしたことによって、比の値は 1.34 倍変化した。

表 3.12: 異なるサイズのシンチレータにおける性能の比較 (^{241}Am)

サイズ (mm^3)	$5 \times 10 \times 15$	$4 \times 4 \times 15$
チャンネルの比	35.2	47.1
エネルギー分解能 (%)	41.8 ± 2.9	42.1 ± 1.2

図 3.14 は、同様のセットアップで取得した ^{109}Cd のスペクトルである。 $4 \times 4 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズで取得したスペクトルを青、 $5 \times 10 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズで取得したスペクトルを緑で示した。それぞれのシンチレータにおける 1 光子と 22.2 keV のピークのチャンネルの比を、表 3.13 に示す。22.2keV のピークのチャンネルについては、ガウシアンとみなせる範囲でフィッティングを行い、そこで出た平均値 (実際には極大値にあたる) を採用した。 ^{241}Am での結果と同様に、 $4 \times 4 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズのシンチレータにすることで、1 光子と光電吸収ピークのチャンネルの比の値は大きくなった。サイズを小さくしたことによる比の値の変化は 1.25 倍となった。

これらの結果から、低エネルギー領域での応答を評価するにあたって、より集光率の高い $4 \times 4 \times 15 \text{ mm}^3$ のサイズのシンチレータを用いる。

表 3.13: 異なるサイズのシンチレータにおける 1 光子と光電吸収ピークのチャンネルの比 (^{109}Cd)

サイズ (mm^3)	$5 \times 10 \times 15$	$4 \times 4 \times 15$
チャンネル比	12.2	15.3

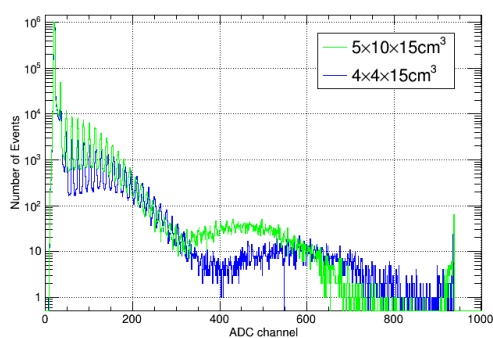


図 3.13: 異なるシンチレータのサイズで取得した ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル

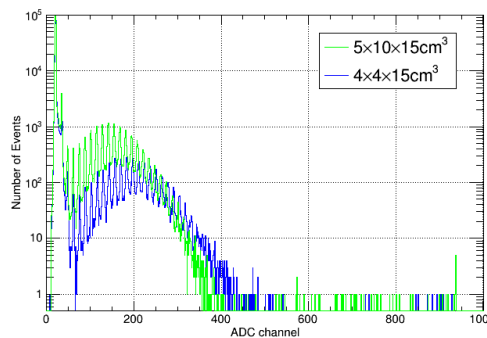


図 3.14: 異なるシンチレータのサイズで取得した ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル

第4章 低エネルギー領域での応答の評価

前章の結果から、プラスチックシンチレータと MPPC を組み合わせた検出器において、回路の読み出しを速くし (整形時定数 50 ns)、MPPC を低温 (-10 度以下) で動作させることで暗電流を大きく削減できることが確認できた。また、印加電圧、シンチレータのサイズの適切な設定を得ることができた。これらを反映させ、今後低エネルギー領域での応答を評価するための実験条件を、表 4.1 にまとめる。MPPC のモデルは S13360-3050CS を使用する。

表 4.1: 低エネルギー領域での応答を評価する際の実験条件

実験条件	値
整形時定数 (ns)	50
温度 (°C)	-20
オーバー電圧 (V)	3.65
シンチレータのサイズ (mm ³)	4 × 4 × 15

4.1 低エネルギー領域での応答

低エネルギー領域での応答を評価するにあたって、検出できるエネルギーのスレッシュホールドとリニアリティの確認を行う。スレッシュホールドが低いほど微弱光の検出に優れているといえる。本研究ではまず、⁵⁵Fe(5.9 keV) の信号に対応した光子数を求め、スレッシュホールドを確認する。一般にエネルギーと光子数の関係は、2.1 節で述べたクエンチング効果によって、低エネルギー側で非線形になることが知られている。そこで、非線形性も評価するため、⁵⁵Fe(5.9 keV)、²⁴¹Am(59.5 keV)、¹⁰⁹Cd(22.2 keV) を用いて、エネルギーと光子数の関係を求める。また、⁵⁵Fe のスペクトルを評価する際には、検出される光子数分布が少ないためポアソン統計に従うことを考慮し、クロストークによる影響も取り込む。

4.1.1 ⁵⁵Fe のスペクトルの評価

ここでは、⁵⁵Fe のスペクトルと、同じセットアップで取得した暗状態 (放射線を照射しない状態) でのスペクトルを用いて、5.9 keV の信号に対応する光子数を求める。図 4.1 に、⁵⁵Fe のスペクトルと暗状態でのスペクトルを示す。⁵⁵Fe(暗電流のイベントを含む) のスペクトルを青、暗状態でのスペクトルを緑で示した。暗状態でのスペクトルには鋭いピークと、そのピークの 1 割程度のイベント数をもった、平均のチャンネル値が 10 チャンネルほど高い、緩やかなピークが連続して分布している。以後、鋭いピークをメインピーク、緩やかなピークをサブピーク、これら 2 つをまとめてピークと呼ぶことにする。

まず、1光子目のピークがADCのトリガースレッシュホールドの設定によりカットされていないかどうかの検証を行った。トリガースレッシュホールドとは、信号入力時にそれを出力するかどうかを決める閾値のことを指す。トリガースレッシュホールド以下にピークが存在しないことを確認したのち、暗状態でスペクトルを取得した。そのスペクトルからダークカウントレート(単位時間あたりの暗電流によるイベント数)を求め、データシートに記載されている値と比較した。図4.1の暗状態でのスペクトルにおいて、ダークカウントレートを計算すると約4 kcpsとなった。また、図2.6より、温度を25度から-20度に下げることによって、ダークカウントレートは2桁程度減少することが分かる。S13360-3050CSにおける25度の温度下でのダークカウントレートの典型値は500 kcpsであるため、この値から2桁程度下がると考えると測定値と概ね一致する[11]。そのため、1光子目のピークはカットされていないと判断した。よって、図4.1において、最も低エネルギー側にある(10チャンネル程度に位置する)ピークが1光子のイベントを示す。

暗電流のイベントは1光子のイベントだけでなく、クロストークの影響を受けて、2光子、3光子、といった要領でより高い出力まで広がりをもって分布しており、 ^{55}Fe の5.9 keVの信号のイベントと重なっている。このままでは光子数を求める上で有効なフィッティングが行えないため、暗電流成分を差し引いて ^{55}Fe からの信号のみを抽出する。その際、 ^{55}Fe のスペクトルと、同じセットアップで取得した暗状態でのスペクトルを用いて、live timeを考慮した上で同じチャンネル値に対応するイベント数を差し引いて求める。この時、暗電流のイベントの寄与が大きいところでは、差し引きの際の系統誤差により、信号のイベントを正しく求められない場合がある。

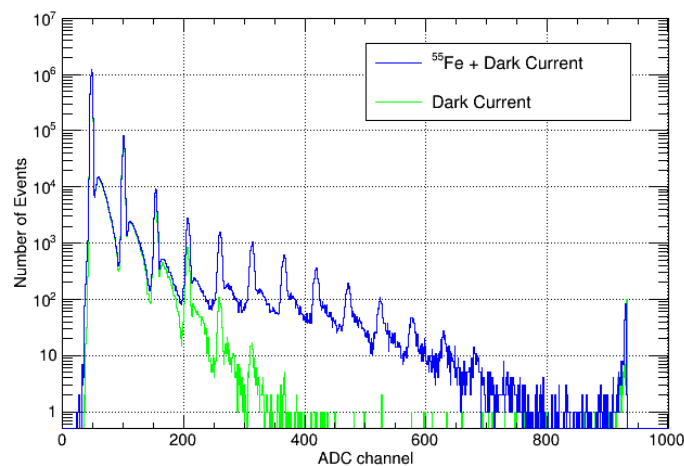


図 4.1: ^{55}Fe (5.9 keV, 暗電流成分を含む) と暗電流のスペクトル

暗電流成分を差し引いた ^{55}Fe のスペクトルを図4.2に示す。この図において、緑の実線が ^{55}Fe のスペクトルから暗電流成分を差し引いたものである。この時、イベント数が負の値となったものは全て0とした。1光子目、2光子目のピークに注目すると、イベント数が0となるチャンネルが多く存在する。つまり、暗電流イベントの系統誤差が大きいため、信号のイベントを正しく表せていない。そのため、3光子目のピーク以降のイベントを使用する。

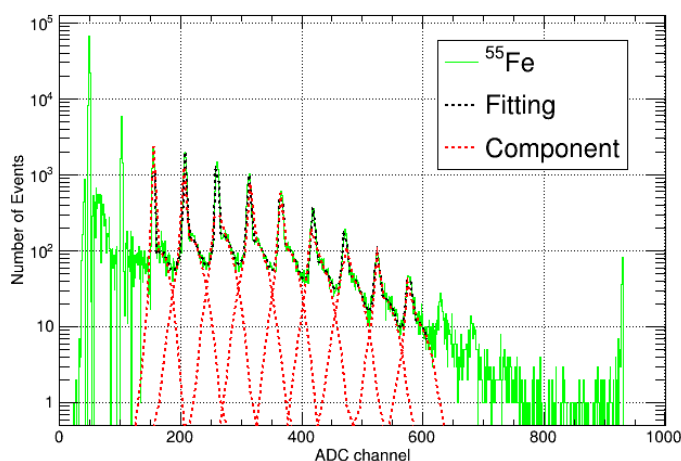


図 4.2: 暗電流成分を差し引いた ^{55}Fe (5.9 keV) のスペクトルとフィット結果

リニアリティを評価する上で、放射線源からの信号のエネルギーと、それに対応する光子数の情報が必要となる。同じエネルギーの X 線がシンチレータに入射し、反応しても、シンチレーション光子数の統計的ゆらぎや、集光率の影響により、MPPC が検出する光子数にはばらつきが出る。特に低エネルギー領域においては、検出される光子数が少なく、ポアソンゆらぎによる影響が顕著に表れる。取得したスペクトルにおいて、入射した X 線のエネルギーが十分大きく、光電吸収ピークをガウシアンで表すことができる場合は、ガウシアンでフィットする。それを行うことで得られた平均のチャンネル値を、1 光子のピークのチャンネル値で割ることによって光子数を求める。一方、 ^{55}Fe の 5.9 keV の信号のようにエネルギーが小さい場合は、ポアソン分布によるフィッティングを行い、光子数を求める。

始めに、 ^{55}Fe の 5.9 keV の信号を離散的な光子数分布に直す。図 4.2 より、それぞれのピークは隣り合ったピークまで広がりをもって分布している。隣り合ったピークからの影響を除去するにあたり、以下の作業を行う。まず、各メインピーク、サブピークに対してガウシアンを用いてフィッティングし、パラメータを得る。次に、3 光子目から 11 光子目までのスペクトルに対して、複数のガウシアンの和を用いてフィッティングする。12 光子目以降のデータは統計が少なく、フィッティングが難しいため使用しない。ここで、この関数のパラメータは、各メインピーク、サブピークに対してフィッティングした際に得られたパラメータの値付近で探すように設定する。新たに得たパラメータから、スペクトルの構成要素として、各メインピーク、サブピークをガウシアンとして分離できる。さらに、各光子数に対応した 2 つのガウシアン (メインピーク、サブピーク) の和をとり、その関数を積分することで、隣り合ったピークからの影響を取り除いたイベント数を求めることができる。図 4.2 において、黒の点線は複数のガウシアンの和によるフィット結果であり、赤の点線はそれを構成する、2 つのガウシアン (各メインピーク、サブピーク) の和である。

2 光子目と 12 光子目のピークについてはフィッティングを行っていないため、3 光子と 11 光子のイベントは、隣のピークからの影響を加味できていない。そこで、隣のピークからの影響を加味して得たイベント数 (メインピーク、サブピークの和) と、加味せずに得たメインピークのイベント数の比を求めることで、3 光子と 11 光子のイベント数を導出する。これはメインピークが狭い範囲に分布し、イベント数がサブピークの 10 倍程度と多いため、隣のピークからの影響をほとんど受けないことを利用している。この比を式 4.1

のように定義し、4光子から10光子までのイベントを対象に計算した。

$$(\text{Ratio}) = \frac{N_{\text{NC}}}{N_{\text{C}}} \quad (4.1)$$

ここで、 N_{NC} は隣のピークからの影響を加味せずに得たメインピークのイベント数、 N_{C} は隣のピークからの影響を加味して得たイベント数 (メインピーク、サブピークの和) である。この比を4光子から10光子まで求め、それらをプロットしたものを図4.3に示す。この図において、比の値は光子数に比例すると仮定し、1次関数によるフィッティングを行った。そこで得たパラメータから3光子と11光子における比の値が求まるため、データから得た N_{NC} を用いて、式4.1より N_{C} を導出する。

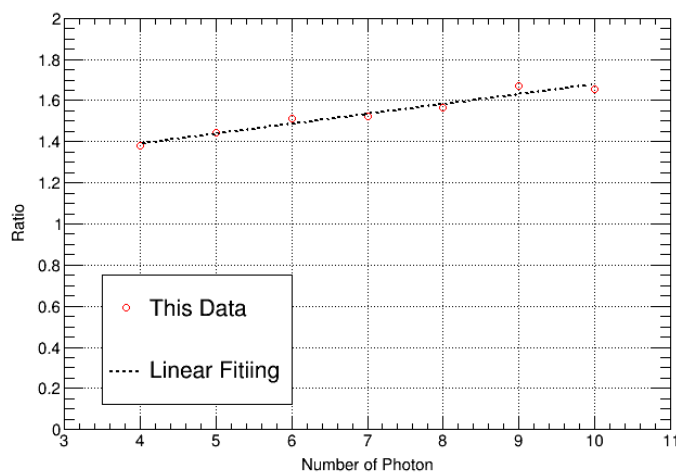


図 4.3: 補正の有無におけるイベント数の比

図4.4は各光子数とそれに対応したイベント数 (N_{C}) の関係を示したものであり、緑の棒グラフが求めたイベント数であり、青の点線がそれをポアソン分布でフィッティングした結果である。フィッティングによって得たパラメータから、平均光子数は4.68と求まった。しかし、フィット結果は8光子目以降のデータを系統的に下回っており、単純なポアソン分布のみでのフィッティングでは不十分であることが分かる。そこで、クロストークによる影響を考える。クロストークによって、本来検出される光子数より大きな光子数として検出されるイベントが発生すると、イベントの分布は高い光子数側に広がる。よって、クロストークを加味したポアソン分布によるフィッティングを行うことで、8光子目以降のデータとフィット結果との差が縮まり、より正確な平均光子数を求めることができると期待される。

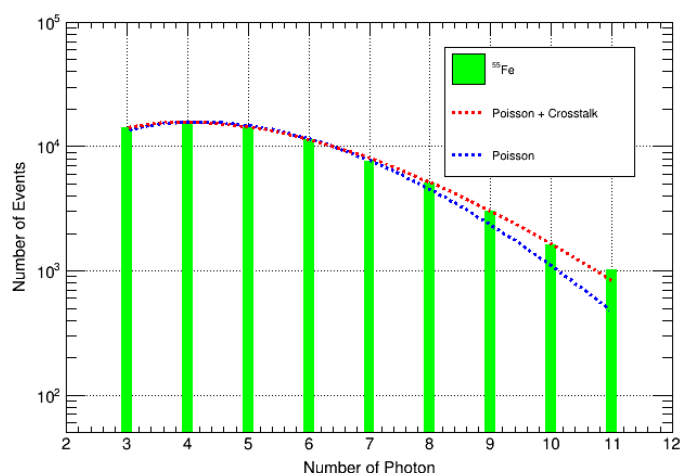


図 4.4: ^{55}Fe (5.9 keV) に対する光子数-イベント数の関係

クロストークを加味したポアソン分布によるフィッティングを以下で行う。図 4.1 における暗電流のスペクトルを用いて、式 2.9, 2.10 よりクロストークレートを算出する。まず、 ^{55}Fe の 5.9 keV の信号を離散的な光子数分布に直した時と同様の方法で、隣り合うピークからのイベントの漏れこみを補正した。 $N_{0.5\text{p.e.}}$ については、1 光子から 6 光子に対応したイベント数を足し合わせるにより求めた (7 光子以降はイベント数が少ないため無視した)。また、 $N_{1.5\text{p.e.}}$ については、 $N_{0.5\text{p.e.}}$ から 1 光子に対応したイベント数を差し引くことで求めた。 $N_{2.5\text{p.e.}}$ についても同様の手順で求めた。これらの計算結果を表 4.2 にまとめた。クロストーク回数は、1 光子に対してクロストークが起こり、2 次光子が発生した場合に 1 回、さらに 2 次光子に対してクロストークが起こり、3 次光子が発生した場合に 2 回とした。クロストークが 3 回起こる確率は 1%未満であったため無視した。単純に考えると、クロストークが 2 回起こる確率は 1 回起こる確率の 2 乗程度になるはずだが、予想より 40%以上大きくなっており、その原因は分かっていない。

表 4.2: クロストークレート

クロストーク回数	1	2	3
確率 (%)	8.49	1.04	0.145

続いて、ポアソン分布にクロストークを加味した関数を考える。ある x 光子目のイベント数は、ポアソン分布に従った値に、 x 未満の光子数として検出されるはずであったイベントの、クロストークによる流入分を加え、同様に流出分 (x より大きい光子数として検出されるイベント) を差し引くことで求められる。図 4.4 における赤の点線が、クロストークを加味したポアソン分布によるフィット結果である。この図から、クロストークを加味することで、8 光子目以降においてフィット結果がデータに近づいたことが分かる。8 光子目のイベントを例にとると、データとフィット結果の差がクロストークを加味しない場合 12%であったのに対し、クロストークを加味することで 0.90%と大幅に小さくなった。よって、クロストークを加味してフィッティングを行うことで、より正確な平均光子数を求められることが分かる。フィッティングによって得たパラメータから、平均光子数は 4.25 と求めた。単純なポアソン分布でのフィッティングによって得た値は、この値の 1.10 倍となっている。つまり、クロストークによって平均光子数が 10%増加しているこ

とが分かる。また、検出できた限界の光子数が3であったことと、5.9 keVのエネルギーが4.25光子に対応することを用いてスレッシュホールドを計算するとその値は4.16 keVとなり、目標値(〜3 keV)には届かないもののおおよそ近い値が得られた。

4.1.2 リニアリティの評価

^{55}Fe (5.9 keV)の信号に対応する光子数が求めたので、続いて ^{241}Am (59.5 keV), ^{109}Cd (22.2 keV)の信号に対応する光子数を、1光子と光電吸収ピークのチャンネルの比から求める。その際、クロストークによって平均光子数が10%増加することを考慮に入れ、補正する(クロストークを加味せずに得た値を1.1で割る)。

^{241}Am と ^{109}Cd のスペクトルを取得し、比の値を計算した。図4.5に、 ^{241}Am と ^{109}Cd のスペクトルを示す。スペクトル取得の際、光電吸収ピークのチャンネルの比較のため、整形増幅器のゲインは固定した。

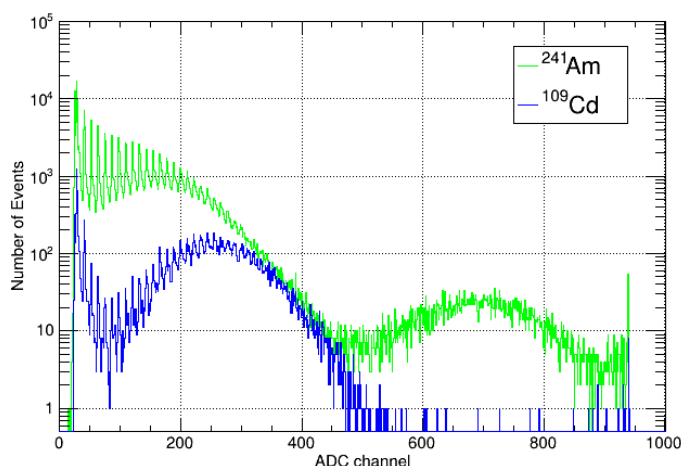


図 4.5: ^{241}Am (59.5 keV), ^{109}Cd (22.2 keV) のスペクトル

1光子と光電吸収ピークのチャンネルの比を求めるにあたって、1光子のピークがトリガースレッシュホールドの設定によりカットされていないかどうかを確認し、1光子のピークのチャンネルを決定する必要がある。そこで、トリガースレッシュホールド以下にピークが存在しないことを確認したのち、暗状態でスペクトルを取得した。そのスペクトルを図4.6に示す。ダークカウントレートを計算すると約4kcpsとなったため、1光子のピークはカットされていないと判断した。また、重みを考慮し、1光子のピークのチャンネルはメインピークの平均値を用いた。

図4.7に、信号のエネルギーとそれに対応する平均光子数の関係を示す。赤の点がデータで、黒の点線が22.2 keV, 59.5 keVに対応するデータ点を1次関数でフィットしたものである。この図より、信号のエネルギーとそれに対応する平均光子数の関係は非線形になっていることが分かる。これは、5.9 keVの信号において、シンチレータ内でクエンチングが起こったために生じたと考えられる。22.2 keVの信号においてはクエンチングが起こっていないと仮定した上で、22.2 keV, 59.5 keVに対応するデータ点を1次関数でフィットし、クエンチング効果が起こらない場合の5.9 keVの信号に対応する平均光子数を求めた。その

値とデータの値を比較すると、5.9 keV の信号においてクエンチングが起こることで、検出される光子数は24%ほど少なくなることが分かった。

より正確にリニアリティを評価するには、エネルギーをさらに細かく取る実験が必要である。そのため、 ^{109}Cd (88.0 keV), ^{152}Eu (40.1 keV), ^{57}Co (14.4 keV) などを使用した追加実験を行うことが今後の課題である。今後使用する予定の放射線源を表 4.3 にまとめた。

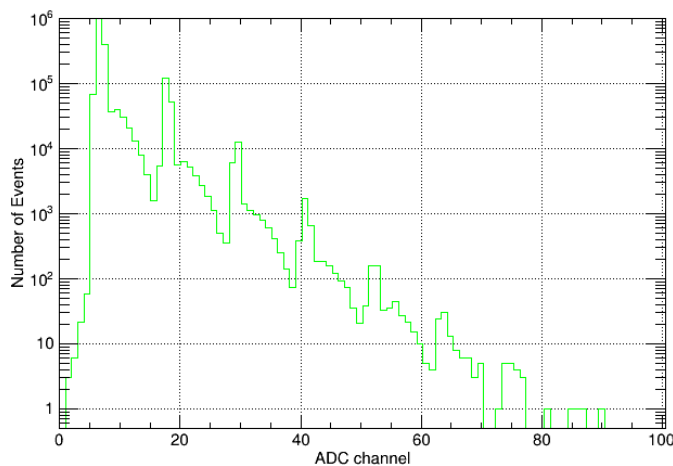


図 4.6: 20 度の温度下で取得した暗電流のスペクトル

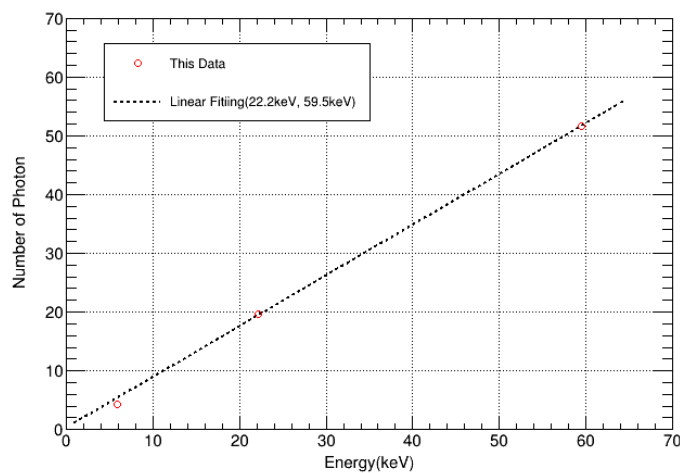


図 4.7: 信号のエネルギーに対応する光子数

表 4.3: 使用予定の放射線源 [13]

放射線源	^{109}Cd	^{152}Eu	^{57}Co
	22.0 / 29.5	40.1 / 38.3	14.4 / 9.16
放射線 (keV) / 割合 (%)	22.2 / 55.7	122 / 28.6	122 / 85.6
	88.0 / 3.61	344 / 26.5	136 / 10.7

4.2 コインシデンス法を用いた測定

4.1.1 節で求めたスレッシュホールドは目標値 ~ 3 keV に達していない。さらなるノイズ低減にはコインシデンス法が有効であると考えられる。コインシデンス法とは、複数の検出器で同時に検出されると期待されるイベントを、時間情報を利用して抽出するという手法である。これにより、ノイズが複数の検出器で偶然同時に検出される場合を除き、ノイズイベントをカットすることができる。よって、散乱体でコンプトン散乱し、吸収体で光電吸収したイベントにおいてノイズを低減し、スレッシュホールドを下げるできると期待される。

ここでは準備段階として、コインシデンス法を用いた読み出しシステムの動作確認を行う。そのため、 ^{241}Am からほぼ同時に発生する α 線と γ 線を利用し、コインシデンスを取る。さらに、コインシデンス法を用いた際のノイズ削減率を定量評価し、理論値と比較する。

4.2.1 セットアップと測定方法

この実験では、プラスチックシンチレータに ^{241}Am がドープされた Am パルサーを使用した。この Am パルサーは Eckert & Ziegler 社製のもので、高さ 2 mm、直径 10 mm の円柱状をしている。これが放射する放射線の内、割合が高いもののエネルギーには表 3.2 に示したものに加え、5485.56 keV(割合 84.5%, α 線)がある [13]。 ^{241}Am は α 崩壊から 67 ± 2 ns 後に γ 線を放射する [14]。そこで、 α 線を Am パルサーと PMT(浜松ホトニクス社製の R7899 ZL4068) で読み出し、 γ 線を外付けのプラスチックシンチレータと MPPC(浜松ホトニクス社製の S13360-3050CS) で読み出すことにより、コインシデンスを取る。使用した PMT には同社の高圧電源 (C4900-51) が付属している。PMT の受光面サイズは $\phi 22$ mm で、入射窓から高さ 1 cm の磁気シールドが施されている。Am パルサーは発泡スチロールを用いて PMT の入射窓に固定した。外付けのプラスチックシンチレータには Eljen Technology 社の EJ-204($4 \times 4 \times 15$ mm³) を使用し、3.1 節と同様にして MPPC と接着させた。外付けのプラスチックシンチレータにおける、MPPC と接着していない 4×4 mm² の面を、Am パルサーの平面から 2 cm 程度距離をとって設置した。また、検出器の周辺温度の調整のために ESPEC 社の LU-113 型恒温槽を用いた。

PMT, MPPC はどちらもシマフジ電機社の FADC Board(Flash ADC Board) に接続した。このボードは PoGOLite 実験のために開発されたものであり、アナログ信号を処理する 16 ch の入力ポート、CSA(Charge Sensitive Amplifier)、差動出力オペアンプ、また A-D 変換を行う 2 つの ADC(Texas Instruments 社の ADS5295) と FPGA(Xilinx 社の Spartan6) から構成される。CSA のオペアンプにはアナログ・デバイセス社の AD8057 を、差動出力オペアンプには同社の AD8138 を使用している。また、CSA の時定数は $2.2 \mu\text{s}$

である [15]。CSA, 差動出力オペアンプでアナログ信号の増幅を行った後、A-D 変換を行い、パルスのベースラインとピークの差を測定する。

検出器の周辺温度は 20 度に固定し、MPPC のオーバー電圧を 4.15 V、PMT のコントロール電圧を 4.50 V とした。PMT の印加電圧はコントロール電圧の 250 倍である [16]。トリガースレッシュホールドについては、PMT 側では α 線のイベントが 1000-3000 ch の範囲に分布することを確認したため、1000 ch に設定した。また、dead time の増加を防ぐため MPPC 側では 60 ch に設定した (この条件での MPPC のダークカウントレートは ~ 500 cps)。

この FADC Board は、以下に述べる条件で PMT と MPPC のコインシデンスイベントを取得する。まず、PMT または MPPC 側において波高値がトリガースレッシュホールドを超えた際にイベントを取得し、その時刻を記録する。その際、どちら側でトリガーしたかについての情報は記録されない。その時刻から 500 ns 間に、もう一方の検出器側において波高値が 10 ch を超えていた場合、PMT, MPPC 側のデータをそれぞれ 2hit イベントとして保存する。波高値が 10 ch を超えていなかった場合、トリガーした検出器側のデータのみを 1hit イベントとして保存する。したがって、以下の条件を満たしたものが 2hit イベントとして保存される。

- (1) PMT 側でトリガー (波高値が 1000 ch を超える)、かつ 500 ns 間に MPPC 側で波高値が 10 ch を超える
- (2) MPPC 側でトリガー (波高値が 60 ch を超える)、かつ 500 ns 間に PMT 側で波高値が 10 ch を超える

また、以下の条件を満たしたものが MPPC 側の 1hit イベントとして保存される。

- (3) MPPC 側でトリガー (波高値が 60 ch を超える)、かつ 500 ns 間に PMT 側で波高値が 10 ch を超えない

ノイズ削減率の評価を行う上で、MPPC 側で波高値が 60 ch 以上となるイベントを比較する。そのため、ここでは MPPC 側で波高値が 60 ch 未満となるイベントについては無視し、2hit イベントを以下のように分離した。

- (1)' PMT, MPPC 側での波高値がそれぞれ 1000 ch, 60 ch 以上
- (2)' MPPC 側での波高値が 60 ch 以上、かつ PMT 側での波高値が 10 ch 以上 1000 ch 未満

PMT 側での波高値が 1000 ch 未満の時、 α 線は発生していないと考えられるので、(2)' では ^{241}Am のイベントを取得できない。よって、MPPC 側での波高値が 60 ch 以上となるイベントの内、 ^{241}Am の α 崩壊に伴って生じたもの (1)' をコインシデンス法を用いて取得したイベントとし、 ^{241}Am の α 崩壊に関わらず生じたもの (1)'+(2)'+(3) をコインシデンス法を用いずに取得したイベントとする。

4.2.2 ^{241}Am のスペクトルの評価

上で示したセットアップで Am パルサーのスペクトルを取得した。測定時間は 5400 s であり、dead time はその 5% 程度であった。図 4.8 は、コインシデンス法を用いることによるスペクトルの変化を示している。コインシデンス法を用いずに取得したスペクトルを緑、コインシデンス法を用いて取得したスペクトルを

青で示した。また、図 4.9 に、60-200 ch の範囲で拡大したスペクトルを示す。図 4.8 より、スペクトルの形状から 60-200, 200-700, 700-1500, 1500- ch の範囲で分けて考える。

Am パルサーは 1 秒あたり 3700 崩壊と強度が弱いため、考察に先立ち、Am パルサーの約 100 倍の強度をもつ ^{241}Am の放射線源を用いて、同じセットアップでデータを取得し、スペクトルを確認した。図 4.10 は、コインシデンス法を用いずに MPPC 側で取得した ^{241}Am のスペクトルである。この図から、59.5 keV の光電吸収ピークは 1100 ch 付近で見られ、700-1500 ch にかけて広がりをもって分布することがわかる。よって、図 4.8 の 700-1500 ch にかけて分布するイベントは、59.5 keV の光電吸収によるものであると考えられる。また、200-700 ch にかけて分布するイベントも Am パルサーからの信号 (60 keV のコンプトン散乱または低エネルギー X 線の光電吸収) によるものであることが分かる。

図 4.8 のコインシデンス法を用いずに取得したスペクトルにおいて、1500-2000 ch にかけて一様に分布しているイベントが見られる。これらのイベントの発生源を調べるため、同じ測定時間、セットアップで暗状態でのスペクトルを MPPC 側で取得し、検出器を厚さ 5 cm の鉛ブロックで囲んだ場合との比較を行った。図 4.11 は、鉛ブロックでの遮蔽の有無によるスペクトルの変化を示している。遮蔽せずに取得したスペクトルを緑、遮蔽して取得したスペクトルを青で示した。200 ch 以上のイベントについて、遮蔽していない場合は 47 イベント、遮蔽した場合は 4 イベントが検出された。3300 ch 付近ではサチュレーションが起きている。イベント数のポアソンゆらぎによる誤差を考慮し、200 ch 以上のイベントの遮蔽による削減率を求めると、 $91.5 \pm 4.4\%$ となった。よって、200 ch 以上のイベントの大部分は環境放射線によるものであると考えられる。したがって、図 4.8 の 60-200, 1500-2000 ch にかけて分布するイベントはそれぞれ暗電流、環境放射線によるものであると考えられる。

ここで、ノイズ削減率を求める。図 4.9 の 60-100 ch においては、2 つのスペクトルがほぼ同じ形状であるため、Am パルサー由来の信号によるイベントの寄与が少ないと考えられる。よって、この範囲でイベント数をそれぞれ積分し比較した結果、コインシデンス法を用いることでノイズを 2.6×10^{-3} 程度まで削減できることが分かった。

ここで、ノイズ削減率の測定値を理論値と比較する。まず、コインシデンス法を用いて取得したイベント (1)' のダークカウントレート r_C を考える。これは、PMT での α 線イベントと MPPC での暗電流イベントの偶然同時であり、式 2.11 を用いることができる。よって r_C は、トリガースレッショルドを 60 ch に設定した際の MPPC のダークカウントレート r_{dark} と Am パルサーの強度 r_{pulser} を用いて式 4.2 で表される。

$$r_C = 2\tau r_{\text{dark}} r_{\text{pulser}} \quad (4.2)$$

続いて、コインシデンス法を用いずに取得したイベント (1)'+(2)'+(3) のダークカウントレート r_{NC} を考える。これはトリガースレッショルドを 60 ch に設定した際の MPPC のダークカウントレートそのものである。よって、 r_{NC} は式 4.3 で表される。

$$r_{\text{NC}} = r_{\text{dark}} \quad (4.3)$$

したがって、式 4.2, 4.3 より、削減率は式 4.4 で表される。

$$2\tau r_{\text{pulser}} \quad (4.4)$$

ここで、 $\tau = 500 \text{ ns}$, $r_{\text{pulser}} = 3700 \text{ cps}$ であるから、削減率は 3.7×10^{-3} と求まり、測定値とほぼ一致する。以上より、コインシデンス法を用いた読み出しシステムの動作確認ができた。

今後はコインシデンス法を用いてスレッシュホールドの定量評価を行う予定であり、その見通しについて簡単に説明する。実験では散乱体と吸収体を使用し、散乱体に落とされるエネルギーが 5.9 keV 程度になるように散乱角度を調整する。使用する予定の放射線源は強度が 3000 kcps の ^{241}Am (59.5 keV) であり、散乱角度は約 90 度に調整する。

ここで、放射線源と散乱体、また散乱体と吸収体を密着させた際に期待される、コインシデンスが取られるレートの計算を行う。その際、散乱体にプラスチックシンチレータ、吸収体に CsI シンチレータを使用し、散乱体、吸収体はすべて 1 cm 角の立方体であることを想定した。よって、放射線源から散乱体、また散乱体から吸収体に光が入射する確率は 10%程度であると期待される。また、表 3.2 より 59.5 keV の放射線の放出割合を 36%、その放射線が散乱体でコンプトン散乱を起こす確率を 16%(反応断面積 $0.17 \text{ cm}^2/\text{g}$)、散乱体からの光が吸収体で光電吸収を起こす確率を 100%(反応断面積 $1.2 \text{ cm}^2/\text{g}$) とした [17]。したがって、コインシデンスが取られるレート r'_C は以下のように計算できる。

$$r'_C = 3 \times 10^6 \times 0.1 \times 0.1 \times 0.36 \times 0.16 \times 1$$

$$\sim 1.7 \text{ (kcps)}$$

これは実験を行う上で十分なレートであると考えられる。実際には散乱角度をなるべく一定にするため、散乱体と吸収体のある程度離す必要があると考えられる。そのため、取得イベントレートとノイズレートの比を見ながら、適切な条件を探る実験を行うことになる。

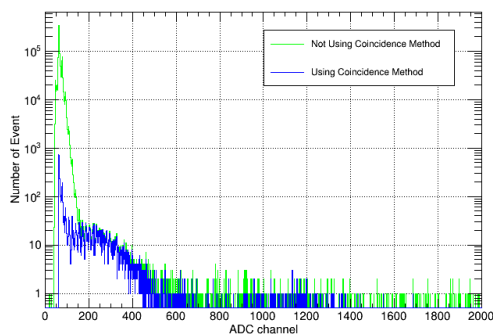


図 4.8: コインシデンス法を用いることによるスペクトルの変化

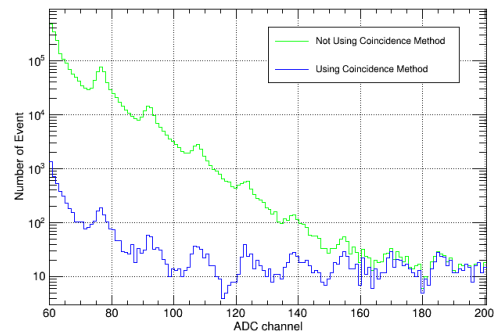


図 4.9: コインシデンス法を用いることによるスペクトルの変化 (拡大図)

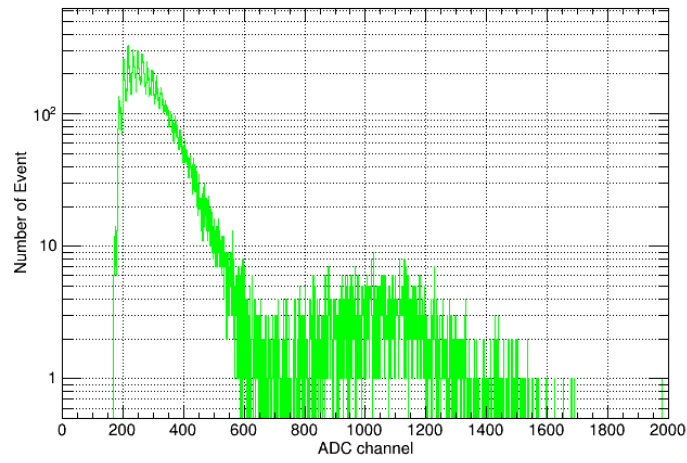


図 4.10: ^{241}Am (59.5 keV) のスペクトル

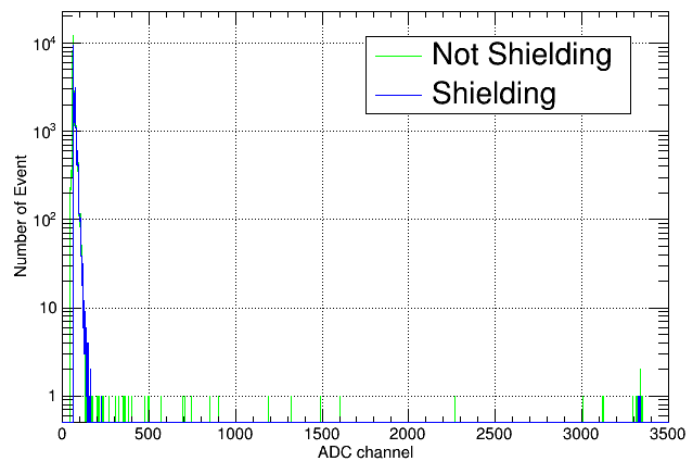


図 4.11: 鉛ブロックでの遮蔽の有無によるスペクトルの変化

第5章 まとめと今後

本研究では、プラスチックシンチレータとMPPCを組み合わせた検出器において、硬 X 線偏光観測で用いることを念頭に、低エネルギー側での応答の評価を行った。MPPC はゲインと量子効率が高く、低い電圧で動作し、小型で磁場に強いという利点をもつ一方で、暗電流の発生率が高いという欠点がある。そのため、微弱光を検出するにあたって、暗電流の発生を抑える工夫が必要となる。そこで、第3章では動作確認を兼ねつつ、信号と暗電流を分離するための適切な実験条件を探った。第4章では、 ^{55}Fe (5.9 keV) の信号を検出できるかどうかの確認を行ったのち、 ^{241}Am (59.5 keV)、 ^{109}Cd (22.2 keV) を用いてリニアリティを評価した。

第3章では、回路の読み出しを速くし、MPPC を低温で動作させ、印加電圧を適切な値に調整し、シンチレータのサイズをMPPCの受光面サイズとマッチさせることで、信号と暗電流をより分離できることが分かった。第4章では、適切な実験条件のもと、 ^{55}Fe (5.9 keV) の信号に対応する平均光子数を求めた。その際、クロストークによる影響を加味することで値が正確に求まった(単純なポアソン分布でのフィッティングによって得た値は、この値の1.10倍)。また、スレッシュホールドは ~ 4 keV となった。 ^{55}Fe (5.9 keV)、 ^{241}Am (59.5 keV)、 ^{109}Cd (22.2 keV) を用いてエネルギーと光子数の関係を求めた結果、非線形性を確認することができた。この結果は、5.9 keV の信号においてクエンチングが生じたと考えることで理解でき、22.2 keV 以上で完全に線形であると仮定した場合、クエンチングによる光量の減少は5.9 keV で24%であることが分かった。より正確にリニアリティを評価するには、エネルギーをさらに細かく取る実験が必要である。また、コインシデンス法(時間幅 500 ns, Am パルサーの強度 3700 cps) を用いることでノイズを 2.6×10^{-3} 程度まで削減することができた。今後はスレッシュホールドの目標値 ~ 3 keV の達成・確認に向けて、コインシデンス法を用いた際のスレッシュホールドの定量評価も行う予定である。

謝辞

本論文を作成するにあたり協力して下さった多くの皆様、ありがとうございました。水野先生には基礎知識や実験手法のほか、問題に直面した際の解決法などを教えていただきました。また、どんな質問においても丁寧に対応して下さったことに感謝しています。ひろたかさんには実験がうまく行かない際に、多くの助言を頂きました。大橋さんには修士論文の執筆でお忙しい中、実験のサポートをして下さいました。中岡さんと内田さんにも多くの助言を頂きました。皆様には大変感謝しています。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] M. C. Weisskopf, et al., 1977, ApJ 220, L117
- [2] M. Forot, et al., 2008, ApJ 688, L129
- [3] M. Chauvin, et al., 2015, MNRAS 000, 1
- [4] 浜松ホトニクス 「光半導体素子ハンドブック」
- [5] Glenn F. Knoll 「放射線計測ハンドブック (第4版)」 オーム社 (2013)
- [6] JAXA 「すざく」の硬 X 線検出器
(<http://www.isas.jaxa.jp/j/special/2008/suzaku/19.shtml>)
- [7] 浜松ホトニクス フォトンカウンティング
(<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/technology/innovation/photoncounting/index.html>)
- [8] K. Tuneyoshi, et al., 2008, Astropart.Phys. 30, 72
- [9] JAXA 「ひとみ」(ASTRO-H)の観測装置
(http://fanfun.jaxa.jp/countdown/astro_h/instruments.html)
- [10] 浜松ホトニクス 光電子増倍管断面図
(<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/technology/innovation/photocathode/index.html>)
- [11] 浜松ホトニクス 「S13360 シリーズ データシート」
- [12] 浜松ホトニクス 「S12573 シリーズ データシート」
- [13] The Lund/LBNL Nuclear Data Search
(<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/index.asp>)
- [14] V.A. Morozov, et al., 2009, Romanian Journal of Physics 56, 1
- [15] 大橋 礼恵 「宇宙硬 X 線偏光検出器 PoGO+の感度向上のための中性子バックグラウンド除去」 修士論文 (広島大学, 2017)
- [16] 浜松ホトニクス 「C4900 シリーズ データシート」
- [17] XCOM: Photon Cross Sections Database
(<https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>)