

2016 年度
学士論文

不安定核反応実験のための γ 線検出器アレー CATANA の性能評価

東京工業大学 理学院 物理学系
13B15533
山田啓貴

指導教員 中村隆司

2017/2/16

概要

中性子過剰核で特徴的に現れるピグミー共鳴の強度測定によって、核物質の状態方程式に制限を加えることができると期待されている。ピグミー共鳴の測定を不安定核で行う場合、励起エネルギーの再構成には不変質量法を用いる。不変質量の再構成のためには反応後に放出される γ 線を含む全粒子の運動量を測定することが必要である。ピグミー共鳴からの脱励起では、粒子放出とともに娘核から複数の γ 線が放出される可能性が高いため、検出効率の高い γ 線検出器を使用することが重要となる。

そこで我々はCsI(Na)結晶を用いた新型 γ 線検出器アレーCATANAを建設した。CATANAは200個のCsI(Na)シンチレータで構成され、光速の60%の不安定核ビームから放出される1MeVの γ 線に対して約56%の検出効率を持つよう設計されている。CATANAは理化学研究所RIビームファクトリーにてSAMURAIスペクトロメータと組み合わせてピグミー共鳴測定に用いられる予定である。

2016年秋に、まず100個のCsI(Na)結晶を用いての組み立てが完了した。そこで、標準 γ 線を用いて、現在のCATANAに対する性能評価(検出効率の線源位置依存性及び磁場への応答の測定)を行った。本論文では、CATANAの性能評価の結果について報告する。

目次

第 1 章 序	1
第 2 章 中性子過剰核におけるピグミー双極子共鳴の測定	5
2.1 実験手法	5
2.1.1 クーロン分解反応	5
2.1.2 不変質量法	6
2.1.3 ドップラー補正	7
2.2 実験装置	8
第 3 章 γ 線検出器の概要	10
3.1 γ 線の検出原理	10
3.1.1 γ 線と物質の相互作用	10
3.1.2 シンチレータ	12
3.2 シンチレータの比較	13
3.3 光電子増倍管	14
3.3.1 光電子増倍管の原理	14
3.3.2 ゲインの HV 依存性	14
3.3.3 磁場の影響	14
3.4 新型 γ 線検出器アレー CATANA の概要	15
3.4.1 CATANA の特徴	15
3.4.2 結晶と PMT の接着	17
3.4.3 現在の CATANA	19
3.4.4 回路	21
第 4 章 実験	22
4.1 検出効率の位置依存性	22
4.1.1 測定の目的	22
4.1.2 検出効率	22
4.1.3 使用線源	23
4.1.4 原点、軸の取り方	24
4.2 磁場への応答	26
4.3 測定の目的	26
4.3.1 評価の方法	26
4.3.2 磁場対策のセットアップ	26
4.3.3 CATANA 付近の磁場	30

第 5 章	結果と議論	33
5.1	検出効率の位置依存性	33
5.1.1	アドバック	33
5.1.2	原点における検出効率	35
5.1.3	ターゲットチェンバーの影響	38
5.1.4	z 軸上における検出器の線源位置依存性	40
5.1.5	y 軸上における検出器の線源位置依存性	44
5.2	磁場への応答	47
5.2.1	エネルギースペクトルの比較	47
5.2.2	測定	47
5.2.3	磁場対策	49
5.2.4	磁場対策の効果に対する考察	51
第 6 章	まとめと今後の展望	53
6.1	まとめ	53
6.2	今後の展望	53

目 次

1.1	^{124}Sn の光子吸収断面積	1
1.2	^{132}Sn の光子吸収断面積	2
1.3	^{68}Ni のエネルギースペクトル	3
1.4	PDR の強度	3
1.5	PDR の強度と中性子スキンの厚さの相関	4
2.1	クーロン分解反応	5
2.2	^{52}Ca の崩壊図	6
2.3	γ 線のドップラー効果	7
2.4	γ 線のドップラー効果	8
2.5	RIBF のセットアップ	9
2.6	SAMURAI のセットアップ	9
3.1	γ 線と物質の相互作用	10
3.2	鉛の γ 線吸収断面積	12
3.3	PMT の構造	14
3.4	PMT の磁場依存性	15
3.5	CATANA の完成予想図	16
3.6	CATANA の完成予想図 2	17
3.7	結晶の図面	18
3.8	結晶の図	18
3.9	結晶と PMT の接着	19
3.10	結晶と PMT の接着 (写真)	19
3.11	現在の CATANA の断面図	20
3.12	現在の CATANA (写真)	20
3.13	CATANA 回路図	21
4.1	光電ピークのカウント数	22
4.2	使用線源の崩壊図	24
4.3	原点、軸の取り方	25
4.4	対策 1 の図面	27
4.5	上下流の鉄板	28
4.6	側面の鉄板	28
4.7	対策 1 の図面	29
4.8	パーマロイの追加	29
4.9	円筒+上下流型モデル (対策 1)	30
4.10	円筒+上下流+上下左右平板型モデル (対策 2)	30

4.11	CATANA 付近の磁場 (対策前、y 軸上)	31
4.12	x=0,y=300mm における磁場	32
5.1	同時に検出された結晶の数	33
5.2	アドバックの例	34
5.3	アドバック前後のエネルギースペクトルの比較	35
5.4	検出効率のエネルギー依存性	36
5.5	検出効率のエネルギー依存性 (シミュレーション)	37
5.6	検出効率のエネルギー依存性の比較	38
5.7	検出効率のエネルギー依存性の比較 2	39
5.8	検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs ,z 軸上)	40
5.9	検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na ,z 軸上)	41
5.10	層ごとの検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs ,z 軸上)	42
5.11	層ごとの検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na ,z 軸上)	42
5.12	検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs ,z 軸上)	43
5.13	検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na ,z 軸上)	43
5.14	検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs ,y 軸上)	44
5.15	検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na ,y 軸上)	44
5.16	検出効率の位置依存性 (y 軸上、最上流側の結晶)	45
5.17	検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs ,y 軸上)	46
5.18	検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na ,y 軸上)	46
5.19	エネルギースペクトルの比較	47
5.20	ゲイン変化の角度依存性	48
5.21	分解能変化の角度依存性	48
5.22	ゲイン変化の角度依存性 (対策 1 の後)	49
5.23	分解能変化の角度依存性 (対策 1 の後)	50
5.24	ゲイン変化の角度依存性 (対策 2 の後)	51
5.25	分解能変化の角度依存性 (対策 2 の後)	51

表 目 次

3.1	無機シンチレータの比較	13
3.2	ビームに対する角度ごとの結晶の厚さ	16
4.1	使用線源	23
5.1	原点における検出効率	36
5.2	測定結果とシミュレーション結果の比較 (検出効率)	37
5.3	アルミニウムに対する吸収係数と透過する確率	39

第1章 序

原子核に特徴的な集団励起モードに巨大共鳴がある。巨大共鳴の様々なモードの中でも最もよく知られたモードとして巨大双極子共鳴 (GDR: Giant Dipole Resonance) が挙げられる。GDR は、原子核に光子を吸収させた際に現れる電気双極子 (E1) 応答であり、巨視的には中性子流体と陽子流体が逆位相で振動していると理解される。また微視的には核内の核子が励起された 1 粒子- 1 空孔状態の重ね合わせと解釈されている。GDR は、ほとんどの安定核で確認されており、その励起エネルギー E_x は $E_x \sim 80 \cdot A^{-1/3} \text{MeV}$ と質量数 A に依存し、共鳴幅は 2.5~5MeV であることがわかっている。[1]

原子核の電気双極子遷移においては特別なモデルによらず、一つの始状態から他のすべての終状態に至る E1 遷移強度の総和が一定値になることが知られており、これは総和則 (sum rule) と呼ばれる。この総和則は光吸収断面積に適用でき、基底状態からすべての終状態に至る断面積の総和が以下のように求めることができる。

$$\int \sigma_{\gamma}(E1)d\omega = 60 \cdot \frac{NZ}{A} \text{ (MeV mb)} \quad (1.1)$$

実験で観測された GDR の積分値はこの総和値のほぼ 100% を占める。[2]

図 1.1 は ^{124}Sn の光子吸収断面積を示したものであり、横軸に光子のエネルギー (MeV)、縦軸に光子吸収断面積 (mb) をとったものである。[3] 黒点が測定結果、赤線が測定結果をフィットして得たローレンツ分布関数を示す。10MeV から 20MeV 付近の光子吸収断面積が大きくなっている部分が巨大双極子共鳴である。 ^{124}Sn における GDR の励起エネルギーは 15.5 MeV、共鳴幅は 4.8 MeV、GDR の強度が総和則値に占める割合は 116% と測定された。GDR の強度が和則値を上回っているのは、実際には核力の交換力の効果が含まれるためである。

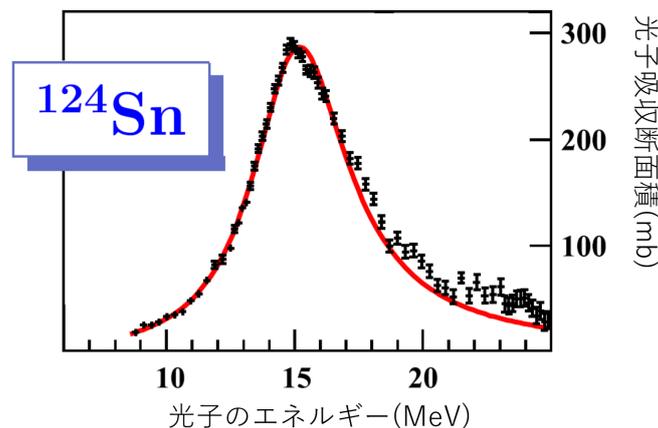


図 1.1: ^{124}Sn の光子吸収断面積。[3] 黒点は測定点、赤線はローレンツ分布。

ピグミー共鳴 (PDR: Pygmy Dipole Resonance) は、GDR より低い励起エネルギーを持つ電気双極子応答であり、中性子過剰核で特徴的に現れる。1950 年代から 1960 年代に行われた熱中性子捕獲反応の

実験において、多くの原子核で γ 線強度が5~7MeVのあたりで強くなる現象が見られ、これがピグミー共鳴と名付けられ研究が始まった。理論的には、1971年に初めて流体力学モデルによってバレンス中性子(中性子スキン)とコアの振動であるという解釈がなされた。理論的研究によりPDRの強度から中性子スキンの厚さなどの情報が得られると考えられ、最終的に核物質の状態方程式に制限を加えることができるかと期待されている。[4]

近年、加速器技術の発達によって不安定な中性子過剰な原子核を大強度のビームとして生成することができるようになり、不安定な中性子過剰核におけるPDRの測定が可能となった。2005年には ^{130}Sn , ^{132}Sn のPDRの測定実験が行われた。[3] 図1.2はその ^{132}Sn の光子吸収断面積を示したものであり、横軸に光子のエネルギー(MeV)、縦軸に光子吸収断面積(mb)をとったものである。黒点が測定結果、緑点線がGDR、赤線がGDRとPDRの合計を示す。15MeVから20MeV付近に見られる大きなピークがGDRであり、10MeV付近の小さなピークがPDRである。PDRは ^{130}Sn , ^{132}Sn のほか、 ^{68}Ni においても見つかっており、その励起エネルギーがそれぞれ10.1(7)MeV, 9.8(7)MeV, 9.55(17)MeVであると測定された。[3][5] ^{68}Ni については理論計算との比較によりPDRの強度が総和則値に占める割合が2.8(5)%と計算された。

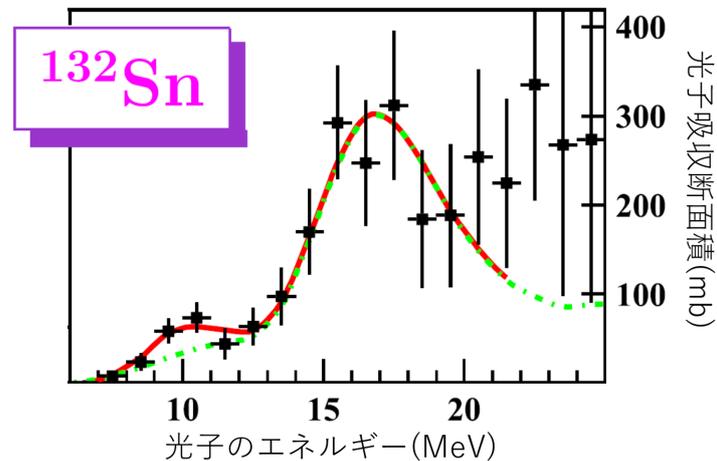


図 1.2: ^{132}Sn の光子吸収断面積。[3] 黒点は測定点、緑点線は GDR、赤線は GDR と PDR の合計。

^{68}Ni の PDR に関しては $\text{Pb}(^{68}\text{Ni}, ^{68}\text{Ni} \gamma)\text{Pb}$ も行われている。図 1.3 にその反応における γ 線スペクトルを示す。点線は統計モデルによる予測(3~5 MeVで規格化)を示しており、赤点線がターゲット、青点線がビームに対応し、緑線はその和を示す。低エネルギー側ではエネルギースペクトルは指数関数でよく表せているが、11 MeV 付近に統計モデルの予測にはないピークがあり、PDR の存在を示唆している。11MeV は ^{68}Ni の 1 中性子分離エネルギー以上であり、これは非束縛エネルギー領域に存在する PDR からの脱励起において ^{68}Ni の基底状態への γ 崩壊が起きていることを示唆している。

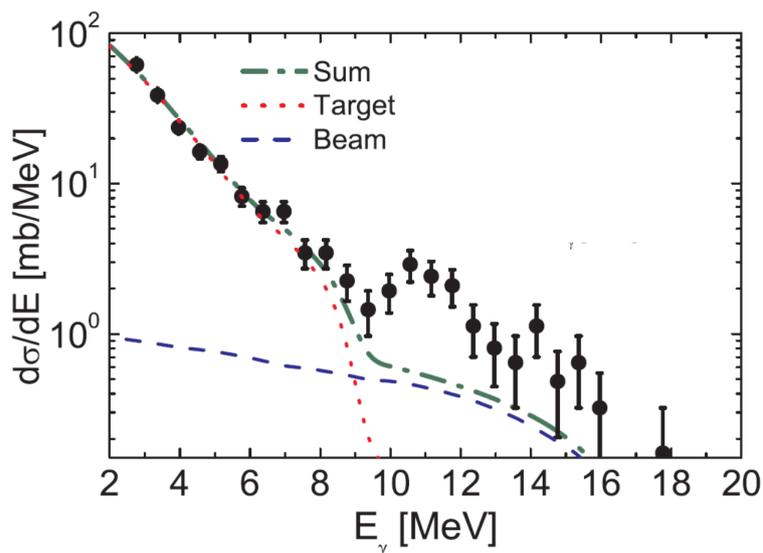


図 1.3: ^{68}Ni のクーロン分解反応における γ 線のエネルギースペクトル。点線は統計モデルによる予測。

中性子過剰な Ca 同位体においては ^{48}Ca から ^{54}Ca にかけて PDR の強度が急激に増加することが理論的に示唆されている。[6] 図 1.4 は、PDR の強度の中性子数による変化を示したものであり、横軸は中性子数、縦軸は PDR の強度である。Ca 同位体において中性子数が 28 から 34、すなわち ^{48}Ca から ^{54}Ca にかけて PDR の強度が急激に増加していることがわかる。また図 1.5 は ^{52}Ca (左図) と ^{54}Ca (右図) における PDR の強度と中性子スキンの厚さの相関を示したものであり、横軸は中性子スキンの厚さ (fm)、縦軸は PDR の換算遷移確立 ($e^2\text{fm}^2$) である。 ^{52}Ca , ^{54}Ca は特に PDR の強度と中性子スキンの厚さに強い相関が見られることがわかり、これらの核の PDR の強度測定によって中性子スキンの厚さについての知見が得られることが期待される。[7] 我々は 2017 年に中性子過剰な Ca 同位体のピグミー共鳴の測定実験を行う予定である。

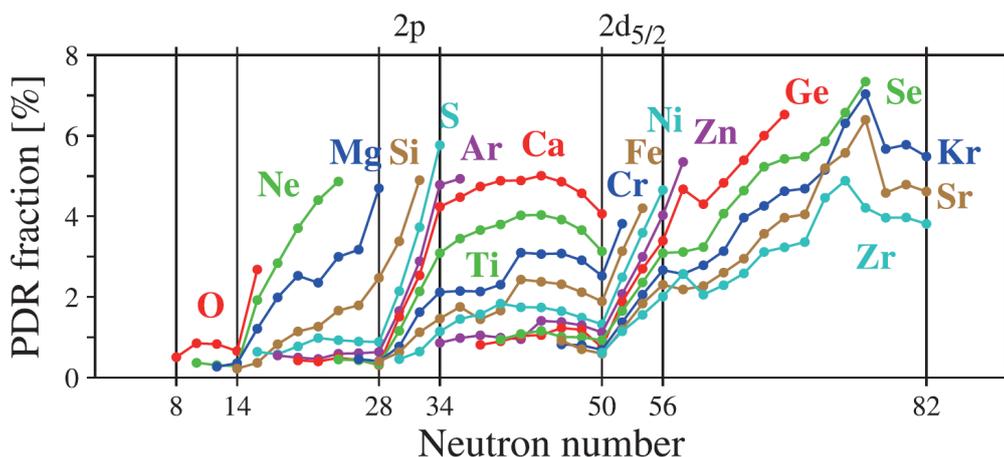


図 1.4: PDR の強度。[6] ^{48}Ca から ^{54}Ca にかけて PDR の強度が急激に増加している。

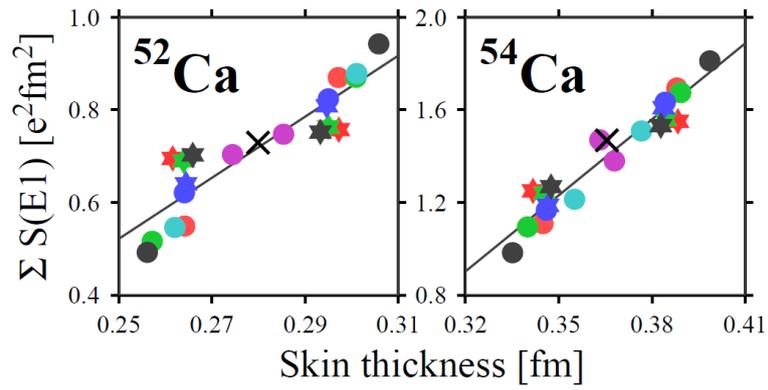


図 1.5: ^{52}Ca (左図) と ^{54}Ca (右図) における PDR の強度と中性子スキンの厚さの相関。[7]

本論文では、中性子過剰な Ca 同位体の PDR の測定実験のために建設された γ 線検出器アレー CATANA の性能評価 (検出効率の位置依存性及び磁場への応答) について述べる。2 章ではピグミー共鳴の測定実験の手法と実験装置について、3 章では γ 線検出器について、4 章では本実験の手法について、5 章ではその結果と結果に対する議論について、6 章ではまとめと今後の展望について述べる。

第2章 中性子過剰核におけるピグミー双極子共鳴の測定

我々は2017年に、中性子過剰なCa同位体の電気双極子応答の測定実験を計画している。実験は理化学研究所のRIビームファクトリーでSAMURAI(Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radioisotope beams)スペクトロメータを用いて行われる。本章ではその実験の手法及び実験装置について述べる。

2.1 実験手法

Ca同位体のピグミー共鳴の測定実験では、クーロン分解反応によって生成された全粒子の測定を行い、不変質量法によって励起エネルギーを再構成するという方法を用いる。またこの際に検出する γ 線は光速の約60%の速さを持つ粒子から放出されるためドップラー効果の補正が必要である。以下では、クーロン分解反応、不変質量法及びドップラー補正について述べる。

2.1.1 クーロン分解反応

入射粒子をPbのような原子番号の大きな標的に高速で入射させると、入射粒子は標的との電磁相互作用によって励起される(クーロン励起)。これは入射粒子が標的からの仮想光子を吸収することに相当する。この電磁相互作用により粒子分離エネルギー以上まで入射粒子が励起されると、複数の粒子に分解する。この反応をクーロン分解反応という。 ^{52}Ca のクーロン分解反応を例にすると、図2.1に示すように ^{52}Ca はクーロン分解反応によって ^{51}Ca と中性子に分解する。このとき分解片である ^{51}Ca が励起状態にある場合は、さらに γ 線を放出して ^{51}Ca の基底状態へ遷移する。

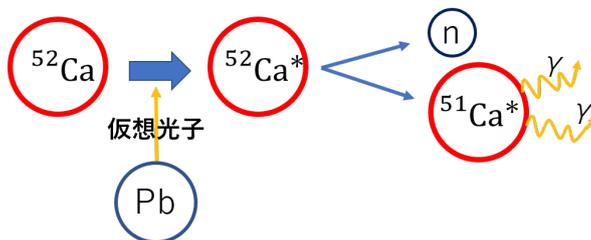


図 2.1: ^{52}Ca のクーロン分解反応の模式図。 ^{52}Ca は Pb 標的からの仮想光子を吸収して励起されることによって、 ^{51}Ca と中性子に分解する。分解後の ^{51}Ca が励起状態であれば γ 線を放出して基底状態に遷移する。

2.1.2 不変質量法

図 2.2 は ^{52}Ca の励起状態からの崩壊の様子を示す。クーロン励起によって ^{52}Ca が 1 中性子分離エネルギーより上まで励起されると、すぐに ^{51}Ca と中性子に崩壊する。崩壊後の ^{51}Ca が励起状態にあれば、さらに γ 線を放出して基底状態に遷移する。

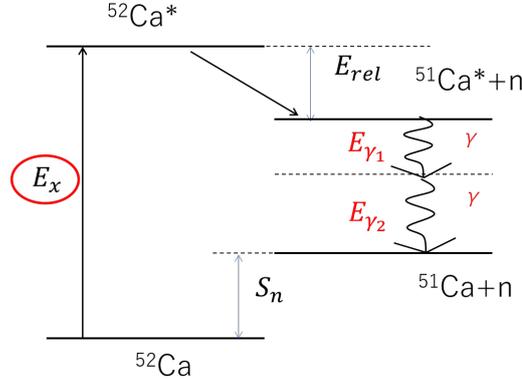


図 2.2: ^{52}Ca の励起状態からの崩壊の模式図。クーロン励起によって得られた ^{52}Ca の励起状態はほとんどの場合、1 中性子分離エネルギーの閾値を超えているため、すぐに ^{51}Ca と中性子に崩壊する。

1 中性子分離エネルギーを超えた励起エネルギー E_x にまで励起された場合、励起エネルギーの再構成には不変質量法を用いる。

まず不変質量 M は、崩壊後の ^{51}Ca の励起状態及び中性子のエネルギー $E_{51\text{Ca}^*}$, E_n と運動量 $\mathbf{p}_{51\text{Ca}^*}$, \mathbf{p}_n を用いて以下のように定義される。

$$M = \sqrt{(E_{51\text{Ca}^*} + E_n)^2 + (\mathbf{p}_{51\text{Ca}^*} + \mathbf{p}_n)^2} \quad (2.1)$$

次に相対エネルギー E_{rel} は、 M と崩壊後の ^{51}Ca の励起状態及び中性子の静止質量 $m_{51\text{Ca}^*}$, m_n によって以下のように表せる。

$$E_{rel} = M - (m_{51\text{Ca}^*} + m_n) \quad (2.2)$$

この E_{rel} は図 2.2 の E_{rel} と対応している。したがって励起エネルギー E_x は、 E_{rel} 、1 中性子分離エネルギー S_n 及び放出された γ 線のエネルギー E_{γ_i} を用いて次のようにかける。

$$E_x = E_{rel} + S_n + \sum_i E_{\gamma_i} \quad (2.3)$$

したがって、励起エネルギー E_x を再構成するためには、 E_{rel} と E_{γ_i} の測定を行う必要がある。

E_{rel} は、崩壊後の中性子及び荷電粒子 (^{51}Ca) の運動量を測定することによって求めることができる。これらの測定は SAMURAI に設置されている中性子検出器及び荷電粒子検出器によって行われる。

放出される γ 線のエネルギー E_{γ_i} は γ 線検出器によって測定されるが、ピグミー双極子共鳴は励起エネルギーが比較的高い (6~10 MeV) ため ^{51}Ca が励起状態にいる可能性が高く、しかも複数 γ 線が放出される可能性もある。そこで検出効率の高い γ 線検出器が必要となる。

2.1.3 ドップラー補正

実験では、 ^{52}Ca などの入射ビームは光速の 60% 程度の速度を持つ。このような粒子から放出される γ 線のエネルギーは、実験室系ではドップラー効果によって変化する。実験室系でのエネルギー E_{γ}^{lab} は、重心系でのエネルギー E_{γ}^{cm} 及び粒子の進行方向と γ 線の放出される方向とのなす角 θ を用いて以下のようにかける。

$$E_{\gamma}^{lab} = E_{\gamma}^{cm} \cdot \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.4)$$

ここで、 γ, β は粒子の速度を v を用いて

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2.5)$$

である。図 2.3 は、 $\beta = 0.6$, 重心系での γ 線のエネルギー $E_{\gamma}^{cm} = 1(\text{MeV})$ とした場合の実験室系での γ 線のエネルギーの放出方向への依存性を示したものであり、横軸に粒子の進行方向と γ 線の放出される方向とのなす角 θ (度)、縦軸に実験室系でのエネルギー E_{γ}^{lab} をとっている。 θ が小さくなるほどエネルギーは高くなり、前方に位置する検出器ほどエネルギーが高く検出されることがわかる。

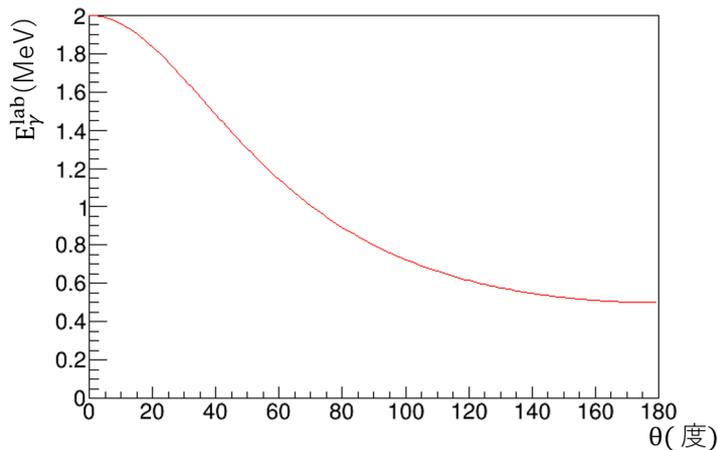


図 2.3: $\beta = 0.6$ の粒子から放出される 1MeV の γ 線のドップラー効果。横軸は粒子の進行方向と γ 線の放出される方向のなす角 θ (度)、縦軸は実験室系でのエネルギー E_{γ}^{lab} 。

同様に実験室系での γ 線の強度 I_{γ}^{lab} は、重心系での γ 線の強度 I_{γ}^{cm} 及び粒子の進行方向と γ 線の放出される方向とのなす角 θ を用いて以下のようにかける。

$$I_{\gamma}^{lab} = I_{\gamma}^{cm} \cdot \frac{(1 + \beta \cos \theta)^2}{1 - \beta^2} \quad (2.6)$$

図 2.4 は、 $\beta = 0.6, I_{\gamma}^{cm} = 1$ とした場合の実験室系での γ 線の強度の放出方向への依存性を示したものであり、横軸に粒子の進行方向と γ 線の放出される方向とのなす角 θ (度)、縦軸に実験室系での強度 I_{γ}^{lab} をとっている。前方の検出器ほど強度が強くなっていることがわかる。

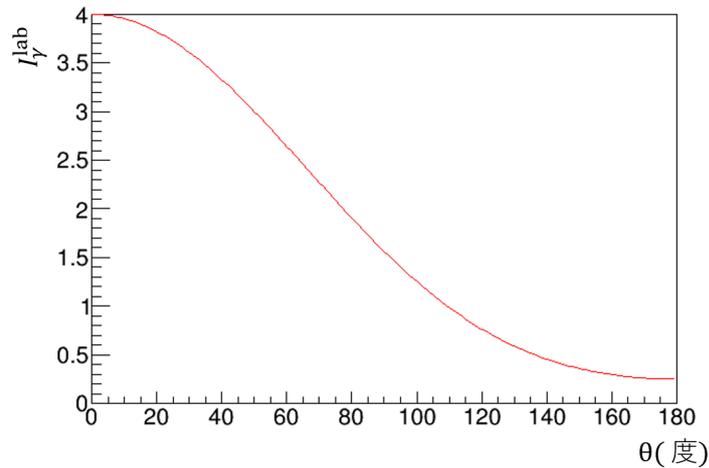


図 2.4: $\beta = 0.6$ の粒子から放出される γ 線のドップラー効果。横軸は粒子の進行方向と γ 線の放出される方向のなす角 θ (度)、縦軸は実験室系での強度比 I_{γ}^{lab} 。

このように、 γ 線が放出される角度によって測定されるエネルギーが変化するため、検出された γ 線のエネルギーをこの角度によって補正する必要がある。この補正のために、粒子の進行方向と γ 線が放出される方向とのなす角度 θ を測定する必要がある。また前方の強度が強くなるため、前方に検出器を置く必要がある。

2.2 実験装置

^{52}Ca のクーロン分解実験は、理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF) に設置されている SAMURAI スペクトロメータ [8][9] を用いて行われる。図 2.5 に BigRIPS のセットアップを示す。超伝導サイクロトロン (SRC) を含む複数のサイクロトロンによって核子当たり 345 MeV まで加速された 1 次ビーム ^{70}Zn と Be 標的との核破碎反応により ^{52}Ca などの粒子が生成される。生成される粒子は目的である ^{52}Ca だけではないため、BigRIPS[10] によって生成された粒子の識別および分離を行い、SAMURAI に輸送する。

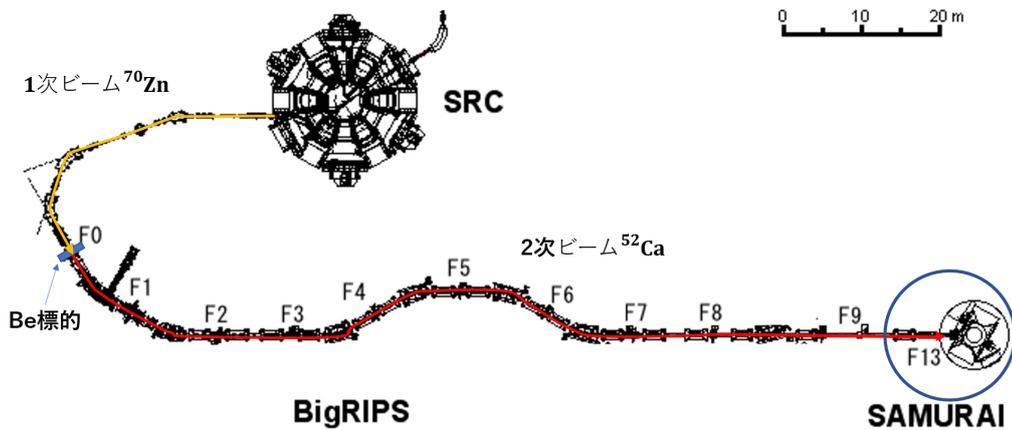


図 2.5: BigRIPS のセットアップ。加速された 1 次ビームと 1 次標的との核破碎反応により生成された粒子を BigRIPS で識別、分離する。オレンジ線は 1 次ビームである ^{70}Zn 、赤線線は 2 次ビームである ^{52}Ca をの軌道を示す。

図 2.6 は SAMURAI のセットアップを示している。BigRIPS によって運ばれてきた ^{52}Ca ビームは Pb 標的との相互作用によって励起され、その後すぐに ^{51}Ca と中性子に崩壊する。崩壊後の ^{51}Ca が励起状態であれば γ 線を放出する。この γ 線は標的を囲うように配置されている γ 線検出器 CATANA で検出され、そのエネルギーが測定される。また崩壊後の ^{51}Ca は SAMURAI 磁石の磁場によって曲げられて荷電粒子検出器で、中性子はまっすぐ進んで中性子検出器で検出され、その運動量が測定される。

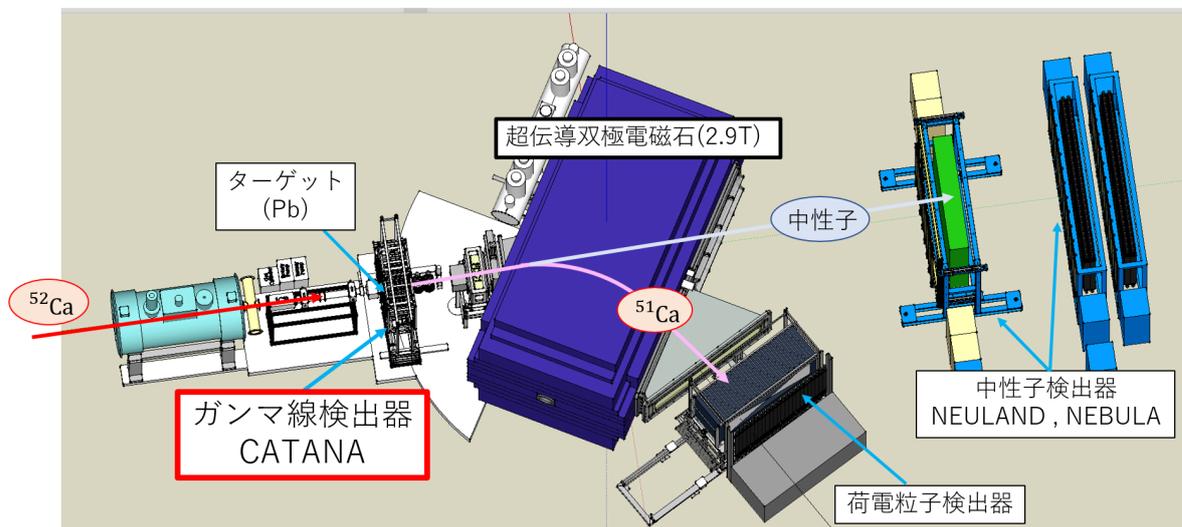


図 2.6: ^{52}Ca のピグミー共鳴測定実験のための SAMURAI のセットアップ。 ^{52}Ca は Pb 標的で励起され、すぐに中性子と ^{51}Ca に崩壊する。崩壊後の γ 線、荷電粒子 (^{51}Ca)、中性子はそれぞれの検出器で検出される。

第3章 γ 線検出器の概要

今回我々は2017年に予定されているピグミー共鳴の測定実験に向けて、新型の γ 線検出器アレー CATANA (CAesium iodide array for γ -ray Transition in Atomic Nuclei at high isospin Asymmetry) の建設を行った。CATANA は高い検出効率と十分なエネルギー分解能を実現するため、CsI(Na) シンチレータが標的を覆う構造を持っている。また、光検出器としては光電子増倍管 (PMT) を使用している。本章では、 γ 線の検出原理と CATANA の概要について述べる。

3.1 γ 線の検出原理

3.1.1 γ 線と物質の相互作用

γ 線は物質を通過する際、物質と相互作用を起こす。その相互作用として、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成が挙げられる。図 3.1 にこれらの相互作用の模式図を示す。[11]

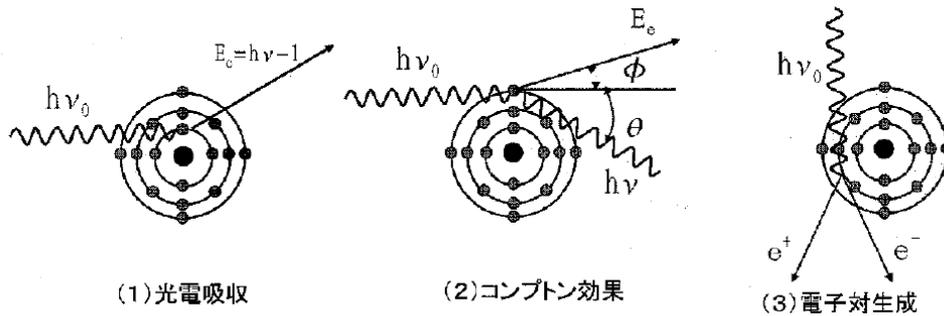


図 3.1: 物質と γ 線の相互作用。[11] 左が光電吸収、中央がコンプトン散乱、右が電子対生成を示す。

以下にそれぞれの相互作用について述べる。

光電吸収

光電吸収は、 γ 線が原子中に束縛された電子と衝突してその全エネルギー E_γ を与え、電子が γ 線の全エネルギーと原子の結合エネルギー I の差に対応するエネルギー $E_\gamma - I$ を持って、原子の外に飛び出る現象である (図 3.1 左)。

ここで、電子の質量エネルギー mc^2 を単位とした γ 線のエネルギー ζ を

$$\zeta = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} = \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \quad (3.1)$$

とすれば、K 電子による吸収断面積は、以下のように与えられる。

$$\sigma_{photo}(K) = \begin{cases} 4\sqrt{2}\phi_0 \cdot \alpha^4 Z^5 \cdot \zeta^{-\frac{7}{2}} & (\zeta \ll 1) \\ \frac{3}{2}\phi_0 \cdot \alpha^4 Z^5 \zeta^{-1} e^{-\pi\alpha + 2\alpha^2(1 - \ln \alpha)} & (\zeta \gg 1) \end{cases} \quad (3.2)$$

と与えられる。ここで、

$$\phi_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) = 6.65 \times 10^{-25} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (\text{トムソン散乱の断面積}) \quad (3.3)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (3.4)$$

である。光電吸収の吸収断面積 σ_{photo} は $\sigma_{photo}(K)$ を用いて、近似的に、

$$\sigma_{photo} = \frac{5}{4} \sigma_{photo}(K) \quad (3.5)$$

とかける。したがって、光電吸収の吸収断面積は Z^5 に比例することがわかる。

コンプトン散乱

コンプトン散乱は、 γ 線のエネルギーが電子の束縛エネルギーに対して大きくなると起こる現象であり、光子と一つの自由電子との衝突として扱われる (図 3.1 中央)。入射 γ 線及び散乱 γ 線のエネルギーをそれぞれ $h\nu_0, h\nu$ 、反跳電子の運動エネルギーを E_e とし、入射 γ 線の方向と反跳電子の運動方向及び散乱 γ 線の方向のなす角をそれぞれ ϕ, θ とおく。このとき、エネルギー保存則及び運動量保存則により、以下の式が得られる。

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \zeta(1 - \cos\theta)} \quad (3.6)$$

$$E_e = h\nu_0 \cdot \frac{2\zeta \cos^2 \phi}{(1 + \zeta)^2 - \zeta^2 \cos^2 \phi} \quad (3.7)$$

$$\tan \phi = \frac{\cot \frac{\theta}{2}}{1 + \zeta} \quad (3.8)$$

Klein-仁科の散乱微分断面積を全立体角にわたって積分した全断面積は、 $\zeta \ll 1$ のとき、

$$\sigma_{comp} = Z\phi(1 - 2\zeta + 5.2\zeta^2 - 13.3\zeta^3) \quad (3.9)$$

で与えられる。したがって、コンプトン散乱の断面積は Z に比例することがわかる。

電子対生成

電子対生成は、原子核の電場の中で γ 線量子が消滅し、電子・陽電子の対が発生する現象である (図 3.1 右)。

電子と陽電子のエネルギーは合計で $h\nu_0 - 2m_e c^2$ であり、電子対生成が起こるためには、 γ 線のエネルギーは $2m_e c^2 = 1.02\text{MeV}$ 以上でなければならない。その吸収断面積 σ_{pair} は、

$$m_e c^2 \ll h\nu \ll 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (3.10)$$

であるとき、

$$\sigma_{pair} = \bar{\phi} Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln 2\zeta - \frac{218}{27} \right) \quad (3.11)$$

で与えられる。ただし、

$$\bar{\phi} = \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \cdot \alpha = 5.79 \times 10^{-28} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (3.12)$$

である。したがって、電子対生成の断面積は Z^2 に比例することがわかる。

γ線の吸収断面積

γ線の吸収断面積は、光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の断面積を足し合わせることで求めることができる。

$$\sigma = \sigma_{photo} + \sigma_{comp} + \sigma_{pair} \quad (3.13)$$

前述の通り、 σ_{photo} は Z^5 、 σ_{comp} は Z 、 σ_{pair} は Z^2 に比例する。したがって、 Z が大きい物質ほどγ線との相互作用を起こしやすい。

図 3.2 は鉛のγ線吸収断面積を示したものであり、横軸はγ線のエネルギー (MeV)、縦軸はγ線吸収断面積 (barns/atom) である。点線は断面積の3つの成分を表し、低エネルギー側で支配的なのが光電吸収、1 MeV 付近で支配的なのがコンプトン散乱、高エネルギー側で支配的なのが電子対生成に対応する。不安定核から放出されるγ線の多くは数百 keV から数 MeV 程度であり、この領域ではγ線吸収断面積はコンプトン散乱が支配的であり、断面積が小さいため測定が難しいことがわかる。

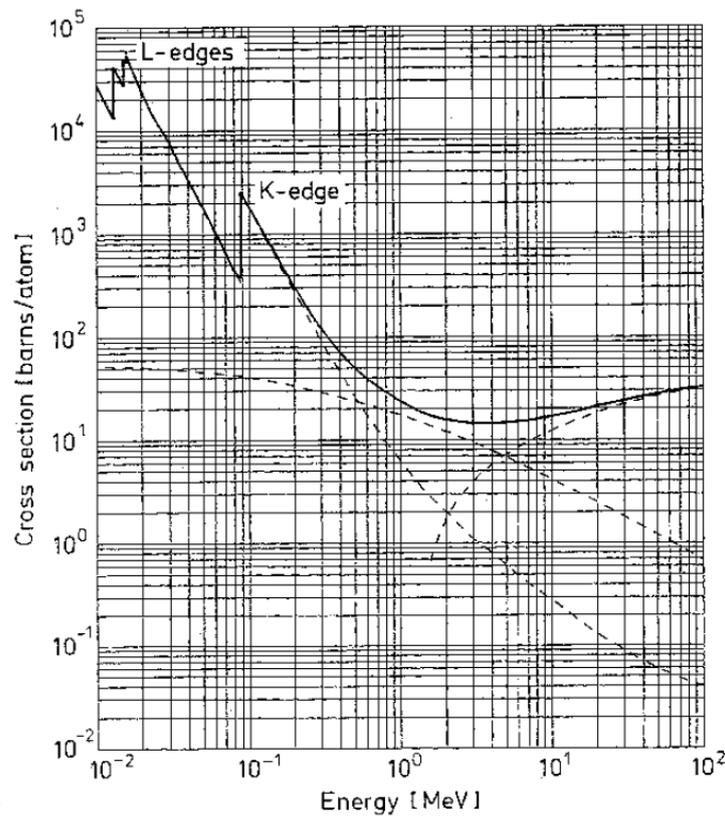


図 3.2: 鉛のγ線吸収断面積。[12] 点線は断面積の3つの成分を表し、低エネルギー側で支配的なのが光電吸収、1 MeV 付近で支配的なのがコンプトン散乱、高エネルギー側で支配的なのが電子対生成に対応する。

3.1.2 シンチレータ

電子は絶縁体や半導体では離散的なエネルギー帯を持つ。下方のエネルギー帯は電子が格子上の位置に束縛されている価電子帯、上方は電子が結晶内を自由に動き回ることができる伝導帯である。この2

つのエネルギー帯の間には禁制帯が存在し、純粋な結晶では電子はこの間には存在できない。価電子帯にある電子はエネルギーを吸収すると伝導帯へ移行し、もともと電子が満たしていた場所には正孔が残る。伝導帯に移行した電子が価電子帯に戻る際にシンチレーション光が発生するが、純粋な結晶中ではこの過程は能率が悪く、禁制帯のエネルギー幅が広いいため放出される光子のエネルギーが高く可視光にならない。そのため無機シンチレータは、活性化物質と呼ばれる少量の不純物を添加することによって、禁制帯内に価電子帯への電子の遷移が可能な新しいエネルギー状態を形成し、可視光の放出率を高めている。[13]

シンチレーション光の強度は電子の励起エネルギー、すなわちシンチレータ内で γ 線が失ったエネルギーにほぼ比例している。[12] そのためシンチレーション光の強度を測定することによって γ 線のエネルギーを測定することができるが、シンチレーション光は微弱であるためPMTなどを用いてその信号を増幅する必要がある。

3.2 シンチレータの比較

主な無機シンチレータの特徴(密度, 有効原子番号, 放出光子数, 減衰時間, 放射長, 潮解性の有無)を表3.1に示す。ここで、放出光子数はNaI(Tl)との比をとったものであり、放射長は制動放射によって電子のエネルギーが $1/e$ になる間に進む距離を表している。

表 3.1: 無機シンチレータの比較。[14]

結晶	密度 [g/cm ³]	有効原子番号	放出光子数 (NaI(Tl) 比)[%]	減衰時間 [ns]	放射長	潮解性
NaI(Tl)	3.67	50	100	250	2.6	あり
CsI(Na)	4.51	54	85	630	1.7	あり
CsI(Tl)	4.51	54	45	1000	1.7	わずか
BGO	7.13	74	20	300	1.12	なし
LaBr ₃ (Ce)	5.08	48	165	16	2.13	あり

NaI(Tl) 結晶は最もよく用いられている検出器である。CsI(Na) はCATANA で用いているシンチレータであり、有効原子番号が大きく密度も高いため、 γ 線が物質と相互作用を起こしやすく、放射長が短い。したがって、高い検出効率が得られることが期待される。また放出光子数も比較的多く、ある程度のエネルギー分解能が期待できる。添加された不純物が異なるCsI(Tl)は潮解性はわずかであるものの、ほとんどの性能でCsI(Na)に劣っている。BGO放射長が非常に短いものの放射光子数が他のシンチレータと比較して非常に少ない。またLaBr₃(Ce)は減衰時間が短いため時間分解能が非常に良い。放射光子数も非常に優れているが、とても高価である。

ピグミー共鳴測定においては、高い検出効率とある程度のエネルギー分解能を持つ γ 線検出器が要求される。そのためCATANAでは、シンチレータとしてCsI(Na)結晶を用いている。

3.3 光電子増倍管

3.3.1 光電子増倍管の原理

図 3.3 は、光電子増倍管 (PMT) の構造を示している。PMT に入射したシンチレーション光はまず、光電面で電子に変換される。光電面から出る光電子の数を入射光子数で割った値は量子効率 (QE) と呼ばれ、CATANA で用いた PMT(R580) の量子効率は 27% 程度である。この電子は収束電極によってかけられた電場勾配によりダイノード (電子増倍部) に集められる。ダイノード部分に電子が当たると二次電子が放出される。この電子が次のダイノードに当たりさらに二次電子が放出される。これを繰り返すことによって電子の数が増倍される。

典型的なシンチレーション光によるパルスに含まれている光電子は数百個程度であるが、ダイノードを経ることによってこの電子は $10^7 \sim 10^{10}$ 個まで増倍される。[15]

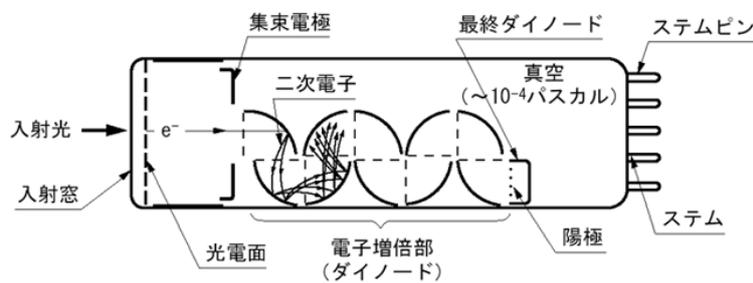


図 3.3: PMT の構造

3.3.2 ゲインの HV 依存性

ゲインとは、陽極からの出力電流と陰極からの光電子流との比のことである。二次電子放出率を δ とすれば、 n 段のダイノードをもつ PMT のゲインは、理想的には δ^n となる。また、二次電子放出率 δ は、 $\delta = A \cdot E^\alpha$ で与えられる。ここで、 A は定数、 E はダイノード間の電圧、 α はダイノードの形や材質によって決まる定数であり 0.7 から 0.8 の値をとる。[15] ここで PMT の陽極-陰極間に V の電圧を印加したとすると、ゲインは

$$\begin{aligned} \mu &= \delta^n \\ &= (A \cdot E^\alpha)^n \\ &= \left\{ A \cdot \left(\frac{V}{n+1} \right)^\alpha \right\}^n \\ &= K \cdot V^{\alpha n} \quad (K \text{ は定数}) \end{aligned} \tag{3.14}$$

となる。[15]

CATANA で使用されている光電子増倍管は 10 段のダイノードであるから、ゲインは印加された電圧 V の 7 乗から 8 乗に比例することが期待される。

3.3.3 磁場の影響

PMT を磁場中で使用した場合、PMT 内部の電子の軌道が変化する。したがって、ダイノードに電子が設計通り収束しないことや、次のダイノードに到達しない電子が増えることにより、陽極からの出力

電流が減少することが予想される。これによってゲインが低下したり、電子の統計的なふらつきが増えることによって分解能が悪化することが考えられる。

図 3.4 は PMT が管軸に垂直な磁界によって受ける影響を示しており、横軸に磁束密度 (mT)、縦軸に磁場がない時に対する相対出力 (%) をとっている。例えば、13mm 径ヘッドオン型 (ラインフォーカス型ダイノード) では、0.4mT の磁場で相対出力は 50%程度になり、大きな影響を受けていることがわかる。このような磁場の影響を低減するため、PMT の側面はミューメタルと呼ばれる非常に磁気透磁率の

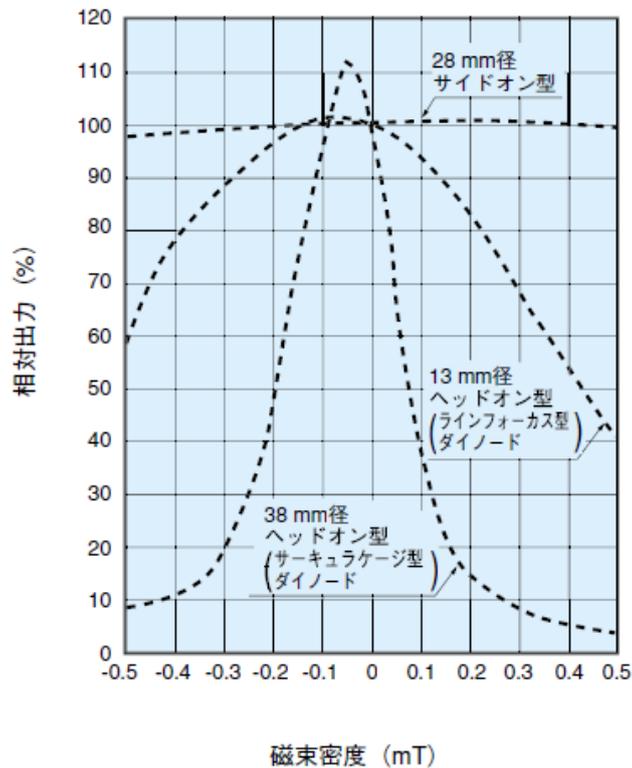


図 3.4: 一般的な PMT の磁場依存性。PMT の管軸に垂直な方向の磁場に対する出力の変化を示している。

大きな素材で覆われている。これにより管軸に垂直な方向の磁場はミューメタルに吸収され、PMT の内部には侵入しない。しかし、ミューメタルは側面のみしか覆っていないため、管軸方向の磁場については防ぐことができない。

3.4 新型 γ 線検出器アレー CATANA の概要

3.4.1 CATANA の特徴

ピグミー共鳴の測定を行うため、 γ 線検出器は高い検出効率と十分なエネルギー分解能が求められる。そのために高密度の結晶で大立体角を覆う必要がある。また $\beta \approx 0.6$ の粒子から放出される γ 線の相対論的効果を補正するためには、式 2.4 に示すように γ 線の放出角度を測定する必要がある。

今回建設された γ 線の検出器 CATANA は 200 個の CsI(Na) 結晶が標的を覆う構造になっており、

$\beta \approx 0.6$ の粒子から放出される 1MeV の γ 線に対して約 56% の検出効率を持つように設計されている。また、角度分解能は、ビーム軸とのなす角 θ に対して約 10 度、ビーム軸に対する回転角 ϕ に対して 18 度である。図 3.5 に CATANA の完成予想図を示す。左図が CATANA の全体図、右図が CATANA を半分にして横から見た図であり、色のついた部分が CsI(Na) 結晶に対応している。右の図において紫色の部分は標的に対応している。結晶につけられた色の違いは結晶の形のの違いに対応している。また、表 3.2 にビームに対する角度ごとの結晶の厚さを示す。2.1.3 節で述べたように前方の検出器ほど実験室系でのエネルギーや強度が高くなるため、前方の検出器ほど厚い結晶を使用している。実際の実験では、8 個の LaBr_3 検出器とともに使用される予定である。

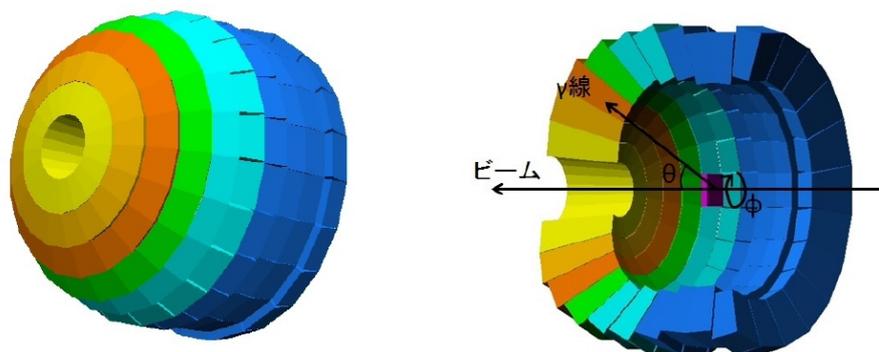


図 3.5: CATANA の完成予想図 (左: 全体図 右: 断面図)。色の違いは結晶の形のの違いに対応している。

表 3.2: ビームに対する角度ごとの結晶の厚さ。前方の結晶ほど厚い結晶が使用されている。

ビームに対する角度 θ (度)	図 3.5 における色	結晶の厚さ (cm)
5~16	黄色	15.0
16~27	橙色	15.0
27~38	赤色	14.0
38~49	緑色	12.5
49~59	水色	10.5
59~69	水色	10.5
69~79.5	青色	9.5
79.5~90	青色	9.5
90~100.5	青色	9.5
100.5~111.0	青色	9.5

また図 3.6 にフレーム及び架台まで含めた CATANA の全体図を示す。左図が全体図、右図が断面図であり、数字の単位は mm である。CATANA の中心の高さ (ビームの高さ) は 1880 mm、厚さビーム軸方向は 590 mm、幅は 1495 mm である。結晶の色の違いは結晶の種類の違いに対応する (図 3.5 の色とは対応していない)。図は上流側から見たものであり、ビーム方向は赤矢印で示した通り図の左手前から右奥の方向である。

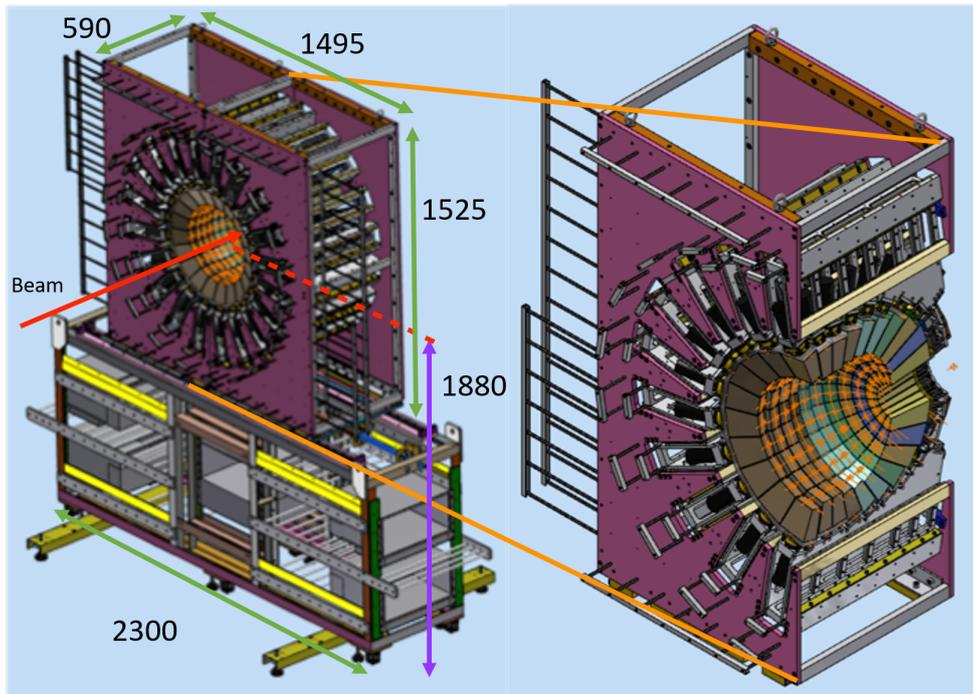


図 3.6: フレームまで含めた CATANA の完成予想図 (左: 全体図 右: 断面図)。結晶の色の違いは結晶の種類の違いに対応する。数字の単位は mm。

3.4.2 結晶と PMT の接着

図 3.7 と図 3.8 に最上流側に用いられている結晶の図面と立体図を示す。立体図に矢印で示したオプティカルウィンドウと PMT の光電面はオプティカルグリースを用いて接着する。また接合部分はブラックテープで遮光した。図 3.9 と 3.10 に結晶と PMT を接着した図と実際の写真を示す。写真において結晶の種類は左から図 3.5 の緑色、水色、青色の結晶にそれぞれ対応している。

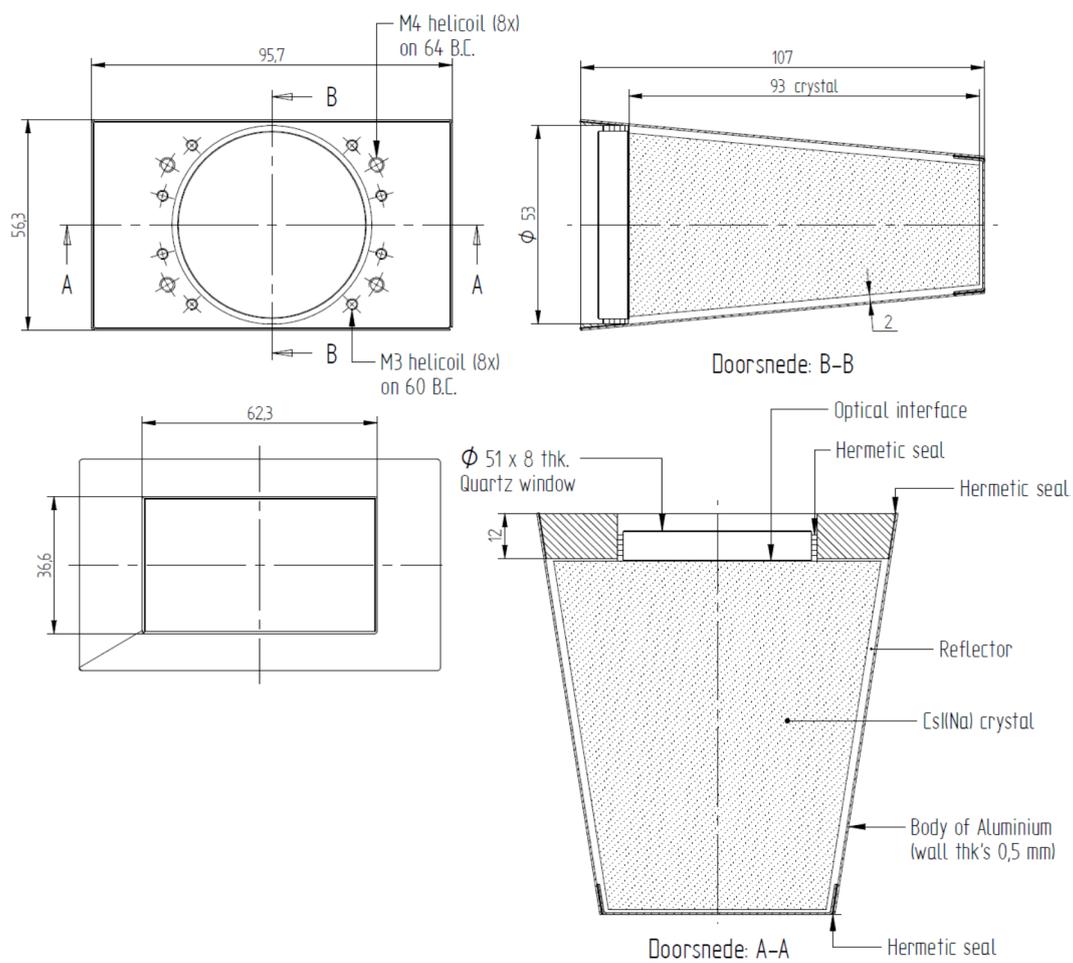


図 3.7: 結晶の図面。数字の単位は mm。



図 3.8: 結晶の立体図。

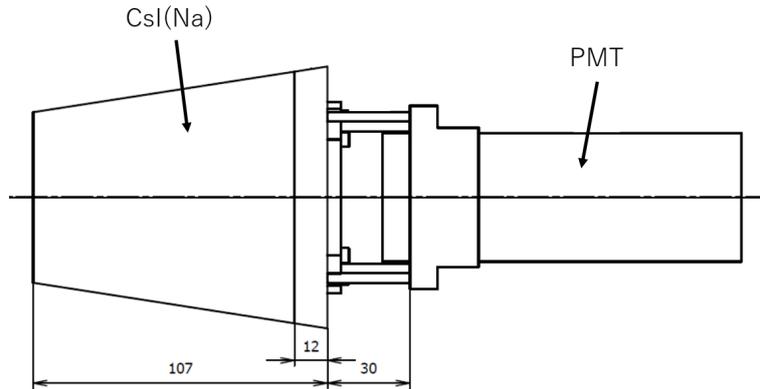


図 3.9: 結晶と PMT の接着。数字の単位は mm。



図 3.10: 結晶と PMT を接着した写真。結晶の種類は左から、図 3.5 の緑色、水色、青色の結晶に対応する。

3.4.3 現在の CATANA

2016 年秋に CATANA は、まず 100 個の CsI(Na) 結晶を用いて組み立てが完了した。図 3.11 に現在の CATANA を半分にして横から見た図を示す。結晶の色は図 3.5 と対応しており、結晶の形の違いを示している。現在の CATANA は、完成予定の CATANA の上流側から見て 3 層目から 8 層目で成り立っている。また図 3.12 に現在の CATANA 写真を示す。中央の円形の白い部分が CsI(Na) 結晶であり、その中心に標的が置かれる。写真は CATANA を上流側から撮影したものであり、ビームは写真の手前側から奥側に進む。

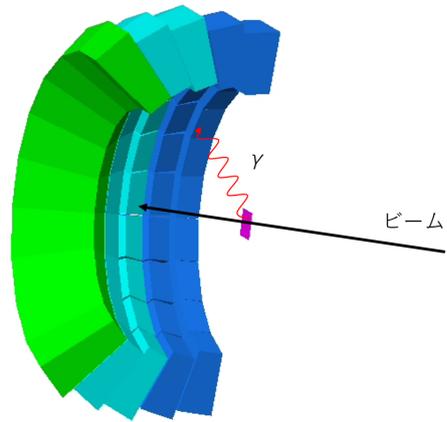


図 3.11: 現在の CATANA の断面図

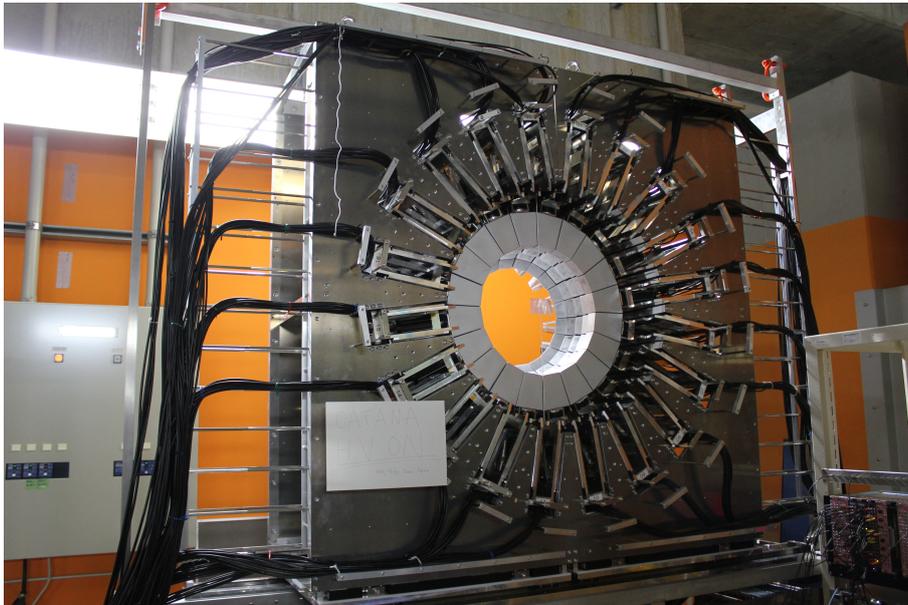


図 3.12: 現在の CATANA(写真)

3.4.4 回路

図 3.13 は CATANA の回路図を示している。PMT からの信号は CLEAR PULSE 4495 に内蔵された AMP,CFD に入力される。信号の記録のために AMP からの信号が ADC に、CFD からの信号が TDC に送られる。また logic FIFO (Fan In Fan Out) において AMP,CFD のすべての信号の or 出力をとる。CATANA を SAMURAI とともに使用する場合にはトリガー生成のために SAMURAI に送られるが、今回は使用せず CATANA のみのトリガー生成のための回路に送られる。次の 4 fold majority logic (a) では、FIFO の出力信号、Pulse divider を通した FIFO の出力信号、SAMURAI からの 1kHz の信号の 3 つの入力信号の切り替えを行っている。以下 4 fold majority logic は 4 fold と略し (a),(b),(c) によって区別する。Pulse divider は来た信号の一部を信号として出力するもので、トリガーレートが非常に高い時に使用される。4 fold (a) からの出力信号は visual scaler, scaler と次の 4 fold (b) に送られる。4 fold (b) では PC がデータ処理を行っている間 (busy) は新たな信号を遮断している。次の 4 fold (c) では、4 fold (b) からの出力信号と SAMURAI のトリガー信号の 2 つの入力信号の切り替えを行っている。今回は CATANA 単独なので SAMURAI のトリガー信号は使用していない。4 fold (c) からの出力が CATANA のトリガー信号となり、ADC,TDC に送られる。また register への FIN(VME のインタラプト) 信号としても送られる。

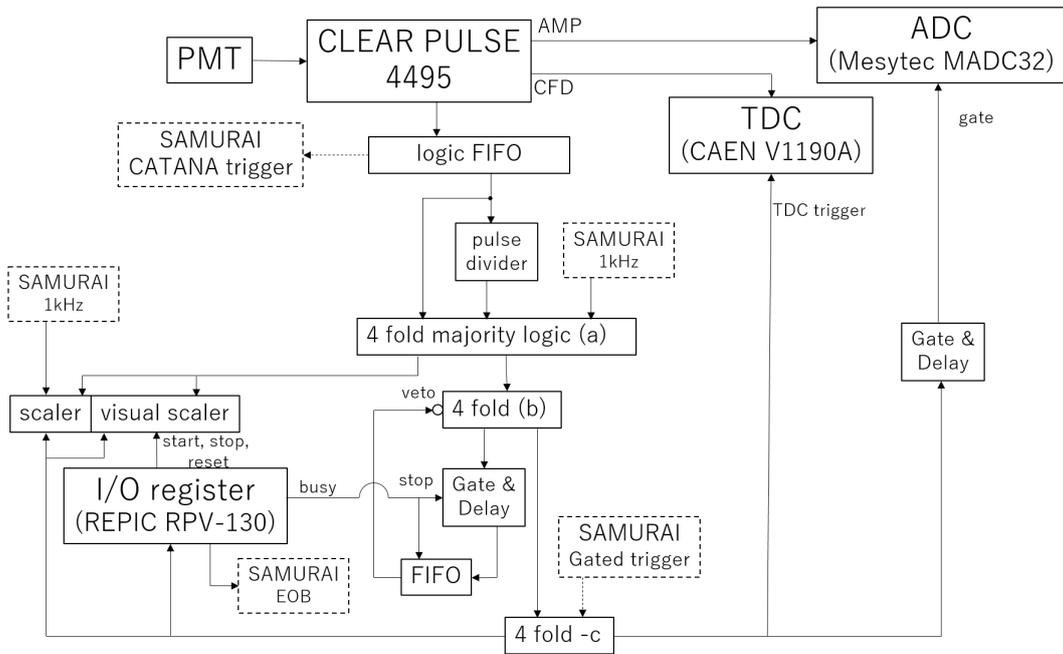


図 3.13: CATANA の回路図

第4章 実験

4.1 検出効率の位置依存性

4.1.1 測定の目的

実際の実験においては厚いターゲット (数 cm 程度) を使用する場合があります。この場合 γ 線の発生する位置によって検出器を見込む立体角が異なるため検出効率が変わります。このような位置への依存性の計算は実際にはモンテカルロシミュレーションを用いて行われるが、このシミュレーションが正しいことを確認する必要があります。今回は標準線源の位置を反応点と見立て、線源位置をずらしていくことにより検出効率の位置依存性の測定を行った。

4.1.2 検出効率

検出効率 (ϵ) は以下の式で定義される。

$$\epsilon = \frac{N_{count}}{N_{\gamma}} \times \frac{1}{live\ time} \quad (4.1)$$

ここで N_{count} は、光電ピーク部分のカウント数のことである。図 4.1 は ^{137}Cs のエネルギースペクトルのフィッティングの様子を示したものであり、横軸に γ 線のエネルギー (keV)、縦軸にカウント数をとっている。図のようにエネルギースペクトルを指数関数+ガウシアンでフィッティングし、ガウシアンの面積 (オレンジ斜線部分) を算出することで N_{count} を求めることができる。

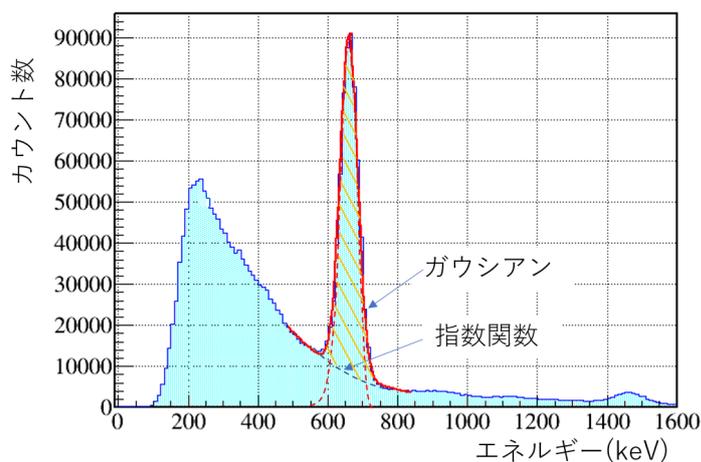


図 4.1: ^{137}Cs のエネルギースペクトル。エネルギースペクトルを指数関数+ガウシアンでフィッティングし、ガウシアンの面積 (オレンジ斜線) を求める。青色点線、赤色点線がそれぞれフィッティングで得られた指数関数とガウシアンを表し、赤色実線がその和を示す。

また、 N_γ は測定時間内に線源から放出された γ 線の数であり、

$$N_\gamma = \text{線源強度 (Bq)} \times \text{測定時間 (s)} \times \text{放出率} \quad (4.2)$$

によって、求めることができる。なお放出率は、一つの核が崩壊したときに γ 線を放出する確率のことである。

最後に live time は、トリガーにかかった数のうちデータ収集システム (QDC) でデータをとることができた数の割合のことであり、この値で割ることによって回路のデッドタイムを補正している。live time の値はスケーラーの情報から得ることができる。また live time の値は ^{137}Cs で 0.72、 ^{22}Na で 0.57 程度であり、線源強度が強いものほど小さな値となる。 ^{88}Y は強度が非常に強く、live time が非常に小さな値になってしまったため、Pulse divider(図 3.13 の回路図を参照) を用いてトリガーにかかったもののうち 1/100 をデータをして取った。

4.1.3 使用線源

使用した線源は主に ^{137}Cs と ^{22}Na であり、原点のみにおいて ^{60}Co と ^{88}Y も用いた。これらの線源について、放出される γ 線のエネルギー、それぞれのエネルギーに対応する放出率、実験時の強度、入手時の線源の強度の誤差、半減期を表 4.1 に示す。

表 4.1: 使用線源

線源	エネルギー	放出率	実験時の強度	線源強度の誤差	半減期
^{137}Cs	662(keV)	0.8510	7.405(kBq)	1.9%	30.1(years)
^{22}Na	511(keV)	1.8076	17.94(kBq)	1.7%	2.60(years)
	1275(keV)	0.9994			
^{60}Co	1173(keV)	0.9985	37.00(kBq)	1.7%	5.27(years)
	1333(keV)	0.9998			
^{88}Y	898(keV)	0.937	496.4(kBq)	1.9%	0.29(years)
	1836(keV)	0.992			

また、今回使用した 4 つの線源の崩壊図を図 4.2 に示す。左上が ^{137}Cs 、右上が ^{22}Na 、左下が ^{60}Co 、右下が ^{88}Y の崩壊図である。

^{137}Cs の崩壊

^{137}Cs は β^- 崩壊によって ^{137}Ba に崩壊するが、そのうち 94.5% が $\frac{11}{2}^-$ の励起状態に、残りの 5.4% は $\frac{3}{2}^+$ の基底状態に崩壊する。 $\frac{11}{2}^-$ の励起状態に崩壊したものの多くは $\frac{3}{2}^+$ の基底状態に遷移し、その際に 662keV の γ 線が放出されるが、残りは γ 崩壊せずに内部転換電子を放出する。これによって 662keV の γ 線の放出率は 85.1% となる。

^{22}Na の崩壊

^{22}Na はほぼ全てが β^+ 崩壊 (90.4%) または電子捕獲 (EC : 9.5%) によって ^{22}Ne の 2^+ の励起状態に崩壊する。その後 0^+ の基底状態に遷移する際に 1275keV の γ 線が放出される。また β^+ 崩壊によって放出された陽電子は、電子と対消滅を起こし 2 本の 511keV の γ 線が放出される。

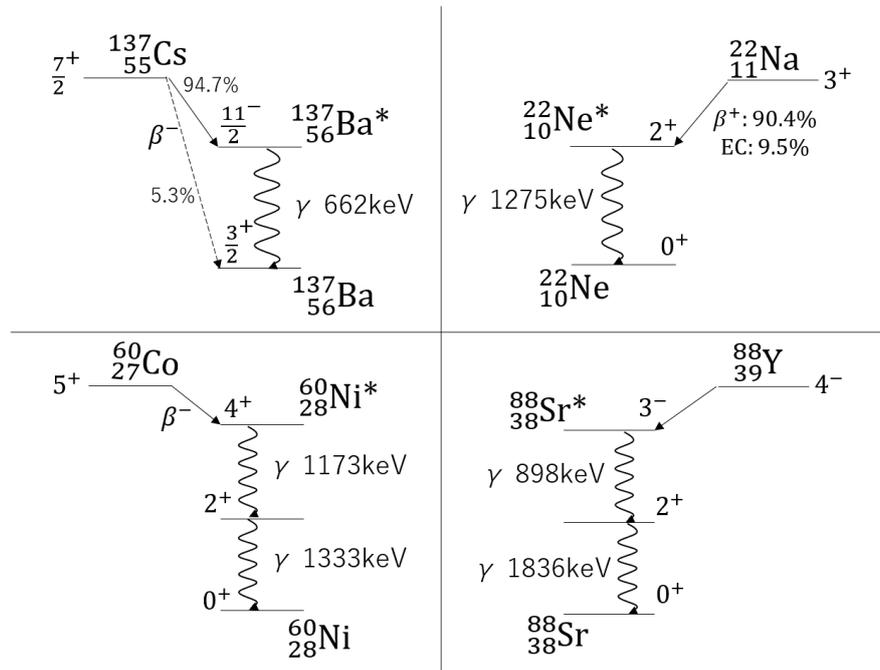


図 4.2: 使用線源の崩壊図。左上が ^{137}Cs 、右上が ^{22}Na 、左下が ^{60}Co 、右下が ^{88}Y 。

^{60}Co の崩壊

^{60}Co はほぼ全てが β^- 崩壊によって ^{60}Ni の 4^+ の励起状態に崩壊する。その後、 2^+ の励起状態、 0^+ の基底状態へと連続して遷移する。この際に 1173keV と 1333keV の γ 線が放出される。

^{88}Y の崩壊

^{88}Y はほぼ全てが電子捕獲によって ^{88}Sr の 3^- の励起状態に崩壊する。その後、 2^+ の励起状態、 0^+ の基底状態へと連続して遷移する。この際に 898keV と 1836keV の γ 線が放出される。

4.1.4 原点、軸の取り方

図 4.3 は、CATANA を半分にして横から見た図である。図のようにビーム軸方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸とし、その交点の赤丸の部分を実原点とした。また同じ z を持つ結晶の集まりを層と呼ぶこととし、層番号は図 4.3 のように定義した。

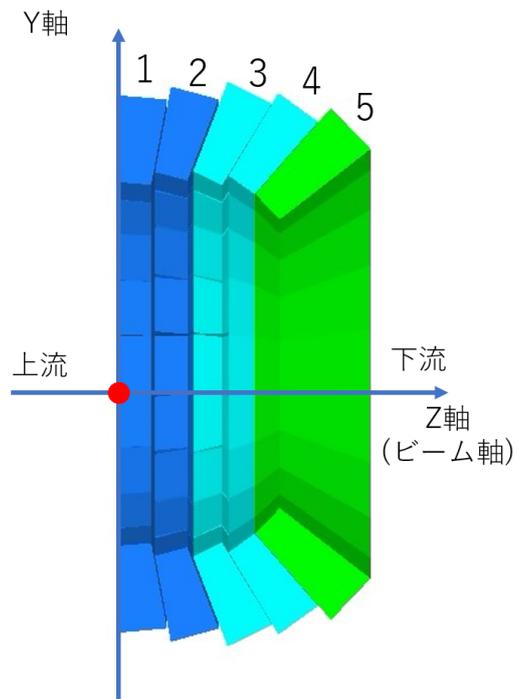


図 4.3: 原点、軸の取り方。Z 軸はビーム軸、Y 軸は鉛直上向き、原点はその交点 (赤丸)。結晶の上の数字は層 (同じ z を持つ結晶の集まり) の番号を表す。

4.2 磁場への応答

4.3 測定の目的

実際の実験では SAMURAI 磁石を 2.9T まで励磁させるが、その際 CATAMA の位置周辺に漏れ磁場が発生する。この漏れ磁場によって CATANA で使用している PMT が影響を受け、ゲインが低下したり分解能が悪化したりするため、この影響について調べる必要がある。

4.3.1 評価の方法

今回は ^{88}Y 線源を用いて、SAMURAI 磁石を励磁させていない場合と 2.9T に励磁させた場合を比較することによって、ゲインと分解能について磁場への応答を調べた。以下にそれぞれの評価の方法について述べる。

ゲイン

磁場によって PMT の陽極からの出力電流が減少する。エネルギー値 (~チャンネル値) は陽極からの出力電流の強さに比例するから、エネルギースペクトルのピーク的位置を磁場のある場合とない場合で比較することによって、ゲインの変化を評価することができる。今回は、エネルギースペクトルをガウシアン+指数関数によってフィットし、ガウシアンを中心値の比をとることによってゲインの磁場への応答を評価した。

分解能

分解能は以下の式で定義される。

$$\text{分解能 (\%)} = \frac{FWHM}{\text{エネルギー}} \quad (4.3)$$

FWHM(半値全幅) はピークの高さが半分になる部分におけるピークの幅のことであり、ガウシアンの場合には σ と以下の関係を持つ。

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \simeq 2.35\sigma$$

したがって、エネルギースペクトルをガウシアン+指数関数によってフィットし、ガウシアンの σ 及び中心値 E によって

$$\text{分解能 (\%)} = \frac{2.35\sigma}{E} \quad (4.4)$$

と求めることができる。

4.3.2 磁場対策のセットアップ

磁場によるゲインの低下や分解能の悪化を低減するため、磁場への対策を行う必要がある。磁場対策によってゲインの低下や分解能の悪化が無視できる程度になるのが理想であるが、完全に磁場の侵入を防ぐことはできない。そこで磁場がある場合の分解能を磁場がない場合の分解能の 1.2 倍以下に抑えるというのを磁場対策の第一目標とした。CATANA で使用した結晶の 662 keV のピークに対する分解能

は典型的には9%程度であり、その1.2倍は10.8%である。PDRの測定実験においては11%程度以下の分解能があれば充分であると考えられるため、磁場がある場合とない場合の分解能の比が1.2以下という値を選んだ。また実際の実験においてゲインの低下が起こった場合、エネルギーキャリブレーションを行うか、HVの値を変えることによって補正する。他の実験の中にはSAMURAI磁石を励磁する強さを頻繁に変更するものがあり、そのような場合にHVの値をその都度変更するのは時間を要する。そこでそのような実験で使用する場合には、ゲインの変化をエネルギーキャリブレーションのみで補正できる値にするためにゲイン変化が10~15%以下である必要がある。

磁場への対策としては、検出器の周りに鉄のような透磁率の高い物質を置くことにより磁場を吸収させることによってPMT付近での磁場を減少させるという方法が挙げられる。今回は二度の対策を行ったので、ここでその対策のセットアップについて述べる。

磁場対策 1

図4.4は実際に設置した鉄板のセットアップを示した図面であり、図4.5と4.6は使用した2種類の鉄板の図面である。図4.4は、左図がCATANAを半分にして上流から見た図、右図はCATANAを側面から見た図であり、図中の番号1,2で示した部分がそれぞれ図4.5と4.6に示した鉄板に対応している。鉄板の厚さはそれぞれ1.6mmである。上流側及び下流側には図4.5に示した鉄板が20枚ずつ、側面には図4.6に示した鉄板が20枚設置されている。後に示すようにCATANA付近ではy軸方向の磁場が強いため、この磁場の侵入を防ぐため、PMTの上側に鉄板を設置する必要がある。しかしこれだけでは逆に磁場を引き付けて巻き込んでしまうことによりPMT付近の磁場が強くなってしまうため、結晶とPMTを鉄板で円筒形状に覆うことにより、引き付けた磁場を下方に流す構造になっている。

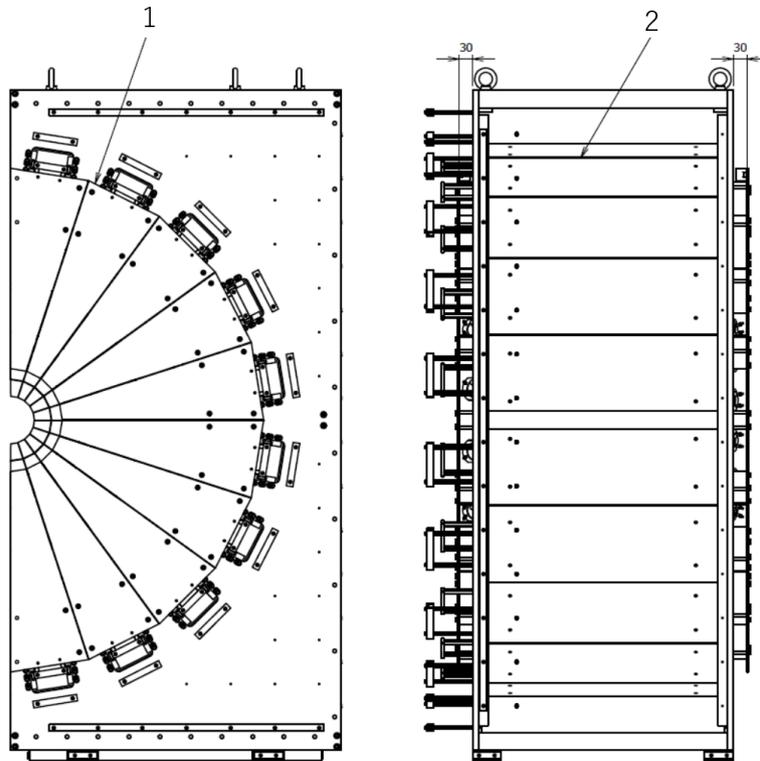


図 4.4: 対策1の図面。左図は上流側から、右図は側面からCATANAを見た図。番号1,2で示した部分がそれぞれ図4.5と4.6に示した鉄板に対応する。

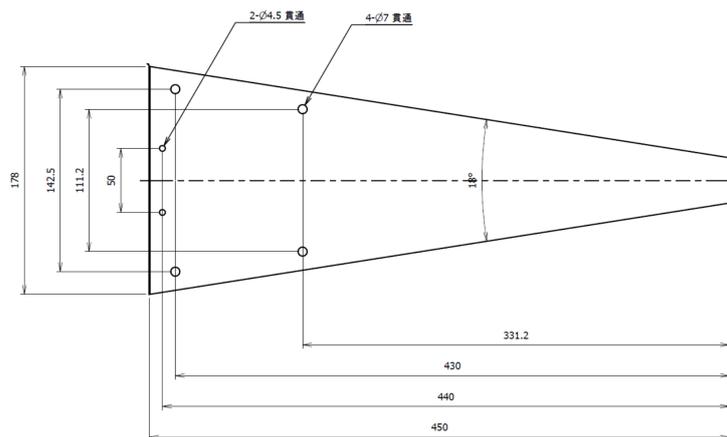


図 4.5: 上下流の鉄板。数字の単位は mm。

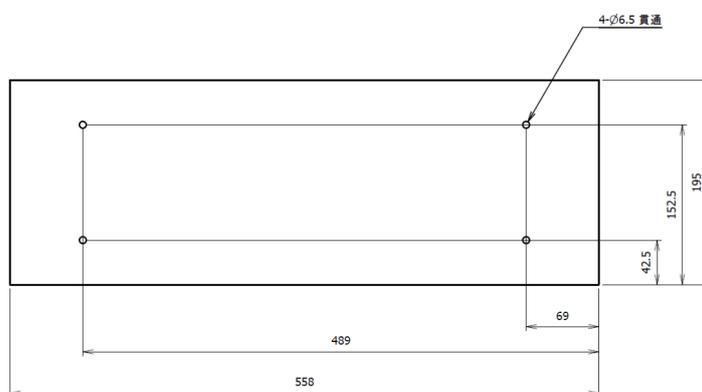


図 4.6: 側面の鉄板。数字の単位は mm。

磁場対策 2

今度は対策 1 で設置した鉄板に加えて、検出器の左右側面及び上下面に厚さ 1.6mm の鉄板を設置し、円筒形状に側面に設置した鉄板 (図 4.4 の 2) の内側にさらにパーマロイを追加する方法を考える。図 4.7 は実際に設置した鉄板の設置の様子を示した図面である。番号 1~4 で示した部分が追加した鉄板に対応し、反対側と合わせて計 8 枚の鉄板を設置する。パーマロイは Ni と Fe の合金であり、特に弱い磁場に対して非常に大きな磁気透磁率を持っている。鉄板の内側にパーマロイを設置することによって、鉄板によって吸収しきれなかった磁場をパーマロイに吸収させる構造になっている。図 4.8 のように鉄板とパーマロイの間に、アクリル板を挟むことにより 1.6mm 程度の隙間を持たせている。これは、鉄板からの漏れ磁場が鉄板の厚さ程度の範囲に存在するため、パーマロイがこの漏れ磁場まで吸収しないようにするためである。

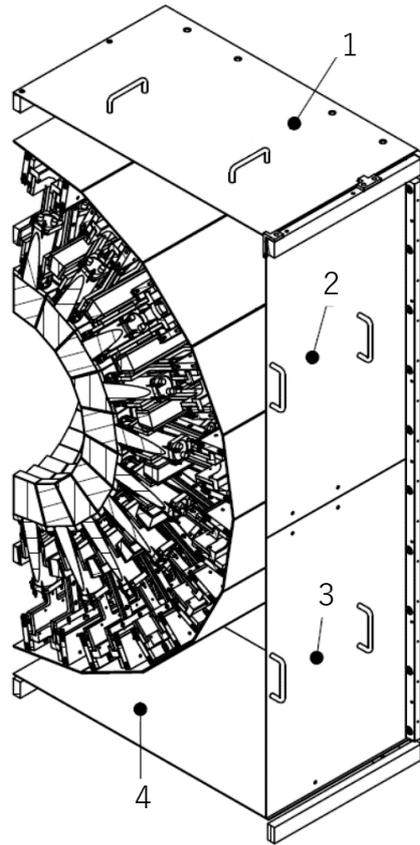


図 4.7: 対策 1 の図面。上流側斜め上から半分にした CATANA を見た図。番号 1~4 で示した部分が鉄板に対応し、反対側と合わせて計 8 枚の鉄板を設置する。

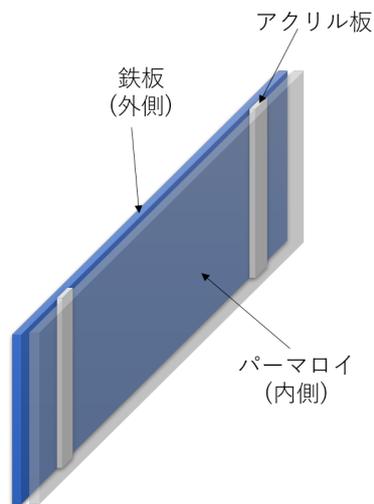


図 4.8: パーマロイの追加。鉄板とパーマロイの間にアクリル板を挟むことで鉄板と同程度の厚さの隙間を開ける。

4.3.3 CATANA 付近の磁場

磁場対策によって CATANA 付近での磁場がどう変化するかを知るために磁場計算を行った。

SAMURAI の中心磁場を 2.9T とし、CATANA の中心位置は SAMURAI 中心から 3644 mm 離れた場所を仮定した。これは実際の実験において CATANA が来ることができる位置の中で最も下流にある場合であり、これは磁場の影響が最も大きいと予想される位置である。磁場計算においては磁場対策における鉄板の配置を反映したモデルを用いた。磁場対策 1 後と対策 2 後の磁場を計算するためのモデルを図 4.9 と図 4.10 に示す。紫色の部分鉄板、緑色の部分が SAMURAI 磁石の鉄板、赤色の部分が SAMURAI 磁石のコイルに対応している。実際の配置 (図 4.4 と図 4.7) を反映し、対策 1 では円筒形に、対策 2 では円筒形に加えて上下左右に鉄板を配置し、円筒形の側面部分の鉄板の 4 mm 内側にパーマロイを配置した。なお上下対象であるため上半分のみで計算を行った。鉄板とパーマロイの厚さはともに 3 mm とした。これは実際に配置した鉄板の厚さ (1.6 mm) より厚いが、計算可能な厚さの中で最も薄い設定である。

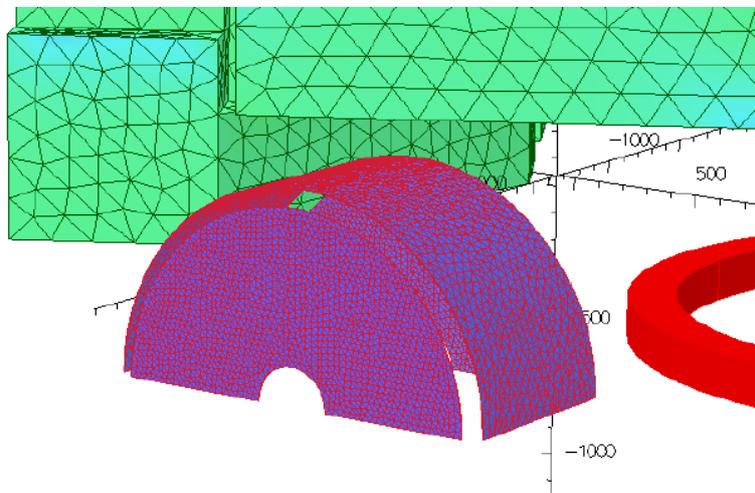


図 4.9: 円筒+上下流型モデル (対策 1)

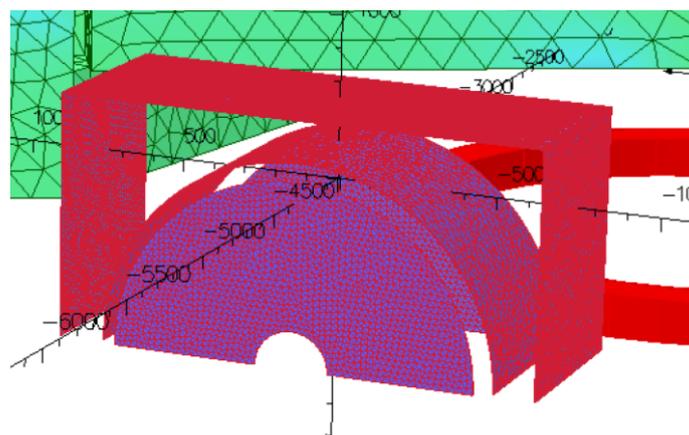


図 4.10: 円筒+上下流+上下左右平板型モデル (対策 2)

まず CATANA 付近での磁場の様子を知るために、対策用の鉄板を配置しない状態で z 軸上での磁場の大きさを計算した。図 4.11 にその結果を示す。赤線が磁場の大きさ、黒線, 青線, 灰色線がそれぞれ磁

場の x, y, z 成分を示しており、横軸は z 軸上での位置 (mm)、縦軸は磁場の大きさ (G) である。

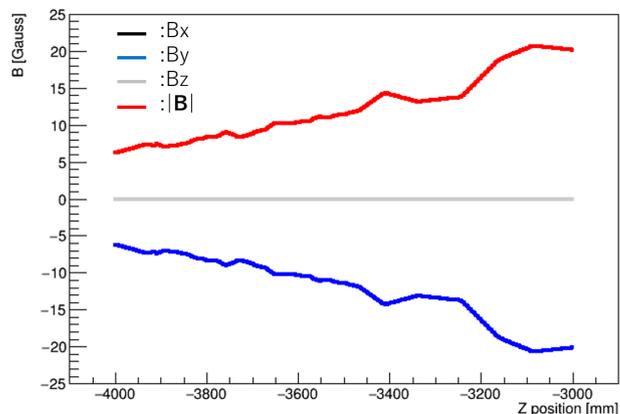


図 4.11: CATANA 付近の磁場 (対策前、 y 軸上)

CATANA 付近の磁場は x, z 成分がほぼ 0 であり、 y 成分が支配的であることがわかる。したがって y 軸に平行に近い PMT ほど磁場への影響が大きいことが予想され、このような PMT の光電面付近での磁場の大きさを知ることが重要であると考えられる。そこで例として、1~3 層目の y 軸に対して平行に近い PMT の光電面付近である $x=0, y=300(\text{mm})$ における磁場の大きさを図 4.12 に示す。左上が対策なし、右上が対策 1 後、左下が対策 2 後の磁場の大きさに対応する。赤線が磁場の大きさを、黒線、青線、灰色線はそれぞれ磁場の x, y, z 成分を示しており、横軸は z 軸上での位置、縦軸は磁場の大きさ (G) である。対策を行わなかった場合の磁場変化 (左上図) を見ると、磁場の大きさは z が減少する、すなわち SAMURAI 磁石から離れていくにつれてなだらかに小さくなっており、特に y 成分 (青線) が支配的であることがわかる。対策後の磁場変化 (右上、左下) を見ると磁場の大きさは鉄板の位置 ($z \simeq -3350, -3900$) において急激に変化している。また鉄板の少し外側においては磁場の y 成分が支配的であり、鉄板が磁場を引き寄せていることがわかる。CATANA の内部 ($-3950 \leq z \leq 3350$) での磁場の大きさは対策前の磁場の大きさに比べて非常に小さくなっていることがわかり、CATANA の内部での磁場の大きさの最大値は、対策なし、対策 1、対策 2 でそれぞれ 14 G, 2 G, 1G 程度であった。したがってこれらの対策によって CATANA の PMT 付近の磁場を減少させ、ゲインの低下や分解能の悪化を低減できると期待される。

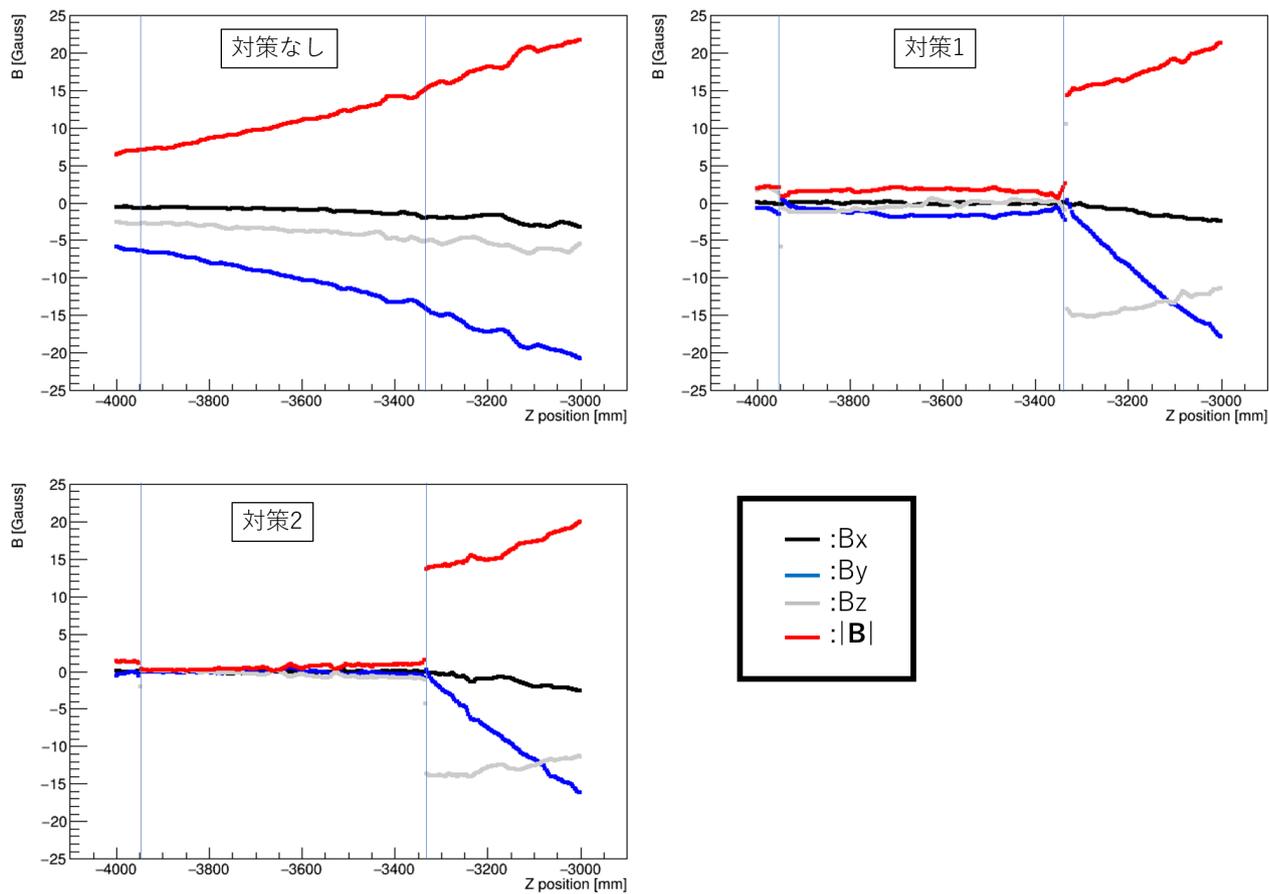


図 4.12: $x=0, y=300\text{mm}$ における磁場。-3350 mm と -3900 mm の付近に引いた線が鉄板を配置する位置に相当する。

第5章 結果と議論

5.1 検出効率の位置依存性

今回は z 軸上及び y 軸上において検出効率の線源位置依存性の測定を行った。 z 軸上については -4 cm から 8 cm まで 2 cm 刻み、 y 軸上については 0 cm から 2 cm まで 1 cm 刻みで線源を移動させて測定を行った。線源は ^{137}Cs と ^{22}Na を使用し、原点のみにおいて ^{60}Co と ^{88}Y も用いた。また Geant4 を用いて検出効率のモンテカルロシミュレーションを行い、今回の測定結果との比較を行った。シミュレーションの電磁相互作用には Geant4 の標準の電磁相互作用物理クラスを用いた。

ここでは、まずアドバックと呼ばれる散乱によるイベントの足し戻しについて述べ、その後原点での検出効率、検出効率の位置依存性の測定結果及びシミュレーションとの比較について述べる。

5.1.1 アドバック

目的

^{137}Cs 線源について、1つのイベントにおいて同時に検出された結晶の数を図 5.1 に示す。

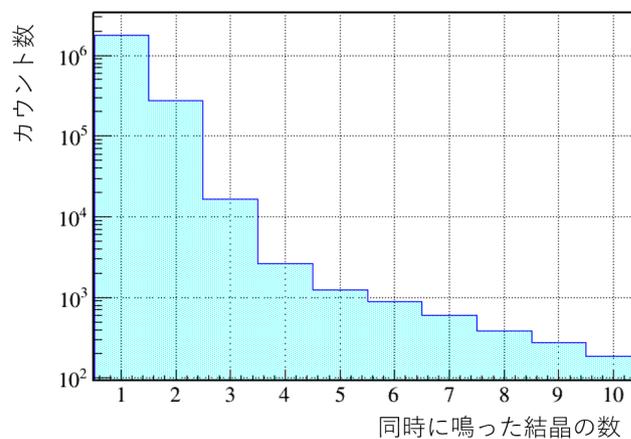


図 5.1: 1 イベントにおいて同時に鳴った結晶の数 (^{137}Cs)

全体の 1 割程度のイベントにおいて同時に複数の結晶で検出されていることがわかる。この原因としてコンプトン散乱による寄与が考えられる。例えば、 γ 線がある結晶においてコンプトン散乱を起こし、他の結晶で残りのエネルギーをすべて落とす場合を考える。結晶の重心間の距離は最短で 5 cm 程度であり、この距離を γ 線が進むのにかかる時間は

$$\frac{5 \times 10^{-2}(\text{m})}{3 \times 10^8(\text{m/s})} \simeq 0.17(\text{ns}) \quad (5.1)$$

であるため、最初のヒットと同時検出される。この場合、二つの検出器で検出されるエネルギーの和は、理想的には遷移エネルギーに等しい。このようなコンプトン散乱によるイベントを取り出し、エネルギーを足し戻すことにより、光電ピーク部分のカウント数を増やすことができ、検出効率を上げることができると期待される。

方法

ある結晶でコンプトン散乱を起こした場合、残りのエネルギーはその結晶の近くの結晶で落とす可能性が高いと考えられる。また、コンプトン散乱を起こす回数は1回であるとは限らない。そこで、あるイベントにおいて同時にいくつかの結晶で検出されていた場合、以下のような手順でエネルギーの足し戻しを行う。

1. 最もエネルギーが高く検出された結晶を探す。
2. その結晶の周り (隣または斜め隣) で、検出された結晶を探す。
- 3 それらのエネルギーを足し合わせる。
4. 残りの結晶の中で最もエネルギーが高く検出された結晶を探す。
(2~4を繰り返す)

例として図 5.2 のような場合を考える。一つ一つの四角が結晶に対応し、数字 $i (1 \leq i \leq 6)$ によって検出された結晶の位置を示している。それぞれの位置の結晶で検出されたエネルギーを E_i とし、 $E_1 > E_2 > E_3 > \dots$ とする。

まず、最もエネルギーの高く検出された結晶 1 の周りで検出された結晶は 2 と 6 である。そこで E_2 と E_6 を E_1 に足す。残った結晶は 3, 4, 5 であり、その中で最もエネルギーの高い結晶は 3 である。結晶 3 の周りで検出された結晶は 5 であるから E_5 を E_3 に足す。残った結晶は 4 のみであるから、これでアドバックは終了となる。

以上の手順によって、アドバック後の γ 線のエネルギーは、結晶 1 で $E_1 + E_2 + E_6$ 、結晶 3 で $E_3 + E_5$ 、結晶 4 で E_4 となる。

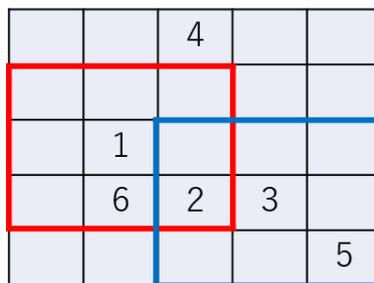


図 5.2: アドバックの例。四角の中の数字が小さいものほど検出されたエネルギーが大きい。アドバック後のエネルギーは、結晶 1 で $E_1 + E_2 + E_6$ 、結晶 3 で $E_3 + E_5$ 、結晶 4 で E_4 となる。

効果の検証

図 5.3 は、 ^{137}Cs (a), ^{22}Na (b), ^{60}Co (c), ^{88}Y (d) を用いた時のエネルギースペクトルをアドバック前後で示したものである。横軸はエネルギー (keV)、縦軸はカウント数であり、赤線がアドバック前のエネルギー

ギースペクトル、青線がアドバック後のエネルギースペクトルを示している。コンプトン散乱の寄与が減ったことにより、特にピークの低エネルギー側の成分が大幅に減少し、光電ピーク部分のカウント数が増加していることがわかる。

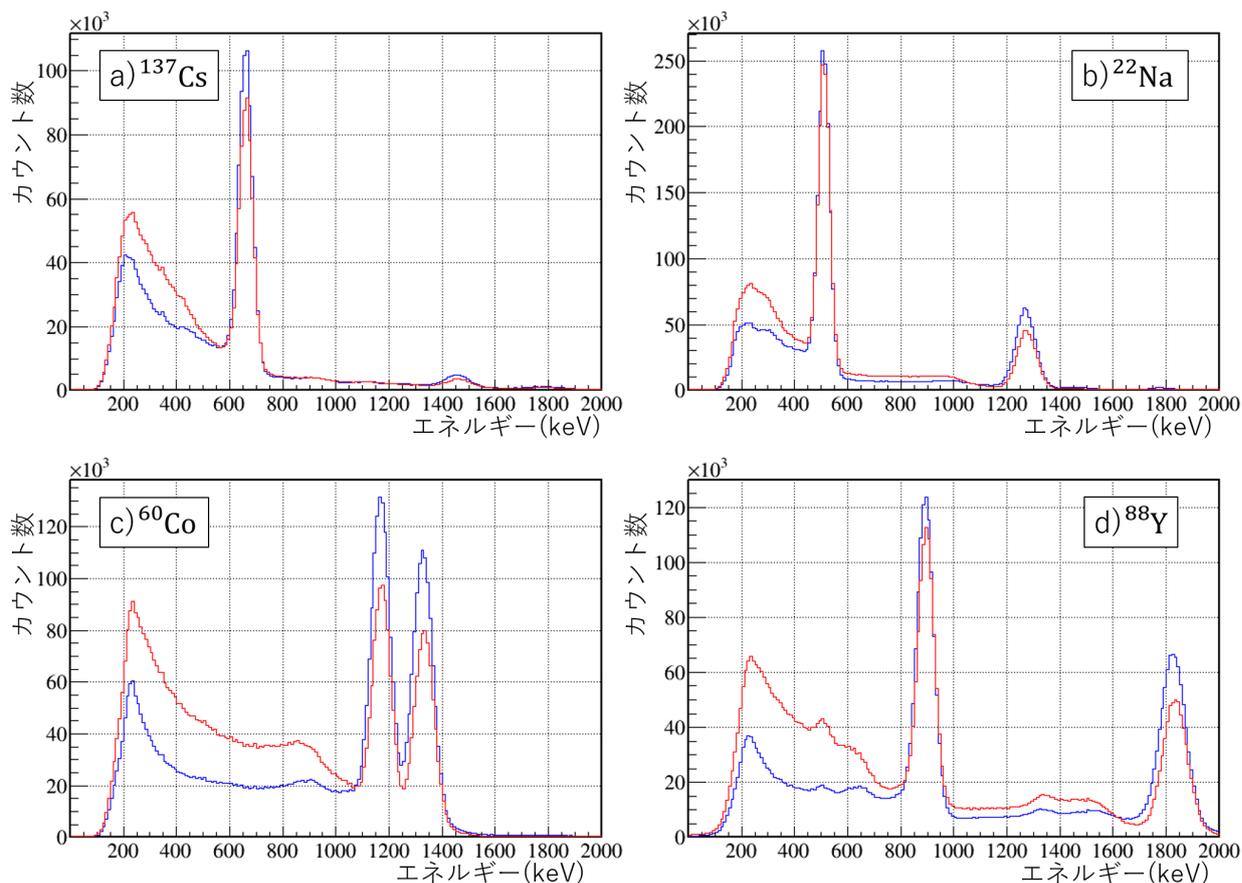


図 5.3: アドバック前後のエネルギースペクトルの比較。a(左上)が ^{137}Cs ,b(右上)が ^{137}Cs ,d(左下)が ^{137}Cs ,d(右下)が ^{137}Cs のエネルギースペクトル。赤線はアドバック前、青線はアドバック後に対応する。

5.1.2 原点における検出効率

測定

表 5.1 は、それぞれの線源のエネルギーに対する原点での検出効率(アドバック前及びアドバック後)を示したものである。括弧内の数字は、エネルギースペクトルのフィッティング及び線源強度の誤差である。また図 5.4 は、検出効率のエネルギー依存性を示したものであり、横軸に γ 線のエネルギー、縦軸に検出効率をとっている。黒点がアドバック前の検出効率、赤点がアドバック後の検出効率に対応する。

表 5.1: 原点における検出効率

線源	エネルギー	検出効率 (アドバック前)	検出効率 (アドバック後)
^{137}Cs	662(keV)	17.65(34)%	21.54(41)%
^{22}Na	511(keV)	18.62(32)%	20.11(34)%
	1275(keV)	10.52(18)%	14.47(25)%
^{60}Co	1173(keV)	11.96(20)%	17.16(29)%
	1333(keV)	10.96(17)%	15.58(27)%
^{88}Y	898(keV)	18.79(35)%	22.40(43)%
	1836(keV)	13.40(26)%	17.64(34)%

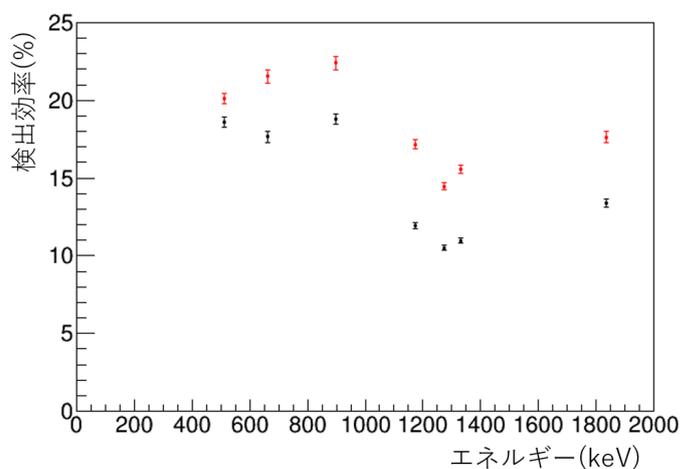


図 5.4: 検出効率のエネルギー依存性。黒点がアドバック前、赤点がアドバック後のデータに対応する。

^{88}Y の結果を除けば、 γ 線のエネルギーが増加するのにしたがって検出効率が減少していく傾向が見られる。また全ての線源でアドバックによって検出効率が増加しているが、その効果の大きさは γ 線のエネルギーによって異なっていることがわかる。

ここで ^{88}Y のデータが他の線源の傾向と合わない原因について考察する。前述の通り ^{88}Y 線源は非常に強度が強かったため、トリガーにかかったもののうち1/100をデータとして取るという設定にしており、検出効率の算出の際には検出された γ 線の数 N_{count} を100倍することで補正していた。しかし実際にはこの設定値とのずれがあると考えられる。仮に、実際にはトリガーにかかったもののうち1/95をデータとして取っていたとすると、検出効率は実際より $100/95 \simeq 1.05$ 倍程度高く見積もられる。この場合に今回の ^{88}Y のアドバック前の検出効率の値を補正すると、898 keV, 1836 keVのピークに対する検出効率はそれぞれ17.85%, 12.73%となり、まだ他の線源の傾向とは合わない。また今回仮定したほど大きく設定と実際の値が異なることは考えにくいので、これだけでは ^{88}Y のデータ点のずれを説明することはできない。

他の原因として線源強度が非常に強かったためにデータ処理に影響があったことが考えられるが、原因の特定には至っていない。

シミュレーション

原点からある一定のエネルギーを持つ γ 線をランダムな方向に発生させるイベントを複数回行い、このうち光電ピークを形成するイベントの数の割合を算出することにより検出効率を求めた。図 5.5 は、シミュレーションによる検出効率のエネルギー依存性を示したものであり、横軸にエネルギー (keV)、縦軸に検出効率をとっている。検出効率は γ 線のエネルギーの増加に伴って減少していることがわかる。

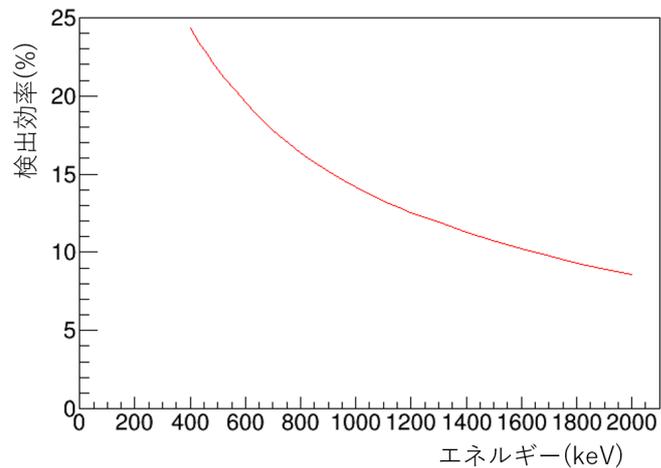


図 5.5: シミュレーションによる検出効率のエネルギー依存性。

測定結果とシミュレーションの比較

表 5.2 は、それぞれのエネルギーに対する検出効率を測定結果 (アドバック前) とシミュレーション結果を比較したものである。また、図 5.6 は、原点における検出効率を測定結果 (アドバック前) とシミュレーション結果で比較したものである。黒点は測定結果 (アドバック前)、赤線はシミュレーション結果に対応し、横軸に γ 線のエネルギー (keV)、縦軸に検出効率をとっている。

表 5.2: 測定結果とシミュレーション結果の比較 (検出効率)

線源	エネルギー	検出効率 (測定、アドバック前)	検出効率 (シミュレーション)
^{137}Cs	662(keV)	17.65(34)%	18.57%
^{22}Na	511(keV)	18.62(32)%	21.62%
	1275(keV)	10.52(18)%	12.15%
^{60}Co	1173(keV)	11.96(20)%	12.84%
	1333(keV)	10.96(17)%	11.73%
^{88}Y	898(keV)	18.79(35)%	15.32%
	1836(keV)	13.40(26)%	9.25%

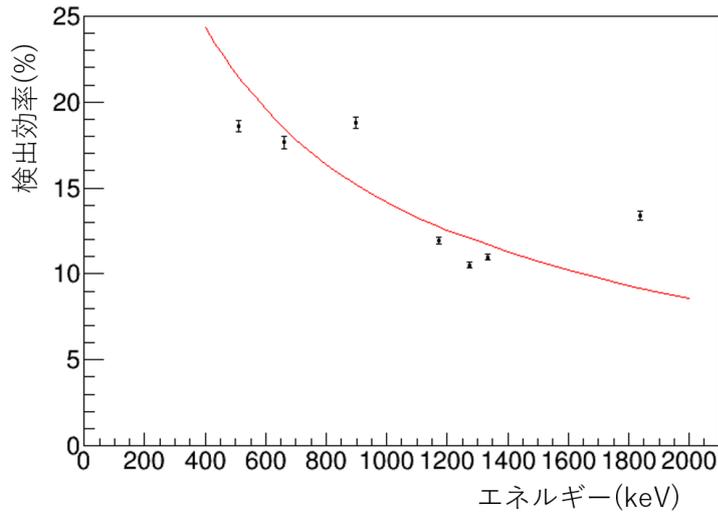


図 5.6: 検出効率のエネルギー依存性の比較。黒点は測定結果、赤線はシミュレーション結果。

^{88}Y の結果を除けば、シミュレーションの結果は測定の結果に比べて 1% から 3% 程度高い検出効率となっている。

5.1.3 ターゲットチェンバーの影響

測定結果とシミュレーション結果の差の原因としては、前述したデータ処理による影響やシミュレーションで考慮しなかったもの (線源の構造など) による影響が考えられるが、以下では特に影響が大きいと考えられるターゲットチェンバーの影響について考察する。

実際の実験では、標的は真空チェンバーの中に入れられる。ターゲットチェンバーは厚さ 3 mm のアルミニウムが円筒状になった構造であり、標的付近で放出された γ 線はターゲットチェンバーを透過した後に検出される。今回の測定においても線源はターゲットチェンバーの中に置かれ、 γ 線はターゲットチェンバーを透過して検出されている。しかし今回のシミュレーションにおいてはターゲットチェンバーは考慮していないため、測定結果とシミュレーションの結果に差が生じると考えられる。

γ 線がある物質を透過するとき透過後の γ 線の強度 I は、 γ 線の入射強度 I_0 及び物質の吸収係数 $\mu/\rho(\text{cm}^2/\text{g})$ 、密度 $\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$ 、厚さ $t(\text{cm})$ を用いて、

$$I = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot t\right) \quad (5.2)$$

とかける。例えば、500keV の γ 線に対するアルミニウムの吸収係数は $\mu/\rho = 0.084 (\text{cm}^2/\text{g})$ 、密度は $\rho = 2.7(\text{g}/\text{cm}^3)$ である [16]。したがってこれらを用いれば、3 mm のアルミニウムを透過する γ 線の割合は、

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-0.084 \cdot 2.7 \cdot 0.3) \quad (5.3)$$

$$= 0.934 \quad (5.4)$$

より、93.4%と算出される。

ここで、式 4.1 の N_γ をターゲットチェンバーを透過した γ 線の数に補正することを考える。放出された N_γ 本の 500 keV の γ 線が全て 3 mm のアルミニウムに入射したと考えると、透過する γ 線の本数は $0.934 \times N_\gamma$ 本である。したがって、この場合には、放出された γ 線の数 N_γ を $0.934 \times N_\gamma$ で置き換えることによって、ターゲットチェンバーがない場合の検出効率が得られると考えられる。

表 5.3 に今回使用した線源の γ 線のエネルギーにおけるアルミニウムに対する吸収係数 (cm^2/g) と 3mm のアルミニウムを透過する確率を示した。これに用いて測定結果を補正する。

表 5.3: アルミニウムに対する吸収係数と透過する確率

線源	エネルギー	アルミニウムに対する吸収係数 (cm^2/g)	3 mm のアルミニウムを透過する確率
^{137}Cs	662(keV)	7.4×10^{-2}	94.2%
^{22}Na	511(keV)	8.4×10^{-2}	93.4%
	1275(keV)	5.5×10^{-2}	95.6%
^{60}Co	1173(keV)	5.7×10^{-2}	95.5%
	1333(keV)	5.2×10^{-2}	95.9%
^{88}Y	898(keV)	6.4×10^{-2}	94.9%
	1836(keV)	4.5×10^{-2}	96.4%

図 5.7 は原点における検出効率を、ターゲットチェンバーの影響を補正した測定結果 (アドバック前) とシミュレーション結果で比較したものである。横軸には γ 線のエネルギー、縦軸には検出効率 (%) をとっており、黒点が今回の測定結果、赤線がシミュレーションの結果に対応する。図 5.6 と比較すると、 ^{88}Y を除いて、補正によって測定結果とシミュレーション結果の値が近づいたことがわかる。特に ^{137}Cs と ^{60}Co の測定結果については、シミュレーションでよく再現できているといえる。

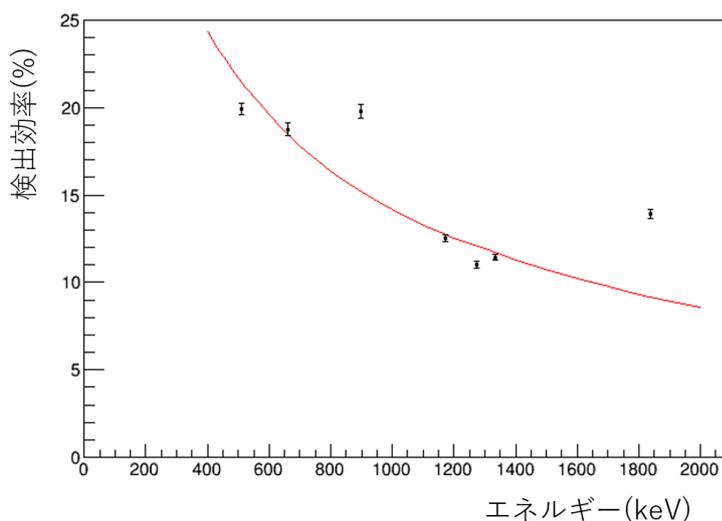


図 5.7: 検出効率のエネルギー依存性の比較。黒点はターゲットチェンバーの影響を考慮して測定結果を補正したもの、赤線はシミュレーション結果。

5.1.4 z 軸上における検出器の線源位置依存性

測定

図 5.8 と図 5.9 はそれぞれ、 ^{137}Cs の 662keV、 ^{22}Na の 511keV、 ^{22}Na の 1275 keV のピークに対する z 軸上での検出効率の線源位置依存性を示したものである。黒点はアドバック前、赤点はアドバック後の結果に対応し、横軸に z 軸上で位置 (cm)、縦軸に検出効率 (%) をとっている。z が大きくなるにつれて線源位置から検出器を見込む立体角が増大し、検出効率が上昇している様子がわかる。 ^{137}Cs の 662 keV のピークにおける検出効率は、アドバック前では 16%から 22.5%まで、アドバック後では 19.5%から 27%まで変化しており、アドバックによって 4%程度検出効率が増加していることがわかる。また、 ^{22}Na の 511 keV のピークにおける検出効率は、アドバック前では 17%から 25%まで、アドバック後では 18%から 26%まで、1275 keV のピークにおける検出効率は、アドバック前では 9.5%から 13%まで、アドバック後では 13%から 18%まで変化している。アドバックによって 511 keV のピークに対する検出効率は 1%程度、1275 keV のピークに対する検出効率は 4%程度増加していることがわかる。このことから ^{22}Na の 511 keV のピークに対する検出効率についてはアドバックの効果が特に小さいといえる。

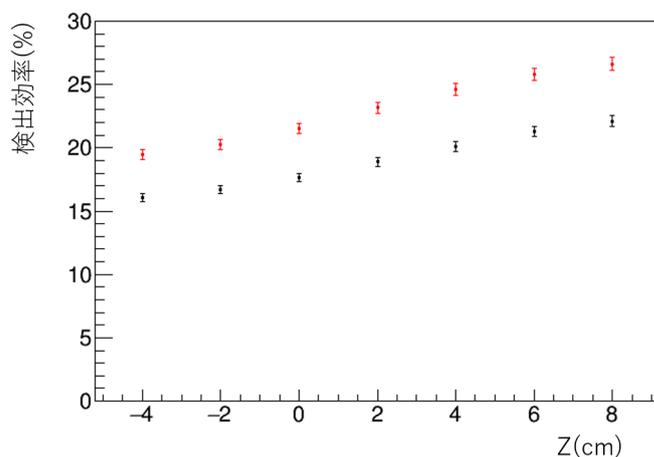


図 5.8: 検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs , z 軸上)。黒点はアドバック前、赤点はアドバック後の結果。

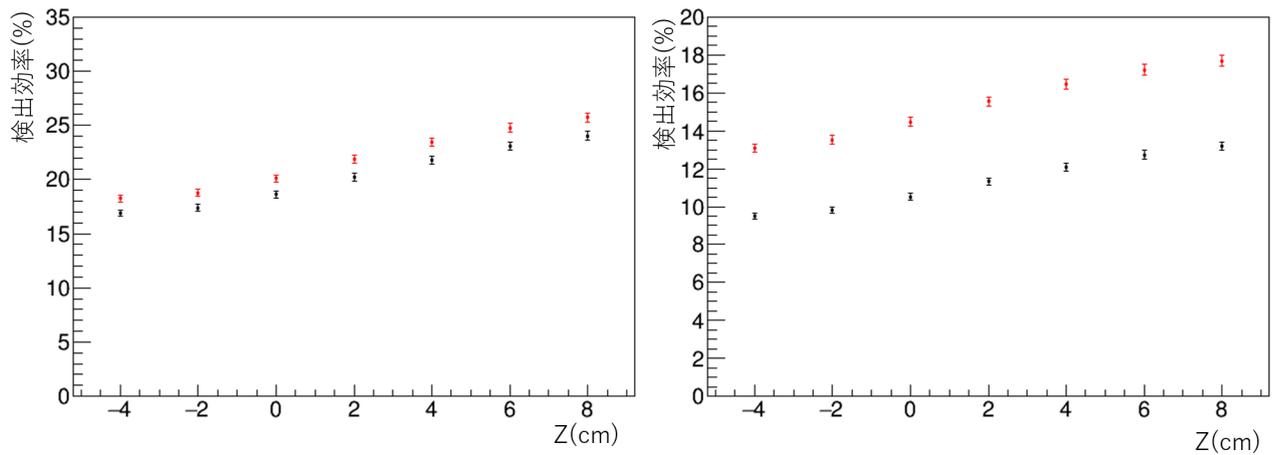


図 5.9: 検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na , z 軸上)。左図は 511 keV、右図は 1275 keV のピークに対する検出効率であり、黒点はアドバック前、赤点はアドバック後の結果に対応する。

層ごとの検出効率の線源位置依存性 (z 軸上)

検出器全体の検出効率は図 5.8 や図 5.9 のように z に対して単調増加であるが、 z 方向に線源を移動させる場合、層ごとの検出効率においても線源位置への依存性が現れると考えられる。図 5.10 と図 5.11 はそれぞれ ^{137}Cs の 662 keV、 ^{22}Na の 511 keV、 ^{22}Na の 1275 keV のピークに対する z 軸上での検出効率 (アドバック後) の線源位置依存性を層ごとに示したものである。横軸には z 軸上での位置 (cm)、縦軸には検出効率 (%) をとっている。線の色は層に対応していて、黒、赤、緑、青、ピンクの順に下流側 (黒が最上流側) の層である。

位置への依存性は層によって傾向が異なっている。最上流側の層 (黒線) の検出効率は、 $-4(\text{cm}) \leq z \leq +4(\text{cm})$ の範囲では z の増加に伴って低下していくが、 $+4(\text{cm}) \leq z \leq +8(\text{cm})$ の範囲では z の増加に伴って上昇している。一方で 2 番目に上流にある層 (赤線) の検出効率は、 $-4(\text{cm}) \leq z \leq +4(\text{cm})$ の範囲では上昇し $+4(\text{cm}) \leq z \leq +8(\text{cm})$ の範囲では低下しており、最上流側の層とは反対の傾向があることがわかる。また、その他の 3 つの層については、今回測定した範囲では z の増加に伴って検出効率は上昇しているが、その上昇の仕方は層によって異なり、特に最下流側の層 (ピンク線) の検出効率は線源の位置に強く依存していることがわかる。

このように、線源位置から検出器の層を見込む立体角の変化に伴って検出効率に変化している様子がわかる。これらすべての層を足し合わせて検出器全体で見た場合は図 5.8 や 5.9 のように z に対して単調増加になっている。

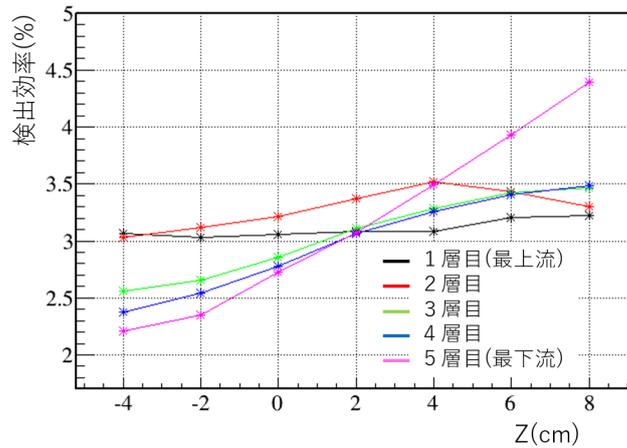


図 5.10: 層ごとの検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs , z 軸上)

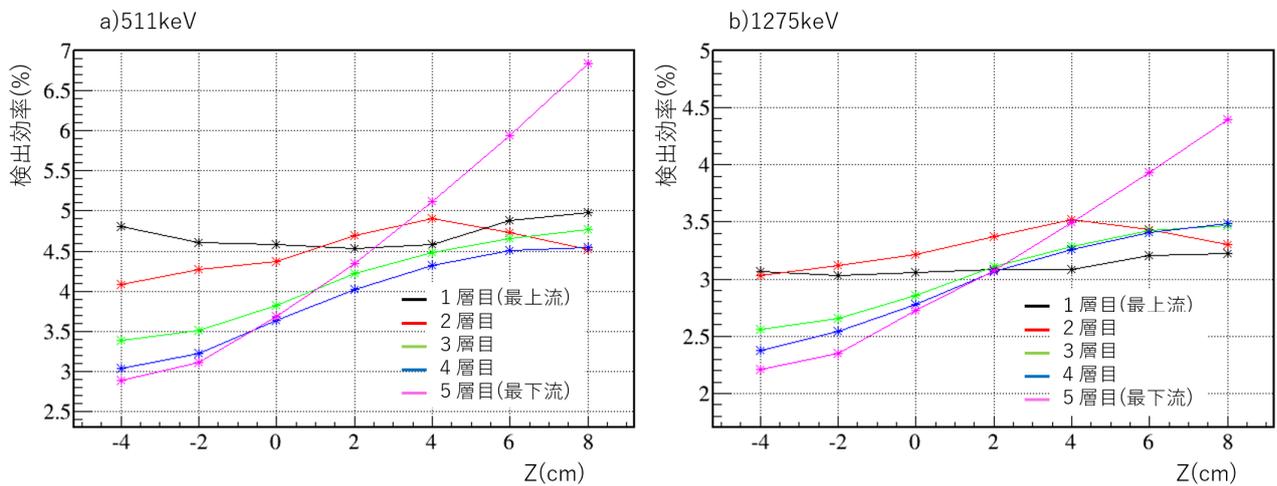


図 5.11: 層ごとの検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na , z 軸上)。左図は 511 keV、右図は 1275 keV のピークに対する検出効率。

シミュレーションとの比較

図 5.12 は、 ^{137}Cs の検出効率 (アドバック前) の z 方向についての線源位置依存性を測定結果とシミュレーション結果で比較したものであり、黒点が測定結果、赤線がシミュレーション結果に対応する。縦軸には検出効率 (%), 横軸には z 軸上での線源位置をとっている。また測定結果の検出効率の値はターゲットチャンバーの影響の補正を行ったものである。シミュレーションと測定値の差は大きいところでも 1%程度であり、シミュレーションによる結果は測定結果の傾向と値をよく再現しているといえる。

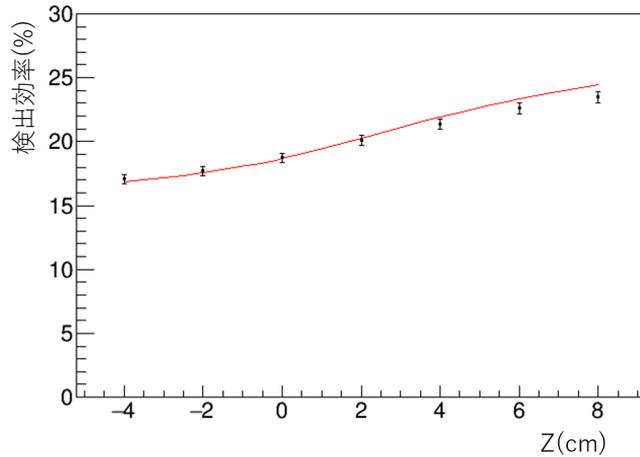


図 5.12: 検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs , z 軸上)。黒点はターゲットチェンバーの影響を考慮して測定結果を補正したもの、赤線はシミュレーション結果。

同様に図 5.13 は、 ^{22}Na の検出効率の z 軸方向についての線源位置依存性を測定結果とシミュレーション結果で比較したものであり、黒点が測定結果、赤線がシミュレーション結果に対応する。左図が 511 keV、右図が 1275 keV のピークに対する検出効率に対応し、縦軸には検出効率 (%)、横軸には z 軸上での線源位置をとっている。同様に測定結果の検出効率の値はターゲットチェンバーの影響の補正を行ったものである。どちらもシミュレーション結果は測定結果の傾向をよく再現しているといえる。ただし、シミュレーションによる検出効率の値は 511 keV のピークについては 2%程度、1275 keV のピークについては 1%程度、測定結果より高くなっていることがわかる。

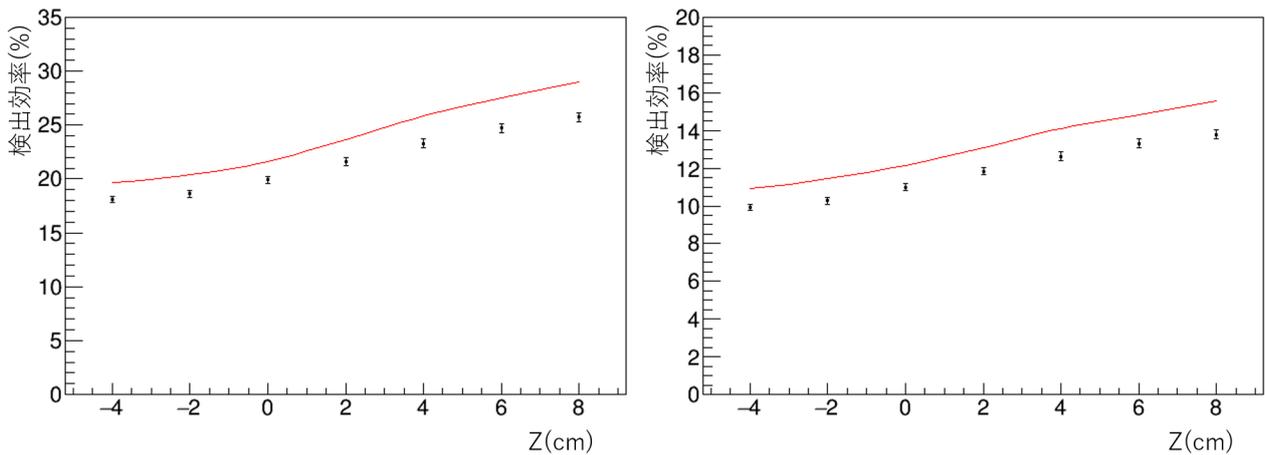


図 5.13: 検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na , z 軸上)。黒点はターゲットチェンバーの影響を考慮して測定結果を補正したもの、赤線はシミュレーション結果。

今回行った測定結果の補正では、 γ 線の全てが 3 mm のアルミニウムを透過することを仮定した。しかしこれは γ 線がターゲットチェンバーの管軸に垂直な向きに放出された場合であり、実際には γ 線がターゲットチェンバーを斜めに透過することが考えられる。このような場合は、 γ 線が透過するアルミ

ニウムは3 mmより厚い。したがって、ターゲットチェンバーを透過する γ 線の数 N_γ は少なくなるため、検出効率は高い値になると考えられる。このような補正の問題もシミュレーション結果が測定結果より大きな値をとる原因の一つである。

5.1.5 y 軸上における検出器の線源位置依存性

測定

図 5.14, 5.15 はそれぞれ、 ^{137}Cs の 662 keV, ^{22}Na の 511 keV, ^{22}Na の 1275 keV のピークに対する y 軸上での検出効率の位置依存性を示したものである。黒点はアドバック前、赤点はアドバック後の結果に対応し、横軸に y 軸上で位置 (cm)、縦軸に検出効率 (%) をとっている。y 軸方向への検出効率の位置依存性はほとんど見られず、y=2 cm の位置でもほとんど原点と変わらない値であることがわかる。

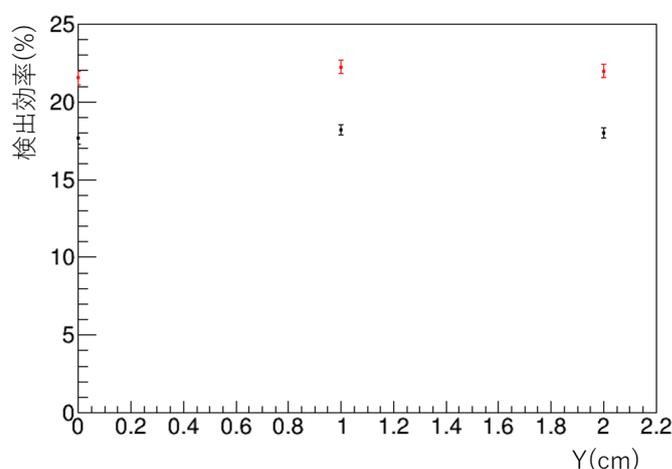


図 5.14: 検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs , y 軸上)。黒点はアドバック前、赤点はアドバック後の結果。

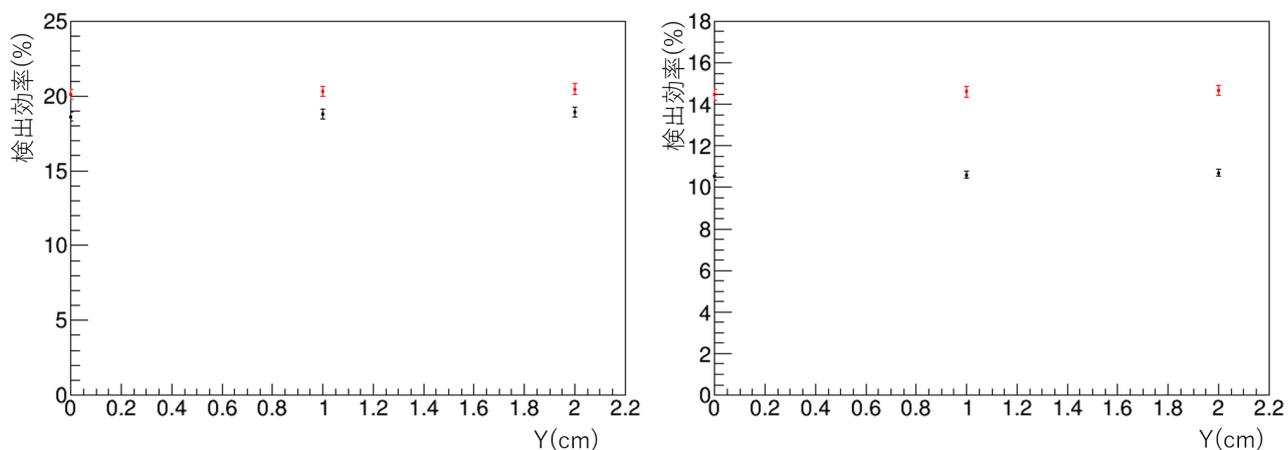


図 5.15: 検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na , y 軸上)。左図は 511 keV、右図は 1275 keV のピークに対する検出効率であり、黒点はアドバック前、赤点はアドバック後の結果に対応する。

各結晶の検出効率の変化

なぜ y 軸方向に線源を移動させても検出効率がほとんど変化しないのかを検証するために、各結晶の検出効率が y 軸上の線源の位置によってどのように変化するかを調べた。図 5.16 は、1 層目 (最上流側の層) に属する結晶について、 ^{22}Na の 511 keV のピークに対する検出効率の y 軸方向への線源位置依存性を yz 平面と PMT の管軸のなす角 θ でプロットしたものである。黒点は線源位置が $y=1$ cm の場合、赤点は線源位置が $y=2$ cm の場合のデータに対応し、横軸は yz 平面と PMT の管軸のなす角 (度)、縦軸には線源位置が原点にある場合の検出効率との比をとっている。

検出効率の比の値は $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲では角度の増加に伴って減少し、 $180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ の範囲では角度の増加に伴って増加している。またこの増減の幅は $y=2$ cm の場合 (赤点) の方が大きい。これは線源位置が上方に移動したことによって、線源位置から検出器を見込む立体角が上方の検出器については増大し、下方の検出器については減少しているためであると考えられる。このようにそれぞれの検出器については線源から検出器を見込む立体角の変化に伴って検出効率に変化するが、これらが打ち消しあって、検出器全体では図 5.15 のように位置への依存性がほとんどないように見えるといえる。

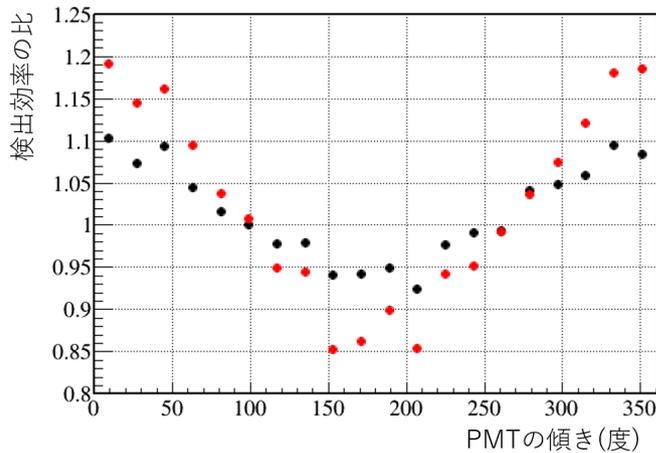


図 5.16: 最上流側の結晶の検出効率の位置依存性 (^{22}Na , 511 keV)。黒点が $y=1$ cm、赤点が $y=2$ cm のときのデータに対応する。

シミュレーションとの比較

図 5.17, 5.18 は、 ^{137}Cs と ^{22}Na の検出効率の y 軸方向についての線源位置依存性を測定結果とシミュレーション結果で比較したものであり、黒点が測定結果、赤線がシミュレーション結果に対応する。縦軸には検出効率 (%)、横軸には y 軸上での線源位置をとっている。図 5.15 においては左図が 511 keV、右図が 1275 keV のピークに対する検出効率に対応している。同様に測定結果の検出効率の値はターゲットチャンバーの影響の補正を行ったものである。z 軸方向の時と同様、 ^{137}Cs については測定結果の傾向も値もよく再現できている一方、 ^{22}Na については傾向は再現できているものの、値は 511 keV のピークについては 2%程度、1275 keV のピークについては 1%程度測定結果より高くなっていることがわかる。この原因として、同様に補正の問題が挙げられる。

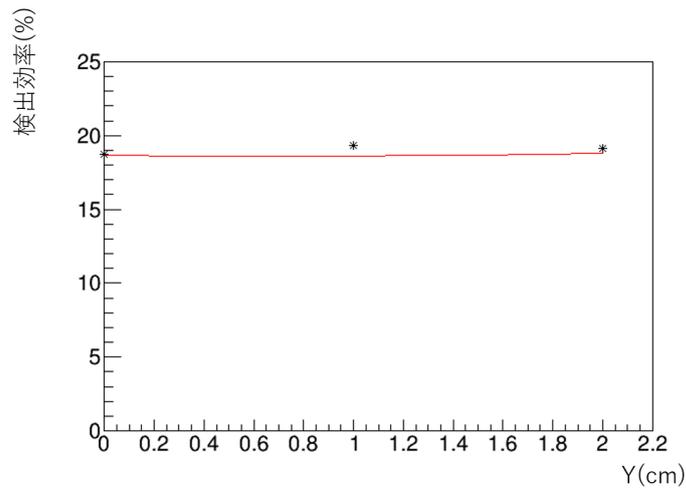


図 5.17: 検出効率の線源位置依存性 (^{137}Cs , y 軸上)。黒点はターゲットチェンバーの影響を考慮して測定結果を補正したもの、赤線はシミュレーション結果。

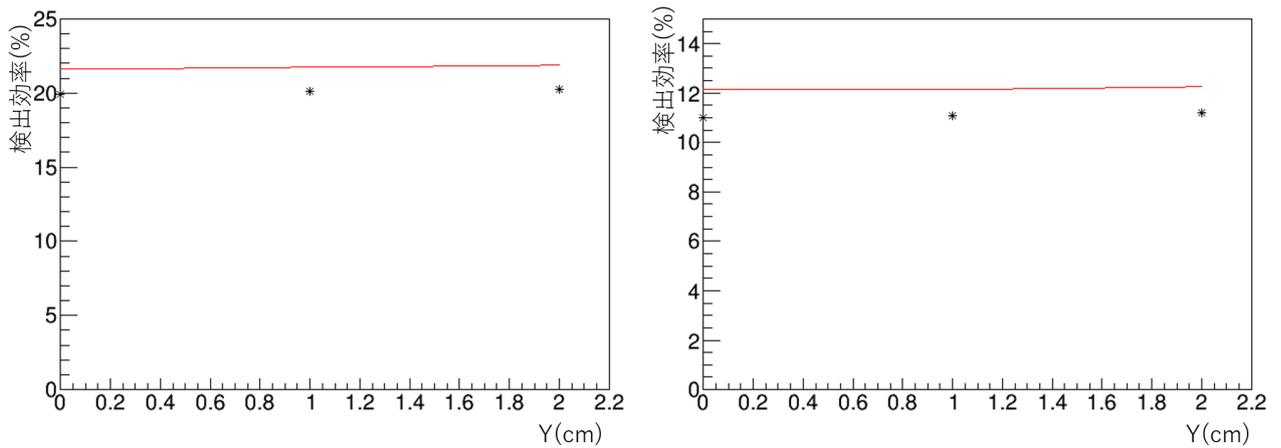


図 5.18: 検出効率の線源位置依存性 (^{22}Na , y 軸上)。黒点はターゲットチェンバーの影響を考慮して測定結果を補正したもの、赤線はシミュレーション結果。

5.2 磁場への応答

5.2.1 エネルギースペクトルの比較

図 5.19 は、SAMURAI を 2.9T に励磁させた場合とさせていない場合で ^{88}Y のエネルギースペクトルを比較したものである。横軸にエネルギー (keV)、縦軸にカウント数をとっており、青線が磁場がない場合のエネルギースペクトル、赤線が磁場がある場合のエネルギースペクトルに対応している。左図が y 軸と垂直に近い結晶のエネルギースペクトルを比較したものであり、右図が y 軸と平行に近い結晶のエネルギースペクトルを比較したものである。

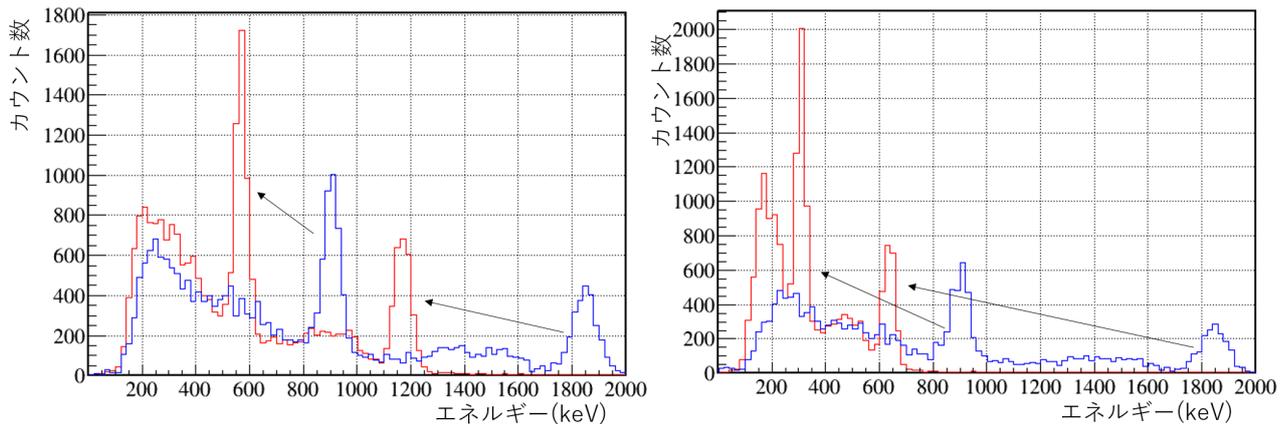


図 5.19: エネルギースペクトルの比較。青線が磁場がない場合、赤線が磁場がある場合のエネルギースペクトルに対応し、左図が y 軸に垂直に近い結晶、右図が y 軸に平行に近い結晶のデータに対応する。

左図を見ると、磁場がない場合のエネルギースペクトル (青線) の 900 keV, 1800 keV 付近のピークは、磁場がある場合のエネルギースペクトル (赤線) ではそれぞれ 600 keV, 1200 keV 付近に移動しており、磁場によってゲインが低下していることが分かる。同様に左図を見ると、磁場がない場合のエネルギースペクトル (青線) の 900 keV, 1800 keV 付近のピークは、磁場がある場合のエネルギースペクトル (赤線) ではそれぞれ 300 keV, 600 keV 付近に移動しており、その移動の程度は左図の場合より大きい。したがって、y 軸に平行に近い結晶の方が y 軸に垂直に近い結晶より磁場の影響を受けていることがわかる。

5.2.2 測定

3.3.1 節で述べた通り、PMT は管軸方向の磁場に強く影響される。CATANA の PMT 付近での磁場はほぼ上から下の向きであったから、y 軸と PMT の管軸のなす角度によって磁場からの影響の受けやすさが変化すると考えられる。図 5.20 は、横軸に y 軸と PMT の管軸のなす角 θ (度)、縦軸に磁場がある場合とない場合の ^{88}Y の 1836keV のピークの位置の比をとったものであり、ゲイン変化の PMT の傾きへの依存性を示したものである。エネルギースペクトルのフィッティングによる誤差は、とても小さいためグラフ上では見えない。全ての結晶において比は 1 を下回っており、磁場によって全ての結晶についてゲインが低下していることがわかる。また比の値は、 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ の範囲では角度の増大に伴って大きくなり、 $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲では角度の増大に伴って小さくなっていることから、y 軸に平行に近い結晶ほど磁場に強く影響され、y 軸に垂直に近い結晶ほど磁場からの影響は小さくなっているとい

える。y 軸に垂直に近い結晶 ($\theta \simeq 90^\circ$) については比は 1 に近い値でありほとんど磁場の影響を受けていないのに対し、y 軸に平行に近い結晶 ($\theta \simeq 0$ or 180°) については磁場がない場合の 15%程度までゲインが低下していることがわかる。

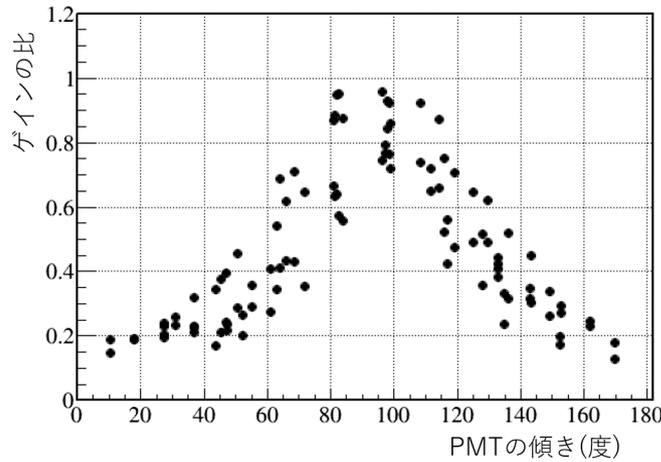


図 5.20: ゲイン変化の角度依存性。フィッティングによる誤差は見えないほど小さい。

同様に図 5.20 は、横軸に y 軸と PMT の管軸のなす角 θ (度)、縦軸に磁場がある場合とない場合の ^{88}Y の 1836 keV のピークにおける分解能の比をとっており、分解能変化の PMT の傾きへの依存性を示したものである。誤差はエネルギースペクトルのフィッティングによるものである。ほとんどの結晶において比は 1 を上回っており、磁場によってほとんどの結晶の分解能が悪化していることがわかる。ゲインと同様に、y 軸に平行に近い結晶ほど磁場に強く影響され、y 軸に垂直に近い結晶ほど磁場からの影響は小さくなっているといえる。y 軸に垂直に近い結晶 ($\theta \simeq 90^\circ$) についてはほとんど磁場の影響を受けていないのに対し、y 軸に平行に近い結晶 ($\theta \simeq 0$ or 180°) については磁場がない場合の 1.8 倍程度まで分解能が悪化していることがわかる。

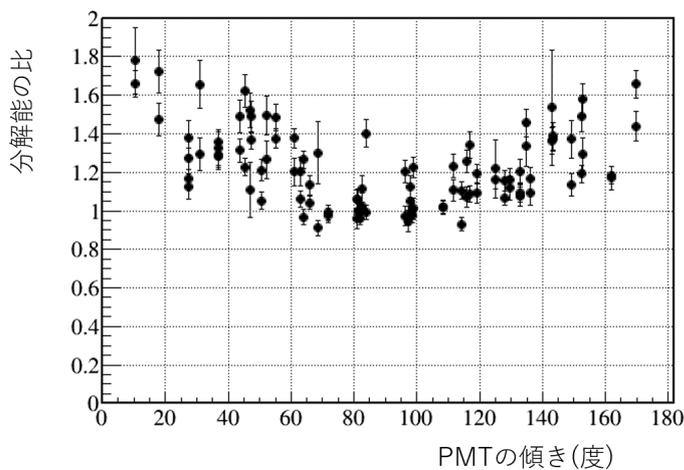


図 5.21: 分解能変化の PMT の角度依存性。誤差はフィッティングによるもの。

5.2.3 磁場対策

上述の通り、磁場への対策を何も行わない場合には磁場によってゲインは最大で磁場がない時の15%程度まで、分解能は最大で1.8倍程度まで悪化するためPMT付近の磁場を減少させるような対策をとる必要がある。ここでは今回行った2回の磁場対策後の測定結果について述べる。

対策1後の測定

図5.22の左図は、鉄板を設置した前後でのゲイン変化のPMTの傾きへの依存性の変化を示したものである。赤点が対策1の後、黒点が対策をしていないときのデータに対応し、横軸にy軸とPMTの管軸のなす角 θ (度)、縦軸に磁場がある場合とない場合の ^{88}Y の1836 keVのピーク位置の比をとっている。また図5.22の右図は、横軸に軸とPMTの管軸のなす角 θ (度)、縦軸に左図の赤点の値を黒点の値で割った値をとったものであり、磁場対策1によってどれだけゲインが回復したかを示している。同様に図5.23の左図は、鉄板を設置した前後での分解能変化のPMTの傾きへの依存性の変化を示したものである。赤点が対策1の後、黒点が対策をしていないときのデータに対応し、横軸にy軸とPMTの管軸のなす角 θ (度)、縦軸に磁場がある場合とない場合の ^{88}Y の1836 keVにおける分解能の比をとっている。また図5.23の右図は、横軸に軸とPMTの管軸のなす角 θ (度)、縦軸に左図の赤点の値を黒点の値で割った値をとったものであり、磁場対策1によってどれだけ分解能が回復したかを示している。誤差はエネルギースペクトルのフィッティングによるものであり、ゲイン変化の誤差はとて小さいためグラフ上では見えない。

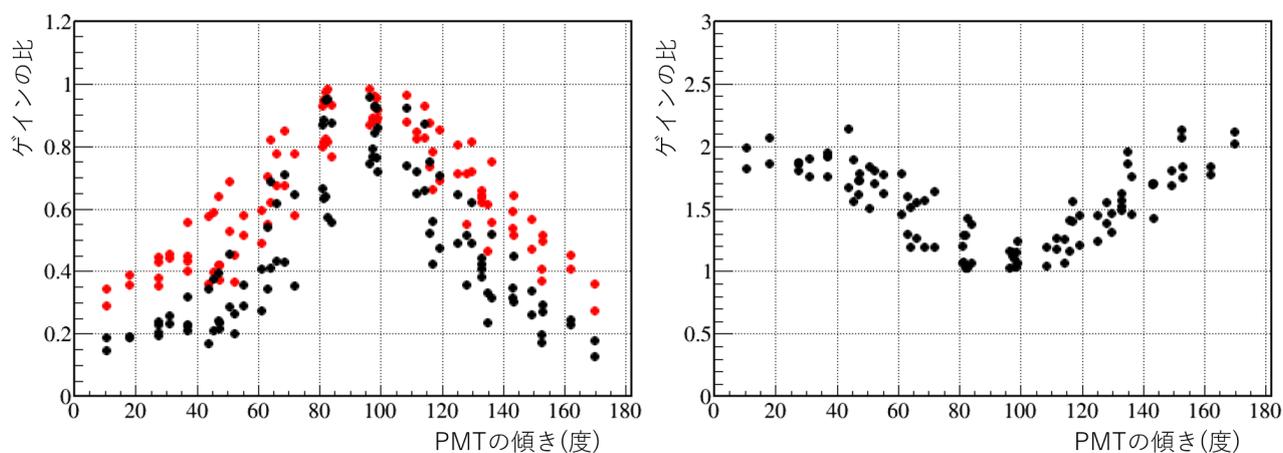


図 5.22: ゲイン変化の角度依存性 (対策1の後)。左図の黒点は対策前、赤点は対策1後のデータに対応し、フィッティングによる誤差は見えないほど小さい。右図は左図の赤点の値を黒点の値で割ったもの。

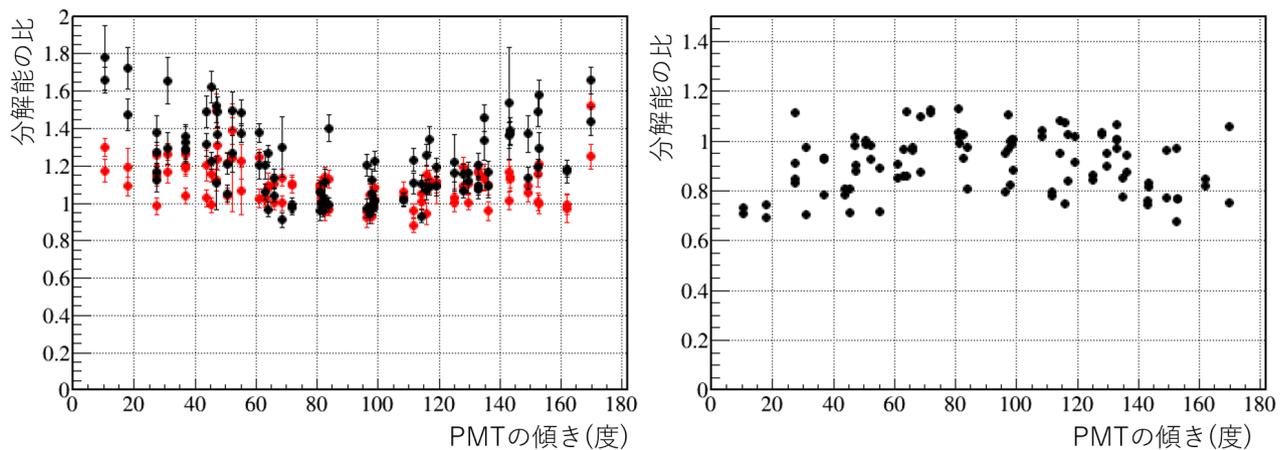


図 5.23: 分解能変化の角度依存性 (対策 1 の後)。左図の黒点是对策前、赤点是对策 1 後のデータに対応し、誤差はフィッティングによるもの。右図は左図の赤点の値を黒点の値で割ったもの。

対策 1 後の結果についても対策前の結果と同様、y 軸に平行に近い結晶ほど磁場に強く影響され、y 軸に垂直に近い結晶ほど磁場からの影響は小さくなっているという傾向が見られる。y 軸に垂直に近い結晶はほとんど影響を受けていないのに対し、y 軸に平行に近い結晶ではゲインは最大で 30% 程度まで、分解能は 1.5 倍程度まで悪化していることがわかる。このように磁場対策の後でもゲインの低下や分解能の悪化が見られるが、図 5.22 の右図と図 5.23 の右図の比の値から、ゲインは対策をしていない場合の 2 倍以上、分解能は対策をしていない場合の 70% 程度まで回復していることがわかる。

対策後の測定 2

図 5.24 の左図は、磁場対策 2 を行った前後でのゲイン変化の PMT の傾きへの依存性の変化を示したものである。赤点が対策 2 の後、黒点が対策をしていないときのデータに対応し、横軸に y 軸と PMT の管軸のなす角 θ (度)、縦軸に磁場がある場合とない場合の ^{88}Y の 1836 keV のピーク位置の比をとっている。また図 5.24 の右図は、横軸に軸と PMT の管軸のなす角 θ (度)、縦軸に左図の赤点の値を黒点の値で割った値をとったものであり、磁場対策 2 によってどれだけゲインが回復したかを示している。同様に図 5.25 の左図は、鉄板を設置した前後での分解能変化の PMT の傾きへの依存性の変化を示したものである。赤点が対策 2 の後、黒点が対策をしていないときのデータに対応し、横軸に y 軸と PMT の管軸のなす角 θ (度)、縦軸に磁場がある場合とない場合の ^{88}Y の 1836 keV における分解能の比をとっている。また図 5.25 の右図は、横軸に軸と PMT の管軸のなす角 θ (度)、縦軸に左図の赤点の値を黒点の値で割った値をとったものであり、磁場対策 1 によってどれだけ分解能が回復したかを示している。誤差はエネルギースペクトルのフィッティングによるものであり、ゲイン変化の誤差はとて小さいためグラフ上では見えない。

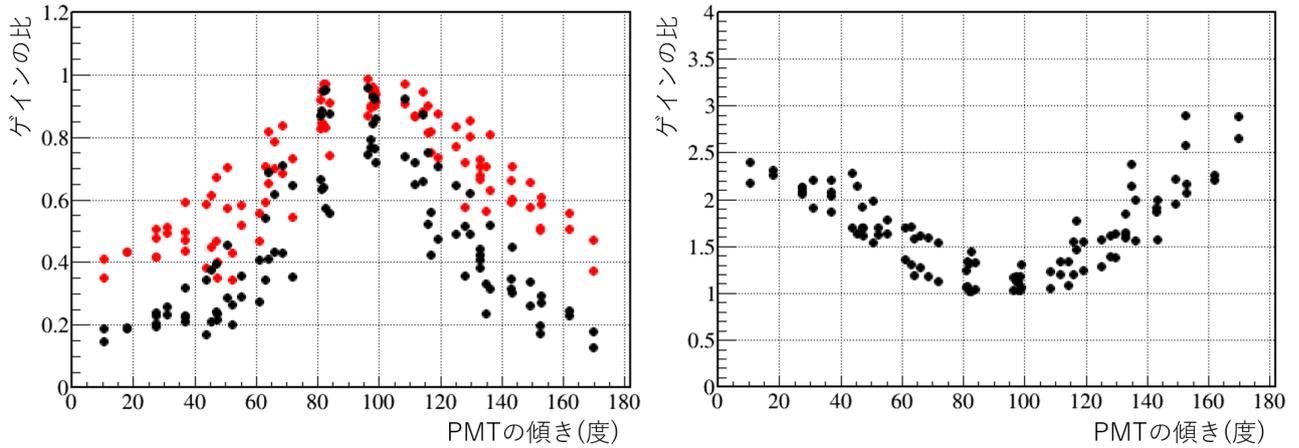


図 5.24: ゲイン変化の角度依存性 (対策 2 の後)。左図の黒点は対策前、赤点は対策 2 後のデータに対応し、フィッティングによる誤差見えないほど小さい。右図は左図の赤点の値を黒点の値で割ったもの。

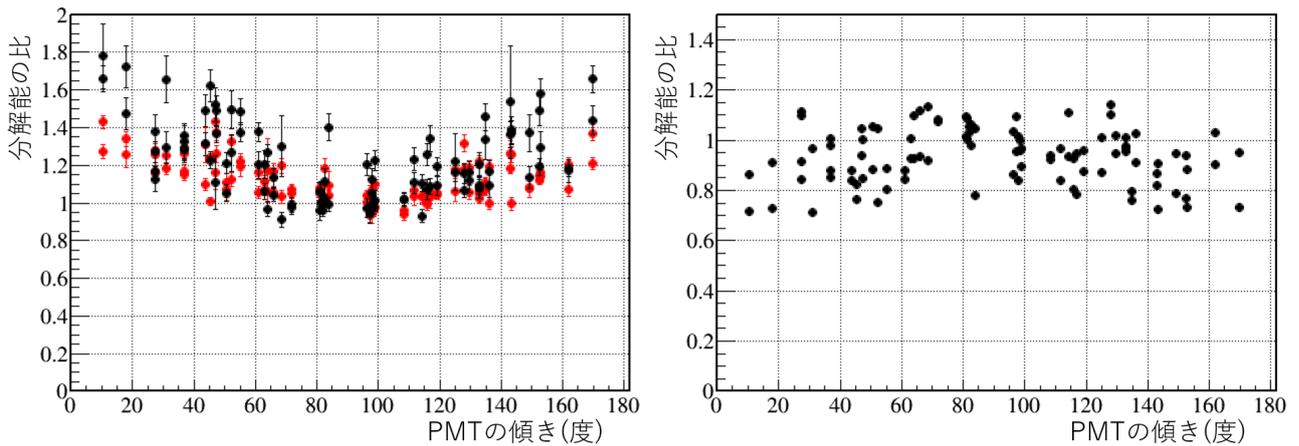


図 5.25: 分解能変化の角度依存性 (対策 2 の後)。左図の黒点は対策前、赤点は対策 2 後のデータに対応し、誤差はフィッティングによるもの。右図は左図の赤点の値を黒点の値で割ったもの。

対策 1 後の結果と同様、軸に平行に近い結晶ほど磁場に強く影響され、y 軸に垂直に近い結晶ほど磁場からの影響は小さくなっているという傾向が見られる。y 軸に垂直に近い結晶はほとんど影響を受けていないのに対し、y 軸に平行に近い結晶ではゲインは最大で 40%程度まで、分解能は 1.4 倍程度まで悪化していることがわかる。また同様に図 5.24 の右図と図 5.25 の右図の比の値から、ゲインは対策をしていない場合の 3 倍程度、分解能は対策をしていない場合の 70%程度まで回復していることがわかる。

5.2.4 磁場対策の効果に対する考察

これまで行ってきた磁場対策によって十分な効果が得られたかを考察する。

対策 1, 対策 2 ともに、磁場がある場合とない場合での分解能の比の値は 80%以上の結晶について 1.2 を

下回っており、PDRの測定実験を行うための第一目標は達成できているといえる。しかしゲインについて見てみると、対策1では磁場がある場合には磁場がない場合の最大で70%、対策2では最大60%程度の低下が見られる。これは磁場の変化にキャリブレーションのみで対応できるゲイン低下の値(10~15%以下)よりとても大きい。したがってSAMURAI磁場の強さを頻繁に変更するような実験で使用するためにはさらなる対策を講じる必要があるといえる。

磁場計算においてはCATANA内部への磁場の侵入をよく防ぐことができていたが、実際に対策を行って測定した結果、想定していたほど効果が得られなかった。この原因として鉄板が薄かったために鉄が飽和してしまったことが考えられる。今後鉄板を厚くするなどの対策により改善が期待できる。

第6章 まとめと今後の展望

6.1 まとめ

本研究では、中性子過剰核におけるピグミー共鳴 (PDR) の測定実験に向けて建設された γ 線検出器アレー CATANA の性能評価を行った。PDR は中性子過剰核に特徴的な集団励起モードであり、我々は2017年に中性子過剰な Ca 同位体における PDR の測定実験を行う。PDR は励起エネルギーが比較的高いため、PDR からの脱励起においては粒子放出とともに娘核から複数の γ 線が放出される可能性が高く、検出効率の高い γ 線検出器が必要である。

本研究では CATANA の性能評価として、検出効率の線源位置依存性及び磁場への応答の測定実験を行った。検出効率の測定により、原点での検出効率は、例えば 662 keV, 1275 keV の γ 線に対してそれぞれ 17.65(34)%, 10.52(18)% と算出された。また検出効率の位置依存性の測定においては、 z 軸方向については単調増加、 y 軸方向についてはほとんど依存性がないことが分かり、これらの測定結果の傾向と値はシミュレーションによって比較的良好に再現された。また磁場への応答の測定によって、 y 軸に平行に近い結晶ほど磁場の影響を受けやすく、何も対策を行わない場合にはゲインが最大で磁場がない場合の15%程度、分解能は最大で磁場がない場合の1.8倍程度まで悪化することが分かった。このような磁場に対応するため、鉄板を設置するなどの磁場対策を行い、磁場への応答の測定を行った。この対策によって、対策を行わない場合と比較してゲインは最大で3倍程度、分解能は対策を行わない場合の70%程度まで回復が見られた。

6.2 今後の展望

本研究における検出効率のシミュレーションで考慮しきれなかったこととして、ターゲットチェンバーの影響が挙げられる。今回は比較を行うために測定結果を補正したが、最終的なシミュレーションではターゲットチェンバーを含めたセットアップを考慮する必要がある。また今回は一点から γ 線を発生させたが、線源の構造を考慮する必要がある。また実際の実験においてはビームの分布や速度などを考慮しなければならない。これらを考慮することにより、シミュレーションの精度をさらに高めていく必要がある。

また磁場への応答の測定実験により、磁場対策によって PDR の測定実験に使用するのに十分な性能にまで回復したことが分かった。今後の SAMURAI 磁場を頻繁に変える実験などに対応するためにはゲインの低下が10~15%以下である必要があるため、鉄板の厚さを厚くするなどさらなる対策を講じる必要がある。

参考文献

- [1] M. N. HARAKEH, A. van der WOUDE “Giant Resonances” (OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS 2000)
- [2] 杉本建造 村岡光男 『原子核物理学』 (共立出版 1988 年)
- [3] P. Adrich et al., Phys. Rev. Lett. 95, 132501 (2005)
- [4] J. Piekarewicz, EPJA 50, 25 (2014)
- [5] D.M. Rossi et al. Phys. Rev. Lett. 111, 242503 (2013)
- [6] T. Inakura, T. Nakatsukasa, and K. Yabana, Phys. Rev. C 84, 021302(R) (2011).
- [7] T. Inakura, T. Nakatsukasa, and K. Yabana, arXiv, 1306.3089 (2013).
- [8] SAMURAI Collaboration Page; <http://ribf.riken.jp/SAMURAI/Collaboration/>
- [9] T. Kobayashi et al., Nucl. Instr. Meth. B 317, 294-304 (2013)
- [10] T. Kubo et al. http://rarfaxp.riken.jp/aoi/RIBF/reference/BigRIPS_NIM_published.pdf
- [11] 東京工業大学理学部物理学科 ”物理学実験第一”
- [12] W. R. Leo ”Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach” (Springer-Verlag 1994)
- [13] Glenn F. Knoll 木村逸郎、阪井英次 訳 『放射線計測ハンドブック』第3版 (日刊工業新聞社 2001 年)
- [14] Saint-Gobain ホームページ <http://www.crystals.saint-gobain.com>
- [15] 浜松ホトニクスホームページ <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>
- [16] Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 11keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご指導と助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には、物理の知識だけでなく実験への取り組み方やプレゼンテーションの仕方など様々なことをご教授いただきました。特任助教の梅野泰宏氏には、検出器に関することをはじめとして、物理の基礎的な事項から研究内容に至るまで様々なことを教えていただきました。助教の近藤洋介氏には、実験の解析についてのアドバイスをいただきました。研究員の武内聡氏には、私が解析で悩んでいるときに新しい方法を教えていただきました。理研仁科センターの千賀信幸氏には、磁場計算に協力していただいた他、検出器の設計に関することを教えていただきました。尾崎友志氏、齊藤敦美氏、斗米貴人氏、平山晃大氏の先輩方には、研究のことのみならず研究室の生活についてなど様々なことで相談に乗っていただきました。また同期の安田昌弘氏とは些細なことでも議論することで新しい視点を得ることができました。研究を支えてくださった方々に心から感謝致します。最後に4年間の大学生活を支えてくれた家族に感謝します。