

2013 年度

学士論文

ピグミー共鳴測定のためのガンマ線 カロリメータの開発

東京工業大学 理学部 物理学科

10_11030

四方瑞紀

指導教官 中村隆司

2014/02/24

概要

本研究では中性子過剰核に特有の集団励起モードであるピグミー共鳴を測定するために γ 線カロリメータの開発を行った。不安定核のピグミー共鳴測定では高励起状態からの崩壊の測定が必要であるが、高励起状態からの崩壊では崩壊片の原子核が束縛励起状態にあることが多い。そのため、励起エネルギーの再構成には崩壊粒子の測定とともに崩壊粒子が脱励起の際に放出する γ 線の測定が欠かせない。効率の良いスペクトル再構成のためにカロリメータは高検出効率かつある程度のエネルギー分解能が必要である。我々は厚い CsI 結晶を用いたカロリメータを開発しており、このカロリメータは理化学研究所仁科センターの RIBF の SAMURAI スペクトロメータと共に使用される。

開発では最適な結晶、光検出器、使用条件を決定するため、CsI(Tl),CsI(Na) のプロトタイプ結晶と光電子増倍管もしくは APD を組み合わせてエネルギー分解能のテストを行なった。結晶、光検出器についてのエネルギー分解能比較を行い、反射材の有無、 γ 線源の位置などの条件を変えた場合の応答の変化を調べた。本論文では、テスト実験の結果とともに結果を元にしたシンチレーション光の集収率の評価の報告をする。

目次

第 1 章	序	1
1.1	巨大双極子共鳴	1
1.2	ピグミー共鳴	1
第 2 章	中性子過剰核のピグミー共鳴の測定	5
2.1	実験概要	5
2.2	実験手法	5
2.3	実験装置	7
2.4	γ 線のドップラー効果	8
第 3 章	γ 線検出器の概要	11
3.1	γ 線の検出原理	11
3.2	新型 γ 線検出器概要	16
第 4 章	テスト実験の目的とセットアップ	21
4.1	テスト実験の目的	21
4.2	テスト実験のセットアップ	21
第 5 章	テスト実験の結果	25
5.1	スペクトル	25
5.2	エネルギー較正・分解能の算出	25
5.3	結晶・光検出器の性能比較実験	27
5.4	CsI(Tl)-A を使用した実験の準備	33
5.5	γ 線入射位置依存性	35
第 6 章	テスト実験の結果についての議論	41
6.1	CsI(Tl),CsI(Na) の分解能評価	41
6.2	反射の効果の評価	43

第7章	まとめと今後の展望	49
7.1	まとめ	49
7.2	今後の展望	49
参考文献		51

目次

1.1	実光子吸収実験における ^{124}Sn の光子吸収断面積	2
1.2	核図表	3
1.3	クーロン分解反応を用いて得られた ^{130}Sn の光子吸収断面積	3
2.1	クーロン励起の模式図	6
2.2	不変質量法	7
2.3	SRC から SAMURAI までの RIBF の図	8
2.4	SAMURAI の全体図	8
2.5	ドップラー効果による実験室系エネルギーの θ 依存性	9
2.6	相対論的效果による実験室系の γ 線強度の θ 依存性	9
3.1	鉛に対する γ 線の吸収断面積	13
3.2	シンチレーション検出器	14
3.3	PMT, APD の検出原理の模式図	15
3.4	CATANA の全体図・断面図	17
3.5	PMT(R11265U と R580), APD の写真	19
3.6	CsI のシンチレーション光の波長分布と PMT、APD の感度波長範囲 [11, 12]	19
4.1	CsI(Tl) 結晶と CsI(Na) 結晶の写真	22
4.2	信号処理回路	23
4.3	^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co の崩壊スキーム	23
5.1	^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co のスペクトル	26
5.2	チャンネルと γ 線エネルギーの相関	27
5.3	エネルギー分解能の HV 依存性	28
5.4	エネルギー分解能の波形整形時間依存性	29
5.5	CsI(Na) のエネルギー分解能の波形整形時間依存性	31

5.6	CsI(Tl)-B と CsI(Na)-C のエネルギー分解能のエネルギー依存性	31
5.7	CsI(Tl)-A,B、CsI(Na)-C,D のエネルギー分解能のエネルギー依存性	32
5.8	ESR、吸収材を用いたときのエネルギー分解能のエネルギー依存性	33
5.9	測定回ごとのピーク位置・エネルギー分解能の変化	34
5.10	PMT の接着方法の写真と模式図	34
5.11	面 A,B,C,D,E の定義	35
5.12	軸 x, y, z の定義	35
5.13	実験のセットアップを x 軸方向から見た図	36
5.14	2 種類の鉛コリメーターの写真	36
5.15	γ 線入射位置に対するピーク位置・エネルギー分解能の依存性	37
5.16	γ 線入射位置に対するピーク位置の依存性	37
5.17	γ 線入射位置に対するエネルギー分解能の依存性	38
5.18	^{22}Na スペクトル (高エネルギー側にテールが有るものと無いもの)	39
6.1	シンチレーターの放出する光子の波長分布	42
6.2	三種類の光電面の PMT の量子効率の波長分布	42
6.3	図 5.11 と同じ面 A,B,C,D,E の定義	43
6.4	図??と同じ軸 x,y,z の定義	43
6.5	反射をしない場合の模式図と結果	44
6.6	面 A で 1 回反射する場合の模式図	45
6.7	面 A で 1 回反射した場合の計算結果	46
6.8	面 B で 1 回反射した場合の模式図と計算結果	47
6.9	面 C で 1 回反射した場合の模式図と計算結果	47
6.10	反射なし、面 A,B,C で 1 回反射の合計	48

表目次

3.1	CATANA の結晶の位置と厚み	17
3.2	無機シンチレーター CsI(Tl),CsI(Na),NaI(Tl),BGO の特徴の比較	18
3.3	光検出器 PMT(R11265U), PMT(R580), APD(S8664-1010) の特徴の比較	18
4.1	ガンマ線源のエネルギーと強度	23
5.1	PMT(R11265U,R580) と APD のエネルギー分解能比較 (%)	30
5.2	結晶体積、表面積、光電面面積を用いたエネルギー分解能の評価	31
6.1	CsI(Tl) の評価値と CsI(Tl)-A,B の結果、CsI(Na) の評価値と CsI(Na)-C,D の結果の比較	43

第 1 章

序

1.1 巨大双極子共鳴

原子核に特徴的な集団励起に巨大共鳴がある。巨大共鳴には様々なモードが存在するがその中でも 1940 年代に発見され最もよく知られたモードに巨大双極子共鳴 (GDR :Giant Dipole Resonance) と呼ばれるものが存在する。これは、原子核に光子を吸収させたときに現れる電気双極子応答であり、これまでにほとんどの安定核で確認されている。GDR のエネルギー E_x は質量数 A に依存し、 $E_x \sim 80 \times A^{-1/3}$ MeV、共鳴幅は 3 ~ 4 MeV であることがわかっている。[1] 原子核の電気双極子 (E1) 遷移では特別なモデルによらず、1 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となることが知られている。すなわち、双極演算子を \hat{f}_1 、ハミルトニアンを H 、原子核の質量数を A 、核子あたりの質量を M と表すと和則値 S は常に

$$S = \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{f}_1, [H, \hat{f}_1]] | 0 \rangle = \frac{3A}{32\pi M} \quad (1.1.1)$$

が成り立つ。このことは和則 (sum rule) と呼ばれ、実験で観測される巨大双極子共鳴の積分値はこの和則値のほぼ 100% を占める。[2]

GDR は巨視的には中性子流体と陽子流体が逆位相で振動する集団的な振動モード (E1 励起) と理解される。一方で、微視的にはそれぞれ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。例として ^{124}Sn の光吸収断面積を図 1.1 に示す。縦軸が光子吸収断面積、横軸が光子のエネルギー。黒点の実験値、赤線がローレンツ分布関数を表し、10 MeV ~ 25 MeV の光子吸収断面積の大きな部分全体が GDR である。[3]

1.2 ピグミー共鳴

1950~60 年代には、GDR よりエネルギーの低い 5-7 MeV に小さな共鳴が発見され PDR と名付けられ。1970 年代以降にはバレンス中性子の振動であるという理論的な説明もなされ

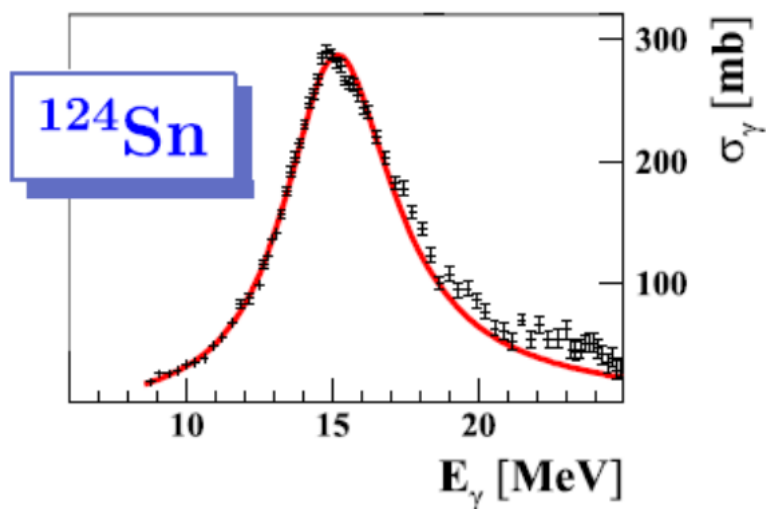


図 1.1 実光子吸収実験における ^{124}Sn の光子吸収断面積。縦軸が光子吸収断面積、横軸が光子のエネルギー、黒色の点が実験値、赤線がローレンツ分布関数を表す。[3]

た。[4] 近年の加速器技術の発達によりバレンス中性子の多い原子核も生成が可能となり、中性子過剰核にもアクセスできすようになった。図 1.2 に縦軸に陽子数 (Z)、横軸に中性子数 (N) とした核図表を示す。[5] 四角の枠で囲まれたものは実験的に生成されている領域を表し、水色の広い領域は理論的に存在が予測されている原子核を表す。黒色の四角は安定な原子核を表し、この領域の右下側の中性子が過剰となった領域を中性子過剰領域、左上側の陽子が過剰となった領域を陽子過剰領域と呼ぶ。

2005 年には中性子過剰核である $^{130,132}\text{Sn}$ のピグミー共鳴が測定された。 ^{130}Sn の光子吸収断面積を図 1.3 に示す。縦軸が光子吸収断面積、横軸が光子のエネルギー。黒点が実験値、緑線が GDR、赤線が GDR と PDR の合計を表し、10 MeV 付近の小さなピークが PDR、15 MeV 付近の大きなピークが GDR である [3]。これは、強度分布の重心エネルギーを表すエネルギー重荷総和則では全体の数 % を占める。PDR は中性子スキンとコアの振動であると考えられていることから PDR の強度測定により、中性子スキンの厚さなどの情報が得られると考えられ、最終的には核物質の状態方程式に制限を与えることが期待されている。不安定核では、 ^{130}Sn , ^{132}Sn の他にも ^{68}Ni で見つかっており、励起エネルギーはそれぞれ 10.1(7) MeV, 9.8(7) MeV, 9.55(17) MeV と観測されている。共鳴幅、和則に占める割合も求められ、 ^{68}Ni では中性子スキンの厚さが 0.17(2) fm、エネルギー重荷総和則値の 2.8(5) % と計算されている。[6, 7]

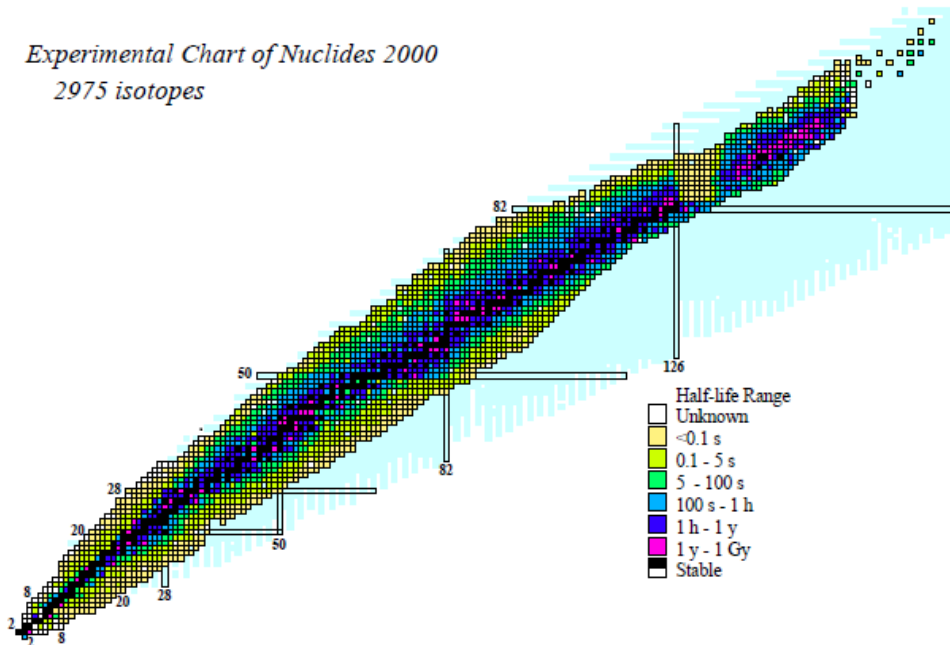


図 1.2 縦軸に陽子数 (Z)、横軸に中性子数 (N) をとった核図表。安定核の右下側を中性子過剰領域と呼ぶ。[5]

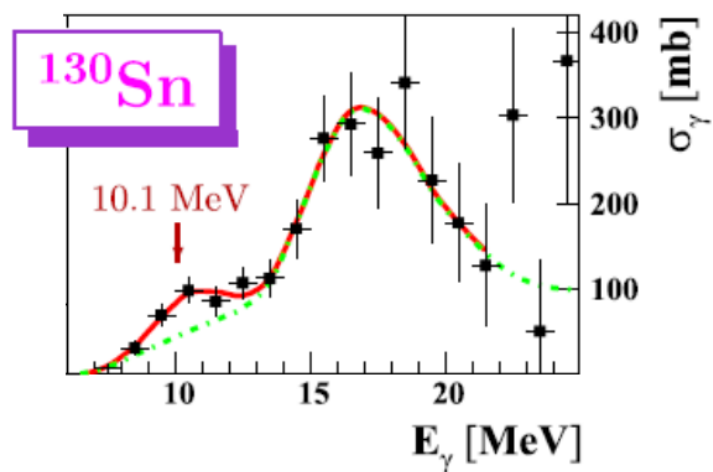


図 1.3 クーロン分解反応を用いて得られた ^{130}Sn の光子吸収断面積。縦軸が光子吸収断面積、横軸が光子のエネルギー、黒色の点が実験値、赤線が GDR と PDR の合計、赤い矢印が PDR のエネルギーを表す。[3]

本論文では、中性子過剰カルシウム原子核の PDR 測定のために開発を進めている高効率な γ 線カロリメータについての研究について述べる。第 2 章では、理化学研究所の RIBF で行う予定の PDR 測定実験について述べ、第 3 章では、 γ 線の検出原理および開発中の γ 線カロリメータの説明を行う。第 4 章では本研究で行ったカロリメータ開発のためのテスト実験の手法、第 5 章では実験の結果、第 6 章では実験結果に対する考察、第 7 章ではまとめと今後の展望を述べる。

第 2 章

中性子過剰核のピグミー共鳴の測定

2.1 実験概要

我々は「中性子過剰な Ca 同位体の電気双極子応答の測定」の実験を 2015 年に実施予定である。理論計算において Ca 同位体の PDR 強度は ^{48}Ca から ^{54}Ca にかけて急激に大きくなることが予測されている。これは、バレンス中性子が $2p_{3/2}$ 軌道もしくは $2p_{1/2}$ 軌道へと移ることに関係し、特に ^{52}Ca , ^{54}Ca は PDR の強度と中性子スキン厚は強く相関が理論的に示唆されている。[8]

実験は理化学研究所仁科センターの RI ビームファクトリー (RIBF) に設置されている SAMURAI (Superconducting Analyzer for MUlti-particle from RAdioIsotope beams) を用いて行われる。 ^{70}Zn (345 AMeV) の 1 次ビームから生成された $^{48,50,52}\text{Ca}$ をクローン励起によって励起させ、崩壊時に生成される荷電粒子、中性子、 γ 線の運動量やエネルギーの同時測定を行う。測定された運動量、エネルギーから不変質量法によって $^{48,50,52}\text{Ca}$ の非束縛励起状態のエネルギーを求める。この実験では Ca 同位体の高励起状態を生成するため複数の γ 線が放出される可能性が高く、より検出効率の高い γ 線検出器が必要となる。現在 SAMURAI で使用している NaI(Tl) を用いた γ 線検出器 DALI2 の検出効率は 20% 程度とあまり高くないため、この実験では高い検出効率を持つ新しい γ 線検出器を開発する必要がある。

2.2 実験手法

2.2.1 クーロン分解反応

$^{48,50,52}\text{Ca}$ の励起には図 2.1 に示したクーロン分解反応が用いられる。ここでは、 ^{52}Ca の励起を例とした。入射粒子を Pb のような原子番号 (Z) 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。これは入射粒子が仮想光子を吸収することに相当し、電気双極子励起 (E1 励起) の換算遷移確率 $B(E1)$ の分布を調べることができる。

励起された状態は非束縛状態なので、すぐに別の荷電粒子と中性子に崩壊する。ある励起エネルギー E_x へクーロン励起する断面積 σ_{coul} と $B(E1)$ は以下の

$$\frac{d\sigma_{coul}}{dE_x} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.2.1)$$

の関係を持つ。標的には Pb を用いる。Pb は原子番号が大きく ($Z=82$) クーロン励起に適しているが、Pb 標的による分解反応では核力による分解の寄与も存在する。そのため、核力分解反応が支配的な Z の小さい C 標的 ($Z=6$) を用いた測定によって核力による分解反応断面積を評価し、差し引くことでクーロン分解反応断面積を求める。

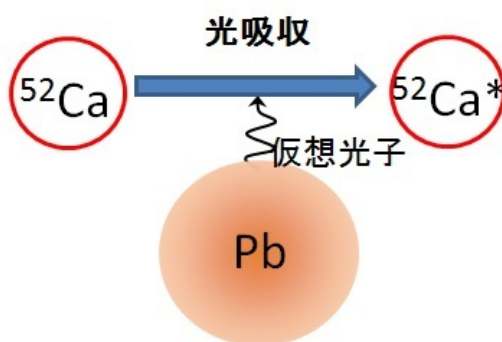


図 2.1 クーロン励起の模式図、左から入った ^{52}Ca が Pb 標的付近の瞬間的な通過に伴い、強い電場 (仮想光子) によって励起される

2.2.2 不変質量法

Ca 同位体のエネルギー再構成には不変質量法が用いられる。図 2.2 は ^{52}Ca から ^{51}Ca への崩壊を例にした模式図である。不変質量法は非束縛な状態を測定することのできる方法の一つであり、放出粒子の運動量のみで励起エネルギーを導出することができるので、入射粒子のエネルギー分解能に依存せず高いエネルギー分解能を得ることができる。

^{52}Ca は仮想光子の吸収によって PDR や GDR が励起されると、ほとんどの励起状態は 1 中性子分離のしきい値を超えた非束縛にあるため、すぐに ^{51}Ca と中性子に崩壊する。崩壊時の ^{51}Ca が励起状態である場合、 γ 線を放出して基底状態に遷移する。崩壊後の励起状態の ^{51}Ca 、中性子の静止質量、運動量、エネルギーをそれぞれ $m_{51\text{Ca}^*}$, $\mathbf{p}_{51\text{Ca}^*}$, $E_{51\text{Ca}^*}$, m_n , \mathbf{p}_n , E_n 、 γ 線のエネルギーを E_γ と表すと、 ^{52}Ca の励起状態の不変質量 M は、

$$M = \sqrt{(E_{51\text{Ca}^*} + E_n)^2 - (\mathbf{p}_{51\text{Ca}^*} + \mathbf{p}_n)^2} \quad (2.2.2)$$

となる。次に、不変質量と崩壊後粒子の静止質量から相対エネルギーが求められる。

$$E_{rel} = M - (m_{51\text{Ca}^*} + m_n) \quad (2.2.3)$$

この相対エネルギーと中性子分離エネルギー、放出された γ 線のエネルギーの和が ^{52}Ca の励起エネルギー E_x となる。

$$E_x = S_n + E_{rel} + \sum E_\gamma \quad (2.2.4)$$

E_x を求めるためには実験で E_{rel} と E_γ を測定する必要がある。 E_{rel} は SAMURAI に設置された中性子検出器・荷電粒子検出器で計測される中性子・荷電粒子の運動量から得ることができる。また、Ca 同位体の高励起状態を用いるため複数の γ 線が放出される可能性が高いので、 E_γ を高効率かつ正確に得るために新しい γ 線検出器が必要となる。

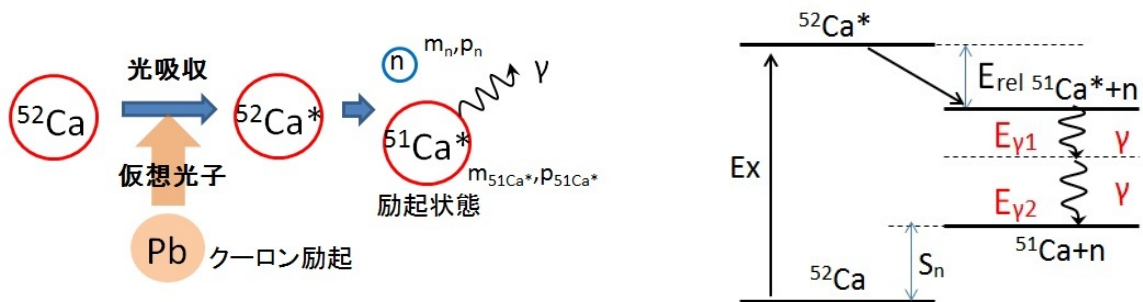


図 2.2 (左) クーロン分解反応で生成した中性子・荷電粒子の運動量、 γ 線のエネルギーを検出する。(右) ^{52}Ca の励起エネルギーは $^{51}\text{Ca}^*$ と $^{52}\text{Ca}^*$ の相対エネルギー、 γ 線のエネルギー、 ^{52}Ca の中性子分離エネルギーの和で求められる。

2.3 実験装置

実験は理化学研究所仁科センターの RI ビームファクトリー (RIBF) に設置されている SAMURAI を用いて行われる。SAMURAI の下流では我々東工大グループが中心となって開発した中性子検出器 NEBULA (NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance) により中性子の運動量の測定が測定され、同時に荷電粒子検出器によって荷電粒子の運動量も測定される。正確なエネルギー再構成のためには、中性子、荷電粒子の運動量だけでなく放出される γ 線のエネルギーも必要となる。そのため、本研究で開発したガンマ線検出器はターゲット周辺を覆う形で使用される。RIBF、SAMURAI のセットアップ図を図 2.3, 2.4 に示す。上は超伝導サイクロトロン (SRC) から SAMURAI までの全体図、下は SAMURAI 周辺部分のみを詳細に示した図である。例として、1 次ビームの ^{70}Zn (345 AMeV) から 2 次ビームとして ^{52}Ca が生成された場合を示した。

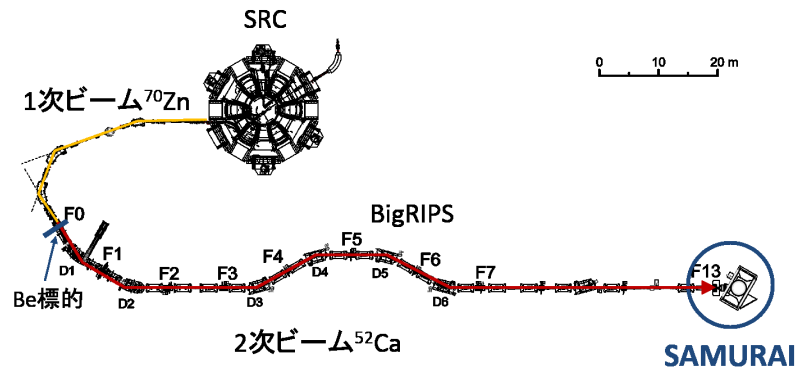


図 2.3 SRC から SAMURAI までの RIBF の図。重イオン加速器で加速された 1 次ビーム (^{70}Zn) は Be の生成標的と反応し、(^{52}Ca) は 2 次ビームとして生成され、BigRIPS により分離、粒子識別され、SAMURAI に設置された 2 次標的に入射する。

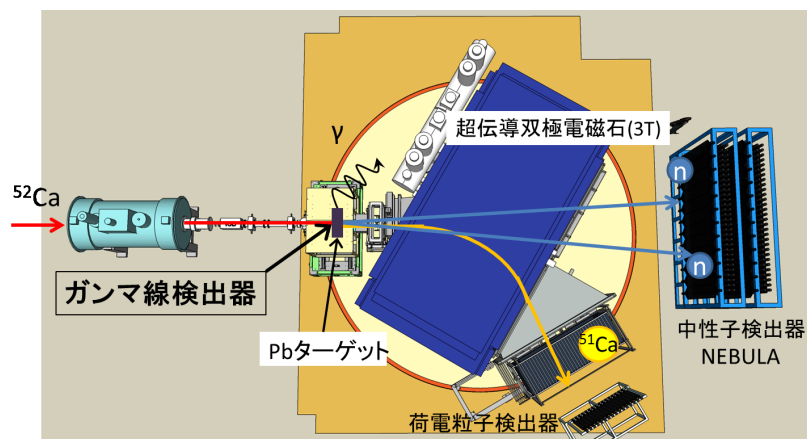


図 2.4 図 2.3 中、の丸で囲まれた SAMURAI 部分の拡大。左の矢印方向から入射した ^{52}Ca はターゲットで励起後崩壊し、生成された ^{51}Ca 、中性子、 γ 線はそれぞれに検出される。

2.4 γ 線のドップラー効果

実験では光速の約 60% で進む荷電粒子から放出される γ 線を検出するため、実験室系から見た γ 線エネルギーはドップラー効果によって変化する。粒子進行方向と γ 線の放出される方向とのなす角を θ とすると実験室系でのエネルギーは

$$E_{\gamma}^{\text{lab}} = E_{\gamma}^{\text{cm}} \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.4.1)$$

となる。 $\beta = 0.6, E_{\gamma}^{cm} = 1$ MeV の場合の実験室系エネルギーの θ 依存性を図 2.5 に示す。これは、前方の検出器では γ 線のエネルギーがより高く観測されることを示している。エネルギー

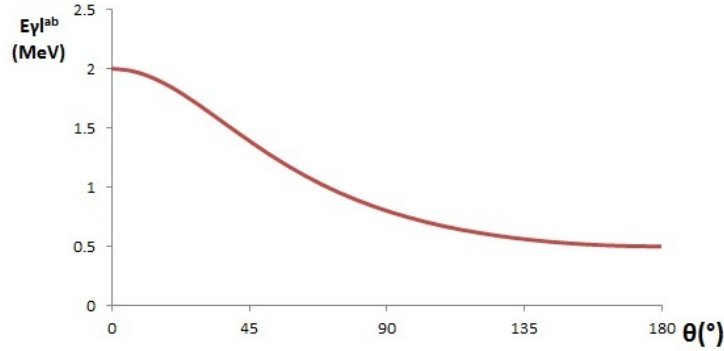


図 2.5 $\beta = 0.6, E_{\gamma}^{cm} = 1$ MeV の場合の実験室系エネルギーの θ 依存性。ドップラー効果により実験室系と重心系では γ 線のエネルギーが変化する

ギーと同様に実験室系から見た γ 線の強度も相対論的效果により変化する。重心系からみた γ 線強度 I^{cm} と実験室系からみた γ 線強度 I^{lab} は、

$$I^{lab} = \frac{(1 + \beta \cos \theta)^2}{1 - \beta^2} I^{cm} \quad (2.4.2)$$

の関係を持つ。 $\beta = 0.6, I^{cm} = 1$ の場合の γ 線強度の θ 依存性を図 2.6 に示す。

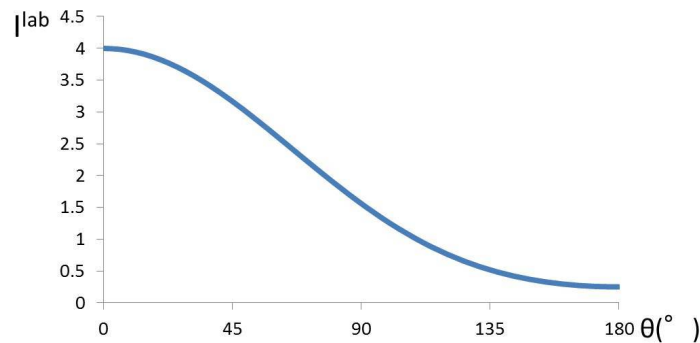


図 2.6 $\beta = 0.6, I^{cm} = 1$ の場合の実験室系エネルギーの θ 依存性。相対論的效果により実験室系と重心系では γ 線強度も変化する

このように θ に依存して観測される E^{lab}, I^{lab} が大きく変化するため、 γ 線検出器では γ 線の放出角度 (θ) の測定をする必要がある。この θ を測定するために γ 線検出器は細分化されたものを用いる。 θ と SAMRAI で測定される β からイベント毎に E^{lab} を E^{cm} に補正する。

第3章

γ 線検出器の概要

本研究では 2015 年に行われる実験に向けて新しい γ 線検出器 CATANA (CAlorimeter for γ -ray Transition in Atomic Nuclei at high isospin ASymmetry) の開発を行っている。ここでは、シンチレーション検出器の検出原理や新型 γ 線検出器 CATANA の特徴について述べる。

3.1 γ 線の検出原理

γ 線検出器には NaI(Tl), CsI(Tl) 等のシンチレーション検出器と Ge 検出器等の半導体検出器がある。シンチレーション検出器は Ge 検出器に比べエネルギー分解能は低いが出効率が低い。CATANA では高効率の γ 線検出が主目的であるためシンチレーション検出器を用いる。シンチレーション検出器では、 γ 線エネルギーがシンチレーター中の物質と相互作用により光子の数に変換される。光子は光検出器で電気信号に変換されエネルギー、時間などの情報となる。3.1 章では、 γ 線と物質の相互作用やシンチレーターの発光原理、光検出器の動作原理について述べる。

3.1.1 γ 線と物質の相互作用

γ 線は電荷を持たないため α 線、 β 線に比べて物質中の透過力が高い。 γ 線と物質の相互作用には 1. 光電効果、2. コンプトン散乱、3. 電子対生成の 3 種類が存在する。[9]

光電効果

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 $E_\gamma = \hbar\omega$ を電子に与え、電子が $E_e = \hbar\omega - I$ (I : 電子の結合エネルギー) のエネルギーを持って原子外に飛び出る現象である。

K 電子による吸収断面積 $\sigma_{photon}(K)$ は、

$$\sigma_{photon}(K) = \begin{cases} \phi_0 \alpha^4 Z^5 4\sqrt{2} \zeta^{-7/2} & (\zeta \ll 1) \\ \phi_0 \alpha^4 Z^5 \zeta^{-1} e^{\pi\alpha + 2\alpha^2(1 - \ln \alpha)} & (\zeta \gg 1) \end{cases} \quad (3.1.1)$$

ここで、 ϕ, ζ, α はそれぞれ、

$$\phi_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) \text{cm}^2 \quad (3.1.2)$$

$$\zeta = \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \quad (3.1.3)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (3.1.4)$$

であり、断面積は Z^5 に比例する。なお、L, M 電子などの寄与を考えた光電吸収の断面積 σ_{photon} は近似的に以下の式で計算される。

$$\sigma_{photon} \sim \frac{5}{4} \sigma_{photon}(K) \quad (3.1.5)$$

コンプトン散乱

コンプトン散乱は E_γ が原子中の電子の束縛エネルギーより大きくなると起こり、光子と一つの自由電子との衝突として扱われる。散乱 γ 線のエネルギーを E'_γ 、反跳電子の運動エネルギーを E_e 、入射 γ 線と反跳電子の運動方向とのなす角を ϕ 、散乱 γ 線となす角を θ とする。エネルギー保存則、運動量保存則から

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \zeta(1 - \cos \theta)} \quad (3.1.6)$$

$$E_e = E_\gamma \frac{2\zeta \cos^2 \phi}{(1 + \zeta)^2 - \zeta^2 \cos^2 \phi} \quad (3.1.7)$$

$$\tan \phi = \frac{\cot(\theta/2)}{1 + \zeta} \quad (3.1.8)$$

の関係が成り立ち、 $\zeta \ll 1$ のときの散乱の全断面積 σ_{comp} は、

$$\sigma_{comp} = Z\phi_0(1 - 2\zeta + 5.2\zeta^2 - 13.3\zeta^3) \quad (3.1.9)$$

と表される。すなわち Z に比例する。

電子対生成

原子核の電場中で γ 線が消滅し、一对の電子・陽電子が発生する現象を電子対生成と呼ぶ。電子対生成は E_γ が $2m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV}$ 以上の場合にのみ起り、電子・陽電子は合わせて

$E_\gamma - 2m_e c^2$ の運動エネルギーを持つ。

$m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ のとき、断面積 σ_{pair} は、

$$\sigma_{pair} = \bar{\phi} Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln 2\zeta - \frac{218}{27} \right) \quad (3.1.10)$$

と書け、 Z^2 に比例する。ここで ϕ は、

$$\bar{\phi} = \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 / 137 = 5.79 \times 10^{-28} (\text{cm}^2) \quad (3.1.11)$$

である。

γ 線の吸収断面積

γ 線の物質中での吸収断面積 σ は上で述べた 3 つの過程の吸収断面積の和として表される。すなわち、

$$\sigma = \sigma_{photon} + \sigma_{comp} + \sigma_{pair} \quad (3.1.12)$$

である。図 3.1 に鉛に対する γ 線の吸収断面積を示す。太い実線が 3 つの過程の和を表す。1 MeV 以下で断面積が大きい点線が光電効果、小さい点線がコンプトン効果を表す。また、1 MeV 以上にのみ見られる点線は電子対生成を示す。[9]

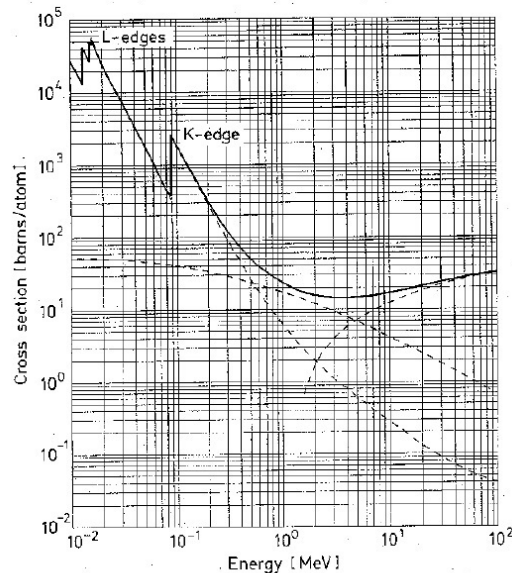


図 3.1 鉛に対する γ 線の吸収断面積。太い実線が 3 つの過程の和を表す。1 MeV 以下で断面積が大きい点線が光電効果、小さい点線がコンプトン効果を表す。また、1 MeV 以上にのみ見られる点線は電子対生成を示す。

なお、光子数 I の γ 線が厚さ dx の吸収板を透過した場合の光子数の変化量 dI は、

$$-dI = \frac{N_A \sigma}{A} I dx \quad (3.1.13)$$

であり、光子数 I_0 の γ 線が厚さ x の吸収板を透過後の光子数 $I(x)$ は、

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{N_A \sigma}{A} x} \quad (3.1.14)$$

となる。これを用いて γ 線の透過率 $I(x)/I_0$ を計算できる。

3.1.2 シンチレーション検出器を用いた γ 線の検出原理

シンチレーション検出器では、シンチレーターと光検出器を組み合わせる。 γ 線のエネルギーはシンチレーター中で光子の数に変換され、光子は光検出器で電気信号となり検出される。光検出器として光電子増倍管 (Photomultiplier Tube ;PMT)、Avalanche Photodiode(APD) を用いる。図 3.2 はシンチレーターと PMT を組み合わせた場合の模式図である。

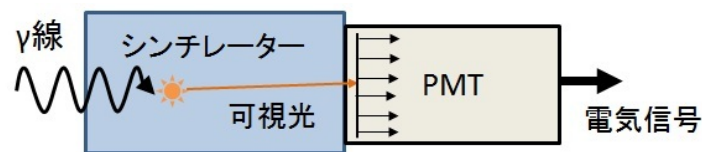


図 3.2 シンチレーション検出器

シンチレーターの発光原理

電子はシンチレーターのような絶縁体では離散的なエネルギー帯をもつ。下方は価電子帯、上方は伝導帯と呼ばれ、二つの間には禁制帯というエネルギーギャップが存在する。電子はエネルギーを吸収すると、価電子帯から伝導帯へと移行し、価電子帯には正孔が残る。この電子が価電子帯へ戻るときにシンチレーション光が発生する。直接遷移はエネルギーギャップが大きいため効率が悪く、可視光にはならない。そのため、結晶中に少量の活生物質を加えてエネルギー状態を変形させることで、効率よく可視光を発生させる。[10]

PMT の動作原理

光電子増倍管 (PMT) は、主に 1. 光陰極 (Photo Cathode)、2. 電子増倍部からなる。光陰極では入射する光子を低エネルギーの光電子に変換する。光陰極を離れた電子は第一ダイノードに引き付けられ、1 個の光電子あたり δ 個の電子を生成する。これらの電子は第一ダイノード、第二ダイノード間の電界によって第二ダイノードに向かって加速され、2 次電子が

生成される。この過程を多数回繰り返し電子は増幅される。増倍器が N 段あるとき、 α を増倍器で集められる光電子の割合として、

$$\text{全利得} = \alpha \times \delta^N \tag{3.1.15}$$

となる。光電陰極で生成される数百個の光電子は増幅部で $10^7 \sim 10^9$ 個まで増幅される。図 3.3 左に PMT の動作原理の模式図を示す。[10]

APD の動作原理

Avalanche Photodiode(APD) はダイオードの一種であり、シンチレーション検出器からの光子を直接電子正孔対に変換する。この変換は PMT の光電陰極と異なり量子効率が $60 \sim 80\%$ と高い。変換された電荷は移動部を経て、高い電界が存在する増倍領域に入り、なだれ過程によって $200 \sim 300$ 倍に増幅される。APD はある電圧 (破壊電圧) 以上になるとなだれ過程が暴走状態となるため、印加電圧はこのレベルをある程度下回るように設定する。図 3.3 右に APD の動作原理の模式図を示す。[10]

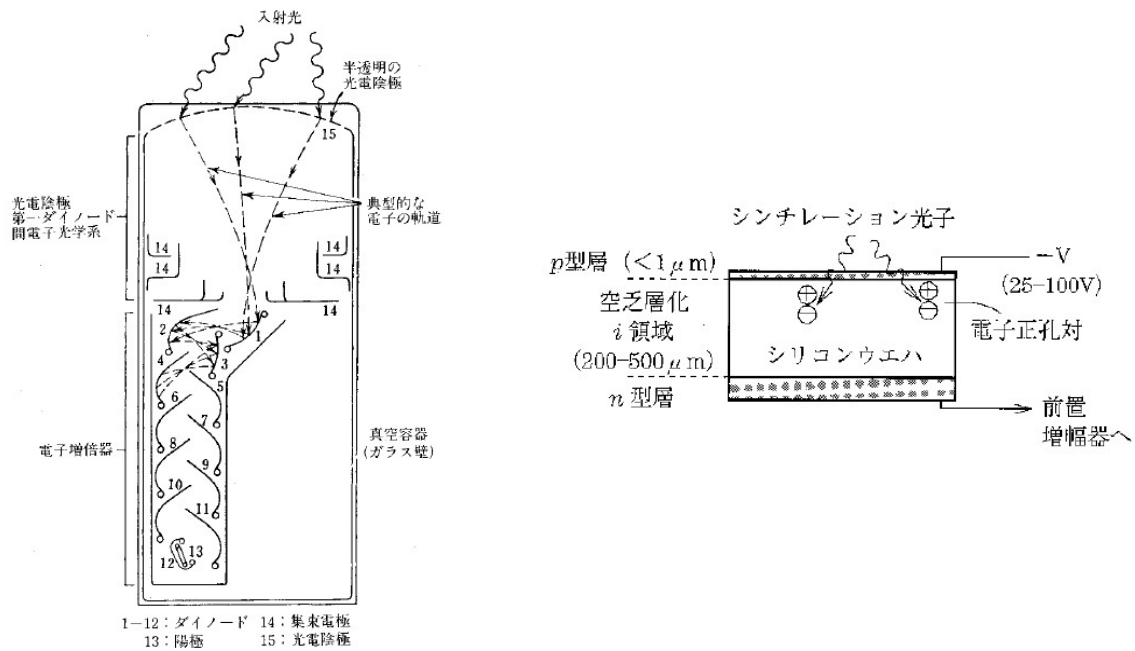


図 3.3 (左)PMT,(右)APD の検出原理模式図。PMT は光電面で作られた光電子を増幅する。APD は光子から電子正孔対に直接変換する。

3.2 新型 γ 線検出器概要

3.2.1 特徴

正確なエネルギー観測のために γ 線カロリメータ CATANA は、高い検出効率と十分なエネルギー分解能を持つ必要があるため、検出器は大立体角を覆うと同時に高密度の結晶を用いて構成される。さらに、 γ 線は $\beta = 0.6$ の粒子から放出されるため γ 線の放出角度を測定し相対論的効果の補正を行う。このため、分割された結晶を用いる必要がある。

この目的のために CATANA は 200 個に細分化された CsI(Tl) または CsI(Na) 結晶が標的を覆い ($5^\circ < \theta < 111^\circ$)、検出効率が $E_\gamma = 1$ MeV において 56 % となるよう設計されている。これは、現在 SAMURAI で使用されている γ 線検出器の検出効率 (20 % 程度) に比べて非常に高い。計測可能なエネルギー領域は、重心系において 100 keV-10 MeV、実験室系において 100 keV-30 MeV、角度分解能は、 θ 方向に 9° 、 ϕ 方向に 18° となる。エネルギー分解能は ^{137}Cs の γ 線 (661 keV) において 10 % 程度を目指している。

3.2.2 構造

CATANA の全体図、断面図を図 3.4 に示す。この図で黄色から青色で示された全体を覆う部分は結晶、断面図の中央に示した紫色の直方体が標的を表す。結晶の色の違いは結晶の形の違いを表し、図 2.5 のように γ 線はドップラー効果により前方では実験室系でのエネルギーが高くなるため、標的の前方 (黄色の結晶) では厚さ 15 cm、後方 (青色の結晶) では 9.5 cm となっている。ビーム方向に対する各色の結晶の角度と厚みを表 3.1 に示す。各シンチレーターは光検出器が外側に接着され、シンチレーション光を電気信号に変換する。シンチレータから光検出器への集光効率を上げるためにシンチレーターには反射材を巻く。

3.2.3 シンチレーター

CATANA では CsI(Tl) または CsI(Na) の無機シンチレーターを使用する。無機シンチレーターは密度が高く、原子番号も大きいことから阻止能が高く発光量も大きい。このため、 γ 線や高エネルギーの電子の検出において比較的良好な分解能が得られる。ただし、無機シンチレーターは潮解性を持つものが多い。ガンマ線と物質との相互作用の大きさ (式 3.1.1, 3.1.9, 3.1.10) から原子番号 Z が大きく、密度の高い結晶も用いることで γ 線を効率的に検出することが出来る。CsI(Tl)、CsI(Na)、および代表的な無機シンチレーターである NaI(Tl)、BGO の特徴を表 3.2 に示す。[12]

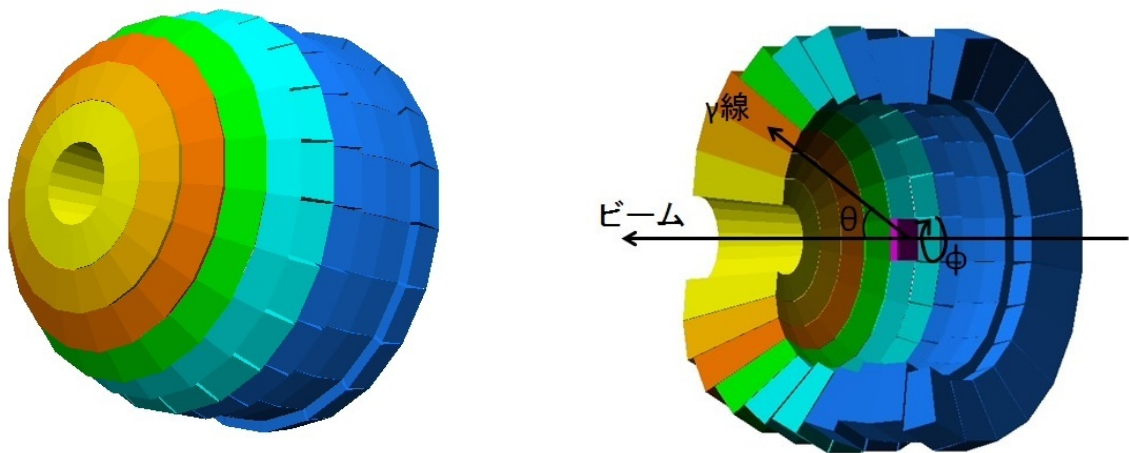


図 3.4 CATANA の (左) 全体図、(右) 断面図、結晶の色の違いは形の違いを表し、断面図中央の紫色の直方体は標的を示す。

表 3.1 CATANA の結晶の位置と厚み。前方では γ 線のエネルギーが高いため結晶も厚いものを使用する。

図 3.4 での識別用の結晶の色	ビーム方向に対する角度 ($^{\circ}$)	結晶の厚み (cm)
黄色	5.0 ~ 16.0	15.0
橙色	16.0 ~ 27.0	15.0
赤色	27.0 ~ 38.0	14.0
緑色	38.0 ~ 49.0	12.5
水色	49.0 ~ 59.0	10.5
水色	59.0 ~ 69.0	10.5
青色	69.0 ~ 79.5	9.5
青色	79.5 ~ 90.0	9.5
青色	90.0 ~ 100.5	9.5
青色	100.5 ~ 111.0	9.5

3.2.4 光検出器

光検出器としては光電子増倍管 (PMT) または Avalanche Photodiode (APD) を使用する。CATANA で使用する浜松ホトニクス社製の PMT (R11265U, R580)、APD (S8664-1010) の特徴の比較を表 3.3 に、写真を図 3.5 に示す。PMT は量子効率が低い、磁場の影響を受けやすいという難点があるが、増幅率が高い。APD は量子効率は高く磁場の影響も受けにくい

表 3.2 無機シンチレーター CsI(Tl),CsI(Na),NaI(Tl),BGO の特徴の比較

結晶種類	CsI(Tl)	CsI(Na)	NaI(Tl)	BGO
密度 (g/cm ³)	4.51	4.51	3.67	7.13
屈折率	1.79	1.84	1.85	2.15
放射長 (cm)	2	2	2.5	1
最高放出波長 (nm)	550	420	415	480
減衰時間 (ns)	1000	630	250	300
放出光子数 (NaI(Tl) 比 (%))	45	85	100	20
潮解性	わずか	あり	あり	なし
特徴	Z が大きい	Z が大きい	エネルギー分解能良	Z 大、残光少

増幅率が小さいためノイズの影響が大きい、受光面が大きくできないという難点がある。[11]

表 3.3 光検出器 PMT(R11265U), PMT(R580), APD(S8664-1010) の特徴の比較

型番	PMT(R11265U)	PMT(R580)	APD(S8664-1010)
受光面 (mm ²)	23 × 23	ϕ 34	10 × 10
光電面材質	スーパーバイアルカリ	バイアルカリ	
最大感度波長 (nm)	420	420	600
量子効率 (%)	35	27	70
増幅率	3.7×10^5	1.1×10^6	50
最大定格電圧 (V)	1000	1750	500

CsI(Tl) と CsI(Na) の放出するシンチレーション光の波長分布を図 3.6 に示す。グラフ下部の PMT、APD の感度波長範囲から CsI(Na) の放出光子の波長と PMT の感度波長が一致しており、CsI(Tl) に比べて PMT による検出効率が高いことがわかる。[11, 12]

3.2.5 反射材

シンチレーション光はシンチレーターの側面に臨界角以上の角度で入射した場合、結晶側面を透過してしまう。透過を防ぎ、光検出器に到達する割合を高めるために、結晶の周りに反射材を巻く。さらに、反射率を向上させるために反射材の外側にテフロンテープを、外部からの光を遮断するために黒いスコッチテープを巻く。反射材としては ESR を用いる。

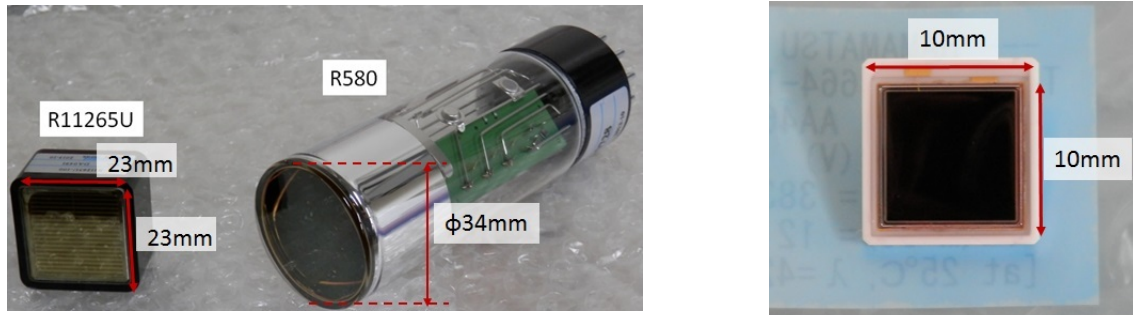


図 3.5 (左)PMT(R11265U と R580), (右)APD の写真

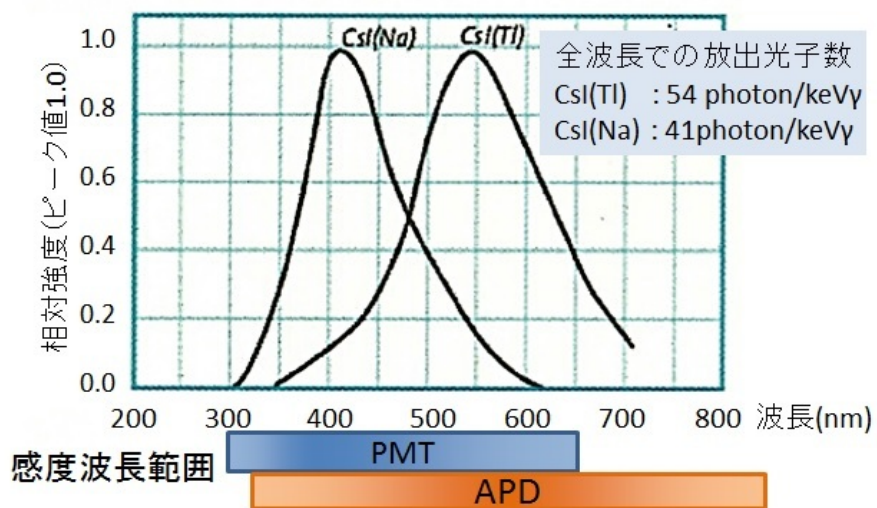


図 3.6 CsI のシンチレーション光の波長分布と PMT、APD の感度波長範囲 [11, 12]

第 4 章

テスト実験の目的とセットアップ

4.1 テスト実験の目的

本研究では、 γ 線検出器 CATANA の開発のためにテスト実験を行った。テスト実験では、CATANA に最適なシンチレーター、光検出器、使用条件の決定することを目的とする。シンチレーターは CsI(Tl),CsI(Na) の 2 種類、光検出器は PMT の 2 種類 (R11265U,R580) と APD の S8664-1010 の 3 種類が候補となっている。テスト実験では CsI(Tl),CsI(Na) に PMT,APD を組み合わせ印加電圧、波形整形時間、反射材の有無などの条件を変えてエネルギー分解能を測定し、比較を行なった。さらに、CATANA で実際に使用する形状のシンチレーターを用いて検出器の γ 線に対する応答の特徴を調べた。

4.2 テスト実験のセットアップ

4.2.1 シンチレーター

上記の目的のために以下の 4 種類の結晶についてテスト実験を行った。

- A:CsI(Tl), 実際に CATANA で使用する形・サイズ (サイズ詳細は図 4.1)
- B:CsI(Tl), $30\times 30\times 100\text{ mm}^3$ の直方体
- C:CsI(Na), 直径 1 インチ \times 高さ 1 インチの円柱形
- D:CsI(Na), 直径 2 インチ \times 高さ 2 インチの円柱形

本論文では、以下結晶 A,B,C,D によって結晶を区別する。



図 4.1 CsI(Tl) 結晶と CsI(Na) 結晶の写真

4.2.2 光検出器・反射材

テスト実験でも実際の CATANA で使用される PMT(R11265U, R580)、APD(S8664-1010)を使用し、シンチレーターと光検出器はオプティカルグリースで接着した。反射材は 3M 社製の ESR を使用した。[13]

4.2.3 信号処理回路

信号処理の回路図を図 4.2 に示す。PMT または APD の出力信号は splitter で 2 つに分けられる。一方は shaping-amp で整形され、ADC でデジタル信号となって記録される。もう一方は、ADC でのゲート信号となる。ゲート信号は光検出器からのパルスを受けた後、PC がデータ処理を行う間は新たな信号を遮断し、さらに整形された信号のみを ADC で処理させる。

4.2.4 ガンマ線源

ガンマ線源には、 ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co を用いた。ただし、 ^{22}Na 線源は結晶 A のテストにのみ使用した。それぞれの線源のガンマ線の強さ、エネルギーを表 4.1 に示す。線源の強度 N は、購入時の強度 N_0 と半減期 $T_{1/2}$ 、購入からの時間 t から式 4.2.1 のように計算した。

$$N = N_0 \times 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (4.2.1)$$

崩壊スキームを図 4.3 に示す。左が ^{137}Cs 、中央が ^{22}Na 、右が ^{60}Co である。 ^{137}Cs は β^- 崩壊により ^{137}Ba となり、661 keV の γ 線を放出する。 ^{22}Na は、 β^+ 崩壊または電子捕獲によっ

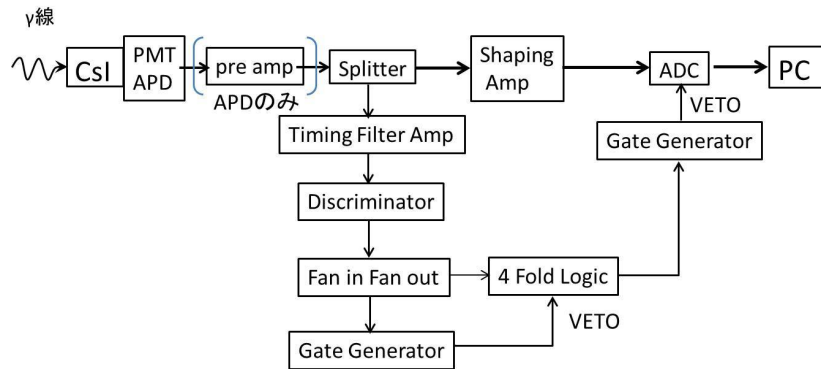


図 4.2 信号処理回路はパルスを整形し、デジタル信号に変換する部分と信号処理時間を管理するための (ゲート信号)VETO を作る部分からなる。

表 4.1 ガンマ線源のエネルギーと強度

	エネルギー (keV)	線源の強さ (Bq)	半減期 (年)
^{137}Cs	661	1.82×10^5	30.17
^{22}Na	511,1275	8.85×10^5	5.27
^{60}Co	1173,1333	5.11×10^3	2.60

て ^{22}Ne となり、1275 keV の γ 線を放出する。さらに、 β^+ 崩壊によってできた陽電子が対消滅することにより 511 keV の γ 線が 2 本放出される。 ^{60}Co は 2 段階で崩壊することによって、1173 keV, 1333 keV の γ 線を放出する。

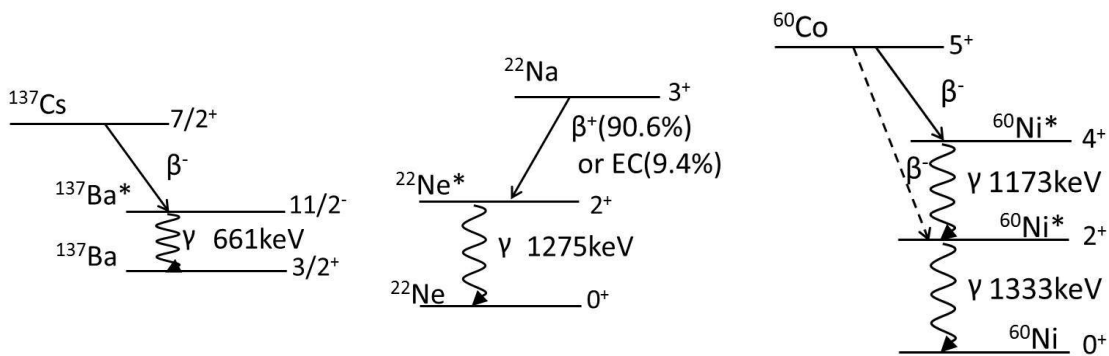


図 4.3 (左) ^{137}Cs 、(中央) ^{22}Na 、(右) ^{60}Co の崩壊スキーム、 ^{137}Cs は 661 keV、 ^{22}Na は 511 keV, 1275 keV、 ^{60}Co は 1173 keV, 1333 keV の γ 線を放出する。

第 5 章

テスト実験の結果

5.1 スペクトル

各線源を用いて得られたエネルギースペクトルを図 5.1 に示す。結晶は CsI(Tl)-A、光検出器には PMT(R11265U) を使用し、HV=850 V、波形整形時間は 2.0 μ s に設定した。 ^{60}Co は γ 線の強度が弱く、バックグラウンドの ^{40}K (1461 keV) の影響が無視できないので、バックグラウンド補正を行った。

スペクトルは横軸がチャンネル数、縦軸がカウント数を表す。それぞれの γ 線エネルギーに対応した光電ピークが見られ、ピークの少し低エネルギー側にコンプトン端が見られる。また、バックグラウンドは低エネルギー側のカウント数が高く、エネルギーが高くなるにつれて指数関数的に減少する。各線源のスペクトルについて光電ピークをガウス関数、バックグラウンドを指数関数としてフィッティングを行い、ガウス関数の中心値 (μ) からガンマ線のピークのチャンネルを求めてエネルギー較正を行い、さらに標準偏差 (σ) から分解能を算出した。

5.2 エネルギー較正・分解能の算出

γ 線のピークのチャンネルと γ 線エネルギーグラフを図 5.2 に示す。データ点は 5.1 のスペクトルのピークのチャンネルに対応する。結晶は CsI(Tl)-A、光検出器は PMT(R11265U) を使用し、HV、波形整形時間はそれぞれ 850 V、2.0 μ s に設定をした。誤差はプロット点とほぼ重なっている。

3 核種の線源で得られた 5 点について 1 次関数でフィッティングを行って線形性を確認し、傾きを求めた。

$$\mu(ch) = p_0 + p_1 \cdot E_\gamma \quad (5.2.1)$$

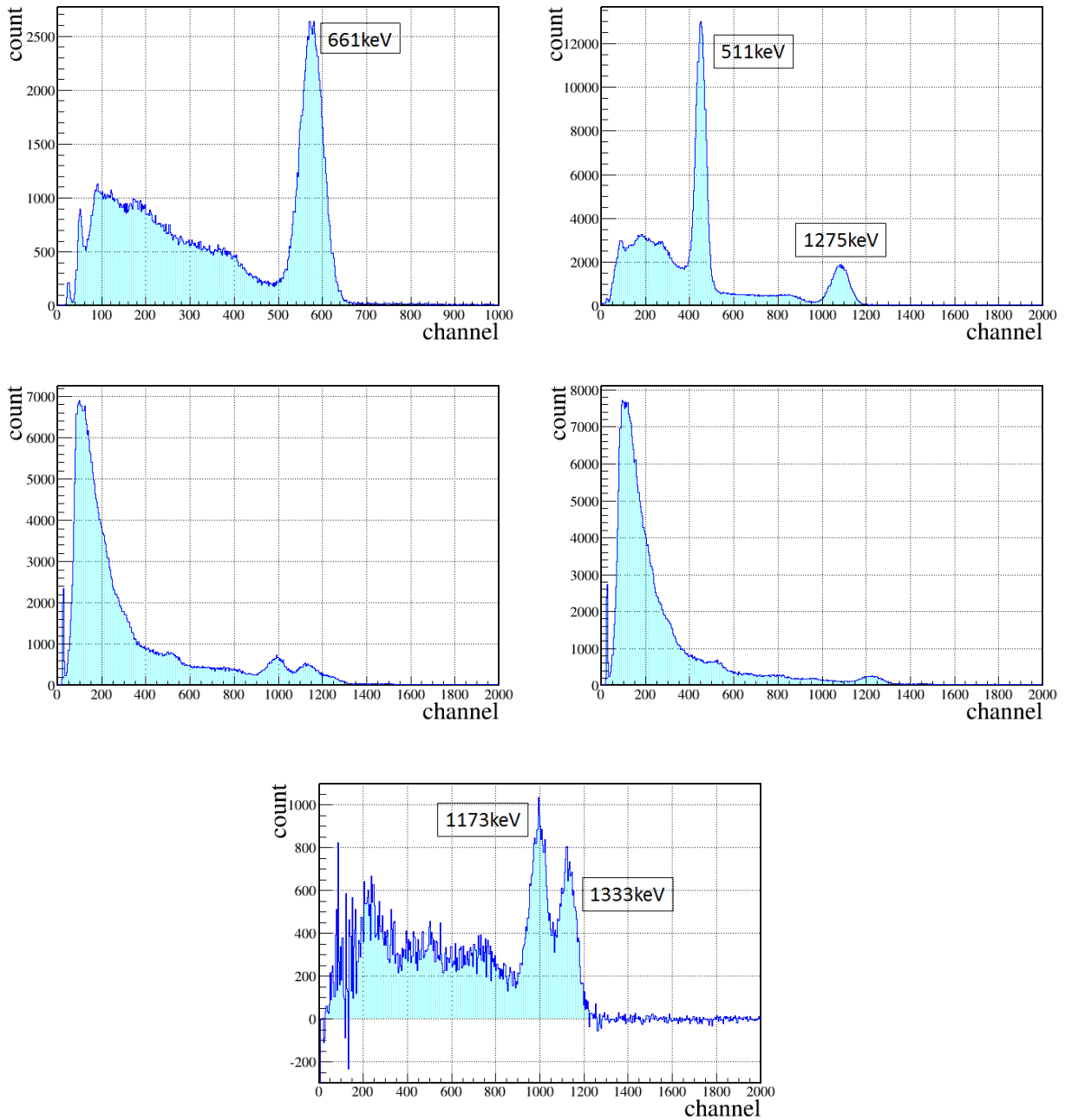
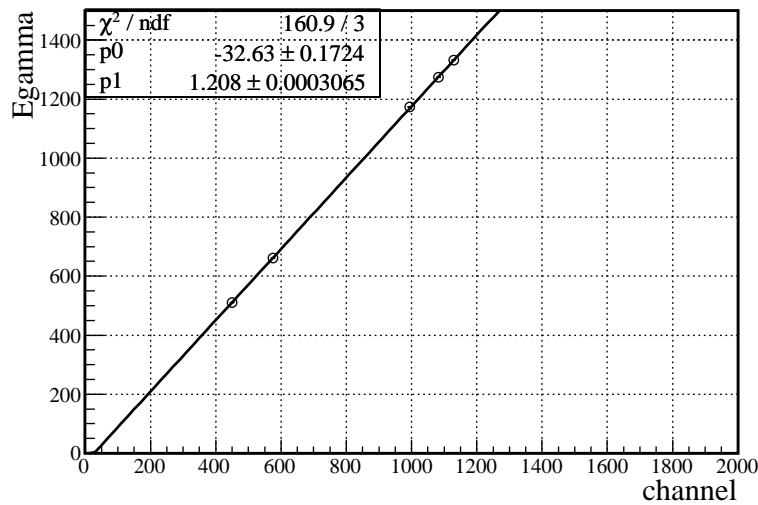


図 5.1 (左上) ^{137}Cs (661 keV), (右上) ^{22}Na (511 keV,1275 keV), (左下) ^{60}Co (1173 keV,1333 keV), (右下)バックグラウンド, (下中央)バックグラウンド補正後の ^{60}Co のスペクトル

図 5.2 チャンネルと γ 線エネルギーの相関

分解能 ΔE は 1 次関数の傾き $p1$ を用いて、

$$\Delta E(\%) = \frac{\sigma(ch) \cdot p1}{E_\gamma} \times 2.35 \times 100 \quad (5.2.2)$$

と求めた。

5.3 結晶・光検出器の性能比較実験

テスト実験では、初めに一般的な形状の CsI(Tl)-B(直方体)、CsI(Na)-C、D(円柱 1 インチ、2 インチ) を用いてエネルギー分解能を求め、シンチレーター、光検出器の比較を行った。エネルギー分解能は PMT・APD に印加する電圧 (HV)、信号処理の際の波形整形時間 (sht) の設定を変えて測定した。

5.3.1 エネルギー分解能の HV に対する依存性

波形整形時間を固定して HV を変化させたときの分解能の変化をに図 5.3 に示す。シンチレーターには CsI(Tl)-B を使用した。黒が ^{137}Cs の 661 keV、赤が ^{60}Co の 1173 keV、青が ^{60}Co の 1333 keV の γ 線の光電ピークに対するエネルギー分解能を表す。グラフは右上：R1165U, 左上：R580, 下：APD である。波形整形時間は、PMT:2.0 μs , APD:1.0 μs に設定した。

PMT については、R11265U は HV を変化させても分解能は一定だったが、R580 は 1200 V 以上では分解能が悪化した。また、APD は電圧が高くなると増倍率高くなることから分解

能は向上した。390 V 以上ではなだれ過程が暴走する破壊電圧を超える可能性があるため実験を行っていない。この結果から、以降の分解能測定では、それぞれの検出器で最も分解能の良かった HV を用いた。電圧はそれぞれ、PMT(R11265U):+850 V, PMT(R580):+1200 V, APD:+390 V である。

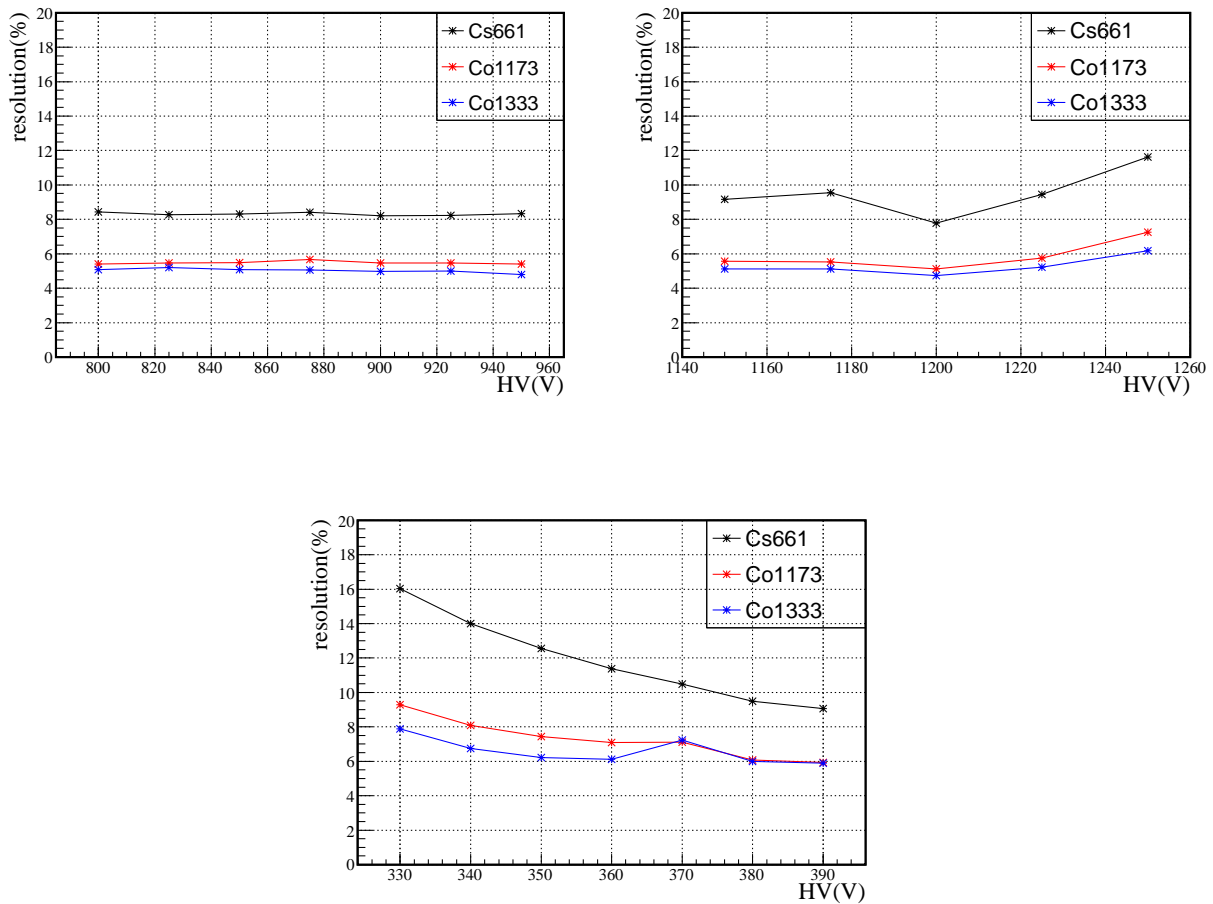


図 5.3 エネルギー分解能の HV 依存性。左上に R11265U の結果、右上に R580U の結果、下に APD の結果を示す。3 種類のエネルギーの γ 線のエネルギー分解能を求めた。

5.3.2 波形整形時間に対する依存性

HV を固定し波形整形時間を変化させた。このときの分解能の変化を図 5.4 に示す。シンチレータには CsI(Tl)-B を使用した。右上: R1165U, 左上: R580, 下: APD、黒・赤・青の点線は HV 依存性のグラフと同様である。印加電圧は PMT(R11265U) は 850 V, PMT(R580) は +1200 V, APD は +390 V である。波形整形時間は長く設定するほど電子雑音は小さくなるがパルス同士が重なる可能性も高くなる。

PMT(R580) では $sht=2.0 \mu s$ において分解能がもっとも高く、PMT(R11265U), APD では波形整形時間が長いほど分解能は向上した。PMT(R11265U), APD は $sht=2.0 \mu s$ 以上では分解能の変化は小さいので、波形整形時間を一つに絞った比較では $sht=2.0 \mu s$ の結果を使用した。

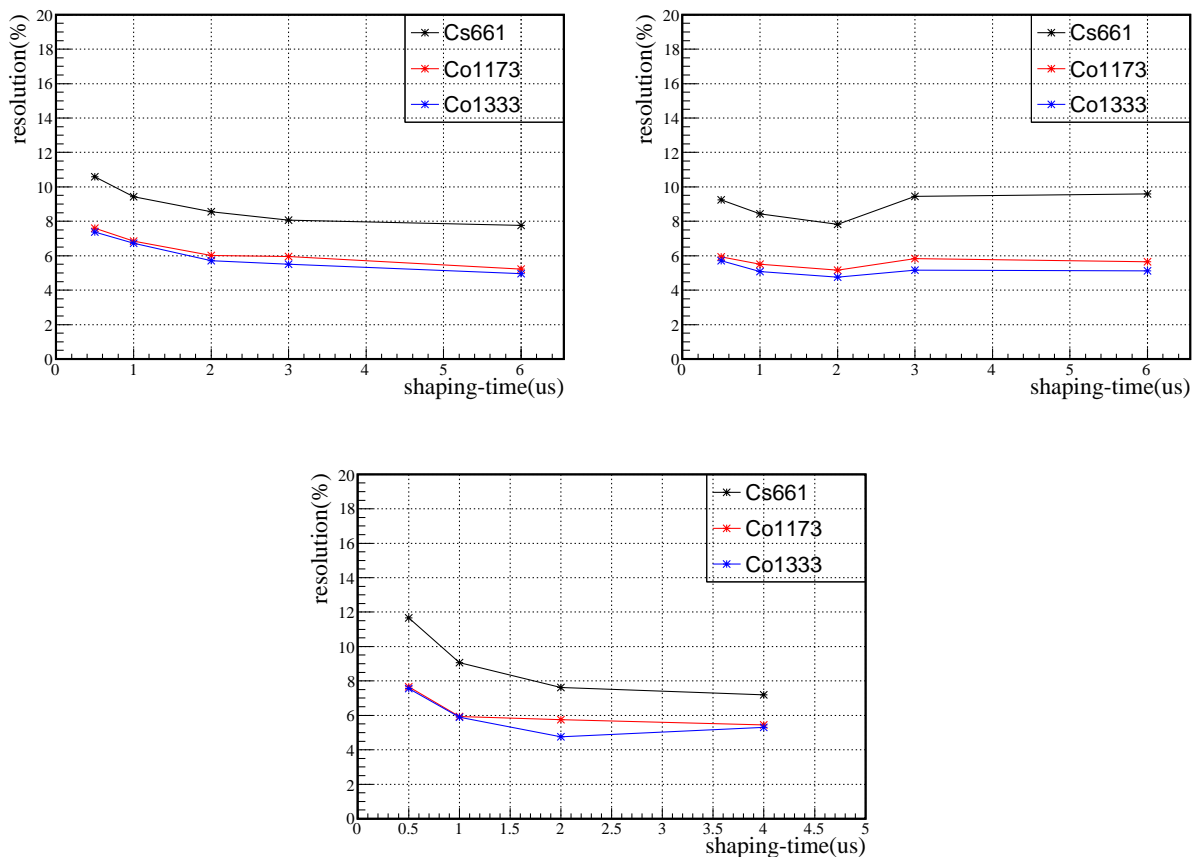


図 5.4 エネルギー分解能の波形整形時間依存性。左上に R11265U の結果、右上に R580U の結果、下に APD の結果を示す。

表 5.1 PMT(R11265U,R580) と APD のエネルギー分解能比較 (%)

	R11265U	R580	APD
$^{137}\text{Cs}(661\text{keV})$	8.3	7.8	7.6
$^{60}\text{Co}(1173\text{keV})$	5.5	5.2	5.7
$^{60}\text{Co}(1333\text{keV})$	5.0	4.8	4.8

5.3.3 PMT と APD の比較

5.3.1 と 5.3.2 の結果から PMT と APD の分解能の比較を行った。それぞれ最も分解能の良い HV に設定し、 $\text{sht} = 2.0 \mu\text{s}$ としたときの分解能 (%) を表 5.1 に示す。PMT(R11265U)、PMT(R580)、APD の HV はそれぞれ +850 V, +1200 V, +390 V である。

最も分解能が高いのは、 ^{137}Cs の場合 APD、 ^{60}Co では R580 を用いた時であった。ただし、光検出器による分解能の違いは、最大の ^{137}Cs でも 0.7 % と小さく、結晶の種類・大きさによっても分解能は変化すると考えられるので、使用する光検出器の決定には実際に CATANA で使用される結晶 A で比較を行う必要がある。

5.3.4 CsI(Tl) と CsI(Na) の比較

CsI(Tl) と CsI(Na) では放出光子数が異なり、表 3.2 からそれぞれ NaI(Tl) の 45 %, 85 % である。エネルギー分解能は、光検出器で発生した光電子の数で決まり、結晶中での放出光子数が多いほどエネルギー分解能も良いと考えられる。

CsI シンチレーターの活生物質が Tl と Na の場合のエネルギー分解能を比較した。CsI(Na) の分解能測定には、光検出器は PMT(R11265U)、シンチレーターは PMT 接着面の大きさが CsI(Tl)-B と近い CsI(Na)-C(1 インチ) を使用した。PMT の HV は +850 V である。CsI(Na) の分解能の波形整形時間による変化を図 5.5 に示す。黒・赤・青の点は 5.3.1 と同様である。また、 $\text{sht} = 2.0 \mu\text{s}$ における CsI(Tl) と CsI(Na) の分解能の比較を図 5.6 に示す。黒が CsI(Tl)-B, 赤が CsI(Na)-C の分解能を表す。

波形整形時間に対するエネルギー分解能の依存性は CsI(Tl) と同様であり、波形整形時間が長くなるにつれエネルギー分解能は向上した。また、 $\text{sht} = 2.0 \mu\text{s}$ では、CsI(Tl) と CsI(Na) の分解能はほとんど違いが無いことがわかった。

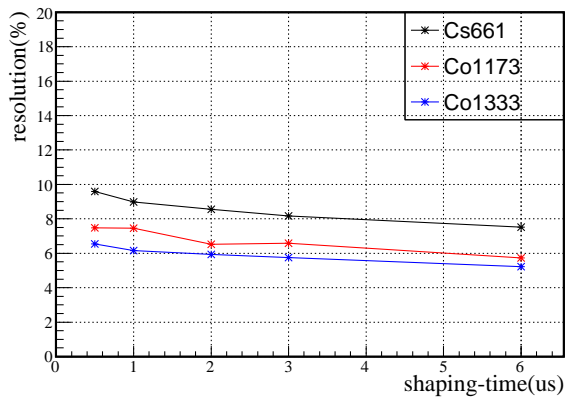


図 5.5 CsI(Na) のエネルギー分解能の波形整形時間依存性。CsI(Tl) の場合と同じく、波形整形時間が長いほど分解が向上した。

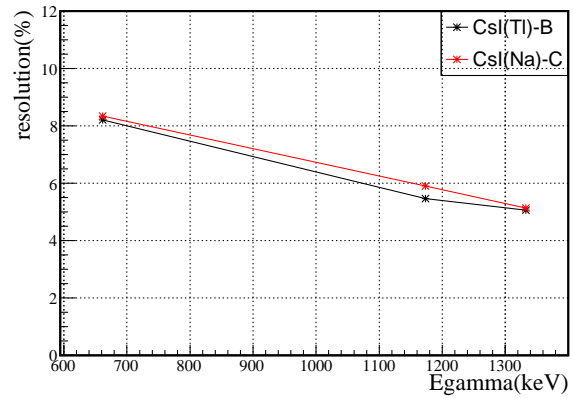


図 5.6 CsI(Tl)-B(黒) と CsI(Na)-C(赤) のエネルギー分解能には大きな差は見られない。

5.3.5 結晶の大きさの比較

結晶の大きさを変化させた場合、光検出器接着面の大きさやシンチレーション光が検出器に入射するまでの結晶側面での反射回数の違いなどにより分解能が変化すると考えられる。

CsI(Tl), CsI(Na) について得られた分解能の測定結果を図 5.7 に示す。グラフはそれぞれ左側が CsI(Tl)-A, B、右側が CsI(Tl)-C, D の比較であり、青が CsI(Tl)-A、黒が CsI(Tl)-B、緑が CsI(Na)-C、赤が CsI(Na)-D の分解能を表す。ここでは、PMT(R11265U) を使用し、HV=+850 V, sht=2.0 μ s に設定した。

CsI(Tl)、CsI(Na) とともにサイズの大きい結晶 A、D が結晶 B、C に比べて分解能が悪く、CsI(Tl) の方が CsI(Na) よりもエネルギー分解能の差が大きかった。表 5.2 において、CsI(Tl)-A, B と CsI(Na)-C, D の体積、表面積、PMT を接着した面の面積、分解能の差の比較を行った。体積、表面積、接着面の面積の比はそれぞれ A/B, D/C、分解能の差は各 γ 線エネルギーについて A-B, D-C で計算した。体積、表面積は CsI(Na) の方が差が大きいが、PMT 接着面の面積は CsI(Tl) の方が差が大きい。そのため、エネルギー分解能は PMT 接着面に対する PMT 光電面の割合に大きく影響されていると推測できる。

表 5.2 結晶の体積、表面積、光電面面積を用いてエネルギー分解能の変化の評価を行った。

	体積比	表面積比	接着面面積比	分解能差 (最大)
CsI(Tl)	3.3	2.0	5.2	1.7 %
CsI(Na)	8.0	4.0	4.0	0.9 %

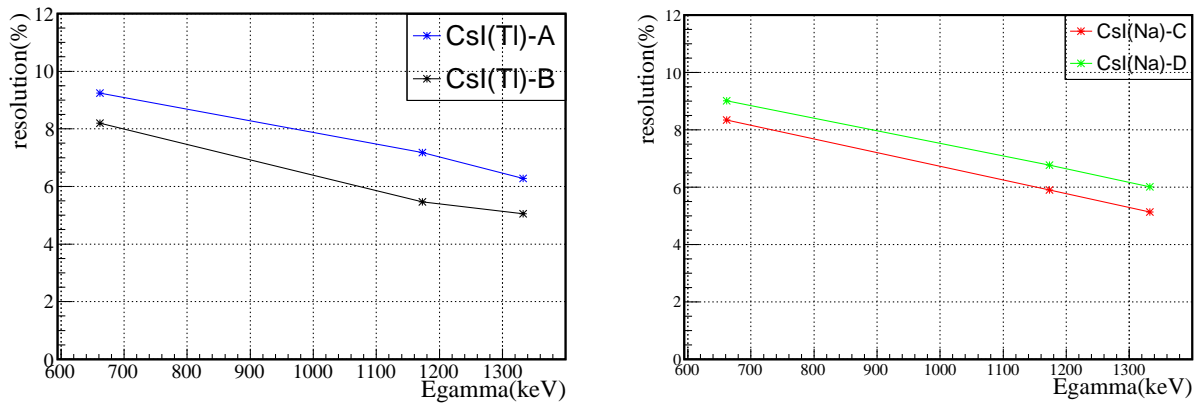


図 5.7 左は CsI(Tl)A,B、右は CsI(Na)C,D のエネルギー分解能のエネルギー依存性の比較。CsI(Tl) も CsI(Na) も結晶が大きいほど分解能が悪化した。特に、CsI(Tl) のエネルギー分解能が変化が大きい。

5.3.6 反射材の効果

結晶の周りに巻く反射材の効果を調べるために、CsI(Na)-D の PMT 接着面の PMT を接着していない部分に反射材 (ESR) または吸収材 (黒画用紙) を貼り付けて分解能の測定を行った。PMT は R11265U, HV = +850 V, $sht = 2.0 \mu s$ に設定した。結果を図 5.8 に示す。黒が反射材を貼りつけた場合、赤が吸収材を貼りつけた場合の分解能である。

吸収材を貼った場合、反射材を貼った場合に比べエネルギー分解能は 0.51 % - 0.86 % 悪化した。この実験では結晶の一側面のみ反射材、吸収材を貼り替えたが、エネルギー分解能に明かな差が現れた。このことから、PMT に入射する光は結晶側面で反射して入射する割合が高く、反射材の効果的重要であることがわかる。

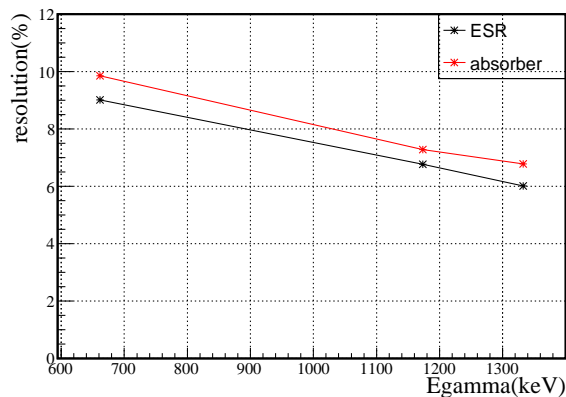


図 5.8 ESR を貼ったとき (黒) と吸収材を貼ったとき (黒) のエネルギー分解能のエネルギー依存性。反射材の効果によりエネルギー分解能が向上していることを示す。

5.4 CsI(Tl)-A を使用した実験の準備

CATANA では性能比較に用いた結晶 B,C,D よりも大きく、形状も異なる結晶を使用する。そのため、実際に使用される形状の結晶 CsI(Tl)-A を用いて様々な条件でエネルギー分解能を計測して結晶 A の性質を調べた。

5.3.6 より、分解能測定には反射材が大きな影響を与えることがわかったので、測定時には、CsI(Tl)-A の結晶の全体 (PMT 接着部以外) に ESR を貼り付けた。反射の効果強化するために ESR の外側にテフロンテープを巻き、さらに外側全体にスコッチテープで固定し外部からの光の遮蔽を行った。測定には全て PMT(R11265U) を使用した。

5.4.1 オプティカルグリースによる接着

実験室でのテスト実験では、シンチレーター結晶と光検出器はオプティカルグリースを用いて接着されている。この接着方法では、接着状態の変化により接着部分のシンチレーション光の透過率が変化するため、エネルギー分解能にも影響を与える。CsI(Tl)-A のエネルギー分解能測定においてピーク位置の時間変化が見られたが、これは結晶と PMT の接着部分が時間とともに剥がれているためと考えられる。そのため、結晶と PMT の接着を複数回繰り返し、ピーク位置およびエネルギー分解能の変化を調べた。HV=+850 V, sht = 2.0 μ s として測定を行った。ピーク位置・分解能の変化を図 5.9 に示す。黒が 1 回目測定、赤が 2 回目、緑が 3 回目のピーク位置 (左)・分解能 (右) を表す。

結晶と PMT との接着状態以外の条件は全て揃えて測定を行ったが、測定回ごとにピーク位置が変化した。図 5.9 のフィッティング直線の傾き k_1, k_2, k_3 の逆数はピーク位置に比例する。

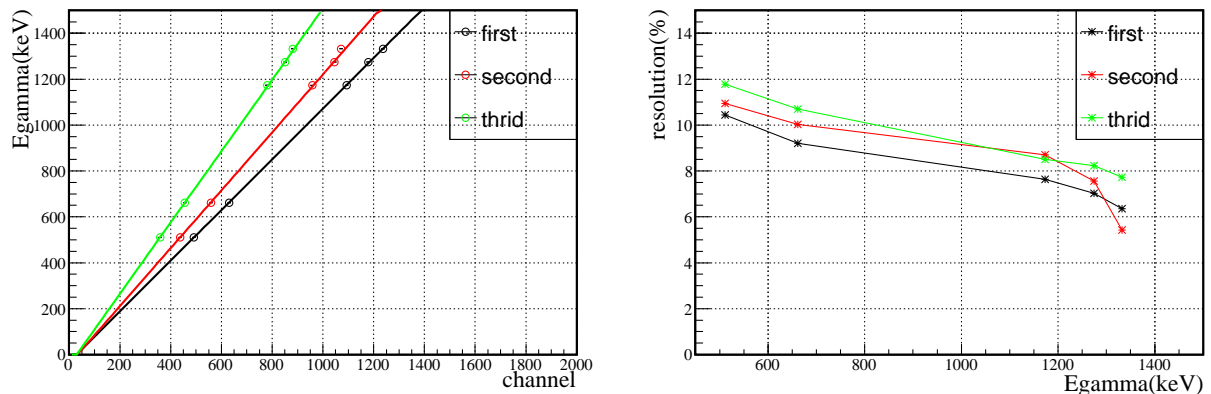


図 5.9 測定回ごとのピーク位置・エネルギー分解能の変化。HV, 波形整形時間はすべて同じ条件で行ったが、接着状態によりピーク位置・エネルギー分解能が大きく変化した。

1 回目は $k_1^{-1} = 0.91$ 、2 回目は $k_2^{-1} = 0.79$ 、3 回目は $k_3^{-1} = 0.64$ であり、ピーク位置が最大の 1 回目と比べ、最小の 3 回目は約 70 % となった。また、ピーク位置のチャンネル数が大きい測定回は PMT に入る光量も多いので分解能も高く、最大 2.3 % の差が見られた。結晶と PMT の接着状態が分解能に大きく影響することが明らかになったため、CsI(Tl)-A を使用する実験では実験中に接着状態が変化しないよう以下の 2 つの対策を行った。写真と模式図を図 5.10 に示す。

- 接着時に PMT と結晶接着面のサイズに合せた緩衝材を一緒に固定する。
- 結晶の PMT 接着面を水平に置き、PMT 自身の重みによって剥れることを防ぐ。

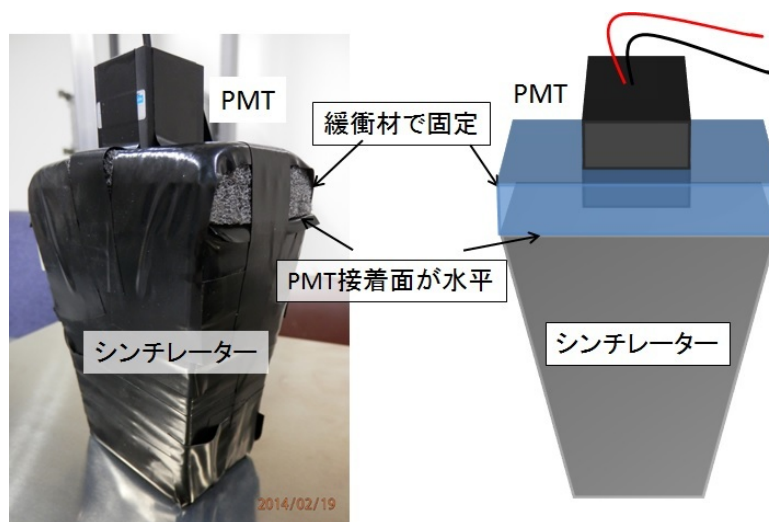


図 5.10 PMT の接着方法の写真 (左) と模式図 (右)。写真の灰色、模式図の水色部分の緩衝材で PMT を固定し、接着面を水平に置くことで PMT が剥がれることを防ぐ。

5.5 γ 線入射位置依存性

5.5.1 実験セットアップ

図 5.11 のような大きいに側面 (上底 : 6.0 cm、下底 : 9.0 cm) を面 A,A'、小さい側面 (上底 : 3.4 cm、下底 : 5.2 cm) を面 B,B'、上底面を面 C(6.0 cm×3.4 cm)、下底面を面 D(9.0 cm×5.2 cm) と定義する。さらに、面 A と A' の中央の面を E として面 E 上に図 5.12 のように座標 x, y, z を定義する。

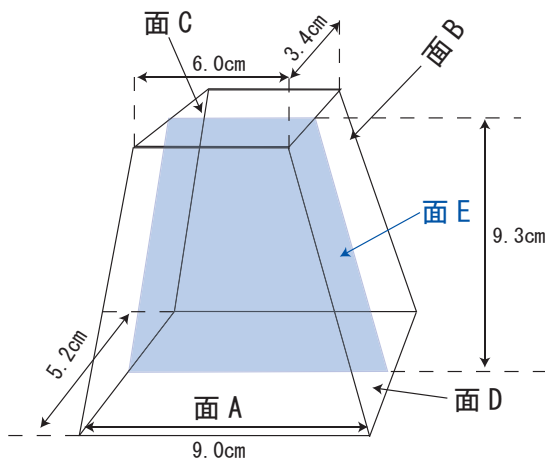


図 5.11 面 A,B,C,D,E の定義。面 A の対面を A'、面 B の対面を B' とする。

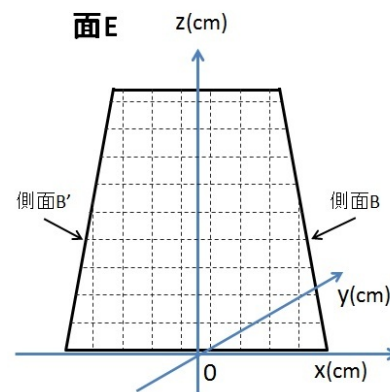


図 5.12 軸 x, y は面 E 上に軸 z は面 E と垂直に定義する。

γ 線の入射位置に対するピーク位置・分解能の依存性評価実験のセットアップを図 5.13 に示す。鉛コリメーターは図 5.14 の 1 cm 幅のもの、直径 1 cm の円形の穴のあいたものの 2 種類を用意し、上下左右に並行移動させた。結晶は面 A がコリメーターと向い合うようにセットし、 γ 線入射位置が面 A 上を動かした時の変化を調べた。

5.5.2 γ 線入射位置依存性 1

図 5.14 に示した 1cm 幅のコリメーターと ^{137}Cs 線源を用いて結晶 A の 1 cm 幅ごとのピーク位置と分解能の変化を調べた。HV=+850 V, sht=2.0 μs に設定した。

結果を図 5.15 に示す。左がピーク位置、右が分解能の結果である。赤線は $x = z = 0$ cm, $y = 25$ cm の点に線源を置き、結晶全体に γ 線を当てた時のピーク位置 (529 ch), 分解能 (10.44 %) を表す。 z が大きくなる (PMT から離れる) につれてピーク位置、分解能は上昇した。ただし、ピーク位置はゆるやかな変化しているのに対し、分解能は $z = 1 \sim 3$ cm で急激に悪化している。また、全体測定と比較すると、ピーク位置から PMT に入る光は $z = 4$ cm

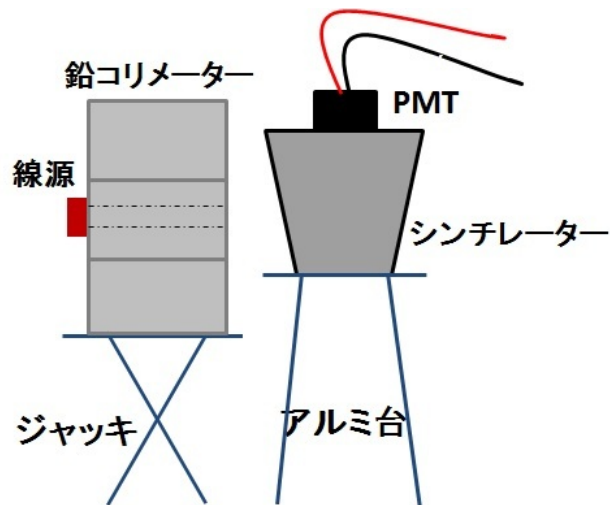


図 5.13 実験のセットアップを x 軸方向から見たもの。鉛コリメータは面 A と向かいあった状態で x 方向はスケールをよって位置を決定し、 z 方向はジャッキを用いて上下させた。

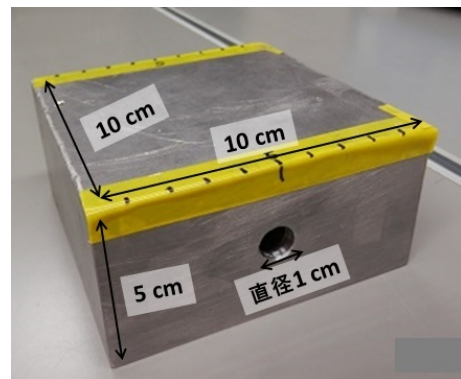
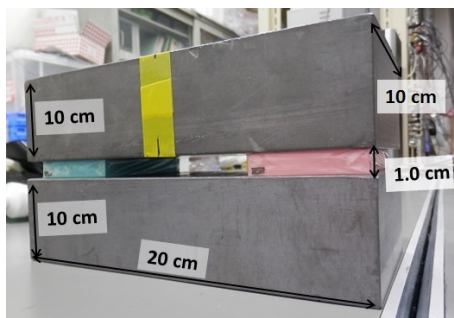


図 5.14 鉛コリメーターは 2 種類を用いた。左は 5.5.2 の実験で使用した 1 cm 幅のすき間をあけた物。右は 5.5.3 の実験で使用した直径 1 cm 円形の穴をあけた物。

付近で出されたものが中心であることが分かるが、分解能は最も悪い $z = 0 \sim 1$ cm の部分と一致する。スペクトルは様々な位置で放出された光のスペクトルが重なったものであるため最も分解能の悪い部分の影響が大きくなるためと考えられる。他にも x 方向の位置依存性が分解能にも影響していると考えられるため次の 5.5.3 の実験を行った。

5.5.3 γ 線入射位置依存性 2

図 5.14 に示した直径 1 cm 円のコリメーターと ^{22}Na 線源を用いて結晶 A の 1×1 cm² 部分のピーク位置と分解能の変化を調べた。HV=+850 V, sht = 2.0 μs に設定した。 $x = 0$ cm(中心) は $z = 0 \sim 8.8$ cm、 $x = 0.5$ cm, 1.0 cm, 1.5 cm, 2.0 cm は $z = 0$ cm \sim 1.8 cm の測定を行った。 ^{22}Na は 511 keV, 1275 keV のに 2 種類の γ 線を放出するため、それぞれの結果を

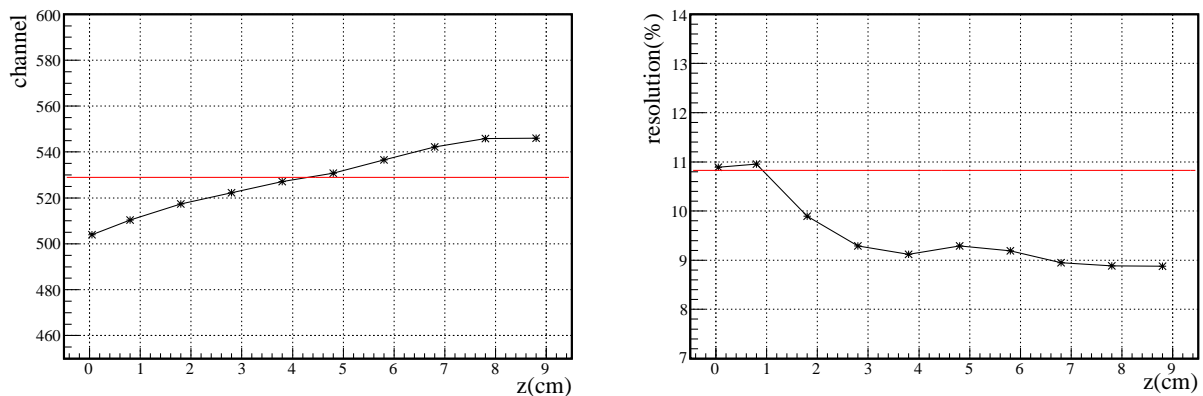


図 5.15 γ 線入射位置に対するピーク位置 (左)・エネルギー分解能 (右) の依存性。 z の変化とともにピーク位置のチャンネルは減少し、分解能は増加する。赤線は結晶全体に γ 線を当てた場合のピーク位置、エネルギー分解能を示す。

図 5.16,5.17 に示す。赤線は $x = y = 0$ cm, $z = -15$ cm の点に線源をおき結晶全体に γ 線を当てた時のピーク位置, 分解能を表す。551 keV ではピーク位置は 470 ch, 分解能は 10.95 %, 1275 keV ではピーク位置は 1124 ch, 分解能は 7.65 % である。グラフは x について色分けされており、 x の値は黒 : 0 cm, 赤 : 0.5 cm, 緑 : 1.0 cm, 青 : 1.5 cm, ピンク : 2.0 cm である。

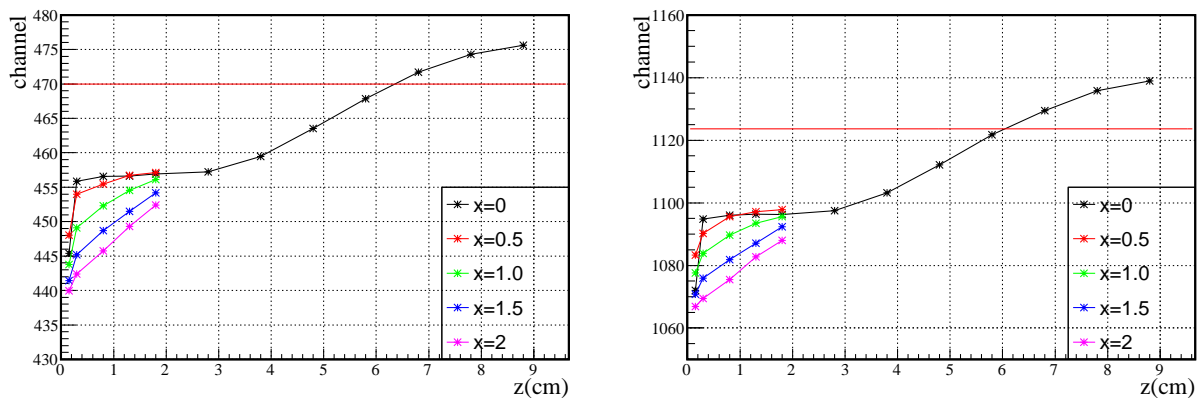


図 5.16 γ 線入射位置に対するピーク位置の依存性 (左 : 511 keV, 右 : 1275 keV)。 x の値ごとに色分けを行った。 x の増加、 z の減少とともにピーク位置のチャンネルは減少する。赤線は結晶全体に γ 線を当てた場合のピーク位置を示す。

$x = 0$ 上での z 軸方向の変化をみると、5.5.2 節と同様に z が大きくなる (PMT から離れる) につれてピーク位置、分解能は上昇したが、 $z = 0 \sim 2$ cm の部分は 5.5.2 節に比べて分解能変化が非常に大きい。511 keV では、分解能が $z = 0.3$ cm \sim 2.8 cm では 0.51 % の減少であるのに対し、 $z = 2.8$ cm \sim 8.8 cm では 5.4 % 減少した。同様に 1275 keV では、分解能は $z = 0.3$ cm \sim 2.8 cm は 0.20 % に対し、 $z = 2.8$ cm \sim 8.8 cm は 2.2 % 減少した。

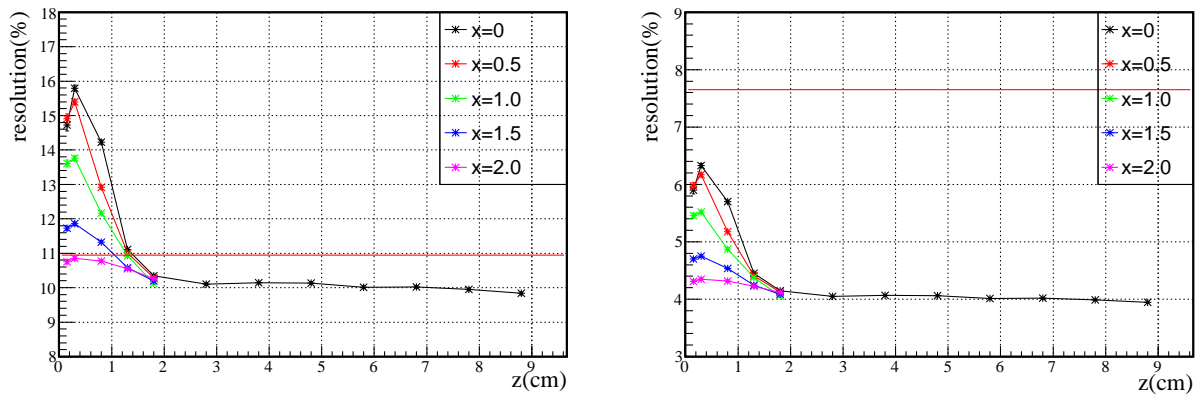


図 5.17 γ 線入射位置に対するエネルギー分解能の依存性 (左 : 511 keV, 右 : 1275 keV) x の値ごとに色分けを行った。 x 、 z の増加とともにエネルギー分解能は改善した。特に、 $z = 0 \sim 2$ cm におけるエネルギー分解能の変化が大きい。赤線は結晶全体に γ 線を当てた場合のピーク位置を示す。

また、 x 軸の方向の入射位置を動かした場合、 x が大きくなるにつれてピーク位置は小さくなる一方で分解能は改善した。PMT 接着部の周辺では PMT に入る光量以外の要素により分解能が大きく悪化した。これは $z < 2$ cm の測定で得られたスペクトルには高エネルギー側にテールが存在するためである。テールの見られるスペクトル (左 : $x = 0, z = 0.8$ cm)、見られないスペクトル (右 : $x = 0, z = 8.8$ cm) を図 5.18 に示す。テールが出現する原因はわかっていない。

511 keV, 1275 keV とも全体測定のピーク位置は $x = 0, z = 6.0$ cm 前後のピーク位置と一致していることから PMT に入射するシンチレーション光は $z = 6.0$ cm 周辺で放出された光がもっとも多いことがわかる。しかし、分解能は全体測定は $x = 0, z = 6.0$ cm の分解能よりも 511 keV, 1275 keV でそれぞれ約 1.0 %, 約 3.6 % 悪い。これは、全体測定のスペクトルは異なる位置で放出された光のスペクトルが重ね合わされたものであるためと考えられる。

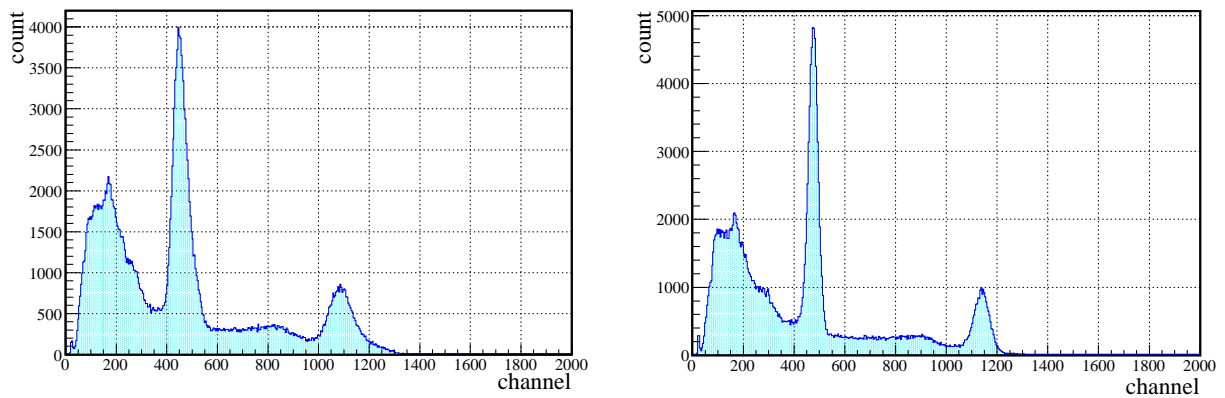


図 5.18 Na のスペクトル (左 : $x = 0, z = 0.3$ cm、右 : $x = 0, z = 8.8$ cm) 左のスペクトルにのみ 511 keV, 1275 keV のピークとも高エネルギー側にテールが見られる。

第 6 章

テスト実験の結果についての議論

6.1 CsI(Tl),CsI(Na) の分解能評価

CsI(Tl)-A,B と CsI(Na)-C,D と PMT(R11265U) を組合せて測定した分解能について評価値との比較を行った。

6.1.1 評価値の算出方法

評価値は、各波長における CsI(Tl),CsI(Na) シンチレーターの放出光子数、PMT の量子効率をもとに概算した。図 6.1,6.2 に放出光子数、量子効率のグラフを示す。実験で使用した PMT の光電面は SBA(Super Bialkali) であるため評価値算出にも SBA の量子効率を用いた。また、シンチレーター内で放出された光子は減衰せず全て PMT 接着部分に到達したと仮定した。[11][12]

PMT で発生した光電子数 N_e は式 6.1.1 のように波長ごとの放出光子数 N_{photon} と量子効率 η の積を波長 300nm-700nm まで足し合わせて求めた。各波長ごとの放出光子数の 300nm-700nm の和が全放出光子数と一致するように規格化を行っている。全放出光子数は γ 線エネルギー E_γ 1 keV あたり CsI(Tl) は 54 個、CsI(Na) は 45 個である。

$$N_{photon} = \sum_{\lambda} (N_e \times \eta) \quad (6.1.1)$$

ただし、 $N_{e\lambda}$ は以下の式を満たす。

$$\sum_{\lambda} N_{e\lambda} = \begin{cases} 54 \times E_\gamma \text{ keV} & (\text{CsI(Tl)}) \\ 45 \times E_\gamma \text{ keV} & (\text{CsI(Na)}) \end{cases} \quad (6.1.2)$$

光電面で発生した光電子数は分解能に関係する光子数、電子数の中でもっとも少ないため、分

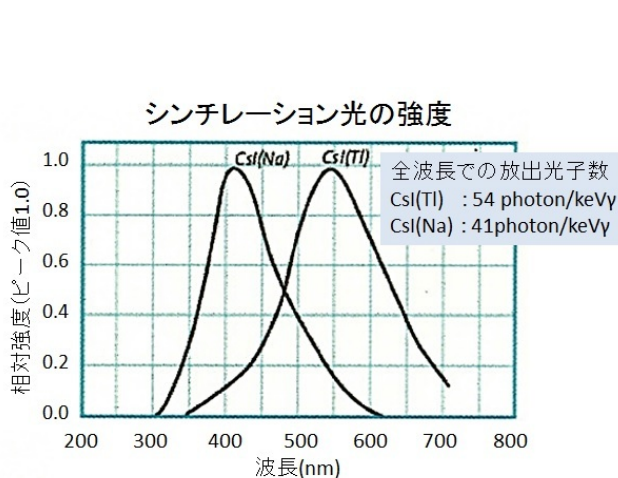


図 6.1 シンチレーターの放出する光子の波長分布、値はそれぞれの結晶のピーク波長に対する発光量の比を表す。[12]

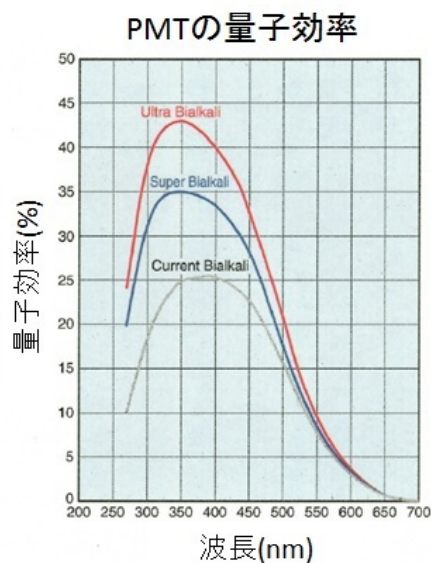


図 6.2 三種類の光電面の PMT の量子効率の波長分布。実験では、Super Bialkali(青線)の PMT を用いた。[11]

解能は光電子数 N_{photon} から式 6.1.3 のように求めた。

$$\Delta E(\%) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{photon}}}} \times 2.35 \times 100 \quad (6.1.3)$$

6.1.2 評価値と実験値の比較

6.1.1 で求めた評価値と実験で得られた分解能の比較を表 6.1 に示す。ただし、HV=+850 V, sht = 2.0 μ s に設定し、複数回測定を行った CsI(Tl)-A は最も分解能の良かった時の値を用いた。評価値に比べ実験値は 1.8~3.3 倍悪い。分解能の悪化が全て光電子数の減少によるものと仮定すると、発生した光電子数は評価値の 9.1 % ~ 31 % 程度となる。PMT で発生する光電子数が減少する要因は、

- 結晶から PMT に光子が入るときロス
- 結晶内を光子が進むときの減衰
- 結晶内表面を反射せず外側に逃げるもの

などが挙げられる。また、5.5 で確認された分解能の γ 線入射位置依存性も分解能の悪化に影響していると考えられる。

表 6.1 (上)CsI(Tl) の評価値と CsI(Tl)-A,B の結果、(下)CsI(Na) の評価値と CsI(Na)-C,D の結果。各 γ 線エネルギーにおいて実験値は評価値の数倍となった。

	評価値 (CsI(Tl))	CsI(Tl)-A	CsI(Tl)-B
$^{137}\text{Cs}(661\text{keV})$	3.88	9.20	8.20
$^{60}\text{Co}(1173\text{keV})$	2.92	7.64	5.46
$^{60}\text{Co}(1331\text{keV})$	2.74	6.36	5.06

	評価値 (CsI(Na))	CsI(Na)-C	CsI(Na)-D
$^{137}\text{Cs}(661\text{keV})$	2.71	8.33	9.00
$^{60}\text{Co}(1173\text{keV})$	2.04	5.89	6.76
$^{60}\text{Co}(1331\text{keV})$	1.91	5.12	6.01

6.2 反射の効果の評価

結晶表面上での反射の効果の評価するため、反射 0 回、1 回で PMT 接着部に到達する光子の割合を計算した。5.5 同様、面、座標は図 6.3,6.4 のように定義した。簡単のためにシンチレーション光はすべて面 E 上で発生したと仮定し、全反射の場合の反射率を 100%、それ以外の反射率を 90% とした。

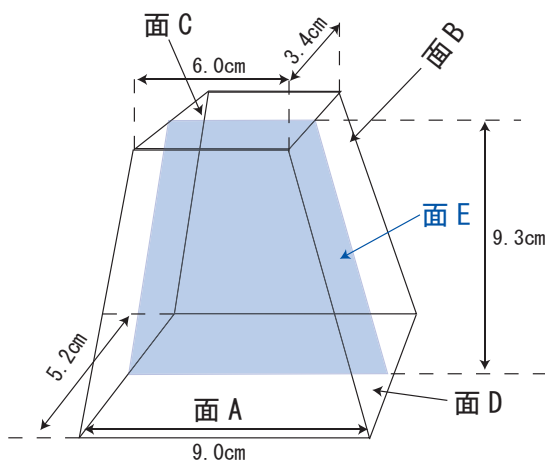


図 6.3 図 5.11 と同じ面 A,B,C,D,E の定義。面 A の対面を A'、面 B の対面を B' とする。

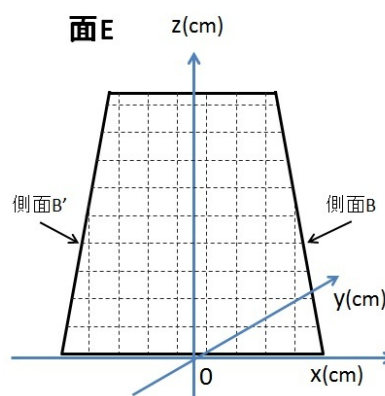


図 6.4 図 5.12 と同じく軸 x, y は面 E 上に軸 z は面 E と垂直に定義する。

6.2.1 光量の計算方法

各点での発光量を 1 とし、そのうち反射が 0 回のもの、面 A,A' で 1 回反射、面 B で 1 回反射、面 C で 1 回反射して PMT に入る割合を計算した。

反射 0 回の場合

シンチレーション光が直接入射する割合は図 6.5 左の面 E 上の角 θ_0 から

$$\Omega_0 = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_0) \quad (6.2.1)$$

と計算される。結果を図 6.5 右に示す。各色は発光点座標 z cm が一定の点を表わす。 $z = 5, 7$ cm の $x = -4.0, 4.0$ cm 部分、 $z = 9$ cm の $x = -4.0, -3.5, 3.5, 4.0$ cm 部は結晶の外なので光子の入射割合を 0 とした。

直接入射の場合は、PMT に近いほど割合が大きく、特に $z = 1$ cm、 -1 cm $< x < 1$ cm の範囲で発光したものが入射する割合が大きい。

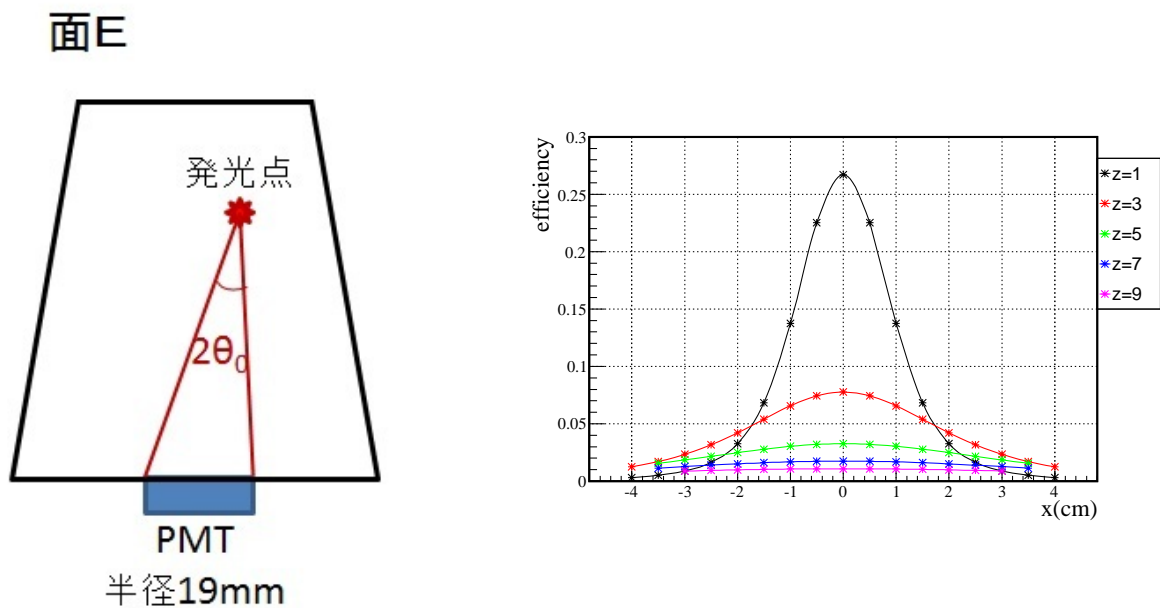


図 6.5 反射をしない場合の模式図と結果。模式図は $z = 0$ の面を表し、発光点はこの面上を動く。結果は z により色分けされており、横軸に x 、縦軸に割合を表す。

面 A,A' で反射 1 回の場合

面 A,A' で反射を 1 回した場合は図 6.6 のように結晶の反射像を用いて PMT に入射する光の角度 θ_{1A} を求め、式 6.2.1 と同様の式を用いて入射割合が計算できる。 θ_{1A} を求めるために、

図 6.6 のように $x = 0$ の面 E' 上に P', C, H, θ, d を定義した。発光点 P の座標を (x, y, z) 、面 E' 上の点 $(0, y, z)$ を P' とする。さらに、 P' から反射面に垂直に下ろした線と光電面中心 C から反射面と平行に引いた線の交点を H とする。 θ は PC と PH のなす角、 R は P から見た光電面の半径である。また、 ϕ_A は面 A と PMT 接着面のなす角で $\phi_A = 84.75^\circ$ 、面 A と C の PMT 接着面上距離 $a = 45$ mm、光電面の半径 $r = 19$ mm である。

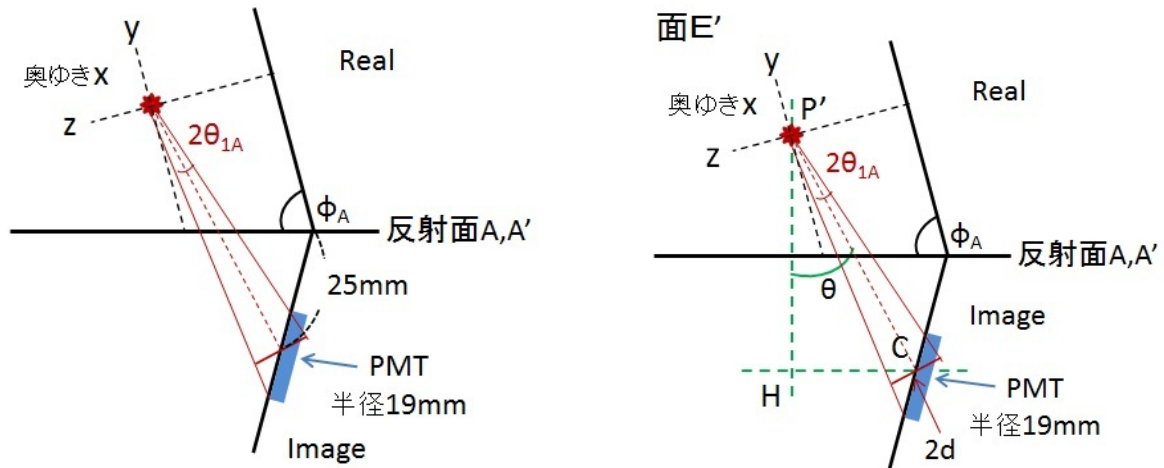


図 6.6 面 A で 1 回反射する場合の模式図。 $z = 0$ の面を示し、発光点は x, z (奥行き) 方向に移動する。左図の PMT に入射する光の角度 θ_{1A} を求めるために、右図のように P', C, H, θ, d を定義した。

まず、光は面 E 上で発光すると仮定したため座標 $y = 0$ であり、反射面 A, A' との距離 y' は面 E' の上底 5.2 cm, 下底 3.4 cm, 高さ 9.3 cm から

$$y' = \frac{1}{2} \{5.2 - (5.2 - 3.4)\} \times \frac{z}{9.3} \quad (6.2.2)$$

となる。 x, y', z, ϕ_A, r から $CH, P'H, PC, \theta, R$ は

$$CH = \frac{z}{\sin \phi_A} + (y' - a) \cos \phi_A \quad (6.2.3)$$

$$P'H = (y' + a) \sin \phi_A \quad (6.2.4)$$

$$PC = \sqrt{CH^2 + P'H^2 + x^2} \quad (6.2.5)$$

$$\theta = \sin^{-1} \frac{CH}{PC} \quad (6.2.6)$$

$$R = r \cos(\phi_A - \theta) \quad (6.2.7)$$

となる。ここから θ_A が求められるので、最後に面 A で 1 回反射して PMT に入射する確率 e

は立体角を用いて以下のように計算される。

$$\theta_A = \tan^{-1} \frac{R}{PC} \quad (6.2.8)$$

$$e = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_A) \quad (6.2.9)$$

計算結果は図 6.7 に示す。各色は 0 回反射のときと同様である。 x 方向は x の絶対値が増える (PMT から離れる) と入射割合は減少し、 z 方向は $z = 5$ cm においてもっとも割合が大きい。 x 方向は $x = 0$ cm から離れるほど PMT と発光点の距離が長くなるのが要因である。また、 z 方向は z の増加とともに PMT と発光点の距離が長くなること、 $\cos \theta$ が大きくなることの両方の効果から、 $z = 5$ cm において割合が最も高くなった。

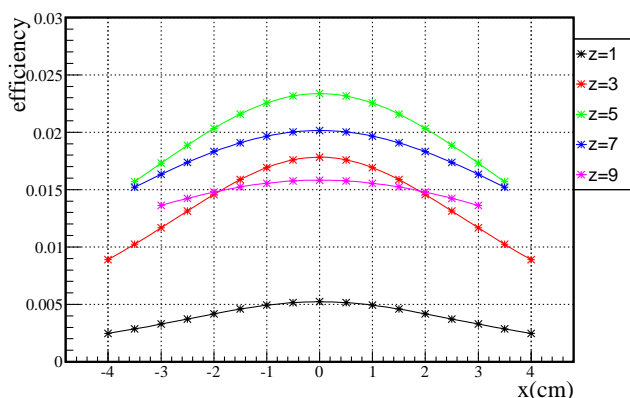


図 6.7 面 A で 1 回反射の結果。 z により色分けされており、横軸に x 、縦軸に割合を表す。

面 B, B' で反射 1 回の場合

面 B, B' で反射 1 回の場合も図 6.8 のように結晶の反射像を用いて θ_{1B} を求め、式 6.2.1 と同様に割合が計算できる。結果は図 6.8 右のグラフであり、各色は 0 回反射のときと同様である。

x 方向は $x = 0$ cm から離れるほど入射割合は増加し、 z 方向は $z = 7$ cm で割合が最大となった。 x 方向は $x = 0$ cm から離れると片方の反射面に近づき、近い面による反射の影響を強く受けるためである。側面での反射の中でも、 x 方向の光源の移動は面 A, A' から見た場合と面 B, B' から見た場合で見え方が異なるため、割合の変化の傾向も異なる。 z 方向の変化は面 A, A' の場合と同様である。

面 C で反射 1 回の場合

面 C で反射 1 回の場合も図のように結晶の反射像を用いて θ_{1C} を求め、式 6.2.1 と同様に割合が計算できる。結果は図 6.9 右のグラフ、各色は 0 回反射のときと同様である。 x 方向、

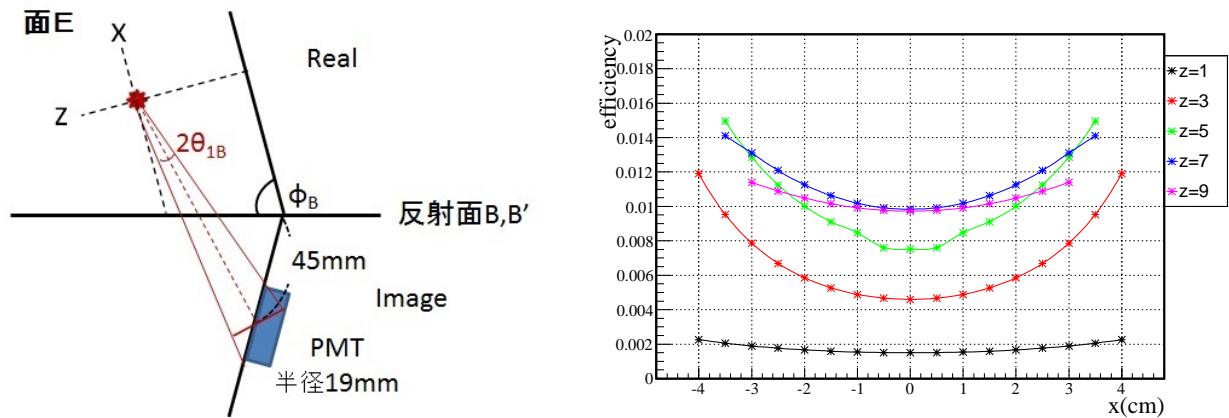


図 6.8 面 B で 1 回反射した場合の模式図と計算結果。模式図は $y = 0$ cm の面を表し、発光点はこの面上を動く。結果は z により色分けされており、横軸に x 、縦軸に割合を表す。

z 方向ともは x 、 z の絶対値が増える (PMT から離れる) と入射割合は減少した。この結果は、0 回反射の場合の結晶の長さを拡張したもの等しく、図 6.5 のグラフのすぐ下に位置し、傾向も一致する。

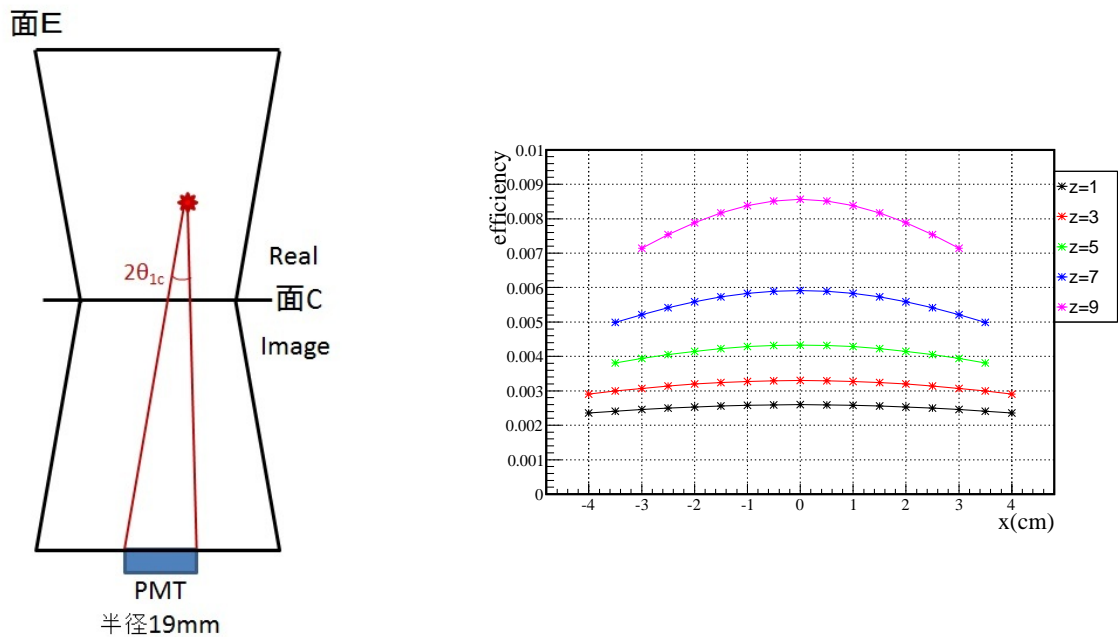


図 6.9 面 C で 1 回反射した場合の模式図と計算結果。模式図は $z = 0$ cm の面を表し、発光点はこの面上を動く。 z により色分けされており、横軸に x 、縦軸に割合を表す。

6.2.2 評価値と実験値の比較

6.2.1 で得られた結果から反射回数 0 回、1 回のみ入射割合の和を算出した。図 6.10 に結果を示す。左図は $x = 0$ における反射の割合の和を求めたもの、左は 5.5.2 との比較のため z 一定 (同色) の結果を x について足し、1 cm 幅内での発光量がすべての z において 1 となるよう規格化を行ったものである。黒が反射なし、赤が面 A、緑が面 B、青が面 C での 1 回反射の計算結果であり、ピンクがそれらを全て足したものである。面 A、B の結果は A', B' での反射も同様に存在するため 2 倍している。

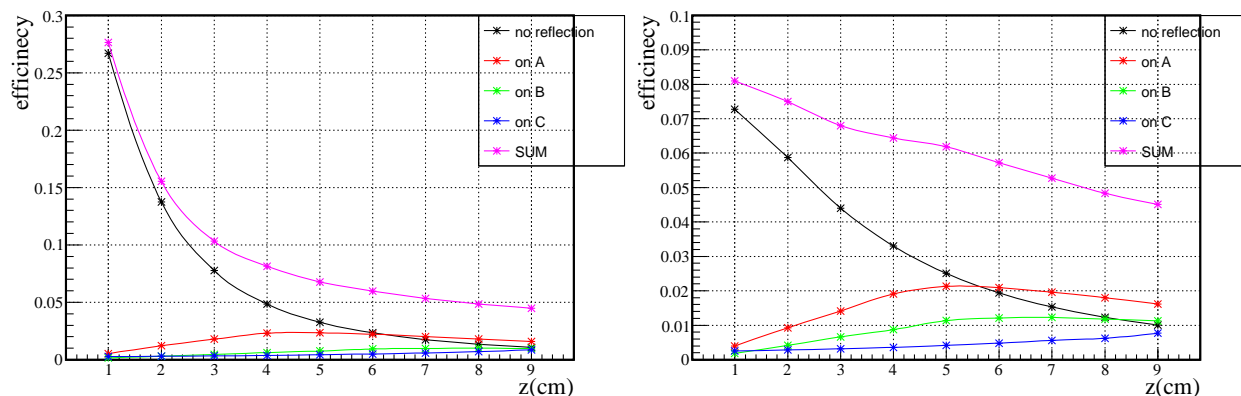


図 6.10 反射なし、面 A,B,C で 1 回反射の合計を示す。左図は $x = 0$ における反射の割合の和を求めたもの。右図は 5.5.2 との比較のために x について足し、1cm 幅内での発光量がすべての z において 1 となるよう規格化を行ったもの。

求めた評価値と 5.5.2 および 5.5.3 の実験結果を比較すると、 z の変化に対して異なる傾向を示す。評価値では z が大きくなるほど入射割合が減少するのに対し、実験では z が大きくなるほどピーク位置のチャンネル値が大きくなっており、入射割合が増加したことが分かる。これは、評価値は、反射なし、1 回のみを考慮し、特に反射なしの影響が強いためと考えられる。実験結果を説明するためには、2 回以上の反射も考慮する必要があることがわかる。今後、反射材の効果についても詳しく調べる必要がある。

第7章

まとめと今後の展望

7.1 まとめ

本研究では、中性子過剰核におけるピグミー共鳴測定のための新型 γ 線検出器 CATANA の開発を行った。ピグミー共鳴とは中性子過剰核に特有の集団励起モードで、 $^{48,50,52}\text{Ca}$ の PDR 測定実験が 2015 年に予定されている。CATANA はその実験で使用することが予定されている。この実験では高励起状態の Ca 同位体を用いるため複数の γ 線が放出される可能性が高く、より検出効率の高い γ 線検出器を開発する必要がある。

本研究では、候補となっているシンチレーター、光検出器、使用条件から CATANA に最適なもの決定することを目的としてテスト実験を行った。CATANA で使用されるシンチレーターには CsI(Tl) と CsI(Na)、光検出器には PMT(R11265U,R580) と APD(S8664-1010) が候補となっている。正確な励起エネルギー測定のためには高い検出効率だけでなく、ある程度のエネルギー分解能も必要となる。そのため、テスト実験では 4 種類のプロトタイプ結晶と 3 種類の光検出器を組み合わせる実験を行い、光検出器、シンチレーターの種類、大きさを変えた場合のエネルギー分解能の比較を行った。テスト実験の結果、シンチレーターの大きさや形状の違いによるエネルギー分解能への影響は光検出器、シンチレーターの種類の違いによる影響よりも大きいことが分かった。また、実際に CATANA で使用される形状のシンチレーターを用いた実験では、光検出器とシンチレーターとの接着状態やシンチレーション光の発光位置により検出器の γ 線に対する応答が変化することが明らかになった。

7.2 今後の展望

本研究では、CATANA で使用する形状のシンチレーターを用いたテストは CsI(Tl) と PMT(R11265U) を組み合わせた実験のみを行った。シンチレーターの種類や光検出器の違いによるエネルギー分解能の比較には CATANA で使用するものとは異なる形状のシンチレー

ターを使用している。シンチレーターの形状のエネルギー分解能への影響が大きいことが明らかになったため、今後は CsI(Tl),CsI(Na) とともに CATANA で使用する形状の結晶を用いてエネルギー分解能の評価を行い、最終的に使用するシンチレーター、光検出器を決定する。さらに、より高いエネルギー分解能を得るために光検出器への印加電圧、波形整形時間の影響、効率的な反射材の使用方法についても調べる必要がある。また、中性子・荷電粒子との同時測定を行うためにはある程度の時間分解能も必要となるため、エネルギー分解能と合わせて時間分解能も評価を行う。本研究で γ 線の入射位置の違いにより検出器の γ 線に対する応答が変化することが明らかになったため、今後 RIBF で行われる実験ではシンチレーション光の発光位置に考慮して解析を行う為に発光位置依存性を解消する方法の確立が必要である。

参考文献

- [1] 杉本建造 村岡光男 『原子核物理学』 (共立出版 1988 年)
- [2] 鈴木敏男 『物理学最前線 19 原子核の巨大共鳴状態』 (共立出版 1988 年)
- [3] P.Adrich et al., "Evidence for Pygmy and Giant Dipole Resonances in ^{130}Sn and ^{132}Sn " *Phys.Rev.Lett.*95,132501(2005)
- [4] D. Savran, T. Aumann, A. Zilges, "Progress in Particle and Nuclear Physics" (2013), doi:10.1016/j.ppnp.2013.02.003
- [5] LBNL Isotopes Project Nuclear Structure Systematics Home Page <http://ie.lbl.gov/systematics.html>
- [6] D.M.Rossi et al. "Measurement of the Dipole Polarizability of the Unstable Neutron-Rich Nucleus ^{68}Ni ", *Phys.Rev.Lett.*111,242503(2013)
- [7] O.wieland et al., "Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon" *Phys.Rev.Lett.*102,092502(2009)
- [8] Tsunenori Inakura, Takashi Nakatsukasa, Kazuhiro Yabana "Low-energy E1 strength in select nuclei: Possible constraints on the neutron skins and the symmetry energy" arXiv:1306.3089(2013)
- [9] W.R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment Second Revised Edition*(Springer-Verlag, 1993)
- [10] 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)
- [11] 浜松ホトニクスホームページ <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>
- [12] Saint-Gobain ホームページ <http://www.crystals.saint-gobain.com>
- [13] 3M ホームページ <http://www.mmm.co.jp/display/index.html>
- [14] J.Bea, A.Gadea, L.M.Garicia-Raffi, J.Rico, B.Rubio, J.L.Tain "Simulation of light collection in scintillators with rough surfaces" (*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 350 (1994) 184-191)

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々にご指導、助言をいただきました。中村隆司教授には物理的な知識、具体的な研究の進め方、研究に対する基本的な姿勢など沢山の事をご教授いただきました。特任助教の梅野泰宏氏には、本研究を行う環境を整えていただき、研究を進めるなかで分からないことがあるたびに多くの助言をいただきました。助教の近藤洋介氏には、核物理の基礎知識や計算機の使い方など様々な事を教えていただきました。生越駿氏、南方亮吾氏の先輩方にはどんな小さな質問にもいつも付き合ってくださいました。また、研究室同期の坪田潤一氏はじめ学科同期とは常に刺激しあい、励ましあえたことでここまでやってこることが出来ました。研究を支えて下さった方々に心から感謝いたします。4年間の大学生活を常に支えてくれた家族に感謝します。