

2025 年度 卒業論文

陽子ビーム核融合反応による
 γ 線核分光法を用いた核構造研究

大阪大学 理学部 物理学科 原子核実験研究室

氏名：橋爪 晶弘

2026 年 3 月 11 日

概要

2025年の夏に理化学研究所で開催された仁科スクールに参加し、タンデム加速器のビームを用いた実験を行った。スクールでは、ビームのエネルギー、強度、ターゲットの種類、厚さなどの実験条件は事前に決定されていた。そこで、卒業研究では自らデザインして実験を行いたいと考えた。

まず、研究テーマとして安定核周辺の Zn の核構造に着目した。所属する研究グループでは、将来的に TRIUMF において中性子過剰核 Zn の核構造に関する実験を計画している。将来得られるデータと比較することは、中性子数の変化に対する核構造の進化を系統的に理解することにつながる。そこで、本研究では核融合蒸発反応により Zn を生成し、 γ 線核分光法を用いた実験を行い、核構造の解明に取り組んだ。

実験条件の決定にあたり、核融合反応の統計モデル計算コードである PACE4 を用いて、ビームエネルギーに対する反応生成物の種類、それぞれの反応断面積および持ち込む角運動量を計算した。また、反応断面積から目的核の生成量を計算し、検出器での γ 線の収量を求めた。その結果を元に、ターゲットの厚さおよびビーム強度を決定した。

本実験の準備段階として、10月末に実験室の寸法の測定を実施した。取得したデータに基づき 3D CAD を用いて実験室環境を再現することで、各検出器の設置位置を決定するとともに、それらを保持する架台の設計および製作を行った。次に、本実験の測定条件に最適化した信号処理回路および DAQ を独自に設計・構築した。実際の加速器施設への搬入に先立ち、大阪大学の実験室において標準線源を用いたテスト測定を繰り返し実施し、システムの動作検証と改良を行った。

実験は九州大学加速器・ビーム応用科学センターのタンデム加速器を用いて実施した。平均ビーム強度 0.9 nA の陽子ビームを ^{nat}Cu 標的 (存在比 $^{63}\text{Cu} : ^{65}\text{Cu} = 69\% : 31\%$) に照射し、目的核を生成した。励起関数を測定するために、8、10、12 MeV の陽子ビームを、それぞれ 3 時間ずつ照射した。放出される γ 線を高純度 Ge 検出器 2 台および LaBr_3 検出器 2 台で、蒸発中性子をプラスチックシンチレーター 3 台で検出した。反応生成物の準位構造を構築するために γ - γ 同時計測を行った。また、中性子を放出するチャンネルを選び出すために、 n - γ 同時計測も行った。

前解析として、Ge 検出器のエネルギー較正、絶対検出効率の導出、gain shift の補正を行った。本解析では、まず、 γ singles データの解析により、生成核種を同定した。次に、 ^{63}Zn , ^{65}Zn 由来の γ 線強度から、反応断面積を陽子エネルギー 8、10、12 MeV で算出し、励起関数を決定した。さらに、 γ - γ 同時計測データの解析を行い、 ^{63}Zn , ^{65}Zn の準位構造を構築した。最後に、 n - γ - γ 同時計測データの解析を行い、中性子放出を伴うチャンネル由来の γ 線を選択的に抽出した。

励起関数について、実験値と PACE4 の計算値を比較し、そのずれの要因について議論した。さらに、 γ - γ 同時計測データの解析により、 ^{63}Zn , ^{65}Zn で観測された最大スピンについて、PACE4 による複合核の角運動量の生成分布を元に、比較、考察を行った。

目次

概要	2
第 1 章 序論	8
1.1 研究動機	8
1.2 核融合反応の描像	8
第 2 章 実験準備	11
2.1 ターゲットおよびビームの決定	11
2.1.1 励起関数	11
2.1.2 ターゲット厚さの評価	12
2.2 見積もり	12
2.2.1 γ 線収量と計数率の評価	12
第 3 章 実験	14
3.1 測定方法	14
3.1.1 同時計測法	14
3.1.2 Time of Flight 法 (TOF 法)	14
3.2 実験概要	15
3.3 ビーム調整	15
3.3.1 タンデム型加速器	15
3.4 検出器	16
3.4.1 Ge 検出器	16
3.4.2 LaBr ₃ 検出器	17
3.4.3 中性子検出器 (UROKO)	17
3.5 回路と DAQ	18
第 4 章 解析	20
4.1 前解析	20
4.1.1 エネルギー較正 (MCA)	20
4.1.2 検出効率の導出 (MCA)	21
4.1.3 エネルギー較正 (VME)	22
4.1.4 gain shift 補正 (VME)	23
4.1.5 時間較正 (VME)	24

4.2	本解析	25
4.2.1	γ - γ 同時計測データの解析	25
4.2.2	n- γ - γ 同時計測データの解析	27
第 5 章	結果	28
5.1	生成核種の同定	28
5.2	中性子放出チャンネルの確認	32
5.3	励起関数の決定	33
5.4	^{63}Zn の準位構造	34
5.5	^{65}Zn の準位構造	36
第 6 章	議論	37
6.1	励起関数の比較	37
6.2	複合核の角運動量分布と残留核の最大角運動量	37
	まとめ	39
	謝辞	40
	参考文献	41
付録 A	γ 遷移	42
A.1	半減期	42
A.2	角度分布	43
付録 B	設計	44
B.1	検出器架台	44
B.2	ラック架台	47
B.3	ターゲットホルダー	48
付録 C	gf3 の fitting 関数	49
付録 D	各種計算	50
D.1	クーロン障壁の見積もり	50

目次

1.1	核融合蒸発反応のイメージ	8
1.2	核融合蒸発反応の例 [1]	9
1.3	^{64}Zn 複合核の励起関数 [1]	9
1.4	残留核の生成分布 [3]	10
2.1	^{63}Cu の励起関数	11
2.2	^{65}Cu の励起関数	11
2.3	ターゲットおよび鉛でのエネルギー損失	12
3.1	Time of Flight 法の概略図	15
3.2	タンデム型加速器の加速原理	15
3.3	3D CAD 上でのセットアップの全体像	16
3.4	実際のセットアップの全体像	16
3.5	ターゲット-検出器間の距離	16
3.6	Ge1 (Canberra) の寸法	17
3.7	Ge2 (ORTEC) の寸法	17
3.8	LaBr_3 検出器の寸法	17
3.9	中性子検出器 UROKO の概形 [6]	18
3.10	中性子検出器 UROKO の寸法	18
3.11	Ge 検出器の回路系	19
3.12	LaBr_3 検出器の回路系	19
3.13	中性子検出器 (UROKO) の回路系	19
3.14	その他の回路系	19
4.1	fitting 残差	21
4.2	絶対検出効率の評価結果：(a) フィッティング曲線および (b) フィッティングに対する残差の分布	22
4.3	4 次較正による fitting 残差：(a) Ge1 および (b) Ge2 の結果	23
4.4	対消滅 peak の gain shift の様子	23
4.5	650 keV における gain shift の影響：(a) 補正前および (b) 補正後の残差分布	24
4.6	Ge1-Ge2 の時間差分布（拡大図）	25
4.7	Ge1-Ge2 の時間差分布（全体図）	25
4.8	γ - γ matrix の解析の概念図 [11]	26

4.9	バックグラウンド成分の除去	26
4.10	Ge 検出器と中性子検出器 (UROKO) の時間差スペクトル	27
4.11	ターゲット-検出器間 1.0 m での TOF と運動エネルギーの対応関係	27
5.1	γ singles トリガーで取得した Ge1 のエネルギースペクトル (0-2000 keV)	28
5.2	150-500 keV の核種同定結果	29
5.3	520-1000 keV の核種同定結果	29
5.4	1000-1500 keV の核種同定結果	30
5.5	1500-2000 keV の核種同定結果	30
5.6	中性子ゲートのエネルギースペクトル	32
5.7	各陽子エネルギーにおける fitting の様子 : (a) 12 MeV, (b) 10 MeV, (c) 8 MeV	33
5.8	^{63}Zn に関する測定結果 : (a) 崩壊図および (b) 励起関数	34
5.9	^{65}Zn に関する測定結果 : (a) 崩壊図および (b) 励起関数	34
5.10	^{63}Zn の測定結果 : (a) ゲートスペクトルおよび (b) 関連する部分的な準位構造	35
5.11	特定できた ^{63}Zn の部分的な準位構造	36
5.12	特定できた ^{65}Zn の部分的な準位構造	36
6.1	PACE4 による複合核 $^{64}\text{Zn}^*$ の角運動量分布	38
6.2	PACE4 による複合核 $^{66}\text{Zn}^*$ の角運動量分布	38
A.1	2 次と 4 次のルジャンドル多項式の概形	43
B.1	Ge 検出器架台の図面	44
B.2	Ge 検出器架台の実物	45
B.3	LaBr ₃ 検出器架台の図面	45
B.4	LaBr ₃ 検出器架台の実物	46
B.5	UROKO 架台の図面	46
B.6	ラック架台の図面	47
B.7	ラック架台の実物	47
B.8	ターゲットホルダーの寸法	48
B.9	ターゲットホルダーの取り付け	48
C.1	gf3 の fitting 関数の概形 [9]	49
D.1	クーロン障壁計算時のイメージ	50

表目次

3.1	Ge 検出器の性能一覧	17
4.1	標準線源の主要ガンマ線エネルギーおよび放出強度の文献値 (IAEA)[10]	20
4.2	1 次較正の fitting パラメータ	21
4.3	絶対検出効率の fitting パラメータ	21
4.4	主要放射性核種のガンマ線エネルギー、放出強度およびその不確かさ	22
4.5	4 次較正の fitting パラメータ	22
4.6	^{63}Zn の主要ガンマ線エネルギーおよび不確かさ	24
5.1	γ 線ピークのエネルギーまとめ	31
5.2	^{63}Zn 由来の γ 線 coincidence 関係まとめ	35
5.3	^{65}Zn 由来の γ 線 coincidence 関係まとめ	36
A.1	Weisskopf Estimation による γ 崩壊の半減期 [12]	42

第1章

序論

1.1 研究動機

2025年の夏に理化学研究所で開催された仁科スクールに参加し、タンデム加速器のビームを用いた実験を行った。スクールでは、ビームのエネルギー、強度、ターゲットの種類、厚さなどの実験条件は事前に決定されていた。そこで、卒業研究では自らそれらの条件をデザインして実験を行いたいと考えた。

まず、研究テーマとして安定核周辺の Zn の核構造に着目した。所属する研究グループでは、将来的に TRIUMF において中性子過剰核 Zn の核構造に関する実験を計画している。将来得られるデータと比較することで、中性子数の変化に対する核構造の進化を系統的に理解することにつながる。そこで、本研究では核融合反応により Zn を生成し、 γ 線核分光法を用いた実験を行い、核構造の解明に取り組む。

1.2 核融合反応の描像

入射粒子のエネルギーが数 MeV/u~ 十数 MeV/u であり、かつクーロン障壁を超えるエネルギー領域においては、複合核モデルによって表現される核融合反応が支配的となる。具体的には以下のような段階を経由する。

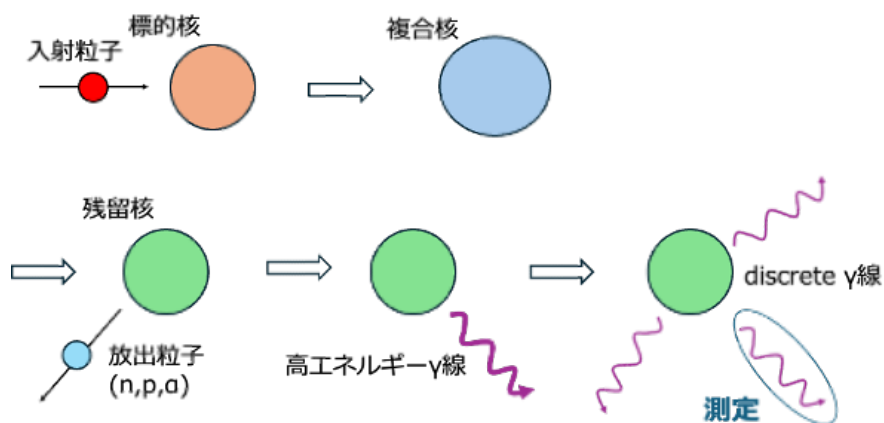


図 1.1: 核融合蒸発反応のイメージ

1. 入射粒子と標的核が複合核を形成し、熱平衡に到達
2. α 粒子、中性子、陽子などを放出（蒸発）
3. 高エネルギー γ 線を放出
4. discrete γ 線を放出して、基底状態へと遷移

本実験では、cascade 放出される discrete γ 線を測定することで、励起準位の構築を目指した。

核融合反応の特徴をいくつか述べておく [2]。

- 複合核を形成して熱平衡に到達するまでの過程と、その後の崩壊とは完全に独立
- 崩壊過程は、終状態の状態密度、すなわち統計的に決定される

以上のような性質のために、崩壊チャンネルの比は入射粒子の種類に依存しない。以下に、 ^{64}Zn 複合核を形成する場合の例を示した。励起関数は、入射粒子が α 粒子、陽子のいずれにおいてもよく似た振る舞いを示している。

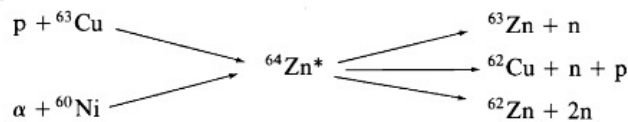


図 1.2: 核融合蒸発反応の例 [1]

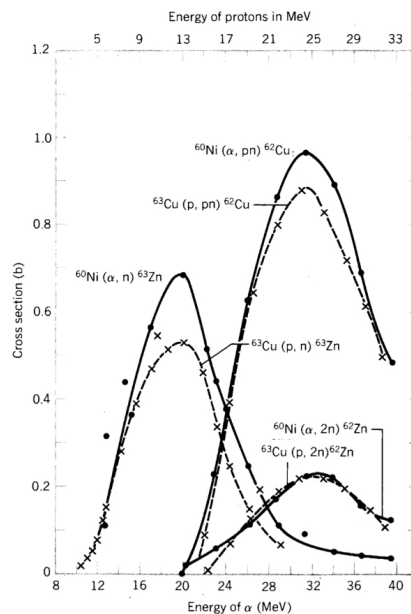


図 1.3: ^{64}Zn 複合核の励起関数 [1]

さらに、粒子放出後の残留核における γ 放出プロセスについて述べる。複合核反応によって持ち込まれた角運動量は陽子、中性子などの放出および γ 放出を経て失われる。蒸発モデルにおいて、放出中性子が持ち去る

角運動量は一般に $\sim 1\hbar, 2\hbar$ 程度であり、複合核が持つ角運動量に比べて小さい。そのため、残った励起エネルギーと大部分の角運動量は γ 放出によって放出される。図 1.4 に、横軸に角運動量、縦軸に励起エネルギーをとった残留核の励起状態の生成分布である。図中の等高線は生成確率の等値線を、矢印は γ 放出の遷移過程を表す。高励起状態からの γ 放出は、A.1 からも示唆されるように、励起エネルギーを大きく減少させる一方で、角運動量を持ち出す効率は高くない。その結果、① 与えられたスピンの対して最もエネルギー低い状態 (yrast 状態) に遷移し、② yrast 線に沿って cascade 放出を経る、という描像がよく成り立つ。

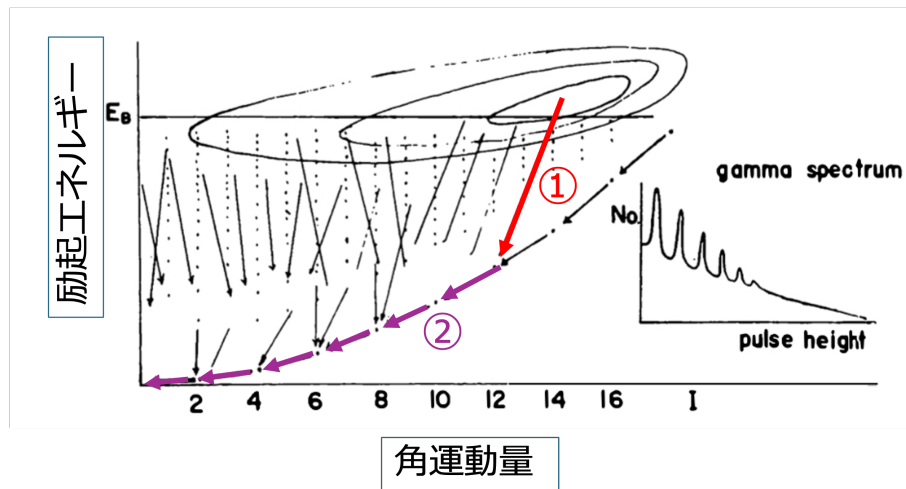


図 1.4: 残留核の生成分布 [3]

第2章

実験準備

2.1 ターゲットおよびビームの決定

本実験は、九大加速器・ビーム応用科学センターのタンデム型加速器を用いて実施した。タンデム型加速器の最大電圧が 8 MV であり、また使用できるビームの種類が陽子に制限されたいた。これらを踏まえて、 $E_p \simeq 10$ MeV の低エネルギー陽子に適した反応として、核融合反応に着目した。それに伴い、Zn 同位体を生成するための標的として、 ^{nat}Cu (存在比 $^{63}\text{Cu} : ^{65}\text{Cu} = 69\% : 31\%$) を用いることにした。

2.1.1 励起関数

核融合反応によって生成される核種を定量的に評価するため、核融合反応の統計モデル計算コード PACE4 [4,5] を用いて励起関数を計算した。図 2.1, 2.2 に、それぞれ $p+^{63}\text{Cu}$, $p+^{65}\text{Cu}$ 反応における励起関数の計算結果を示す。これらの結果より、 $E_p \simeq 10$ MeV において、主に ^{63}Zn , ^{63}Cu , ^{65}Zn が生成されることがわかる。また、両反応の顕著な違いとして、10 MeV 以降の領域において、(p, n γ) チャンネルが全反応断面積に占める割合が、 ^{63}Cu では 40% 程度であるのに対して、 ^{65}Cu では 70% 程度に達することが挙げられる。

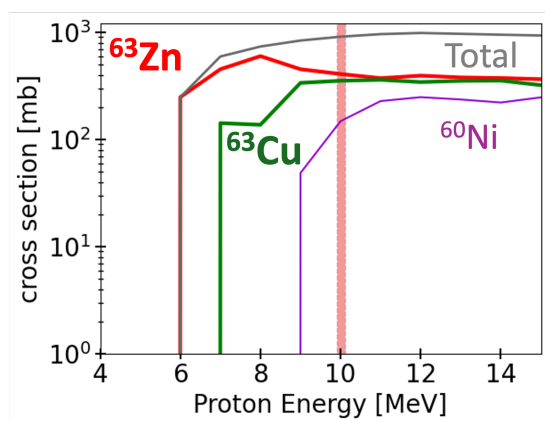


図 2.1: ^{63}Cu の励起関数

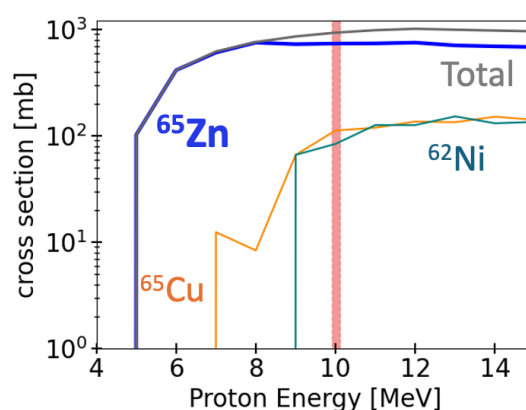


図 2.2: ^{65}Cu の励起関数

2.1.2 ターゲット厚さの評価

ターゲットとして使用する ^{nat}Cu の厚さは、陽子ビームのエネルギー損失と γ 線の収量を考慮して決定した。 γ 線の収量については次節に譲り、ここではエネルギー損失について述べる。反応断面積のエネルギー依存性を高精度で導出するには、ターゲット内でのエネルギー損失は小さいことが望ましい。そこで、ターゲット内でのエネルギー損失を 500 keV 以下に抑えることを基準でとし、厚さを 10 μm に決定した。また、ターゲットを通過した陽子ビームを完全に停止させるため、ターゲットの直後には、バックイングとして鉛薄膜 500 μm を設置した。図 2.3 にエネルギー損失の評価結果を示す。なお、エネルギー損失の計算においては、LISE++[4] の Physical Calculator を用いた。

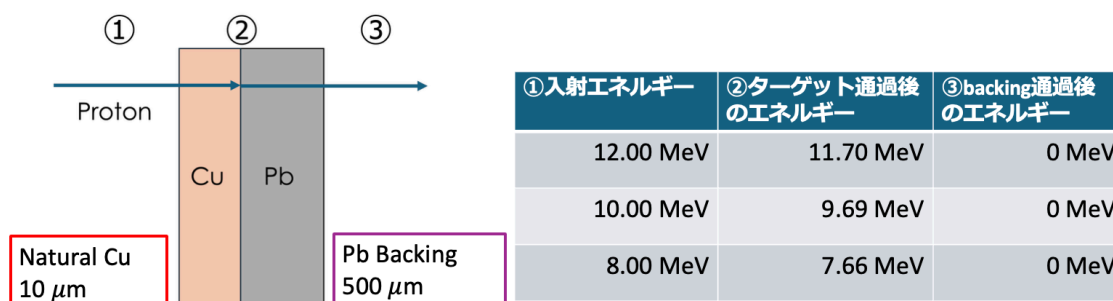


図 2.3: ターゲットおよび鉛でのエネルギー損失

2.2 見積もり

2.2.1 γ 線収量と計数率の評価

本実験で得られる Ge 検出器の γ 線収量および計数率を評価する。測定時間は各エネルギー 3 時間とする。ターゲット-検出器間の距離は 25 cm とする。また、ピーク検出効率のエネルギー依存性は無視して、 ^{60}Co 由来 1332.5 keV のピーク検出効率を用いる。以下の計算には反応断面積は $E_p = 12$ MeV での値を用いる。

(1) ^{63}Zn から放出される強度 100% の γ 線を測定する場合

- ビーム強度: $I_{beam} = 0.9$ nA
- ターゲット厚さ: $d = 8.92$ mg/cm²
- $^{63}\text{Cu}(p, n\gamma)^{63}\text{Zn}$ の反応断面積: $\sigma_1 = 272$ mb
- Ge 検出器 1 台の γ 線ピークの検出効率: $\varepsilon_{peak} = 9.6 \times 10^{-4}$
- 測定時間: $t = 3 \times 3600$ s

$$\left(\begin{array}{l} \bullet \text{ 単位電荷: } e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C} \\ \bullet \text{ ターゲット密度: } \rho = 8.94 \text{ g/cm}^3 \\ \bullet \text{ ターゲット質量数: } A = 63.5 \text{ g/mol} \\ \bullet \text{ アボガドロ定数: } N_A = 6.02 \times 10^{23} / \text{mol} \\ \bullet \text{ 同位体の存在比: } x \text{ (} ^{63}\text{Cu} \rightarrow 0.69, ^{65}\text{Cu} \rightarrow 0.31) \end{array} \right)$$

1. Ge 検出器 1 台で強度 100% の γ 線を測定する場合

$$\begin{aligned} I_\gamma &= \left(\frac{I_{beam}}{e} \right) \times \left(\rho \times d \times \frac{N_A}{A} \times x \right) \times \sigma_1 \times \varepsilon_{peak} \\ &= 1.1 \times 10^2 \text{ cps} = 1.2 \times 10^6 \text{ count/3 h} \end{aligned}$$

2. Ge 検出器 2 台で強度 100%-100% の $\gamma-\gamma$ を同時に測定する場合

$$\begin{aligned} I_{\gamma-\gamma} &= \left(\frac{I_{beam}}{e} \right) \times \left(\rho \times d \times \frac{N_A}{A} \times x \right) \times \sigma_1 \times \varepsilon_{peak}^2 \\ &= 1.1 \times 10^{-1} \text{ cps} = 1.2 \times 10^3 \text{ count/3 h} \end{aligned}$$

よって、強度 100%-10% までは 1 点 10% の精度で測定可能である。

(2) Ge 検出器の計数率と DAQ のトリガーレートについての見積もり

- 全反応断面積: $\sigma_{total} = 994 \text{ mb}$
- Ge1 台の全検出効率: $\varepsilon_{total} = 10 \times \varepsilon_{peak}$
- 1 つの核種から放出される γ 線の本数: $N_\gamma = 5$

1. Ge 検出器 1 台に入る γ 線の計数率

$$\begin{aligned} I_{\gamma Total} &= \left(\frac{I_{beam}}{e} \right) \times \left(\rho \times d \times \frac{N_A}{A} \right) \times \sigma_{total} \times N_\gamma \times \varepsilon_{total} \\ &= 2.5 \times 10^4 \text{ cps} \end{aligned}$$

であり、Ge 検出器 1 台が耐えることのできる計数率であるので、測定可能。

2. DAQ のトリガーレート

$$\begin{aligned} I_{\gamma-\gamma Total} &= \left(\frac{I_{beam}}{e} \right) \times \left(\rho \times d \times \frac{N_A}{A} \right) \times \sigma_{total} \times N_\gamma \times (N_\gamma - 1) \times \varepsilon_{total}^2 \\ &= 9.6 \times 10^2 \text{ cps} \end{aligned}$$

であり、DAQ の処理できるトリガーレートに比べて、十分に低いので、測定可能。

第3章

実験

3.1 測定方法

3.1.1 同時計測法

原子核の崩壊様式を構築する上で、崩壊に伴って放出される放射線のエネルギー情報と時間情報を正確に把握することが重要である。そこで、同一イベントで発生した放射線を測定する同時計測法を用いて実験を行った。本実験では、2本の γ 線、中性子と γ 線の2種類の組み合わせで検出したイベントを測定した。

3.1.2 Time of Flight 法 (TOF 法)

中性子は電荷を持っていないため、直接の検出は難しい。そのため、陽子や炭素を含むプラスチックシンチレータを用いて、衝突反応によって検出する。ただし、弾性衝突を用いた反応では、中性子が陽子や炭素に与えるエネルギーは連続的に分布するため、中性子のエネルギーを一意に決定することはできない。そこで、飛行距離と飛行時間からエネルギーを算出する Time of Flight 法 (TOF 法) を使用した。中性子の運動エネルギー E_n は相対論を考慮して、以下の式 (3.1) で表される。ここで、 m_n は中性子の質量、 c は光速、 L は飛行距離、 T は飛行時間を表す。

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) m_n c^2 \quad (3.1)$$

$$\beta \equiv \frac{v}{c} = \frac{L}{cT} \quad (3.2)$$

本実験においては $L = 1$ m、飛行時間 T は γ 線検出器の信号を start、中性子検出器の信号を stop として算出した。

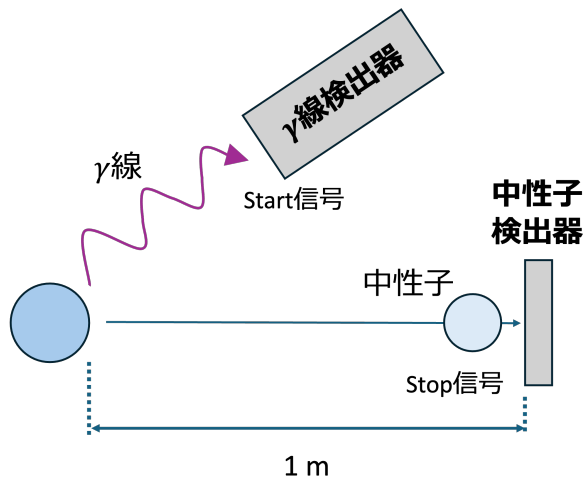


図 3.1: Time of Flight 法の概略図

3.2 実験概要

実験は 2025 年 12 月 22 日 9 時から 2025 年 12 月 23 日 09 時までの 24 時間、九州大学 加速器・ビーム応用科学センターで行った。加速器立ち上げとビーム調整に 12 時間、測定に 12 時間ビームを使用した。

3.3 ビーム調整

3.3.1 タンデム型加速器

タンデム型加速器は線型加速器の 1 種である。図 3.2 に加速原理の概略を示す。イオン源から放出された 1 価の陰イオンは、高電圧ターミナルに向けて加速される。そこで炭素薄膜によって、電子を剥ぎ取られることで、 q 価の陽イオンとなり、再び加速される。よって、高電圧ターミナルの電圧を V とすると、加速粒子の運動エネルギー E は以下のように表される。

$$E = (q + 1)eV \quad (3.3)$$

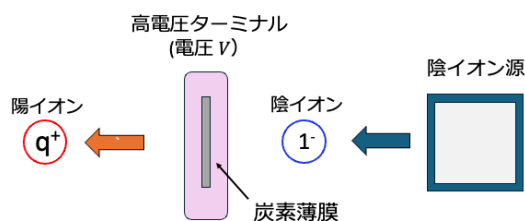


図 3.2: タンデム型加速器の加速原理

3.4 検出器

本実験では、検出器として γ 線測定用のGe検出器2台、LaBr₃検出器2台、中性子測定用のプラスチックシンチレータ3台を使用した。以下の図3.3に3D CAD上で制作したセットアップの全体像、図3.4に実際の実験セットアップの全体像を示す。また、図3.5にターゲット-検出器間の距離を示す。

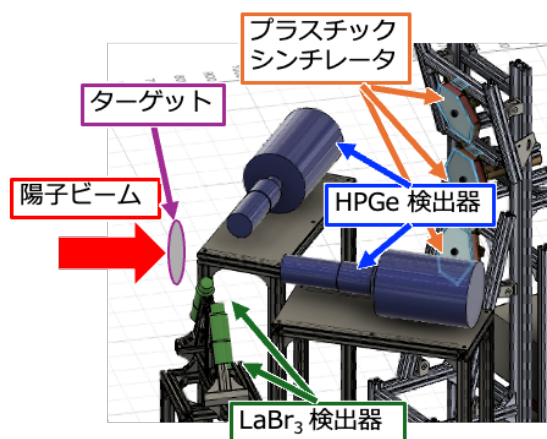


図 3.3: 3D CAD 上でのセットアップの全体像

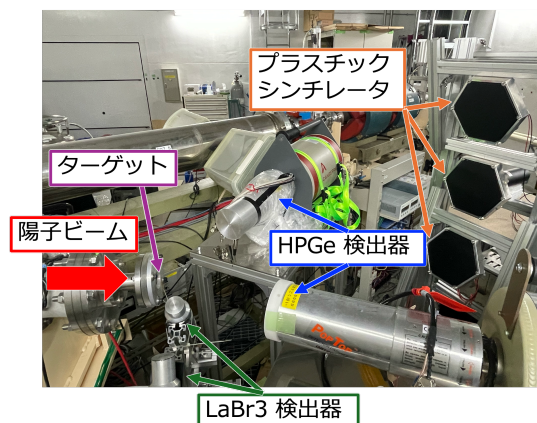


図 3.4: 実際の実験セットアップの全体像

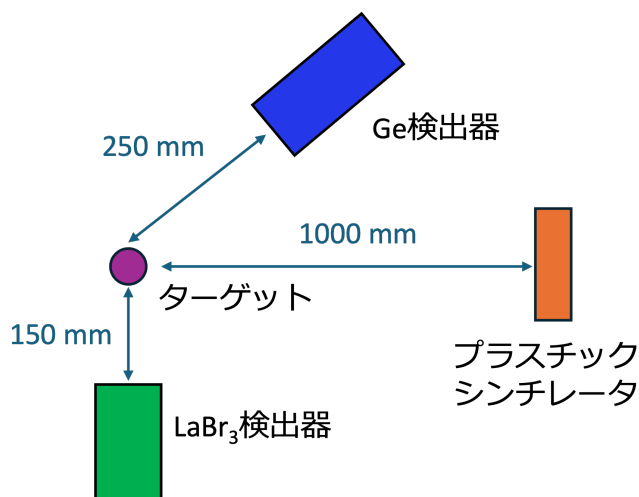


図 3.5: ターゲット-検出器間の距離

3.4.1 Ge 検出器

Ge 検出器は半導体検出器の一種で、優れたエネルギー分解能を持つ。以下の表 3.1 に使用した Ge 検出器 2 台の性能を示す。ただし、FWHM、エネルギー分解能に関しては、⁶⁰Co の崩壊による 1332.5 keV の γ 線ピークを用いて算出した。図 3.6, 3.7 に寸法を示す。

表 3.1: Ge 検出器の性能一覧

名称	Type	定格電圧 [V]	相対検出効率 [%]	FWHM [keV]	Energy Resolution[%]
Ge1 (Canberra)	n 型同軸	-5000	80	3.33	0.25
Ge2 (ORTEC)	n 型同軸	-3200	80	2.59	0.19

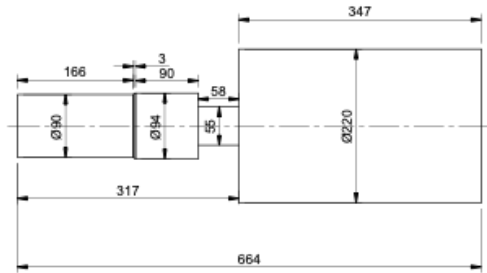


図 3.6: Ge1 (Canberra) の寸法

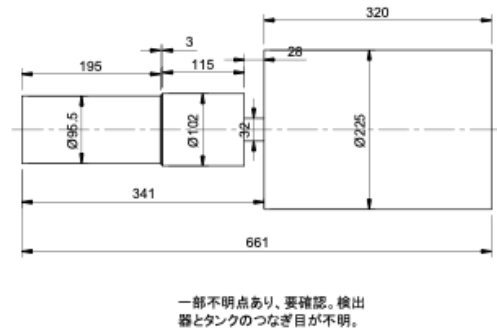


図 3.7: Ge2 (ORTEC) の寸法

3.4.2 LaBr₃ 検出器

中性子の運動エネルギーを TOF 法を用いて決定する上で、飛行時間を正確に測定することは必須である。そこで、本実験では飛行時間を算出する際の start 信号として、時間分解能に優れたシンチレーション検出器である LaBr₃ 検出器を使用した。図 3.8 に寸法を示す。ただし、本研究の解析においては使用しない。

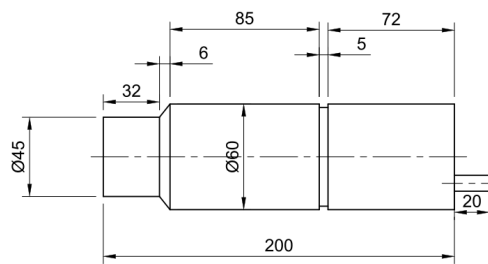


図 3.8: LaBr₃ 検出器の寸法

3.4.3 中性子検出器 (UROKO)

中性子は電荷を持っていないため、核力を介した反応によって検出する。特に高速中性子の測定には、中性子との弾性散乱断面積が大きい、水素や炭素を主成分とするプラスチックシンチレータが広く用いられる。衝突で運動エネルギーを得た水素や炭素によって、蛍光物質が励起され、その後脱励起して光を放出する。この

光を光電子増倍管 (PMT) によって増幅することで、中性子の検出が可能となる。

中性子の弾性散乱において、中性子が反跳核に与えるエネルギーは、散乱角度に応じて連続的に分布する。そのため、中性子のエネルギーを測定するには、3.1.2 節に述べたように、TOF 法を用いる必要がある。プラスチックシンチレータは蛍光物質が励起してから、脱励起するまでの時間が非常に短いことから、優れた時間分解能をもつ。この点においても、プラスチックシンチレータは TOF 法を前提とする中性子検出器として適している。

本実験では六角形柱状のプラスチックシンチレータ検出器 UROKO[6] を用いた。以下の図 3.9, 3.10 に UROKO の概形と寸法を示した。本実験では、cube 型の PMT を 2 つ取り付けたものを 1 台、cube 型の PMT を 1 つ取り付けたものを 1 台、円筒型の PMT を 1 つ取り付けたものを 1 台、計 3 台使用した。

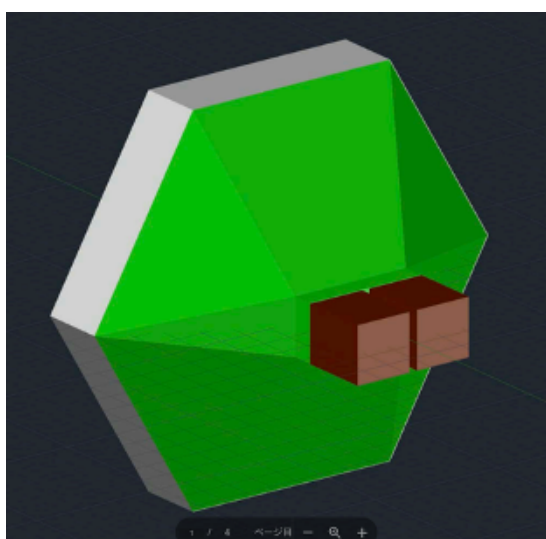


図 3.9: 中性子検出器 UROKO の概形 [6]

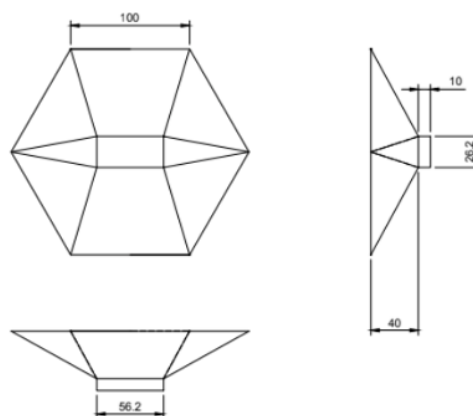


図 3.10: 中性子検出器 UROKO の寸法

3.5 回路と DAQ

本実験では、検出器系の回路は NIM 規格、DAQ 系の回路は VME 規格を使用した。VME コントローラを用いて制御し、コントロールソフトには、Babiri[7] を使用した。時間情報については、全て TDC で取得し、エネルギー情報については、Ge 検出器は ADC で取得し、LaBr₃ 検出器、中性子検出器は QDC で取得した。トリガーとして、Ge2 台による γ - γ 同時計数信号、および LaBr₃ と中性子検出器による n- γ 同時計数信号を OR 接続した信号を使用した。解析はオフラインで行い、CERN の root [8] と radware (gf3) [9] を使用した。以下の図 3.11 に Ge 検出器の回路系、図 3.12 に LaBr₃ 検出器の回路系、図 3.13 に中性子検出器の回路系、図 3.14 にその他の回路系を示した。

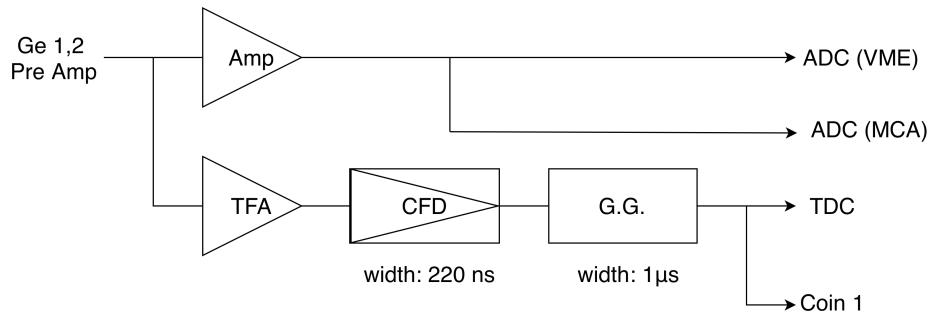


図 3.11: Ge 検出器の回路系

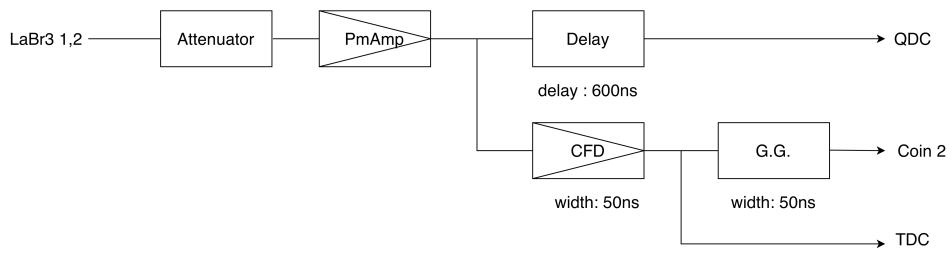


図 3.12: LaBr₃ 検出器の回路系

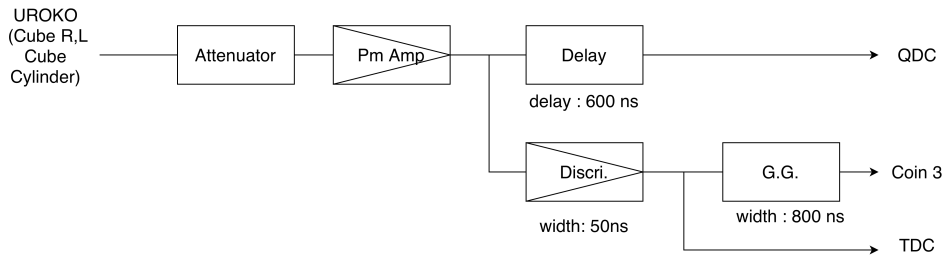


図 3.13: 中性子検出器 (UROKO) の回路系

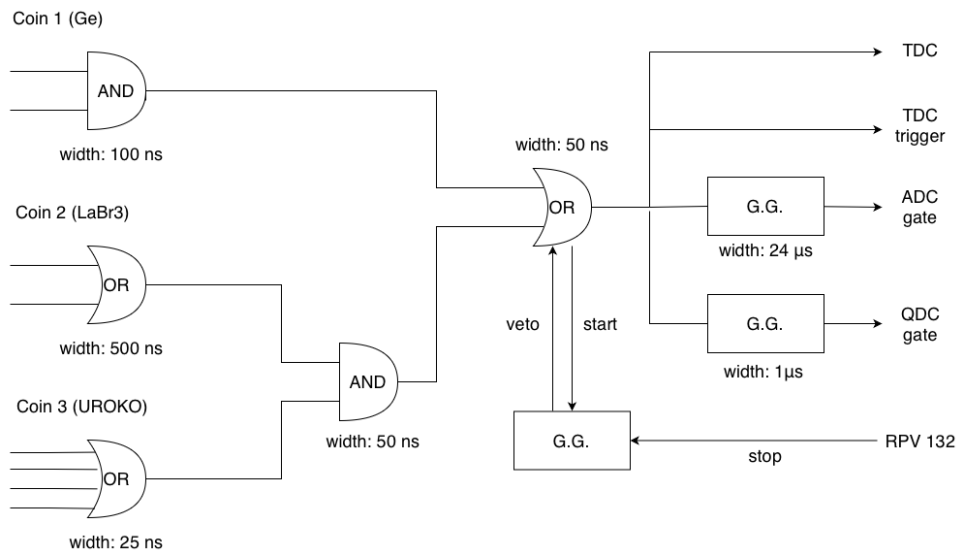


図 3.14: その他の回路系

第4章

解析

4.1 前解析

4.1.1 エネルギー較正 (MCA)

本節以降で述べる、MCA を用いて γ singles トリガーで取得した結果は、全て Ge1 で取得したものである。較正用データの測定は、ビーム照射後に ^{133}Ba , ^{152}Eu 線源を用いて行った。表 4.1 にエネルギー較正に使用した既知の γ 線エネルギーの一覧を示す。これらのデータに基づき、ADC のチャンネルとエネルギーの関係が 1 次関数で表されるものとし、最小二乗法を用いて、パラメータを決定した。表 4.2 に fitting で決定したパラメータについて示した。図 4.1 に得られ fitting の残差を示す。全エネルギー領域で、残差は ± 0.1 keV 以内であった。

表 4.1: 標準線源の主要ガンマ線エネルギーおよび放出強度の文献値 (IAEA)[10]

核種	E_γ [keV]	Uncertainty [keV]	P_γ [%]	Uncertainty [%]
^{152}Eu	121.7817	± 0.0003	28.67	± 0.15
	244.6974	± 0.0008	7.61	± 0.04
	344.2785	± 0.0012	26.50	± 0.12
	443.9606	± 0.0020	2.827	± 0.021
	778.9045	± 0.0024	12.93	± 0.08
	867.380	± 0.003	4.26	± 0.03
	964.079	± 0.0018	14.65	± 0.09
	1112.076	± 0.003	13.69	± 0.09
	1408.013	± 0.003	21.07	± 0.10
^{133}Ba	80.9979	± 0.0011	32.9	± 0.3
	276.3989	± 0.0012	7.16	± 0.05
	302.8508	± 0.0005	18.34	± 0.13
	356.0129	± 0.0007	62.05	± 0.19
	383.8485	± 0.0012	8.94	± 0.06

$$y = ax + b \quad (4.1)$$

表 4.2: 1 次較正の fitting パラメータ

a	b
0.4979 ± 0.00004	-5.11 ± 0.05

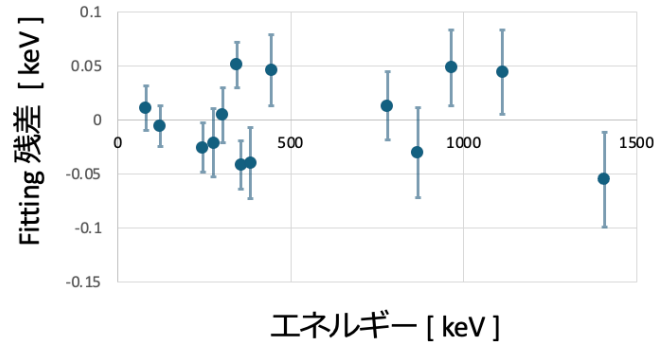


図 4.1: fitting 残差

4.1.2 検出効率の導出 (MCA)

反応断面積の算出に必要となる γ 線の絶対強度を決定する上で、 γ 線の検出効率を正確に評価する必要がある。エネルギー較正と同じく、検出効率の導出には、表 4.1 に示した ^{133}Ba , ^{152}Eu 線源データを用いて行った。

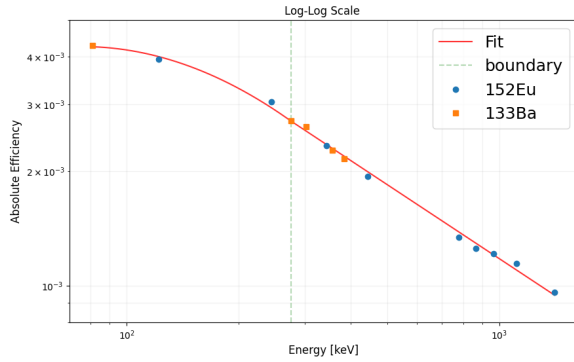
一般に、低エネルギー領域の γ 線は、検出器のアルミニウムウィンドウや結晶表面の不感層による吸収の影響を受ける。そこで、低エネルギー領域と、高エネルギー領域で異なる関数を定義し、最小二乗法を用いた fitting を行った。 γ 線のエネルギーを E 、絶対検出効率を ε_{abs} とし、それぞれの常用対数を $X \equiv \log_{10} E$, $Y \equiv \log_{10} \varepsilon_{abs}$ と定義したとき、fitting に用いた関数形は以下の通りである。表 4.3 に fitting で決定したパラメータについて示した。

$$Y = \begin{cases} c(X - X_{bd})^2 + b_1(X - X_{bd}) + a & (X \leq X_{bd}) \\ b_2(X - X_{bd}) + a & (X_{bd} < X) \end{cases} \quad (4.2)$$

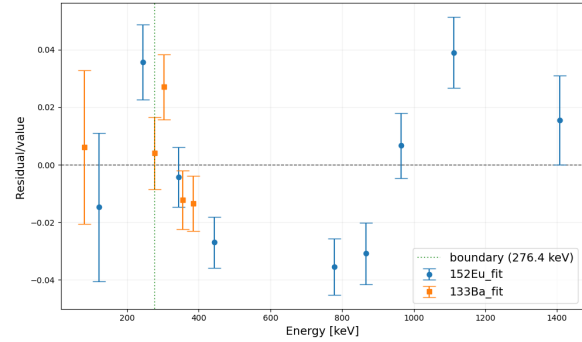
表 4.3: 絶対検出効率の fitting パラメータ

c	b_1	b_2	a
-0.62 ± 0.21	-0.70 ± 0.11	-0.647 ± 0.014	-2.5673 ± 0.0054

fitting の結果、評価した全てのエネルギー領域で、残差は 5% 以内となった。



(a) 絶対検出効率の fitting



(b) 絶対検出効率の fitting 残差

図 4.2: 絶対検出効率の評価結果：(a) フィッティング曲線および (b) フィッティングに対する残差の分布

4.1.3 エネルギー較正 (VME)

VME を用いて測定したデータのエネルギー較正においては、1 次式では精度よく fitting できなかったため、4 次式を用いて較正した。また、表 4.1 に加えて、バックグラウンドの測定結果より、以下に示したエネルギーの γ 線も使用した。

表 4.4: 主要放射性核種のガンマ線エネルギー、放出強度およびその不確かさ

核種	E_γ [keV]	Uncertainty [keV]	P_γ [%]	Uncertainty [%]	備考
^{208}Tl	583.187	± 0.002	30.55	± 0.17	^{228}Th decay chain
	2614.511	± 0.01	35.85	± 0.07	^{228}Th decay chain
^{214}Bi	609.316	± 0.003	45.16	± 0.33	^{226}Ra decay chain
	1764.539	± 0.015	15.17	± 0.12	^{226}Ra decay chain
	2204.071	± 0.021	4.89	± 0.1	^{226}Ra decay chain
^{40}K	1460.822	± 0.006	10.66	± 0.13	

表 4.5 に fitting で決定したパラメータについて示した。図??,??に fitting による残差を示す。いずれの Ge 検出器においても、残差は ± 0.25 keV 以内であった。

$$y = c_0 + c_1x + c_2x^2 + c_3x^3 + c_4x^4 \quad (4.3)$$

表 4.5: 4 次較正の fitting パラメータ

	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4
Ge1	-11.97 ± 0.15	$(5.1302 \pm 0.0039) \times 10^{-1}$	$(3.42 \pm 0.31) \times 10^{-6}$	$(-9.70 \pm 0.94) \times 10^{-10}$	$(8.85 \pm 0.92) \times 10^{-14}$
Ge2	-9.97 ± 0.19	$(5.0039 \pm 0.0049) \times 10^{-1}$	$(3.29 \pm 0.38) \times 10^{-6}$	$(-9.2 \pm 1.1) \times 10^{-10}$	$(8.2 \pm 1.1) \times 10^{-14}$

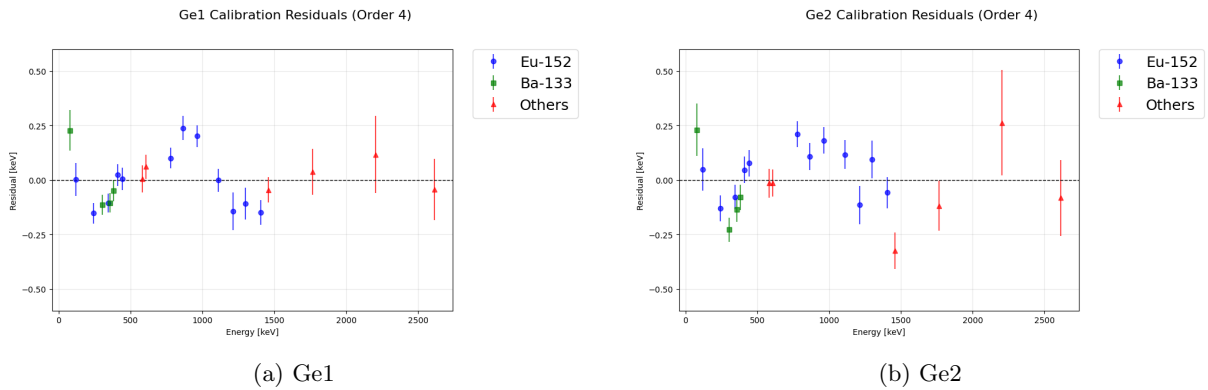


図 4.3: 4 次較正による fitting 残差 : (a) Ge1 および (b) Ge2 の結果

4.1.4 gain shift 補正 (VME)

Ge 半導体検出器は非常に優れたエネルギー分解能を持つために、preAmp や Amp の gain の変動に非常に敏感である。測定中の室温変化に伴う電気回路の温度依存性により、gain shift がしばしば発生する。特に、複数のデータを積算して解析する際、gain shift によってピークが広がり、エネルギー分解能が悪化する可能性があるため、gain shift の補正は必須である。

本実験でも Ge1,2 の両方で gain shift が観測された。例として、図 4.4 に Ge1 における対消滅 γ 線 (511 keV) のピーク位置の run ごとの推移について示す。

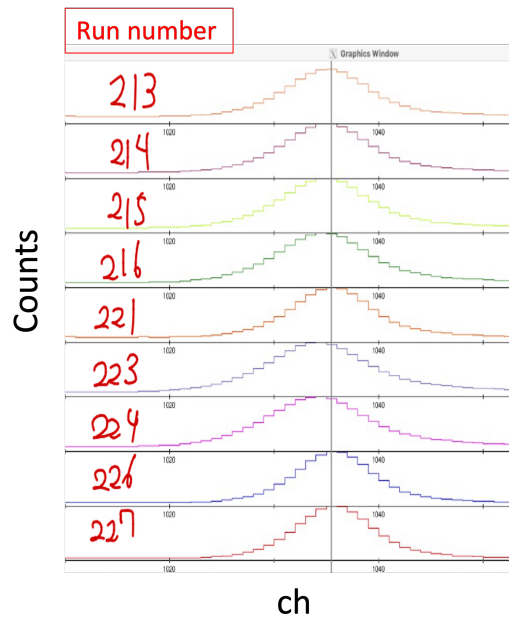


図 4.4: 対消滅 peak の gain shift の様子

そこで、VME を用いて γ - γ トリガーで取得したデータに対して、以下の手順で run ごとに再較正を行っ

た。まず、4次式で較正したエネルギースペクトルを用いて、以下の表 4.6 に示した ^{63}Zn の 3 つの γ 線エネルギーのピークに対して fitting を行い、見かけのピーク中心値を決定した。その後、得られた 3 つのエネルギーと真のエネルギー値を用いて、1 次関数による較正を行い、全ての run に対して補正係数を導出した。

$$E_{\text{cor}} = a'E + b' \quad (4.4)$$

表 4.6: ^{63}Zn の主要ガンマ線エネルギーおよび不確かさ

核種	E_γ [keV]	Uncertainty [keV]
^{63}Zn	192.93	± 0.06
	650.03	± 0.09
	1063.5	± 0.3

図 4.5 に Ge1 における、650 keV のピーク中心値について、補正前、補正後の結果を示した。補正後は、残差を ± 0.5 keV 以内に収めることが出来た。

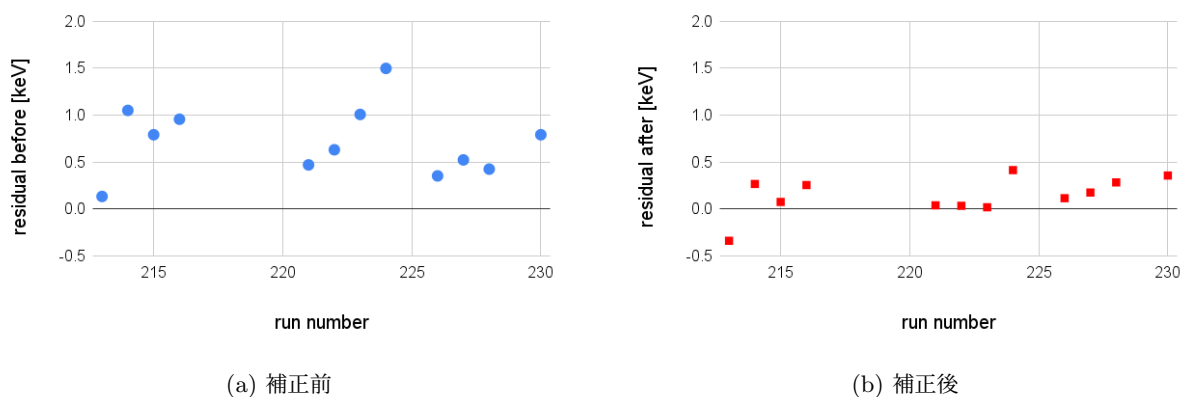


図 4.5: 650 keV における gain shift の影響：(a) 補正前および (b) 補正後の残差分布

4.1.5 時間較正 (VME)

本解析では、calibration の手順は踏まず、TDC の V1190 の設定が正しいものとして、1 ch = 0.1 ns として進めた。

4.2 本解析

4.2.1 γ - γ 同時計測データの解析

γ - γ 同時計測データの解析は、エネルギー準位を構築する上で有用な手法である。ここでは、 γ - γ matrix を使った解析方法について述べる。

まず、coincidence 幅を決定する。以下の図 4.6,4.7 は Ge1-Ge2 間の時間差分布である。今回の解析では prompt 成分のみを扱うものとし、coincidence 幅を ± 50 ns に設定した。

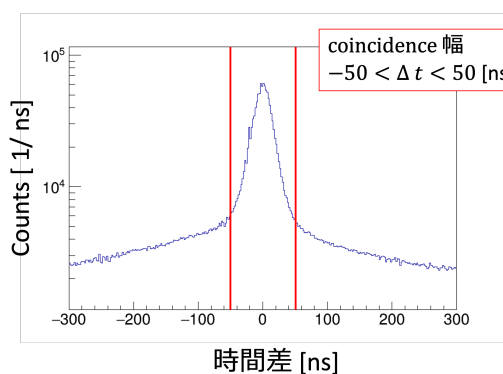


図 4.6: Ge1-Ge2 の時間差分布 (拡大図)

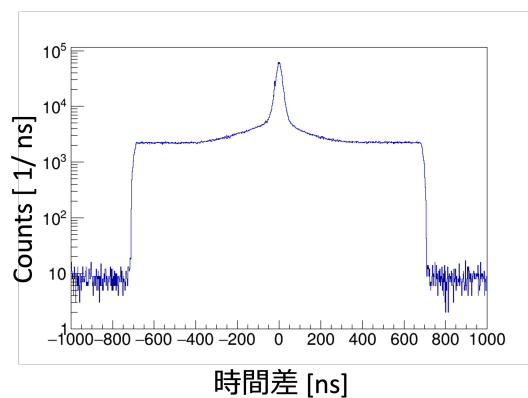


図 4.7: Ge1-Ge2 の時間差分布 (全体図)

図 4.8 は γ - γ matrix の解析に関する概念図である。matrix の横軸と縦軸はいずれも、 γ 線のエネルギーに対応し、これらは全て coincidence 幅以内の時間差で同時測定されたイベントである。ここでは、図 4.8 中の右図のようなエネルギー準位を仮定する。この時、 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ は cascade 関係にあるため、 E_{γ_2} でゲートをかけて射影した図 4.8 中の左図のエネルギースペクトル上では、 $E_{\gamma_1}, E_{\gamma_3}$ に顕著なピークが観測されることになる。一方で、 γ_2 は γ_4 とは平行な関係にあるためピークは見られない。このような、coincidence 関係と、その強度の情報からエネルギー準位を構築することが可能となる。

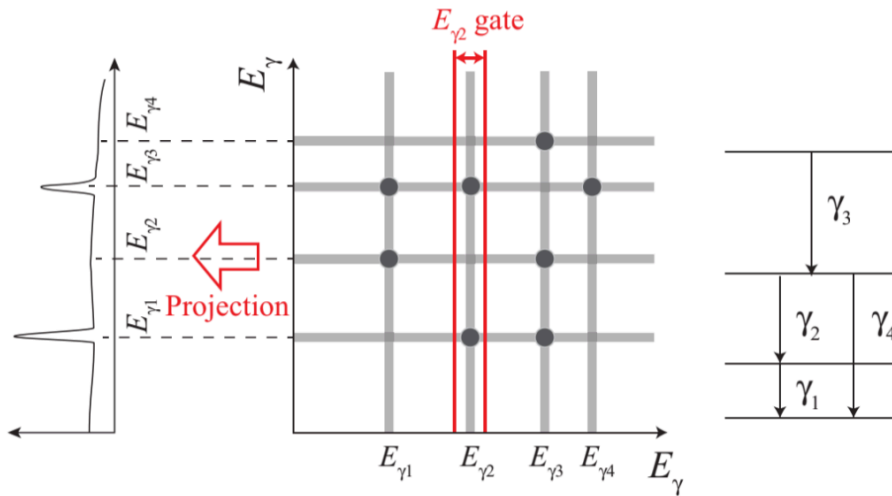


図 4.8: γ - γ matrix の解析の概念図 [11]

ゲートスペクトルを作成する上で、適切にバックグラウンド成分を除去することが重要である。そこでエネルギースペクトル同士の演算によって、バックグラウンドの除去を行う。図 4.9 に示した、bg1, bg2, peak のそれぞれの領域で gate を設定し、 γ - γ matrix を射影したスペクトルを H_{bg1} , H_{bg2} , H_{peak} と定義する。ここで、 H_{peak} にはコンプトン連続部によるバックグラウンドが含まれている。そこで、式 (4.5) のように、ピーク領域前後に存在するコンプトン連続部の平均を差し引くことによって、バックグラウンド成分を取り除いた。

$$H = H_{peak} - \frac{E_{pk2} - E_{pk1}}{(E_{bg2} - E_{bg1}) + (E_{bg4} - E_{bg3})} \times (H_{bg1} + H_{bg2}) \quad (4.5)$$

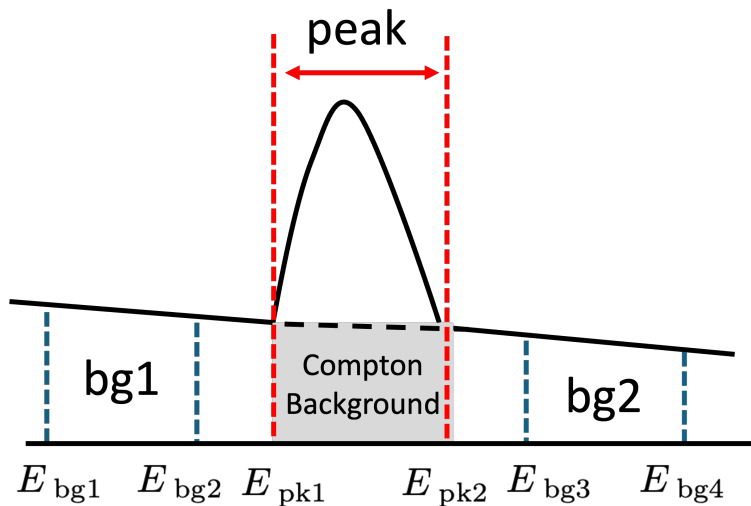


図 4.9: バックグラウンド成分の除去

4.2.2 n- γ - γ 同時計測データの解析

γ - γ 同時計測データに対して、中性子の TOF スペクトルでゲートをかけることによって、中性子を放出するチャンネル由来の γ 線を選択的に抽出することができる。図 4.10 に Ge 検出器と中性子検出器 (UROKO) の時間差スペクトルを示す。なお、Ge 検出器と中性子検出器 (UROKO) のいずれに対しても slew 補正を適用していない。

TOF スペクトル上にオレンジで示した平坦な領域は、accidental なバックグラウンド成分であると考えられる。そこで、このようなバックグラウンド成分を取り除くために、4.2.1 節と同じくゲートスペクトル同士の演算を行った。図 4.10 に示した、true, bg の領域でゲートをかいたスペクトル H_{true} , H_{bg} を作成し、 H_{bg} をゲート幅でスケールして、 H_{true} から減算することでバックグラウンド成分を除去した。なお、true, bg の領域については、図 4.11 に示したターゲット-検出器間 1.0 m での TOF と運動エネルギーの対応関係を元に決定した。

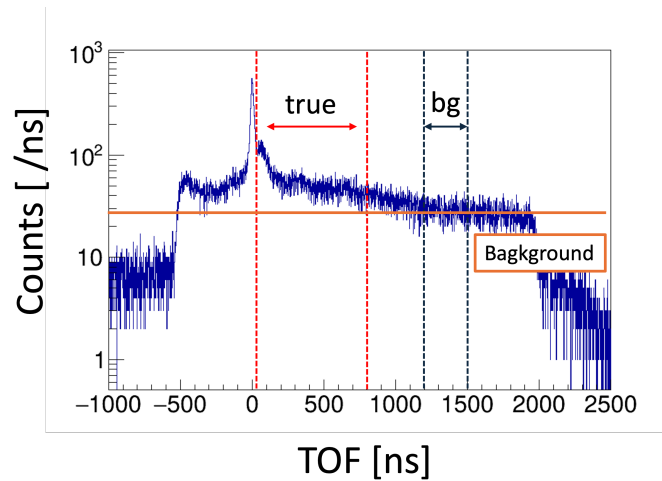


図 4.10: Ge 検出器と中性子検出器 (UROKO) の時間差スペクトル

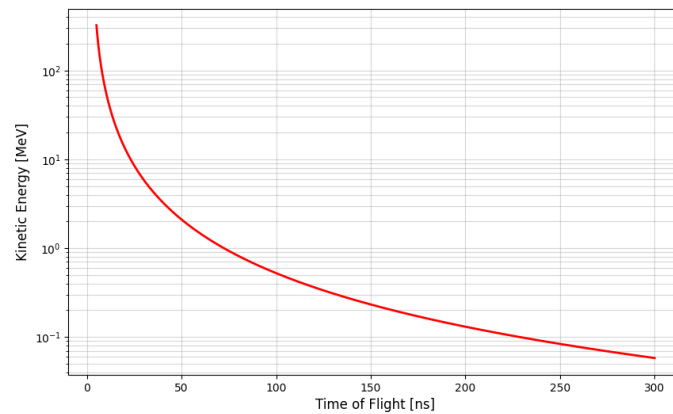


図 4.11: ターゲット-検出器間 1.0 m での TOF と運動エネルギーの対応関係

第5章

結果

5.1 生成核種の同定

γ singles トリガーで取得したエネルギースペクトルを用いて、生成核種の同定を行った。図 5.1 に $E_p = 12$ MeV において取得したエネルギースペクトルの全体像、図 5.2~5.5 に各エネルギー領域での同定結果を示した。ターゲットである ^{nat}Cu との反応で生成された ^{63}Zn , ^{65}Zn , ^{63}Cu , ^{60}Ni の他に、鉛薄膜との核反応で生成された Bi 同位体由来の γ 線ピークを確認できた。また、真空層と実験室の大気を隔てる位置に設置された、ハーバー膜との反応によって生成されたと考えられる ^{59}Ni , ^{56}Fe 由来の γ 線ピークも同定できた。表 5.1 の特定した γ 線のエネルギーについてまとめた。

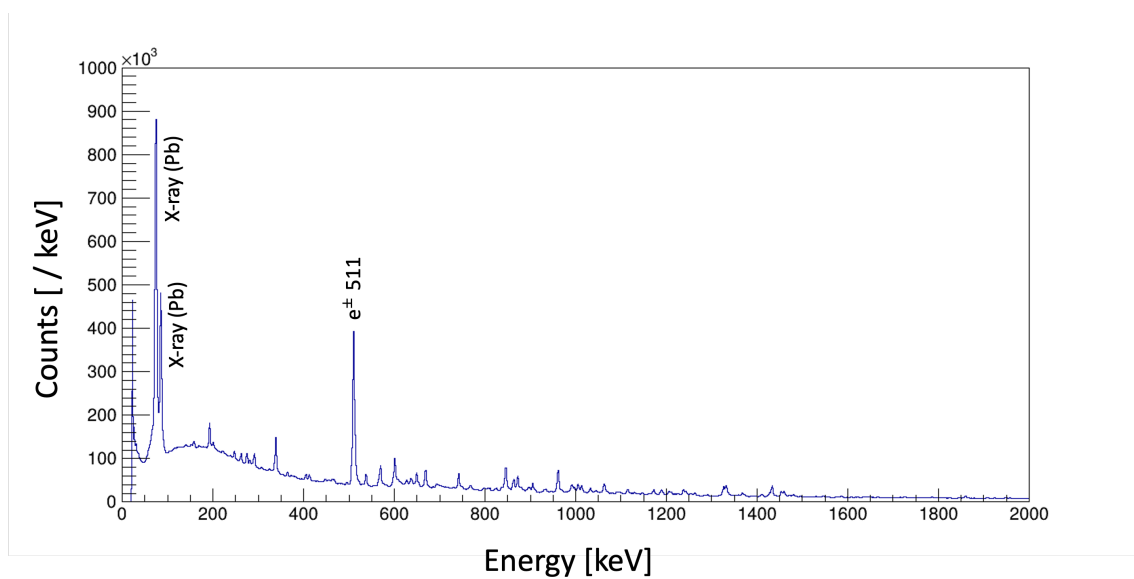


図 5.1: γ singles トリガーで取得した Ge1 のエネルギースペクトル (0-2000 keV)

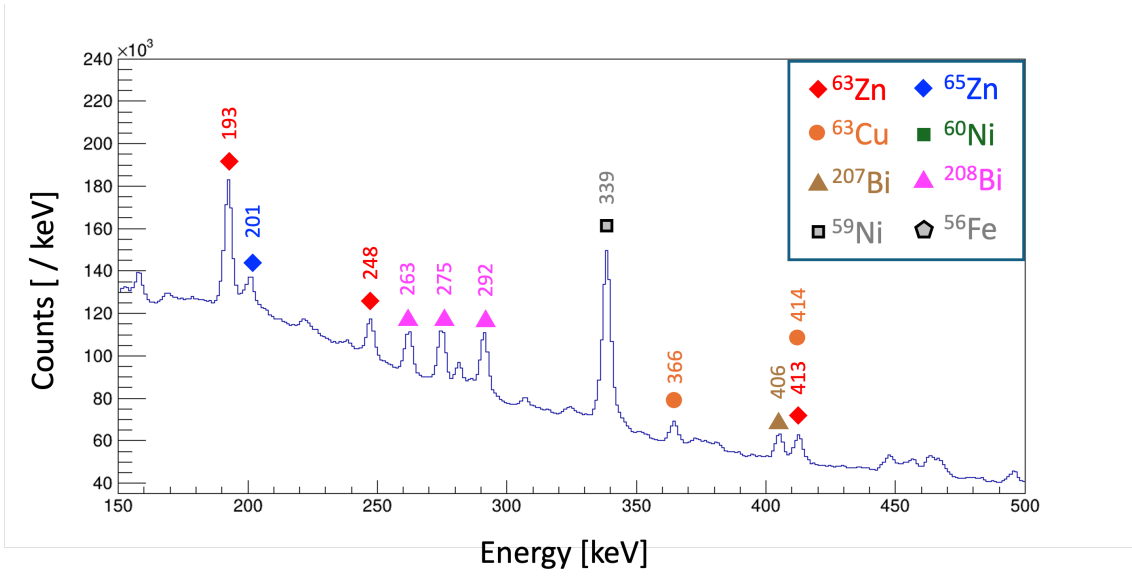


図 5.2: 150-500 keV の核種同定結果

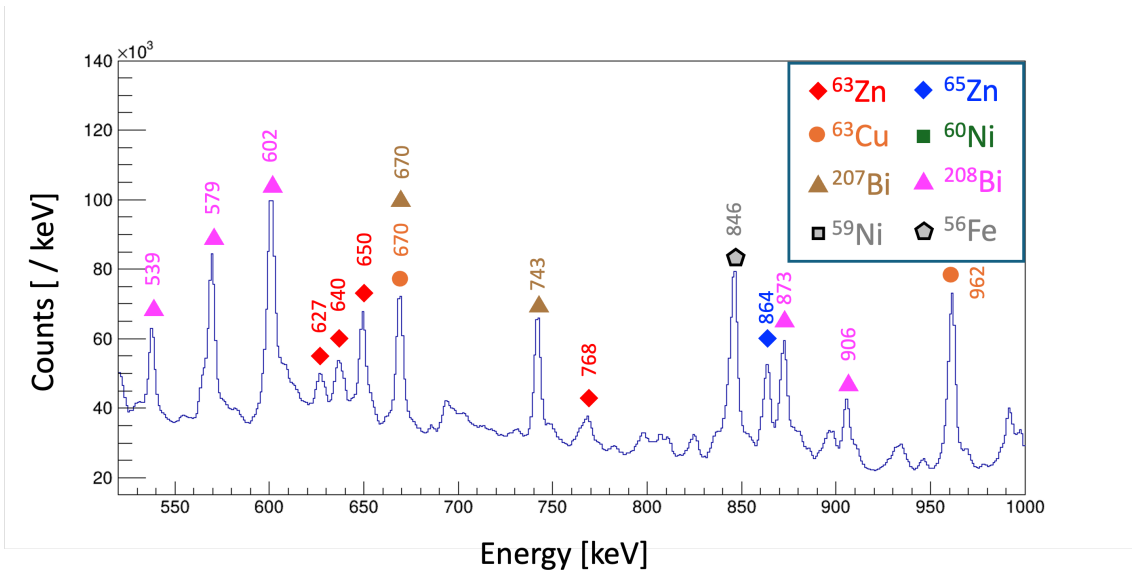


図 5.3: 520-1000 keV の核種同定結果

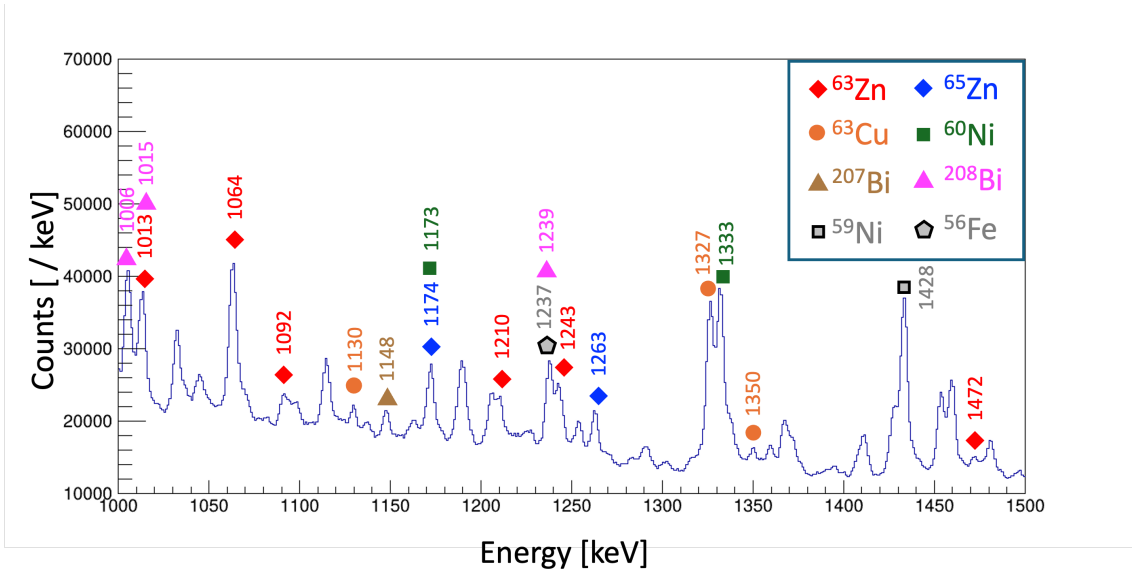


図 5.4: 1000-1500 keV の核種同定結果

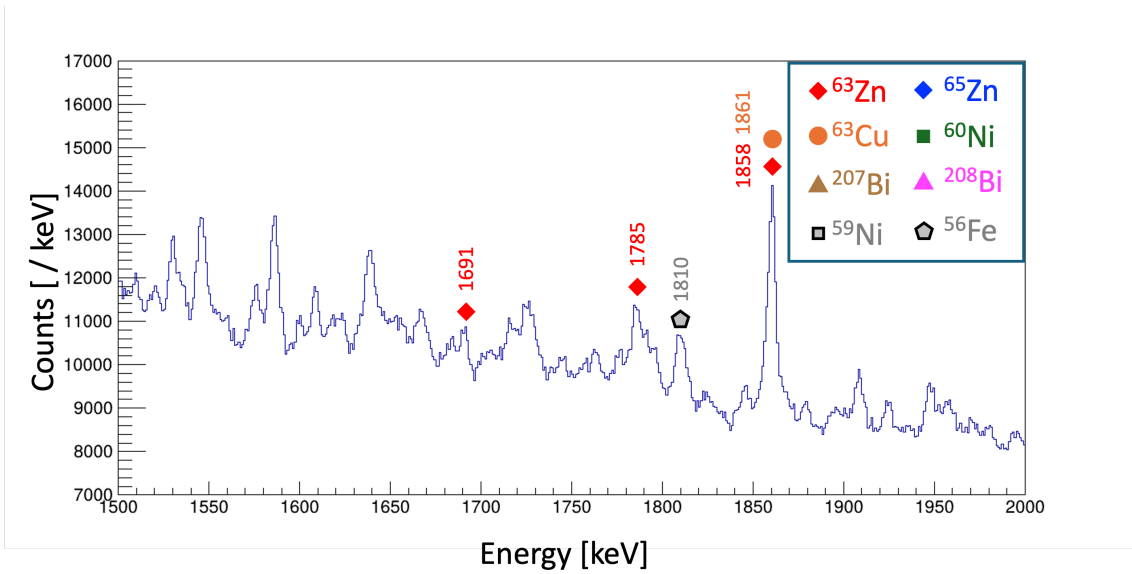


図 5.5: 1500-2000 keV の核種同定結果

表 5.1: γ 線ピークのエネルギーまとめ

核種	E_γ [keV]	核種	E_γ [keV]	核種	E_γ [keV]	核種	E_γ [keV]
^{63}Zn	193	^{65}Zn	201	^{207}Bi	406	^{59}Ni	339
$^{63}\text{Cu}(p, n\gamma)$	248	$^{65}\text{Cu}(p, n\gamma)$	864	$^{207}\text{Pb}(p, n\gamma)$	670	$^{59}\text{Co}(p, n\gamma)$	1428
	414		1174		743		^{56}Fe
	627		1263		1148	$^{56}\text{Fe}(p, p'\gamma)$	
	640	^{63}Cu	365	^{208}Bi	263		
	650	$^{63}\text{Cu}(p, p'\gamma)$	413	$^{208}\text{Pb}(p, n\gamma)$	275		
	768		670		292		
	1013		962		539		
	1064		1130		570		
	1092		1327		602		
	1206		1351		873		
	1210		1861		906		
	1243	^{60}Ni	1173		1006		
	1472	$^{63}\text{Cu}(p, \alpha\gamma)$	1333		1015		
1691				1033			
1785				1239			
1858							

5.2 中性子放出チャンネルの確認

図 5.6 に、入射エネルギー $E_p = 12$ MeV、 γ - γ トリガーで取得したエネルギースペクトルに対し、中性子の TOF ゲートを適用する前後の比較を示す。ゲート適用前のスペクトルでは、陽子放出チャンネルである $(p, p'\gamma)$ 反応に起因する ^{63}Cu の γ 線ピークも顕著に観測されている。一方で、ゲート適用後のスペクトルでは、これらのピークが抑制され、 $(p, n\gamma)$ 反応由来の ^{63}Zn , ^{207}Bi , ^{208}Bi の γ 線ピークのみを選択的に抽出できた。

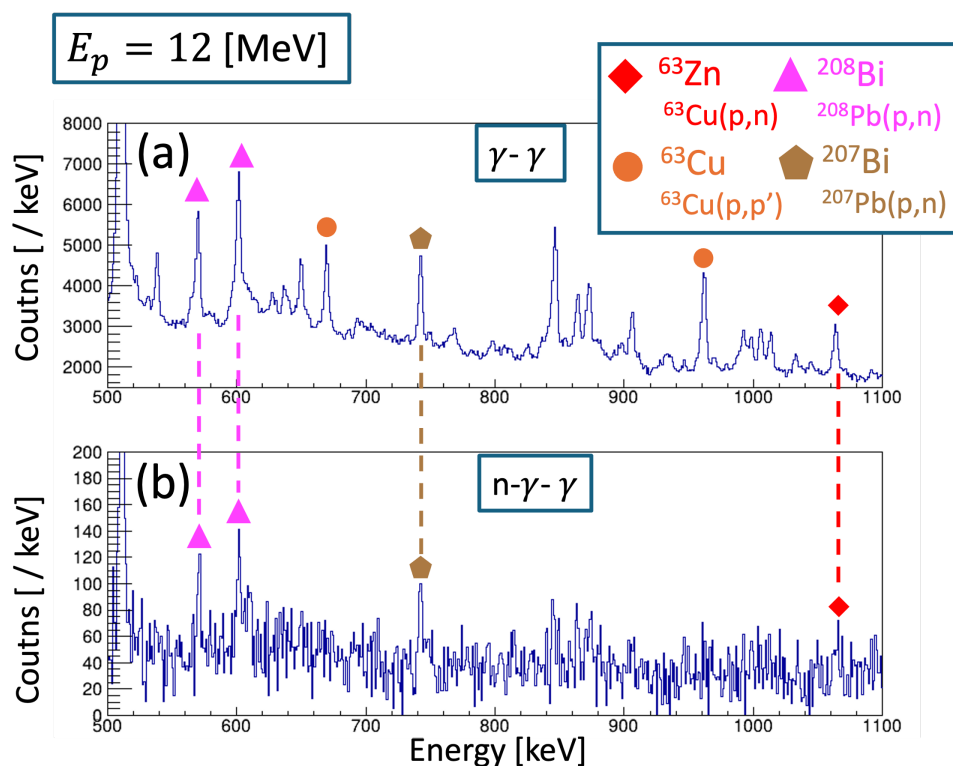


図 5.6: γ - γ トリガーで取得したエネルギースペクトル：(a) 中性子ゲートなし (b) 中性子ゲートあり

5.3 励起関数の決定

本実験では、 γ 線の収量から反応断面積を算出する。初めに、 γ singles トリガーで取得したエネルギースペクトルに対して、gf3 [9] を用いて fitting を行うことで、 γ 線の強度 N_γ を決定した。以下に各入射エネルギーでの fitting の様子を示す。

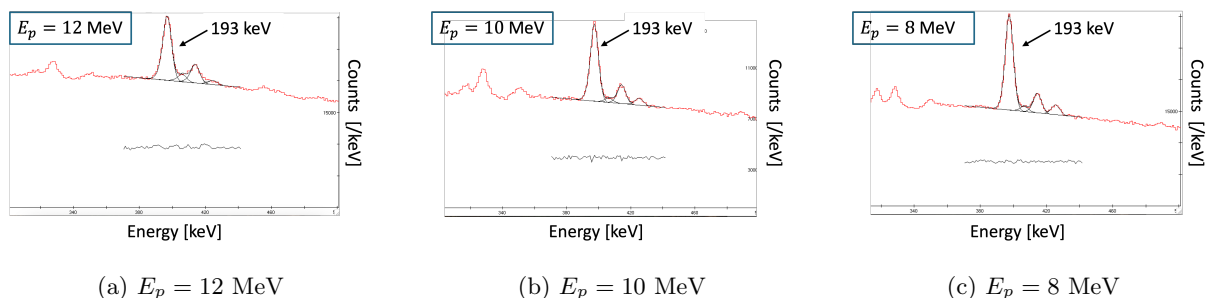


図 5.7: 各陽子エネルギーにおける fitting の様子：(a) 12 MeV, (b) 10 MeV, (c) 8 MeV

そして、以下の式 (5.1) から反応断面積を導出した。 ε_{abs} は前解析で導出した絶対検出効率、 I_γ は γ 線の絶対強度比を表す。

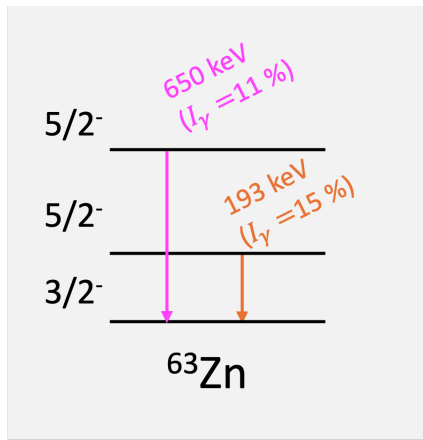
$$\sigma = \frac{N_\gamma}{N_{beam} \cdot N_{target} \cdot \varepsilon_{abs} \cdot I_\gamma} \quad (5.1)$$

入射粒子数 N_{beam} および標的核数 N_{target} は、それぞれ以下の通り定義される。 Q は累積電荷量、 z は入射粒子の価数、 e は電気素量、 ρ はターゲットの質量密度、 d はターゲット厚さ、 N_A はアボガドロ数、 M は原子量、 x はターゲットの同位体存比 ($^{63}\text{Cu} \rightarrow 0.69$, $^{65}\text{Cu} \rightarrow 0.31$) を表す。

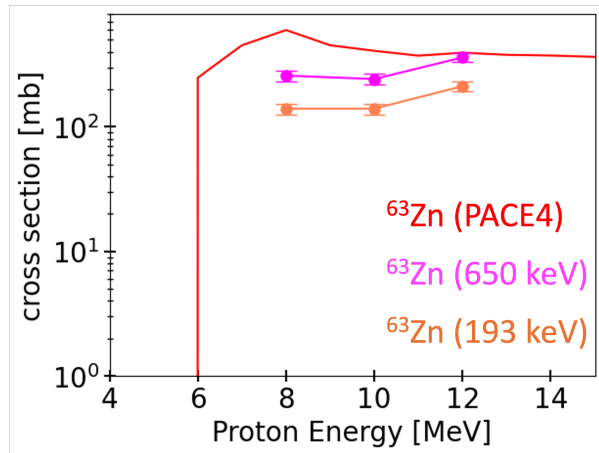
$$N_{beam} \equiv \frac{Q}{ze} \quad (5.2)$$

$$N_{target} \equiv \frac{\rho \cdot d \cdot N_A \cdot x}{M} \quad (5.3)$$

図 5.8a, 5.9a に示した基底状態に遷移する γ 線の強度から式 (5.1) を用いて、反応断面積を算出した。図 5.8b, 5.9b に PACE4 から求めた励起関数と実験値から算出した励起関数の比較を示す。なお、実験値の導出における系統誤差として、ターゲット厚さ、ビーム強度にそれぞれ 10%、検出効率についてのフィッティングに 1% を見積もった。

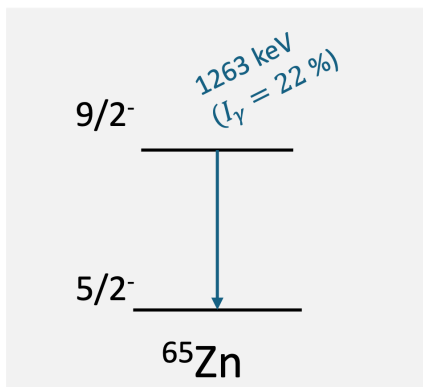


(a) ^{63}Zn の基底状態へ遷移する γ 線

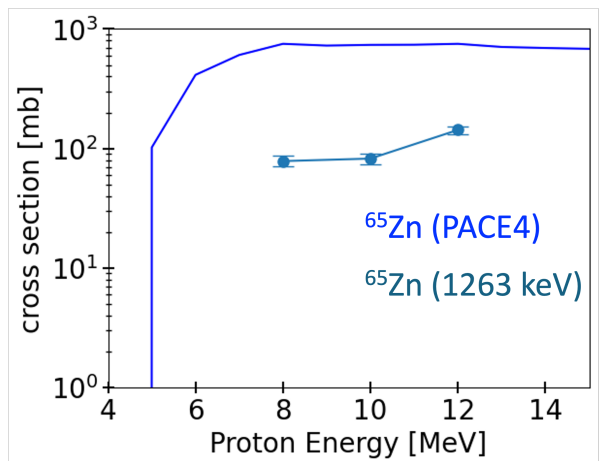


(b) ^{63}Zn の励起関数の比較

図 5.8: ^{63}Zn に関する測定結果：(a) 崩壊図および (b) 励起関数



(a) ^{65}Zn の基底状態へ遷移する γ 線

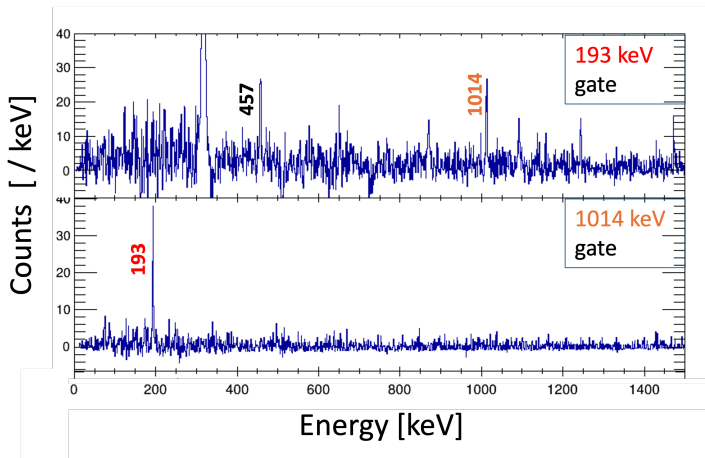


(b) ^{65}Zn の励起関数の比較

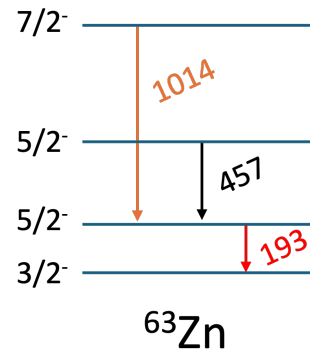
図 5.9: ^{65}Zn に関する測定結果：(a) 崩壊図および (b) 励起関数

5.4 ^{63}Zn の準位構造

図 5.10a に、 $E_p = 8$ MeV で取得したエネルギースペクトルにおいて、 ^{63}Zn 由来の γ 線ピークでゲートをかけたスペクトルを示す。ここでは、同図に示した γ 線を例に、準位構造の構築方法について述べる。193 keV の γ 線に対するゲートスペクトルにおいて、457, 1014 keV のピークが顕著に観測された。このことから、これらの γ 線は 193 keV との cascade 関係の候補となる。一方、1014 keV に対するゲートスペクトルでは、193 keV のみが顕著なピークとして観測された。よって、193, 1014 keV は互いに cascade 関係であることが確定し、457, 1014 keV は parallel な関係であると予測される。上記のような解析によって、図 5.10b の準位構造を構築できる。



(a) ^{63}Zn に関するゲートスペクトル



(b) ^{63}Zn の部分的な準位構造

図 5.10: ^{63}Zn の測定結果：(a) ゲートスペクトルおよび (b) 関連する部分的な準位構造

表 5.2 に coincidence 関係についてまとめた。同表において縦軸はゲートを設定した γ 線のエネルギーを、横軸は該当するゲートスペクトル上で観測された γ 線のエネルギーを表している。これらの関係から図 5.11 に示した準位構造を構築することができた。なお、各エネルギー準位のスピン・パリティについては、NNDC [14] のデータベースを参照した。

表 5.2: ^{63}Zn 由来の γ 線 coincidence 関係まとめ。縦軸はゲートを設定した γ 線のエネルギーを、横軸は該当するゲートスペクトル上で観測された γ 線のエネルギーを表す。

	193	457	640	650	987	1013	1064	1243
193	-	○	×	×	×	○	×	○
457	○	-	×	×	×	×	×	×
640	×	×	-	×	×	×	○	×
650	×	×	×	-	×	×	×	×
987	×	×	×	×	-	×	○	×
1013	○	×	×	×	×	-	×	×
1064	×	×	○	×	○	×	-	×
1243	○	×	×	×	×	×	×	-

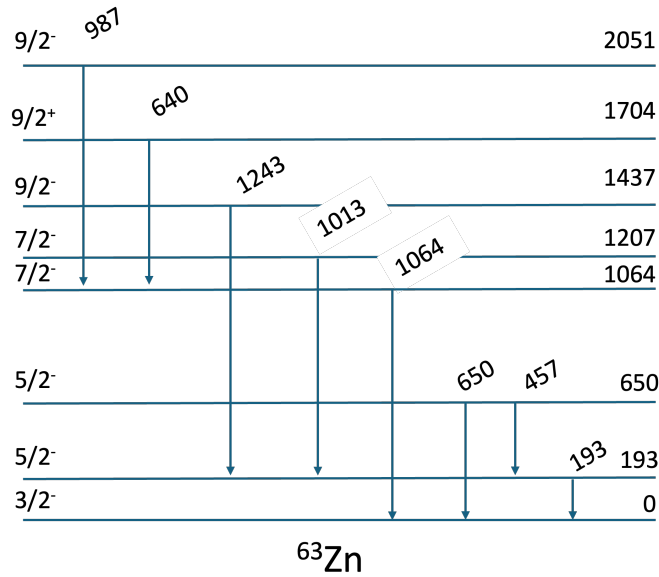


図 5.11: 特定できた ^{63}Zn の部分的な準位構造

5.5 ^{65}Zn の準位構造

表 5.3 に ^{65}Zn 由来の γ 線の coincidence 関係についてまとめた。これらの関係から図 5.12 に示した準位構造を構築することができた。

表 5.3: ^{65}Zn 由来の γ 線 coincidence 関係まとめ。縦軸はゲート、横軸は観測エネルギー

	201	864	988	1271
201	-	○	○	×
864	○	-	○	○
988	△	○	-	×
1271	○	×	×	-

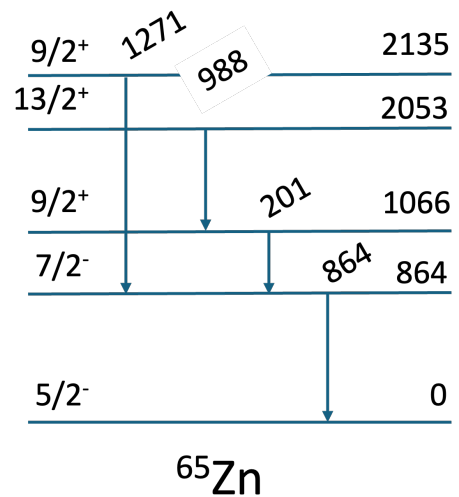


図 5.12: 特定できた ^{65}Zn の部分的な準位構造

第6章

議論

6.1 励起関数の比較

励起関数について、図 5.8b, 5.9b の比較の結果、いずれの核種においても、実験値が PACE4 の計算値を下回った。不一致の要因として、以下の2点が考えられる。

1. PACE4 におけるクーロン障壁パラメータの過小評価
2. 基底状態への直接遷移による実験値の過小評価

第一の要因として、クーロン障壁について述べる。D.1 に示す通り、原子核同士が接していると仮定し古典的に計算した場合 $V_c \simeq 7.4$ MeV であった。それに対して、PACE4 のパラメータは $V_c = 4.7$ MeV と 40% 程度低く見積もられていた。このクーロン障壁の低さによって、PACE4 上では核融合反応が起こりやすくなり、反応断面積が過大に見積もられていた可能性がある。

もう一つの要因として、実験値の導出過程における過小評価が挙げられる。本解析では、Zn 同位体が cascade 崩壊を経由して、特定の γ 線を放出すると仮定した。しかし、中性子を放出した後の高励起状態から、高エネルギー γ 線の放出によって、直接基底状態へと遷移する経路も存在する。このような脱励起のプロセスを考慮できていないため、実験値から求めた反応断面積を過小評価している可能性がある。

また、 ^{63}Zn において 193keV と 650 keV の γ 線からそれぞれ導出した反応断面積の間に、1.5 倍程度の差が存在した。本解析では、 γ 線の絶対強度比を算出する際に、文献 [15] における $E = 72.5$ MeV, $^{52}\text{Cr}(^{18}\text{O}, \alpha 3n\gamma)^{63}\text{Zn}$ 反応の測定結果を用いた。しかし、重イオンを用いた高エネルギー反応と本実験とでは、複合核に持ち込まれる角運動量や励起エネルギーが大きく異なる。その結果として、励起状態の生成分布も大きく変化すると予測される。それゆえ、強度比の間にずれが生じて、反応断面積が一致しなかったと考えられる。

6.2 複合核の角運動量分布と残留核の最大角運動量

図 6.1, 6.2 に PACE4 を用いて計算した、核融合反応で生成される複合核 $^{64}\text{Zn}^*$, $^{66}\text{Zn}^*$ の角運動量分布を示す。いずれの核種および入射エネルギーにおいても、平均して $J \simeq 4\hbar \sim 5\hbar$ 程度の角運動量を持つ複合核が生成されることがわかる。ここから、放出中性子の持ち去る角運動量 $1\hbar \sim 2\hbar$ を差し引くと、典型的には $J \simeq 3\hbar \sim 4\hbar$ の角運動量を持つ残留核の励起状態が生成されると推測される。この見積もりは、 $E_p = 8$ MeV で観測された ^{63}Zn 励起状態の最大角運動量が $9/2 \hbar$ であったことにもよく一致している。また、本実験で測

定された ^{65}Zn 励起状態の最大角運動量は $13/2 \hbar$ であった。PACE4 の計算上は、形成されうる複合核の角運動量分布は $15\hbar$ まで広がっている。そのため、理論的に考えても十分生成されうると言える。

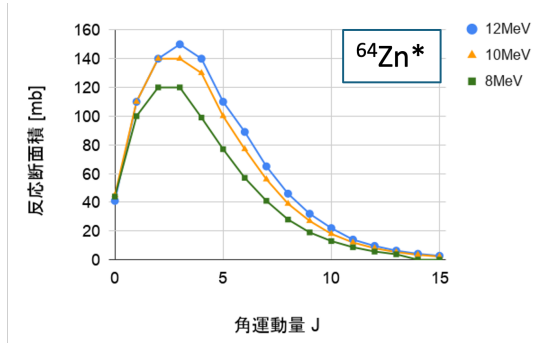


図 6.1: PACE4 による複合核 $^{64}\text{Zn}^*$ の角運動量分布

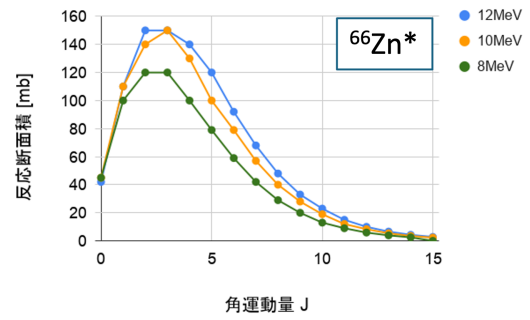


図 6.2: PACE4 による複合核 $^{66}\text{Zn}^*$ の角運動量分布

まとめ

2025年の夏に理化学研究所で開催された仁科スクールへの参加を契機に、自ら実験条件を決めて加速器実験を行いたいという希望を持った。そこで、Zn 同位体を核融合反応を用いて Zn 同位体を生成する γ 線核分光実験を行い、その核構造の解明を目指した。

実験条件の決定に際して、統計モデル計算コードである PACE4 を用いて、入射エネルギーに対する反応生成物の種類、それぞれの反応断面積および複合核の角運動量分布を計算した。この計算結果に基づき、目的核の生成量、検出器での γ 線の収量を評価し、ターゲットの厚さおよびビーム強度を決定した。

本実験の準備として、3D CAD を用いた検出器配置の決定および架台の製作を行った。また、信号処理回路と DAQ について、大阪大学での事前テストを通じて動作検証と改良を重ね、測定システムを確立した。

実験は九州大学加速器・ビーム応用科学センターのタンデム加速器を用いて実施した。平均ビーム強度 0.9 nA の陽子ビームを ^{nat}Cu 標的 ($^{63}\text{Cu} : ^{65}\text{Cu} = 69\% : 31\%$) に照射した。励起関数を測定するために、8、10、12 MeV の陽子ビームを、3時間ずつ照射した。ターゲットの厚さは $10\ \mu\text{m}$ とした。 γ 線を Ge 検出器 2 台および LaBr_3 検出器 2 台で、蒸発中性子をプラスチックシンチレーター 3 台で検出した。生成物の準位構築に向け γ - γ 同時計測を行った。また、中性子を伴う反応を選び出すために、n- γ 同時計測も行った。

前解析として Ge 検出器のエネルギー較正、絶対検出効率の導出、および gain shift の補正を行った。エネルギー較正においては、MCA データに対して 1 次関数を、VME データに対しては 4 次関数を用いて較正を実施した。絶対検出効率の導出では、全エネルギーを低エネルギー領域と高エネルギー領域に分割して評価を行った。また、gain shift 補正を適用した結果、ピーク位置の変動を 0.5 keV 以内に収めることができた。

本解析では 4 種類のデータ解析を行った。第 1 に γ singles データの解析により、生成核種を同定した。ターゲットである ^{nat}Cu との反応で生成された ^{63}Zn , ^{65}Zn , ^{63}Cu , ^{60}Ni の他に、鉛薄膜との核反応で生成された Bi 同位体由来の γ 線ピークを確認できた。第 2 に、陽子エネルギー $E_p = 8, 10, 12$ MeV のデータに対して、 ^{63}Zn , ^{65}Zn 由来の γ 線強度を求め、反応断面積を算出した。第 3 に、 γ - γ 同時計測データの解析を行った。 $E_p = 8$ MeV のデータを用いて、 ^{63}Zn , ^{65}Zn の準位構造を構築した。いずれの核種においても励起エネルギー $E_x \sim 2$ MeV の状態まで、角運動量については ^{63}Zn で角運動量 $J = 9/2\ \hbar$ 、 ^{65}Zn で $J = 13/2\ \hbar$ の状態まで既知の準位構造を再現できた。第 4 に、n- γ - γ 同時計測データの解析では、 γ - γ トリガーで取得したエネルギースペクトルに対して、中性子の TOF スペクトルゲートを適用した。その結果、中性子放出を伴うチャンネル由来の γ 線を選択的に抽出することができた。

励起関数について、実験値と PACE4 による理論計算を比較した。その結果、PACE4 におけるクーロン障壁パラメータの設定に起因する理論値の過大評価、および観測対象の γ 線を経由せずに直接基底状態に遷移する脱励起プロセスによる実験値の過小評価の可能性が示唆された。また、PACE4 を用いて複合核における角運動量分布を計算した結果、本実験で観測された高スピン状態の生成は、理論計算が予測する角運動量分布の広がりによって妥当に説明できることが確認された。

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご協力いただいた皆様に感謝申し上げます。

小田原准教授には、実験計画から実験準備、データ解析、発表練習に至るまで、あらゆる面において、丁寧に指導していただきました。何より、加速器実験をしたいという私の希望を第一にして、ご指導していただくことに深く感謝申し上げます。西畑講師には、九州大学で実験を行うにあたり、多大なるご支援をいただきました。また、回路調整や DAQ の調整においても、惜しみなく協力してくださいました。西畑様のお力添えなしには本実験は成し遂げることはできなかつたと痛感しております。若狭教授には、本実験を行う許可をいただきましたこと、厚く御礼申し上げます。また、実験準備中には、温かいお心遣いをしていただき、誠にありがとうございました。村上様には、連日夜遅くまで共に実験準備を進めていただきました。実験準備が思うように進まず、苦しい時もありましたが、村上様の支えがあって無事に実験を成功させることができました。松田様には、実験準備のみならず、データ解析の面でも様々なご助言をいただきました。そのほか、実験に必要な備品を快くお貸して下さった、川畑教授、板橋教授、吉田准教授をはじめ、様々な面でサポートしていただいた原子核実験研究室の皆様にも、深く御礼申し上げます。

最後に、本研究に関わってくださったすべての方に、改めて感謝の意を表します。

参考文献

- [1] Kenneth S.Krane “INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS” Wiley (1991).
- [2] 下田正 物理学最前線 23 「重イオンビーム物理」 共立出版 (1989)
- [3] H.Morinaga, T.Yamazaki “IN-BEAM GAMMA-RAY SPECTROSCOPY” Elsevier Science Ltd (1977).
- [4] O.B. Tarasov, D. Bazin, Nucl. Instr. and Meth. **B 266** (2008) 4657.
- [5] A. Gavron, Phys. Rev. C **21** (1980) 230.
- [6] A. Yoshioka 「中性子過剰核の構造解明のための新たな β 遅発中性子検出器開発」 (2020).
- [7] <https://ribf.riken.jp/baba/acquisition/system/nbbq/index.html>
- [8] <https://root.cern>
- [9] <https://web.archive.org/web/20231208194131/https://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html>
- [10] <https://www.iaea.org/resources/databases/atomic-mass-data-center>
- [11] H.Nishibata “Variety of nuclear structures in neutron-rich nuclei ^{30}Mg and ^{31}Mg investigated by spin-polarized Na beams” , 博士論文, 大阪大学 (2017).
- [12] Richard B. Firestone “Table of Isotopes” WILEY.INTERSCIENCE
- [13] 滝川昇 現代物理学 基礎シリーズ 8 「原子核物理学」朝倉書店 (2013).
- [14] <https://www.nndc.bnl.gov>
- [15] U. S. Ghosh, S. Rai, B. Mukherjee, A. Biswas, A. K. Mondal, K. Mandal, A. Chakraborty, S. Chakraborty, G. Mukherjee et al. Phys. Rev. C **100** (2019) 034314.

付録 A

γ 遷移

A.1 半減期

以下の表 A.1 は Weisskopf Estimation による γ 崩壊の半減期について示している。この結果から、 γ 崩壊は E_γ が大きく、角運動量の変化が小さい遷移が起こりやすいことが分かる。

表 A.1: Weisskopf Estimation による γ 崩壊の半減期 [12]

Electric	$t_{1/2}^\gamma(\text{s})$	Magnetic	$t_{1/2}^\gamma(\text{s})$
E1	$\frac{6.76 \times 10^{-6}}{E_\gamma^3 A^{2/3}}$	M1	$\frac{2.20 \times 10^{-5}}{E_\gamma^3}$
E2	$\frac{9.52 \times 10^6}{E_\gamma^5 A^{4/3}}$	M2	$\frac{3.10 \times 10^7}{E_\gamma^5 A^{2/3}}$
E3	$\frac{2.04 \times 10^{19}}{E_\gamma^7 A^2}$	M3	$\frac{6.66 \times 10^{19}}{E_\gamma^7 A^{4/3}}$
E4	$\frac{6.50 \times 10^{31}}{E_\gamma^9 A^{8/3}}$	M4	$\frac{2.12 \times 10^{32}}{E_\gamma^9 A^2}$
E5	$\frac{2.89 \times 10^{44}}{E_\gamma^{11} A^{10/3}}$	M5	$\frac{9.42 \times 10^{44}}{E_\gamma^{11} A^{8/3}}$

A.2 角度分布

γ 崩壊の角度分布はルジャンドル多項式を用いて以下のように展開される。偶数次の項のみが許されるのは、パリティ保存から説明される。

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) \quad (\text{A.1})$$

ルジャンドル多項式的具体形は以下で与えられる。

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) \quad (\text{A.2})$$

$$P_4(\cos \theta) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $P_2(\cos \theta) = 0$ を満たす角度は $\theta \simeq 55^\circ$ である。一般に、 A_4 は A_2 と比べて十分に小さいため、 $\theta \simeq 55^\circ$ では実質的に角度分布の影響が小さくすることができる。本実験でも、検出器の一方を、 $\theta = 55^\circ$ に設置した。

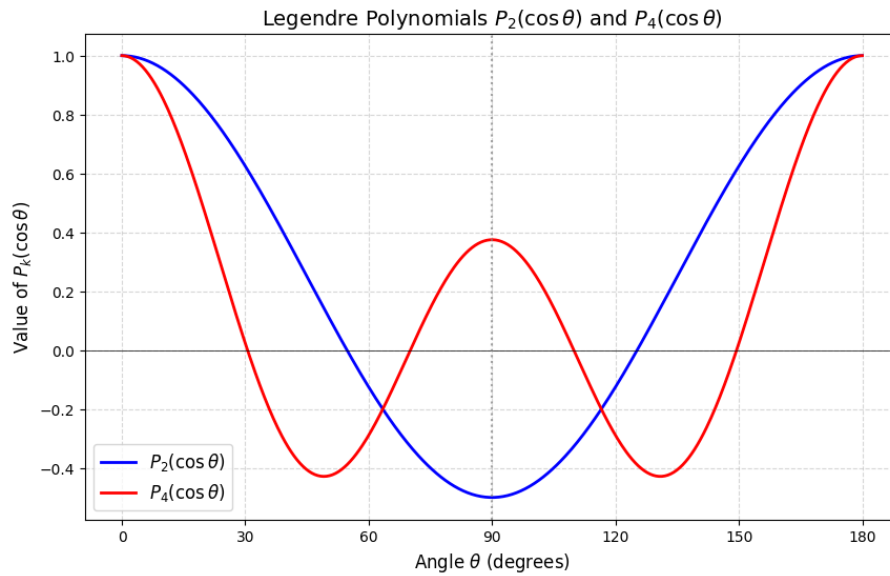


図 A.1: 2 次と 4 次のルジャンドル多項式の概形

付録 B

設計

B.1 検出器架台

以下に実験で使用した検出器架台を示す。

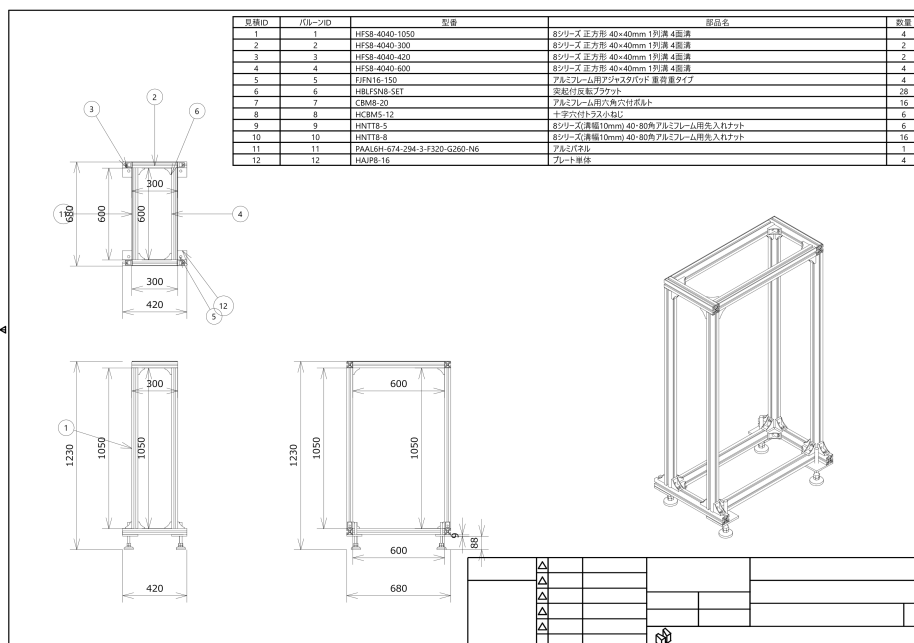


図 B.1: Ge 検出器架台の図面

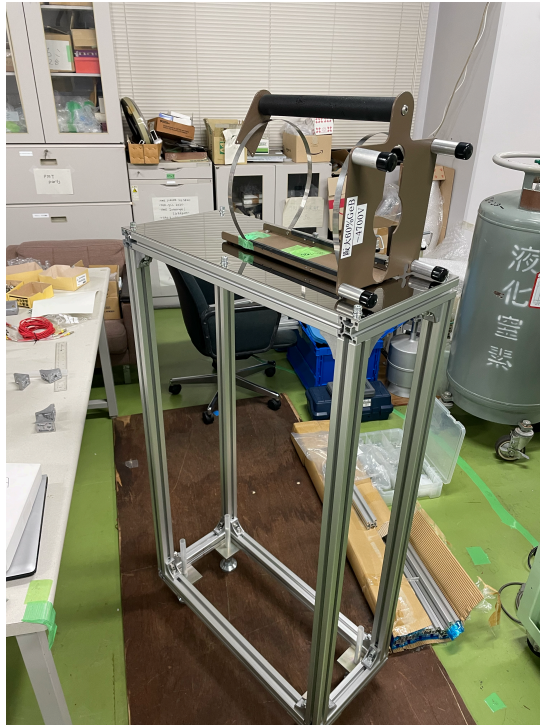


図 B.2: Ge 検出器架台の実物

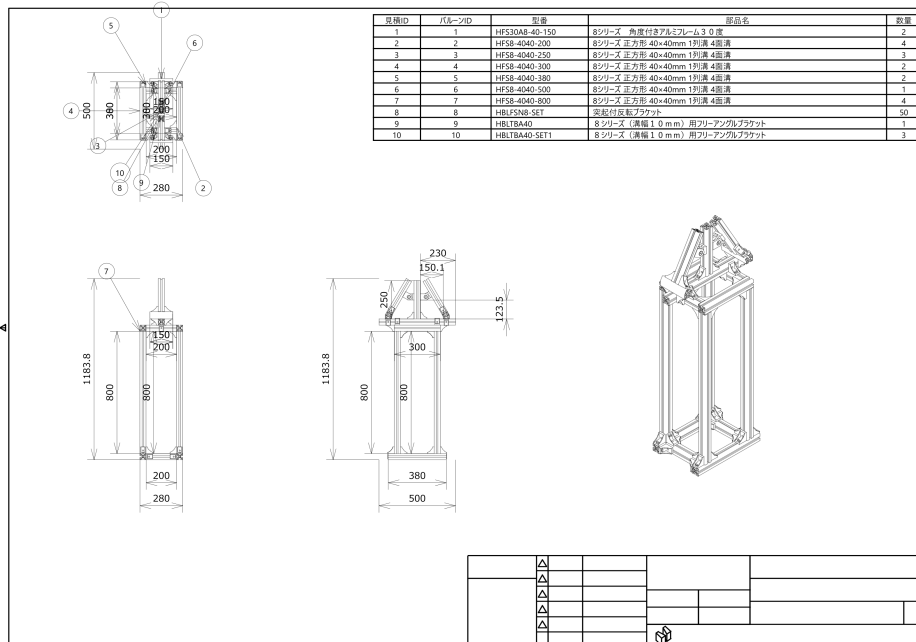


図 B.3: LaBr₃ 検出器架台の図面

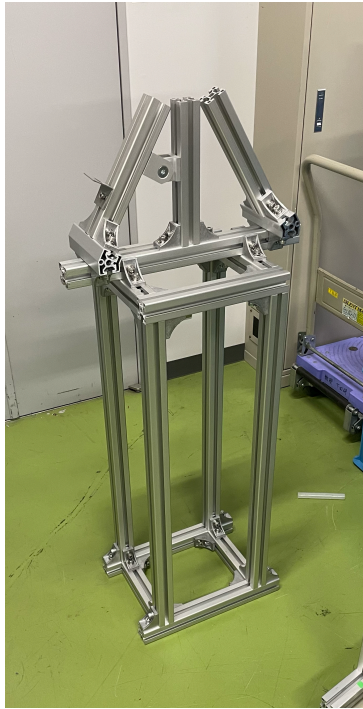


図 B.4: LaBr₃ 検出器架台の实物

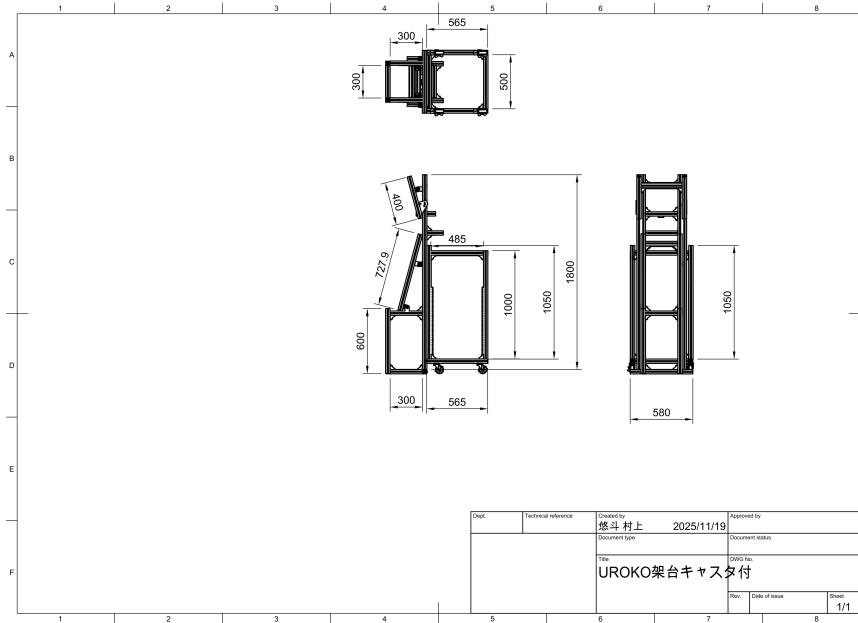


図 B.5: UROKO 架台の図面

B.2 ラック架台

本実験では、限られたスペースを有効に活用するために、キャスター付きの小型ラックを作成した。以下に、その寸法と実物写真を示す。

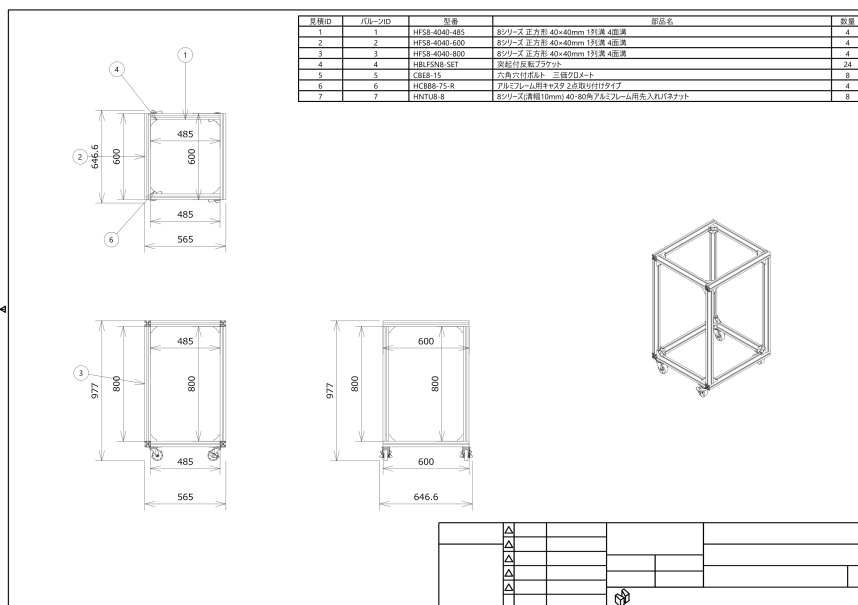


図 B.6: ラック架台の図面

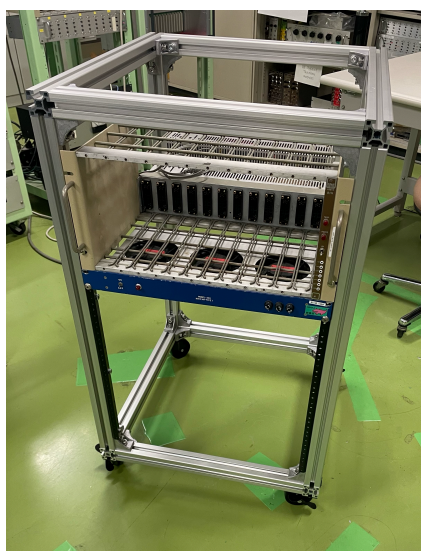


図 B.7: ラック架台の実物

B.3 ターゲットホルダー

本実験では、ターゲットホルダーとして以下の図 B.8 に示したアルミ合金 (A5052) の円形プレートを使用した。ターゲットである銅薄膜と、陽子停止用の鉛薄膜を挟み込んで接着した。図 B.9 は実際の取り付けの様子である。

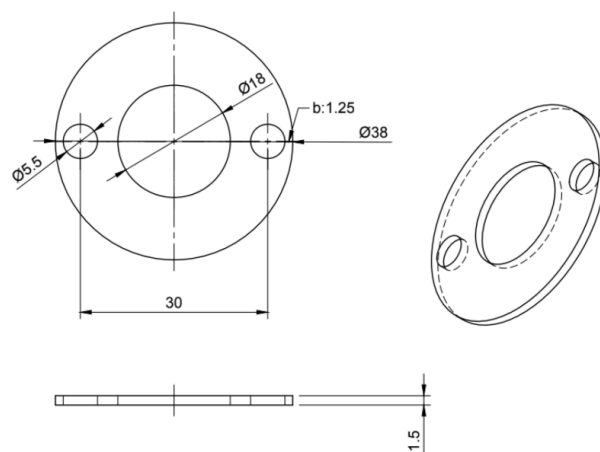


図 B.8: ターゲットホルダーの寸法

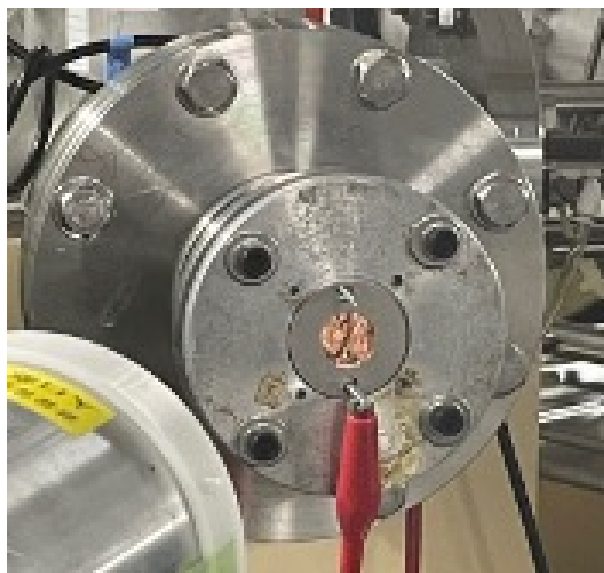


図 B.9: ターゲットホルダーの取り付け

付録 C

gf3 の fitting 関数

fitting 関数は以下のような 4 つの成分から構成されている。 y_1 は完全な電荷収集による成分、 y_2 は中性子損傷などによる不完全な電荷収集による成分、 y_3 はコンプトンエッジに対応する成分、 y_4 はバックグラウンド成分となっている。

$$y_1 = H \cdot \left(1 - \frac{R}{100}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(x-c)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{C.1})$$

$$y_2 = H \cdot \frac{R}{100} \cdot \exp\left(\frac{x-c}{\beta}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x-c}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\beta}\right) \quad (\text{C.2})$$

$$y_3 = H \cdot \left(\frac{\text{Step}}{100}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x-c}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (\text{C.3})$$

$$y_4 = ax + b \quad (\text{C.4})$$

以下の図 C.1 はそれぞれの成分の概形を示している。

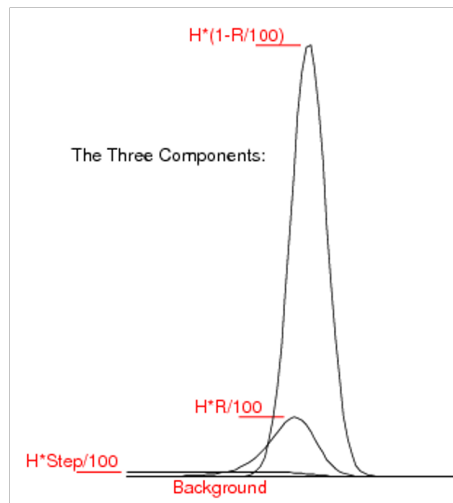


図 C.1: gf3 の fitting 関数の概形 [9]

付録 D

各種計算

D.1 クーロン障壁の見積もり

以下の式を用いて、クーロン障壁を導出した。計算過程において、原子核の半径が $R \simeq 1.2A^{1/3}$ fm [13] で近似されることを用いた。

$$V_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (\text{D.1})$$

$$= \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right) \cdot \hbar c \cdot \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} \quad (\text{D.2})$$

$$\simeq \frac{1}{137} \cdot 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}] \cdot \frac{Z_1 Z_2}{1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) [\text{fm}]} \quad (\text{D.3})$$

$$\simeq 1.2 \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} [\text{MeV}] \quad (\text{D.4})$$

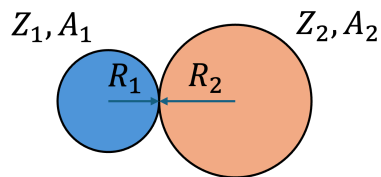


図 D.1: クーロン障壁計算時のイメージ