

修士論文

遅延ガンマ線核分光による
中性子過剰 ${}_{60}\text{Nd}$ 同位体の変形構造の解明

田中 まな

大阪大学核物理研究センター

大阪大学理学研究科物理学専攻 24B13029

2015年2月17日

概要

$Z = 60$ 近傍の中性子過剰領域では、プロレート型 (対称軸方向に長い回転楕円体) に変形した原子核が発見されてきたが、中性子数の増加に伴い変形がどう進展していくのかはまだ明らかになっていない。軸対称変形した原子核では全角運動量の対称軸成分 (K 量子数) が良い量子数となるので、 K 量子数の異なる励起状態間の遷移は抑制され、 K アイソマーと呼ばれる準安定状態が生じる。原子核の変形構造や粒子軌道は、原子核の励起状態に大きく影響を及ぼすため、励起状態から放出されるガンマ線を精密に測定することは、原子核の変形構造を解明するための有力な手段となる。この領域では、 K アイソマーの崩壊とベータ崩壊に伴って放出されるガンマ線を用いることができる。

中性子数の非常に多い同位体を生成し調査することはこれまで困難であったが、理化学研究所仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリーにおいて初めて可能となった。不安定核ビームは ^{238}U の飛行核分裂により生成され、RI ビーム分離装置 BigRIPS で分離・選別され、ストッパーに埋め込まれた。実験は 2 通りの設定で行い、アイソマー分光の設定では、統計量を増やすために Cu のパッシブストッパーを用い、ベータ・ガンマ分光の設定では、ベータ線を測定するアクティブストッパー WAS3ABi を用いた。埋め込まれた同位体の崩壊による遅延ガンマ線は、ゲルマニウム半導体検出器クラスターアレイ EURICA を用いて測定した。

その結果、 ^{158}Nd と ^{160}Nd に新たにアイソマー状態を発見し、これらの同位体のレベルスキームを構築した。これらのアイソマーは、 $^{154,156}\text{Nd}$ や中性子過剰 Sm 同位体で系統的に発見されつつある K アイソマーであると考えられる。 $^{158,160}\text{Nd}$ の変形度が $\epsilon_2 \sim 0.3$ と仮定すると、 $^{158,160}\text{Nd}$ の K アイソマーがそれぞれ陽子と中性子の二準粒子状態で大きな K を作っている配位を理解することができる。

ベータ・ガンマ核分光の結果としては、 $^{155-157}\text{Pr}$, $^{157,158}\text{Nd}$, ^{160}Pm で新たにベータ遅延ガンマ線を測定した。 ^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線では、娘核である ^{156}Nd の $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ と $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移のガンマ線を観測した。ベータ崩壊の選択則から、 ^{156}Pr の基底状態は $J^\pi = 4^-$ であると推定した。

目次

| | |
|------------------------|----|
| 概要 | 2 |
| 第1章 はじめに | 7 |
| 1.1 原子核の変形と核構造 | 7 |
| 1.2 ベータ崩壊の選択則 | 11 |
| 1.3 この領域でこれまでに分かってきたこと | 11 |
| 1.4 研究の目的 | 15 |
| 1.5 本研究における筆者の役割 | 15 |
| 第2章 実験 | 16 |
| 2.1 不安定核ビームの生成と分離・同定 | 16 |
| 2.2 F11 最終焦点面の測定器 | 18 |
| 2.3 測定方法 | 22 |
| 第3章 解析方法 | 23 |
| 3.1 中性子過剰核の粒子識別 | 24 |
| 3.2 検出器の較正 | 25 |
| 3.3 データの結合 | 25 |
| 3.4 アイソマー核分光の解析 | 28 |
| 3.5 ベータ・ガンマ核分光の解析 | 28 |
| 第4章 アイソマー核分光 | 31 |
| 4.1 実験結果 | 31 |
| 4.2 考察 | 36 |
| 第5章 ベータ・ガンマ核分光 | 40 |
| 5.1 実験結果 | 40 |
| 5.2 考察 | 48 |
| 第6章 結論 | 51 |
| 第7章 今後の展望 | 52 |
| 7.1 データ解析 | 52 |
| 謝辞 | 53 |
| 参考文献 | 55 |

目次

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | プロレート変形とオブレート変形。矢印は回転楕円体の対称軸である。 | 8 |
| 1.2 | 四重極変形の理論予想 [Mö95] | 8 |
| 1.3 | 軸対称変形した原子核と量子数 K | 9 |
| 1.4 | 陽子についての Nilsson ダイアグラム | 10 |
| 1.5 | $Z \sim 60$ の中性子過剰領域での実験的研究 | 12 |
| 1.6 | Nd 同位体の 2^+ , 4^+ , 6^+ 状態の励起エネルギーの変化 | 13 |
| 1.7 | Nd 同位体の 2^+ 状態と 4^+ 状態の励起エネルギーの比 | 13 |
| 1.8 | 陽子についての Nilsson ダイアグラム | 14 |
| 2.1 | BigRIPS[Fu13, Fig.1] ビームライン | 16 |
| 2.2 | BigRIPS セパレータの原理 | 17 |
| 2.3 | PPAC の概略図 [Ku01, Fig.1] | 19 |
| 2.4 | MUSIC の概略図 [Ki05] | 19 |
| 2.5 | WAS3ABi の模式図 | 20 |
| 2.6 | EURICA と F11 焦点面検出器 | 21 |
| 2.7 | EURICA を内側から見た写真 | 21 |
| 2.8 | EUROBALL クラスタ型ゲルマニウム検出器 | 22 |
| 3.1 | (a) アイソマー核分光、(b) ベータ・ガンマ核分光の解析の流れ | 23 |
| 3.2 | (a) ベータ・ガンマ核分光設定での PID プロット、(b) $Z = 59$ 同位体の質量電荷比 (A/Q) | 26 |
| 3.3 | $Z = 59$ 同位体の質量電荷比 (A/Q) | 26 |
| 3.4 | EURICA の efficiency curve | 27 |
| 3.5 | DSSSD のエネルギー較正 | 27 |
| 3.6 | ^{156}Nd にゲートをかけたガンマ線のタイミングとエネルギー | 29 |
| 3.7 | プロンプトカットをかけた $1\mu\text{s}$ までの ^{156}Nd のガンマ線のタイミングとエネルギー | 29 |
| 3.8 | ビームの埋め込み位置の決定と遅延ガンマ線の測定 | 30 |
| 3.9 | ビームの埋め込みと遅延ガンマ線の時間関係 | 30 |
| 4.1 | アイソマー核分光設定での粒子同定プロット | 31 |
| 4.2 | ^{156}Nd の核準位図 [Si09, FIG. 8] | 32 |
| 4.3 | (a) ^{156}Nd 、(b) ^{158}Nd 、(c) ^{160}Nd のガンマ線エネルギースペクトル | 33 |
| 4.4 | (a) ^{156}Nd 、(b) ^{158}Nd 、(c) ^{160}Nd のガンマ線の崩壊曲線 | 34 |
| 4.5 | (a) ^{158}Nd 、(b) ^{160}Nd のエネルギー準位図 | 35 |
| 4.6 | Nd 同位体の基底状態バンドの遷移エネルギーの変化 | 36 |
| 4.7 | E1 遷移についての ΔK とヒンドランスファクター [Lö68, Fig. 1] | 37 |
| 4.8 | ^{156}Nd についての中性子の Nilsson ダイアグラムでの 2qp アイソマーの配位 | 38 |
| 4.9 | ^{158}Nd についての陽子の Nilsson ダイアグラムでの 2qp アイソマーの配位 | 38 |
| 4.10 | ^{160}Nd についての中性子の Nilsson ダイアグラムでの 2qp アイソマーの配位 | 39 |
| 5.1 | ベータ・ガンマ核分光の解析後の粒子の PID | 40 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.2 | ^{152}Ce の崩壊様式 [Ya95, Fig. 2] | 41 |
| 5.3 | ^{152}Ce のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 42 |
| 5.4 | ^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 43 |
| 5.5 | ^{155}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 44 |
| 5.6 | ^{157}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 44 |
| 5.7 | ^{158}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 45 |
| 5.8 | ^{157}Nd のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 45 |
| 5.9 | ^{158}Nd のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 46 |
| 5.10 | ^{160}Pm のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル | 46 |
| 5.11 | 中性子についての Nilsson ダイアグラム | 49 |

表 目 次

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | ベータ崩壊の分類 | 11 |
| 1.2 | ^{59}Pr 同位体の奇核のスピン・パリティ | 12 |
| 2.1 | アイソマー核分光とベータ・ガンマ核分光の設定 | 17 |
| 2.2 | DAQ | 22 |
| 3.1 | WAS3ABi DAQ を基準としたデータの結合 | 25 |
| 4.1 | ^{156}Nd のアイソマー状態からのガンマ線 | 32 |
| 4.2 | ^{156}Nd のアイソマー状態の半減期 | 32 |
| 4.3 | ^{158}Nd のアイソマー状態の情報 | 35 |
| 4.4 | ^{160}Nd のアイソマー状態の情報 | 35 |
| 5.1 | ^{152}Ce のベータ遅延ガンマ線 | 41 |
| 5.2 | ^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線 | 47 |
| 5.3 | ^{58}Ce 同位体の奇核のスピン・パリティ | 48 |
| 5.4 | ^{60}Nd 同位体の奇核のスピン・パリティ | 48 |

第1章 はじめに

原子核は陽子と中性子(合わせて核子と呼ばれる)から構成されており、核子同士は核力によって強く結びつけられている。原子核が崩壊せずに安定する陽子と中性子の数は、核力の性質により定まる。不安定な同位体は、アルファ崩壊やベータ崩壊などを経て安定な同位体へと変化していく。存在可能な同位体のうち、安定な原子核はわずかにすぎず不安定な原子核が圧倒的多数であるが、不安定な同位体のほとんどは天然に存在しないため、不安定な同位体の研究には加速器を用いてそれらを生成することが必要となる。

安定同位体の研究から、原子核の安定性は原子に見られるものと類似した殻構造に大きく依存しており、陽子数と中性子数が魔法数と呼ばれる数(2, 8, 20, 28, 50, 82, 126)であるときに特に安定するということが知られている。さらに近年の実験技術の向上により広い範囲にある不安定核を生成しその性質を探ることが可能となった。その結果、安定線から遠く離れた原子核が安定核での常識とは異なる振る舞いをするようになった。特に、中性子過剰同位体の研究から、安定核で存在していた魔法数の消失と新たな魔法数の出現や、球形ではなく変形している原子核が存在することなどが発見されてきた。

1.1 原子核の変形と核構造

原子核は等方的な空間に存在しているにもかかわらず、その多くが球対称ではなく自発的に対称性を破って変形していることが知られている。回転楕円体が最も単純な変形で、四重極変形と呼ばれる。半径 R_0 の球形の核が密度、体積の変化なしに回転楕円体に変形したとき、核の中心から回転楕円体の表面の任意の点までの距離は、回転対称軸と任意の点のなす角度 θ を用いて次のように表せる。

$$R(\theta) = R_0\{1 + \beta_2 Y_2^0(\theta)\} \quad (1.1)$$

β_2 は四重極変形の程度を表すパラメータで、 $Y_l^m(\theta, \phi)$ は球面調和関数である。Fig. 1.1 は四重極変形した原子核を表している。四重極変形した原子核は、四重極モーメントの正負により2種類に分けることができる。四重極モーメントが正の値を持つ対称軸方向に長い回転楕円体はプロレート型、四重極モーメントが負の値を持つ対称軸方向に短い回転楕円体はオブレート型と呼ばれる。Fig. 1.2 は、Möler *et al.* [Mö95] による FRDM(finite-range liquid-drop model) を用いた四重極変形の変形度の理論計算の結果である。陽子数 Z や中性子数 N が魔法数と魔法数の間の領域で、プロレート型の変形が大きくなることが予想されている。 $Z \sim 60$ の同位体では、中性子数が82の魔法数となる領域に、黒で塗られた安定核とオレンジ色で塗られた球形の同位体が存在している。中性子数を増やした領域では変形度が増加していき、中性子数100を超える極めて中性子数の多い領域で非常に大きな変形が現れることが予想される。

1.1.1 変形量子数 K と K アイソマー

大きく四重極変形した原子核において、全角運動量 I の対称軸方向への射影成分を、Fig. 1.3 に示すように変形量子数 K と定義すると、これは変形が大きい場合に良い量子数となる。

状態間の遷移において K による選択則が生じ、 K の変化が大きい遷移は抑制される。そのようにして半減期が大きい準安定状態となった励起状態を K アイソマーと呼び、プロレート変形領域では多くの

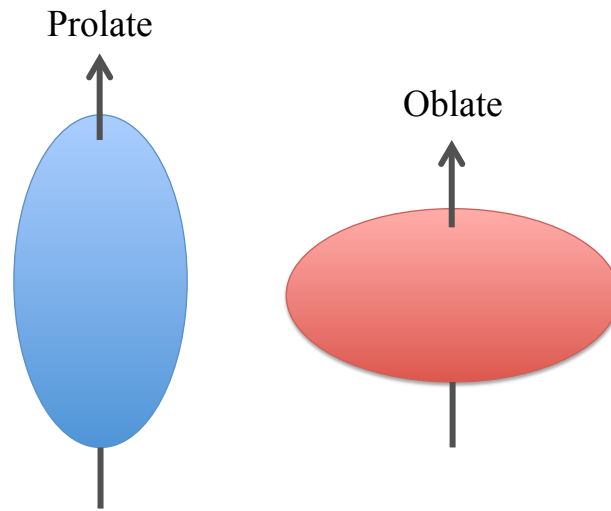


Figure 1.1: プロレート変形とオブレート変形。矢印は回転楕円体の対称軸である。

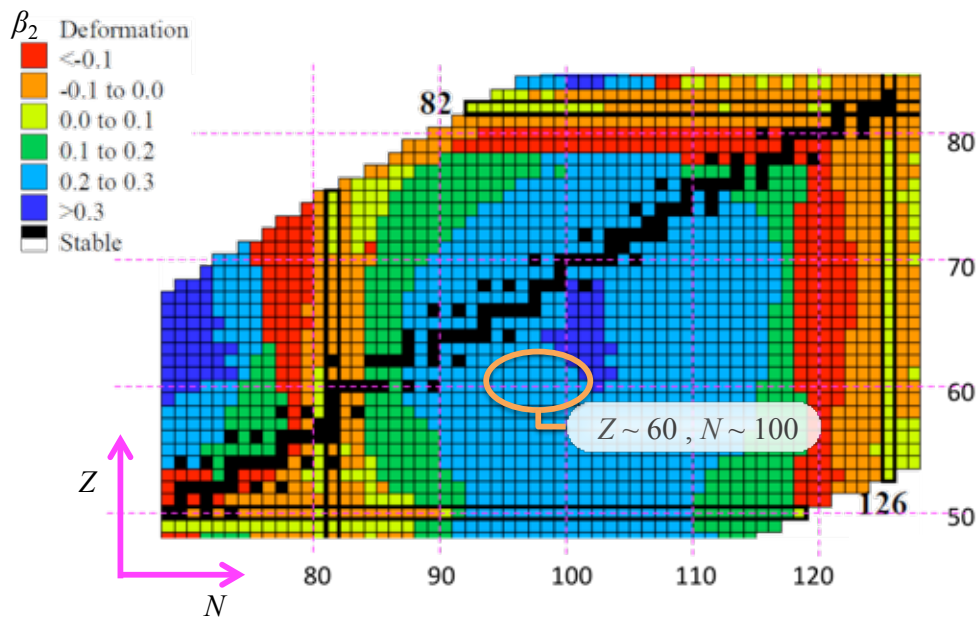


Figure 1.2: 四重極変形の理論予想 [Mö95]

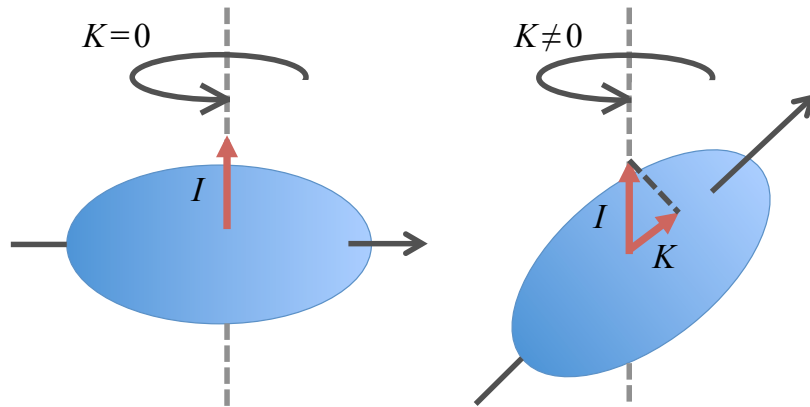


Figure 1.3: 軸対称変形した原子核と量子数 K

核で K アイソマーが発見されつつある。原子核によっては数十年以上の半減期を持ち、このような準安定状態の存在は宇宙における中性子過剰領域を通る元素合成過程にも影響するため、 K アイソマーの出現機構の解明は物質創成の理解を深める上でも重要である。

1.1.2 変形した原子核の慣性モーメントと回転バンド

原子核が回転対称性を破って変形すると、破れた対称性を回復するために回転し、回転状態に対応する励起状態が現れる。回転運動のエネルギー固有値は

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2I} I(I+1) \quad (1.2)$$

と表せる。ここで、 I は回転軸まわりの慣性モーメント、 I は回転の角運動量である。四重極変形した偶々核（陽子数と中性子数がどちらも偶数である核）は 180° の対称性をもったままなので、 0^+ 基底状態の回転状態である励起状態として 2^+ , 4^+ , 6^+ , ... 状態が現れる。変形の描像がよく成り立ち原子核が集団回転しているとき、励起エネルギーの比は $E(4^+)/E(2^+) = 20/6 \sim 3.33$ となる。回転運動による励起状態は、 K が 0 以外の時にもスピン・パリティ $J^\pi = K^\pi$ をもつ状態¹の上に現れ、これらの連続して現れる励起状態を回転バンドと呼ぶ。

1.1.3 一粒子軌道と Nilsson ダイアグラム

原子核では集団的描像と一粒子的描像が成り立つ。原子核の振動や回転は集団的描像であるが、一粒子的描像として、ひとつひとつの粒子が軌道に詰まっているように考えることができる。原子核が球形のとき軌道は角運動量の向きについて縮退しているが、その縮退は変形によって解け、軌道がそれぞれ異なったエネルギーをもつことになる。

陽子数 $Z \sim 60$ 、中性子数 $N \sim 90$ 領域での陽子についての Nilsson ダイアグラム [Ni55] を Fig. 1.4 に示す。Nilsson ダイアグラムは変形ポテンシャル中での一粒子エネルギーを示していて、縦軸は一粒子エネルギー、横軸は変形度 ϵ_2 である²。一粒子軌道は、 l の対称軸方向への射影 Λ 、 s の射影 Σ 、 $l+s$ の射影 Ω 、全振動量子数 N を用いて、 $\Omega[Nn_z\Lambda]$ とラベルされている。この図では、パリティが偶の軌道が実線、奇の軌道が点線で描かれている。

¹ $J^\pi = K^\pi$ をもつ状態は回転バンドのバンドヘッドと呼ばれる。

² 四重極変形の変形度として $\epsilon_2 \sim 0.95\beta_2$ も用いられる。

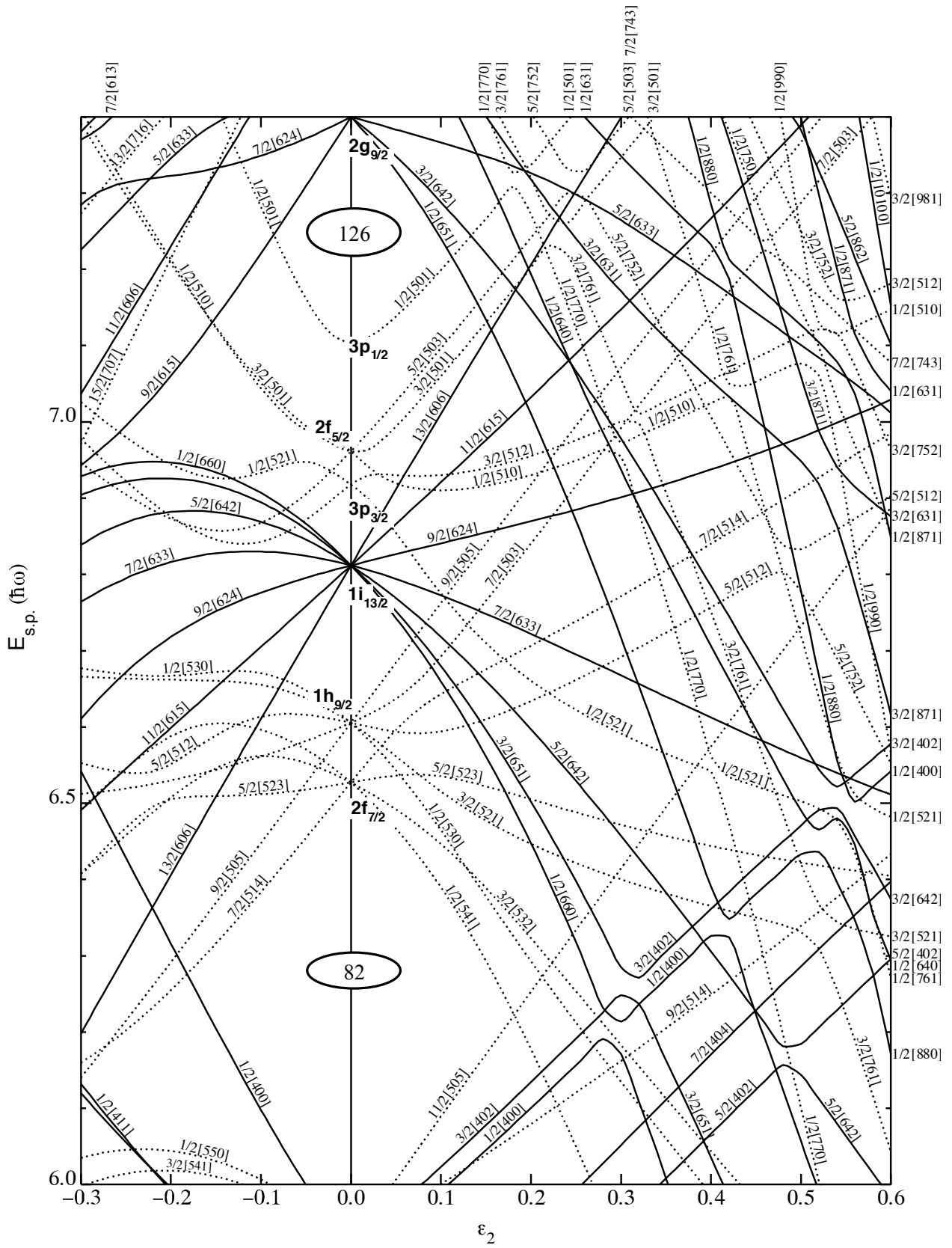


Figure 1.4: 陽子についての Nilsson ダイアグラム

Table 1.1: ベータ崩壊の分類

| | スピン変化 ΔJ | パリティ変化 | $\log ft$ |
|--------|-------------------|--------|-----------|
| 超許容遷移 | 0, ± 1 | No | ~ 3 |
| 許容遷移 | 0, ± 1 | No | ~ 5 |
| 第一禁止遷移 | 0, $\pm 1, \pm 2$ | Yes | ~ 7 |
| 第二禁止遷移 | $\pm 2, \pm 3$ | No | ~ 11 |

1.2 ベータ崩壊の選択則

ベータ崩壊の起こりやすさは、崩壊に伴う波動関数の変化、すなわち始状態から終状態へのスピン J とパリティ π の変化によって決まる。これをベータ崩壊の選択則と呼ぶ。崩壊前後の波動関数の重なりが大きいほど崩壊は起こりやすく、Table. 1.1 のように分類される。ベータ崩壊の指標として ft 値を用いる。 f はベータ線の最大エネルギー E_0 から

$$f \approx \frac{1}{30} E_0^5 \quad (1.3)$$

のように求められる。また、 t は半減期である。 ft は核行列要素の大きさによって定まり、波動関数の重なりが小さくなると ft は大きくなる。

ベータ崩壊では多くの場合、親核の基底状態から娘核の励起状態へと崩壊する。ベータ崩壊の Q 値が大きいとき、終状態となりうる娘核の励起状態の数は多く様々なスピン・パリティを持つ状態が存在するので、ベータ崩壊はスピン・パリティの変化が 0 か ± 1 の許容遷移となる可能性が高い。ベータ線と同時に娘核の励起状態から放出されるガンマ線を測定し、崩壊様式を構築することにより、親核のスピン・パリティを推定することができる。

1.3 この領域でこれまでに分かってきたこと

陽子数 $Z \sim 60$ の中性子過剰領域 (中性子数 $N = 90$ を超える領域) では、これまで系統的な研究によりプロレート型に変形した原子核が発見されてきた。この領域でこれまでに行われた実験について、インビーム核分光 (緑の丸印)、核分裂片からの即発ガンマ線の測定 (青の丸印)、ベータ・ガンマ核分光 (赤の丸印) を Fig. 1.5 に示す³。黄色で塗られた核種はアイソマー状態をもち、そのうち星印で示されているものは K アイソマーであることが発見された。

$Z \geq 60$ の中性子過剰同位体では系統的に K アイソマーが見つかったが、さらに中性子数を増加させた領域で変形がどう進展していくかについては、それらの同位体を生成することの困難さから、実験的研究がまだなされていない。また、 ^{58}Ce 同位体では K アイソマーが見つかっていない。この領域では、プロレート変形に加えて八重極変形や十六重極変形のような高次の変形の出現も予想されている [Mö95]。原子核が軸対称でないとき、 K は良い量子数でなくなり K アイソマーは出現しないため、この領域で非軸対称な変形が出現することも考えられる。以上のような理由により、原子核の多様な変形構造を理解するために、この領域での系統的な実験的研究が重要である。

1.3.1 Nd 同位体の偶々核の励起エネルギー

これまでに測定された Nd 同位体の偶々核の 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ 励起状態の励起エネルギーを Fig. 1.6 に示す。 $^{142}\text{Nd}_{82}$, $^{144}\text{Nd}_{84}$, $^{146}\text{Nd}_{86}$, $^{148}\text{Nd}_{88}$, $^{150}\text{Nd}_{90}$ は安定核である。励起エネルギーは中性子数の増加とともに

³原子番号 $Z = 58$ は Ce(セリウム、cerium)、 $Z = 59$ は Pr(プラセオジウム、praseodymium)、 $Z = 60$ は Nd(ネオジウム、neodymium)、 $Z = 61$ は Pm(プロメチウム、promethium)、 $Z = 62$ は Sm(サマリウム、samarium) で、いずれも希土類に属する元素である。

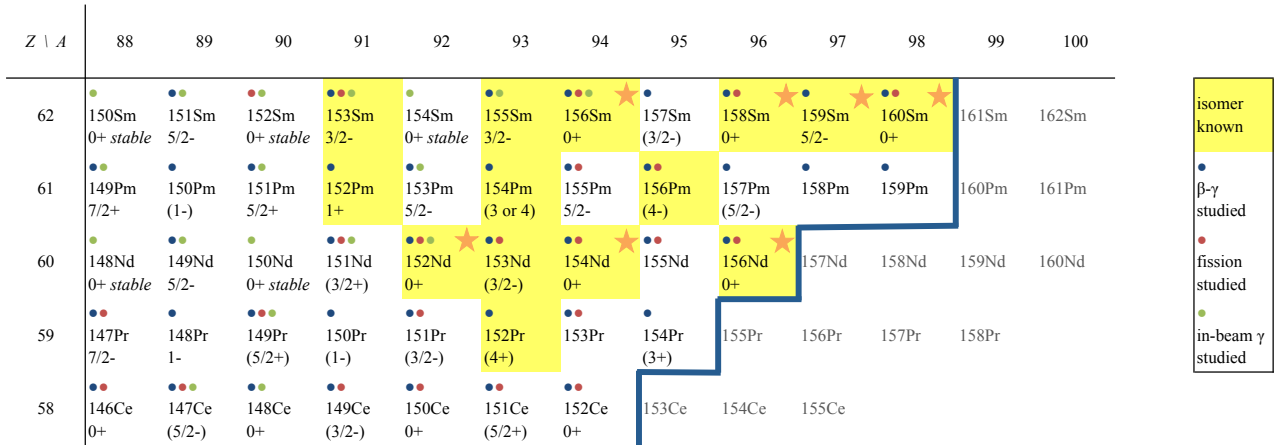


Figure 1.5: $Z \sim 60$ の中性子過剰領域での実験的研究

に減少している。安定核側では振動による励起が表れているのに対し、不安定核側では回転による励起である回転バンドが表れている。

集団回転の指標となる 2_1^+ と 4_1^+ 励起状態のエネルギー比 $E(2_1^+)/E(4_1^+)$ を Fig. 1.7 に示す。 $E(2_1^+)/E(4_1^+)$ は $N = 88$ から 92 の間で急激に増加し、徐々に 3.33 に近づいていく。これらは、原子核の collectivity が中性子過剰領域で増加していることを示している。

1.3.2 Pr 同位体の奇核の基底状態のスピンのパリティと一粒子軌道

偶々核の基底状態のスピンのパリティは、陽子と中性子がどちらもペアを作っていることから 0^+ となるが、奇核 (質量数が奇数である核) の基底状態ではペアを組んでいない 1 つの核子の一粒子軌道が核のスピンのパリティを決定する。奇々核 (陽子数と中性子数がどちらも奇数である核) の基底状態では、ペアを組んでいない 1 つの陽子と 1 つの中性子の一粒子軌道によるスピンのパリティの組み方により核全体のスピンのパリティが決まる。

^{59}Pr の同位体の奇核の基底状態のスピンのパリティを Table. 1.2 に示す。中性子は偶数で 0^+ に組んでいるため、基底状態のスピンのパリティは 59 個目の陽子の一粒子軌道を反映し、中性子数の増加に伴う基底状態のスピンのパリティの変化は核構造の変化を表す。

Table 1.2: ^{59}Pr 同位体の奇核のスピンのパリティ

| | ^{141}Pr | ^{143}Pr | ^{145}Pr | ^{147}Pr | ^{149}Pr | ^{151}Pr | ^{153}Pr | ^{155}Pr |
|----------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 中性子数 N | 82 | 84 | 86 | 88 | 90 | 92 | 94 | 96 |
| J^π | $5/2^+$ | $7/2^+$ | $7/2^+$ | $(5/2^+)$ | $(5/2^+)$ | $(3/2^-)$ | ? | ? |

この領域での陽子についての Nilsson ダイアグラム [Ni55] を Fig. 1.8 に示す。ピンク色の線は 59 個目の陽子の軌道 (フェルミ面) である。 ^{141}Pr は Pr 同位体のうち唯一の安定核で、中性子数 82 は魔法数である。このとき、59 個目の陽子は $2d_{5/2}$ 軌道に詰まっている。 $^{143,145}\text{Pr}$ のスピンのパリティ $7/2^+$ は、原子核が球形から少し外れて軌道の縮退が解け、59 個目の陽子が $7/2[404]$ に入ることを表している。 $^{147,149}\text{Pr}$ では 59 個目の陽子は $5/2[413]$ 軌道に入り、 ^{151}Pr では $3/2[541]$ 軌道に入ると考えられるので、Pr 同位体の奇核のスピンのパリティの変化は中性子数の増加とともに変形度が大きくなっていくことを示唆している。

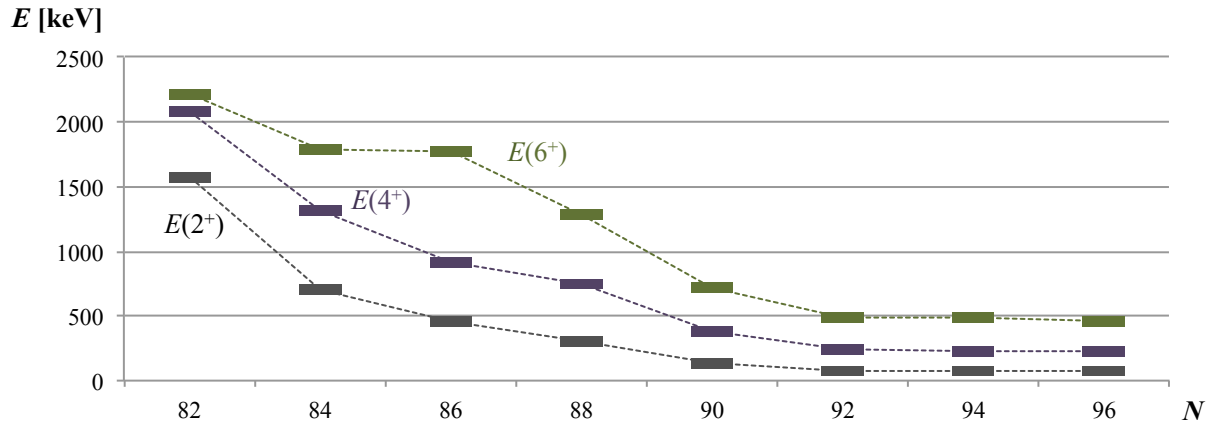


Figure 1.6: Nd 同位体の 2^+ , 4^+ , 6^+ 状態の励起エネルギーの変化

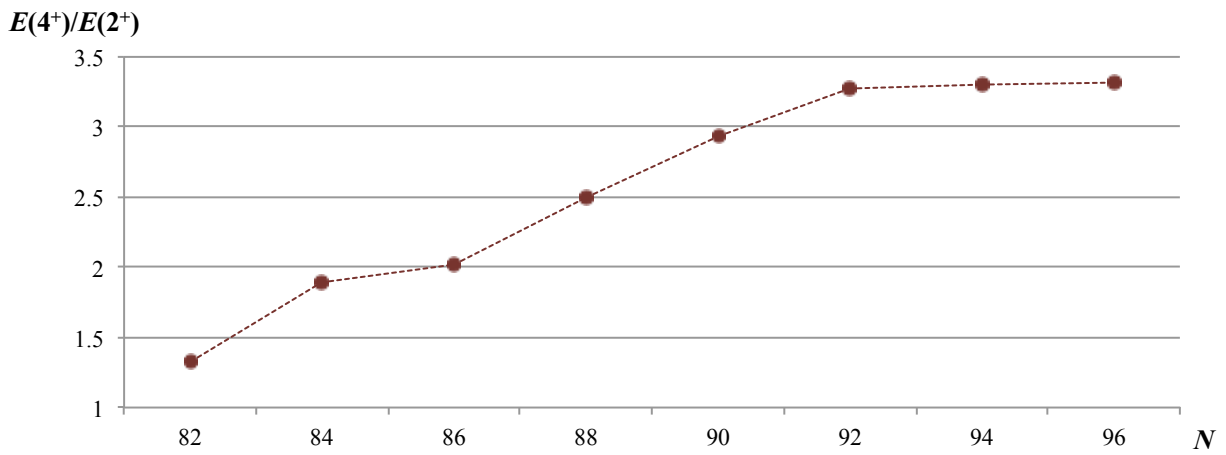


Figure 1.7: Nd 同位体の 2^+ 状態と 4^+ 状態の励起エネルギーの比

1.4 研究の目的

原子核の変形構造や粒子軌道は原子核の励起状態に大きく影響を及ぼすため、励起状態から放出されるガンマ線を精密に測定し、系統的に調査することは、原子核の変形構造を解明するための有力な手段となる。この領域では、系統的に発見されている K アイソマーの崩壊に伴う遅延ガンマ線を測定することができる。また、ベータ崩壊に伴って放出されるガンマ線を測定することで、 K アイソマーの崩壊で経過しなかった非イラスト状態⁴や、 K アイソマーを持たない核の励起状態に関する情報が得られる。

この領域では近隣の核も同じような構造をもつことが予想される。親核のベータ崩壊とそれに伴って放出される娘核の励起状態からのガンマ線を精密に測定し、スピン・パリティを推定することにより、変形に関係しているフェルミ面近傍の Nilsson 軌道に関する情報が得られると期待される。

本研究では、 ${}_{60}\text{Nd}$ のこれまで研究が困難だった安定線から遠く離れた中性子過剰同位体を、アイソマーの崩壊ガンマ線の測定 (**アイソマー核分光**) と、親核である ${}_{59}\text{Pr}$ 同位体のベータ崩壊後のガンマ線の測定 (**ベータ・ガンマ核分光**) により調査する。

1.5 本研究における筆者の役割

本修士論文は、筆者が大阪大学理学研究科物理学専攻修士課程において、大阪大学核物理研究センターで行った研究をまとめたものである。2013年5月に理化学研究所 RI ビームファクトリーで EURICA collaboration により行った実験に参加し、オンライン解析と実験後のオフライン解析を担当した。

⁴同じスピン・パリティをもつ励起状態のうち、最もエネルギーが低い状態をイラスト (yrast) 状態という。

第2章 実験

アイソマー核分光とベータ・ガンマ核分光により中性子過剰 ${}_{60}\text{Nd}$ 同位体を調査する実験は、理化学研究所仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリーにおいて行われた。 ${}^{238}\text{U}$ の飛行核分裂を用いて不安定核二次ビームを生成し、RI ビーム分離装置 BigRIPS[Ku12][Fu13] で分離・選別・同定し、ストッパーに埋め込んだ。埋め込まれた同位体の崩壊による遅延ガンマ線は、ゲルマニウム半導体検出器クラスターアレイ EURICA[Ni12] を用いて測定した。

この章では、不安定核ビームの生成と分離・同定、最終焦点面に設置された検出器について説明する。

2.1 不安定核ビームの生成と分離・同定

$Z \sim 60$ 中性子過剰同位体の生成には、理化学研究所仁科加速器研究センター RI ビームファクトリーで 345 MeV/u に加速された ${}^{238}\text{U}$ の飛行核分裂を用いた。 ${}^{238}\text{U}$ の一次ビームは、RILAC と、RRC, fRC, IRC, SRC の 4 つのサイクロトロンで 345 MeV/u まで加速された。BigRIPS[Ku12][Fu13] ビームラインと焦点面検出器を Fig. 2.1 に示す。 ${}^{238}\text{U}$ の一次ビームは、F0 焦点面 (Fig. 2.1 の Target の位置) で収束されて F0 に設置された Be の生成ターゲットに入射し、飛行核分裂により不安定核が生成される。このとき生成する二次ビームは一次ビームとほぼ等しい速度をもつが、目的の核種以外にも異なった運動量をもつ様々な核種が混在した状態となっている。目的の領域にある核種のみを選別し、粒子の原子番号 Z と質量電荷比 A/Q を決定するため、BigRIPS[Ku12][Fu13] を用いた。

BigRIPS は 2 つのステージから構成されている。第一ステージ (F0~F2) では二次ビームを集めて分離し、第二ステージ (F3~F7) ではビームラインに設置された検出器を用いて粒子の原子番号 Z と質量電荷比 A/Q を同定する。その後、二次ビームは ZeroDegree Spectrometer を通って F11 最終焦点面まで輸送される。

BigRIPS の第一ステージの原理を Fig. 2.2 に、アイソマー核分光とベータ・ガンマ核分光で使用した設定を Table 2.1 に示す。

生成した二次粒子が目的の核種に合わせた磁場がかけられた双極電磁石 D1 を通過する際、以下のよ

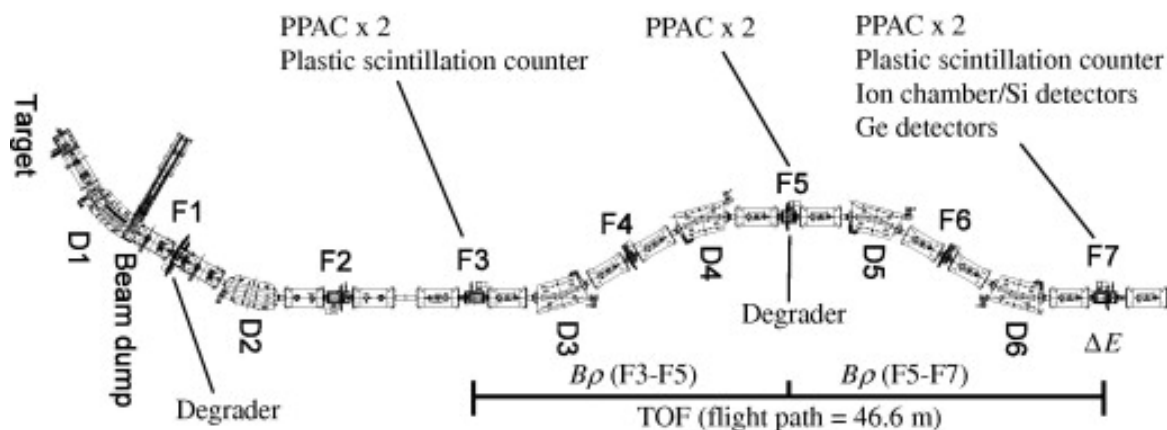


Figure 2.1: BigRIPS[Fu13, Fig.1] ビームライン

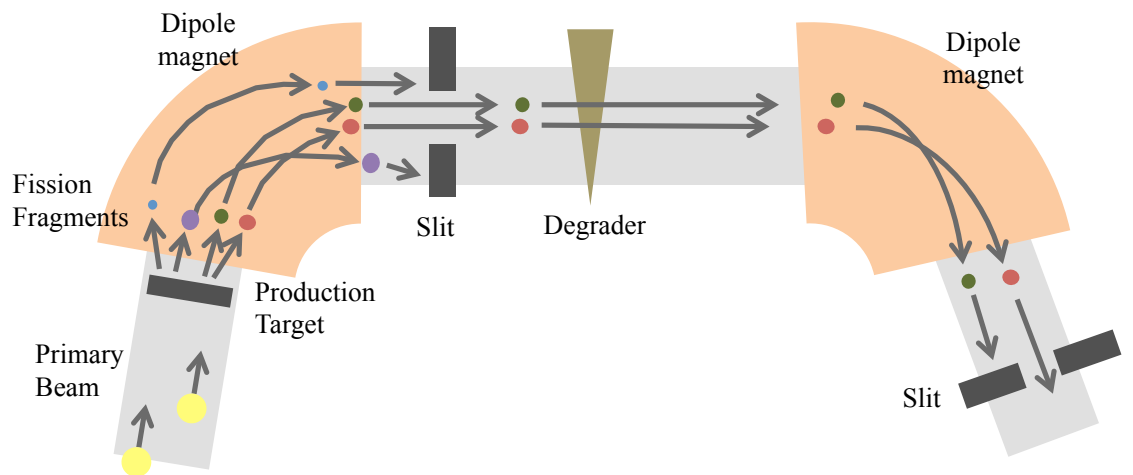


Figure 2.2: BigRIPS セパレータの原理

Table 2.1: アイソマー核分光とベータ・ガンマ核分光の設定

| | アイソマー核分光設定 | ベータ・ガンマ核分光設定 |
|--------------------|--------------------------|---------------|
| 一次ビーム | ^{238}U 345 MeV | |
| 二次ビーム生成標的 | Be 4 mm | |
| F1 デイグレーダー | Al 2 mm | Al 2 mm |
| F5 デイグレーダー | Al 3.5 mm | Al 3.5 mm |
| F11 デイグレーダー | Al 1.3 mm | Al 1.9 mm |
| F3-F5 $B\rho$ [Tm] | 6.6447 | 6.9093 |
| F5-F7 $B\rho$ [Tm] | 5.6095 | 5.9459 |
| ストッパー | Cu 1 mm | WAS3ABi[Ni13] |

うに一段目の選別を行う。 B の磁場中では、粒子は質量数 A と電荷 Q 、速度 β によって異なる円軌道で運動する。円軌道の半径を ρ とすると次のようになる。

$$\rho \propto \frac{A}{Q} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} B \quad (2.1)$$

F1 焦点面にはスリットが置かれ、目的の粒子に ρ が近い粒子が選別される。選別された粒子には他の核種も含まれるため、これらを分離するために二段目の選別を行う。F1 焦点面にくさび型のディグレーダーを置いて粒子のエネルギーを減衰させた後、双極電磁石 D2 を通過させる。ディグレーダーでのエネルギー損失は原子番号 Z により異なるため、D2 を通過する粒子は核種ごとに異なった運動量を持つ。D2 に目的の核種に合わせた磁場をかけることで、実験に用いる純度の高い二次ビームを生成することができる。

BigRIPS の第二ステージでは、粒子の同定に必要な物理量を得るため、event-by-event で各粒子について測定を行った。F3 焦点面と F7 焦点面にはプラスチックシンチレーション検出器と 2 台の PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) [Ku01] と呼ばれる位置検出器が設置されている。2 台の PPAC で求めた位置から、粒子のビームライン上での位置 (X, Y) と角度 (A, B) が求められる。F5 焦点面には再びくさび形ディグレーダーと PPAC が設置されている。

原子番号 Z と質量電荷比 A/Q の同定に必要な物理量は次のように測定された。F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレーション検出器により飛行時間 (Time of Flight, TOF) を測定する。F3、F5、F7 に設置された PPAC により粒子の位置と角度を決定し、磁気剛性率 $B\rho$ の導出に用いる。F11 に設置されたイオンチェンバーでは、エネルギー損失 (ΔE) を測定する。そして ΔE -TOF- $B\rho$ 法を用いて原子番号 Z と質量電荷比 A/Q を決定した。データの解析については、3.1 で説明する。

F3、F5、F7 の各焦点面に設置されている PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) の概略図を Fig. 2.3 に示す。PPAC は 1 枚のアノードとストリップ状のカソード、読み出しのためのディレイラインから構成されている。それらの入ったチェンバーにはガスが封入されている。カソードはアノードを挟むように 2 枚設置され、それぞれ X 方向と Y 方向にストリップ状のカソードがつけられている。アノードとカソードの間には電圧がかけられているので、PPAC を通過する荷電粒子はガスを電離し、電極間に電流が流れる。その電流をディレイラインで読み出す。ディレイラインの両端の時間差から、荷電粒子の位置を決定する。

F11 焦点面に設置されているイオンチェンバー MUSIC (Multi-sampling ionization chamber) [Ki05] の概略図を Fig. 2.4 に示す。12 枚のアノードと 13 枚のカソードが交互に並べられており、全体で 24 個の平行板イオンチェンバー (parallel plate ionization chambers) が一列になった構造をしている。ビームの通過により発生した電子とイオンがドリフトする距離を短くすることで、高い計数率が達成できる。電極はビーム軸から 30° 傾いているのは、ビーム粒子の飛跡に沿って生成された電子とイオンが電極に引きつけられる際に再結合するのを防ぐためである。

2.2 F11 最終焦点面の測定器

粒子を BigRIPS で選別・同定したのち、F11 焦点面に設置したストッパーに埋め込んだ。アイソマー核分光設定とベータ・ガンマ核分光設定では異なるストッパーを用いた。アイソマー核分光の設定では、高いレートで測定するため厚さ 1mm の Cu のパッシブストッパーを用い、ベータ・ガンマ核分光の設定では、アクティブストッパー WAS3ABi [Ni13] を用いた。埋め込まれた同位体の崩壊による遅延ガンマ線は、ストッパーを取り囲むように設置されたゲルマニウム半導体検出器クラスターアレイ EURICA を用いて測定した。この他に、WAS3ABi の上流と下流にベータ線の測定のためのプラスチックシンチレーション検出器 (β plastic) と最下流にストッパーで止まらなかったビームを検出するためのプラスチックシンチレーション検出器 (veto plastic) を設置した。EURICA のフレームには、半減期の短い励起状態

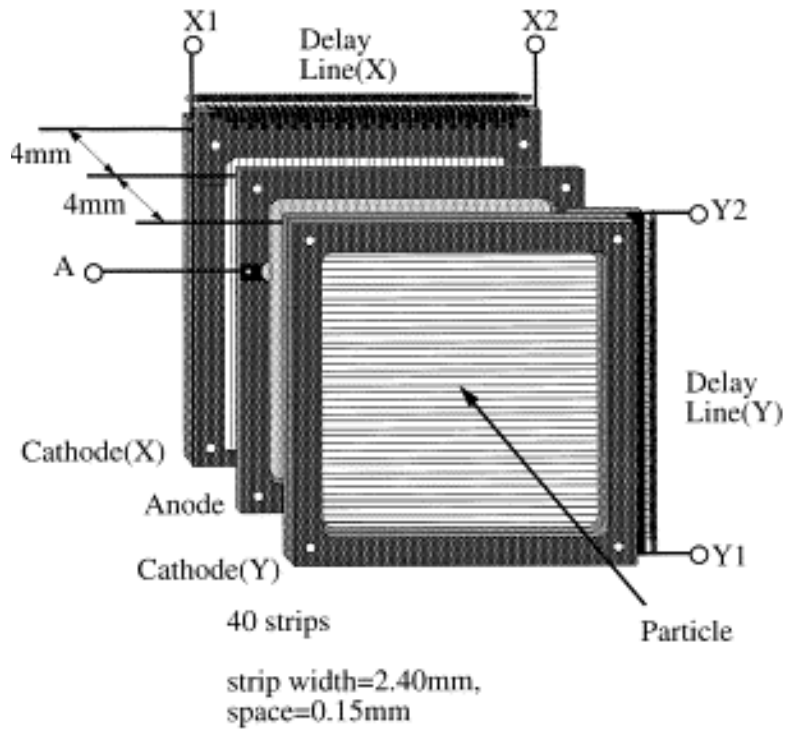


Figure 2.3: PPAC の概略図 [Ku01, Fig.1]

K. Kimura et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 538 (2005) 608–614

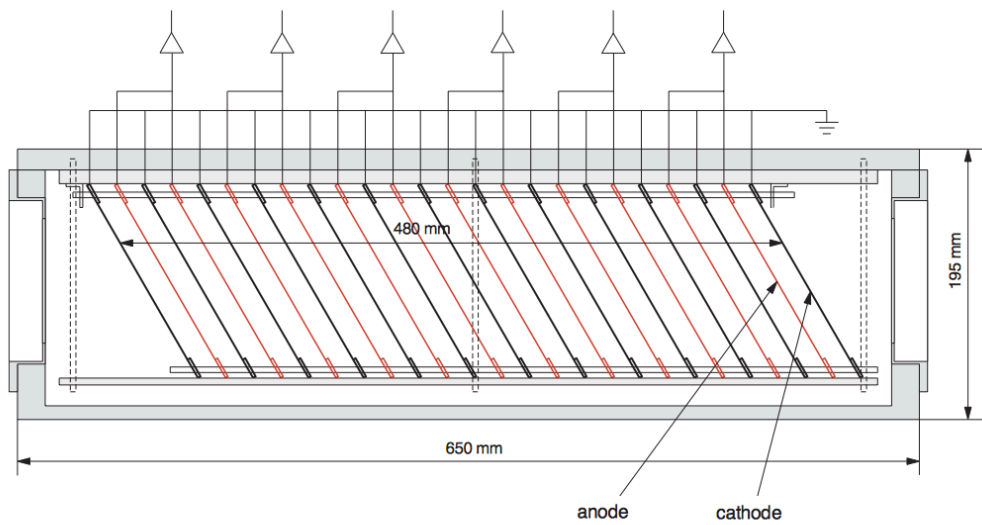


Fig. 1. Cross-sectional view of the tilted electrode gas ionization chamber (TEGIC).

Figure 2.4: MUSIC の概略図 [Ki05]

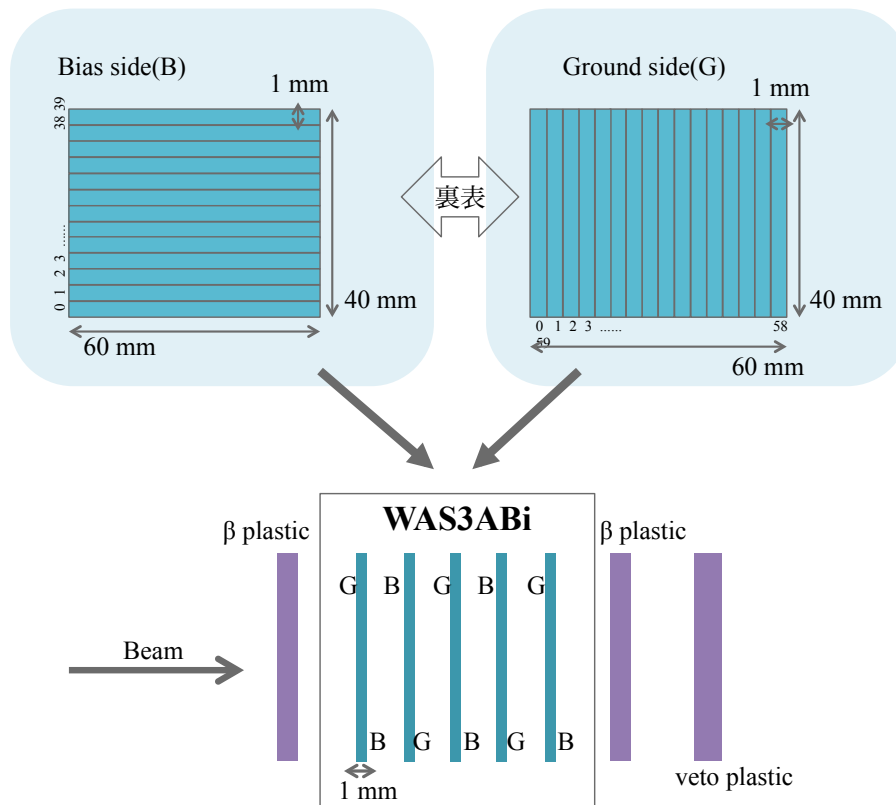


Figure 2.5: WAS3ABiの模式図

を測定するための LaBr_3 検出器も組み込まれている¹。

2.2.1 WAS3ABi

WAS3ABi(Wide-range Active Silicon-Strip Stopper Array for Beta and ion detection)[Ni13]は、ベータ崩壊設定においてビームの埋め込み位置を決定し、ベータ線を測定するために用いたアクティブストッパーである。模式図を Fig. 2.5 に示す。5枚のDSSSD(double-sided silicon strip detector)で構成され、それぞれのDSSSDの厚さは1mmで、水平方向に40本、鉛直方向に60本の電極が1mm間隔で並んでいる。DSSSDのエネルギー測定のためのアンプのゲインは、数MeVのベータ線のエネルギーの測定に合わせられ、ビームの埋め込み時にはエネルギーがオーバーフローとして記録された。

2.2.2 EURICA

ストッパーに埋め込まれた同位体からの遅延ガンマ線の測定には、高効率ガンマ線スペクトロメータEURICA(EUroball-RIKEN Cluster Array)[Ni12]を用いた。EURICAとF11焦点面検出器の写真を Fig. 2.6 に示す。写真右奥が上流である。EURICAは、Fig. 2.7 に示すように、12個のEUROBALLクラスター型検出器から構成されている。EUROBALLクラスター型検出器は、Fig. 2.8 に示すように、7個の高純度ゲルマニウム(HPGe)結晶から構成されている。

¹β plastic と veto plastic、 LaBr_3 検出器は、本研究での解析には使用しなかった。

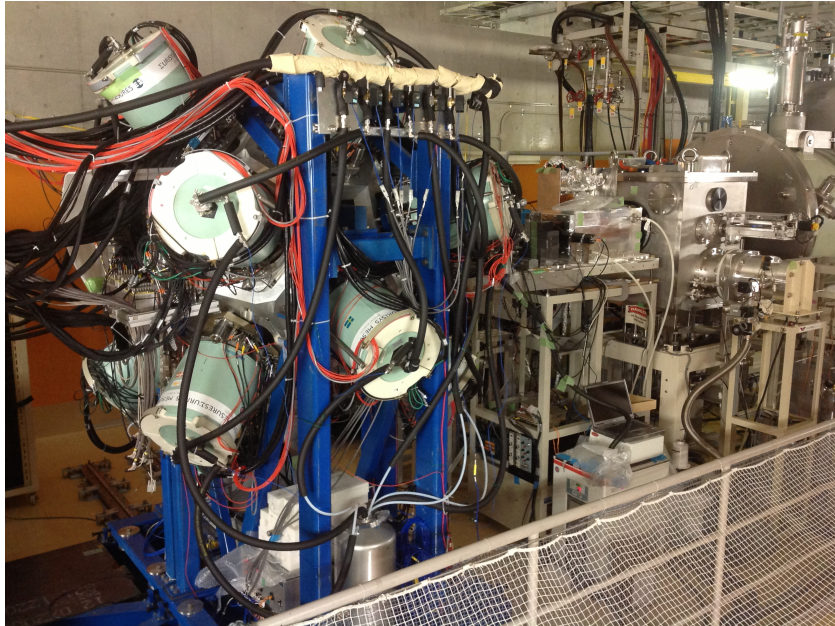


Figure 2.6: EURICA と F11 焦点面検出器



Figure 2.7: EURICA を内側から見た写真

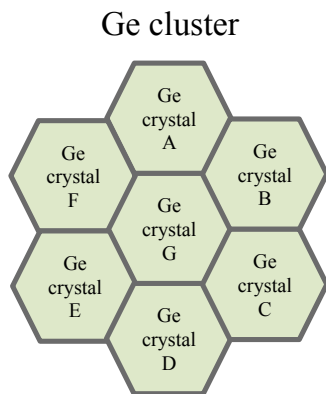


Figure 2.8: EUROBALL クラスター型ゲルマニウム検出器

2.3 測定方法

データ集録を効率的に行うため、BigRIPS、WAS3ABi、EURICA の各データを独立して集録した。解析の際に、3つのDAQ(data acquisition、データ集録システム)で取得したデータを結合することが必要となるので、ビームの埋め込み時間とベータ線・ガンマ線を測定した時間を記録するために、絶対時間をタイムスタンプとして各DAQに組み込んだ。タイムスタンプには、100MHzのクロック信号を生成するLUPO(Logic Unit for Programmable Operation)モジュールを用いた。

Table 2.2: DAQ

| DAQ | トリガー | データを集録した検出器 |
|---------|--|---------------------|
| BigRIPS | [F7 plastic L] | BigRIPS の各検出器 |
| WAS3ABi | [F11 plastic L] or [DSSSD ground side] or [beta plastic] | F11 plastic、WAS3ABi |
| EURICA | [F11 plastic L] or [DSSSD ground side] or [beta plastic] | EURICA |

タイムスタンプを用いたデータの結合については、3.3で説明する。

第3章 解析方法

アイソマー状態の崩壊とベータ崩壊による遅延ガンマ線を調査するため、実験で取得したデータの解析を行った。解析の流れを Fig. 3.1 に示す。まず、BigRIPS で取得したデータから粒子の PID を行い、EURICA と WAS3ABi で取得したデータについては各検出器の較正を行った。その後タイムスタンプを用いてイベントの同期をとり、3つのデータを結合した。(a) に示しているアイソマー核分光の解析では、粒子の埋め込みに同期して EURICA で測定したガンマ線のエネルギースペクトルと時間スペクトルを得た。(b) に示しているベータ・ガンマ核分光の解析では、粒子の埋め込みに同期して WAS3ABi で取得したエネルギーと時間情報から、ビームのひとつひとつ粒子について、埋め込み位置を決定した。そして、WAS3ABi でのベータ線の検出に同期して EURICA で測定したガンマ線のエネルギースペクトルと時間スペクトルを得た。

この章では、行ったデータ解析を、中性子過剰核の粒子識別、データの結合、検出器の較正、アイソマー核分光の解析、ベータ・ガンマ核分光の解析に分けて説明する。

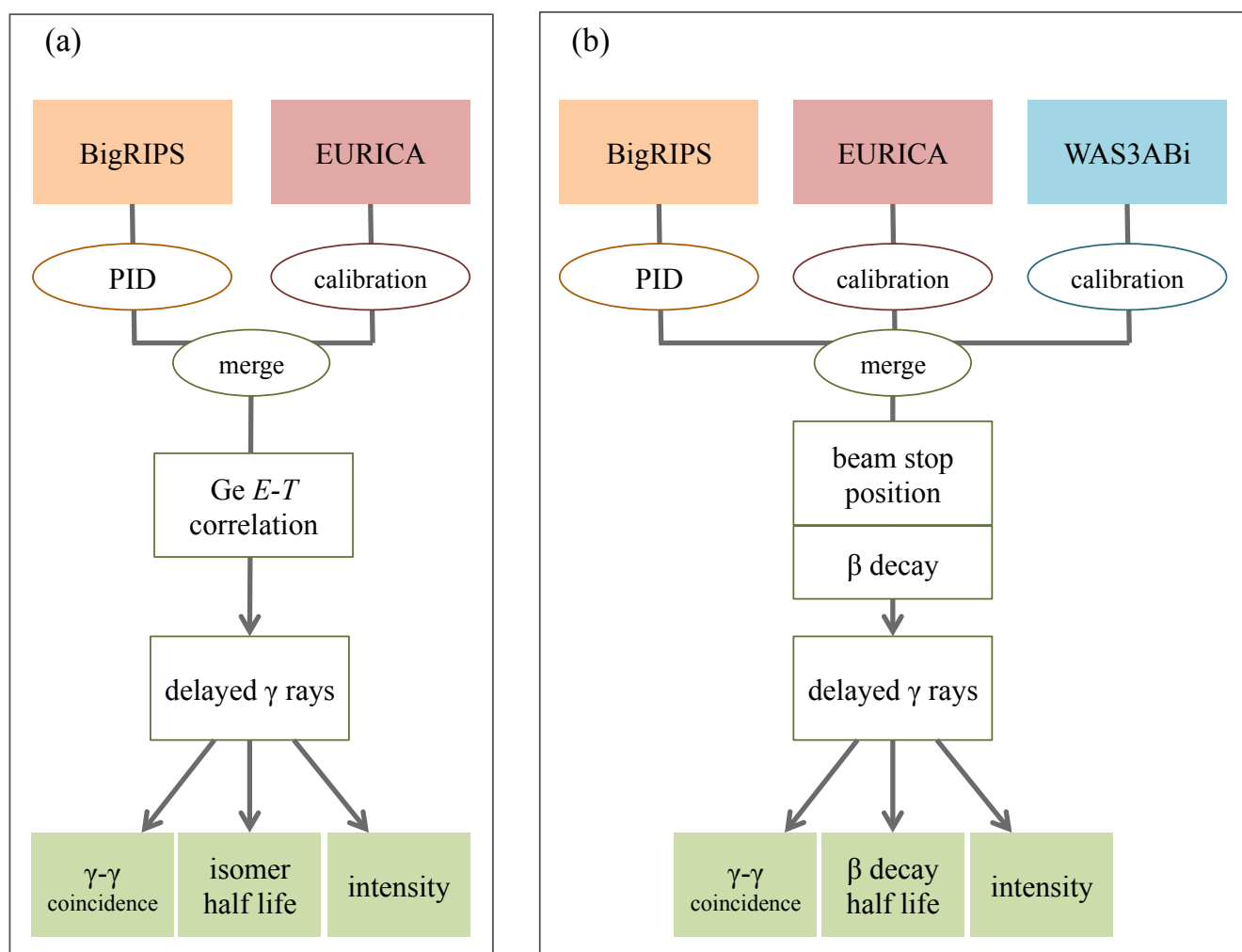


Figure 3.1: (a) アイソマー核分光、(b) ベータ・ガンマ核分光の解析の流れ

3.1 中性子過剰核の粒子識別

3.1.1 TOF- $B\rho$ - ΔE 法

粒子同定 (Particle Identification, PID) は、TOF- $B\rho$ - ΔE 法を用いて行った。

F3 焦点面から F5 焦点面までの距離を L_{35} 、F5 焦点面から F7 焦点面までの距離を L_{57} 、光速を c とすると、F3 焦点面から F7 焦点面までの飛行時間 TOF と磁気剛性率 (magnetic rigidity) $B\rho$ は次のようになる。

$$\text{TOF} = \frac{L_{35}}{\beta_{35}c} + \frac{L_{57}}{\beta_{57}c} \quad (3.1)$$

$$\frac{B\rho_{35}}{B\rho_{57}} = \frac{\beta_{35}\gamma_{35}}{\beta_{57}\gamma_{57}} \quad (3.2)$$

粒子の F3 から F7 の TOF は、プラスチックシンチレーション検出器の時間差から決定される。測定した TOF から、粒子の速度 β が得られる。

電場や磁場を通過した後の粒子の位置や運動量のような物理量は、通過前の物理量に輸送行列 (transfer matrix) をかけたもので得られる。F3, F5, F7 焦点面の PPAC で測定した位置と角度と輸送行列から、 δ (中心粒子からの運動量のずれ) と $B\rho$ が得られ、質量電荷比 A/Q は次のようになる。

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{m_u} \quad (3.3)$$

荷電粒子の物質中でのエネルギー損失が Bethe-Bloch の式で与えられることにより、速度 β と F11 イオンチェンバーで測定した ΔE から、粒子の原子番号 Z を知ることができる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e \nu^2} N z [\ln \frac{2m_e \nu^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2] \quad (3.4)$$

3.1.2 TOF の決定

TOF は F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレーション検出器の時間差から決定する。プラスチックシンチレーション検出器の時間差を実際の飛行時間に合わせるために必要なタイミングのオフセットの導出を行った¹。F3 から F5 の TOF は F3 のプラスチックシンチレーション検出器と F5 の PPAC の時間差から決定され、F5 から F7 の TOF は F5 の PPAC と F7 のプラスチックシンチレーション検出器の時間差から決定された。

3.1.3 磁気剛性率 $B\rho$ の決定

F3-F5 間については、PPAC で測定された F3 と F5 での位置と角度 (x_3, a_3) 、 (x_5, a_5) と transfer matrix から δ と $B\rho$ が決定される。F5-F7 間についても同様である。

3.1.4 粒子識別の結果

決定した A/Q と Z の各粒子についての 2 次元プロットの例を Fig. 3.2(a) に示す。同位体が原子番号と質量電荷比ごとに島のような形で現れている。BigRIPS で輸送される粒子の大部分は電子が全てはぎ取られた (フルストリップ) 状態であるが、 $Z \sim 60$ の領域では原子番号が大きいので、電子が 1 つ束縛された (水素様原子) 状態のものも混じっている。遅延ガンマ線の測定により水素様原子状態の粒子が混じっていることが確認できた。電子が 2 つ束縛された (ヘリウム様原子) 状態の粒子由来の遅延ガンマ線は検出されなかった。

¹プラスチックシンチレーション検出器のタイミングの波高依存性を補正するための Slew 補正は行わなかった。

^{59}Pr 同位体の A/Q を Fig. 3.2(b) に示す。Fig. 3.3 のように、 $^{155}\text{Pr}^{59+}$, $^{153}\text{Pr}^{58+}$, $^{156}\text{Pr}^{59+}$, $^{154}\text{Pr}^{58+}$, $^{157}\text{Pr}^{59+}$, $^{155}\text{Pr}^{58+}$ の 6 つのピークについてガウス関数を用いてフィッティングを行い²、 A/Q の分解能は $^{155}\text{Pr}^{59+}$ で $\frac{\sigma}{A/Q} = 0.83\%$ となった。

3.2 検出器の較正

ビームの位置とベータ線を検出する WAS3ABi の DSSSD と遅発ガンマ線を測定する EURICA のゲルマニウム検出器について、エネルギーの較正を行った。

3.2.1 ゲルマニウム検出器

ゲルマニウム検出器のエネルギー較正には、 ^{152}Eu 線源を用いた。

また、遅延ガンマ線の相対強度を導出するため、検出効率のエネルギー依存性を ^{152}Eu 線源と ^{133}Ba を用いて測定した。Fig. 3.4 に示す。

3.2.2 WAS3ABi

DSSSD のエネルギー較正には、 ^{60}Co 線源からのガンマ線の DSSSD 内でのコンプトン散乱を用いた。コンプトン散乱後のガンマ線をゲルマニウム検出器で測定し、電子のエネルギーは DSSSD で測定される。ゲルマニウム検出器で測定したエネルギーと DSSSD で測定したエネルギーの相関から DSSSD のエネルギーを較正した。

3.3 データの結合

3 つの DAQ で取得し 3 つのファイルに保存したデータを、タイムスタンプをもとに結合した。各 DAQ は LUPO から DAQ までのケーブルの長さに起因するタイムスタンプ差をもっている。WASABi DAQ を基準としたときの BigRIPS DAQ と EURICA DAQ とのタイムスタンプ差³と、結合したイベントの割合を Table. 3.1 に示す。

| | BigRIPS | EURICA |
|-------------------|----------------|----------|
| タイムスタンプでの時間差 [ns] | -100 ± 200 | ± 50 |

Table 3.1: WAS3ABi DAQ を基準としたデータの結合

²水素様原子状態状態の粒子の A/Q がずれて計算されたが、原因は分かっていない。

³タイムスタンプは 10 ns ごとに 1 ずつ増える連続番号である。

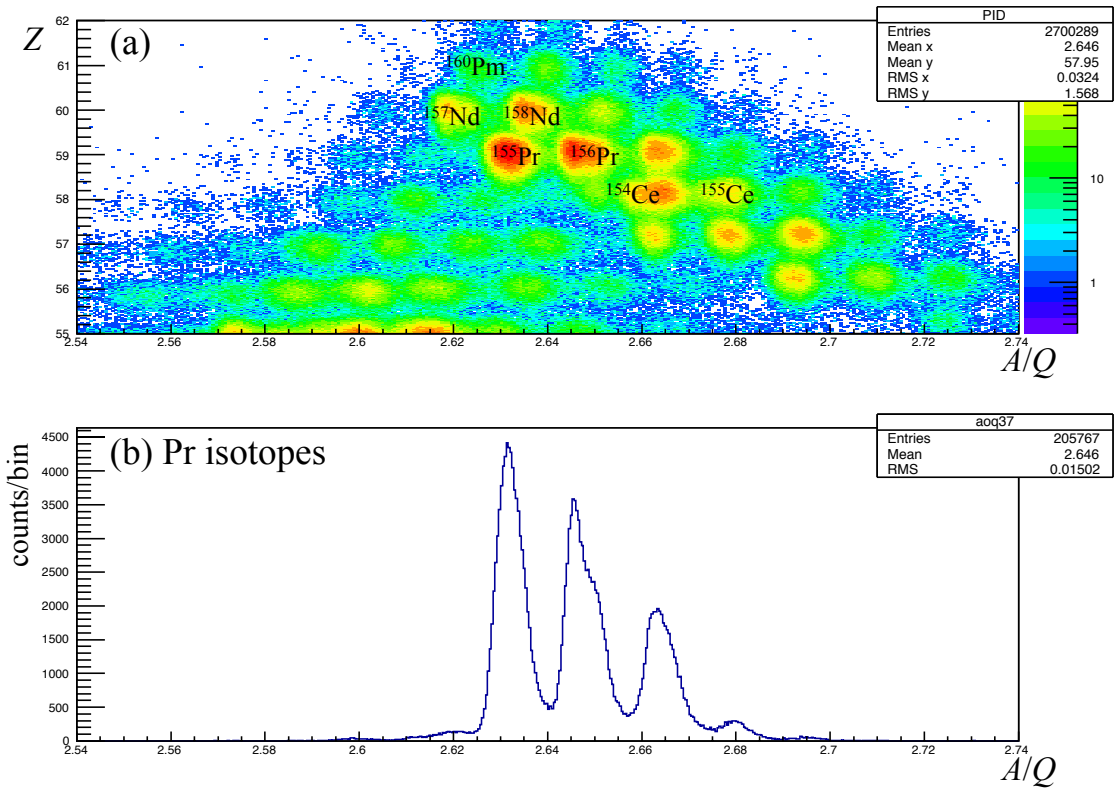


Figure 3.2: (a) ベータ・ガンマ核分光設定でのPIDプロット、(b) $Z = 59$ 同位体の質量電荷比 (A/Q)

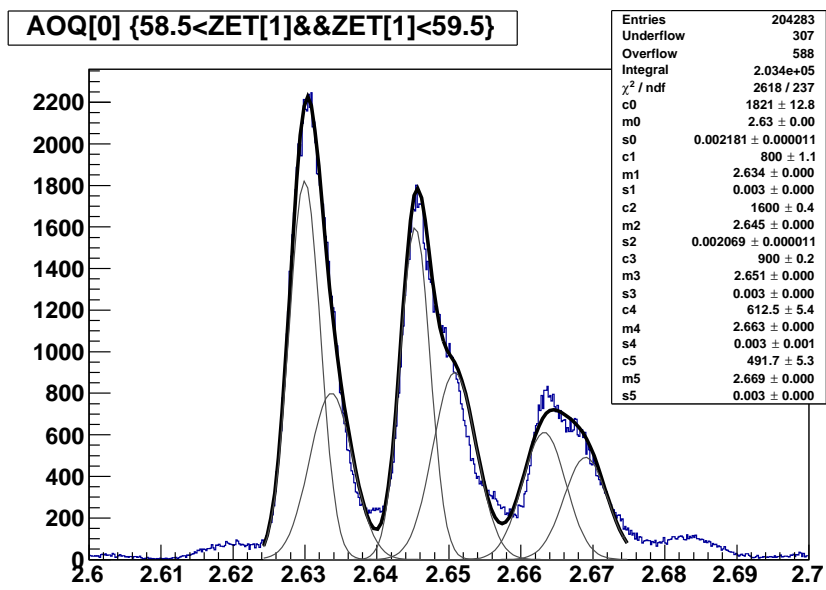


Figure 3.3: $Z = 59$ 同位体の質量電荷比 (A/Q)

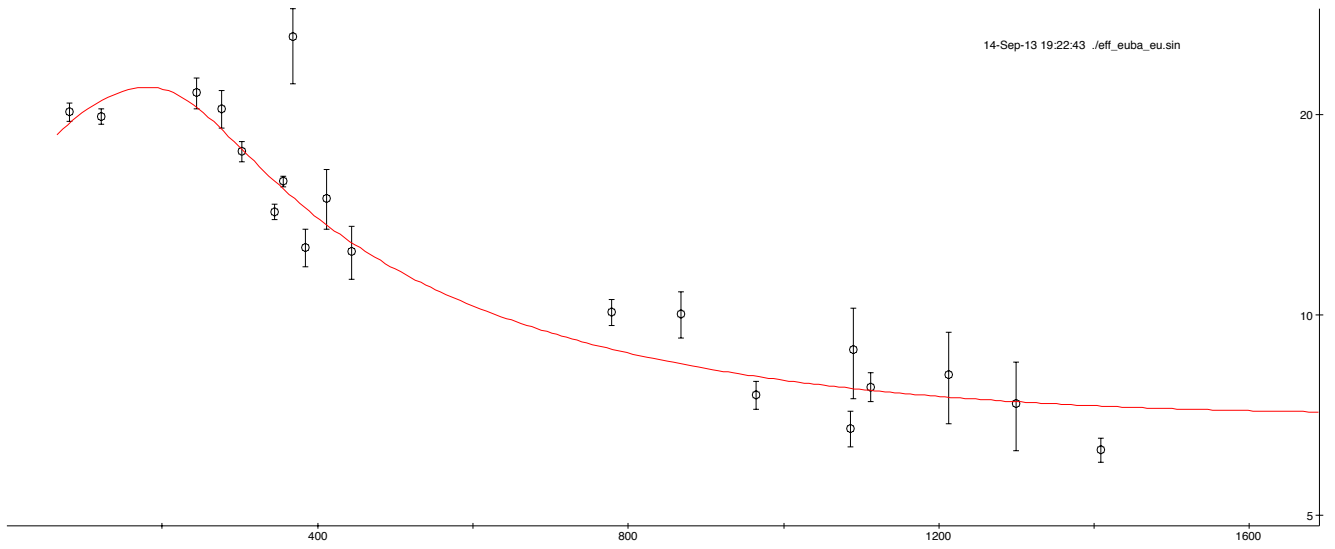


Figure 3.4: EURICA の efficiency curve

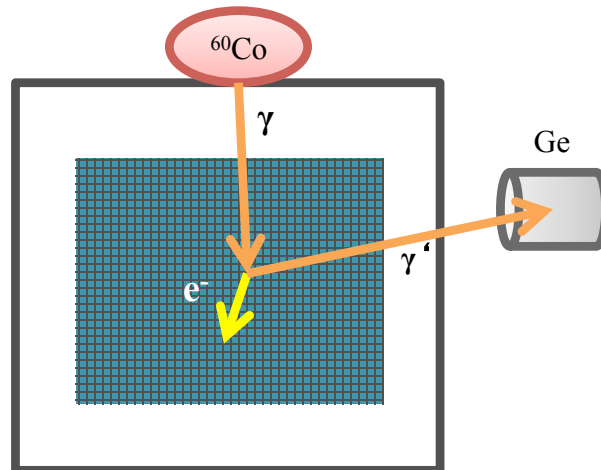


Figure 3.5: DSSSD のエネルギー較正

3.4 アイソマー核分光の解析

ビームの埋め込みは、F11 に設置したプラスチックシンチレーション検出器からの信号で判断した。PID により ^{156}Nd を選び出し、ビームの埋め込みから $16\mu\text{s}$ の間に EURICA で測定したガンマ線のエネルギーと時間の相関を Fig. 3.6 に示す。

ビームの埋め込み時にビームとストッパーとの衝突により発生する電子や X 線、ガンマ線などが、プロンプトフラッシュと呼ばれるバックグラウンドとなるため、その部分をカットした。カット後のガンマ線のエネルギーと時間の相関を Fig. 3.7 に示す。Fig. 3.7 をエネルギー方向に射影することにより、アイソマーからのガンマ線のエネルギースペクトルを得た。埋め込みから $2.6\mu\text{s}$ までに放出されたガンマ線をエネルギースペクトルに用いた。

ガンマ線のエネルギーにゲートをかけ、Fig. 3.6 を時間方向に射影することにより、アイソマーの崩壊曲線が得られた。次の式によりフィッティングを行い⁴、半減期を得た。

$$f(t) = C_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) + B \quad (3.5)$$

3.5 ベータ・ガンマ核分光の解析

ベータ・ガンマ核分光の解析方法を Fig. 3.8 に、時間関係を Fig. 3.9 に示す。

BigRIPS によって同定された不安定核ビームの到達を、F11 のプラスチックシンチレーション検出器で確認した。WAS3ABi でのビームの埋め込みは、DSSSD のエネルギーのオーバーフローにより検出された。オーバーフローの有無を各層で確かめ、埋め込み深さを決定した。埋め込まれた層 (layer) では複数本のストリップでエネルギーのオーバーフローが観測されるので、埋め込み位置 (X, Y) を DSSSD の時間情報をもとに決定した。すなわち、エネルギーがオーバーフローした X または Y のストリップの中から、最もタイミングが早かった 1 本を選び出した。このとき、 X と Y の位置決定の間違いを除去するため、時間差 $dT = T_y - T_x$ が、 $-200 \text{ ns} < dT < -50 \text{ ns}$ となる条件を課した。こうしてビームの埋め込まれた位置が決定された。

埋め込み後、決定した位置でのベータ崩壊イベントを 1 s 後まで探した⁵。BigRIPS と F11 プラスチックシンチレーション検出器のどちらでもビームが検出されていないイベントのうち、DSSSD のエネルギーが 100keV 以上かつオーバーフローしていないものをベータ崩壊のイベントとして選び出した。1 s 以内に 2 個以上のベータ線を検出した場合も 1 個目と同様に選び出した。不安定核ビームの埋め込みからベータ線の検出までのタイムスタンプ差から、ベータ崩壊の崩壊曲線が得られる。

ベータ遅延ガンマ線のエネルギースペクトルには、1 回目のベータ崩壊に伴って放出されるガンマ線のみを用いた⁶。

⁴ C_0 は定数、 B はコンスタントなバックグラウンドで、 $T_{1/2}$ と C_0 、 B をパラメータとしてフィットを行った。

⁵この領域でのベータ崩壊の半減期が数百 ms 程度と見積もられるので、3 半減期となる 1 s 以内の崩壊を用いた。

⁶1 回目のベータ崩壊のみを用いることにより、バックグラウンドとなるアクシデンタルコインシデンスや孫核からのガンマ線を減らすことができた

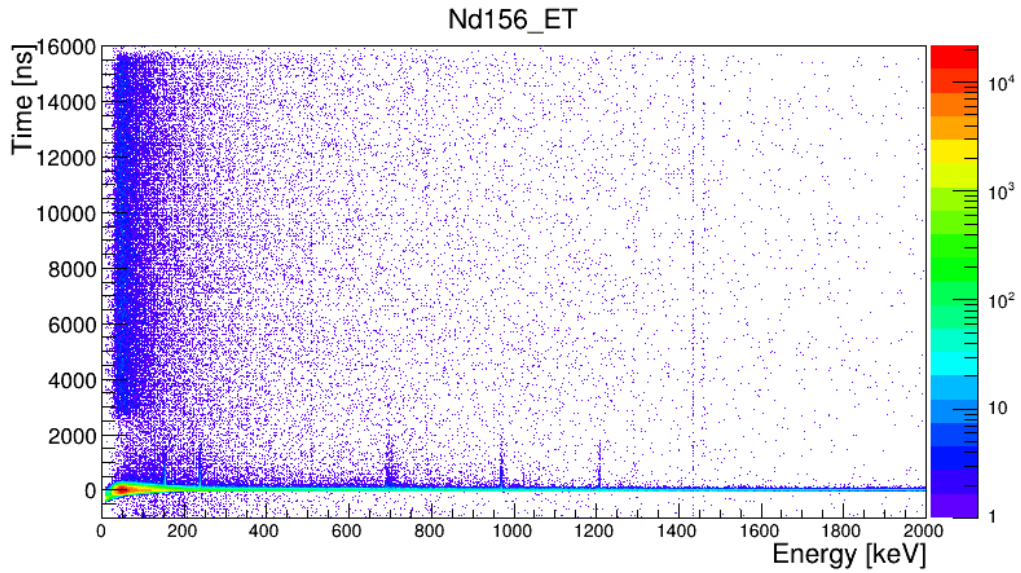


Figure 3.6: ^{156}Nd にゲートをかけたガンマ線のタイミングとエネルギー

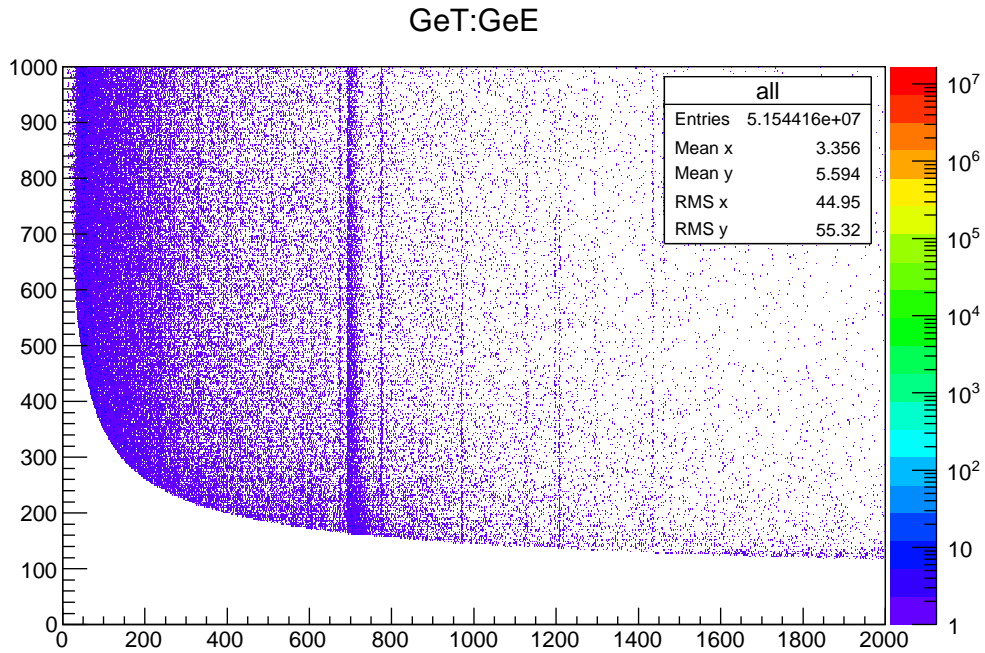


Figure 3.7: プロンプトカットをかけた $1\mu\text{s}$ までの ^{156}Nd のガンマ線のタイミングとエネルギー

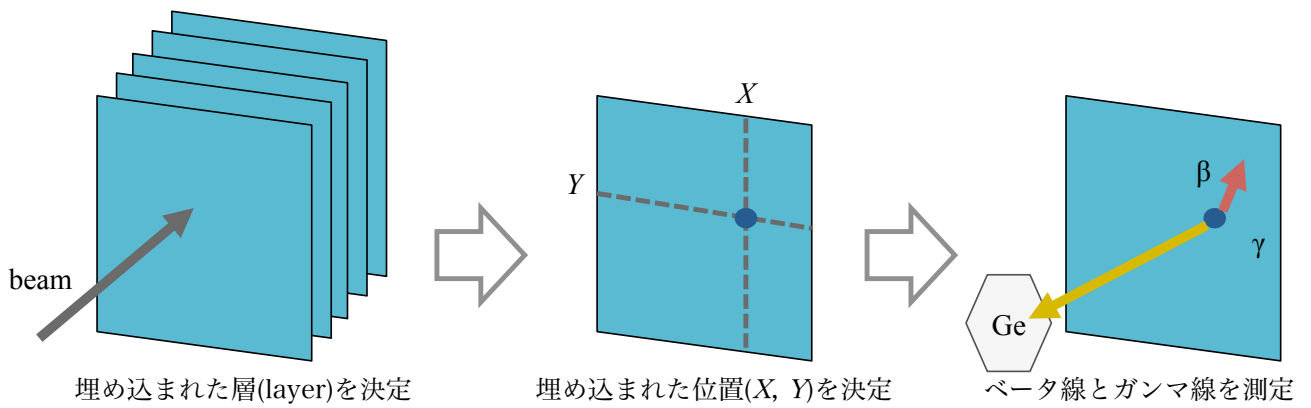


Figure 3.8: ビームの埋め込み位置の決定と遅延ガンマ線の測定

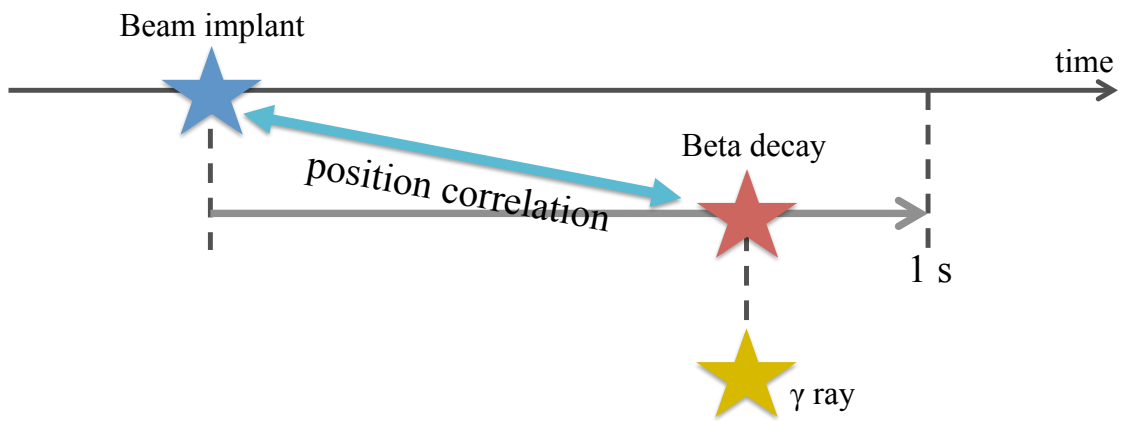


Figure 3.9: ビームの埋め込みと遅延ガンマ線の時間関係

第4章 アイソマー核分光

この章では、アイソマー核分光の解析の結果を述べる。まず既知の ^{156}Nd のKアイソマー状態を確認し、次に今回発見した ^{158}Nd と ^{160}Nd アイソマーを報告する。そして、これらのアイソマー状態の生成機構を考察する。

4.1 実験結果

アイソマー設定でのPIDプロットはFig. 4.1のようになった。

4.1.1 ^{156}Nd のアイソマー状態

^{156}Nd については、G. S. Simpson *et al.*[Si09]により ^{239}Pu のthermal-neutron induced fissionにより生成された高スピン状態と $K^\pi = 5^-$ アイソマー状態が報告されている。 ^{156}Nd の核準位図をFig. 4.2に示す。

$^{156}\text{Nd}_{96}$ のPIDゲートをかけて得られたガンマ線エネルギースペクトルを、Fig. 4.3 (a)に示す¹。Fig. 4.3 (a)に丸印で示した4本のガンマ線のエネルギーは、G. S. Simpson *et al.*[Si09]により発見されたKアイソマーからのガンマ線(Fig. 4.2に丸印で示したもの)と一致した。

^{156}Nd のKアイソマーの半減期を決定するため、155、238、970、1209 keVのエネルギーのピークにゲートかけた時間スペクトルがFig. 4.4である。得られた半減期は[Si09]で報告された値と誤差の範囲内で一致した。 ^{156}Nd のアイソマー状態からのガンマ線のエネルギーと半減期をTab. 4.1とTab. 4.2にまとめた。

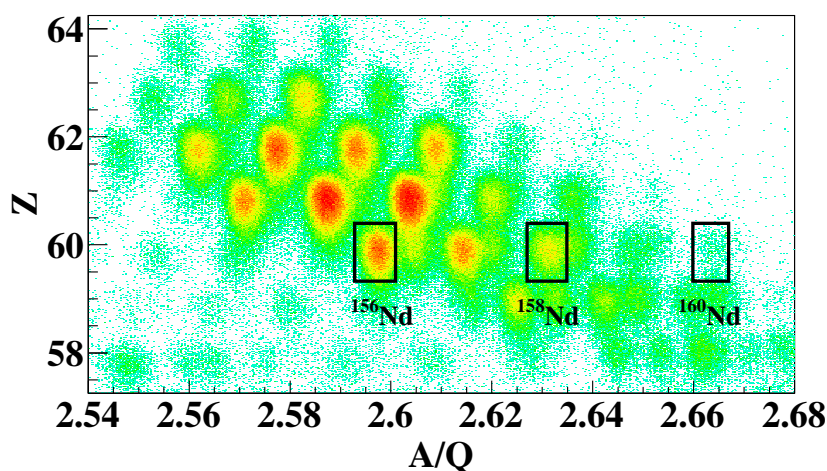
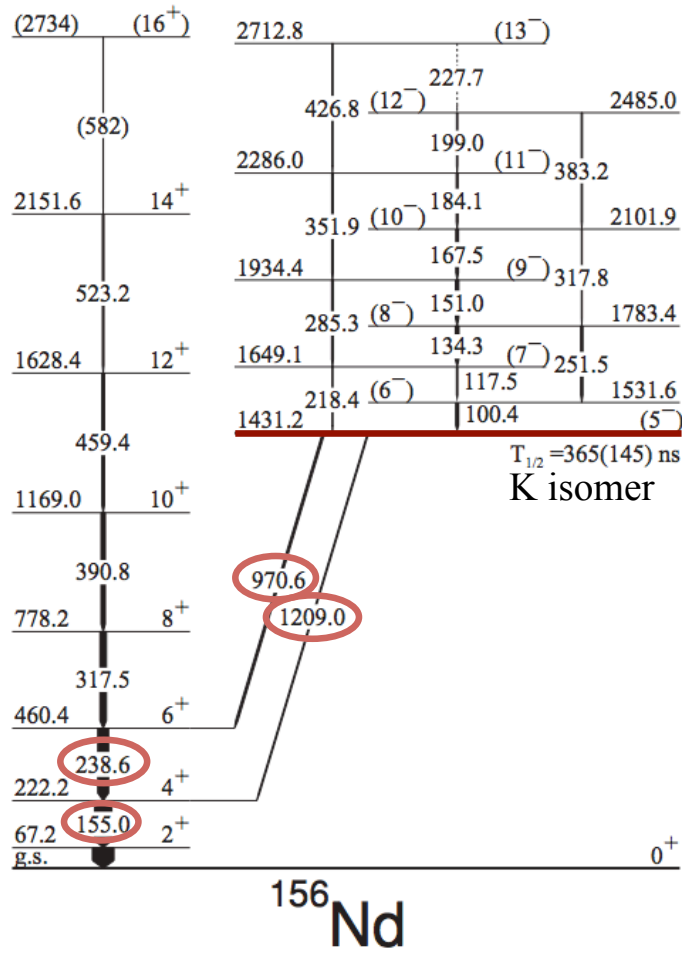


Figure 4.1: アイソマー核分光設定での粒子同定プロット

¹700 keV 付近の広がったピークはゲルマニウムと中性子の非弾性散乱 (n,n') 反応によるものである。

Figure 4.2: ^{156}Nd の核準位図 [Si09, FIG. 8]Table 4.1: ^{156}Nd のアイソマー状態からのガンマ線

| Transition | This work | | Previous work [Si09] | |
|--------------------------------|------------------|------------------------------|----------------------|------------------------------|
| | E_γ [keV] | $I_{\gamma\text{-rel.}}$ [%] | E_γ [keV] | $I_{\gamma\text{-rel.}}$ [%] |
| $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ | - | - | 67.2 | - |
| $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 154.80(5) | - | 155.0 | - |
| $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ | 238.51(6) | - | 238.6 | - |
| $(5^-) \rightarrow 6_1^+$ | 970.25(8) | - | 970.6 | 100(10) |
| $(5^-) \rightarrow 4_1^+$ | 1208.86(9) | - | 1209.6 | 70(15) |

Table 4.2: ^{156}Nd のアイソマー状態の半減期

| This work | Previous work [Si09] |
|-----------------------------|-----------------------------|
| $T_{1/2}$ [μs] | $T_{1/2}$ [μs] |
| 0.295(13) | 0.365(145) |

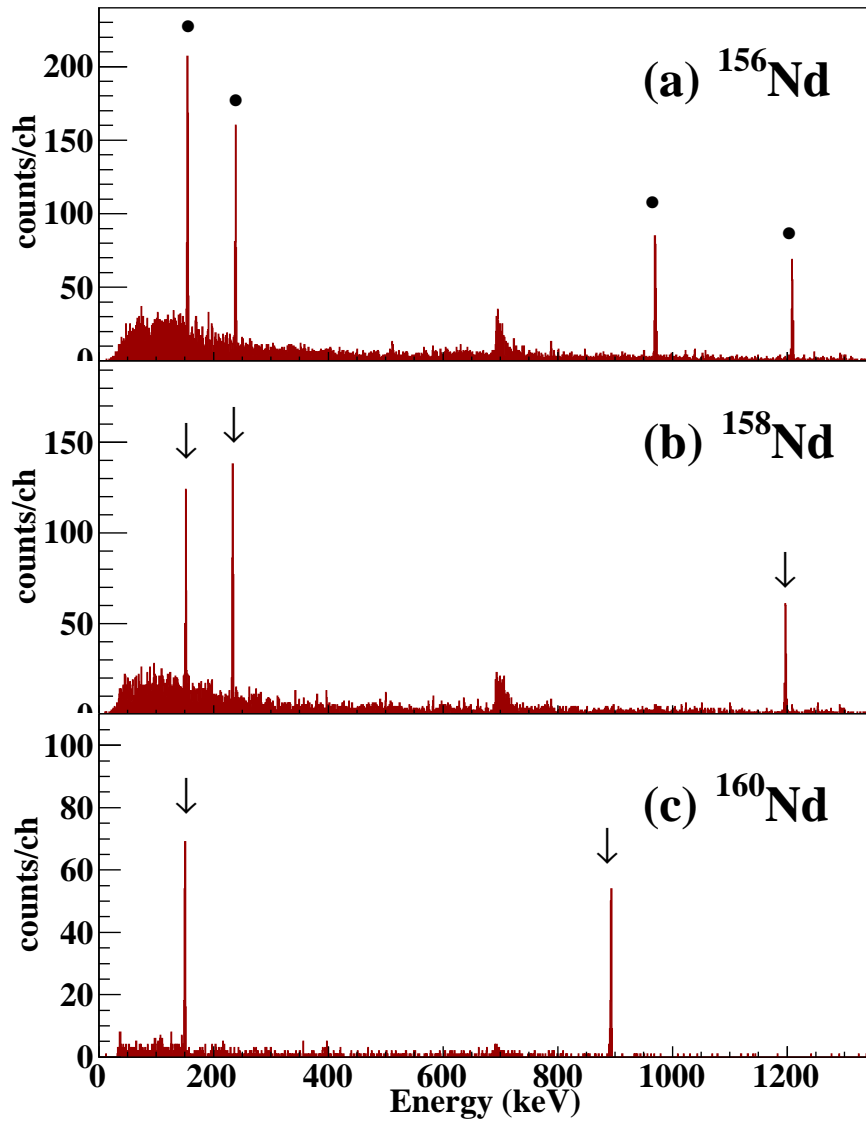


Figure 4.3: (a) ^{156}Nd 、(b) ^{158}Nd 、(c) ^{160}Nd のガンマ線エネルギースペクトル

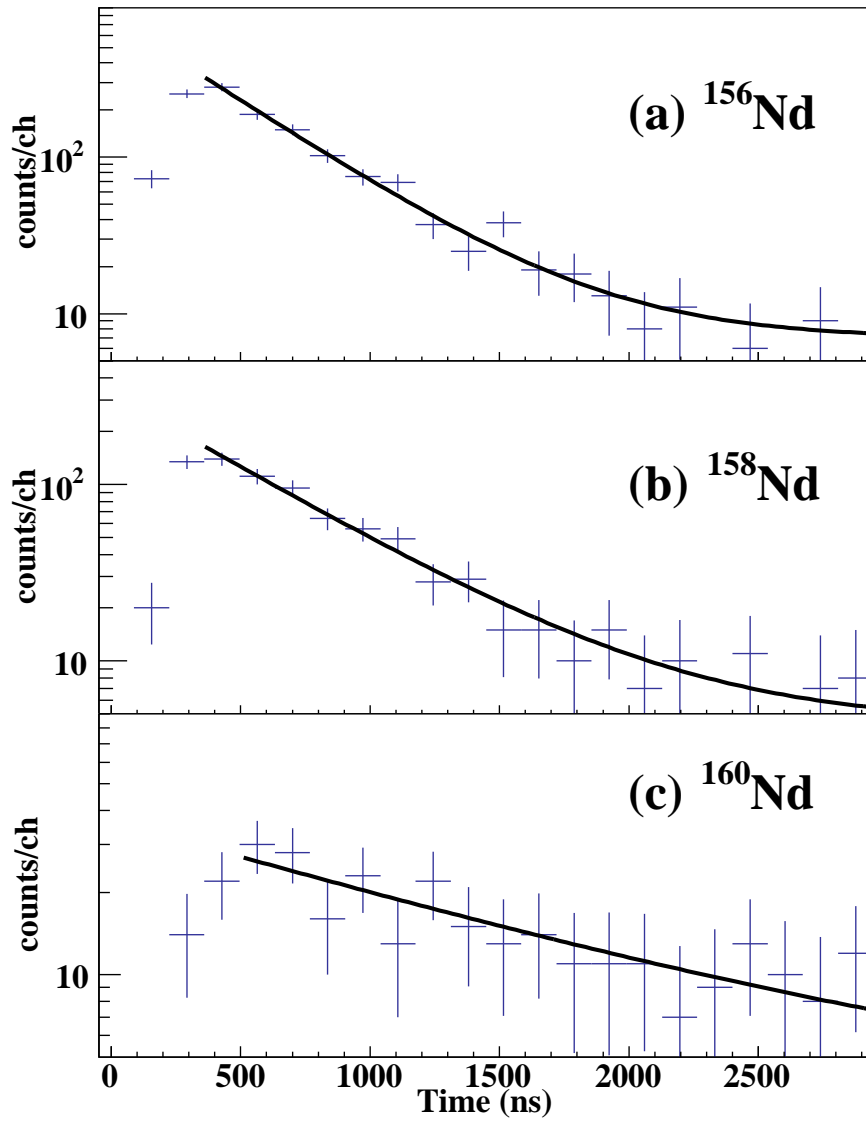


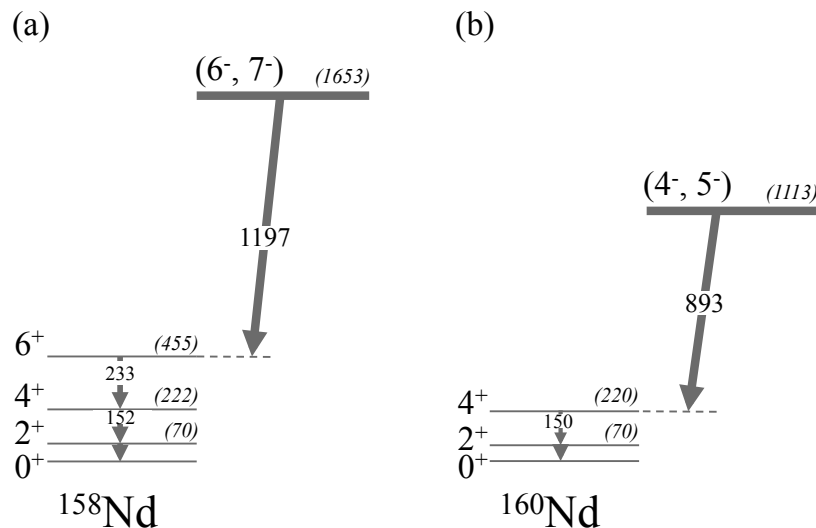
Figure 4.4: (a) ^{156}Nd 、(b) ^{158}Nd 、(c) ^{160}Nd のガンマ線の崩壊曲線

Table 4.3: ^{158}Nd のアイソマー状態の情報

| E_γ [keV] | $T_{1/2}$ [μs] |
|------------------|-----------------------------|
| 151.6(1) | |
| 233.27(8) | 0.339(20) |
| 1197.2(1) | |

Table 4.4: ^{160}Nd のアイソマー状態の情報

| E_γ [keV] | $T_{1/2}$ [μs] |
|------------------|-----------------------------|
| 150.3(1) | - |
| 893(1) | 1.63(21) |

Figure 4.5: (a) ^{158}Nd , (b) ^{160}Nd のエネルギー準位図

4.1.2 ^{158}Nd と ^{160}Nd の新しいアイソマー状態

^{160}Nd の場合と同様の解析を行った結果、さらに重い同位体 $^{158}\text{Nd}_{98}$ と $^{160}\text{Nd}_{100}$ で新たにアイソマー状態を発見した。ガンマ線エネルギースペクトルを Fig. 4.3 (b)、(c) に示す。矢印で示したピークは今回新たに観測されたものである。アイソマー核分光設定とベータ・ガンマ核分光設定の両方で取得したデータの両方を足して用いた。 ^{158}Nd では 151.6 keV、233.3 keV、1197.2 keV の 3 つの強いピークを観測した。 ^{160}Nd では 150.3 keV、895 keV の 2 つの強いピークを観測した。152、233、1197 keV のピークにゲートをかけた ^{158}Nd のガンマ線の時間スペクトルと、893 keV のピークにゲートをかけた ^{160}Nd のガンマ線の時間スペクトルはそれぞれ、Fig. 4.4 (b) と (c) のようになった。新しく発見したアイソマー状態の半減期はそれぞれ、0.339(20) μs と 1.63(21) μs である。 $^{158,160}\text{Nd}$ のアイソマー状態からのガンマ線のエネルギーと半減期を Tab. 5.2 と Tab. 4.4 にまとめた。

ガンマ線の同時計数 (γ - γ coincidence) から構築した 2 つの新しいアイソマー状態の崩壊様式を Fig. 4.5 に示す。 ^{158}Nd と ^{160}Nd が同様の準位構造を持ち、 2_1^+ 第一励起エネルギーが系統性から ~ 70 keV となると仮定した。このような低いエネルギーのガンマ線は電子転換されやすいうえ、ストッパー内で吸収される確率も高いため、本実験では測定できなかつたと考えられる。

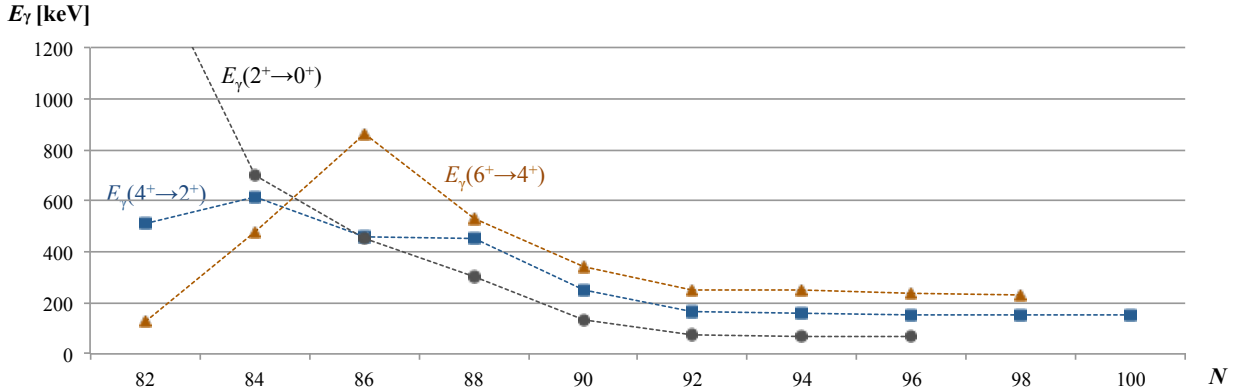


Figure 4.6: Nd 同位体の基底状態バンドの遷移エネルギーの変化

4.2 考察

^{156}Nd の励起状態の研究 [Si09] によれば、 ^{156}Nd の基底状態はプロレート変形しており、変形度は $\epsilon_2 \sim 0.26$ である。 K アイソマーのスピンのパリティは $K^\pi = 5^-$ とされており、遅延ガンマ線のうち、970.6、1209.0 keV のガンマ線はそれぞれ K アイソマー状態から基底状態バンドメンバーの 6_1^+ 状態と 4_1^+ 状態への遷移であり、67.2、155.0、238.6 keV のガンマ線は基底状態回転バンドのバンド内遷移である。

今回発見した ^{158}Nd と ^{160}Nd のアイソマー状態はこの領域で系統的に見られる K アイソマーであると考えられる。遷移の抑制の程度とアイソマー状態の配位から、これらが K アイソマーである可能性について議論する。

4.2.1 準位構造

Fig. 4.5 に示したエネルギー準位図において、基底状態回転バンドが表れている。 ^{158}Nd と ^{160}Nd の基底回転バンドは、 ^{156}Nd と同様にこの2つの核もプロレート変形していることを示唆する。 ^{158}Nd の ~ 70 、151.6、233.4 keV のガンマ線と ^{160}Nd の ~ 70 、150.2 keV のガンマ線は基底状態回転バンドのバンド内遷移であると考えられる。また、 ^{158}Nd の 1198.2 keV と ^{160}Nd の 893.0 keV はアイソマー状態から基底状態バンドへの遷移であると考えられる。

Nd 同位体の偶々核の基底状態バンドの $6^+ \rightarrow 4^+$ 、 $4^+ \rightarrow 2^+$ 、 $2^+ \rightarrow 0^+$ の遷移のガンマ線のエネルギーを Fig. 4.6 に示す。今回新たに測定した $^{158}\text{Nd}_{98}$ と $^{160}\text{Nd}_{100}$ を含め、 $N = 92$ 以上の中性子過剰核ではガンマ線のエネルギーはほぼ同じである。このことは、 ^{158}Nd と ^{160}Nd が $^{152-156}\text{Nd}$ と同様に大きくプロレート変形していることを示唆する。

4.2.2 ヒンドランスファクター

K が変化しない場合の半減期は、Weisskopf approximation により見積った半減期と同程度となると考えられるので、 K アイソマーの半減期が K が変化しない場合の半減期に比べてどの程度抑制されているかを評価するため、ヒンドランスファクター F_w を用いる。ヒンドランスファクターは次のように定義される。

$$F_w = \frac{T_{1/2(\text{exp})}}{T_{1/2(\text{Weisskopf})}} \quad (4.1)$$

ここで、 $T_{1/2(\text{exp})}$ と $T_{1/2(\text{Weisskopf})}$ はそれぞれ、測定された半減期と Weisskopf approximation により見積った半減期を表す。 $\Delta K = 5$ となる ^{156}Nd の K アイソマーの崩壊では、ヒンドランスファクターは 3.4×10^9 となり、 K が変化しない場合に比べ 10^9 倍も長い半減期をもつことが分かる。

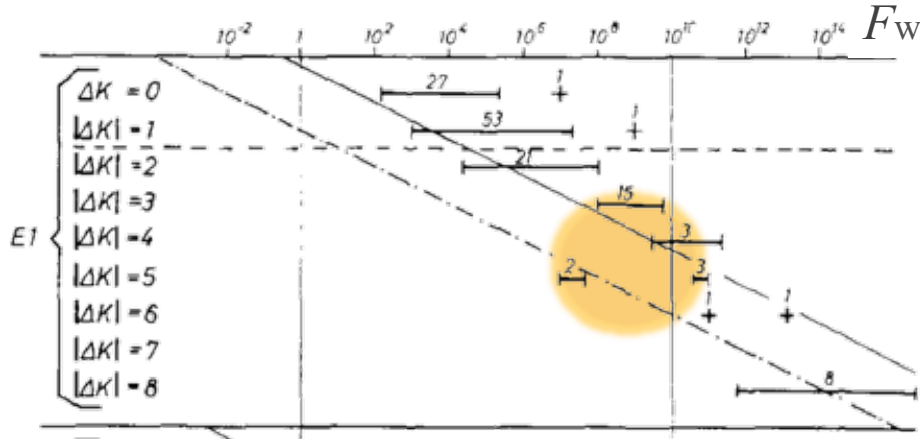


Figure 4.7: E1 遷移についての ΔK とヒンドランスファクター [Lö68, Fig. 1]

^{158}Nd と ^{160}Nd については、ヒンドランスファクターはそれぞれ、 2.4×10^9 、 3.8×10^9 となった。 K アイソマーに関する系統的な研究 [Lö68] から、 $\Delta K \sim 5$ の場合にこのような大きな値となることが知られている。したがって、今回発見したアイソマー状態は、 $K \sim 5$ をもつ K アイソマーであると考えられる。

4.2.3 2準粒子 (2 quasi-particle) アイソマー

^{156}Nd は 60 個の陽子と 86 個の中性子をもち、基底状態では陽子と中性子がそれぞれペアを組んで核のスピンのパリティが 0^+ になっている。Fig. 4.8 はこの領域での Nilsson ダイアグラムで、横軸は変形度 e_2 、縦軸は一粒子エネルギーである。パリティが偶の軌道が実線、奇の軌道が点線で描かれている。G. S. Simpson *et al.* [Si09] によると、 ^{156}Nd の K アイソマーは、 $5/2[523]$ 軌道で 0^+ に組んでいた中性子の 1 つが $5/2[642]$ 軌道に励起することで生じた、配位

$$5^- : \nu \frac{5^+}{2}[642] \otimes \nu \frac{5^-}{2}[523] \quad (4.2)$$

をもつ $K^\pi = 5^-$ の中性子 2 準粒子アイソマーであると理解できる。

$^{158,160}\text{Nd}$ について同様の考察を行った。

^{158}Nd は 88 個の中性子を持つ。Nilsson ダイアグラムでの陽子の配位を Fig. 4.9 に示す。 K の大きな状態を作れる軌道が中性子のフェルミ面近傍にないため、陽子が励起すると考えると、今回発見したアイソマー状態は、 $9/2[404]$ 軌道で 0^+ に組んでいた陽子の 1 つが $5/2[532]$ 軌道に励起することで生じた $K^\pi = 7^-$ 陽子 2 準粒子アイソマーであると考えられることができる。

$$7^- : \pi \frac{9^+}{2}[404] \otimes \pi \frac{5^-}{2}[532] \quad (4.3)$$

^{160}Nd は 100 個の中性子をもつ。Nilsson ダイアグラムでの中性子の配位を Fig. 4.10 に示す。今回発見したアイソマー状態は、 $1/2[521]$ 軌道で 0^+ に組んでいた中性子の 1 つが $7/2[633]$ 軌道に励起することで生じた $K^\pi = 4^-$ の中性子 2 準粒子アイソマーであると考えられることができる。

$$4^- : \nu \frac{1^-}{2}[521] \otimes \nu \frac{7^+}{2}[633] \quad (4.4)$$

ガンマ線の同時計数の結果とヒンドランスファクター、核子の配位の考察から、今回発見した ^{158}Nd と ^{160}Nd のアイソマー状態は、それぞれ $K^\pi = 7^-$ と $K^\pi = 4^-$ をもつ K アイソマー状態であると理解できる。

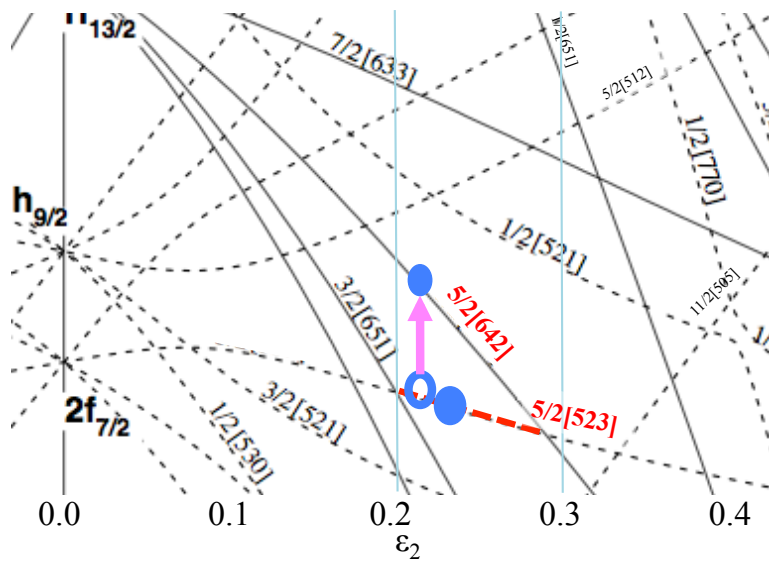


Figure 4.8: ^{156}Nd についての中性子の Nilsson ダイアグラムでの 2qp アイソマーの配位

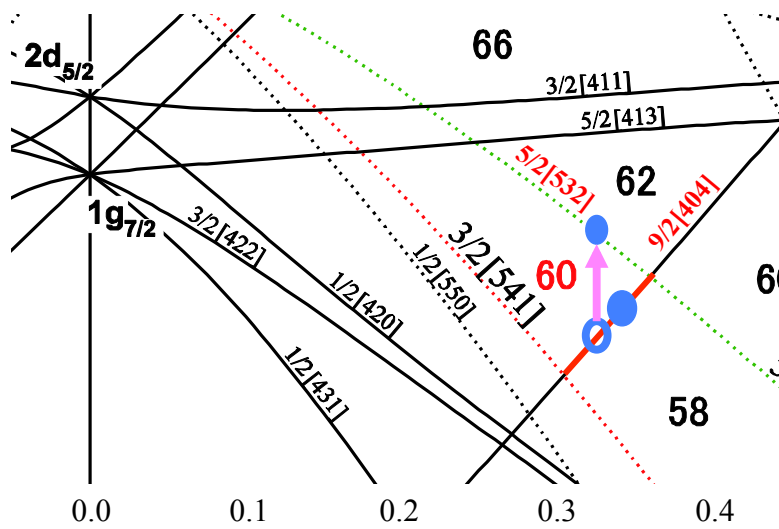


Figure 4.9: ^{158}Nd についての陽子の Nilsson ダイアグラムでの 2qp アイソマーの配位

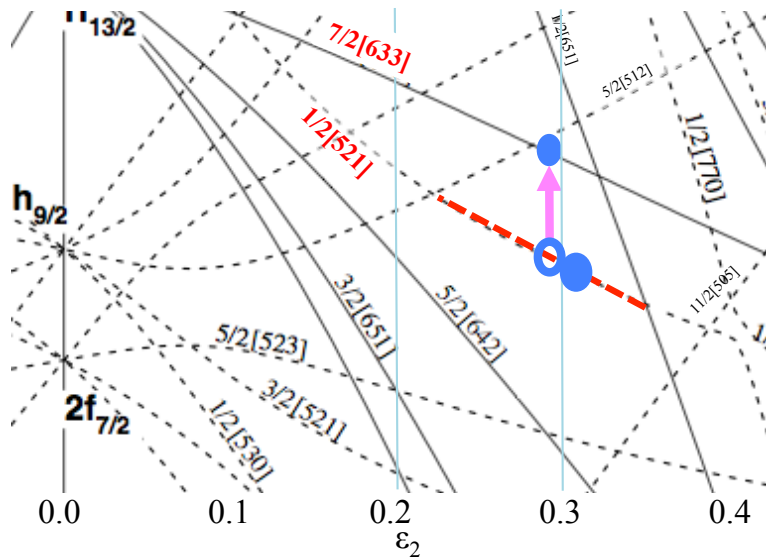


Figure 4.10: ^{160}Nd についての中性子の Nilsson ダイアグラムでの 2qp アイソマーの配位

4.2.4 ベータ・ガンマ核分光への期待

^{156}Nd の 2_1^+ 状態のエネルギーは 67.2 keV [Si09] で、 $^{158,160}\text{Nd}$ の 2_1^+ 状態のエネルギーは Nd 同位体の準位構造と系統性から ~ 70 keV となると考えられるが、今回は 2_1^+ 状態から $0_{g.s.}^+$ 基底状態へのガンマ線を測定することができなかった。このような低いエネルギーのガンマ線は電子転換されやすいうえ、ストッパー内で吸収される確率も高いためである。アイソマー核分光設定で用いたストッパーは Cu ($Z = 29$) であったが、ベータ・ガンマ核分光設定では Si ($Z = 14$) のストッパーを用いた。吸収される確率は Z の 5 乗に比例するので、Si のストッパーを用いたベータ・ガンマ核分光では 2_1^+ 状態から $0_{g.s.}^+$ 基底状態へのガンマ線が測定できると期待される。

Nd 同位体の核構造をさらに詳しく調べるためには、 K アイソマーの崩壊で経由しなかった Nd 同位体の非イラスト状態と、近隣の奇核のスピンのパリティが重要な手がかりになる。奇核のスピンのパリティからはフェルミ面近傍の軌道を推測することができ、またこの領域では陽子数や中性子数が変化しても、核構造が大きく変化することはないと考えられるからである。そこで、 $^{156}_{60}\text{Pr}$ をはじめとする中性子過剰 $Z \sim 60$ 同位体のベータ遅延ガンマ線核分光を行った。結果を 5 章で報告する。

第5章 ベータ・ガンマ核分光

この章では、ベータ・ガンマ核分光の解析の結果を述べる。まず ^{152}Ce の既知のベータ遅延ガンマ線を確認し、次に今回初めて測定した $^{155-158}\text{Pr}$, $^{157,158}\text{Nd}$, ^{160}Pm のベータ遅延ガンマ線を報告する。そして、 ^{156}Pr のベータ崩壊と遅延ガンマ線から、 ^{156}Pr の基底状態のスピン・パリティについて考察する。

5.1 実験結果

ベータ・ガンマ核分光の解析の結果、PID プロットは Fig. 5.1 のようになった。 ^{152}Ce は水素様原子状態で輸送され¹、 $^{155-158}\text{Pr}$ 、 $^{157,158}\text{Nd}$ 、 ^{160}Pm はフルストリップ状態で輸送された。PID プロットにゲートをかけて得られた各同位体について、ベータ遅延ガンマ線を報告する。

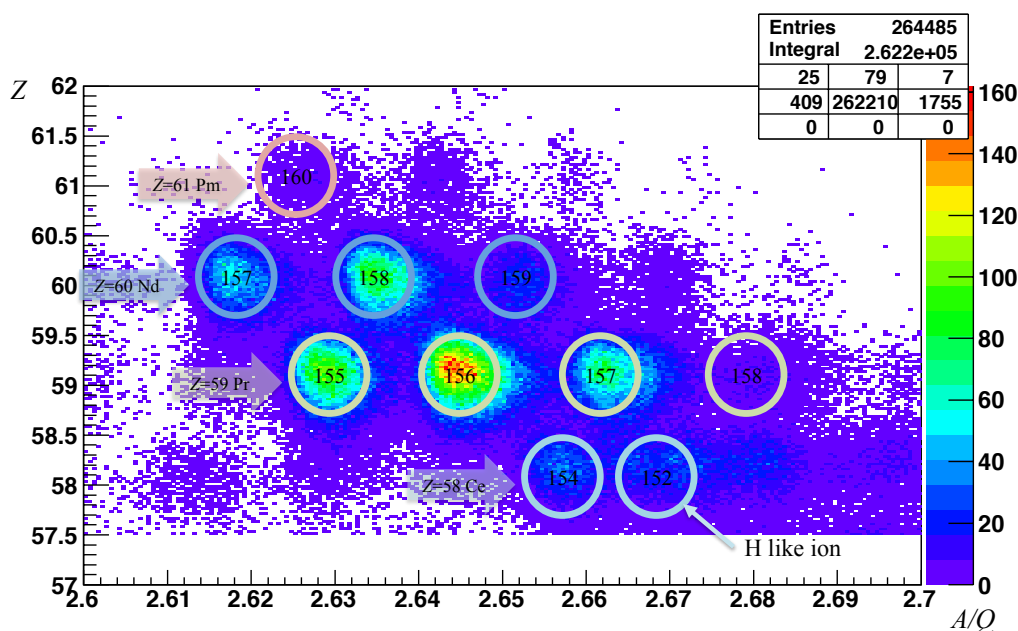


Figure 5.1: ベータ・ガンマ核分光の解析後の粒子の PID

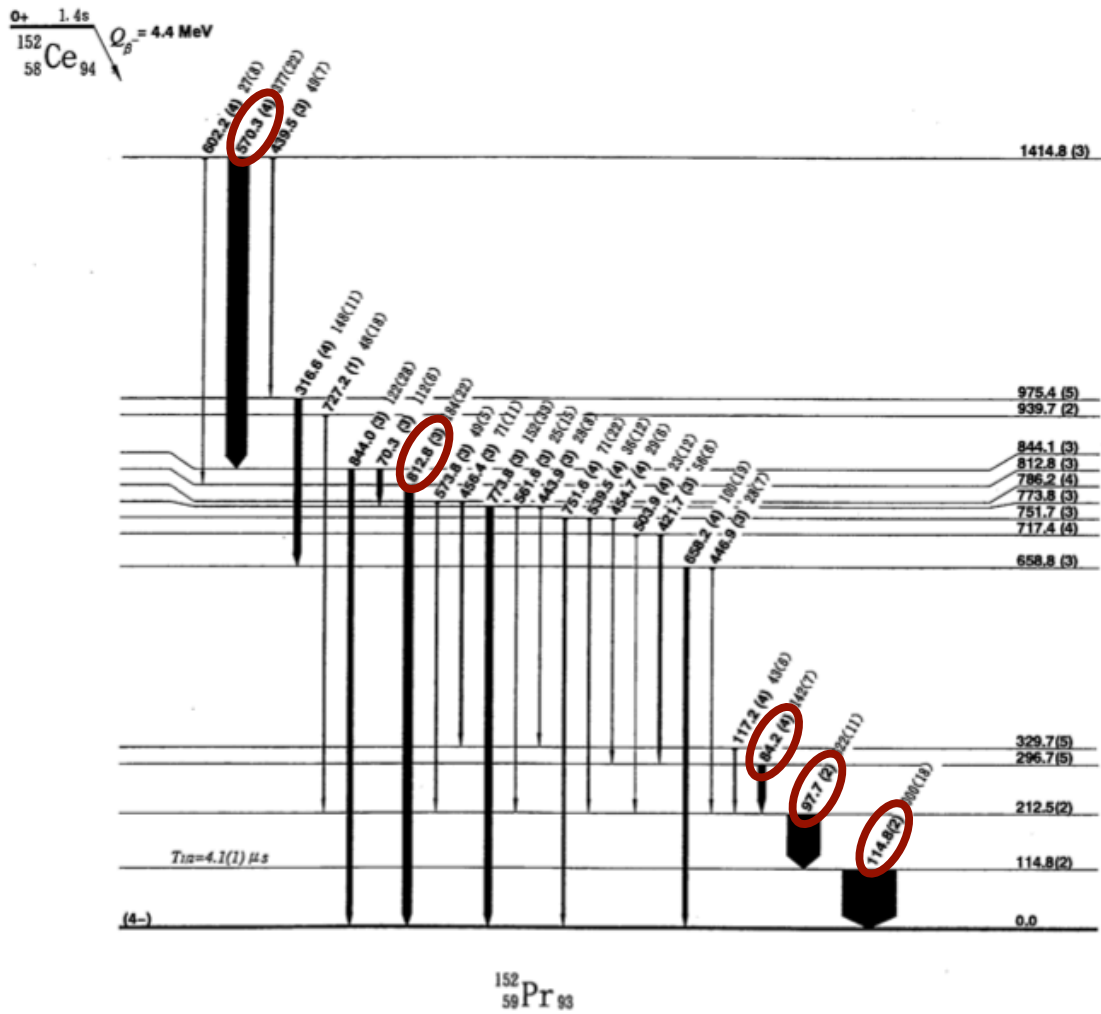
5.1.1 Ce 同位体 ($Z = 58$)

$^{152}_{58}\text{Ce}$ については、S. Yamada et al. [Ya95] によりベータ遅延ガンマ線が報告されている。崩壊様式は Fig. 5.2 である。

本研究で得られたベータ遅延ガンマ線のエネルギースペクトルは、Fig. 5.3 のようになった²。赤い三角印で示した 5 本のガンマ線のエネルギーが、既知の ^{152}Pr の励起状態からのガンマ線と一致した。Fig. 5.2 の崩壊様式に赤い丸印で示す。

¹) $^{154}\text{Ce}^{58+}$ は $A/Q = 2.655$ 、 $^{152}\text{Ce}^{57+}$ は $A/Q = 2.667$ 、 $^{155}\text{Ce}^{58+}$ は $A/Q = 2.672$ である。

²) LaBr_2 と書かれているピークは、 LaBr_2 検出器中の自然放射能である ^{138}La によるバックグラウンドである。

Figure 5.2: ^{152}Ce の崩壊様式 [Ya95, Fig. 2]Table 5.1: ^{152}Ce のベータ遅延ガンマ線

| This work | Previous work [Ya95] | |
|--------------------|----------------------|------------------------------|
| E_{γ} [keV] | E_{γ} [keV] | $I_{\gamma\text{-rel.}}$ [%] |
| 83 | 84.2(4) | 142(7) |
| 97 | 97.7(2) | 622(11) |
| 115 | 114.8(2) | 1000(18) |
| 569 | 570.3(4) | 377(22) |
| 812 | 812.8(3) | 184(22) |

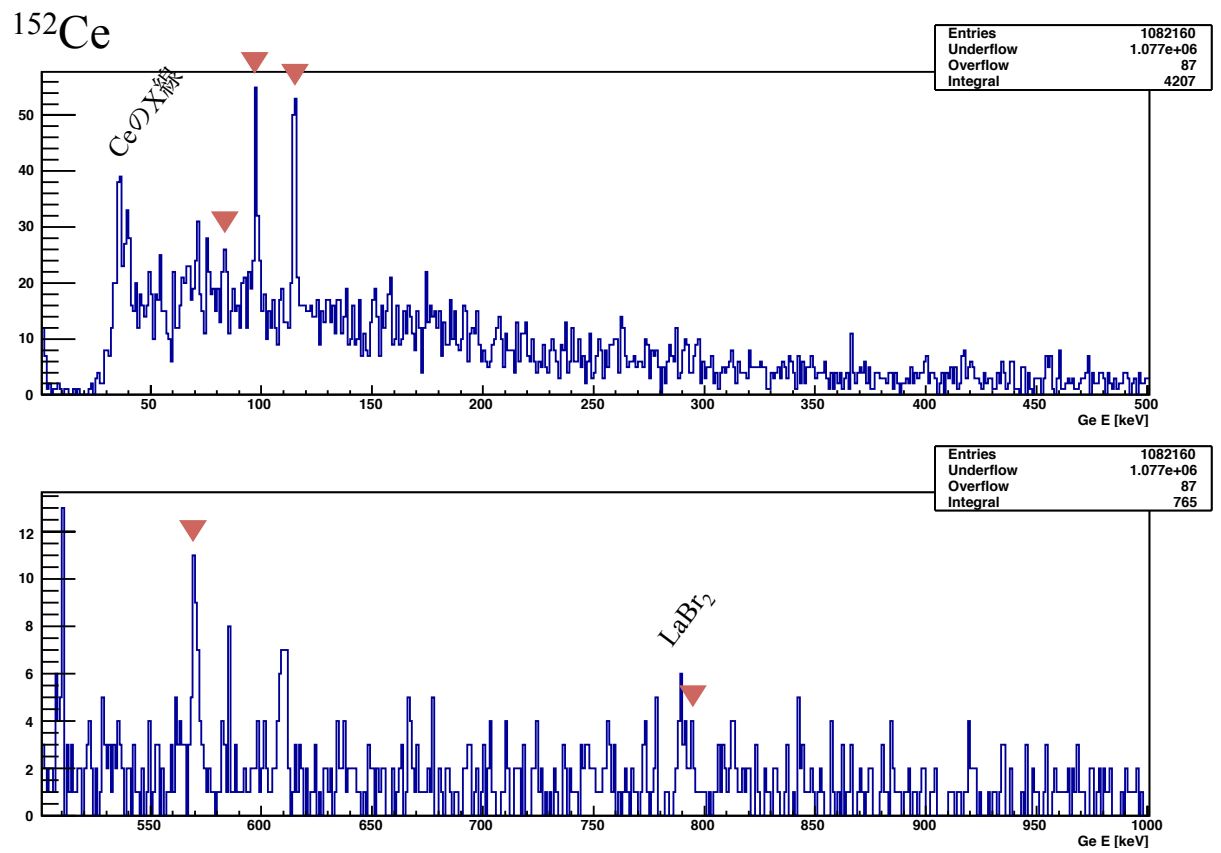


Figure 5.3: ^{152}Ce のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル

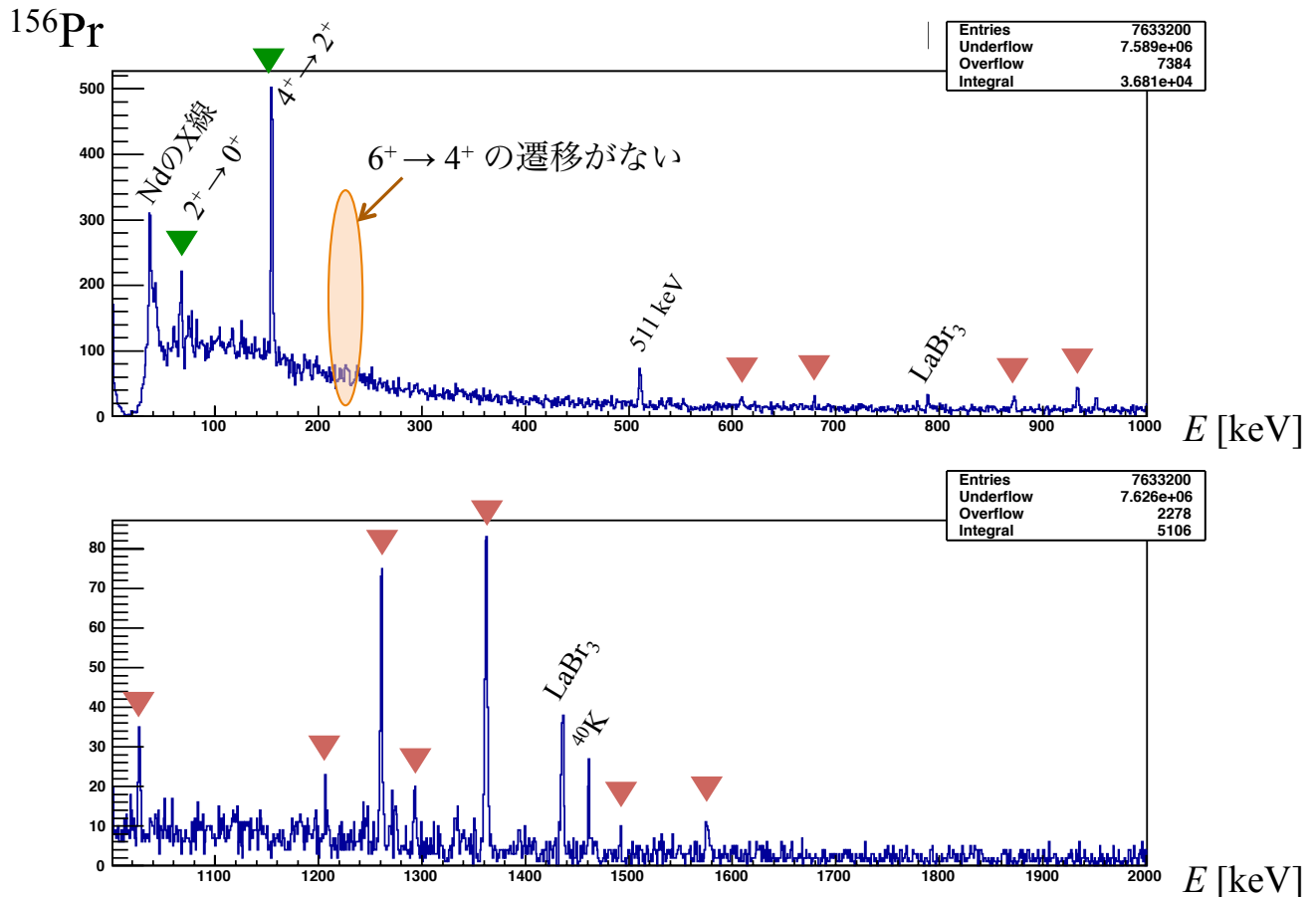


Figure 5.4: ^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル

5.1.2 Pr 同位体 ($Z = 59$)

^{156}Pr について新たに観測されたベータ遅延ガンマ線を Fig. 5.4 に示す。三角印で示されている 2 本のガンマ線は、娘核の ^{156}Nd の $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 、 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ の遷移である。 $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ の遷移や K アイソマーの崩壊で観測された他の遷移、核準位図 Fig. 4.2 に示されている既知の高スピン励起状態は観測されなかった。

また、 $^{155,157,158}\text{Pr}$ でも新たにベータ遅延ガンマ線を測定した。Fig. 5.5, Fig. 5.6, Fig. 5.7 に示す。

5.1.3 Nd 同位体 ($Z = 60$)

$^{157,158}\text{Nd}$ で新たにベータ遅延ガンマ線を測定した。Fig. 5.8 と Fig. 5.9 に示す。

5.1.4 Pm 同位体 ($Z = 61$)

^{160}Pm で新たにベータ遅延ガンマ線を測定した。Fig. 5.10 に示す。

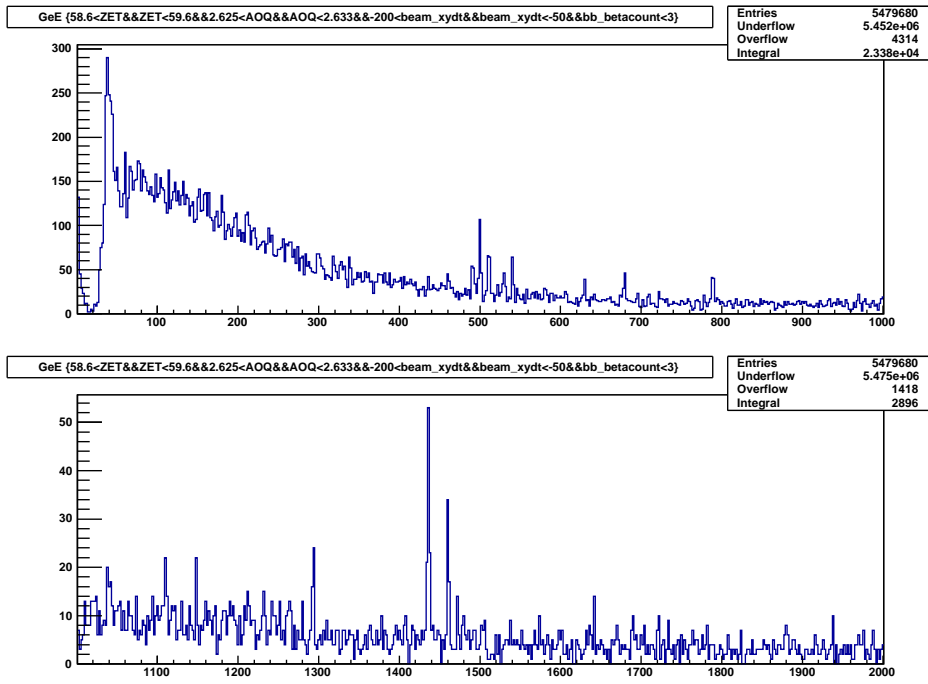


Figure 5.5: ^{155}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル

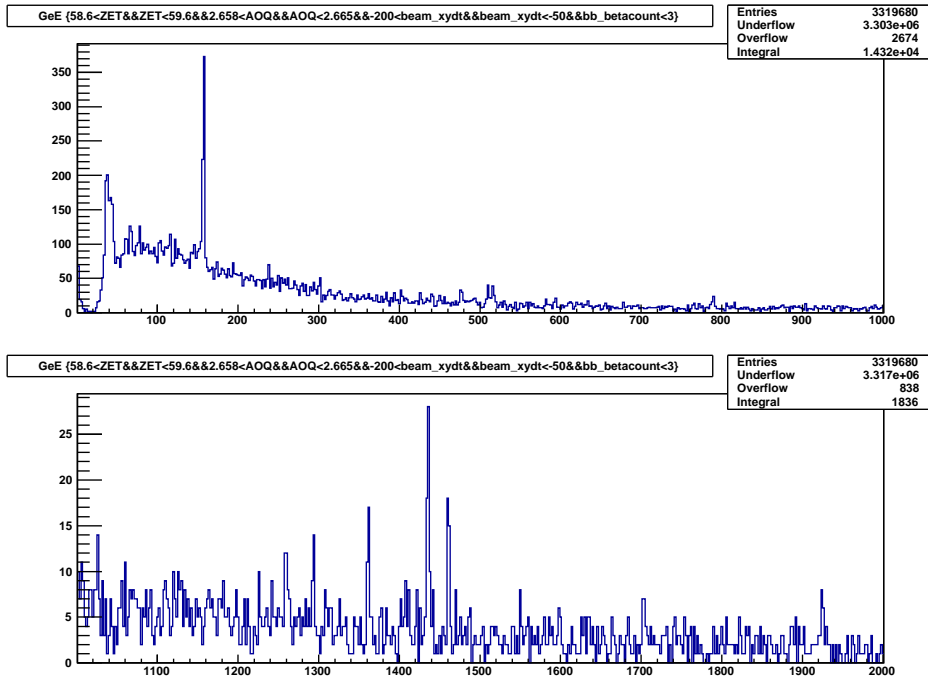
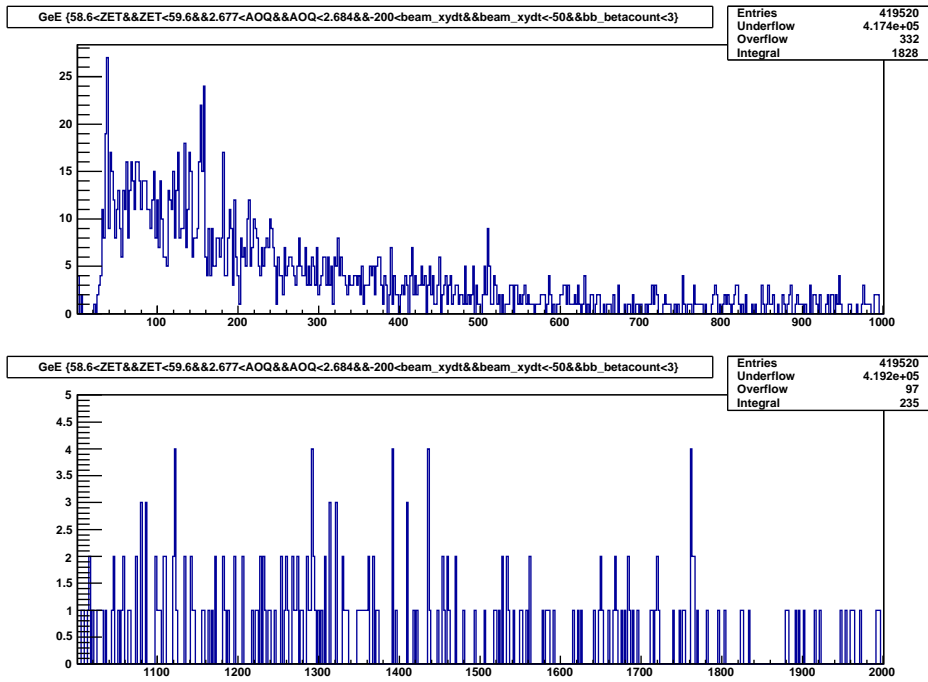
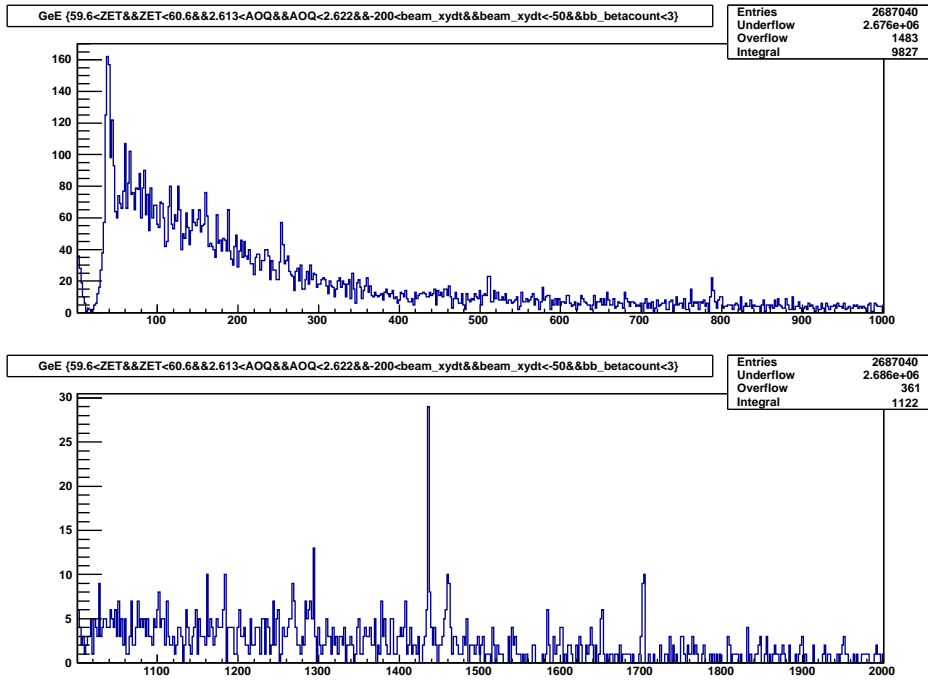


Figure 5.6: ^{157}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル

Figure 5.7: ^{158}Pr のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトルFigure 5.8: ^{157}Nd のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル

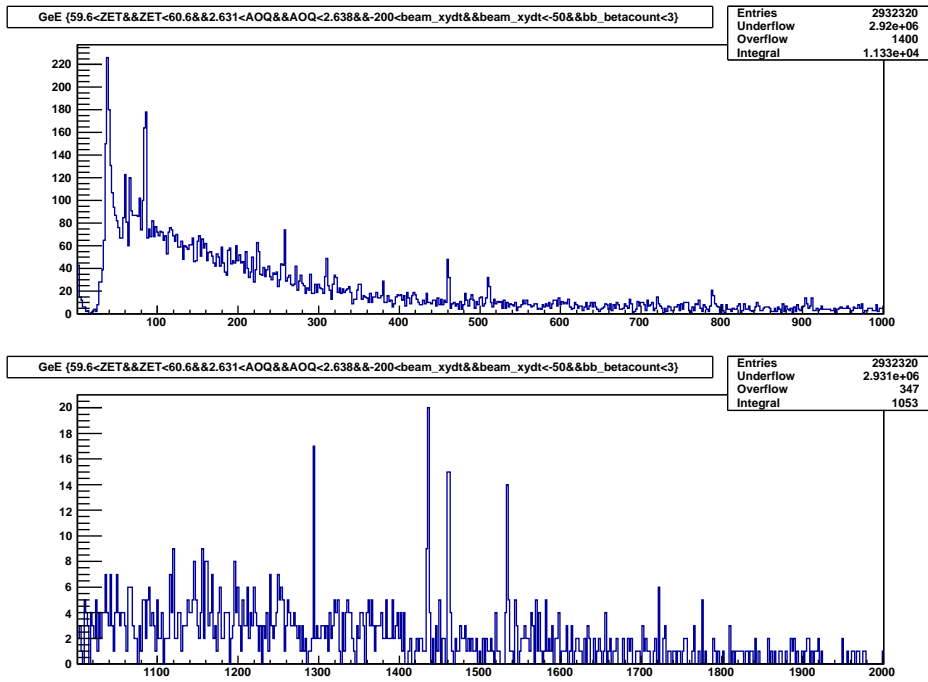
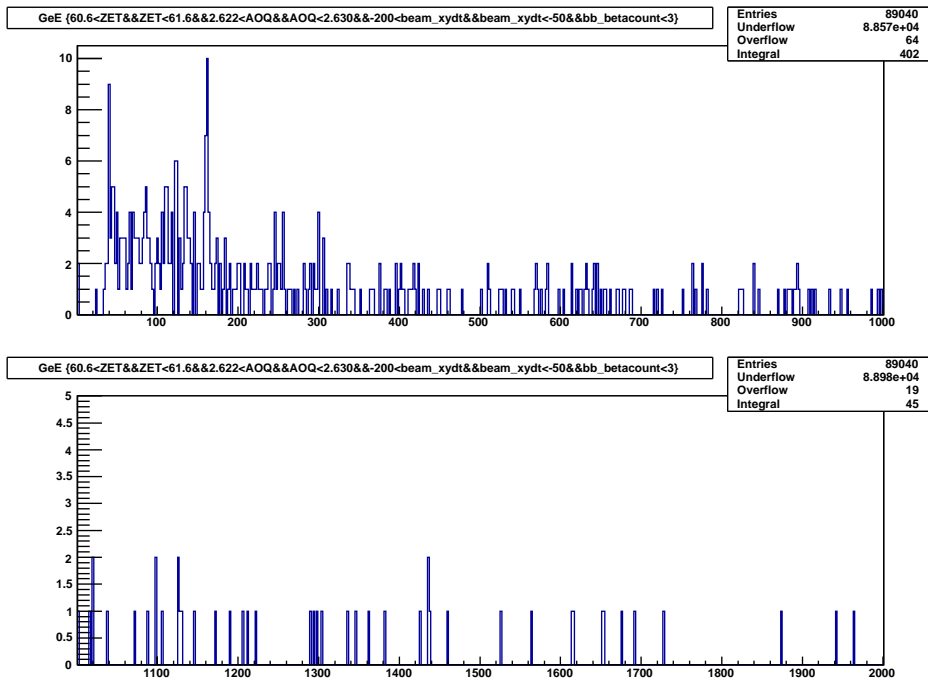
Figure 5.9: ^{158}Nd のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトルFigure 5.10: ^{160}Pm のベータ遅延ガンマ線エネルギースペクトル

Table 5.2: ^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線

| E_γ [keV] | Transition | $I_{\gamma\text{-rel.}}$ [%] |
|------------------|--|------------------------------|
| 67 | $^{156}\text{Nd } 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$ | - |
| 154 | $^{156}\text{Nd } 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | - |
| 531 | | - |
| 538 | | - |
| 552 | | - |
| 606 | | - |
| 869 | | - |
| 929 | | - |
| 949 | | - |
| 1023 | | - |
| 1258 | | - |
| 1291 | | - |
| 1360 | | - |

5.2 考察

^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線分光の測定では、娘核の ^{156}Nd の励起状態のうち 4_1^+ 状態と 2_1^+ 状態からのガンマ線が測定されたが、 6_1^+ 以上のスピンをもつ状態からのガンマ線が測定されなかったため、 ^{156}Pr の基底状態のスピンは5以下であると考えられる。また、測定された ^{156}Pr のベータ遅延ガンマ線のうち初めて観測された ^{156}Nd の励起状態からのガンマ線は、まだ知られていない非イラスト状態からの遷移を含むと考えられる。

ここでは、 ^{156}Pr のスピン・パリティと核子の配位を理解するため、周辺の奇核の基底状態のスピン・パリティと一粒子軌道について考察を行う。また、 ^{156}Nd の励起状態の研究から考えられる2準粒子状態について述べる。

5.2.1 周辺の奇核の基底状態のスピン・パリティと一粒子軌道

^{59}Pr の同位体の奇核について1.3.2で行った議論と同様に、陽子数が偶数である ^{58}Ce 同位体と ^{60}Nd 同位体の奇核についても考えたい。スピン・パリティを Table. 5.3 と Table. 5.4 に示す。陽子数が偶数で 0^+ に組んでいるため、基底状態のスピンとパリティは最後の中性の一粒子軌道を反映する。

Table 5.3: ^{58}Ce 同位体の奇核のスピン・パリティ

| | ^{141}Ce | ^{143}Ce | ^{145}Ce | ^{147}Ce | ^{149}Ce | ^{151}Ce | ^{153}Ce |
|----------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 中性子数 N | 83 | 85 | 87 | 89 | 91 | 93 | 95 |
| J^π | $7/2^-$ | $3/2^-$ | $(5/2^-)$ | $(5/2^-)$ | $(3/2^-)$ | $(5/2^+)$ | ? |

Table 5.4: ^{60}Nd 同位体の奇核のスピン・パリティ

| | ^{143}Nd | ^{145}Nd | ^{147}Nd | ^{149}Nd | ^{151}Nd | ^{153}Nd | ^{155}Nd |
|----------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 中性子数 N | 83 | 85 | 87 | 89 | 91 | 93 | 95 |
| J^π | $7/2^-$ | $7/2^-$ | $5/2^-$ | $5/2^-$ | $3/2^+$ | $(3/2)^-$ | ? |

この領域での中性子についての Nilsson ダイアグラムを Fig. 5.11 に示す。 $^{141}\text{Ce}_{83}$ と $^{143}\text{Nd}_{83}$ 、 $^{145}\text{Nd}_{85}$ はスピン・パリティが $7/2^-$ で、最外殻の中性子は $2f_{7/2}$ 軌道に入っている。 $^{143}\text{Ce}_{85}$ のスピン・パリティ $3/2^-$ は、原子核が球形から少し外れ、85 個目の中性子が $3/2[532]$ に入ることを示している。 ^{145}Ce と ^{147}Nd では87 個目の中性子が $5/2[523]$ 軌道に入り、 ^{147}Ce と ^{149}Nd では変形が進んで89 個目の中性子が $\epsilon_2 \sim 0.08$ の $5/2[523]$ 軌道に入ると考えられる。91 個目の中性子は、 ^{149}Ce では $\epsilon_2 \sim 0.22$ の $3/2[521]$ 軌道、 ^{151}Nd では $\epsilon_2 \sim 0.25$ の $3/2[651]$ 軌道に入ると考えられるので、中性子数93の同位体でも変形度は $\epsilon_2 \sim 0.2-0.3$ まで進展していると考えられる。

G. S. Simpson *et al.* [Si09] による研究から、 ^{156}Nd の変形度は $\epsilon_2 \sim 0.26$ と考えられており、これは奇核のスピン・パリティから考えられる配位と変形度に関する考察と矛盾しない。

^{156}Pr の基底状態が周辺の核と同様に変形度 $\epsilon_2 \sim 0.2-0.3$ をもつと仮定すると、 ^{156}Pr の59 個目の陽子は $3/2[541]$ に入り、97 個目の中性子は $5/2[642]$ または $5/2[523]$ に入ると推測できる。この場合、基底状態のスピン・パリティは、 1^\pm 、 2^\pm 、 3^\pm 、 4^\pm が可能となる。

5.2.2 ^{156}Nd の励起状態

G. S. Simpson *et al.* [Si09] により報告された ^{156}Nd の核準位図は Fig. 4.2 である。すでに4.2.3で説明したように、 ^{156}Nd の K アイソマーは、 $5/2[523]$ 軌道で 0^+ に組んでいた中性子の1つが $5/2[642]$ 軌

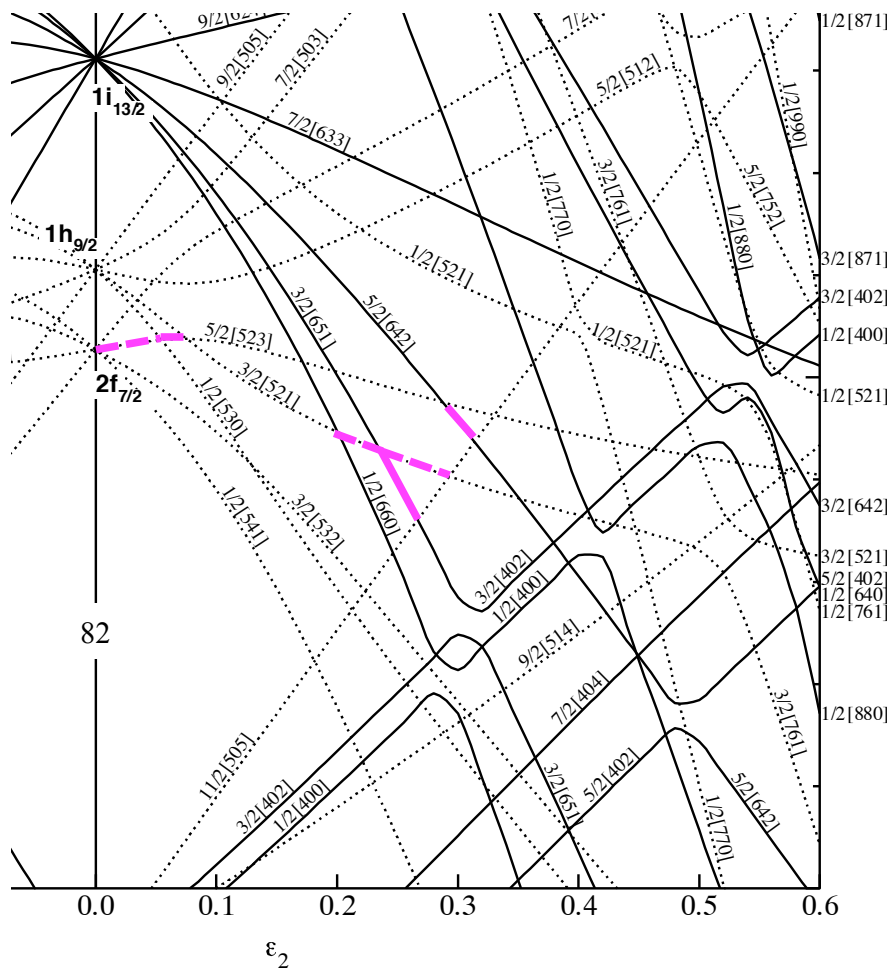


Figure 5.11: 中性子についての Nilsson ダイアグラム

道に励起することで生じた、配位

$$\nu \frac{5^+}{2} [642] \otimes \nu \frac{5^-}{2} [523] \quad (5.1)$$

をもつ $K^\pi = 5^-$ 中性子 2 準粒子アイソマーであると理解できる。この 2 準粒子状態は、5/2[523] 軌道と 5/2[642] 軌道が stretch(スピンの向き) に組み $J^\pi = K^\pi = 5^-$ を作っている状態であるが、non-stretch(スピンの向き) に組むと $J^\pi = K^\pi = 0^-, 1^-$ という状態となって現れる。これらの状態は K が大きくないため K アイソマー状態とはならない。粒子や空孔の生成に必要なエネルギーは等しいため、 $K^\pi = 0^-, 1^-$ の 2 準粒子状態は $K^\pi = 5^-$ 状態とほぼ等しい励起エネルギーをもち、励起エネルギー 1.4 MeV 付近に現れると考えられる。

ガンマ線の強度と同時計数 (γ - γ coincidence) は、励起準位の構造を明らかにするための有力な手がかりとなるので、今後はそれらを得るための解析を行う予定である。

第6章 結論

理化学研究所 RIBF において、 $Z \sim 60$ の中性子過剰領域のアイソマー核分光実験とベータ・ガンマ核分光実験を行った。結果として、 ^{158}Nd と ^{160}Nd で新たにアイソマー状態を発見した。これらは、変形量子数 K の変化によって遷移が抑制された K アイソマー状態であると理解できる。また、 $^{155-157}\text{Pr}$, $^{157,158}\text{Nd}$, ^{160}Pm で新たにベータ遅延ガンマ線を測定した。 ^{156}Pr については、ベータ崩壊の選択則から基底状態が $J^\pi = 4^-$ であると推定した。

第7章 今後の展望

7.1 データ解析

今回新たに測定されたベータ遅延ガンマ線をさらに詳細に調べ、崩壊様式と核準位図を構築することにより、変形構造と一粒子軌道を明らかにしたい。そのために、次の解析を行う。

- ガンマ線がゲルマニウム検出器の結晶内でコンプトン散乱すると、近隣の結晶では散乱後のガンマ線が測定される。それらはエネルギースペクトルの上の連続的なバックグラウンドの一つの要素となる。ガンマ線の時間情報と結晶の位置関係からコンプトン散乱イベントを探し出し、それらのエネルギーを足し合わせること (Add-Back と呼ぶ) によって、光電ピークの数を増やすと同時に、バックグラウンドを削減する。
- 娘核の遷移のうえで、どのような状態を経由するかを調べるため、2本以上のガンマ線の同時計数 (γ - γ coincidence) を探し出す。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、非常に多くの方のご協力を賜りました。

本研究に関して始終ご指導ご教鞭をいただきました指導教官の井手口栄治准教授に心より感謝いたします。井手口准教授は、研究の面白さと研究者の責任を常に示してくださいました。また、EURICA 実験だけでなく、フランス・オルセーの IPN で行った ^{21}F の励起状態を調査する実験と ^{44}Ti の高スピン状態を調査する実験、CAGRA の準備・性能評価のために RCNP と東北大学で行った実験、RCNP の EN コースで行ったいくつもの実験に参加し、検出器の準備と調整からオンライン解析と撤収作業に至るまで、実験全体に携わる機会をいただきました。その中で、測定器の扱いや回路調整などの知識を深め、実験技術を磨き、本研究に生かすことができました。また、国内・国外の学会で発表し、物理の議論と研究発表を行う能力を身につけることができました。

本論文をご精読いただき、有用なコメントをくださった副査の岸本忠史教授と小田原厚子准教授に感謝いたします。

研究を進める上で様々な指導を頂きました青井考教授に心より感謝します。特に PID の解析と学会発表の準備において、的確なアドバイスをいただきました。素朴な質問にも喜んで答え、時間を忘れて議論してくださったことで、修士課程の2年間が充実した学びの時となりました。

東京大学原子核理学研究センターの横山輪さんには、データ解析の方法を丁寧にご指導いただきました。アイソマー核分光の解析での PID とデータの結合とプロンプトカット、ベータ・ガンマ核分光で用いた WAS3ABi の DSSSD の校正は横山さんによるものです。

理化学研究所仁科加速器研究センターの西村俊二さん、Pieter Doornenbal さん、Giuseppe Lorusso さん、Pär-Anders Söderström さん、Jin Wu さん、東北大学の炭竈聡之さん、東京大学の Zhengyu Xu さんをはじめとする EURICA collaboration の皆様に、心より感謝いたします。BigRIPS チームの方々には、不安定核ビームの生成にご協力をいただきました。大阪大学理学研究科下田研究室の西畑さん、八木さん、Fang さん、大道さんには、解析の進捗を気にかけていただき、数々の有用なアドバイスをいただきました。

核物理研究センターの鈴木智和さんには、検出器の取り扱いや保守についてご指導をいただき、修士論文の執筆においてもアドバイスをいただきました。先輩である鎌倉恵太さんと山本哲也さん、Trần Đình Trọng さんには、実験や解析について色々と教えていただきました。井上梓さん、鈴木博才くん、砂金学くん、三浦正季くん、Hoàng Thị Hà さんには、同じ修士過程の学生として、日々の研究生活において有意義な議論と安らぎの時間をいただきました。お世話になりました。

最後に、私の研究生活を色々な面で支えてくださった全ての方に感謝いたします。ありがとうございました。

2015年2月17日 田中まな

EURICA collaboration

E. Ideguchi¹, G. Simpson², R. Yokoyama³, S. Nishimura⁴, P. Doornenbal⁴, G. Lorusso⁴, P.-A.Söderström⁴, Z.Xu²⁰, J.Wu^{4,12}, N. Aoi¹, H. Baba⁴, F.Bello⁵, F. Browne^{4,6}, R. Daido⁷, Y. Fang⁷, N. Fukuda⁴, G. Gey^{2,4,8}, S. Go^{3,4}, N. Inabe⁴, T. Isobe⁴, D. Kameda⁴, K. Kobayashi⁹, M. Kobayashi³, T. Komatsubara¹⁰, T. Kubo⁴, I. Kuti¹¹, Z. Li¹², M. Matsushita³, S. Michimasa³, C.-B. Moon¹³, H. Nishibata⁷, I. Nishizuka¹⁴, A. Odahara⁷, Z. Patel^{4,15}, S. Rice¹⁵, E. Sahin⁵, L. Sinclair^{4,16}, T. Sumikama¹⁴, H. Suzuki⁴, H. Takeda⁴, J. Taprogge^{17,18}, Zs. Vajta¹¹, H. Watanabe¹⁹, and A. Yagi⁷

¹*Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka University*

²*LPSC, Université Grenoble-Alpes, CNRS/IN2P3*

³*Center for Nuclear Study(CNS), The University of Tokyo*

⁴*RIKEN Nishina Center*

⁵*University of Oslo*

⁶*The University of Brighton*

⁷*Department of Physics, Osaka University*

⁸*ILL, 38042 Grenoble Cedex*

⁹*Department of Physics, Rikkyo University*

¹⁰*University of Tsukuba*

¹¹*MTA Atomki*

¹²*Peking University*

¹³*Hoseo University*

¹⁴*Department of Physics, Tohoku University*

¹⁵*The University of Surrey*

¹⁶*University of York*

¹⁷*Instituto de Estructura de la Materia, CSIC*

¹⁸*Universidad Autónoma de Madrid*

¹⁹*Beihang University*

²⁰*Department of Physics, The University of Tokyo*

参考文献

- [Mö95] P. Möller et al.: Atomic Data and Nuclear Data Tables **59**, 185 (1995).
- [Ni55] S. G. Nilsson: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) No.16.
- [Ya95] S. Yamada et al. Journal of the Physical Society of Japan **64**, 4047 (1995).
- [Ye10] E. Y. Yeoh et al.: Eur. Phys. J. A **45**, 147 (2010).
- [Si09] G. S. Simpson et al.: Phys. Rev. C **80**, 024304 (2009).
- [Ku12] T. Kubo et al. Progress of Theoretical and Experimental Physics 03C003 (2012).
- [Fu13] N. Fukuda et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 317, 323(2013)
- [Ku01] H. Kumagai et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **470**, 562 (2001).
- [Ki05] K. Kimura et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **538**, 608 (2005).
- [Ni13] S. Nishimura et al.: RIKEN Accel. Prog. Rep. **46**, 182 (2013).
- [Ni12] S. Nishimura: Prog. Theor. Exp. Phys. 03C006 (2012).
- [Ki08] T. Kibédi et al.: Nuclear Instruments and Methods A **589**, 202 (2008).
- [Lö68] K. E. G. Löbner, Phys. Lett. B **26** (1968) 369.