

Investigating nuclear structure in the vicinity of ^{78}Ni
via the in-beam γ -ray spectroscopy method

インビームガンマ線核分光法を用いた ^{78}Ni 近傍の
原子核構造の研究

Doctoral Dissertation

by

Yoshiaki Shiga

志賀 慶明



Department of Physics, School of Science

Rikkyo University

Nishi-Ikebukuro 3-34-1, Toshimaku, Tokyo 171-8501, Japan

平成 29 年 1 月 16 日

ABSTRACT

Investigating nuclear structure in the vicinity of ^{78}Ni
via the in-beam γ -ray spectroscopy method

by

Yoshiaki Shiga

The low-lying level structures of nuclei in the vicinity of ^{78}Ni were investigated using in-beam γ -ray spectroscopy to help clarify the nature of the nuclear magic numbers $Z = 28$ and $N = 50$ in systems close to the neutron dripline. Nucleon knockout reactions were employed to populate excited states in ^{80}Zn and ^{82}Zn . A candidate for the 4_1^+ level in ^{80}Zn was identified at 1979(30) keV, and the lifetime for this state was estimated to be 136_{-67}^{+92} ps from the line-shape analysis. Moreover, the energy of the 2_1^+ state in ^{82}Zn has been found to lie at 621(11) keV. The large drop in the 2_1^+ energy at ^{82}Zn indicates the presence of a significant peak in the $E(2_1^+)$ systematics at $N = 50$. Furthermore, the $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ and $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+)$ ratios in ^{80}Zn were deduced to be 1.32(3) and 1.11_{-51}^{+110} , respectively, which are much smaller than the typical values for collective motion. These results imply that ^{80}Zn can be described in terms of two-proton configurations with a ^{78}Ni core, and are consistent with a robust $N = 50$ magic number along the Zn isotopic chain. These observations, therefore, indicate a persistent $N = 50$ shell closure in nuclei far from the line of β stability, which in turn suggests a doubly magic structure for ^{78}Ni .

目次

第 1 章 序章	1
1.1 偶偶核の低励起状態	3
1.2 本研究の目的	7
1.2.1 ^{78}Ni 近傍の原子核構造	7
1.2.2 励起状態のエネルギーの系統的な傾向	7
1.2.3 中性子過剰な原子核領域での陽子数による殻構造の変化	9
1.2.4 ^{80}Zn の原子核構造	9
第 2 章 実験	11
2.1 実験手法の概要	11
2.1.1 不安定原子核の生成	11
2.1.2 励起状態の観測方法	11
2.2 実験概要	12
2.3 加速器	13
2.4 RIBF のビームライン	15
2.4.1 BigRIPS separator	18
2.4.2 ZeroDegree スペクトロメータ	22
2.5 標的	23
2.6 設置した検出器	24
2.6.1 プラスチックシンチレータ	24
2.6.2 Delay-line Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC)	24
2.6.3 Ionization Chambers (IC)	25
2.6.4 Detector Array for Low Intensity radiation 2 (DALI2)	26
2.7 トリガーの設定	27
2.8 実験のセットアップ	27
第 3 章 データ解析	29
3.1 粒子識別のための測定	29
3.1.1 粒子の速度 β	29

ToF の測定	29
相対速度の導出	30
3.1.2 磁気剛性 $B\rho$	32
PPAC の解析	32
粒子軌道の算出	32
粒子軌道を用いた磁気剛性 $B\rho$ の再構築方法	34
3.1.3 ΔE の測定	35
3.2 粒子識別	35
3.2.1 原子番号 Z の導出方法	35
3.2.2 質量と電荷の比 (A/Q) の導出方法	36
3.2.3 標的と反応したイベントの選択	36
3.2.4 粒子識別図	39
3.3 バックグラウンドとなるイベントの除去	41
3.3.1 IC とプラスチックシンチレータでのエネルギー損失による除去	41
3.3.2 物質を通過した粒子で電荷交換が行われたイベントの除去	42
3.3.3 分散焦点面での粒子の入射角度によるバックグラウンドの除去	44
3.3.4 バックグラウンド除去後の粒子識別図	44
3.4 脱励起ガンマ線のエネルギースペクトル解析	47
3.4.1 DALI2 のエネルギー較正	47
3.4.2 GEANT4 コードを用いたモンテカルロシミュレーションによる応答関数の生成	47
3.4.3 ドップラー効果の補正	49
3.4.4 ガンマ線の検出器時間によるバックグラウンドの除去	52
3.4.5 ガンマ線の測定に関わる誤差	54
ガンマ線エネルギーの系統誤差の見積もり	54
ガンマ線の強度の系統誤差の見積もり	54
3.4.6 本実験で適用した誤差	54
第 4 章 実験結果	57
4.1 ガンマ線エネルギースペクトル	57
4.1.1 ガンマ線エネルギースペクトルの分析	57
4.1.2 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析	57
4.1.3 レベルスキームの構築	58
4.1.4 ^{76}Zn	59
$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	60

$\gamma\gamma$ コインシデンス解析	60
$M_\gamma = 1$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	60
レベルスキーム	61
4.1.5 ^{78}Zn	62
$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	62
$\gamma\gamma$ コインシデンス解析	64
$M_\gamma = 1$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	65
レベルスキーム	65
4.1.6 ^{80}Zn	66
第一励起状態 2_1^+ の観測	66
$\gamma\gamma$ コインシデンス解析	68
長い寿命を持つ励起状態からのドップラー効果の補正への影響	69
応答関数を用いた線形解析による励起状態の寿命の推定	70
$M_\gamma = 1$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	71
$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	71
レベルスキーム	72
4.1.7 ^{82}Zn	74
$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル	75
レベルスキーム	75
4.1.8 ガンマ線エネルギーのまとめ	77
第 5 章 議論	79
5.1 低励起状態の系統的な傾向	79
5.1.1 Zn 同位体	79
5.1.2 $N = 50$ 同調体	80
5.2 ^{80}Zn の原子核構造	82
5.2.1 ^{80}Zn のレベルスキームの実験結果と殻模型計算の比較	82
5.2.2 ^{80}Zn での 2 陽子配位	83
5.3 $Z = 28$ 上での核構造の変化	83
第 6 章 結論	85

第1章 序章

電子と共に原子を構成する要素である原子核は、長年にわたり原子核の構造を明らかにするための研究が行われている。原子核は、Rutherfordの散乱実験により1911年に発見され [1]、原子の中心に位置し、原子の質量のほとんどを占めている。原子のサイズが半径 10^{-8} cm 程度に対して、原子核は半径 10^{-12} cm 程度である。1932年にChadwickの中性子の発見 [2] により、原子核は陽子と中性子から構成されていることが明らかにされた。原子核は、強い短距離力である核力に支配された有限量子多体系として、豊富で多様な物理現象を表す。

これまで、原子核の構造を量子力学的多体系で扱う問題に対して、模型を用いて原子核構造を理解する試みが行われてきた。1949年に、MayerとJensenによる原子核の殻模型 (shell model) の提起により200種類にも及ぶ安定な原子核に対して、核子が殻構造を成して原子核が安定となるという原子核構造の理解に成功した [3, 4]。この模型は、核子が作り出すポテンシャル内を自由な軌道を描いて運動するとして描像し、原子核が殻構造を取ることを明らかにした。 β 安定線近傍の原子核では、陽子か中性子の数が2, 8, 20, 28, 50, 82, 126のときに原子核が安定となることが知られており、この模型は、スピン軌道結合を表すポテンシャルを導入することによって、閉殻構造を形成することにより実際の安定となる原子核との整合性を説明した。上記の数を魔法数と呼ぶ。一粒子準位エネルギーを図 1.1([5] より引用) に示す。

近年では加速器技術の進展により、陽子数 (Z) と中性子数 (N) の比を大きく異なる不安定原子核を生成することが可能となった。これにより、不安定原子核では、安定原子核では見られなかった新たな現象が発見された。その一つに、不安定原子核では殻構造の変化を促し従来の魔法数の消失や出現といった現象が挙げられる [6]。現在まで行われてきた研究のハイライトとして、質量数50程度の原子核まで精力的に研究が行われており、中性子過剰な領域において、 $N = 8$ [7, 8, 9] や 20 [10], 28 [11, 12, 13] で従来の魔法数の消失が確認された。一方で、同様の領域において、 $N = 16$ [14, 15] や 32 [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24], 34 [25] で新たな魔法数が出現することが明らかにされた。これらの研究を踏まえ、不安定原子核を含めた原子核構造の統一的な理解が求められている。

本論文では、低励起状態の観測を用いて、さらに重い質量数80近傍の原子核での殻構造の振る舞いを明らかにすることを目指し、特に元素合成過程にも関連する中性子過剰な二重魔法数核 ^{78}Ni 近傍の原子核構造の研究について報告する。不安定原子核も含め約10000種ほど原子核が存在すると考えられているが、特に陽子数と中性子数が共に魔法数である二重魔法数となる原子核は10個程度しか存在しない希少な原子核である。本研究で対象となる ^{78}Ni は陽子数 $Z = 28$ と中性子数 $N = 50$ である二重魔法数を持つ原子核であり、中性子過剰核でもある希少な原子核でもある。この原子核構造を明らかにすることは原子核構造の統一

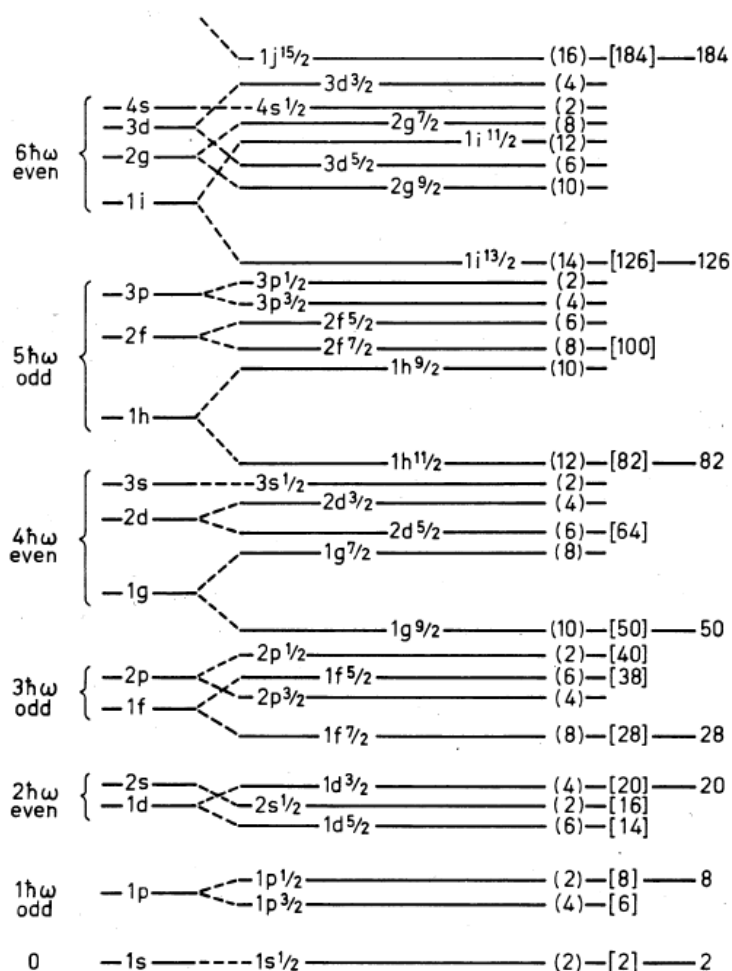


図 1.1: 一粒子準位エネルギーの図 [5]。

的な理解の上でも極めて重要である。また、この領域の中性子過剰な原子核の構造を明らかにすることは、鉄より重い元素の合成過程として知られる速い中性子捕獲過程 (r プロセス [26]) を解明するためにも重要である。r プロセスは、超新星爆発時に中性子捕獲反応によって、中性子過剰核が生成され重い領域の元素が合成されると考えられているが、中性子の反応断面積や β 崩壊の寿命は、原子核構造に敏感であり、中性子過剰な原子核の構造が明らかになっていないため、r プロセスによる核種の存在比の全容は未だ明らかになっていない。中性子数 50 は原子核の魔法数であるので、r プロセスにおける第一待機点 [27] であると考えられているが、中性子過剰な原子核で中性子数 $N = 50$ が魔法性を保っているかは実証されていない。この中性子数 $N = 50$ の魔法性を検証することは、元素の起源を明らかにするためにも重要な意味を持つ。本研究の目的は、 ^{78}Ni の魔法数保持による二重閉殻性やこの領域の中性子過剰核において殻構造が変化するメカニズムを明らかにし、魔法数がこの領域でも保持されているか実証することである。

1.1 偶偶核の低励起状態

原子核の魔法性は、陽子数と中性子数が共に偶数の原子核 (偶偶核) の低励起状態に現れることが良く知られている。図 1.2(a)、(b) は、それぞれ陽子数 (Z) に対して第一励起状態のエネルギー (E_1) と換算遷移確率 ($B(E2)$) をプロットした図 ([28] より引用) である。同様に、図 1.3 は、中性子数 (N) に対してプロットした図 ([28] より引用) である。魔法数である原子核は、閉殻構造を成して安定となり励起状態を作るのに大きなエネルギーが必要である。そのため、魔法数を持つ原子核では、第一励起状態のエネルギーが相対的に大きくなっている。また、魔法数を持つ原子核では、換算遷移確率が低くなる。偶偶核の基底状態は全て $J^\pi = 0^+$ であり、第一励起状態は、例外を除いて $J^\pi = 2^+$ である¹。そのために、第一励起状態への遷移は $E2$ 転移によって行われる。図 1.2、1.3 で、魔法数 (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) を持つ原子核の特徴が表れている。

¹ J : スピン、 π : パリティ

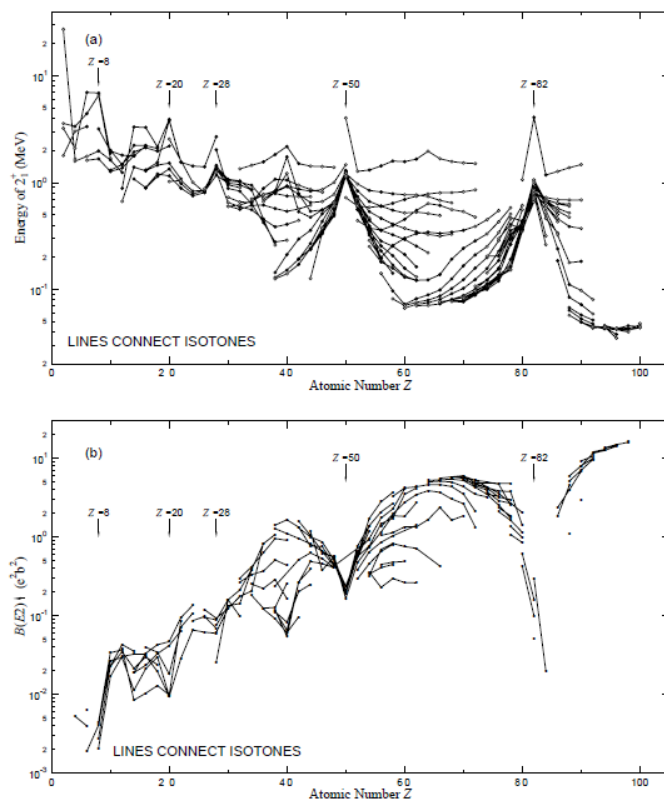


図 1.2: (a) 原子番号 (Z) に対する偶偶核の第一 2^+ 状態。(b) 原子番号 (Z) に対する偶偶核の換算遷移確率 $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [28]。

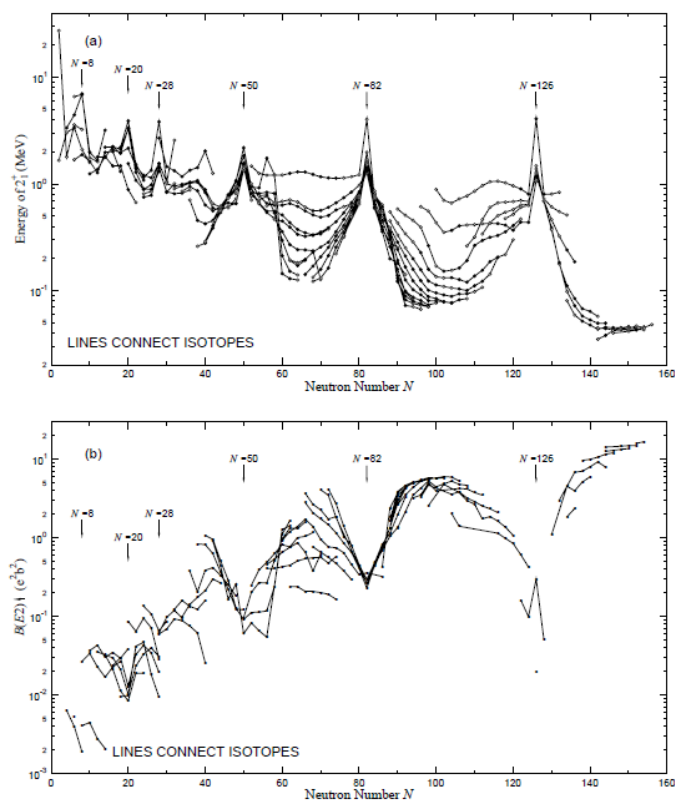


図 1.3: (a) 中性子数 (N) に対する偶偶核の第一 2^+ 状態。(b) 中性子数 (N) に対する偶偶核の換算遷移確率 $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [28]。

第一励起状態より高い励起状態を観測することにより、より詳細な原子核構造を明らかにすることが可能である。偶偶核の yrast 状態²の 2_1^+ と 4_1^+ のエネルギーの比 ($E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$) は、原子核の構造を明らかにするための重要な指標となる。図 1.4([29] より引用) に、中性子数 (N) に対する $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ を示す。 $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ の大きさが殻構造を初めとした核構造を反映して大きく変化しており、この性質を利用して、原子核の形状や励起状態のメカニズムを解釈することが出来る。

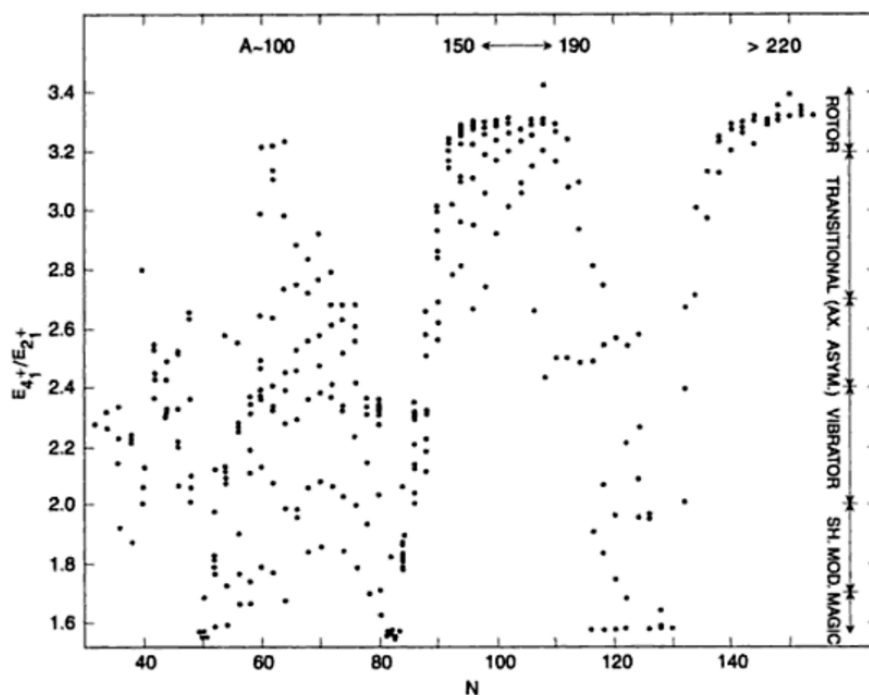


図 1.4: 中性子数 (N) が $N \geq 30$ 以上の原子核の $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ エネルギー比のプロット [29]。

図 1.5 に、原子核構造のモデルとそのモデルによる典型的なレベルスキームを示す。殻模型によって解釈される魔法数近傍の原子核は、閉殻の外の核子や空孔 (hole) によって励起状態が形成され、 $E_{4_1^+}/E_{2_1^+} < 2$ となることが知られている。一方、Bohr と Mottelson により提唱された集団模型により、集団運動による level scheme の取り扱いが可能となった [30]。球状の原子核で初めに現れる励起状態のモードは、表面振動である。表面振動による励起状態のエネルギーはボーズ粒子であるフォノンを導入し、調和振動子としてモデル化することにより次式で表される。

$$E = \hbar\omega \left\{ N_\lambda + \frac{3}{2} \right\} \quad (1.1)$$

N_λ : フォノン数

²与えられた角運動量で最も低いエネルギーの状態。

フォノン数 $N_\lambda = 0, 1, 2, \dots$ に対して励起エネルギーは、それぞれ $0(\text{ground state}), \hbar\omega, 2\hbar\omega, \dots$ となり、エネルギー準位は等間隔に現れる。また、変形核では、回転楕円体の対称軸に直角な軸の周りに回転することが期待される。したがって、量子化された剛体のこまの回転準位エネルギー (回転帯) が現れる。

$$E = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad (1.2)$$

I : 慣性能率 moment of inertia

したがって、 $J=2$ と $J=4$ のエネルギーの比は、 $E(4)/E(2) = 3.33\dots$ となる。

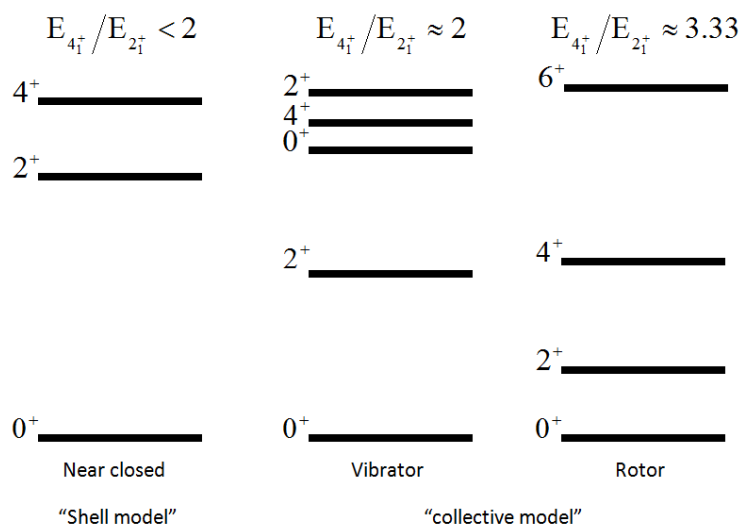


図 1.5: 偶偶核における典型的なレベルスキーム。

1.2 本研究の目的

1.2.1 ^{78}Ni 近傍の原子核構造

近年の加速器技術の発展により、重い質量数 $A \approx 80$ で、 $A/Z = 3$ に迫るエキゾチックな原子核を生成することが出来るようになり、未だ明らかになっていない重い中性子過剰な原子核の構造について研究することが可能となった。本研究では、低励起状態のエネルギーを測定することにより ^{78}Ni 近傍の原子核構造の解明を目指した。 β 安定線の近傍の原子核で検証されている魔法数 $Z = 28$ と $N = 50$ で構成される二重魔法数 ^{78}Ni は、 β 安定線から遠く離れた中性子過剰核である。そのため、殻ギャップが変化し魔法数 $Z = 28$ と $N = 50$ による ^{78}Ni の二重魔法性が消失している可能性がある。 ^{78}Ni の原子核構造を明らかにするために、実験 [31, 32, 33] や理論 [34, 35] からのアプローチによる検証が行われてきた。 ^{78}Ni を構成する核子の陽子数 $Z = 28$ と中性子数 $N = 50$ の従来の魔法数に関して、それぞれの魔法数が ^{78}Ni 近傍で保たれているか [36, 37, 38, 39, 40, 41]、もしくは消失や弱体しているか [42, 43, 44, 35, 45] を明らかにするために、検証がなされている。しかし、 ^{78}Ni に関する魔法性を直接的に明らかにした証拠は報告されていない。さらに、原子核の構造を研究する上で重要となる中性子過剰な領域での中重原子核の構造を明らかにすることにより、鉄より重い元素の合成過程に関わる r プロセスの経路 [26] を明らかにするためにも、第一待機点である $N = 50$ の中性子過剰な原子核において、この魔法性を検証することが求められている [27]。中性子過剰な原子核での従来の魔法数 $Z = 28$ と $N = 50$ の魔法性を検証し、二重魔法数を持つ中性子過剰核 ^{78}Ni における閉殻構造に変化が発現するかどうか、明らかにする。

1.2.2 励起状態のエネルギーの系統的な傾向

中性子過剰な同位体や同調体に対して系統的に励起状態のエネルギーを測定することにより、中性子過剰な原子核での殻構造の変化の振る舞いを明らかにする。図 1.6 に、 ^{78}Ni 近傍の原子核の第一励起状態 2_1^+ のエネルギー ($E(2_1^+)$) を中性子数や陽子数に対してプロットした。図 1.6(a) より、Ni 同位体は従来の魔法数 $Z = 28$ で構成されており、Fe 同位体や Zn 同位体、Ge 同位体に比べて $E(2_1^+)$ が高くなるといった魔法性を示している。また、中性子数 $N = 50$ を持つ ^{80}Zn と ^{82}Ge で $E(2_1^+)$ が上昇していることが確認された [37, 46, 45]。図 1.6(b) のそれぞれの中性子数に対する同調体に着目すると、中性子数 $N = 50$ を持つ同調体の $E(2_1^+)$ が高くなっており、陽子数 Z が減っても魔法性が保たれていると思われる。また、陽子数 $Z = 28$ は従来の魔法数であり、同調体 $N = 40, 42, 44, 46, 48$ において良い閉殻となっていることが分かる。同様に、図 1.7 に示した $R_{4/2}$ 比でも中性子数 $N = 50$ や陽子数 $Z = 28$ を持つ原子核で魔法性が示されている。本研究では、 ^{78}Ni 近傍の原子核の低励起状態のエネルギーや寿命を測定することにより詳細な原子核の構造の情報を得て、さらに詳細な原子核構造の議論を行う。

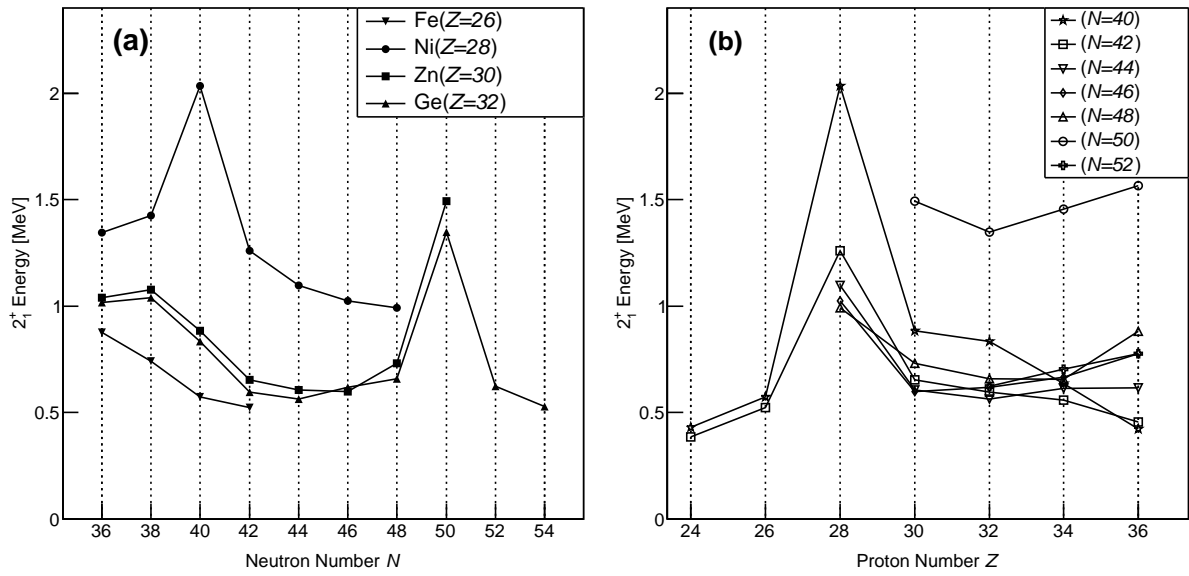


図 1.6: (a) 中性子過剰な Fe と Ni、Zn、Ge 同位体の第一 2^+ 状態のエネルギー。(b) 中性子過剰な中性子数 $N = 40, 42, 44, 46, 48, 50, 52$ の同調体の第一 2^+ 状態のエネルギー [47]。

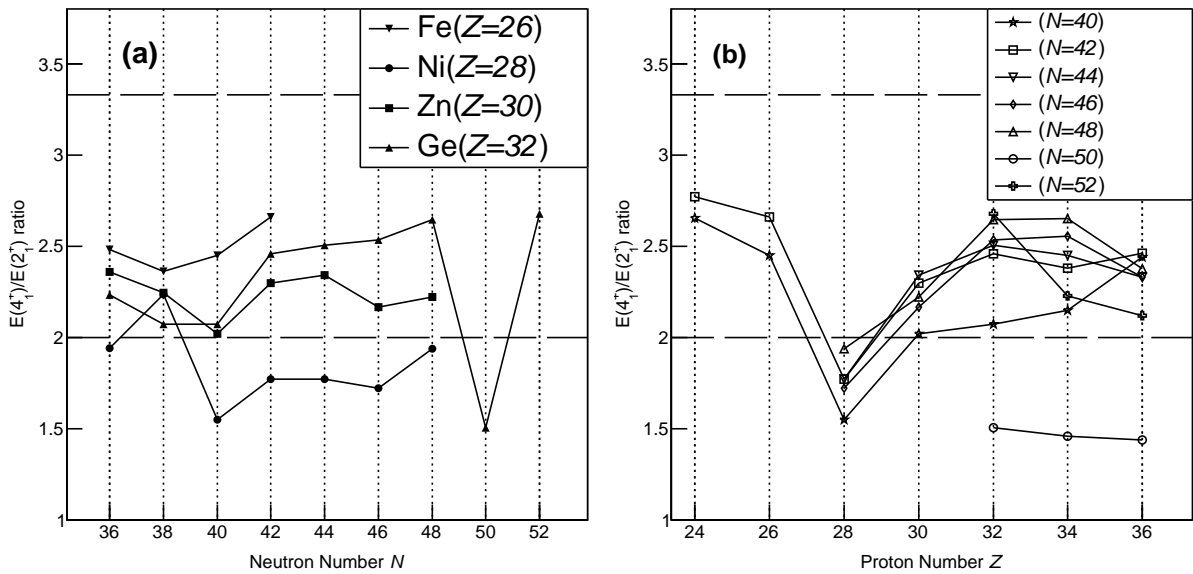


図 1.7: (a) 中性子過剰な Fe と Ni、Zn、Ge 同位体のエネルギー比 $E(4^+)/E(2^+)$ 。(b) 中性子過剰な中性子数 $N = 40, 42, 44, 46, 48, 50, 52$ の同調体のエネルギー比 $E(4^+)/E(2^+)$ [47]。

1.2.3 中性子過剰な原子核領域での陽子数による殻構造の変化

図 1.8 に、Cu 同位体での励起状態と、それぞれの励起状態における主な配位を示す [48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55]。 $\pi(f_{5/2})^1$ 配位を主とする状態が中性子過剰になるにつれて、励起状態のエネルギーが減少している。Flanagan らによって Cu 同位体の基底状態のスピンの ^{73}Cu と ^{75}Cu で逆転していることが報告された [48]。これは、大塚らによって予測された中性子過剰核での一粒子準位エネルギー $\pi p_{3/2}$ と $\pi f_{5/2}$ が $N = 44$ と $N = 46$ で逆転することと一致していた [56]。 ^{78}Ni 近傍の中性子過剰核では、殻構造の変化が促され β 安定線近傍の原子核と構造が変化していると考えられる。 ^{78}Ni 近傍の原子核構造を明らかにすることにより、この中性子過剰核での殻構造変化のメカニズムを明らかにすることを目指す。

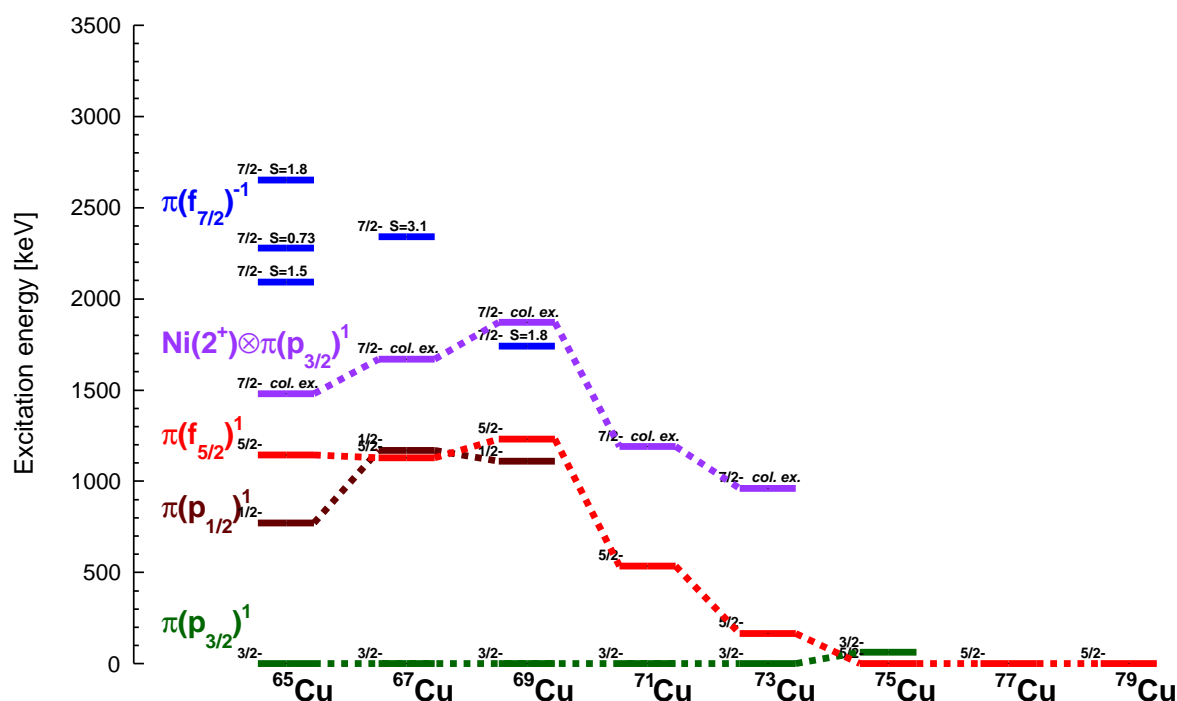


図 1.8: Cu 同位体の励起状態のエネルギーと各励起状態の主な配位。

1.2.4 ^{80}Zn の原子核構造

本研究では、特に ^{78}Ni に陽子 2 個を加えた ^{80}Zn の構造に特に焦点を当てた。Van de Walle らによって、 ^{80}Zn の第一励起状態が観測された [36, 37]。Van de Walle らは、クーロン励起により、 $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ [$\equiv B(E2 \downarrow)$] を求め殻模型計算と比較を行った。他の Zn 同位体と比べて、 $E(2_1^+)$ が高くなっていることが明らかになった。また、 $B(E2)$ は殻模型計算との比較により、 $Z = 28$ の芯偏極が強く生じている可能性があること報告した。しかし、 ^{80}Zn に関する情報はその精度も含めて未だ十分とは言えず、 ^{80}Zn の構造は未

だ明らかになっていない。 ^{78}Ni の次の偶偶核である ^{80}Zn の核構造解明を通じて、 ^{78}Ni を含めた近傍の原子核の構造を明らかにする重要な手掛かりを得ることが本研究の狙いである。

第2章 実験

この章では、 β 安定線から遠く離れた中性子過剰核の低励起状態のエネルギーを観測するために行った実験について説明する。本実験の目的は、 ^{78}Ni 近傍の原子核の低励起状態のエネルギー観測であるため、対象とする ^{78}Ni 近傍の原子核の収量を稼ぎ生成することが出来るウランの核分裂反応 (fission reactions) を用いた方法を採用した。低励起状態のエネルギー観測には、厚い標的を使用することで収量を稼ぐことが可能であり、第一励起状態より高い状態にも比較的大きな反応断面積を持つ入射核破碎反応 (Projectile Fragmentation reactions) によるインビームガンマ線核分光法 (In-beam γ -ray spectroscopy method) を採用した。

2.1 実験手法の概要

2.1.1 不安定原子核の生成

β 安定線から遠く離れた不安定原子核を生成する方法として、Radioactive Isotope (RI) ビームを用いた手法が開発され、数十年間に渡り利用されてきた。RI ビームの生成には、入射核破碎反応や核分裂反応を利用した手法がある。これらの手法では、加速された安定核ビームを生成標的に入射して物理的手法に基づいて、RI ビームを生成する。この手法は主に LBL、RIKEN、MSU、GANIL、GSI など世界各地の加速器を有する研究所で行われている。この手法の特徴は、飛行中に粒子を測定するため、寿命の短い不安定核でも測定することが可能であり、物理的手法のため様々な原子核を生成することが可能である。しかし、生成標的との反応のために反応断面積は小さく、生成される RI ビームの強度は低く、散乱によってエミッタンスも大きくなる。本実験では、より陽子と中性子の数の比が大きく異なり、中性子ドリップラインに近い生成率が低い ^{78}Ni 近傍の原子核を対象とするため、収量を稼ぐことが出来る入射核破碎反応 (projectile fragmentation reaction) を採用した。この手法は、LBL で 1970 年代に確立され、その後の様々な開発、発展を経て現在の不安定原子核の実験研究の可能性を飛躍的に拡大させるに至っている。

2.1.2 励起状態の観測方法

原子核構造を調べる際に、その原子核の励起状態を調べることは非常に有効であり、励起状態のエネルギーや寿命はその原子核の構造を研究するための重要な手掛かりとなる。入射核破碎反応で生成された原子核の励起状態を調べる方法では、束縛原子核において励起状態から脱励起する際のガンマ線を測定するこ

とにより、励起状態のエネルギーや寿命を観測することが出来る。入射核破砕反応によって不安定核を生成し束縛原子核からの励起状態からのガンマ線を測定する方法にはいくつかの手法がある。そのうち in-beam γ -ray spectroscopy と β - γ decay による脱励起ガンマ線の測定が良く確立されている。インビームガンマ線核分光法 (In-beam γ -ray spectroscopy) は、RI ビームを用いて再び標的に照射して非弾性散乱や核変換による反応により励起状態からの脱励起ガンマ線を測定する方法である。そのために、反応後に再び粒子の識別を行う必要がある。この手法の特徴は、反応チャンネルを決定することができ、標的の種類によっては反応理論が整っていることである。しかし、この手法では飛行中の原子核からのガンマ線を測定するために、ドップラー効果によるガンマ線のエネルギーのシフトが生じ、エネルギー分解能が劣化する。一方で、 β 崩壊 (β - γ decay) を利用した手法は、RI ビームをストッパーに照射し一度対象の粒子を止める。その後、 β 崩壊による核変換により遷移した状態からのガンマ線を測定する手法である。この手法は、RI ビームを止めるためにエネルギー分解能に優れ正確なレベルスキームを組むことが出来る。しかし、 β 崩壊により遷移した原子核を測定するため、対象の原子核よりも生成率が低い原子核を生成する必要がある。本実験では、生成率が低く β 安定線から遠く離れた ^{78}Ni 近傍の原子核の励起状態の観測が目的であるため、より効率よく β 安定線から離れた原子核の励起状態からの脱励起ガンマ線を測定することが出来るインビームガンマ線核分光法を採用した。

2.2 実験概要

本実験は、理化学研究所に建造された Radioactive Isotope Beam Factory (RIBF) で行われた [57, 58]。図 2.1 に実験施設 RIBF の全体図を示す。中性子過剰核である ^{78}Ni 近傍の原子核の励起状態を研究するために、ウランを用いた飛行核分裂によって RI ビームを生成し、再度、核破砕反応を用いたインビームガンマ線核分光法により対象の原子核の励起状態のエネルギーを測定した。図 2.2 に、本実験での RIBF で行われた二段階反応によるインビームガンマ線核分光実験の概要を示す。

^{78}Ni 近傍の原子核を測定するために、 ^{238}U を多段加速器により 345 MeV/nucleon まで加速させ、ベリリウムの生成標的に照射し、核分裂反応によって RI ビームを生成した。飛行核分裂反応によって、様々な粒子が生成されるため、BigRIPS [59] を用いて対象となる原子核を分離した。BigRIPS では、生成された粒子を止めることなく飛行中に分離及び識別することが可能である。この分離・識別された RI ビームを再びビームライン上に設置されたベリリウムの反応標的に照射することにより入射核破砕反応を起こさせた。核破砕反応によって生成された残留粒子から脱励起する際のガンマ線をガンマ線検出器 DALI2 [60] で測定した。この残留粒子は、ZeroDegree スペクトロメータ [59] を用いて識別した。検出器は BigRIPS と ZeroDegree スペクトロメータに設置されたビームライン上の検出器と反応標的の周りに設置されたガンマ線検出器 DALI2 で構成され、そのデータは同期してイベント毎に取得した。

本実験は、2011 年 11 月 4 日から 12 月 12 日に渡って行われた。測定時間は、144 時間であり 12 時間ごとに ^{88}Y 線源を用いてガンマ線検出器 DALI2 の較正を行った。表 2.1 に、実験状況を示す。

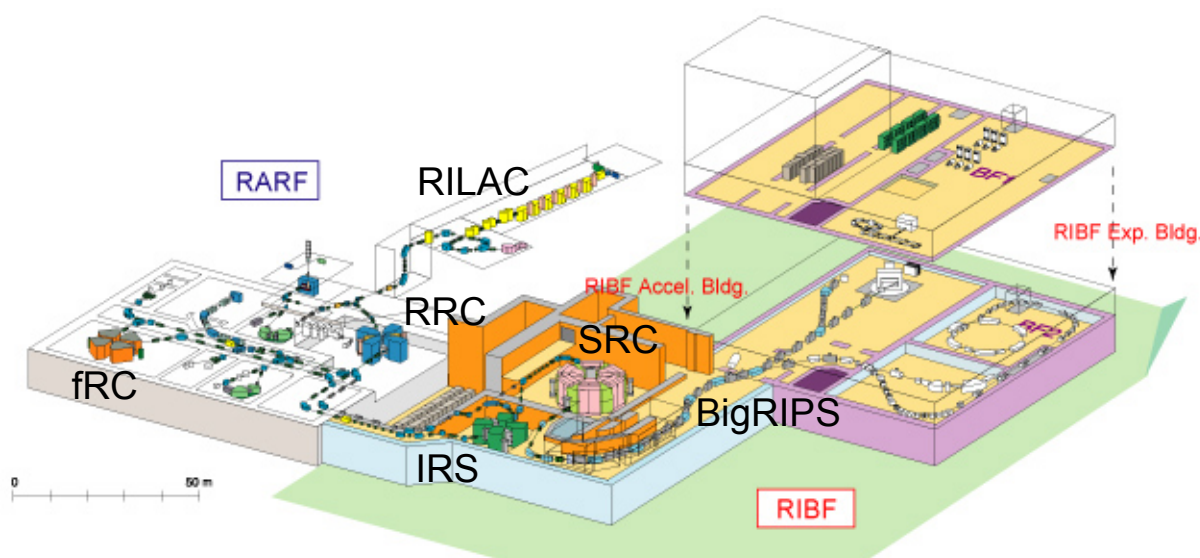


図 2.1: Radioactive Isotope Beam Factory (RIBF) の全体図 [58].

表 2.1: 実験のビーム設定と状態の一覧表。

Primary beam	$^{238}\text{U}^{86+}$	345 MeV/nucleon
Production target	beryllium	925 mg/cm ²
Reaction target	beryllium	1889 mg/cm ²
Data storage time	144 hours	
Calibration data	30 min/12 hours	

2.3 加速器

β 安定線から遠く離れた不安定核を生成し、より効率良く測定するために、粒子を光速の約 7 割まで加速させることが出来る理化学研究所に建造された多段式加速器を使用した。RI ビーム生成のためには、100 MeV/u 以上の高エネルギーが求められる。また、RI ビーム生成時に散乱及び分裂による運動量と角度による広がりを実験室系で抑えるために、高い入射エネルギーが要求される。 β 安定線から遠く離れた不安定核は、原子核反応による生成率が低いため、大強度の第一次ビームが要求される。RIBF では、線形加速器 (RILAC2) と理研リングサイクロトロン (RRC)、固定加速周波数型リングサイクロトロン (fRC)、中間段リングサイクロトロン (IRC)、超電導リングサイクロトロン (SRC) の加速器を多段的に組み合わせることによって、 ^{238}U を 345 MeV/u まで加速させる [58]。本実験中での ^{238}U ビームの強度は、平均して 2 pnA 程度であった。図 2.3 に、RIBF での多段式加速器システムの概要を示す [61]。

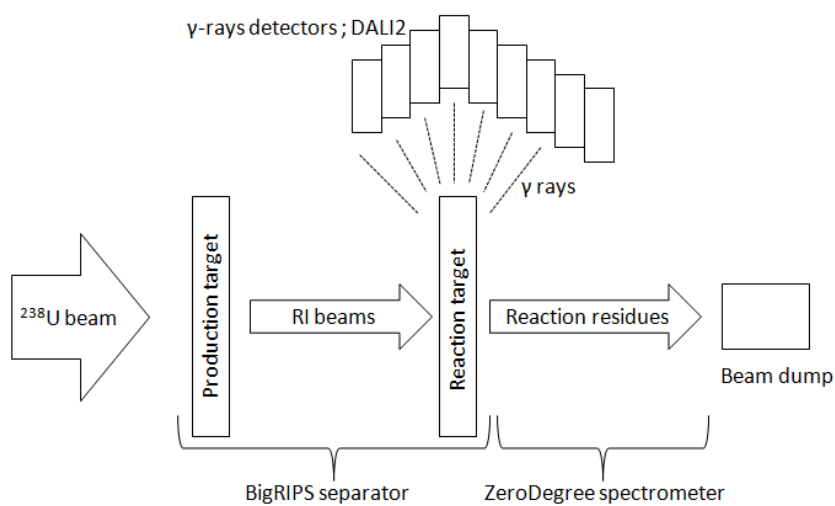


図 2.2: 二段階反応によるインビームガンマ線核分光実験の概要図。

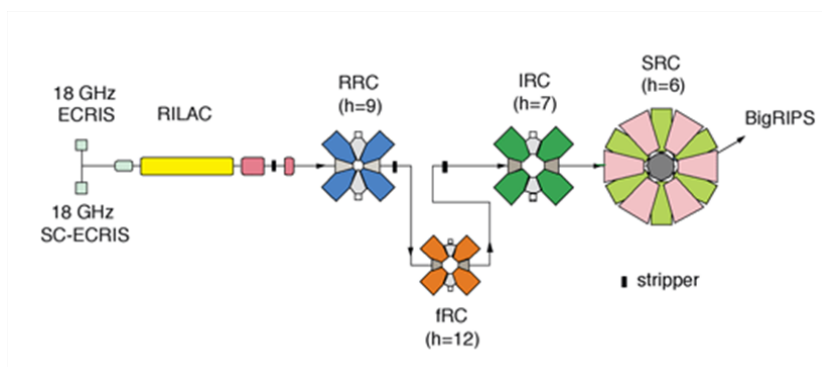


図 2.3: RIBF での多段階加速器システムの概要 [61]。

2.4 RIBF のビームライン

RIBF での生成標的後のビームラインは BigRIPS と ZeroDegree スペクトロメータ [59] で構成されている。図 2.4 に RIBF のビームラインの全体図を示す。ビームラインの全長は約 100 m である。図 2.4 での、F はビームライン上のビームの焦点面、D と STQ は、それぞれ双極電磁石と三連四重極電磁石を示す。各焦点面の前後に設置された STQ によって、ビームは運動量や角度の分散・収束を行う。双極電磁石を用いてビームを曲げることによって、磁気剛性 ($B\rho$) による対象の粒子の分離が可能である。表 2.2 にビームラインに配置された検出器やディグレーダ及び標的を示す。本実験では、RI ビーム生成のための生成標的と励起状態を起こすための反応標的の 2 つを使用する二段階反応を利用した。ビームライン上に設置されたディグレーダやスリットは、生成された粒子を分離するために使用された。粒子の速度を測定するために、プラスチックシンチレータを使用し粒子の飛行時間を測定した。粒子の位置や角度の測定には、delay-line Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) 検出器 [62] を使用した。粒子のエネルギー損失は、Ionization Chamber (IC) [63, 64] で測定した。各検出器については、後で詳しい説明を行う。2.4.1 節と 2.4.2 節で各ビームラインの詳しい説明を行う。

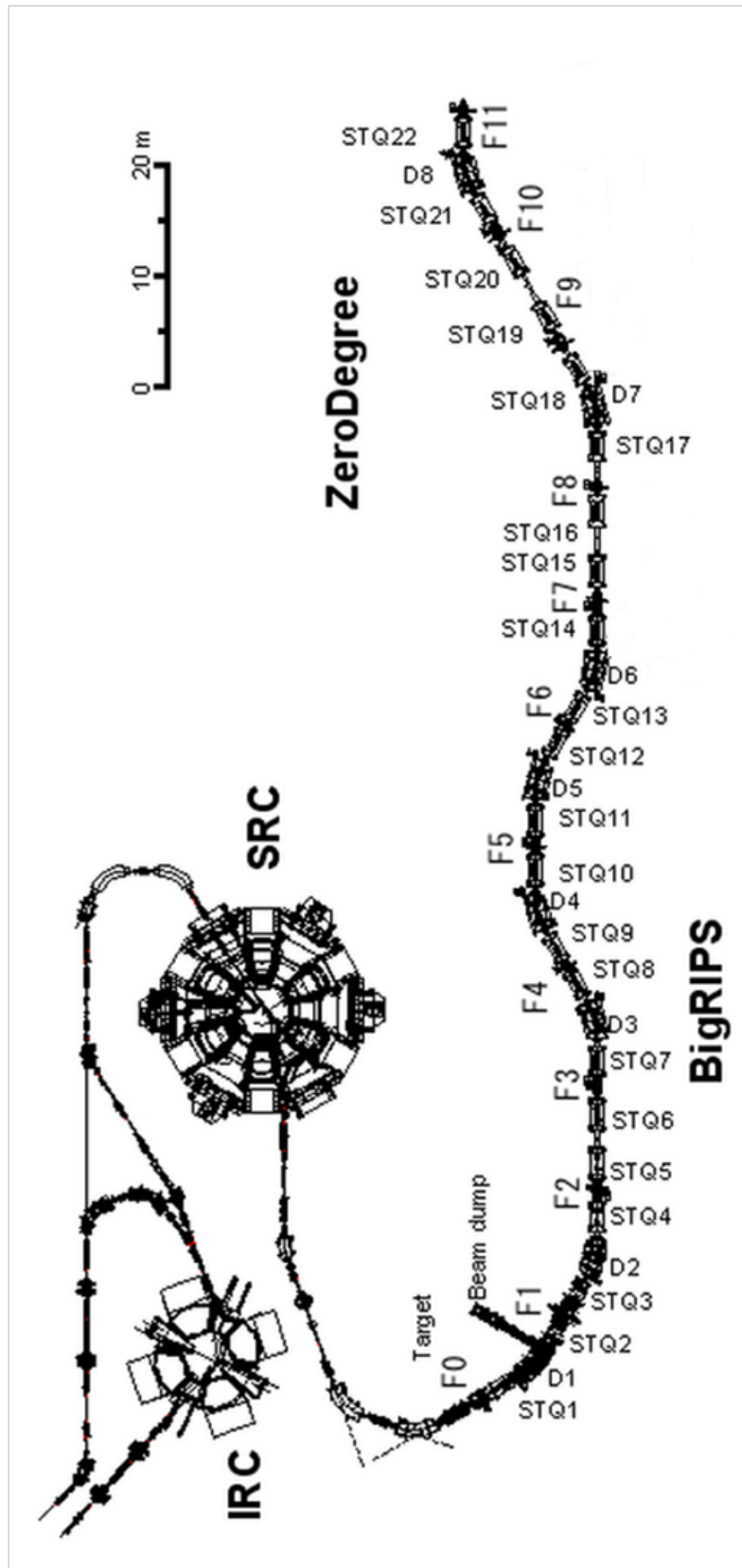


図 2.4: F0 から F7 までの BigRIPS と、F8 から F11 までの ZeroDegree スペクトロメータで構成された RIBF のビームラインの全体図 [61, 59]。

表 2.2: ビームライン上に設置された検出器とディグレーダ及び標的の一覧表。

Focal plane	Insert	material	thickness	size (X x Y)	Opening (H)	type
F0	Production target	Be	925 mg/cm ²			
F1	Slit				+ 64.2 mm	
F2	Degrader	Al	6 mm (7.310 mrad)			Wedge-shaped
	Slit				+ 7.0 mm	
F3	Plastic scintillator		0.2 mm	120 mm x 100 mm		
	D-PPAC 1			150 mm x 150 mm		
	D-PPAC 2			240 mm x 150 mm		
F5	D-PPAC 1			240 mm x 150 mm		
	D-PPAC 2			240 mm x 150 mm		
F7	D-PPAC 1			240 mm x 150 mm		
	IC					
	D-PPAC 2			150 mm x 150 mm		
	Plastic scintillator		0.2 mm	120 mm x 100 mm		
F8	D-PPAC 1			240 mm x 150 mm		
	Plastic scintillator		0.2 mm	120 mm x 100 mm		
	D-PPAC 2			240 mm x 150 mm		
	Reaction target	Be	1889 mg/cm ²	ϕ 38 mm		
	DALI2	Nal(Tl)		(Outside of the beam line)		
	D-PPAC 3			240 mm x 150 mm		
F9	D-PPAC 1			240 mm x 150 mm		
	D-PPAC 2			240 mm x 150 mm		
F10	D-PPAC 1			240 mm x 150 mm		
	D-PPAC 2			240 mm x 150 mm		
F11	D-PPAC 1			240 mm x 150 mm		
	Plastic scintillator		0.2 mm	120 mm x 100 mm		
	D-PPAC 2			240 mm x 150 mm		
	IC					

2.4.1 BigRIPS separator

表 2.3 に詳しい BigRIPS の仕様を示す。BigRIPS は、飛行分裂反応で使用されることを想定し、大口径で設計され運動量アクセプタンス 6 % と角度アクセプタンス 80 mrad (水平) と 100 mrad (垂直) を持ち、二段階のステージで構成されている。本実験では、F0 から F2 までの第一ステージでは RI ビームの生成・分離を行い、F3 から F7 までの第二ステージではビームライン上に設置された検出器群を使用することで粒子を識別した。本実験で運用した BigRIPS のイオン光学は、F1 と F5 で運動量分散焦点面¹、F2、F3 と F7 がアクロマティック焦点面²となるように設定した。

表 2.3: BigRIPS の構成。

Total path length (F0-F7)	77 [m]
Degrader type	Wedge @F1
Angular acceptance	Horizontal : 80 [mrad] Vertical : 100 [mrad]
Momentum acceptance	6 [%]
Momentum dispersion	-23.1 [mm/%]
Momentum resolution [dx=1mm]	First stage : 1290 Second stage : 3300
Focal plane	F1 : momentum dispersive F2, F3 : achromatic F4, F5, F6 : momentum dispersive F7 : doubly achromatic

RI ビームは、加速された一次ビームを F0 に設置した生成標的に照射することで、飛行核分裂反応によって生成した。生成された RI ビームを F1 まで輸送し、双極電極電磁石 D1 で曲げ、F1 に設けられたビームダンプとスリットによって分離した。双極電極磁石中での粒子の軌道は磁気剛性によって異なり、以下の式で表される。

$$B\rho = \frac{A}{Q} \frac{m_0 c \beta \gamma}{e} \quad (2.1)$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$$

A : 粒子の質量

Q : 粒子の価数

m_0 : 統一原子質量単位 [u]

β : 粒子の相対速度

¹粒子の運動量ごとに収束している焦点面

²粒子の運動量の広がり起因する位置と角度の広がりを持たない焦点面

粒子の速度が一定ならば、 A/Q の違いによって磁気剛性が異なるので、垂直磁場に対して水平方向での分離が可能である。運動量と磁気剛性関係は次式で表される。

$$p = QeB\rho \quad (2.2)$$

粒子の中心軌道からの運動量のずれ (δ) は、

$$\delta = \frac{p - p_0}{p_0} = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}. \quad (2.3)$$

p_0 : 中心軌道の運動量 [MeV/c]

$B\rho_0$: 中心軌道の磁気剛性 [Tm]

となる。F1 は運動量分散焦点面であるので、粒子の運動量によって収束する焦点面での水平位置 (x) が異なり、

$$x = (x|\delta)\delta \quad (2.4)$$

$(x|\delta)$: 運動量分散 [mm/%]

となる。ここで、F1 での運動量分散は、-23.1 mm/%である。F1 でスリットを用いて水平位置による粒子の選択が可能である。F1 までの分離では、 A/Q の比が同じ粒子は分離することが出来ないので、F1 のスリットの後に、ディグレーダを設置して原子番号 (Z) による物質中のエネルギー損失の違いから A/Q の比が同一の粒子を分離した。ディグレーダ通過後の粒子を D2 で再度曲げることによって分離した。これらによって、F1 と F2 間で $A^{2.5}/Z^{1.5}$ での分離が可能となる [65]。F1 では、粒子の運動量ごとに位置がずれているので、くさび型のディグレーダを使用した。くさび型のディグレーダを用いることによって、前後で粒子の運動量のずれ (δ) を変化させずに粒子を通過させることが出来る (図 2.5 参照)。BigRIPS の第一ステージにおける粒子分離の概要を図 2.6 に示す。

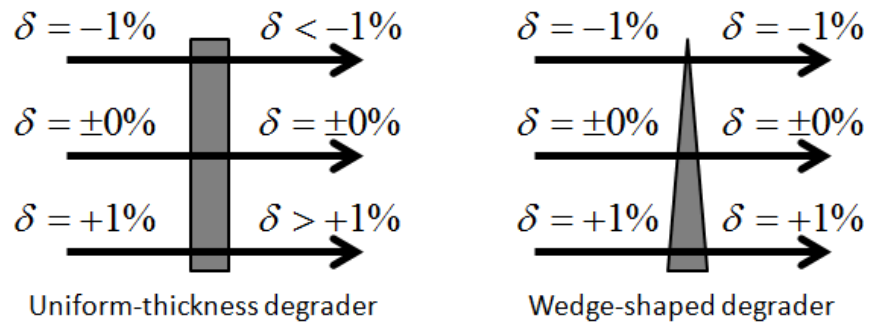


図 2.5: (左) 一様厚ディグレーダ。 (右) くさび型ディグレーダ。

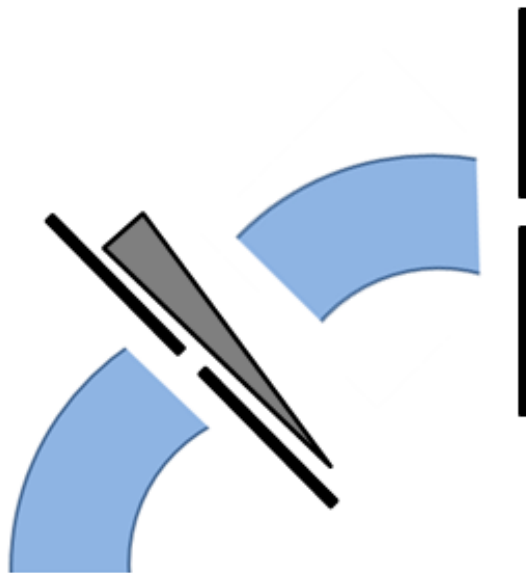


図 2.6: BigRIPS の第一ステージでの粒子分離の概念図。

BigRIPS の F3 から F7 までの第二ステージでは、分離した粒子を反応標的まで輸送し、粒子を飛行中で識別することが可能である。本実験では、粒子の速度及び各焦点面での粒子の位置と角度、双極電磁石の磁場、IC 中での粒子のエネルギー損失を測定し粒子の識別を行った。F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレータによって粒子の飛行時間 (Time of Flight: ToF) を測定し、粒子の速度を導出した。また、F3 と F5 と F7 に設置された PPAC 検出器で粒子の焦点面における位置と入射角度を測定し、この情報を用いて、粒子の軌道を導出し、双極電磁石へ入射する粒子の位置と角度の影響を考慮して $B\rho$ の値を再構築した。 $B\rho$ の再構築については、3.1.2 節にて詳しい説明を行う。粒子の電荷量を測定するために、IC を用いて粒子のエネルギー損失を測定した。これらの測定した値を用いて、ToF- $B\rho$ - ΔE 手法により、イベントごとに生成・分離された粒子を識別した。粒子の識別方法については 3.2 節で詳しく説明する。測定された粒子は、F8 に設置された反応標的まで輸送され、再度標的に照射することにより入射核破碎反応を促した。本実験では、中心軌道の粒子を ^{79}Cu となるようにイオン光学を最適化した。その際に用いられた各双極電磁石の $B\rho$ 値を表 2.7 に示す。

2.4.2 ZeroDegree スペクトロメータ

ZeroDegree スペクトロメータは F8 から F11 までで構成される。表 2.4 に ZeroDegree スペクトロメータの仕様を示す。ZeroDegree スペクトロメータは BigRIPS と同様に、反応によるビームの広がりをカバーするために、大口径で設計されており、運動量アクセプタンス 6 % と角度アクセプタンス 90 mrad (水平)、60 mrad (垂直) を持つ。ZeroDegree スペクトロメータでは、BigRIPS で生成された RI ビームを F8 に設置されたベリリウム反応標的に照射し、入射核破砕反応によって対象となる原子核の励起状態へと遷移させた。励起状態から脱励起する際に放出されるガンマ線を F8 の反応標的が設置されたビームパイプを取り巻くガンマ線検出器 DALI2 で観測した。入射核破砕反応によって生成された残留粒子は、ビームラインの最下流に設置されたビームダンプまで輸送された。F8 に設置された反応標的で反応した後の残留粒子は BigRIPS と同様の ToF- $B\rho-\Delta E$ 手法を用いて飛行中に識別された。ToF は F8 と F11 に設置されたプラスチックシンチレータで測定した。BigRIPS と同様に、F8、F9、F11 に設置された PPAC によって、粒子の軌道を導出し、 $B\rho$ の再構築を行った。F11 で大気中に設置された IC によって、輸送された残留粒子のエネルギー損失を測定した。ZeroDegree スペクトロメータでは、 ^{78}Ni が中心軌道となるようにイオン光学を最適化した。表 2.7 に設定した $B\rho$ を示す。

表 2.4: ZeroDegree スペクトロメータの構成。

Total path length (F8-F11)	36 [m]
Angular acceptance	Horizontal : 90 [mrad] Vertical : 60 [mrad]
Momentum acceptance	6 [%]
Momentum Dispersion	22.4 [mm/%]
Momentum Resolution [dx=1mm]	1240
Focal plane	F8 : achromatic F9, F10 : momentum dispersive F11 : doubly achromatic

2.5 標的

表 2.4 に本実験で使用した RI ビーム生成のための生成標的と入射核破砕反応を促すための反応標的の仕様を示す。入射核破砕反応より発生する脱励起ガンマ線の収量が多くなるように本実験では、厚い標的を使用した。インビームガンマ線核分光法では、ドップラー効果によってガンマ線を放出する粒子の速度とビーム軸に対するガンマ線の放出角度によってエネルギーが変化する。このため、粒子の速度の不確かさとガンマ線の放出位置によるドップラー補正の影響を考慮した上で標的の厚さが 2 g/cm^2 のものを使用した。ドップラー補正については 3.4.3 節で詳しい説明を行う。F8 に設置された反応標的を、図 2.7 に示した標的ホルダーによって固定した。このホルダーの素材は、デルリンである。図 2.8 に F8 を横から見た図を示す。

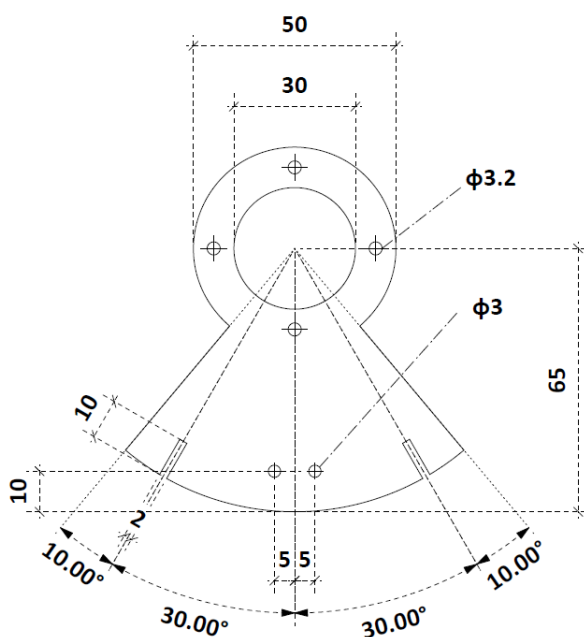


図 2.7: 反応標的のホルダー。

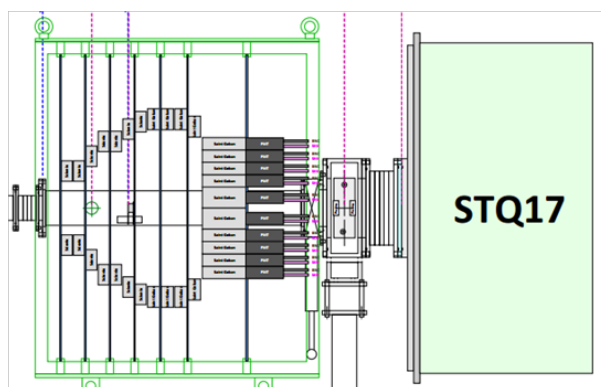


図 2.8: F8 を横から見た図。

2.6 設置した検出器

表 2.4 に、本実験で使用した検出器とビームライン上に設置した物質を示す。2.6.1 節で、F3 と F7、F8、F11 に設置されたプラスチックシンチレータについて説明する。2.6.2 節は、F3 と F5、F7、F8、F9、F11 に設置された PPAC 検出器について説明する。2.6.3 節では、F7 と F11 に設置された IC について説明する。2.6.4 節では、F8 の反応標的の周りをカバーするように設置された DALI2 検出器について説明する。

2.6.1 プラスチックシンチレータ

F3 と F7、F8、F11 のビームライン上にプラスチックシンチレータを設置した。本実験で使用したプラスチックシンチレータの仕様を表 2.5 に示す。プラスチックシンチレータで発生した光子の観測には、プラスチックシンチレータ左右に取り付けられた光電子増倍管 (PMT) を用いて測定した。粒子の入射位置により光子が PMT に到達する時間が異なるため、粒子の通過時間は、両端の PMT の時間の平均を採用した。また、左右の PMT へ到達する光の減衰より粒子の入射位置を測定することが出来る。プラスチックシンチレータは、時間分解能に優れるため粒子の ToF を測定することに適している。本実験では、F3 と F7 間の ToF と、F8 と F11 間の ToF をプラスチックシンチレータを用いて測定した。また、プラスチックシンチレータで粒子が通過した際の光量を測定し、エネルギー損失を観測した。プラスチックシンチレータでのエネルギー損失による運動量の広がりを軽減するために、薄い厚さのプラスチックシンチレータを使用した。

表 2.5: プラスチックシンチレータの仕様。

Installed location	F3, F7, F8, and F11
Thickness	0.2 mm
Width	120 mm
Density	1.02 g/cc
Wavelength of max emission	435 nm
Refractive Index	1.58
H:C ratio	1.109

2.6.2 Delay-line Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC)

ビームライン上の粒子の軌道を観測するために PPAC [62] を使用した。PPAC を、F3 と F5、F7、F8、F9、F11 のビームライン上に設置した。PPAC は、粒子の位置を位置分解能 0.5 mm 程度で測定が可能である。図 2.9 に、PPAC の概要図を示す。PPAC は x、y 軸方向の位置を測定するための X 面と Y 面のカソードとアノードの 3 枚で構成されている。カソードは 2.4 mm ピッチのストリップが貼られており delay line に接続されている。両端の読み出しから時間差を測ることにより、粒子が通過した位置を測定するこ

とが出来る。PPAC は封入したガスの電離電子のアバランシェを利用することで増倍した信号を測定する。封入ガスには、 C_3F_8 を使用した。粒子の入射角度を測定するために 2 台以上の PPAC を用いて粒子の軌道をトラッキングした。37.4 mm 間隔で設置したダブル PPAC を各焦点面で 2 台使用した。したがって、各焦点面で 4 台の PPAC を設置した。

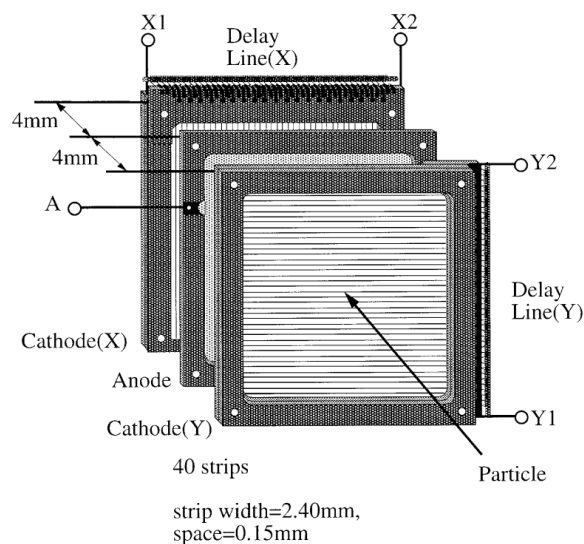


図 2.9: PPAC 検出器の概要図 [62]。

2.6.3 Ionization Chambers (IC)

粒子のを電荷量を測定するために IC を F7 と F11 に、それぞれ設置した。図 2.10 に、F7 と F11 に設置された IC の概要図を示す。IC は、封入された P_{10} ガス³ が入射粒子によってイオン化された電離電子を測ることで、IC 中での粒子のエネルギー損失を測定する。IC は、12 個のアノードと 13 個のカソードが交互に取り付けられている。ガスを閉じ込めるため、IC の窓には厚さ $4\ \mu\text{m}$ のマイラー膜が前方と後方に貼られ、F7 と F11 に設置された IC の窓の大きさは、それぞれ $232\ \text{mm}\phi$ と $260 \times 170\ \text{mm}^2$ である。

³Ar 10% and CH_4 90 %

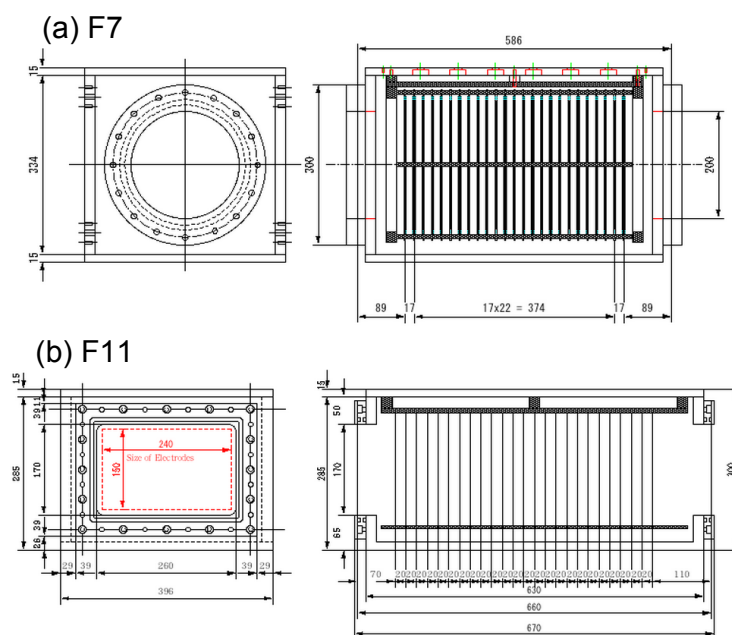


図 2.10: IC の概要図。

2.6.4 Detector Array for Low Intensity radiation 2 (DALI2)

F8 に設置された反応標的との反応後の残留粒子からの脱励起ガンマ線を測定するために、ガンマ線検出器 DALI2 を使用した。DALI2 は、検出効率に優れるガンマ線検出器である。DALI2 を F8 の反応標的を取り囲むようにビームパイプの周りに設置した。図 2.11 に、F8 に設置された DALI2 の全体図を示す。DALI2 は 3 つのタイプの NaI(Tl) シンチレータ計 186 個から構成されている。DALI2 はビーム軸に対して、 18° – 148° をカバーする。また、残留粒子からのガンマ線以外のバックグラウンドを減らすためにアルミニウムで作られたビームパイプ厚 10 mm の周りに、錫 1 mm と鉛 1 mm の放射線防護シールドを取り付けた。表 2.6 に、DALI2 の仕様を示す。

表 2.6: DALI2 の仕様。

Crystal size	$80 \times 40 \times 160$	66 pieces
	$80 \times 45 \times 160$	88 pieces
	$61 \times 61 \times 122$	32 pieces
Total		186 pieces
Solid angle coverage	18° – 148°	
Angular resolution	8.8° (FWHM)	

NaI(Tl) は、ガンマ線との反応有効領域のボリュームを大きくすることが容易であり質量数も大きいため、ガンマ線に対する stopping power が Ge 検出器よりも優れている。186 個の NaI(Tl) を使用することに

より 1 MeV のガンマ線に対して Full Photo-peak Efficiency (FPE) が 10 % を達成した。シンチレータ検出器の典型的なエネルギー分解能は 1 MeV のガンマ線に対して 10 % 程度であり、半導体検出器の典型的なエネルギー分解能 1 % と比べると劣っている。しかし、本実験では、収量が少ないエキゾチックな原子核の励起状態のエネルギーを測定するため、ガンマ線の検出効率に優れた DALI2 検出器を採用した。また、光速の 60 % 程度で運動している残留粒子からのガンマ線はドップラー効果によって、ガンマ線のエネルギーが変化するので、残留粒子からのガンマ線のビーム軸に対するガンマ線の放出角度がドップラー効果の補正には必要とされる。ガンマ線の放出角度の分解能は検出器の大きさで制限され、平均して 8.8° (FWHM) である。ドップラー効果の補正については 3.4.3 節で詳しく説明する。

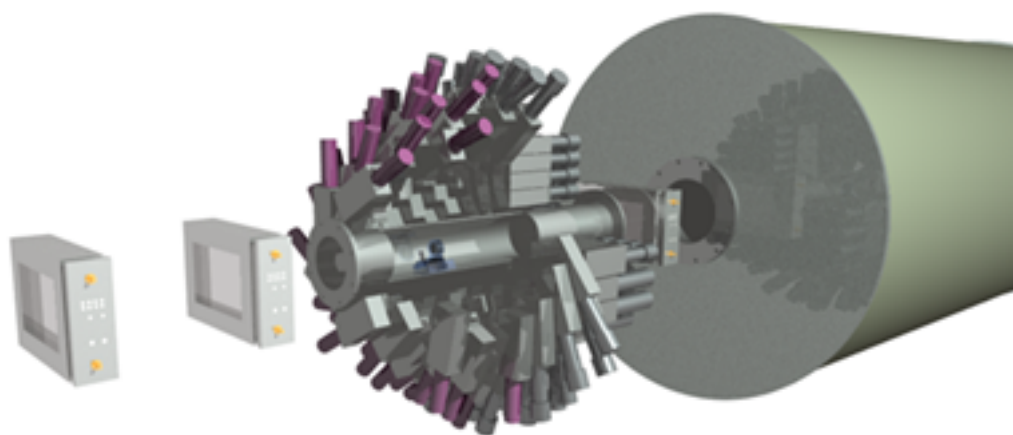


図 2.11: DALI2 検出器の全体図。

2.7 トリガーの設定

本実験での Data Acquisition (DAQ) システムに用いたデータ取得トリガーについて説明する。図 2.12 に、本実験で使用したトリガーのダイアグラムを示す。本実験では、3つのタイプのトリガーとして、BigRIPS 中でのプラスチックシンチレータで作られた Beam トリガーとガンマ線検出器 DALI2 で作られた Gamma トリガー、ZeroDegree 中でのプラスチックシンチレータで作られた ZDS トリガーを用意した。3つのトリガーの AND を取ったのものと Beam トリガーにダウンスケールしたトリガーを OR したものを実験で使用するトリガーとした。ダウンスケールファクターを $1/300$ とした。実験中のトリガーレートは平均 610 cps(count per second) であり、live time は平均で 86 % であった。

2.8 実験のセットアップ

本実験で用いたビームラインのセットアップを表 2.7 に示す。

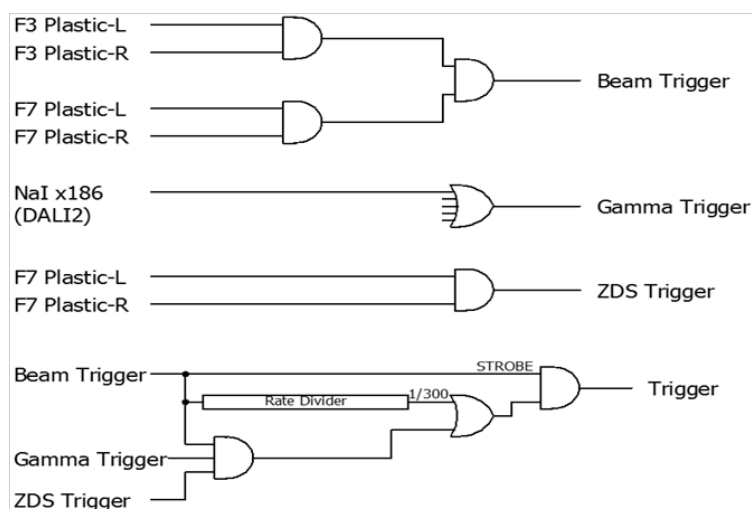


図 2.12: トリガーのダイアグラム。

表 2.7: 本実験で用いた実験セットアップの一覧。

First stage in the BigRIPS separator	
Primary Beam	$^{238}\text{U}^{86+}$ 345 MeV/nucleon
Production target	Beryllium 925 mg/cm ²
$B\rho_{F0-F1}$	7.57 Tm
Momentum Slit at F1	± 64 mm
$B\rho_{F1-F2}$	6.88 Tm
Slit at F2	± 7 mm

Second stage in the BigRIPS separator	
$B\rho_{F3-F4}$	6.86 Tm
Slit at F5	± 120 mm
$B\rho_{F5-F6}$	6.86 Tm

ZeroDegree spectrometer	
Reaction target	Beryllium 2 g/cm ²
$B\rho_{F8-F9}$	6.01 Tm
$B\rho_{F10-F11}$	5.99 Tm

第3章 データ解析

この章では、本実験で得られたデータの解析手順について説明する。本実験では、対象とする粒子からの脱励起ガンマ線を観測し、ガンマ線のエネルギーを測定することを目的とする。そのため、反応前の RI ビームの粒子の識別と反応後の粒子の識別及びガンマ線のエネルギースペクトル解析を行った。生成された RI ビームは、カクテルビーム¹であるため粒子をイベントごとに識別する必要がある。核破碎反応後の残留粒子も様々な核種が生成されるために粒子の識別が必要である。反応前の粒子の識別には BigRIPS 中の検出器を用いて行い、反応後の粒子の識別には ZeroDegree スペクトロメータを用いて行った。粒子の識別及びバックグラウンドの除去については、3.2 節で説明する。粒子識別したイベントに対応するガンマ線エネルギースペクトルの解析方法について説明する。本実験で用いたインビームガンマ線核分光法では飛行中での粒子から放出されるガンマ線を観測するために、ガンマ線のエネルギーはドップラー効果によって変化する。3.4 節では、ガンマ線エネルギーに対してドップラー効果の補正を施し、ガンマ線エネルギースペクトルのバックグラウンドの除去方法について説明する。

3.1 粒子識別のための測定

粒子識別のための解析手順について説明する。粒子識別のためには、粒子の速度 (β) や磁気剛性 ($B\rho$)、エネルギー損失 (ΔE) が必要とされる。これらの物理量をビームライン上の各焦点面に設置されたプラスチックシンチレータや PPAC、IC を用いて測定した。

3.1.1 粒子の速度 β

粒子の速度は、離れた焦点面に設置されたプラスチックシンチレータで粒子が通過した時間の差を取ることで導出した。反応前後で粒子識別を必要とするので、BigRIPS と ZeroDegree スペクトロメータ中でのそれぞれの粒子の速度を求めた。

ToF の測定

BigRIPS 中の ToF (ToF_{37}) は、F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレータで測定した。それぞれの焦点面での粒子が通過した時間は、プラスチックシンチレータの左右両端に取り付けられた PMT の時

¹複数の核種が混ざった状態のビーム

間を平均して求めた。F3 で粒子がプラスチックシンチレータを通過した時間 ($F3T$) は、

$$F3T = \frac{F3LT + F3RT}{2}. \quad (3.1)$$

$F3LT$: プラスチックシンチレータの左端に取り付けた PMT で取得した時間

$F3RT$: プラスチックシンチレータの右端に取り付けた PMT で取得した時間

として導出した。同様に、F7、F8、F11 での時間 ($F7T, F8T, F11T$) を求めた。取得した時間を用いて、BigRIPS と ZeroDegree スペクトロメータ中での ToF (ToF_{BRS}, ToF_{ZDS}) を導出した。 ToF_{BRS} は、F3 と F7 のプラスチックシンチレータで取得した時間差とし、 ToF_{ZDS} は、F8 と F11 のプラスチックシンチレータで取得した時間差とした。

$$ToF_{BRS} = F7T - F3T + T_{\text{offset}BRS} \quad (3.2)$$

$$ToF_{ZDS} = F11T - F8T + T_{\text{offset}ZDS} \quad (3.3)$$

$T_{\text{offset}BRS}$: F3 と F7 間の時間差のオフセット

$T_{\text{offset}ZDS}$: F8 と F11 間の時間差のオフセット

ここで、 $T_{\text{offset}BRS}$ と $T_{\text{offset}ZDS}$ は、それぞれ回路中での時間のずれを補正するものである。補正する値は、本実験の設定でビームラインの中心軌道を通る粒子が基準となるように算出して求めた ToF と実験データが一致するように見積もった。実験データでは、粒子はビームライン上を様々な軌道を取るので PPAC により各焦点面で中心位置と角度が 0° となるイベントを中心軌道の粒子として選択した。計算より見積もった ToF は、 $T_{\text{offset}BRS} = 240.2 \text{ ns}$ と $T_{\text{offset}ZDS} = 208.4 \text{ ns}$ であり、実験値がこの値と一致するように $T_{\text{offset}BRS}$ と $T_{\text{offset}ZDS}$ を補正した。

相対速度の導出

粒子識別やドップラー補正に用いる粒子の相対速度 (β_{BRS}, β_{ZDS}) を、

$$\beta_{BRS} = \frac{L_{BRS}}{ToF_{BRS} \times c} \quad (3.4)$$

$$\beta_{ZDS} = \frac{L_{ZDS}}{ToF_{ZDS} \times c} \quad (3.5)$$

c : 光速

L_{BRS} : F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレータ間の距離

L_{ZDS} : F8 と F11 に設置されたプラスチックシンチレータ間の距離

として導出した。本実験の設定で、粒子が中心軌道を通った場合の距離 L_{BRS} と L_{ZDS} は、それぞれ 46.98 m と 36.98 m である。

3.1.2 磁気剛性 $B\rho$

双極電磁石は、NMR を用いて磁力を測定し、磁気剛性は粒子軌道による補正を行って再構築した。粒子軌道は各焦点面に設置された PPAC により粒子の位置を測定して導出した。ここでは、PPAC の解析手順と $B\rho$ の粒子軌道による再構築の方法について説明する。

PPAC の解析

PPAC は粒子が通過した際に、電離からカソードの両端に取り付けられた読み出しからの信号の時間差によって位置を測定した。カソードの両端の時間 $TX1$ と $TX2$ より位置 x は次のように表される。

$$x = C_x \times (TX1 - TX2 + TX_{\text{offset}}) + x_{\text{offset}} \quad (3.6)$$

C_x : delay line 固有の計数 [mm/nsec]

T_{offset} : 回路による時間の遅れ

x_{offset} : PPAC の位置のずれ

ここで、 C_x は、delay line 固有の計数で、典型的な値は 1.2 mm/nsec 程度である。 T_{offset} と x_{offset} はそれぞれ、 $TX1$ と $TX2$ の回路で発生する時間の遅れと PPAC の設置した位置によるずれを補正するためのオフセットである。 T_{offset} は、X1 と X2 からパルス信号を入力して、その時間差より導出した。 x_{offset} は、セオドライト測量器によって中心位置からのずれを測り、オフセットとした。

PPAC では、同時に複数の粒子を検出した場合やデルタ線 (δ ray) を検出した場合には、粒子の位置を検出することができないため、このイベントを除去しなければならない。そこで、両端の時間を足した時間は検出した位置に依らず一定となることを利用して、両端の時間の和 (T_{sum}) を取ることによりイベントの除去を行った。

$$T_{\text{sum}} = TX1 + TX2 - 2 \times TA \quad (3.7)$$

TA : アノード信号の時間

アノード信号の時間 (TA) も考慮することにより、粒子の速度によらない T_{sum} を求めることが出来る。図 3.1 に T_{sum} のヒストグラムを示す。一定の T_{sum} 時間以外のイベントを除去した。

粒子軌道の算出

PPAC により測定した位置を用いて粒子軌道を算出した。各焦点面には、Double PPAC が 2 台設置されているので計 4 台の PPAC が設置されている。図 3.2 に、粒子軌道を算出する概念図を示す。4 台のうち

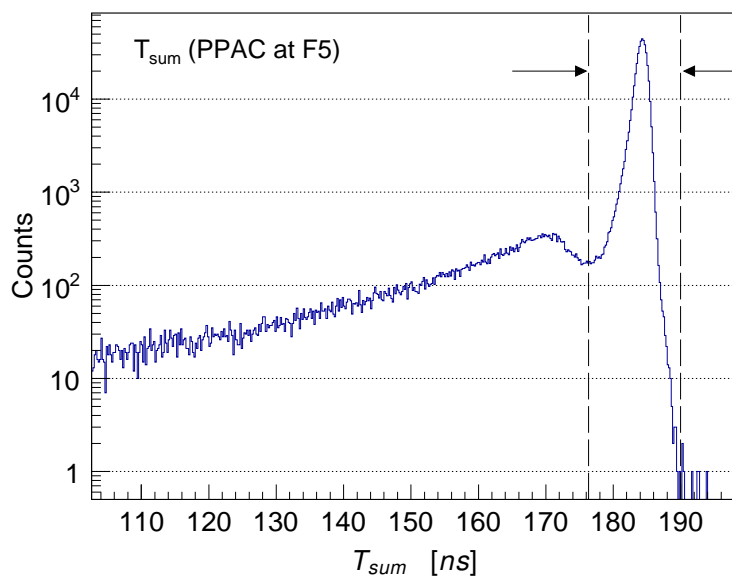


図 3.1: T_{sum} のヒストグラム。点線は、採用したイベントの条件を示す。

3 台以上の PPAC で位置を検出した場合のみ、粒子軌道を算出した。各焦点面での粒子の位置 (x) と角度 (a) は、以下のようにして求められた。

$$x = \frac{\sum_{i=1}^n l_i^2 \sum_{i=1}^n x_i - \sum_{i=1}^n l_i x_i \sum_{i=1}^n l_i}{\Delta} \quad (3.8)$$

$$a = \arctan \left(\frac{n \sum_{i=1}^n l_i x_i - \sum_{i=1}^n l_i \sum_{i=1}^n x_i + \sum_{i=1}^n l_i^2 \sum_{i=1}^n x_i - \sum_{i=1}^n l_i x_i \sum_{i=1}^n l_i}{\Delta} \right) \quad (3.9)$$

$$\Delta = n \sum_{i=1}^n l_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n l_i \right)^2 \quad (3.10)$$

x_i : PPAC で検出した粒子の位置

l_i : 焦点面の位置から PPAC の位置までの距離

n : 粒子を検出した PPAC の数 ($n \geq 3$)

本実験中での、PPAC による粒子軌道を求めることができた検出効率は各焦点面で、おおよそ 80 % 以上であった。

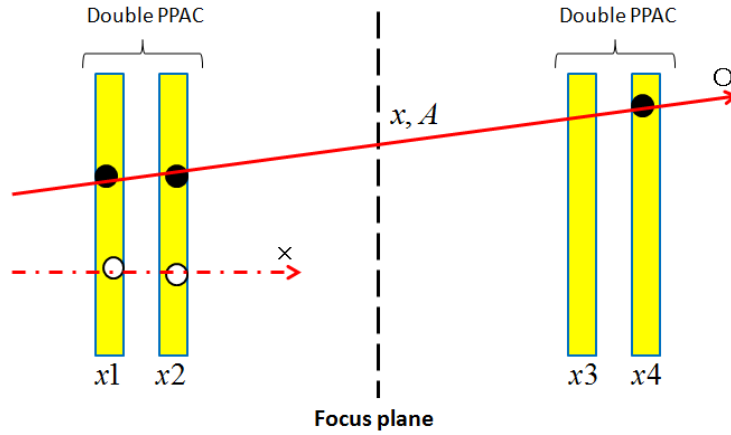


図 3.2: 各焦点面での PPAC を用いた粒子軌道の測定方法の概要図。

粒子軌道を用いた磁気剛性 $B\rho$ の再構築方法

粒子の軌道によって、生じる $B\rho$ のずれを補正した。中心軌道での $B\rho_0$ からのずれ δ は式 2.3 から求められる。式 2.3 を書き直して、 $B\rho$ は、

$$B\rho = B\rho_0(1 + \delta) \quad (3.11)$$

で表される。双極電磁石を通過した後の分散焦点面での粒子の位置 (x', y') と角度 (a', b') は、イオン光学に基づいて、輸送行列²とアクロマティック焦点面での位置 (x, y) と角度 (a, b) の積で表される。

$$\begin{pmatrix} x' \\ a' \\ y' \\ b' \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & 0 & 0 & (a|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|b) & 0 \\ 0 & 0 & (b|y) & (b|b) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ a \\ y \\ b \\ \delta \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

この式を解くことにより、 δ は、以下のようにして得られる。

$$\delta = \frac{(a|a)x' - (x|a)a' - [(x|a)(a|x) - (a|a)(x|x)]x}{(a|a)(x|\delta) - (x|a)(a|\delta)} \quad (3.13)$$

表 3.1 に、本実験の解析に用いた輸送行列の成分を示す。

²Beam transportation matrix

表 3.1: 輸送行列。

	F3-F5	F5-F7	F8-F9	F9-F111
$(x x)$	0.9175	1.0910	-2.0044	0.49252
$(x a)$	-0.0052	0.0204	-0.0576	0.0941
$(x \delta)$	31.6051	-34.4570	-24.8252	12.2280
$(a x)$	-0.0187	-0.0172	0.2487	-0.2490
$(a a)$	1.0901	0.91626	-0.4918	1.9212
$(a \delta)$	-0.1300	0.5904	0.0116	-5.9211

3.1.3 ΔE の測定

粒子の電荷量は、物質中でのエネルギー損失から得られる。エネルギー損失は、F7 と F11 に設置した IC を用いて測定した。IC には、6 つの読み出し信号 (O_i) があり、これらの信号の平均を粒子の IC ガス中でのエネルギー損失とした。

$$\Delta E = \frac{\sum_{i=1}^6 O_i}{6} \quad (3.14)$$

3.2 粒子識別

粒子の識別は、ToF- $B\rho$ - ΔE 法を用いてイベント毎に行われた。ここでは、粒子の識別方法について説明する。粒子の原子番号 (Z) を ΔE と ToF を用いて導出し、質量と電荷の比 (A/Q) を ToF と $B\rho$ から導出することにより、粒子の識別を行った。

3.2.1 原子番号 Z の導出方法

原子番号 (Z) を、IC で得られた ΔE とプラスチックシンチレータで取得した ToF から導出する。反応標的入射前の粒子の Z の導出は、BigRIPS 中での F7 に設置された IC と、F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレータから取得した ΔE と ToF を用いた。反応後の粒子の Z の導出には、ZeroDegree スペクトロメータ中での F11 に設置された IC と、F8 と F11 に設置されたプラスチックシンチレータから取得した ΔE と ToF を用いた。

Z は、荷電粒子が P10 ガス中でのエネルギー損失 (ΔE) により、粒子の速度 (β) を用いて、Bethe-Bloch の式から算出することができる。

$$\Delta E \propto \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e (\beta c)^2} N z \left[\ln \left(\frac{2m_e (\beta c)^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.15)$$

- m_e : 電子の質量
 z : P10 ガスの原子番号
 N : P10 ガスの密度
 I : P10 ガスのイオン化ポテンシャル

ここで、P10 ガスの典型的なイオン化ポテンシャルは 210 eV である。

3.2.2 質量と電荷の比 (A/Q) の導出方法

質量と電荷の比 (A/Q) は、 $B\rho$ とプラスチックシンチレータから得られた ToF から算出される。反応標的入射前の粒子の A/Q の導出は、BigRIPS 中での F3 と F5 間での $B\rho$ と、F3 と F7 に設置されたプラスチックシンチレータから取得した ToF を用いた。反応後の粒子の A/Q の導出には、ZeroDegree スペクトロメータ中での F8 と F9 間での $B\rho$ と、F8 と F11 に設置されたプラスチックシンチレータから取得した ToF を用いた。

A/Q は、以下の式より粒子の速度 (β) を用いて導出を行った。

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{e}{m_0 c}. \quad (3.16)$$

- β : 粒子の相対速度
 m_0 : 統一原子質量単位 [u]

ここで、 $B\rho$ 値に対して、3.1.2 節で説明した粒子軌道の再構築を用いた補正を行い、 A/Q の分解能を向上させた。

3.2.3 標的と反応したイベントの選択

核破砕反応後の二次ビームが F8 に設置した標的を通過していないイベントを反応標的前後での粒子の速度の変化を用いて取り除いた。反応標的での粒子のエネルギー損失を見積もり、速度の変化より標的を通過したイベントを選択した。図 3.3(a) に、F8 に設置された反応標的前後 (β_{in}, β_{out}) の相対速度 β のプロットを示す。図 3.3(b) に、反応標的前後での速度の差のヒストグラムを示す。反応標的を通過する際のエネルギー損失の見積もりより、図 3.3(a) に示した点線で囲まれたイベントが反応標的を通過し、ビームライン

の最終に設置された IC まで到達したイベントである。それ以外の相対速度の変化が少ないイベントは、標的のホルダーを通過したイベントだと思われる。

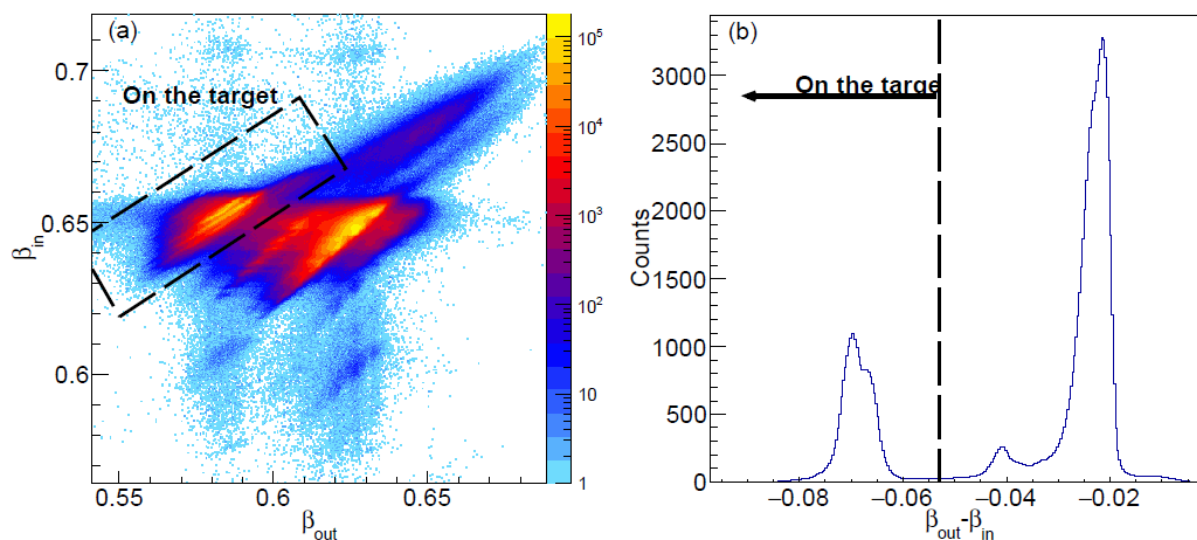


図 3.3: (a) 反応標的前後での粒子の速度 (β_{in} , β_{out}) のプロット。点線に囲まれたイベントが反応標的を通過して、ビームラインの最終に設置された IC まで到達したイベント。(b) 反応標的前後での速度変化 ($\beta_{out} - \beta_{in}$)。

図 3.4 に、F8 に設置された反応標的上での粒子の入射位置をプロットした。反応標的上の粒子の位置は、F8 に設置された PPAC で測定した粒子の位置と角度より算出することにより得た。図 3.4(a) では、反応標的上での全てのイベントをプロットした。図 3.4(b) に、粒子の速度により、反応標的を通過したと思われるイベントを選択した時の標的上での粒子の位置を示した。反応標的前後での粒子の速度変化が小さいイベントを選択してプロットしたものを図 3.4(c) に示す。図 3.4(c) では、反応標的を固定するホルダーを粒子が通過して、ビームラインの最後まで到達したイベントである。標的の大きさは 30ϕ mm であり、図 3.4(b) と (c) で示したように、標的前後の粒子の速度の変化により、標的を通過したイベントを選択することができる。

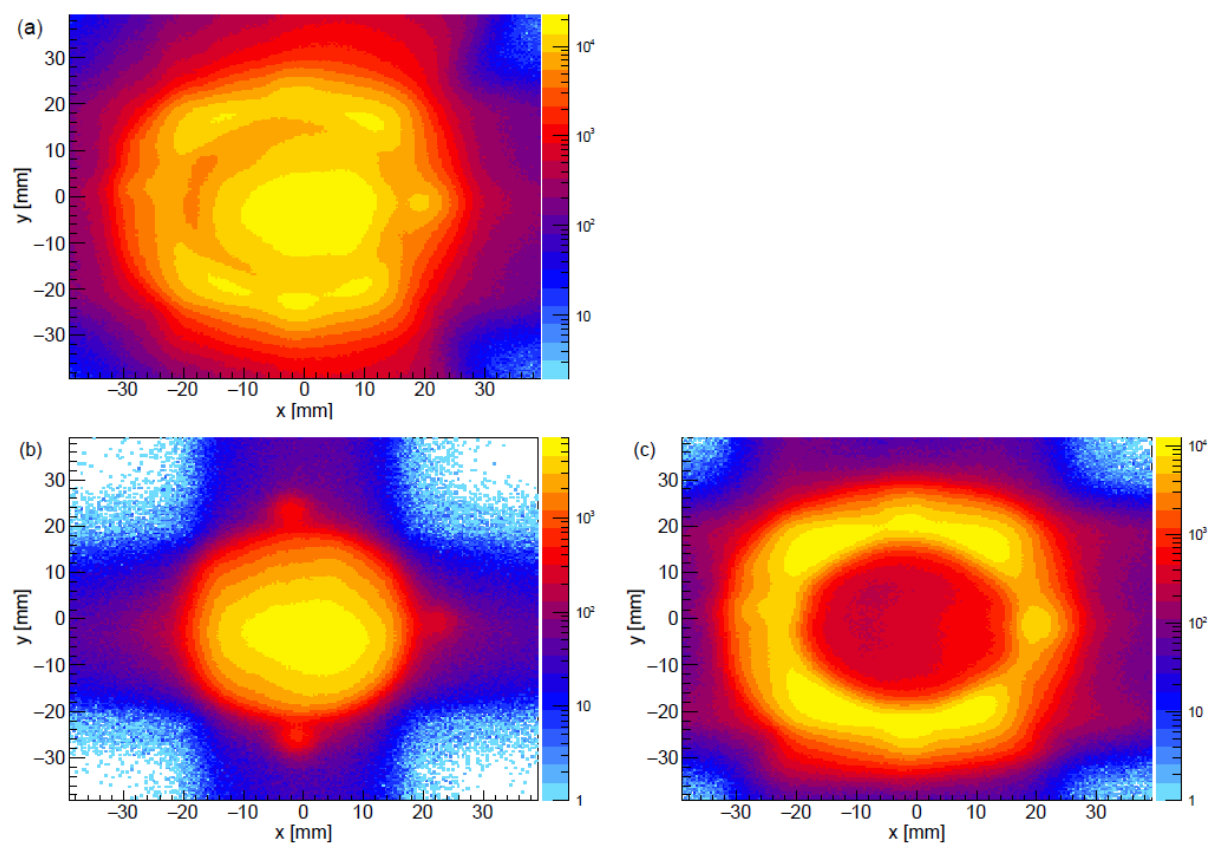


図 3.4: 反応標的上で粒子の位置。(a) 全てのイベント。(b) 相対速度を用いた条件により選択したイベントのみ。(c) 相対速度を用いた条件以外のイベント。

3.2.4 粒子識別図

導出した Z と A/Q によりプロットした粒子識別を図 3.5 に示す。図 3.5(a)、(b) は、それぞれ BigRIPS を用いた反応標的への入射前の粒子の識別図と ZeroDegree スペクトロメータを用いた反応後の残留粒子の識別図を示す。図 3.5(a) での Z は、上方に伸びる筋が確認された。これは、本実験で生成した RI ビームが F7 の IC に入射したビーム強度が約 80 kcps³ と大強度であったため IC の信号がパイルアップを生じ、 ΔE が正常に測定できないイベントがあったことを反映しているために発生したと思われる。本実験では、反応後の対象とする粒子の収量が重要となるためビームの強度をこの条件で実験を継続した。

本実験での解析では、対象とした粒子のイベントを選択しガンマ線のエネルギースペクトルを取得するので、隣り合う同位体からの漏れこみに留意する必要がある。ここで、隣り合う粒子との分離は、 A/Q の各粒子のピークを正規分布として仮定したときの $\sigma_{A/Q}$ を用いて、 $\Delta(A/Q)/\sigma_{A/Q}$ で評価した。 A/Q での同位体の分離は、BigRIPS で $15\sigma_{A/Q}$ と ZeroDegree スペクトロメータで $6\sigma_{A/Q}$ となった。したがって、隣り合う同位体からの A/Q の漏れこみは、十分無視できるほど少ない。

³cps:counts per second

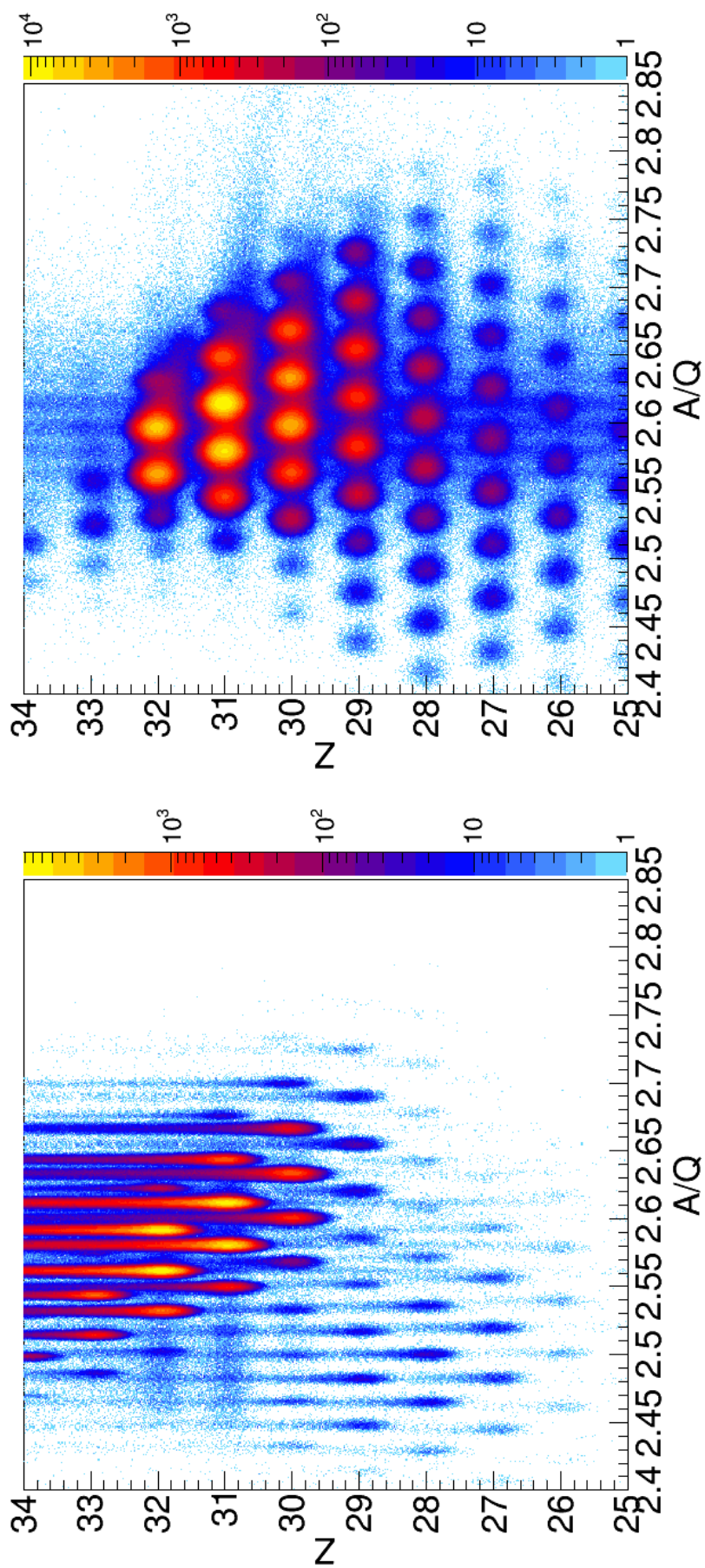


図 3.5: 横軸に A/Q と縦軸に Z でプロットした粒子識別図。(a) BigRIPS で行った F8 の反応標的前の粒子識別図。(b) ZeroDegree スペクトロメータで行った F8 の反応標的後の粒子識別図。

3.3 バックグラウンドとなるイベントの除去

この節では、粒子識別においてバックグラウンドとなるイベントの除去方法の手順について説明する。本実験では、大強度ビーム及び長時間測定を行ったために偶発的なイベントやノイズによるイベントがバックグラウンドとして数多く混入した。したがって、ガンマ線エネルギースペクトルで対象としている粒子以外の粒子からの混入を減らすために粒子識別上でのバックグラウンドとなるイベントを取り除いた。

3.3.1 IC とプラスチックシンチレータでのエネルギー損失による除去

本実験では、大強度の RI ビームを使用したため IC でパイルアップによる粒子の混入が確認された。そのため、IC の近くに設置されたプラスチックシンチレータと IC の ΔE の関係より、パイルアップのイベントを取り除いた。プラスチックシンチレータは、IC に比べ信号の減衰時間が短いためパイルアップを生じにくい。図 3.6(a) と (b) に、BigRIPS と ZeroDegree スペクトロメータのそれぞれのプラスチックシンチレータと IC の ΔE をプロットした図を示す。プラスチックシンチレータと IC から導出される ΔE は正の相関となるので、IC から導出された ΔE が大きな値となったイベントはパイルアップにより生じていると考えることが出来る。ZeroDegree スペクトロメータでは、このパイルアップのイベントを取り除いた。一方で、IC から導出された ΔE が小さな値となったイベントは、IC の信号に対して適正なポールゼロキャンセルが追いつかず信号がアンダーシュートした時に生じたイベントだと思われる。これらのイベントも正しく識別できないためバックグラウンドとして取り除いた。また、BigRIPS 中では、プラスチックシンチレータと IC から導出された ΔE で共に大きな値を取るイベントは、2 つ以上の粒子が同時にプラスチックシンチレータと IC に入射したイベントであると思われる。そのため、正しく粒子の識別をできないために、これらのイベントを取り除いた。

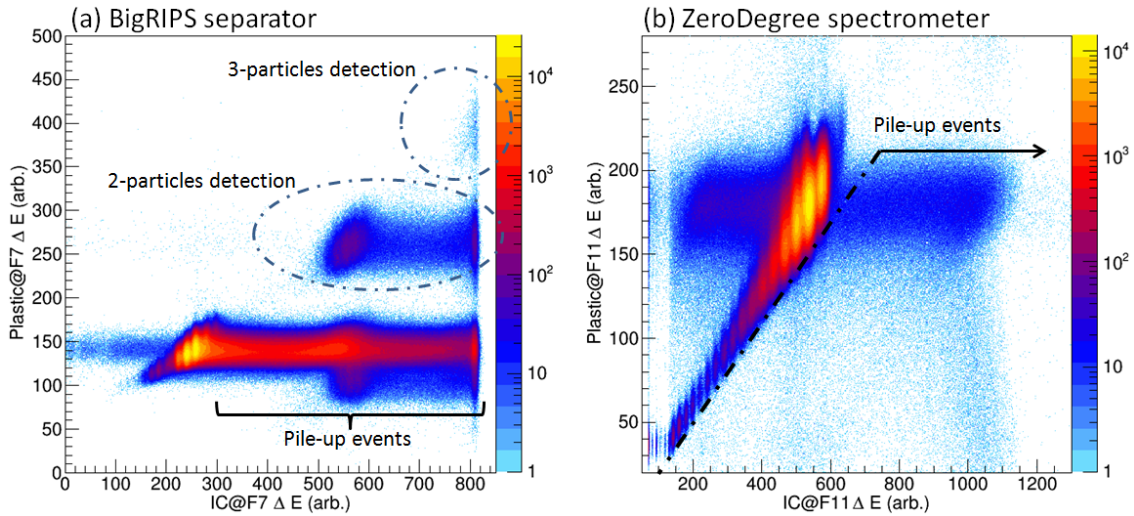


図 3.6: IC とプラスチックシンチレータの ΔE のプロット図。(a) BigRIPS 中での F7 に設置された IC とプラスチックシンチレータの ΔE 。(b) ZeroDegree スペクトロメータ中での F11 に設置された IC とプラスチックシンチレータの ΔE 。

3.3.2 物質を通過した粒子で電荷交換が行われたイベントの除去

電荷を剥ぎ取られた粒子は、物質を通過中に電荷の交換を起こすことがある。そこで、ZeroDegree スペクトロメータ内で、F9 の PPAC を通過する前後の粒子の A/Q を導出し、電荷が交換したイベントを取り除いた。F8 から F9 までで導出した A/Q と F9 から F11 までで導出した A/Q をプロットした図を図 3.7 に示す。図 3.7 によると、いくつかの集団に分かれていることがわかる。Region1 は、F9 に設置された PPAC を通過した粒子に電子が一つくっ付いた場合に生じるイベントである。一方、Region2 は、反対に電荷が PPAC によって剥ぎ取られた場合に生じるイベントである。それぞれの場合を図 3.8 に示す。これらのイベントでは、正しく A/Q を導出することが出来ないために、これらのイベントをバックグラウンドとして除去した。F8 と F9 から導出された A/Q と F9 と F11 から導出された A/Q が変化しないイベントのみ使用した。

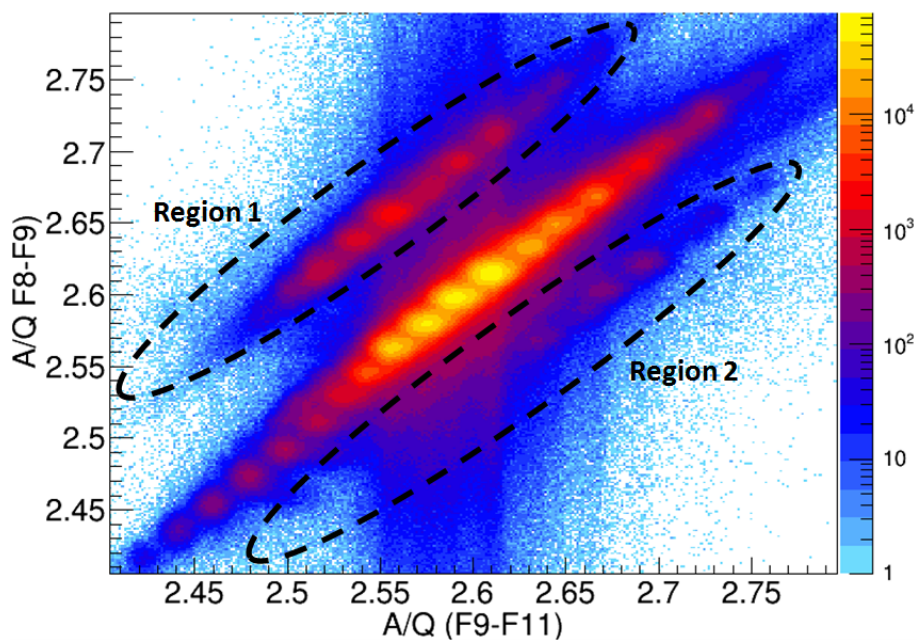
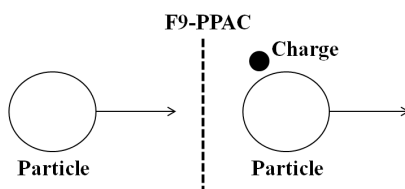


図 3.7: 焦点面 F8 と F9 の PPAC を用いて導出した A/Q と F9 と F11 の PPAC を用いて導出した A/Q のプロット図。region 1 と region 2 は、F9 の PPAC で粒子の電荷交換が行われたと思われるイベント。

Region 1 : Pickup a charge



Region 2 : Stripping a charge

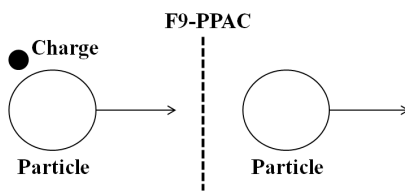


図 3.8: F9 に設置された PPAC で粒子が電荷交換される概要図。

3.3.3 分散焦点面での粒子の入射角度によるバックグラウンドの除去

粒子識別のために導出された A/Q は、粒子軌道を再構築することによって分解能を向上させている。粒子軌道を用いて δ を再構築した式 3.1.2 より、分散焦点面での角度 a も同時に導出することができる。

$$a = \frac{(a|\delta)x' - (x|\delta)a' - [(x|\delta)(a|x) - (a|\delta)(x|x)]x}{(a|\delta)(x|a) - (x|\delta)(a|a)} \quad (3.17)$$

この導出した角度と測定した角度の相関を図 3.9 に示す。導出した角度と測定した角度が一致しないイベントをバックグラウンドとして取り除いた。

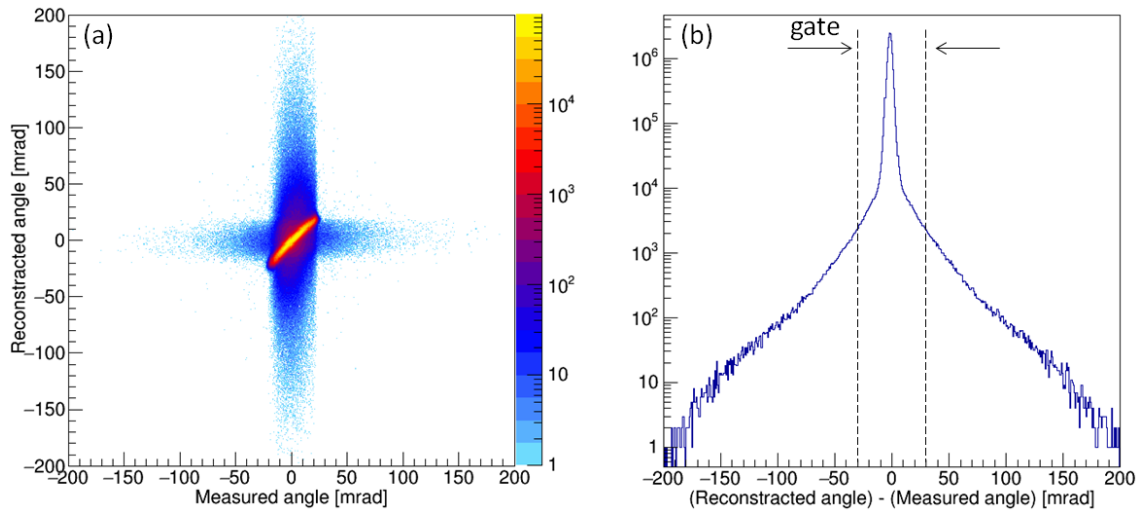
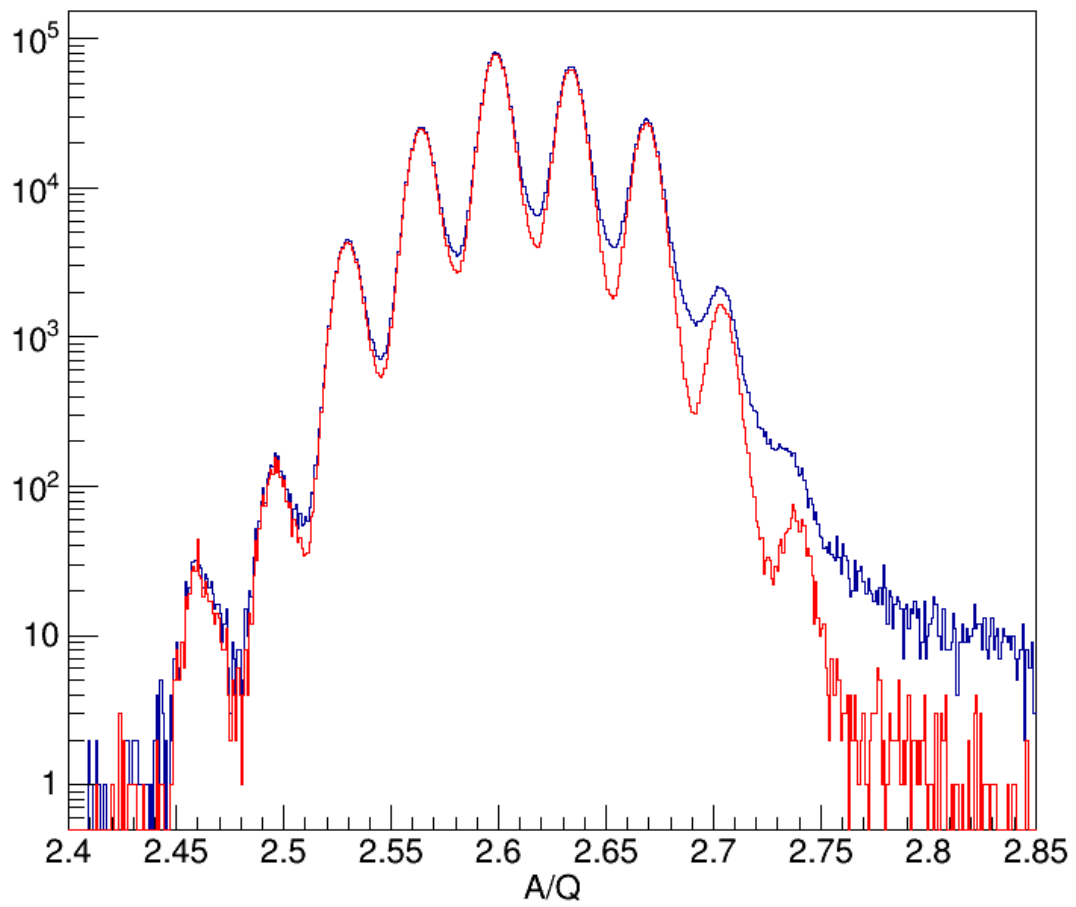


図 3.9: (a) 分散焦点面での測定した角度と粒子軌道計算により算出された角度のプロット。(b) 分散焦点面での測定した角度と粒子軌道計算により算出された角度の差のヒストグラム。

3.3.4 バックグラウンド除去後の粒子識別図

図 3.10 に、 $Z = 30$ での A/Q に対して射影したヒストグラムを示す。青い線がバックグラウンド除去を行う前のヒストグラムで、赤い線がバックグラウンド除去を行った後のヒストグラムである。S/N 比が向上したことにより、 $^{81,82}\text{Zn}^4$ の同定が可能となった。図 3.11 に、バックグラウンドの除去を行った粒子識別図を示す。バックグラウンド除去により、S/N 比が向上し新たな粒子の同定が可能となった。

^{481}Zn の $A/Q = 2.7$ 、 ^{82}Zn の $A/Q = 2.73$

図 3.10: $Z = 30$ で A/Q に対して射影したヒストグラム。

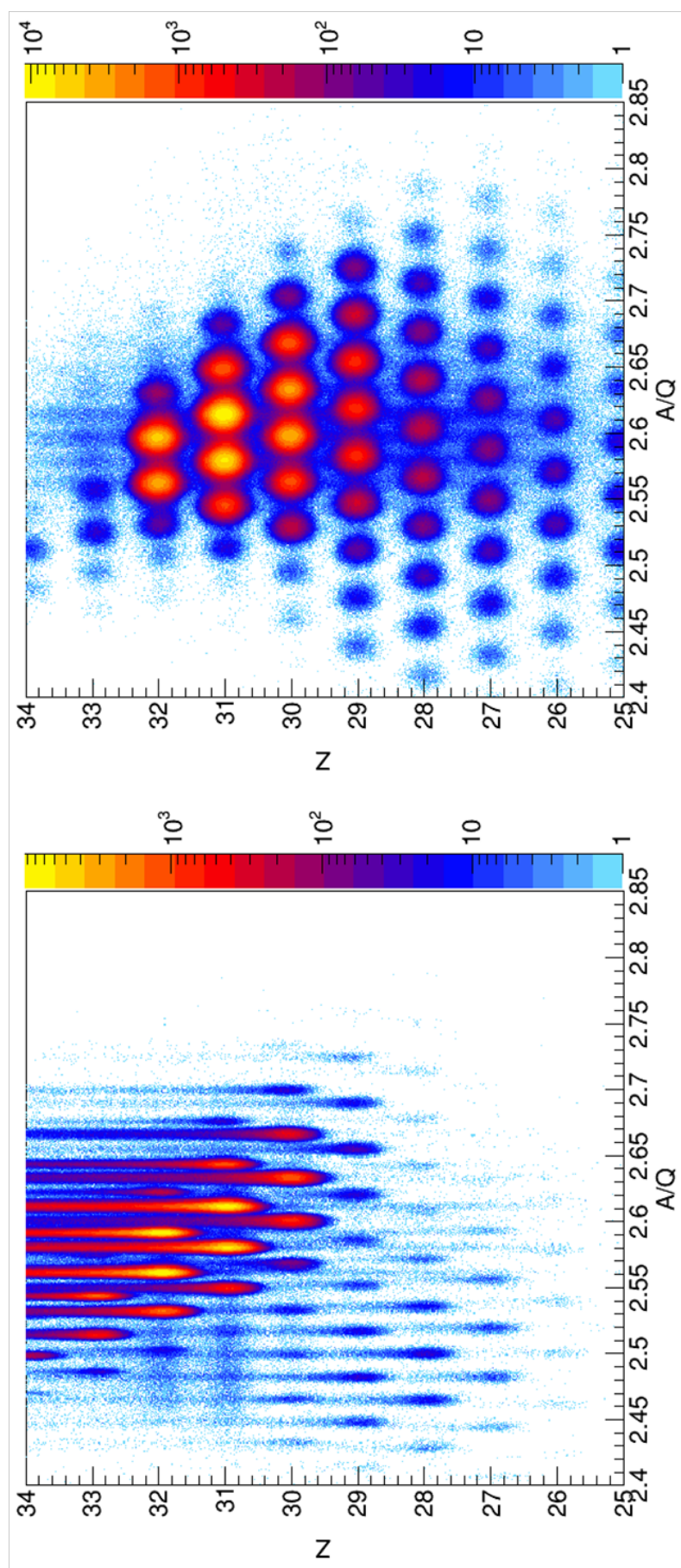


図 3.11: バックグラウンドとなるイベントの除去後の粒子識別図。(左図) BigRIPS で行った F8 の反応標的後の粒子識別図。(右図) ZeroDegree スペクトロメータで行った F8 の反応標的後の粒子識別図。

3.4 脱励起ガンマ線のエネルギースペクトル解析

この節では、反応後の飛行中の残留粒子から放出された脱励起ガンマ線のエネルギースペクトルの解析方法について説明する。励起状態のエネルギーを決定するために、ガンマ線検出器 DALI2 を用いて脱励起ガンマ線を測定した。飛行中の残留粒子は、光速の約 60 % で運動しているため、放出されたガンマ線はドップラー効果によって実験室系でのエネルギーが変化する。したがって、放出したガンマ線のビーム軸に対する角度と残留粒子の速度を用いて、ドップラー効果の補正を行った。また、ガンマ線エネルギースペクトルの分析には、GEANT4 コードを用いてモンテカルロ法によるシミュレーションを行いエネルギースペクトルを再現した応答関数を用いた。応答関数を用いてガンマ線のエネルギーや収量を導出した。ここでは、DALI2 のエネルギー較正やシミュレーション及びドップラー効果の補正について解析手順を説明する。最後に、本実験でのガンマ線エネルギーの誤差について評価を行う。

3.4.1 DALI2 のエネルギー較正

ガンマ線検出器 DALI2 は、186 個の NaI(Tl) シンチレータ検出器から構成されている。それぞれの検出器に対して、3 つのガンマ線較正用の線源 ^{60}Co (1173 keV, 1332 keV)、 ^{88}Y (898 keV, 1836 keV)、 ^{137}Cs (662 keV) を用いてエネルギーの較正を行った。フォトピークの位置から導出したガンマ線のエネルギーと線源から放出されたガンマ線のエネルギーを比較した図 3.12 を示す。ガンマ線検出器 DALI2 では、線源のエネルギーを ± 3 keV 以内で再現した。

また、本実験では NaI(Tl) シンチレータ検出器に取り付けられた PMT を長期間で運用したために、時間の経過とともに PMT からの信号の増倍率が減少していた。そのため、この増倍率の変化を補正するために、12 時間毎に ^{88}Y 線源を用いてエネルギー較正用データを取得した。図 3.13 に、測定時間に対する ^{88}Y 線源から放出される 1836 keV のガンマ線のエネルギーを時間の経過に対してプロットした図を示す。図 3.13 の左図は、NaI(Tl) シンチレータ検出器それぞれの 1836 keV のガンマ線エネルギーの推移と、図 3.13 の右図に、全ての NaI(Tl) シンチレータ検出器の信号の平均を取ったものである。PMT の増倍率の変化による影響を抑制するように較正に用いたパラメータを各検出器に対して、時間経過とともに調節した。

3.4.2 GEANT4 コードを用いたモンテカルロシミュレーションによる応答関数の生成

シミュレーションより生成した応答関数を用いて、DALI2 で観測したガンマ線エネルギースペクトルを分析した。応答関数の生成にはモンテカルロ法による GEANT4 コードを用いた。シミュレーションでは、NaI(Tl) シンチレータ検出器や放射線防護シールド、ビームパイプ、反応標的を再現し、ガンマ線と物質との反応を再現した。実験結果を忠実に再現するために、シミュレーションのために用意したガンマ線検出器が、線源を用いて測定した各 NaI(Tl) シンチレータ検出器のエネルギー分解能 (FWHM) となるように設定した。ガンマ線エネルギースペクトルの応答関数の形状をコントロールするパラメータには、応答関数

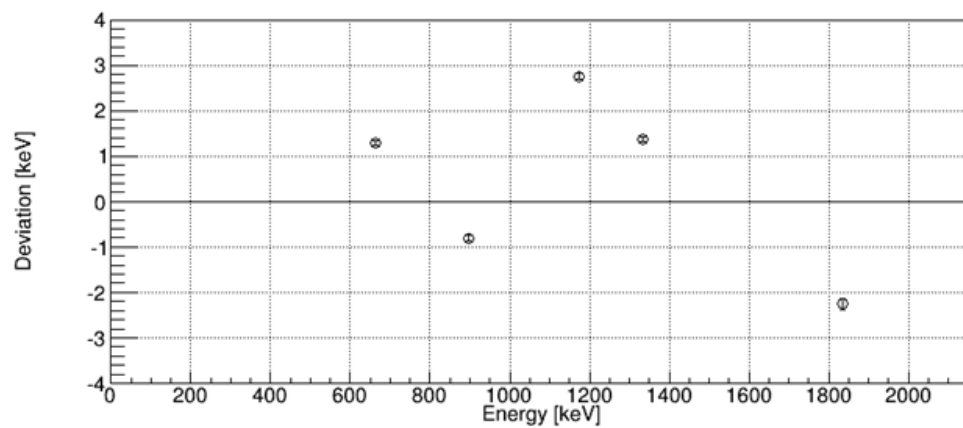


図 3.12: 較正後のガンマ線検出器 DALI2 と較正用線源との比較。

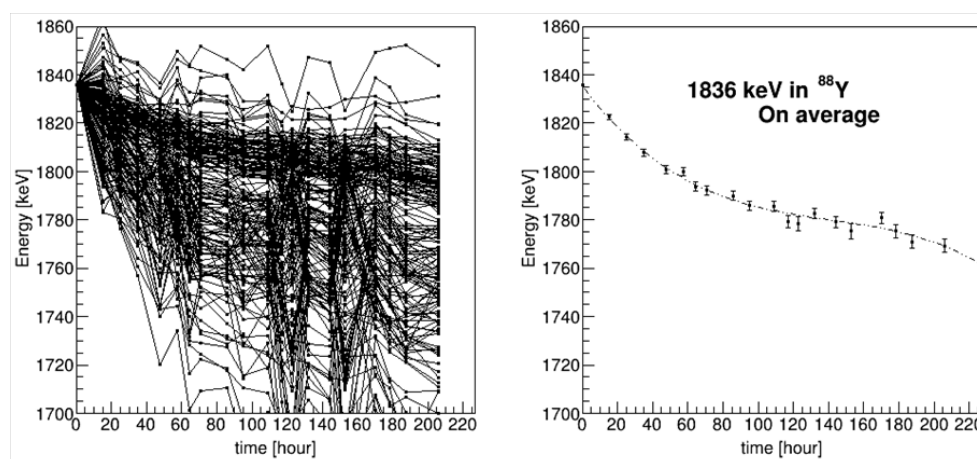


図 3.13: 測定時間に対する NaI(Tl) シンチレータ検出器の出力の推移。

の振幅 (A) とエネルギーの位置 (B) を設けた。この解析では、シミュレーションで生成した応答関数とパラメータの任意の値によるデータとの間の χ^2 値を計算し、値が最小となるパラメータを求めることにより、ガンマ線のエネルギーや強度を導出した。

$$\frac{\chi^2}{2} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \left(\frac{(A \times f_i(x_i - B) - D_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.18)$$

$f(x)$: シミュレーションより生成した応答関数

A : 応答関数の振幅のパラメータ

B : 応答関数のエネルギーの位置のパラメータ

σ : 測定される関数のエラー値

D : 実験データ

図 3.14 に、実験データとシミュレーションした結果の比較を示す。各 NaI(Tl) シンチレータ検出器のエネルギー分解能をシミュレーションで再現し、DALI2 のエネルギー分解能を比較すると 4 %程度の精度で実験データと一致した。DALI2 の検出効率に関しては、10 %程度の精度で実験データを再現した。この検出効率に関する精度は、ガンマ線エネルギースペクトルからガンマ線の強度を見積もる際の系統誤差として考慮した。

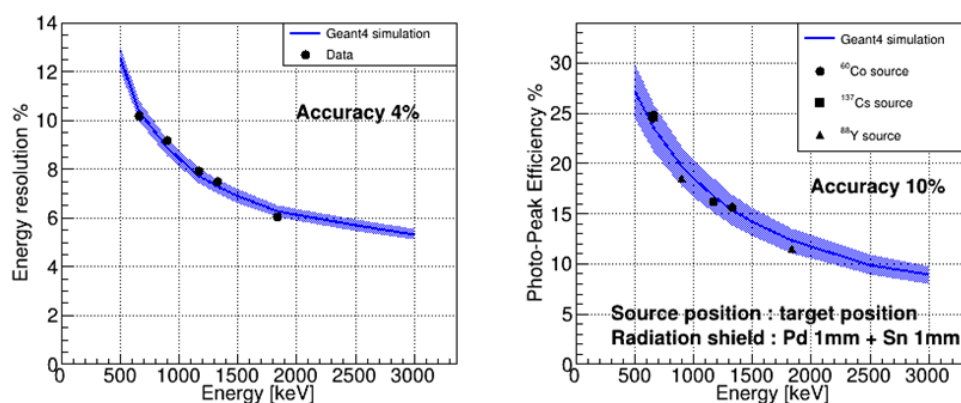


図 3.14: 測定データとシミュレーションの比較。(a) ガンマ線のエネルギーに対するガンマ線検出器のエネルギー分解能。(b) ガンマ線のエネルギーに対するガンマ線検出器の検出効率。

3.4.3 ドップラー効果の補正

本実験でのインビームガンマ線核分光法では、光速の約 60 %の速度で飛行中の残留粒子からガンマ線が放出されるので、ガンマ線のエネルギーはドップラー効果によって変化する。DALI2 で測定したガンマ線

のエネルギーに対してドップラーシフトの補正を行った。静止座標系でのガンマ線のエネルギー (E_{rest}) は、実験室系でのガンマ線のエネルギー (E_{lab}) を用いて、

$$E_{rest} = \gamma(1 - \beta \cos \theta)E_{lab}, \quad (3.19)$$

β, γ : 粒子の相対速度、ローレンツ因子

θ : ビーム軸に対するガンマ線の放出角度

として、求められる。ここで、脱励起ガンマ線が放出された際の粒子の速度は測定できないため、粒子の相対速度 β は、反応前後の速度の平均をとった。

$$\beta = \frac{\beta_{in} + \beta_{out}}{2} \quad (3.20)$$

β_{in} は、反応前の粒子の速度であり BigRIPS 中での β を使い、 β_{out} は、反応後の粒子の速度であり ZeroDegree スペクトロメータ中での β を使用した。 θ は標的の位置を原点として、ガンマ線を検出した NaI(Tl) シンチレータ検出器の位置より角度を導出した。そのため、ガンマ線が標的の位置より後方で放出された場合は、ドップラー効果の補正に用いた角度が正しくないため、注意が必要である。

図 3.15 と図 3.16 に、それぞれドップラーシフトの補正前と後のガンマ線エネルギースペクトルを示す。DALI2 の NaI シンチレータ検出器のうち、いくつかが正常に動作しなかったため、解析から除外した。このガンマ線エネルギースペクトルには、粒子識別を用いて ${}^9\text{Be}({}^{80}\text{Ga}, {}^{78}\text{Zn}+\gamma)$ 反応のイベントのみ選択した。 ${}^{78}\text{Zn}$ の低励起状態のエネルギーは 2_1^+ 状態が 730 keV と 4_1^+ 状態が 1621 keV であることが知られている。そのため、本実験で取得したガンマ線エネルギースペクトルでは、 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移と $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移によるガンマ線のフォトピークがそれぞれ 730 keV と 891 keV に強く現れた。ドップラー効果の補正を行うことで、より明瞭にフォトピークを確認することができた。

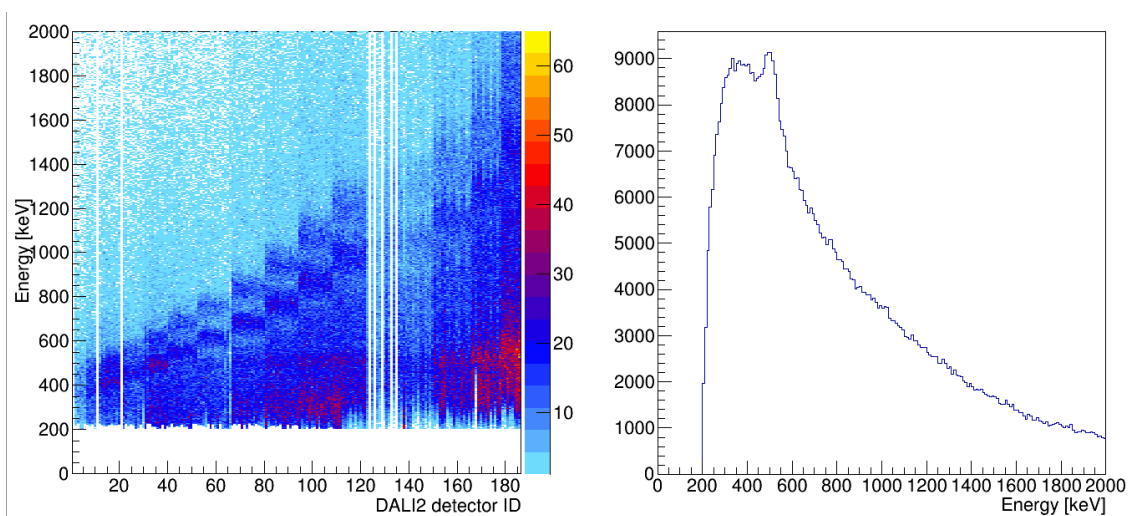


図 3.15: ドップラー効果の補正を行っていない ${}^9\text{Be}({}^{80}\text{Ga}, {}^{78}\text{Zn}+\gamma)$ 反応でのガンマ線エネルギースペクトル。(左図) ガンマ線検出器 DALI2 の検出器番号に対するガンマ線のエネルギー。(右図) ガンマ線のエネルギースペクトル。

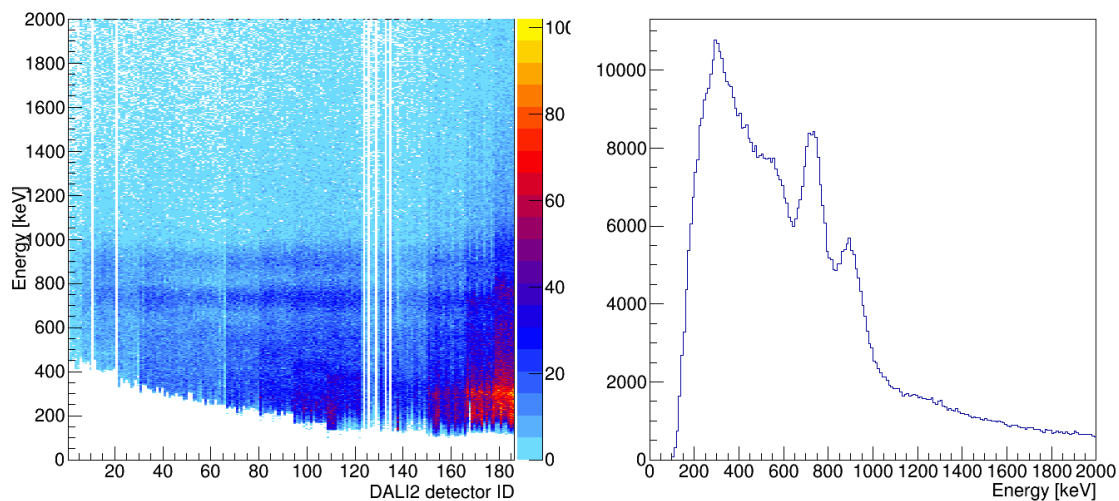


図 3.16: ドップラー効果の補正を行った ${}^9\text{Be}({}^{80}\text{Ga}, {}^{78}\text{Zn}+\gamma)$ 反応でのガンマ線エネルギースペクトル。(左図) ガンマ線検出器 DALI2 の検出器番号に対するガンマ線のエネルギー。(右図) ガンマ線のエネルギースペクトル。

3.4.4 ガンマ線の検出器時間によるバックグラウンドの除去

DALI2 で検出したガンマ線の検出時間を用いて、バックグラウンドとなるイベントを取り除いた。F8 に設置された反応標的やその周りの物質は RI ビームによって放射化されているため、ガンマ線エネルギースペクトルでバックグラウンドとなる放射線を放出する。バックグラウンドとなるイベントに対して DALI2 で検出時間を用いてバックグラウンドを除去した。DALI2 によるガンマ線の検出時間 T_γ は、F7 でのプラスチックシンチレータの信号をトリガーとして測定されるために、粒子の飛行時間の影響を受ける。そのため、BigRIPS で粒子の相対速度 β_{in} を用いて、F8 に設置された反応標的までの $ToF_{F7-target}$ を計算し、ガンマ線が反応標的から DALI2 で検出する時間 (T) を以下の式により求めた。

$$T = T_\gamma - ToF_{F7-target} = T_\gamma - \frac{l_{F7-target}}{\beta_{in}c} \quad (3.21)$$

$l_{F7-target}$: F7 のプラスチックシンチレータから標的までの距離

ここで、 $l_{F7-target}$ は、11.2 m であった。

また、NaI(Tl) シンチレータ検出器の信号の立ち上がり時間は、プラスチックシンチレータと比較して遅いので Slew 補正⁵を行った。補正後の時間 (T_{slew}) に対して、3 つのパラメータ (p_1, p_2, p_3) を用いて以下のようにして補正を行った。

$$T_{slew} = T - \frac{p_1}{\sqrt{E - p_2}} + p_3 \quad (3.22)$$

E : NaI(Tl) シンチレータ検出器の信号

T_{slew} に対して時間分解能を各検出器で求め、 $\pm 2\sigma$ の時間幅 (約 10 ns) 内でのイベントを各検出器に対して選択した。図 3.17 に、DALI2 の NaI(Tl) シンチレータ検出器の ID に対する T_{slew} による選択したイベントのプロットを示す。図 3.18 に、時間の選択によるバックグラウンド除去後のイベントあたりにガンマ線を検出した NaI(Tl) シンチレータ検出器の数 (M_γ) を示す。ガンマ線の検出時間が 2σ を超えたイベントをバックグラウンドとして除去した。

⁵信号の立ち上がり時間に対する時間の遅れを補正すること

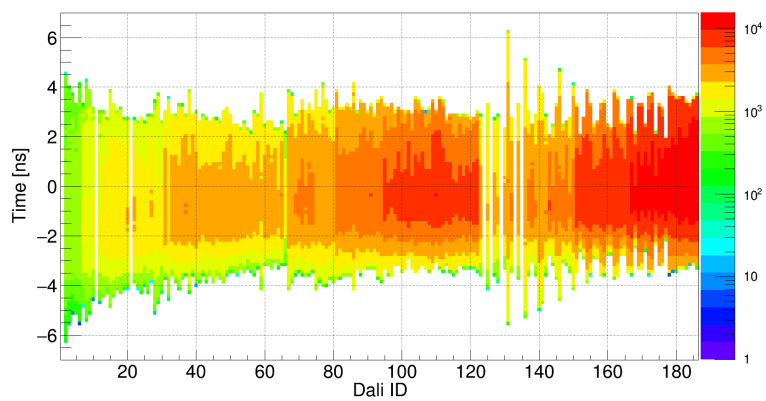


図 3.17: それぞれの NaI(Tl) でのガンマ線検出時間の広がり。

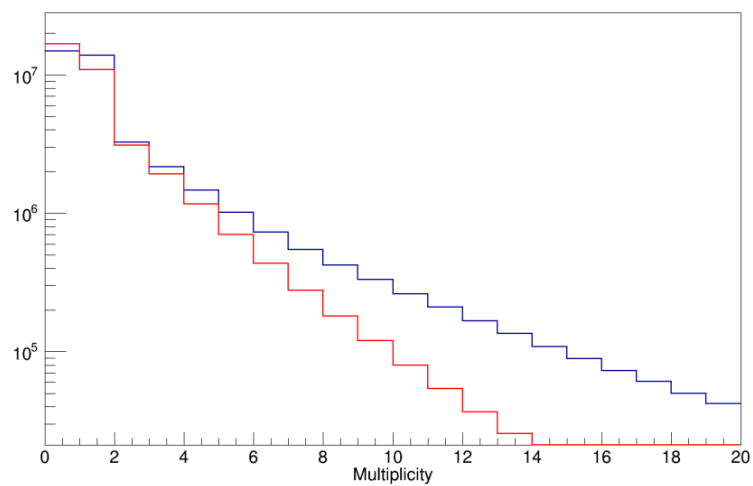


図 3.18: イベント当りに検出したガンマ線の数。バックグラウンド除去前 (青線)。時間幅によるバックグラウンド除去後 (赤線)。

3.4.5 ガンマ線の測定に関わる誤差

この節では、本実験で観測したガンマ線のエネルギーや強度に対する誤差の見積もりについて議論する。

ガンマ線エネルギーの系統誤差の見積もり

DALI2 で測定したガンマ線のエネルギーの系統誤差を、既知の励起状態から放出されるガンマ線のエネルギー ($E_{LIT.}$) を本実験で測定した結果 ($E_{exp.}$) と比較を行い見積もった。測定した偶偶核の第一励起状態である 2_1^+ 状態のエネルギーと既知のガンマ線エネルギーで比較を行った。図 3.19 に、既知のガンマ線エネルギーと測定値を比較した結果を示す。誤差棒は、測定値に付随する統計誤差と既知のガンマ線エネルギーの誤差の和を取った。その結果、本実験では既知のガンマ線エネルギーを 1.5 % で再現していた。したがって、本実験で測定されたガンマ線のエネルギーの系統誤差を 1.5 % とした。

ガンマ線の強度の系統誤差の見積もり

本実験では、ガンマ線エネルギースペクトルから見積もるガンマ線の強度 (I_γ) は、シミュレーションにより生成した応答関数を用いて見積もった。そのため、3.4.2 節で示したシミュレーションから生成した応答関数の精度 10 % をガンマ線の強度の系統誤差とした。

3.4.6 本実験で適用した誤差

本実験では、系統誤差 ($\sigma_{sys.}$) と統計誤差 ($\sigma_{stas.}$) を

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{sys.}^2 + \sigma_{stas.}^2} \quad (3.23)$$

で表し、誤差 (σ) とした。

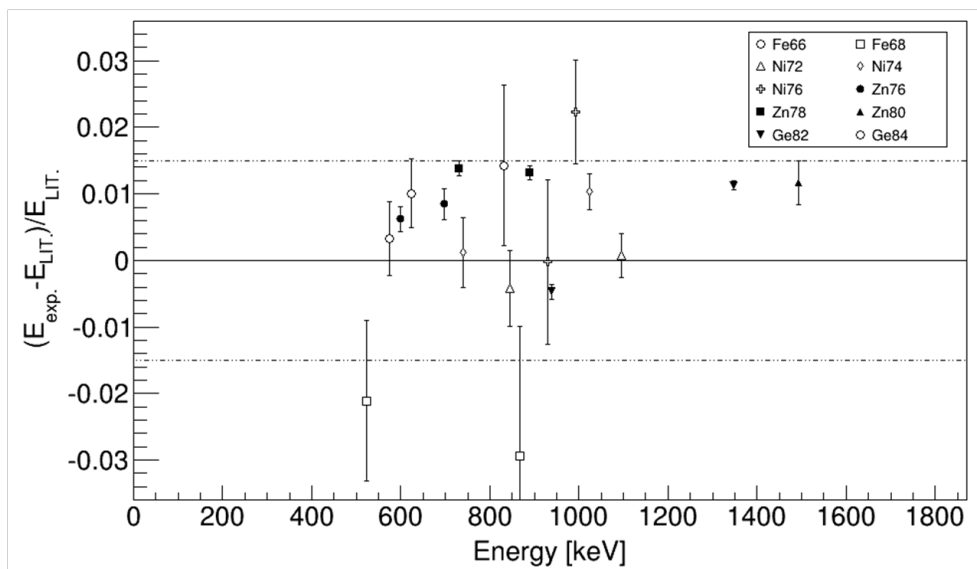


図 3.19: 既知のガンマ線エネルギーと測定したガンマ線エネルギーの差。

第4章 実験結果

この章では、二段階反応を用いたインビームガンマ線核分光法による ^{78}Ni 近傍の原子核の励起状態のエネルギーを観測した結果とその議論を行う。DALI2 で観測したガンマ線エネルギースペクトルから励起状態の情報を抽出し、 ^{78}Ni 近傍の偶偶核である $^{76,78,80,82}\text{Zn}$ のレベルスキームを提案した。得られた結果から Zn 同位体の原子核構造について議論し、実験結果と殻模型計算を比較し、近傍の原子核の研究を踏まえ、 ^{78}Ni 近傍の原子核の構造について議論を行う。

4.1 ガンマ線エネルギースペクトル

4.1.1 ガンマ線エネルギースペクトルの分析

ZeroDegree スペクトロメータを用いて反応後の残留粒子を識別し、対象となる核種のガンマ線エネルギースペクトルを観測した。反応前後の粒子を識別することにより反応過程を選択することが可能である。観測したガンマ線エネルギースペクトルに対して、GEANT4 でのシミュレーションにより生成した応答関数を用いてフィッティングし、ガンマ線エネルギーや強度を抽出した。ガンマ線エネルギースペクトルのフィッティングによる分析方法は 3.4.2 節に述べた。

4.1.2 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析

ガンマ線エネルギースペクトルは、ガンマ線検出の多重度 (M_γ) によるイベントの選択や $\gamma\gamma$ コインシデンス解析によって、2つ以上のガンマ線の相関も分析した。ガンマ線検出の多重度によるイベントの選択を用いて、複数のガンマ線を検出したイベントを取り除くことにより、第一励起状態に遷移した状態からの脱励起ガンマ線によるイベントを積極的に選択することが可能である。ガンマ線検出の多重度が1の場合 ($M_\gamma = 1$)、基底状態に遷移する際のガンマ線以外は抑制されるので、基底状態に直接遷移するガンマ線の成分が強調される。また、 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析は、第一励起状態よりも高い励起状態に遷移した際に、カスケード崩壊による複数の脱励起ガンマ線を観測したイベントを選択することが出来る。2つ以上のガンマ線がカスケード崩壊により放出される際に、片方のガンマ線を選択することによりそのガンマ線と同時に放出されているガンマ線のエネルギースペクトルを観測することが出来る。 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析によって、カスケード崩壊により発生したガンマ線を同定した。

4.1.3 レベルスキームの構築

得られたガンマ線の情報より、レベルスキームを形成し、イラスト状態での $J^\pi = 2^+$ や 4^+ の候補となる励起状態のスピンの (J) やパリティ (π) の暫定的な割り当てを行った。インビームガンマ線核分光法での核破碎反応により生じた励起状態からの遷移は、 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移や $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移が多く観測されることが知られている [13, 66, 67, 68, 69]。本実験でのスピンやパリティの暫定的な割り当ては、DALI2 でのガンマ線の検出効率を考慮し、最も強度の高いガンマ線のエネルギーを $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移とした。また、二番目にガンマ線の強度が高く、 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析により $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移と関連しているガンマ線を $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移の脱励起ガンマ線として暫定的に割り当てた。

4.1.4 ^{76}Zn

図 4.1 に、 $^9\text{Be}(X, ^{76}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトルを示す。ガンマ線エネルギースペクトルに対して、GEANT4 でのシミュレーションにより生成した複数の応答関数による脱励起ガンマ線の成分と二重指数関数によるバックグラウンドの成分としたフィッティングを用いて分析した。

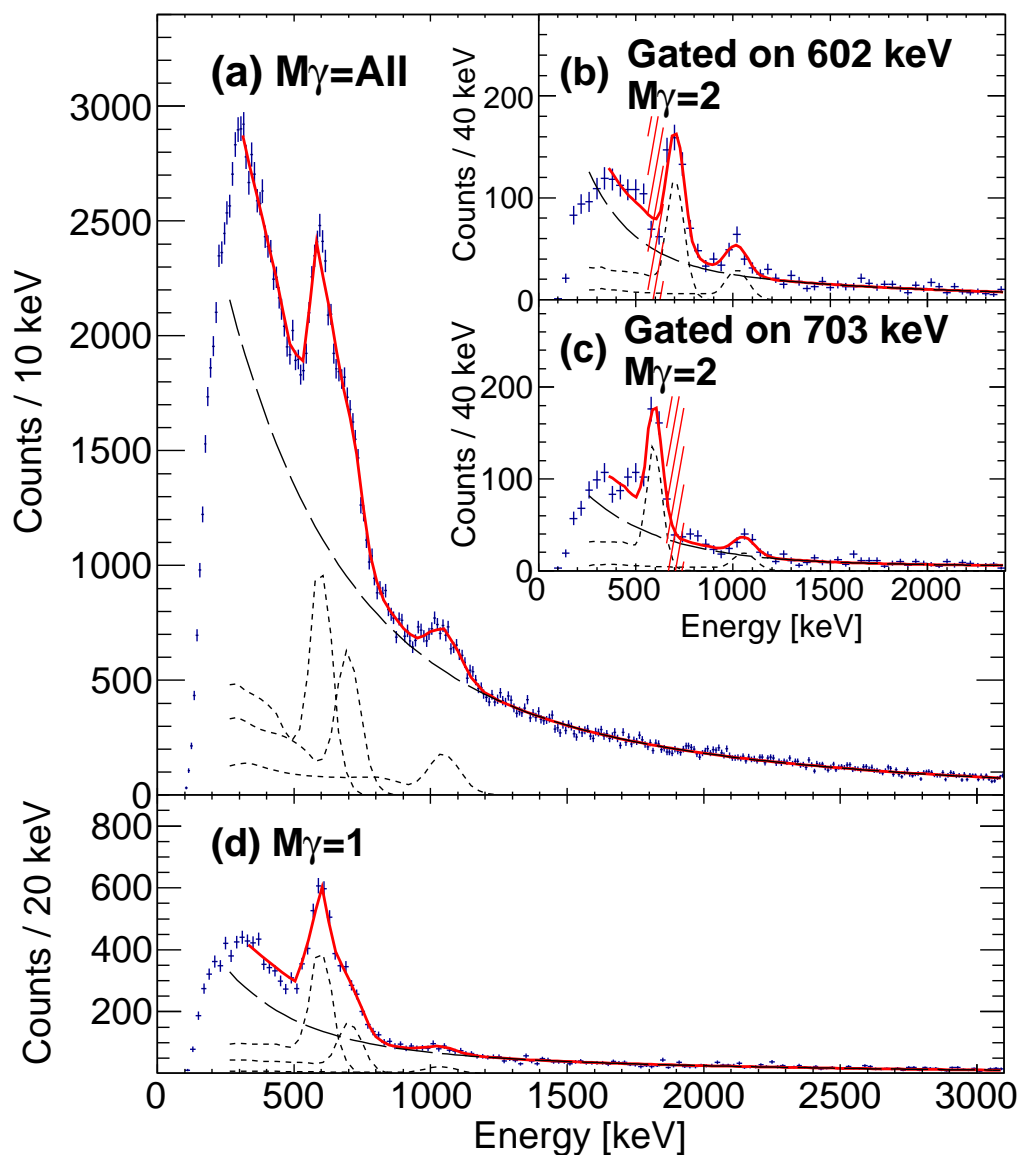


図 4.1: $^9\text{Be}(X, ^{76}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトル。

$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

図 4.1(a) に、DALI2 でのガンマ線検出の多重度を制限しないガンマ線エネルギースペクトルを示す。600 keV と 1000 keV 付近でそれぞれピークが確認された。600 keV のピークは、DALI2 で検出される単一のエネルギーのガンマ線によるピーク幅よりもピーク幅が広がっていた。そのため、この 600 keV のピークは、複数の異なるエネルギーを持つガンマ線のピークから構成されていると考えられる。 ^{76}Zn の励起状態に関して、J. A. Winger ら [70] や J. Van Roosbroeck ら [71] は、 ^{76}Cu の β 崩壊からのガンマ線核分光法によって、 $(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$ 遷移と $(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$ 遷移のガンマ線エネルギーがそれぞれ 598.70(6) keV と 697.69(7) keV であることを報告している。本実験で用いた DALI2 のエネルギー分解能では、 $(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$ 遷移と $(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$ 遷移のガンマ線によるピークを分離することはできないため、一体のピークとして観測されたと思われる。 ^{76}Zn のスペクトルの 600 keV でのピークには、599 keV と 698 keV のガンマ線エネルギーを想定した応答関数を用いてフィッティングを行った。2 つの応答関数を用いたフィッティングにより、600 keV 付近のピークは、603(9) keV と 703(11) keV のガンマ線により形成されていると推測される。1000 keV のピークに対しては、1 つの応答関数を用いて評価し、このピークを形成するガンマ線のエネルギーを 1053 keV とした。 β 崩壊による ^{76}Cu のガンマ線核分光にて、1053 keV に相当するガンマ線が観測されている [70, 71]。ガンマ線の強度は、DALI2 の検出効率を考慮し、フィッティングより算出し、602 keV が最も強度の高いガンマ線エネルギーであった。

 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析

図 4.1(b) と (c) に、 $M_\gamma = 2$ であるイベントに対して、 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析を行ったガンマ線エネルギースペクトルを示す。対象とするガンマ線とコインシデンスしているガンマ線エネルギーをスペクトルにした。対象となるガンマ線のエネルギーの範囲は、図 4.1(b) と (c) の網掛け部分である。図 4.1(b) と (c) に、ガンマ線のエネルギー 602 keV と 703 keV にコインシデンスしているガンマ線エネルギースペクトルを示す。図 4.1(b) と (c) で、それぞれ 703 keV と 602 keV のガンマ線が観測された。したがって、602 keV と 703 keV のガンマ線は同時に発生したと推測される。一体となっていた 600 keV 付近のピークは、602 keV と 703 keV のエネルギーを持つガンマ線から形成されるピークであることが図 4.1(b) と (c) から明らかである。また、図 4.1(b) と (c) の両方で 1053 keV が観測された。1053 keV は 602 keV と 703 keV のガンマ線と同時に放出されていると推測される。遷移する際に放出される脱励起ガンマ線が、同時に測定されるためこの 3 つの異なるエネルギーのガンマ線はカスケード崩壊で放出されていると推測した。

 $M_\gamma = 1$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

図 4.1(d) に、 $M_\gamma = 1$ のスペクトルを示す。この条件では、基底状態に直接遷移するガンマ線の強度が高く観測される。したがって、最も強度が高い 602 keV が第一励起状態であると示唆される。

レベルスキーム

図 4.2 に、本実験の結果より示唆される ^{76}Zn のレベルスキームを示す。 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析により 602 keV と 703 keV、1053 keV は 3 つの連なる励起状態からのカスケード崩壊と予想した。第一励起状態を 2_1^+ として、図 4.1(d) で最も強度が高く観測された 602 keV を、 $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 遷移のエネルギーとして暫定的に割り当てた。二番目に強度が高く $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 遷移とコインシデンスしている 703 keV を $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移として暫定的に割り当てた。したがって、本実験により得られた 2_1^+ と 4_1^+ 状態のエネルギーは、それぞれ 602(9) keV と 1036(20) keV であった。表 4.1 に、解析より得られたガンマ線エネルギーと強度及びコインシデンスしているガンマ線を示す。

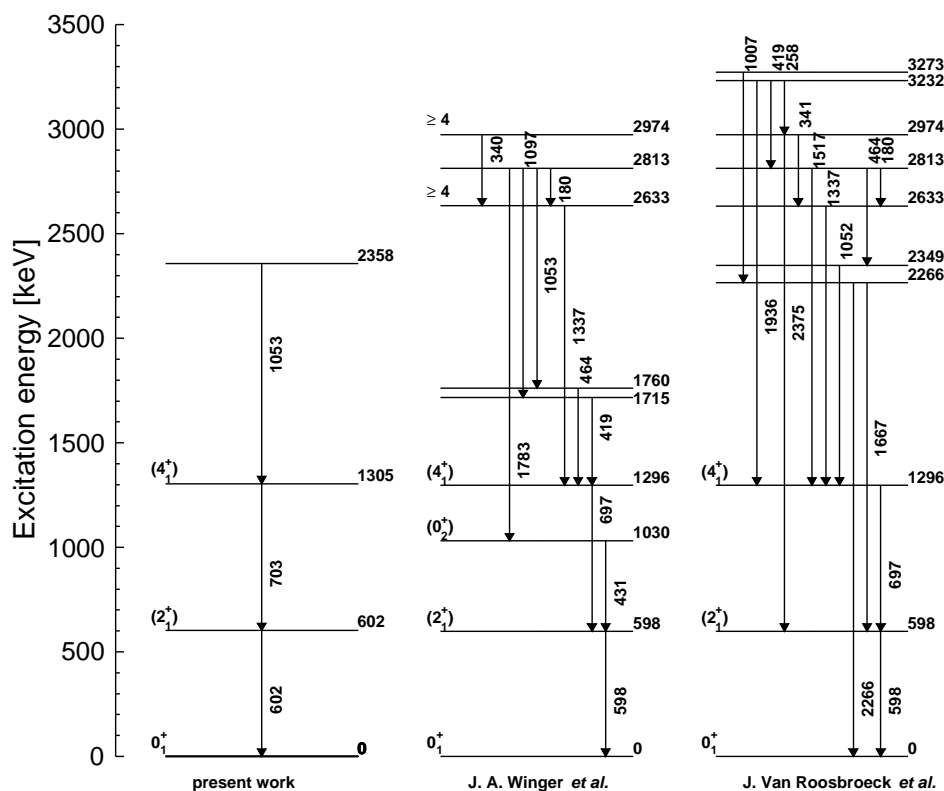


図 4.2: ^{76}Zn のレベルスキーム。

表 4.1: 観測された ^{76}Zn のガンマ線エネルギーの一覧。

γ -ray Energy [keV]	I_γ	Transition	Coincidences
602(9)	100(10)	$(2_1^+) \rightarrow 0_{g.s.}^+$	703, 1053 keV
703(11)	72(7)	$(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$	602, 1053 keV
1053(16)	33(4)		602, 703 keV

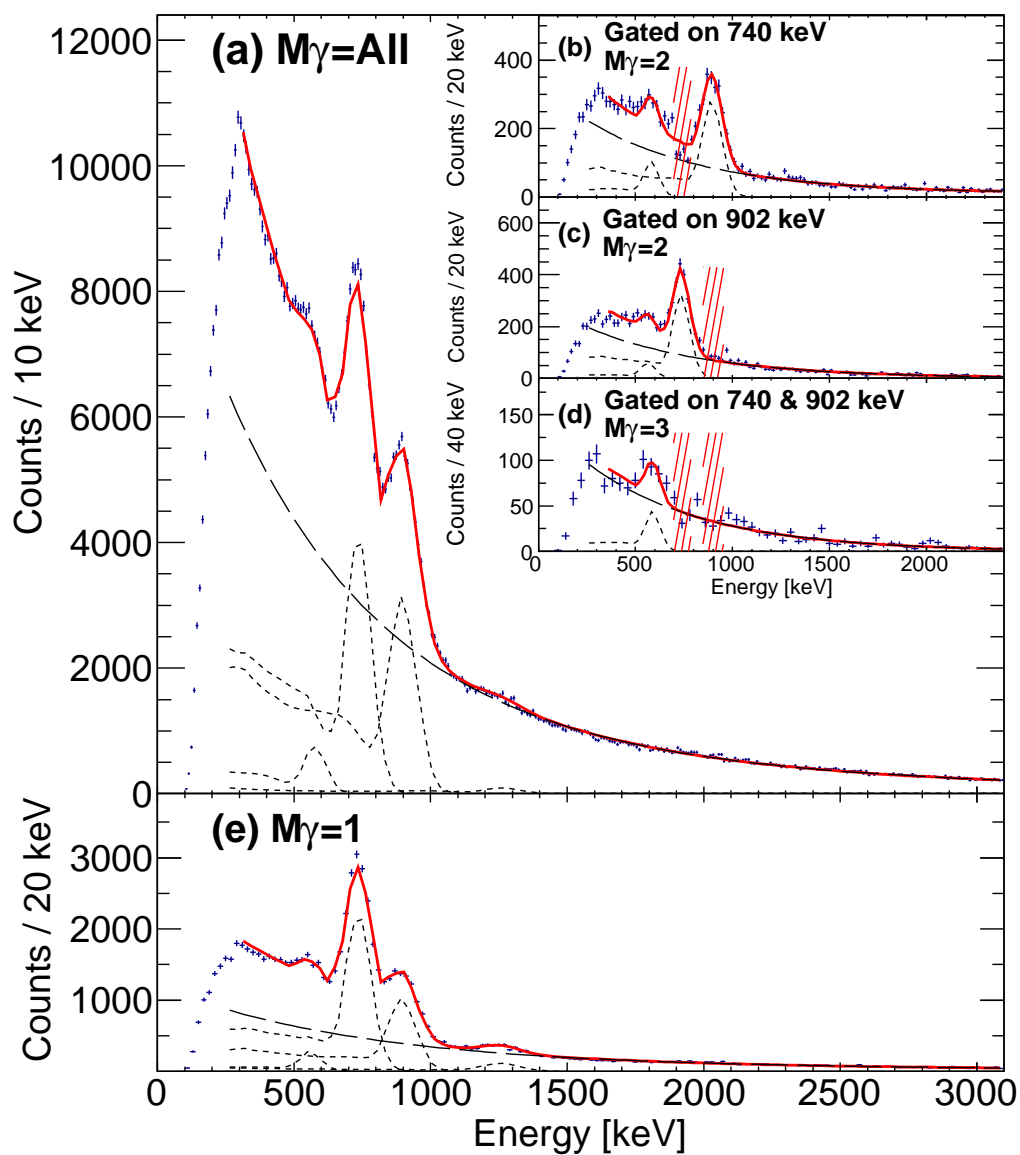
4.1.5 ^{78}Zn

図 4.3 に、 $^9\text{Be}(^{80}\text{Ga}, ^{78}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトルを示す。

$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

図 4.3(a) に、DALI2 でのガンマ線多重度を制限しないガンマ線エネルギースペクトルを示す。700 keV と 900 keV 近傍にピークが観測された。600 keV 近傍にもエネルギースペクトルにわずかなピークが観測されたが、700 keV 近傍にピークを形成しているガンマ線のコンプトンエッジである可能性もある。そのため、3つのピークに対応した応答関数を用いてフィッティングを行った。抽出されたそれぞれのピークに対するガンマ線のエネルギーは、ガンマ線の強度が高いものから順に、740(11) keV、902(14) keV と 580(9) keV であった。600 keV 付近のピークは、740 keV のコンプトンエッジによる成分とは別にフォトピークによる寄与が含まれていることがフィッティングにより明らかになった。最も強度が高いガンマ線 740 keV に対する 580 keV の相対強度は 14(2) % であった。この相対強度の誤差は、統計量に由来するフィッティングから得られた統計誤差とシミュレーションで生成した応答関数の系統誤差を考慮した。580 keV のガンマ線の寄与は、 7σ と有意であったので、600 keV 付近のピークに 580 keV のガンマ線のピークが含まれているとした。

^{78}Zn の励起状態に関する先行研究として、J. M. Daugas らによる ^{86}Kr ビームを用いた核破碎反応による ^{78}Zn のアイソマー崩壊の測定 [38] や J. Van Roosbroeck らによる ^{78}Cu からの β 崩壊に対する研究 [71]、J. Van de Walle らによる ^{78}Zn のクーロン励起実験 [36] が行われ、いくつかの ^{78}Zn の励起状態が報告されている。J. M. Daugas らが行った核破碎反応を用いたアイソマー崩壊からの脱励起ガンマ線測定により、彼らはガンマ線 144.7(5) keV と 729.6(5) keV、889.9(5) keV、908.3(5) keV を観測した。J. Van Roosbroeck らが行った ^{78}Cu からの β 崩壊からの脱励起ガンマ線測定では、ガンマ線 114.9(2) keV と 730.4(3) keV、890.7(3) keV を観測した。730.4 keV と 890.7 keV のガンマ線は、J. M. Daugas らの測定したガンマ線エネルギーと一致した。しかし、J. M. Daugas らが観測したガンマ線 144.7 keV と 908.3 keV に相当するガンマ線については、J. Van Roosbroeck らは観測することが出来なかった。この原因は、 β 崩壊からは遷移が禁止されている状態からの脱励起ガンマ線であるため、 ^{78}Cu からの β 崩壊実験では、144.7 keV と 908.3 keV のガンマ線に対して十分な収量が得られないためだと推測された。さらに、J. Van Roosbroeck らが観測し

図 4.3: ${}^9\text{Be}({}^{80}\text{Ga}, {}^{78}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトル。

た 114.7 keV のガンマ線について、J. Van Roosbroeck らは ^{78}Cu からの $\beta - n$ 崩壊により、 ^{77}Zn に核変換した際に放出されるガンマ線であると報告している。J. Van de Walle らが行った ^{78}Zn のクーロン励起実験では、ガンマ線 730 keV が観測された。クーロン励起では、第一励起状態からの脱励起ガンマ線が主に観測されるので、ガンマ線 730 keV を第一励起状態の 2_1^+ として割り当てていた。

本実験で観測したガンマ線 740 keV と 902 keV、580 keV のうち、ガンマ線 740 keV と 902 keV は、誤差範囲で先行研究と一致した。しかし、本実験では J. M. Daugas らが観測したガンマ線 144.7 keV と 908.3 keV を観測することは出来なかった。ガンマ線 144.7 keV は、DALI2 のエネルギー閾値（約 200 keV）よりも低いため、観測されなかった。また、DALI2 でのエネルギー分解能はガンマ線 889.9 keV と 908.3 keV を 2 つのピークとして分離できないため、889.9 keV もしくは 908.3 keV に相当するガンマ線が観測されなかったと考えられる。

$\gamma\gamma$ コインシデンス解析

740 keV と 902 keV、580 keV のガンマ線の間係を調べるために、 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析を行った。図 4.3(b) と (c) に、 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析によって得られたガンマ線エネルギースペクトルを示す。ガンマ線エネルギースペクトルに対して、DALI2 でのガンマ線多重度が $M_\gamma = 2$ のイベントのみを選択した。対象としたガンマ線のエネルギーの範囲を図に網掛け部分で明示した。図 4.3(b) と (c) に、それぞれ 740 keV と 902 keV の近傍のガンマ線とコインシデンスしているガンマ線エネルギースペクトルを示した。図 4.3(b) と (c) で、ガンマ線 740 keV と 902 keV のピークが互いに確認された。したがって、740 keV と 940 keV は、同時に放出していることは明らかであり、カスケード崩壊であると推測される。また、図 4.3(b) と (c) で、わずかながら 580 keV に相当すると思われるピークが観測された。図 4.3(b) と (c) で、580 keV に相当するピークがわずかながら観測されたため、ガンマ線 580 keV はガンマ線 740 keV と 902 keV とコインシデンスしていると考えられる。 $^9\text{Be}(^{80}\text{Ga}, ^{78}\text{Zn} + \gamma)$ 反応では十分なイベント数が測定されたため、 $\gamma\gamma\gamma$ コインシデンス解析を行った。図 4.3(d) に $\gamma\gamma\gamma$ コインシデンス解析を行ったガンマ線エネルギースペクトルを示す。 $\gamma\gamma\gamma$ コインシデンス解析は DALI2 でのガンマ線検出多重度が $M_\gamma = 3$ のイベントのみを選択した。3 つのガンマ線を検出したイベントのうち、図 4.3(d) に示した網掛け部分でのガンマ線エネルギー 740 keV と 902 keV とコインシデンスしているガンマ線エネルギースペクトルを図示した。図 4.3(d) に示したガンマ線エネルギースペクトルで、580 keV に相当するピークが観測された。したがって、740 keV と 902 keV、580 keV のガンマ線は、3 つの連なる励起状態からカスケード崩壊により発生していると推測される。しかし、本実験で $\gamma\gamma\gamma$ コインシデンス解析により得られたエネルギースペクトルにおいても、J. M. Daugas らが報告した 889.9 keV もしくは 908.3 keV に相当するピークは観測することは出来なかった。

$M_\gamma = 1$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

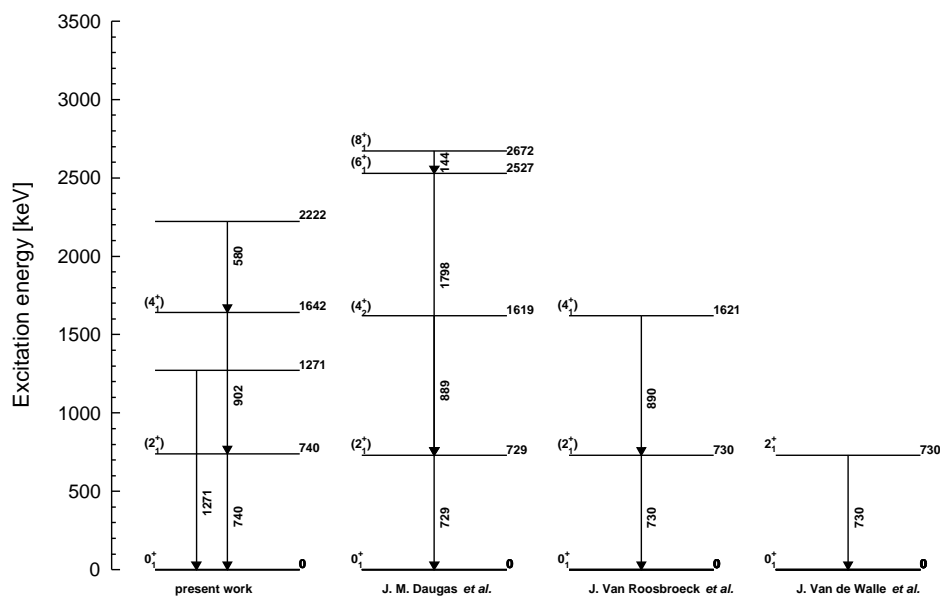
図 4.3(e) に、DALI2 のガンマ線多重度 $M_\gamma = 1$ のイベントのみを選択したガンマ線エネルギースペクトルを示す。図 4.3(a) で、観測されたガンマ線 740 keV と 902 keV、580 keV の応答関数を用いて、フィッティングを行った。DALI2 のガンマ線検出効率を考慮したガンマ線の強度は、740 keV のピークが最も高く、このガンマ線が第一励起状態に相当する。また、 $M_\gamma = 1$ でのエネルギースペクトルでは、1300 keV 付近にわずかながら、有意なピークが観測された。このピークのエネルギーは、1271(19) keV であった。 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析で 1271 keV のガンマ線を有意な収量で観測することが出来なかったため、ガンマ線 1271 keV は、直接基底状態に遷移していると考えられる。

レベルスキーム

図 4.4 に、本実験結果より、推測した ^{78}Zn のレベルスキームを示す。 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析と $\gamma\gamma\gamma$ コインシデンス解析により、ガンマ線 740 keV と 902 keV、580 keV を 3 つの連なる励起状態からカスケード崩壊による脱励起したガンマ線と推定した。図 4.3(e) に示した $M_\gamma = 1$ でのエネルギースペクトルで最も強度が高かったガンマ線 740 keV を $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移として割り当てた。この割り当ては、J. Van de Walle らが行った ^{78}Zn のクーロン励起実験で割り当てた第一励起状態 2_1^+ のエネルギーと一致している。二番目に強度が高かったガンマ線 902 keV を $(4_1^+) \rightarrow 2_1^+$ 遷移として暫定的に割り当てた。本実験では、J. M. Daugas らが暫定的に $(6_1^+) \rightarrow (4_1^+)$ 遷移として割り当てたガンマ線 908.3 keV は観測されなかった。 (4_1^+) 状態に遷移しているガンマ線 580 keV を観測し、ガンマ線 580 keV を $X \rightarrow (4_1^+)$ 遷移として割り当てた。また、ガンマ線 1271 keV は、 $M_\gamma = 1$ のガンマ線エネルギースペクトルでも観測したため、基底状態への直接遷移として割り当てた。

表 4.2: 観測された ^{78}Zn のガンマ線エネルギーの一覧。

γ -ray Energy [keV]	I_γ	Transition	Coincidences
740(11)	100(10)	$(2_1^+) \rightarrow 0_{g.s.}^+$	580, 902 keV
902(14)	93(9)	$(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$	740 keV
580(9)	14(2)		740 keV
1271(19)	4(1)		

図 4.4: ^{78}Zn のレベルスキーム。

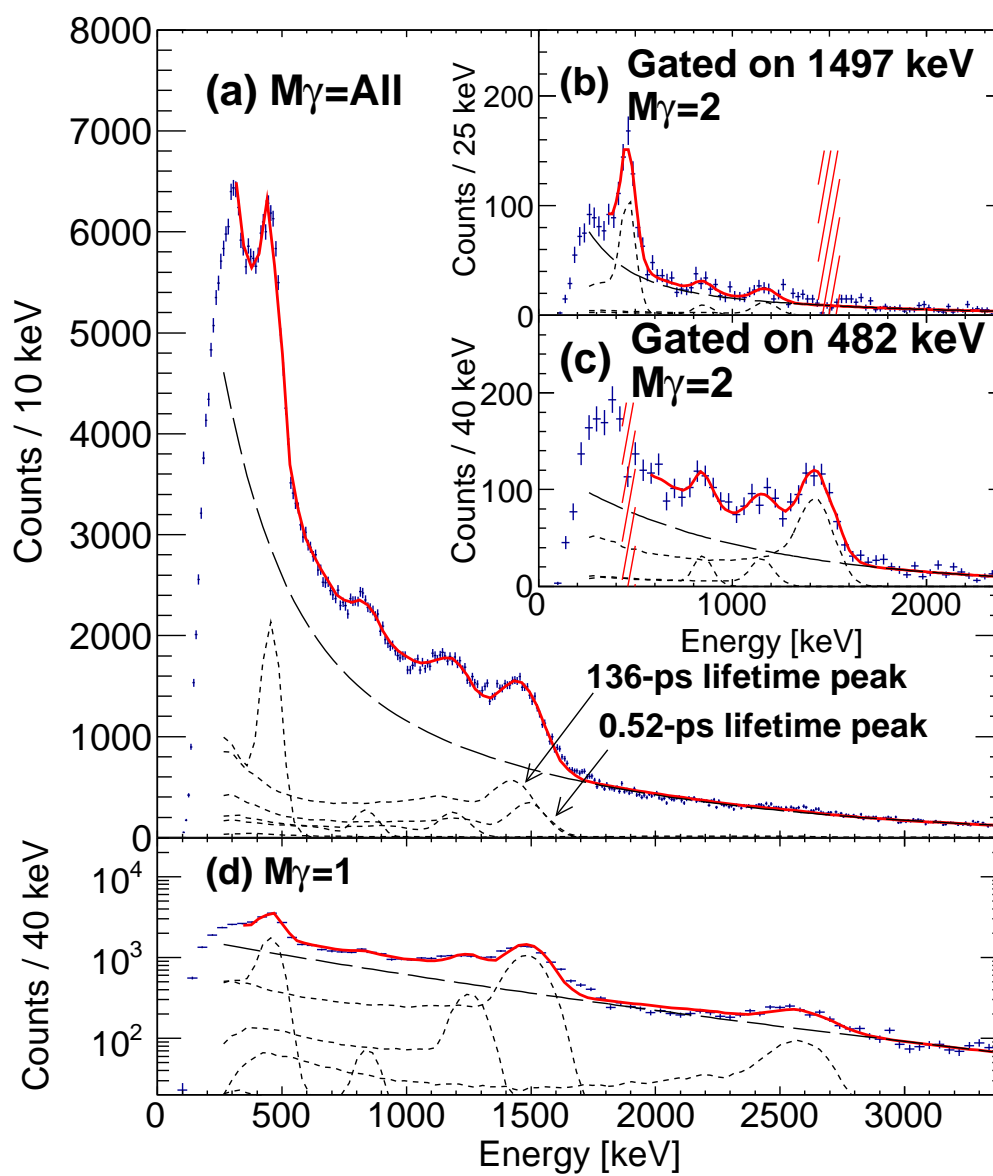
4.1.6 ^{80}Zn

図 4.5 に、 $^9\text{Be}(^{81}\text{Ga}, ^{80}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトルを示す。

第一励起状態 2_1^+ の観測

図 4.5(a) では、DALI2 でのガンマ線多重度 M_γ による制限を設けないガンマ線エネルギースペクトルを示す。図 4.5(a) では、4つのピークが観測された。図 4.5(a) より、1.5 MeV 以下のガンマ線エネルギースペクトルは、複数の遷移が重なり合っていると考えられる。 ^{80}Zn の励起状態に関して、J. Van de Walle らによるクーロン励起実験によって、第一励起状態 2_1^+ のエネルギーが、1492(1) keV であることが報告されている。本実験の $^9\text{Be}(^{81}\text{Ga}, ^{80}\text{Zn}+\gamma)$ 反応で得られたガンマ線エネルギースペクトルでは、1.5 MeV 近傍にピークが観測された。しかし、複数のピークが重なり合っているために、生成したガンマ線 1492 keV の応答関数では、DALI2 の系統誤差範囲で 1492 keV のガンマ線に相当するピークを抽出することが出来なかった。したがって、1.5 MeV 近傍のピークには、1492 keV 由来のピーク以外のピークによる寄与があると思われる。

そこで、J. Van de Walle らにより報告された 1492 keV に相当するピークを確認するために、比較的励起状態へ遷移するメカニズムがシンプルである ^{80}Zn の非弾性散乱のガンマ線エネルギースペクトルから 1492 keV に相当するピークについて検証した。図 4.6 に、DALI2 のガンマ線多重度 $M_\gamma = 1$ のイベントを

図 4.5: ${}^9\text{Be}({}^{81}\text{Ga}, {}^{80}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトル。

選択した ^{80}Zn の非弾性散乱によるガンマ線エネルギースペクトルを示す。この反応では、 ^{80}Zn の第一励起状態に主に遷移するため、DALI2 のガンマ線多重度 $M_\gamma = 1$ とすることで、第一励起状態からの脱励起ガンマ線を積極的に選択することとなる。図 4.6 に示した ^{80}Zn のガンマ線エネルギースペクトルに、鋭いピークが 1.5 MeV 付近に観測された。1492 keV の応答関数を用いたフィッティングより、このピークのエネルギーは、1497(22) keV であった。この観測されたピークのエネルギーは、J. Van de Walle らによるクーロン励起実験により報告された ^{80}Zn の第一励起状態 2_1^+ と誤差範囲で一致した。

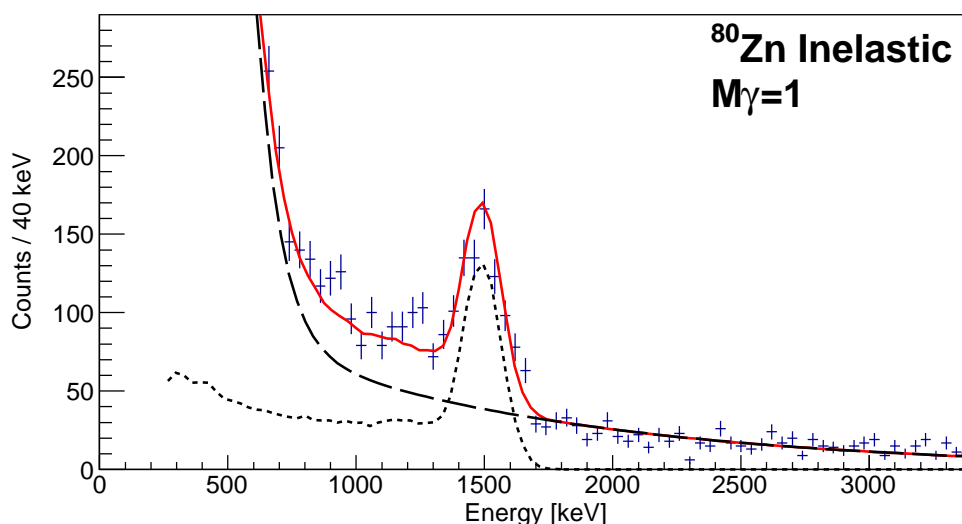


図 4.6: ^{80}Zn の非弾性散乱によるガンマ線エネルギースペクトル。

$\gamma\gamma$ コインシデンス解析

図 4.5(b) と (c) に、 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析により得られたガンマ線エネルギースペクトルを示す。 ^{80}Zn の第一励起状態だと思われる 1.5 MeV 近傍のピークとコインシデンスしているガンマ線のエネルギースペクトルを図 4.5(b) に示す。このガンマ線エネルギースペクトルは、DALI2 のガンマ線多重度 $M_\gamma = 2$ のイベントのみ選択された。図 4.5(b) では、500 keV 近傍に目立ったピークが観測された。系統的に、このピークが $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移に相当すると考えられる。また、図 4.5(a) で確認されていた 800 keV と 1200 keV 付近のピークも確認され、 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移とコインシデンスしていることがわかる。しかし、1.5 MeV 近傍に新たなピークは観測されなかった。

500 keV 近傍のガンマ線とコインシデンスしているガンマ線エネルギースペクトルを図 4.5(c) に示す。1497 keV に相当するピークと図 4.5(b) でも同様に観測されていた 800 keV と 1200 keV に相当するピークが観測された。しかし、1497 keV に相当するピークに対して、このスペクトルより応答関数を用いて得られたエネルギーは、1445(22) keV であり、誤差範囲では一致しない。1497 keV に相当するピークは、図 4.5(b) で、500 keV とコインシデンスしているため、図 4.5(c) の 1.5 MeV 付近のピークは明らかに 1497 keV 由

来のピークと同一のものだと考えられる。そこで、エネルギーが明らかにシフトしてしまった原因について議論を行う。ここで、想定していた励起状態の寿命 (10 ps) よりも長い寿命を持つ場合、ガンマ線の放出位置がずれ、ドップラー効果の補正が正しく行われずにピークのエネルギーがシフトしたと仮定した。そこで、励起状態が長い寿命を持つ場合におけるドップラー効果の補正のずれを検証した。

長い寿命を持つ励起状態からのドップラー効果の補正への影響

長い寿命の励起状態である場合に対する、ドップラー効果の補正への影響を図 4.7 に示す。ローレンツブーストによりガンマ線は、ビーム軸の前方に多く放出される。したがって、短い寿命を持つ励起状態の場合、ビーム軸に対するガンマ線放出角度 (θ) は、長い寿命の場合 (θ') と比べて、 $\theta < \theta'$ となりやすい。静止座標系でのガンマ線のエネルギー (E_{rest}) に対するドップラー効果による短い寿命と長い寿命を持つ場合のエネルギー (E, E') は以下のように表される。

$$E = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} E_{\text{rest}} \quad (4.1)$$

$$E' = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')} E_{\text{rest}} \quad (4.2)$$

ここで、 $\theta < \theta'$ の場合、ドップラー効果によるエネルギーは、 $E > E'$ となる。そのため、長い寿命を持つ励起状態からの脱励起ガンマ線を測定した場合、ドップラーシフト補正後のエネルギースペクトルで形成されるピークは、低エネルギー側へとシフトしてしまうこととなる。他の研究でも同様な現象が確認されている [72, 73, 74]。

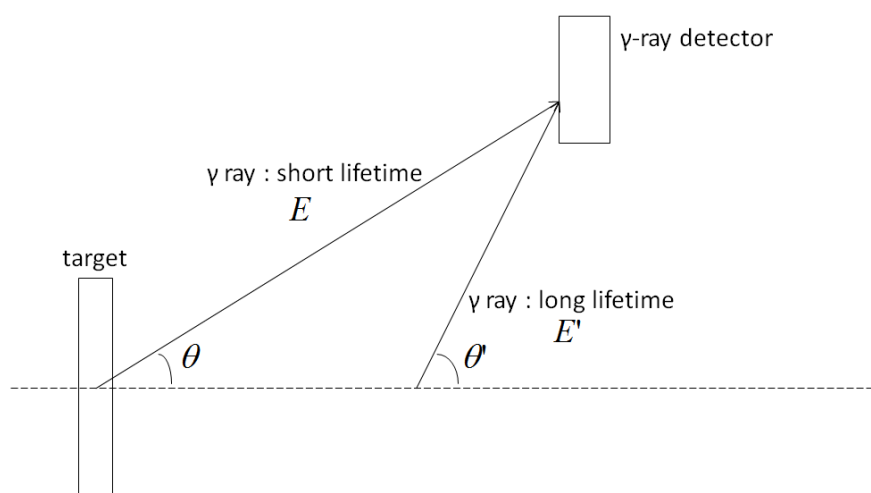


図 4.7: 長い寿命を持つ励起状態から脱励起した際のガンマ線へのドップラー効果の補正による影響。

^{80}Zn の場合について議論する。 ^{80}Zn の 2_1^+ 状態の寿命は、J. Van de Walle らによるクーロン励起実験によって $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移の換算遷移確率 ($B(E2)$) が測定されているので、 2_1^+ 状態の寿命 ($t_{1/2}(2_1^+)$) を導出

することが可能である。次式を用いて導出した。

$$t_{1/2}(E\lambda; I \rightarrow I') = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(E\lambda; I \rightarrow I') \quad (4.3)$$

I : 始状態

I' : 終状態

λ : 多重極度

2_1^+ 状態から基底状態への遷移は $E2$ 遷移により行われるため、実験より得られる換算遷移確率 ($B(E2)$) は、以下ようになる。

$$B(E2) = \frac{0.05659}{t_{1/2}(E2)E^5} (\text{eb})^2 \quad (4.4)$$

b : バーン $1b = 100\text{fm}^2$

E : 2_1^+ 状態のエネルギー [MeV]

J. Van de Walle らが測定した 2_1^+ 状態の $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+) = 144 \text{ e}^2\text{b}^2$ より、 2_1^+ 状態の寿命は 0.52 ps である。これより、 2_1^+ 状態からの遷移では、短い寿命のため放出位置のずれによるドップラー効果の補正のずれに対して影響はない。本実験結果も同様に非弾性散乱の反応チャンネルより得られた第一励起状態からの脱励起ガンマ線のエネルギーは誤差範囲で一致していることが確認され、この結果と矛盾しなかった。一方で、図 4.5(c) に示した 500 keV のガンマ線とコインシデンスしているガンマ線のエネルギースペクトルで観測された 1497 keV に相当するピークは、大きく低エネルギー側へずれていた。この原因は、1497 keV の遷移よりも高い励起状態が長い寿命を持つためにカスケード崩壊によって、1497 keV のガンマ線が遅延して放出されたと考えられる。図 4.8 に、長い寿命を持つ励起状態からのカスケード崩壊によるガンマ線の放出位置のずれるメカニズムを示す。寿命が長い励起状態に遷移した場合に、ガンマ線の放出位置がずれ、カスケード崩壊後のガンマ線の放出位置もずれると予想される。励起状態の寿命をパラメーターとしてシミュレーションにより生成した応答関数を用いて、図 4.5(c) の 1497 keV に相当するピークに対して、ガンマ線エネルギースペクトルの線形解析により、励起状態 (4_1^+) の寿命を見積もった。

応答関数を用いた線形解析による励起状態の寿命の推定

図 4.5(c) のカスケード崩壊を経てエネルギーがずれた 1497 keV のピークと想定し、線形波形解析を用いて 1497 keV の上の励起状態 (4_1^+) の寿命を導出した。シミュレーションで励起状態の寿命を変化させ、ガンマ線エネルギースペクトルの応答関数を生成した。この生成された応答関数を図 4.5(c) のガンマ線エネ

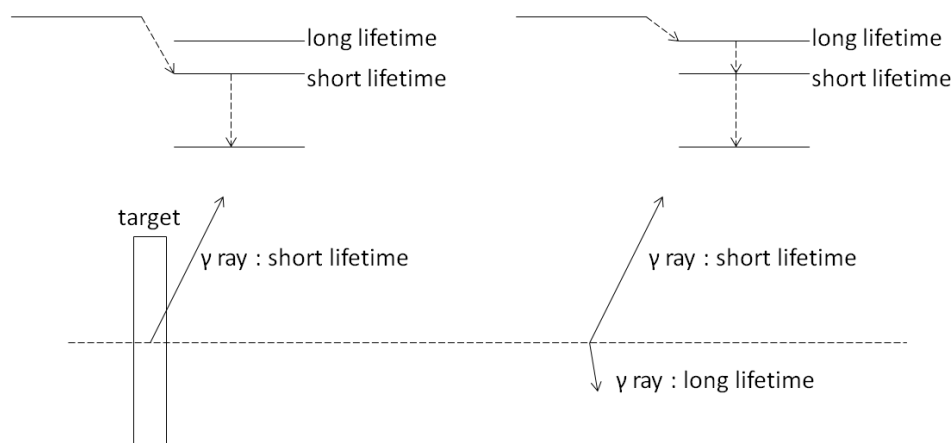


図 4.8: 長い寿命の励起状態からのカスケード崩壊により、ガンマ線の放出位置がずれるメカニズム。

ルギースペクトルに対して、応答関数のエネルギーに対するパラメーターを固定してフィッティングした。フィッティングの自由度 (d) ごとの励起状態の寿命に対する χ^2 を図 4.9(a) に示す。フィッティングより得られた励起状態 (4_1^+) の寿命は、 136_{-20}^{+25} ps であった。この値の誤差は、フィッティングによる寄与より見積もった。換算 χ^2 は、寿命が 136 ps 付近で 1 程度であり、この応答関数が良く、このスペクトルを表していることを示す。また、この手法では、ガンマ線のエネルギーから励起状態の寿命を導出したため、DALI2 のエネルギーの決定精度による寿命の誤差を見積もらなければならない。図 4.9(b) に、1492 keV の DALI2 のエネルギー決定精度 (± 22.5 keV) に対して、見積もられた寿命の変化を示す。図 4.9(b) より、DALI2 のエネルギー決定精度に対する寿命の誤差は \pm_{67}^{+89} ps であった。これより、励起状態 (4_1^+) の寿命を、 136_{-67}^{+92} ps とした。また、励起状態 (4_1^+) よりもさらに高い励起状態に遷移した場合の影響に関して、1497 keV のピークへの寄与は小さいものとして無視した。

$M_\gamma = 1$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

図 4.5(d) に、DALI2 のガンマ線多重度 $M_\gamma = 1$ のガンマ線エネルギースペクトルを示す。この条件では、新たに 2.5 MeV 付近にピークを観測した。この遷移は、 $M_\gamma = 1$ のスペクトルでのみ観測したので、基底状態に直接遷移していると思われる。このスペクトルに対して、行ったフィッティングは励起状態の寿命が 10 ps の応答関数のみ用いた。

$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

図 4.5(a) に示したガンマ線エネルギースペクトルには、上記で議論した長い寿命を持つ励起状態を考慮した応答関数を用いてフィッティングした。 $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移だと思われる 500 keV のピークが、長い寿命 136 ps を持つと仮定し、応答関数を生成した。また、 4_1^+ 状態からのカスケード崩壊により発生する $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gt.s.}}^+$ 遷

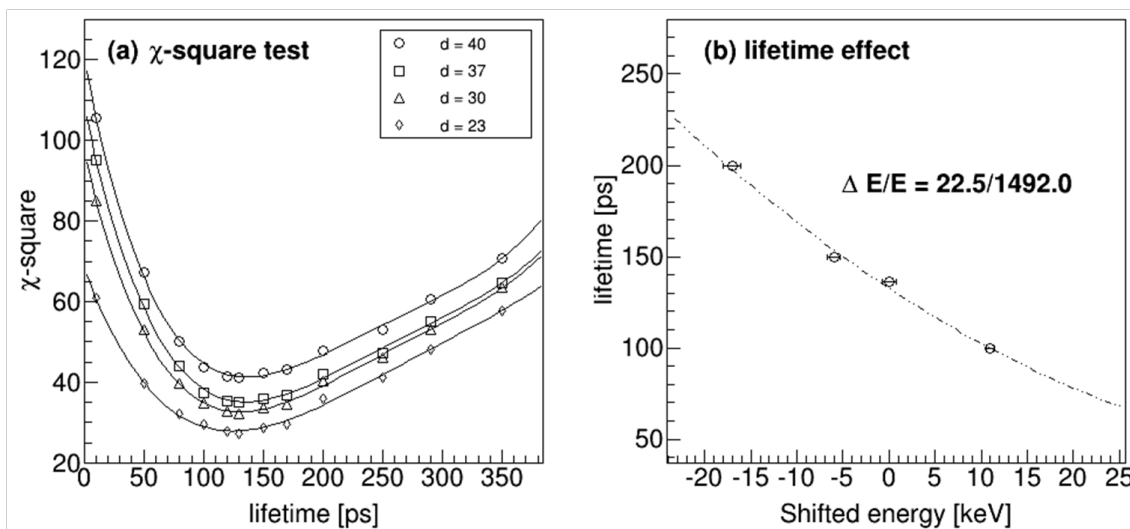


図 4.9: (a) 自由度 (d) ごとの励起状態の寿命に対する χ^2 。(b) 1492 keV の DALI2 のエネルギー決定精度 (± 22.5 keV) に対する見積もられた寿命の変化。

移の 1492 keV も長い励起状態 136 ps とした応答関数を生成した。1.5 MeV のピークに関しては、一陽子ノックアウト反応により 2_1^+ 状態や 4_1^+ 状態に遷移することが考えられるので、寿命が 0.52 ps のもと 136 ps の両方の応答関数を用いてフィッティングを行った。フィッティングにより求めたピークのエネルギーと $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gt.s.}}^+$ 遷移に対するガンマ線の強度を表 4.3 に示す。 4_1^+ 状態に遷移したイベントでは、カスケード崩壊により 2_1^+ 状態を経由するので、 $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移と 136 ps を持つ $2_1^+ \rightarrow 0_{\text{gt.s.}}^+$ 遷移の強度が等しくならなければならない。フィッティングより求められた強度は、誤差範囲で一致した。

レベルスキーム

図 4.10 に、本実験結果より、推測した ^{80}Zn のレベルスキームを示す。 $\gamma\gamma$ コインシデンス解析と $\gamma\gamma\gamma$ コインシデンス解析により、ガンマ線 1497 keV と 482 keV は、カスケード崩壊による脱励起したガンマ線と推定した。ガンマ線 1492 keV を $(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{gt.s.}}^+$ 遷移、ガンマ線 482 keV を $(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$ 遷移として、それぞれ暫定的に割り当てた。ガンマ線 482 keV とコインシデンスしていた 841 keV と 1195 keV を (4_1^+) 状態へと遷移する際に放出されたガンマ線とした。また、 $M_\gamma = 1$ のガンマ線エネルギースペクトルで、観測されたガンマ線 2627 keV を基底状態へと直接遷移する際に放出されたガンマ線とした。

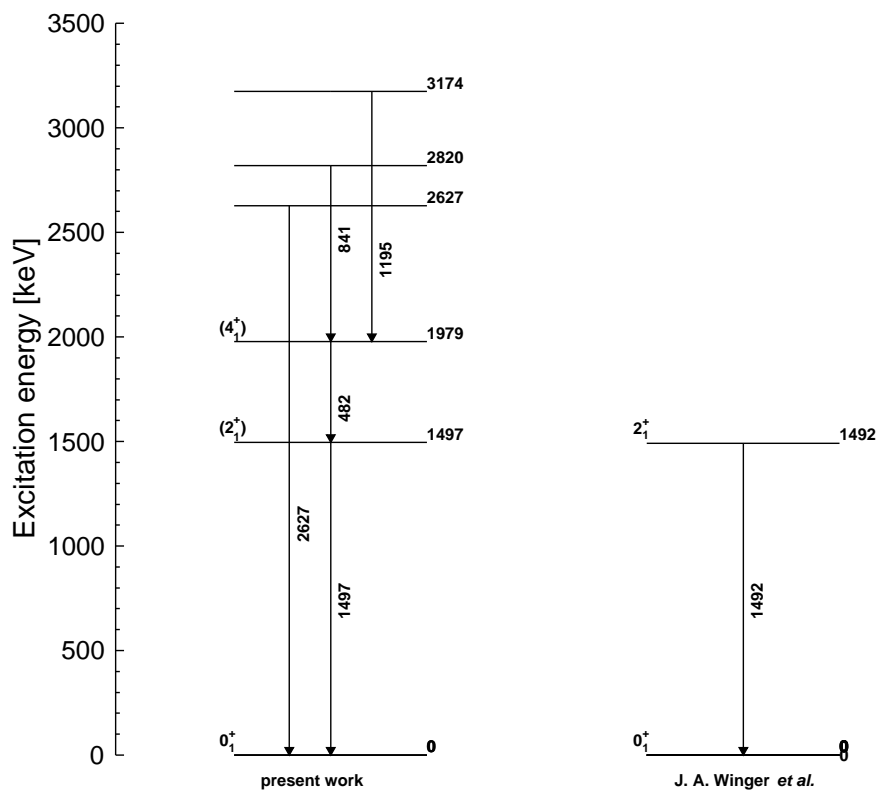


図 4.10: ^{80}Zn のレベルスキーム。

表 4.3: 観測された ^{80}Zn のガンマ線エネルギーの一覧。

γ -ray Energy [keV]	I_γ	Transition	Coincidences
1497(22)	100(12)	$2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$	482, 841, 1195 keV
482(7)	60(6)	$(4_1^+) \rightarrow 2_1^+$	841, 1195, 1497 keV
841(13)	12(2)		482, 1497 keV
1195(18)	17(2)		482, 1497 keV
2627(39)	3(1)		

4.1.7 ^{82}Zn

図 4.11 に、 $^9\text{Be}(X, ^{82}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトルを示す。

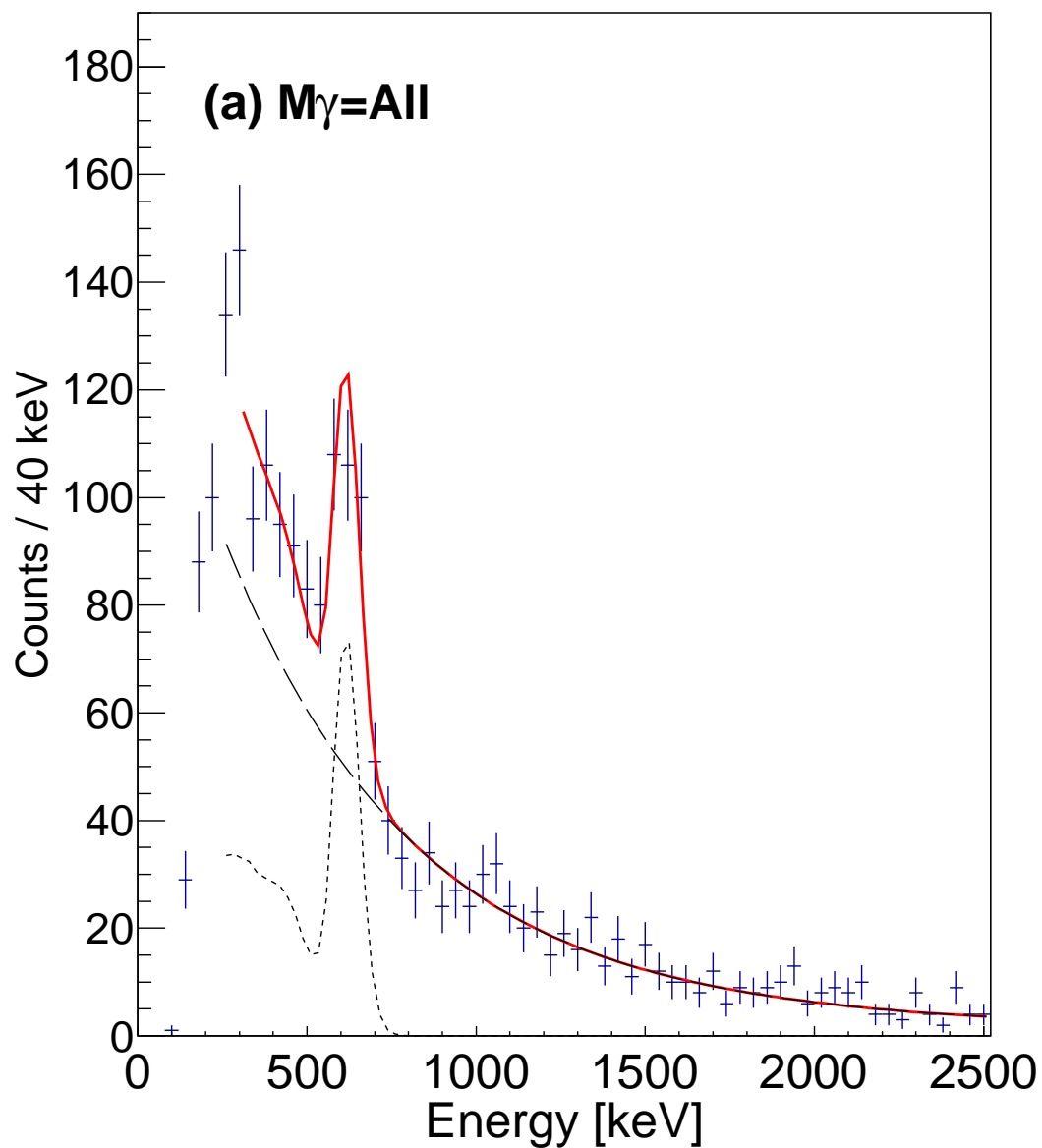


図 4.11: $^9\text{Be}(X, ^{82}\text{Zn}+\gamma)$ 反応より得られたドップラーシフト補正後のガンマ線エネルギースペクトル。

$M_\gamma = \text{ALL}$ のイベントに対するガンマ線エネルギースペクトル

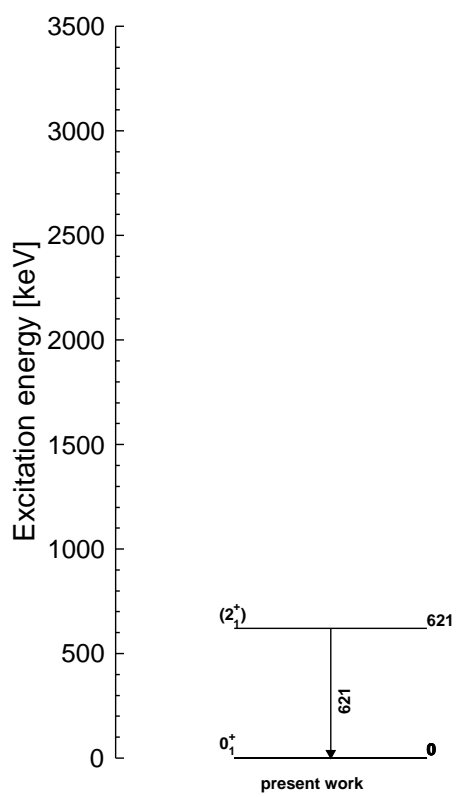
図 4.11 に、DALI2 のガンマ線多重度による制限を設けなかったガンマ線エネルギースペクトルを示す。600 keV 付近にピークを観測した。これは、 ^{82}Zn で初めて測定された遷移である。励起状態のエネルギーを求めるために、シミュレーションより生成した応答関数を用いてフィッティングした。その結果を表 4.4 に示す。他に有意なピークは観測されなかった。また、 $\gamma-\gamma$ コインシデンス解析などでも有意なピークは観測することができなかった。

表 4.4: 観測された ^{82}Zn のガンマ線エネルギーの一覧。

γ -ray Energy [keV]	I_γ	Transition	Coincidences
621(11)	100(10)	$2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$	

レベルスキーム

図 4.12 に、提案した ^{82}Zn のレベルスキームを示す。本実験で、新たに発見された遷移を暫定的に $(2_1^+) \rightarrow 0_{g.s.}^+$ 遷移とした。

図 4.12: ^{82}Zn のレベルスキーム。

4.1.8 ガンマ線エネルギーのまとめ

表 4.5 に、本実験で観測したガンマ線をまとめた。参考データとして、他の論文で報告され、本実験で観測したエネルギーに相当するガンマ線も示した。

表 4.5: 本実験で観測した $^{76,78,80,82}\text{Zn}$ のガンマ線の一覧。

Isotope	γ -ray energy (keV)		I_γ	Transition $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	Coincidence(s)
	Present Letter	Previous reports			
^{76}Zn	602(9)	598.70(6) [71]	100(10)	$(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$	703, 1053 keV
	703(11)	697.69(7) [71]	72(7)	$(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$	602 keV
	1053(16)	1053(1) [71]	33(4)		602 keV
^{78}Zn	740(11)	729.6(5) [38]	100(10)	$(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$	580, 902 keV
	902(14)	889.9(5) [38]	93(9)	$(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$	740 keV
	580(9)		14(2)		740 keV
	1271(19)		4(1)		
^{80}Zn	1497(22) ¹	1492(1) [37]	100(12) ²	$(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$	482, 841, 1195 keV
	482(7)		60(6)	$(4_1^+) \rightarrow (2_1^+)$	841, 1195, 1497 keV
	841(13)		12(2)	$X \rightarrow (4_1^+)$	482, 1497 keV
	1195(18)		17(2)	$X \rightarrow (4_1^+)$	482, 1497 keV
	2627(39) ³		3(1)	$X \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$	
^{82}Zn	621(11)			$(2_1^+) \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$	

第5章 議論

5.1 低励起状態の系統的な傾向

2_1^+ 状態と 4_1^+ 状態のエネルギーと $R_{4/2}$ 比の系統的な傾向について、Zn 同位体や $N = 50$ 同調体上で検証した。図 5.1 に、Zn 同位体、 $N = 50$ の同調体の 2_1^+ 状態と 4_1^+ 状態の励起エネルギー ($E(2_1^+) : \circ$ 、 $E(4_1^+) : \square$) のまとめを示す。図 5.1(a) に、Zn 同位体で中性子数を変化させた場合の 2_1^+ と 4_1^+ 状態のエネルギー (上図) と $R_{4/2}$ 比 (下図) を示す。塗りつぶした点は、本研究で初めて測定された値である。 $R_{4/2}$ に示した 2.00 や 3.33 は、それぞれ集団運動である振動励起モードと回転励起モードの典型的な値である。図 5.1(a) に、殻模型計算から導出された Zn 同位体の励起エネルギーを示す。JUN45 は、本間らが開発した JUN45 相互作用を採用して、模型空間に $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ 軌道で構成される殻模型計算である [75]。MCSM(Monte Carlo Shell Model) は、角田らによって京コンピュータを用いて行われた [34]。この計算では、 pf 殻と $1g_{9/2}, 2d_{5/2}$ 軌道を模型空間として計算した。図 5.1(b) に、 $N = 50$ 同調体で陽子数を変化させた場合の 2_1^+ と 4_1^+ 状態のエネルギー (上図) と $R_{4/2}$ 比 (下図) の傾向を示す。

5.1.1 Zn 同位体

図 5.1(a) の上図の第一励起状態 2_1^+ に魔法数を持つ原子核の特徴が顕著に表れている。中性子数 $N = 50$ のときのみ明らかに $E(2_1^+)$ が大きく増加している。中性子数 $N = 52$ のときには、再び減少している。これは、殻模型の閉殻となる中性子数 $N = 50$ が Zn 同位体において魔法数であることを示している。魔法数 50 は、スピン軌道結合によって $1g$ 軌道が大きく二つ ($1g_{7/2}, 1g_{9/2}$) に分岐したために軌道のギャップが作られるために生じる。中性子数が 40 から 50 までは、 $1g_{9/2}$ 軌道に中性子が充填され、 $N = 50$ のときに $1g_{9/2}$ 軌道が満たされて、閉殻となる。中性子数 $N = 51$ 以降は、魔法数 50 のギャップを超えた軌道 ($2d_{5/2}, 1g_{7/2}$) に入る。このため、閉殻の中性子数 $N = 50$ である ^{80}Zn の $E(2_1^+)$ が $^{74,76,78,82}\text{Zn}$ に比べて大きくなったと思われる。図 5.1(a) の下図に示した $R_{4/2}$ は、原子核の形状に敏感な値である。集団運動による励起モードで球状の原子核が振動励起する場合は、 $R_{4/2}$ が 2.00 となる。Zn 同位体では、 $R_{4/2}$ が 2.00 程度となっているため、原子核が形状の励起モードであると思われる。魔法数である $N = 50$ のときに、Zn 同位体の $R_{4/2}$ が更に低くなっている。これは、集団運動による励起モードと考えるよりも核子の配位による励起モードだと思われる。魔法数を持つ原子核では、 $R_{4/2}$ が 2.00 よりも小さくなることが知られており、この実験結果も $N = 50$ が魔法数であることを示している。また、 ^{80}Zn の低くなった $R_{4/2}$ については、5.2 節で議論を行う。

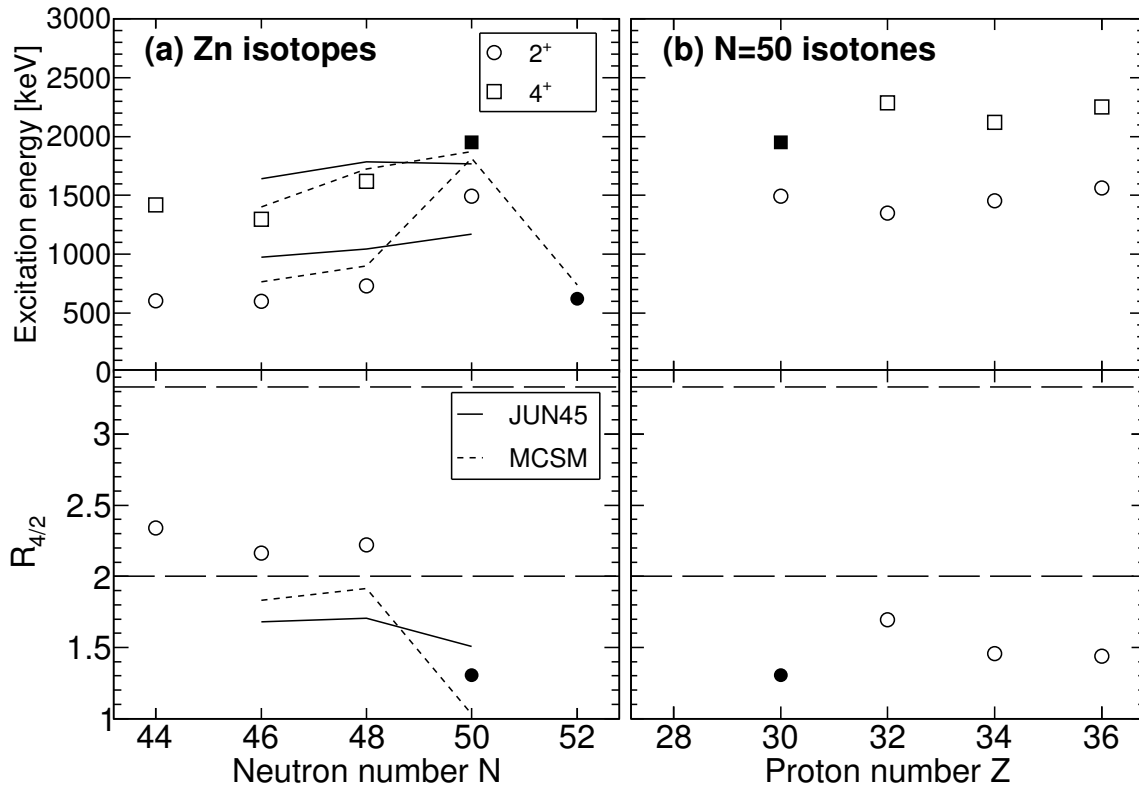


図 5.1: 2_1^+ と 4_1^+ 状態の励起エネルギー (上図) と $R_{4/2}$ 比 (下図)。(a) Zn 同位体。(b) $N = 50$ 同調体。

実験結果と殻模型計算を比較すると、二つの殻模型計算は実験結果の傾向を再現している。MCSMの方が JUN45 よりも良く実験結果を再現している結果となった。MCSM は、実験結果と同様に、従来の魔法数である $N = 50$ のときに $E(2_1^+)$ が大きく増加し、 $R_{4/2}$ が減少していた。中性子数 $N = 50$ で閉殻となり、大きなギャップがあるためにこのような結果を示したと思われる。JUN45 に関しては、 $E(2_1^+)$ の大きさについて、実験結果と大きな違いが生じていた。JUN45 計算で使用した模型空間が $1g_{9/2}$ までしか取られていないため $N = 50$ で中性子が完全に埋まってしまう。模型空間が核子で満たされてしまうと、不活性な芯となってしまったために、実験結果と差が生じたと考えられる。

5.1.2 $N = 50$ 同調体

図 5.1(b) の上図に、陽子数に対して中性子数 $N = 50$ である同調体の $E(2_1^+)$ と $E(4_1^+)$ を示す。従来の魔法数である 50 は、中性子過剰な原子核に対して魔法数の特徴である大きな $E(2_1^+)$ を示した。したがって、中性子の魔法数 $N = 50$ は、陽子数 $Z = 28$ に向かって魔法性を保持していることがわかった。図 5.1(b) の下図の $R_{4/2}$ に注目すると、陽子数 $Z = 30$ のときに再び $R_{4/2}$ の値が小さくなっている。これは、陽子数を減らしていくと従来の魔法数である 28 に近づくために集団運動による励起モードによる描像よりも核子配位による励起モードの側面が強くなっているからだと思われる。そのため、従来の魔法数 $Z = 28$ で十

分に殻ギャップが保たれているならば、 $Z = 28$ までの核子是不活性としてみなし、それ以外のバレンス核子によって励起状態が形成されると近似することができる。少数のバレンス核子で励起モードを形成する場合、 $R_{4/2}$ は 2.00 よりも小さくなることが知られており、魔法数近傍の核子数を持つ原子核では $R_{4/2}$ が 2.00 よりも小さい。したがって、この傾向は、 $Z = 28$ が中性子過剰な原子核でも魔法数であることを示唆している。

5.2 ^{80}Zn の原子核構造5.2.1 ^{80}Zn のレベルスキームの実験結果と殻模型計算の比較

図 5.2 に、実験結果と殻模型計算より構築したレベルスキームを示す。実験結果は、第一励起状態 2_1^+ が 1.5 MeV であり、 4_1^+ 状態が 2_1^+ 状態に詰まっていた。これに対して、二つの殻模型計算も同様に、第一励起状態 2_1^+ のすぐ近くに 4_1^+ 状態が現れると予言した。実験から得られた ^{80}Zn の $R_{4/2}$ の値は、1.31(2) であった。この値は、集団運動による振動励起における $R_{4/2} = 2.00$ と比べて、かなり小さい値である。したがって、この結果は、 ^{80}Zn の励起状態が集団運動によるものよりバレンス核子の配位によって説明できることを示唆している。さらに、本実験で測定した 4_1^+ 状態の寿命 136_{-67}^{+92} より $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ を導出することが可能である。導出した $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ は、 $162_{-81}^{+110} e^2b^2$ であった。閉殻近傍の原子核ではセニヨリティ $\nu = 2$ によって形成される励起状態の $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比が 1 よりも小さくなることが知られている [76, 77]。J. Van de Walle らが測定した $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+) = 144 e^2b^2$ [37] を用いて $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比を求めた。 $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比は、 1.12_{-60}^{+80} であった。実験より導出された $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比は、セニヨリティ $\nu = 2$ による励起状態を形成する可能性を含む結果であった。 ^{78}Ni が二重閉殻を成しているならば、 ^{80}Zn の 2 陽子によってセニヨリティ $\nu = 2$ による励起状態が形成することが出来る。したがって、 ^{80}Zn の $R_{4/2}$ 比と $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比が集団運動の場合と比べて小さいのは、 ^{80}Zn の原子核構造が ^{78}Ni が二重閉殻であり不活性の芯となって 2 個の陽子の自由度の描像で説明できることを示唆している。

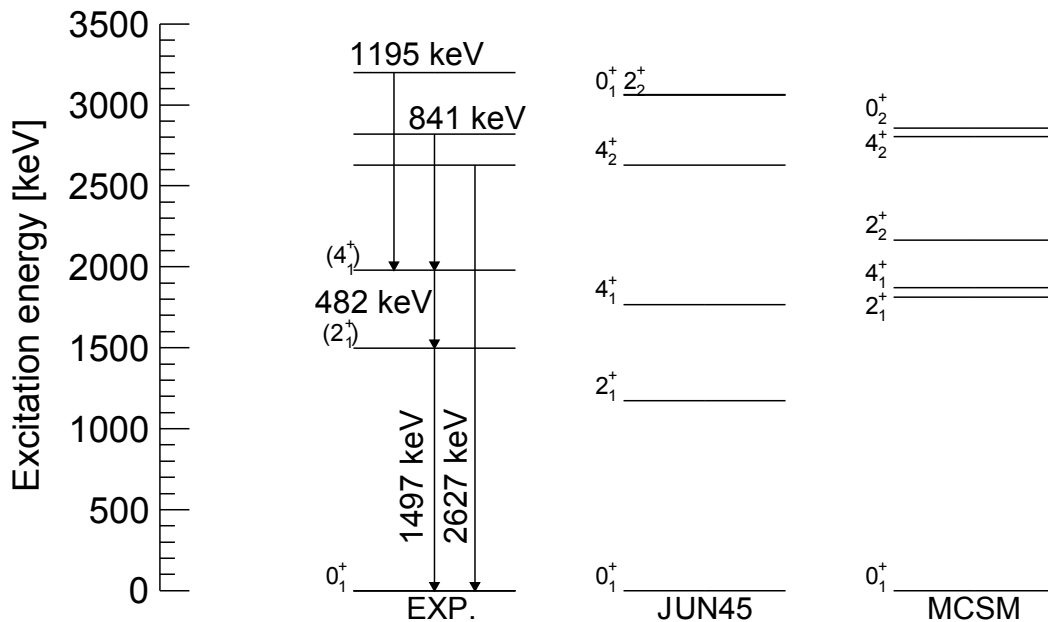


図 5.2: 実験結果と殻模型計算により構築した ^{80}Zn のレベルスキーム。

5.2.2 ^{80}Zn での 2 陽子配位

^{80}Zn の原子核構造が ^{78}Ni を芯とした 2 陽子の描像により説明できると推測した。 ^{78}Ni が良い二重閉殻であるとすると、 ^{80}Zn の低励起状態は 2 陽子の配位によって占有されることとなる。 ^{80}Zn の基底状態において、この 2 陽子が入る軌道は、 $Z = 28$ の殻ギャップより上の $1f_{5/2}$ 軌道もしくは $1p_{3/2}$ 軌道が考えられ、 ^{80}Zn の基底状態の配位は、 $(\pi 1f_{5/2})^2$ か $(\pi 1p_{3/2})^2$ として表すことができる。ここで、 $R_{4/2}$ 比が小さいこととセニヨリティ $\nu = 2$ による励起状態が示唆されていることから、低励起状態は、 $1f_{5/2}$ 軌道もしくは $1p_{3/2}$ 軌道に入った 2 陽子の配位によって主に占められている。 $(\pi 1f_{5/2})^2$ と $(\pi 1p_{3/2})^2$ が作ることが出来るスピン (J) とパリティ (π) は、それぞれ $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ と $J^\pi = 0^+, 2^+$ のみである。このことを考慮すると、実験で得られた ^{80}Zn の低励起状態を説明するために、 ^{80}Zn の基底状態の配位は 4^+ まで作ることが出来る $(\pi 1f_{5/2})^2$ であると考えられる。つまり、 $R_{4/2}$ 比が 2.00 より小さく $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比が 1 より小さくなるためには、 ^{80}Zn の基底状態の配位が $(\pi 1f_{5/2})^2$ であり、かつ低励起状態がセニヨリティ $\nu = 2$ による 2 陽子配位が主な成分であることが要求される。したがって、 ^{80}Zn の基底状態は、 ^{78}Ni が二重閉殻であり $(\pi 1f_{5/2})^2$ として描像することができると推測した。

また、2 粒子配位によって形成される励起状態のエネルギーの相対値 (ΔE) は、残留相互作用に δ 関数を想定し計算することが可能である [78]。

$$\Delta E(j^2 J) \propto -\frac{(2j+1)^2}{2} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}^2 \quad (5.1)$$

j : 核子のスピン

$$\begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix} : 3j \text{ 記号}$$

上記より、計算して得られた $(\pi 1f_{5/2})^2$ の 2^+ 状態と 4^+ 状態のエネルギーの相対値から求めた $R_{4/2}$ 比は、1.17 であった。上記の式より求めた $R_{4/2}$ は、 ^{80}Zn の実験から得られた $R_{4/2}$ は 1.32(3) と近くなっていた。これは、 ^{80}Zn の励起状態が単純化した 2 粒子配位で説明できることを示している。しかし、上記の式では、残留相互作用を単純な δ 関数にしたことや配位混合を考慮していないため実験値と一致はしなかった。本研究で ^{80}Zn の励起状態と比較した二つの殻模型計算によると、 $0_{g.s.}^+$ と 2_1^+ と 4_1^+ の励起状態では、主な配位が $(\pi 1f_{5/2})^2$ であった。これらの情報は、本研究で得た実験データが示す ^{80}Zn の原子核構造と一致していた。

5.3 $Z = 28$ 上での核構造の変化

本研究で得られた結果より、 ^{80}Zn の基底状態は、 $(\pi 1f_{5/2})^2$ であると推測された。安定線近傍核で構築された殻模型では $1p_{3/2}$ 軌道は $1f_{5/2}$ 軌道より低いとされており、この基底状態の配位は、 ^{80}Zn ではこれらの

軌道が逆転し $1f_{5/2}$ 軌道の方が低くなっていることを示している。中性子過剰になるにしたがって、 $1p_{3/2}$ 軌道と $1f_{5/2}$ 軌道の一粒子エネルギー差が縮まり逆転することは Cu 同位体でも同様に報告されている [48]。また、理論計算でも同様に、 $N = 40 - 46$ 付近で $1p_{3/2}$ 軌道と $1f_{5/2}$ 軌道の一粒子エネルギーが逆転することが予測されている [35, 56]。本研究の結果は、これらと同様に Zn 同位体が中性子過剰になると $1p_{3/2}$ 軌道と $1f_{5/2}$ 軌道の一粒子準位エネルギーが逆転する現象が生じていることを示唆している。

第6章 結論

^{78}Ni は、陽子数 $Z = 28$ で中性子数 $N = 50$ ともに二重魔法数を持つ特異な原子核である。数個しか存在しない極めて特徴的な原子核の一つであり、かつ陽子と中性子の核子数が大きく異なる不安定な中性子過剰核である。近年の研究により、 β 安定線から遠く離れた軽い原子核では、殻構造の変化が促され、従来の魔法数が消失したり新たに出現したりすることが知られている。このため、 ^{78}Ni 及び近傍の原子核を研究することは、多種多様な原子核の構造を包括的に理解する上で重要である。また、重い元素の合成過程として知られている r プロセスの待機点として知られている中性子過剰な原子核でも魔法数 $N = 50$ を保っているかどうかを検証することは、 r プロセスを明らかにするためにも重要である。本研究では、 ^{78}Ni 近傍の原子核の低励起状態を観測し、そのエネルギーや寿命からこれらの原子核構造を明らかにすることを目指した。

核破碎反応を用いたインビームガンマ線核分光法実験を行い、 ^{78}Ni 近傍の原子核構造について研究した。実験は理化学研究所の RIBF で行った。 ^{78}Ni 近傍の原子核は、多段加速器により 345 MeV/u まで加速された ^{238}U を ^9Be 標的に照射し核分裂反応によって生じた破砕片を BigRIPS を用いて分離とバックグラウンドを除去することによって得た。分離した破砕片を、 $\text{ToF}-B\rho-\Delta E$ 法によって識別した。この破砕片を再度 ^9Be 標的に照射することによって核破碎反応を促し、第一励起状態よりも高い低励起状態からの脱励起ガンマ線を DALI2 を用いて観測した。核破碎反応によって生成された残留核は、ZeroDegree スペクトロメータを用いて $\text{ToF}-B\rho-\Delta E$ 法によって識別した。識別した粒子は、多くのバックグラウンドを含んでいたため、このバックグラウンドの除去を行った。観測したガンマ線に対して ^9Be 標的に照射した粒子と照射後の残留核とコインシデンスしたイベントを選択し、ドップラー効果の補正を行った。得られたガンマ線エネルギースペクトルに対して、GEANT4 を用いたシミュレーションから生成した応答関数を使用してフィッティングを行い分析した。 $^{76,78,80,82}\text{Zn}$ の低励起状態からの脱励起ガンマ線エネルギースペクトルに、 $\gamma-\gamma$ コインシデンス解析を行い $^{76,78}\text{Zn}$ で 2_1^+ と 4_1^+ 状態のエネルギーを同定し、他の実験結果とも一致していることを示した。 ^{80}Zn では、すでに 2_1^+ 状態のエネルギーは知られていたが、新たに $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 遷移と推定されるガンマ線遷移を観測し、 (4_1^+) 状態のエネルギーが 1979(30) keV であることを発見した。また、シミュレーションの始状態の寿命をパラメーターとして応答関数を生成してフィッティングを行い χ^2 検定により、 (4_1^+) 状態の寿命 136_{-67}^{+92} ps を求めた。初めて ^{82}Zn の励起状態からの脱励起ガンマ線を測定して、第一励起状態 2_1^+ が 621(11) keV であることを発見した。

得られた $E(2_1^+)$, $E(4_1^+)$ や $R_{4/2}$ 比を Zn 同位体や $N = 50$ の同調体での系統性を調べ、殻模型計算から得られた計算結果と比較を行った。Zn 同位体では、 $N = 50$ のときのみ $E(2_1^+)$ が増加し、 $R_{4/2}$ 比が減少した。これは、Zn 同位体において中性子数 $N = 50$ が魔法数であることを示唆している。 $N = 50$ の同調体

に注目すると、中性子過剰核に向かって $E(2_1^+)$ が大きくは変化せず、 $R_{4/2}$ 比は集団運動の振動励起 (2.00) よりも低い値を保っている。したがって、中性子過剰核でも中性子数 $N = 50$ は魔法性を保っていると考えられる。

^{80}Zn の $R_{4/2}$ 比では集団運動の振動励起 (2.00) よりも低い 1.31(2) であった。このように集団運動の振動励起よりも低い $R_{4/2}$ となるためには、魔法数を持つ原子核もしくは近傍の原子核であることが要求される。閉殻に加えて数個のバレンス核子から構成される原子核は、このバレンス核子のみの組み合わせによる配位によって低励起状態が形成され $R_{4/2}$ 比が小さくなることが知られている。したがって、このように $R_{4/2}$ が低いことは、陽子数 $Z = 28$ と中性子数 $N = 50$ が良い魔法数であり、 ^{80}Zn が ^{78}Ni を芯として 2 陽子のバレンス核子から構成されることを示唆している。この結果は、 ^{78}Ni が二重閉殻であるという解釈と符合する。また、 $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比が 1 より小さい場合は、セニヨリティによる励起状態であることが知られている。 $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ 比が小さいことは、 ^{80}Zn の 2 陽子がセニヨリティ $\nu = 2$ により励起状態を形成していることと矛盾しない結果であった。 ^{80}Zn の低励起状態の主な成分が、2 陽子のセニヨリティ $\nu = 2$ によるものであることから、 4^+ 状態まで作ることが出来る $(\pi 1f_{5/2})^2$ が $(\pi 1p_{3/2})^2$ の代わりに要求される。したがって、 β 安定線近傍の原子核の一粒準位エネルギーは、 $1p_{3/2}$ 軌道が $1f_{5/2}$ 軌道よりも下にあったが、 β 安定線から離れた中性子過剰核では $1p_{3/2}$ 軌道と $1f_{5/2}$ 軌道が逆転していることが予想される。このことは理論計算による予測とも一致している。

本研究では、中性子過剰核である $^{80,82}\text{Zn}$ の新たな励起状態のエネルギーを観測した。本結果より、従来の魔法数 $N = 50$ が魔法性を保っていることが明らかになった。中性子数 $N = 50$ が中性子過剰な領域でも魔法性を保っていることより、 $N = 50$ が r プロセスの第一待機点であることが示唆される。また、本研究の結果は、 ^{78}Ni が二重閉殻であることや陽子の一粒準位エネルギーが逆転しているという殻構造の変化を示唆した。原子核構造の統一的理解や重元素合成過程解明へと迫るために必要で重要な知見を本研究から得ることができた。

謝辞

本研究の過程において、多くの方から御指導と御鞭撻を賜りました。この場をお借りして心より感謝を申し上げます。

本研究の指導教員である立教大学理学部物理学科 家城和夫教授には数々の御指導、御助言を頂きました。理化学研究所 米田健一郎様には本研究の遂行に際し、様々な御指導、御助言を頂きました。心より深く感謝の意を表します。

理化学研究所のインビームガンマグループのメンバー P. Doornenbal 様、武内様、D. Steppenbeck 様、本林様、松下様、W. He 様、J. Lee 様、L. Honga 様、新倉様、谷内様、靱山様に、心より感謝を申し上げます。私を受け入れて頂き、様々な実験に参加することができ貴重な経験を得ることが出来ました。メンバーの御協力のもと本研究を遂行することが出来ました。本研究の実験に御協力して頂いた多くの方々、理化学研究所 RIBF のスタッフの皆様の御協力により、大変意義のある実験データを得ることが出来ました。心より感謝を申し上げます。理化学研究所 櫻井様、西村様、大津様、馬場様、磯部様には、本研究を遂行する上で、多くの御指導と御鞭撻を頂きました。本当にありがとうございます。本研究の遂行に当たり数値計算を基にした議論を交わす機会を頂いた東京大学の犬塚様、角田様や会津大学の本間様に心より深く感謝致します。

最後に、家城研究室の皆様には、様々な面で御協力を頂きました。同期である松下君、村井君と切磋琢磨しながら共に研究を行ったことで研究をやり遂げることが出来たのだと思います。本当にありがとうございます。

本研究にご協力いただいた皆様には重ねて深い感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] E. Rutherford, [The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science](#) **21**, 669 (1911).
- [2] J. Chadwick, [Nature](#) **129**, 312 (1932).
- [3] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, [Phys. Rev.](#) **75**, 1766 (1949).
- [4] M. Goeppert Mayer, [Phys. Rev.](#) **75**, 1969 (1949).
- [5] M. G. Mayer and J. H. D. Jensen, *Elementary theory of nuclear shell structure* (Wiley, 1960).
- [6] O. Sorlin and M.-G. Porquet, [Progress in Particle and Nuclear Physics](#) **61**, 602 (2008).
- [7] A. Navin, D. Anthony, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B. Brown, T. Glasmacher, P. Hansen, R. Ibbotson, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **85**, 266 (2000).
- [8] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Akiyoshi, Y. Ando, N. Fukuda, H. Fujiwara, Z. Fülöp, K. Hahn, Y. Higurashi, M. Hirai, *et al.*, [Phys. Lett. B](#) **481**, 7 (2000).
- [9] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Akiyoshi, Y. Ando, N. Fukuda, H. Fujiwara, Z. Fülöp, K. Hahn, Y. Higurashi, M. Hirai, *et al.*, [Phys. Lett. B](#) **491**, 8 (2000).
- [10] T. Motobayashi, Y. Ikeda, K. Ieki, M. Inoue, N. Iwasa, T. Kikuchi, M. Kurokawa, S. Moriya, S. Ogawa, H. Murakami, *et al.*, [Phys. Lett. B](#) **346**, 9 (1995).
- [11] C. Campbell, N. Aoi, D. Bazin, M. Bowen, B. Brown, J. Cook, D.-C. Dinca, A. Gade, T. Glasmacher, M. Horoi, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **97**, 112501 (2006).
- [12] B. Bastin, S. Grévy, D. Sohler, O. Sorlin, Z. Dombrádi, N. Achouri, J. Angélique, F. Azaiez, D. Baidorodin, R. Borcea, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **99**, 022503 (2007).
- [13] S. Takeuchi, M. Matsushita, N. Aoi, P. Doornenbal, K. Li, T. Motobayashi, H. Scheit, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **109**, 182501 (2012).
- [14] R. Kanungo, C. Nociforo, A. Prochazka, T. Aumann, D. Boutin, D. Cortina-Gil, B. Davids, M. Diakaki, F. Farinon, H. Geissel, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **102**, 152501 (2009).

-
- [15] C. Hoffman, T. Baumann, D. Bazin, J. Brown, G. Christian, D. H. Denby, P. DeYoung, J. Finck, N. Frank, J. Hinnefeld, *et al.*, [Phys. Lett. B **672**, 17 \(2009\)](#).
- [16] A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miehé, C. Richard-Serre, G. Walter, A. Poves, H. L. Ravn, and G. Marguier, [Phys. Rev. C **31**, 2226 \(1985\)](#).
- [17] A. Gade, R. Janssens, D. Bazin, R. Broda, B. Brown, C. Campbell, M. Carpenter, J. Cook, A. Deacon, D.-C. Dinca, *et al.*, [Phys. Rev. C **74**, 021302\(R\) \(2006\)](#).
- [18] F. Wienholtz *et al.*, [Nature \(London\) **498**, 346 \(2013\)](#).
- [19] R. V. F. Janssens *et al.*, [Phys. Lett. B **546**, 55 \(2002\)](#).
- [20] D.-C. Dinca, R. V. F. Janssens, A. Gade, D. Bazin, R. Broda, B. A. Brown, C. M. Campbell, M. P. Carpenter, P. Chowdhury, J. M. Cook, A. N. Deacon, B. Fornal, S. J. Freeman, T. Glasmacher, M. Honma, F. G. Kondev, J.-L. Lecouey, S. N. Liddick, P. F. Mantica, W. F. Mueller, H. Olliver, T. Otsuka, J. R. Terry, B. A. Tomlin, and K. Yoneda, [Phys. Rev. C **71**, 041302\(R\) \(2005\)](#).
- [21] J. I. Prisciandaro *et al.*, [Phys. Lett. B **510**, 17 \(2001\)](#).
- [22] A. Bürger *et al.*, [Phys. Lett. B **622**, 29 \(2005\)](#).
- [23] D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, Y. Utsuno, H. Baba, S. Go, J. Lee, *et al.*, [Phys. Rev. Lett. **114**, 252501 \(2015\)](#).
- [24] M. Rosenbusch, P. Ascher, D. Atanasov, C. Barbieri, D. Beck, K. Blaum, C. Borgmann, M. Breitenfeldt, R. Cakirli, A. Cipollone, *et al.*, [Phys. Rev. Lett. **114**, 202501 \(2015\)](#).
- [25] D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, *et al.*, [Nature \(London\) **502**, 207 \(2013\)](#).
- [26] M. Arnould, S. Goriely, and K. Takahashi, [Phys. Rep. **450**, 97 \(2007\)](#).
- [27] B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann, and W. B. Walters, [Nucl. Phys. A **693**, 282 \(2001\)](#).
- [28] S. Raman, C. Nestor, and P. Tikkanen, [Atomic Data and Nuclear Data Tables **78**, 1 \(2001\)](#).
- [29] R. Casten, *Nuclear structure from a simple perspective*, Vol. 23 (Oxford University Press, 2000) p. 41.
- [30] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear structure*, Vol. 1 (World Scientific, 1969).
- [31] J. Hakala, S. Rahaman, V.-V. Elomaa, T. Eronen, U. Hager, A. Jokinen, A. Kankainen, I. Moore, H. Penttilä, S. Rinta-Antila, *et al.*, [Phys. Rev. Lett. **101**, 052502 \(2008\)](#).

- [32] Z. Xu, S. Nishimura, G. Lorusso, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H.-S. Jung, Z. Li, M. Niikura, P.-A. Söderström, *et al.*, [Phys. Rev. Lett. **113**, 032505 \(2014\)](#).
- [33] P. Hosmer, H. Schatz, A. Aprahamian, O. Arndt, R. Clement, A. Estrade, K.-L. Kratz, S. Liddick, P. Mantica, W. Mueller, *et al.*, [Physical review letters **94**, 112501 \(2005\)](#).
- [34] Y. Tsunoda, T. Otsuka, N. Shimizu, M. Honma, and Y. Utsuno, [Phys. Rev. C **89**, 031301\(R\) \(2014\)](#).
- [35] K. Sieja and F. Nowacki, [Phys. Rev. C **81**, 061303\(R\) \(2010\)](#).
- [36] J. Van de Walle, F. Aksouh, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, J. Cederkäll, E. Clement, T. Cocolios, T. Davinson, P. Delahaye, *et al.*, [Phys. Rev. C **79**, 014309 \(2009\)](#).
- [37] J. Van de Walle, F. Aksouh, F. Ames, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, J. Cederkäll, E. Clement, T. Cocolios, T. Davinson, *et al.*, [Phys. Rev. Lett. **99**, 142501 \(2007\)](#).
- [38] J. Daugas, R. Grzywacz, M. Lewitowicz, L. Achouri, J. Angeliqne, D. Baiborodin, K. Bennaceur, R. Bentida, R. Beraud, C. Borcea, *et al.*, [Phys. Lett. B **476**, 213 \(2000\)](#).
- [39] C. Mazzocchi, R. Grzywacz, J. Batchelder, C. R. Bingham, D. Fong, J. Hamilton, J. Hwang, M. Karny, W. Krolas, S. Liddick, *et al.*, [Physics Letters B **622**, 45 \(2005\)](#).
- [40] Y. H. Zhang, Z. Podolyak, G. De Angelis, A. Gadea, C. Ur, S. Lunardi, N. Marginean, C. Rusu, R. Schwengner, T. Kröll, *et al.*, [Physical review C **70**, 024301 \(2004\)](#).
- [41] E. Padilla-Rodal, A. Galindo-Uribarri, C. Baktash, J. Batchelder, J. Beene, R. Bijker, B. Brown, O. Castanos, B. Fuentes, J. G. del Campo, *et al.*, [Physical review letters **94**, 122501 \(2005\)](#).
- [42] O. Perru, O. Sorlin, S. Franchoo, F. Azaiez, E. Bouchez, C. Bourgeois, A. Chatillon, J. Daugas, Z. Dlouhy, Z. Dombrádi, *et al.*, [Physical review letters **96**, 232501 \(2006\)](#).
- [43] I. Hamamoto, [Physical Review C **85**, 064329 \(2012\)](#).
- [44] J. Winger, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross, R. Grzywacz, J. Batchelder, C. Goodin, J. Hamilton, S. Ilyushkin, A. Korgul, W. Królas, *et al.*, [Phys. Rev. C **81**, 044303 \(2010\)](#).
- [45] T. Rzaca-Urban, W. Urban, J. L. Durell, A. G. Smith, and I. Ahmad, [Phys. Rev. C **76**, 027302 \(2007\)](#).
- [46] P. Hoff and B. Fogelberg, [Nuclear Physics A **368**, 210 \(1981\)](#).
- [47] <http://www.nndc.bnl.gov/> .

-
- [48] K. Flanagan, P. Vingerhoets, M. Avgoulea, J. Billowes, M. Bissell, K. Blaum, B. Cheal, M. De Rydt, V. Fedosseev, D. Forest, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **103**, 142501 (2009).
- [49] I. Stefanescu, G. Georgiev, D. Balabanski, N. Blasi, A. Blazhev, N. Bree, J. Cederkäll, T. Cocolios, T. Davinson, J. Diriken, *et al.*, [Physical Review Letters](#) **100**, 112502 (2008).
- [50] J. Daugas, T. Faul, H. Grawe, M. Pfützner, R. Grzywacz, M. Lewitowicz, N. Achouri, J. Angelique, D. Baiborodin, R. Bentida, *et al.*, [Physical Review C](#) **81**, 034304 (2010).
- [51] B. Zeidman and J. Nolen Jr, [Physical Review C](#) **18**, 2122 (1978).
- [52] S. Franchoo, M. Huyse, K. Kruglov, Y. Kudryavtsev, W. Mueller, R. Raabe, I. Reusen, P. Van Duppen, J. Van Roosbroeck, L. Vermeeren, *et al.*, [Physical Review Letters](#) **81**, 3100 (1998).
- [53] F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, E. Flynn, and J. Sunier, [Physical Review C](#) **24**, 1762 (1981).
- [54] U. Köster, N. Stone, K. Flanagan, J. R. Stone, V. Fedosseev, K. Kratz, B. Marsh, T. Materna, L. Mathieu, P. Molkanov, *et al.*, [Physical Review C](#) **84**, 034320 (2011).
- [55] S. Franchoo, M. Huyse, K. Kruglov, Y. Kudryavtsev, W. Mueller, R. Raabe, I. Reusen, P. Van Duppen, J. Van Roosbroeck, L. Vermeeren, *et al.*, [Physical Review C](#) **64**, 054308 (2001).
- [56] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, and Y. Akaishi, [Phys. Rev. Lett.](#) **95**, 232502 (2005).
- [57] Y. Yano, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms](#) **261**, 1009 (2007).
- [58] H. Okuno, N. Fukunishi, and O. Kamigaito, [Progress of Theoretical and Experimental Physics](#) **2012**, 03C002 (2012).
- [59] T. Kubo, D. Kameda, H. Suzuki, N. Fukuda, H. Takeda, Y. Yanagisawa, M. Ohtake, K. Kusaka, K. Yoshida, N. Inabe, *et al.*, [Prog. Theor. Exp. Phys.](#) **2012**, 03C003 (2012).
- [60] S. Takeuchi, T. Motobayashi, Y. Togano, M. Matsushita, N. Aoi, K. Demichi, H. Hasegawa, and H. Murakami, [Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A](#) **763**, 596 (2014).
- [61] [RIKEN Accelerator information \(web page\)](#) .
- [62] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, K. Sümmerer, and I. Tanihata, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#) **470**, 562 (2001).

-
- [63] K. Kimura, T. Izumikawa, R. Koyama, T. Ohnishi, T. Ohtsubo, A. Ozawa, W. Shinozaki, T. Suzuki, M. Takahashi, I. Tanihata, *et al.*, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#) **538**, 608 (2005).
- [64] Y. Sato, A. Taketani, N. Fukuda, H. Takeda, D. Kameda, H. Suzuki, Y. Shimizu, D. Nishimura, M. Fukuda, N. Inabe, *et al.*, [Japanese Journal of Applied Physics](#) **53**, 016401 (2014).
- [65] J. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrangé, and K.-H. Schmidt, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#) **248**, 267 (1986).
- [66] K. Yoneda, H. Sakurai, T. Gomi, T. Motobayashi, N. Aoi, N. Fukuda, U. Futakami, Z. Gacsi, Y. Higurashi, N. Imai, *et al.*, [Phys. Lett. B](#) **499**, 233 (2001).
- [67] P. Fallon, E. Rodriguez-Vieitez, A. Macchiavelli, A. Gade, J. Tostevin, P. Adrich, D. Bazin, M. Bowen, C. Campbell, R. Clark, *et al.*, [Phys. Rev. C](#) **81**, 041302 (2010).
- [68] A. Gade, T. Baugher, D. Bazin, B. Brown, C. Campbell, T. Glasmacher, G. Grinyer, M. Honma, S. McDaniel, R. Meharchand, *et al.*, [Phys. Rev. C](#) **81**, 064326 (2010).
- [69] P. Doornenbal, H. Scheit, S. Takeuchi, N. Aoi, K. Li, M. Matsushita, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, H. Crawford, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **111**, 212502 (2013).
- [70] J. Winger, J. C. Hill, F. Wohn, E. Warburton, R. Gill, A. Piotrowski, R. Schuhmann, and D. Brenner, [Physical Review C](#) **42**, 954 (1990).
- [71] J. Van Roosbroeck, H. De Witte, M. Gorska, M. Huyse, K. Kruglov, D. Pauwels, J.-C. Thomas, K. Van de Vel, P. Van Duppen, S. Franchoo, *et al.*, [Phys. Rev. C](#) **71**, 054307 (2005).
- [72] D. Suzuki, H. Iwasaki, H. Ong, N. Imai, H. Sakurai, T. Nakao, N. Aoi, H. Baba, S. Bishop, Y. Ichikawa, *et al.*, [Physics Letters B](#) **666**, 222 (2008).
- [73] H. Ong, N. Imai, D. Suzuki, H. Iwasaki, H. Sakurai, T. Onishi, M. Suzuki, S. Ota, S. Takeuchi, T. Nakao, *et al.*, [Physical Review C](#) **78**, 014308 (2008).
- [74] P. Doornenbal, P. Reiter, H. Grawe, T. Saito, A. Al-Khatib, A. Banu, T. Beck, F. Becker, P. Bednarczyk, G. Benzoni, *et al.*, [Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A](#) **613**, 218 (2010).
- [75] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki, and M. Hjorth-Jensen, [Phys. Rev. C](#) **80**, 064323 (2009).
- [76] J. Ressler, R. Casten, N. Zamfir, C. Beausang, R. B. Cakirli, H. Ai, H. Amro, M. Caprio, A. Hecht, A. Heinz, *et al.*, [Phys. Rev. C](#) **69**, 034317 (2004).

- [77] R. B. Cakirli, R. F. Casten, J. Jolie, and N. Warr, [Phys. Rev. C **70**, 047302 \(2004\)](#).
- [78] R. Casten, *Nuclear structure from a simple perspective*, Vol. 23 (Oxford University Press, 2000) pp. 98–140.