

平成 22 年度 修士論文
中性子過剰なフッ素同位体の
インビーム γ 線分光



東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

学籍番号 : 09M01220

出口 茂樹

2011年 2月 7日

概要

近年、重イオン加速器の発展や不安定核ビーム生成技術の登場により中性子束縛限界（ドリップライン）近傍の原子核に対する研究が可能となり、魔法数の消失や新魔法数の出現を伴う殻構造の変化など、 β 安定線付近の原子核にはない特異な現象が明らかにされてきた。そのひとつとして、魔法数 $N=20$ の消失と新魔法数 $N=16$ の出現が挙げられる。酸素同位体のドリップラインにおいて、二重魔法数を持つと考えられていた $^{28}\text{O}(Z=8, N=20)$ の不安定性が示され、さらに $^{24}\text{O}(Z=8, N=16)$ の強い安定性とその 2^+ 準位の励起エネルギーの測定により示された。一方、フッ素同位体の中性子ドリップラインは $N=20$ の魔法数を越えて 6 個も広がる。このことから、酸素同位体に陽子一個が加わることにより $N=16$ のシェルギャップがどう変化するか注目される。

本研究では、新魔法数 $N=16$ 近傍におけるフッ素同位体の殻構造を探索するためインビーム γ 線分光を行った。実験は、理化学研究所にある加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS で行った。RIPS で生成されたフッ素同位体 ($^{24,25,26}\text{F}$) の不安定核ビームを液体水素標的に入射させ、非弾性散乱及び中性子分離反応に伴い放出される脱励起 γ 線を測定した。その結果、 $^{24,25}\text{F}$ においてそれぞれ 3 本の新しい γ 線ピークを観測し、 ^{26}F においてより大きい統計で過去の実験の測定値を誤差の範囲で確認した。

さらに、得られた γ 線の散乱断面積を導出し、理論計算との比較および反応チャンネルによる励起機構の違いからフッ素同位体の励起準位構造を特定した。そして、 $^{24,25}\text{F}$ における $N=16$ のシェルギャップの大きさの下限値をそれぞれ 3.7MeV、2.7MeV と決定した。

Abstract

Recent development of high-energy heavy ion accelerators and the techniques to produce radioactive ion beams enables us to study neutron-rich nuclei on neutron drip line. Such extremely neutron-rich nuclei often possess exotic structures such as disappearance of the magic number $N=20$ and appearance of the new magic number $N=16$. On the neutron drip line of oxygen isotopes, $^{28}\text{O}(Z=8,N=20)$ originally expected as a double magic nucleus was confirmed to be particle-unstable, while the strong stability of $^{24}\text{O}(Z=8,N=16)$ have been proved by measurement of the excitation energy of the 2_1^+ state. On the other hand, the drip line of fluorine isotopes is located at 6 neutrons farther than the oxygen isotopes. Therefore, the intriguing question is raised on to how much the energy of the shell gap of $N=16$ changes by adding one proton to oxygen isotopes.

In my present study, we have studied the shell structures of the neutron-rich fluorine isotopes around the new magic number $N=16$ using the method of in-beam γ spectroscopy. The experiment was performed using the in-flight radioactive-isotope beam separator, RIPS, at RARF in RIKEN. The fluorine isotopes $^{24,25,26}\text{F}$ delivered from RIPS bombarded on a liquid-hydrogen target. The γ rays emitted from the fluorine isotopes were measured in coincidence by inelastic scattering or the neutron knockout reaction. We observed three new peaks of γ rays from both ^{24}F and ^{25}F , and confirmed some of the peaks observed in a previous work on ^{26}F .

Furthermore, we derived the cross sections of the obtained γ rays, and deduced the excited level scheme by comparing the data with theoretical calculations and by examining the difference of excited schemes in the reaction channels. Finally, the lower limits for ^{24}F and ^{25}F of the shell gap energy of $N=16$ was expected to be 3.7MeV and 2.7MeV, respectively.

目次

| | | |
|-------|------------------------------|----|
| 第 1 章 | 序 | 1 |
| 1.1 | 新魔法数 $N=16$ の出現 | 2 |
| 1.2 | 中性子過剰なフッ素同位体の研究 | 5 |
| 第 2 章 | 実験概要 | 9 |
| 2.1 | 不安定核ビーム | 9 |
| 2.1.1 | 不安定核ビームの生成 | 9 |
| 2.1.2 | 入射核破砕片分離装置 RIPS | 11 |
| 2.1.3 | 液体水素標的 | 12 |
| 2.2 | 実験セットアップ | 13 |
| 2.2.1 | 二次ビーム測定系 | 14 |
| 2.2.2 | γ 線測定系 | 16 |
| 2.2.3 | 荷電粒子測定系 | 17 |
| 2.2.4 | 中性子測定系 | 18 |
| 2.2.5 | トリガー回路 | 19 |
| 第 3 章 | データ解析 | 20 |
| 3.1 | 二次ビーム測定系 | 21 |
| 3.1.1 | 二次ビームの粒子識別 | 21 |
| 3.1.2 | NDC の解析 | 25 |
| 3.2 | 荷電粒子測定系 | 29 |
| 3.2.1 | Hodoscope の解析 | 29 |
| 3.2.2 | MDC の解析 | 32 |
| 3.2.3 | FDC の解析 | 33 |
| 3.2.4 | 質量数 A の識別 | 35 |
| 3.3 | γ 線検出器群 | 38 |
| 3.3.1 | エネルギー較正 | 38 |
| 3.3.2 | DALI の時間情報 | 39 |
| 3.3.3 | ドップラー補正 | 40 |
| 3.3.4 | 散乱断面積の導出 | 41 |
| 第 4 章 | 実験結果 | 45 |
| 4.1 | ^{26}F の γ 線 | 45 |
| 4.2 | ^{25}F の γ 線 | 48 |
| 4.3 | ^{24}F の γ 線 | 53 |

| | |
|---------------------------------------|-----------|
| 第 5 章 議論 | 60 |
| 5.1 ^{26}F の励起準位 | 61 |
| 5.2 ^{25}F の励起準位 | 63 |
| 5.3 ^{24}F の励起準位 | 68 |
| 第 6 章 まとめと今後の展望 | 72 |
| 付 録 A APPENDIX | 73 |
| A.1 双極子磁石のトランスファー行列 | 73 |
| A.2 散乱断面積の導出 | 74 |
| A.3 高エネルギーの γ 線スペクトル | 74 |

目次

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | $5 \leq Z \leq 13$ における核図表 | 1 |
| 1.2 | $A/Z=3$ の原子核に対する一中性子軌道の束縛エネルギー | 2 |
| 1.3 | $6 \leq Z \leq 12$ の偶偶核における第一 2^+ 準位の励起エネルギーの実験値 | 3 |
| 1.4 | ^{24}O の β 崩壊による ^{24}F の脱励起 γ 線エネルギースペクトル | 5 |
| 1.5 | A.T.Reed らの測定により考えられた ^{24}F の準位図 | 6 |
| 1.6 | $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{25,26,27}\text{F})$ 反応チャンネルにおける γ 線エネルギースペクトル | 7 |
| | | |
| 2.1 | 加速器研究施設 RARF の概略図 | 10 |
| 2.2 | 入射核破砕片分離装置 RIPS の概略図 | 11 |
| 2.3 | ターゲットセルの構造 | 12 |
| 2.4 | 実験のセットアップ | 13 |
| 2.5 | PPAC の構造 | 14 |
| 2.6 | NDC のワイヤ構成 | 15 |
| 2.7 | DALI の配置 | 16 |
| 2.8 | MDC のワイヤ構成 | 17 |
| 2.9 | Hodoscope の正面図 | 18 |
| 2.10 | トリガー回路 | 19 |
| | | |
| 3.1 | 二次ビームの Z の識別 | 21 |
| 3.2 | 二次ビームの A/Z の識別 | 22 |
| 3.3 | 二次ビームの粒子識別 (データセット A) | 23 |
| 3.4 | 二次ビームの粒子識別 (データセット B) | 24 |
| 3.5 | ドリフト時間分布と第 0 次近似 STC | 25 |
| 3.6 | ドリフト距離と残差の相関 | 26 |
| 3.7 | ドリフト時間とドリフト距離の関係 | 27 |
| 3.8 | NDC1 の残差分布 | 27 |
| 3.9 | NDC2 の残差分布 | 28 |
| 3.10 | ^{25}F ビームの二次標的上での位置 | 28 |
| 3.11 | Hodoscope での TOF と波高の相関 | 29 |
| 3.12 | Hodoscope#1,6,7 での TOF と波高の相関 | 30 |
| 3.13 | 散乱核の Z 分布 (データセット A) | 31 |
| 3.14 | 散乱核の Z 分布 (データセット B) | 31 |
| 3.15 | MDC のドリフト時間分布 | 32 |
| 3.16 | MDC の STC | 32 |
| 3.17 | MDC の残差分布 | 33 |
| 3.18 | FDC のドリフト時間分布 | 33 |
| 3.19 | FDC の STC | 33 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.20 | FDC の残差分布 | 34 |
| 3.21 | 二次標的-Hodoscope 間の TOF と運動量の変化量 δ の関係 | 35 |
| 3.22 | 散乱核の質量分布 (^{24}F ビーム) | 36 |
| 3.23 | 散乱核の質量分布 (^{25}F ビーム) | 37 |
| 3.24 | 散乱核の質量分布 (^{26}F ビーム) | 37 |
| 3.25 | DALI のエネルギー較正 | 38 |
| 3.26 | DALI の時間分布 | 39 |
| 3.27 | γ 線エネルギーのドップラー補正 | 40 |
| 3.28 | γ 線検出器群の検出効率のエネルギー依存性 | 42 |
| 3.29 | γ 線エネルギースペクトルのシミュレーション | 43 |
| 3.30 | Hodoscope の Acceptance | 44 |
| 4.1 | $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応の γ 線エネルギースペクトル | 46 |
| 4.2 | $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 47 |
| 4.3 | $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応の γ 線エネルギースペクトル | 49 |
| 4.4 | $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 50 |
| 4.5 | $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応の γ 線エネルギースペクトル | 51 |
| 4.6 | $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 52 |
| 4.7 | $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応の γ 線エネルギースペクトル | 54 |
| 4.8 | $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 55 |
| 4.9 | $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応の γ 線エネルギースペクトル | 56 |
| 4.10 | $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 57 |
| 4.11 | $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応の γ 線エネルギースペクトル | 58 |
| 4.12 | $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 59 |
| 5.1 | ^{26}F の準位図 (3^+ 準位が非束縛の場合) | 61 |
| 5.2 | ^{26}F の準位構造の候補 (3^+ 準位が束縛の場合) | 62 |
| 5.3 | 反応チャンネルによる ^{25}F の励起機構の違い | 63 |
| 5.4 | ^{25}F の準位図 | 64 |
| 5.5 | 2900keV の γ 線遷移の候補 | 66 |
| 5.6 | ^{24}F の準位図 | 69 |
| 5.7 | 反応チャンネルによる ^{24}F の励起機構の違い | 70 |
| 5.8 | $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における $\gamma - \gamma$ Coincidence | 71 |
| A.1 | 高エネルギーの γ 線スペクトル | 75 |

表 目 次

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | 一次ビームの詳細 | 9 |
| 2.2 | 一次標的の詳細 | 9 |
| 2.3 | 二次ビームの詳細 | 12 |
| 2.4 | 二次標的の詳細 | 12 |
| 3.1 | 二次ビームの Z の分解能 (データセット A) | 23 |
| 3.2 | 二次ビーム (Z=9) の A の分解能 (データセット A) | 23 |
| 3.3 | 二次ビームの Z の分解能 (データセット B) | 24 |
| 3.4 | 二次ビーム (Z=9) の A の分解能 (データセット B) | 24 |
| 3.5 | 散乱核の Z の分解能 (データセット A) | 31 |
| 3.6 | 散乱核の Z の分解能 (データセット B) | 31 |
| 3.7 | 散乱核の Z の分解能 (^{24}F ビーム) | 36 |
| 3.8 | 散乱核の質量選択範囲と割合 (^{24}F ビーム) | 36 |
| 3.9 | 散乱核の Z の分解能 (^{25}F ビーム) | 37 |
| 3.10 | 散乱核の質量選択範囲と割合 (^{25}F ビーム) | 37 |
| 3.11 | 散乱核の Z の分解能 (^{26}F ビーム) | 37 |
| 3.12 | 散乱核の質量選択範囲と割合 (^{26}F ビーム) | 37 |
| 3.13 | エネルギー較正に用いた γ 線源と光電ピークのエネルギー | 38 |
| 3.14 | エネルギー較正に用いた γ 線源と光電ピークのエネルギー | 42 |
| 4.1 | ^{26}F における γ 線のエネルギー | 45 |
| 4.2 | $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 47 |
| 4.3 | ^{25}F における γ 線のエネルギー | 48 |
| 4.4 | $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 50 |
| 4.5 | $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 52 |
| 4.6 | ^{24}F における γ 線のエネルギー | 53 |
| 4.7 | $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 55 |
| 4.8 | $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 57 |
| 4.9 | $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 59 |
| 5.1 | $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 61 |
| 5.2 | DWBA 計算による $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})p'$ の散乱断面積 | 62 |
| 5.3 | $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 63 |
| 5.4 | DWBA 計算による $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})p'$ の散乱断面積 | 65 |
| 5.5 | $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積 | 68 |
| 5.6 | DWBA 計算による $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})p'$ の散乱断面積 | 68 |

| | |
|------------------------------------|----|
| A.1 散乱断面積の導出過程で用いたパラメーター | 74 |
|------------------------------------|----|

第1章 序

1911年にRutherfordが原子核を発見してから100年が経ち、安定核およびその近傍核に対して実験・理論面々について詳細な研究が行われ殻構造や集団運動など様々な物理的性質が解明されてきた。安定核から離れた不安定核の研究は実験の困難さのため立ち遅れていたが、近年、重イオン加速器の発展や不安定核ビーム生成技術の登場により、不安定核に対する研究が可能となり、核物理の研究は新たな時代に入りつつある。

図 1.1 に $5 \leq Z \leq 13$ における核図表を示す。図中の灰色、青色および赤色の部分はそれぞれ β 安定線、中性子過剰領域、陽子過剰領域を表す。図の右端に位置する中性子束縛限界 (中性子ドリップライン) 付近の領域では、中性子ハローや中性子スキン、魔法数の消失や新魔法数の出現を伴う殻構造の変化など β 安定線付近の原子核にはない特異な現象が確認されている。そのひとつとして、中性子数 $N=20$ の魔法数の消失が挙げられる。通常、陽子数 Z と中性子数が魔法数 (2,8,20,...) を持つ原子核は、閉殻構造を持つことにより安定となることが分かっている。二重魔法数を持つと考えられる ^{28}O ($Z=8, N=20$) はその不安定性が実験的に示されており [1]、図 1.1 において C、N、O の中性子ドリップラインは $N=16$ で途切れている。一方、F のドリップラインは $N=20$ を越え ^{31}F ($Z=9, N=22$) まで存在することが分かっている [1]。これらの事実はドリップライン近傍におい

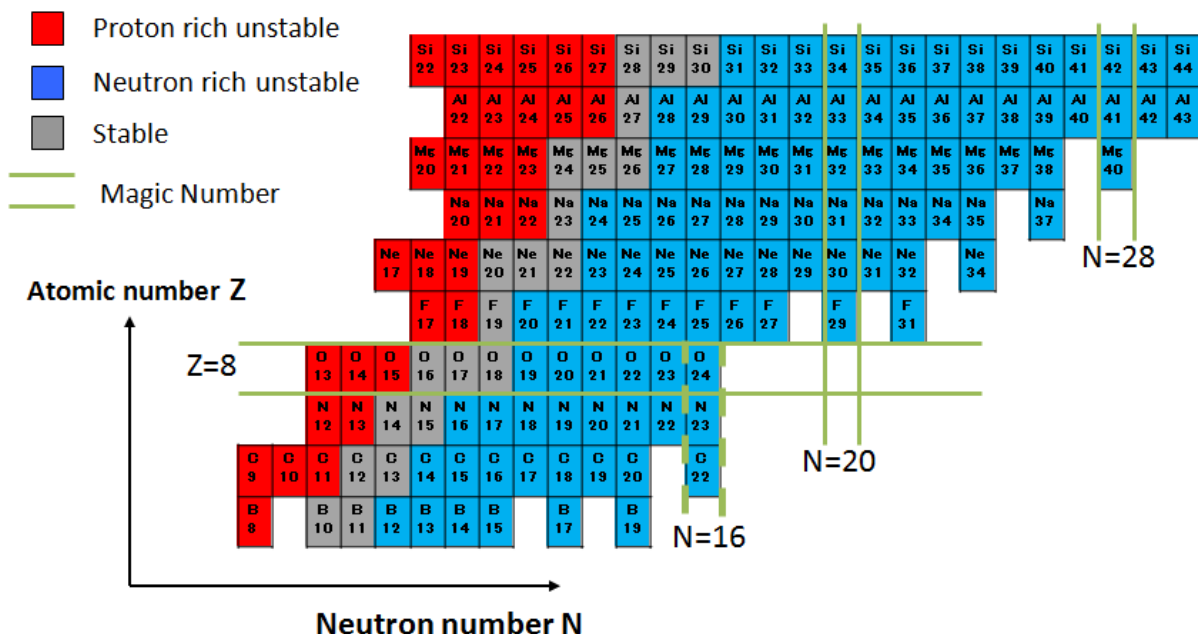


図 1.1: $5 \leq Z \leq 13$ における核図表。縦軸に陽子数、横軸に中性子数とする。灰色、青色および赤色の四角はそれぞれ安定核、中性子過剰不安定核、陽子過剰不安定核を表す。また、緑色の直線は安定核で見られる従来の魔法数を表しており、緑色の点線は新魔法数 $N=16$ を表している。

て安定性が陽子数で大きく変化し魔法数が変わり得ることを示している。

1.1 新魔法数 $N=16$ の出現

小澤らによって一中性子分離エネルギー S_n と相互作用断面積 σ_I の系統的变化の様相から、ドリップライン近傍における新魔法数 $N=16$ の出現が指摘された [2]。彼らはその要因について以下のように考察している。図 1.2 は、spherical Woods-Saxon ポテンシャルにおける $A/Z=3$ の原子核の一中性子軌道の束縛エネルギーを表す。図から $N=16$ 付近において $1s_{1/2}-0d_{3/2}$ 軌道間のエネルギーギャップが大きくなっていることが分かる。この大きなシェルギャップにより $0d_{3/2}$ 軌道が高くなり、この軌道は酸素同位体において非束縛となる。このシェルギャップにより ^{28}O の不安定性と新魔法数 $N=16$ の出現が説明される。一方、この大きなシェルギャップを越えて $0d_{3/2}$ 軌道に中性子を有する場合、pf シェルがその軌道の近くまで下がっていることが示唆され、この影響によりフッ素同位体のドリップラインが $N=22$ まで広がる。以上のように考察され、この新魔法数 $N=16$ を実験的に確実にするために、二重魔法数を持つと考えられる $^{24}\text{O}(Z=8, N=16)$ における 2^+ 励起エネルギーすなわち $N=16$ のシェルギャップの特定が待たれた。

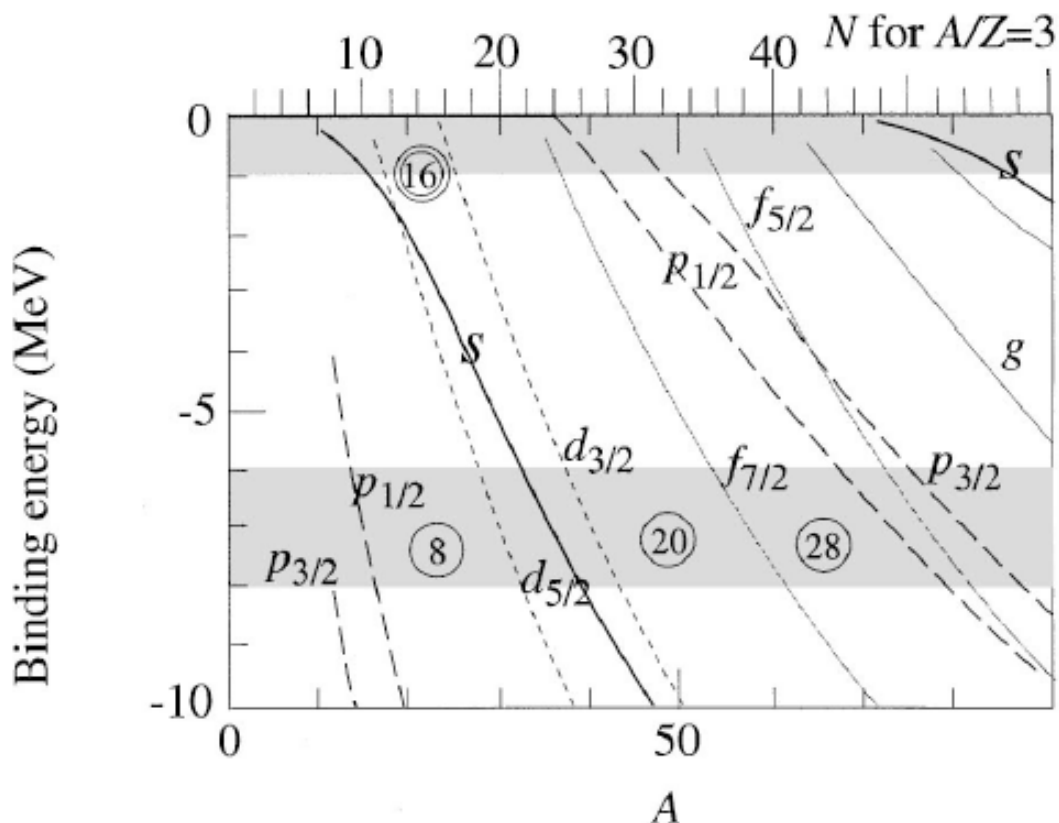


図 1.2: $A/Z=3$ の原子核に対する一中性子軌道の束縛エネルギー ([2] より引用)。spherical Woods-Saxon ポテンシャルを用いて計算し、横軸を中性子数、縦軸に束縛エネルギー [MeV] として中性子過剰核における一粒子軌道がプロットされている。魔法数は丸で囲まれた数字で示されている。

その後の研究により、 ^{24}O の $N=16$ のシェルギャップに相当する第一 2^+ 準位の励起エネルギーが測定された [3][4]。図 1.3 は、その結果を含め $6 \leq Z \leq 12$ の偶偶核における第一 2^+ 準位の励起エネルギーの中性子数による変化を系統的に表した図である。図から β 安定線付近に見られる従来の魔法数 $N=8$ と、新魔法数と考えらる $N=16$ において励起エネルギーが大きくなっていることが分かる。この実験により新魔法数 $N=16$ の存在が示された。

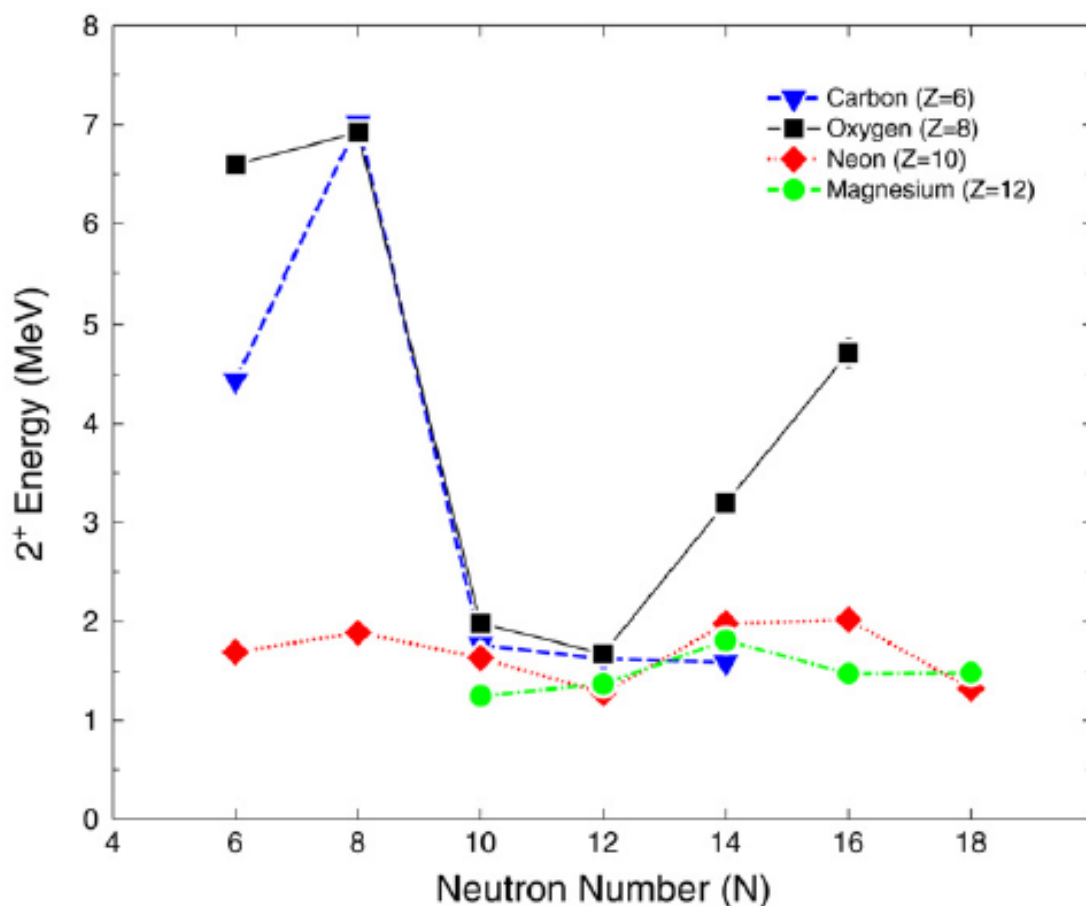


図 1.3: $6 \leq Z \leq 12$ の偶偶核における第一 2^+ 準位の励起エネルギーの実験値 ([4] より引用)。 2^+ 準位の励起エネルギー [MeV] を縦軸、中性子数を横軸として各原子核における安定性を系統的に表している。従来の魔法数 $N=8$ および新魔法数 $N=16$ における励起エネルギーが大きくなっている様子が分かる。また ^{22}O において $N=14$ の魔法数が示唆されている。

図 1.2 に示したように、 $Z=8$ 付近の中性子ドリップライン近傍における魔法数 $N=16$ の出現は、一中性子軌道の $s_{1/2}$ - $d_{3/2}$ 間のギャップの広がりを意味している。これは陽子-中性子間にはたらくテンソル力に起因していると考えられている [5][6]。テンソル力は互いに同じ角運動量 l を持つ陽子-中性子の二準位間にはたらく相互作用であり、二準位間のスピンの異なる場合は引力として、スピンの同じ場合は斥力として作用する。例えば、 $^{26}\text{Ne}(Z=10, N=16)$ では、 $0d_{5/2}$ 軌道に位置する陽子と $0d_{3/2}$ 軌道の中性子との間でテンソル力により引き合う。そのため、 $0d_{3/2}$ 軌道が低くなり、図 1.3 に示すように ^{26}Ne では $N=16$ のシェルギャップ (第一 2^+ 準位の励起エネルギー) が小さくなる。一方、 ^{24}O では $Z=8$ であるから $0d_{5/2}$ 軌道に陽子がないため、テンソル力がなくなり $s_{1/2}$ - $d_{3/2}$ 間のエネルギーギャップが大きくなることで新魔法数 $N=16$ が出現すると考えられる。

一方、小澤らの研究 [2] によれば指摘された魔法数を持つ原子核に表れる一中性子分離エネルギー S_n と相互作用断面積 σ_I の系統的变化は、中性子数 $N=16$ 付近の N 、 O と同様に F 同位体にも当てはまっている。そのため、 F 同位体において $0d_{5/2}$ 軌道に陽子を持つことで $N=16$ のシェルギャップがどのように変化するのか注目される。

1.2 中性子過剰なフッ素同位体の研究

フッ素同位体は酸素同位体に陽子一個を加えただけで $N=20$ の魔法数を越えて中性子ドリップラインが6個も広がる。しかもこの事実は、 $0d_{5/2}$ 軌道の陽子とのテンソル力により $\nu d_{3/2}$ 軌道が束縛されるという要因だけでは説明できない。残りの2個の中性子の束縛を説明するために、理論的には ^{32}Mg や ^{30}Ne で示唆されている [7] ように pf シェルとの混合による 2-particle-2-hole や 4-particle-4-hole などの粒子相関が働きより低いエネルギーを持つ基底状態となると考えられている [8][9]。しかし、まだ実験的には F ドリップライン近傍の構造はほとんど未解明である。 ^{31}F がどのようなメカニズムを持つとしても、他の F 同位体からの系統的な変化があるはずである。このような観点からも、フッ素同位体における $\nu 1s_{1/2}$ - $0d_{3/2}$ 間のシェルギャップの大きさを特定することが重要となる。

GANILで行われた A.T.Reedらによる実験 [10] では、 ^{24}O の β^- 崩壊に伴って放出される ^{24}F ($Z=9, N=15$) の脱励起 γ 線を観測した。その結果、521.5(3)、1309.5(5)、1831.6(5) keV の3本の γ 線が ^{24}F によるものとして観測された (図 1.4)。

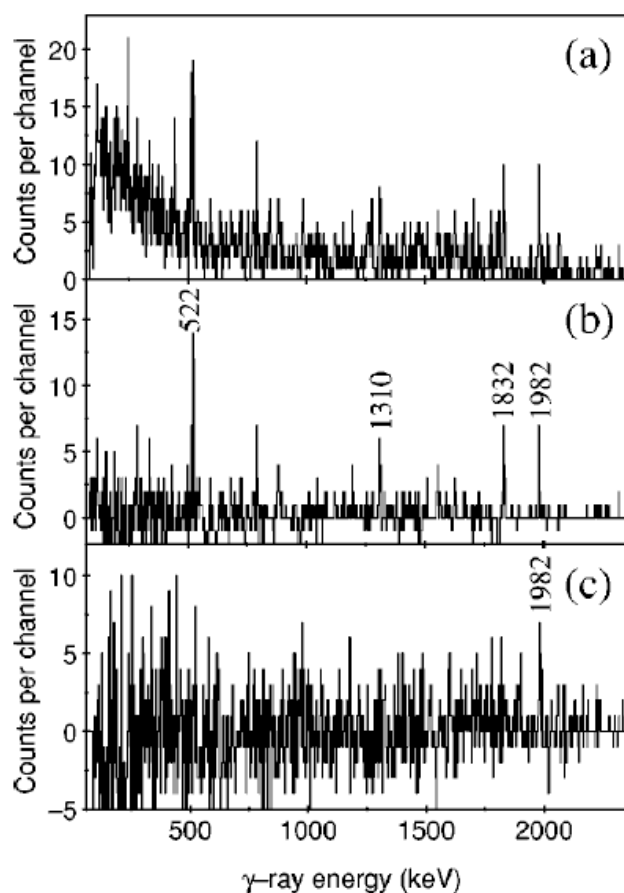


図 1.4: A.T.Reedらが測定した ^{24}O の β^- 崩壊後の γ 線エネルギースペクトル ([10] より引用)。(a) ^{24}O が到達してから 200 ms 間に発生した全ての γ 線のエネルギースペクトル。(b)(a) からバックグラウンドを規格化して差し引いたスペクトル。(c) ^{24}O が到達してから 200 ms-1 s 間に発生した γ 線のエネルギースペクトル (バックグラウンド減算後)。(c) に見られる 1982 keV の γ 線は ^{24}F の β^- 崩壊によるものであるが、(b) に表れている他の 3 本の γ 線は ^{24}F によるものである。

^{24}O の基底状態は 0^+ であるから、 ^{24}F の 1^+ 準位に β^- 崩壊する。観測された γ 線の強度から第一 1^+ 準位の励起エネルギーが 1832 keV であることを決定し、またシェルモデルとの比較から第一励起準位 (2^+ 準位) を 522 keV と対応づけた (図 1.5)。

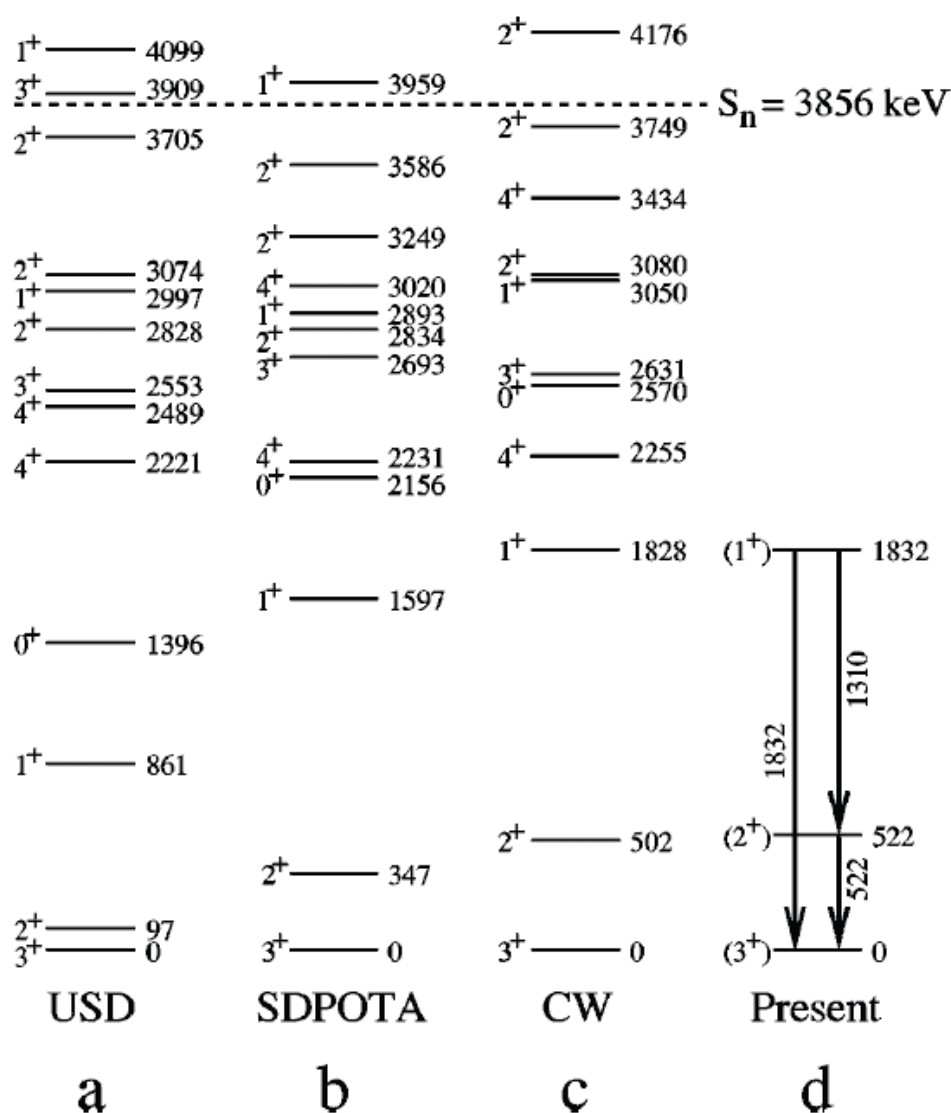


図 1.5: A.T.Reed らの測定により考えられた ^{24}F の準位図とシェルモデル計算による ^{24}F の励起準位の比較。各モデルはそれぞれ (a)USD 相互作用 [27]、(b)SDTOTA 相互作用 [?]、(c)Chung と Wildenthal の考えた相互作用 [12] を用いたものである。

RARF(RIKEN Accelerator Research Facility) で行われた Z.Elekes らによる実験 [13] では、インビーム γ 線分光法を用いて $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{25,26,27}\text{F})$ 反応チャンネルにおいて放出される γ 線を測定した。その結果、 ^{25}F では 727(22) と 1753(53) keV、 ^{26}F では 468(17) と 665(12) keV、 ^{27}F では 504(15) と 777(19) keV の γ 線がそれぞれ観測された (図 1.6)。PSD シェルモデル [14] との比較から、 ^{25}F の第一励起準位を 727(22) keV、 ^{26}F の第二励起準位を 665(12) keV の γ 線とそれぞれ位置づけた。しかし、 ^{25}F の 1753(53)keV、 ^{26}F の 468(17)keV¹、 ^{27}F の 504(15) と 777(19) keV の γ 線について、現在の理論にこれらの γ 線と対応する準位がないと考えられた。

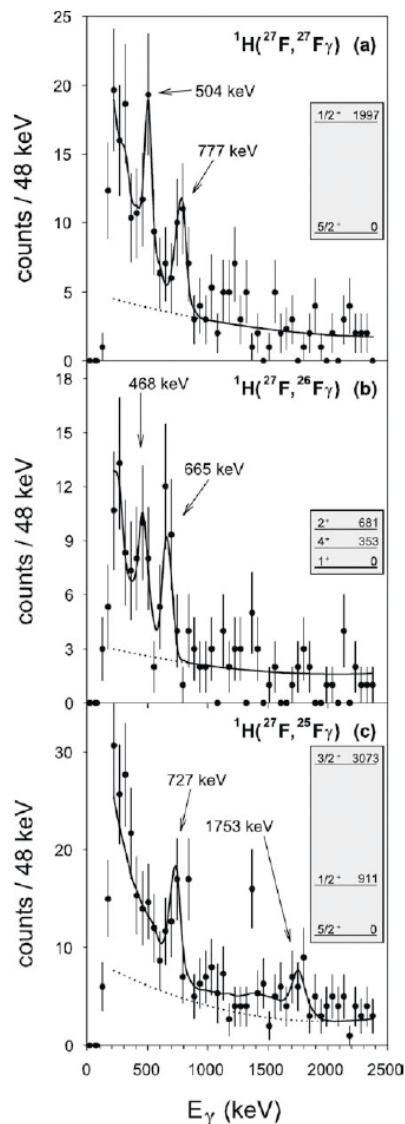


図 1.6: Z.Elekes らによって測定された $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{25,26,27}\text{F})$ 反応チャンネルにおける γ 線エネルギースペクトル ([13] より引用)。図はそれぞれ (a) $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{27}\text{F})$ 、(b) $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 、(c) $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{25}\text{F})$ の反応におけるスペクトルである。各図の右上にある灰色の四角は PSD シェルモデル計算の理論値を表している。

¹ ^{26}F の 468(17)keV の γ 線は PSD シェルモデル計算における 4^+ (353keV) 準位とエネルギーは近いが、 $4^+ \rightarrow 1^+$ の M3 遷移は Life time が長すぎるため、この実験では観測できないと考え対応づけられなかった。

N=16 付近のフッ素同位体の励起状態について、以上のことがこれまでの研究により分かっているが、フッ素同位体における N=16 のシェルギャップの大きさに関してはまだ分かっていない。本研究では、インビーム γ 線分光法を用いて、新魔法数 N=16 付近に位置する F 同位体 ($^{24-26}\text{F}$) の性質を探り、その $\nu 1s_{1/2}-0d_{3/2}$ 間のシェルギャップの大きさを特定することを目指す。実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) で行い、不安定核ビーム $^{24,25,26}\text{F}$ と液体水素標的を用いて $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 、 $p(^{25,26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 、 $p(^{24,25,26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ の計 6 つの反応過程により放出される脱励起 γ 線を測定した。本論文では、観測された γ 線の散乱断面積をそれぞれ導出し、理論計算との比較および反応チャンネルによる励起機構の違いからフッ素同位体の励起準位について考察する。

第 2 章では実験概要について、第 3 章では解析手順について、第 4 章では実験結果について述べ、第 5 章では得られた結果から議論を行う。そして、最後に第 6 章では本研究のまとめと今後の展望について述べる。

第2章 実験概要

この章では、不安定核ビームの生成と選別方法について述べ、次に実験セットアップについて述べる。

2.1 不安定核ビーム

本実験の対象となる原子核 $^{24,25,26}\text{F}$ は、中性子過剰核で非常に不安定であるから、標的とすることはできない。したがって、これらの原子核の方を加速し、別の原子核に入射させる逆運動学的手法を用いる。そのため本実験は、理化学研究所の加速器研究施設 RARF にあるリングサイクロトロン (RRC) 及び入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて行われた。

2.1.1 不安定核ビームの生成

図 2.1 に理化学研究所の加速器研究施設 RARF の概略図を示す。本実験では、イオン源から生成された ^{40}Ar ビームを AVF サイクロトロン及びリングサイクロトロン (RRC) で二段階に加速したのち、四重極磁石と双極子磁石によって収束性と軌道を制御しながら E6 実験室の第 0 焦点面 (F0) まで輸送する。F0 には一次標的 ^9Be が設置されており、 ^{40}Ar ビームの一部は入射核破砕反応を起こし、研究対象の原子核 $^{24,25,26}\text{F}$ が生成される。

一次ビームの詳細を表 2.1 に、また一次標的の詳細を表 2.2 に示す。

| 一次ビーム | エネルギー | 強度 |
|------------------|----------|----------|
| ^{40}Ar | 95 A MeV | 80 p n A |

表 2.1: 一次ビームの詳細

| 一次標的 | 標的厚 |
|---------------|-----------------------------------|
| ^9Be | 277.2 mg/cm ² (1.5 mm) |

表 2.2: 一次標的の詳細

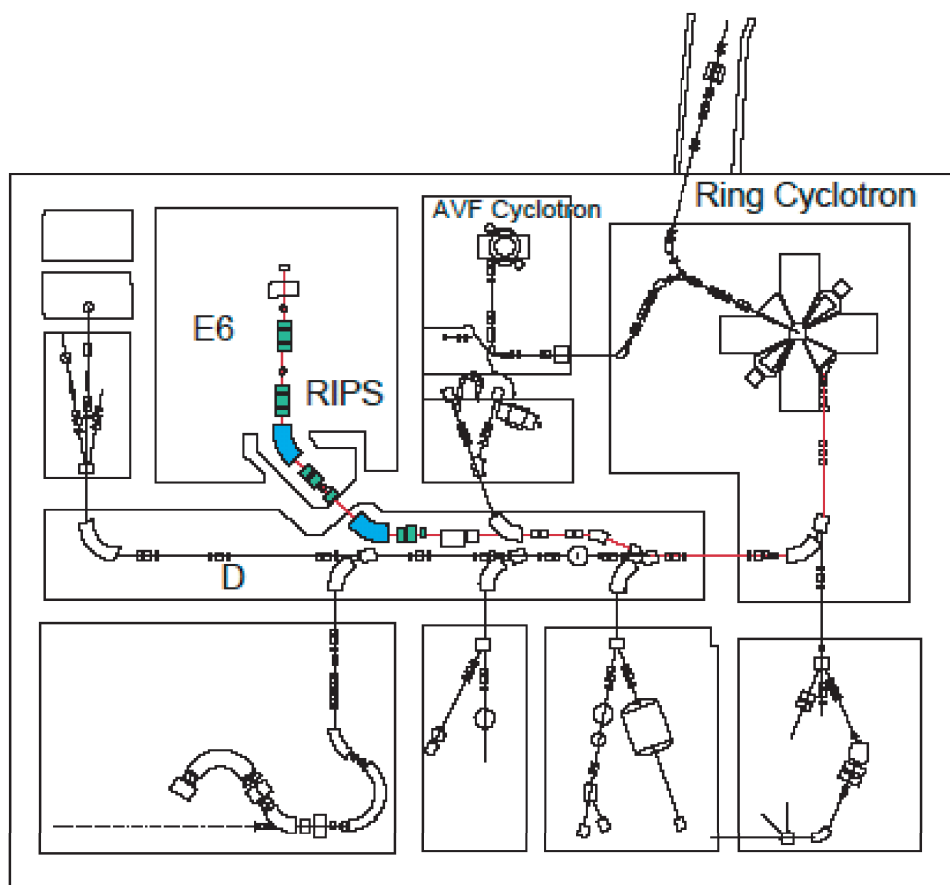


図 2.1: 理化学研究所の加速器研究施設 RARF の概略図

2.1.2 入射核破砕片分離装置 RIPS

入射核破砕反応では様々な不安定核が生成されるから、それらの中から研究対象となる原子核を選別する必要がある。そのために本実験では入射核破砕片分離装置 RIPS (RIKEN Projectile fragment Separator) を用いた。

図 2.2 に RIPS の概略図を示す。RIPS では、四重極磁石によってビームの収束性を保ちつつ、各原子核ごとの、双極子磁石での曲がり方 (磁気硬度 $B\rho$) の違いや減衰板 (degrader) でのエネルギー損失の仕方の違いを利用して粒子を分離する。なお粒子識別の詳細については、第 3 章で述べる。以上のようにして、二次ビームとして ^{24}F 、 ^{25}F および ^{26}F をそれぞれ選び出し、F3(第三焦点面) に位置する二次標的に入射させた。

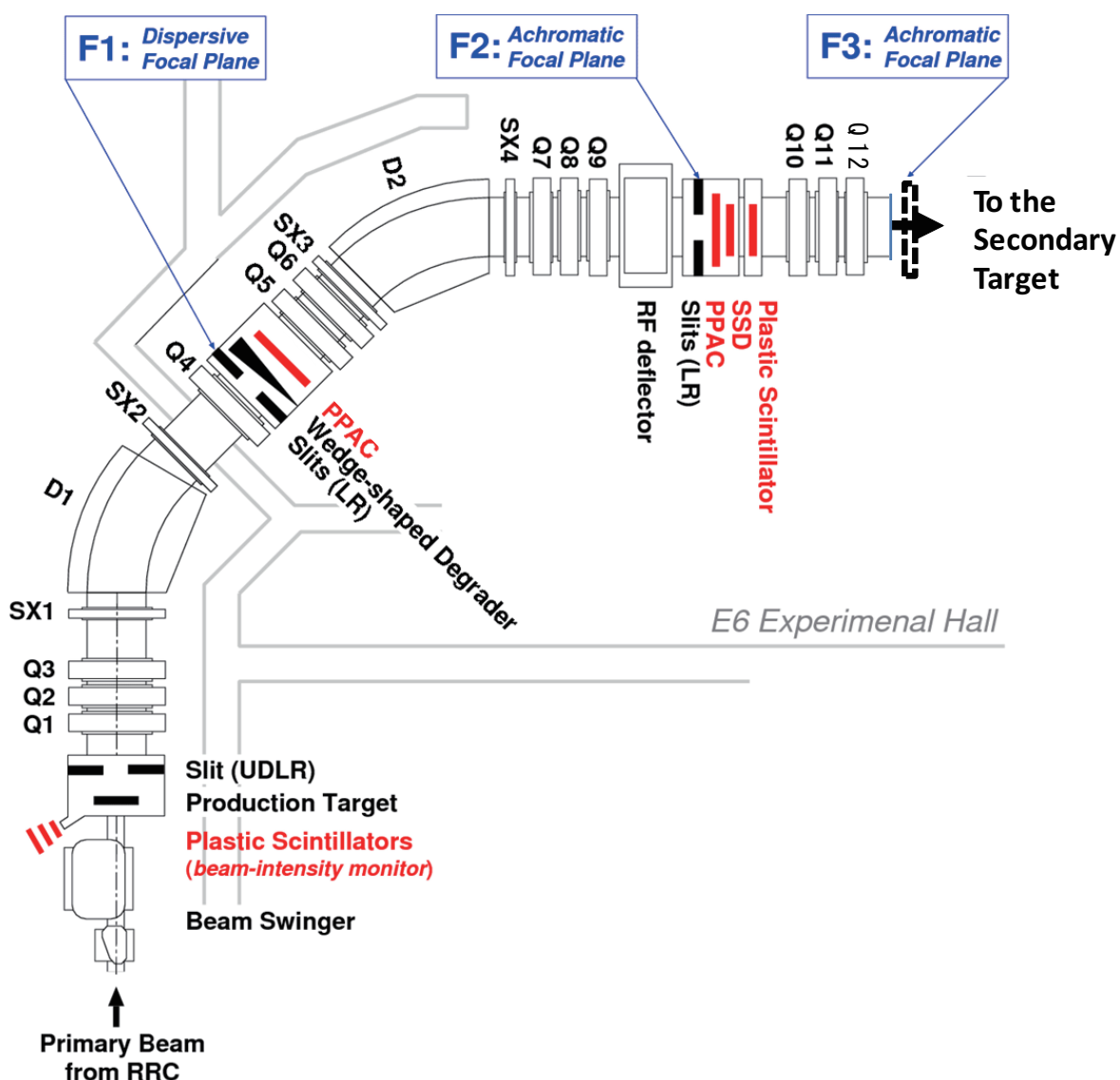


図 2.2: 入射核破砕片分離装置 RIPS の概略図

実験では、 $^{24,25}\text{F}$ を含む二次ビーム (データセット A) と、 $^{25,26}\text{F}$ を含む二次ビーム (データセット B) の二種類を用いた。二次ビームの詳細を表 2.3 に示す。

| (A) データセット A | | | |
|-----------------|---------------|----------|---------|
| 二次ビーム | エネルギー (MeV/u) | 強度 (cps) | Purity |
| ^{24}F | 71.1 | 103.2 | 19.90 % |
| ^{25}F | 64.9 | 115.2 | 22.23 % |
| (B) データセット B | | | |
| 二次ビーム | エネルギー (MeV/u) | 強度 (cps) | Purity |
| ^{25}F | 72.9 | 7.2 | 19.77 % |
| ^{26}F | 66.1 | 7.0 | 19.32 % |

表 2.3: 二次ビームの詳細。エネルギーは二次標的中心での平均エネルギーである。

2.1.3 液体水素標的

本実験では二次標的として液体水素 [16] を用いた。液体水素は図 2.3 のようなターゲットセル内で冷却され一定の温度に保たれた。ターゲットウィンドウの大きさは $\phi 40\text{mm}$ である。二次標的の詳細を表 2.4 に示す。

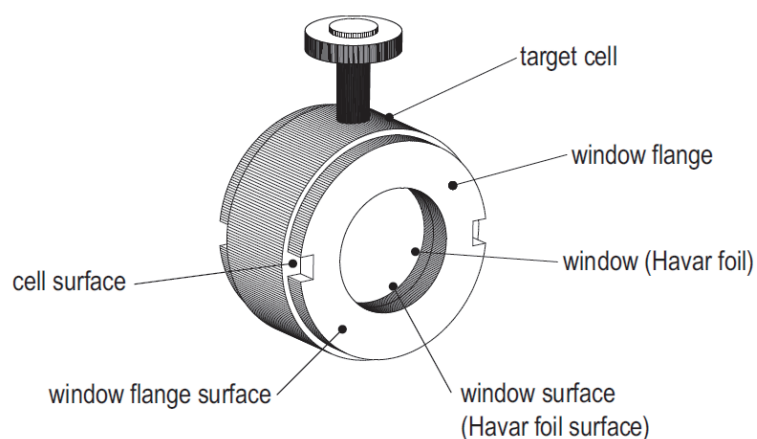


図 2.3: ターゲットセルの構造

| 二次標的 | 標的厚 |
|------|-----------------------------------|
| 液体水素 | $1.6 \times 10^2 \text{ mg/cm}^2$ |

表 2.4: 二次標的の詳細

2.2 実験セットアップ

本実験のセットアップを図2.4に示す。RIPSで生成・分離された二次ビーム (^{24}F など) は、二次標的上流に設置された2台のドリフトチェンバー (NDC) により、その入射位置と角度を測定される。二次ビームと二次標的 (液体水素 Liq.H_2) との反応により、 γ 線や中性子などの放出を伴って新たに荷電粒子が生成される。 γ 線は二次標的の周りに設置された NaI(Tl) シンチレーターにより検出される。また、散乱された荷電粒子は、双極子磁石の上流と下流に設置された2台のドリフトチェンバー (MDC、FDC)、およびプラスチックシンチレーター (Hodoscope) を通過する。このとき、荷電粒子はMDC及びFDCにより双極子磁石の通過前後での位置と角度を測定され、Hodoscopeによりエネルギー損失とTime of flight(TOF)が測定される。一方、放出された中性子は双極子磁石には曲げられずに直進し、プラスチックシンチレーター (Veto Counter、Neut Counter) によって検出される。

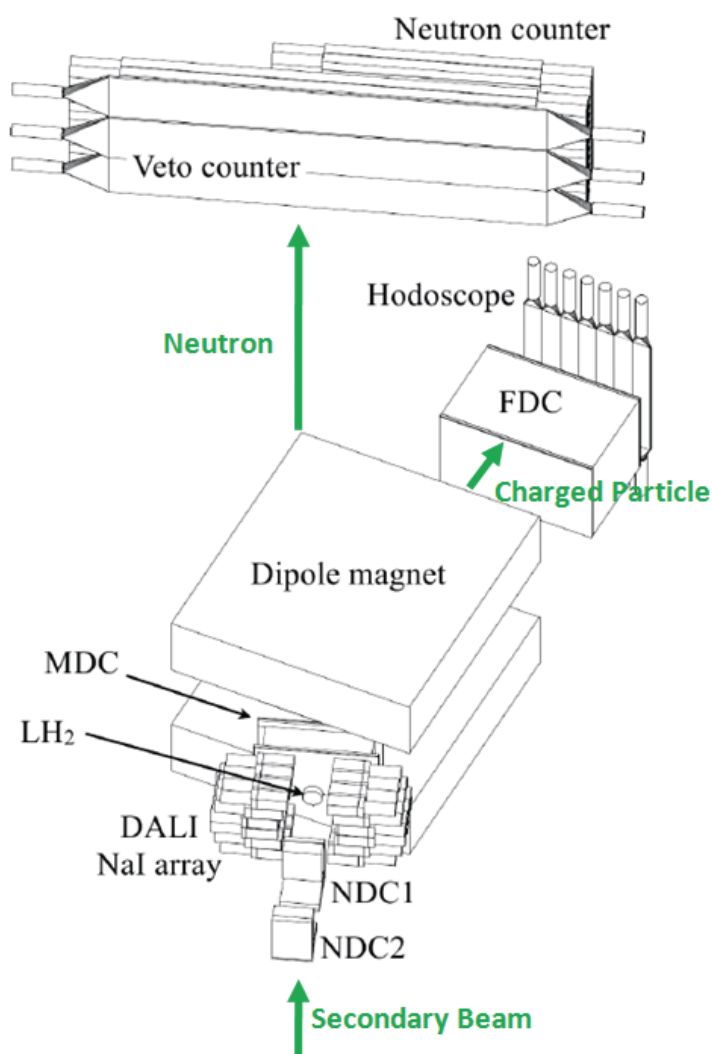


図 2.4: 実験のセットアップ

2.2.1 二次ビーム測定系

- サイクロトロンの加速タイミング (RF)

サイクロトロンは一定の周期で荷電粒子を加速しており、そのタイミングを測定した。

- Parallel plate avalanche counter(PPAC)

PPAC[17] は時間信号の差から荷電粒子の入射位置を読み取るガスカウンターであり、本実験では F1(第一焦点面) に設置された。F1 は Dispersive focus であるため、その水平方向の位置情報から二次ビームの磁気硬度 $B\rho$ が算出できる。解析では、この情報をもとに A/Z の比を求めた。図 2.5 のように、PPAC は三枚の電極から構成されており、陽極と二つの陰極の間隔が 4mm 空いている。一枚の陰極は、幅 2.40mm のストリップ 40 本で構成され、ストリップ同士は 0.15mm の間隔を空けて delay-line につながっている。この陰極の上下及び左右の時間信号の差から荷電粒子の通った位置を測定することができる。有感領域は $100\times 100\text{mm}^2$ である。なお、実験では PPAC の印加電圧を -810V とした。

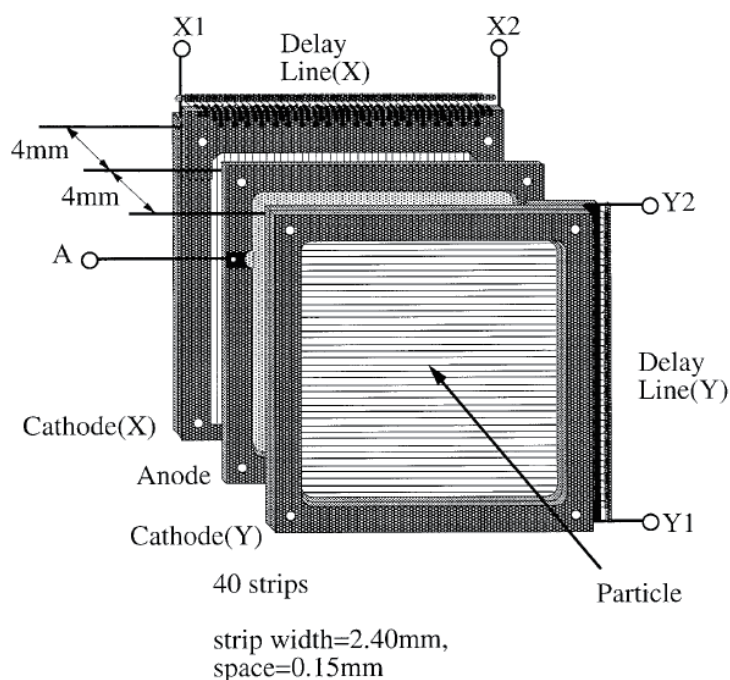


図 2.5: PPAC の構造。三枚の電極から構成されており、陽極と二つの陰極の間隔が 4mm 空いている。一枚の陰極は、幅 2.40mm のストリップ 40 本で構成され、ストリップ同士は 0.15mm の間隔を空けて delay-line につながっている。この陰極の上下及び左右の時間信号の差から荷電粒子の通った位置を測定することができる。なお有感領域は $100\times 100\text{mm}^2$ である。

- プラスチックシンチレーター (Pla)

プラスチックシンチレーターを F2(第二焦点面) に設置し、二次ビームを測定した。このシンチレーターは厚さ 1mm、面積 $80\times 80\text{mm}^2$ であり、左右に PMT が取り付けられており、時間情報およびエネルギー損失 ΔE を読み出す。解析では、この時間情報と RF の時間情報の差から、二次ビームの一次標的から F2 までの TOF(Time of flight) を求めた。なお、左右の PMT の印加電圧はそれぞれ -1400V、-1300V とした。

- Silicon strip detector(SSD)

SSD は厚さ $350\mu\text{m}$ の Si 半導体検出器であり、F2(第二焦点面) に設置された。これにより二次ビームのエネルギー損失 ΔE を測定した。この ΔE と一次標的から F2 までの TOF(Time of flight) を利用して、二次ビームの Z の識別を行った。

- 入射核測定用ドリフトチェンバー (NDC)

ドリフトチェンバーはガス分子の電離と高電場でのガス増幅を利用した荷電粒子飛跡検出器であり、入射核測定用ドリフトチェンバー NDC1 及び NDC2[18][19] は標的直前に配置され、それぞれの二次ビームの検出位置情報から、標的上での入射位置および入射角度を決定する。図 2.6 に NDC の有感領域およびワイヤ面の構成を示す。2 台の NDC はともに同じ構造であり、1つのチェンバーはビーム進行方向に垂直な面を正方形とした直方体で、 $96 \times 96\text{mm}^2$ の有感領域を持つ。そのワイヤ構成は、一面につき 16 本のアノードワイヤと 17 本のポテンシャルワイヤを持つセンス面が X 方向 (鉛直方向) および Y 方向 (水平方向) にそれぞれ 4 面ずつあり、それぞれ 9 面のカソード膜で挟まれている。八つのセンス面は、ビームの入射方向から順に X1 面、X2' 面、Y1 面、Y2' 面、X3 面、X4' 面、Y3 面、Y4' 面と呼ぶ。ここでプライムを付した面は、付していない面に対して半セル分だけワイヤの位置をずらしている。これはドリフト方向における左右の不定性の問題を解決するためである。なお、カウンターガスとしては $\text{He}(50\%)\text{-C}_2\text{H}_6(50\%)$ の混合ガスを用いた。また印加電圧は、ポテンシャルワイヤ及びカソード膜ともに等しく、NDC1 では -1050V 、NDC2 では -1100V とした。

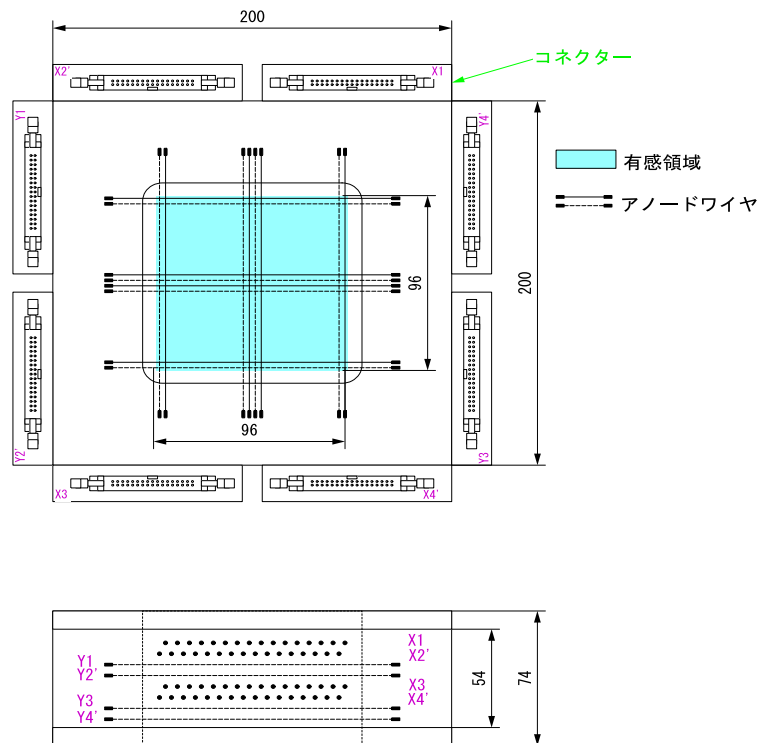


図 2.6: NDC のワイヤ構成。上図は正面図を示し、下図は上面図を示す。上図の青色の部分は有感領域である。

2.2.2 γ 線測定系

● NaI(Tl) シンチレーター (DALI)

二次標的の周りに位置する DALI は、クリスタルの大きさが $66 \times 66 \times 150\text{mm}^3$ の NaI(Tl) シンチレーター 48 本で構成されている。その配置は、図 2.7 のようにビームライン (z 軸) を中心に左右対称な 12 本の層が計 4 層並んでいる。DALI を用いて、二次標的との反応によって励起された粒子が脱励起する際に放出される γ 線を検出した。なお各シンチレーターには PMT が取り付けられており、そのエネルギーと時間情報を測定できる。

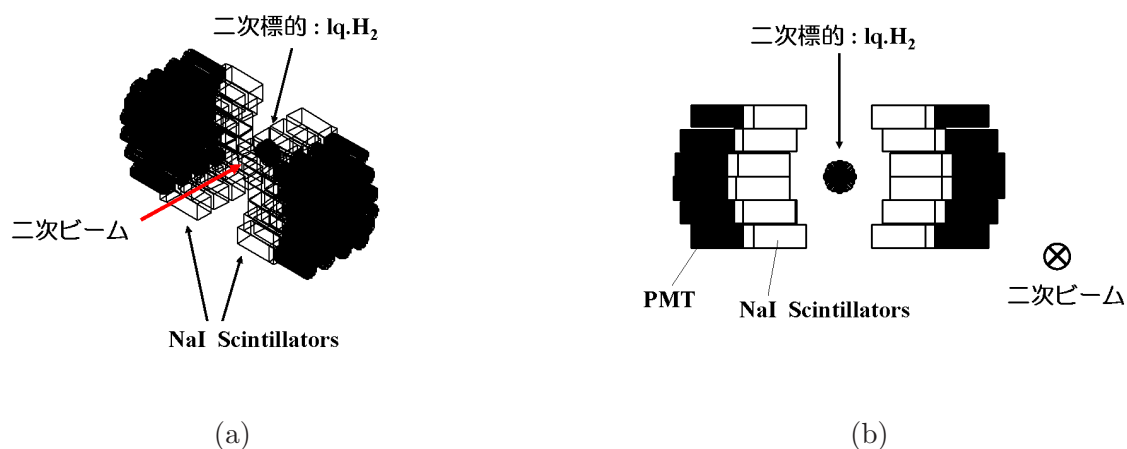


図 2.7: DALI の配置。二次標的を左右上下から囲むように配置し、4 層から構成される。(a) 斜め上方向から見た図。(b) ビーム入射方向から見た図。

2.2.3 荷電粒子測定系

二次標的で散乱された荷電粒子は、磁束密度約 1.5T の双極子電磁石によってその軌道が曲げられ、2 台のドリフトチェンバー MDC、FDC とプラスチックシンチレーター Hodoscope で検出される。本実験では、双極子磁石の下流にある FDC と Hodoscope は共に、ビーム軸に対して 20° 傾けて配置した。

● ドリフトチェンバー MDC

MDC[20][21] は、二次標的と双極子磁石との間に設置され、二次標的との反応により散乱された荷電粒子の飛跡を測定する。図 2.8 に MDC の有感領域とワイヤ構成を示す。MDC は 190mm(水平方向)×140mm(鉛直方向)の有感領域を持つ。そのワイヤ構成は、一面につき 12 本のアノードワイヤと 13 本のポテンシャルワイヤを持つセンス面が 8 面(X 面が 4 面、U、V 面が 2 面ずつ)あり、それぞれが 9 面のカソード面で挟まれている。X 面はワイヤが鉛直方向に張られた面であり、荷電粒子の水平方向の位置の測定に用いる。U、V 面は、ワイヤがビーム上流から見てそれぞれ右下がり 45 度方向、右上がり 45 度方向に張られた面であり、荷電粒子の鉛直方向の位置の測定に用いる。なお、カウンターガスは He(50%)-C₂H₆(50%) の混合ガスを用いた。また印加電圧はポテンシャルワイヤ及びカソードワイヤとともに等しく、それぞれ-1700V とした。

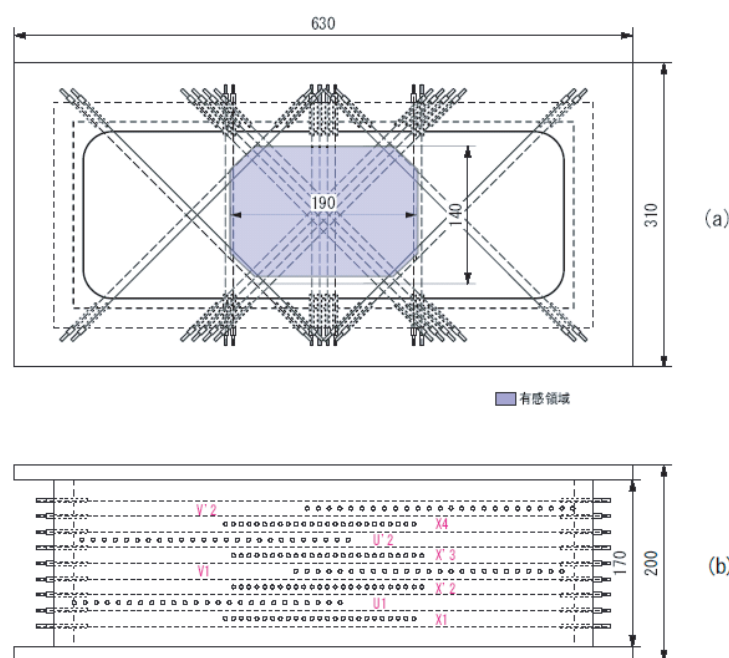


図 2.8: MDC のワイヤ構成。(a)MDC をビーム入射方向から見た図。有感領域を紫色で示している。(b)MDC を上から見た図。センス面の構成を示す。

● ドリフトチェンバー FDC

FDC は双極子磁石の下流で、荷電粒子の位置および角度の変化を測定する。解析では、これらの情報と MDC で測定した位置と角度の情報を用いることで質量数 A を求めた。FDC は 600mm(水平方向)×400mm(鉛直方向)の有感領域を持つ。センス面が 9 面 (X 面が 5 面、Y 面

が4面)、カソード面が18面で構成されている。なお、カウンターガスはHe(50%)-C₂H₆(50%)の混合ガスを用いた。また印加電圧はアノードワイヤを-700V、フィールドワイヤを-2500Vとした。

- プラスチックシンチレーター Hodoscope

FDCの下流に位置するHodoscope[22]は、図2.9に示すように、7つのプラスチックシンチレータで構成される。このプラスチックシンチレータは一本あたり、厚さ5mm、面積100mm(水平方向)×450mm(鉛直方向)を持つ。各シンチレータの両端にはPMTが取り付けられており、波高と時間情報を読み出す。これらの情報から荷電粒子のエネルギー損失 ΔE とTOF(Time of flight)を知ることができる。解析では、TOFと ΔE の相関から荷電粒子の原子番号 Z を求め、TOFからさらに荷電粒子の速さ β を求めた。以下では便宜上、各プラスチックシンチレータについてビーム上流から見て左から順にHodoscope#1-7と呼ぶこととする。

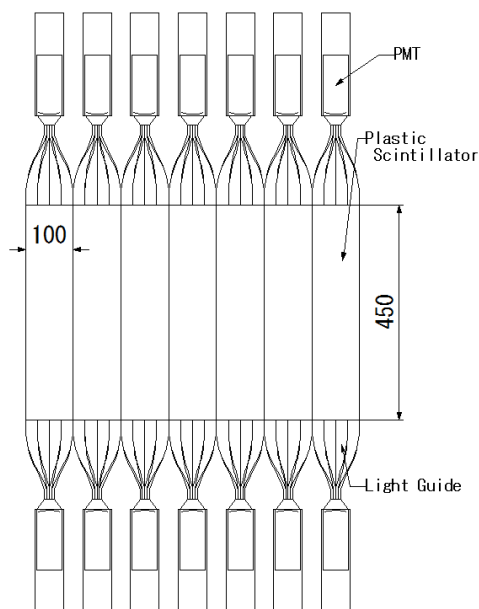


図 2.9: Hodoscope の正面図

2.2.4 中性子測定系

二次標的との反応により放出される中性子は双極子磁石では曲げられずに直進し、プラスチックシンチレーター (Veto Counter、Neut Counter) で検出される [23]。本解析ではこれらの検出器は使用していない。

2.2.5 トリガー回路

実験で用いたトリガー回路を図 2.10 に示す。ある条件を満たした時にデータをコンピュータに取り込むように設定した。ここで、使用している記号の意味は以下の通りである。

- F2L,F2R : F2 で二次ビームの時間情報が検出された
- F2Z : F2 で特定の波高が検出された
- NaI 1~4 : NaI(Tl) シンチレータの 1~4 層目のいずれかで検出された
- Computer VETO : コンピュータがデータを取り込み中である

BEAM、DS BEAM、NaI はそれぞれ組み合わせでも独立しても、トリガーとして使用できる。DS BEAM の DSF(Down Scale Factor) は、データセット A、B でそれぞれ 1/5 および 1.0 に設定した。なお NaI トリガーとコインシデンスしている Down Scaler の DSF はどのデータセットにおいても 1.0 と設定した。

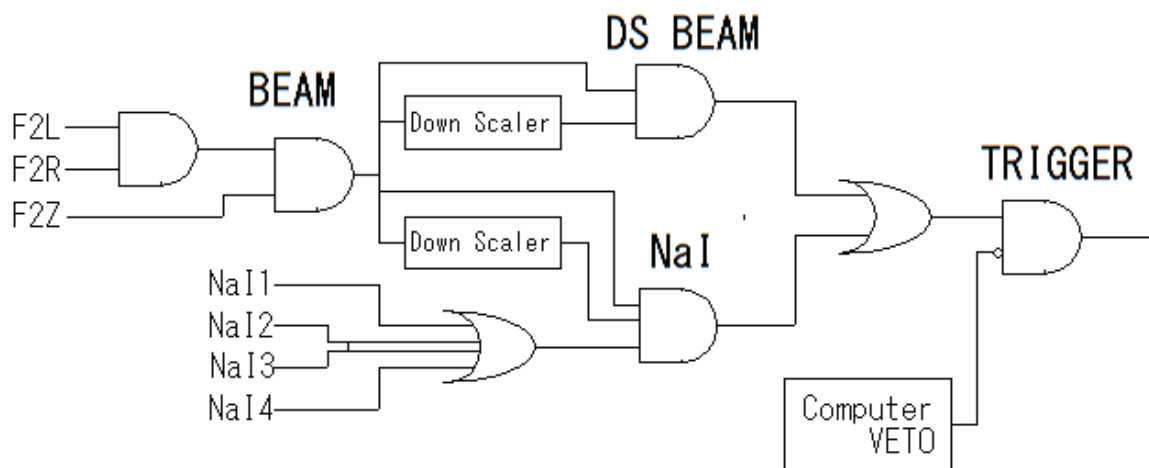


図 2.10: トリガー回路

第3章 データ解析

本解析では、二次ビームの粒子識別および、二次標的から放出される荷電粒子の識別により、研究対象となる反応チャンネルを選び出した。そして、その反応過程で放出される γ 線のエネルギースペクトルを導出し、観測された γ 線ピークの散乱断面積を求めた。この章では、二次ビーム測定系、荷電粒子測定系、 γ 線検出器群について解析手順を述べる。

3.1 二次ビーム測定系

3.1.1 二次ビームの粒子識別

二次ビームは一次標的での入射核破砕反応により生成されるが、様々な核種を含んでいる。したがって、RIPSによって粒子識別を行い、その中から目的の核種を選び出す必要がある。このために、まずF2SSDの波高から粒子のエネルギー損失 ΔE を、そしてサイクロトロンRF信号とF2PLAの時間信号からRF-F2間のTOF(Time of Flight)をそれぞれ求め、二つの情報からそれぞれの粒子について原子番号 Z の識別を行った。物質中でのエネルギー損失 ΔE は、粒子の速度を v とするとBethe Blochの式より以下の関係がある。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 TOF^2 \quad (3.1)$$

よって、図3.1のようにRF-F2間のTOFとF2SSDの波高の相関から各粒子の原子番号 Z を識別することができる。

また粒子の質量数 A の識別については以下のようにして行うことができる。粒子の磁場に対する曲がりにくさを表す磁気硬度 $B\rho^1$ は運動方程式より以下の関係が成り立つ。

$$B\rho \propto \frac{A}{Z}v \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{TOF} \quad (3.2)$$

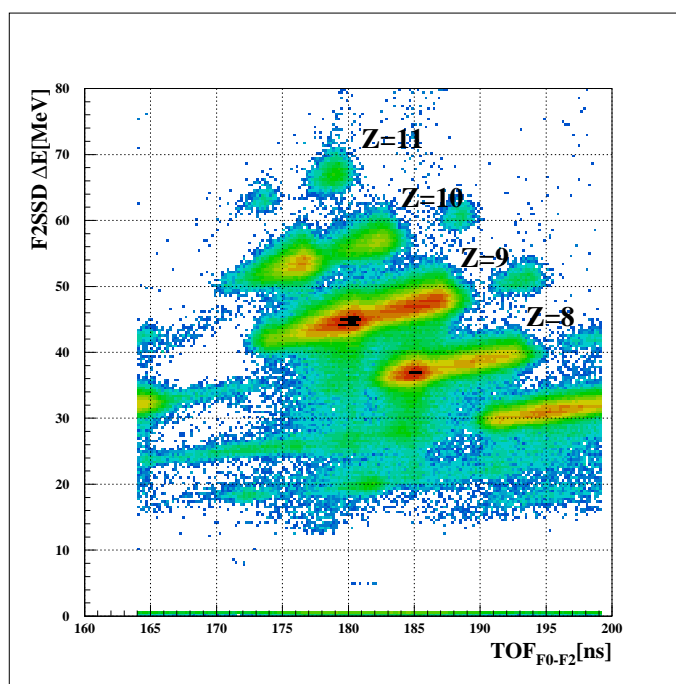


図 3.1: 二次ビームの原子番号 Z の識別。横軸はRF-F2間のTOF[ns]、縦軸はF2SSDにおけるエネルギー損失 ΔE [MeV]。例としてデータセットAについて示した。各粒子が原子番号 Z の違いにより分かれる。

¹Bは磁束密度、 ρ は曲率半径を表す。

F1 は Dispersive focus であるから粒子の水平方向の位置 x [mm] によって粒子の運動量 ($B\rho$) が決まる。したがって、図 3.2 のように F1PPAC の x と RF-F2 間の TOF の相関から各粒子の A/Z を識別することができる。

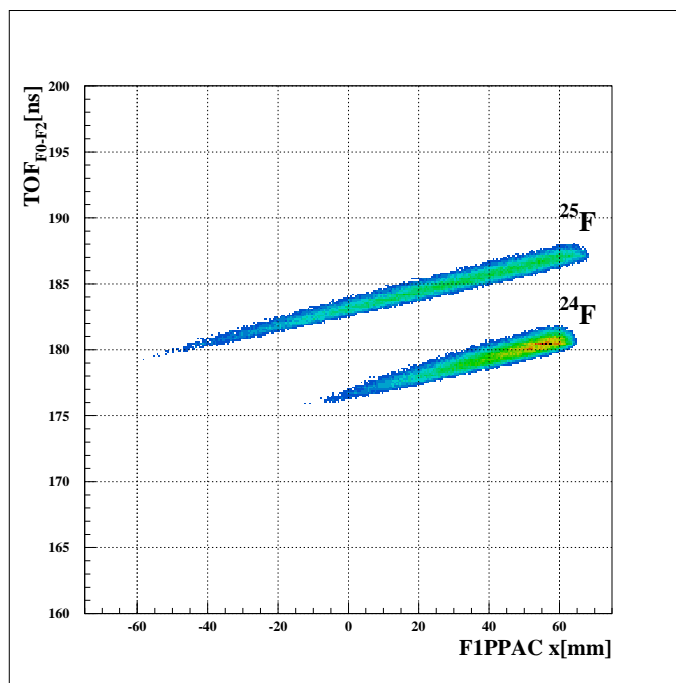


図 3.2: $Z=9$ として選び出したフッ素同位体における二次ビームの A/Z の識別。横軸は F1PPAC の水平方向の位置 x [mm]、縦軸は RF-F2 間の TOF[ns]。例としてデータセット A について示した。 $Z=9$ の各粒子が質量数 A の違いによって分かれる。

図 3.3,3.4 にそれぞれデータセット A,B の上流での粒子識別を示す。それぞれの二次ビームの原子番号 Z および質量数 A の分解能は表 3.1 ~ 3.4 のようになった。本解析では、データセット A では ^{24}F 及び ^{25}F を、データセット B では ^{25}F 及び ^{26}F をそれぞれ二次ビームとして選別した。

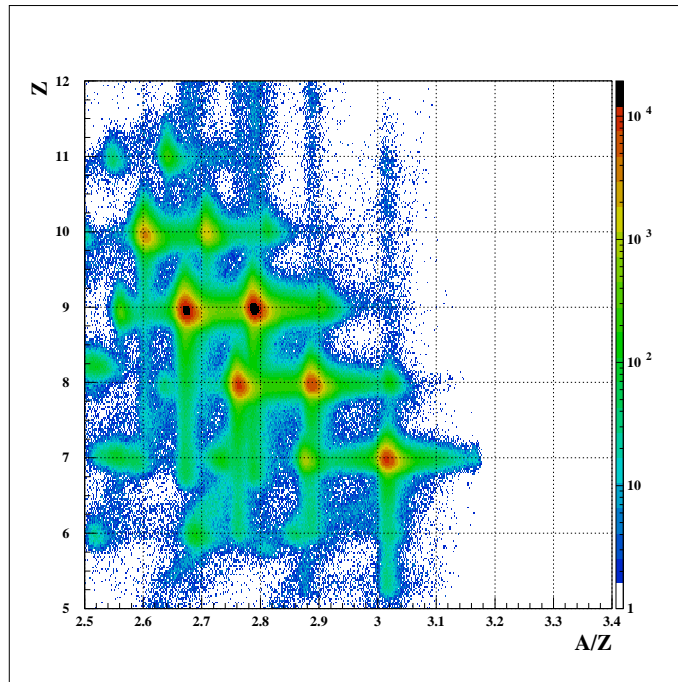


図 3.3: データセット A における二次ビームの粒子識別 (横軸:A/Z、縦軸:Z)。核種ごとにはっきり分けられている。 ^{24}F 及び ^{25}F の purity はそれぞれ 19.90%、22.23% であり、強度は 103.2 cps、115.2 cps であった。

| Z | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Zのピーク値 | 6.09 | 7.01 | 8.00 | 9.00 | 10.0 |
| $\Delta Z(\text{FWHM})$ | 0.999 | 0.226 | 0.255 | 0.250 | 0.271 |
| 分解能 $Z/\Delta Z$ | 6.10 | 30.9 | 31.4 | 36.0 | 36.9 |

表 3.1: 二次ビームの Z の分解能 (データセット A)

| A | 24 | 25 |
|-------------------------|-------|-------|
| Aのピーク値 | 24.0 | 25.0 |
| $\Delta A(\text{FWHM})$ | 0.209 | 0.212 |
| 分解能 $A/\Delta A$ | 115 | 118 |

表 3.2: 二次ビーム (Z=9) の A の分解能 (データセット A)

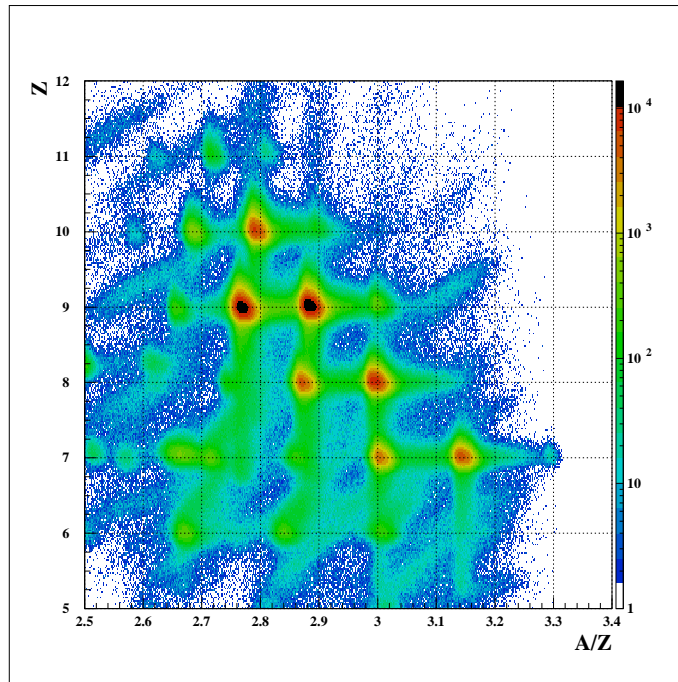


図 3.4: データセット B における二次ビームの粒子識別 (横軸:A/Z、縦軸:Z)。核種ごとにはっきり分けられている。 ^{25}F 及び ^{26}F の purity はそれぞれ 19.77%、19.32% であり、強度は 7.2 cps、7.0 cps であった。

| Z | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Zのピーク値 | 6.12 | 7.01 | 8.00 | 9.00 | 10.0 |
| $\Delta Z(\text{FWHM})$ | 0.738 | 0.260 | 0.263 | 0.251 | 0.265 |
| 分解能 $Z/\Delta Z$ | 8.28 | 27.0 | 30.5 | 35.9 | 37.8 |

表 3.3: 二次ビームの Z の分解能 (データセット B)

| A | 25 | 26 |
|-------------------------|-------|-------|
| Aのピーク値 | 25.0 | 26.0 |
| $\Delta A(\text{FWHM})$ | 0.207 | 0.220 |
| 分解能 $A/\Delta A$ | 120 | 118 |

表 3.4: 二次ビーム (Z=9) の A の分解能 (データセット B)

3.1.2 NDCの解析

第0近似STC(Space Time Caliblation)の導出

ドリフトチェンバーでは各アノードワイヤにより時間情報を検出する。この時間情報は、荷電粒子がチェンバー内を通過した際にその飛跡に沿って生じる電離電子がアノードワイヤまで到達する時間(ドリフト時間)を表している。このドリフト時間からドリフト距離(荷電粒子の通過点とワイヤまでの距離)を導出し、ここで得られた各面での位置情報をトラッキングすることで入射荷電粒子の飛跡を求めることができる。

そこで、まずドリフト時間をドリフト距離に変換する必要がある(Space Time Calibration)。荷電粒子が位置 x に依らず一様に N 個照射したと仮定する(第0次近似)と、

$$\frac{dN}{dx} = C \quad (C \text{ は定数}) \quad (3.3)$$

であるから、このときのドリフト時間を t 、ドリフト距離を $x(t)$ とすると、

$$\begin{aligned} x(t) &= \int_0^t \frac{x(t')}{dt'} dt' \\ &= \frac{1}{C} \int_{t(0)}^{t(x)} \frac{dN}{dt'} dt' \end{aligned} \quad (3.4)$$

と表せる。図 3.5 にはその例を示す。(a) のドリフト時間分布²を積分して(b)に示すようにドリフト距離に対応させた第0近似STC(Space Time Calibration)を得た。ただし、STCの形は荷電粒子のエネルギー損失の大きさ $\Delta E(\propto Z^2)$ に依存すると考えられるので、 $Z=9$ の ^{25}F 二次ビームを RIPS で選び解析した³。

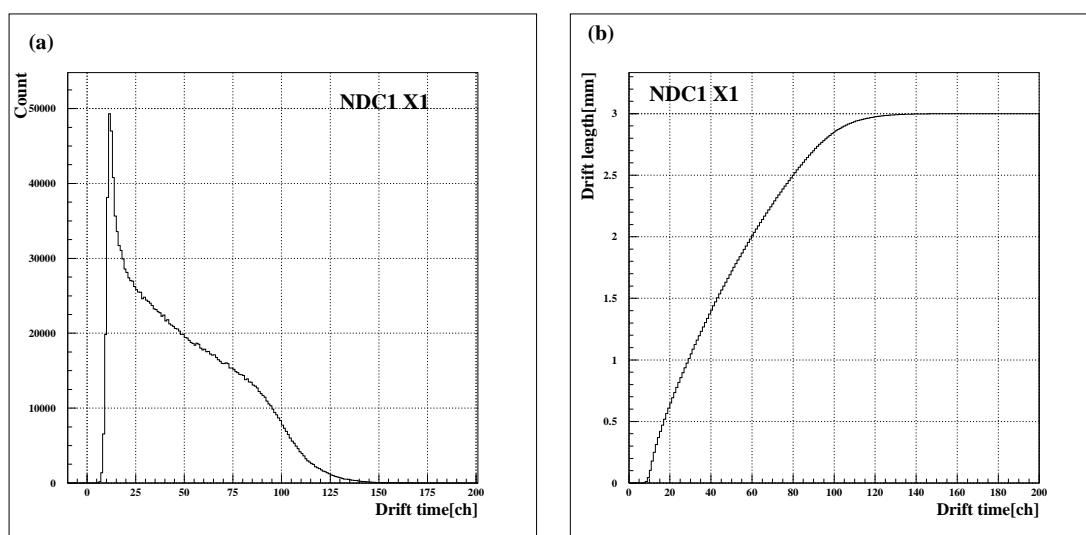


図 3.5: (a) ドリフト時間分布。(b)(a) を積分してドリフト距離と対応させた第0次近似STC。例として NDC1 の X1 面について示した。共に横軸はドリフト時間 [ch]⁵を示している。

²NDC では、1 つの面での multiplicity=1 のイベントを用いて第0次近似STCを作成した。

³ $Z=9$ で電荷が等しい $^{24,26}\text{F}$ ビームについても同じSTCを用いた。

⁵ただし 1 ch \approx 0.78 ns である。

STC の残差補正

第0近似STCは、荷電粒子が位置 x に依らず一様に照射したという仮定に基づいており、実際のSTCとズレが存在する。このズレを補正するために、まず第0近似STCから得られるドリフト距離を用いて最小自乗法でトラッキングを行った。ここで、得られる位置情報はドリフト距離(すなわち荷電粒子の通過点とアノードワイヤとの距離)のみであるから、荷電粒子の通過位置として、それぞれのワイヤに対して左右対称に2点の候補が存在する。すなわち、例えばX面では4つの面それぞれについて2通りの不定性があり、粒子の飛跡候補として 2^4 通りの組合せが考えられる。これらの組合せをそれぞれについて最小自乗法で直線fitし、 $reduced\chi^2$ が最も小さくなる4点を粒子の通過位置として決定した。

トラッキングにより得られたワイヤまでの距離 x_{track} とドリフト距離 x_{STC} の差(残差)のドリフト距離分布を図3.6(a)に示す。図より残差がドリフト距離と相関を持っていることが分かる。これが第0次近似からのズレであり、このズレを補正してSTCを作り直す必要がある(残差補正)。つまり、このズレをドリフト距離の関数として多項式フィットし第0次近似のSTCから差し引くことで新しいSTCを定義する。図3.6(b)のように分布の相関がなくなるまでこの操作を繰り返す⁶、最終的なSTCを得た(図3.7)。

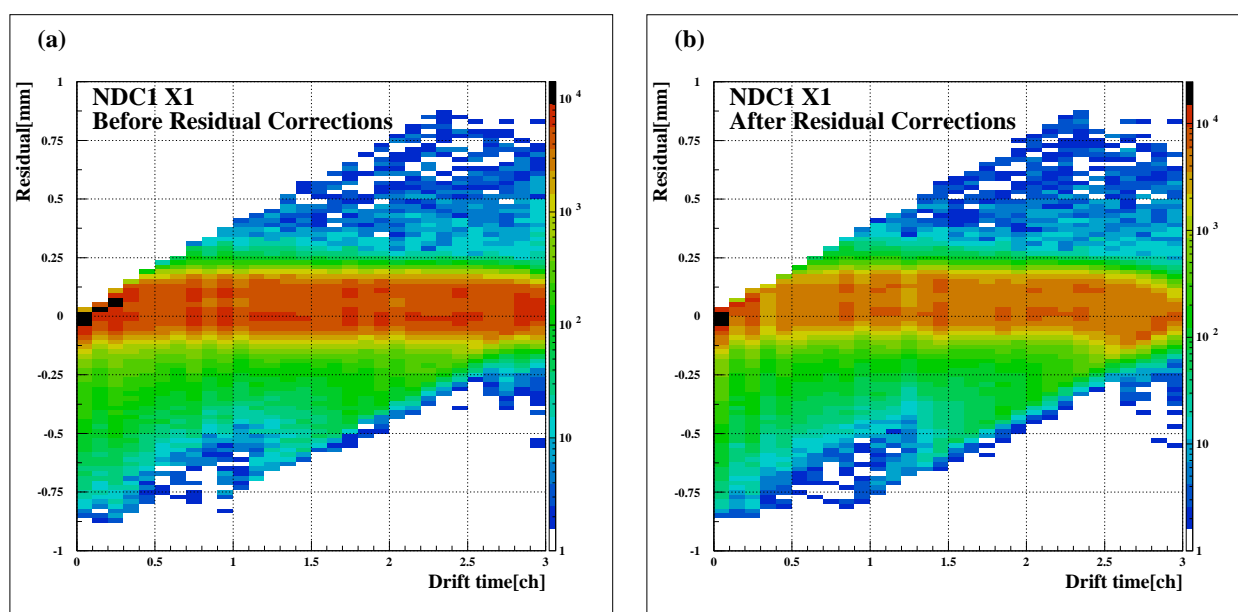


図 3.6: ドリフト距離と残差の相関。(a) 残差補正前。(b) 残差補正後。

例としてNDC1のX1面について示した。横軸はドリフト距離 x_{STC} [mm] である。また、縦軸の残差は $x_{STC} - x_{track}$ を表す。

⁶NDC1 及び NDC2 ではこの操作をそれぞれ 1 回、0 回行うだけで残差分布が収束した。なお次節で述べる MDC 及び FDC ではこの操作をそれぞれ 3 回、6 回行った。

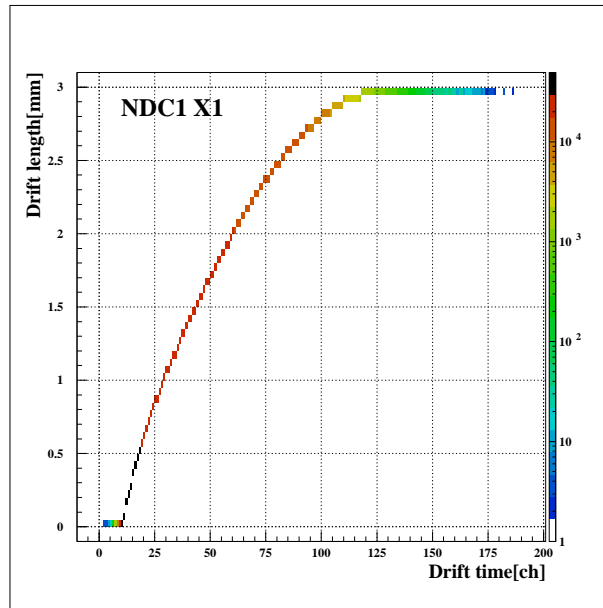


図 3.7: ドリフト時間とドリフト距離の関係。残差補正後の最終的な STC を用いてドリフト時間をドリフト距離に変換した。

図 3.8 に NDC1 の X、Y 面それぞれの残差分布を、同様に図 3.9 には NDC2 の X、Y 面それぞれの残差分布を示す。各残差分布を gaussian fit して得られる位置分解能 (1σ) は、NDC1 の X,Y 方向でそれぞれ $83.2\mu\text{m}, 64.3\mu\text{m}$ と、NDC1 の X,Y 方向でそれぞれ $76.7\mu\text{m}, 75.4\mu\text{m}$ である。また、Tracking efficiency は NDC1,NDC2 それぞれ 98.5%,98.4% である⁷。

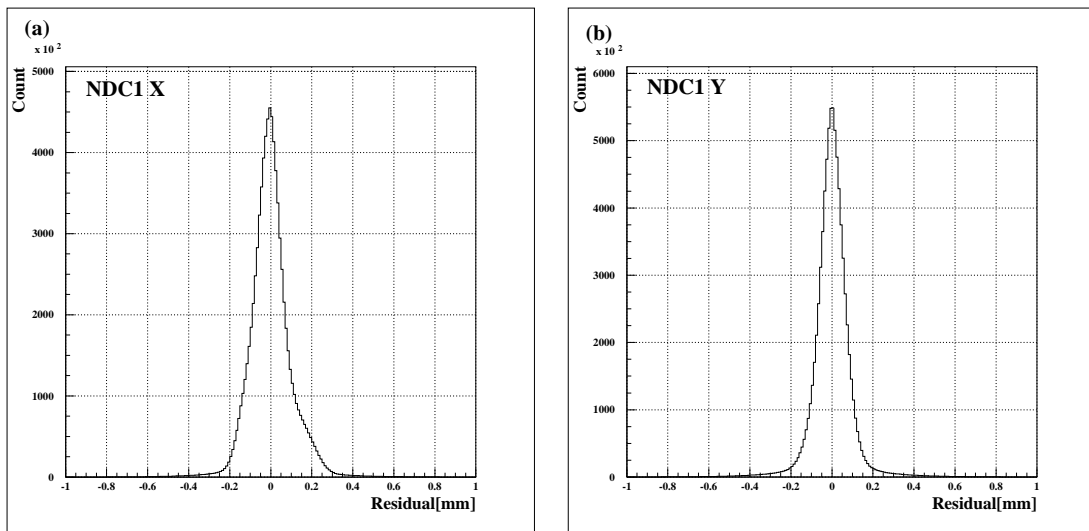


図 3.8: NDC1 の残差分布。(a)X 面 (1~4 面の和)。(b)Y 面 (1~4 面の和)。

⁷ここでの Tracking efficiency は、最小自乗法でのトラッキングで $reduced\ \chi^2 \leq 100$ となったイベントの割合を表す。

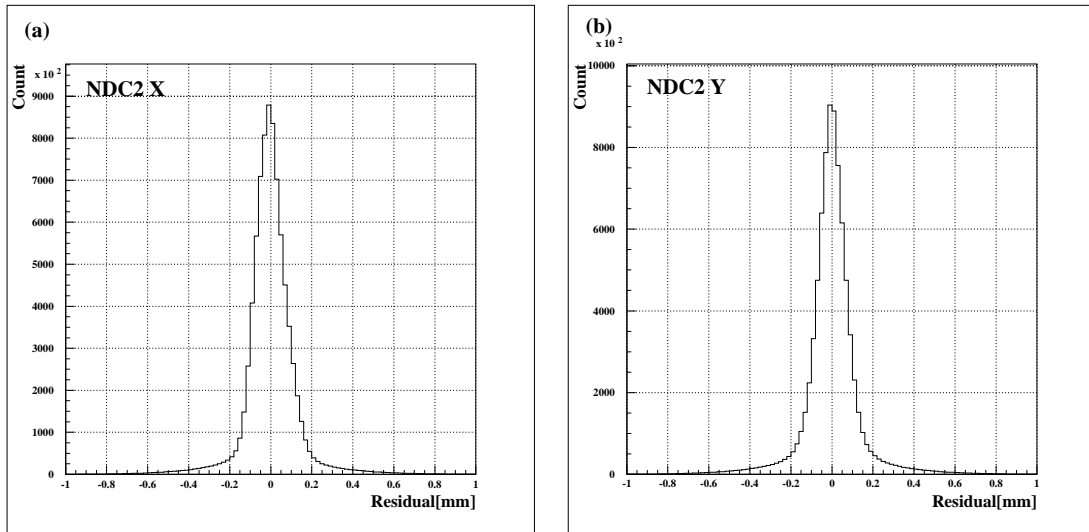


図 3.9: NDC2 の残差分布。(a)X 面 (1~4 面の和)。(b)Y 面 (1~4 面の和)。

Target size gate

NDC1,2 から得られる 2 つの位置情報を直線で結ぶことで二次ビームの飛跡を正確に知ることができる。この直線を二次標的まで外挿することで、二次標的上の二次ビームの入射位置および入射角度をそれぞれ求めた。図 3.10 には ^{25}F ビームの二次標的上の位置を示す。図を見ると、ターゲットウィンドウの大きさ $\phi 40$ での範囲内に入っていないイベントがあることが分かる。そこで、標的中心からの距離 $R[\text{mm}]$ が $R \leq 20\text{mm}$ となるイベントを二次標的に入射したものと見なし、二次標的の下流ではこの範囲に入った粒子のみを解析する。

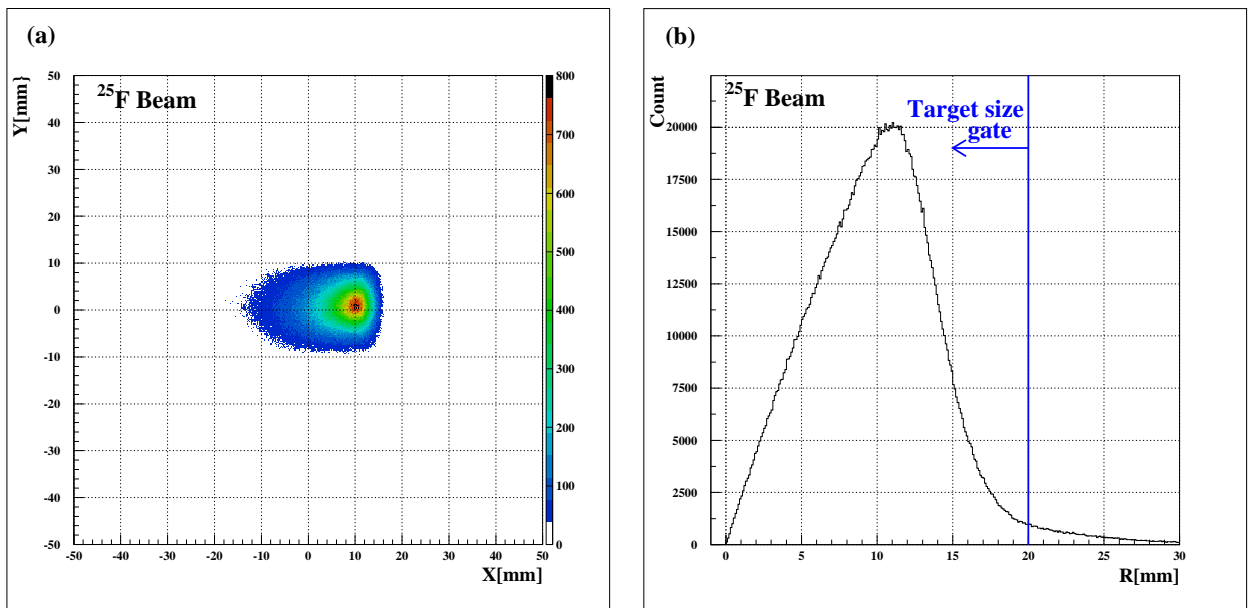


図 3.10: ^{25}F ビームの二次標的上の位置。(a) 二次標的上のビーム像。ビーム軸を座標の原点とする。(b) 二次標的中心からの距離 $R[\text{mm}]$ の分布。

3.2 荷電粒子測定系

二次標的から放出された荷電粒子 (散乱核) は、

- Hodoscope の解析による原子番号 Z の識別
- 双極子磁石前後のドリフトチェンバーの解析による質量数 A の識別⁸

を行うことで、対象とする原子核を選別できる。

3.2.1 Hodoscope の解析

Hodoscope で検出される時間情報から二次標的と Hodoscope 間の TOF が得られる。また検出される波高は散乱核の物質中でのエネルギー損失 ΔE に対応していることから、二次ビームの粒子識別と同様に式 3.1

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 TOF^2$$

の関係より、TOF と波高の相関を用いて散乱核の原子番号 Z を識別することができる。

Hodoscope#2-5 での TOF と波高の相関は図 3.11 のようになる⁹。図から原子番号 Z によって分離されている様子が分かる。

一方、Hodoscope#1,6-7 での TOF と波高の相関を図 3.12 に示す。Hodoscope#1 では収量が少ないため、また Hodoscope#6-7 では荷電粒子がシンチレータ中で全エネルギーを失い止まってしま

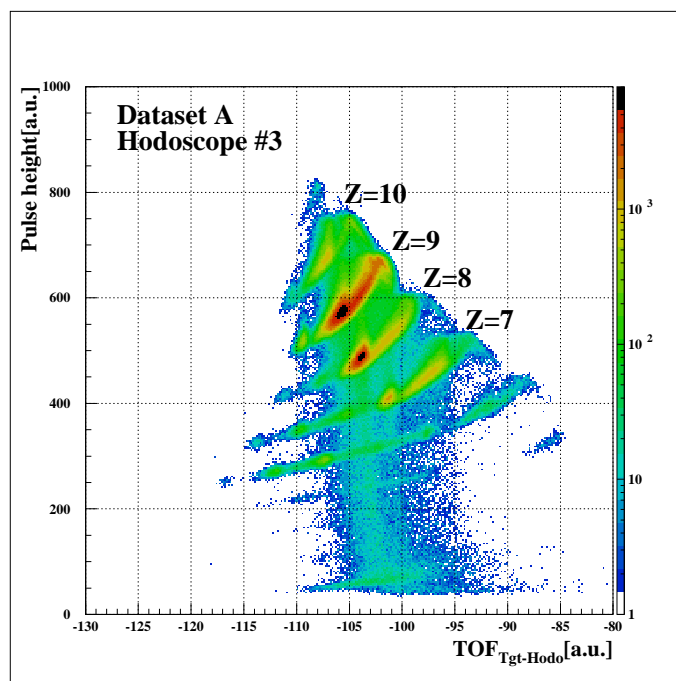


図 3.11: Hodoscope での TOF と波高の相関。例としてデータセット A の Hodoscope#3 の場合を示した。Hodoscope#2,4,5 でも同様の相関が得られた。

⁸磁気硬度 (双極子磁石による曲がり方の違い) を利用した。

⁹散乱核の Z の導出する際は二次ビームの核種を選択せずに全て用いた。

イベントが多いため、いずれも粒子識別が困難である。よって、Hodoscope#2-5のみを解析¹⁰し、それぞれの TOF と波高の相関から散乱核の Z を導出した。

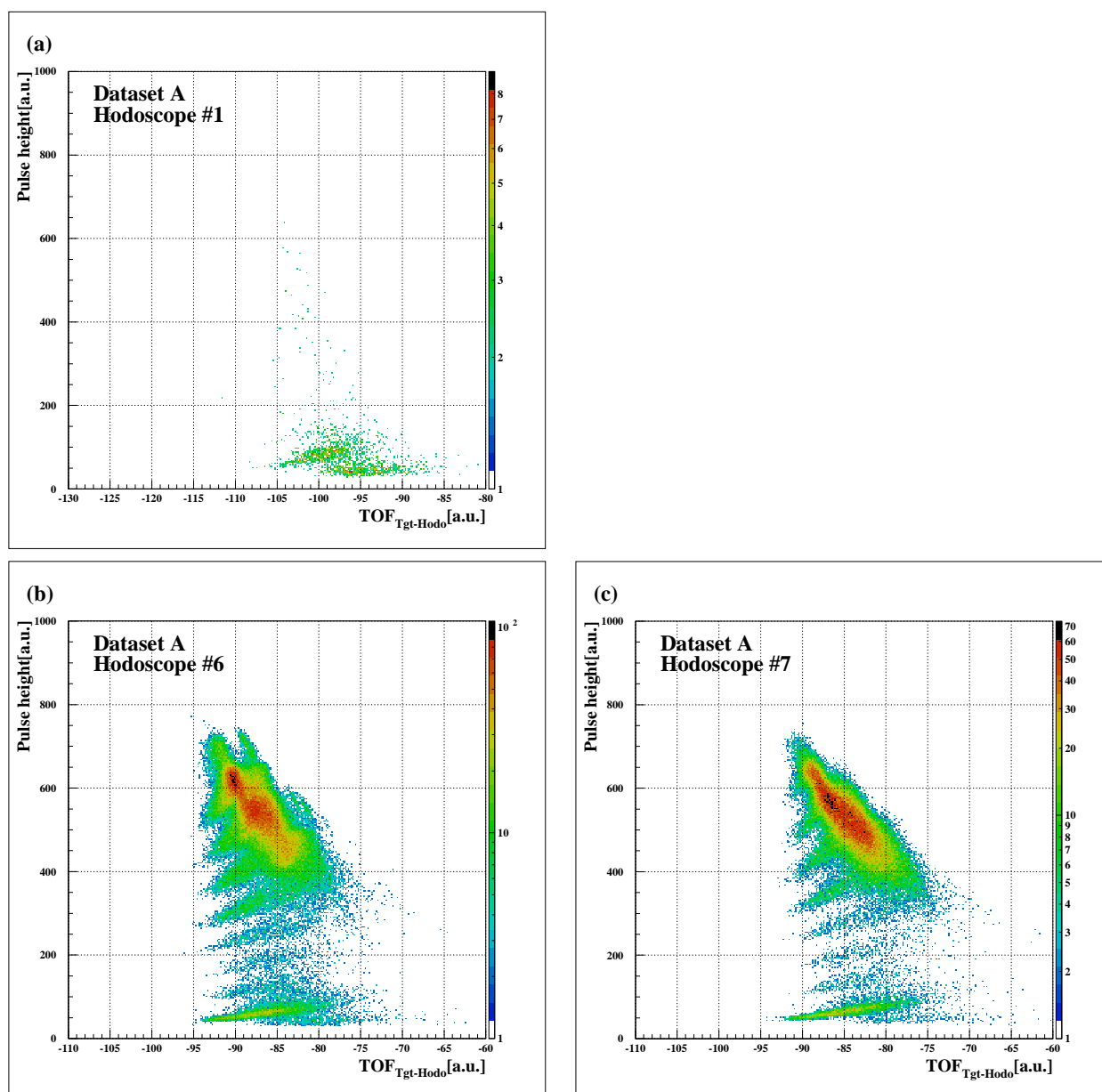


図 3.12: Hodoscope#1,6,7 での TOF と波高の相関。例としてデータセット A の場合を示した。(a)Hodoscope#1。(b)Hodoscope#6。(c)Hodoscope#7。

¹⁰ 研究対象とする粒子のほとんど (最低でも 94%) が Hodoscope#2-5 で検出されていたため、あまり問題にはならない。

データセット A,B における散乱核の Z 分布をそれぞれ図 3.13,3.14 に示す。また表 3.5,3.6 には、gaussian fitting により求めた Z の分解能をそれぞれ示す。

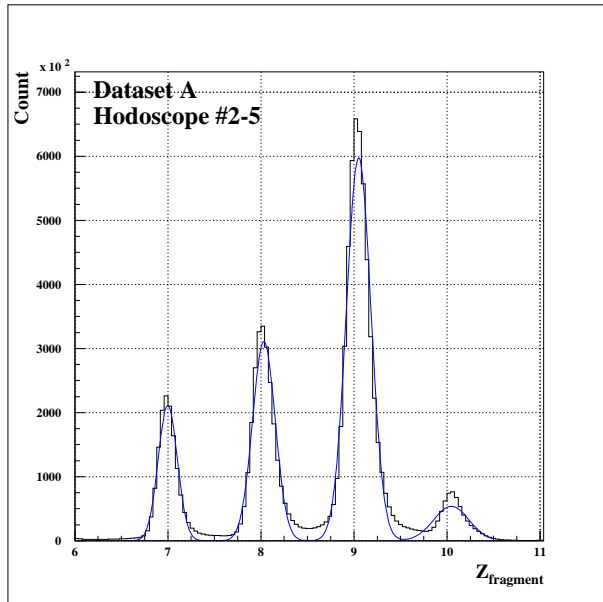


図 3.13: 散乱核の Z 分布 (データセット A)

| Z | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|
| Z のピーク値 | 7.00 | 8.03 | 9.05 | 10.0 |
| $\Delta Z(\text{FWHM})$ | 0.242 | 0.288 | 0.311 | 0.448 |
| 分解能 $Z/\Delta Z$ | 28.9 | 27.9 | 29.1 | 22.4 |

表 3.5: 散乱核の Z の分解能 (データセット A)

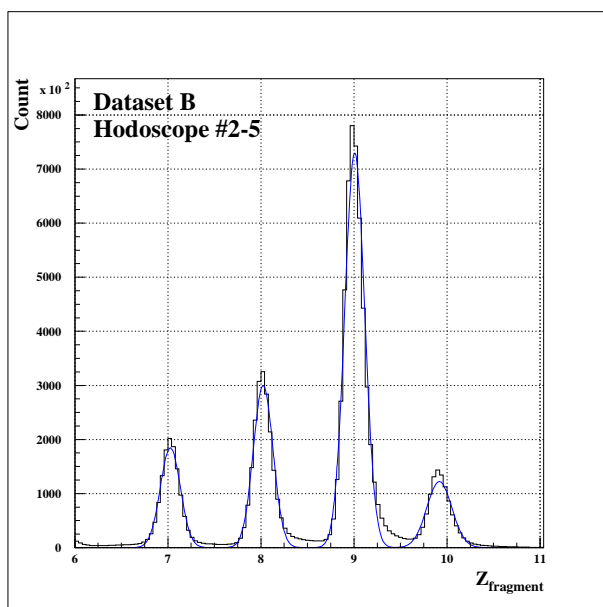


図 3.14: 散乱核の Z 分布 (データセット B)

| Z | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|
| Z のピーク値 | 7.03 | 8.02 | 9.01 | 9.92 |
| $\Delta Z(\text{FWHM})$ | 0.254 | 0.250 | 0.251 | 0.316 |
| 分解能 $Z/\Delta Z$ | 27.7 | 32.1 | 35.8 | 31.4 |

表 3.6: 散乱核の Z の分解能 (データセット B)

3.2.2 MDC の解析

MDC の基本的な解析方法は NDC の場合と同様であり、各面で得られるドリフト時間をドリフト距離へ変換し、これらの位置情報をもとにトラッキングを行う。ただし、MDC では Y 方向の飛跡を UV(斜め 45°) 方向の位置情報を用いて求める必要がある。このトラッキングを効率的に行うために次のような手順で荷電粒子の飛跡を決定する。

1. X 面の情報をもとに NDC と同様な方法によりまず X 平面内での飛跡を決定する。
2. 手順 1 で求めた X 面での位置情報を含めて XUV の計 8 面の情報をもとに最小自乗法を用いて X, Y 方向の飛跡を決定する。この際、X 方向の左右の不定性については既に求められているヒットパターンの情報を利用する。

以上のような方法で、荷電粒子の飛跡を導出した。なお、第 3.1.2 小節でも述べたように STC の形は荷電粒子の電荷 Z に依存すると考えられるから、 $p(^{25}\text{F}, \text{F})$ チャンネルを選び解析した。

MDC のドリフト時間分布を図 3.15 に示す。例として X1 面の場合を挙げた。これらのドリフト時間分布をもとに各面ごとに第 0 次近似 STC¹¹ を作成し、NDC の場合と同様にドリフト距離と残差の相関がなくなるまで残差補正を行った。図 3.16 には残差補正後の最終的な STC を示す。

図 3.17 に MDC の X, UV 面それぞれの残差分布を示す。各残差分布を gaussian fit して得られる位置分解能 (1σ) は、X, UV 方向それぞれ $85.8\mu\text{m}$, $135.1\mu\text{m}$ である。また tracking efficiency¹² は 98.3% である。

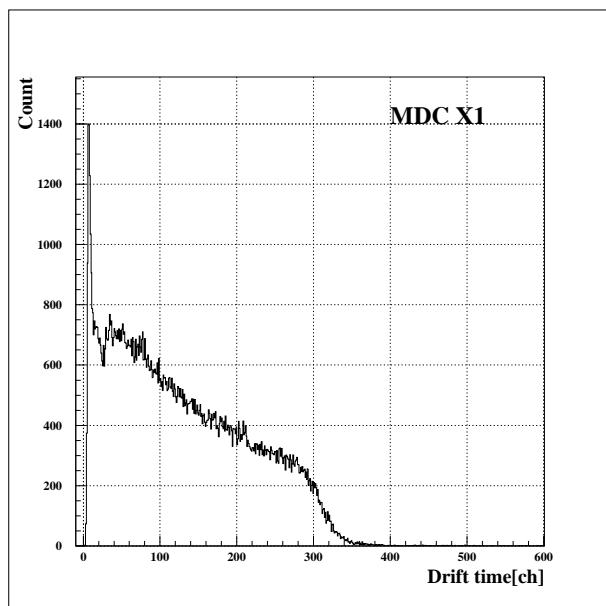


図 3.15: MDC(X1 面) のドリフト時間分布

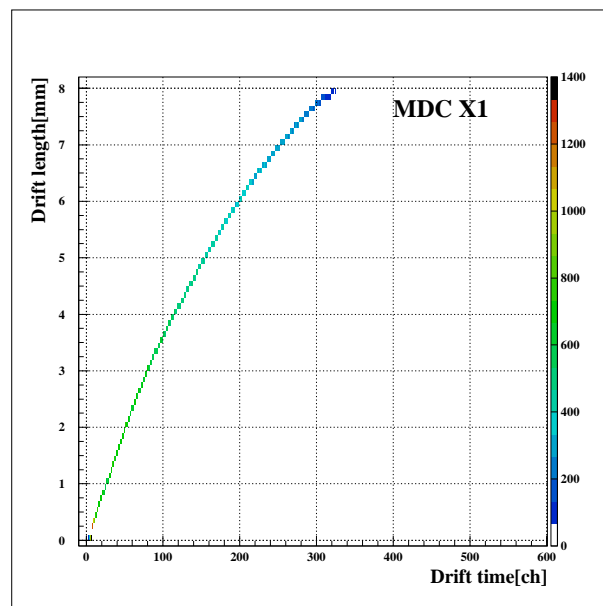


図 3.16: MDC(X1 面) の STC

¹¹MDC では、X(UV) 面 4 つの各面で multiplicity=1 となるイベント (Golden Event) を用いて第 0 次近似 STC を作成した。

¹²ここでの Tracking efficiency は、最小自乗法でのトラッキングで $(\text{reduced } \chi^2_X \leq 8) \cap (\text{reduced } \chi^2_{UV} \leq 10)$ となったイベントの割合を表す。

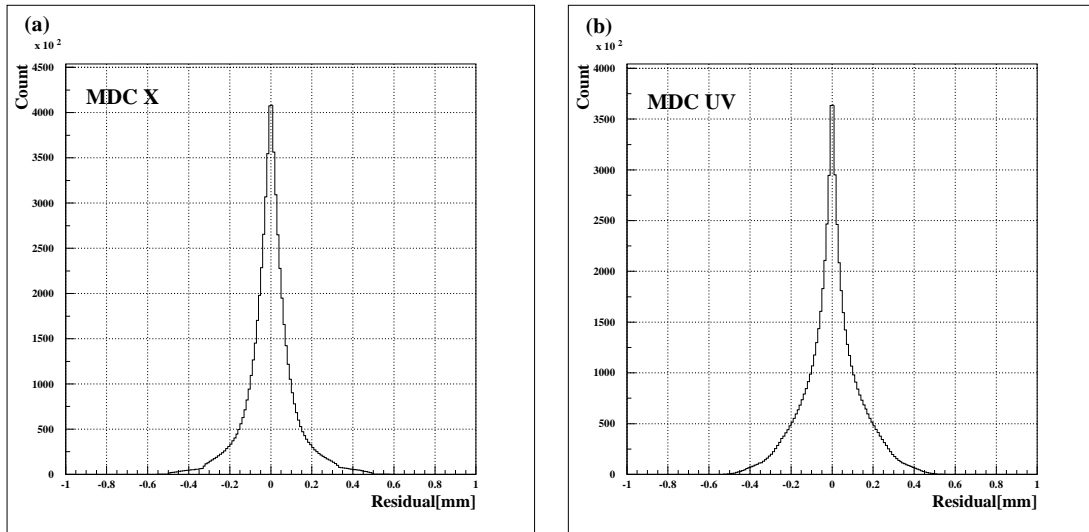


図 3.17: MDC の残差分布。(a)X 面 (1~4 面の和)。(b)UV 面 (4 面での和)。

3.2.3 FDC の解析

FDC の解析方法は基本的に NDC の場合と同様であり、各面で得られるドリフト時間をドリフト距離へ変換し、これらの位置情報をもとにトラッキングを行う。ただ FDC では X 方向の飛跡を 5 つの面の位置情報を用いて求める。FDC でも MDC と同様に $p(^{25}\text{F}, \text{F})$ チャンネルを選んで解析した。

図 3.18 に FDC の X1 面のドリフト時間分布を例として示した。これらのドリフト時間分布をもとに各面それぞれの第 0 次近似 STC¹³ を作成し、ドリフト距離と残差の相関がなくなるまで残差補正を行い最終的な STC を得た (図 3.19)。

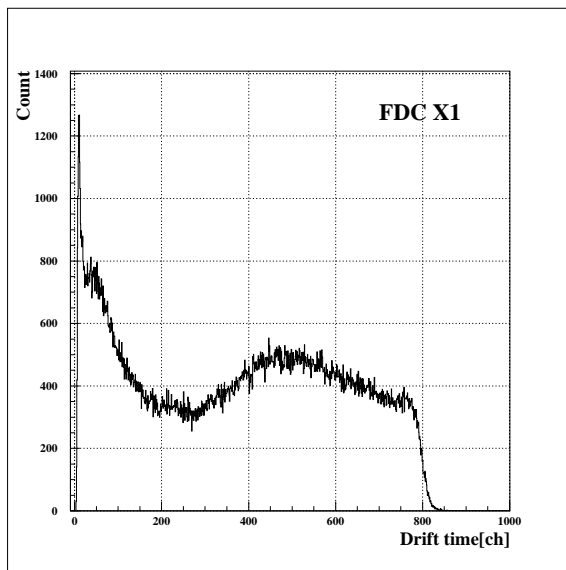


図 3.18: FDC(X1 面) のドリフト時間分布

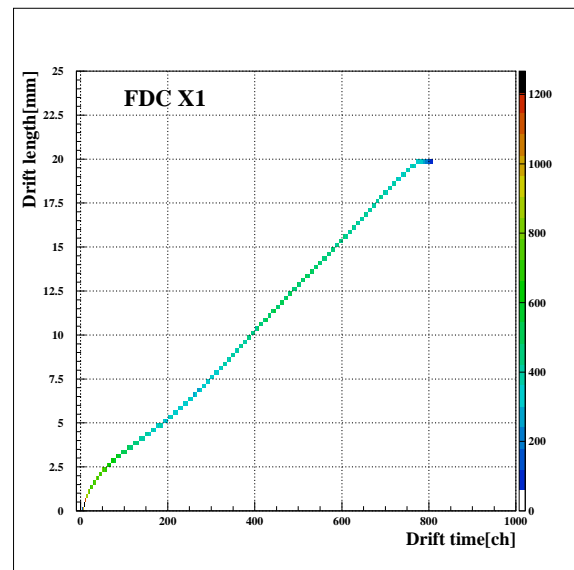


図 3.19: FDC(X1 面) の STC

¹³FDC では、X(Y) 面 4 つの各面で multiplicity=1 となるイベント (Golden Event) を用いて第 0 次近似 STC を作成した。

図 3.20 に FDC の X,Y 面それぞれの残差分布を示す。各残差分布を gaussian fit して得られる位置分解能 (1σ) は、X,Y 方向それぞれ $175.8\mu\text{m}$, $140.6\mu\text{m}$ である。また tracking efficiency¹⁴ は 94.4% である。

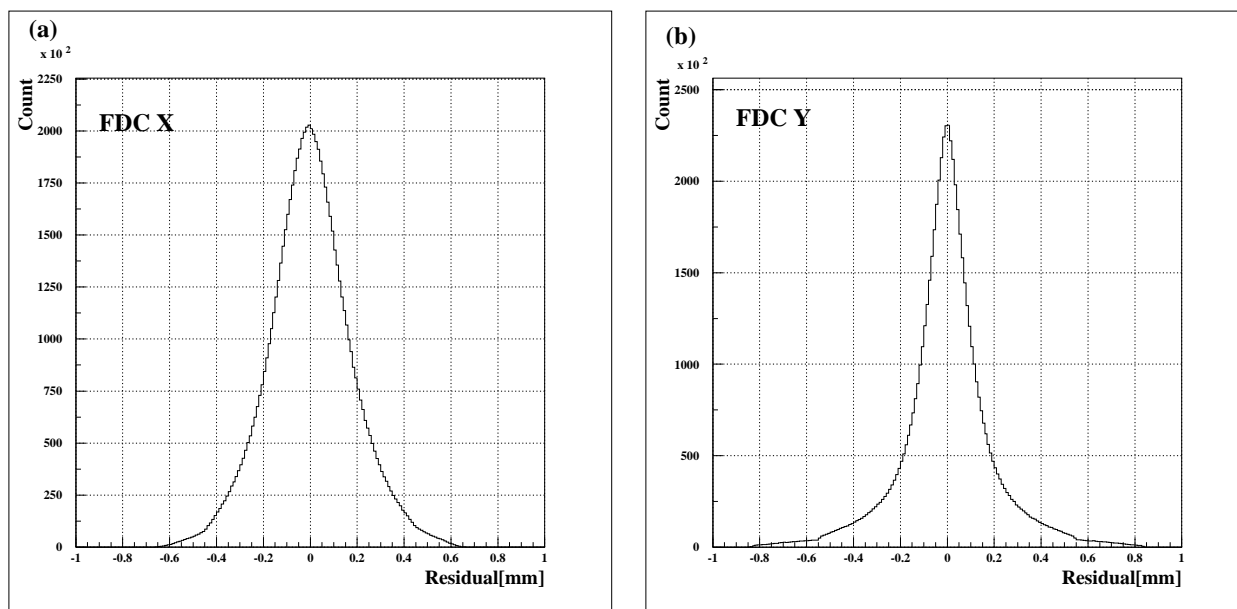


図 3.20: FDC の残差分布。(a)X 面 (1~5 面の和)。(b)Y 面 (1~4 面の和)。

¹⁴ここでの Tracking efficiency は、最小自乗法でのトラッキングで ($^{reduced}\chi_X^2 \leq 30$) \cap ($^{reduced}\chi_{UV}^2 \leq 50$) となったイベントの割合を表す。

3.2.4 質量数 A の識別

荷電粒子の質量数 A は式 (3.2)

$$B\rho \propto \frac{A}{Z}v \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{TOF}$$

の関係より、双極子磁石の通過前後での位置と角度から粒子の磁気硬度を求めることで識別することができる。ここでは磁気硬度 $B\rho$ の代わりに運動量の変化量 δ を用いて粒子識別を行う。運動量の変化量 δ は、

$$\delta = \frac{P - P_0}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}$$

という量である。ただし、 P および $B\rho$ は粒子の運動量および磁気硬度で、 P_0 および $B\rho_0$ は中心軌道の粒子が持つ運動量および磁気硬度である。

二次標的における粒子の位置・角度 (x_{tgt}, θ_{tgt})、FDC における粒子の位置・角度 (x_{FDC}, θ_{FDC})、および粒子の運動量の変化量 δ には以下の関係がある。

$$x_{FDC} = a_{11}x_{tgt} + a_{12}\theta_{tgt} + a_{13}\delta \quad (3.5)$$

$$\theta_{FDC} = a_{21}x_{tgt} + a_{22}\theta_{tgt} + a_{23}\delta \quad (3.6)$$

ここで各項の係数 a_{ij} はイオン光学計算により求めることができ (詳細は付録 A.1 参照)、ドリフトチェンバーで得られる粒子の位置・角度情報を加えることで運動量の変化量 δ を導出できる。なお解析では、式 (3.5)(3.6) からそれぞれ独立に得られる δ のうち、より質量分解能が良い方を Hodoscope ごとに選び用いた。

図 3.21 に、二次標的-Hodoscope 間の $TOF_{Tgt-Hodo}$ と運動量の変化量 δ の関係を示す。例として Hodoscope#3 の場合を示した。左図 (a) は $^{25}\text{F} \rightarrow \text{F}$ のチャンネルの場合であるが、入射ビームが二次標的とは反応せずに通過するイベントが支配的であるため $A=25$ の粒子しか判別できない。一方、

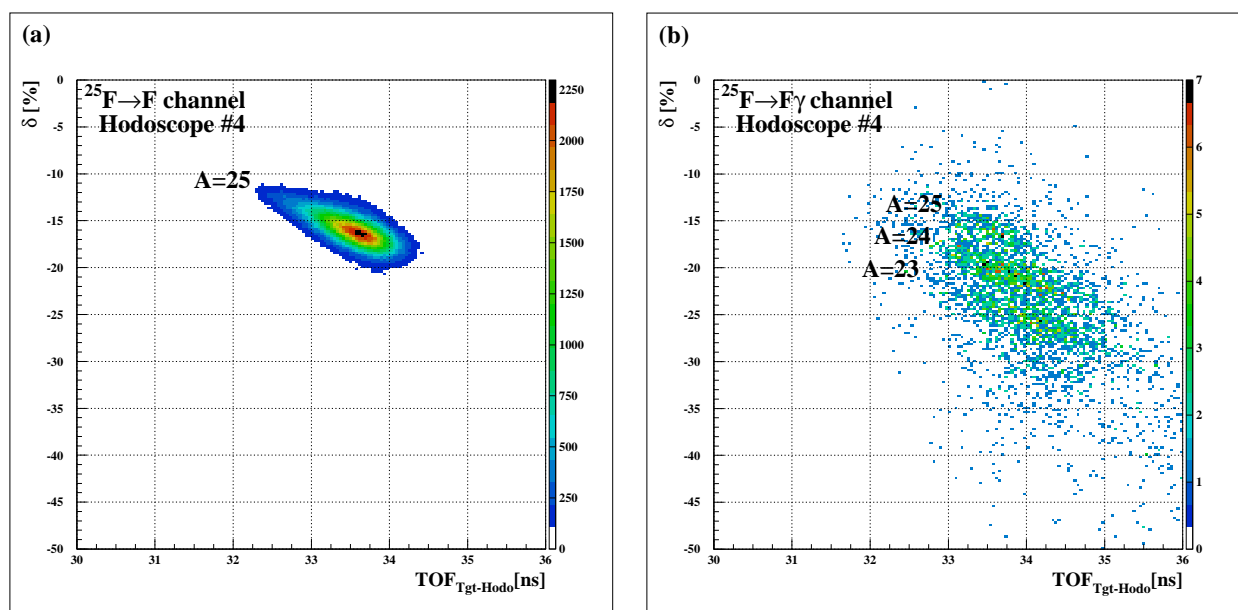
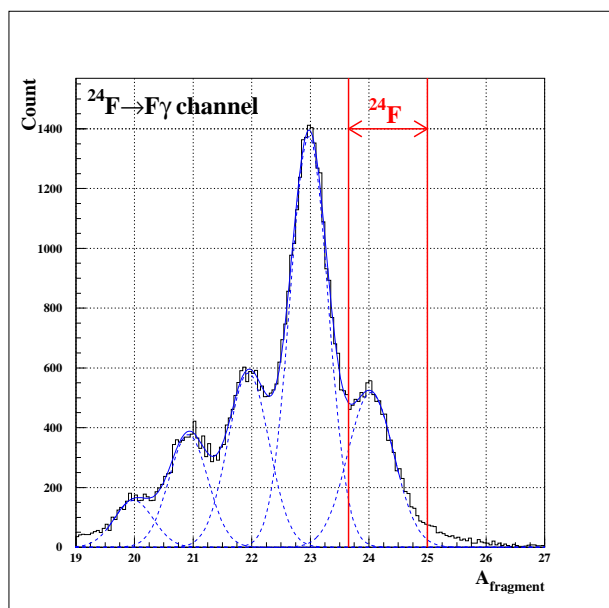


図 3.21: 二次標的-Hodoscope 間の TOF と運動量の変化量 δ の関係。(a) $^{25}\text{F} \rightarrow \text{F}$ channel。(b) $^{25}\text{F} \rightarrow \text{F}\gamma$ channel。

右図 (b) は左図 (a) に NaI トリガーを掛けて $^{25}\text{F} \rightarrow \text{F}\gamma$ のチャンネルを選んだ場合であるが、質量数ごとに粒子が分離されている様子がよく分かる。したがって NaI トリガーを用いて解析し散乱核の質量分布を求めた。

$^{24,25,26}\text{F}$ 二次ビームの散乱核 ($Z=9$) の質量分布をそれぞれ図 3.22-3.24 に示す。表 3.7-3.11 にはそれぞれの分布を gaussian fit して得られた質量分解能を示す。なお ^{25}F の質量分布はデータセット A および B を合わせたものである。これらの分布から赤線で示した範囲の粒子をそれぞれの選り出し、反応チャンネルを選択した。gaussian fit から得られた関数を用いてそれぞれの選択範囲において対象粒子が占める割合を評価し、表 3.8-3.12 にまとめた。隣の粒子からの浸み出しは、4~8% 程度であった。



| A | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 |
|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| A のピーク値 | 20.0 | 20.9 | 21.9 | 23.0 | 24.0 |
| ΔA (FWHM) | 0.786 | 0.785 | 0.827 | 0.765 | 0.926 |
| A/ ΔA | 25.4 | 26.6 | 26.5 | 30.1 | 26.0 |

表 3.7: 散乱核の A の分解能 (^{24}F ビーム)

| Fragment | min | max | 割合 [%] |
|-----------------|-------|-------|--------|
| ^{24}F | 23.65 | 25.00 | 95.61 |

表 3.8: 散乱核の質量選択範囲と割合 (^{24}F ビーム)

図 3.22: 散乱核の質量分布 (^{24}F ビーム)

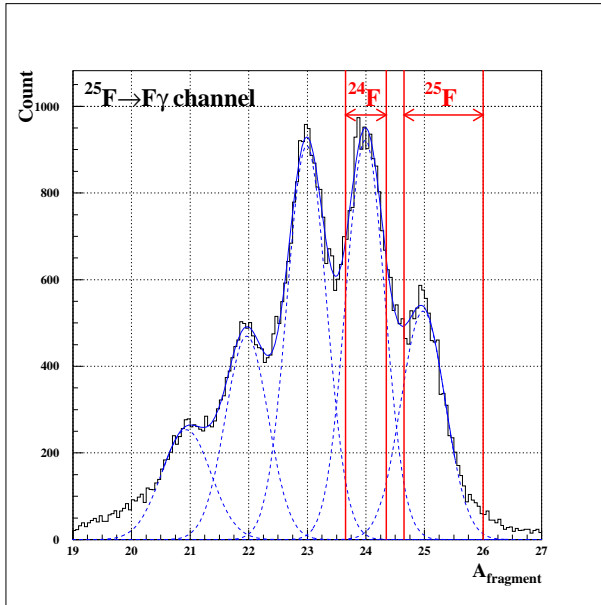


図 3.23: 散乱核の質量分布 (^{25}F ビーム)

| A | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 |
|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| A のピーク値 | 20.9 | 22.0 | 23.0 | 24.0 | 25.0 |
| ΔA (FWHM) | 0.989 | 0.858 | 0.798 | 0.786 | 0.887 |
| A/ ΔA | 21.2 | 25.6 | 28.8 | 30.5 | 28.1 |

表 3.9: 散乱核の A の分解能 (^{25}F ビーム)

| Fragment | min | max | 割合 [%] |
|-----------------|-------|-------|--------|
| ^{24}F | 23.65 | 24.35 | 92.67 |
| ^{25}F | 24.65 | 26.00 | 95.72 |

表 3.10: 散乱核の質量選択範囲と割合 (^{25}F ビーム)

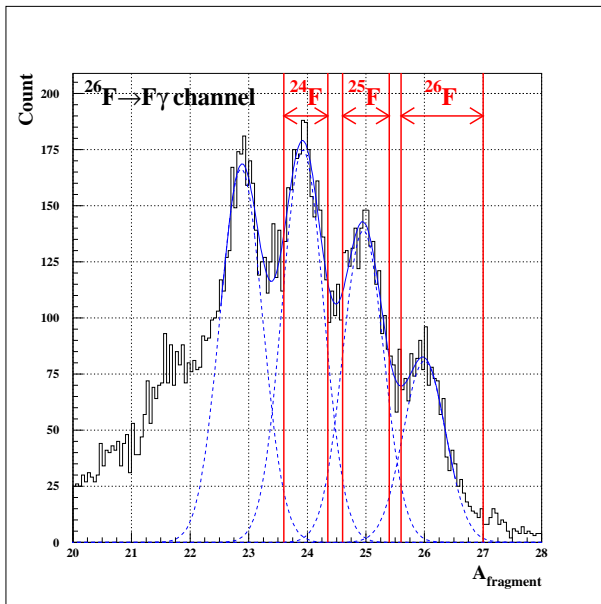


図 3.24: 散乱核の質量分布 (^{26}F ビーム)

| A | 23 | 24 | 25 | 26 |
|-------------------|-------|-------|-------|-------|
| A のピーク値 | 22.9 | 23.9 | 25.0 | 26.0 |
| ΔA (FWHM) | 0.855 | 0.834 | 0.824 | 0.854 |
| A/ ΔA | 26.8 | 28.7 | 30.3 | 30.4 |

表 3.11: 散乱核の A の分解能 (^{26}F ビーム)

| Fragment | min | max | 割合 [%] |
|-----------------|-------|-------|--------|
| ^{24}F | 23.60 | 24.35 | 93.74 |
| ^{25}F | 24.60 | 25.40 | 93.09 |
| ^{26}F | 25.60 | 27.00 | 94.95 |

表 3.12: 散乱核の質量選択範囲と割合 (^{26}F ビーム)

3.3 γ 線検出器群

3.3.1 エネルギー較正

3種類の γ 線源 (^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs) の測定により得られる5つの光電ピークを用いて、DALIの各NaI(Tl)シンチレーターについてエネルギー較正を行った。表3.13にエネルギー較正に用いた γ 線源とそれぞれの光電ピークのエネルギーを示す。

| γ 線源 | 光電ピークのエネルギー [keV] | |
|-------------------|-------------------|----------|
| ^{22}Na | 511.000 | 1274.537 |
| ^{60}Co | 1173.228 | 1332.490 |
| ^{137}Cs | 661.657 | |

表 3.13: エネルギー較正に用いた γ 線源と光電ピークのエネルギー

計48本の各シンチレーターについて、測定データからそれぞれの光電ピークをフィット¹⁵しピークのチャンネル値を求め、表3.13に示すエネルギー値と対応させた。図3.25にその一例として、48本のNaI(Tl)シンチレーターのうちの1本のチャンネルとエネルギーの対応関係を示す。図のように最小自乗法によりチャンネル値からエネルギー値への較正関数を求めた。

またエネルギー較正後、同様にそれぞれの光電ピークをフィットすることで、その半値幅から各シンチレーターの固有分解能のエネルギー依存性を求めた。

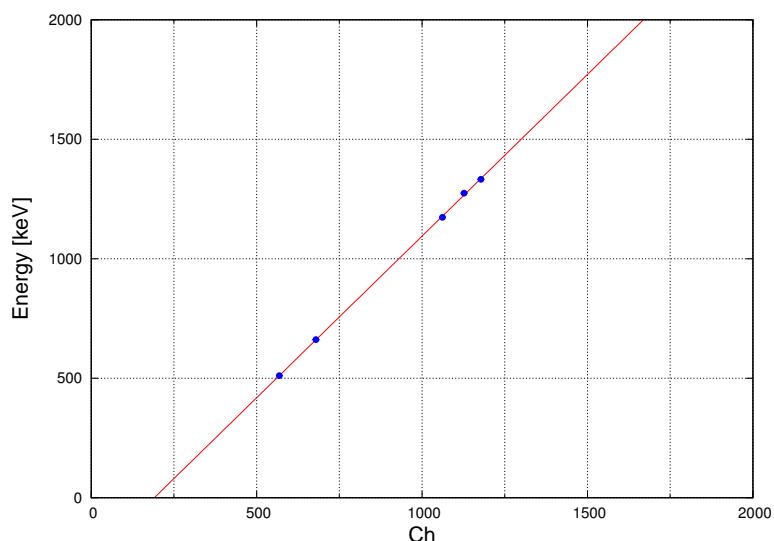


図 3.25: ch とエネルギーの対応関係

¹⁵それぞれのピークは、ガウス関数と exponential background を仮定してフィットを行った。

3.3.2 DALIの時間情報

測定では、対象とする γ 線以外のものをNaI(Tl)シンチレーターが検出してしまふ。例えば、荷電粒子、中性子、自然の放射性物質による γ 線などである。これらのバックグラウンドを取り除くために、NaI(Tl)シンチレーターの時間情報をもとに、2次ビームと同期していないイベントを排除する。図3.26は、全シンチレーターの情報を合わせた時間Tの分布である。例として、 ^{25}F ビームの場合を示した。ピークになっている部分が2次ビームと同期しているイベントであり、それ以外のものはバックグラウンドと考えられるため、図の矢印で示した範囲のみを選択し、それ以外のイベントは排除した。

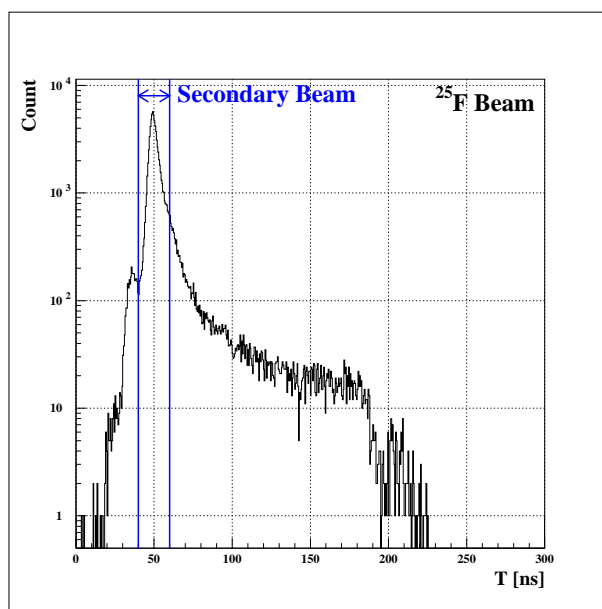


図 3.26: DALI の時間分布

3.3.3 ドップラー補正

二次標的との反応により γ 線を放出する粒子は光速の 40% 程度で飛行しているため、ドップラー効果により実験室系の場合と粒子の静止系の場合とで γ 線のエネルギーにずれが生じる。よって、正しい γ 線のエネルギーを知るためには、これを補正する必要がある。

実験室系での γ 線のエネルギーを E_{γ}^{lab} 、粒子の速度方向と γ 線の放出方向のなす角を θ_{lab} 、粒子の速さを v 、光速を c とすると、粒子の静止系での γ 線のエネルギーを E_{γ}^{cm} はローレンツ変換により以下の式で表せる。

$$E_{\gamma}^{cm} = \frac{(1 - \beta \cos \theta_{lab})}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{\gamma}^{lab} \quad \left(\beta = \frac{v}{c} \right) \quad (3.7)$$

二次標的-Hodoscope 間の粒子の TOF と γ 線を検出した NaI(Tl) シンチレーターの配置¹⁶から、式 (3.7) の θ_{lab} および β を求められるので、実験室系で測定された γ 線のエネルギーの値 E_{γ}^{lab} を粒子の静止系での値 E_{γ}^{cm} に補正できる。図 3.27 にはドップラー補正前後での γ 線のエネルギースペクトルを示す。例として $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応の場合をあげたが、ドップラー補正によりピークが表れることが確認できる。

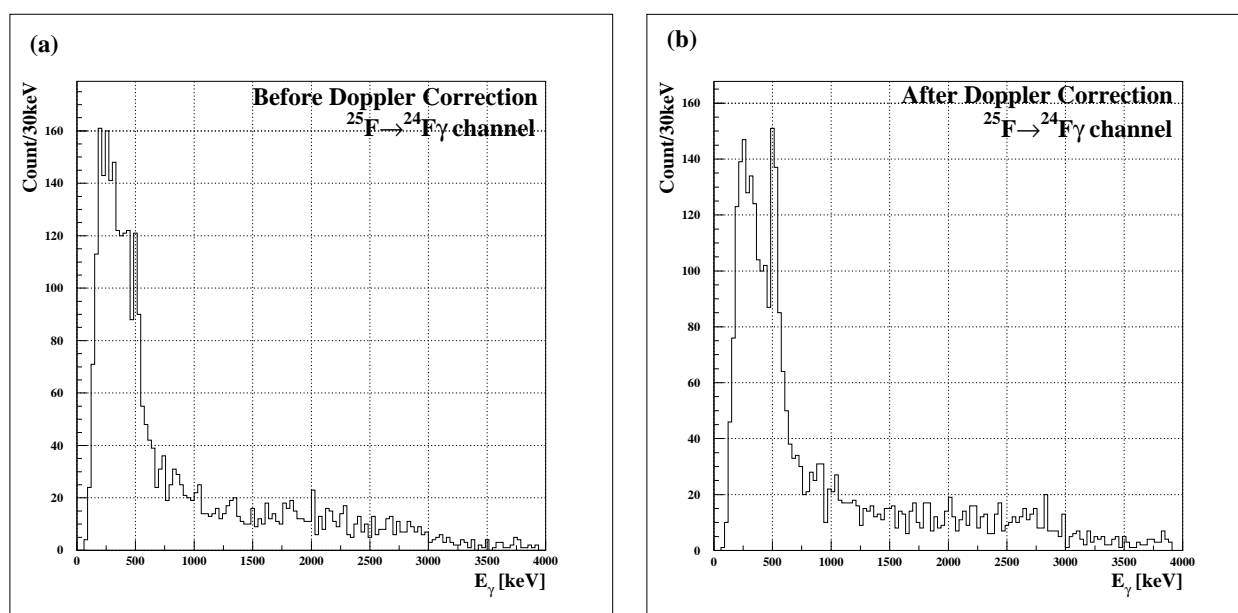


図 3.27: γ 線エネルギーのドップラー補正。例として $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における γ 線のエネルギースペクトルを示す。(a) ドップラー補正前。(b) ドップラー補正後。

¹⁶式 3.7 の定義より本来ならば、ドリフトチェンバーから得られる粒子の散乱方向ベクトルと、二次標的付近で放出された γ 線の方向ベクトルから、 θ_{lab} を求める。しかし、今回の実験では粒子の散乱角度に比べてシンチレーターのサイズが大きいため、 θ_{lab} は γ 線を検出したシンチレーターの位置に依存する。

3.3.4 散乱断面積の導出

これまでの解析により、 $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ などの特定のチャンネルを選び出し、さらにその反応過程で励起された散乱核が放出する γ 線のエネルギーを観測することができる。そこで散乱核の励起準位の情報を引き出すために、それぞれのエネルギーの γ 線の散乱断面積 σ_γ を以下の式によって導出した。

$$\sigma_\gamma = \frac{(\text{Live Time})_{\text{Beam}}}{N_{\text{Beam}}} \frac{A_{\text{tgt}}}{N_A d_{\text{tgt}}} \frac{N_\gamma}{(\text{Live Time})_{\text{NaI}}} \frac{1}{\epsilon_\gamma \epsilon_{\text{MDC}} \epsilon_{\text{FDC}}} \frac{1}{\eta_{\text{mass}} \alpha_{\text{accept}}} \quad (3.8)$$

| | |
|------------------------------------|----------------------------------|
| N_{Beam} | : 入射二次ビームの数 |
| N_γ | : γ 線のカウント数 |
| $(\text{Live Time})_{\text{Beam}}$ | : Beam トリガーにおける Live Time |
| $(\text{Live Time})_{\text{NaI}}$ | : NaI トリガーにおける Live Time |
| A_{tgt} | : 二次標的核の原子量 [g/mol] |
| d_{tgt} | : 二次標的の厚さ [g/cm ²] |
| N_A | : アボガドロ定数 [mol ⁻¹] |
| ϵ_γ | : γ 線検出器群の検出効率 |
| ϵ_{MDC} | : MDC の検出効率 |
| ϵ_{FDC} | : FDC の検出効率 |
| η_{mass} | : Fragment mass gated events の割合 |
| α_{accept} | : Hodoscope のアクセプタンス |

それぞれのパラメータについて以下のように求めた (各パラメータの値は付録 A.2 参照)。

入射二次ビームの数

N_{Beam} は、標的内へ入射する二次ビーム ($^{24,25,26}\text{F}$) の DS BEAM トリガーイベントの数に対して、DSF(Down Scale Factor) の逆数を掛けて求めた。

Live Time の算出

実験では 1 秒間に 100 events 以上の粒子情報が発生するため、コンピューターのデータ処理が間に合わず収集できないイベントがある。トリガーによって全てのイベントのうちデータ処理できたイベントの割合 (Live Time) が異なるため、それを加味する必要がある。Live Time はスケーラー情報によるイベント数を N_{scaler} 、データ収集されたイベントの数を N_{trig} とすると以下のように表せる。

$$(\text{Live Time}) = \frac{N_{\text{trig}}}{N_{\text{scaler}}} \quad (3.9)$$

上式から DS BEAM トリガーおよび NaI トリガーそれぞれにおける Live Time を求めた。

ドリフトチェンバーの検出効率の導出

それぞれの二次ビームについて、 $Z=9$ の全ての散乱核に対するドリフトチェンバーの tracking efficiency を検出効率として用いた。

γ線検出器群の検出効率の見積り

シミュレーションコードGEANT4を用いてγ線検出器群の検出効率を見積もった(詳細は田中直樹氏の修士論文[24]を参照)。シミュレーションの系統誤差を評価するために、γ線源(^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs)の測定から得られるエネルギースペクトルと比較した。その結果を表3.14、図3.28に示す。

| γ線源 | ^{137}Cs | ^{60}Co | | ^{22}Na | |
|-------------------|-------------------|------------------|----------|------------------|----------|
| 光電ピークのエネルギー [keV] | 661.657 | 1173.228 | 1332.490 | 511.000 | 1274.537 |
| 検出効率 | 13.15 | 9.98 | 9.23 | 16.3 | 9.68 |

表 3.14: エネルギー較正に用いたγ線源と光電ピークのエネルギー

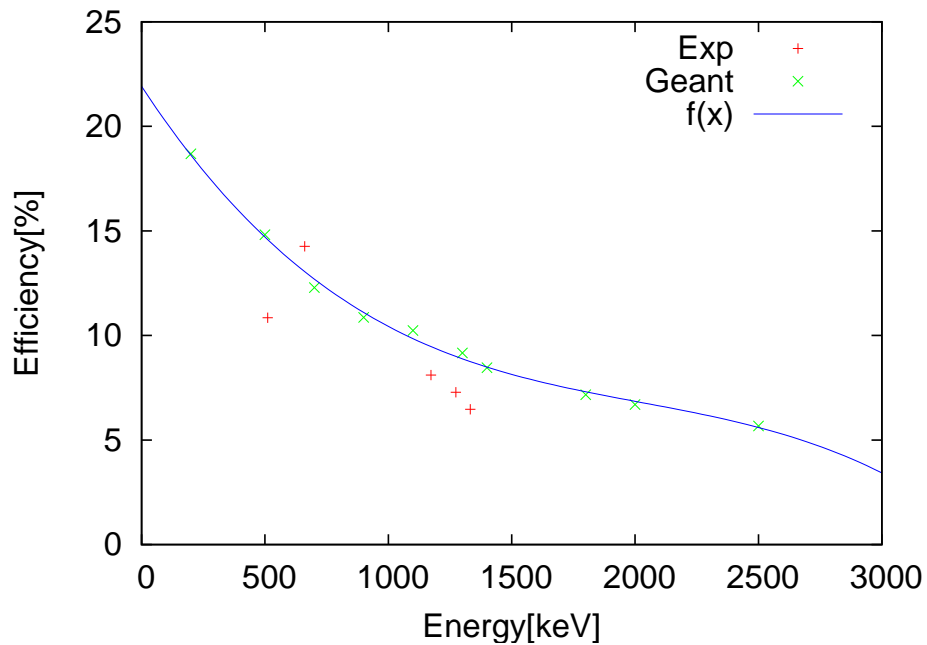


図 3.28: γ線検出器群の検出効率のエネルギー依存性。赤点は実験結果を表す。また緑点はGEANT4による結果であり、青線はその結果を適当な関数でフィットした結果である。

γ 線のカウント数

N_γ はシミュレーションを用いて以下のように求めた。

まず実験で得られた γ 線エネルギースペクトルにおいて、それぞれの光電ピークをガウス関数と exponential background によってフィットしピークのエネルギー値を決める。そして、これらの γ 線のエネルギースペクトルを検出器の分解能、検出効率およびドップラー効果を考慮し、シミュレーションコード GEANT4 を用いて再現する。図 3.29 は $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルにおける 520 keV の γ 線エネルギースペクトルをシミュレーションした結果である。シミュレーションでは基本的に 100,000 イベントの γ 線を発生させた。しかし、1.5 MeV 以上の高いエネルギーの γ 線では統計が足りずスペクトルにばらつきが見られたため、滑らかになるまで発生させるイベント数を増やした。

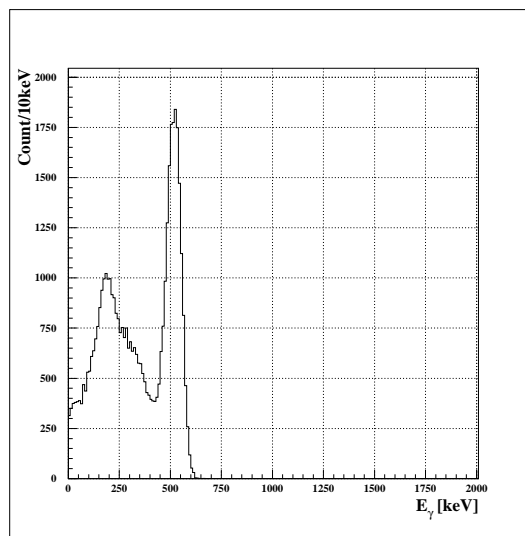


図 3.29: シミュレーションにより得られた応答関数。 $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルの 520 keV の γ 線エネルギースペクトルを再現した。100,000 イベントを発生させた。

シミュレーションにより得られたスペクトル (応答関数) を用いて、フィット関数 f_{fit} を以下のように定義する。

$$f_{fit}(x) = \exp(P_1 + P_2x) + \sum_{i=3} P_i S_i(x) \quad (3.10)$$

ここで、第一項は Exponential background であり、第二項の $S_i(x)$ は i 番目に低い γ 線のエネルギーの応答関数を表す。 $P_i (i = 1, 2, 3, \dots)$ をフリーパラメーターとして実験で得られたスペクトルをフィッティングし、スペクトルの係数の値からその γ 線のカウント数 N_γ を求めた。

Fragment mass gated events の割合

図 3.22-3.24 では隣の粒子の浸み出しを考慮して Fragment mass の特定の範囲を選択したが、Inclusive cross section を求めるためには選択範囲外を含む全てのイベントを考慮する必要がある。そこで質量分布のフィット関数を用いて対象粒子の全イベントに対する選択範囲内の粒子の割合 η_{mass} を見積もった。

Hodoscope のアクセプタンス

第 3.2.1 小節に記述した通り、本解析では Hodoscope#2 – 5 で検出された粒子のみ解析した。したがって、Inclusive cross section を求めるためには Hodoscope のアクセプタンス α_{accept} を考慮する必要がある。

図 3.30 は、 $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルにおける Fragment の FDC の中心での水平方向の位置 x_{FDC} 分布を表している。図から分布の右端が切れている様子が分かる。そのため、この分布をガウシアンでフィットし α_{accept} を求める。しかし左図 (a) に示すように、非弾性散乱チャンネルでは分布の中に脱励起して γ 線を放出した粒子以外に、入射粒子が二次標的と反応せずに環境放射線等のバックグラウンドの γ 線とコインシデンスするイベントも含まれるため、正規分布しない。ここで、 ^{24}F の一中性子分離エネルギー S_n は $3.84(11)\text{MeV}$ [25] であるから、それ以上の高エネルギーの γ 線とコインシデンスしているイベントは二次標的と反応していない粒子であると考えられるから、右図に示すように $E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$ の gate を掛けた分布を用いて α_{accept} を求めた。

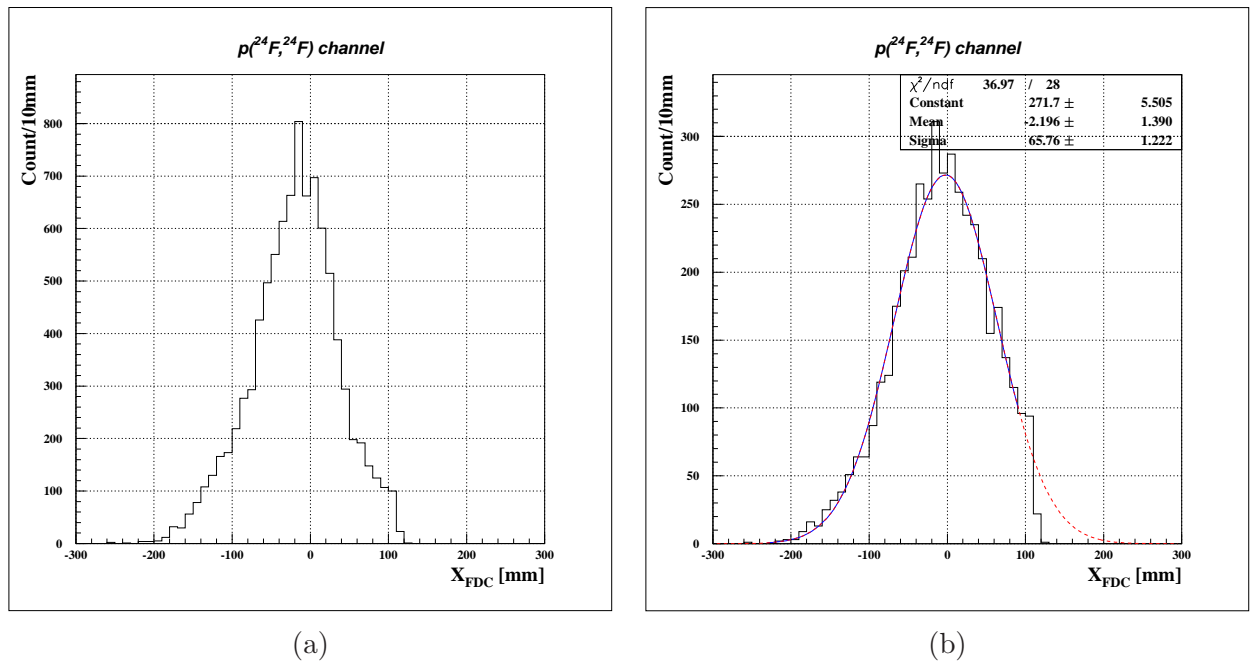


図 3.30: FDC での水平方向の位置 X の分布。(a) $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応において NaI トリガーを掛けた場合。(b)(a) にさらに $E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$ の gate を掛けた場合。

第4章 実験結果

本章では、解析によって得られた $p(^{24,25,26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 、 $p(^{25,26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 、 $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ のそれぞれの反応チャンネルで放出される γ 線のエネルギースペクトルと、それぞれのスペクトルで観測された γ 線ピークの散乱断面積を示す。

4.1 ^{26}F の γ 線

$p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ の非弾性散乱チャンネルから得られた γ 線スペクトルを図 4.1 に示す。図の 4 つのスペクトルのうち、左上図が全イベント、右上図が Multiplicity=1(以下では M1 と呼ぶ) のイベント、左下図が Multiplicity ≥ 2 (以下では $M\geq 2$ と呼ぶ) のイベントの場合をそれぞれ表している。なお、ここでの Multiplicity とは、1 粒子イベントにおいて 48 本の NaI(Tl) シンチレーターの中で検出したシンチレーターの本数を意味する。そして右下図は、1 粒子イベントごとに発生した γ 線のエネルギーの和 E_{sum} の分布を表している。これらのスペクトルから観測されたピークを、表 4.1 にまとめた。得られた γ 線ピークは過去の実験での測定値と一致し、より大きな統計で確認することができた。

| this work[keV] | previous work[keV] |
|-----------------------------------|--|
| $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ | $p(^{27}\text{F}, ^{26}\text{F})$ [13] |
| 478(12) | 468(17) |
| 649(61) | 665(12) |

表 4.1: ^{26}F における γ 線のエネルギー

また、全イベントのスペクトルをシミュレーションから得られたスペクトルを用いてフィットした結果を図 4.2 に示す。ここで図の右上のパラメーターの値は式 3.10 の係数 P_i の値を示している。それぞれの γ 線エネルギー E_γ について γ 線のカウント数 N_γ および散乱断面積 σ_γ を表 4.2 に示す。

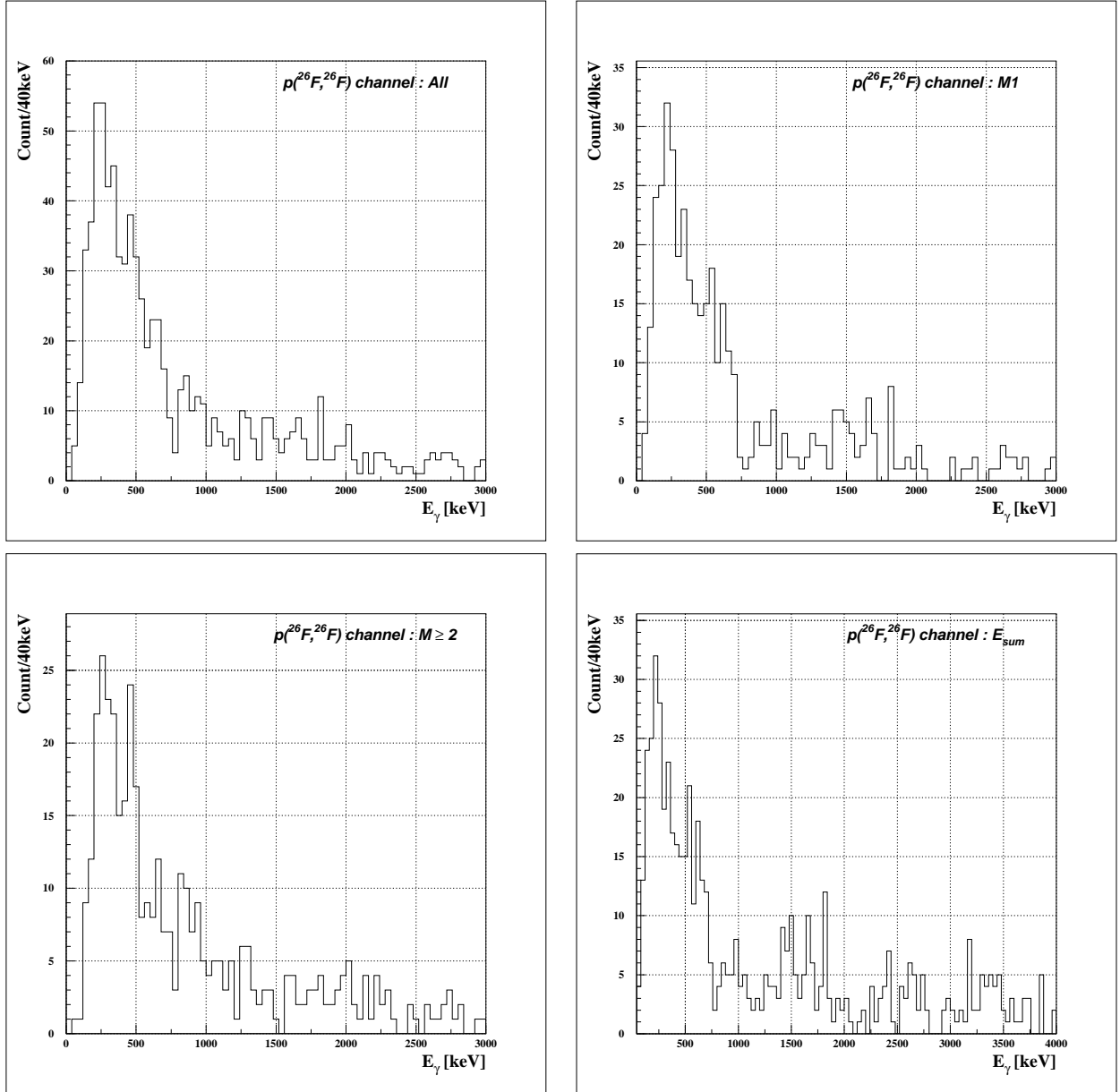


図 4.1: $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応チャンネルの γ 線エネルギースペクトル。(左上) 全イベント,(右上)Multiplicity=1, (左下)Multiplicity \geq 2,(右下)Energy sum。

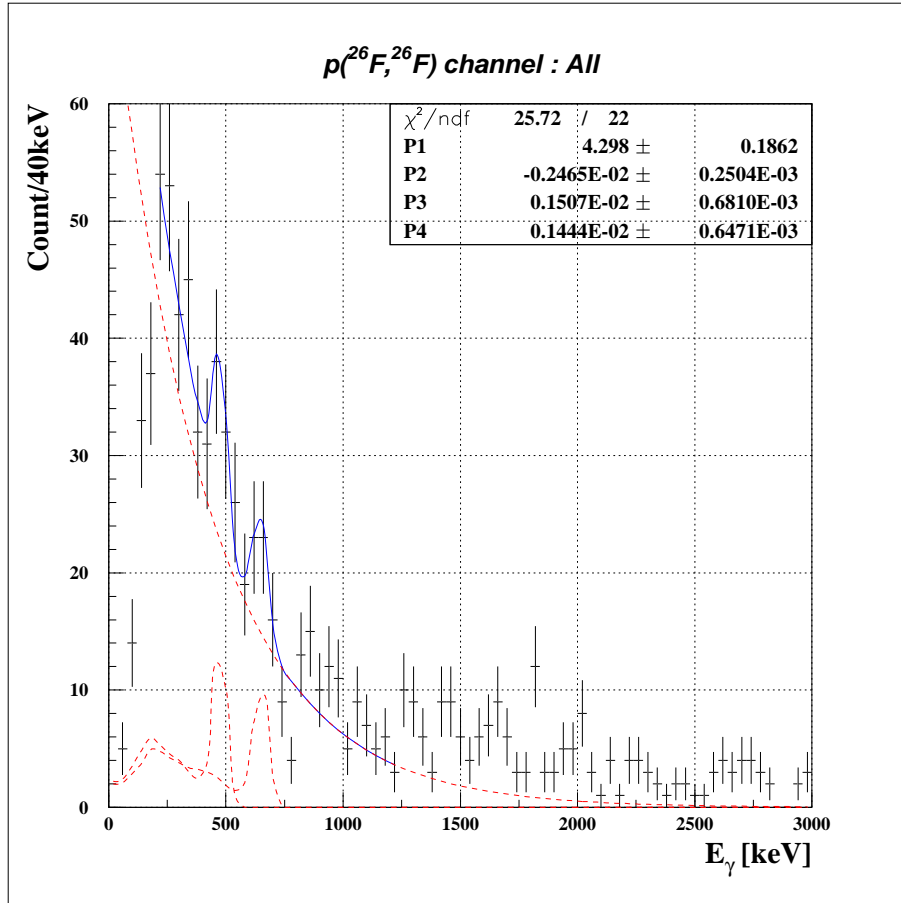


図 4.2: $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応における散乱断面積

| E_γ [keV] | N_γ | σ_γ [mb] |
|------------------|------------|----------------------|
| 478(12) | 151(68) | 0.84(38) |
| 649(61) | 144(65) | 0.80(36) |

表 4.2: $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応における散乱断面積

4.2 ^{25}F の γ 線

$p(^{25,26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ の反応チャンネルから得られた γ 線スペクトルをそれぞれ図 4.3, 4.5 に示す。図 4.1 と同様に 4 つのスペクトルのうち、左上図が全イベント、右上図が M1 イベント、左下図が $M \geq 2$ イベントの場合をそれぞれ表している。そして右下図は E_{sum} 分布を表している。これらのスペクトルから観測されたピークを表 4.3 にまとめた。観測された γ 線ピークから、過去の実験で得られた 727(22)keV および 1753(53) を誤差の範囲内で確認し、また新たに 528(21)keV、943(38)keV、2693(74)keV の γ 線ピークを観測した。

| this work[keV] | | previous work[keV] |
|-----------------------------------|-----------------------------------|--|
| $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ | $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ | $p(^{27}\text{F}, ^{25}\text{F})$ [13] |
| 528(21) | 538(9) | |
| [746(8)] | 717(33) | 727(22) |
| 943(38) | [877(8)] | |
| 1688(42) | 1691(69) | 1753(53) |
| 2693(74) | | |
| [2875(10)] | | |

表 4.3: ^{25}F における γ 線のエネルギー。[] 付きのエネルギーの γ 線は確かではない。

また、それぞれのスペクトルをシミュレーションから得られた応答関数でフィットした結果を図 4.4, 4.6 に示す。ここで図の右上のパラメーターの値は式 3.10 の係数 P_i の値を示している。ただし、 ^{25}F 非弾性散乱チャンネルは E_{sum} 分布を用いて散乱断面積を導出した。¹それぞれの γ 線エネルギー E_γ について γ 線のカウント数 N_γ および散乱断面積 σ_γ を表 4.4, 4.5 に示す。

¹図 4.3 の E_{sum} 分布では 3 MeV 付近の高エネルギー側にピークが見られるが、全イベントのスペクトルにはそれが見られない。(その原因については付録 A.3 参照。) したがって、 E_{sum} 分布を用いた。

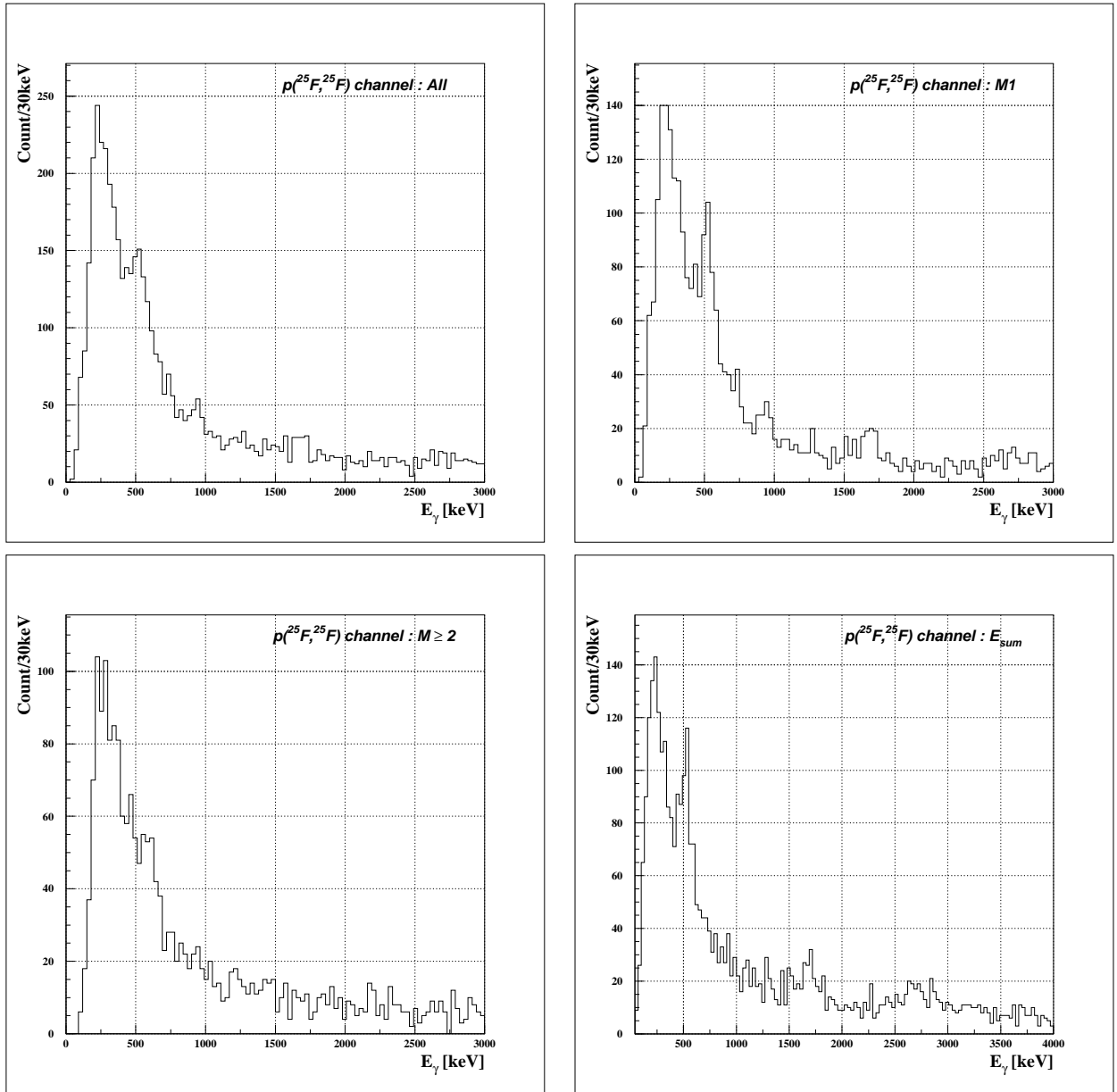


図 4.3: $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応チャンネルの γ 線エネルギースペクトル。(左上) 全イベント,(右上) Multiplicity=1, (左下) Multiplicity \geq 2,(右下) Energy sum。

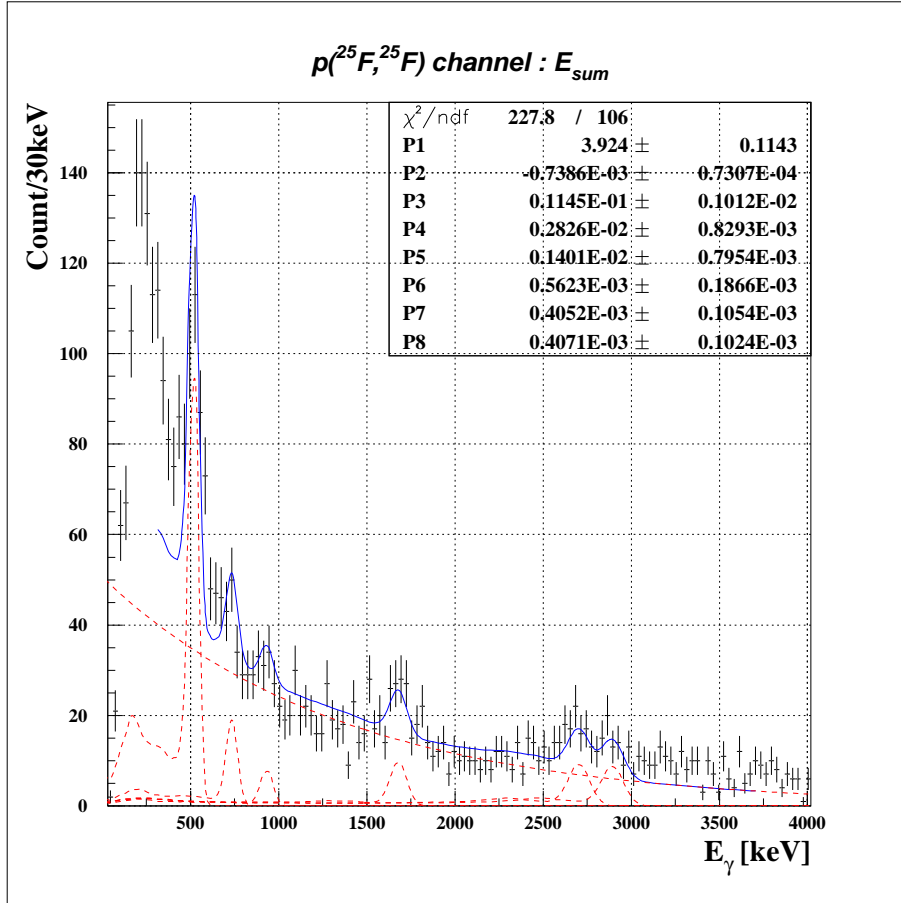


図 4.4: $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積

| E_γ [keV] | N_γ | σ_γ [mb] |
|------------------|------------|----------------------|
| 528(21) | 1145(101) | 1.22(11) |
| 746(8) | 283(83) | 0.30(9) |
| 943(38) | 140(80) | 0.15(8) |
| 1688(42) | 281(93) | 0.30(10) |
| 2693(74) | 405(105) | 0.43(11) |
| 2875(10) | 407(102) | 0.43(11) |

表 4.4: $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積

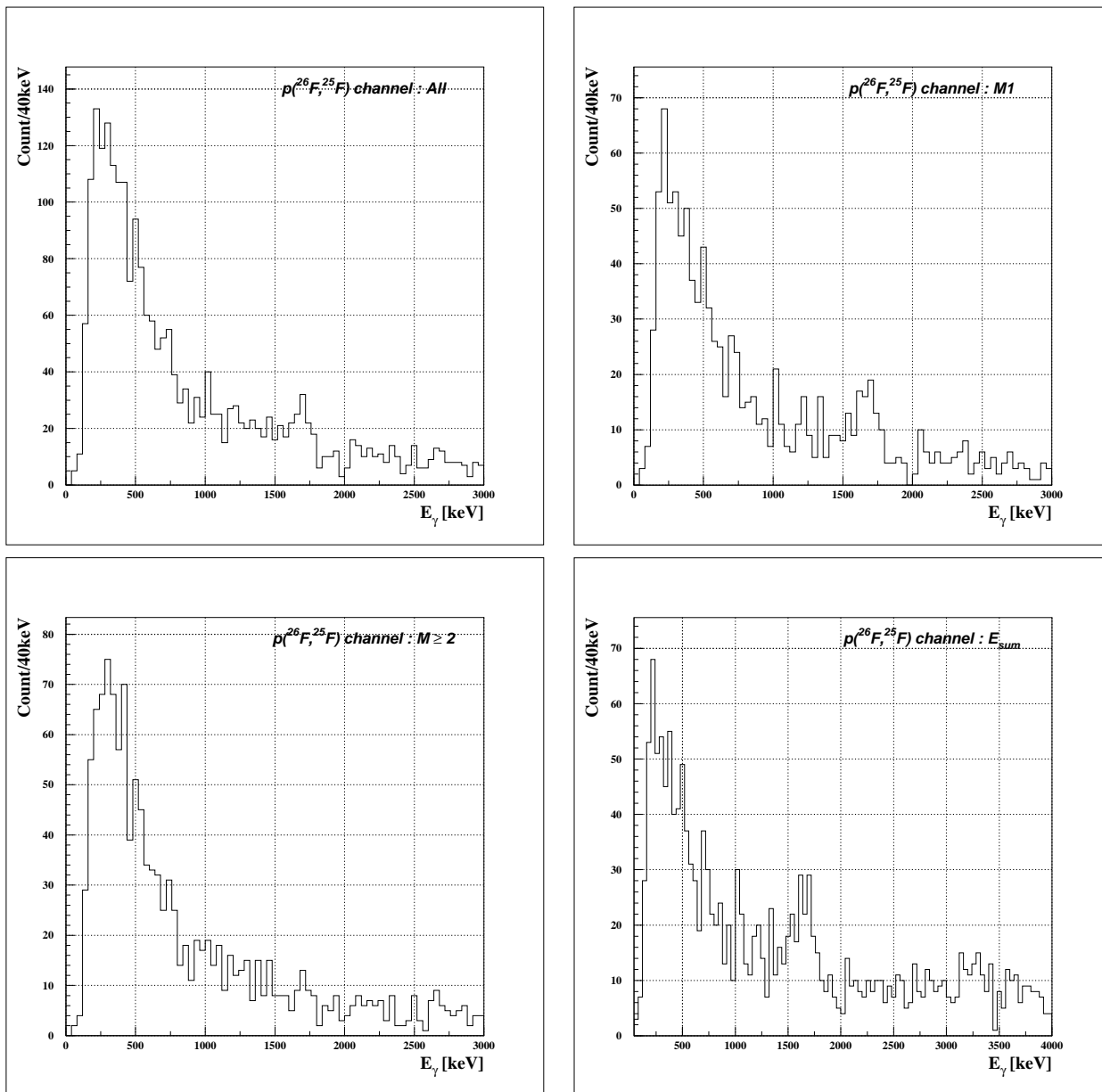


図 4.5: $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応チャンネルの γ 線エネルギースペクトル。(左上) 全イベント,(右上)Multiplicity=1, (左下)Multiplicity \geq 2,(右下)Energy sum。

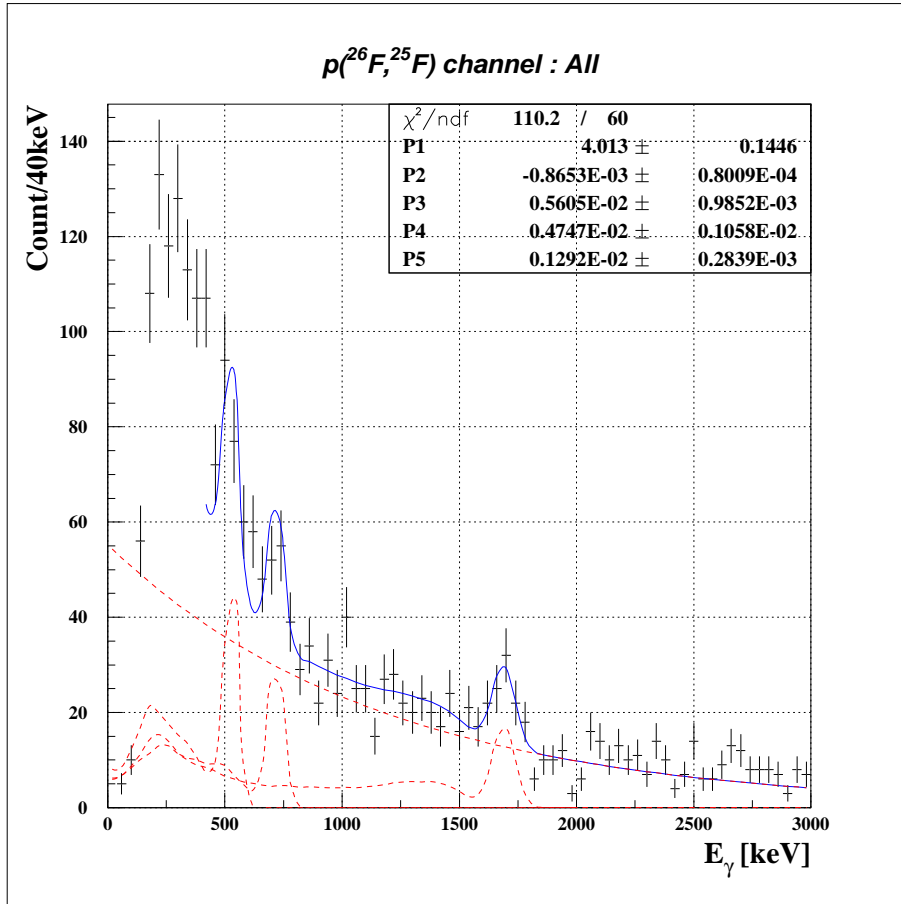


図 4.6: $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積

| E_γ [keV] | N_γ | σ_γ [mb] |
|------------------|------------|----------------------|
| 538(9) | 561(99) | 3.69(65) |
| 717(33) | 475(106) | 3.12(70) |
| 1691(69) | 646(142) | 4.25(93) |

表 4.5: $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積

4.3 ^{24}F の γ 線

$p(^{24,25,26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ の反応チャンネルから得られた γ 線スペクトルをそれぞれ図 4.7-4.11 に示す。図 4.1 と同様に 4 つのスペクトルのうち、左上図が全イベント、右上図が M1 イベント、左下図が $M \geq 2$ イベントの場合をそれぞれ表している。そして右下図は E_{sum} 分布を表している。それぞれのスペクトルから観測されたピークを、過去の実験での測定値と並べて表 4.6 にまとめた。過去の実験での測定された 522 keV の γ 線を全ての反応チャンネルで確認し、また新たに 390, 920, 2840 keV の γ 線を初めて観測した。ただし、A.T.Reed らによる実験 [10] で観測された ^{24}F の第一 1^+ 準位に相当する 1832 keV の γ 線と 1310 keV の γ 線は観測されなかった。彼らはシェルモデルとの比較から第一励起準位 (2^+ 準位) を 1310 keV ではなく 522 keV と位置づけを行い、それ以外に理由はなかった。しかし今回の実験において、これらの第一 1^+ 準位によるものとされる 2 本の γ 線が観測されなかったことは、この対応づけを確定させる。

| this work[keV] | | | previous work[keV] |
|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|
| $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ | $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ | $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ | $^{24}\text{O}\beta^-$ Decay[10] |
| | 393(24) | | |
| 506(48) | 523(32) | 517(40) | 521.5(0.3) |
| 917(55) | | | |
| | | | 1309.5(0.5) |
| | | | 1831.6(0.5) |
| 2837(81) | 2722(73) | [2712(23)] | |

表 4.6: ^{24}F における γ 線のエネルギー。[] 付きのエネルギーの γ 線は確かではない。

また、全イベントのスペクトルをシミュレーションから得られたスペクトルフィットした結果を図 4.8, 4.10, 4.12 に示す。ここで図の右上のパラメーターの値は式 3.10 の係数 P_i の値を示している。それぞれの γ 線エネルギー E_γ について、 γ 線のカウント数 N_γ および散乱断面積 σ_γ を表 4.7-4.9 に示す。

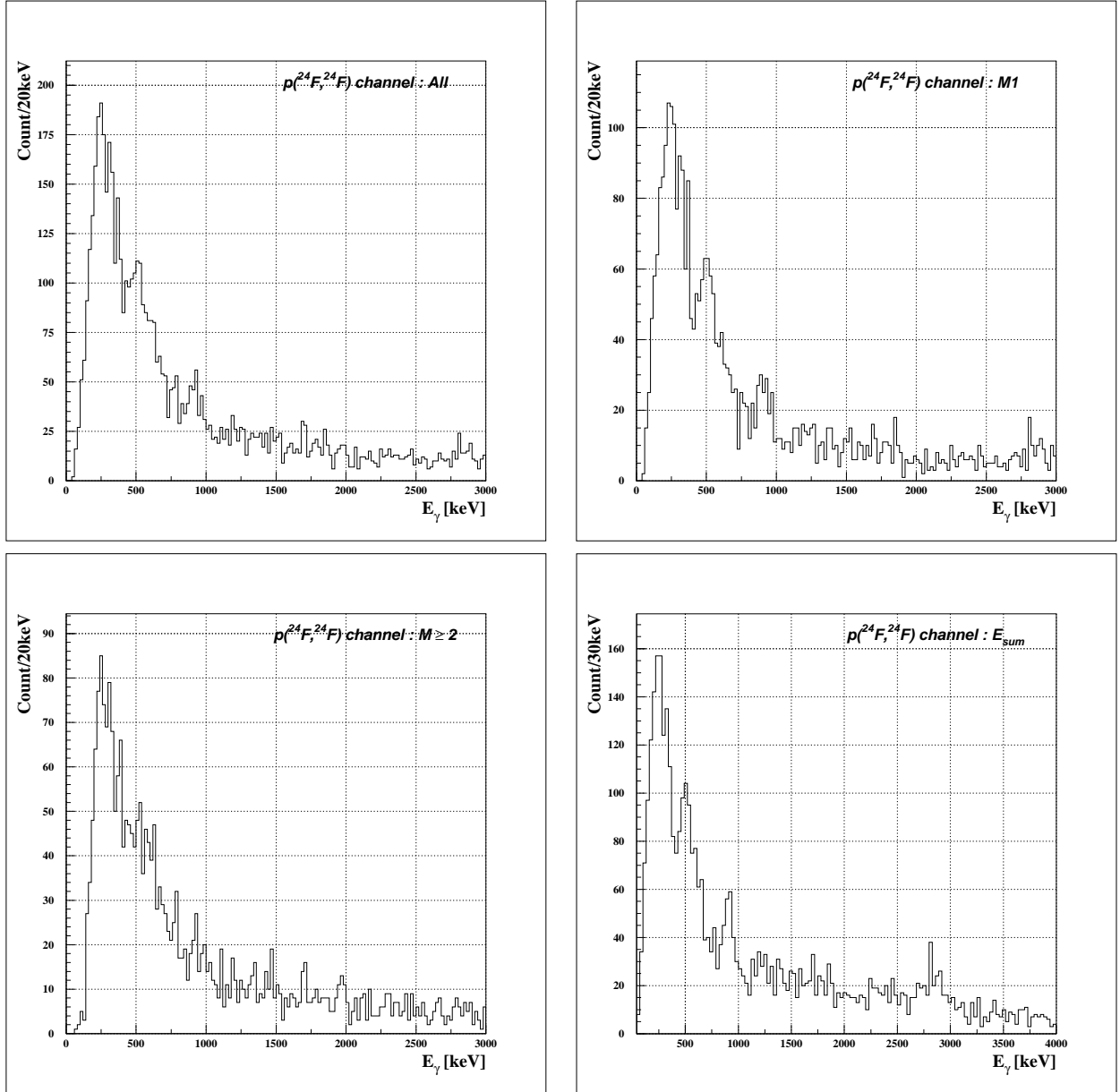


図 4.7: $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルの γ 線エネルギースペクトル。(左上) 全イベント,(右上) Multiplicity=1, (左下) Multiplicity ≥ 2 , (右下) Energy sum。

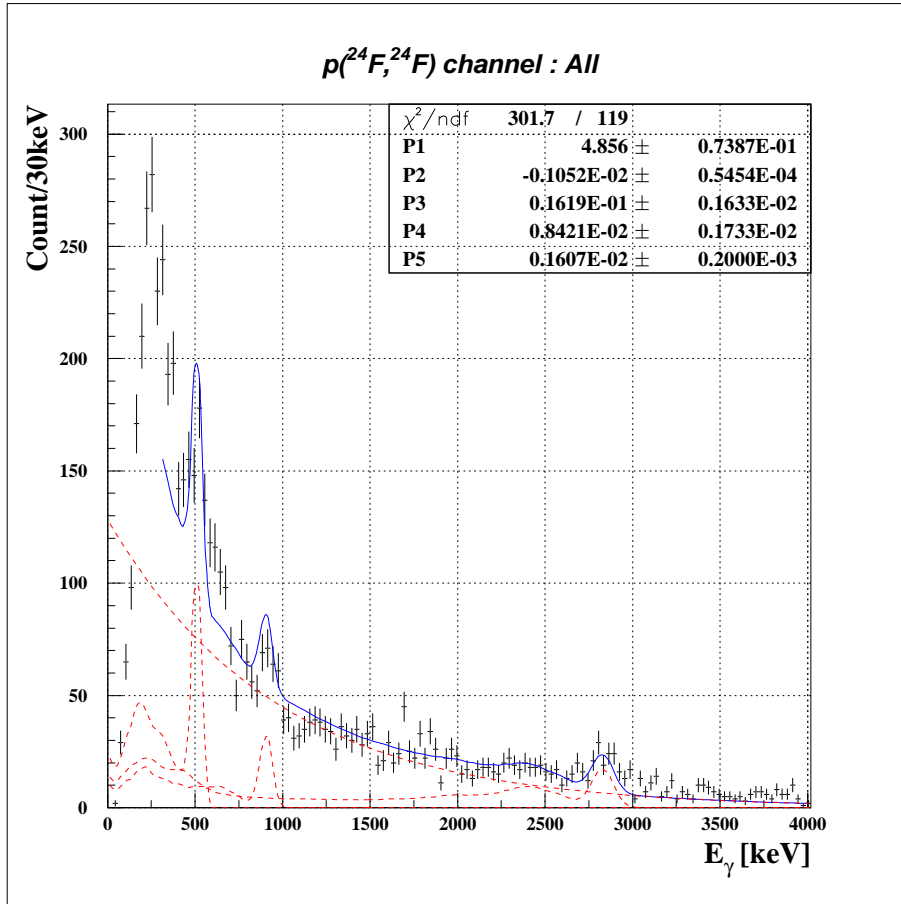


図 4.8: $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積

| E_γ [keV] | N_γ | σ_γ [mb] |
|------------------|------------|----------------------|
| 506(48) | 1619(163) | 2.14(22) |
| 917(55) | 842(173) | 1.11(23) |
| 2837(81) | 1607(200) | 2.12(26) |

表 4.7: $p(^{24}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積

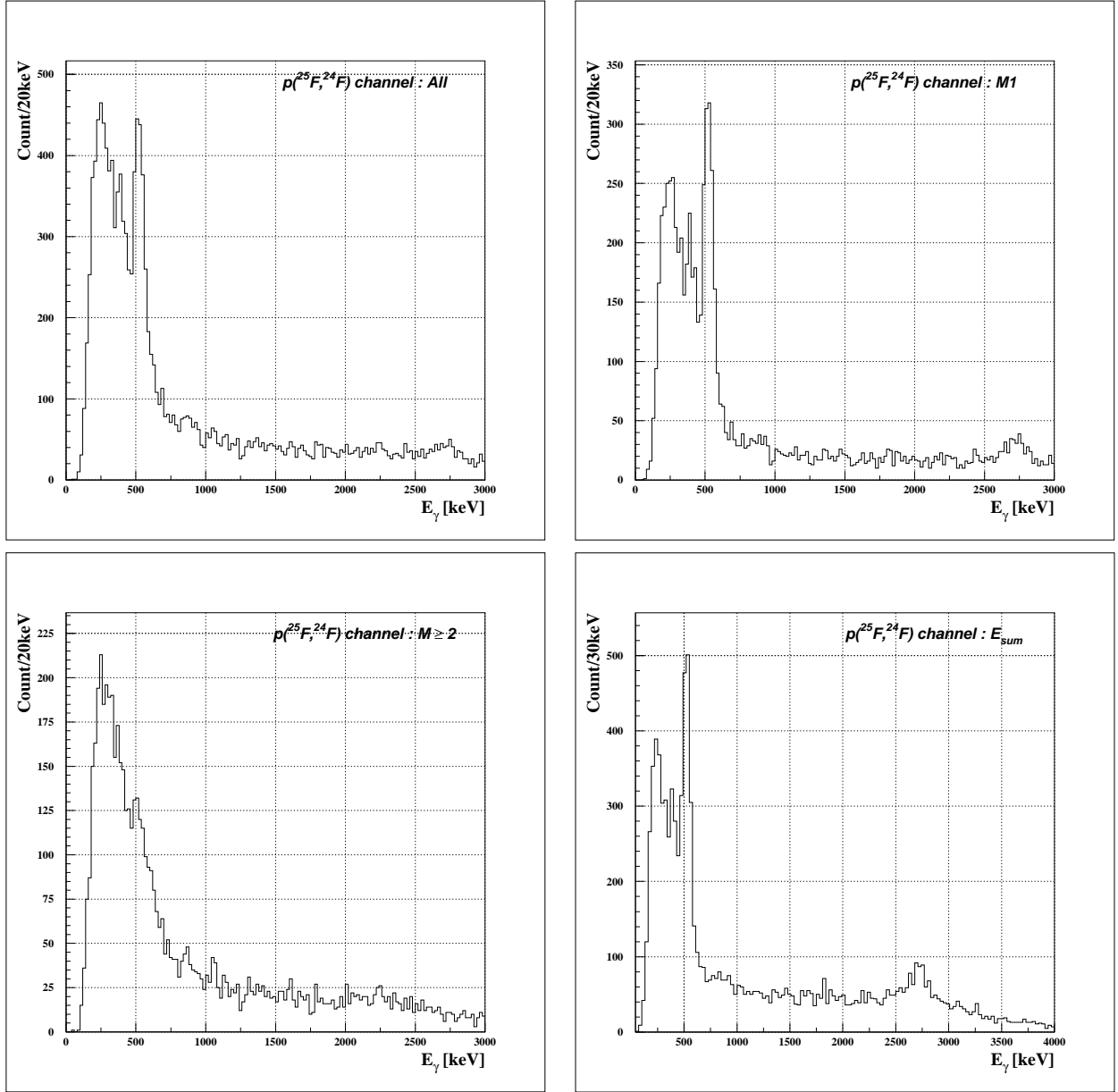


図 4.9: $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルの γ 線エネルギースペクトル。(左上) 全イベント,(右上) Multiplicity=1, (左下) Multiplicity ≥ 2 , (右下) Energy sum。

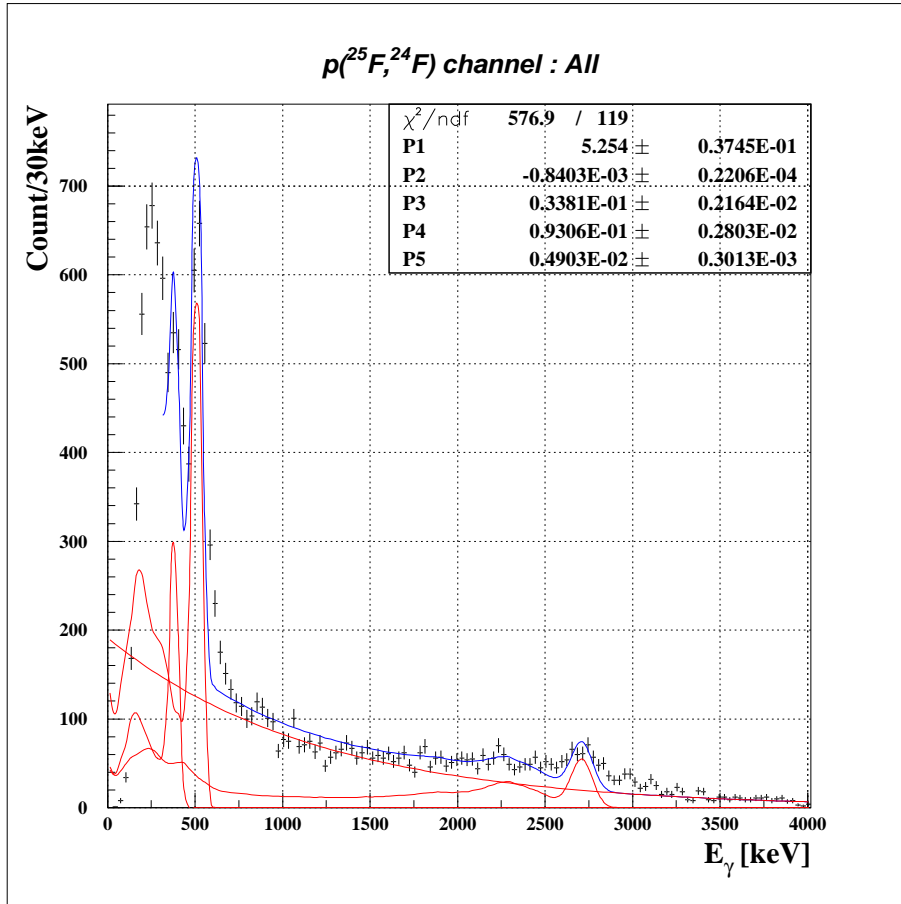


図 4.10: $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積

| E_γ [keV] | N_γ | σ_γ [mb] |
|------------------|------------|----------------------|
| 393(24) | 3381(216) | 4.19(29) |
| 523(32) | 9306(280) | 11.53(35) |
| 2722(73) | 4903(301) | 6.07(37) |

表 4.8: $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積

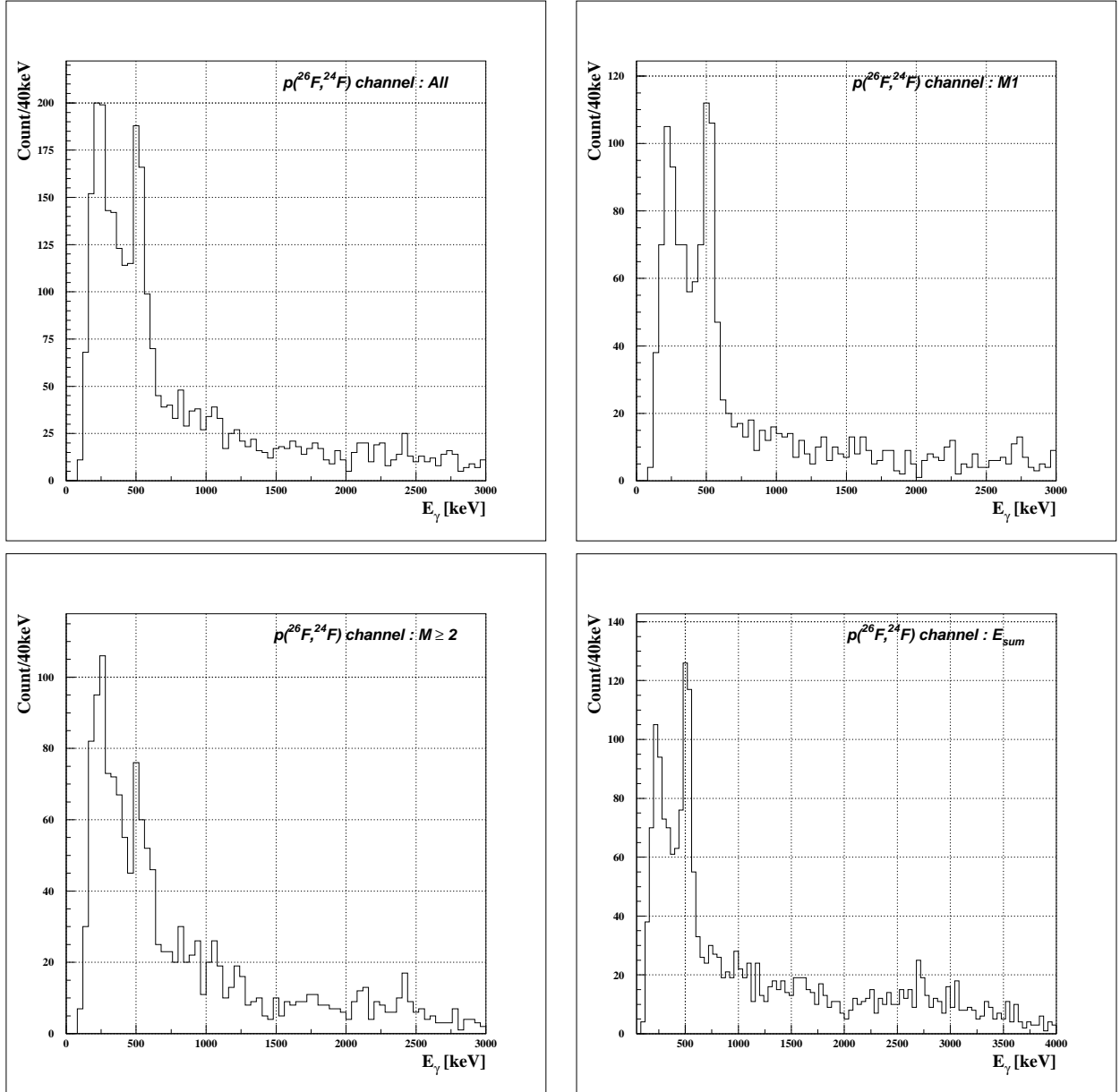


図 4.11: $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルの γ 線エネルギースペクトル。(左上) 全イベント,(右上) Multiplicity=1, (左下) Multiplicity \geq 2,(右下) Energy sum。

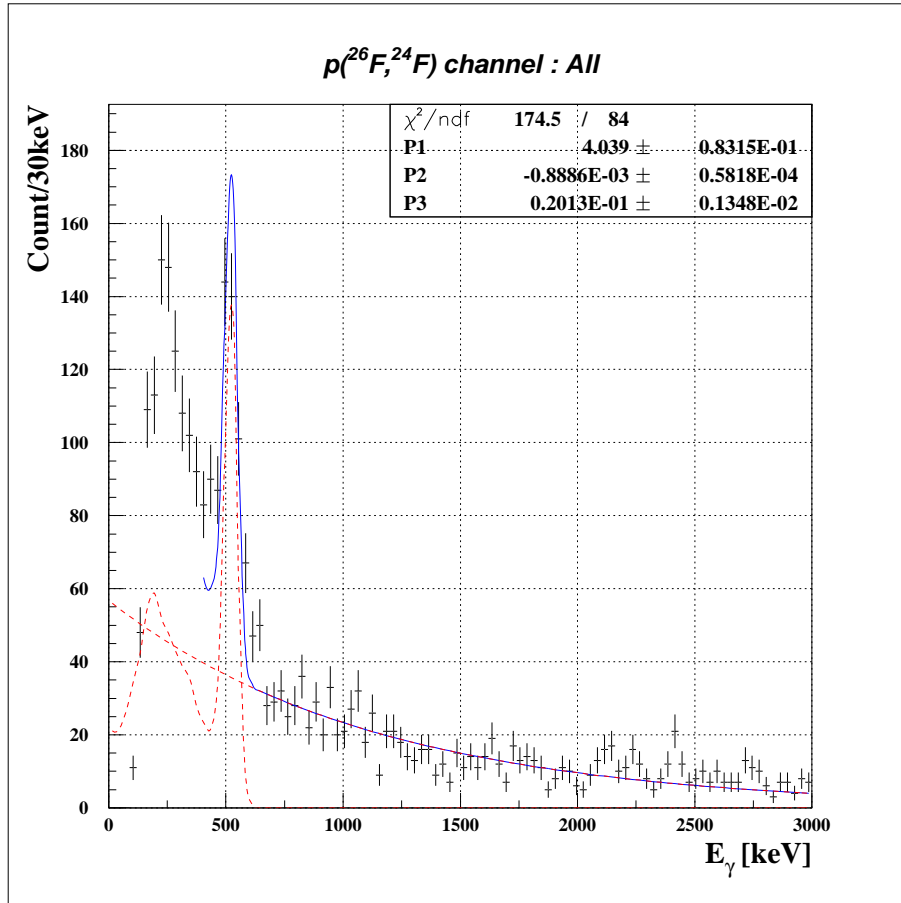


図 4.12: $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積

| E_γ [keV] | N_γ | σ_γ [mb] |
|------------------|------------|----------------------|
| 517(40) | 2013(135) | 14.64(98) |

表 4.9: $p(^{26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における散乱断面積

第5章 議論

この章では第4章において得られた実験結果について考察し、それぞれの γ 線に対応する励起準位を同定する。そして、得られた準位図から $N=16$ のシェルギャップの大きさについて考察する。

5.1 ^{26}F の励起準位

本実験から得られた散乱断面積 σ_γ を表 5.1 に示す。第 4.1 節で述べたように過去の実験値と誤差の範囲で一致する 2 本の γ 線 (478keV, 649keV) が観測され、それぞれ 1mb 程度の断面積を持つ。また、図 5.1 にはこれらの結果から考えられる ^{26}F の準位図とシェルモデル計算 (USDB[26] および WBT[29]) による励起準位の構造を示す。以下ではこれらの準位構造を導いた経緯を説明する。

| Channel | $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ |
|------------------|-----------------------------------|
| E_γ [keV] | σ_γ [mb] |
| 478(12) | 0.84(38) |
| 649(61) | 0.80(36) |

表 5.1: $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 反応における散乱断面積。

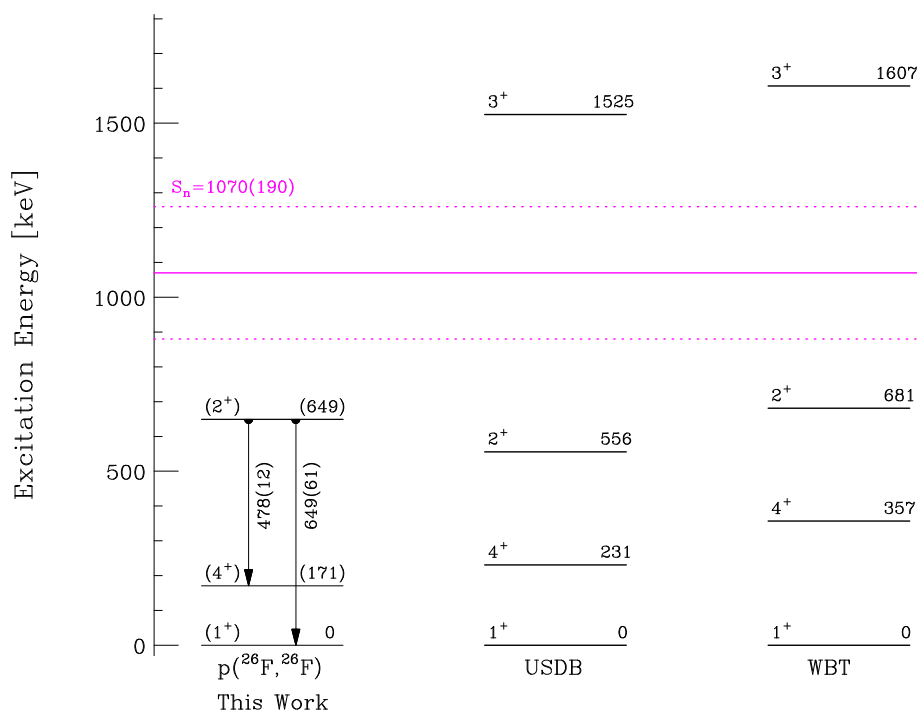


図 5.1: ^{26}F の準位図 (3^+ 準位が非束縛の場合)。本実験結果から考えられる準位構造と USDB および WBT 相互作用を用いたシェルモデル計算の結果を示した。シアン色の矢印は今実験で初めて観測された γ 線を表す。なお矢印の大きさは断面積 σ_γ の大きさを反映している。

表 5.2 には、非弾性散乱の断面積 σ_γ^{inela} を DWBA (歪曲波ボルン近似) 計算により求めた結果を示す。また表には USDB 相互作用¹で計算される各準位に対応する励起エネルギーおよび支配的な励起状態 (最も確率の高い配位) が並べて示されている。なお計算では、粒子の入射エネルギー $E_p = 70$ MeV とし、USDB 相互作用を用いた。実験により得られた 480 と 650keV の γ 線の散乱断面積は

¹USDB ハミルトニアンは、sd-shell の波動関数の計算に用いられている USD (universal sd) ハミルトニアン [27][28] と、2006 年までに実験的に得られた $A=16-40$ の領域の原子核における束縛エネルギーおよび励起エネルギーに基づいて作られた。

同程度の大きさであり、また DWBA 計算の値と比較しても全ての準位に対して誤差の範囲で一致している。また ^{26}F の中性子分離エネルギー S_n [25] は 1070(190) keV であるから、シェルモデル計算の結果によると 3^+ 準位は非束縛である。そこで 3^+ 準位が非束縛であると考え、束縛準位は 1^+ 、 4^+ 、 2^+ 準位のみである。第一励起状態 (4^+) から基底状態 (1^+) への遷移は M3 遷移であり今実験では観測できないはずであるから、その準位構造は一意的に決まる。すなわち図 5.1 のように 649keV の γ 線が $2^+ \rightarrow 1^+$ の遷移に対応し、478keV の γ 線が $2^+ \rightarrow 4^+$ の遷移に対応する。

| $J_{\#}^+$ | E_{ex} | dominant coordination | σ [mb] |
|------------|----------|-------------------------------------|---------------|
| 1_1^+ | 0 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 188.12 |
| 4_1^+ | 231 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 0.67 |
| 2_1^+ | 556 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 0.96 |
| 3_1^+ | 1525 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 1.17 |

表 5.2: DWBA 計算による $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})p'$ の散乱断面積。計算では、粒子の入射エネルギー $E_p = 70$ MeV とし、USDB 相互作用を用いた。また USDB 相互作用で計算される各準位に対応する励起エネルギーおよび支配的な励起状態 (最も確率の高い配位) を並べて示した。

しかし、過去の実験結果とシェルモデル計算との比較を考えると理論値との 400keV 程度の乖離は十分に考えられる。もしも 3^+ 準位が束縛していると考え、図 5.2 に示すような計 7 通りの構造が他に考えられる。このとき、観測された 2 本の γ 線はカスケードの可能性も否定できないため、図 5.2 (a)(b) に示す場合があり γ 線の組合せによって 4 通り考えられる。また、 2^+ や 3^+ 準位から基底状態の 1^+ 準位もしくは第一励起状態の 4^+ 準位へ遷移する可能性があり、図 5.2 (c)(d) に示す場合があり γ 線の組合せによって 3 通り考えられる。したがって、この場合、励起準位の特定は困難であり、特定のためにはもっと大きな統計により $\gamma - \gamma$ coincidence を見ることと、微分散乱断面積の散乱角度分布を用いて角運動量の変化量 ΔJ を決定することが必要となる。

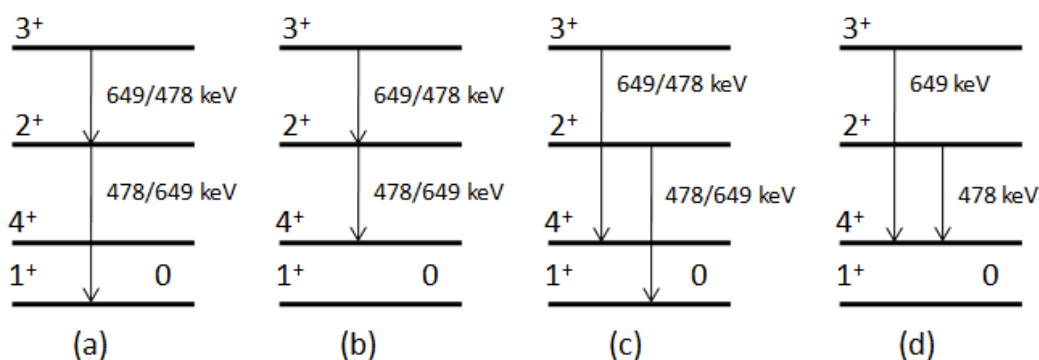


図 5.2: 3^+ 準位が束縛していると仮定したときに、考えられる ^{26}F の準位構造の候補。(a)(b) は観測した γ 線がカスケードしている場合であり、エネルギーの組合せにより 4 通りが考えられる。(c)(d) は 2^+ および 3^+ 準位から 1^+ 準位または 4^+ 準位へ遷移する場合であり、 γ 線の組合せによって 3 通り考えられる。

5.2 ^{25}F の励起準位

本実験から得られた散乱断面積 σ_γ を表 5.3 に示す。第 4.2 節で述べたように過去の実験値と誤差の範囲で一致する 2 本の γ 線 (720keV, 1700keV) が観測され、また 3 本の γ 線 (530keV, 940keV, 2700keV) が初めて観測された。これらの結果から考えられる ^{25}F の準位図をシェルモデル計算 (USDB[26] および WBT[29]) による励起準位の構造と並べ、図 5.4 に示す。以下では、この励起準位を考えた経緯を説明する。

| Channel | $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ | $p(^{26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ |
|------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| E_γ [keV] | σ_γ [mb] | σ_γ [mb] |
| 530 | 1.22(11) | 3.69(65) |
| 730 | 0.30(9) | 3.12(70) |
| 940 | 0.15(8) | |
| 1700 | 0.30(10) | 4.25(93) |
| 2700 | 0.43(11) | |
| 2900 | 0.43(11) | |

表 5.3: $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 反応における散乱断面積

実験結果では 530keV の γ 線の非弾性散乱断面積 σ_γ^{inela} が特に大きく観測された。これは反応チャンネルの励起機構の違いによるものと考えられる。図 5.3 に示すように、非弾性散乱では proton 励起と $N=16$ のシェルギャップ間の励起とも起こりやすいと考えられる。一方、1 中性子分離反応

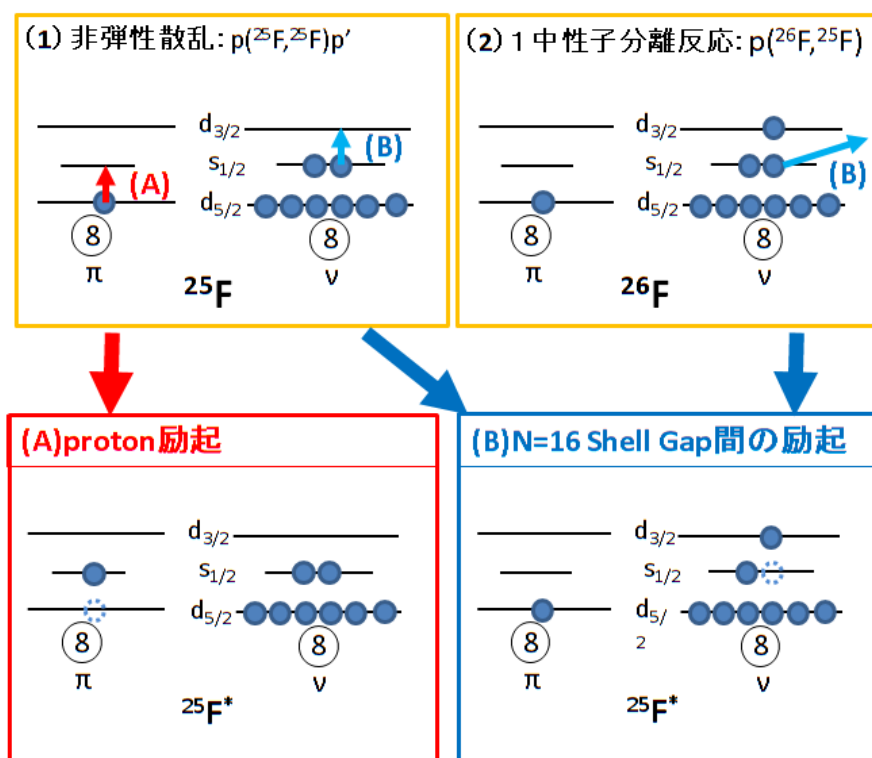


図 5.3: 反応チャンネルによる ^{25}F の励起機構の違い。

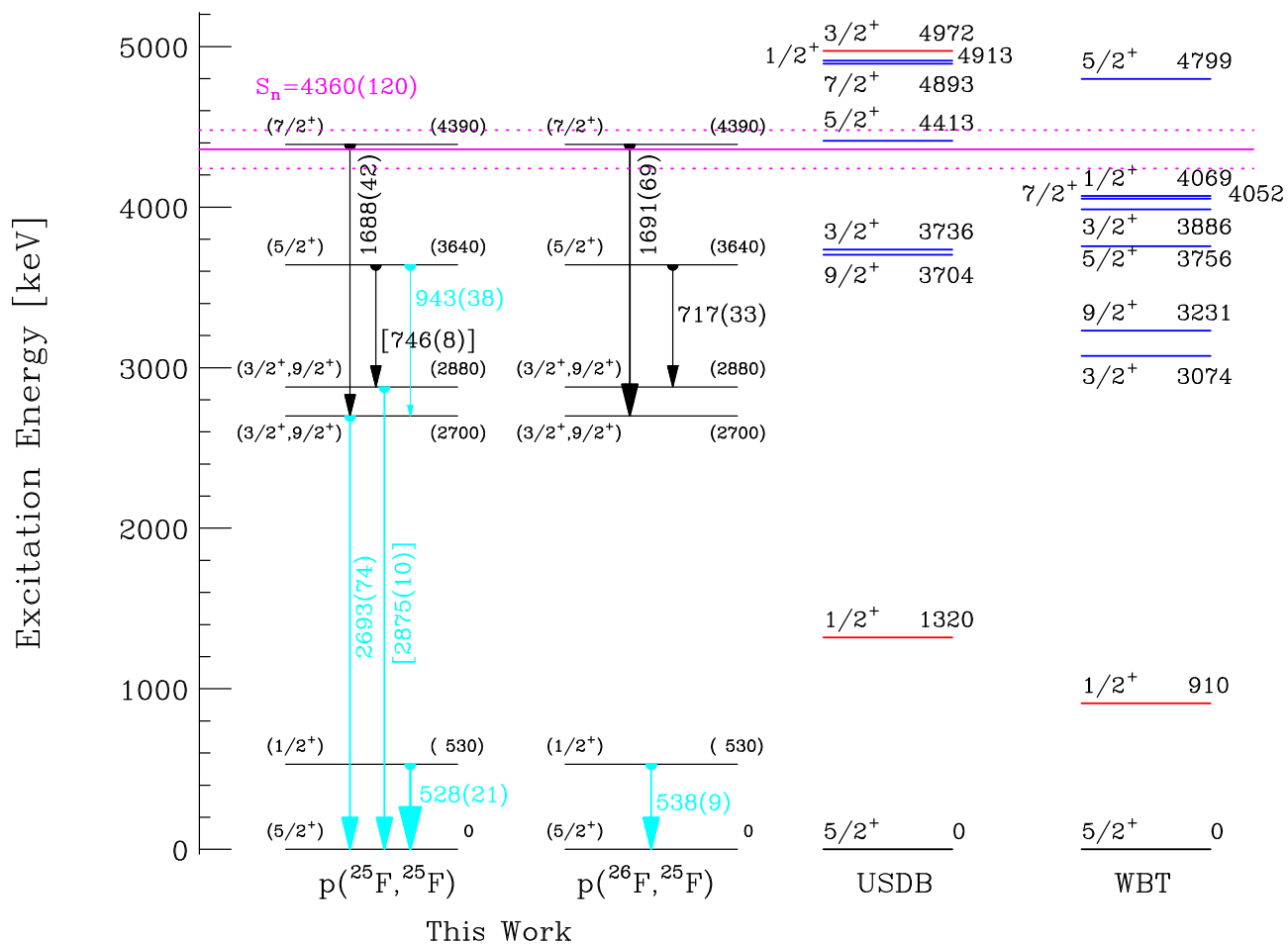


図 5.4: ^{25}F の準位図。本実験結果から考えられる準位構造と USDB および WBT 相互作用を用いたシェルモデル計算の結果を示した。シアン色の矢印は今実験で初めて観測された γ 線を表す。なお矢印の大きさは断面積 σ_γ の大きさを反映している。また、理論計算の結果に示した赤、青の準位はそれぞれ proton 側の励起、 $\nu(1s1/2)^1(N=16)$ のシェルギャップ間の励起を表している。

では、N=16のシェルギャップ間の励起のみが起りやすいと考えられる。これらの反応チャンネルの励起機構の相違から、非弾性散乱で特に大きい断面積を持つ530keVの γ 線遷移はproton励起の準位に対応づけされる。しかし、 ^{24}F の522keVの γ 線も大きな断面積を持つことから、その浸み出しによる寄与も考慮する必要がある。ここで浸み出しのイベント数 $N_{\gamma}^{intrude}$ は、

$$N_{\gamma}^{intrude} = N_{\text{gamma}}(^{25}\text{F} \rightarrow ^{24}\text{F}) \times \frac{N_{\text{mass}=25}^{intrude}}{N_{\text{mass}=24}}$$

と考えられる。ここで、 $N_{\text{gamma}}(^{25}\text{F} \rightarrow ^{24}\text{F})$ は $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応チャンネルにおける522keVの γ 線の数、 $N_{\text{mass}=25}^{intrude}$ は $A_{\text{fragment}} = 25$ のゲート内のうち ^{24}F の浸み出しのイベント数、また $N_{\text{mass}=24}$ は $A_{\text{fragment}} = 24$ のゲート内のうち ^{24}F のイベント数を表す。ここで $N_{\text{mass}=25}^{intrude}$ および $N_{\text{mass}=24}$ は質量分布(図3.23)のフィット関数からそれぞれ25eventsおよび769eventsと見積もられる。 $N_{\text{gamma}}(^{25}\text{F} \rightarrow ^{24}\text{F})$ は表より9306eventsであるから、 ^{24}F からの寄与は、

$$9306 \times \frac{25}{769} = 303\text{counts}$$

と見積もられ、この値を によって断面積に換算すると0.32mbとなる。したがって、この寄与を考慮しても、

$$\sigma_{\gamma}^{E_{\gamma}=530} = 1.22_{-0.43}^{+0.11}\text{mb}$$

となる。浸み出しの誤差を考慮しても最も大きい断面積を示すので、530keVの γ 線遷移がproton励起に対応づけられる。

| $J_{\#}^{\pi}$ | $E_{ex}[\text{keV}]$ | dominant coordination | $\sigma[\text{mb}]$ |
|----------------|----------------------|--|---------------------|
| $5/2_1^+$ | 0 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^2$ | 157.94 |
| $1/2_1^+$ | 1320 | $\pi(1s1/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^2$ | 0.54 |
| $9/2_1^+$ | 3704 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ | 0.79 |
| $3/2_1^+$ | 3736 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ | 0.52 |
| $5/2_2^+$ | 4413 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ | 0.33 |
| $7/2_1^+$ | 4893 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ | 1.10 |
| $1/2_2^+$ | 4913 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ | 0.07 |
| $3/2_2^+$ | 4972 | $\pi(0d3/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^2$ | 0.75 |

表 5.4: DWBA 計算による $p(^{25}\text{F}, ^{25}\text{F})p'$ の散乱断面積計算では、粒子の入射エネルギー $E_p = 70$ MeV とし、USDB 相互作用を用いた。また USDB 相互作用で計算される各準位に対応する励起エネルギーおよび支配的な励起状態(最も確率の高い配位)を並べて示した。また、proton 側および $\nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ (N=16のシェルギャップ間)の励起準位($J_{\#}^{\pi}$)をそれぞれ赤字および青字で示した。

表 5.4 に、非弾性散乱の断面積 σ_{γ}^{inela} を DWBA 計算により求めた結果を示す。また表には USDB 相互作用で計算される各準位に対応する励起エネルギーおよび支配的な励起状態(最も確率の高い配位)が並べて示されている。なお計算では、粒子の入射エネルギー $E_p = 70$ MeV とし、USDB 相互作用を用いた。DWBA 計算の結果から、proton 側の励起が支配的な $1/2_1^+$ 準位の断面積が非弾性散乱において大きいことが分かる。前述の議論から、530keV の γ 線遷移がこの準位に対応すると考えられる。一方、シェルモデル計算によると 1700keV の γ 線が $1/2_1^+$ 準位に最も近いエネルギーを示すが、非弾性散乱による断面積はあまり高くない。ここで、N=8 の魔法数を持つ ^{17}F (Z=9, N=8)

の proton 励起による第一 $1/2^+$ 準位は 495.3keV に存在することが実験的に示されている [30]。 ^{25}F も $N=16$ の魔法数を持つと考えられるため、 ^{17}F からの類推により同様の励起エネルギーに位置していると示唆される。以上から、 ^{25}F の第一 $1/2^+$ 準位 530keV の γ 線遷移に対応づける。

次に、 2700keV の γ 線について考える。 2700keV の γ 線遷移は大きな断面積を持つことから第二励起準位に対応すると考えられる。この場合、基底準位への遷移と第一励起準位への遷移の二通りが考えられる。しかし、 ^{25}F の一中性子分離エネルギー $S_n = 4360(120)\text{keV}$ [25] であることを考えると、 1700keV の γ 線遷移による準位を束縛させるためには 2700keV の γ 線が基底準位への遷移であることが求められる。したがって、 1700keV の γ 線は 2700keV の γ 線とカスケードして基底準位へ遷移していると考えられる。シェルモデル計算および DWBA 計算との比較から励起エネルギー $E_{ex} = 2700\text{keV}$ の準位は $3/2^+$ または $9/2^+$ 準位に対応すると考えられる (シェルモデル計算によると $9/2^+$ と $3/2^+$ 準位の励起エネルギーが近くにあり、準位の特定には非弾性散乱断面積の散乱角度分布を DWBA 計算との比較からスピンを特定する必要がある。)。また 1700keV の γ 線も非弾性散乱断面積が大きいことから DWBA 計算との比較より $7/2^+$ 準位に対応すると考えられる。

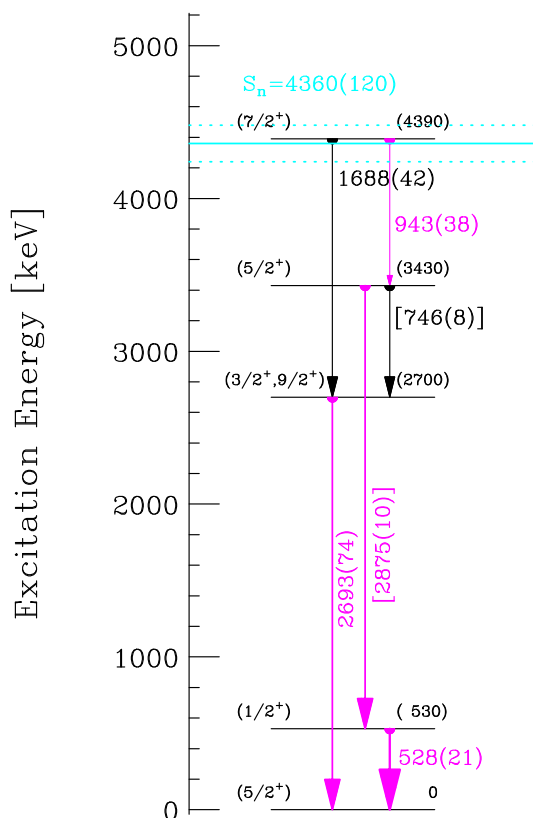


図 5.5: 2900keV の γ 線遷移が第一励起準位へのカスケードである場合の準位図。しかし、この準位図は断面積の和の相違から否定される。

また、 2900keV の γ 線遷移は基底準位への遷移と、第一励起準位へのカスケードの 2 通りが考えられる。この γ 線遷移が第一励起準位へのカスケードである場合、図 5.5 に示す準位図が考えられるが、これは断面積の和の相違によって否定される。その詳細について以下で説明する。図 5.5 のような準位図である場合、 1700keV の γ 線 ($0.30(10)\text{mb}$) および 730keV の γ 線 ($0.30(9)\text{mb}$) の 2 本の γ 線が 2700keV の励起エネルギーの準位に遷移している。この 2 本の γ 線の断面積の和は $0.60(14)\text{mb}$ となり、 2700keV の γ 線遷移の断面積 ($0.43(11)\text{mb}$) よりも大きくなってしまふ。した

がって、図 5.5 の準位図は否定される²。以上の理由から、2900keV の γ 線遷移は基底準位への遷移であり、シェルモデル計算との比較から $3/2^+$ または $9/2^+$ 準位に対応づけられる。

そして、残りの 2 本の γ 線 (730keV および 940keV) はシェルモデル計算との比較から $5/2^+$ 準位からの遷移に対応すると考えられる。

以上より、図 5.4 に示した ^{25}F の準位構造が考えられる。USDB 計算によると ^{25}F の $9/2^+(3/2^+)$, $7/2^+$, $5/2^+$ 準位はいずれも $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ の励起準位が支配的であり、その configuration はそれぞれ 78%(68%), 73%, 64% 占める。したがって、これらの準位は $N=16$ のシェルギャップ間の励起と考えられる。実験結果より得られた準位図よりその励起エネルギーは $E_{ex} = 2.7 \sim 4.4 \text{ MeV}$ であるから、 $N=16$ のシェルギャップの大きさの下限値は 2.7MeV と決定される。 ^{24}O および ^{26}Ne のそのシェルギャップの大きさがそれぞれ 4.7MeV および 2.0MeV であり、得られた ^{25}F のシェルギャップの下限値はその間に位置する。よって、この結果はテンソル力の理論とは矛盾しない。

²両者の断面積は誤差の範囲で一致するが、2700keV の励起エネルギーの準位の断面積の大きさが非常に小さくなってしまったため、考えにくい。

5.3 ^{24}F の励起準位

本実験から得られた散乱断面積 σ_γ を表 5.5 に示す。また、第 4.3 節で述べたように過去の実験値と誤差の範囲で一致する 520keV の γ 線が観測され、また 3 本の γ 線 (390keV, 920keV, 2800keV) が初めて観測された。これらの結果から考えられる ^{24}F の準位図をシェルモデル計算 (USDB[26] および WBT[29]) による励起準位の構造と並べ、図 5.6 に示す。なお、過去の実験から第一励起準位 (2^+) および第二励起準位 (1^+) の励起エネルギーが分かっている。以下では、この励起準位を考えた経緯を説明する。

| Channel | p($^{24}\text{F}, ^{24}\text{F}$) | p($^{25}\text{F}, ^{24}\text{F}$) | p($^{26}\text{F}, ^{24}\text{F}$) |
|------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| E_γ [keV] | σ_γ [mb] | σ_γ [mb] | σ_γ [mb] |
| 390 | | 4.19(29) | |
| 520 | 2.14(22) | 11.53(35) | 14.64(98) |
| 920 | 1.11(23) | | |
| 2800 | 2.12(26) | 6.07(37) | |

表 5.5: p($^{24}\text{F}, ^{24}\text{F}$) 反応における散乱断面積

| $J_\#^\pi$ | E_{ex} [keV] | dominant cordination | σ [mb] |
|------------|----------------|---|---------------|
| 3_1^+ | 0 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^1$ | 128.56 |
| 2_1^+ | 579 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^1$ | 0.81 |
| 1_1^+ | 1583 | $\pi(1s1/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^1$ | 0.55 |
| 4_1^+ | 2403 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(0d5/2)^1(0d5/2)^{-1}\}$ | 0.81 |
| 0_1^+ | 2556 | $\pi(1s1/2)^1 \otimes \nu(1s1/2)^1$ | 0.09 |
| 3_2^+ | 2801 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(0d5/2)^1(0d5/2)^{-1}\}$ | 0.29 |
| 4_2^+ | 3201 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 0.48 |
| 1_2^+ | 3323 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 0.12 |
| 2_2^+ | 3386 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(0d5/2)^1(0d5/2)^{-1}\}$ | 0.18 |
| 2_3^+ | 3962 | $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ | 0.47 |

表 5.6: DWBA 計算による p($^{24}\text{F}, ^{24}\text{F}$)p' の散乱断面積計算では、粒子の入射エネルギー $E_p = 70$ MeV とし、USDB 相互作用を用いた。また USDB 相互作用で計算される各準位に対応する励起エネルギーおよび支配的な励起状態 (最も確率の高い配位) を並べて示した。また、proton 励起、 $\nu(1s1/2)^1$ (N=14 のシェルギャップ間) 励起および $\nu\{(0d5/2)^1(0d5/2)^{-1}\}$ (N=16 のシェルギャップ間) 励起による準位 ($J_\#^\pi$) をそれぞれ赤、青および緑色の文字で示した。

今回初めて観測された 3 本の γ 線 (390keV, 920keV, 2800keV) 遷移の励起準位へ対応づけるために、まず反応チャンネルによる励起機構の違いについて考察する。図 5.7 にその概念図を示す。図に示すように非弾性散乱では、proton 励起、N=16 のシェルギャップ間の励起、および N=14 のシェルギャップ間の励起の 3 通りとも起こりやすいと考えられる。一方、一中性子分離反応では ^{25}F の基底状態の配位から N=14 のシェルギャップ間の励起のみが起こりやすいと考えられる。この反応チャンネルに着目すると、非弾性散乱のみで観測された 920keV の γ 線遷移は proton 励起または N=16 のシェルギャップ間の励起に対応すると考えられる。一方、一中性子分離反応のみで観測され

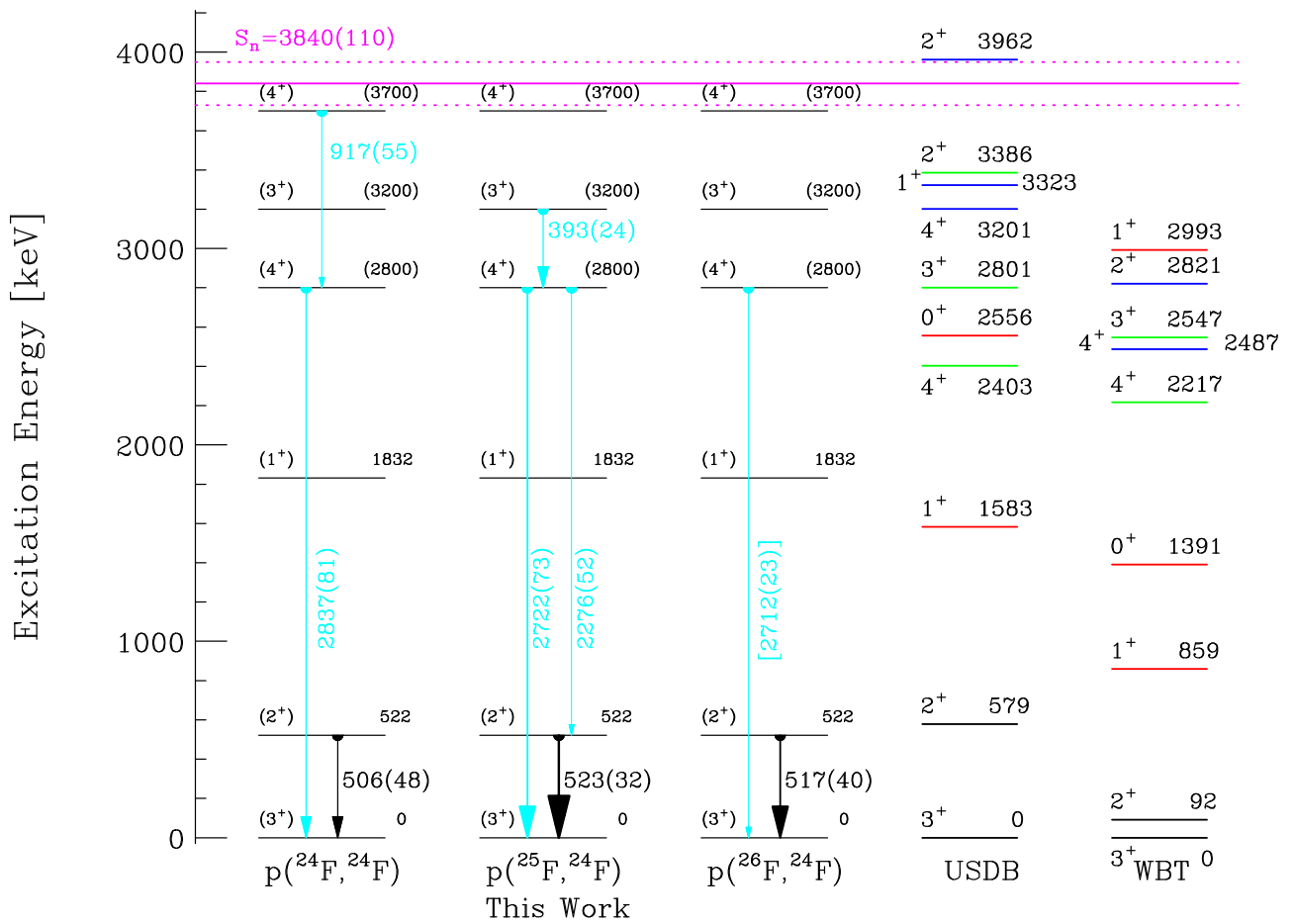


図 5.6: ^{24}F の準位図。本実験結果から考えられる準位構造と USDB および WBT 相互作用を用いたシェルモデル計算の結果を示した。シアン色の矢印は今実験で初めて観測された γ 線を表す。なお矢印の大きさは断面積 σ_γ の大きさを反映している。また、理論計算の結果に示した赤、青、緑の準位はそれぞれ proton 励起、 $\nu(1s1/2)^1$ ($N=16$ のシェルギャップ間) の励起、 $\nu\{(0d5/2)^1(0d5/2)^{-1}\}$ ($N=14$ のシェルギャップ間) の励起を表している。

た 390keV の γ 線遷移および同反応において大きな断面積を示した 2800keV の γ 線遷移は、 $N=14$ のシェルギャップ間の励起に対応すると考えられる。以上を踏まえて各 γ 線遷移について準位との対応づけを考える。

表 5.6 に、非弾性散乱の断面積 σ_γ^{inela} を DWBA 計算により求めた結果を示す。また表には USDB 相互作用で計算される各準位に対応する励起エネルギーおよび支配的な励起状態 (最も確率の高い配位) が並べて示されている。なお計算では、粒子の入射エネルギー $E_p = 70$ MeV とし、USDB 相互作用を用いた。

2800keV の γ 線は先ほどの議論から $N=14$ のシェルギャップ間の励起準位に対応する。また 2800keV の γ 線遷移は非弾性散乱においても大きな断面積を示している。ここで表 5.6 の DWBA 計算の結果において第一 4^+ 準位が $N=14$ のシェルギャップ間の励起準位 (緑色で示した準位) の中で最も大きな断面積を示していることから、2800keV の γ 線遷移は第一 4^+ 準位に対応づけられる。

次に 390keV の γ 線について考える。この γ 線は先ほどの議論から $N=14$ のシェルギャップ間の励起準位に対応する。また非弾性散乱チャンネルでは観測されなかったことから、DWBA 計算と

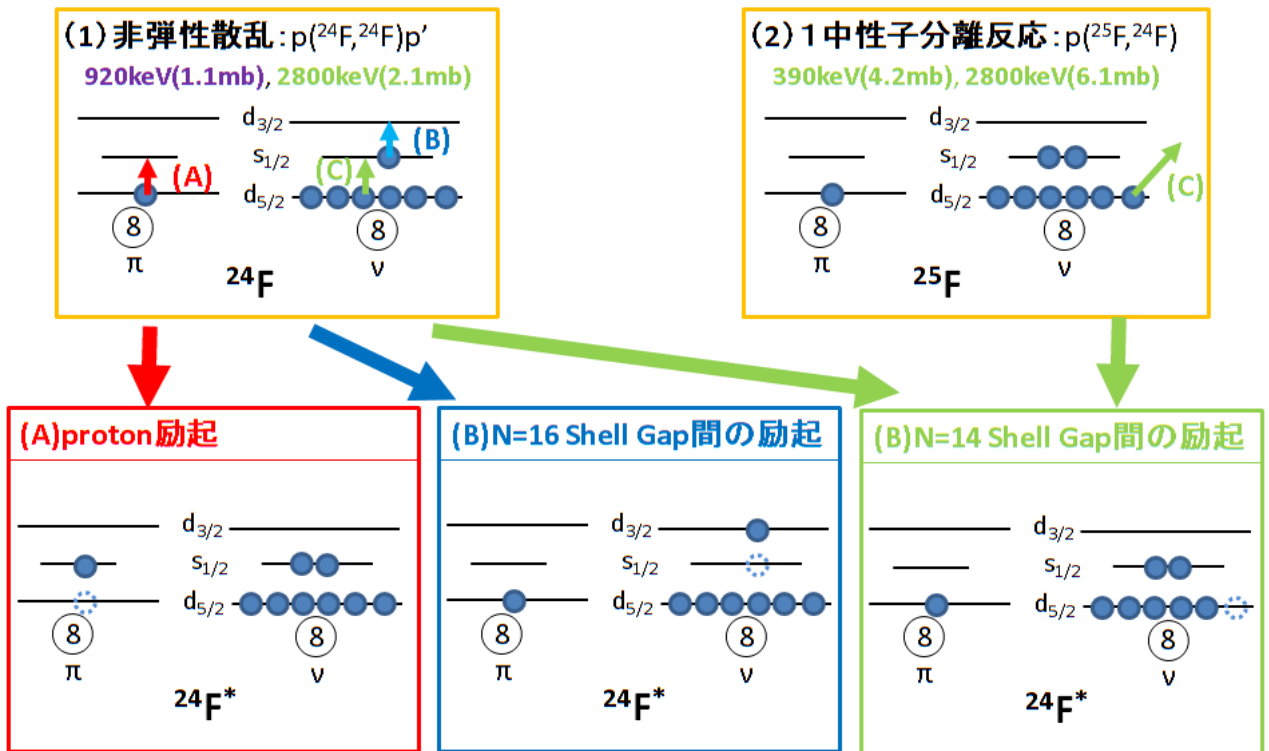


図 5.7: 反応チャンネルによる ^{24}F の励起機構の違い。

の比較より第二 3^+ 準位もしくは第二 2^+ 準位による γ 線が候補となる。図 5.8 に 1 中性子分離反応における $\gamma - \gamma$ Coincidence を示す。図 (b) は 390keV の γ 線とコインシデンスしている γ 線のエネルギースペクトルを表すが、520,2300keV 付近にピークが見られる。一方、図 (c) は 2300keV の γ 線とコインシデンスしている γ 線のエネルギースペクトルを表すが、390,520keV 付近にピークが見られる。このことから、390,520,2300keV の 3 本の γ 線がカスケードしていることが分かる。エネルギーの値から 2300keV の γ 線は $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ 準位間の遷移に当てはめられ、390keV の γ 線は 3200keV の励起エネルギーの準位に対応する。先に同定した 4^+ 準位の励起エネルギーとシェルモデル計算との相対的なエネルギー値を考慮し、この励起エネルギーは第二 3^+ 準位と同定される。

そして 920keV の γ 線遷移は先ほどの議論から proton 励起または N=16 のシェルギャップ間の励起準位に対応する。DWBA 計算の結果によると、proton 励起による 0^+ 準位の断面積は 0.1mb と小さい。一方、 $\nu(1s1/2)^1$ の励起準位は第二 4^+ 準位および第三 2^+ 準位において 0.5mb 程度の比較的大きな断面積を持つ。このことから、920keV の γ 線は第二 4^+ 準位または第三 2^+ 準位に対応づけられる。また、 ^{24}F の一中性子分離エネルギー S_n は 3.84(11)MeV[25] であるから、先に同定した 3_2^+ 準位 ($E_{ex} = 3200\text{keV}$) とのカスケードは有り得ない。したがって、920keV の γ 線遷移は 4_1^+ 準位への遷移である。これまでの議論により同定した 4_1^+ と 3_2^+ 準位の励起エネルギーとシェルモデル計算との相対的なエネルギー値を考慮すると、920keV の γ 線は $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ 準位間の遷移であると考えられ、 4_2^+ 準位の励起エネルギーは 3700keV と決定される。

以上より、図 5.6 に示した ^{24}F の準位構造が考えられる。 ^{24}F の第二 4^+ 準位の configuration は USDB 計算によれば $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ の励起準位が 64% を占め、N=16 のシェルギャップ間の励起としては最も低い励起エネルギーを示している。実験結果から得られた準位図によるとその

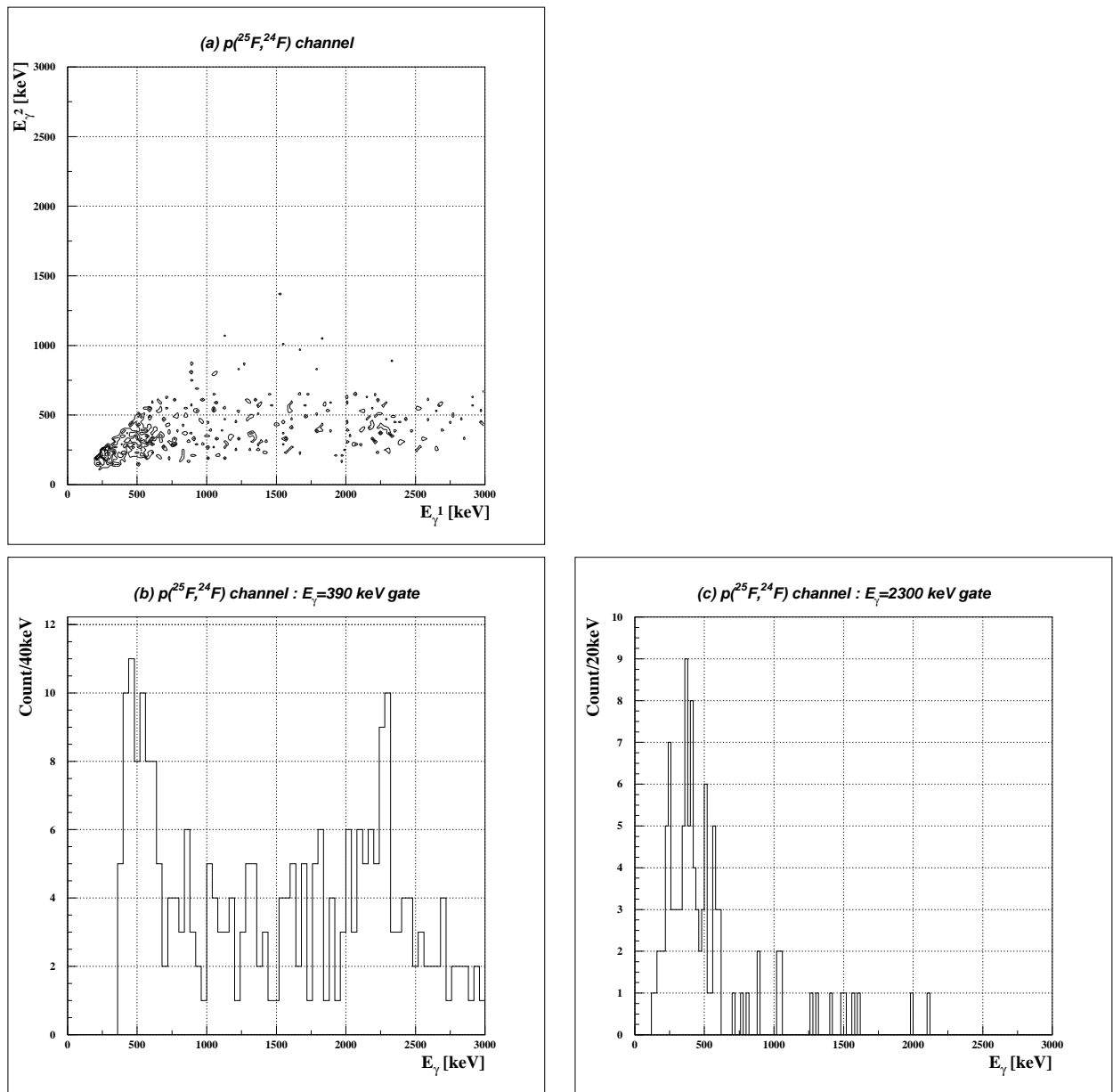


図 5.8: $p(^{25}\text{F}, ^{24}\text{F})$ 反応における $\gamma - \gamma$ Coincidence。左上図 (a) は Multiplicity ≥ 2 のイベントにおいて放出された γ 線のエネルギーのうち最も大きいエネルギー E_γ^1 [keV] を横軸、次に大きいエネルギー E_γ^2 [keV] を縦軸とした図。左下図 (b) は (a) において $360 \text{ keV} \leq E_\gamma^2 \leq 420 \text{ keV}$ の範囲を横軸 E_γ^1 [keV] に射影した図。右下図 (c) は (a) において $2220 \text{ keV} \leq E_\gamma^2 \leq 2340 \text{ keV}$ の範囲を縦軸 E_γ^1 [keV] に射影した図。図 (b)(c) から 390, 520, 2300keV の γ 線がコインシデンスしていることが分かる。

励起エネルギーは $E_{ex} = 3.7 \text{ MeV}$ であるから、 $N=16$ のシェルギャップの大きさの下限值は 3.7MeV と決定される。 ^{23}O および ^{25}Ne のそのシェルギャップの大きさがそれぞれ 4.0MeV および 2.1MeV であり、得られた ^{24}F のシェルギャップの下限值はその間に位置する。よって、この結果はテンソル力の理論とは矛盾しない。

第6章 まとめと今後の展望

理化学研究所の入射核破砕片分離装置 RIPS を使用して生成・分離した不安定核ビーム $^{24,25,26}\text{F}$ を液体水素標的に入射させ、 $p(^{26}\text{F}, ^{26}\text{F})$ 、 $p(^{25,26}\text{F}, ^{25}\text{F})$ 、 $p(^{24,25,26}\text{F}, ^{24}\text{F})$ の計 6 つの反応過程により放出される脱励起 γ 線をインビーム γ 線分光法により測定した。それぞれの反応チャンネルにおける γ 線のエネルギースペクトルから既知および未知の γ 線が観測された。 ^{26}F においては過去の実験と誤差の範囲で一致する 478(12)keV および 649(61)keV の γ 線を観測し、より大きな統計で確認した。 ^{25}F においては 5 本の γ 線を観測し、そのうち 717(33)keV および 1688(42)keV の 2 本の γ 線は過去の実験と誤差の範囲で一致し、528(21)keV、943(42)keV、2693(74)keV の 3 本の γ 線を初めて観測した。 ^{24}F においては 4 本の γ 線を観測し、そのうち 523(32)keV の γ 線は過去の実験と誤差の範囲で一致し、393(24)keV、917(55)keV、2837(81)keV の 3 本の γ 線を初めて観測した。

さらに、得られた γ 線の散乱断面積を導出し、理論計算との比較および反応チャンネルによる励起機構の違いからフッ素同位体の励起準位構造を特定した。 ^{25}F の $9/2^+$ 、 $7/2^+$ 、 $5/2^+$ 準位はシェルモデル計算からいずれも $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu\{(1s1/2)^1(0d3/2)^1\}$ が支配的な励起準位 (それぞれ 78%、73%、64%) であり、 $\nu 1s_{1/2}-0d_{3/2}$ 間の励起と対応づけ、その励起エネルギーから ^{25}F における $N=16$ のシェルギャップの大きさの下限値を 2.7MeV と決定した。また ^{24}F の第二 4^+ 準位はシェルモデル計算から $\pi(0d5/2)^1 \otimes \nu(0d3/2)^1$ が支配的な励起準位 (64%) であり $\nu 1s_{1/2}-0d_{3/2}$ 間の励起としては最も低い励起エネルギーを示すことから、 ^{24}F における $N=16$ のシェルギャップの大きさの下限値を 3.7MeV と決定した。これらの結果は、酸素同位体およびネオン同位体の $N=16$ のシェルギャップの大きさ (第一 2^+ 準位の励起エネルギー) の間であり、テンソル力の理論とは矛盾しない結果が得られた。

今後の展望としては、微分散乱断面積の散乱角度分布を用いて角運動量の変化量 ΔJ を決定することが挙げられる。また、今回測定したフッ素同位体はスピンの組合せがいくつもあり、その準位の同定が難しい。したがって、

- 微分散乱断面積の散乱角度分布を見るにはある程度の統計量が必要なため
- 高エネルギー側のピークを観測するため
- $\gamma-\gamma$ coincidence を観測するため

の 3 点の理由から、より大きな立体角アクセプタンスを持つ γ 線検出器を用い、より大きな統計を溜めた実験を行うことでさらなる研究が可能となると思われる。

付録 A APPENDIX

A.1 双極子磁石のトランスファー行列

双極子磁石によるビーム光学は行列で表すことができる。

本実験のセットアップにおける二次標的-FDC間のトランスファー行列の行列を求めるためにイオン光学計算コード OPTRACE[31][32][33] を用いて計算を行った。二次標的での粒子の水平方向の位置 x_{tgt} [cm]・水平方向の角度 θ_{tgt} [mrad]・運動量の変化量 δ_{tgt} [%] と、FDCでの粒子の水平方向の位置 x_{FDC} [cm]・水平方向の角度 θ_{FDC} [mrad]・運動量の変化量 δ_{FDC} [%] の関係¹は、計算結果から以下の式で与えられる。

$$\begin{pmatrix} x_{FDC} \\ \theta_{FDC} \\ \delta_{FDC} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.042862 & 0.327018 & 0.984812 \\ 0.078684 & 0.983729 & 4.514975 \\ 0.000000 & 0.000000 & 1.000000 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_{tgt} \\ \theta_{tgt} \\ \delta_{tgt} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ここで、運動量の変化量 δ は、運動量 P ・磁気硬度 $B\rho$ を持つ荷電粒子において、

$$\delta = \frac{P - P_0}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} \quad (\text{A.2})$$

と表せる。ただし、 P_0 および $B\rho_0$ は中心軌道の粒子が持つ運動量および磁気硬度である。すなわち δ は双極子磁石中での荷電粒子の中心軌道からの運動量 (磁気硬度) のずれを表している。

¹水平方向の位置 x はドリフトチェンバーで定義される座標系とは異なる座標系を取っている。 x 軸の方向は、 x_{tgt} および x_{FDC} とともに上流から見て左側を正としており、ドリフトチェンバーの x 軸とは逆に取っている。また、 x_{FDC} の原点は FDC 座標系の原点よりも上流から見て左側に 25.9cm ずれている。

A.2 散乱断面積の導出

散乱断面積を導出する際に用いたパラメーターの値を表 A.1 に示す。

| 二次ビーム | 入射二次ビームの数 | (Live Time) _{Beam} | (Live Time) _{NaI} | ε _{MDC} | ε _{FDC} |
|-----------------|-----------|-----------------------------|----------------------------|------------------|------------------|
| ²⁴ F | 11331070 | 0.98363 | 0.94683 | 0.98842 | 0.93022 |
| ²⁵ F | 14216555 | 0.98377 | 0.95347 | 0.98687 | 0.91960 |

| 二次ビーム | ²⁴ F | ²⁵ F | | ²⁶ F | | |
|-------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| fragment | ²⁴ F | ²⁴ F | ²⁵ F | ²⁴ F | ²⁵ F | ²⁶ F |
| α_{accept} | 0.95588 | 0.95636 | 0.97476 | 0.93865 | 0.98226 | 0.99373 |
| η_{mass} | 0.82728 | 0.70616 | 0.80466 | 0.71079 | 0.75070 | 0.87743 |

表 A.1: 散乱断面積の導出過程で用いたパラメーター

A.3 高エネルギーの γ 線スペクトル

第4章の実験結果を見ると、高いエネルギー (2 MeV 付近) を持つ γ 線は全イベントや Multiplicity ごとの E_γ 分布で見るとよりも1粒子イベントごとに発生した γ 線のエネルギーの和 E_{sum} で見ると方がピークがはっきりと分かる。

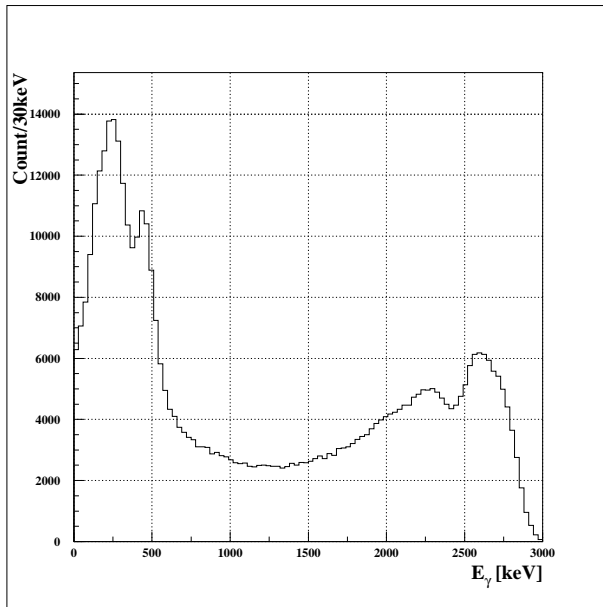
図 A.1 に、²⁵F 非弾性散乱における 2680 keV の γ 線スペクトルを GEANT4 を用いてシミュレーションした結果を示す。なお 1,000,000 イベントの γ 線を発生させた。左図は E_γ 分布を表しており、右図は1イベントごとに検出された γ 線のエネルギーの和を取ったもので E_{sum} 分布を表している。図を見ると明らかに E_{sum} 分布の方がピークがよく見える。

これは、 γ 線相互作用のエネルギー依存性によるものである。 γ 線のエネルギーが高くなると光電吸収の確率が極端に小さくなり、コンプトン散乱や電子対生成の相互作用が支配的になる。そのため、1本のシンチレーターでは全エネルギーを失わずに2本以上のシンチレーターを通るイベントが多くなる。したがって、 E_γ 分布のスペクトルはなだらかに広がる。一方、 E_{sum} はエネルギーの和を取るため、このようなイベントの場合でも放出された γ 線のエネルギー値にピークが立つ。

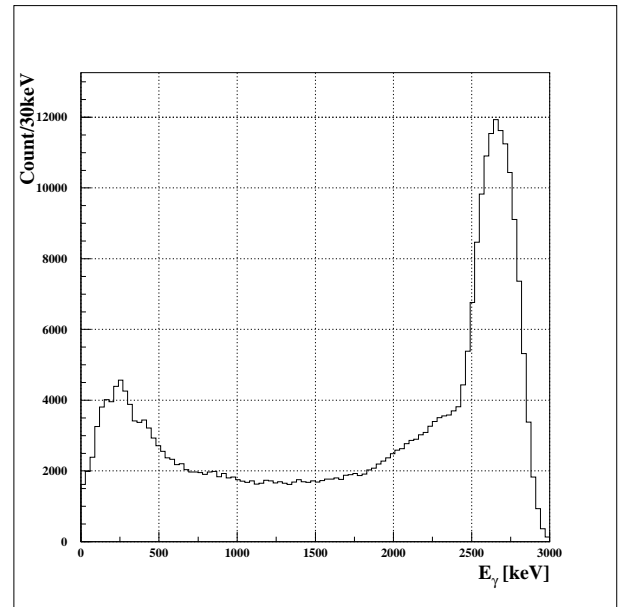
したがって、高エネルギーの γ 線では E_γ 分布の方がピークがはっきり見えると考えられる。

その他の要因として、カスケードイベントが考えられる。つまり、高いエネルギー準位では低エネルギー準位とカスケードして複数の γ 線が放出され、その和がピークに表れるということである。しかし、今実験では γ 線検出器の efficiency が低い²ため、このようなイベントは少ないと考えられる。

²特に検出器の立体角による検出効率が低い。



(a)



(b)

図 A.1: GEANT4 によってシミュレーションした ^{25}F 非弾性散乱における 2680 keV の γ 線スペクトル。(a) E_γ 分布。(b) E_{sum} 分布。

参考文献

- [1] H.Sakurai, et al. Phys.Lett.B 448, 180, (1999).
- [2] H.Sakurai, et al. Phys.Lett.B 448, 180, (1999).
- [3] C.R.Hoffman, et al. Phys.Rev.Lett. **100**, 152502, (2009).
- [4] C.R.Hoffman, et al. Phys.Lett.B 672, 17, (2009).
- [5] T.Otsuka, et al. Phys.Rev.Lett. **87**, 082502, (2001)
- [6] T.Otsuka, et al. Phys.Rev.Lett. **95**, 232502, (2005)
- [7] Y.Yanagisawa, et al. Phys.Lett.B 566, 84, (2003).
- [8] Y.Utsuno, et al. Phys.Rev.C **64**, 011301, (2001).
- [9] P.Fallon, et al. Phys.Rev.C **81**, 041302, (2010).
- [10] A.T.Reed, et al. Phys.Rev.C **60**, 024311, (1999).
- [11] B.A.Brown, et al. Ann.Phys.(N.Y.) **182**, 191, (1988).
- [12] W.Chung, Ph.D.thesis Michigan State University, (1976).
- [13] Z.Elekes, et al. Phys.Lett.B 599, 17, (2004).
- [14] E.K.Warburton and B.A.Brown, Phys.Rev.C **46**, 923, (1992).
- [15] T.Kubo, et al. Nucl. Inst. Meth.B **70**, 309, (1992).
- [16] 田中直樹, 卒業論文, 東京工業大学, (2009).
- [17] H.Kumagai, et al. Nucl. Inst. Meth.A **470**, 562, (2001).
- [18] 中山佳晃, 修士論文, 東京工業大学, (2009).
- [19] 出口茂樹, 卒業論文, 東京工業大学, (2009).
- [20] 中林彩, 卒業論文, 東京工業大学, (2004).
- [21] 松井信行, 修士論文, 東京工業大学, (2005).
- [22] 小林信之, 卒業論文, 東京工業大学, (2008).
- [23] 田中佳奈, 修士論文, 東京工業大学, (2010).

- [24] 田中直樹, 修士論文, 東京工業大学, (2011).
- [25] G.Audi, A.H.Wapstra and C.Thibault, Nucl.Phys.A **729**, 337, (2003).
- [26] B.Alex Brown and W.A.Richter, Phys.Rev.C **74**, 034315, (2006).
- [27] B.H.Wildenthal, Prog.Part.Nucl.Phys. **11**, 5, (1984).
- [28] B.Alex Brown and B.H.Wildenthal, Annu.Rev.Nucl.Part.Sci. **38**, 29, (1988).
- [29] E.K.Warburton, B.Alex Brown, Phys.Rev.C **46**, 3, (1002).
- [30] D. R. Tilleya, H. R. Wellera, and C. M. Chevesa, Nucl.Phys.A **564**, 1, (1993).
- [31] S.Morinobu, Unpublished, (1976).
- [32] How to use RAYTRACE, H.Ikezoe, M.Sugiyama, N.Shikazono. JAERI-memo 8343, (1979).
- [33] S.B.Kowalski and H.A.Enge, Nucl. Inst. Meth., **258**, 407, (1987).
S.B.Kowalski and H.A.Enge, RAYTRACE Manual, (1987).

謝 辞

本研究を行うにあたり様々な方からのご指導、ご協力を頂きました。

指導教官である中村隆司氏には、研究の指針や進め方に関する的確なアドバイスをして頂き、さらには本論文の構成や文章の書き方も御指導して頂きました。また、助教授である近藤洋介氏には具体的な解析方法を御教授して頂いたり、研究の方向性から細かい疑問点に至るまで幾度も助言を頂きました。

そして、中村研究室の学生の方々には、日頃から多くの点で助けて頂きました。小林信之氏、河田鷹介氏には、解析環境の整備やソフトウェアの使い方などの面でサポートしてもらい大きな助けとなりました。本実験の解析を共に行った田中直樹氏とは、解析に関して頻繁に議論を行うことができ、解析のノウハウや知識を共有させて頂きました。また卒業された先輩方からも助けて頂きました。田中佳奈氏には、解析を進める上で具体的な助言を頂きました。中山佳晃氏は、実験時にドリフトチェンバーを共に担当し、大きな助けとなりました。

理化学研究所重イオン核物理研究室の方々をはじめ、本実験 R405n の共同実験者の方々には丁寧で適切な指導をして頂きました。特にソウル大学の佐藤義輝氏と K.Tshoo 氏は、本研究全体を通して御指導、助言を頂きました。

本研究は多くの方々のご指導、助言により行うことができました。みなさまには心より感謝致します。最後に、経済的支援および精神的に支えていただいた家族への感謝をもって本研究の謝辞と致します。

RIKEN-R405n Collaborators(敬称略)³ ;

中村隆司、近藤洋介、中山佳晃、田中佳奈、小林信之、河田鷹介、田中直樹、佐藤義輝^A、K. Tshoo^A、H.C. Bhang^A、S.H. Choi^A、本林透^B、櫻井博儀^B、大津秀暁^B、青井考^B、柳澤善行^B、武内聡^B、米田健一郎^B、梅野泰宏^B、市原正泰^B、H.J. Ong^C、下浦亨^D、小林俊雄^E、松田洋平^E、松下昌史^F、本多崇成^F、炭竈聡之^G、宮下雄樹^G、吉永健太^G、N.A. Orr^H、F.M. Marques^H、J. Gibelin^H、F. Delaunay^H、D. Sohler^I、T. Zheng^J、Z.H. Li^J、Z.X. Cao^J

³東京工業大学、A: Seoul National Univ.、B: 理化学研究所、C: 東京大学、D: 東京大学原子核科学研究センター(CNS)、E: 東北大学、F: 立教大学、G: 東京理科大学、H: Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen、I: Institute of Nuclear Physics (ATOMKI)、J: Peking Univ.