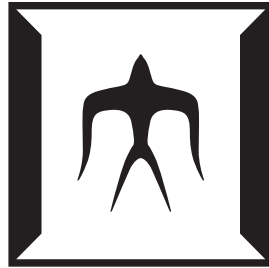


2020 年度
修士論文

^{25}O の不変質量核分光



東京工業大学 理学院 物理学系
学籍番号 19M00783
吉留勇起
指導教官 中村隆司

Abstract

The sudden change of neutron drip line between oxygen isotopes and fluorine isotopes, which is called Oxygen anomaly, has not been revealed. It is known that there is the island of inversion at $10 \leq Z \leq 12$ in neutron-rich region, where the magic number $N = 20$ disappears by shell evolution. In addition, disappearance of $N = 20$ magicity at $Z = 9$ is also suggested. The relationship between the island of inversion and shell evolution is probably a key to reveal the mechanism of Oxygen anomaly.

In order to clarify the excited states of ^{25}O , an invariant-mass spectroscopy was performed at RIBF. ^{25}O is composed of ^{24}O (doubly magic nucleus) and one neutron. The energy spectrum of ^{25}O reflects the shell structure and we can get insight of $N = 20$ shell gap. In addition, it is discussed that ^{26}O may have dineutron correlation based in three body model calculation. Investigation of excited states of ^{25}O leads to understanding ^{26}O composed of ^{24}O and two neutrons.

Previously some experiments to produce excited states of ^{25}O were conducted by one-proton removal reaction of ^{26}F , (d, p) transfer reaction of ^{24}O and two-proton removal reaction of ^{27}Ne . However, none of the experiments could find decisive experimental facts. Only ground state ($3/2^+$) of ^{25}O was observed. In our research, ^{25}O was produced by (n, p) -type charge exchange reaction of ^{25}F beam (218 MeV/nucleon), one-proton removal reaction of ^{26}F beam (202 MeV/nucleon) and two-proton removal reaction of ^{27}Ne beam (234 MeV/nucleon) on a carbon target (1.8 g/cm²). These beams were generated by projectile fragmentation reaction of ^{48}Ca primary beam (345 MeV/nucleon) on a beryllium target. The invariant mass of ^{25}O is extracted from momentums of $^{24}\text{O}+1n$ or $^{23}\text{O}+2n$.

As a result, we have observed a new excited state of ^{25}O whose excitation energy is $E_x = 3.9(1)$ MeV by charge exchange reaction of ^{25}F . In this reaction, it was also suggested that the existence of a $E_x = 1.4(1)$ MeV state. And three excited states whose excitation energies are 5.1(2), 7.0(2), 9.3(3) MeV were observed in the $2n$ coincidence channel of one-proton removal reaction of ^{26}F . In addition, new excited states of $E_x = 7.1(1)$ MeV and $E_x \approx 10$ MeV of ^{24}O was observed by one-proton removal reaction of ^{25}F .

概要

酸素同位体 ($Z = 8$) とフッ素同位体 ($Z = 9$) の間では中性子ドリップラインが急激に変化することが知られている。この酸素ドリップライン異常と呼ばれる現象の原因はいまだ未解明である。近傍の $10 \leq Z \leq 12$ の中性子過剰領域は逆転の島と呼ばれ、 $N = 20$ の魔法数が消失することが知られており、 $Z = 9$ の領域まで広がっているとの示唆もある。また、酸素のドリップライン核は二重閉殻核の ^{24}O であり、酸素ドリップライン異常と殻構造の関係が解明の鍵であると考えられる。

この領域における殻構造を明らかにするため、理研 RIBF において ^{25}O の励起状態の探索実験を行った。 ^{25}O のエネルギースペクトルは殻構造を反映するため、 $N = 20$ のシェルギャップについて知見を得ることができる。さらに ^{26}O ではダイニュートロン相関の発達が三体モデル計算をもとに議論されている。二重閉殻核 ^{24}O と一中性子で構成される ^{25}O の理解は $^{24}\text{O} + n + n$ という三体の ^{26}O の構造の理解につながる。

^{25}O の基底状態についてはスピンパリティが $3/2^+$ で一中性子分離エネルギー $S_n = -0.749$ MeV ということが分かっている。先行研究では一陽子分離反応、一中性子移行反応、二陽子分離反応を用いて ^{25}O の実験が行われたが、いずれも ^{25}O の励起状態の確定的な証拠は得られていない。本研究では荷電交換反応、一陽子分離反応、二陽子分離反応を用いて ^{25}O の不変質量核分光実験を行った。二次ビームである ^{25}F (218 MeV/nucleon), ^{26}F (202 MeV/nucleon), ^{27}Ne (234 MeV/nucleon) は RIBF の ^{48}Ca 一次ビーム (345 MeV/nucleon) の入射核破砕反応により生成される。 ^{25}O は即座に ^{23}O や ^{24}O の荷電フラグメントと中性子に崩壊する。崩壊後の荷電フラグメントと中性子の運動量ベクトルを多種粒子測定装置 SAMURAI によって測定し、不変質量法により ^{25}O の非束縛状態の同定を行う。本研究では一中性子崩壊チャンネルと二中性子崩壊チャンネルについて解析を行った。

荷電交換反応で生成した ^{25}O の一中性子崩壊チャンネルでは一つの新準位を観測し、励起エネルギーは 3.9(1) MeV であった。また、励起エネルギーが 1.4 MeV 付近の励起状態の存在を示唆する結果も得られた。二陽子分離反応で生成した ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルでは、二つの新準位を含む三つの励起状態を観測し、励起エネルギーはそれぞれ 5.1(2) MeV, 7.0(2) MeV, 9.3(3) MeV であった。 ^{25}F の一陽子分離反応により生成された ^{24}O についても励起エネルギーが 7.1(1) MeV の新準位を一中性子崩壊チャンネルで観測し、励起エネルギーが約 10 MeV の励起状態の存在も観測することができた。

目次

第 1 章 序	1
第 2 章 実験原理	9
2.1 入射核破碎反応	9
2.2 荷電交換反応	10
2.3 一陽子分離反応	10
2.4 二陽子分離反応	10
2.5 インクルーシブ断面積	11
2.6 不変質量法	13
2.7 Breit-Wigner 分布	15
2.8 一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp}	16
第 3 章 実験	17
3.1 BigRIPS のセットアップ	19
3.1.1 BPC	20
3.1.2 プラスチックシンチレータ	21
3.1.3 ICB	22
3.1.4 BDC1, BDC2	23
3.2 SAMURAI のセットアップ	24
3.2.1 SAMURAI マグネット	26
3.2.2 FDC1	27
3.2.3 FDC2	28
3.2.4 HODF	29
3.2.5 NEBULA	29
3.3 トリガーロジック	31
3.4 データセット	32
第 4 章 解析	33
4.1 二次ビームの解析	33
4.1.1 二次ビームの粒子識別	33
4.1.2 二次ビームのゲート条件	35
4.2 荷電フラグメントの解析	44
4.2.1 荷電フラグメントの粒子識別	44

4.2.2	荷電フラグメントのゲート条件	49
4.2.3	荷電フラグメントの検出効率	51
4.3	中性子の解析	55
4.3.1	一中性子解析	55
4.3.2	二中性子解析	55
4.3.3	クロストーク解析の妥当性	65
4.4	標的なしの Run の解析	71
4.5	NEBULA の検出効率の評価	72
4.5.1	一中性子崩壊の検出効率	72
4.5.2	二中性子崩壊の検出効率	76
4.5.3	シーケンシャルな崩壊過程における検出効率	77
4.6	分解能シミュレーション	78
4.6.1	ドリフトチェンバーの分解能	78
4.6.2	NEBULA の分解能	80
4.6.3	クーロン多重散乱	80
4.6.4	エネルギー損失	81
4.6.5	分解能のエネルギー依存性	82
第 5 章	結果と議論	84
5.1	^{25}O の解析結果	85
5.1.1	^{25}F の荷電交換反応	85
5.1.2	^{26}F の一陽子分離反応	91
5.1.3	^{27}Ne の二陽子分離反応	98
5.2	^{24}O の解析結果	103
5.2.1	^{26}F ビームと ^{22}O のコインシデンスイベント	103
5.2.2	^{25}F ビームと ^{22}O のコインシデンスイベント	107
5.2.3	^{25}F の一陽子分離反応	110
5.2.4	インクルーシブな ^{25}F の一陽子分離反応断面積	115
5.3	結果のまとめと議論	116
5.4	理論との比較	118
第 6 章	まとめと今後の展望	122
Appendix A		123
A.1	正負パリティの混合と確率密度	123
A.2	重心系における相対エネルギー	124
A.3	シミュレーションで発生させるイベント数の見積もり	125
A.4	ドリフトチェンバーの位置分解能	126
A.5	Dalitz プロットの誤差の評価	128
A.6	^{25}F の荷電交換反応における ^{24}O への崩壊チャンネルの解析の補足	130

A.7	^{26}F の一陽子分離反応における ^{23}O への崩壊チャンネルの解析の補足	131
A.7.1	^{23}O への崩壊チャンネルにおける $E_{rel}(2n)$ のフィッティング結果	131
A.7.2	$E_{rel}^l(1n) = 0.6$ MeV 以外の考えられる崩壊経路のゲート	131
A.7.3	二中性子崩壊の崩壊経路と二中性子崩壊における l の同定	134
A.8	^{25}F の一陽子分離反応における ^{23}O への崩壊チャンネルの解析の補足	139
A.9	Gade プロットにおける σ_{th} の導出	141
参考文献		142

目 次

1.1	軽い原子核付近の核図表	1
1.2	酸素同位体のドリップライン付近における三体力の影響 [6]	2
1.3	HFB 法による一粒子軌道エネルギー	3
1.4	^{25}O の基底状態の配位	4
1.5	三体モデル計算による ^{26}O の密度分布	5
1.6	先行研究と本研究での ^{25}O の生成チャンネル	6
1.7	各先行研究で主に生成されたと考えられる ^{25}O の配位	6
1.8	一陽子分離反応で観測された ^{25}O の相対エネルギースペクトル	7
1.9	一中性子移行反応で観測された ^{25}O の相対エネルギースペクトル	7
1.10	二陽子分離反応で観測された ^{25}O の相対エネルギースペクトル	7
1.11	^{25}F の荷電交換反応による殻構造の変化	8
2.1	入射核破碎反応の模式図	9
2.2	荷電交換反応	10
2.3	S_n を用いる不変質量法の概略図	14
2.4	S_{2n} を用いる不変質量法の概略図	14
2.5	井戸型ポテンシャル近似 [34] にもとづく一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp}^W (実線) と R 行列理論にもとづく一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp}^R (破線)	16
3.1	理化学研究所 RIBF の概観	17
3.2	BigRIPS の概観	18
3.3	SAMURAI の概観	18
3.4	BPC の詳細 [40]	20
3.5	ICB の詳細 [40]	22
3.6	BDC の詳細 [40]	23
3.7	SAMURAI セットアップの各検出器等の位置	25
3.8	SAMURAI マグネットの詳細 [40]	26
3.9	FDC1 の詳細 [40]	27
3.10	FDC2 の詳細 [40]	28
3.11	HODF の詳細 [40]	29
3.12	NEBULA の詳細 [40]	30
3.13	ビームトリガーの生成回路	31
3.14	ニュートロントリガーの生成回路	31

4.1	二次ビームの粒子識別図	35
4.2	ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} の一次関数でのフィッティング	36
4.3	図 4.2 における p_1 分布のガウス分布でのフィッティング	36
4.4	ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} のフィッティング	36
4.5	図 4.4 における p_1 分布のガウス分布でのフィッティング	36
4.6	TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} のフィッティング	37
4.7	図 4.6 における p_1 分布のガウス分布でのフィッティング	37
4.8	ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} における 5σ のゲート条件	38
4.9	ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} における 5σ のゲート条件	38
4.10	TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} における 5σ のゲート条件. 黒線で囲まれたイベントのみを選択する.	38
4.11	ΔE の相関によるゲート後の粒子識別図	39
4.12	TOF の相関によるゲート後の粒子識別図	39
4.13	ΔE 相関と TOF の相関によるゲートをかけた粒子識別図	39
4.14	各二次ビームのゲート条件決定のための A/Z , Z のガウス分布でのフィッティング	40
4.15	^{25}F の二次ビームの全イベントの位置分布	42
4.16	標的での ^{25}F の位置分布	43
4.17	^{25}F の入射角度分布	43
4.18	標的での ^{26}F の位置分布	43
4.19	^{26}F の入射角度分布	43
4.20	標的での ^{27}Ne の位置分布	43
4.21	^{27}Ne の入射角度分布	43
4.22	TOF と Q_{HODF} の相関図	45
4.23	TOF と Z_{raw} の相関図	45
4.24	TDC 分布と位置分布の対応例	46
4.25	ドリフト距離に補正項を加える前の X_{TDC} vs X_{residual} 分布	46
4.26	1 回補正後の X_{TDC} vs X_{residual}	47
4.27	2 回補正後の X_{TDC} vs X_{residual}	47
4.28	3 回補正後の X_{TDC} vs X_{residual}	47
4.29	4 回補正後の X_{TDC} vs X_{residual}	47
4.30	荷電フラグメントの粒子識別図	49
4.31	$7.5 < Z < 8.5$ を選択した場合の A/Z 分布	50
4.32	図 4.31 によって得られる範囲の A/Z を選択した場合の Z 分布	50
4.33	DB トリガーでの ^{25}F から ^{24}O への反応反応チャンネルでの HODF の位置分布	52
4.34	BN トリガーでの ^{25}F から ^{24}O への反応反応チャンネルでの HODF の位置分布	52
4.35	BN トリガーでの ^{25}F から ^{23}O への反応チャンネルでの HODF の位置分布	52
4.36	BN トリガーでの ^{25}F から ^{22}O への反応チャンネルでの HODF の位置分布	52
4.37	BN トリガーでの ^{26}F から ^{24}O への反応チャンネルでの HODF の位置分布	53
4.38	BN トリガーでの ^{26}F から ^{23}O への反応チャンネルでの HODF の位置分布	53

4.39 BN トリガーでの ^{27}Ne から ^{24}O への反応チャンネルでの HODF の位置分布	53
4.40 BN トリガーでの ^{27}Ne から ^{23}O への反応チャンネルでの HODF の位置分布	53
4.41 クロストーク解析のフローチャート	56
4.42 GEANT4 シミュレーションの様子	56
4.43 標的中心での位置分布	57
4.44 入射角度分布	57
4.45 NEBULA 上面から見た Same wall のクロストークの様子	58
4.46 Same wall の反跳陽子によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション)	59
4.47 Same wall の反跳陽子によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション)	59
4.48 Same wall の一中性子によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション)	60
4.49 Same wall の一中性子によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション)	60
4.50 Same wall の γ 線によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション) . .	61
4.51 Same wall の γ 線によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション) . .	61
4.52 Different wall のクロストークの様子	62
4.53 Different wall の一中性子によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション)	63
4.54 Different wall の一中性子によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション)	63
4.55 Different wall の γ 線によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション)	64
4.56 Different wall の γ 線によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション)	64
4.57 二中性子崩壊のシミュレーションでのトラッキング	65
4.58 ^{26}F ビームから生成した ^{24}O から $^{22}\text{O}+2n$ への崩壊経路 [47]	68
4.59 先行研究 [47] のクロストーク除去前の Dalitz プロット	69
4.60 先行研究 [47] のクロストーク除去後の Dalitz プロット	69
4.61 図 4.59 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影	69
4.62 図 4.60 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影	69
4.63 図 4.59 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影	69
4.64 図 4.60 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影	69
4.65 本研究のクロストーク除去前の Dalitz プロット	70
4.66 本研究のクロストーク除去後の Dalitz プロット	70
4.67 図 4.65 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影	70
4.68 図 4.66 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影	70
4.69 図 4.65 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影	70
4.70 図 4.66 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影	70
4.71 GEANT4 シミュレーションでの崩壊前後の概観	72
4.72 荷電交換反応で生成された ^{25}O の散乱角度分布	74
4.73 荷電交換反応を想定したシミュレーションの生成イベント数の分布	75
4.74 荷電交換反応を想定したシミュレーションの検出数分布	75
4.75 一中性子崩壊シミュレーションの検出効率の二次元分布	75
4.76 荷電交換反応を想定したシミュレーションの検出効率	75
4.77 二中性子崩壊シミュレーションによる検出効率	76

4.78	各シミュレーションにおける検出効率の $E_{rel}(2n)$ 依存性	77
4.79	BDC1 の残差分布の射影	79
4.80	BDC2 の残差分布の射影	79
4.81	FDC1 の残差分布の射影	79
4.82	クーロン多重散乱の概略図	80
4.83	崩壊位置によるエネルギー損失の差の概略図	81
4.84	各相対エネルギーについて再構成されたエネルギースペクトル	82
4.85	$E_{rel} = 5$ MeV でのシミュレーションの非対称ガウシアンフィッティングの結果	83
4.86	非対称ガウシアンフィッティングの低エネルギー側の σ	83
4.87	非対称ガウシアンフィッティングの高エネルギー側の σ	83
5.1	先行研究 [47, 49–56] の結果をもとにした酸素同位体のレベル図	84
5.2	^{25}F の荷電交換反応における ^{25}O の一中性子崩壊チャンネルの E_{rel} 分布	85
5.3	p 波共鳴を仮定したフィッティング結果	87
5.4	図 5.3 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布	87
5.5	(1) のピークを p 波共鳴と仮定したフィッティング結果	88
5.6	図 5.5 実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布	88
5.7	(1) のピークを d 波共鳴と仮定したフィッティング結果	88
5.8	図 5.7 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布	88
5.9	(1) のピークを f 波共鳴と仮定したフィッティング結果	89
5.10	図 5.9 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布	89
5.11	^{25}F の荷電交換反応における ^{25}O の二中性子崩壊の $E_{rel}(2n)$ 分布	90
5.12	^{26}F の一陽子分離反応における ^{25}O の二中性子崩壊の $E_{rel}(2n)$ 分布	91
5.13	Dalitz プロットに用いる二体の相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ の定義	92
5.14	^{26}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの Dalitz プロット	93
5.15	図 5.14 の E_{rel}^l 射影	93
5.16	図 5.14 の E_{rel}^h 射影	93
5.17	^{26}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図	94
5.18	^{26}F から ^{23}O へのチャンネルの $E_{rel}^l(1n)$ vs $E_{rel}(2n)$	95
5.19	^{26}F から ^{23}O へのチャンネルの $E_{rel}^h(1n)$ vs $E_{rel}(2n)$	95
5.20	図 5.18 について $0.4 \leq E_{rel}^l(1n) \leq 0.8$ MeV でゲートした $E_{rel}(2n)$ 分布	95
5.21	図 5.20 について三つの Breit-Wigner 分布でフィッティングを行った結果	97
5.22	^{27}Ne の二陽子分離反応における ^{25}O の一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布	98
5.23	^{27}Ne の二陽子分離反応における ^{25}O の一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布 (log スケール)	98
5.24	図 5.22 を $l = 2$ の Breit-Wigner 分布でフィットした結果	99
5.25	^{27}Ne の二陽子分離反応における ^{25}O の二中性子崩壊の $E_{rel}(2n)$ 分布	100
5.26	^{27}Ne の二陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図	101
5.27	^{27}Ne の二陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図	101
5.28	図 5.26 の E_{rel}^l 射影	101
5.29	図 5.26 の $E_{rel}^l \leq 0.5$ の E_{rel}^h 射影	101

5.30	^{25}O の崩壊経路	102
5.31	先行研究 [47] による ^{26}F ビームと $^{22}\text{O}+1n$ のコインシデンスイベントにおける相対エネルギー分布	103
5.32	^{26}F ビームと ^{22}O の荷電フラグメントのコインシデンスにおける $E_{rel}(1n)$ 分布	104
5.33	^{26}F と ^{22}O のコインシデンスイベントにおける $E_{rel}(2n)$ 分布	104
5.34	^{26}F ビーム, ^{22}O のコインシデンスイベントにおける Dalitz プロット	105
5.35	^{26}F ビーム, ^{22}O のコインシデンスイベントにおける $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図	105
5.36	図 5.34 の $E_{rel}^l(1n)$ 射影	105
5.37	図 5.34 の $E_{rel}^h(1n)$ 射影	105
5.38	図 5.33 の $0 < E_{rel}(2n) < 1.1$ MeV のフィッティング結果	106
5.39	^{25}F ビームと ^{22}O の荷電フラグメントのコインシデンスにおける $E_{rel}(1n)$ 分布	107
5.40	^{25}F の一陽子分離反応における $E_{rel}(2n)$ 分布	107
5.41	^{25}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの Dalitz プロット	108
5.42	^{25}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図	108
5.43	図 5.41 の $E_{rel}^l(1n)$ 射影	108
5.44	図 5.41 の $E_{rel}^h(1n)$ 射影	108
5.45	$E_{rel}^l(1n) < 0.2$ MeV でゲートした $E_{rel}(2n)$ 分布のフィッティング結果	109
5.46	^{25}F の一陽子分離反応における ^{24}O の一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布	110
5.47	先行研究 [56] による ^{24}O の一中性子崩壊の相対エネルギー分布	111
5.48	図 5.46 のフィッティング結果	112
5.49	^{24}O および ^{23}O の崩壊経路	114
5.50	先行研究 [58] による Gade プロット	115
5.51	本研究で最終的に得られたレベル図	116
5.52	^{26}F の基底状態 (1^+) の配位	117
5.53	本研究のレベル図と各理論計算の比較	118
5.54	^{25}O の基底状態 ($J^\pi = 3/2^+$) で支配的であると考えられるの配位	121
5.55	^{25}O の $J^\pi = 7/2^-$ の励起状態で支配的と考えられる配位	121
5.56	^{25}O の $J^\pi = 1/2^+$ の励起状態で支配的と考えられる配位	121
A.1	重心系での崩壊図 (一中性子崩壊)	124
A.2	各質量数の Dalitz プロットの相対誤差	129
A.3	d 波共鳴を仮定したフィッティング結果	130
A.4	図 A.3 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布	130
A.5	f 波共鳴を仮定したフィッティング結果	130
A.6	図 A.5 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布	130
A.7	$E_{rel}^l \leq 0.5$ MeV の E_{rel}^h 分布	132
A.8	E_{rel}^l 分布 ($0.6 \leq E_{rel}^h \leq 1.4$ MeV)	132
A.9	$1.0 \leq E_{rel}^l \leq 1.4$ MeV の E_{rel}^h 分布	132
A.10	$2.0 \leq E_{rel}^l \leq 2.4$ MeV の E_{rel}^h 分布	132
A.11	E_{rel}^l 分布 ($2.3 \leq E_{rel}^h \leq 0.5$ MeV)	133

A.12 E_{rel}^l 分布 ($0.4 \leq E_{rel}^h \leq 0.8$ MeV)	133
A.13 E_{rel}^l 分布 ($1.0 \leq E_{rel}^h \leq 1.4$ MeV)	133
A.14 E_{rel}^l 分布 ($2.0 \leq E_{rel}^h \leq 2.4$ MeV)	133
A.15 崩壊チャンネル1の様子	134
A.16 崩壊チャンネル2の様子	135
A.17 $E_{rel}(2n) - E_{rel}^{(0.6)}(1n)$ 分布 ($0.4 \leq E_{rel}^l(1n) \leq 0.8$)	135
A.18 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 1, 2)$ でのフィッティング	137
A.19 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 2, 2)$ でのフィッティング	137
A.20 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (2, 1, 1)$ でのフィッティング	137
A.21 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (2, 2, 2)$ でのフィッティング	138
A.22 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 3, 2)$ でのフィッティング	138
A.23 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 3, 3)$ でのフィッティング	138
A.24 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (1, 1)$ を仮定したフィッティング結果	139
A.25 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (1, 2)$ を仮定したフィッティング結果	139
A.26 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (1, 3)$ を仮定したフィッティング結果	140
A.27 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (2, 1)$ を仮定したフィッティング結果	140
A.28 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (2, 2)$ を仮定したフィッティング結果	140
A.29 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (2, 3)$ を仮定したフィッティング結果	140

表 目 次

2.1	本研究で用いる全反応断面積 σ_R の一覧	11
2.2	Breit-Wigner 分布でのフィッティングに用いる関数一覧	15
3.1	BigRIPS の設定	19
3.2	BPC の仕様	20
3.3	プラスチックシンチレータの仕様	21
3.4	ICB の仕様	22
3.5	BDC1, 2 の仕様	23
3.6	SAMURAI マグネットの仕様	26
3.7	FDC1 の仕様	27
3.8	FDC2 の仕様	28
3.9	HODF の仕様	29
3.10	NEBULA の仕様	30
3.11	一次ビームと一次標的	32
3.12	本実験のデータセット	32
3.13	各ビームのエネルギーとビーム強度	32
4.1	二次ビームのゲート条件のパラメータ	41
4.2	二次ビームの詳細	41
4.3	荷電フラグメントのゲート条件に用いた粒子	49
4.4	各原子番号に対する FDC1 と FDC2 の検出効率	51
4.5	各反応チャンネルにおける HODF の検出効率	54
4.6	中性子のトラッキングにより求めた二中性子崩壊チャンネルにおけるクロストーク 残存率 R_ν	66
4.7	クロストーク残存率 $R_\nu^{(1)}$ の比較	67
4.8	クロストーク残存率 $R_\nu^{(2)}$ の比較	67
4.9	各原子番号に対する FDC1 と FDC2 の検出効率	78
5.1	(2) で仮定した崩壊中性子の軌道角運動量とフィット結果から求めた S_W , S_R (2.8 節参照), および励起状態 (2) の断面積 $\sigma_{(2)}$ と基底状態の断面積 $\sigma_{g.s.}$ の一覧	87
5.2	フィッティングで仮定した (1) の崩壊中性子の軌道角運動量とフィッティングにより 得られた共鳴エネルギー $E_r^{(1)}$ および (1) の断面積 $\sigma_{(1)}$	89

5.3	フィッティングにより得られた共鳴エネルギーと励起エネルギーおよび各励起状態の断面積	97
5.4	図 5.24 のフィッティングにより得られた共鳴エネルギー E_r と共鳴幅 $\Gamma_{exp}(E_r)$, および先行研究 [18] の結果	99
5.5	図 5.46 のフィッティングの際に仮定した軌道角運動量と $^{23}\text{O}_{g.s.}$ との相対エネルギー	112
5.6	図 5.46 のフィッティングの結果	113
5.7	実験結果と理論計算の値のまとめ	119
A.1	^{26}F の一陽子分離反応における ^{23}O への崩壊チャンネルの相対エネルギーのフィッティング結果	131
A.2	フィッティングの際に仮定した軌道角運動量と $^{23}\text{O}_{g.s.}$ との相対エネルギー	139

第1章 序

我々の宇宙は、その進化の過程で原子核の反応が進むことで多様化してきた。鉄より重い元素は r プロセスと呼ばれる中性子過剰核を経由する元素合成過程を経て生成されたとする説が有力である。中性子過剰核は超新星爆発や中性子星同士の衝突などで瞬間的に存在したと考えられているが、いまだよく分かっていない。こういった中性子過剰領域の原子核構造を明らかにすることは宇宙の元素合成プロセスを理解する鍵となる。

不安定核ビームの生成技術の進展により、軽い核 ($Z \leq 10$) では中性子ドリップラインに至る中性子過剰核の研究が進んでいる。中性子ドリップラインとは、核図表上で中性子過剰核が束縛できる限界線のことである。最近の研究結果 [1] によりフッ素同位体は ^{31}F ($N = 22$) がドリップラインとなっていることが分かった。一方で、酸素同位体は ^{24}O ($N = 16$) がドリップラインとなっている [2-5]。つまり $Z = 8$ から $Z = 9$ への陽子数 1 の変化による中性子ドリップラインの中性子数の変化は 6 となり、他の原子核と比べて非常に大きくなっている (図 1.1 参照)。

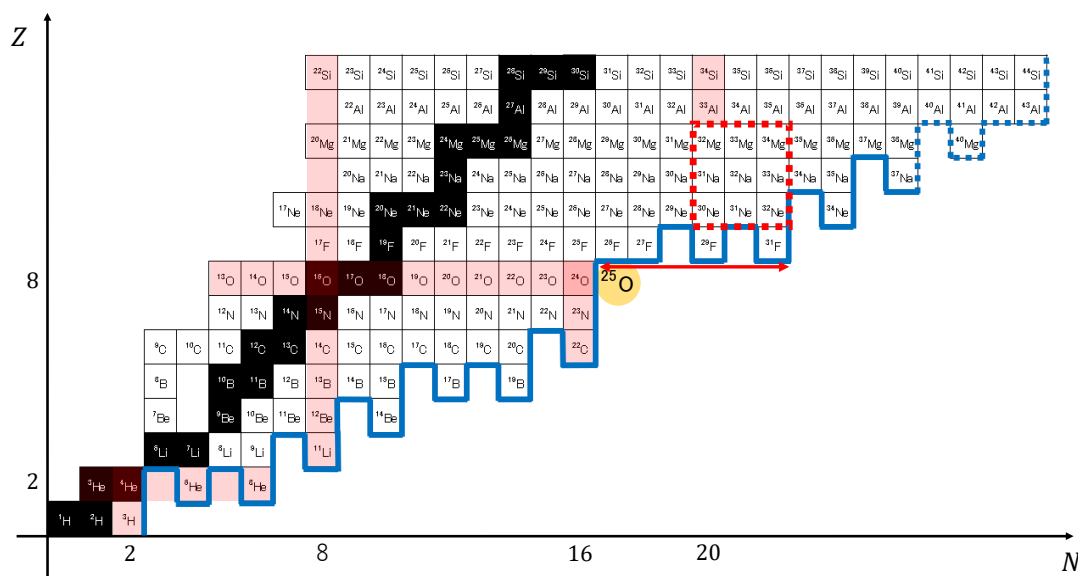


図 1.1: 軽い原子核付近の核図表。青線が確定している中性子ドリップライン、青破線がまだ確定していない中性子ドリップライン、赤点線枠が典型的な逆転の島、赤矢印が酸素ドリップライン異常を示している。非束縛核は表示していない。

酸素ドリップライン異常と呼ばれるこの中性子ドリップラインの急激な変化の原因は未だ解明されていない。理論的には三体力¹が重要な役割を果たしていると考えられている [6]。図 1.2 に示すよう二体力のみの場合と三体力を考慮する場合で中性子ドリップラインを超える部分で大きく差が出ていることが分かる。

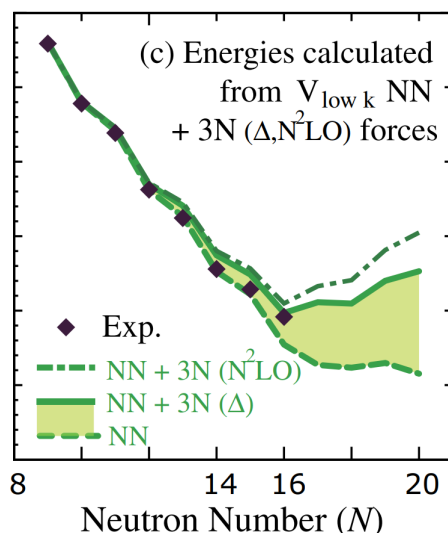


図 1.2: 酸素同位体のドリップライン付近における三体力の影響 [6]。横軸が中性子数，縦軸がエネルギー。中性子数が $N = 16$ (中性子ドリップライン核 ^{24}O) を超えると二体力のみの場合と大きく差が出ていることが分かる。

酸素ドリップライン異常の他の要因としては殻進化 (殻構造の変化) が考えられている。安定核では 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 が魔法数として知られており，この数の陽子や中性子を持つ原子核は閉殻構造をとるため特に安定な性質を示す。しかし，中性子過剰核においては ^{24}O における新魔法数 $N = 16$ の出現 [7] や ^{32}Mg などに見られる魔法数 $N = 20$ の消失 [8] などの魔法数の異常が確認されており，これらは殻進化によるものであると考えられている。図 1.1 中で赤線で囲まれた範囲 ($10 \leq Z \leq 12, 20 \leq N \leq 22$) では， $N = 20$ の魔法数が消失し，基底状態が通常の殻構造に従わない原子核で，島のように現れることから逆転の島と呼ばれている。逆転の島が出現するメカニズムを探るため，関連する不安定核について精力的な研究が行われている。例えば先行研究 [9] ではマグネシウム同位体 ($Z = 12$) については，逆転の島の領域がこの赤枠の範囲を超えてより中性子過剰核側に広がっていると示唆されている。フッ素同位体 ($Z = 9$) では， ^{28}F の研究 [10] により ^{28}F が逆転の島の内側であることや， ^{29}F について $N = 20$ の魔法数を破っていること [11] が示唆されている。またフッ素の中性子ドリップライン核である ^{29}F が 2 中性子ハロー核であること [12] なども見つかり，フッ素同位体の殻構造が徐々に明らかになりつつある。

¹原子核構造においては，2 個の核子間 (二体力) の合力だけでは説明できない部分があり，その大部分はいわゆる 3 核子間力 (三体力) が効いていると考えられている。第三の核子が入ることで二体力の合力を超える力が生まれるのであるが，核子の Δ 励起によるもの (藤田宮沢型) などが三体力の起源と考えられている。しかし，いまだに三体力の全容が明らかになっておらず，その解明は現代核物理の重要課題の一つとなっている。

中性子数が16を超える中性子過剰核について、 $Z = 9$ のフッ素同位体がこのように殻構造が明らかにならなかつたのに対し、 $Z = 8$ の酸素同位体では実験がまだ少なく、その殻構造は殆ど明らかになっていない。最新の先行研究 [13] では ^{25}F と ^{24}O の基底状態の波動関数のオーバーラップ $\langle ^{25}\text{F} | ^{24}\text{O}_{g.s.} \rangle$ が ^{25}F と ^{24}O の励起状態の波動関数のオーバーラップ $\langle ^{25}\text{F} | ^{24}\text{O}_{exc} \rangle$ よりも小さく、中性子過剰なフッ素同位体と酸素同位体の中性子の配位が異なるという結果が得られているが、具体的に殻構造がどのように変化しているかは分かっていない。平均場に基づく計算に対相関の効果を含めた理論計算である Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 計算 [14, 15] によれば、図 1.3 に示すように、酸素同位体における1粒子軌道エネルギーが得られている。図 1.3 から中性子数が増えるに

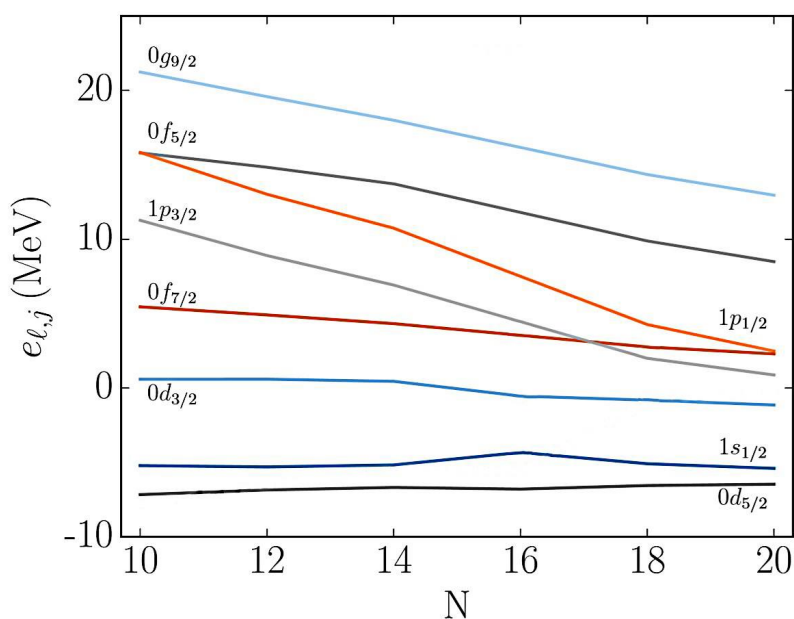


図 1.3: HFB 法による酸素同位体の1粒子軌道エネルギー [16]. 横軸の N は酸素同位体の中性子数を表している。

つれて $p_{3/2}$ や $p_{1/2}$ といった負のパリティを持つ1粒子軌道エネルギーが低下していることが分かる。こういった殻進化を立証するために実験によって酸素同位体のエネルギースペクトルを明らかにすることが必要である。

本論文では ^{25}O の不変質量核分光実験について述べる。 ^{25}O は中性子ドリップラインの外側にある非束縛核であり、図 1.1 で橙色の円で囲った部分に位置している。図 1.4 に ^{25}O の基底状態の配位を示す。図 1.4 に示すように ^{25}O は二重魔法数核 ^{24}O [17] と中性子1個で構成されており、中性子の1粒子軌道エネルギーを決定する上で、鍵となる原子核となっている。実際、その基底状態はエネルギー準位の一番低い $d_{3/2}$ の1粒子状態であると考えられており、先行研究 [18–20] から ^{25}O の基底状態のエネルギーは一中性子崩壊閾値の 749(10) keV 上であるという結果が得られている。一方、励起状態はほとんど分かっていない。 $f_{7/2}$ や $p_{3/2}$ の1粒子状態を観測することができれば、これらの励起エネルギーは1粒子軌道間のエネルギー差に対応するため、 $N = 20$ のシエ

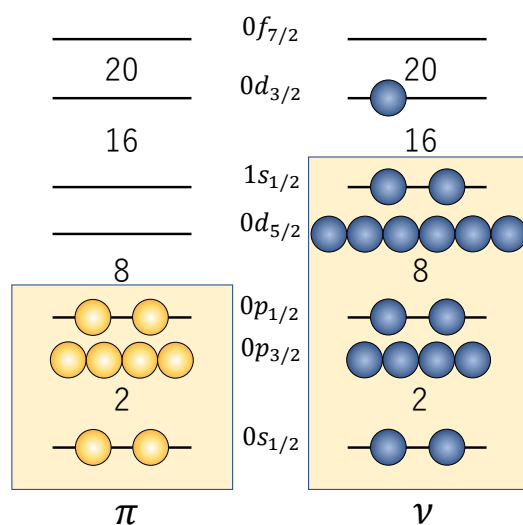


図 1.4: ^{25}O の基底状態の配位. 四角の囲いは ^{24}O に対応し, 閉殻構造をとっている.

ルギャップを知ることができ, 酸素同位体における殻進化の解明につながる.

さらに ^{25}O の殻構造を明らかにすることは ^{26}O のダイニュートロン相関を議論する上でも重要である. ダイニュートロン相関とは原子核中の二中性子が強い相関を持ち, 近い位置に大きな振幅を持つことである. 萩野らの三体モデル計算 [22, 23] によれば, ^{26}O においてダイニュートロン相関の発達が予想されている. 図 1.5 は計算で得られた密度分布であり, $\theta_{12} \approx 0$ に密度が集中していることが分かる. これは二中性子の位置が強い相関を持っていることを表している. この相関が正負のパリティ状態の混合に起因していることが二粒子密度の議論 [25](A.1 参照) によって示されている. 実際に図 1.3 からも中性子過剰な酸素同位体において, 中性子数の増加に伴って $d_{3/2}$ 軌道と pf 軌道のエネルギー差が小さくなっており, 正負のパリティの混合が起りやすくなっていることが予想される. さらに三体モデル計算における $^{24}\text{O} - n$ 間のポテンシャルは ^{25}O の共鳴状態のエネルギーをもとに決定するので, ^{25}O の励起状態のエネルギーを知ることにより正確な計算ができると期待される. 以上のことから pf 軌道のエネルギーを決定することは ^{26}O のダイニュートロン相関を議論する上でも重要である.

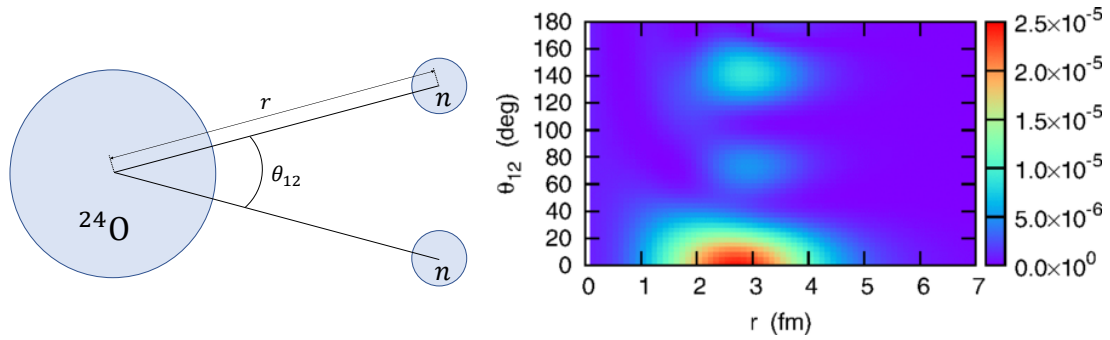


図 1.5: 三体モデル計算による ^{26}O の密度分布 [22, 23] (左図は r と θ_{12} の定義). ダイニュートロン相関以外に開き角が大きい領域に密度が集中しているのは葉巻型の相関と呼ばれる. これは長距離相関である BCS 的相関にもとづく [24].

一陽子分離反応を用いた先行研究では ^{26}F の C 標的 [18, 19] や Be 標的 [20] への入射によって ^{25}O が生成された. ^{26}F の基底状態の殻構造は図 1.7(a) のように二重閉殻核 ^{24}O に加えて一陽子と一中中性子がそれぞれ $0d_{5/2}$ 軌道と $0d_{3/2}$ 軌道を占有した配位でスピンパリティは 1^+ となっている [21]. この反応では主に $0d_{5/2}$ 軌道の陽子のはぎとられ, 反応前の ^{26}F の中性子の配位がそのまま保たれたと考えられる. その結果として主に価中性子が $d_{3/2}$ を占める状態が ^{25}O の基底状態として生成され, それが先行研究では図 1.8 のように観測されている一方, 価中性子が pf 軌道を占める配位や中性子軌道にホールを持つ励起状態が生成されなかったと考えられる. また, これらの研究では ^{25}O の一中性子崩壊のチャンネルのみ解析が行われているため, 二中性子以上に崩壊するチャンネルは全く調べられていない. 一中性子移行反応を用いた先行研究 [16] では ^{24}O を液体重水素標的に入射し, $^{24}\text{O}(d, p)^{25}\text{O}$ 反応により ^{25}O を生成している. この実験では $1/2^+$ の励起状態の観測が崩壊エネルギー $E_{rel} = 3.3$ MeV に示唆された (図 1.9). ここで E_{rel} は $^{24}\text{O}+1n$ の二体の相対エネルギーである. しかしこの実験は統計量が少なく $1/2^+$ 状態の確証は得られていない. 二陽子分離反応を用いた先行研究 [26] では励起エネルギーが 9 MeV の状態の観測が示唆されている (図 1.10). この先行研究では解析が三中性子崩壊のチャンネルについてのみ行われており, 一中性子崩壊や二中性子崩壊の結果は示されていない. 本研究でこうした崩壊チャンネルを解析することで新準位の観測につながる可能性もある.

^{25}O についての先行研究では一陽子分離反応 [18–20], 一中性子移行反応 [16] や二陽子分離反応 [26] を用いて不変質量核分光実験が行われたが, これらの実験ではいずれも収量が不十分であり, ^{25}O の励起状態の決定的な証拠は得られていない. ^{25}O の生成に用いられた反応チャンネルを図 1.6 に, それらの反応で主に生成されたと考えられる配位を図 1.7 に示す.

^{26}Ne	^{27}Ne	^{28}Ne
^{25}F	^{26}F	^{27}F
^{24}O	^{25}O	^{26}O

図 1.6: 先行研究と本研究での ^{25}O の生成チャンネル. 黒線が先行研究, 赤線が本研究での新たなチャンネル.

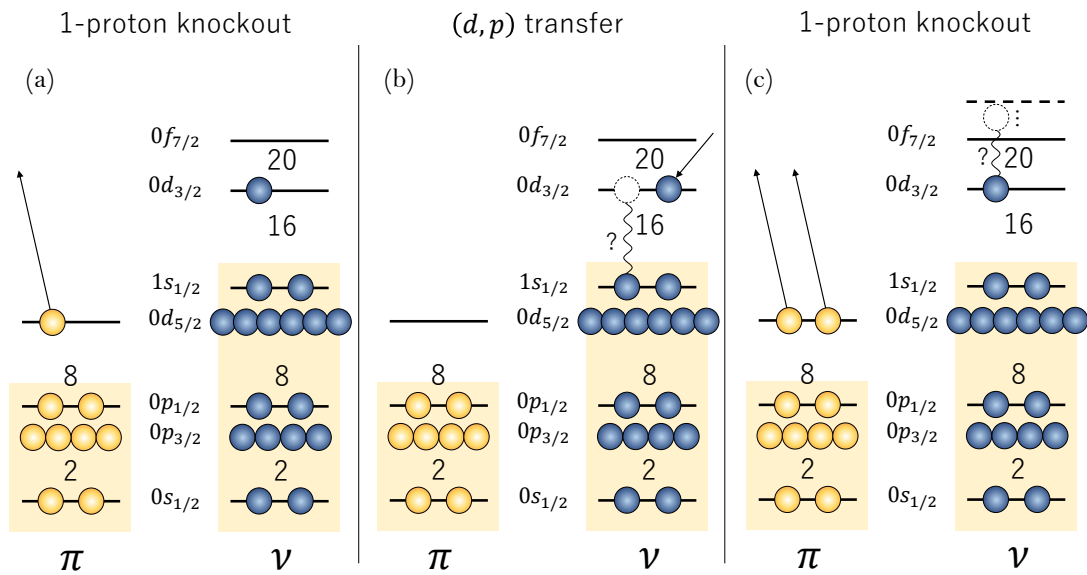


図 1.7: 各先行研究で主に生成されたと考えられる ^{25}O の配位. 左図 (a) が一陽子分離反応による ^{25}O の生成, 中央図 (b) が一中性子移行反応による ^{25}O の生成, 右図 (c) が二陽子分離反応による ^{25}O の生成.

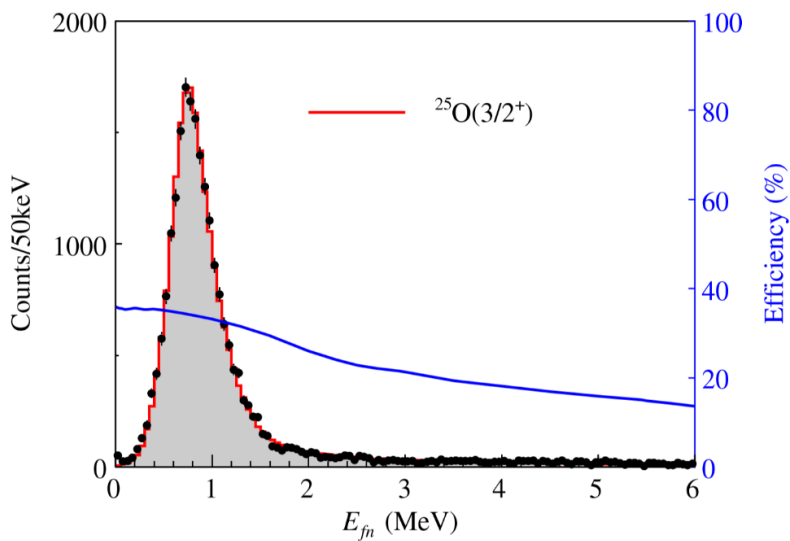


図 1.8: 一陽子分離反応で観測された ^{25}O の相対エネルギースペクトル [18]. 横軸が崩壊エネルギー, 縦軸がカウント数, 青線は検出器全体の検出効率を表している.

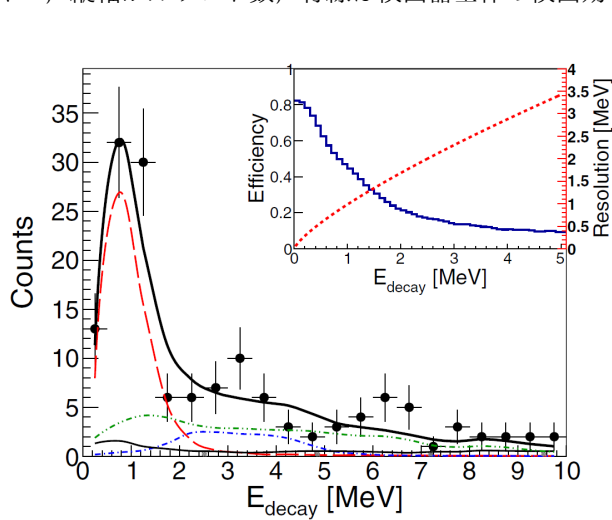


図 1.9: 一中性子移行反応で観測された ^{25}O の相対エネルギースペクトル [16]. 横軸が崩壊エネルギー, 縦軸がカウント数. 黒点が実験データ, 赤線が基底状態, 青線が $1/2^+$ 励起状態, 緑線がバックグラウンドを表している.

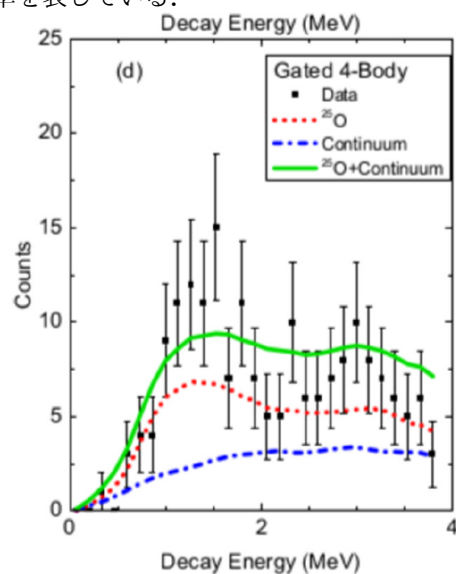


図 1.10: 二陽子分離反応で観測された ^{25}O の相対エネルギースペクトル [26]. 横軸が ^{22}O への崩壊エネルギー, 縦軸がカウント数. 黒点が実験データ, 赤線が ^{25}O , 青線が Continuum, 緑線が総数を表している.

本研究では C 標的での ^{25}F のアイソスピン増加型ⁱⁱ荷電交換反応, ^{26}F の一陽子分離反応, ^{27}Ne の二陽子分離反応の三種の反応を用いて ^{25}O を生成した. アイソスピン増加型荷電交換反応では ^{25}F の一陽子が中性子に変化することで ^{25}O が生成される. 図 1.11 で示すように陽子 \rightarrow 中性子

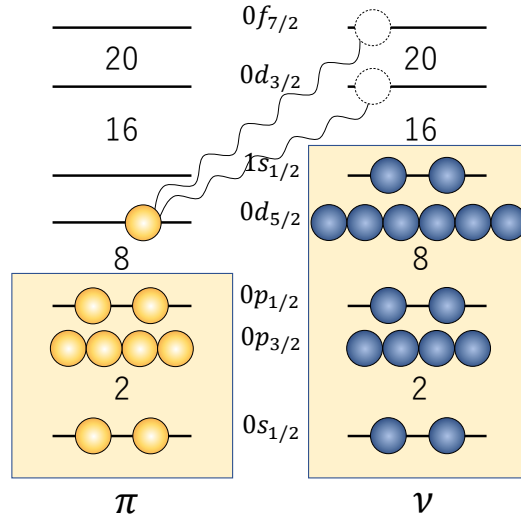


図 1.11: ^{25}F の荷電交換反応で期待される一陽子の遷移

の変化が起きる際, Gamow-Teller 遷移である $\pi d_{5/2} \rightarrow \nu d_{3/2}$ だけでなく, $d_{3/2}$ 軌道より高いエネルギーの pf 軌道に中性子が遷移する可能性もある. これにより ^{25}O について, これまで未発見の励起状態が生成される可能性がある. 本論文では ^{25}O について, ^{25}F の荷電交換反応, ^{26}F の一陽子分離反応, ^{27}Ne の二陽子分離反応の一中性子崩壊チャンネルと二中性子崩壊チャンネルの実験データ解析結果について報告する. また ^{24}O についても解析を行うことができたためその解析結果についても報告する.

以下では, 第 2 章で実験原理について述べ, 第 3 章では実験のセットアップや検出器の概要について述べる. 第 4 章では実験データの解析方法を述べ, 第 5 章では得られた結果とその議論を行う. 第 6 章で本論文のまとめと今後の展望について述べる.

ⁱⁱ (n, p) 型とも呼ばれる.

第2章 実験原理

本章では実験で用いた反応，エネルギースペクトルの導出に用いる不変質量法，断面積の導出方法，エネルギースペクトルのフィッティングに用いる Breit-Wigner 分布，および一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp} による軌道角運動量の同定について述べる．

2.1 入射核破砕反応

核子当たりのエネルギーが数十 MeV 以上の重イオンビームと標的核の反応では，入射核破砕反応が優勢になる．二次ビームである ^{25}F ， ^{26}F ， ^{27}Ne は ^{48}Ca (345 MeV/nucleon) を Be 標的に入射させた際に起こる入射核破砕反応により生成する．入射核破砕反応の模式図を図 2.1 に示す．入射する ^{48}Ca が標的核に衝突する際，，重なる部分 (図中の点線部分) がはぎとられ，重ならない部分は反応に全く関与せず入射速度をほとんど保ったまま二次ビームとして運動する．

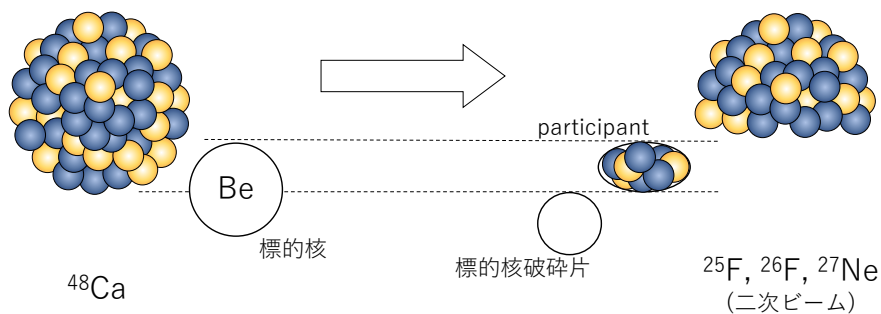


図 2.1: 入射核破砕反応の模式図

2.2 荷電交換反応

アイソスピン増加型荷電交換反応 $^{25}\text{F}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{25}\text{O}$ により ^{25}O を生成する。荷電交換反応は β 崩壊に似た反応であるが、強い相互作用に基づく反応であり標的中の核子と π^+ ないし π^- を交換することで陽子や中性子がそれぞれ中性子や陽子に変化する反応である。生成チャンネルは図 1.6 の赤線で示した通りである。荷電交換反応のファインマンダイアグラムを図 2.2 に示す。この反応

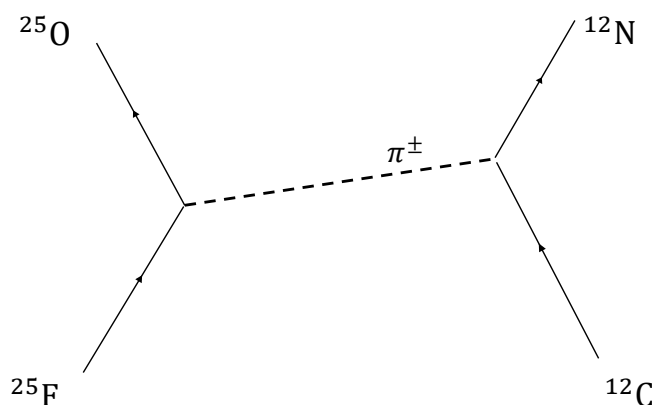


図 2.2: 荷電交換反応におけるファインマンダイアグラム

で期待される遷移は図 1.11 に示すような $\pi d_{5/2} \Rightarrow \nu p_{3/2}$ の変化であるがこれらの変化はパリティが変化するため標的側でパリティが変化していない場合には Fermi の許容遷移にも Gamow-Teller の許容遷移にも当てはまらない 1 次禁止遷移となる。先行研究 [27] では炭素標的を用いたアイソスピン増加型の荷電交換反応 (入射エネルギー 240 MeV/nucleon) により ^{28}F が生成されており、その断面積 0.01~0.1 mb が得られている。今回の実験では二次ビームである ^{25}F を炭素標的に入射することで荷電交換反応を起こす。

2.3 一陽子分離反応

一陽子分離反応による ^{25}O の生成には ^{26}F ビームを用いる。 ^{26}F 内の $\pi d_{5/2}$ ないしはそれ以下の軌道の一陽子を分離することによって ^{25}O を生成する。すでに分かっている一陽子分離反応の断面積は数 mb であり、荷電交換反応の約 $10 \sim 10^2$ 倍の断面積である [13, 28]。

2.4 二陽子分離反応

二陽子分離反応による ^{25}O の生成には ^{27}Ne ビームを用いる。 ^{27}Ne 内の $\pi d_{5/2}$ ないしはそれ以下の軌道の二陽子を分離することによって ^{25}O を生成する。二陽子分離反応は S_{3n} を超える高い

エネルギーの励起状態が支配的であるという結果が報告されている [26, 29, 30].

2.5 インクルーシブ断面積

本節ではインクルーシブ断面積の導出方法について述べる. 断面積は以下のような種類がある.

$$\sigma_{tot}(\text{全断面積}) \begin{cases} \sigma_{el}(\text{弾性散乱断面積}) \\ \sigma_R(\text{全反応断面積}) \begin{cases} \sigma_{inel}(\text{非弾性散乱断面積}) \\ \sigma_r(\text{相互作用断面積}) \end{cases} \end{cases}$$

- 相互作用断面積 : 反応前後で核種が変わる断面積
- 非弾性散乱断面積 : 反応前後で核種は変わらず状態のみが変わる断面積
- 全反応断面積 : 非弾性散乱断面積と相互作用断面積の和
- 弾性散乱断面積 : 反応前後で状態が変わらない断面積
- 全断面積 : 弾性散乱断面積と全反応断面積の和

本論文では相互作用断面積のうち ^{25}F から ^{25}O (荷電交換反応)+ ^{24}O (一陽子分離反応) への断面積など特定の始状態と終状態を選んだ断面積のことをインクルーシブ断面積と呼ぶ. インクルーシブ断面積 σ_I は

$$\sigma_I = \left(\frac{N_f}{N_i} - \frac{N_f^E}{N_i^E} \right) \left(\frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} \right) \quad (2.1)$$

で求めることができる. ここで, N_i, N_f は標的ありでの反応前, 反応後の粒子数, N_i^E, N_f^E は標的なしでの反応前, 反応後の粒子数, N_t は標的の単位断面積当たりの粒子数 [cm^2], σ_R, σ'_R は反応前及び反応後の粒子の全断面積である.

先行研究 [31–33] より, 各原子核の全断面積は表 2.1 の通りである.

表 2.1: 本研究で用いる全反応断面積 σ_R の一覧 [31–33]. 標的は全て ^{12}C の値. 誤差を含まない値は J. A. Tostevin 氏による計算結果を用いている.

原子核	全反応断面積 σ_R
^{24}O	1178 mb
^{25}F	1176 mb
^{27}Ne	1250(15) mb
^{28}Ne	1274(10) mb

陽子数や中性子数が 1 変化する核種変化のとき, σ_R と σ'_R は 2% 程度しか変化しないことが表 2.1 から分かる. よって $\sigma_R \approx \sigma'_R$ として $\sigma'_R - \sigma_R$ の二次以上の項を近似して (2.1) 式の右括弧内を

計算すると

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} &= \frac{\sigma'_R - \sigma_R}{e^{-\sigma_R N_t} (1 - e^{-(\sigma'_R - \sigma_R) N_t})} \\
&= \frac{x}{e^{-\sigma_R N_t}} \{1 - (1 - x N_t + O(x^2))\}^{-1} \quad (\because x = \sigma'_R - \sigma_R) \\
&\cong \frac{e^{\sigma_R N_t}}{N_t}. \tag{2.2}
\end{aligned}$$

よって (2.1) 式は

$$\sigma_I = \left(\frac{N_f}{N_i} - \frac{N_f^E}{N_i^E} \right) \frac{\exp(\sigma_R N_t)}{N_t} \tag{2.3}$$

とすることができる。本研究では全断面積が得られている反応については (2.1) 式を、全断面積が得られていない反応については (2.3) 式を用いて断面積を導出する。各検出器の検出効率による補正をかける必要があるが詳細については 4 章に記述する。

2.6 不変質量法

本節では不変質量法について述べる。 ^{25}O は非束縛核であり、寿命が $\tau \lesssim 10^{-20}$ s の中性子崩壊する原子核である。そのため ^{25}O の共鳴状態のエネルギーは不変質量法を用いて導出する。不変質量法は崩壊後の放出粒子全ての運動量ベクトルを測定することで、崩壊前の原子核の質量を求める方法である。この方法は入射粒子のエネルギーに依存しないため、高いエネルギー分解能を得ることができる。系のエネルギーが高いため崩壊前後の関係式は相対論的力学によって記述される。以下では原子核を ^{25}O に限らず一般化して説明を行う。特殊相対性理論における全エネルギーと運動量の関係式

$$E^2 = (mc^2)^2 + pc^2 \quad (2.4)$$

を用いると崩壊前の原子核の不変質量 M は実験室系における運動量ベクトル、全エネルギーをそれぞれ \mathbf{P} , E とすると以下のように表される。これ以降 $c = 1$ とする。

$$M = \sqrt{\left(E_f + \sum_i E_{n_i}\right)^2 - \left|\mathbf{P}_f + \sum_i \mathbf{P}_{n_i}\right|^2}. \quad (2.5)$$

ここで f 荷電フラグメント (実験で検出される粒子) を表すインデックスであり、 i は i 番目の放出中性子を表すインデックスである。不変質量と放出粒子の総静止質量との差である相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{rel} = M - \left(m_f + \sum_i m_n\right) \quad (2.6)$$

で与えられる。この相対エネルギーと崩壊前の原子核の一中性子分離エネルギー S_n 、もしくは二中性子分離エネルギー S_{2n} を用いることで (2.7) 式と (2.8) 式から励起エネルギー E_x を求めることができる。本論文ではこれ以降、一中性子崩壊の相対エネルギーを $E_{rel}(1n)$ 、二中性子崩壊の相対エネルギーを $E_{rel}(2n)$ と表記する。これを用いると一中性子崩壊チャンネル、二中性子崩壊チャンネルでの励起エネルギーの計算は

$$E_x = E_{rel}(1n) + S_n, \quad (2.7)$$

$$E_x = E_{rel}(2n) + S_{2n} \quad (2.8)$$

となる。図 2.3, 図 2.4 に ^{25}O における相対エネルギー, 励起エネルギー, 中性子分離エネルギーの関係図を示す。

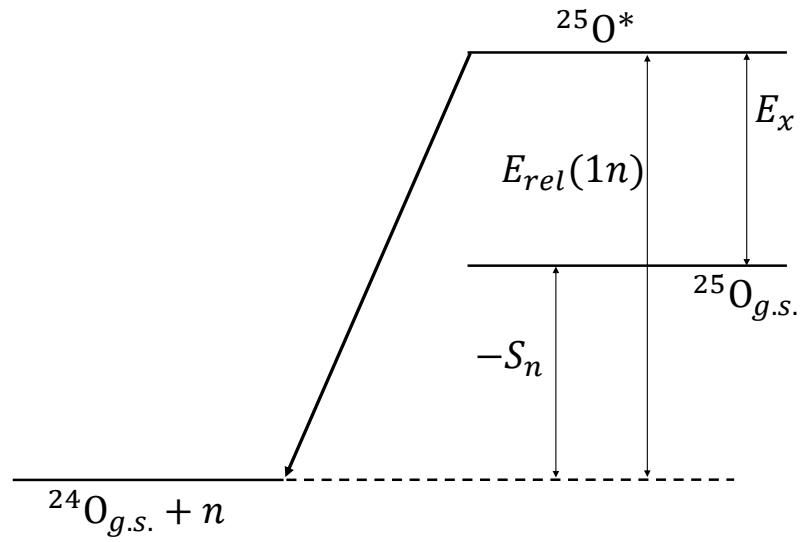


図 2.3: 相対エネルギー E_{rel} , 励起エネルギー E_x と一中性子分離エネルギー S_n の関係

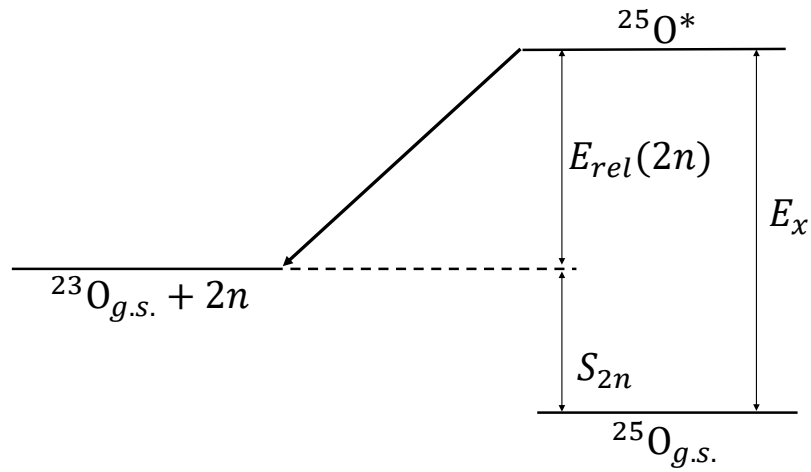


図 2.4: 相対エネルギー E_{rel} , 励起エネルギー E_x と二中性子分離エネルギー S_{2n} の関係

2.7 Breit-Wigner 分布

一中性子崩壊における相対エネルギー分布は Breit-Wigner 分布でフィッティングを行う。Breit-Wigner 分布は共鳴エネルギー E_r , 換算幅 γ^2 , 共鳴幅 Γ_l^i , 換算質量 μ , 核子半径 $r_0 = 1.2$ fm, 崩壊後の粒子の質量数 A_1, A_2 を用いて

$$f(E; E_r, \gamma) = \frac{\Gamma_l(E)}{(E - E_r - \Delta_l(E))^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma_l(E)\right)^2} \quad (2.9)$$

で表される [34-37]. ここで

$$\Gamma_l(E) = 2P_l(E)\gamma^2, \quad (2.10)$$

$$\Delta_l(E) = (S_l(E_r) - S_l(E)) \cdot \frac{\Gamma_l(E)}{2P_l(E)}, \quad (2.11)$$

$$P_l(E) = \rho v_l(\rho), \quad (2.12)$$

$$S_l(E) = -\frac{1}{2} \frac{\rho}{v_l(\rho)} \frac{dv_l(\rho)}{d\rho}, \quad (2.13)$$

$$\rho = kR = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar c} R, \quad R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2.14)$$

である。それぞれの関数型を表 2.2 に示す。ただし, $v_l(x)$ は球ベッセル関数 $j_n(x)$ と球ノイマン関

表 2.2: Breit-Wigner 分布でのフィッティングに用いる関数一覧

軌道 (角運動量)	$v_l(\rho)$	$P_l(E)$	$S_l(E)$
s 軌道 ($l = 0$)	1	ρ	0
p 軌道 ($l = 1$)	$\frac{\rho^2}{1 + \rho^2}$	$\frac{\rho^3}{1 + \rho^2}$	$-\frac{1}{1 + \rho^2}$
d 軌道 ($l = 2$)	$\frac{\rho^4}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$	$\frac{\rho^5}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$	$-\frac{18 + 3\rho^2}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$
f 軌道 ($l = 3$)	$\frac{\rho^6}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}$	$\frac{\rho^7}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}$	$-\frac{675 + 90\rho^2 + 6\rho^4}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}$

数 $n_n(x)$ を用いて

$$v_l(x) = \frac{1}{\{xj_l(x)\}^2 + \{xn_l(x)\}^2} \quad (2.15)$$

で定義される関数である。詳細は [34] を参照されたい。

ⁱ5 章においてフィッティングにより得られる共鳴幅は Γ_{exp} と表記する。

2.8 一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp}

Breit-Wigner 分布での実験データのフィッティングにより得られる実験の共鳴幅 Γ_{exp} は軌道角運動量 l の完全な一粒子軌道の場合の共鳴幅 Γ_{sp} と比較することで崩壊中性子がどの軌道角運動量を占有しているかを知ることができる [38]. ただし, Γ_{sp} は原子核中の有効ポテンシャルを井戸型ポテンシャルで近似して得られる計算式 [34] と R 行列理論 [35] をもとにした計算式の二つの計算結果が示されている. それぞれの計算式を (2.17), (2.16) に示す.

$$\text{先行研究 [34] による } \Gamma_{sp} : \Gamma_{sp}^W = \begin{cases} \frac{2(\hbar c)^2}{\mu R^2} \cdot P_l(E) \cdot \frac{2l-1}{2l+1} & (l > 0) \\ \frac{2(\hbar c)^2}{\mu R^2} \rho & (l = 0) \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\text{先行研究 [35] による } \Gamma_{sp} : \Gamma_{sp}^R = \frac{2(\hbar c)^2}{\mu R^2} \cdot P_l(E). \quad (2.17)$$

本研究では双方の Γ_{sp} と比較を行う. また占有率を示す物理量として Γ_{sp} と Γ_{exp} の比であるスペクトロスコピックファクター S を導入する [37, 39].

$$S_W := \frac{\Gamma_{exp}}{\Gamma_{sp}^W}, \quad (2.18)$$

$$S_R := \frac{\Gamma_{exp}}{\Gamma_{sp}^R}. \quad (2.19)$$

(2.17) 式と (2.16) 式をもとにしたそれぞれの軌道角運動量についての共鳴幅のエネルギー依存性を図 2.5 に示す. 軌道角運動量に依存する係数部分が異なるが双方の計算でオーダーは一致していることが分かる.

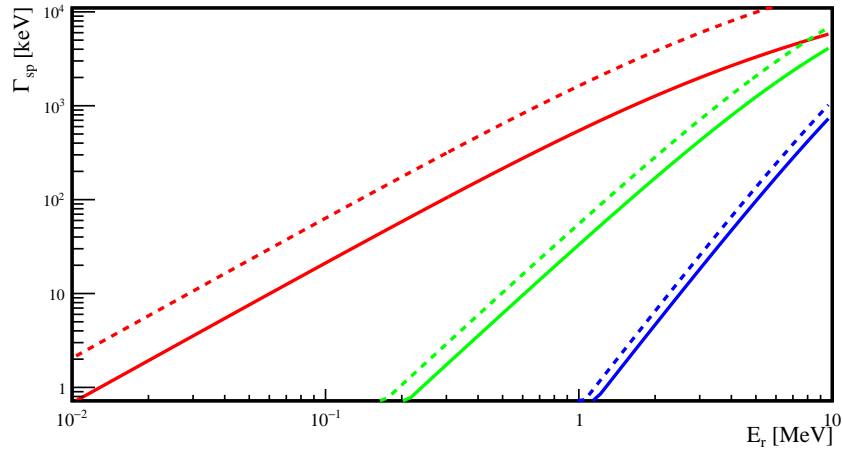


図 2.5: 井戸型ポテンシャル近似 [34] にもとづく一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp}^W (実線) と R 行列理論にもとづく一粒子軌道の共鳴幅 Γ_{sp}^R (破線). 赤線が p 軌道, 緑線が d 軌道, 青線が f 軌道.

第3章 実験

本実験は理化学研究所仁科加速器科学研究センターの RIBF (Radio Isotope Beam Factory) で行われた。RIBF は世界最大の超伝導サイクロトロン SRC をはじめとする加速器群、高分解能な不安定核ビーム生成・分離装置 BigRIPS, 多種粒子測定装置 (SAMURAI スペクトロメーター) や荷電フラグメントの検出器群などからなる。RIBF の概観を図 3.1 に示し、RIBF 内の BigRIPS, SAMURAI エリアの概観をそれぞれ、図 3.2, 図 3.3 に示す。RIBF では3基のリングサイクロトロン (fRC, IRC, SRC) によりウランまでの全元素の RI ビームを 345 MeV/nucleon まで加速させることができる。続く BigRIPS で生成、分離された不安定核ビームは SAMURAI エリアに到達し、二次標的に入射され、荷電フラグメントと中性子に分解される。荷電フラグメントは SAMURAI エリアに設置された超伝導電磁石 (SAMURAI マグネット) によって軌道を曲げられ、その先にある FDC2, HODF で検出される。中性子は磁石によって軌道を曲げられないため、ビーム軸上に置かれた中性子検出器 NEBULA (NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance) によって検出される。データ収集のトリガーは DB (SBT1,2 で検出した全イベントの中から 1/200 個をランダムで選ぶトリガー), BN (SBT1,2 と NEBULA で検出した場合のトリガー), BH (SBT1,2 と HODF で検出した場合のトリガー) と BD (SBT1,2 と γ 線検出器 DALI で検出した場合のトリガー) の四つがある。以降では各実験装置の詳細について説明する。

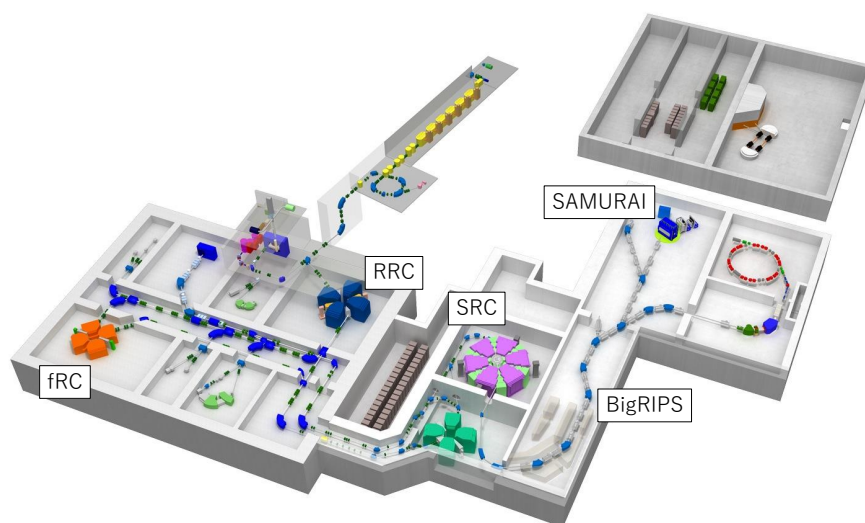


図 3.1: 理化学研究所仁科加速器科学研究センター RIBF の概観。

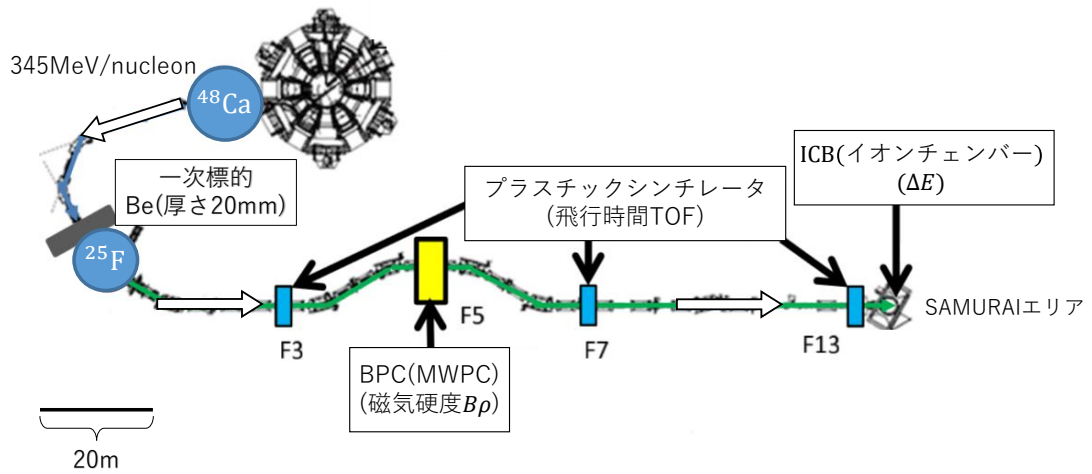


図 3.2: BigRIPS の概観.

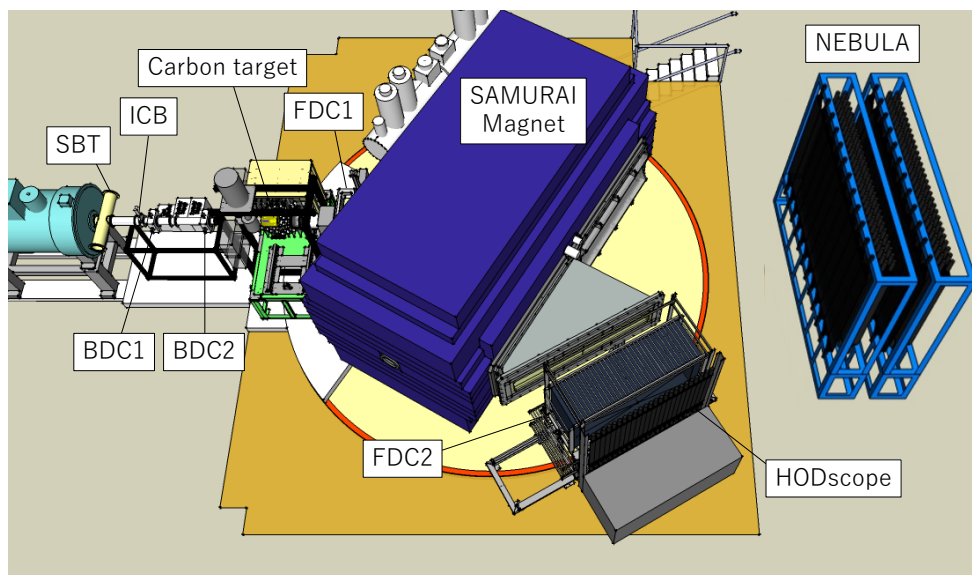


図 3.3: SAMURAI エリアの概観. γ 線検出器 DALI は内部が見えるように検出器の一部を表示していない.

3.1 BigRIPS のセットアップ

二次ビームの生成・分離・識別は BigRIPS を用いて行った。二次ビームである ^{25}F は 345 MeV/nucleon まで加速された ^{48}Ca の一次ビームを厚さ 20 mm の Be 標的に入射させ、入射核破砕反応により生成した。生成された二次ビームは運動量や分散型焦点面 F1 に設置されたスリットで特定の $B\rho$ を持つ粒子を選別し、厚さ 15 mm の楔形アルミニウムディグレーダーを通過させる。ディグレーダー内のエネルギー損失は Bethe-Bloch の式に従い、核子当たり $\approx Z^2/Av^2$ である。このため Z によってエネルギー損失が変化し $B\rho$ の値も変化する。続く F2 に設置されたスリットによってさらに選別され、分離された二次ビームは続くプラスチックシンチレータで飛行時間 TOF、多線式比例計数管 BPC で磁気硬度 $B\rho$ 、イオンチェンバー ICB でエネルギー損失 ΔE を測定し、識別される。BigRIPS の設定を表 3.1 にまとめる。

表 3.1: BigRIPS の設定

位置	プラスチックシンチレータ (厚さ)	スリット	Al ディグレーダー	$B\rho(\text{Tm})$
F0-F1	-	-	-	7.234
F1	-	± 64 mm	15 mm	
F1-F2	-	-		6.6141
F2	-	± 5.0 mm	-	
F3	3 mm	-	-	
F3-F4	-	-		6.5467
F4-F5	-	-		6.5467
F5	-	± 20 mm	-	
F5-F6	-	-		6.5409
F6-F7	-	-		6.5409
F7	3 mm	-	-	
F7-F8	-	-		6.4721
F8	-	± 170 mm	-	
F8-F12	-	-		6.4721
F12	-	± 170 mm	-	
F12-F13	-	-		6.4721
F13(SBT1)	0.5 mm	-	-	
F13(SBT2)	0.5 mm	-	-	

3.1.1 BPC

BPC (Beam Proportional Chamber) は磁気硬度測定を目的として F5 に設置された多線式比例計数管 (MWPC) で、2 mm 間隔で並べられた 64 本のアノードワイヤーを持つ面を 2 面並べた構造をしており、二本のワイヤーで一つの読み出しとなっているため位置情報を 4 mm 間隔で得ることができる。本実験では封入ガスに 50 Torr の $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ を使用した。BPC では焦点面の水平方向の位置が磁気硬度に対応し、その関係式は

$$B\rho = \left(1 + \frac{x}{D}\right) B\rho_0 \quad (3.1)$$

で表される。 x [mm] はビームの F5 焦点面での水平方向の位置を表しており、 D は分散焦点面の分散で $D = 3300$ mm , $B\rho_0$ [Tm] は中心軌道の磁気硬度を表している。 F5 スリットの幅から運動量アクセプタンス $\Delta P/P$ は

$$\frac{\Delta P}{P} = \pm 0.6 \% \quad (3.2)$$

となっている。ビームの位置から (3.1) 式を用いて磁気硬度を得ることができるので、飛行時間と合わせて二次ビームの A/Z の識別に用いる。表 3.2 に BPC の仕様を、図 3.4 に BPC の詳細を示す。

表 3.2: BPC の仕様

有感領域	240 mm×150 mm
層構造	2 層
ワイヤー本数	128 本 (64 本×2 層)
ワイヤー間隔	2mm
ガス	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$

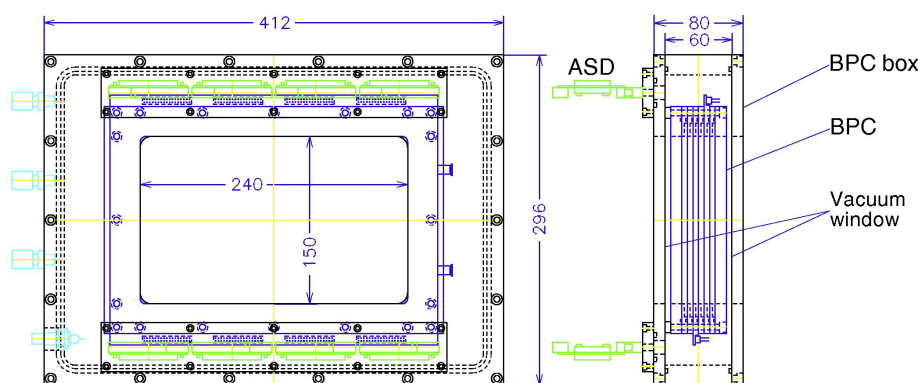


図 3.4: BPC の正面図 (左) と側面図 (右) [40] (数値の単位は mm)

3.1.2 プラスチックシンチレータ

BigRIPS の F3, F7, F13 焦点面にはそれぞれ SF3, SF7, SBT1, 2 と呼ばれるプラスチックシンチレータが設置してあり, 両端に光電子増倍管が取り付けられている. 各プラスチックシンチレータの時間情報から飛行時間 TOF を測定することができる. また, SBT1, SBT2 (Scintillator Before Target 1, 2) はビームトリガーの役割も担っている. SBT1-SBT2 間の距離は 80 cm で 2 つの検出器で得られる時間平均を F13 での時刻として用いる. 本解析では二次ビームの粒子識別に F3-F7 間, F7-F13 間の飛行時間を用いた. 表 3.3 に各プラスチックシンチレータの仕様を示す.

表 3.3: プラスチックシンチレータの仕様

	焦点	寸法	厚さ
SF3	F3	100×100 mm ²	3 mm
SF7	F7	200×100 mm ²	3 mm
SBT1	F13	120×120 mm ²	0.5 mm
SBT2	F13	120×120 mm ²	0.5 mm

3.1.3 ICB

ICB (Ion Chamber for Beam) は二次ビームのエネルギー損失を測定するために標的上流に設置されたイオンチェンバーで、10層のアノード面(陽極面)と11層のカソード面(陰極面)からなる。封入ガスには1気圧のP10ガス(Ar 90%, CH₄ 10%の混合ガス)を用いた。飛行時間と合わせて二次ビームの陽子数 Z の識別に用いる。表3.4にICBの使用を、図3.5にICBの詳細を示す。

表 3.4: ICB の仕様

寸法	140mm×140mm×420mm
層数	アノード 10層 カソード 10層
層の間隔	21mm
ガス	P10
ガス圧	1気圧

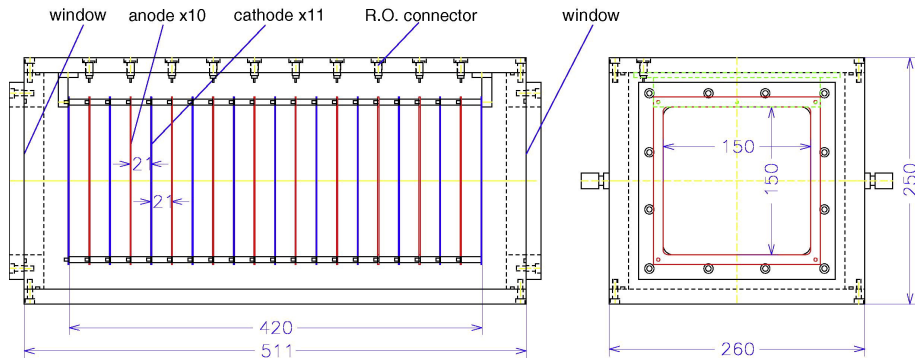


図 3.5: ICB の正面図(左)と側面図(右) [40] (数値の単位は mm)

3.1.4 BDC1, BDC2

BDC1, BDC2 (Beam Drift Chamber1,2) は二次ビームの位置と角度を測定するために標的上流に設置されたドリフトチェンバーである。1層あたり16本のアノードワイヤーが5 mm 間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向 X, X' と鉛直方向 Y, Y' の計8層から構成されている。X(Y)面と X'(Y')面はワイヤーの位置を2.5 mm ずらしている。チェンバーの微小信号を増幅, 整形する ASD (Amplifier Shaper Discriminator) が取り付けられている。封入ガスには100 Torr の $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ を用いた。表 3.5 に BDC の仕様を, 図 3.6 に BDC の詳細を示す。

表 3.5: BDC1, 2 の仕様

有感領域	80 mm×80 mm
層構造	8層 (XX'YY'XX'YY')
ワイヤー本数	128本 (8層×16本)
アノードワイヤーの間隔	5 mm
ガス	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$

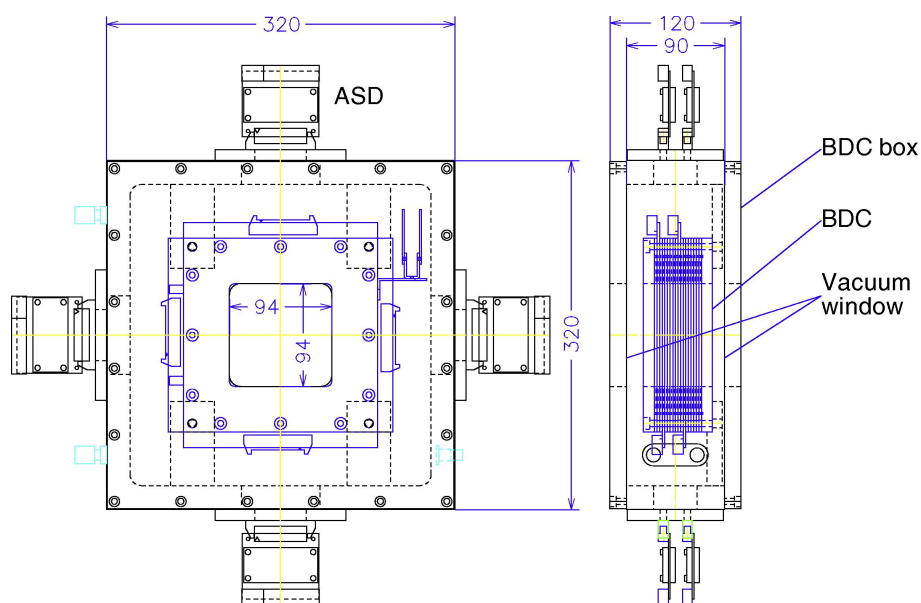


図 3.6: BDC の正面図 (左) と側面図 (右) [40] (数値の単位は mm)

3.2 SAMURAIのセットアップ

多種粒子測定装置 SAMURAI (Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beams) は超伝導双極電磁石, 入射ビーム検出器, 荷電粒子検出器, 中性子検出器から構成され, 核反応により生じる全放出粒子の4元運動量ベクトルを同時計測することができる大立体角スペクトロメータである. 二次標的である炭素標的 (縦横 85.05cm×85.05cm, 厚さ 1.789 g/cm²) に入射した ²⁵F, ²⁶F, ²⁷Ne の二次ビームはそれぞれ荷電交換反応, 一陽子分離反応によって ²⁵O となり中性子崩壊によって荷電フラグメント (²⁴O や ²³O) と中性子へと崩壊する. 標的中での粒子の位置 (x, y) は BDC1 と BDC2 で得られる位置の外挿によって求める. 外挿に用いる数値は図 3.7 の数値を用いた. 図 3.7 の数値は各検出器に対して平面を定義し, それぞれの平面間の距離を求めることで位置解析を行っている. 位置解析の詳細は先行研究 [41] に示されている. 荷電フラグメントは SAMURAI マグネットによって軌道を曲げられる. 荷電フラグメントの磁気硬度は二次標的と SAMURAI マグネットの間に設置された FDC1 と SAMURAI マグネット下流に設置された FDC2 によって測定された位置・角度から飛跡解析を行うことで得ることができる. 荷電フラグメントの飛行時間とエネルギー損失は HODF によって測定する. 本実験では γ 線検出器 DALI を設置していたが本解析では使用しない. 以下では, SAMURAI の各検出器について述べる.

SAMURAI Schematics

Unit:mm
Scale:1/100

Red : Designed
Green : Measured by Tape Measure
Blue : Measured by V-STARS

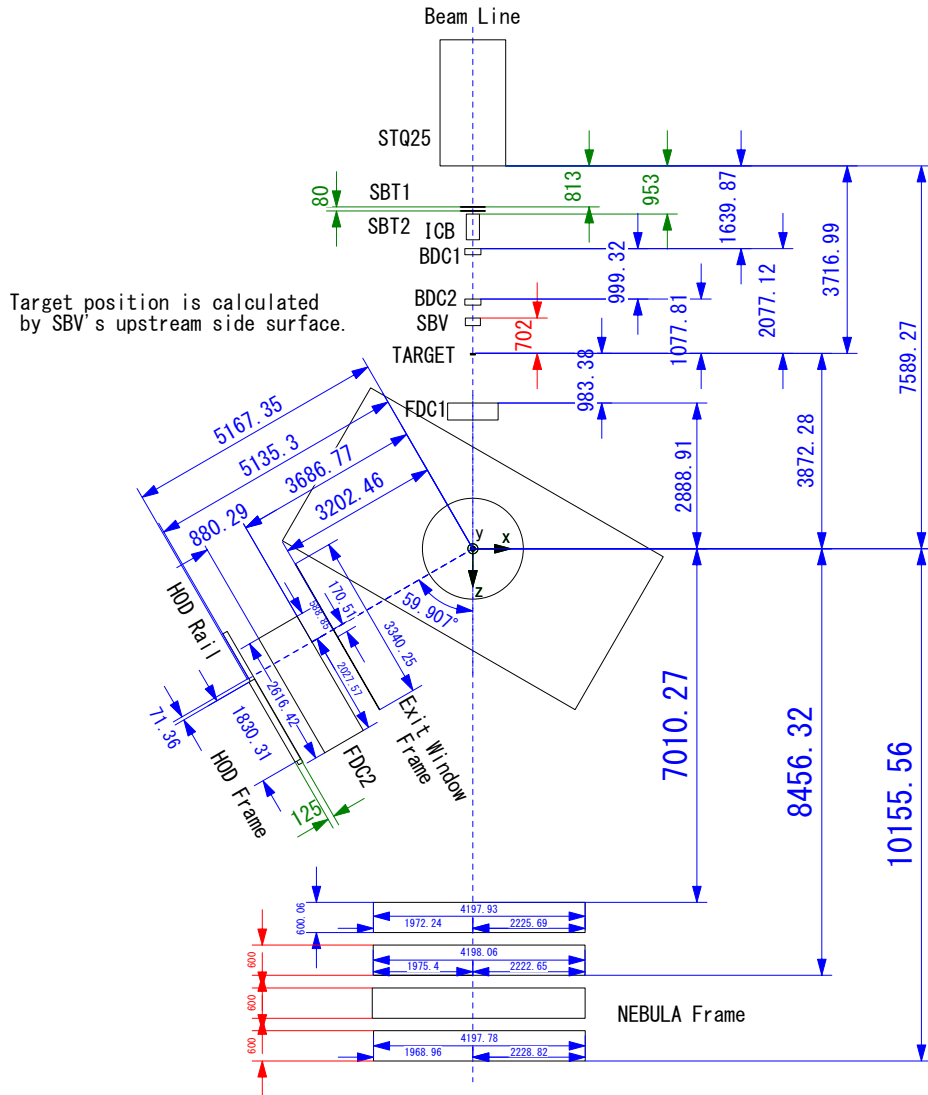


図 3.7: SAMURAI セットアップの各検出器等の位置

3.2.1 SAMURAI マグネット

SAMURAI マグネットは最大中心磁束密度 3.1 T，有効磁極間距離 80 cm の超伝導双極子電磁石である。この特徴から 7 T·m という強力な偏向能力と広いアクセプタンスを持つので，相対エネルギーの大きなイベントについても高効率で検出できる。この SAMURAI マグネットは回転台に乗っており，実験に応じて回転角度を変更することができる。本実験では 30° 回転させたセットアップで使用した。表 3.6 に SAMURAI 磁石の仕様を，図 3.8 に SAMURAI 磁石の詳細を示す。

表 3.6: SAMURAI マグネットの仕様

最大電流	560 A
最大磁場	3.1 T
最大中心磁気硬度	7.05 Tm
電極間距離	880 mm
電極直径	2000 mm

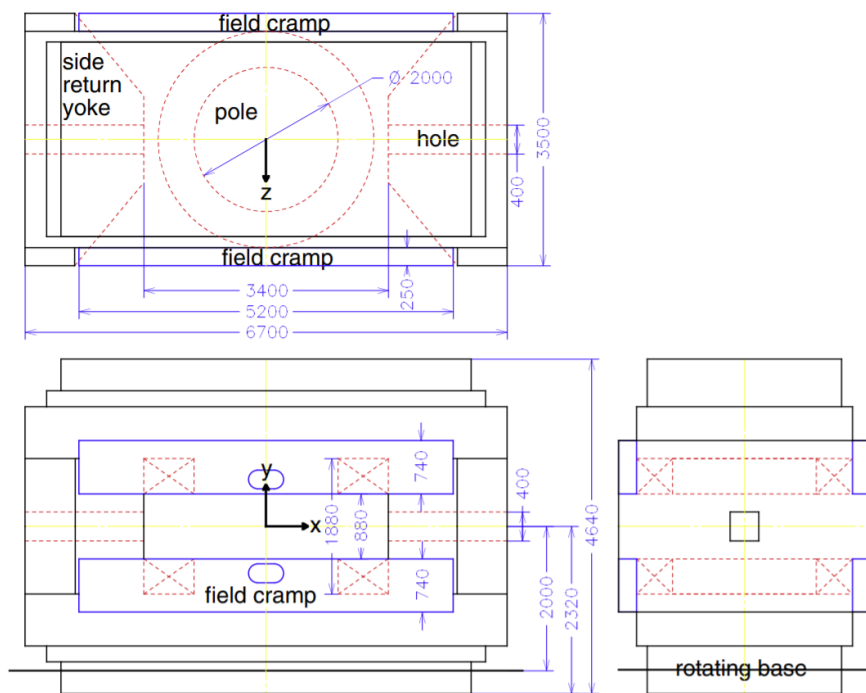


図 3.8: SAMURAI マグネットの上面図(上)と正面図(左)と側面図(右) [40] (数値の単位は mm)

3.2.2 FDC1

FDC1 (Forward Drift Chamber1) は荷電フラグメントの放出角度と磁気硬度を測定することを目的として二次標的-SAMURAI マグネット間に設置されたドリフトチェンバーである。FDC1 は1層あたり 32 本のアノードワイヤーが 10 mm 間隔で張られており、X, X' と鉛直方向から $\pm 30^\circ$ 傾けた方向 U, U', V, V' で張られた層が計 14 層重なった構造となっている。X(U, V) 面と X'(U', V') 面はワイヤーの位置を 5 mm ずらしている。封入ガスには 50 Torr の $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ を用いた。表 3.7 図 3.9 に FDC1 の詳細を示す。

表 3.7: FDC1 の仕様

層構造	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	448 本 (14 層 \times 32 本)
アノードワイヤーの間隔	10 mm
ガス	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (50 Torr)

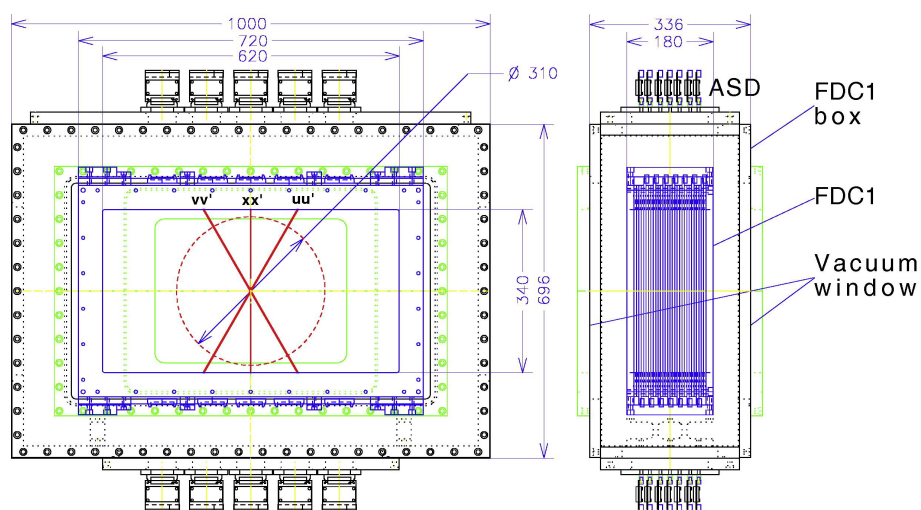


図 3.9: FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右) [40] (数値の単位は mm)

3.2.3 FDC2

FDC2 (Forward Drift Chamber2) は荷電フラグメントの磁気硬度を測定することを目的として SAMURAI マグネットの下流側に設置されたドリフトチェンバーである。FDC2 は1層当たり 112 本のアノードワイヤーが 20 mm 間隔で張られている。ワイヤーの向きは水平方向 X, X' と鉛直方向から $\pm 30^\circ$ 傾けた方向 U, U', V, V' の計 14 層から構成されている。X(U, V) 面と X'(U', V') 面はワイヤーの位置を 10 mm ずらしている。封入ガスには 1 気圧の He+50 % C₂H₆ を用いた。飛行時間の情報と合わせて荷電フラグメントの A/Z の識別に用いる。表 3.8 の仕様を、図 3.10 に FDC2 の詳細を示す。

表 3.8: FDC2 の仕様

層構造	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	1568 本 (14 層 × 112 本)
アノードワイヤーの間隔	20 mm
ガス	He+C ₄ H ₁₀ (1 気圧)

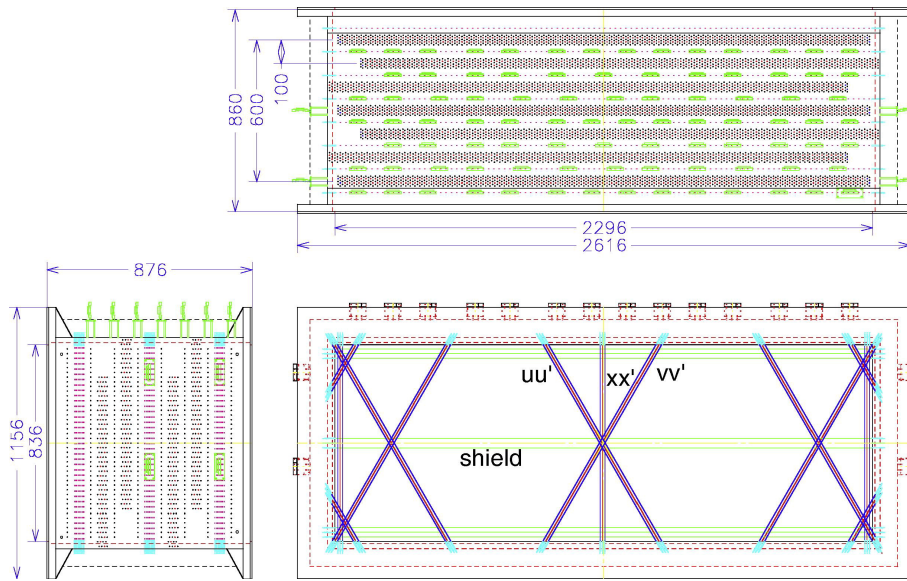


図 3.10: FDC2 の上面図 (上) と正面図 (左) と側面図 (右下) [40] (数値の単位は mm)

3.2.4 HODF

HODF (HODscope for Fragment) は荷電フラグメントの飛行時間とエネルギー損失を測定することを目的として FDC2 の下流側に設置されたホドスコープである。HODF は $100\text{ mm} \times 1200\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ の大きさを持つ 16 本のプラスチックシンチレータから構成されており、それぞれのプラスチックシンチレータの両端には光電子増倍管が設置されている。飛行時間の情報とエネルギー損失から荷電フラグメントの陽子数 Z の識別に用いる。表 3.9 図 3.11 に HODF の詳細を示す。

表 3.9: HODF の仕様

有感領域	2296 mm × 836 mm × 860 mm
プラスチックシンチレータの大きさ	100 mm × 1200 mm × 10 mm
プラスチックシンチレータの数	16 本

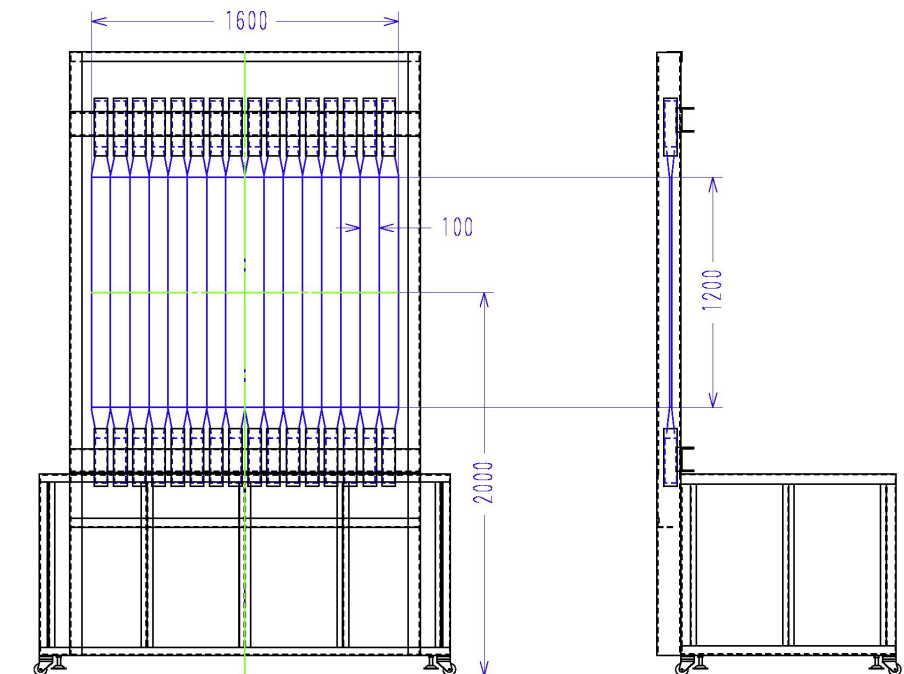


図 3.11: HODF の正面図 (左) と側面図 (右) [40] (数値の単位は mm)

3.2.5 NEBULA

NEBULA は中性子の飛行時間と位置を測定することを目的として二次標的の下流側に設置された中性子検出器である。NEBULA は NEUT と VETO という二種類のモジュールから構成されてい

る。NEUT は両端に光電子増倍管が設置された $12 \times 12 \times 180 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレータで、VETO は両端に光電子増倍管が設置された $1 \times 32 \times 190 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレータである。30本 \times 2層の NEUT と 12本の VETO で一つの Wall が形成され、NEBULA は二つの Wall から成る。標的から 1Wall 目までの距離は 11m で 1Wall 目から 2Wall 目までの距離は 85 cm となっており、有感領域は高さ 1.8 m，横 3.6 m である。中性子はプラスチックシンチレータ内の炭素や水素との強い相互作用によって発生した二次荷電粒子を検出し、シンチレーション光へと変換することで検出する。表 3.10 に NEBULA の仕様を、図 3.12 に NEBULA の詳細を示す。

表 3.10: NEBULA の仕様

NEUT	
有感領域	3600 mm \times 1800 mm
プラスチックシンチレータの大きさ	120 mm \times 1800 mm \times 120 mm
プラスチックシンチレータの数	120 本 (30 本 \times 4 層)
VETO	
有感領域	3800 mm \times 1900 mm
プラスチックシンチレータの大きさ	320 mm \times 1900 mm \times 10 mm
プラスチックシンチレータの数	24 本 (12 本 \times 2 層)

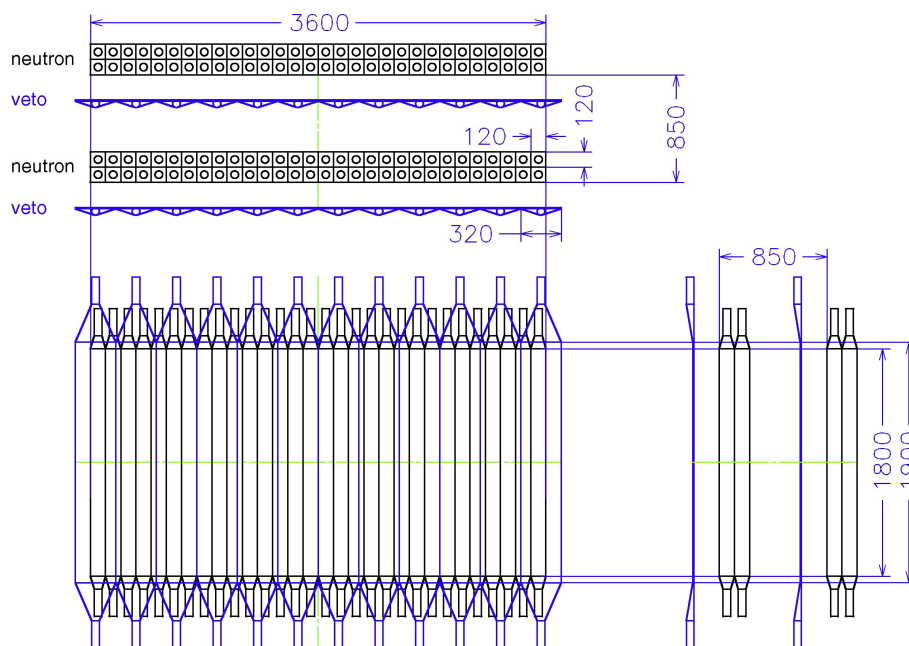


図 3.12: NEBULA の正面図 (左) と側面図 (右) [40] (数値の単位は mm)

3.3 トリガーロジック

本研究で用いたトリガーロジックについて述べる．本研究では SBT1, 2 で検出した全イベントであるビームトリガーにおいて 1/200 倍のイベント数をランダムに選択した DB トリガー，およびビームトリガーと中性子検出器 NEBULA によるニュートロントリガーの and をとった BN トリガーを用いたⁱ．DB トリガーは断面積の導出と中性子を放出しない反応チャンネルの解析に用い，BN トリガーは中性子を放出する反応チャンネルの解析に用いる．それぞれのトリガーの生成回路を以下に示す．

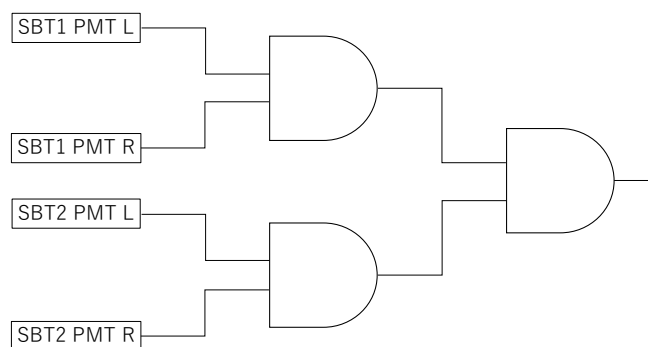


図 3.13: ビームトリガーの生成回路

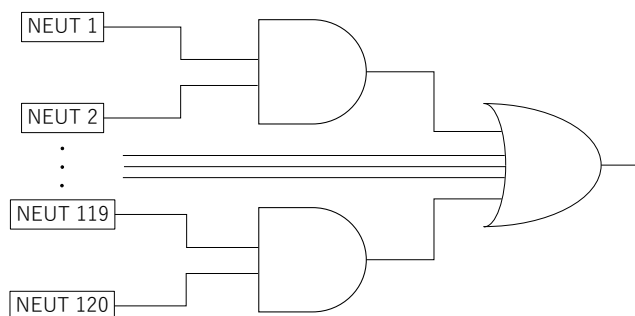


図 3.14: ニュートロントリガーの生成回路

$$\text{DB トリガー} = \text{ビームトリガー} \times \frac{1}{200} \quad (3.3)$$

$$\text{BN トリガー} = \text{ビームトリガー} \cap \text{ニュートロントリガー} \quad (3.4)$$

ⁱ本実験では他にも BH トリガー (ビームトリガーと HODF で信号を検出したイベントの and) をとったトリガー，BD トリガー (ビームトリガーと γ 線検出器 DALI で信号を検出したイベントの and をとったトリガー) のトリガーがあるが本研究では用いなかったためこれ以降では言及しない．

3.4 データセット

本研究で使用したデータセットを以下に示す。導出の詳細は 4.1.2 で述べる。

表 3.11: 一次ビームと一次標的

一次ビーム	エネルギー	一次標的	一次標的厚
^{48}Ca	345 MeV/nucleon	Be	20 mm

表 3.12: 本実験のデータセット

二次ビーム	二次標的	二次標的厚	トリガー条件	Run
^{25}F	C	1.789 g/cm ²	DB トリガー UBN トリガー	360-388
^{26}F	C	1.789 g/cm ²	DB トリガー UBN トリガー	360-388
^{27}Ne	C	1.789 g/cm ²	DB トリガー UBN トリガー	360-388
^{25}F	Empty	-	DB トリガー UBN トリガー	389-392
^{26}F	Empty	-	DB トリガー UBN トリガー	389-392
^{27}Ne	Empty	-	DB トリガー UBN トリガー	389-392

表 3.13: 各ビームのエネルギーとビーム強度。ビーム強度 [cps] は不感時間を考慮したビーム強度である。

二次ビーム	核子当たりのエネルギー	ビーム強度	ビーム純度
^{25}F	218 MeV/nucleon	1.1×10^3 cps	3.4 %
^{26}F	202 MeV/nucleon	4.0×10^3 cps	12 %
^{27}Ne	234 MeV/nucleon	2.3×10^4 cps	66 %

第4章 解析

本章では実験データの解析手法について述べる。実験データ解析では、はじめに BigRIPS のデータを使って二次ビームの粒子識別を行い、 ^{25}F , ^{26}F , ^{27}Ne の二次ビームを選び出す。次に SAMURAI で得られたデータを用いて標的で反応後に放出される荷電フラグメントと中性子の解析を行い、二次ビームの情報と合わせることで反応チャンネルの同定を行う。解析によって得られるデータは SAMURAI マグネットのアクセプタンスの補正や中性子の偽のヒットであるクロストークの除去および実験の分解能を考慮する必要がある。本解析では GEANT4 シミュレーター [42] を用いてこれらの評価を行う。4.1~4.4 節では実験データ解析について述べ、4.5, 4.6 節では GEANT4 シミュレーターを用いた補正事項の評価について述べる。また、これ以降ビームの進行方向を z 軸、水平方向を x 軸、鉛直上向き方向を y 軸とする。

4.1 二次ビームの解析

本節では核子当たり 345 MeV の ^{48}Ca 一次ビームの入射核破碎反応によって得られる ^{25}F , ^{26}F , ^{27}Ne の二次ビームの解析手法について述べる。

4.1.1 二次ビームの粒子識別

粒子の識別には粒子の原子番号 Z と質量数と原子番号の比 A/Z が必要である。これらの値を求めるために必要となる飛行時間 TOF (Time Of Flight), エネルギー損失 ΔE , 磁気硬度 $B\rho$ の求め方について説明を行う。

飛行時間 TOF

飛行時間はプラスチックシンチレータの両端に設置された光電子増倍管の時間情報を用いて導出する。プラスチックシンチレータにヒットした時間 T_{pla} は

$$T_{pla} = \frac{T_{L,PMT} + T_{R,PMT}}{2} \quad (4.1)$$

で求める。 $T_{L,PMT}$, $T_{R,PMT}$ はそれぞれシンチレータの左右の PMT の時間であり、プラスチックシンチレータの時間はこの二つの平均の値である。F13 には SBT1 と SBT2 の二つのプラスチックシンチレータが設置してあり、F13 での時間情報 T_{F13} は分解能を向上させるために

$$T_{F13} = \frac{T_{SBT1} + T_{SBT2}}{2} \quad (4.2)$$

で求める。ただし T_{SBT1} は SBT1 の TOF, T_{SBT2} は SBT2 の TOF である。

エネルギー損失 ΔE

ICB の 10 層のアノード面で得た波高情報からエネルギー損失 ΔE を求める。10 層の各アノードから得られる信号の波高の相乗平均を ICB のエネルギー損失として用いる。

磁気硬度 $B\rho$

磁気硬度 $B\rho$ は BPC で得られる水平方向位置 x [mm] と (3.1) 式を用いて導出する。

Z の導出

飛行時間 TOF, エネルギー損失 ΔE から二次ビームの粒子の Z を求める。陽子数 Z は Bethe-Bloch の式を用いて求める [43].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.3)$$

N_a : アボガドロ数

r_e : 古典電子半径

m_e : 電子の質量

ρ : 標的物質の密度

Z : 標的物質の原子番号

A : 標的物質の質量数

I : 標的物質の平均励起エネルギー

z : 二次ビームの原子番号

β : 二次ビームの速度/ c ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$)

ビームの速度は F7-F13 間の TOF を, エネルギー損失は ICB で測定された値を用いる。

A/Z の導出

粒子を識別するためには原子番号に加えて質量数を含む値が必要である。そのため磁気硬度 $B\rho$ と飛行時間 TOF から質量数と原子番号の比 A/Z を導出する手順について述べる。 A/Z を求めるために磁場中の相対論的な運動方程式

$$\frac{A}{Z} = \frac{eB\rho}{m_u \beta \gamma c} \quad (4.4)$$

e : 電気素量

m_u : 原子質量単位

を用いる。(4.4) 式に BPC の位置から求めた磁気硬度 $B\rho$ と F7-F13 間の TOF から求めた速度 β を代入することで A/Z を求めることができる。

4.1.2 二次ビームのゲート条件

(4.3) 式と (4.4) 式によって求められた A/Z と Z による粒子識別図を図 4.1 に示す.

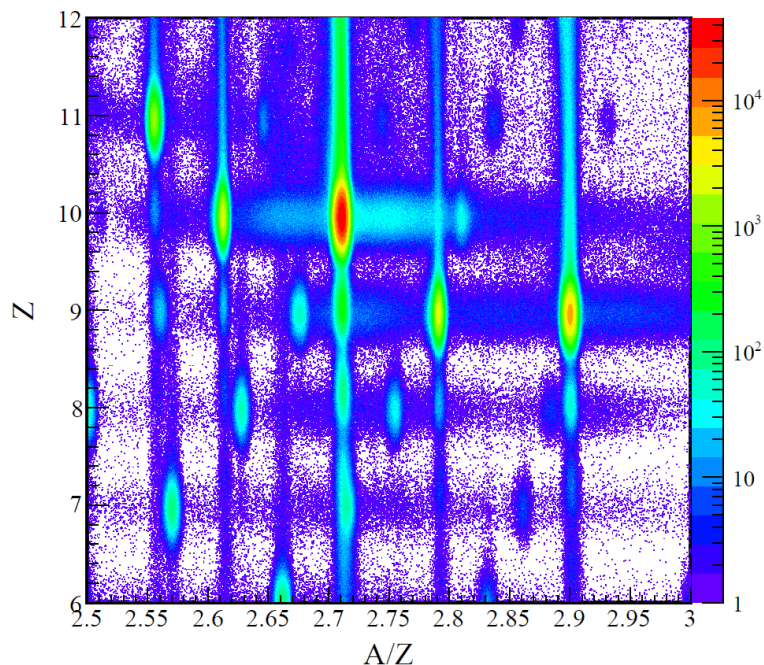


図 4.1: 二次ビームの粒子識別図

この図はビームライン上に設置されている検出器で反応してしまった粒子も含まれているためこのイベントを取り除くべきである。横軸と縦軸を異なる焦点面での ΔE や TOF にとったプロットにおいて未反応の粒子のイベントは正の相関を持つはずであるが、反応した粒子は反応の前後でエネルギー損失 ΔE や飛行時間 TOF が大きく変わるのでその相関から外れる。このことを利用してビームラインの途中で反応したイベントの除去を行った。本解析では ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} , ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} と TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} においてゲートを設定する。例として ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} の場合についての説明を行う。まず、図 4.2 のように未反応の粒子のイベントを選択 (四角の黒枠部分) し、一次関数でフィッティングする。フィットで得られた関数を

$$\Delta E_{F13} = p_0 \cdot \Delta E_{F7} + p_1 \quad (4.5)$$

として p_1 分布 (図 4.3) を作成し、ガウス分布でフィッティングする。このうち幅 5σ をゲート条件とする。

これと同様の手順で ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} と TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} についてもゲート条件を決定する。それぞれの一次関数でのフィッティングとそれにもとづく p_1 分布を図 4.4~図 4.7 に示す。

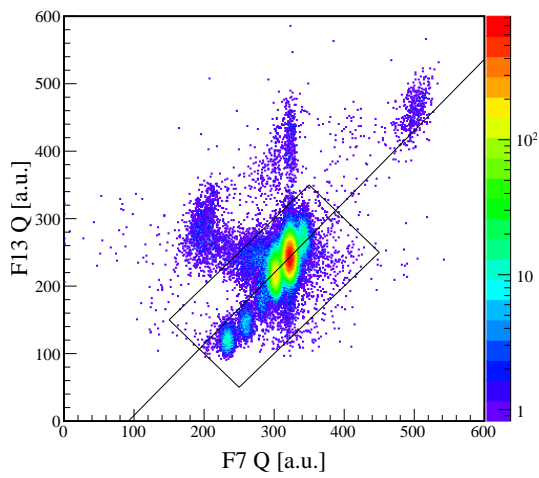


図 4.2: ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} の一次関数 (黒線) でのフィッティング. 黒枠内のイベントをフィットに用いた.

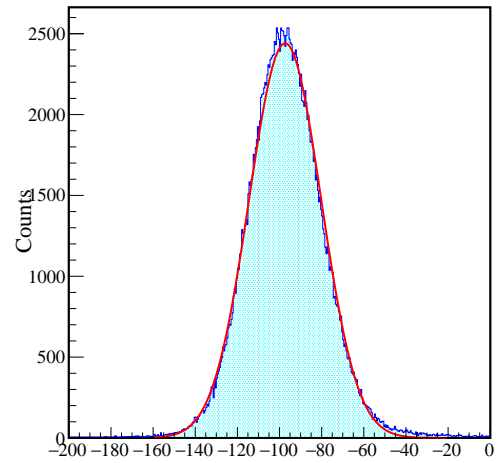


図 4.3: 図 4.2 における p_1 分布のガウス分布でのフィッティング. ゲート条件はこのフィッティングにより得られる 5σ とした.

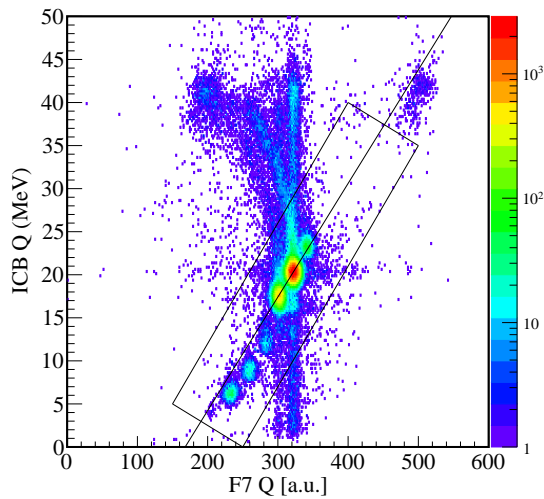


図 4.4: ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} の一次関数 (黒線) でのフィッティング. 黒枠内のイベントをフィットに用いた.

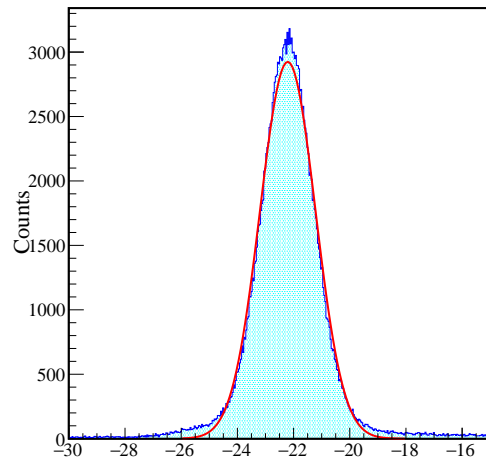


図 4.5: 図 4.4 における p_1 分布のガウス分布でのフィッティング. ゲート条件はこのフィッティングにより得られる 5σ とした.

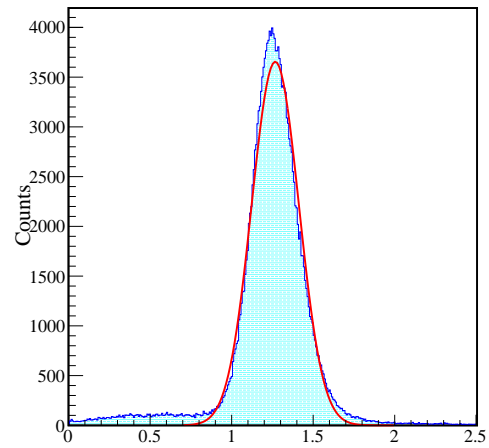
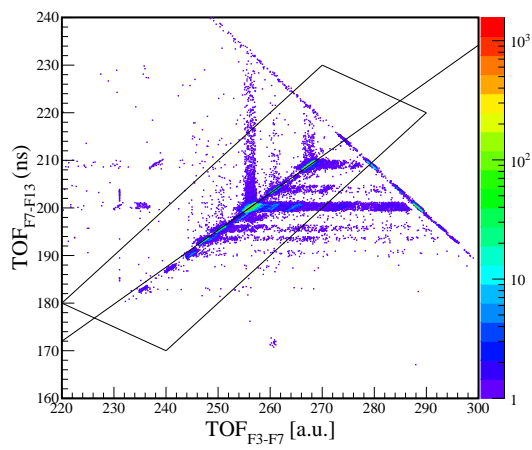


図 4.6: TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} の一次関数 図 4.7: 図 4.6 における p_1 分布のガウス分布での (黒線) でのフィッティング. 黒枠内のイベントを フィッティング. ゲート条件はこのフィッティング フィットに用いた. により得られる 5σ とした.

この方法で得た p_1 の幅 5σ にとったそれぞれのゲート条件を図 4.8~4.10 に示す。これ以降ではこれらの図の二本の黒線で囲まれた領域の粒子のみを選択して解析を行う。

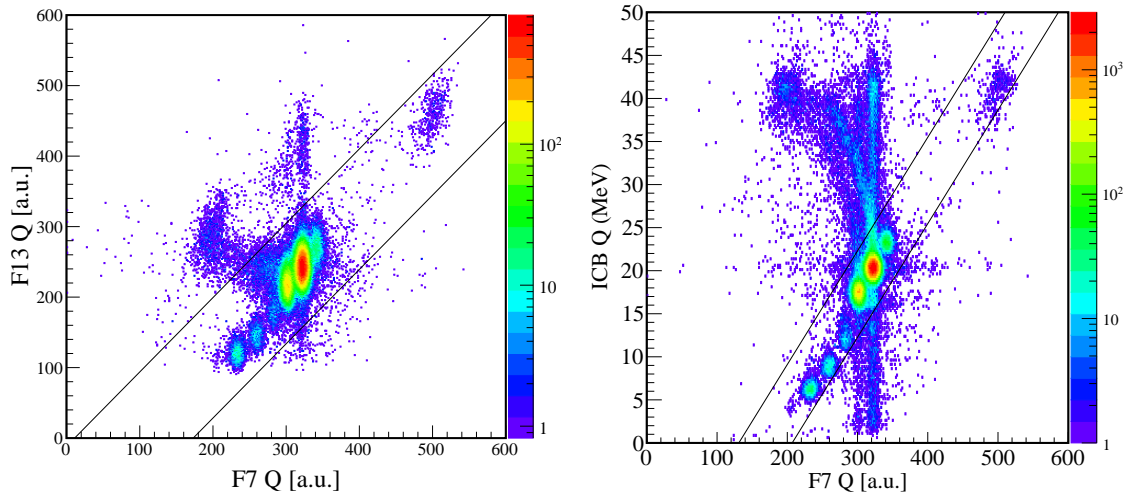


図 4.8: ΔE_{F7} vs ΔE_{F13} における 5σ のゲート条件. 黒線で囲まれたイベントのみを選択する。 図 4.9: ΔE_{F7} vs ΔE_{ICB} における 5σ のゲート条件. 黒線で囲まれたイベントのみを選択する。

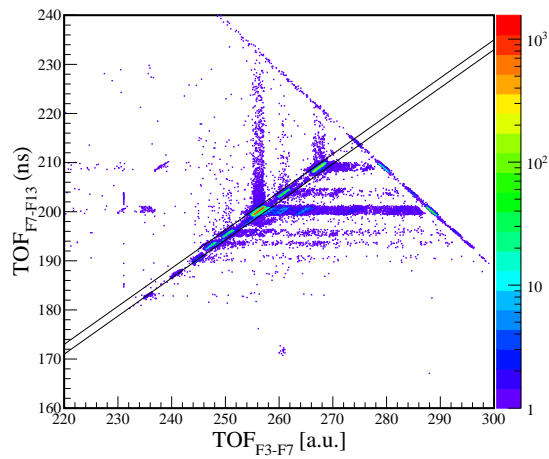


図 4.10: TOF_{F3-F7} vs TOF_{F7-F13} における 5σ のゲート条件. 黒線で囲まれたイベントのみを選択する。

図 4.1 の粒子識別図に対して ΔE の相関によるゲートかけた結果を図 4.11 に、TOF の相関によるゲートかけた結果を図 4.12 に示し、どちらのゲートもかけた結果を図 4.13 に示す。これらのゲートを適用することにより、19%のイベントが除去された。

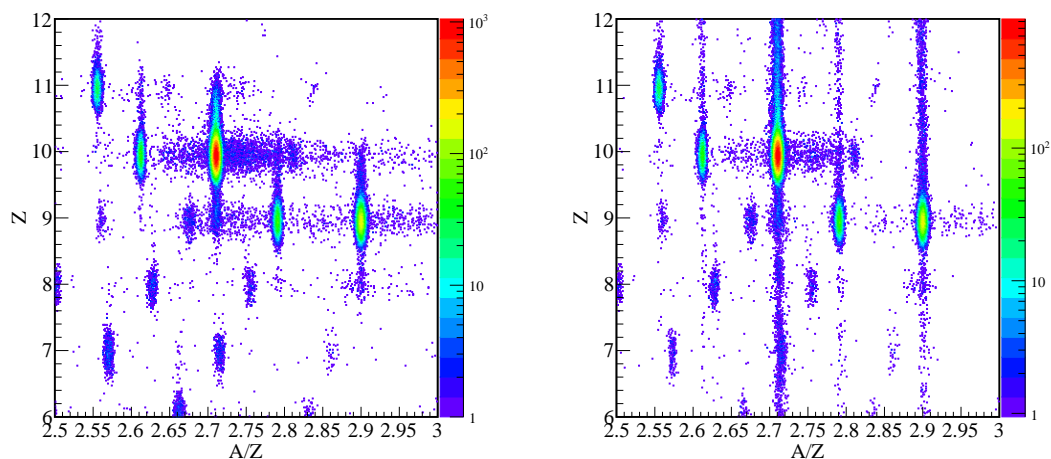


図 4.11: ΔE の相関によるゲート後の粒子識別図 図 4.12: TOF の相関によるゲート後の粒子識別図

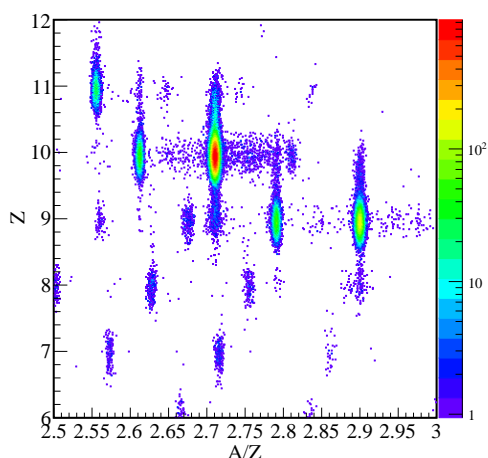
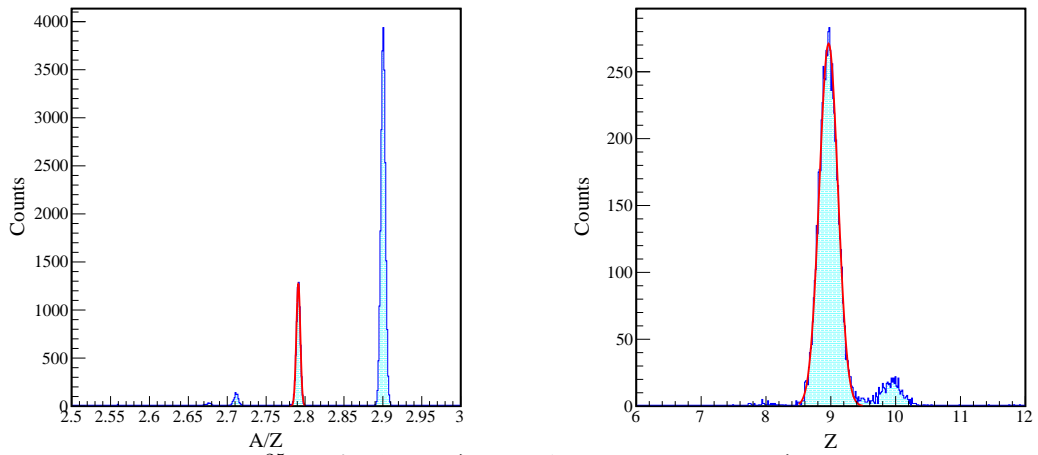
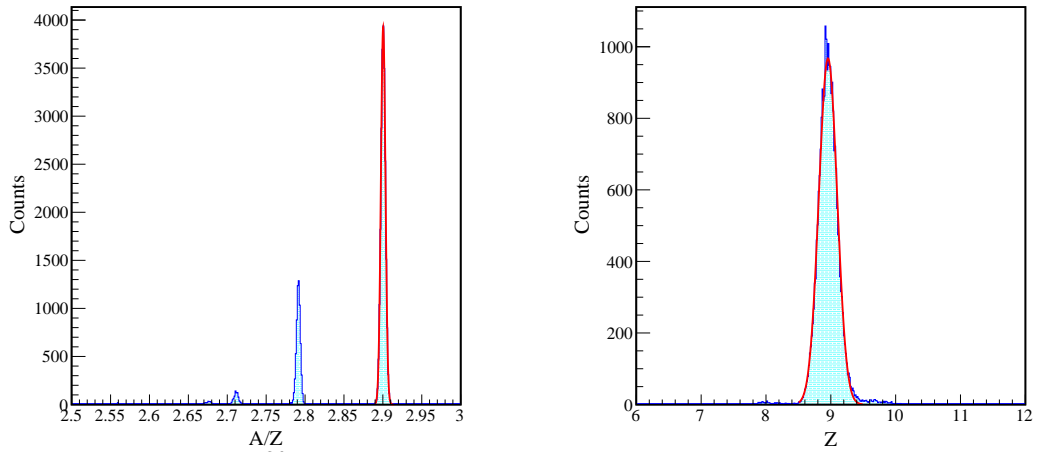


図 4.13: ΔE 相関と TOF の相関によるゲートかけた粒子識別図

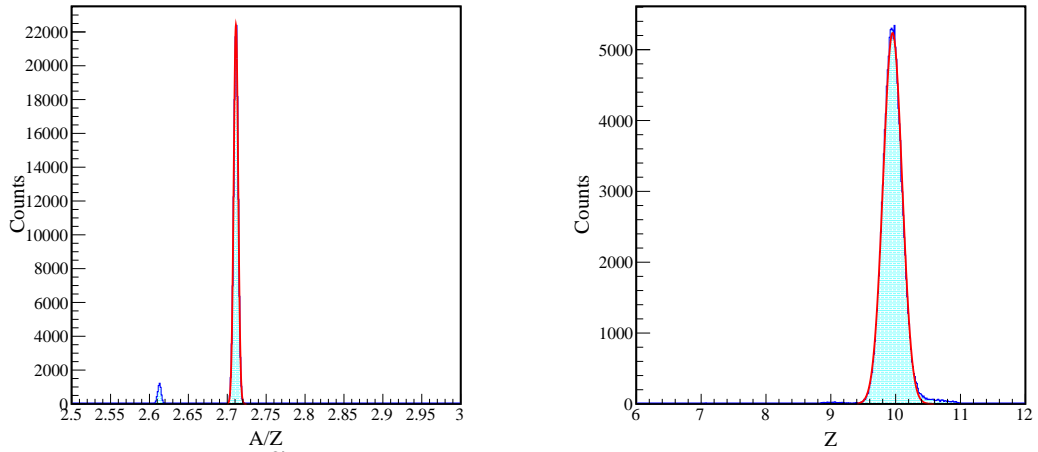
続いて図 4.13 で示した粒子識別図からそれぞれの粒子のゲート条件やビーム強度を求める方法について述べる。例に ^{25}F ($Z = 9$, $N = 16$) を選んで説明を行う。まず $8.5 < Z < 9.5$ の範囲にある粒子を A/Z 軸に射影する。これによって得られた図をガウシアンにフィッティングする。中心から $\pm 3\sigma$ の範囲を A/Z を選択するためのゲート条件とする。さらに Z 軸についても同様に $2.76 < A/Z < 2.8$ の範囲にある粒子を Z 軸に射影してガウス分布でフィッティングし、ピーク中心から $\pm 3\sigma$ の範囲を Z を選択するためのゲート条件とする。それぞれの粒子についても同様の手順を行い射影した図を図 4.14 に示す。



^{25}F の射影図のガウス分布でのフィッティング



^{26}F の射影図のガウス分布でのフィッティング



^{27}Ne の射影のガウス分布でのフィッティング

図 4.14: 各二次ビームの A/Z への射影 (左図) と Z への射影 (右図)

これによって求められる値からゲート条件をそれぞれの径が 3σ となる楕円とする。粒子のゲートとなる楕円を

$$\frac{(A/Z - p)^2}{(3\sigma_{A/Z})^2} + \frac{(Z - q)^2}{(3\sigma_Z)^2} = 1 \quad (4.6)$$

とするとそれぞれパラメータは表 4.1 のようになった。

表 4.1: 二次ビームのゲート条件のパラメータ

粒子	p	q	$3\sigma_{A/Z}$	$3\sigma_Z$
^{25}F	2.8	9.0	0.0075	0.43
^{26}F	2.9	9.0	0.0087	0.42
^{27}Ne	2.7	10	0.0085	0.44

ビーム粒子のエネルギーは粒子の運動量から求める。運動量は測定により得られる磁気硬度と磁場中の荷電粒子の運動方程式

$$B\rho [\text{Tm}] = \frac{P [\text{kg} \cdot \text{m/s}]}{Ze} = \frac{1}{300} \frac{P [\text{MeV}/c]}{Z} \quad (4.7)$$

から得られる [24]。ビーム強度はそれぞれのカウント数を不感時間を取り除いた測定時間で割ることで求める。それぞれの粒子の核子当たりのエネルギー [MeV/nucleon]、ビーム強度 [cps] と DB トリガー全体に対するビーム純度を表 4.2 に示す。

表 4.2: 二次ビームの標的中心でのエネルギー、ビーム強度とビーム純度

二次ビーム	核子当たりのエネルギー [MeV/nucleon]	ビーム強度 [cps]	ビーム純度 [%]
^{25}F	218	1.1×10^3	3.4
^{26}F	202	4.0×10^3	12
^{27}Ne	234	2.3×10^4	66

標的での入射位置と角度は BDC1,2 で測定された位置を外挿して求める。ただし、外挿された位置が標的より外側にある ($-40 \text{ mm} \leq x \leq 40 \text{ mm} \cap -40 \text{ mm} \leq y \leq 40 \text{ mm}$ を満たさない) イベントは取り除く。また本実験では ^{26}F , ^{27}Ne ビームに最適な設定で実験を行ったため ^{25}F の位置分布が円形になっていない。よって ^{25}F については標的での位置 (x, y) をそれぞれ射影してガウス分布でのフィッティングを行い、標的内側かつ $\pm 3\sigma$ の範囲にあるイベントを選択した。選択前の全イベントを図 4.15 に示す。また、これらの位置のゲート条件を課した後の標的中心 (z 中心) での各二次ビームの位置分布及び、角度分布を以下に示す。

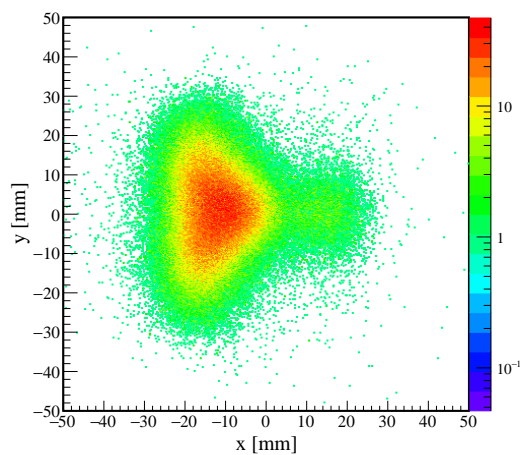


図 4.15: ^{25}F の二次ビームの全イベントの位置分布

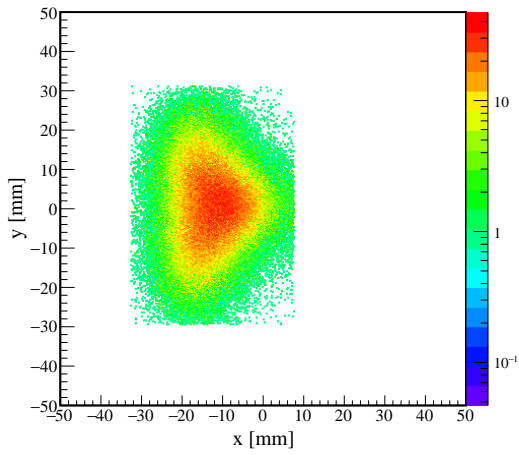


図 4.16: 標的での ^{25}F の位置分布

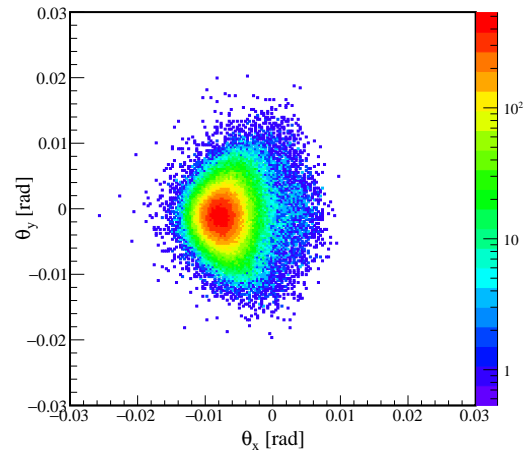


図 4.17: ^{25}F の入射角度分布

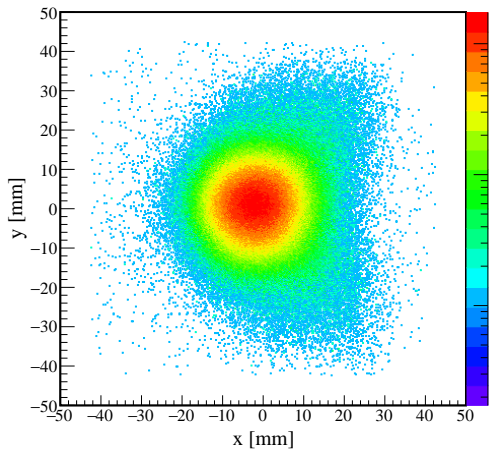


図 4.18: 標的での ^{26}F の位置分布

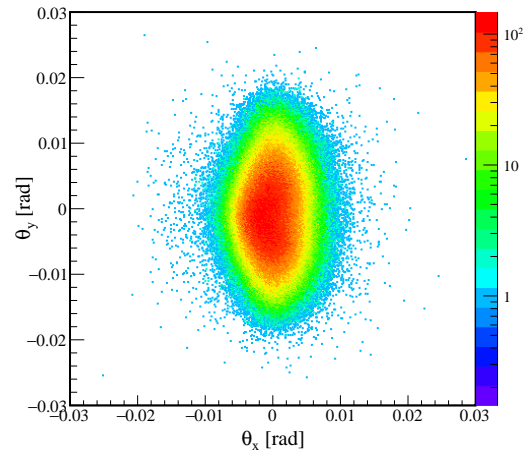


図 4.19: ^{26}F の入射角度分布

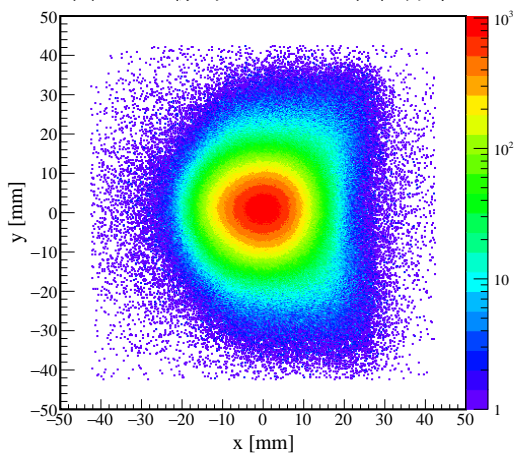


図 4.20: 標的での ^{27}Ne の位置分布

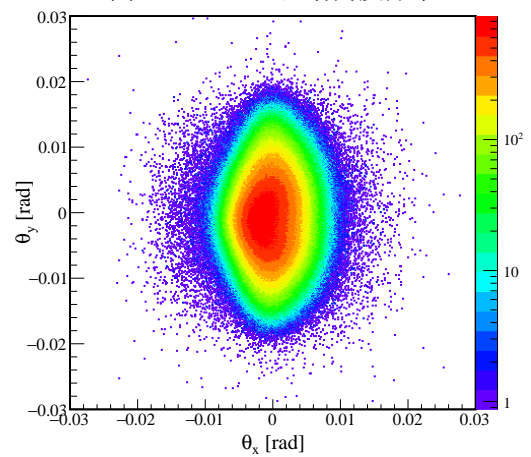


図 4.21: ^{27}Ne の入射角度分布

4.2 荷電フラグメントの解析

本節では標的での反応後に SAMURAI で検出される荷電フラグメントの解析について述べる。

4.2.1 荷電フラグメントの粒子識別

ここでは荷電フラグメントの粒子識別について説明を行う。荷電フラグメントの粒子識別も二次ビームと同様に飛行時間 TOF, エネルギー損失 ΔE , 磁気硬度 $B\rho$ を用いて行う。

荷電フラグメントの Z の導出

原子番号 Z は二次ビーム同様に (4.3) 式を用いて識別する。 ΔE は HODF での発光量に対応する量であり, 標的から HODF までの TOF は

$$\text{TOF (標的}\sim\text{HODF)} = \text{TOF (F13}\sim\text{HODF)} - \text{TOF (F13}\sim\text{標的)} \quad (4.8)$$

により求める。 TOF(F13 \sim 標的) については F13 での速度と F13 \sim 標的間の距離から求めることができる。 発光量についてはシンチレータ内で指数関数的に減少するためシンチレータ上下に取り付けられた光電子増倍管での発光量 Q_u, Q_d の相乗平均

$$Q_{\text{HODF}} = \sqrt{Q_u \cdot Q_d} \quad (4.9)$$

を HODF での発光量とする。 この発光量は原子番号 Z と荷電フラグメントの速度に依存する。 そこで, 飛行時間と発光量の相関を一次関数でフィッティングし, 発光量の速度依存性を打ち消した値 Z_{raw} を

$$Z_{\text{raw}} = \frac{Q_{\text{HODF}}}{p_0 + p_1 \cdot (\text{TOF}_{(\text{標的-HODF})} - p_2)} \quad (4.10)$$

によって求める。 p_0, p_1, p_2 はフィッティングパラメーターである。 ^{27}Ne ビームを選択したイベントの TOF と Q_{HODF} および Z_{raw} の相関を図 4.22, 図 4.23 に示す。 これらの図から補正によって TOF の相関がなくなっていることが分かる。 (4.10) 式で得られた Z_{raw} 分布をガウス分布でフィットして得られる中心値と実際の Z の関係を

$$Z = p_3 + p_4 Z_{\text{raw}} + p_5 Z_{\text{raw}}^2 \quad (4.11)$$

のように二次関数でフィットすることで荷電フラグメントの Z を求めるパラメーター p_3, p_4, p_5 を決定した。

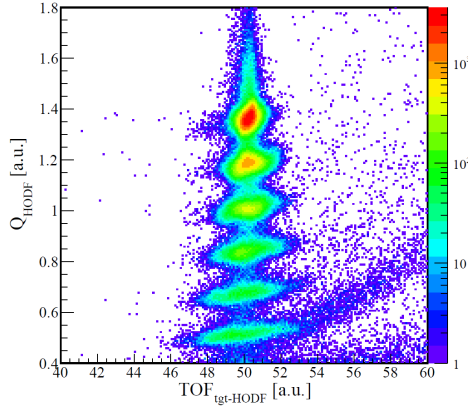


図 4.22: TOF と Q_{HODF} の相関図

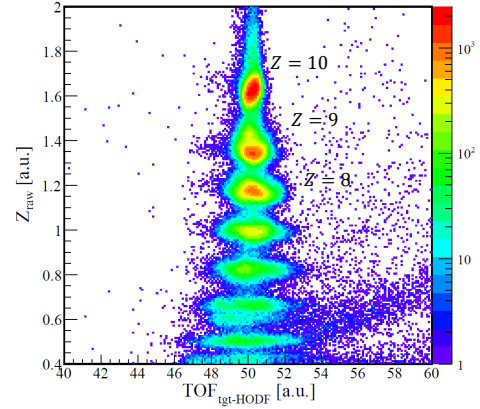


図 4.23: TOF と Z_{raw} の相関図

荷電フラグメントの A/Z の導出

荷電フラグメントの A/Z は二次ビームと同様に (4.4) 式を用いて求める。荷電フラグメントの A/Z を導出するにあたりまず、FDC1,2 における STC (Space to Time Conversion) について述べる。

ドリフトチェンバーではドリフト時間から荷電粒子の通過位置を同定する。入射粒子の位置分布が一様であるとき粒子数 N と距離 x の関係は

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \quad (4.12)$$

である。よって

$$\frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = \text{const.} \Rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.13)$$

となり、ドリフト距離は TDC 分布の積分から得ることができる。図 4.24 左図のような分布であったとき得られた ch 数までの積分値に対応する右図での位置 (mm) がドリフト距離になる。ヒットしたワイヤーの TDC 情報から得られたドリフト距離を X_{TDC} とし、ドリフトチェンバーの全ての層のトラックによって得られるドリフト距離を X_{track} とする。図 4.25 は横軸に TDC 情報から得られたドリフト距離 X_{TDC} 、縦軸に残差 $X_{\text{track}} - X_{\text{TDC}}$ ($= X_{\text{residual}}$) をとった二次元ヒストグラムである。残差を 0 にすることを目的としてこの分布を関数でフィッティングし、ドリフト距離に補正項を加える。フィッティングに用いた関数は

$$y = x(x-1)(x+1)(p_0 + p_1x^2 + p_2x^4 + p_3x^6 + p_4x^8) \quad (4.14)$$

である。 p_0, p_1, p_2, p_3, p_4 はフィッティングパラメータである。補正項を加えたドリフト距離を用いて再び飛跡解析を行うことでより正確な位置を求めることができる。これを複数回行うことによりドリフト距離への較正をした。図 4.26～図 4.29 は補正ごとの残差分布を示したものである。図 4.29 が最終的な残差分布である。

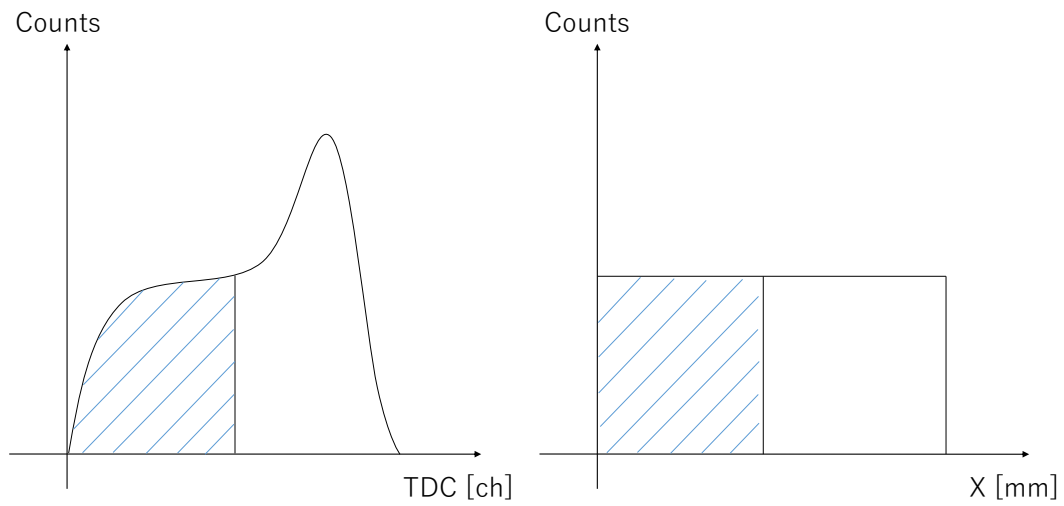


図 4.24: TDC 分布と位置分布の対応例

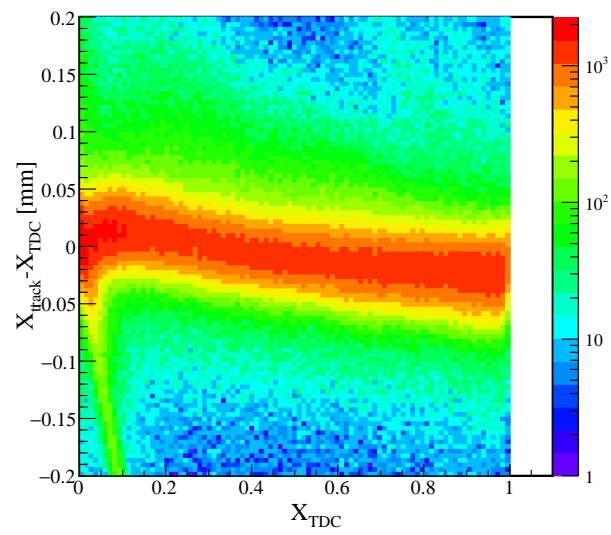


図 4.25: ドリフト距離に補正項を加える前の X_{TDC} vs $X_{residual}$ 分布

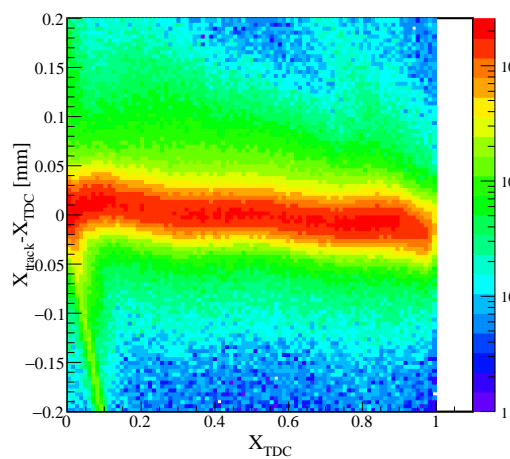


図 4.26: 1回補正後の X_{TDC} vs $X_{residual}$

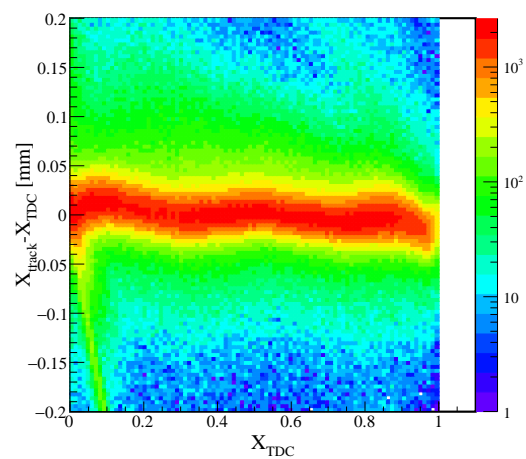


図 4.27: 2回補正後の X_{TDC} vs $X_{residual}$

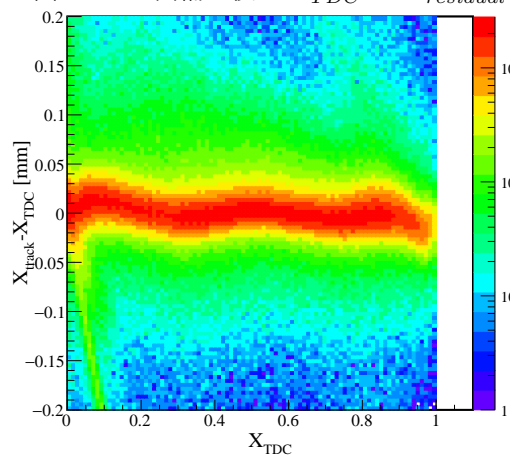


図 4.28: 3回補正後の X_{TDC} vs $X_{residual}$

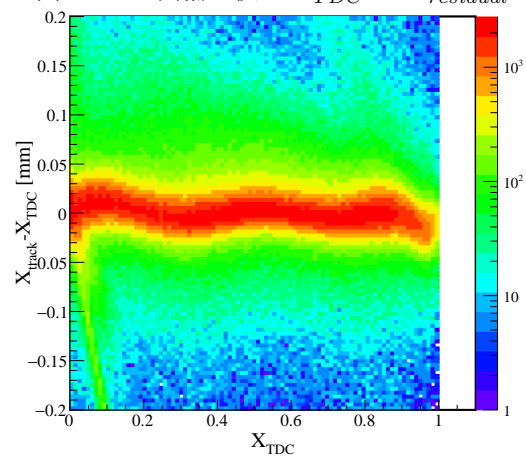


図 4.29: 4回補正後の X_{TDC} vs $X_{residual}$

続いて β と $B\rho$ の導出について述べる. β は前述の TOF から求め、飛行距離 FL と $B\rho$ はどちらも FDC1, 2 での荷電フラグメントの測定位置を引数とする関数から求める。

$$B\rho = f(x_{\text{FDC1}}, y_{\text{FDC1}}, \theta_{x,\text{FDC1}}, \theta_{y,\text{FDC1}}, x_{\text{FDC2}}, \theta_{x,\text{FDC2}}) \quad (4.15)$$

$$= \sum_i c_{1,i} a_i + \sum_{i,j} c_{2,ij} a_i a_j \quad (4.16)$$

$$a_i, a_j : x_{\text{FDC1}}, y_{\text{FDC1}}, \theta_{x,\text{FDC1}}, \theta_{y,\text{FDC1}}, x_{\text{FDC2}}, \theta_{x,\text{FDC2}} \quad (4.17)$$

$$c_{1,i} : \text{一次の項のパラメーター} \quad (4.18)$$

$$c_{2,ij} : \text{二次の項のパラメーター} \quad (4.19)$$

$$\text{FL} = f(x_{\text{FDC1}}, y_{\text{FDC1}}, \theta_{x,\text{FDC1}}, \theta_{y,\text{FDC1}}, x_{\text{FDC2}}, \theta_{x,\text{FDC2}}) \quad (4.20)$$

これらの関数の係数は GEANT4 によるシミュレーションをもとに求める。これらの関数を用いることで最終的に β と $B\rho$ を求め、 A/Z を求める。

4.2.2 荷電フラグメントのゲート条件

上記の通り解析を行い導出した A/Z と Z から作成した DB トリガーでの荷電フラグメントの粒子識別図を図 4.30 に示す。

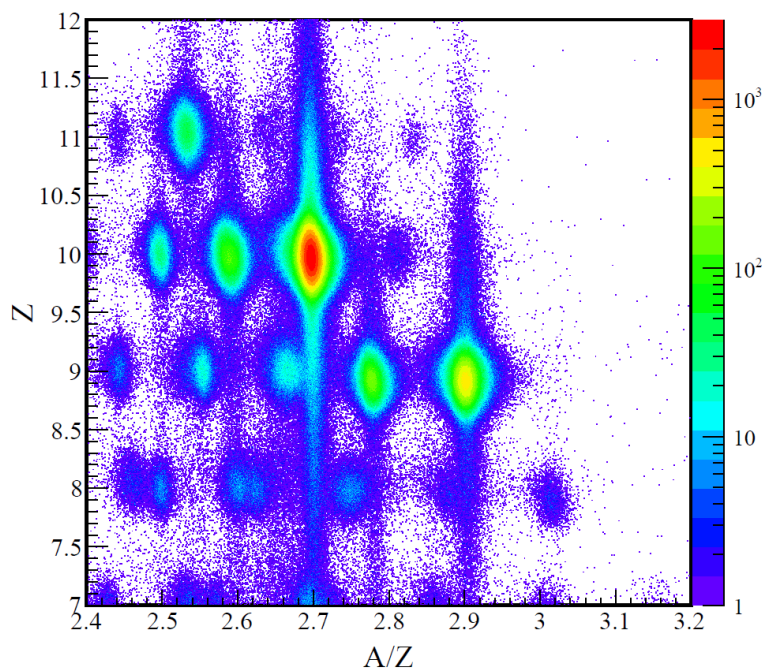


図 4.30: 荷電フラグメントの粒子識別図

荷電フラグメントのゲート条件を決定する手順は二次ビームと同様であるが、収量が少ない粒子については同じ Z や近い A/Z を持つ粒子からゲート条件 (Z と A/Z のゲート幅) を決定した。ゲート条件の決定に用いた粒子とそれぞれの射影のガウス分布でのフィッティングをそれぞれ表 4.3, 図 4.31, 図 4.32 にまとめる。

表 4.3: 荷電フラグメントのゲート条件に用いた粒子

識別する粒子	Z のゲート条件決定に用いた粒子	A/Z のゲート条件決定に用いた粒子
^{24}O ($Z = 8, A/Z = 3$)	^{22}O	^{26}F
^{23}O ($Z = 8, A/Z = 2.88$)	^{22}O	^{26}F
^{22}O ($Z = 8, A/Z = 2.75$)	^{22}O	^{26}F

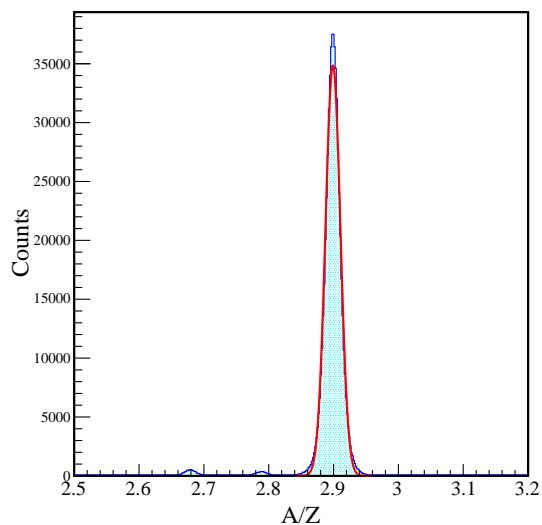


図 4.31: $7.5 < Z < 8.5$ を選択した場合の A/Z 分布. 赤線でフィットしているピークが ^{26}F に対応しており, これにより得られる 3σ を A/Z のゲート条件とする.

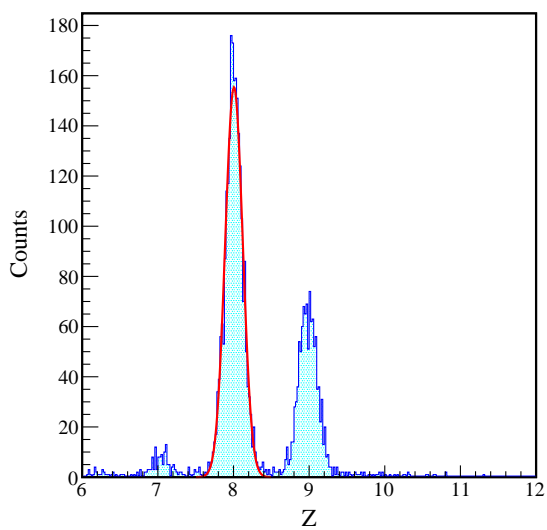


図 4.32: $A/Z = 2.75$ (^{22}O の A/Z) を中心として図 4.31 によって得られる範囲の A/Z を選択した場合の Z 分布. 赤線でフィットしているピークが ^{22}O に対応しており, これにより得られる 3σ を Z のゲート条件とする.

4.2.3 荷電フラグメントの検出効率

断面積を求めるにあたり、検出器の検出効率を考慮しなければならない。実際の実験では標的の下流側の検出器がすべての粒子を検出できるわけではないので、検出効率を考慮しなければ下流側の粒子数を少なく見積もることになり、断面積を小さく求めてしまうことになる。FDC1,2 はドリフトチェンバーであるため、粒子の Z ごとに異なる検出効率となる可能性がある。そこで $Z = 8, 9, 10$ のそれぞれにおいて検出効率を求める。FDC1,2 のそれぞれの検出効率をそれぞれ

$$\frac{N(\text{FDC1} \cap \text{HODF})}{N(\text{HODF})} \quad (4.21)$$

$$\frac{N(\text{FDC2} \cap \text{HODF})}{N(\text{HODF})} \quad (4.22)$$

のように定義する。ここで、 N は括弧内の条件 (検出器) で検出したイベント数を表す。FDC1,2 の検出効率を表 4.4 にまとめる。

表 4.4: 各原子番号に対する FDC1 と FDC2 の検出効率

	FDC1	FDC2
$Z = 8$	98.3 %	96.7 %
$Z = 9$	98.3 %	97.5 %
$Z = 10$	98.2 %	96.8 %

次に HODF の検出効率について述べる。HODF の隣り合うプラスチックシンチレータの境界に入射するフラグメントは二つのプラスチックシンチレータで検出される。この場合、発光量が二つのシンチレータに分割され、本来の原子番号 Z よりも小さい Z であると識別されてしまう。このようなイベントを棄却するために多重度 (1 イベント中の HODF のヒット数) が 1 のイベントのみ選択する。図 4.33~図 4.40 は多重度が 1 のイベントにおける HODF での位置分布である。FDC2 での位置と角度を外挿することで導出した。これらの図から各シンチレータの境界に対応する位置でイベント数が少なくなっていることが分かる。これは通過粒子のエネルギー損失が二つのシンチレータで分割され、結果として原子番号が小さく計算されるためである。断面積を導出する際にはこれらの分布のうち、シンチレータの境界部分を台形近似して本来あるべき統計量を見積もって真のフラグメント数として算出する。そうして得た N_{HODF} を断面積の導出に用いる。ただし ^{25}F ビームから ^{24}O への反応チャンネルの検出効率については境界部分に起因するイベント数の減少が見られなかったため HODF の検出効率を 100 % とした。表 4.5 に検出効率の一覧を示す。

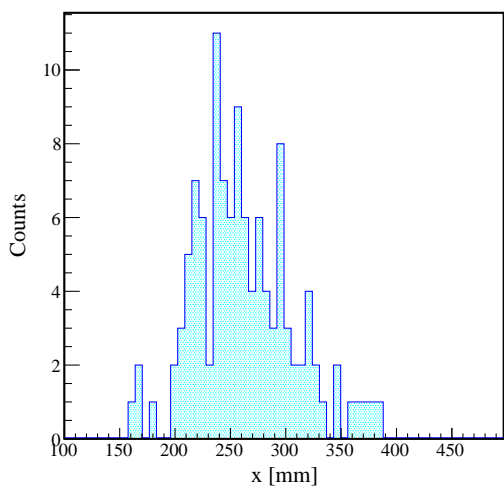


図 4.33: DB トリガーでの ^{25}F から ^{24}O への反応チャンネルでの位置分布.

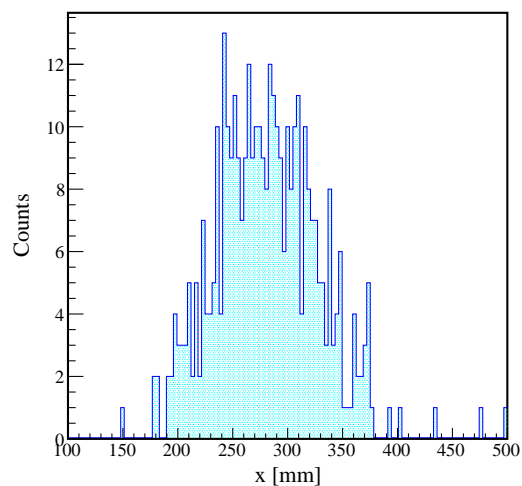


図 4.34: BN トリガーでの ^{25}F から ^{24}O への反応チャンネルでの位置分布.

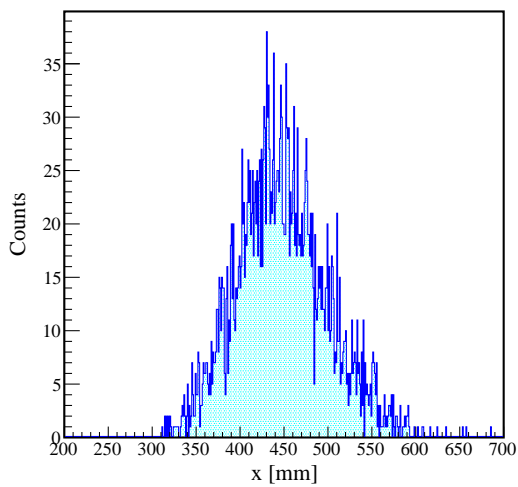


図 4.35: BN トリガーでの ^{25}F から ^{23}O への反応チャンネルでの位置分布.

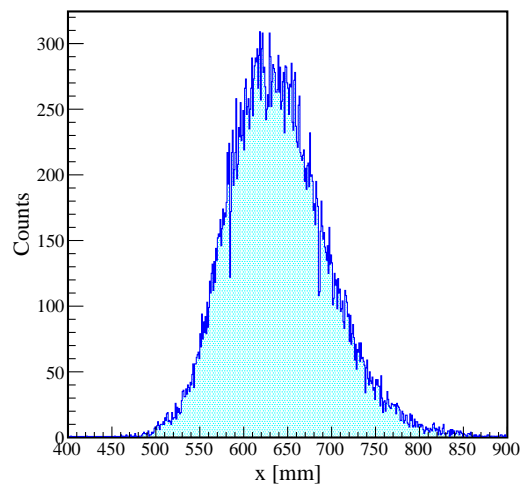


図 4.36: BN トリガーでの ^{25}F から ^{22}O への反応チャンネルでの位置分布.

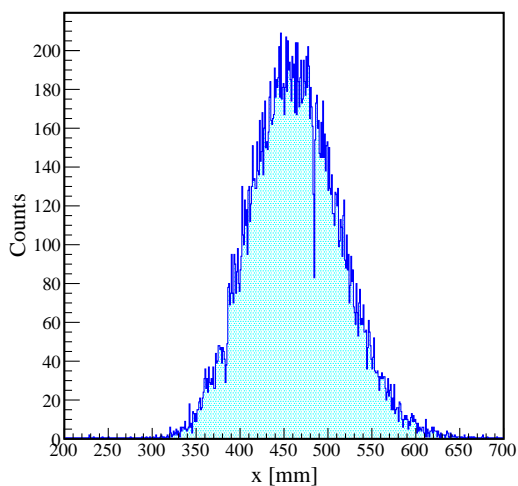


図 4.37: BN トリガーでの ^{26}F から ^{24}O への反応チャンネルでの位置分布.

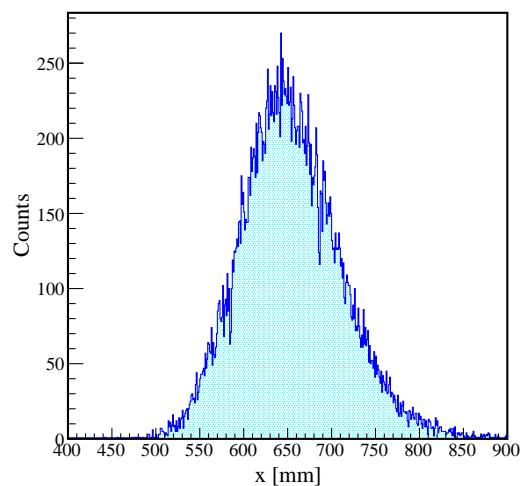


図 4.38: BN トリガーでの ^{26}F から ^{23}O への反応チャンネルでの位置分布.

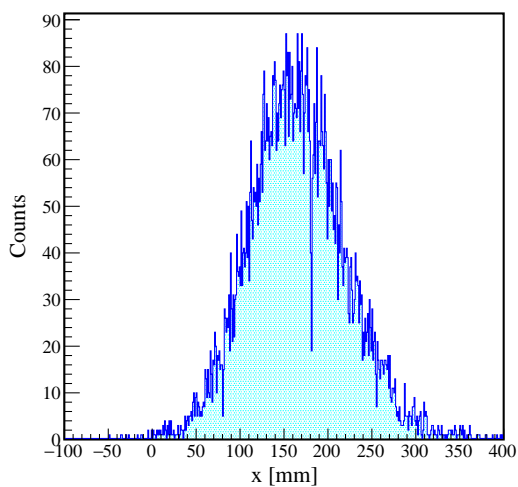


図 4.39: BN トリガーでの ^{27}Ne から ^{24}O への反応チャンネルでの位置分布.

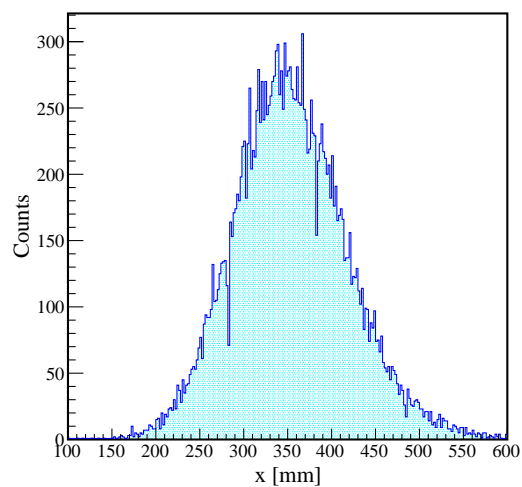


図 4.40: BN トリガーでの ^{27}Ne から ^{23}O への反応チャンネルでの位置分布.

表 4.5: 各反応チャンネルにおける HODF の検出効率

二次ビーム	荷電フラグメント	トリガー条件	検出効率
^{25}F	^{24}O	DB	100 %
^{25}F	^{24}O	BN	100 %
^{25}F	^{23}O	BN	99.36 %
^{25}F	^{22}O	BN	99.33 %
^{26}F	^{24}O	BN	99.38 %
^{26}F	^{23}O	BN	99.61 %
^{27}Ne	^{24}O	BN	99.01 %
^{27}Ne	^{23}O	BN	99.30 %

4.3 中性子の解析

本節では中性子検出器 NEBULA を用いた中性子解析について述べる。NEBULA は VETO と NEUT のセット二つによって構成されており、上流側のセットを 1st wall, 下流側のセットを 2nd wall と呼ぶことにする。全ての NEBULA の解析は 1 イベント内で

- ・ VETO で信号が検出されなかった
- ・ NEUT の発光量が 6MeVee 以上

の二つの条件を満たした信号をヒットと呼ぶことにするⁱ。以降では TOF の小さい順に並び替え、それらを一番目のヒット, 二番目のヒット, …と呼ぶことにする。4.3.1 項で $^{25}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 1n$ のような一中性子崩壊の解析手法について, 4.3.2 項で二中性子崩壊の解析手法について述べ, 4.3.3 項で本中性子解析の妥当性の評価を行う。

4.3.1 一中性子解析

一中性子崩壊のイベントにおいて, 複数のヒットを検出することがあるが, その中から最初に中性子が相互作用した真のヒットを選択する必要がある。一中性子崩壊を起こす反応チャンネルについては一番目のヒットを解析に用いるヒットとし, そのヒットの位置・TOF から中性子の運動量ベクトルを計算し, 相対エネルギーの導出に用いる。

4.3.2 二中性子解析

本項では二中性子解析について述べる。これ以降では 1st wall 内, 2nd wall 内での 2 ヒットイベントを Same wall イベント, 1st wall での 1 ヒットと 2nd wall での 1 ヒットによる 2 ヒットイベントを Different wall イベントと呼ぶことにする。前項で述べたように一中性子崩壊のイベントでも複数のモジュールで信号を検出する場合がある。このヒットはクロストークと呼ばれ, 二つ以上の中性子を検出する場合にはクロストークを除去する必要がある。本研究では図 4.41 に示すフローチャートに沿ってクロストークを除去し二中性子解析を行う。

一番目のヒットは真のヒットであるとして初めに二番目 ($i=2$ とラベル付けする) のヒットについて Same wall か Different wall かを分け, それぞれのゲート条件に当てはめる。ゲートを通過して真の二中性子イベントと判断された場合その 2 ヒットを用いて解析を行う。クロストークと判断された場合は一番目のヒットと三番目 ($i=3$) 番目のヒットについて同様に判定を行う。これを $i=2, 3, 4, \dots$ と続けていき, イベント内の最後のヒットまでクロストークと判断された場合そのイベントはクロストークイベントと判断する。Same wall と Different wall のゲート条件は後述する。

ⁱMeVee (MeV-electron equivalent) とは電子がシンチレータに 1MeV のエネルギーを与えた際の発光量を表す。6MeVee 以下のヒットを除去することで標的などで発生した γ 線イベントを除去することができる。

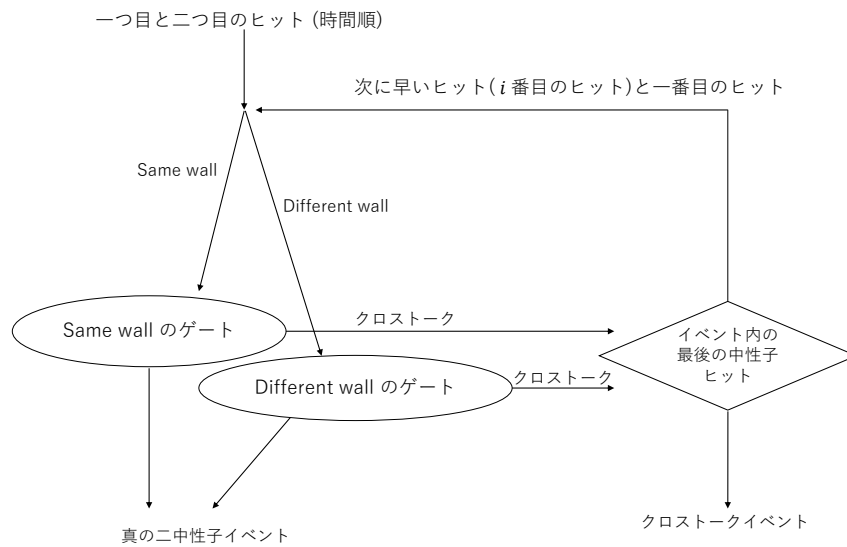


図 4.41: クロストーク解析のフローチャート. 最も早いヒットと i 番目 ($i \geq 2$) のヒットが真の二中性子となるかイベント内の最後のヒットとなるまでこのフローを繰り返す. Same wall のゲート条件は図 4.46~図 4.51 を用い, Different wall のゲート条件は図 4.53~図 4.56 を用いる.

クロストークの主な発生要因としては

- ・ 反跳陽子によるヒット
- ・ 反跳中性子による 2 ヒット
- ・ γ 線によるヒット

がある. クロストーク除去のための Same wall と Different wall のゲート条件を決定するために, GEANT4 シミュレーション [42] による一中性子崩壊シミュレーションと二中性子崩壊シミュレーションを行った. 図 4.42 に GEANT4 によるシミュレーションの様子を示す.

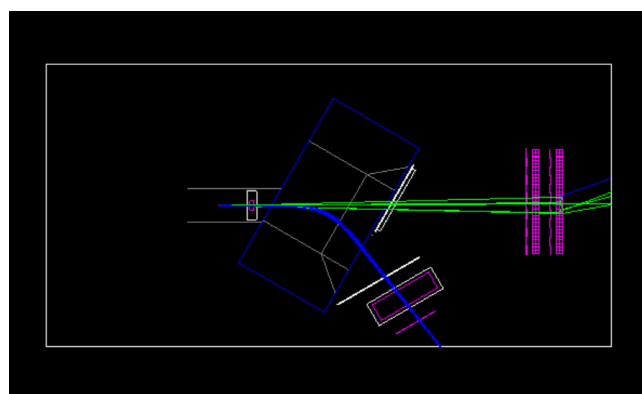


図 4.42: GEANT4 シミュレーションの様子. 黄色の線が中性子, 青線がフラグメントを示している

一中性子崩壊シミュレーションで二つ以上のヒットがあったイベントはすべてクロストークによるものである。一方，二中性子崩壊のシミュレーションの場合には二中性子によるヒットとクロストークの両方が含まれる。よってこの二つのシミュレーションを比較することによって，クロストークイベントはなるべく除去しつつ，真のイベントをなるべく残すようなカット条件を決定することができる。シミュレーションのセットアップは以下のとおりである。このセットアップで行ったシミュレーション結果にもとづく Same wall と Different wall のそれぞれのゲート条件決定方法を順に述べる。

- ・崩壊モデル：Phase Space Decay
- ・ビームエネルギー：218 MeV/nucleon (表 4.2 の ^{25}F の値に準拠)
- ・標的中心でのビーム位置とビーム角度：図 4.43, 図 4.44 (図 4.16 および図 4.17 に準拠)

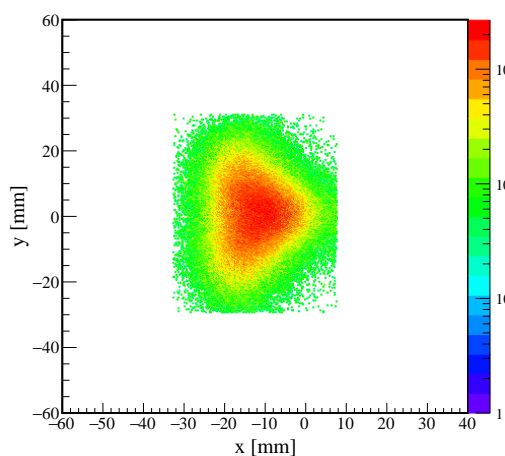


図 4.43: 標的中心での位置分布

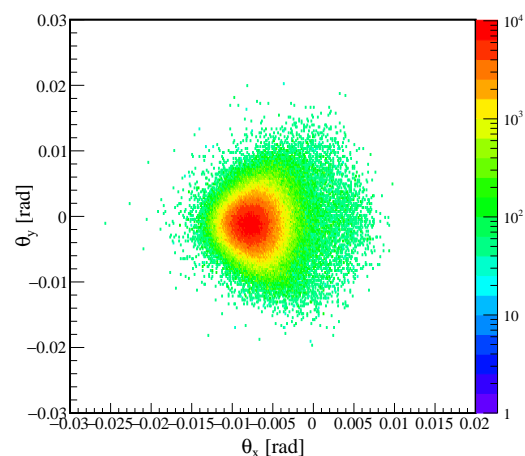


図 4.44: 入射角度分布

- ・崩壊：
 - $^{25}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 1n$ (一中性子崩壊シミュレーション)
 - $^{25}\text{O} \rightarrow ^{23}\text{O} + 2n$ (二中性子崩壊シミュレーション)
- ・崩壊位置： z 方向 (ビーム進行方向) は標的範囲 (10 mm 厚) で一様。 x, y は z と図 4.43, 図 4.44 にもとづく。
- ・相対エネルギー：10 MeV 以下で一様
- ・発生イベント数： 10^7

Same wall のゲート条件

Same wall でのクロストークイベントの様子およびクロストーク除去に必要なパラメータの定義を図 4.45 に示す。

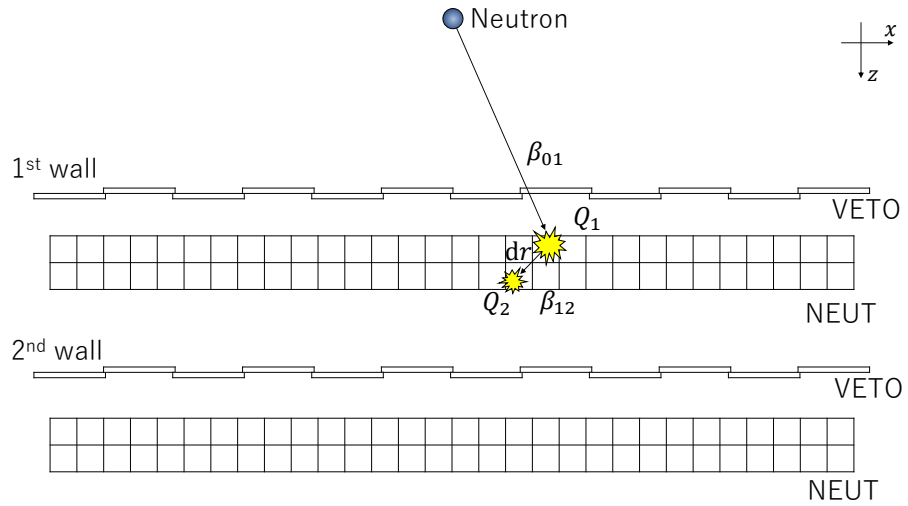


図 4.45: NEBULA 上面から見た Same wall のクロストークの様子

図 4.45 は NEBULA の上面から見た Same wall でのクロストークの様子を示したもので、 z はビームの進行方向、 x は地面と z 軸に垂直な軸である。 β_{01} が崩壊位置と一番目のヒット間の速さ、 β_{12} が一番目のヒットともう一方 (時間順が i 番目) のヒット間の速さ、 Q_1 が一番目のヒットの発光量、 Q_2 がもう一方のヒットの発光量を表している。 dr は 2 ヒット間の距離であり、2 ヒット間の時間差を dt とする。

まず初めに反跳陽子によるクロストークイベントの除去を行う。陽子はシンチレータ内で即座に発光するため2ヒット間の距離が短くなる特徴をもつ。よって反跳陽子によるクロストークは dr と dt の相関を用いて除去する。一中性子崩壊シミュレーションと二中性子崩壊シミュレーションにおける β_{01}/β_{12} と Q_2 の相関を図 4.46, 図 4.47 に示す。

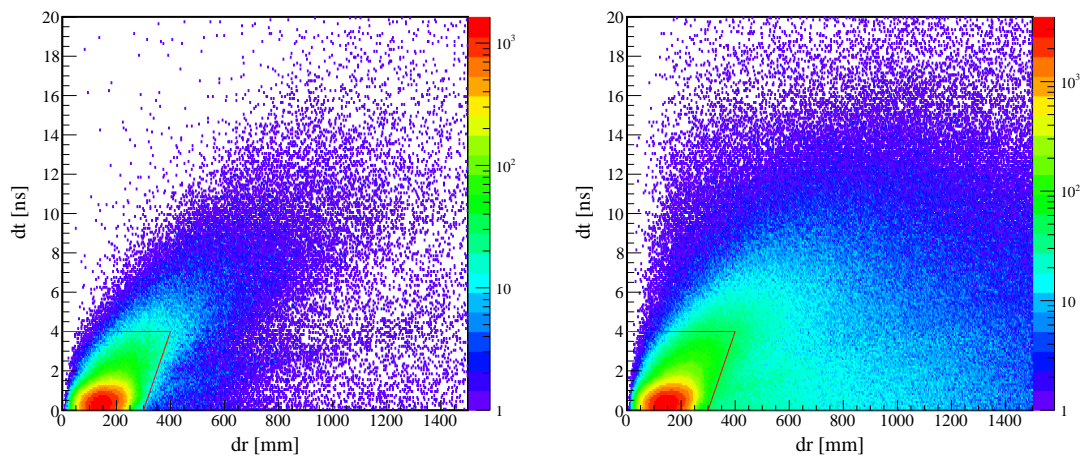


図 4.46: Same wall の反跳陽子によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション). 横軸が dr [mm], 縦軸が dt [ns].
 図 4.47: Same wall の反跳陽子によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション). 横軸が dr [mm], 縦軸が dt [ns].

どちらの図においてもヒット間距離が小さい部分にイベントが多く見られる。これが反跳陽子によるクロストークであり、赤枠で囲まれた dr と dt がどちらも小さい領域のヒットを除去する。

次に反跳中性子によるクロストークの除去を行う。反跳中性子による2ヒットは一つ目のヒットで中性子がエネルギーを落とすため $\beta_{01} > \beta_{12}$ となるはずである。よって反跳中性子によるクロストークは β_{01}/β_{12} と Q_2 の相関を用いて除去する。一中性子崩壊シミュレーションと二中性子崩壊シミュレーションにおける β_{01}/β_{12} と Q_2 の相関を図 4.48, 図 4.49 に示す。ただし反跳陽子によるクロストークは除去済みである。 $\beta_{01}\beta_{12}$ が負となるのは中性子の後方散乱により i 番目のヒットの z が一番目のヒットの z より小さくなっていることを表している。

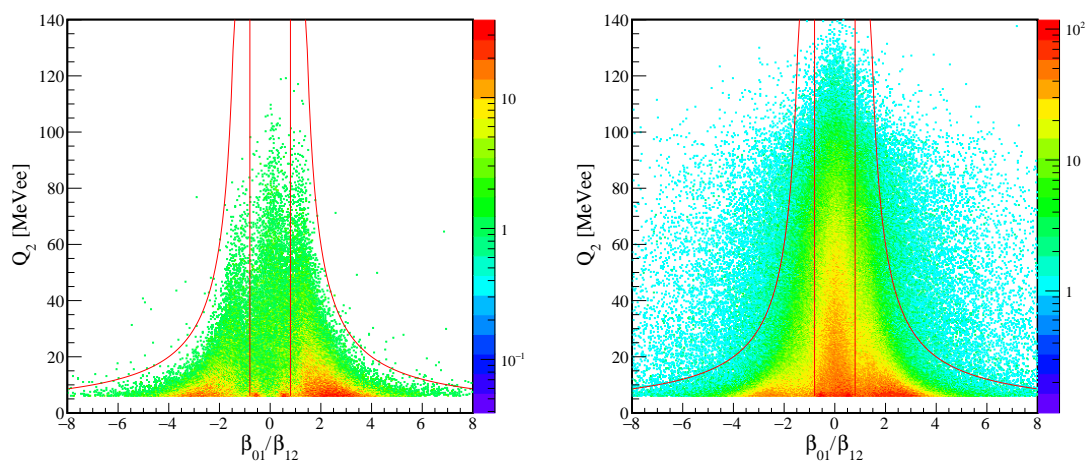


図 4.48: Same wall の一中性子によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション). 横軸が β_{01}/β_{12} , 縦軸が Q_2 [MeVee]. 正負ともに赤色の直線と曲線で囲まれた領域のイベントを除去する.
 図 4.49: Same wall の一中性子によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション). 横軸が β_{01}/β_{12} , 縦軸が Q_2 [MeVee]. 正負ともに赤色の直線と曲線で囲まれた領域のイベントを除去する.

一中性子崩壊シミュレーション (図 4.48) では $\beta_{01}/\beta_{12} \approx 0$ の領域にイベント数は多くは見られなかった一方で二中性子崩壊シミュレーション (図 4.49) では同じ領域にイベント数が増大している。このことから $\beta_{01}/\beta_{12} \approx 0$ の領域は真の二中性子イベントが支配的になっていることが分かる。また図中の曲線に対して Q_2 が大きくなっている領域では一中性子崩壊シミュレーションではほとんどイベントが現れず、真の二中性子イベントのみが現れるとみなすことができる。以上のことから β_{01}/β_{12} が正, 負のそれぞれで赤線で示した直線と曲線で囲まれた領域のイベントを除去する。

次に γ 線によるクロストークの除去を行う。 γ 線による2ヒットは γ 線の発生源となる一つ目のヒットから二つ目(i 番目)のヒットまでの速度が光速となり、 Q_2 が小さくなる。よって γ 線によるクロストークは $1/\beta_{12}$ と Q_2 の相関を用いて除去する。一中性子崩壊シミュレーションと二中性子崩壊シミュレーションにおける $1/\beta_{12}$ と Q_2 の相関を図4.50, 図4.51に示す。ただし反跳陽子と反跳中性子によるクロストークは除去済みである。

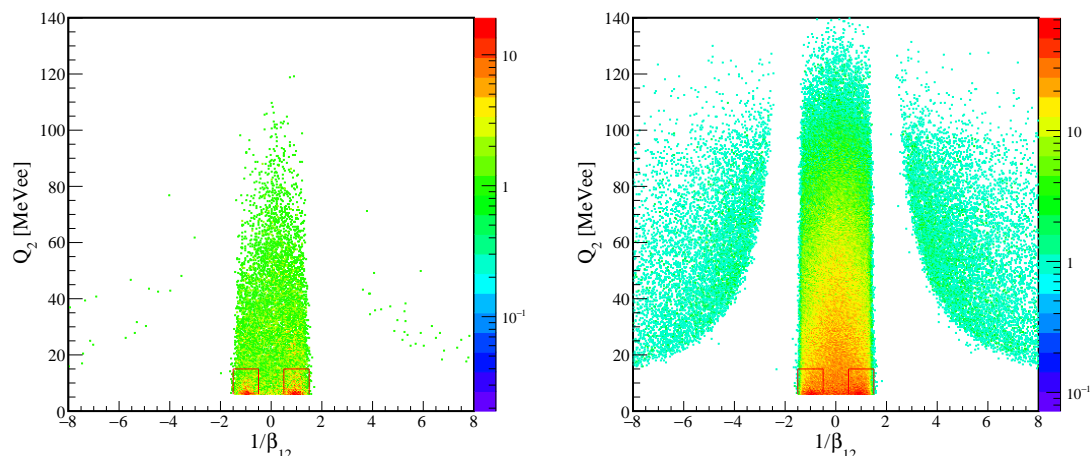


図 4.50: Same wall の γ 線によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション). 横軸が $1/\beta_{12}$, 縦軸が Q_2 [MeVee].
 図 4.51: Same wall の γ 線によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション). 横軸が $1/\beta_{12}$, 縦軸が Q_2 [MeVee].

一中性子崩壊シミュレーション (図 4.50) では $1/\beta_{12} \approx \pm 1$ かつ $Q_2 < 10$ MeVee の領域にイベントが多くある。上記の説明からこれが γ 線によるクロストークであり、二中性子崩壊シミュレーションの同じ領域にもクロストークが含まれていると考えられる。よって図中の赤線で囲まれた領域のイベントを除去する。

Different wall のゲート条件

Different wall でのクロストークイベントの様子およびクロストーク除去に必要なパラメータの定義を図 4.52 に示す。

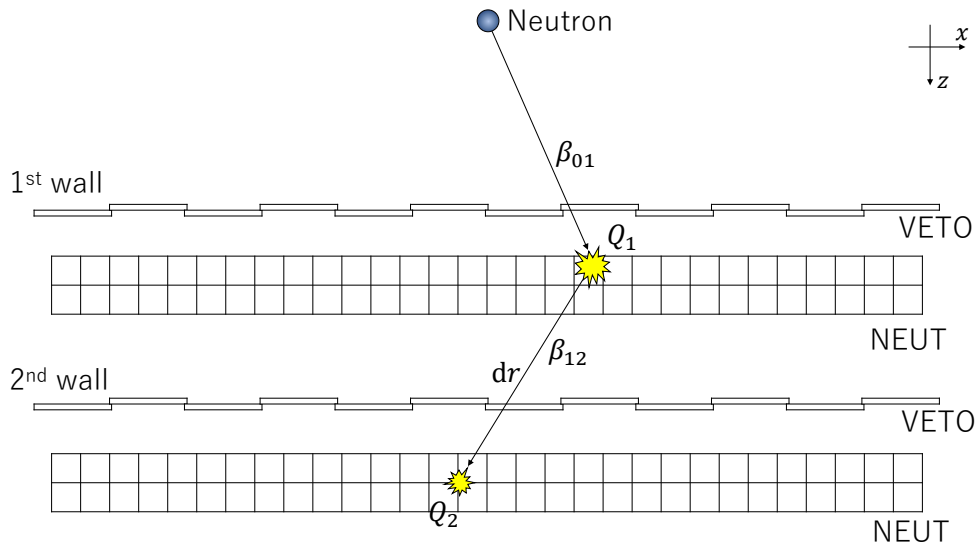


図 4.52: Different wall のクロストークの様子

図 4.52 は NEBULA の上面から見た Different wall でのクロストークの様子を示したもので、 z はビームの進行方向、 x は地面と z 軸に垂直な軸である。 β_{01} が崩壊位置と一番目のヒット間の速さ、 β_{12} が一番目のヒットともう一方 (時間順が i 番目) のヒット間の速さ、 Q_1 が一番目のヒットの発光量、 Q_2 がもう一方のヒットの発光量を表している。 dr は 2 ヒット間の距離であり、 2 ヒット間の時間差を dt とする。

Different wall では反跳陽子によるクロストークイベントは VETO によって除去することができる。よって、Different wall のクロストークの除去ではまず反跳中性子によるクロストークの除去を行う。Different wall の反跳中性子のクロストークは Same wall と同様に β_{01}/β_{12} と Q_2 の相関を用いて除去する。一中性子崩壊シミュレーションと二中性子崩壊シミュレーションにおける β_{01}/β_{12} と Q_2 の相関を図 4.53, 図 4.54 に示す。

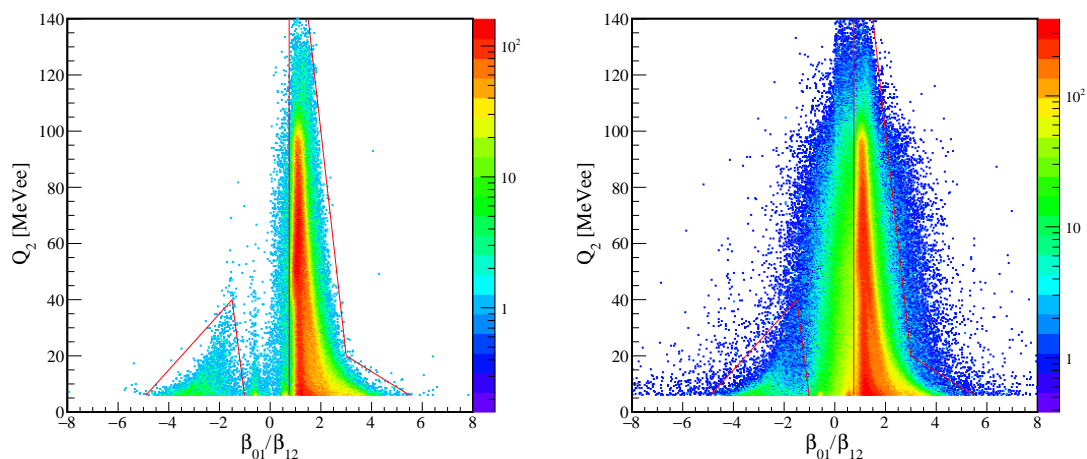


図 4.53: Different wall の一中性子によるクロス トークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション). 横軸が β_{01}/β_{12} , 縦軸が Q_2 [MeVee].
 図 4.54: Different wall の二中性子によるクロス トークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション). 横軸が β_{01}/β_{12} , 縦軸が Q_2 [MeVee].

Different wall では 2 ヒット間の距離が長くなるため、後方散乱を表す $\beta_{01}/\beta_{12} < 0$ のイベントが Same wall に比べて少なくなっていることが分かる。図 4.53 と図 4.54 でイベントが多くみられる領域が重なっているため、図 4.53 のイベントをなるべく取り除き図 4.54 のイベントをなるべく残すようにゲート条件を決定した。図中の赤線で囲われた領域のイベントを取り除くゲート条件とする。

次に γ 線によるクロストークイベントの除去を行う。Different wall の γ 線のクロストークは Same wall と同様に $1/\beta_{12}$ と Q_2 の相関を用いて除去する。一中性子崩壊シミュレーションと二中性子崩壊シミュレーションにおける β_{01}/β_{12} と Q_2 の相関を図 4.53, 図 4.54 に示す。ただし反跳中性子によるクロストークは除去済みである。

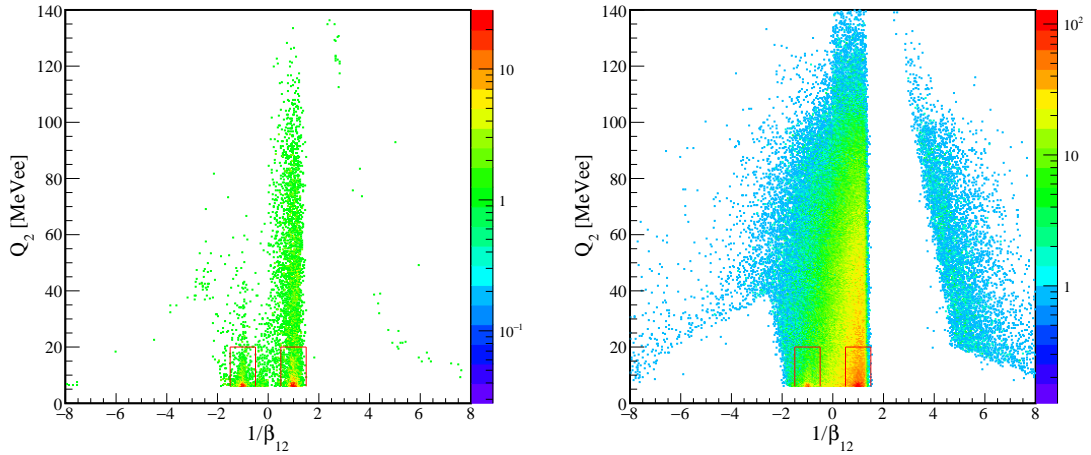


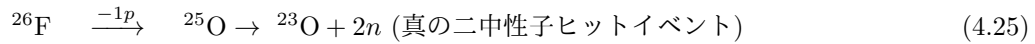
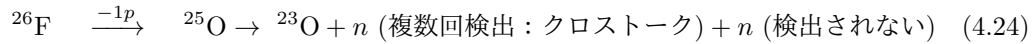
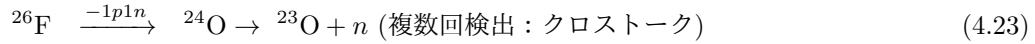
図 4.55: Different wall の γ 線によるクロストークの除去 (一中性子崩壊シミュレーション). 横軸が $1/\beta_{12}$, 縦軸が Q_2 [MeVee].
 図 4.56: Different wall の γ 線によるクロストークの除去 (二中性子崩壊シミュレーション). 横軸が $1/\beta_{12}$, 縦軸が Q_2 [MeVee].

Same wall と同様に一中性子崩壊シミュレーションでは $\beta_{01} \approx \pm 1$ かつ $Q_2 < 10$ MeVee の領域にイベントが多くある。これが γ 線によるクロストークであり, 二中性子崩壊シミュレーションの同じ領域にもクロストークが含まれていると考えられる。よって図中の赤線で囲まれた領域のイベントを除去する。

以上の解析の解析のクロストーク残存率についての評価は 4.3.3 項で行う。

4.3.3 クロストーク解析の妥当性

本項ではこれまで述べてきた解析方法の妥当性を評価する．まず，二中性子崩壊のシミュレーションでのトラック情報を調べることでクロストーク残存率を定量的に評価した．実験では ^{26}F ビームと $^{23}\text{O} + \text{中性子}$ のコインシデンスを取ることで以下の三通りのイベントが含まれる．



また，先行研究 [44–46] では異なる方法でクロストーク残存率を評価しているため，それらと比較するために一中性子崩壊シミュレーションでのクロストーク残存率の評価も行った．最後に実験データによる先行研究の再現による評価を行った．

二中性子崩壊シミュレーションによるクロストーク残存率の評価

GEANT4 シミュレーションでのトラック情報を調べることで検出されたヒットが真のヒットか反跳陽子などのクロストークなのかを区別でき，クロストーク残存率の定量的な評価を行うことができる．図 4.57 にシミュレーションでのトラッキングの概略を示す．

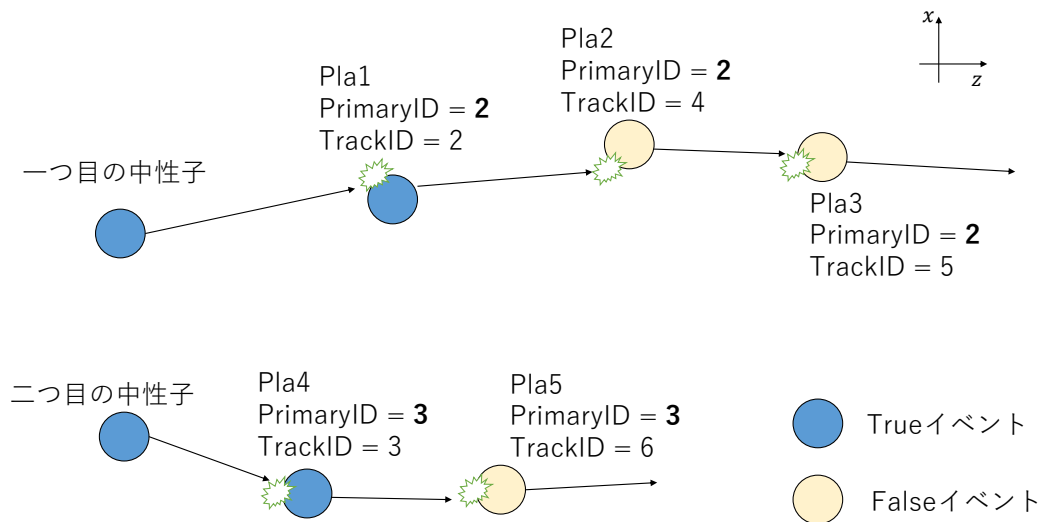


図 4.57: 二中性子崩壊のシミュレーションでのトラッキング

図 4.57 に示すようにシミュレーションでは各粒子に対して TrackID と PrimaryID が割り振られている．TrackID は各粒子ごとに割り振られる ID で，PrimaryID はイベントジェネレーターで発生させた粒子のうち，どれが起源となっているかを示す ID である．本シミュレーションでは ^{25}O

の崩壊で放出される粒子において ^{23}O が PrimaryID= 1、中性子が PrimaryID= 2, 3 となっている。各ヒットについて、信号を発生させる粒子の PrimaryID と TrackID を知ることができる。本解析では 4.3.2 項で記述したクロストーク除去後に選択された 2 ヒットの PrimaryID が異なったイベントを真の二中性子ヒットイベント、2 ヒットの PrimaryID が同じ場合をクロストークイベントとする。二中性子崩壊シミュレーションにおけるクロストーク残存率 R_ν を

$$R_\nu := \frac{\text{クロストークイベント数}}{\text{クロストーク除去後に } M_2 \geq 2 \text{ を満たすイベント数}} \quad (\text{二中性子崩壊イベント}) \quad (4.26)$$

で定義する。ここで M_2 は二中性子崩壊シミュレーションにおけるヒット多重度を表す。この定義は (4.24) のイベントと (4.25) のイベントの和に対する (4.24) のイベントの割合、すなわち二中性子崩壊チャンネルのクロストーク残存率を表す定義となっている。この定義にもとづいたクロストーク残存率を表 4.6 にまとめる。

表 4.6: 中性子のトラッキングにより求めた二中性子崩壊チャンネルにおけるクロストーク残存率 R_ν

生成イベント数	R_ν (Same wall)	R_ν (Different wall)	R_ν 全体
10^7	6.3 %	3.1 %	4.9 %

一中性子崩壊シミュレーションにおけるクロストーク残存率の評価 (1)

ここでは (4.23) のイベントに相当するクロストークの除去率の評価を行う。先行研究 [44, 45] では一中性子崩壊のシミュレーションによりこのようなイベントのクロストーク残存率を評価している。一中性子崩壊シミュレーションでは真の二中性子ヒットが存在しないため、一中性子崩壊シミュレーションでのヒット多重度 M_1 が 2 以上の全てのイベントがクロストークイベントとなる。クロストークイベントの除去率を比較するために本解析でも先行研究と同じ

$$R_\nu^{(1)} := \frac{\text{クロストーク除去後の } M_1 \geq 2 \text{ のイベント数}}{M_1 \geq 1 \text{ のイベント数}} \quad (\text{一中性子崩壊イベント}) \quad (4.27)$$

で定義されるクロストーク残存率による評価を行ったⁱⁱ。結果を表 4.7 に示す。

一中性子崩壊シミュレーションにおけるクロストーク残存率の評価 (2)

(4.27) 式ではゲート条件を厳しくすればするほどクロストーク除去率は高くすることができるが、一方で二中性子検出効率は低下する。先行研究 [46] では $R_\nu^{(1)}$ に二中性子崩壊での検出数も考

ⁱⁱ $M_1 \geq 1$ のイベント数はクロストーク除去前後で変化しない。

表 4.7: クロストーク残存率 $R_\nu^{(1)}$ の比較

	生成イベント数	$R_\nu^{(1)}$	$R_\nu^{(1)}$	$R_\nu^{(1)}$
		(Same wall)	(Different wall)	
本解析	10^7	0.072 %	0.031 %	0.10 %
先行研究 [44]		0.4-0.5 %	0.3-0.4 %	0.7-0.8 %
先行研究 [45]	3×10^7	0.762 %	0.176 %	0.938 %

慮し、クロストーク残存率 $R_\nu^{(2)}$ を

$$R_\nu^{(2)} := \frac{\epsilon_1(\text{一中性子崩壊イベントの検出効率})}{\epsilon_2(\text{二中性子崩壊イベントの検出効率})} \cdot R_\nu^{(1)}, \quad (4.28)$$

$$\epsilon_1 = \frac{M_1 \geq 1 \text{ のイベント数}}{\text{発生イベント数}} \quad (\text{一中性子崩壊イベント}), \quad (4.29)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\text{クロストーク除去後の } M_2 \geq 2 \text{ のイベント数}}{\text{発生イベント数}} \quad (\text{二中性子崩壊イベント}) \quad (4.30)$$

と定義して評価している。これは、 ${}^{26}\text{F}^{-1p1n} \rightarrow {}^{24}\text{O}$ (一中性子崩壊イベント)と ${}^{26}\text{F}^{-1p} \rightarrow {}^{25}\text{O}$ (二中性子崩壊イベント)の断面積が等しいという仮定のもとで、 ${}^{26}\text{F}^{-1p} \rightarrow {}^{25}\text{O} \rightarrow {}^{23}\text{O} + 2n$ の解析を行う際に含まれる ${}^{26}\text{F}^{-1p1n} \rightarrow {}^{24}\text{O} \rightarrow {}^{23}\text{O}$ のクロストークイベントの割合を評価することに対応している。ただし、(4.30)式は二中性子崩壊イベントの除去しきれなかったクロストークも含んだ検出効率となっている。検出効率は相対エネルギーに依存するため先行研究の $R_\nu^{(2)}$ の値は幅を持っているが、本解析では0-10 MeVで一様になるようにイベントを発生させて評価を行った。結果を表4.8に示す。

表 4.8: クロストーク残存率 $R_\nu^{(2)}$ の比較

	発生イベント数	$R_\nu^{(2)}$	ϵ_2
本解析	10^7	0.77 %	3.8 %
先行研究 [46]	5×10^5	2-5 %	2-8 %

これらの結果が示すように、本研究で用いたゲート条件を用いることでよりクロストークのバックグラウンドを低減することができる。

既知の二中性子崩壊イベントの解析

本研究のクロストーク解析の検証のために、すでに知られている ^{24}O の励起状態からの二中性子崩壊イベントを解析した。先行研究 [47] では、 $^{22}\text{O}+2n$ のコインシデンスイベントに対して、 ^{22}O とそれぞれの中性子の二体の相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ の解析から、図 4.58 のように ^{23}O を経由して逐次中性子放出する ^{24}O の励起状態 ($E_x \approx 7.5$ MeV) を観測している。この二つの $E_{rel}(1n)$ を二次元プロットで示したものが Dalitz プロットであるⁱⁱⁱ。以下では Dalitz プロットに用いる二つの相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ のうち、大きい $E_{rel}^h(1n)$ を横軸に、小さい $E_{rel}^l(1n)$ を縦軸にしてプロットする。先行研究で得られた Dalitz プロットとそれにゲートをかかけた射影を図 4.59～図 4.64 に示す。図 4.58 の矢印のような崩壊経路の場合、 $E_{rel}^l(1n) \approx 0.06$ MeV と $E_{rel}^h(1n) \approx 0.6$ MeV にイベントが集中することになるのそれらのゲートを適用して射影することでクロストークの除去を確認している。本解析でも同様の崩壊を確認した (図 4.65～図 4.70)。図 4.59 と図 4.60 については線形なスケールであるが図 4.65 と図 4.66 についてはイベント数が多いため、対数スケールで示している。

図 4.69 と図 4.70 の $E_{rel} \approx 0.6$ MeV のピークの比較からクロストーク除去前に隠れていた真のイベントがピークとして見えるようになっていることが分かる。また、図 4.69 において同じ中性子を検出していることによる $E_{rel} \approx 0.6$ MeV のピークが図 4.70 では無くなっており、先行研究のスペクトルが再現されていることが分かる。

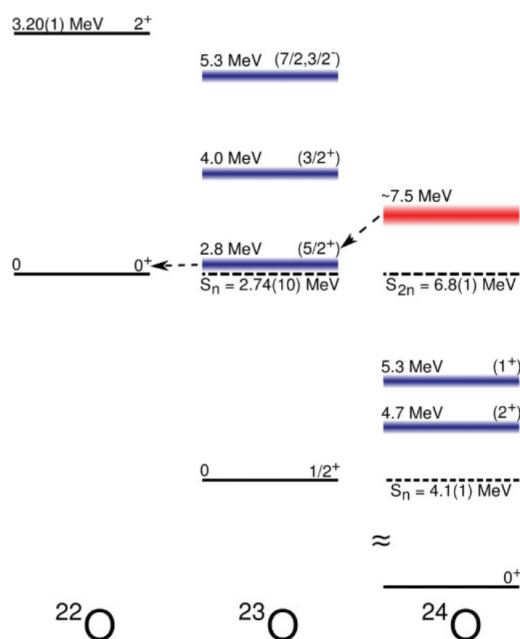


図 4.58: ^{26}F ビームから生成した ^{24}O から $^{22}\text{O}+2n$ への崩壊経路 [47]

ⁱⁱⁱDalitz プロットで用いる近似の精度は (A.5) に記述する。

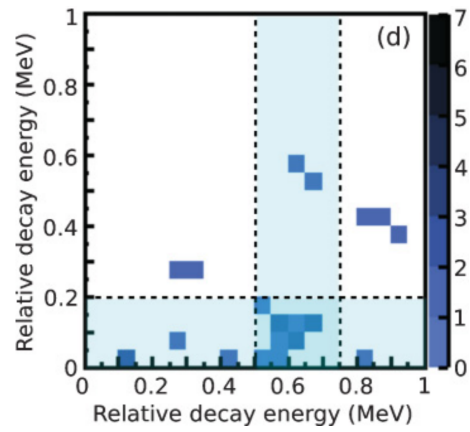
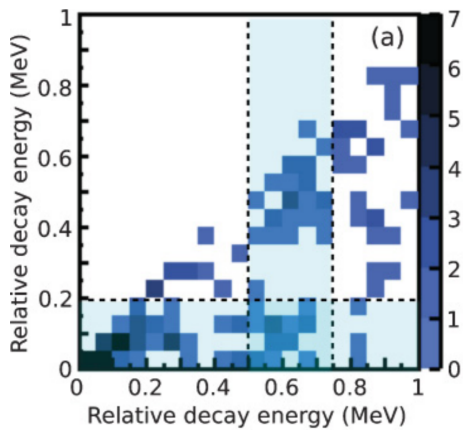


図 4.59: 先行研究 [47] のクロストーク除去前の Dalitz プロット. 横軸が E_{rel}^h , 縦軸が E_{rel}^l .
 図 4.60: 先行研究 [47] のクロストーク除去後の Dalitz プロット. 横軸が E_{rel}^h , 縦軸が E_{rel}^l .

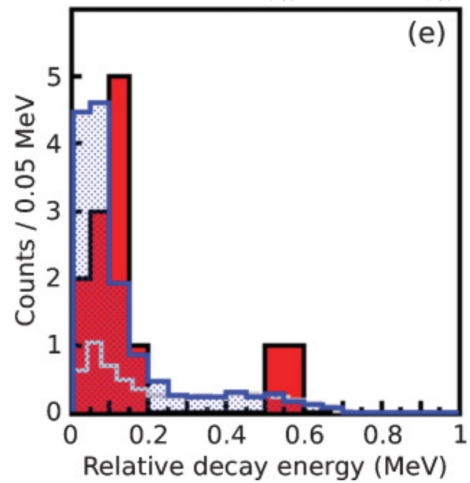
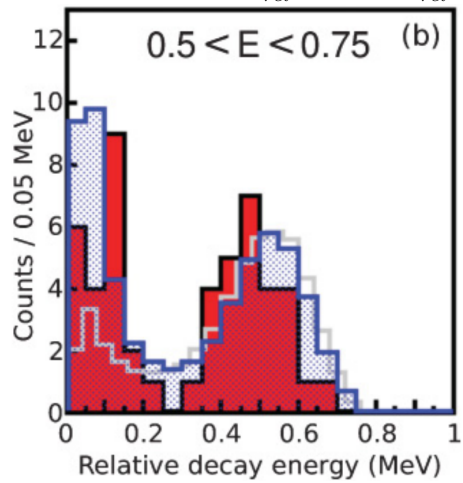


図 4.61: 図 4.59 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影
 図 4.62: 図 4.60 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影

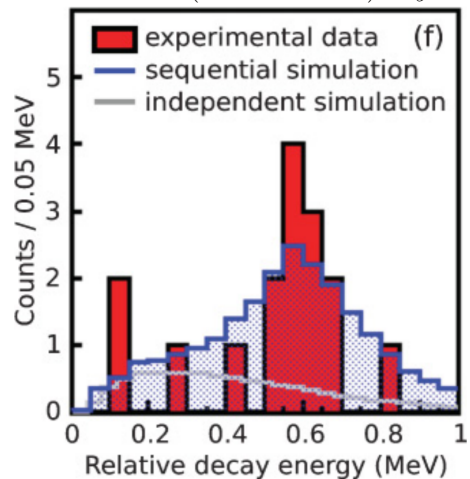
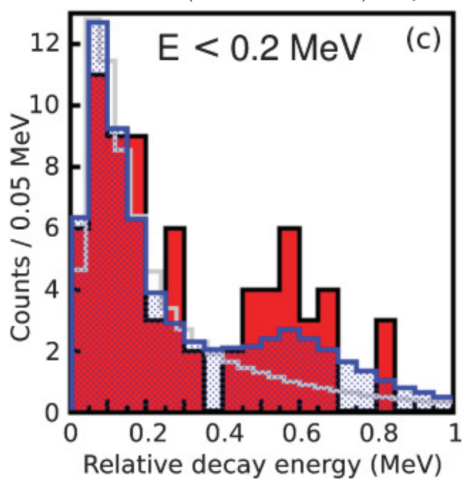


図 4.63: 図 4.59 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影
 図 4.64: 図 4.60 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影

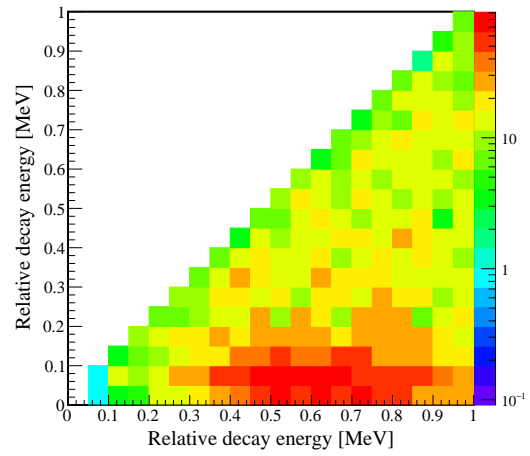
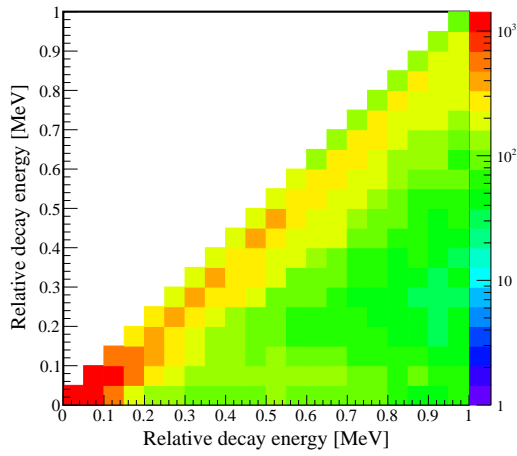


図 4.65: 本研究のクロストーク除去前の Dalitz プロット. 横軸が E_{rel}^h , 縦軸が E_{rel}^l .

図 4.66: 本研究のクロストーク除去後の Dalitz プロット. 横軸が E_{rel}^h , 縦軸が E_{rel}^l .

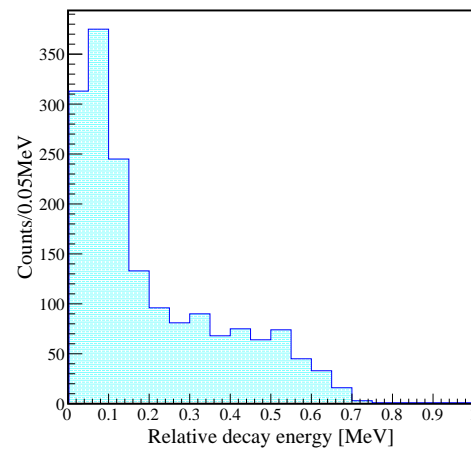
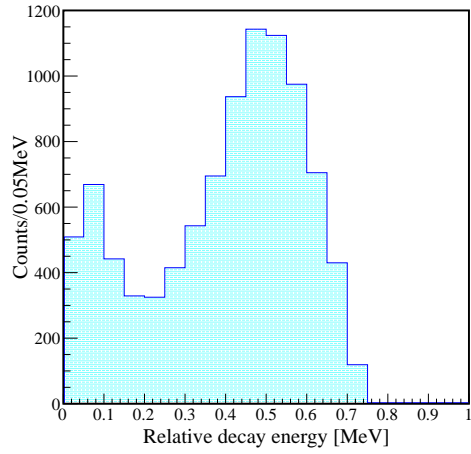


図 4.67: 図 4.65 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影

図 4.68: 図 4.66 の $(0.5 < x < 0.75)$ の y 軸射影

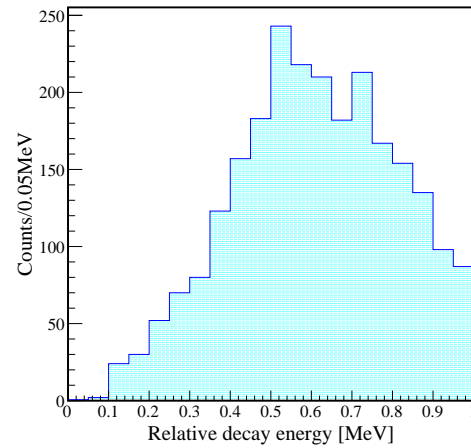
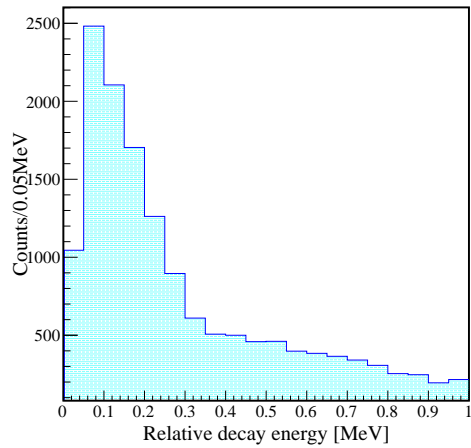


図 4.69: 図 4.65 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影

図 4.70: 図 4.66 の $(y < 0.2)$ の x 軸射影

4.4 標的なしの Run の解析

バックグラウンドを引くために標的なしでの Run の解析について述べる。標的ありの解析では標的中でのエネルギー損失があるため荷電フラグメントの運動量補正 (A.28 参照) を行ったが、標的なしの場合はこの運動量補正を行わずに解析を行った。それ以外の解析方法は標的ありの Run と全く同じ条件で行った。

4.5 NEBULA の検出効率の評価

本節では中性子の検出効率による補正について述べる。反応後の中性子は必ず検出されるわけではなく、SAMURAI マグネットのアクセプタンスや検出器群の検出効率・有感領域によって制限を受ける。よってこれらの因子に起因する要素を補正する必要がある。SAMURAI マグネットは縦±40 cm の出口窓があり [40] 相対エネルギーが大きいほど検出効率が小さくなるが分かっている。これは ^{24}O (荷電フラグメント) に比べて中性子の質量が小さく、相対エネルギーが大きくなると中性子が大きな角度に放出され、この出口窓のアクセプタンスの影響を受けるためである (A.2)。本解析では検出効率を GEANT4 [42] を用いたモンテカルロシミュレーションによって求めた。以下では一中性子崩壊の検出効率と二中性子崩壊の検出効率に分けて述べる。

4.5.1 一中性子崩壊の検出効率

一中性子崩壊の検出効率補正を行うためのシミュレーションの生成過程を以下に示す。

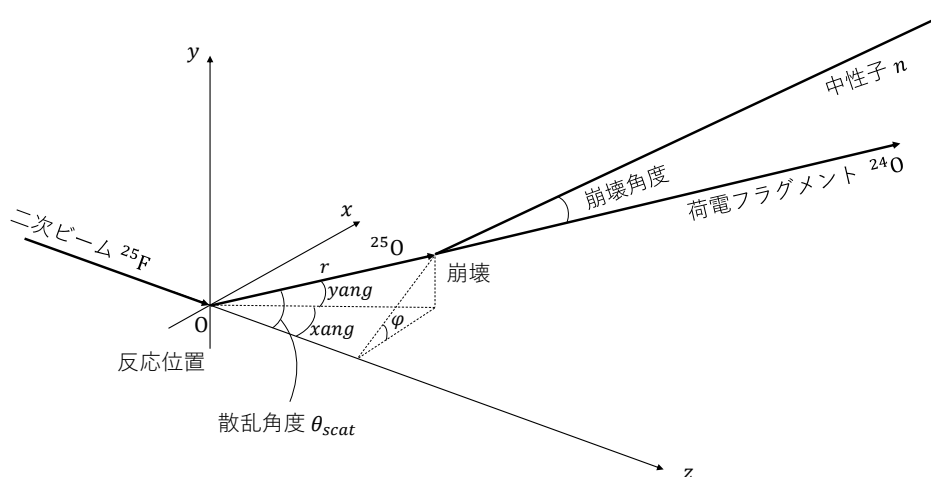


図 4.71: GEANT4 シミュレーションでの崩壊前後の概観。実際には二次ビームの。実験では ^{25}O の状態での輸送距離 r は $r \sim 10^{-11}$ mm でありシミュレーションでは $r = 0$ とするが、説明のために有限の値を取っているように示している。

以下がモンテカルロシミュレーションによるアクセプタンス補正の手順である。

1, 質量数 $A = 25$ の二次ビームを表 4.2 に一致する核子当たりのエネルギー 218 MeV/nucleon で 10^7 イベント発生させる。 (x, y) 位置は実験による BDC1, BDC2 のトラックから得られる実験データ (^{25}F の場合図 4.16, 4.17) に準じて発生させ, z 位置は厚さ 10mm の標的内で一様に反応すると仮定した。質量 M は $E_{rel} = M - (m_f - m_n)$ が $0 \leq E_{rel} \leq 10$ MeV で一様になるように乱数を生成した。

実験データ (図 4.16, 図 4.17) もとづいて発生させたシミュレーションイベントの標的中心での入射粒子の位置分布と入射粒子の角度分布。上段が実験, 下段がシミュレーションで発生させたイベントを表している。実験のヒストグラムは DB トリガーに ^{25}F ゲートをかけたイベントで約 20 万イベント, シミュレーションで発生させたイベントは 1000 万イベントである。

2, 発生させた $A = 25$ の二次ビームを, 実験結果にもとづいた二次ビームの傾きと反応による散乱角度分だけ傾ける^{iv}。実験データではビーム位置 (x, y) と傾きの相関がなかったため, シミュレーションにおいても二次ビームの標的中心での (x, y) と傾きは無相関とした。荷電交換反応による散乱角度は ^{24}O と中性子の運動量ベクトルから再構築した ^{25}O の運動量ベクトルと BDC1-BDC2 のビームの傾きから求めた散乱角度分布 (4.72) にもとづいて $0 < \theta_{scat} < 2^\circ$ の間で一様に乱数を振った。 z 軸に垂直な平面での位相は $0 \leq \varphi \leq 360^\circ$ で一様とした。

3, Phase Space Decay (崩壊角度分布が一様になる崩壊モデル) によって二次ビームを崩壊させ, 荷電フラグメントと中性子の運動量を得る。

4, 検出効率を (フラグメントと中性子がともに検出されたイベント数)/(発生させたイベント) と定義し横軸 E_{rel} の bin 幅 100 keV, 縦軸 θ_{scat} の bin 幅 0.2 度ごとの検出効率を求める (図 4.5.1 ~ 図 4.5.1)。

5, 得られた検出効率をもとに, 実験による E_{rel} 分布を補正する。

^{iv}実際の実験では反応により生成された粒子は検出前に崩壊してしまうため直接測ることができないが荷電フラグメントと中性子の質量差が大きいため崩壊前後で傾きは 0 に近似できる。よって標的中心と FDC1 間の傾きと BDC1-BDC2 間のビームの傾きを散乱角度とした。

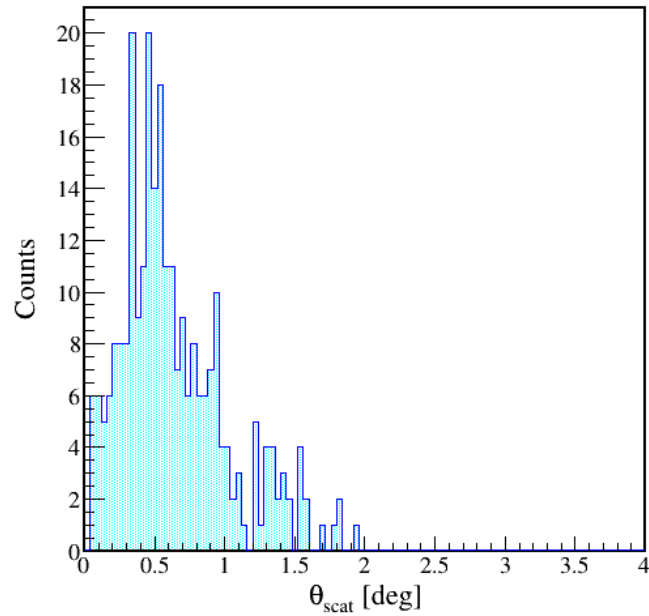


図 4.72: 荷電交換反応で生成された ^{24}O の散乱角度の絶対値の分布 [deg]. ^{25}O は非束縛核であり $\sim 10^{-22}$ s で崩壊する. 実験室系での速度が $\beta \sim 0.6$ であるため ^{25}O の輸送距離は 10^{-11} [mm] となり, FDC1 での荷電フラグメント検出位置や中性子検出位置への影響は無視できるため, この距離は 0 に近似した. つまり標的 \sim FDC1 の傾きは二次ビームの傾き, 散乱角度, 崩壊角度の和の傾きを示している. FDC1 でのヒット情報と SAMURAI マグネット内の $B\rho$ により求めた $|\mathbf{P}|$ にかから得られる ^{24}O の運動量ベクトルと中性子検出器 NEBULA によって得られる中性子の運動量から ^{25}O の運動量ベクトルを再構築することができ, この運動量ベクトルと二次ビームの傾き差を取ることで散乱角度を導出した.

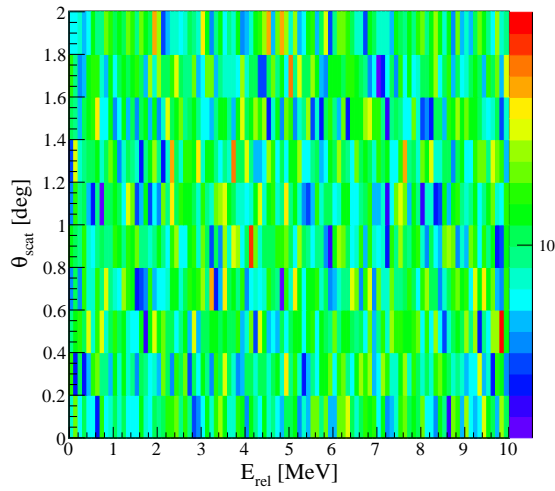


図 4.73: 荷電交換反応を想定したシミュレーションの生成イベント数の分布

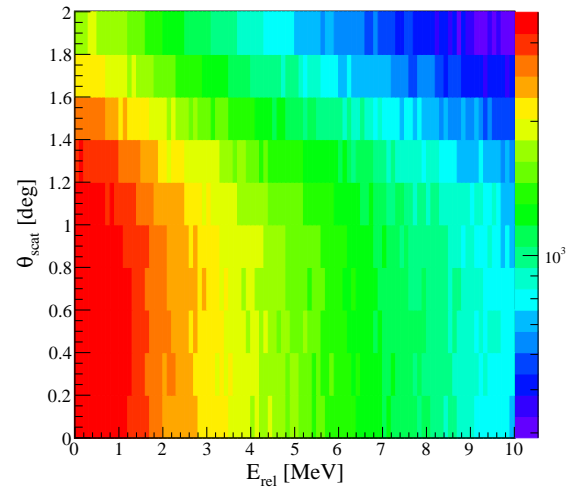


図 4.74: 荷電交換反応を想定したシミュレーションの検出数分布

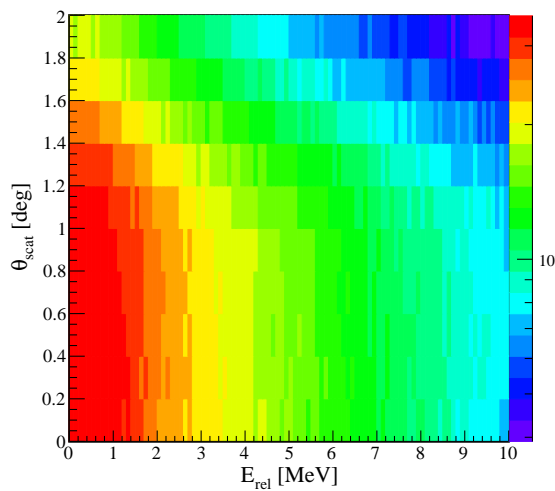


図 4.75: 荷電交換反応を想定したシミュレーションの検出効率. 図 4.5.1 を図 4.5.1 で割ったヒストグラムである.

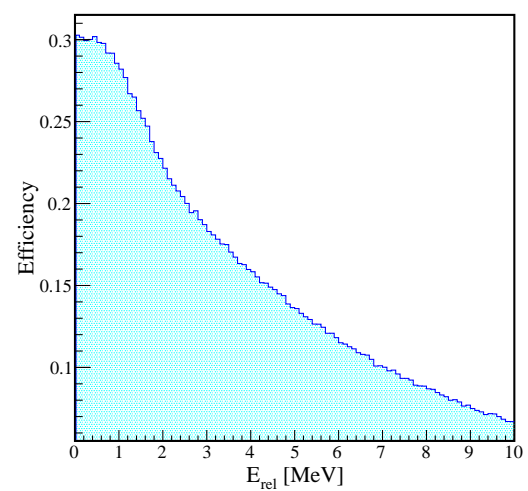


図 4.76: ^{25}F の荷電交換反応を想定したシミュレーションの検出効率. 図 4.5.1 の x 軸射影を図 4.5.1 の x 軸射影で割ったヒストグラムである.

4.5.2 二中性子崩壊の検出効率

本項では Phase Space Decay を仮定した二中性子崩壊についての検出効率補正について述べる。入射ビームは $A = 25$ の 202 MeV/nucleon とした。ただし二中性子崩壊については散乱角度を定義できないため、 E_{rel} のみに依存するヒストグラムをアクセプタンス補正を行うヒストグラムとした。二中性子が Same wall の場合と、Different wall の場合のそれぞれでアクセプタンス補正のヒストグラムを作成した。また、選択する二中性子のゲート条件については 4.3.2 項で述べた方法を適用した。図 4.77 にシミュレーションによって得られた二中性子崩壊イベントの検出効率分布を示す。全体の検出効率のフィッティング関数は

$$y = \frac{C \log x}{x} + (6 \text{ 次関数}) \quad (4.31)$$

を用いた。

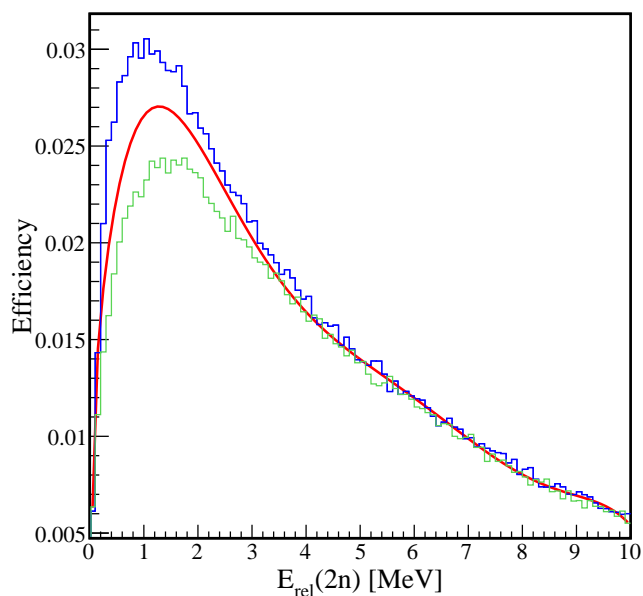


図 4.77: 二中性子崩壊シミュレーションによる Same wall(青) と Different wall(緑) の検出効率と全体の検出効率を 1/2 倍してフィッティングした曲線(赤)。

4.5.3 シーケンシャルな崩壊過程における検出効率

本項では実験結果をもとに逐次的に一中性を崩壊する二中性子崩壊における検出効率について述べる。このような逐次的な崩壊過程は一般的にシーケンシャルと呼ばれるため本論文でもそのように呼ぶことにする。5.1.2 項で後述するように本研究で得られた一部の結果は二中性子崩壊のうち一中性と荷電フラグメントにより求められる $E_{rel}(1n)$ のうち、小さい $E_{rel}(1n)$ が $E_{rel}(1n) = 0.6$ MeV で多く見られた。そこで本研究では小さい $E_{rel}(1n)$ が $0.4 \sim 0.8$ MeV の間にあるイベントを選択して一部の解析を行った。この解析での検出効率補正を行うことで正確な断面積を導出することができる。本項では二通りのシミュレーションを行った。一つ目は小さい $E_{rel}(1n) = 0.6$ MeV で δ 関数的にし、 $1.2 < E_{rel}(2n) < 10$ MeV としたシミュレーションであり、相対エネルギー E での検出効率を

$$\text{検出効率} = \frac{\text{実験と同じ解析により相対エネルギーが } E \text{ となるイベント数}}{\text{相対エネルギー } E \text{ で発生させたイベント数}}$$

と定義する。これを ϵ_1 とする。実験と同じ解析とは各検出で得られた情報から求めた小 $E_{rel}(1n)$ に対して 0.4 MeV 以上 0.8 MeV 以下のイベントを通すというゲート条件を課していることを表す。二つ目のシミュレーションは無相関な二中性を $0 < E_{rel}(2n) < 10$ で発生させたシミュレーションである。ただし二つ目のシミュレーションでは二つの検出効率を定義する。一つは

$$\text{検出効率} = \frac{\text{実験と同じ解析を行い相対エネルギーが } E \text{ となるイベント数}}{\text{発生の相対エネルギー } E \text{ のイベントで } 0.4 < \text{小 } E_{rel}(1n) < 0.8 \text{ MeV のイベント数}}$$

で定義される検出効率である。これを ϵ_2 とする。これは実質的に小 $E_{rel}(1n)$ が $0.4 \sim 0.8$ MeV のシーケンシャルシミュレーションの検出効率を意味する定義となっている。もう一方は二つ目のシミュレーションで ϵ_1 と同じ定義で求める検出効率である。これを ϵ_3 とする。三つの検出効率の結果を図 4.78 に示す。

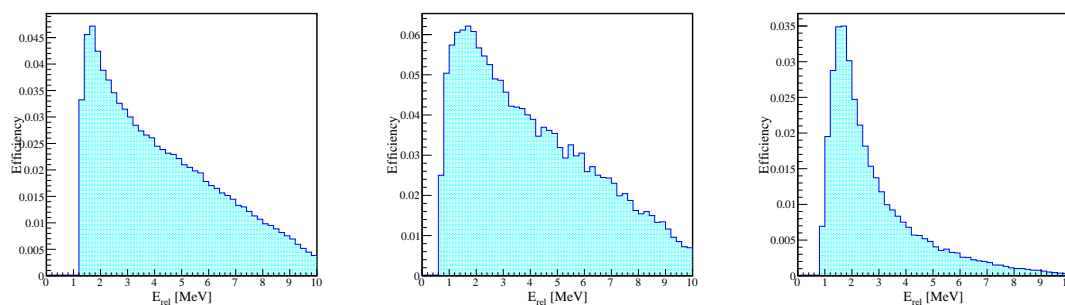


図 4.78: 各シミュレーションにおける検出効率の $E_{rel}(2n)$ 依存性。左から順に ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 。

左図の $E_{rel} = 0.6$ MeV の δ 関数型に発生させたシミュレーションでは発生時の $E_{rel}(2n)$ が必ず 1.2 MeV 以上となり、実験データでの $E_{rel}(2n) < 1.2$ MeV のイベントを補正できないため、本研究では 5.1.2 項で後述するシーケンシャルな崩壊過程における検出効率補正を ϵ_2 を用いて行う。右図は無相関な場合を仮定したものであるが左図や中央図と比較して相対エネルギーの高い領域での補正は数倍の粗さをもつ補正であることが分かった。

4.6 分解能シミュレーション

最終的に得られる E_{rel} スペクトルは物理的な意味を持つ幅の他にも検出器の分解能などに起因する幅をもつ。そこでシミュレーションによる分解能の見積もりを行った。シミュレーションでは各検出器の分解能、クーロン多重散乱による E_{rel} の幅、標的中でのエネルギー損失を考慮した。入射エネルギーや入射位置などのシミュレーションで発生させるビームの条件は表 4.41 と同じにして行った。

4.6.1 ドリフトチェンバーの分解能

入射ビームの位置は BDC1, BDC2 及び FDC1 で決定しており、これらのドリフトチェンバーの位置分解能は各検出器の残差分布の標準偏差と (A.46) 式を用いることで求めることができる。各検出器の残差分布の射影をガウシアンにフィッティングした図を図 4.79~4.81 に示す。このフィッティングによる σ を用いて分解能を求め、シミュレーションにガウシアン型の乱数を適用した。各検出器の σ を表 4.9 に示す。

表 4.9: 各原子番号に対する FDC1 と FDC2 の検出効率

ドリフトチェンバー	残差分布の σ
BDC1	260 μm
BDC2	270 μm
FDC1	230 μm

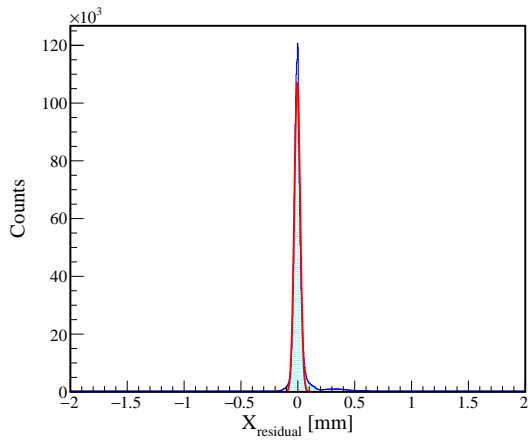


図 4.79: BDC1 の残差分布の射影

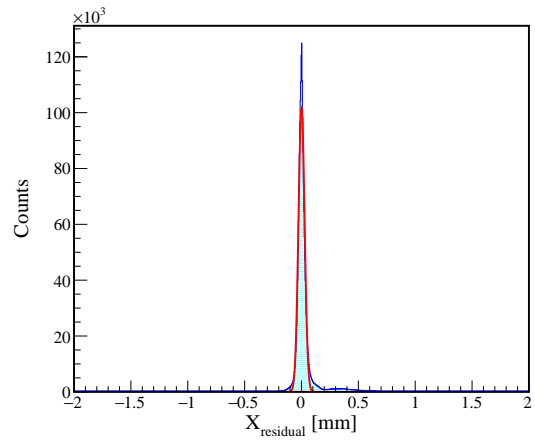


図 4.80: BDC2 の残差分布の射影

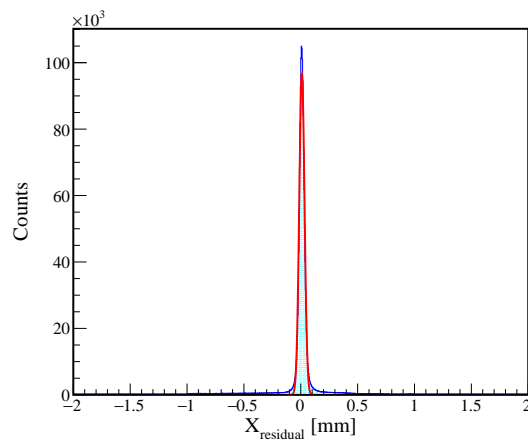


図 4.81: FDC1 の残差分布の射影

4.6.2 NEBULA の分解能

NEBULA は x 及び z 方向の大きさが 12 cm のプラスチックシンチレータで構成されるため、それに起因する E_{rel} の幅が存在する。本シミュレーションでの NEBULA の分解能としては x 方向、 z 方向の 12 cm 内のどの (x, z) でも一様な確率で検出されると仮定した。

4.6.3 クーロン多重散乱

崩壊後の荷電フラグメントは標的中で受けるクーロン力の影響で散乱される場合がある。これにより荷電フラグメントの運動量に変化し、相対エネルギーが幅を持つためそれを考慮しなければならない。よって先行研究 [48] をもとに標的中のクーロン多重散乱による幅を加えた。

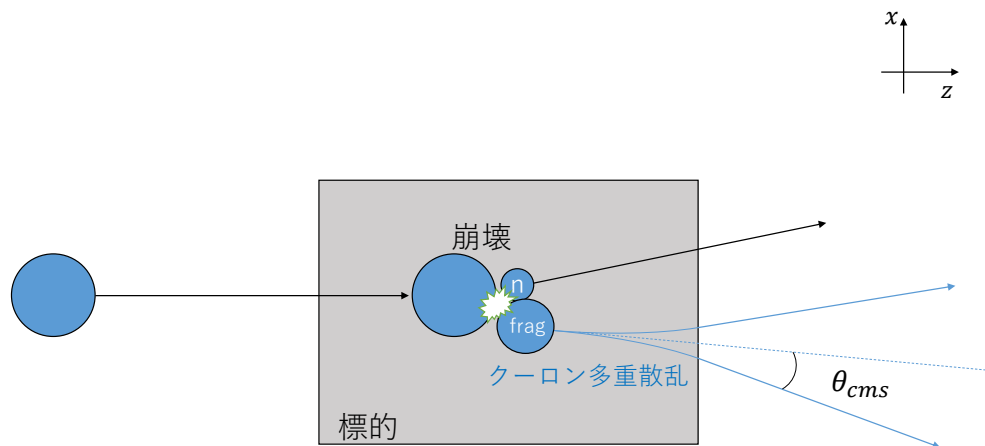


図 4.82: クーロン多重散乱の概略図

4.6.4 エネルギー損失

今回の事件で用いた標的は厚さ 1cm の炭素標的である。標的中のどの位置で崩壊が起こるかによってフラグメントのエネルギー損失の大きさが異なる (図 4.83 参照)。 E_{rel} は ^{25}O の不変質量から求まり、 ^{25}O の不変質量は崩壊後の ^{23}O または ^{24}O と中性子の運動量から構成される。検出時のフラグメントの運動量がエネルギー損失に依存するため、これに起因する E_{rel} の幅が存在することになる。ここではこのエネルギー損失のばらつきによる分解能の差について評価を行う。 ^{25}O が崩壊する z 座標は標的中で均一な確率で起こると仮定した。

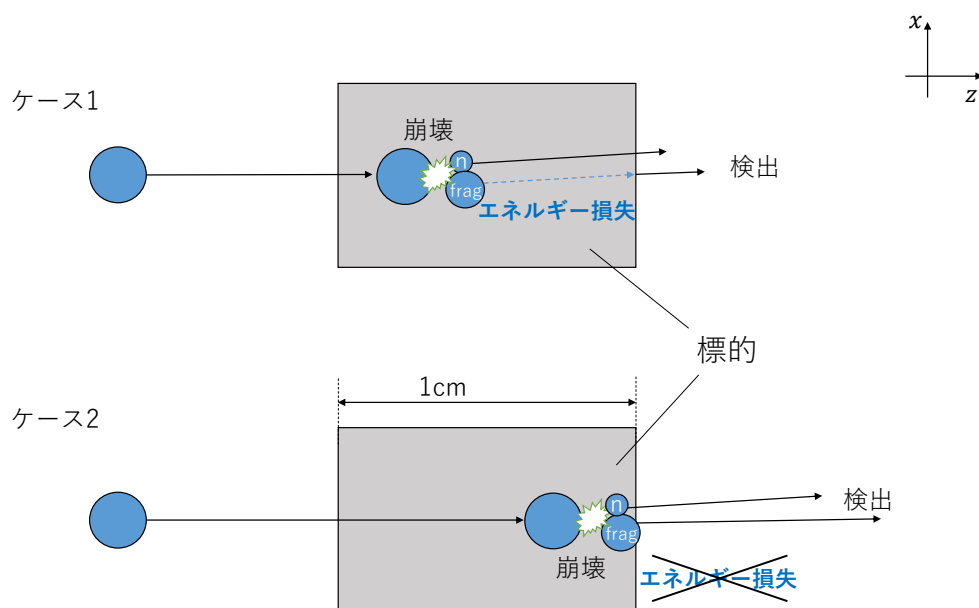


図 4.83: 崩壊位置によるエネルギー損失の差の概略図。上のケースでは標的の前面で崩壊する様子でエネルギー損失も大きくなっている。一方で下のケースでは崩壊位置が標的の後ろ部分で崩壊するためフラグメントのエネルギー損失が小さくなる。

4.6.5 分解能のエネルギー依存性

本項ではこれまで述べてきた要因を全て含めてシミュレーションを行い，得られた実験の分解能について述べる．相対エネルギーが 0.5 MeV と整数の値 (~ 10 MeV) となるイベントをそれぞれ 10 万イベント生成し，検出された各物理量から相対エネルギーを再構成した． $E_{rel} = 1, 2, \dots, 9$ MeV で生成した各イベントの再構成されたエネルギースペクトルを図 4.84 に示す．各相対エネルギーの分解能は再構成されたエネルギースペクトルを非対称ガウシアン (4.32) 式によってフィッティングを行い導出した．非対称ガウシアンによるフィッティングの一例として $E_{rel} = 5$ MeV でのフィッティングの様子を図 4.85 に示す．

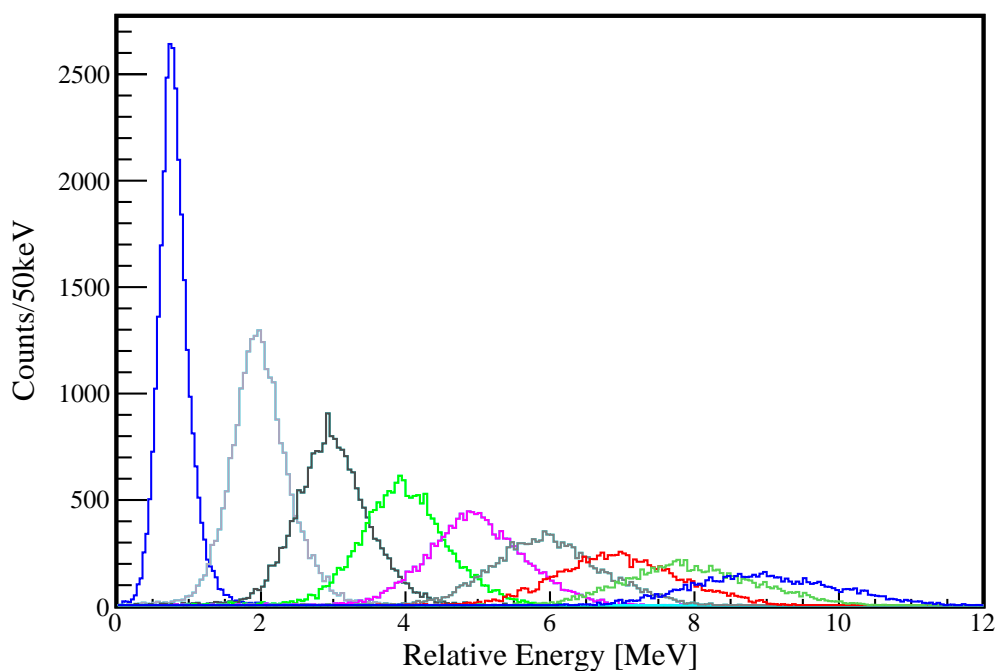


図 4.84: 各相対エネルギーについて再構成されたエネルギースペクトル．生成 E_{rel} ごとに色分けされている．

$$f(x) = \begin{cases} p_0 \exp\left(-\frac{(x-p_1)^2}{2p_2^2}\right) & (x \leq p_1) \\ p_0 \exp\left(-\frac{(x-p_1)^2}{2p_3^2}\right) & (x > p_1) \end{cases} \quad (4.32)$$

p_0 , p_1 , p_2 と p_3 はそれぞれ高さ，非対称ガウシアンを中心点，分解能を表している．続いて各相対エネルギーごとに得られた分解能を

$$\sigma(E_{rel}) = P_0 + P_1 E_{rel} + \sqrt{P_2 E_{rel}} \quad (4.33)$$

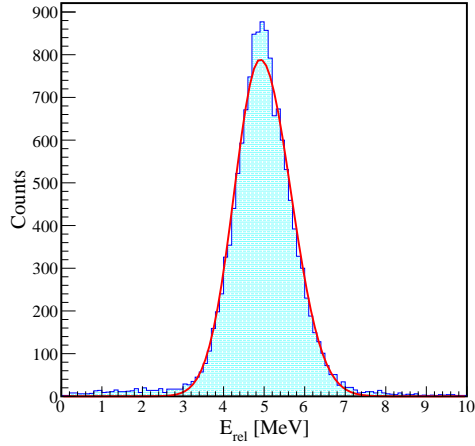


図 4.85: $E_{rel} = 5$ MeV でのシミュレーションの非対称ガウシアンフィッティングの様子

でフィットした結果を図 4.86, 図 4.87 に示す. これらのフィッティングによって得られた低エネルギー側の分解能 σ_l (4.34) 式, 高エネルギー側の分解能 σ_h (4.35) 式が本実験での分解能であり, 各共鳴状態の Breit-Wigner 分布でのフィッティングでの畳み込みに用いる関数とする. また, ある E_{rel} での実験の分解能 Γ_{reso} を (4.36) 式で定義する.

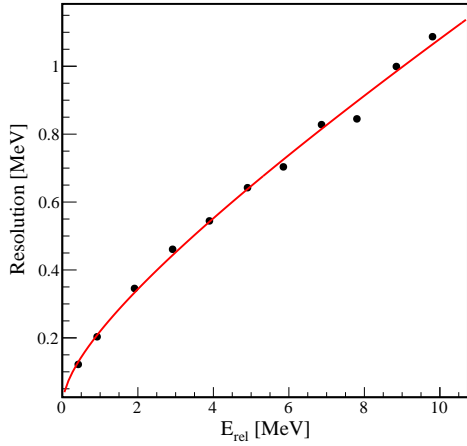


図 4.86: 非対称ガウシアンフィッティングの低エネルギー側の σ

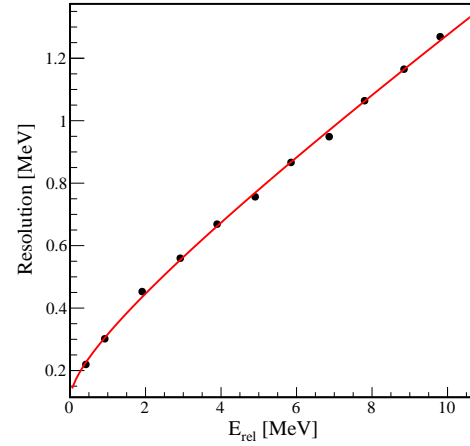


図 4.87: 非対称ガウシアンフィッティングの高エネルギー側の σ

$$\sigma_l = 0.05633E_{rel} + \sqrt{0.02684E_{rel}} \quad (4.34)$$

$$\sigma_h = 0.1075 + 0.07418E_{rel} + \sqrt{0.01812E_{rel}} \quad (4.35)$$

$$\Gamma_{reso} \approx 2.35 \cdot (\sigma_l + \sigma_h)/2 \quad (4.36)$$

第5章 結果と議論

本章では各反応の解析結果について述べ、議論および理論との比較を行う。5.1節が ^{25}O の解析結果であり、各反応(各ビーム粒子)で項に分けて得られた結果について述べる。生成される ^{25}O は ^{24}O とのコインシデンスをとることで一中性子崩壊チャンネルの解析を行うことができ、 ^{23}O とのコインシデンスをとることで二中性子崩壊チャンネルの解析を行うことができる。本研究においては ^{24}O についても解析を行うことができたため、5.2節で ^{24}O の解析結果について述べる。5.3節ですべての解析結果にもとづいた議論を行い、5.4節で理論との比較を行う。図5.1は先行研究[47, 49–56]をまとめたものである。これと比較しながら本研究で得られた結果について議論を行う。本章で示す図中の誤差棒は全て 1σ を表している。

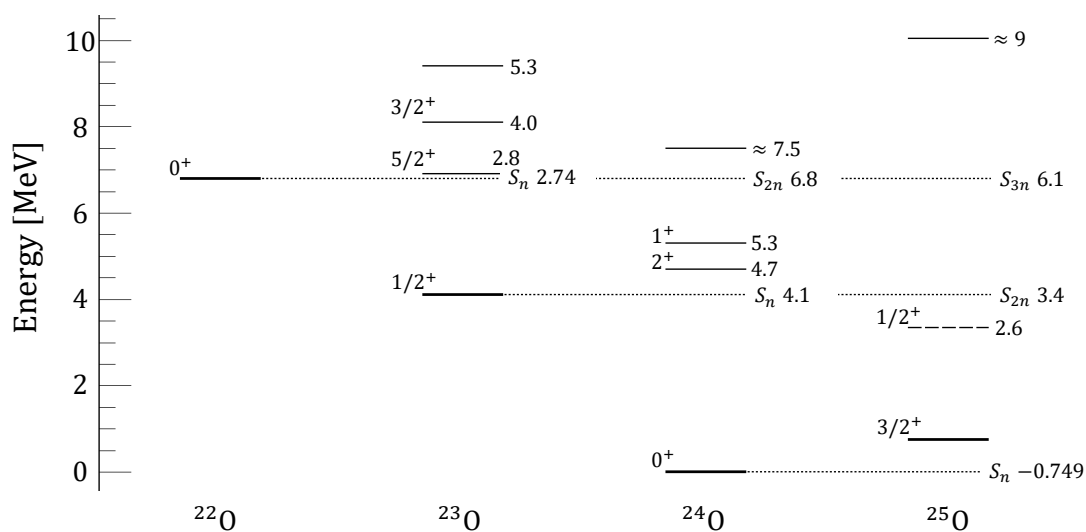


図 5.1: 先行研究 [47, 49–56] の結果をもとにした酸素同位体のレベル図。太線は基底状態を表し、その他の実線は励起状態を、破線は確証を得られていない励起状態を表している。実線横の数値は励起エネルギーを表しており、点線上の数値は各中性子分離エネルギーを表している。

5.1 ^{25}O の解析結果

本節では ^{25}O の解析結果について述べる. 5.1.1 項で ^{25}F の荷電交換反応の解析結果について述べ, 5.1.2 項で ^{26}F の一陽子分離反応の解析結果について述べ, 5.1.3 項で ^{27}Ne の二陽子分離反応の解析結果について述べる.

5.1.1 ^{25}F の荷電交換反応

本項では ^{25}F の荷電交換反応についての解析結果を述べる.

^{24}O への崩壊チャンネル

ここでは ^{25}F の荷電交換反応により生成された ^{25}O の一中性子崩壊チャンネルの解析結果を示し, 議論を行う. このチャンネルの相対エネルギー E_{rel} 分布を図 5.2 に示す.

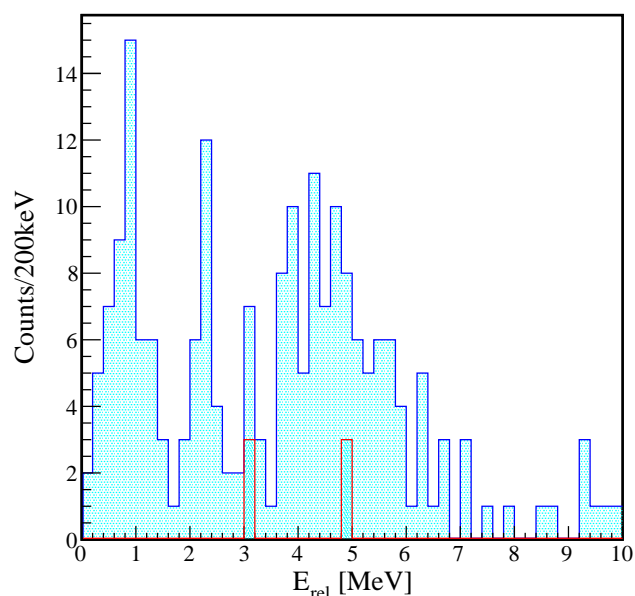


図 5.2: ^{25}F の荷電交換反応における ^{25}O の一中性子崩壊の E_{rel} 分布. 青線が標的有り, 赤線がビーム数でスケールした標的なしのデータの分布.

0.8 MeV 付近のピークは先行研究ですでに観測されている $3/2^+$ の基底状態 (d 波共鳴, 共鳴エネルギー $E_r = 0.749$ MeV, 共鳴幅 $\Gamma_{l=2}(E_r) = 0.88$ MeV) であると解釈できる. 一方で, $E_{rel} \approx 2.2$ MeV のピークや $E_{rel} \approx 4.6$ MeV のピークはこれまで知られていなかった ^{25}O の励起状態であると考えられる. 本項では $E_{rel} \approx 2.2$ MeV のピークを (1), $E_{rel} \approx 4.6$ MeV のピークを (2) とラベル付けて議論することにする. (1) のピークについてはイベント数が非常に少ないため, ま

ず二つの Breit-Wigner 分布 (2.7 節参照) を用いて基底状態と (2) のピークについてフィッティングを行い, その後 (1) のピークを含めた三つの Breit-Wigner 分布でのフィッティングを試みる.

・二つの Breit-Wigner 分布でのフィッティング

まず基底状態と (2) のピークのフィッティング結果について述べる．基底状態については先行研究 [18] の一陽子分離反で得られた結果 (d 波共鳴, $E_r = 0.749$ MeV, 共鳴幅 $\Gamma_{l=2}(E_r) = 0.88$ MeV) に固定し高さのみをパラメーターとした．(2) のピークについては共鳴エネルギー E_r , 共鳴幅 Γ , 高さをパラメーターとして $l = 1$ (p 軌道), 2 (d 軌道), 3 (f 軌道) を仮定した Breit-Wigner 分布でフィッティングを行った．最も χ^2/ndf が小さかった p 波共鳴を仮定したフィッティング結果を図 5.3, 図 5.4 に示しⁱ, フィッティングにより得られた値を表 5.1 にまとめる．

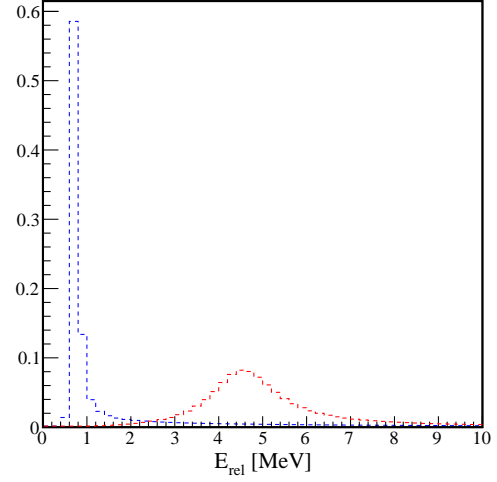
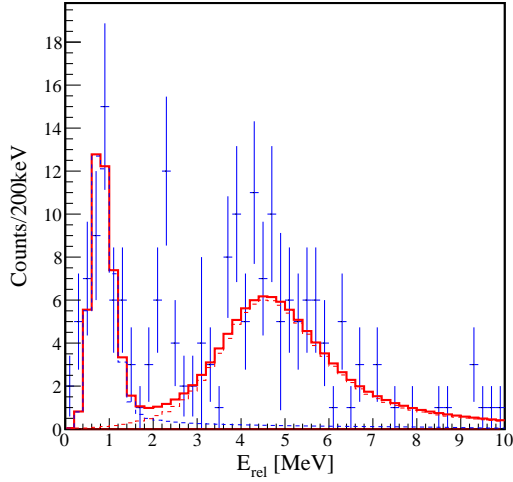


図 5.3: (2) のピークを p 波共鳴と仮定したフィッティング結果
 図 5.4: 図 5.3 の実験の分解能を取り除き規格化した分布．この半値全幅が Γ_{exp} となる．

表 5.1: (2) で仮定した崩壊中性子の軌道角運動量とフィット結果から求めた S_W , S_R (2.8 節参照), および励起状態 (2) の断面積 $\sigma_{(2)}$ と基底状態の断面積 $\sigma_{g.s.}$ の一覧

軌道	$E_r^{(2)}$ [MeV]	$\Gamma_{exp}^{(2)}(E_r)$ [MeV]	S_W	S_R	$\sigma_{(2)}$ [mb]	$\sigma_{g.s.}$ [mb]	χ^2/ndf
p	4.6 ± 0.1	1.9 ± 0.1	0.62(3)	0.21(1)	0.25(3)	0.068(10)	55/39
d	4.6 ± 0.1	1.3 ± 0.1	1.2(1)	0.74(6)	0.25(3)	0.070(10)	56/39
f	4.5 ± 0.1	1.3 ± 0.1	19(1)	14(1)	0.25(3)	0.071(10)	55/39

それぞれの軌道角運動量を仮定したフィッティングを行った結果 S_W は p 軌道が 0.62, d 軌道が 1.2, f 軌道が 19, S_R は p 軌道が 0.21, d 軌道が 0.74, f 軌道が 14 となり, f 波共鳴は棄却される結果となった．よってこの崩壊中性子は p, d 軌道のいずれかであり, 共鳴エネルギーは 4.6 ± 0.1 MeV となった．これは励起エネルギー 3.9 ± 0.1 MeV に相当する．

ⁱ(2) において $l = 2, 3$ を仮定したフィッティング結果は A.6 に記載．

・三つの Breit-Wigner 分布でのフィッティング

続いて (1) のピークも含めたフィッティングを行った. 統計が少ないことによりエラーの範囲が広く, (1) と (2) について全てをパラメーターとすると χ^2/ndf が収束しない結果となったため, (2) については表 5.1 の p 波共鳴を仮定した $E_r^{(2)}$ と $\Gamma_{exp}^{(2)}$ で固定し, 高さのみをパラメーターとした. また (1) については共鳴エネルギー $E_r^{(1)}$ と高さをパラメーターとし, 共鳴幅 Γ は (2.16) 式で与えられる一粒子軌道の幅 $\Gamma_{sp}^W(E_r^{(1)})$ で固定した. 各フィッティング結果を図 5.5~図 5.10 に示し, フィッティングにより得られた値を表 5.2 にまとめる.

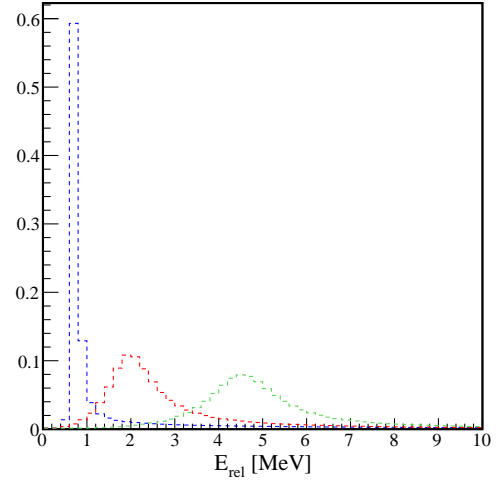
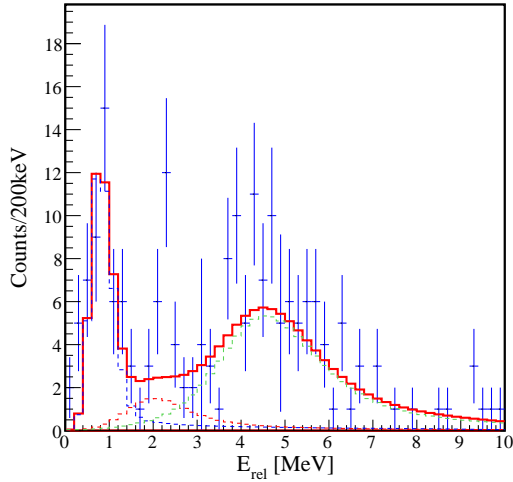


図 5.5: (1) のピークを p 波共鳴と仮定したフィッティング結果

図 5.6: 実験の分解能を取り除き規格化した分布. 青が $g.s.$, 赤が (1), 緑が (2) を表している.

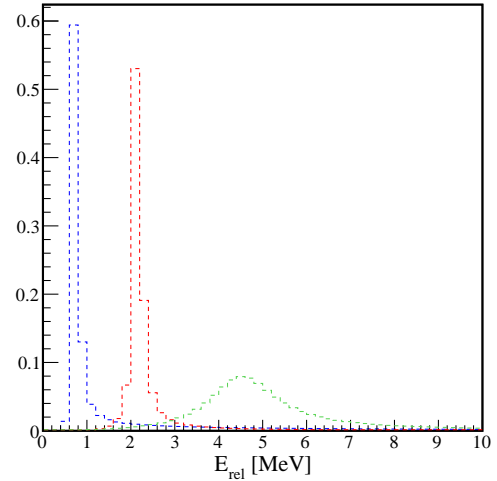
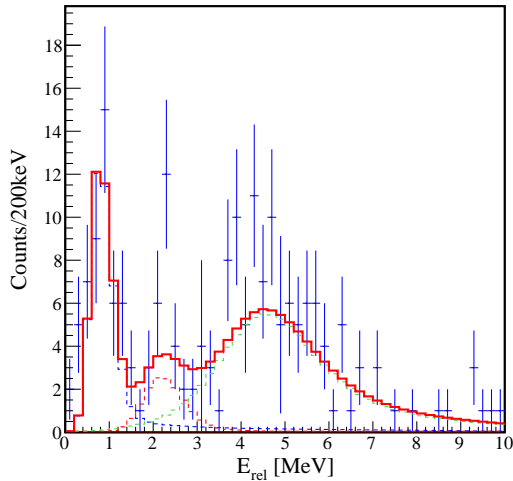


図 5.7: (1) のピークを d 波共鳴と仮定したフィッティング結果

図 5.8: 実験の分解能を取り除き規格化した分布. 青が $g.s.$, 赤が (1), 緑が (2) を表している.

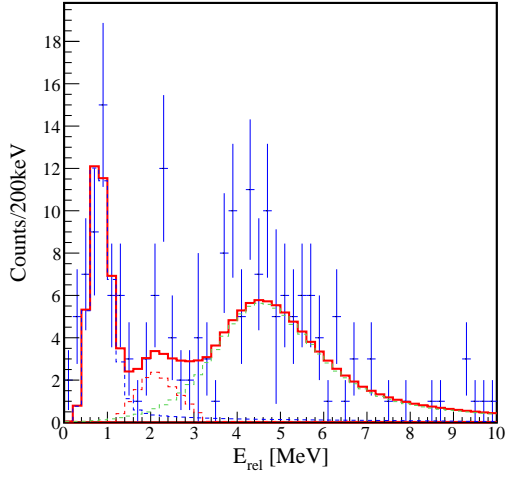


図 5.9: (1) のピークを f 波共鳴と仮定したフィッティング結果

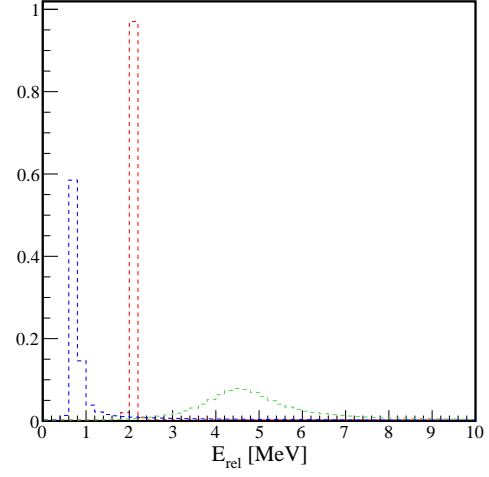


図 5.10: 実験の分解能を取り除き規格化した分布. 青が $g.s.$, 赤が (1), 緑が (2) を表している.

表 5.2: フィッティングで仮定した (1) の崩壊中性子の軌道角運動量とフィッティングにより得られた共鳴エネルギー $E_r^{(1)}$ および (1) の断面積 $\sigma_{(1)}$

(1) で仮定した軌道角運動量	$E_r^{(1)}$ [MeV]	$\sigma_{(1)}$ [μb]	χ^2/ndf
p ($l=1$)	2.0 ± 0.4	32(15)	51/39
d ($l=2$)	2.1 ± 0.1	27(10)	48/39
f ($l=3$)	2.1 ± 0.1	22(8)	48/39

$E_{rel} = 2.1$ MeV での実験の分解能 (FWHM) が $\Gamma_{reso} \approx 1.0$ MeV (4.6.5 項参照) であるのに対して $l = 2$ の Γ_{sp}^W が 0.19 MeV であり, これは $l = 2$ としたフィッティングですでにピーク幅がほとんど分解能によって決定されていることを示している. よって $l = 2$ とそれより Γ_{sp} が狭い $l = 3$ との区別はつけられない. 一方で, p 波を仮定したフィッティングではフィッティング関数が $E_r^{(1)} = 2.0$ MeV でピークとなっておらず, χ^2/ndf も大きい結果となった. 以上のことから (1) のピークは d 波共鳴か f 波共鳴であると考えられる. しかしどの軌道角運動量を仮定した場合でも断面積 $\sigma_{(1)}$ の誤差が 30 % 以上と大きく, 励起状態が存在しないことは否定できない.

^{23}O への崩壊チャンネル

ここでは ^{25}F の荷電交換反応により生成された ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルの解析結果を示し, 議論を行う. このチャンネルの相対エネルギー $E_{rel}(2n)$ 分布を図 5.11 に示す.

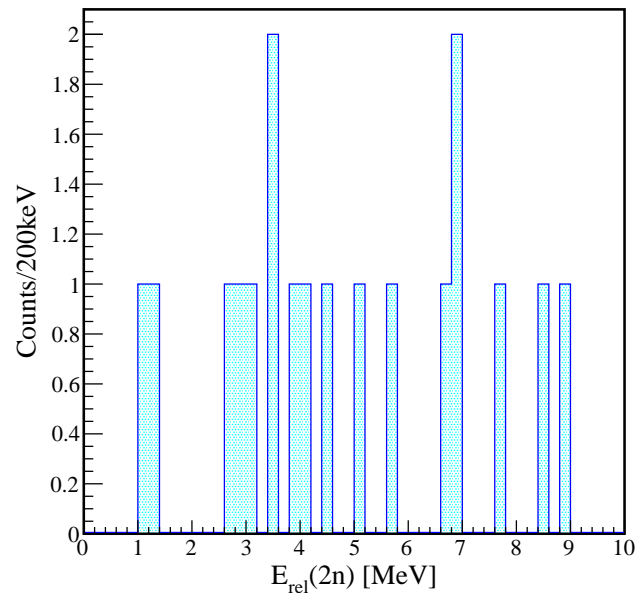


図 5.11: ^{25}F の荷電交換反応における ^{25}O の二中性子崩壊の $E_{rel}(2n)$ 分布

図 5.11 を見ると ^{25}F の荷電交換反応により生成された ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルのイベント数は非常に少なく, 標的なしのイベントは 0 であった. この解析から特定の状態を同定するには至らなかった.

5.1.2 ^{26}F の一陽子分離反応

本項では ^{26}F の一陽子分離反応により生成された ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルについての解析結果を示し、議論を行う。 ^{26}F の荷電交換反応により生成される ^{26}O のイベントが混入している可能性があるがインクルージョン断面積が一陽子分離反応の $\approx 1/10^2$ [28] であることからそのようなイベントは無視するⁱⁱ。

このチャンネルの相対エネルギー $E_{rel}(2n)$ 分布を図 5.12 に示す。

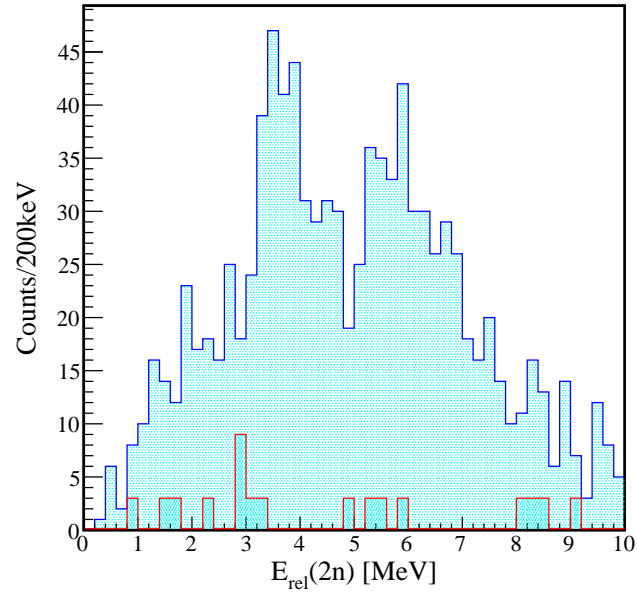


図 5.12: ^{26}F の一陽子分離反応における ^{25}O の二中性子崩壊の $E_{rel}(2n)$ 分布. 青線が標的あり, 赤線がビーム数でスケールした標的なしのデータの分布.

図 5.12 を見ると全体にかけて山なりにイベントが分布しており, $E_{rel}(2n) \approx 3.6, 5.9$ MeV にピークが見られる. この二つのピークは ^{25}O の励起状態であると考えられる.

ⁱⁱ これ以降の荷電交換反応が含まれるイベントについても同様に扱い、特に言及しないことにする。

二中性子崩壊では $E_{rel}(2n)$ だけでなく各崩壊チャンネルにおける二通りの $E_{rel}(1n)$ ⁱⁱⁱの相関 (Dalitz プロット) や, 横軸を $E_{rel}(1n)$, 縦軸を $E_{rel}(2n)$ にした相対エネルギー分布を調べることで, $^{25}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O}+n \rightarrow ^{23}\text{O}+2n$ のように ^{24}O の共鳴状態を経由するような逐次崩壊であるか, 二つの $E_{rel}(1n)$ が無相関な二中性子崩壊であるかを特定することができる. 本項での $E_{rel}(1n)$ は検出フラグメントである ^{23}O と一中性子によって導出される相対エネルギーである. ^{25}O が二中性子崩壊する際, 先に放出される中性子を用いる相対エネルギーの計算は荷電フラグメントを ^{24}O として計算を行うべきである. 実験では二つの中性子を区別できないため荷電フラグメントを ^{23}O として近似的な計算を用いることになるが, この近似による相対誤差は 0.2% 未満であるため十分良い精度である (A.5). 本論文では二つの $E_{rel}(1n)$ を $E_{rel}^l(1n) < E_{rel}^h(1n)$ となるように定義する (図 5.13).

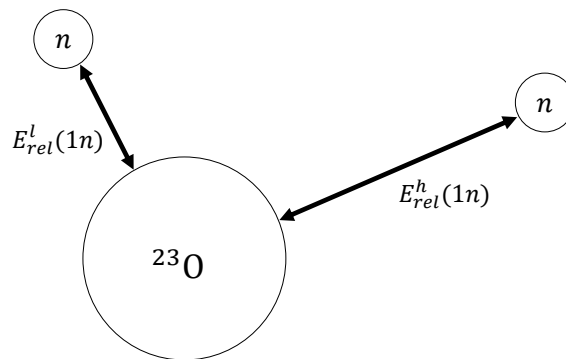


図 5.13: Dalitz プロットに用いる二体の相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ の定義. $^{23}\text{O}+n$ で計算される二通りの $E_{rel}(1n)$ のうち小さい相対エネルギーを $E_{rel}^l(1n)$, 大きい相対エネルギーを $E_{rel}^h(1n)$ と定義する.

以下では Dalitz プロットの横軸を $E_{rel}^h(1n)$, 縦軸を $E_{rel}^l(1n)$ として議論を進める. ^{26}F の一陽子分離反応により生成された ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルの Dalitz プロットを図 5.14 に示し, $E_{rel}^l(1n)$, $E_{rel}^h(1n)$ 分布を図 5.15, 図 5.16 に示す. 図 5.15, 図 5.16 はそれぞれ Dalitz プロットの y 軸射影, x 軸射影に相当する.

ⁱⁱⁱ(荷電フラグメント)+(崩壊二中性子のうちどちらか一方の中性子) による二体の相対エネルギーを表す.

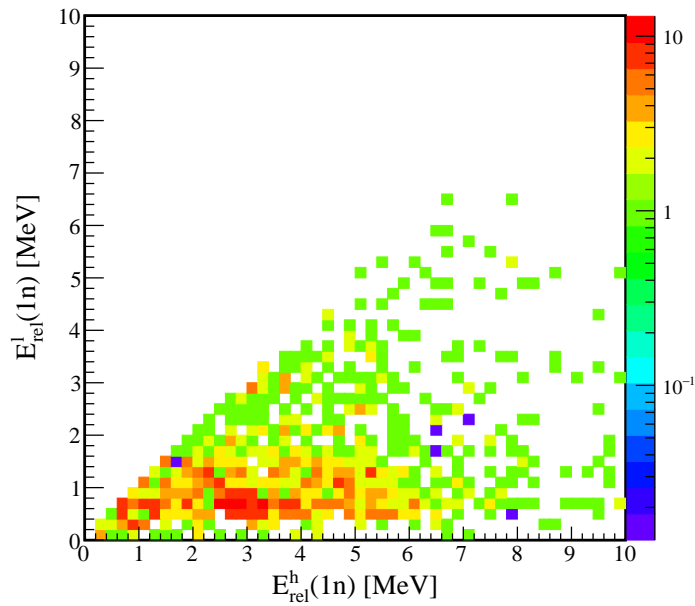


図 5.14: ^{26}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの Dalitz プロット

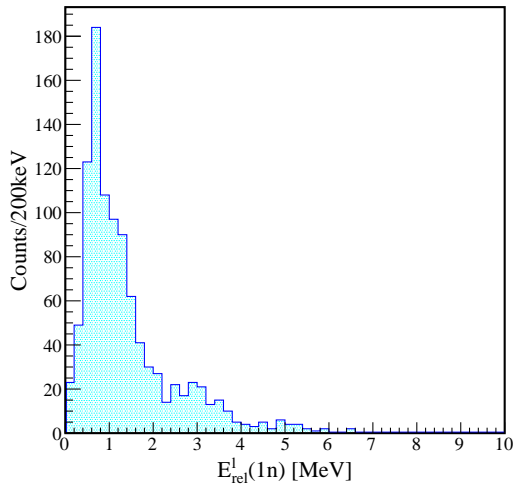


図 5.15: 図 5.14 の E_{rel}^l 射影

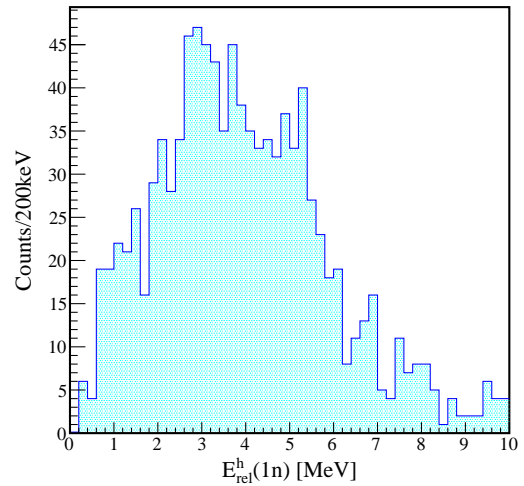


図 5.16: 図 5.14 の E_{rel}^h 射影

図 5.15 から $E_{rel}^l(1n) \approx 0.6$ MeV にイベントが集中していることが分かる。それに対して $E_{rel}^h(1n)$ は広分布となっており複数の崩壊チャンネルの存在をが予想される。 $E_{rel}^h(1n) \approx 3$ MeV にピークがあり、 $E_{rel}^h(1n) \approx 1$ MeV 付近にも 3 MeV のピークの裾としては説明できないイベントが見られ、何らかの状態が潜んでいる可能性がある。

続いて $E_{rel}(1n)$ と $E_{rel}(2n)$ の相関を見るために横軸に $E_{rel}(1n)$, 縦軸に $E_{rel}(2n)$ をとったプロットについて説明を行う. 本論文ではこのようなプロットを $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図と呼ぶことにする. 図 5.17 に ^{26}F の一陽子分離反応により生成された ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図を示す. $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図は $E_{rel}^l(1n)$ と $E_{rel}^h(1n)$ を同じ図にプロットしているため, プ

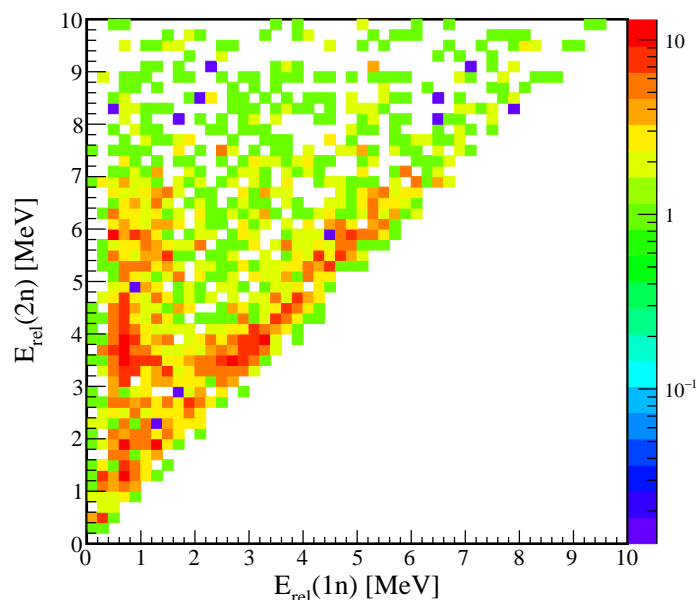


図 5.17: ^{26}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図

ロットの数はイベント数の二倍になっている. 同じ $E_{rel}(2n)$ の中でも二つのピークに分かれている部分は二中性子崩壊において一つずつ中性子を放出するシーケンシャルな崩壊プロセスであることを示している. $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図は簡単に $E_{rel}^l(1n)$ と $E_{rel}^h(1n)$ を区別することができる. それは相対エネルギーの関係式が

$$\begin{cases} 2E_{rel}^l(1n) < E_{rel}(2n) \\ E_{rel}^h(1n) < E_{rel}(2n) < 2E_{rel}^h(1n) \end{cases} \quad (5.1)$$

となることによる. 実際に $E_{rel}^l(1n)$ と $E_{rel}^h(1n)$ の片方みのプロットをそれぞれ図 5.18, 図 5.19 に示す. $E_{rel}^l(1n)$ のみをプロットした図が図 5.18 で, $E_{rel}^h(1n)$ のみをプロットした図が図 5.19 である. これらのプロットを見ると $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図が (5.1) 式通りに分かれていることが分かる.

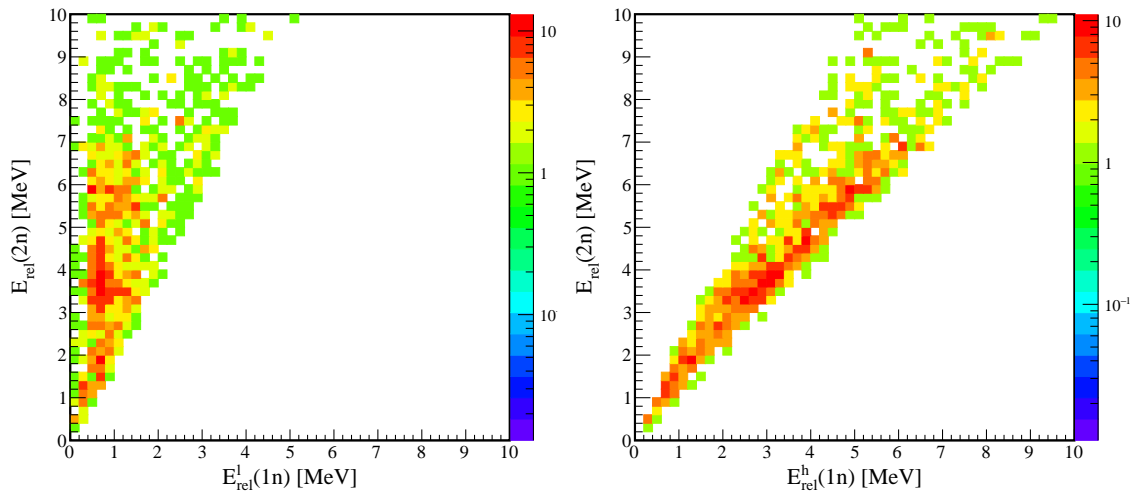


図 5.18: ^{26}F から ^{23}O へのチャンネルの $E_{rel}^l(1n)$ vs $E_{rel}(2n)$. 標的ありのイベントのみ. 図 5.19: ^{26}F から ^{23}O へのチャンネルの $E_{rel}^h(1n)$ vs $E_{rel}(2n)$. 標的ありのイベントのみ.

すでに議論したように $E_{rel}^l(1n)$ については 0.6 MeV 付近のイベントが多く、図 5.18 について $0.4 \leq E_{rel}^l(1n) \leq 0.8$ MeV でゲートすることで支配的な崩壊プロセスのイベントを選び出せると予測される。 $0.4 \leq E_{rel}^l(1n) \leq 0.8$ MeV でゲートした $E_{rel}(2n)$ 分布を図 5.20 に示す。

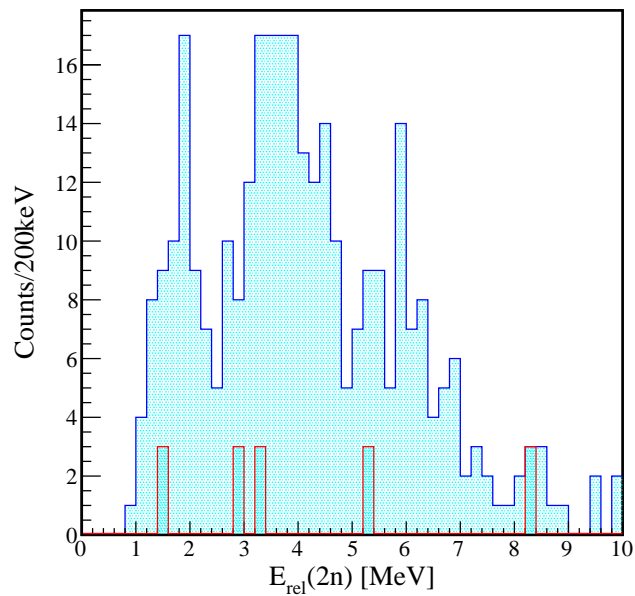


図 5.20: 図 5.18 について $0.4 \leq E_{rel}^l(1n) \leq 0.8$ MeV でゲートした $E_{rel}(2n)$ 分布

この分布から図 5.12 の $E_{rel}(2n)$ 分布は $E_{rel} \approx 1.7, 3.6, 5.9$ MeV の三つのピークから成り立っていることが分かる。本研究では図 5.20 で見られる三つのピークについてフィッティングを行うことで共鳴エネルギーを決定する。フィッティング関数には三つの Breit-Wigner 分布を用いる。Breit-Wigner 分布は二体崩壊に対するフィッティング関数であるのでこれを近似的に用いることになる。共鳴エネルギー E_r をパラメーターとし、共鳴幅 Γ については (2.16) 式で与えられる $\Gamma_{sp}^W(E_r)$ に固定した。相対エネルギーの小さいピークから順に軌道角運動量 (l_1, l_2, l_3) とし、 $l_i=1, 2, 3$ のいずれかであると仮定する。 χ^2/ndf が収束したフィッティングでは共鳴エネルギーはどの仮定でも誤差の範囲内に収まった^{iv}。本研究では χ^2/ndf が最も小さかった (l_1, l_2, l_3) = (2, 2, 3) を仮定したフィッティング結果を図 5.21 に示し^v、フィッティングにより得られた値を表 5.3 にまとめる。

^{iv} 三体崩壊についてのフィッティングであるため l がどのような意味をもつかについては評価を行わなかったが三体崩壊においてもシーケンシャルかつ崩壊経路が決まる場合は l を決定・制限できる可能性がある。詳しくは A.7.3 節で記述する。

^v 仮定した l の組み合わせなどフィッティングの詳細は A.7.1 に記載。

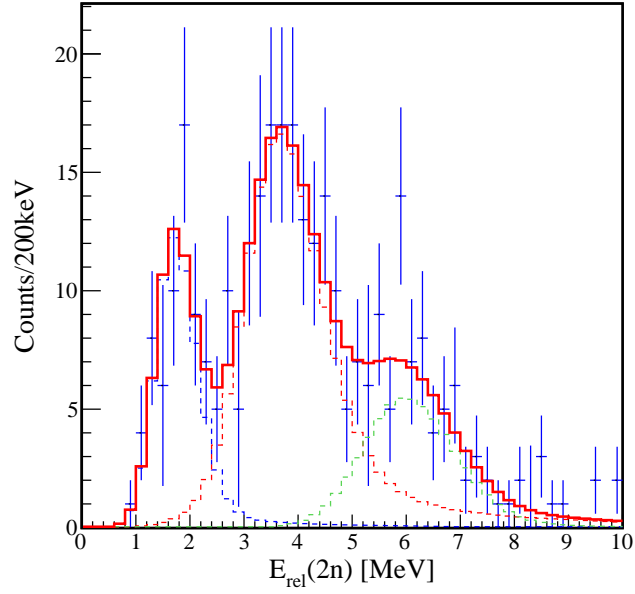


図 5.21: 図 5.20 について三つの Breit-Wigner 分布でフィッティングを行った結果

表 5.3: フィッティングにより得られた共鳴エネルギーと励起エネルギーおよび各励起状態の断面積

共鳴エネルギー E_r [MeV]	励起エネルギー E_x [MeV]	断面積 σ [mb]
1.7 ± 0.1	5.1 ± 0.2	0.10(2)
3.6 ± 0.1	7.0 ± 0.2	0.41(4)
5.9 ± 0.2	9.3 ± 0.3	0.20(4)

NEBULA の検出効率の補正は 4.5.3 項の方法で行い断面積を導出した。三つのピークの共鳴エネルギーはそれぞれ $E_r = 1.7 \pm 0.1$, 3.6 ± 0.1 , 5.9 ± 0.2 MeV となった。 ^{25}O の二中性子分離エネルギーが $S_{2n} = 3.4 \pm 0.2$ MeV [57] であることからそれぞれの共鳴状態の励起エネルギーは $E_x = 5.1 \pm 0.2$, 7.0 ± 0.2 , 9.3 ± 0.3 MeV となる^{vi}。

^{vi} $E_{rel}^l(1n) = 0.6$ MeV となる崩壊のみで決定したが、それ以外の考えられる各 $E_{rel}(1n)$ の崩壊でのゲートではピークは見られなかった。考えられる崩壊をそれぞれゲートした結果は A.7.2 に記載する。

5.1.3 ^{27}Ne の二陽子分離反応

本項では ^{27}Ne の二陽子分離反応についての解析結果を述べる。

^{24}O への崩壊チャンネル

ここでは ^{27}Ne の二陽子分離反応により生成された ^{25}O の一中性子崩壊チャンネルの解析結果を示し、議論を行う。このチャンネルの相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ 分布を図 5.22 と図 5.23(log スケール) に示す。

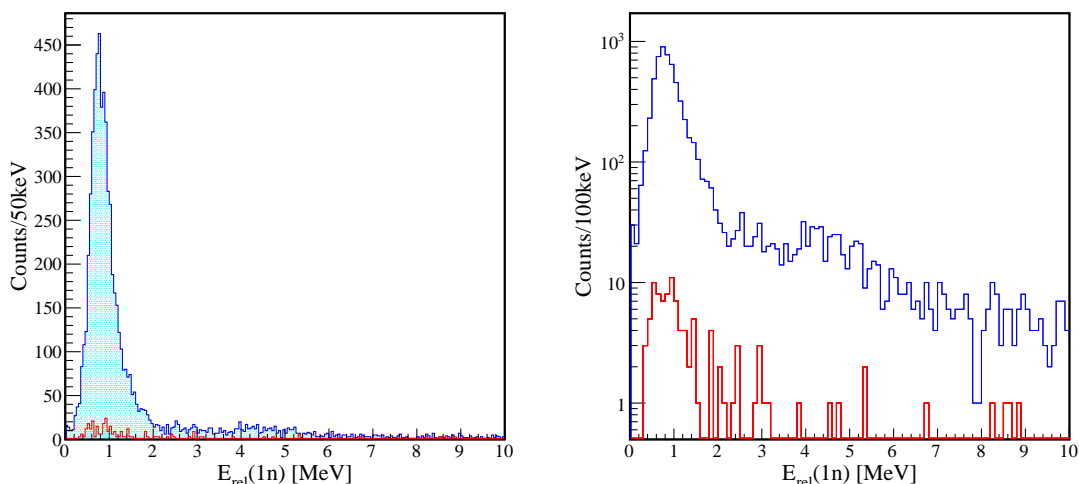


図 5.22: ^{27}Ne の二陽子分離反応における ^{25}O の一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布. 青線が標的有り, 一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布 (log スケール). 青赤線がビーム数でスケールした標的なしのデータの分布.
図 5.23: ^{27}Ne の二陽子分離反応における ^{25}O の一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布 (log スケール). 青線が標的有り, 赤線がビーム数でスケールした標的なしのデータの分布.

$E_{rel} \approx 0.8$ MeV 付近に共鳴状態が見られる。これは先行研究 [18] の ^{26}F の一陽子分離反応で見られた基底状態のピークであると考えられる。図 5.22 について $l = 2$ を仮定した Breit-Wigner 分布でのフィッティング結果を図 5.24 と表 5.4 に示し、フィッティングにより得られた値を表 5.4 にまとめる。

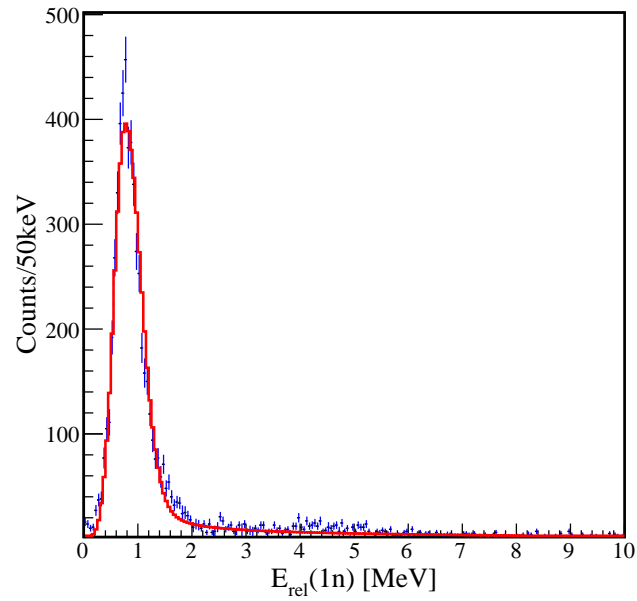


図 5.24: 図 5.22 を $l = 2$ の Breit-Wigner 分布でフィットした結果

表 5.4: 図 5.24 のフィッティングにより得られた共鳴エネルギー E_r と共鳴幅 $\Gamma_{exp}(E_r)$, および先行研究 [18] の結果

	共鳴エネルギー E_r [keV]	共鳴幅 $\Gamma_{exp}(E_r)$ [keV]
^{27}Ne の二陽子分反応 (本解析)	749(40)	86(9)
^{26}F の一陽子分離反応 [18]	749(10)	88(6)

表 5.4 から分かるように共鳴エネルギーと共鳴幅が先行研究の一陽子分離反応によって得られた値と誤差の範囲で一致する結果となった. これにより二陽子分離反応では ^{25}O の基底状態のみが生成されたと結論付けられる.

^{23}O への崩壊チャンネル

ここでは ^{27}Ne の二陽子分離反応により生成された ^{25}O の二中性子崩壊チャンネルの解析結果を示し、議論を行う。このチャンネルの相対エネルギー $E_{rel}(2n)$ 分布を図 5.25 に示す。

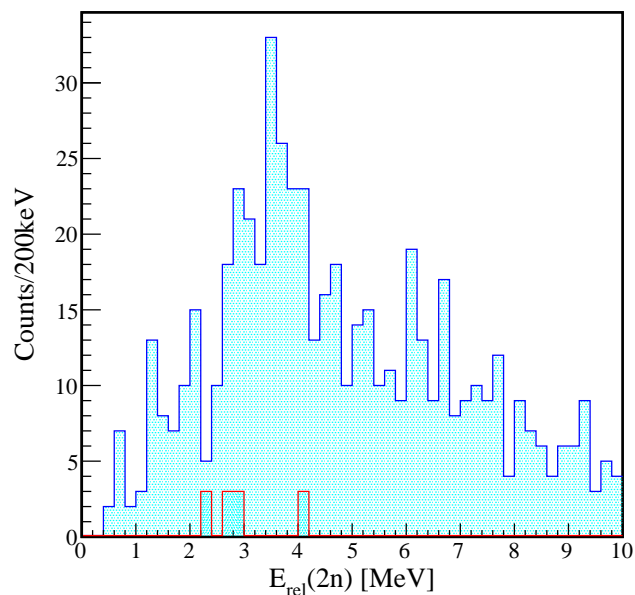


図 5.25: ^{27}Ne の二陽子分離反応における ^{25}O の二中性子崩壊の $E_{rel}(2n)$ 分布。青線が標的有り、赤線がビーム数でスケールした標的なしのデータの分布。

$E_{rel} \approx 3.6$ MeV にピークが見られ、これは ^{26}F の一陽子分離反応 (5.1.2 項) で観測された $E_x = 7.0(2)$ MeV の励起状態であると解釈できる。一方で、 ^{26}F の一陽子分離反応の二中性子崩壊チャンネル (図 5.12) で見られた $E_{rel}(2n) = 5.9(2)$ MeV のピークは図 5.25 反応では観測されなかった。

本項でも 5.1.2 項と同様に Dalitz プロット, $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図, $E_{rel}^l(1n)$ 分布および $E_{rel}^h(1n)$ 分布を図 5.26~図 5.29 に示す.

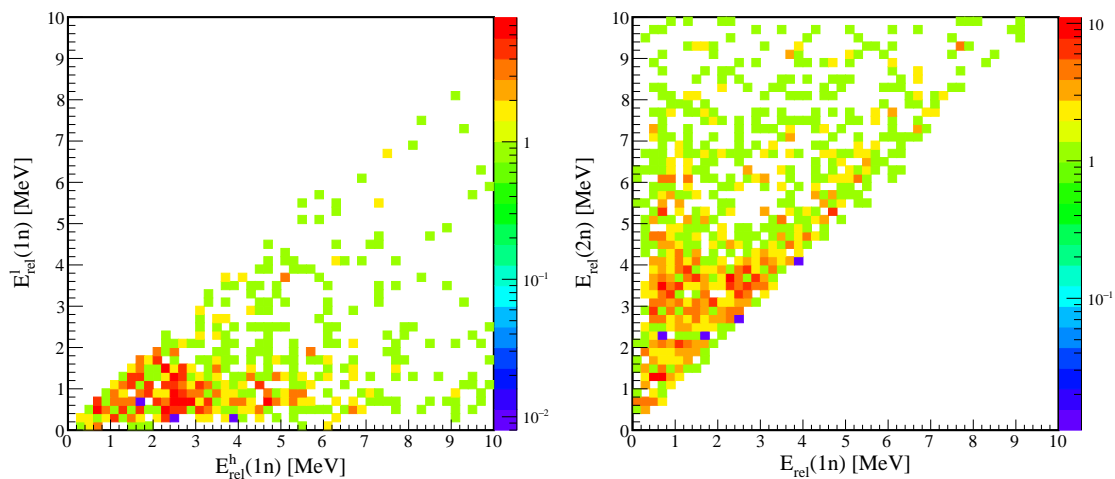


図 5.26: ^{27}Ne の二陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図
 図 5.27: ^{27}Ne の二陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図

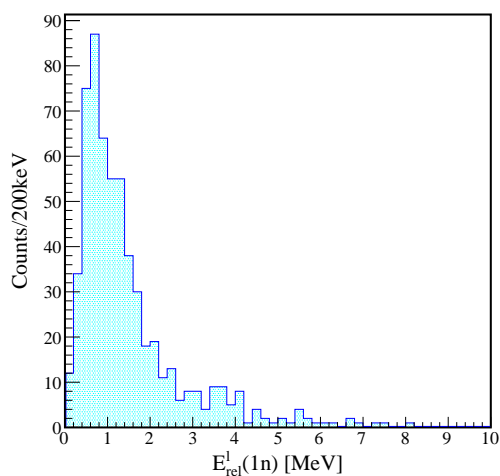


図 5.28: 図 5.26 の E_{rel}^l 射影

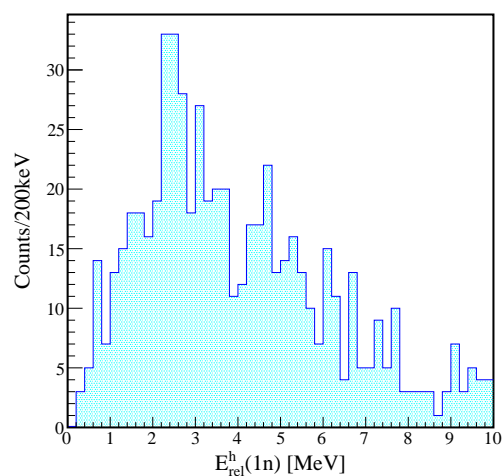


図 5.29: 図 5.26 の E_{rel}^h 射影

図 5.28 に見られる $E_{rel}^l(1n) \approx 0.6$ MeV のピークや, 図 5.29 に見られる $E_{rel}^h(1n) \approx 3$ MeV のピークはいずれも ^{26}F の一陽子分離反応 (5.1.2 項) で見られたものであり, 収量が 5.1.2 項の結果と比較して少ないため本研究ではこの反応・崩壊チャンネルについて解析は行わなかった.

図 5.30 に本節の解析結果から考えられる ^{25}O の崩壊経路を示す。他の崩壊経路についての考察は A.7.3 で記述する。

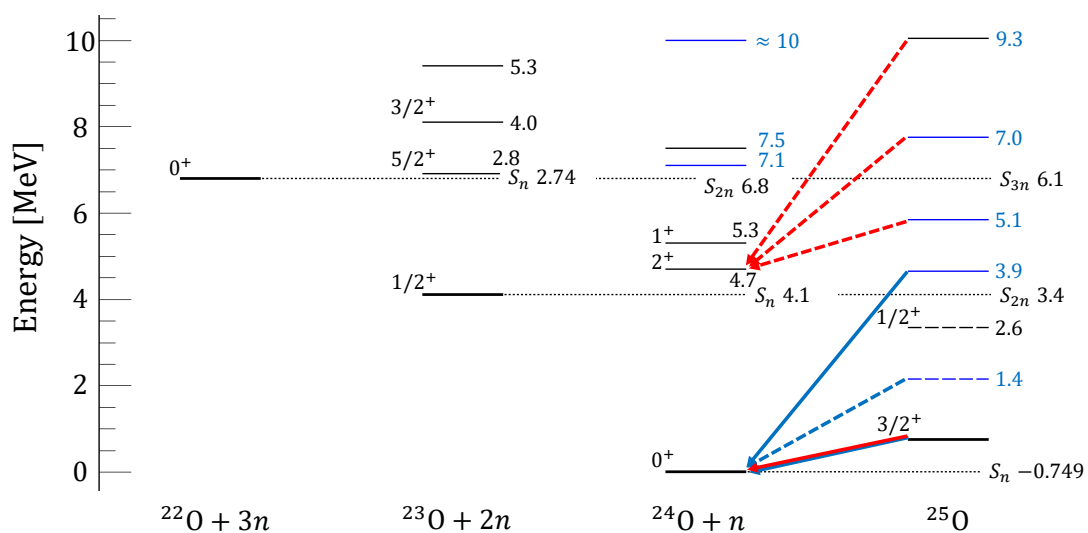


図 5.30: 本節の解析結果から考えられる ^{25}O の崩壊経路。太黒線が基底状態，黒線が先行研究により得られている励起状態，青線が本研究により確認された新準位を表す。破線は未確定の準位，灰点線が各中性子分離エネルギーを表す。赤矢印が ^{26}F の一陽子分離反応によって得られた ^{25}O の崩壊経路，青矢印が ^{25}F の荷電交換反応によって得られた ^{25}O の崩壊経路であり，破線の矢印は未確定であり考えられる経路であることを表している。

5.2 ^{24}O の解析結果

本節では ^{24}O の解析結果について述べる. ^{24}O は励起エネルギー $E_x = 4.7, 5.3$ MeV の励起状態と励起エネルギーが確定していない $E_x \approx 7.5$ MeV の励起状態の計三つの励起状態が知られている. 5.2.1 項~5.2.3 項で ^{24}O の励起状態についての解析結果を述べ, 5.2.4 項で ^{25}F から ^{24}O へのインクルーシブな一陽子分離反応断面積について述べる.

5.2.1 ^{26}F ビームと ^{22}O のコインシデンスイベント

本項では ^{26}F と ^{22}O および中性子のコインシデンスイベントの解析結果を示し, 議論を行う. まず, 先行研究 [47] で行われた ^{22}O と一中性子の二体の相対エネルギーによる解析を行う. その後二中性子解析を行い, ^{24}O の励起状態について議論する.

^{24}O の励起エネルギー $E_x \approx 7.5$ MeV は先行研究 [47] の値である. 先行研究 [56] では ^{26}F ビームと ^{22}O と一中性子のコインシデンスイベントを解析することで ^{24}O の励起エネルギーを $E_x \approx 7.5$ MeV と結論付けた. 図 5.31 に先行研究 [47] で得られた結果を示す.

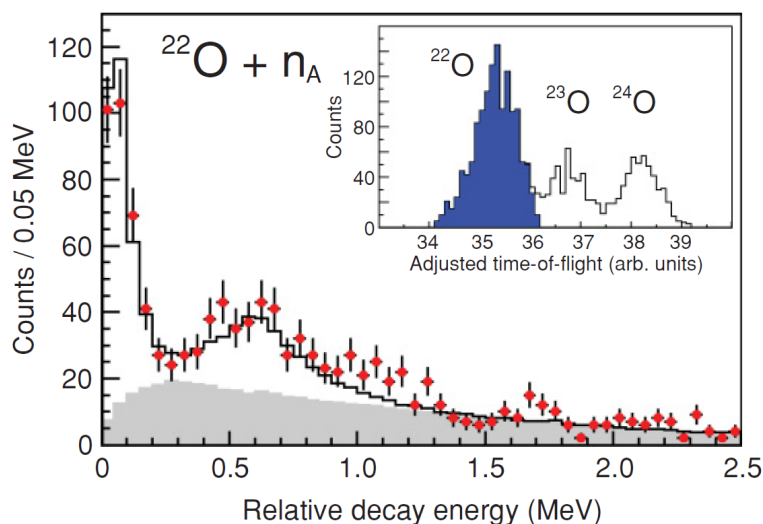


図 5.31: 先行研究 [47] による ^{26}F ビームと $^{22}\text{O}+1n$ のコインシデンスイベントにおける相対エネルギー分布

$E_r \approx 0.06, 0.6$ MeV に対応する二つのピークがあることが分かる. ^{26}F ビームと ^{22}O のコインシデンスイベントでは一陽子分離反応などの他の反応チャンネルの混入も考えられるが先行研究 [47] では ^{26}F の一陽子一中性子分離反応が支配的であると, これら二つのピークから励起エネルギー $E_x \approx 7.5$ MeV に励起状態が存在すると結論付けた. 本解析では同じ解析を高統計のデータで行ったものに加えて二中性子解析も行った. ^{26}F ビームと ^{22}O のコインシデンスイベントにおける二中性子解析では ^{26}F の一陽子分離反応と一陽子一中性子分離反応が考えられる. ^{22}O と

一中性子の二体の相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ 分布を図 5.32 に, $^{22}\text{O}+2n$ の相対エネルギー $E_{rel}(2n)$ の相対エネルギー $E_{rel}(2n)$ 分布を図 5.33 に示す.

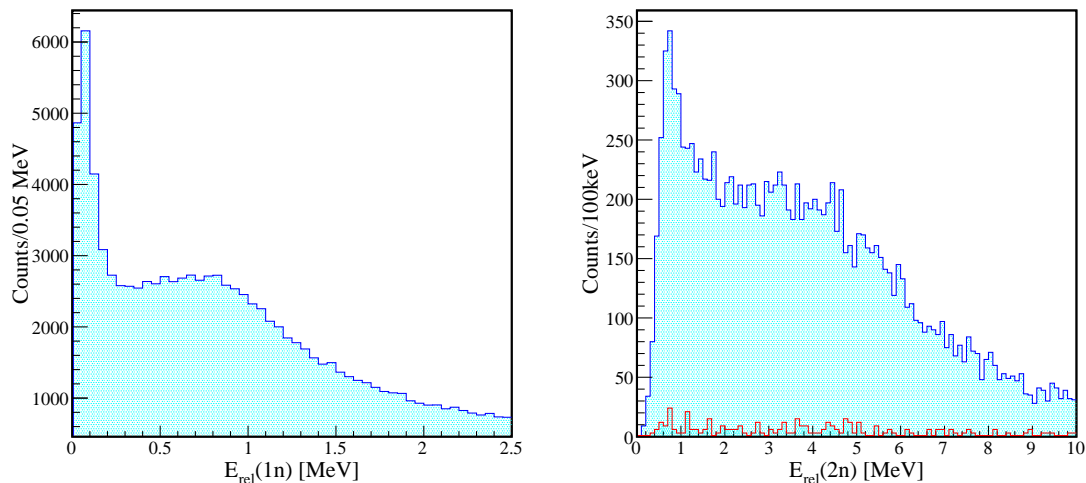


図 5.32: ^{26}F ビームと ^{22}O の荷電フラグメントの図 5.33: ^{26}F と ^{22}O のコインシデンスイベント
 コインシデンスにおける $E_{rel}(1n)$ 分布. 標的なしにおける $E_{rel}(2n)$ 分布. 青線が標的有り, 赤線が
 のイベントは除去済み. ビーム数でスケールした標的なしのデータの分布.

図 5.32 より一中性子解析では $E_{rel}(1n) \approx 0.06, 0.6$ MeV にピークを観測し, 先行研究 [47] を再現する結果となった. 図 5.33 からは $E_{rel}(2n) \approx 0.7$ MeV にピークを観測し, 図 5.32 の二つのピークの和としてコンシステントな結果が得られた. 続いて二中性子崩壊チャンネルにおける Dalitz プロット, $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図, $E_{rel}^l(1n)$ および $E_{rel}^h(1n)$ 分布を図 5.34~図 5.37 に示す.

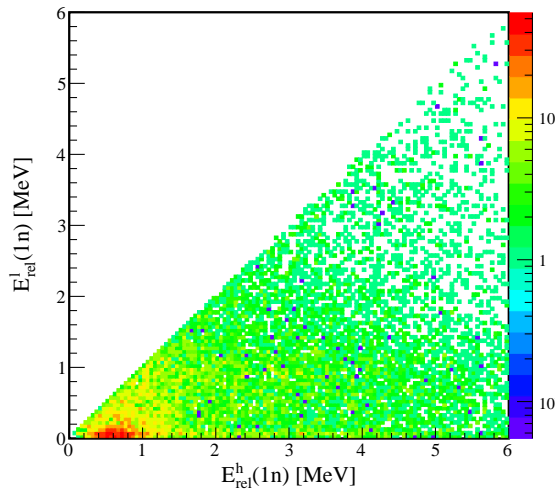


図 5.34: ^{26}F ビーム, ^{22}O のコインシデンスイベントにおける Dalitz プロット

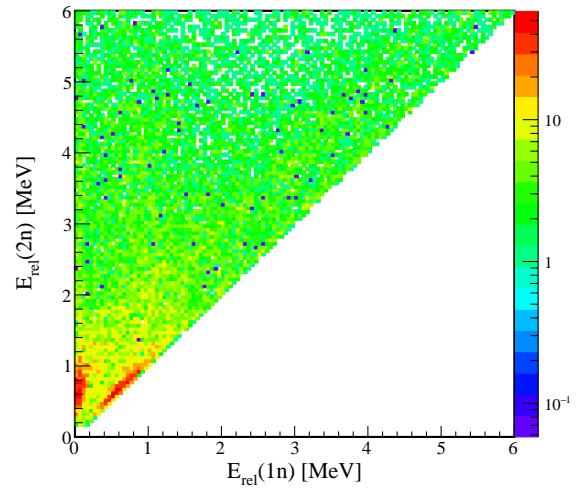


図 5.35: ^{26}F ビーム, ^{22}O のコインシデンスイベントにおける $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図

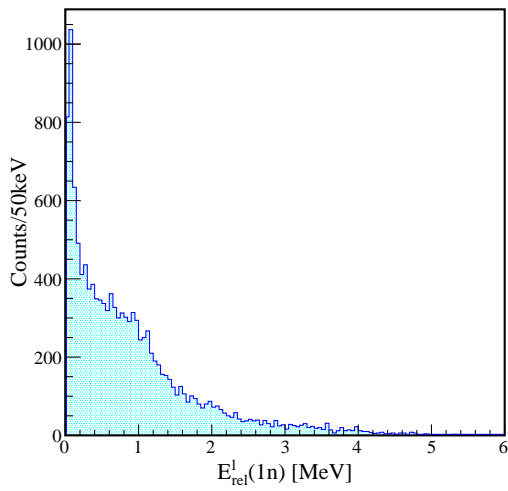


図 5.36: 図 5.34 の $E_{rel}^l(1n)$ 射影

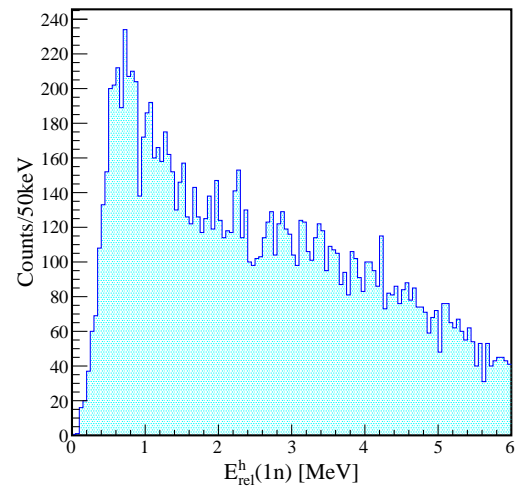


図 5.37: 図 5.34 の $E_{rel}^h(1n)$ 射影

図 5.36 の $E_{rel}^l(1n) \approx 0.06$ MeV のピークや図 5.37 の $E_{rel}^h(1n) \approx 0.7$ MeV のピークが見られることから ^{26}F ビームと $^{22}\text{O}+2n$ のコインシデンスイベントでは、先行研究 [47] で結論付けられた通り一陽子-中性子分離反応が支配的であることが分かる。本解析では図 5.33 の $E_{rel}(2n) \approx 0.7$ MeV のピークをフィットすることで共鳴エネルギーを求める。軌道角運動量 l を仮定した Breit-Wigner 分布で E_r , Γ および高さをすべてパラメータとし、 $0 < E_{rel}(2n) < 1.1$ MeV の範囲でフィッティングを行った。フィッティング結果を図 5.38 に示す。

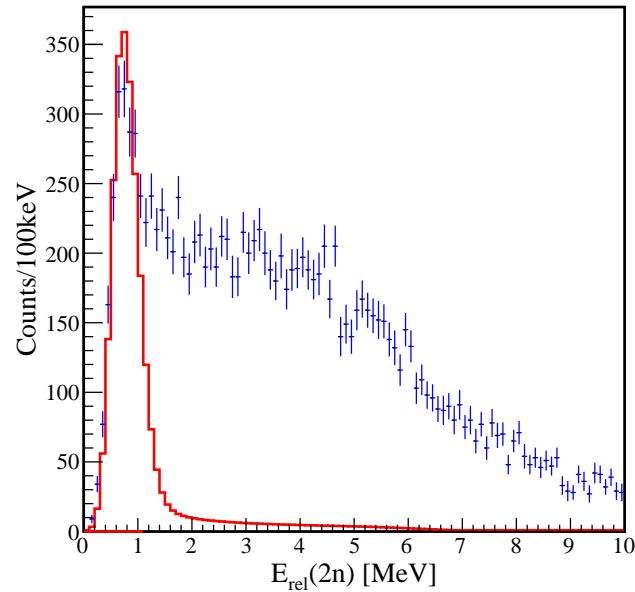


図 5.38: 図 5.33 の $0 < E_{rel}(2n) < 1.1$ MeV のフィッティング結果

このフィッティングから共鳴エネルギー $E_r = 0.71 \pm 0.01$ MeV が得られた。これにより先行研究 [47] により $E_x \approx 7.5$ MeV とされていた励起エネルギーが $E_x = 7.5 \pm 0.1$ MeV と確定できた。

5.2.2 ^{25}F ビームと ^{22}O のコインシデンスイベント

本項では ^{25}F と ^{22}O および中性子のコインシデンスイベントの解析結果を示し、議論を行う。5.2.1 項と同様に ^{22}O と一中性子の二体の解析と二中性子崩壊についての解析を行い、 ^{24}O の励起状態について議論する。

一中性子のみのコインシデンスでは ^{25}F の一陽子分離反応と一陽子一中性子分離反応のイベントを解析することになるが二中性子のコインシデンスでは一陽子分離反応のみを解析することになる。 ^{22}O と一中性子の二体の相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ 分布を図 5.39 に、 $^{22}\text{O}+2n$ の相対エネルギー $E_{rel}(2n)$ 分布を図 5.40 に示す。

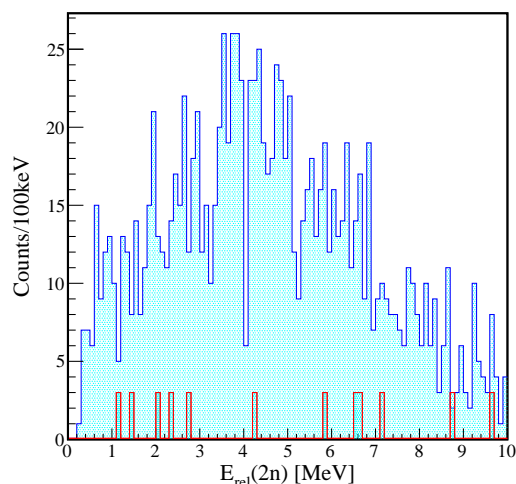
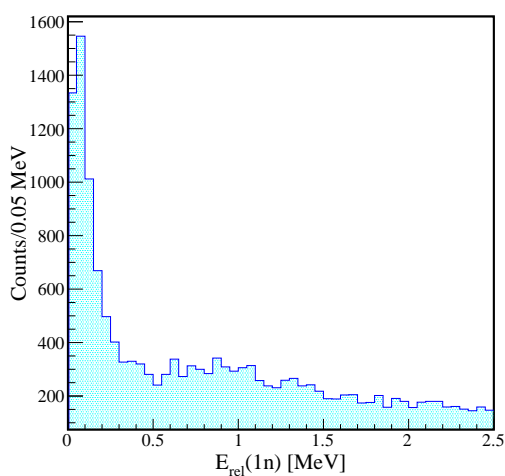


図 5.39: ^{25}F ビームと ^{22}O の荷電フラグメントの
図 5.40: ^{25}F と ^{22}O のコインシデンスイベント
コインシデンスにおける $E_{rel}(1n)$ 分布. 標的なし
における $E_{rel}(2n)$ 分布. 青線が標的有り, 赤線が
のイベントは除去済み. ビーム数でスケールした標的なしのデータの分布.

図 5.39 では $E_{rel}(1n) \lesssim 0.1$ のピークのみが観測され、図 5.32 に見られた $E_{rel}(1n) \approx 0.6$ のピークはなくなった。ピークが一つしかないことから ^{25}F ビームと $^{22}\text{O}+1n$ のコインシデンスイベントは一陽子一中性子分離反応が支配的で、 ^{23}O の励起エネルギー $E_x = 2.8$ MeV の第一励起状態が生成されていることが分かる。図 5.40 では特定の相関は見られなかった。

続いて ^{25}F の一陽子分離反応の二中性子崩壊チャンネルにおける Dalitz プロットとその射影図,
 $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図を図 5.41~図 5.44 に示す.

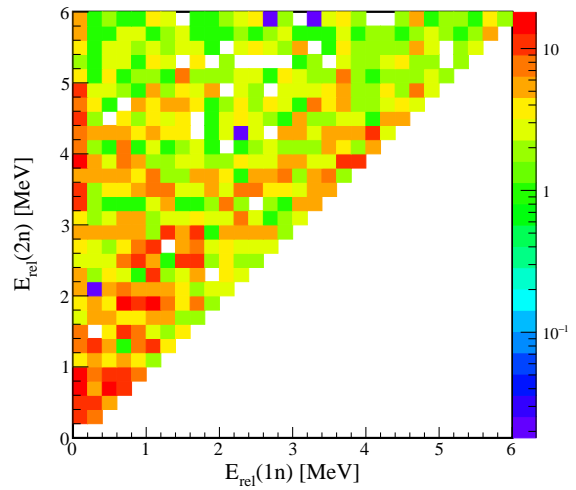
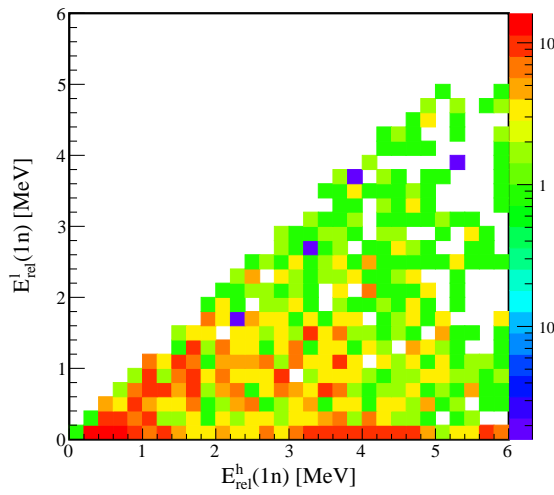


図 5.41: ^{25}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの Dalitz プロット

図 5.42: ^{25}F の一陽子分離反応における二中性子崩壊チャンネルの $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図

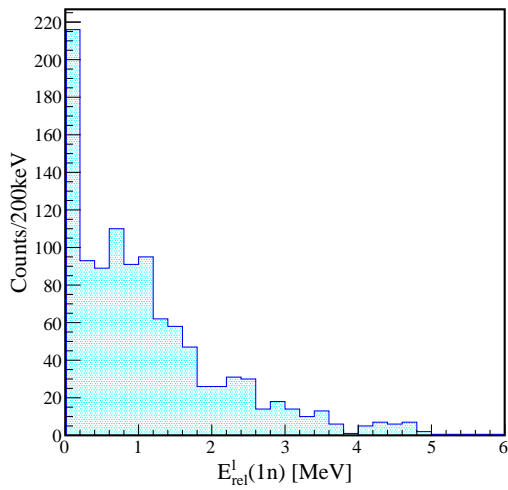


図 5.43: 図 5.41 の $E_{rel}^l(1n)$ 射影

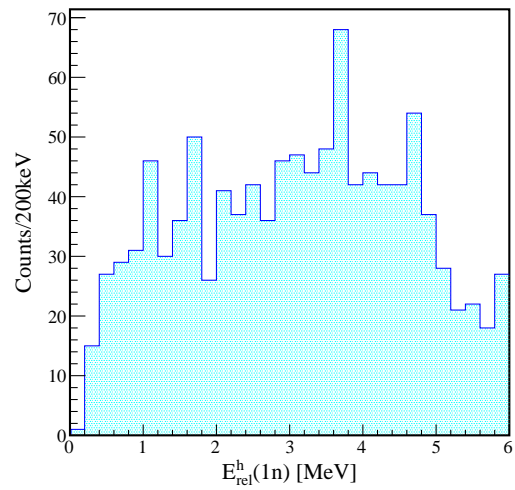


図 5.44: 図 5.41 の $E_{rel}^h(1n)$ 射影

図 5.41 ではいくつかのイベントが集中している領域が観測された。図 5.43 に見られる $E_{rel}^l(1n) \approx 0.1$ MeV のピークは 5.2.1 で確認された ^{23}O の第一励起状態から ^{22}O の基底状態へ崩壊する際の相対エネルギーであると思われる。図 5.44 では 5.37 とは異なり $E_{rel}^h(1n) \approx 3.5$ MeV の領域などの高いエネルギーにもイベントが多くある結果となった。この傾向は図 5.41 や図 5.42 でも見られる。図 5.41 や図 5.42 から $E_{rel} \approx 0.06$ MeV の遷移強度が強いことは明らかである。 $E_{rel}^l(1n) < 0.2$ MeV でゲートした $E_{rel}(2n)$ 分布で $E_{rel}(2n)$ の高い励起エネルギーのピークを観測したため、本解析ではそれをフィットすることで励起エネルギーを決定する。 $E_{rel}(2n) = 0.7$ MeV に対応する共鳴エネルギー E_r と共鳴幅 γ は図 5.38 のフィッティング結果に準じ、高さのみをパラメーターとした。もう一方のピークは $l = 2$ を仮定してフィッティングを行った。フィッティング結果を図 5.45 に示す。

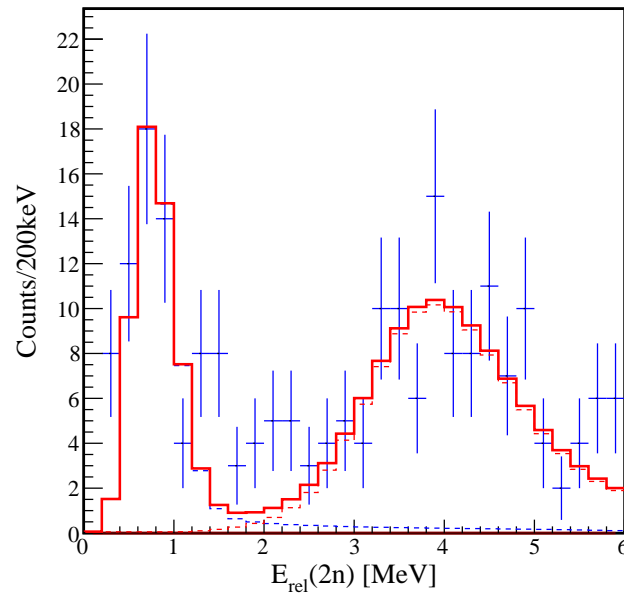


図 5.45: $E_{rel}^l(1n) < 0.2$ MeV でゲートした $E_{rel}(2n)$ 分布のフィッティング結果。エネルギーの低い共鳴ピークは 5.38 に準じたパラメーターで固定した。

フィッティングの結果エネルギーの高い共鳴ピークの共鳴エネルギーは $E_r = 3.9(1)$ MeV となった。これは ^{24}O の励起エネルギー $E_x = 10.7(1)$ MeV に対応する。ただし、イベント数が少なくパラメーターも多くを固定したため、励起エネルギーを決定することはできなかった。

5.2.3 ^{25}F の一陽子分離反応

本項では ^{25}F の一陽子分離反応により生成された ^{24}O の一中性子崩壊チャンネルについての解析結果を示し、議論を行う。

このチャンネルの相対エネルギー $E_{rel}(1n)$ 分布を図 5.46 に示す。

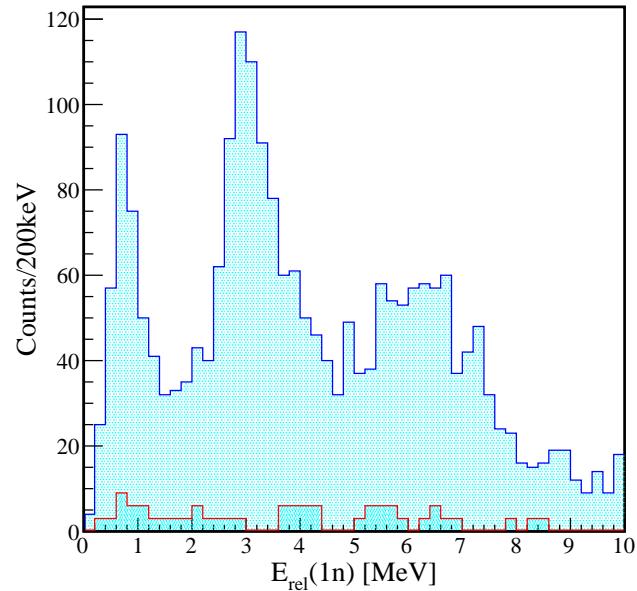


図 5.46: ^{25}F の一陽子分離反応における ^{24}O の一中性子崩壊の $E_{rel}(1n)$ 分布. 青線が標的有り, 赤線がビーム数でスケールされた標的なしのデータの分布.

図 5.11 から $E_{rel}(1n) \approx 0.7, 3.0, 6.0$ MeV に三つのピークが存在することが分かる. $E_{rel}(1n) \approx 0.7$ MeV のピークは先行研究 [56] により確認されている 2^+ 状態と 1^+ 状態 (図 5.47) であると解釈できる. この実験は 85 MeV/nucleon の ^{26}F から生成された ^{24}O の一中性子崩壊の相対エネルギーを求め, $(\nu 1s_{1/2}) \otimes (\nu 0d_{3/2})$ の配位による $J^\pi = 2^+, 1^+$ の二つの励起状態であると結論づけている. 本解析でも図 5.46 における $E_{rel}(1n) \approx 0.7$ MeV のピークが 2^+ の励起状態と 1^+ の励起状態の二つの状態を含むと判断し, 相対エネルギーが小さい順に (1), (2) と呼ぶことにする.

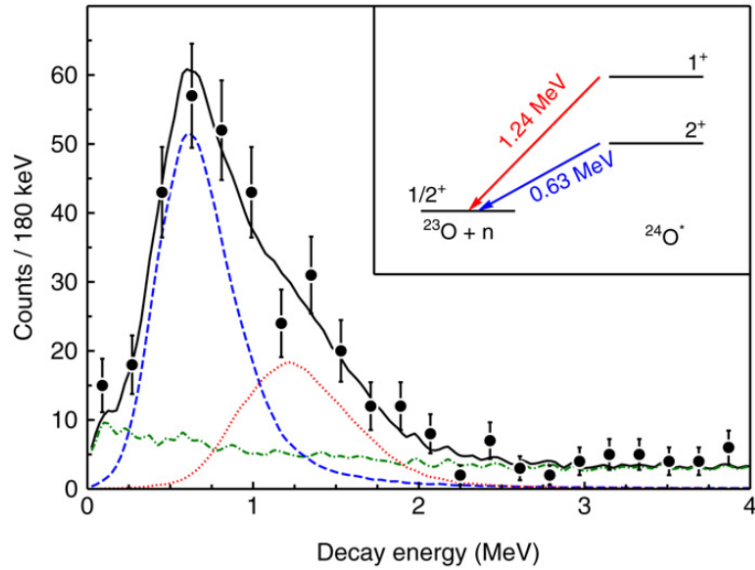


図 5.47: 先行研究 [56] による ^{24}O の一中性子崩壊の相対エネルギー分布

本解析では (1) と (2) については先行研究 [56] に準拠し, d 波共鳴, $E_r^{(1)} = 0.6 \text{ MeV}$, $E_r^{(2)} = 1.2 \text{ MeV}$, $\Gamma_{exp}^{(1)} = 50 \text{ keV}$, $\Gamma_{exp}^{(2)} = 30 \text{ keV}$ で固定し, 高さのみをパラメーターとしてフィッティングを行った. $E_{rel}(1n) \approx 3 \text{ MeV}$ のピークは先行研究 [47] で観測された $E_x \approx 7.5 \text{ MeV}$ の励起状態と近い位置に存在するピークである. 本項ではこのピークを (3) と呼ぶことにする. $E_{rel}(1n) \approx 6 \text{ MeV}$ にあるピークはこれまで知られていなかったものである. 本項ではこのピークを (4) と呼ぶことにする. (3) と (4) については共鳴エネルギー E_r と高さをパラメーターとし, 共鳴幅 Γ は (2.16) 式で表される $\Gamma_{sp}^W(E_r)$ に固定した. (3) と (4) で仮定した崩壊中性子の軌道角運動量をそれぞれ l_3, l_4 とし, l_3, l_4 のそれぞれについて s 波共鳴, p 波共鳴, f 波共鳴を仮定した計 9 通りの組み合わせでフィッティングを行ったところ $l_3 = 3$ を仮定したフィッティングでは χ^2/ndf が収束しなかった. χ^2/ndf が収束した全てのフィッティング結果を表 5.5 にまとめ, χ^2/ndf が最も小さかった $(l_3, l_4) = (2, 2)$ を仮定してフィッティングした結果を図 5.48, 表 5.6 に示す^{vii}.

^{vii}他の (l_3, l_4) を仮定して行ったフィッティング結果は 5.2.3 に記載.

表 5.5: 図 5.46 のフィッティングの際に仮定した軌道角運動量と $^{23}\text{O}_{g.s.}$ との相対エネルギー

(l_3, l_4)	$E_r^{(3)}$ [MeV]	$E_r^{(4)}$ MeV	χ^2/ndf
(1, 1)	3.1 ± 0.1	6.4 ± 0.2	123/44
(1, 2)	3.1 ± 0.1	6.4 ± 0.1	92/44
(1, 3)	3.2 ± 0.1	6.5 ± 0.1	91/44
(2, 1)	3.0 ± 0.1	6.0 ± 0.1	70/44
(2, 2)	3.0 ± 0.1	6.1 ± 0.1	51/44
(2, 3)	3.0 ± 0.1	6.3 ± 0.1	130/44

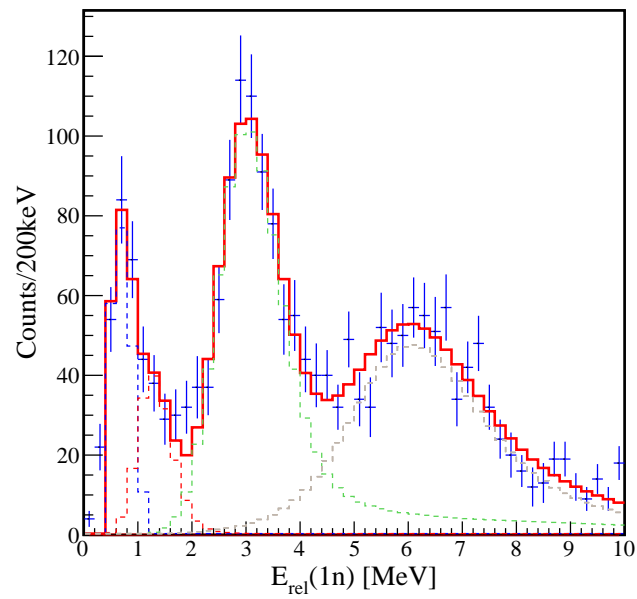


図 5.48: 図 5.46 のフィッティング結果

表 5.6: 図 5.46 のフィッティングで得られた各共鳴状態の共鳴エネルギー E_r と励起エネルギー E_x および断面積 σ

	(1)	(2)	(3)	(4)
共鳴エネルギー E_r [MeV]	0.6 (fix)	1.2 (fix)	3.0 ± 0.1	(6.1 ± 0.1)
励起エネルギー E_x [MeV]	4.7 [56]	5.3 [56]	7.1 ± 0.1	(10.2 ± 0.1)
断面積 σ [mb]	0.31(1)	0.16(1)	1.7(1)	2.7(1)

本解析から (4) のピークについては共鳴エネルギーにはばらつきがあったため (4) のピークに対応する励起エネルギーは本解析では同定できなかった。しかし、(3) のピークについては $E_r^{(3)}$ の値が誤差の範囲に収まったため、共鳴エネルギーが $E_r = 3.0 \pm 0.1$ MeV と決定できた。これは励起エネルギー 7.1 ± 0.1 MeV に対応する。

^{24}O について、先行研究と本研究の 5.2.1 項で観測された $E_x = 7.5(1)$ MeV の励起状態は本項で観測された $E_x = 7.1(1)$ MeV の励起状態と誤差の範囲で一致しないためこれらは別の状態であり、 $E_x = 7.5(1)$ MeV の励起状態は ^{22}O の基底状態へ崩壊し、 $E_x = 7.1(1)$ MeV の励起状態は ^{23}O の基底状態へ崩壊すると結論づけられた。また、本項で観測された $E_x \approx 10.2$ MeV の励起状態は励起エネルギーが確定できなかったため、5.2.2 項で観測された $E_x \approx 10.7$ MeV のピークと同じ励起状態であるかの同定はできなかった。

図 5.49 に本節の解析結果から考えられる ^{24}O の崩壊経路を示す。

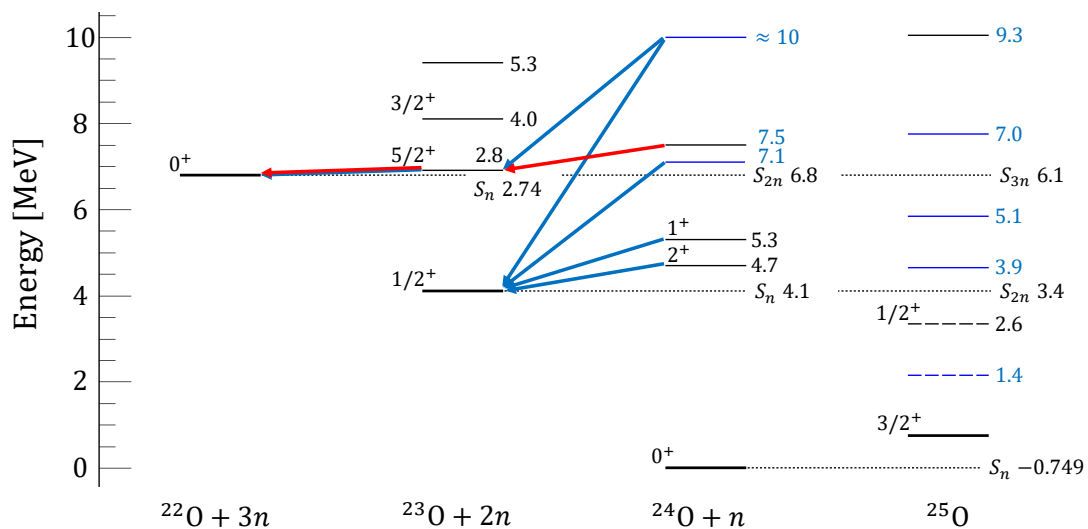


図 5.49: 本節の解析結果から考えられる ^{24}O および ^{23}O の崩壊経路。黒太線が基底状態，黒線が先行研究により得られている励起状態，青線が本研究により確認された新準位。赤矢印が ^{26}F の一陽子一中性子分離反応によって得られた ^{24}O の崩壊経路，青矢印が ^{25}F の一陽子分離反応によって得られた ^{24}O の崩壊経路および ^{25}F の一陽子一中性子分離反応によって得られた ^{23}O の崩壊経路。

5.2.4 インクルーシブな ^{25}F の一陽子分離反応断面積

本項では ^{25}F の一陽子分離反応断面積について述べる．近年の研究により J. A. Tostevin 氏, A. Gade 氏らは図 5.50 に示される特定の相関を見出した．この図は様々な原子核の ^9Be か ^{12}C 標的に

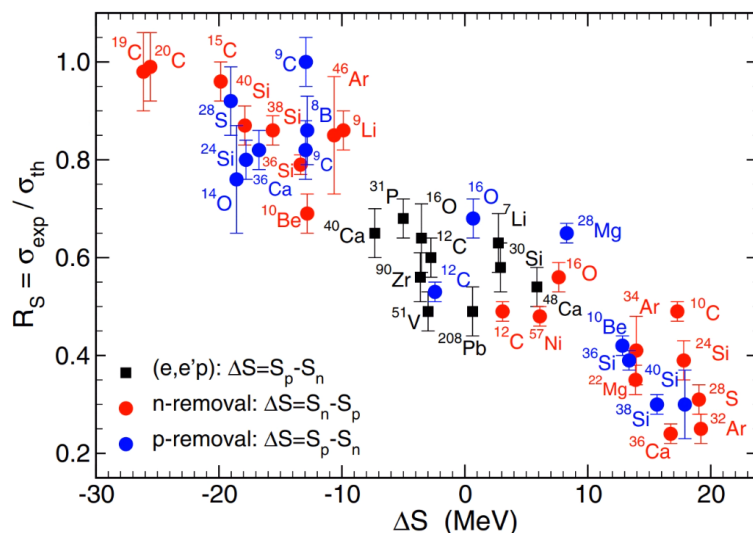


図 5.50: 横軸が ΔS , 縦軸が実験による一核子分離反応の断面積 σ_{exp} と理論による断面積 σ_{th} (A.9) の比 R_s [58]. 黒四角のプロットが $(e, e'p)$ 反応の結果, 青丸のプロットが一陽子分離反応 $(p, 2p)$ の結果, 赤丸のプロットが一中性子分離反応の結果. 本論文ではこれを Gade プロットと呼ぶ.

における一陽子分離反応および一中性子分離反応における実験の断面積 σ_{exp} と理論計算の断面積 σ_{th} の比 $R_s = \sigma_{exp}/\sigma_{th}$ を一陽子分離エネルギー S_p と一中性子分離エネルギー S_n の差 ΔS の相関として表している^{viii}. ΔS は一陽子分離反応における $S_p - S_n$, 一中性子分離反応における $S_n - S_p$ になっている. 本論文ではこの図を Gade プロットと呼ぶことにする. Gade プロットには全体的に負の相関があり, この相関に何か未知の物理が隠れていることが予測されている. ^{25}F の ΔS は $10.18(24)$ MeV であり $\Delta S \approx 10$ MeV の領域はまだプロットされていないため, その R_s が注目されている.

^{25}F の一陽子分離反応では生成される ^{24}O が弱束縛核であるためそのまま検出される. 本解析では DB トリガーでの ^{25}F ビームと ^{24}O のコインシデンスをとることで ^{25}F の一陽子分離反応断面積を求めることができる. 解析により得られたイベント数と (2.1) 式から求められた断面積は 7.1 ± 0.8 mb であった. ^{25}F は $\Delta S = 10.17(24)$ MeV であり, ^{25}F の一陽子分離反応の理論計算による断面積は $\sigma_{th} = 14.9$ mb である. これらの値から

$$R_s = 0.48(5) \quad (5.2)$$

となった. これにより ^{25}F についても Gade プロットの負の相関に従う位置にあることが確定した.

^{viii} σ_{th} の計算方法は A.9 に記載.

5.3 結果のまとめと議論

図 5.51 に本研究によって得られた最終的なレベル図を示す。

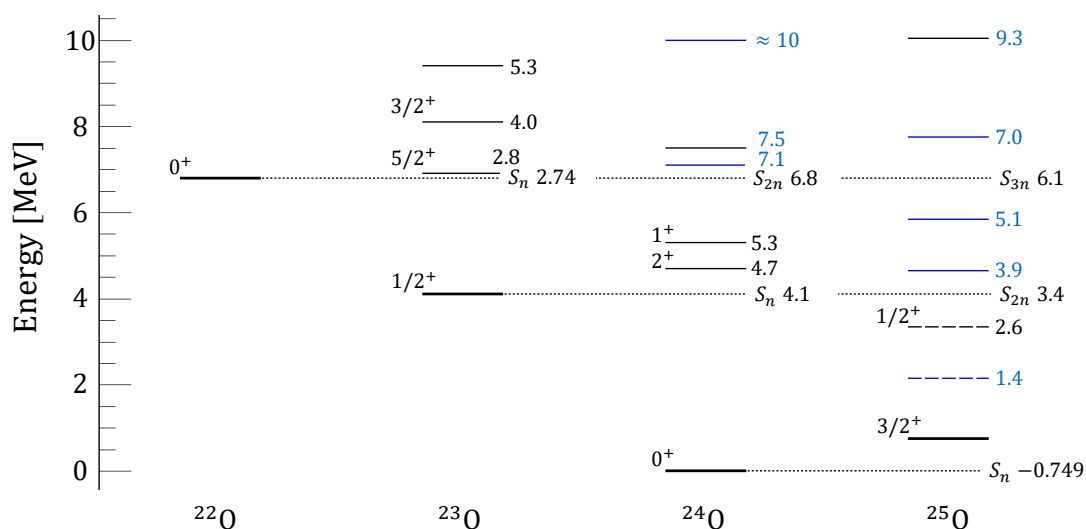


図 5.51: 本研究で最終的に得られたレベル図. 青線が本研究により得られた励起状態, 黒太線が基底状態, 黒線が先行研究により得られている励起状態を表している. 破線はまだ確認が得られていない励起状態である.

図 5.51 の青線で示したものが本研究により初観測された ^{25}O の励起状態である. ただし, $E_{rel} = 9.3$ MeV の励起状態については異なる崩壊チャンネルで確認されているため, 先行研究により得られた励起状態と同一の状態であるかは未確定である. ^{25}F の荷電交換反応により $E_x = 3.9(1)$ MeV の励起状態が観測され, この共鳴 p 波共鳴か d 波共鳴であった. さらに $E_x = 1.4(1)$ MeV の励起状態の存在も示唆された. ^{25}F の荷電交換反応による二中性子崩壊チャンネルは収量が少なかったため解析や議論を行うことができなかった. ^{25}F の基底状態は $5/2^+$ であり [59], ^{25}F の $\pi 0d_{5/2}$ 軌道と $\pi 0p_{1/2}$ 軌道のエネルギーギャップは約 10 MeV と非常に大きく, 反応の際には $\pi 0d_{5/2}$ の陽子が中性子に変化すると考えられる. 一陽子分離反応や ^{27}Ne の二陽子分離反応の一中性子崩壊チャンネルでは ^{24}O の基底状態への崩壊が支配的であり, 荷電交換反応により生成された $E_x = 3.9(1)$ MeV の励起状態は生成されなかった. 一方で, 二中性子崩壊チャンネルでは一陽子分離反応や二陽子分離反応でも励起状態が観測された. ^{27}Ne の二陽子分離反応で見られた励起状態は ^{26}F の一陽子分離反応で見られたものであり, 収量が少なかったため解析は行わなかった. ^{26}F の一陽子分離反応については Dalitz プロットや $E_{rel}[1n*2n]$ 相関図を活用して解析を行うことで二中性子崩壊がシーケンシャルな崩壊プロセスであることが分かり, $E_x = 5.1(2), 7.0(2), 9.3(3)$ MeV の励起状態を観測することができた. ^{26}F は二重閉殻核 $^{24}\text{O}+1p+1n$ で構成され, 基底状態のスピンパリティ

ティは 1^+ である (図 5.52). ^{25}F と同様に ^{26}F の $\pi 0d_{5/2}$ 軌道と $\pi 0p_{1/2}$ 軌道のエネルギーギャップ

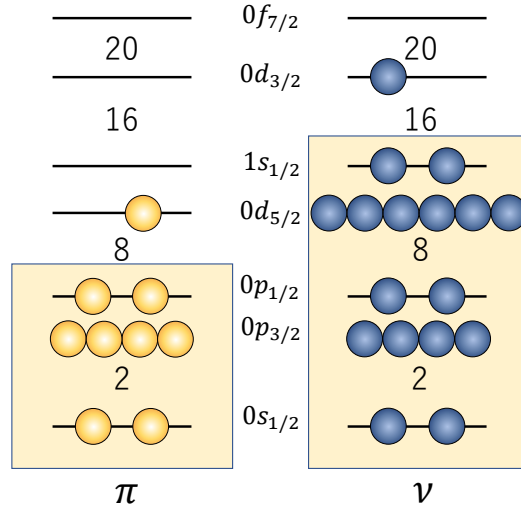


図 5.52: ^{26}F の基底状態 (1^+) の配位

は 12.7 MeV と非常に高く [13], 一陽子分離反応では $\pi 0d_{5/2}$ 軌道の陽子がはぎとられると考えられる. そのため, この反応に生成される ^{25}O は正パリティであり, ^{26}F の中性子配位の配位が ^{25}O のそれぞれの励起状態として現れていると考えられる. それぞれの励起状態のスピnpリティの議論は 5.4 で行う.

本研究では ^{24}O についても解析を行い, 新準位の発見やインクルーシブ断面積の導出を行うことができた. ^{26}F ビームと ^{22}O の荷電フラグメントのコインシデンスイベントの解析を行うことで, 二中性子以上に崩壊するチャンネルでは一陽子一中性子分離反応が支配的であることが分かった. ^{26}F の一陽子一中性子分離反応によって生成された ^{24}O の二中性子崩壊における $E_{rel}(2n)$ 分布から, 先行研究で値が確定されていなかった ^{24}O の励起状態の励起エネルギーを $E_x = 7.5(1)$ MeV と確定することができた. この反応・崩壊チャンネルでは $E_x \approx 10$ MeV の高い励起状態も観測された. ^{25}F の一陽子分離反応の一中性子崩壊チャンネルの解析では $E_x = 7.1(1)$ MeV の励起状態および $E_x \approx 10$ MeV の励起状態を観測した. $E_x = 7.5(1)$ MeV の励起状態と励起エネルギーが近いが誤差の範囲に収まっていないため, 別の励起状態であると結論付けられる. $E_x \approx 10$ MeV の励起状態についてはフィッティングで仮定する l によって値が異なったため励起エネルギーを確定することはできなかった. また, DB トリガーを用いることで ^{25}F の一陽子分離反応のインクルーシブ断面積を導出し, Gade プロットにおいて重要な位置にプロットを打つことができた.

5.4 理論との比較

本節では実験で得られたレベル図と大塚氏らによる三体力を含む理論計算 [60–62], GSM 計算 [16, 63–66] および CSM 計算 [67] によって得られたレベル図の比較を行う. 三体力を含む理論計算では EEdf2E が先行研究 [61] による三体力を用い, EEdf3E が先行研究 [62] による三体力を用いて得られる結果である. GSM と CSM はどちらもシェルモデル計算である. GSM では負パリティ軌道も含めた計算であり, CSM は sd 軌道 (正パリティ軌道) のみの計算である. 図 5.53 に本研究および各理論計算によるレベル図を示し, 各物理量を表 5.7 にまとめる. 各励起状態の配位を基底状態の配位と比較するために図 5.54 に ^{25}O の基底状態の配位を示す.

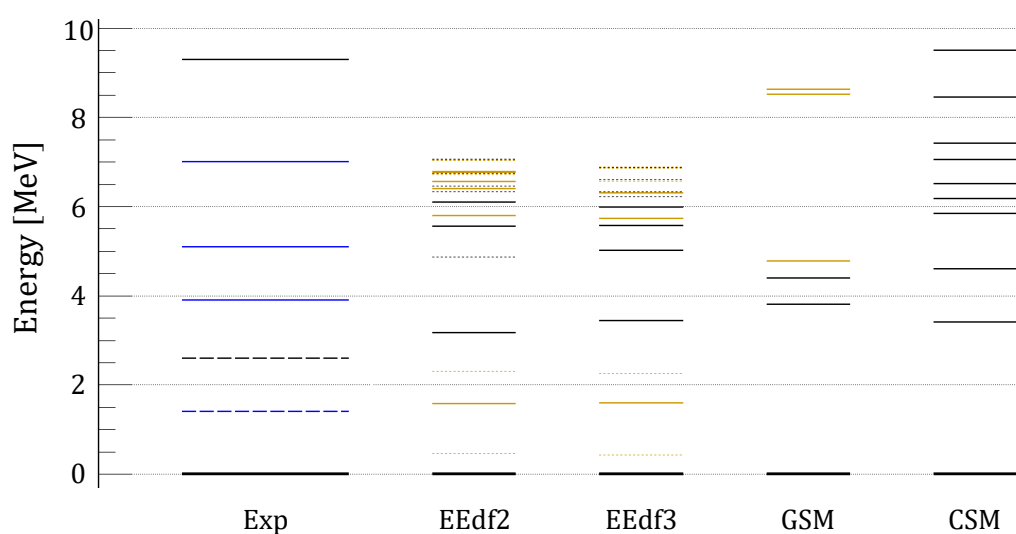


図 5.53: 本研究のレベル図と各理論計算の比較. 左の列が実験結果であり, 黒太線が基底状態, 黒が先行研究によるもの, 青が本研究にて得られたもの, 実線が確定している準位で, 破線が確定されていない準位を表す. 右四列が理論計算による結果. 理論計算は左から順に EEdf2, EEdf3, GSM, CSM の結果であり, 黒太線が基底状態, 黒線が正パリティ, 橙線が負パリティ, 細破線が Continuum を表している. 値の一覧は表 5.7 に記載.

表 5.7: 実験結果と理論計算の値のまとめ. 励起エネルギー E_x [MeV], スピンパリティ J^π を示している. 括弧付きの値は continuum であり, 実験では観測されない状態であることを表している.

実験結果		EEdf2E		EEdf3E		GSM [16]		CSM [67]	
E_x	反応と J^π	E_x	J^π	E_x	J^π	E_x	J^π	E_x	J^π
0.0	3/2 ⁺ [18]	0.0	3/2 ⁺	0.0	3/2 ⁺	0.0	3/2 ⁺	0.0	3/2 ⁺
(1.4)	荷電交換反応 d or f 波共鳴	(0.465)	3/2 ⁻	(0.435)	3/2 ⁻	3.80	1/2 ⁺	3.411	1/2 ⁺
(2.6)	(d, p) 反応 [16] 1/2 ⁺	(2.306)	1/2 ⁻	(2.266)	1/2 ⁻	4.88	7/2 ⁻	5.838	3/2 ⁺
3.9(1)	荷電交換反応 p or d 波共鳴	(4.876)	5/2 ⁺	5.015	5/2 ⁺	8.63	3/2 ⁻	6.512	7/2 ⁺
5.1(2)	一陽子分離反応 +	5.552	5/2 ⁺	5.565	5/2 ⁺			7.046	9/2 ⁺
7.0(2)	一陽子分離反応 +	5.797	5/2 ⁻	5.733	5/2 ⁻			7.420	1/2 ⁺
9.3(3)	一陽子分離反応 +	6.094	3/2 ⁺	5.975	3/2 ⁺			8.453	3/2 ⁺
		(6.341)	5/2 ⁺	(6.217)	5/2 ⁺			9.506	5/2 ⁺
		6.404	3/2 ⁻	6.300	3/2 ⁻				
		(6.469)	3/2 ⁺	(6.330)	3/2 ⁺				
		6.552	5/2 ⁻	6.461	5/2 ⁻				
		(6.710)	1/2 ⁻	(6.577)	1/2 ⁻				
		(6.747)	3/2 ⁺	(6.613)	3/2 ⁺				
		6.769	7/2 ⁻	6.626	7/2 ⁻				
		6.788	9/2 ⁻	6.684	9/2 ⁻				
		(7.034)	3/2 ⁻	(6.864)	5/2 ⁻				
		(7.056)	5/2 ⁻	(6.881)	1/2 ⁺				
		(7.060)	1/2 ⁺	(6.892)	3/2 ⁻				

$E_x = 1.4(1)$ MeV の励起状態は EEdf2E と EEdf3E で $J^\pi = 7/2^-$ と予言される励起状態であった。収量が少なく誤差が大きいため、存在しないことは否定できないものの存在する場合は d 波共鳴か f 波共鳴であるという結論とスピンパリティについても矛盾しない結果となった。 $\nu 0f_{7/2}$ 軌道の占有数が EEdf2E では 1.093, EEdf3E では 1.079 であり, $J^\pi = 7/2^-$ の励起状態は図 5.55 のような中性子配位が支配的であると考えられる。励起エネルギーが小さい負パリティ軌道であるため, ^{26}O のダイニュートロン相関の議論を支える実験的事実となり得る。負パリティであるため CSM では予言されることのない励起状態であるが, この励起状態は GSM でも予言されなかった。

$E_x = 3.9(1)$ MeV の励起状態はどの理論計算においても一つ目の $1/2^+$ の励起状態が付近にあり, GSM と CSM では $5/2^+$ も考えられる結果となった。 $E_x = 5.1(2)$ MeV の励起状態は ^{26}F の一陽子分離反応により得られたため, 正パリティである。理論計算で予言されている正パリティと比較すると $5/2^+$ の励起状態であることが有力である。これらを踏まえると $E_x = 3.9(1)$ MeV の励起状態が $J^\pi = 1/2^+$ であり, $E_x = 5.1(2)$ MeV の励起状態は $J^\pi = 5/2^+$ の励起状態であると考えられる。 $1/2^+$ の励起状態について EEdf3E では $\nu s_{1/2}$ の占有数が 1.028, $\nu d_{3/2}$ の占有数が 1.371 であった。このことから $1/2^+$ の励起状態は図 5.56 のように中性子配位が $|(1s_{1/2})(0d_{3/2})^2\rangle$ の状態が支配的になっていると結論付けられている。この場合反応前の粒子である ^{25}F の基底状態は $\nu 1s_{1/2}$ 軌道が占有されておらず, 主に $\nu 0d_{3/2}$ を二中性子が占有していると考えことができ, これは $N = 16$ がフッ素同位体で消失しているのではないかという示唆を補う事実となりうる。EEdf3E の一つ目の $5/2^+$ の励起状態については $\nu d_{5/2}$ の占有数が 5.209, $\nu d_{3/2}$ の占有数が 1.189, $\nu p_{3/2}$ の占有数が 0.573 であった。このことから $5/2^+$ の励起状態は支配的な中性子配位が存在せず, 複数の状態が混合していると結論付けられている。

EEdf2E, EEdf3E, GSM の結果では正パリティかつ continuum でない励起状態は励起エネルギーが最大でも $E_x = 6.1$ MeV であり, 実験で得られた $E_x = 7.0(2), 9.3(3)$ MeV の励起状態を説明できない結果となった。CSM では実験で得られた $E_x = 7.0(2), 9.3(3)$ MeV 付近に複数の状態が予言されている。 $E_x = 7.0(2)$ MeV と最も近い励起状態は $E_x = 7.046$ MeV で $J^\pi = 9/2^+$ であり, $E_x = 9.3(3)$ MeV と最も近い励起状態は $E_x = 9.506$ MeV で $J^\pi = 5/2^+$ である。どちらも誤差の範囲で一致する結果となった。

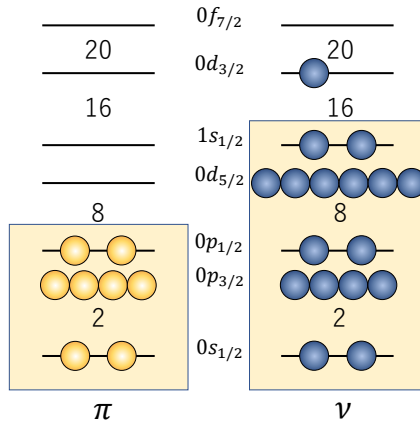


図 5.54: ^{25}O の基底状態 ($J^\pi = 3/2^+$) で支配的であると考えられるの配位

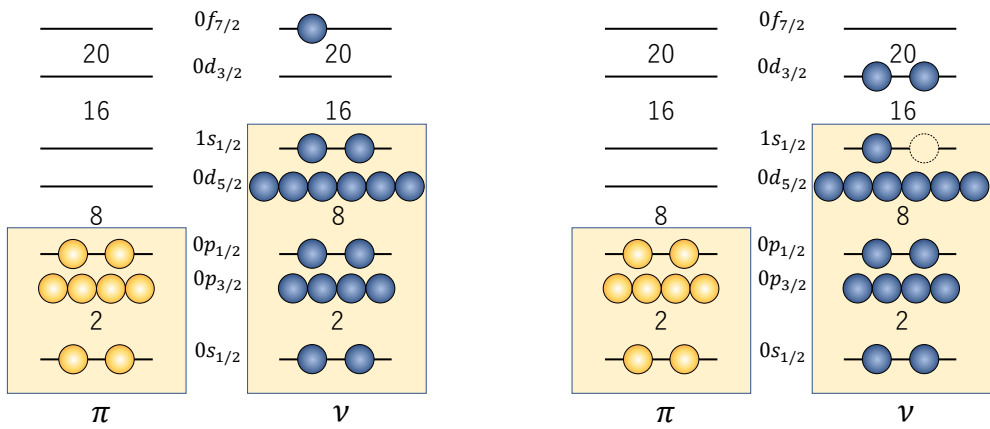


図 5.55: ^{25}O の $J^\pi = 7/2^-$ の励起状態で支配的
と考えられる配位

図 5.56: ^{25}O の $J^\pi = 1/2^+$ の励起状態で支配的
と考えられる配位

第6章 まとめと今後の展望

本研究では炭素標的を用いた ^{25}F の荷電交換反応, ^{26}F の一陽子分離反応, ^{27}Ne の二陽子分離反応を用いた ^{25}O の不変質量核分光実験を理研 RIBF で行った. ^{25}O の崩壊後の荷電フラグメントと中性子の運動量ベクトルから得られるエネルギースペクトルから ^{25}O の新準位を複数特定した. ^{25}F の荷電交換反応で得られた二つの励起状態励起エネルギーが $3.9(1)$ MeV であり, 一陽子分離反応や二陽子分離反応では得られなかった. また ^{25}F の荷電交換反応の結果により存在が示唆された $E_x=1.4$ MeV の励起状態は理論計算による $f_{7/2}$ とよく合い, これは ^{26}O のダイニュートロン相関の議論を支える実験的事実となり得る. また, ^{26}F の一陽子分離反応の二中性子崩壊チャンネルの解析を行うことでこれまで観測されていなかった二つの共鳴状態を初観測することに成功し, $E_x = 5.1(2), 7.0(2)$ MeV と同定できた. また, $E_x = 9.3(3)$ MeV の励起状態についても励起エネルギーを特定することができた. これらの励起状態は理論計算に制限を与えることができ, さらなる計算精度の向上が期待される.

また, 二重魔法数核である ^{24}O についても複数の励起状態を特定することができた. ^{26}F の一陽子一中性子分離反応の二中性子崩壊チャンネルで $E_x = 7.5(1)$ MeV の励起状態の励起エネルギーを特定することができ, これまで知られていなかった $E_x \approx 10$ MeV の励起状態を初観測した. ^{25}F の一陽子分離反応では $E_x = 7.1(1)$ MeV の新準位を特定し, $E_x \approx 10$ MeV の励起状態も観測された. また, ^{25}F の一陽子分離反応のインクルーシブ断面積を導出することで Gade プロットの重要な位置にプロットを打つことができた.

今回用いた標的は炭素標的であり, 荷電交換反応後の標的側の終状態は ^{12}N となる. ^{12}N は複数の励起状態が存在し [68], 終状態が特定できないため反応の計算が行えず, ^{25}O についても励起状態の spin パリティを確定させることができなかった. 将来的には ^7Li を標的にして実験を行うことで spin パリティを確定できると期待されている. 標的を ^7Li にすることで終状態が ^7Be となる. ^7Be は束縛励起状態が一つしか存在せず, 0.43 MeV の γ 線とコインシデンスをとることで反応における移行角運動量を特定し, ^{25}O の終状態を決定できることが期待される.

Appendix A

A.1 正負パリティの混合と確率密度

原子核中の二粒子密度 (確率密度) ρ_2 は、二つの中性子の座標 $(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ の関数として

$$\rho_2 = |\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|^2 \quad (\text{A.1})$$

によって表される。二つの価中性子がどちらも正パリティ軌道に入っている場合と負パリティ軌道に入っている場合が混合しているとき、二中性子波動関数は

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \alpha\Psi_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \beta\Psi_{oo}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (\text{A.2})$$

ここで $\Psi_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\Psi_{oo}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は二つの中性子が正パリティ軌道を占有している場合の二中性子波動関数と、負パリティを占有している場合の二中性子波動関数である。正負パリティ軌道を占有する一中性子の波動関数をそれぞれ $\phi_e(\mathbf{r})$, $\phi_o(\mathbf{r})$ とするとパリティ反転により

$$\Psi_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \phi_e(\mathbf{r})\phi_e(\mathbf{r}') = \phi_e(\mathbf{r})\phi_e(-\mathbf{r}') = \Psi_{ee}(\mathbf{r}, -\mathbf{r}') \quad (\text{A.3})$$

$$\Psi_{oo}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \phi_o(\mathbf{r})\phi_o(\mathbf{r}') = -\phi_o(\mathbf{r})\phi_o(-\mathbf{r}') = -\Psi_{oo}(\mathbf{r}, -\mathbf{r}') \quad (\text{A.4})$$

が得られる。これを用いて二粒子密度は以下のように計算できる。

$$\rho_2 = \alpha^2|\Psi_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|^2 + \beta^2|\Psi_{oo}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|^2 + \alpha^*\beta\Psi_{ee}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\Psi_{oo}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \alpha\beta^*\Psi_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\Psi_{oo}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (\text{A.5})$$

クロス項である第三項は $\mathbf{r} \sim \mathbf{r}'$ のとき、以下のように変形することができる。

$$\alpha^*\beta\Psi_{ee}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r})\Psi_{oo}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \alpha^*\beta|\phi_e(\mathbf{r})|^2|\phi_o(\mathbf{r})|^2 > 0 \quad (\text{A.6})$$

第四項も同様に正の値をとる。一方で $\mathbf{r} \sim -\mathbf{r}'$ の場合、(A.4) 式よりこの値は負になるため二粒子密度が小さくなることが分かる。密度を特徴付ける (A.5) 式のクロス項は正負パリティが混合する場合にのみ存在する。つまり正負パリティが混合すると二粒子密度が大きくなり、ダイニュートロン相関を説明することができる。この一連の二粒子密度が大きくなる議論はハローを持たない原子核についても適用することができる。

A.2 重心系における相対エネルギー

(2.5) 式は実験室系での崩壊前後の関係式であった。 M は不変質量と呼ばれる Lorentz 不変量であり、重心系でも同じ値となる。質量数 $A + 1$ の原子核が質量数 A の原子核と中性子に崩壊する過程を崩壊前の原子核の重心系で考えると、一中性子崩壊前後の関係式は重心系での運動量ベクトル \mathbf{P}' 、全エネルギー E' を用いて以下ようになる。

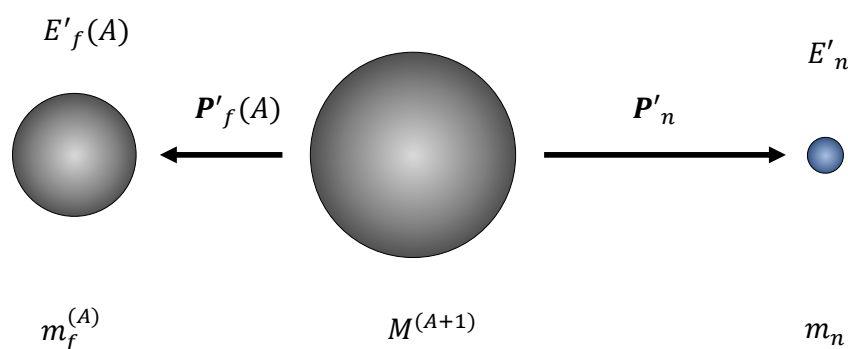


図 A.1: 重心系での崩壊図 (一中性子崩壊)。崩壊前の原子核は静止している。

$$M^{(A+1)} = \sqrt{(E'_f(A) + E'_n)^2 - |\mathbf{P}'_f(A) + \mathbf{P}'_n|^2} \quad (\text{A.7})$$

運動量保存則より

$$0 = \mathbf{P}'_f(A) + \mathbf{P}'_n \quad (\text{A.8})$$

であるため (A.7) 式は

$$M^{(A+1)} = E'_f(A) + E'_n \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{|\mathbf{P}'_f(A)|^2}{2m_f^{(A)}} + \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2m_n} + m_f^{(A)} + m_n \quad (\text{A.10})$$

となる。よって終状態が質量数 A の原子核と一中性子となる相対エネルギー $E_{rel}(A)$ は

$$E_{rel}(A) = M^{(A+1)} - (m_f^{(A)} + m_n) \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{|\mathbf{P}'_f(A)|^2}{2m_f^{(A)}} + \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2m_n} \quad (\text{A.12})$$

$$= \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2} \left(\frac{1}{m_f^{(A)}} + \frac{1}{m_n} \right) \quad (\text{A.13})$$

で表される。荷電フラグメントを ^{24}O とすると

$$E_{rel} = \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2} \underbrace{\left(\frac{1}{m_{^{24}\text{O}}} + \frac{1}{m_n} \right)}_{\approx \frac{1}{m_n}} \approx \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2m_n} \quad (\text{A.14})$$

^{25}O の重心系での一中性子の運動エネルギーが相対エネルギーに近似されることが分かる。これは実験室系において相対エネルギーが大きいほど荷電フラグメントと中性子の進行方向の角度が大きくなることを表している。

A.3 シミュレーションで発生させるイベント数の見積もり

本節ではシミュレーションで発生させるイベント数の評価について述べる。ある E_{rel} の検出効率は各イベントのカウント数 N を用いて

$$Eff(E_{rel}) \equiv \frac{\text{検出数} \equiv N_{det}(E_{rel})}{\text{発生数} \equiv N_{gen}(E_{rel})} \quad (\text{A.15})$$

で定義される。ポアソン分布を仮定すると

$$\frac{\delta Eff}{Eff} = \left(\frac{\delta N_{det}}{N_{gen}} \right) / \left(\frac{N_{det}}{N_{gen}} \right) = \frac{1}{\sqrt{N_{det}}} \quad (\text{A.16})$$

となる。厳密には N_{det} や実験データはポアソン分布に従わないので実験での各 bin における検出数 N_{exp} に最大検出数となる bin の数を用いて最も厳しい評価を行うことで対処できる。それぞれ bin 幅で実験での誤差と比較して

$$\frac{\delta Eff}{Eff} \ll \frac{\sqrt{N_{exp}}}{N_{exp}} \quad (\text{A.17})$$

となっている必要がある。すなわち各相対エネルギーで

$$N_{exp} \ll N_{det} \quad (\text{A.18})$$

となっていればよい。本研究では特に明示していない場合は 10^7 イベント生成してシミュレーションを行った。

A.4 ドリフトチェンバーの位置分解能

ドリフトチェンバーの位置分解能は [69, 70] をもとに計算を行った。以下では具体的な計算方法を示す。

BDC や FDC などのドリフトチェンバーでの粒子のトラッキングは最小 2 乗法を用いて行われる。

$$S = \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - (az_i + b)}{\Delta x_i} \right)^2 \quad (\text{A.19})$$

ここで i は i 番目のレイヤーを表し、 z_i , x_i , Δx_i は各レイヤーの z 座標, x 座標, 標準偏差を, n は全レイヤー数を表す。(A.19) 式が最小の値をとる必要条件として

$$\begin{cases} \frac{\partial S}{\partial a} = \sum_i \frac{-2z_i}{(\Delta x_i)^2} \cdot \{x_i - (az_i + b)\} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial b} = \sum_i \frac{-2}{(\Delta x_i)^2} \cdot \{x_i - (az_i + b)\} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

となるはずである。ここで

$$S_1 \equiv \sum_i \frac{1}{(\Delta x_i)^2} \quad (\text{A.21})$$

$$S_x \equiv \sum_i \frac{x_i}{(\Delta x_i)^2} \quad (\text{A.22})$$

$$S_z \equiv \sum_i \frac{z_i}{(\Delta x_i)^2} \quad (\text{A.23})$$

$$S_{xz} \equiv \sum_i \frac{x_i z_i}{(\Delta x_i)^2} \quad (\text{A.24})$$

$$S_{zz} \equiv \sum_i \frac{z_i^2}{(\Delta x_i)^2} \quad (\text{A.25})$$

$$\mathfrak{D} \equiv S_z^2 - S_1 S_{zz} \quad (\text{A.26})$$

のとすると, (A.20) 式は

$$\begin{cases} a = \frac{1}{\mathfrak{D}} (S_x S_z - S_1 S_{xz}) \\ b = \frac{1}{\mathfrak{D}} (S_z S_{xz} - S_x S_{zz}) \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

のように求められる。レイヤー k について考える。レイヤー k における残差 r_k は

$$r_k = x_k - (az_k + b) \quad (\text{A.28})$$

$$= x_k - \frac{1}{\mathfrak{D}} \{ (S_x S_z - S_1 S_{xz}) z_k + (S_z S_{xz} - S_x S_{zz}) \} \quad (\text{A.29})$$

となる。各 S には ($i = 1, 2, \dots, n$) の全レイヤーの値が含まれるため Δr_k を求めるためには全レイヤーについての誤差の伝播を考える必要がある。誤差の伝播は

$$(\Delta r_k)^2 = \sum_i \left(\frac{\partial r_k}{\partial x_i} \right)^2 (\Delta x_i)^2 \quad (\text{A.30})$$

で表される。ここで

$$\frac{\partial r_k}{\partial x_i} = \delta_{ik} - \frac{1}{\mathfrak{D}} \left\{ \left(\frac{1}{(\Delta x_i)^2} S_z - S_1 \frac{z_i}{(\Delta x_i)^2} \right) + \left(S_z \frac{z_i}{(\Delta x_i)^2} - \frac{1}{(\Delta x_i)^2} S_{zz} \right) \right\} \quad (\text{A.31})$$

$$= \delta_{ik} - \frac{1}{\mathfrak{D}(\Delta x_i)^2} \{ (S_z - S_1 z_i) z_k + (S_z z_i - S_{zz}) \} \quad (\text{A.32})$$

$$= \delta_{ik} - \frac{1}{\mathfrak{D}(\Delta x_i)^2} \left\{ \underbrace{(S_z - S_1 z_k)}_{=A} z_i + \underbrace{(S_z z_k - S_{zz})}_{=B} \right\} \quad (\text{A.33})$$

$$(\text{A.34})$$

と表すことができるので、

$$\left(\frac{\partial r_k}{\partial x_i} \right)^2 = \frac{1}{\mathfrak{D}^2 (\Delta x_i)^4} \{ (\mathfrak{D} \delta_{ik} (\Delta x_i)^2)^2 - 2 \mathfrak{D} \delta_{ik} (\Delta x_i)^2 (A z_i + B) + (A z_i + B)^2 \} \quad (\text{A.35})$$

である。ここで全てのレイヤーにおいて分解能が等しい、すなわち $\Delta x_i (1 \leq i \leq n) = \Delta x$ とすると (A.30) 式と (A.35) 式より

$$\begin{aligned} (\Delta r_k)^2 &= \frac{1}{\mathfrak{D}^2} \sum_i \frac{1}{(\Delta x)^4} \{ (\mathfrak{D} \delta_{ik} (\Delta x)^2)^2 - 2 \mathfrak{D} \delta_{ik} (\Delta x_i)^2 (A z_i + B) + (A z_i + B)^2 \} (\Delta x)^2 \\ &= \frac{1}{\mathfrak{D}^2} \frac{1}{(\Delta x)^4} \left\{ \mathfrak{D}^2 (\Delta x)^4 - 2 \mathfrak{D} (\Delta x)^2 (A z_k + B) + \sum_i (A z_i + B)^2 \right\} (\Delta x)^2 \\ &= \frac{1}{\mathfrak{D}^2} \frac{1}{(\Delta x)^4} \{ \mathfrak{D}^2 (\Delta x)^4 - 2 \mathfrak{D} (\Delta x)^2 (A z_k + B) + A^2 S_{zz} + 2 A B S_z + B^2 S_1 \} (\Delta x)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

ここで

$$T_1 \equiv \sum_i 1 = S_1 (\Delta x)^2 \quad (\text{A.37})$$

$$T_x \equiv \sum_i x_i = S_x (\Delta x)^2 \quad (\text{A.38})$$

$$T_z \equiv \sum_i z_i = S_z (\Delta x)^2 \quad (\text{A.39})$$

$$T_{xz} \equiv \sum_i x_i z_i = S_{xz} (\Delta x)^2 \quad (\text{A.40})$$

$$T_{zz} \equiv \sum_i z_i^2 = S_{zz} (\Delta x)^2 \quad (\text{A.41})$$

$$D \equiv T_z^2 - T_1 T_{zz} = \mathfrak{D} (\Delta x)^4 \quad (\text{A.42})$$

$$\mathfrak{A} \equiv T_z - T_1 z_k = A (\Delta x)^2 \quad (\text{A.43})$$

$$\mathfrak{B} \equiv T_z z_k - S_{zz} = B (\Delta x)^2 \quad (\text{A.44})$$

のとおくと (A.36) 式は

$$(\Delta r_k)^2 = \frac{1}{\mathfrak{D}^2} \{ D^2 - 2 D (\mathfrak{A} z_k + \mathfrak{B}) + \mathfrak{A}^2 T_{zz} + 2 \mathfrak{A} \mathfrak{B} T_z + \mathfrak{B}^2 T_1 \} (\Delta x)^2 \quad (\text{A.45})$$

$$\Rightarrow \Delta r_k = \sqrt{1 - \frac{T_1 z_k^2 - 2 T_z z_k + T_{zz}}{D}} \Delta x \quad (\text{A.46})$$

A.5 Dalitz プロットの誤差の評価

Dalitz プロットを作成する際に用いる一中性子崩壊エネルギー $E_{rel}^l(1n)$, $E_{rel}^h(1n)$ は二中性子崩壊後の荷電フラグメントと一中中性子の質量および運動量を (2.6) 式と (2.7) 式に適用して導出している。しかし実際には一つ目の一中性子崩壊後の荷電フラグメントは質量数が 1 大きいため、近似的な計算となっている。ここではその近似の精度を A.2 での計算を用いて評価する。質量数 $A+2$ の原子核が質量数 $A+1$ の原子核と一中中性子に崩壊する相対エネルギーを質量数 $A+1$ の原子核が質量数 A の原子核と一中中性子に崩壊すると近似する場合を考える。これが Dalitz プロットで用いる近似過程である。この近似による相対エネルギーの相対誤差を $D_e(A)$ とすると (A.13) 式を用いて

$$D_e(A) := \left| \frac{E_{rel}(A+1) - E_{rel}(A)}{E_{rel}(A+1)} \right| \quad (\text{A.47})$$

$$= \left\{ \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2} \left(\frac{1}{m_f^{(A)}} - \frac{1}{m_f^{(A+1)}} \right) \right\} / \left\{ \frac{|\mathbf{P}'_n|^2}{2} \left(\frac{1}{m_f^{(A+1)}} + \frac{1}{m_n} \right) \right\} \quad (\text{A.48})$$

$$= \frac{m_n}{m_f^{(A)}} \cdot \frac{m_f^{(A+1)} - m_f^{(A)}}{m_f^{(A+1)} + m_n} \quad (\text{A.49})$$

となる。よって終状態が ^{23}O である場合と ^{22}O である場合のそれぞれの相対誤差は

$$D_e(^{23}\text{O}) = 1.76 \times 10^{-3} \quad (\text{A.50})$$

$$D_e(^{22}\text{O}) = 1.92 \times 10^{-3} \quad (\text{A.51})$$

となり、本研究で用いた $E_{rel}^l(1n)$ や $E_{rel}^h(1n)$ の相対誤差は 0.2 % 以下に収まっていることが分かる。

また，一般的に質量数と実際の質量は比例関係で近似することができる．それにもとづく荷電フラグメントの質量数が A である場合の Dalitz プロットの相対誤差は (A.49) 式から

$$D_e(A) \approx \frac{1}{A(A+2)} \quad (\text{A.52})$$

と計算することができる．この結果より比較的軽い原子核においても Dalitz プロットを用いた議論が可能であることが分かる．各質量数での Dalitz プロットの相対誤差の推移を図 A.2 に示す．

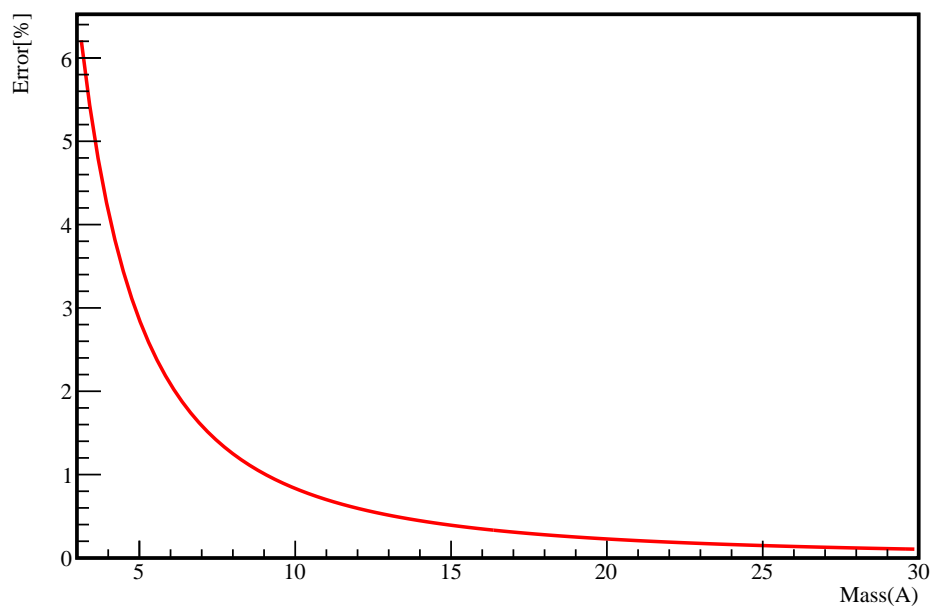


図 A.2: 各質量数の Dalitz プロットの相対誤差

A.6 ^{25}F の荷電交換反応における ^{24}O への崩壊チャンネルの解析の補足

ここでは 5.1.1 で議論した ^{25}F の荷電交換反応における ^{24}O への崩壊チャンネルの相対エネルギー分布のフィッティング結果を示す。本研究では本文で示した図 A.28 以外に、励起状態の中性子の軌道角運動量について $l=2, 3$ を仮定したフィッティングを行った。それらの図を図 A.3~図 A.6 に示す。フィッティング結果の詳細は表 A.28 に示した通りである。

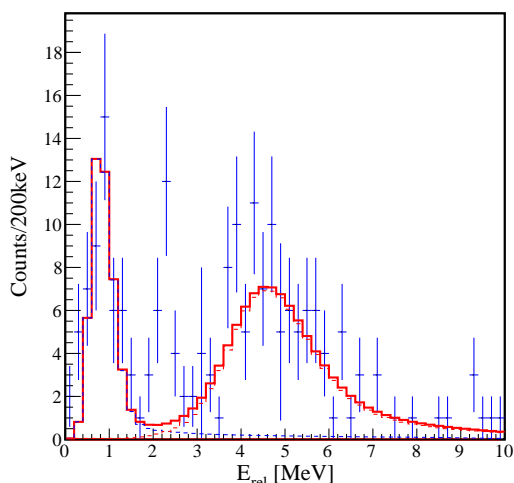


図 A.3: d 波共鳴を仮定したフィッティング結果

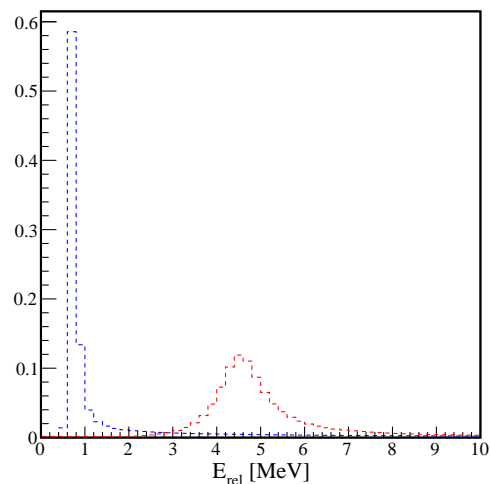


図 A.4: 図 A.3 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布

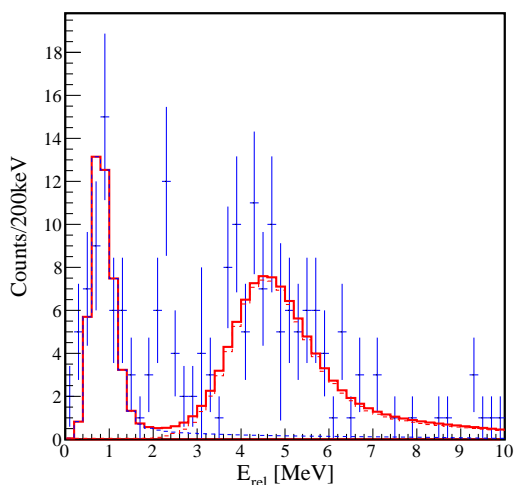


図 A.5: f 波共鳴を仮定したフィッティング結果

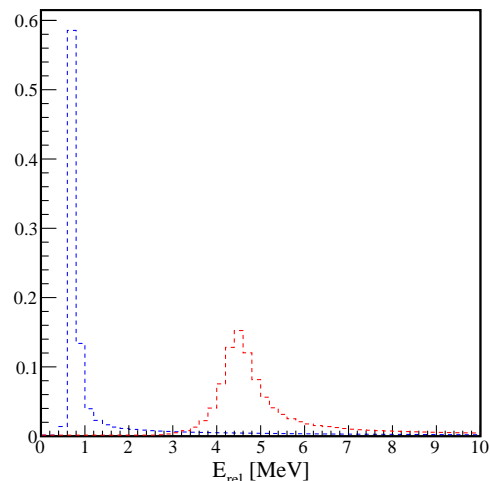


図 A.6: 図 A.5 の実験の分解能を取り除きカウント数を規格化した分布

A.7 ^{26}F の一陽子分離反応における ^{23}O への崩壊チャンネルの解析の補足

A.7.1 ^{23}O への崩壊チャンネルにおける $E_{rel}(2n)$ のフィッティング結果

三つのピークをエネルギーの小さいピークから順に (l_1, l_2, l_3) と仮定してフィットした結果の一覧を表 A.1 に示す. l_1, l_2, l_3 に対応する共鳴エネルギーをそれぞれ E_{r1}, E_{r2}, E_{r3} とする. どの関数系を仮定しても共鳴エネルギーが誤差の範囲内に収まる結果となった. 本文では χ^2/ndf が最も小さかった $(l_1, l_2, l_3) = (2, 3, 3)$ を仮定したフィッティング結果を採用した.

表 A.1: ^{26}F の一陽子分離反応における ^{23}O への崩壊チャンネルの相対エネルギーのフィッティング結果. フィッティングで仮定した軌道角運動量とフィッティングによって得られた共鳴エネルギー E_{r1}, E_{r2}, E_{r3} の一覧を示している.

(l_1, l_2, l_3)	E_{r1}	E_{r2}	E_{r3}	χ^2/ndf
(1, 2, 2)	1.8 ± 0.1	3.7 ± 0.1	5.7 ± 0.3	28/37
(1, 2, 3)	1.8 ± 0.1	3.7 ± 0.1	5.9 ± 0.2	25/37
(2, 2, 2)	1.7 ± 0.1	3.6 ± 0.1	5.7 ± 0.3	24/37
(2, 2, 3)	1.7 ± 0.1	3.6 ± 0.1	5.9 ± 0.2	23/37

表 A.1 より, フィッティング関数の仮定によって共鳴エネルギーは誤差の範囲内に収まっていることが分かる. 本研究では χ^2/ndf が最も小さい $(l_1, l_2, l_3) = (2, 2, 3)$ での Breit-Wigner 分布でのフィッティング結果を三つのピークに対する励起エネルギーとした. これにより三つのピークに対する励起エネルギーはそれぞれ $E_x = 5.1, 7.0, 9.3$ MeV と決定した.

A.7.2 $E_{rel}^l(1n) = 0.6$ MeV 以外の考えられる崩壊経路のゲート

崩壊過程がシーケンシャルであるため, $E_{rel}(1n)$ vs $E_{rel}(2n)$ によって見られた三つのピークについて考えられる一中性子放出過程を選んで解析を進める. シーケンシャルであるため ^{23}O への遷移の際に ^{24}O の励起状態を経由しているはずである. 図 A.28 で見られた $E_{rel}(2n)$ の三つのピークから ^{23}O の基底状態へ遷移する際に考えられる ^{24}O の励起状態は三つあり, これらの励起状態を経由する際に取りべき $E_{rel}^h(1n), E_{rel}^l(1n)$ にゲートをかけた分布を以下に示す. これらの図から $E_{rel}^l(1n)$ の 0.6 MeV でのゲートが最も支配的で各励起状態を選び出すのに最も良いゲート条件であることが分かる.

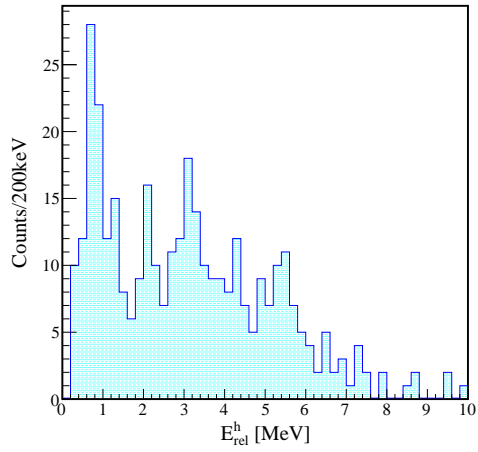


図 A.7: $E_{rel}^l \leq 0.5$ MeV の E_{rel}^h 分布

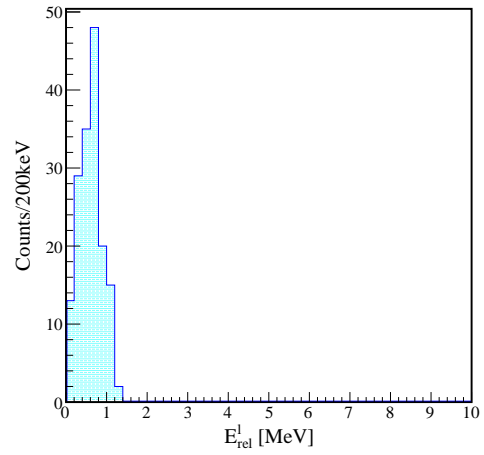


図 A.8: E_{rel}^l 分布 ($0.6 \leq E_{rel}^h \leq 1.4$ MeV)

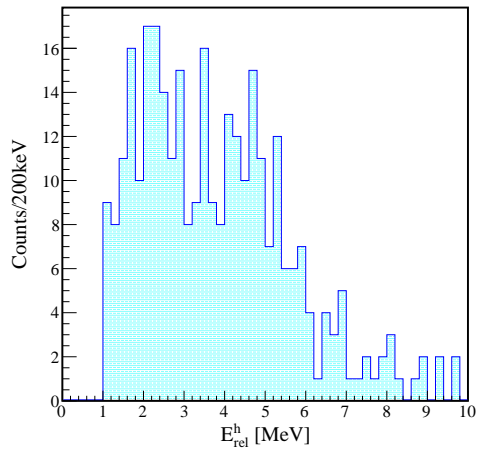


図 A.9: $1.0 \leq E_{rel}^l \leq 1.4$ MeV の E_{rel}^h 分布

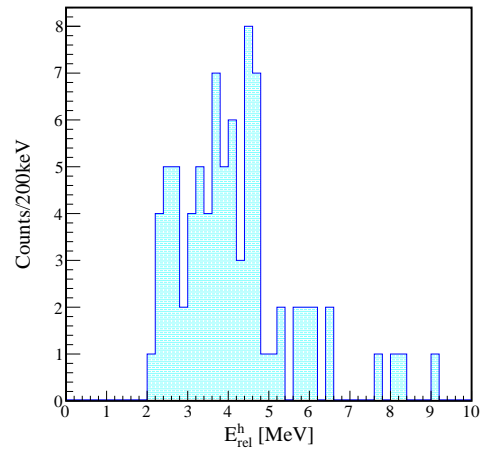


図 A.10: $2.0 \leq E_{rel}^l \leq 2.4$ MeV の E_{rel}^h 分布

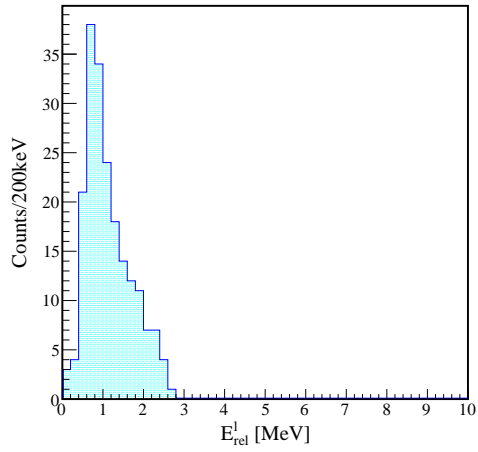


図 A.11: E_{rel}^l 分布 ($2.3 \leq E_{rel}^h \leq 0.5$ MeV)

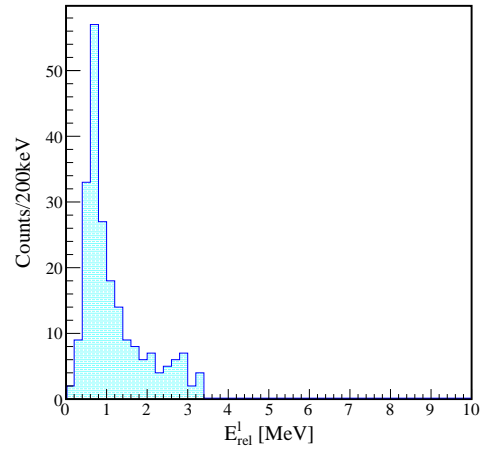


図 A.12: E_{rel}^l 分布 ($0.4 \leq E_{rel}^h \leq 0.8$ MeV)

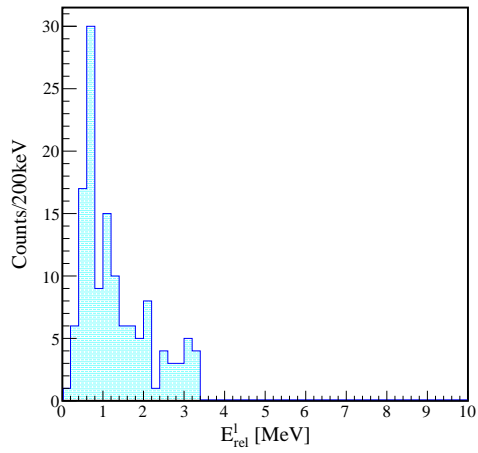


図 A.13: E_{rel}^l 分布 ($1.0 \leq E_{rel}^h \leq 1.4$ MeV)

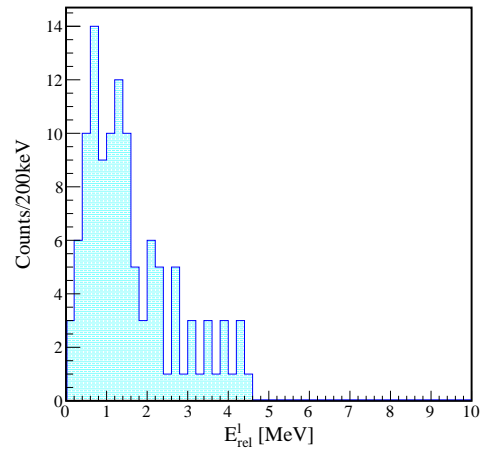


図 A.14: E_{rel}^l 分布 ($2.0 \leq E_{rel}^h \leq 2.4$ MeV)

A.7.3 二中性子崩壊の崩壊経路と二中性子崩壊における l の同定

ここでは5.1.2におけるシーケンシャルな崩壊の遷移経路とその過程に基づく l の推定を行う。図5.1における ^{24}O の $E_x = 4.7$ MeV の励起状態 (もしくは $E_x = 1.2$ MeV の励起状態のテール部分) を経由する場合と ^{25}O から二つのまだ見つかっていない ^{24}O の新準位への遷移を含む場合が考えられる。前者の崩壊チャンネルを図A.15に、後者の崩壊チャンネルを図A.16に示す。今後

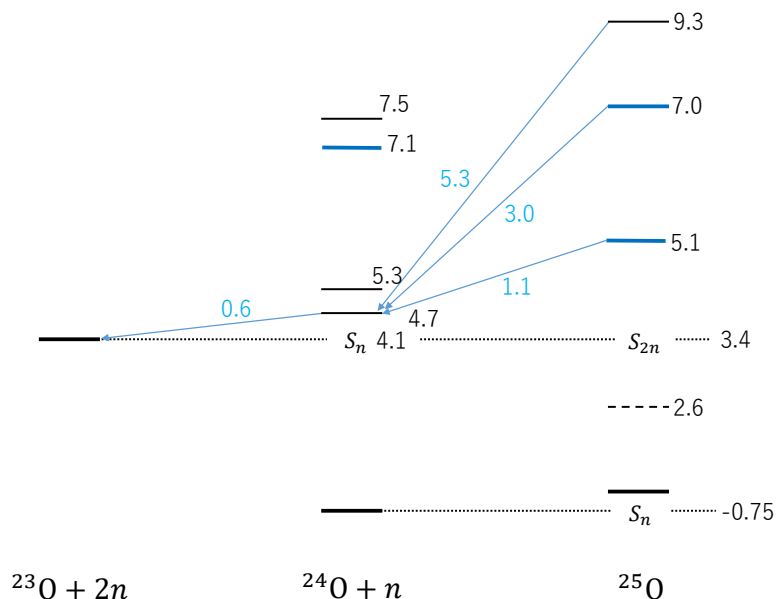


図 A.15: 崩壊チャンネル1の様子

は前者を崩壊チャンネル1、後者を崩壊チャンネル2と呼ぶことにする。崩壊チャンネル2である場合は ^{24}O についても新準位を測定したことになるがどちらの過程で放出された中性子かは確定できない。しかし、図A.15のような崩壊チャンネルの場合は $E_{rel}^l(1n) = 0.6$ MeV が確定し近似を用いない ^{24}O の励起状態の不変質量を導出していることになる。また、図5.15は図5.47に示す ^{24}O の二つの励起状態から $^{23}\text{O}_{g.s.}$ への相対エネルギー分布のように類推することができる。

崩壊過程が崩壊チャンネル1と仮定すると ^{25}O の三つの励起状態が同一の状態へ遷移しているため、それぞれのピークの幅から角運動量を絞ることができる可能性がある。崩壊チャンネル1の $^{24}\text{O}_{ex}$ と $^{23}\text{O}_{g.s.}$ との相対エネルギー $E_{rel}^{(0.6)}$ は

$$E_{rel}^{(0.6)} = m_{^{24}\text{O}_{ex}} - (m_{^{23}\text{O}_{g.s.}} + m_n) \quad (\text{A.53})$$

によって表される。 ^{23}O と一中性子から求める $E_{rel}^h(1n)$ ではなく $^{24}\text{O}_{ex}$ ともう一方の一中性子により ^{25}O と ^{24}O の相対エネルギーを $E_{rel}(1n) = E_{rel}(2n) - E_{rel}^l(1n)$ によって近似を用いずに求めることができる。この計算により得られる $E_{rel}(1n)$ 分布をA.17に示す。この $E_{rel}^h(1n)$ は ^{24}O

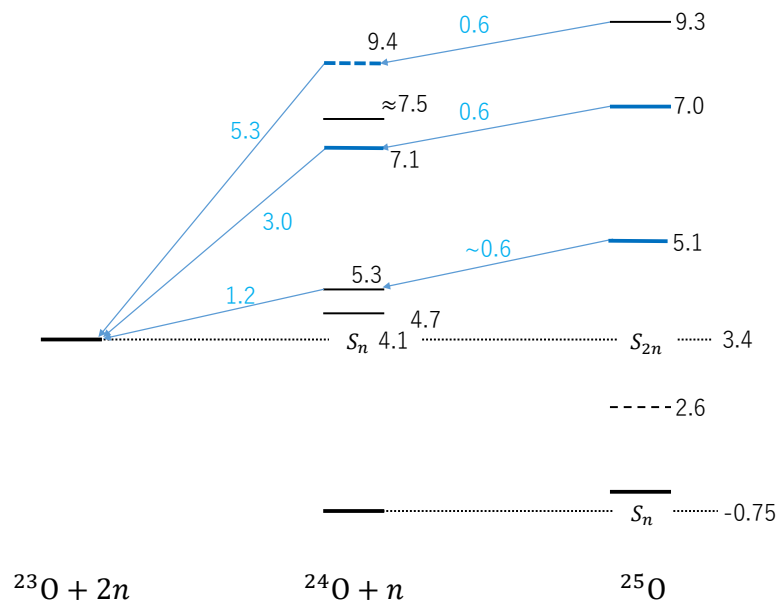


図 A.16: 崩壊チャンネル 2 の様子

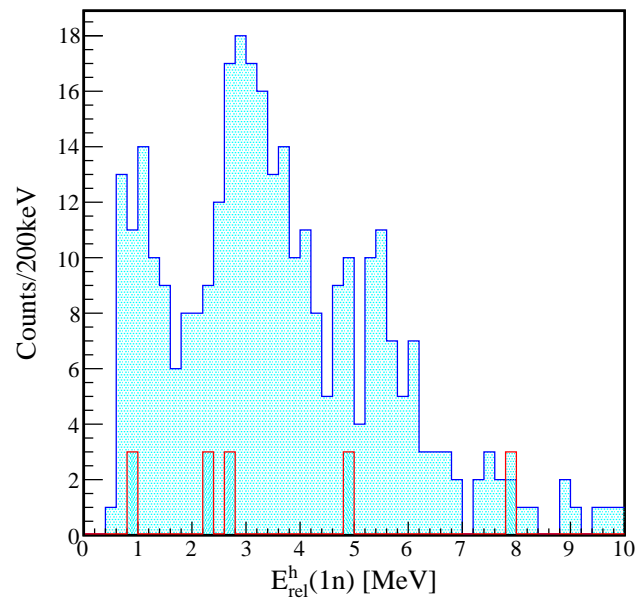


図 A.17: $E_{rel}(2n) - E_{rel}^{(0.6)}(1n)$ 分布 ($0.4 \leq E_{rel}^l(1n) \leq 0.8$). 崩壊チャンネル 1 の場合の $^{25}\text{O}_{ex}(Ex = 0.6\text{MeV})$ と ^{24}O の相対エネルギー分布 $E_{rel}(^{25}\text{O}_{ex} - ^{24}\text{O}_{ex})$.

の $E_x = 4.7$ MeV の励起状態と ^{25}O との相対質量に他ならないため、放出される中性子については Breit-Wigner 分布によるフィッティングを行い l を絞ることができる可能性がある。

$$E_{rel}(^{25}\text{O}_{ex} - ^{24}\text{O}_{ex}) = M_{^{25}\text{O}}^* - (m_{^{24}\text{O}_{ex}} + m_n) \quad (\text{A.54})$$

$$= M_{^{25}\text{O}}^* - (m_{^{23}\text{O}_{g.s.}} + 2m_n + E_{rel}^{(0,6)}) \quad (\text{A.55})$$

$$= E_{rel}(2n) - E_{rel}^{(0,6)} \quad (\text{A.56})$$

それぞれは確定した ^{25}O の励起エネルギーから ^{24}O の励起エネルギー 0.6 MeV を引いた値で固定し、幅は固定した共鳴エネルギー、仮定した角運動量での Γ_{sp} で固定した。それぞれのフィッティング結果を図 A.28 から図 A.28 に示す。 $l_2 = 1$ を仮定した図は幅が広がってしまうため、3 つ目のピークがつぶれてしまっていることが分かる。特に図 A.28 のような可能性が低いことが示唆される。

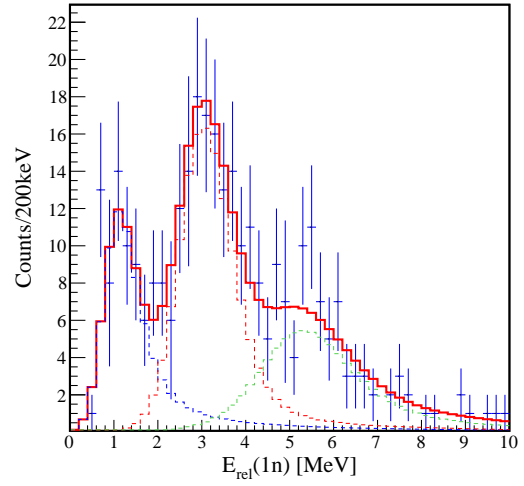
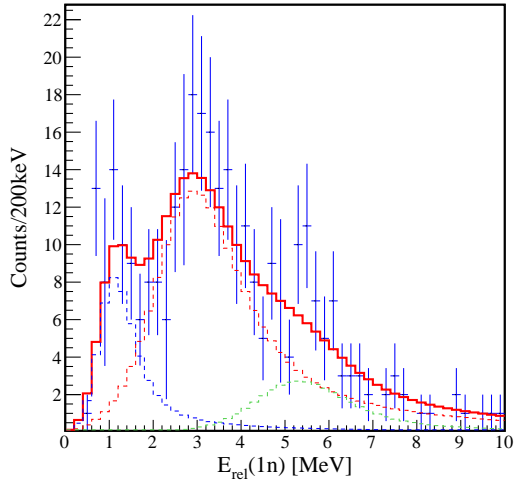


図 A.18: 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 1, 2)$ でのフィッティング
 図 A.19: 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 2, 2)$ でのフィッティング

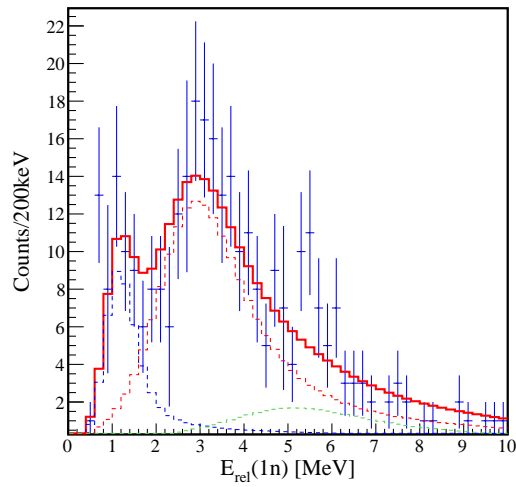


図 A.20: 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (2, 1, 1)$ でのフィッティング

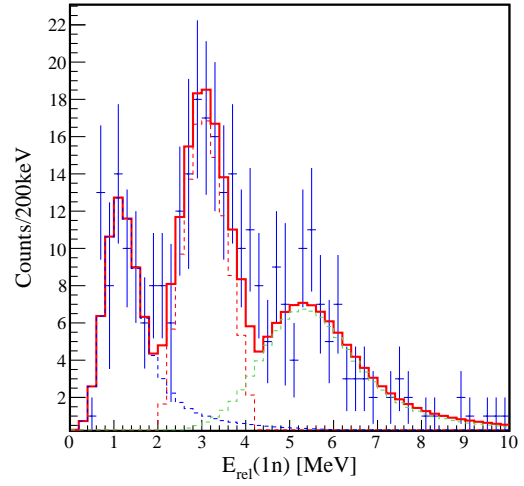
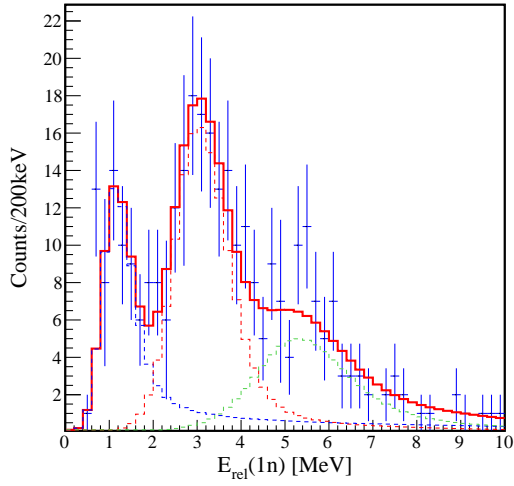


図 A.21: 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (2, 2, 2)$ でのフィッティング
 図 A.22: 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 3, 2)$ でのフィッティング

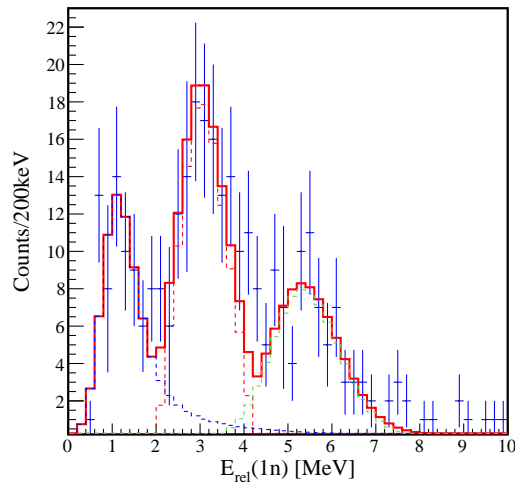


図 A.23: 図 A.17 の $(l_1, l_2, l_3) = (1, 3, 3)$ でのフィッティング

A.8 ^{25}F の一陽子分離反応における ^{23}O への崩壊チャンネルの解析の補足

ここでは 5.2.3 項で議論した相対エネルギーのフィッティング結果を記載する. 表 A.2 にフィッティングにより得られた値の一覧を, 図 A.24~図 A.29 にフィッティング結果を示す.

表 A.2: フィッティングの際に仮定した軌道角運動量と $^{23}\text{O}_{g.s.}$ との相対エネルギー

(l_3, l_4)	E_{r3}	E_{r4}	χ^2/ndf
(1, 1)	3.1 ± 0.1	6.4 ± 0.2	123/44
(1, 2)	3.1 ± 0.1	6.4 ± 0.1	92/44
(1, 3)	3.2 ± 0.1	6.5 ± 0.1	91/44
(2, 1)	3.0 ± 0.1	6.0 ± 0.1	70/44
(2, 2)	3.0 ± 0.1	6.1 ± 0.1	51/44
(2, 3)	3.0 ± 0.1	6.3 ± 0.1	130/44

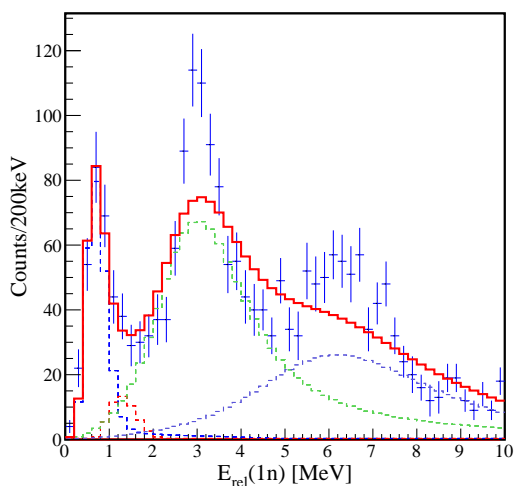


図 A.24: 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (1, 1)$ を仮定したフィッティング結果

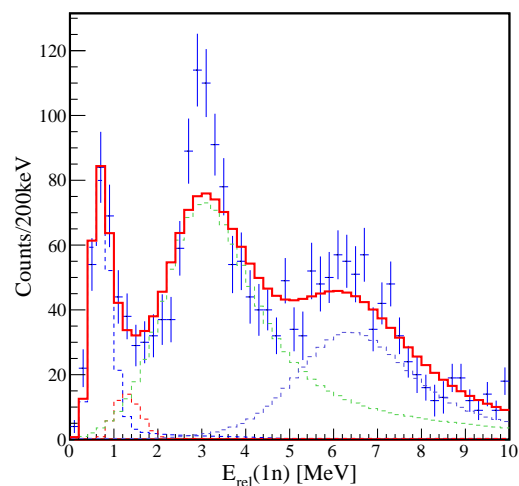


図 A.25: 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (1, 2)$ を仮定したフィッティング結果

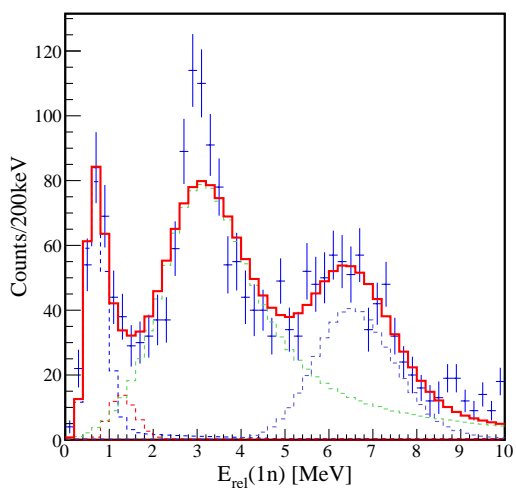


図 A.26: 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (1, 3)$ を仮定したフィッティング結果

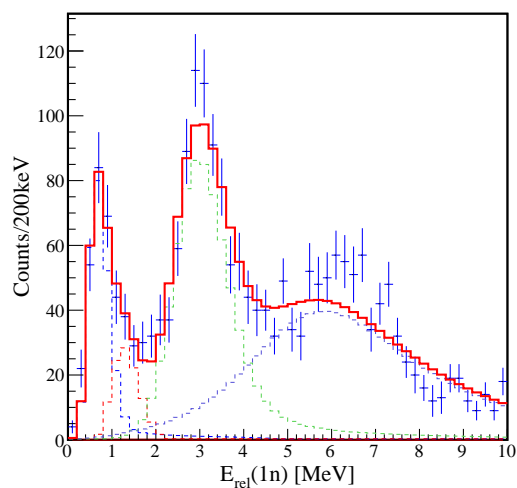


図 A.27: 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (2, 1)$ を仮定したフィッティング結果

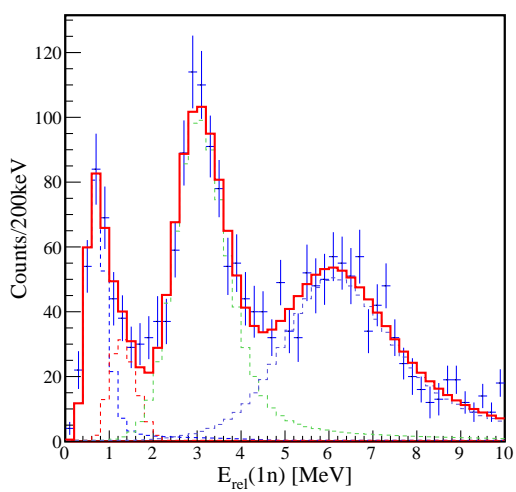


図 A.28: 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (2, 2)$ を仮定したフィッティング結果

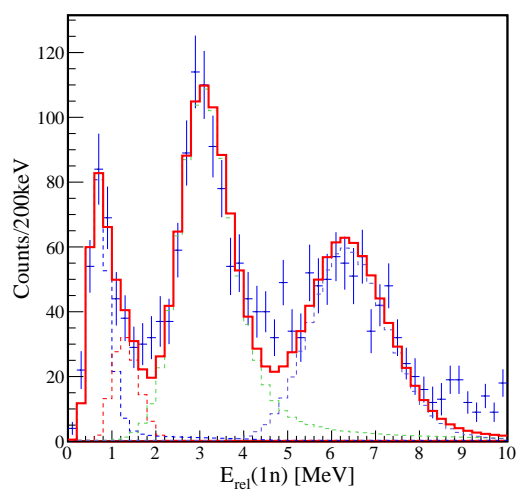


図 A.29: 図 5.46 において $(l_3, l_4) = (2, 3)$ を仮定したフィッティング結果

A.9 Gade プロットにおける σ_{th} の導出

ここでは Gade プロットの理論計算による断面積 σ_{th} の導出方法について述べる。この断面積は束縛励起状態を含む (弱) 束縛核への一核子分離反応のインクルーシブ断面積である。以降では終状態 (反応後の粒子の基底状態か束縛励起状態) を α で表す。原子核数 A から $A-1$ への反応において終状態が α となる断面積 $\sigma_{th}(\alpha)$ は (A.57) 式で与えられる。

$$\sigma_{th}(\alpha) = \left(\frac{A}{A-1} \right)^N C^2 S(\alpha, j^\pi) \sigma_{sp}(j, S_\alpha^*) \quad (\text{A.57})$$

ここで $S_\alpha^* = S_{nucl} + E_\alpha^*$ で定義される値で終状態に対する有効分離エネルギーと呼ばれる。 S_{nucl} は反応ではぎとられる中性子もしくは陽子の分離エネルギーで、 E_α^* は励起エネルギーを表す。 N は分離される核子が主に占めている軌道角運動量、であり、 $C^2 S$ はスペクトリスコピックファクターである。 σ_{sp} は一粒子軌道の弾性散乱断面積 σ_{sp}^{elas} と非弾性散乱断面積 σ_{sp}^{inel} によって

$$\sigma_{sp} = \sigma_{sp}^{elas} + \sigma_{sp}^{inel} \quad (\text{A.58})$$

で計算される断面積である。原子核数 $A-1$ の反応後の原子核のすべての終状態において合計することで σ_{th} が求められる。

$$\sigma_{th} = \sum_{\alpha} \sigma_{th}(\alpha) \quad (\text{A.59})$$

参考文献

- [1] D. S. Ahn *et al.*, *Phys. Rev. C* **123**, 212501 (2019).
- [2] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, *Phys. Rev. C* **41**, 937 (1990).
- [3] M. Fauerbach, D. J. Morrissey, W. Benenson, B. A. Brown, M. Hellström, J. H. Kelley, R. A. Kryger, R. Pfaff, C. F. Powell, and B. M. Sherrill, *Phys. Rev. C* **53**, 647 (1996).
- [4] O. B. Tarasov *et al.*, *Phys. Lett. B* **409**, 64 (1997).
- [5] H. Sakurai *et al.*, *Phys. Lett. B* **448**, 180 (1999).
- [6] Takaharu Otsuka, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 032501 (2010).
- [7] A. Ozawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5493 (2000).
- [8] T. Motobayashi *et al.*, *Phys. Lett. B* **346**, (1995) 9-14.
- [9] N. Kobayashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 242501 (2014).
- [10] A. Revel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 152502 (2020).
- [11] P. Doornenbal *et al.*, *Phys. Rev. C* **95**, 041301(R) (2017).
- [12] S. Bagchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 222504 (2020).
- [13] T. L. Tang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 212502 (2020).
- [14] M. Kortelainen *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 024313 (1995).
- [15] M. Stoitsov, N. Michel, and K. Matsuyanagi, *Phys. Rev. C* **77**, 054301 (2008).
- [16] M. D. Jones *et al.*, *Phys. Rev. C* **96**, 054322 (2017).
- [17] C. R. Hoffman *et al.*, *Phys. Lett. B* **672**, (2009) 17-21.
- [18] Y. Kondo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 102503 (2016).
- [19] C. Caesar *et al.*, *Phys. Rev. C* **88**, 034313 (2013).
- [20] C. R. Hoffman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 152502 (2008).
- [21] A. Lepailleur *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 082502 (2013).
- [22] K. Hagino and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **89**, 014331 (2014).
- [23] K. Hagino and H. Sagawa, *Few-Body Systems* **57**, 185-193 (2016).
- [24] 中村 隆司, *不安定核の物理* 共立出版 (2016).
- [25] H. Sagawa and K. Hagino, *Eur. Phys. J. A* **51**, 102 (2015).
- [26] C. Sword *et al.*, *Phys. Rev. C* **100**, 034323 (2019).
- [27] 三木 晴瑠, *修士論文*, 東京工業大学 (2019).
- [28] 吉留 勇起, *学士論文*, 東京工業大学 (2018).

- [29] A. N. Kuchera *et al.*, *Phys. Rev. C* **91**, 017304 (2015).
- [30] M. D. Jones *et al.*, *Phys. Rev. C* **91**, 044312 (2015).
- [31] J. A. Tostevin, private communications.
- [32] M. Takechi *et al.*, *Phys. Lett. B* **707**, (2012). 357-361
- [33] N. Kobayashi, Doctoral Dissertation. Spectroscopy of Neutron-Rich Nuclei (2013).
- [34] A. Bohr and B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume 1. W. A. Benjamin, New York, (1969).
- [35] A. M. Lane and R. G. Thomas, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 257 (1958).
- [36] C. Caesar. *Beyond the Neutron Drip-Line: Superheavy Oxygen Isotopes* (2012).
- [37] Julian Kahlbow. *The low-Z Shore of the Island of Inversion: Invariant-mass Spectroscopy of the heavy Fluorine Isotopes $^{29}\text{F}^*$ & ^{30}F at SAMURAI with NeuLAND* (2019).
- [38] L. V. Grigorenko, I. G. Mukha, C. Scheidenberger, and M. V. Zhukov, *Phys. Rev. C* **84**, 021303(R) (2011).
- [39] H. T. Fortune. *Phys. Rev. C* **98**, 054317 (2018).
- [40] T. Kobayashi *et al.*, *NIMB* **317**, 294-304 (2013).
- [41] 南方 亮吾, 修士論文, 東京工業大学 (2014).
- [42] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **506**, 250 (2003).
- [43] W. R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (1994).
- [44] 島田 哲郎, 修士論文, 東京工業大学 (2019).
- [45] 栗原 篤司, 修士論文, 東京工業大学 (2019).
- [46] 生越 駿, 修士論文, 東京工業大学 (2013).
- [47] C. R. Hoffman *et al.*, *Phys. Rev. C* **83**, 031303 (2011).
- [48] Gerald R. Lynch and Orin I. Dahl, *Nucl. Instr. and Meth. B58* (1991) 6-10.
- [49] P. G. Thirolf *et al.*, *Phys. Lett. B* **485**, 16 (2000).
- [50] G. Audi *et al.*, *Nucl. Phys. A* **729**, 3 (2003).
- [51] M. Stanoiu *et al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 034312 (2004).
- [52] B. Jurado *et al.*, *Phys. Lett. B* **649**, 43 (2007).
- [53] A. Schiller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 112501 (2007).
- [54] Z. Elekes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 102502 (2007).
- [55] N. Frank *et al.*, *Nucl. Phys. A* **813**, 199 (2008).
- [56] C. R. Hoffman *et al.*, *Phys. Lett. B* **672**, 17 (2009).
- [57] National Nuclear Data Center <https://www.nndc.bnl.gov/>
- [58] J. A. Tostein and A. Gade, *Phys. Rev. C* **90**, 057602 (2014).
- [59] N. Frank *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 037302 (2011).
- [60] N. Tsunoda *et al.*, *Nature* **587**, 66-71 (2020).

- [61] K. Hebeler *et al.*, *Phys. Rev. C* **83**, 031301(R) (2011).
- [62] D. Gazit *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 102502 (2009).
- [63] K. Fossez, J. Rotureau, N. Michel, and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **96**, 024308 (2017).
- [64] Steven R. White, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2863 (1992).
- [65] J. Rotureau *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 110603 (2006).
- [66] J. Rotureau *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 014304 (2009).
- [67] Alexander Bolya and Vladimir Zelevinsky, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 052501 (2005).
- [68] L. G. Sobotka *et al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 054329 (2013).
- [69] 篠原督和, 修士論文, 東北大学 (2004).
- [70] 齊藤 敦美, 修士論文, 東京工業大学 (2016).

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にご指導・ご協力をいただきました。指導教官である中村隆司教授には原子核物理学における歴史や様々な理論・実験、科学者としての研究への取り組み方などあらゆることをご教授いただきました。また、物理学以外の事柄に対する姿勢やプレゼンテーションの方法など様々なご指導をいただきました。助教の近藤洋介氏には物理学から解析に至るまで多岐にわたるご指導をいただきました。答えではなくプロセスの理解と自己解決を促す指導をしていただいたことで培った自己解決力は今後も活きると確信しています。東京大学の犬塚孝治名誉教授には私の解析結果に興味を持っていただき、理論計算ををしていただきました。お忙しい中、親身になってご協力いただき感謝しております。フロリダ州立大学の Alexander Volya 氏には CSM の計算を行っていただきました。サリー大学の J. A. Tostevin 氏には断面積の計算においてご協力をいただきました。齊藤敦美氏、斗米貴人氏をはじめとする先輩方には無知な自分にも真摯に向き合ってご指導いただき、研究についても貴重な助言をいくつもいただきました。同期の安田聖氏は、誰に対してもひるまずに積極的に議論を持ち掛ける姿勢や、後輩など周りの状況を気にかけるながら研究室全体を視野に入れて生活する様子に見習うべき部分が多くありました。自分の研究の相談に乗っていただいたことや三年間の刺激的な日々を共に過ごせたことに非常に感謝しております。後輩の海老名直樹氏、高橋康平氏、堀川晃太氏、松尾智輝氏は物理学への好奇心や知識の吸収力が非常に強く、意欲的に学ぶ姿勢に刺激を受け、研究に対する意欲が掻き立てられました。最後に本研究にご協力いただいた方々、この六年間の大学・大学院生活を支えていただいた方々、そして家族に心より感謝致します。

”The important thing is not to stop questioning.
Curiosity has its own reason for existing.”

Albert Einstein