

2020 年度

修士論文

# 荷電交換反応を用いた 中性子過剰非束縛核 $^{28}\text{F}$ の研究

東京工業大学 理学院 物理学系

学籍番号 18M00751

氏名 三木晴瑠

指導教官 中村隆司

2020/ 02/ 07

## 概要

中性子数  $N \sim 20$ , 陽子数  $Z = 10 \sim 12$  の領域は「逆転の島」と呼ばれており、 $N = 20$  の魔法数が消失することが分かっている。中性子過剰核  $^{28}\text{F}$  は逆転の島近傍に位置し、フッ素同位体で殻構造がどのように変化しているのかを理解する上で重要である。また、 $^{28}\text{F}$  は二重魔法数核候補である  $^{28}\text{O}$  より陽子数が1つ多く、中性子数が1つ少ないため、1陽子1中性子空孔状態の観測、および1陽子1中性子空孔間力の抽出に重要である。本研究では、 $(n,p)$  型の荷電交換反応と不変質量法を組み合わせることにより中性子過剰非束縛核  $^{28}\text{F}$  の核分光を行った。通常不安定核の分光実験では、1陽子分離反応や1中性子分離反応によって目的となる不安定核を生成するが、本研究では  $(n,p)$  型の荷電交換反応を用いることにより  $^{28}\text{F}$  を生成し、荷電交換反応の有用性を確かめる。

実験は理化学研究所 RI ビームファクトリーにおいて行われた。核子当たり 345 MeV の  $^{48}\text{Ca}$  と Be 標的との入射核核破砕反応により、 $^{28}\text{Ne}$  のビームを生成し、BigRIPS を用いて分離した。さらに  $^{28}\text{Ne}$  と C 標的との荷電交換反応から  $^{28}\text{F}$  を生成した。崩壊後に放出される  $^{27}\text{F}$  と中性子を大立体角スペクトロメーター SAMURAI において同時検出し、不変質量法を用い相対エネルギーを導出した。また、 $\gamma$  線検出器 DALI2 を用いて  $\gamma$  線を同時検出した。その結果  $^{28}\text{F}$  の共鳴状態を4つ観測した。それらの中で  $^{27}\text{F} + n$  の基底状態へ崩壊している  $^{28}\text{F}$  の崩壊エネルギーは 0.199(5), 1.993(21) MeV である。 $^{27}\text{F}$  から放出される 935(8) keV の  $\gamma$  線とコインシデンスしているイベントを調べると、別の共鳴状態が存在することがわかり、それらの崩壊エネルギーは 0.301(29), 1.750(30) MeV であった。また、それぞれの共鳴状態に対応する断面積はエネルギーが小さい方から順に、0.038(2), 0.0068(12), 0.0067(13), 0.10(1) mb であった。先行研究や理論計算との比較から、基底状態のスピン・パリティは  $J^\pi = 4^-$  であると特定した。

## Abstract

The magic number  $N=20$  is known to disappear in the area around neutron number  $N\sim 20$  and proton number  $Z = 10\sim 12$ , called island of inversion. Since the very neutron rich unbound nucleus  $^{28}\text{F}$  is located near the island of inversion, so it is important to study this nucleus for understanding how the shell structure evolves in the neutron-rich fluorine isotopes.  $^{28}\text{F}$  is considered to be a key nucleus to provide a deep understanding of the nucleon-nucleon force close to the neutron-drip line, because of its one-proton and one-neutron-hole configuration outside since it may have a structure made by one proton-one neutron hole upon the possible doubly-magic nucleus  $^{28}\text{O}$ . The neutron-rich nucleus  $^{28}\text{F}$  was produced by (n,p)-type charge exchange reaction instead of the major reaction channels such as one proton and one neutron removal reactions. In this study, the invariant mass method was applied to the study of the unbound nucleus  $^{28}\text{F}$  produced by the charge exchange reaction of  $^{28}\text{Ne}$  with a carbon target at 240 MeV/nucleon at Radioactive Isotope Beam Factory, RIKEN Nishina Center. Coincidence measurement was made for the outgoing particles, namely  $^{27}\text{F}$  and neutron by using the SSAMURAI spectrometer. In addition, deexcitation  $\gamma$  ray from  $^{27}\text{F}$  as detected in coincidence by the  $\gamma$  ray detector array DALI2.

Four resonances have been observed in the relative energy spectrum of  $^{27}\text{F}+n$ . The decay energies are 0.199(5), 0.301(30), 1.750(31) MeV, 1.993(31) MeV and their cross sections are 0.038(2), 0.0068(12), 0.0067(13), 0.10(1) mb, respectively. It is found that the resonances at 0.199(5) and 1.993(31) MeV decay to the ground state of  $^{27}\text{F}$ , while those at 0.301(29) and 1.750(30) MeV decay to the excited state of  $^{27}\text{F}$  at 935(8) keV. Based on the comparison with previous study and theoretical calculations, the spin and parity of the ground state are assigned to be  $J^\pi = 4^-$ . The yield of the charge exchange reaction is compared with the other major reactions, one-proton and one-neutron removal reactions. The results shows that the (n,p)-type charge exchange reaction is useful for the spectroscopy of extremely neutron-rich nuclei.

# 目次

第 1 章	序	1
第 2 章	実験の原理	11
2.1	入射核破碎反応	11
2.2	荷電交換反応	11
2.3	不変質量法	12
2.4	ドップラー効果	13
2.5	反応断面積の導出	14
第 3 章	実験	16
3.1	二次ビーム測定系	20
3.2	荷電フラグメント測定系	24
3.3	中性子測定系	28
3.4	トリガーとライブタイム	29
第 4 章	解析	31
4.1	二次ビームの粒子識別	31
4.2	標的下流での荷電フラグメントの粒子識別	33
4.3	中性子の解析	34
4.4	相対エネルギーの導出	35
4.5	ガンマ線の解析	43
4.6	断面積	49
4.7	散乱角度分布	54
第 5 章	実験結果と議論	57
5.1	$\gamma$ 線コインシデンスデータおよび $^{28}\text{F}$ のエネルギー準位	57
5.2	共鳴エネルギーと断面積	60
5.3	荷電交換反応の有用性	63
5.4	先行研究 (1 陽子分離反応・1 中性子分離反応)	67
5.5	先行研究・理論計算との比較	67
第 6 章	まとめと今後の展望	71
Appendix		72

A.1	荷電交換反応の有用性 . . . . .	72
Appendix		76
B.1	1 陽子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の断面積 . . . . .	76
B.2	1 中性子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の断面積 . . . . .	77
Appendix		81
C.1	$\gamma$ 線と相対エネルギー . . . . .	81
参考文献		88

# 目次

1.1	中性子ドリップライン近傍の核図表 . . . . .	2
1.2	3 核子力の影響を示唆する理論 [7] . . . . .	2
1.3	N=20 核の中性子の配位 . . . . .	3
1.4	N=20 近傍の逆転の島 . . . . .	4
1.5	$^{28}\text{F}$ 近傍の核図表 . . . . .	5
1.6	$^{26}\text{F}$ の殻模型 . . . . .	5
1.7	$^{26}\text{F}$ と理論との比較 . . . . .	5
1.8	$^{28}\text{F}$ の生成方法 . . . . .	6
1.9	生成方法の比較 . . . . .	7
1.10	先行研究 [14] の相対エネルギースペクトル . . . . .	8
1.11	N=19,Z=9-17 における実験値と理論値との結合エネルギーの差 . . . . .	8
1.12	Level らの先行研究によって得られた実験結果 . . . . .	9
2.1	入射核破碎反応の模式図 . . . . .	11
2.2	荷電交換反応のファインマンダイアグラム . . . . .	12
2.3	荷電交換反応の模式図 . . . . .	12
2.4	相対エネルギーと中性子分離エネルギー、励起エネルギーの関係 . . . . .	13
2.5	ドップラー効果が起きている時の放出角度の定義 . . . . .	14
3.1	BigRIPS のセットアップの模式図 . . . . .	16
3.2	SAMURAI のセットアップの模式図 . . . . .	17
3.3	Photogrammetry によって得られた検出器の絶対位置 . . . . .	19
3.4	BPC の正面図・側面図 [22] . . . . .	21
3.5	BDC の正面図・側面図 [22] . . . . .	23
3.6	ICB の正面図・側面図 [22] . . . . .	24
3.7	SAMURAI 磁石の見取り図 [22] . . . . .	25
3.8	FDC1 の正面図・側面図 [22] . . . . .	26
3.9	FDC2 の正面図・側面図 [22] . . . . .	26
3.10	HOD の正面図・側面図 [22] . . . . .	27
3.11	DALI2 の模式図 [23] . . . . .	28
3.12	NEBULA の正面図・側面図・上面図 . . . . .	29
4.1	二次ビームの粒子識別図 . . . . .	32

4.2	図 4.1 の $9.5 \leq Z \leq 10.5$ を X 軸に射影したもの	33
4.3	図 4.1 の $2.75 \leq A/Z \leq 2.85$ を Y 軸に射影したもの	33
4.4	荷電フラグメントの粒子識別図	34
4.5	図 4.4 の $8.5 \leq Z \leq 9.5$ を X 軸に射影したもの	34
4.6	図 4.4 の $2.95 \leq A/Z \leq 3.05$ を Y 軸に射影したもの	34
4.7	真のヒットとクロストークの様子。	35
4.8	相対エネルギースペクトル ( $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$ )	36
4.9	炭素標的と空標的の相対エネルギー分布	37
4.10	図 4.9 の炭素標的のスペクトルから、空標的のスペクトルをひいたもの。	37
4.11	炭素標的と空標的のエネルギー損失の模式図	38
4.12	実験データから求めた $^{28}\text{Ne}$ と標的の反応位置	39
4.13	実験データから求めた $^{28}\text{Ne}$ と $^{28}\text{F}$ の散乱角度。 $\theta X_{lab}, \theta Y_{lab}$ は各々 $^{28}\text{Ne}$ と $^{28}\text{F}$ の散乱角度の X 方向成分と Y 方向成分である。	39
4.14	実験で観測された $^{28}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$ 反応の散乱角度分布。	39
4.15	シミュレーションで発生させたイベント。相対エネルギー、角度を一様分布で発生させている。	40
4.16	シミュレーションで検出されたと判定されたイベントの分布	40
4.17	SAMURAI の検出効率	41
4.18	実測データを検出効率で補正した図	41
4.19	アクセプタンス補正前の相対エネルギー分布	41
4.20	アクセプタンス補正後の相対エネルギー分布	41
4.21	HOD のマルチヒットの模式図	42
4.22	HOD の多重度	42
4.23	$^{88}\text{Y}$ 線源を用いた場合の $\gamma$ 線スペクトル	44
4.24	DALI2 の分解能曲線	44
4.25	ライブタイムとトリガー生成量の関係	45
4.26	シミュレーションと線源によって得られた $^{88}\text{Y}$ のスペクトル	46
4.27	DALI2 の検出効率のエネルギー依存性	47
4.28	ドップラー効果の補正前の $\gamma$ 線スペクトル	48
4.29	ドップラー効果の補正後の $\gamma$ 線スペクトル	48
4.30	ドップラー効果補正前の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル (図 4.28 を Y 軸に射影したもの)	48
4.31	ドップラー効果補正後の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル (図 4.29 を Y 軸に射影したもの)	48
4.32	ドップラー効果の補正前の $\gamma$ 線スペクトル ( $^{28}\text{Ne} \rightarrow ^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n + \gamma$ )	49
4.33	ドップラー効果の補正後の $\gamma$ 線スペクトル ( $^{28}\text{Ne} \rightarrow ^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n + \gamma$ )	49
4.34	微分断面積 (0-10 MeV)	50
4.35	微分断面積 (0-3 MeV)	50
4.36	$E_{rel}=1.5$ MeV でのシミュレーション結果	51
4.37	相対エネルギーの低エネルギー側の分解能 $\sigma$	51
4.38	相対エネルギーの高エネルギー側の分解能 $\sigma$	51
4.39	イベントミキシングで得られた分布	53

4.40	断面積 ( $^{28}\text{Ne}$ $^{28}\text{F}$ $^{27}\text{F}+n$ ) のフィッティング結果	53
4.41	散乱角度の定義	54
4.42	散乱角度分解能。標的前後で核種変換起こさないイベントを選択している。	55
4.43	散乱角度の X 方向の分布	55
4.44	散乱角度の Y 方向の分布	55
4.45	相対エネルギーの散乱角度分布	56
5.1	$E_{rel}$ と $\gamma$ 線とのコインシデンス	58
5.2	$^{27}\text{F}$ から放出される脱励起 $\gamma$ 線	58
5.3	935 keV の $\gamma$ 線と相対エネルギー	58
5.4	図 5.3 を重ね書きしたもの	59
5.5	本研究で得られた $^{28}\text{F}$ のエネルギー準位	60
5.6	相対エネルギー分布とイベントミキシングで得られた無相関の分布	61
5.7	相対エネルギーをイベントミキシングの分布で割ることで得られた図	61
5.8	図 5.7 を 0-3 MeV の範囲で表したもの。	61
5.9	$^{27}\text{F}$ の断面積	62
5.10	$^{28}\text{F}$ の生成断面積の比較。	63
5.11	相対エネルギーの散乱角度分布	64
5.12	各散乱角度 $\theta_{lab}$ における $^{27}\text{F}+n$ の相対エネルギースペクトル	65
5.13	各散乱角度 $\theta_{lab}$ における $^{27}\text{F}+n$ の相対エネルギースペクトルを無相関関数でわったもの	66
5.14	0.199(5) MeV(赤点) と 1.993(21) MeV(黒点) の共鳴ピークの角度微分散乱断面積を表している。	67
5.15	荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応の実験結果	68
5.16	Alex Brown 氏による sd 殻モデルを用いた理論計算との比較	69
5.17	$^{28}\text{F}$ の相対エネルギーと理論との比較	70
A.1	不安定核 +1 陽子・不安定核 + 1 中性子・不安定核 +1 陽子-1 中性子の生成量の比較	72
A.2	不安定核 +1 陽子・不安定核 + 1 中性子・不安定核 +1 陽子-1 中性子の生成量の比較	73
A.3	荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応の断面積	75
B.1	1 陽子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の相対エネルギースペクトル	76
B.2	1 中性子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の相対エネルギースペクトル	77
B.3	$^{28}\text{F}$ 識別の際の模式図。	78
B.4	1 中性子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の相対エネルギースペクトル	79
B.5	相対エネルギースペクトル ( $^{29}\text{F}$ $^{27}\text{F}+2n$ )	79
B.6	2 中性子イベントのうち、中性子イベントとして現れる相対エネルギースペクトル	79
B.7	1 中性子分離反応による $^{28}\text{F}$ の相対エネルギーとバックグラウンド	79
B.8	相対エネルギー分布 ( $^{29}\text{F}$ $^{28}\text{F}$ $^{27}\text{F}+n$ )	80
C.1	相対エネルギースペクトル ( $^{28}\text{F}$ $^{27}\text{F}+n$ )	81
C.2	相対エネルギーで条件をかけた時の $\gamma$ 線エネルギースペクトル	82
C.3	300 keV の $\gamma$ 線と相対エネルギー	82



C.4	図 C.3 を重ね書きしたもの . . . . .	83
C.5	$\gamma$ 線で条件をかけた相対エネルギースペクトル . . . . .	83
C.6	$\gamma$ 線で条件をかけた相対エネルギースペクトル . . . . .	84
C.7	$0.0 \leq E_{rel} (MeV) \leq 0.5$ の条件下での $\gamma$ 線のヒストグラム . . . . .	85
C.8	$0.5 \leq E_{rel} (MeV) \leq 1.3$ の条件下での $\gamma$ 線のヒストグラム . . . . .	85
C.9	$1.3 \leq E_{rel} (MeV) \leq 1.8$ の条件下での $\gamma$ 線のヒストグラム . . . . .	86
C.10	$1.5 \leq E_{rel} (MeV) \leq 2.3$ の条件下での $\gamma$ 線のヒストグラム . . . . .	86
C.11	$2.5 \leq E_{rel} (MeV) \leq 2.7$ の条件下での $\gamma$ 線のヒストグラム . . . . .	86

# 表目次

1.1	$^{28}\text{F}$ の生成チャンネルと得られる配位・パリティ	7
1.2	先行研究: $^{28}\text{F}$ を生成するための反応	9
3.1	焦点面 F7 から標的までの物質一覧	18
3.2	一次ビームと一次標的	20
3.3	BigRIPS の F1-F7 間でのスリット幅・ディグレーダー・ $B\rho$ 値	20
3.4	二次ビームと二次標的	20
3.5	BPC の検出器の仕様	21
3.6	プラスチックシンチレータの仕様	22
3.7	BDC の仕様	22
3.8	ICB の仕様	23
3.9	SAMURAI 磁石	24
3.10	FDC1 の仕様	25
3.11	FDC2 の仕様	26
3.12	HOD の仕様	27
3.13	DALI2 の仕様	28
3.14	NEBULA の仕様	29
3.15	DSB, $B\times N$ , $B\times D$ トリガーのライブタイム	30
4.1	先行研究 [27, 28] で観測された $^{27}\text{F}$ の $\gamma$ 線のエネルギー	43
4.2	$\gamma$ 線源情報 [21]	43
4.3	シミュレーションに用いた物質一覧	44
4.4	$\gamma$ 線検出器 DALI2 の検出効率を求めるためのラン	45
4.5	実験データとシミュレーションデータの検出効率の比較	46
5.1	各々の共鳴エネルギー (MeV), 共鳴幅 (MeV), 断面積 (mb)	59
5.2	各々の共鳴エネルギー (MeV), 共鳴幅 (MeV), 断面積 (mb)	62
5.3	$^{28}\text{F}$ の生成方法の違いによる収量の比較	63
A.1	荷電交換反応の断面積	73
A.2	一陽子分離反応の断面積	74
A.3	一中性子分離反応の断面積	74
A.4	生成方法の違いによる中性子過剰比束縛核の収量の比較	75

# 第1章

## 序

原子核は陽子と中性子からできており、我々の身の回りから、宇宙の果てに至るまで様々なところに存在する。原子核は物質の物理を理解する上で必須の粒子である。原子核の研究はラザフォードによる原子核の発見以来「安定核」を中心になされてきた。近年では、不安定原子核を人工的に作る技術の進歩により「中性子過剰核」の生成が可能になっている。例えば原子番号が20以下では、安定核は陽子数・中性子数がほぼ同数となっているが、これに比べて中性子数が2倍以上も大きい中性子過剰核を対象にした実験が行われている。特に、中性子束縛限界(中性子ドリップライン)近傍の研究が盛んになされており、中性子ドリップラインを決定することは原子核物理学の興味の対象の1つとなっている。図1.1は $Z=4\sim 12$ , 中性子ドリップライン近傍の核図表で、灰色のマスは安定核を表しており、水色のマスは不安定核を表している。オレンジ色の線は中性子ドリップラインを表している。最近行われた実験[1]では $^{32,33}\text{F}$ ,  $^{35,36}\text{Ne}$ が非束縛であることが特定され、陽子数 $Z=10$ までの中性子ドリップラインが確定した。しかし、 $Z\geq 11$ の領域は未確定である。 $Z=8,9$ のドリップライン核の研究として、1990年代の2つの実験[2, 3]から $^{25,26}\text{O}$ が非束縛であることが確認された。その後の実験[4]で $^{24,25}\text{N}$ ,  $^{27,28}\text{O}$ が非束縛であることが確認され、さらに束縛核である新同位体 $^{31}\text{F}$ が発見された。つまり、酸素同位体は $^{24}\text{O}$ がもっとも重い中性子ドリップライン核であり、陽子数 $Z$ が一つだけ大きくなったフッ素同位体は $^{31}\text{F}$ が束縛核であることを意味している。この酸素ドリップライン異常がなぜ現れるのか、メカニズムは未だ解明されていない。

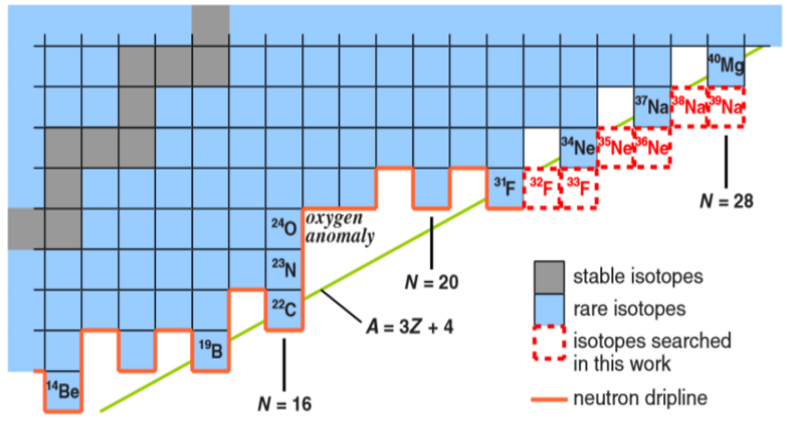


図 1.1 Z=8 の中性子ドリッパライン近傍の核図表をきりぬいたもの。赤の点線で示した原子核は先行研究 [4] で探索された原子核であり、そのうち  $^{32,33}\text{F}$ ,  $^{35,36}\text{Ne}$  が非束縛であることが特定し、それにより N=10 までの中性子ドリッパラインが決定された。

実験的に非束縛核と確認されている  $^{26}\text{O}$  や  $^{28}\text{F}$  は、複数の理論計算が束縛する [5, 6] という結果を与えており、ドリッパラインを再現できていない。理論研究 [7] によれば酸素ドリッパラインの位置は 3 核子力が重要な役割を果たしているとし唆がある。図 1.2 は  $^{16}\text{O}$  から測定した酸素同位体の基底状態のエネルギーを表しており、2 核子核子間力のみだと実験結果と合わずに中性子数が増加しても  $^{26,27,28}\text{O}$  は束縛することになるが、3 核子力を取り入れることで、実験で知られているドリッパラインの位置を再現するようになる。酸素ドリッパライン異常を解明するために、近年では酸素ドリッパライン近傍の原子核の研究が盛んになされており、例えば、 $^{26}\text{O}$  は中性子放出のしきい値のわずが、18 keV だけ非束縛であるということが分かっている [8]。本研究で着目する  $^{28}\text{F}$  は酸素ドリッパライン異常の領域に位置しており、酸素ドリッパライン異常を探る上で重要な原子核である。

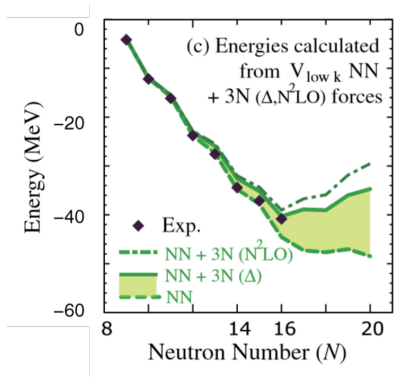


図 1.2 酸素同位体の束縛エネルギーをプロットしたもので、3 核子力の影響を示唆する理論 [7]。四角の点は実験結果であり、黄緑色の帯の下側の点線は核子間力のみを取り入れた理論計算、緑の実線は 3 核子力を取り入れたものである。3 核子力の影響をとり入れた理論計算のほうが、実験結果と一致することから、3 核子力が重要であることが示唆されている。

またこの領域では、逆転の島という殻構造異常を議論するうえでも興味もたれている。原子核は、中性子数もしくは陽子数が 2,8,20,28,50,82,126 という数に等しい場合に安定化することがよく知られている。これらの魔法数は原子核の殻構造によって説明できる。図 1.3 は  $N=20$  核の中性子の配位を示したものである。通常は左図のように  $d_{3/2}$  軌道と  $f_{7/2}$  軌道の間には大きなエネルギーギャップがあり、中性子数 20 の場合にはちょうど  $d_{3/2}$  軌道までがちょうど埋まり、閉核構造をとる ( $0\hbar\omega$ )。こうした核は球形で、励起エネルギーが大きいという特徴を示す。ところが、逆転の島の領域では  $d_{3/2}$  軌道と  $f_{7/2}$  軌道の間のエネルギーギャップが小さくなるため、右図のように  $f_{7/2}$  軌道に 2 つの中性子はいり、 $d_{3/2}$  軌道には 2 つの空孔状態ができる ( $2\hbar\omega$ )。この状態が基底状態で支配的となり、これらは大きな変形を示すことが知られていて、これは逆転の島の核が安定化する仕組みの一つと考えられている。

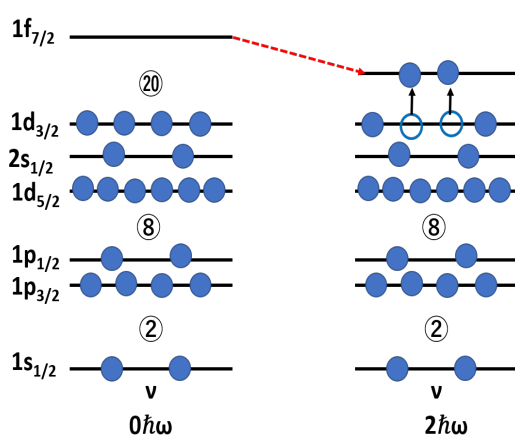


図 1.3  $N=20$  核の中性子の配位。通常の原子核では、魔法数  $N=20$  のギャップのために  $d_{3/2}$  軌道の中性子はほとんど励起しないために基底状態において  $0\hbar\omega$  状態が支配的であるが、逆転の島では、 $2\hbar\omega$  状態が基底状態において支配的になっている。

図 1.4 に示した図は逆転の島近傍の原子核の核図表 [10] で、赤色は逆転の島の領域を示したものである。また、青色は逆転の島の領域外を示している。Na や Mg の同位体では  $N=20$  近傍だけでなく、より中性子過剰核側に逆転の島が広がっていることが分かってきている。一方、逆転の島の陽子数が小さい側の境界は実験が困難なためほとんどわかっていない。 $^{28}\text{F}$  はフッ素同位体で殻構造がどのように変化しているのか、また逆転の島の境界を決定するうえでも重要な原子核である。

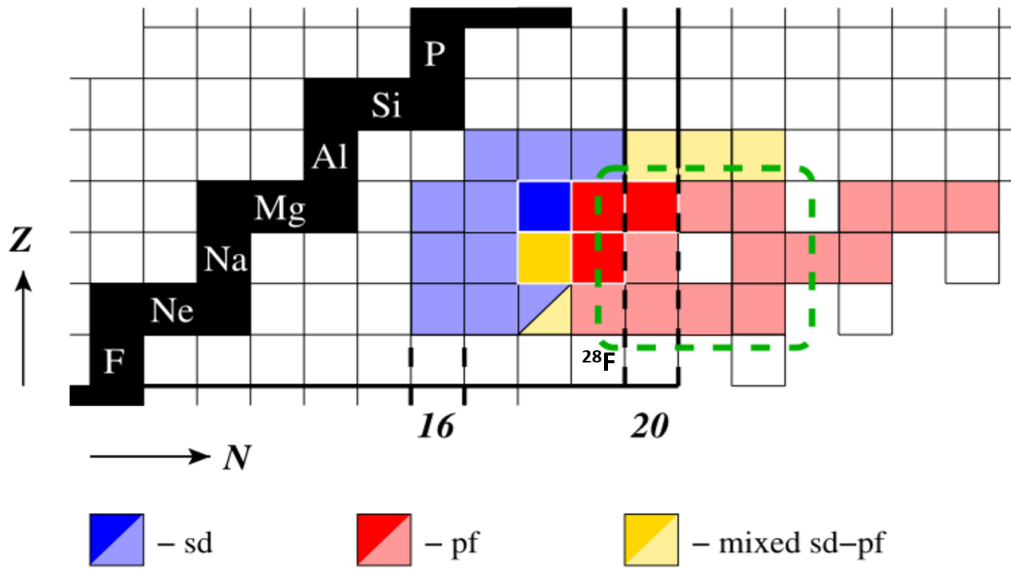


図 1.4 N=20 近傍の逆転の島の領域を表した核図表 [10]。黒四角は安定核であり、青四角で示す原子核は逆転の島の外側に位置している原子核であり、赤四角の原子核は逆転の島の内側である。

$^{28}\text{F}$  は核子核子相互作用を探る上でも重要な原子核である。核子核子相互作用を調べた研究として、 $^{26}\text{F}$  の研究がある [9]。図 1.5 は核図表を  $Z=6\sim 8, N=12\sim 24$  の範囲で切りとった図であり、黄色の線は中性子ドリップラインを示しており、緑の枠で囲まれた原子核は魔法数核を表している。図 1.5, 図 1.6 で示すように、 $^{26}\text{F}$  は 2 重魔法数核である  $^{24}\text{O}$  に  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1d_{3/2}$  軌道の中性子が結合した系であるとみなすことができる。この陽子・中性子の結合により  $J^\pi = (1, 2, 3, 4)^+$  の状態が基底状態・低励起状態として現れる。これらのエネルギーから  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1d_{3/2}$  軌道の中性子の核子核子相互作用を求めることができる。実験結果と理論を比較したものを図 1.7 に示す。縦軸は  $^{26}\text{F}$  の結合エネルギーと  $^{24}\text{O}$ -陽子間、 $^{24}\text{O}$ -中性子間の相互作用を取り除いた場合の結合エネルギーの差である。中央の図は実験データ。左の図は sd 殻をモデル空間とする USDA, USDB を有効相互作用とするシェルモデル計算。右の図はカップルクラスタード理論というカイラルエフェクティブ理論を用いた閉核近傍の核子核子相互作用をよく記述する理論の結果と比較したものである。これらを比較すると核子核子相互作用をとりいれた後の方が、実験結果をよく記述していることが分かる。一方、シェルモデル計算に用いられている  $\pi 1d_{5/2}, \nu 1d_{3/2}$  有効相互作用は弱束縛の効果を記述するために減少されるべきである。本研究で対象としている  $^{28}\text{F}$  は、図 1.5 のように、2 重魔法数核候補である  $^{28}\text{O}$  と比較して陽子が多く、中性子が一つ少ない。 $^{26}\text{F}$  の先行研究 [9] 同様に  $^{28}\text{F}$  の低エネルギー状態から核子核子相互作用を調べることができる。

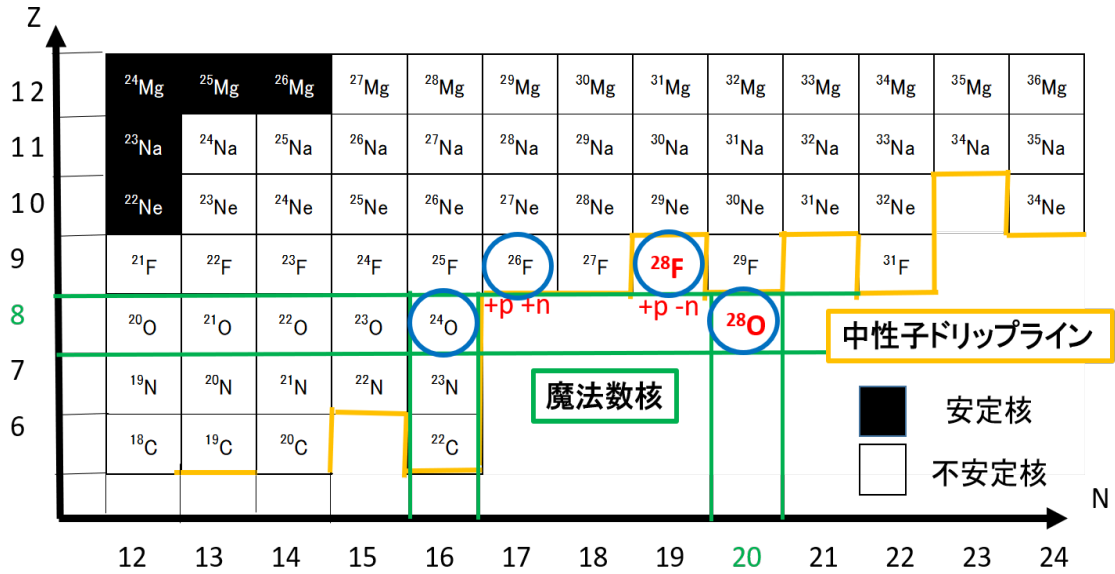


図 1.5  $^{28}\text{F}$  近傍の核図表:核図表のうち  $Z=6 \sim 12$ ,  $N=12 \sim 24$  を示す。黄色の線は中性子ドリップラインを表しており、緑の枠で囲まれた原子核は魔法数核を表している。また、 $^{28}\text{F}$  は二重魔法数核候補の  $^{28}\text{O}$  の 1 陽子 1 中性子空孔状態であり、核子間相互作用の観測も期待できる。

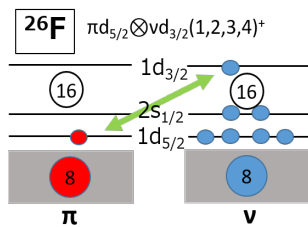


図 1.6  $^{26}\text{F}$  の殻模型。 $^{26}\text{F}$  は二重魔法数核である  $^{24}\text{O}$  と比べ 1 陽子 1 中性子状態であり、核子核子間力の影響が現れる可能性がある。ここでは、 $\pi 1d_{5/2}$  と  $\nu 1d_{3/2}$  が結合することで、 $(1,2,3,4)^+$  状態が現れる。

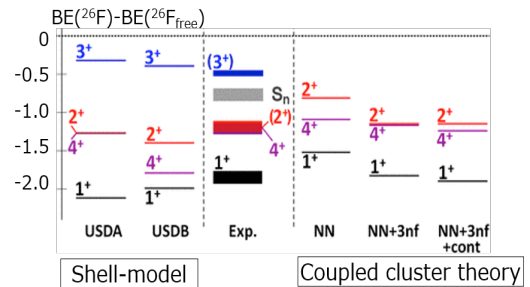


図 1.7  $^{26}\text{F}$  と理論との比較。縦軸は  $^{26}\text{F}$  の陽子・中性子が相関しない場合に 0 とする結合エネルギーを示している。中央の図は実験データ。左の図は sd 殻をモデル空間とするシェルモデル計算。右の図はカップルクラスタード理論というカエラルエフェクティブ理論を用いた閉核近傍の核子核子相互作用をよく記述する理論の結果と比較したものである。これらと比較するとカップルクラスタード理論を用いた後者の方が、実験結果をよく記述していることが分かる。

本実験では  $^{28}\text{F}$  を (n,p) 型の荷電交換反応を用いて生成した。通常の不安定核の分光実験では、1 陽子分離反応や 1 中性子分離反応によって目的となる不安定核を生成する。図 1.8 には、 $^{28}\text{F}$  を生成する生成経路を図

示した。荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応によって得られる  $^{28}\text{F}$  の反応の様子を図 1.9 に示す。これらを比較すると、まず荷電交換反応では、 $^{28}\text{Ne}$  の  $1d_{5/2}$  軌道の陽子が、 $2d_{3/2}$  軌道、 $1f_{7/2}$  軌道、 $2p_{3/2}$  軌道のいずれかの軌道の中性子に変化すると考えられる。 $^{28}\text{Ne}$  の基底状態が  $(\pi 1d_{5/2})^2 \otimes (\nu 2d_{3/2})^{-2}$  であるとし、例えば、ガモフテラー遷移により  $1d_{5/2}$  の陽子が  $1d_{3/2}$  の中性子に変化すると  $^{28}\text{F}$  の終状態は  $(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2d_{3/2})^{-1}$  となる。 $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1d_{3/2}$  軌道の中性子の結合では  $J^\pi = (1, 2, 3, 4)^+$  の状態が可能であるが、特にガモフテラー遷移の場合は選択則から  $1^+$  の状態が生成される。その他にも、図 1.9 に示すように  $(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 1f_{7/2})^1, (\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2p_{3/2})^1$  の配位が生成される。それらの陽子・中性子の結合によって各々  $J^\pi = (1, 2, 3, 4, 5, 6)^-, (1, 2, 3, 4)^-$  の  $^{28}\text{F}$  の状態が生成される。1陽子分離反応では  $^{29}\text{Ne}$  の  $1d_{5/2}$  軌道の陽子が剥ぎ取られる。この反応では  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中性子の結合で生じる  $J^\pi = (1, 2, 3, 4)^-$  の  $^{28}\text{F}$  の状態が生成される。1中性子分離反応の場合には中性子が  $2d_{3/2}, 1f_{7/2}, 1p_{3/2}$  軌道から剥ぎ取られる可能性がある。そのため図 1.9 に示すように  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2d_{3/2}$  軌道の中性子、 $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1f_{7/2}$  軌道の中性子、 $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中性子結合でそれぞれ  $J^\pi = (1, 2, 3, 4)^+, (1, 2, 3, 4, 5, 6)^-, (1, 2, 3, 4)^-$  の  $^{28}\text{F}$  の状態が生成されると可能性がある。反応によって生成され得る配位とそれらの結合によって生じるパリティ  $J^\pi$  を表 1.1 にまとめた。このように、3つの反応チャンネルから得られる  $^{28}\text{F}$  を比較することで、異なる終状態が観測される可能性がある。荷電交換反応を用いた不安定核の研究は1陽子分離反応や1中性子分離反応に比べて例が少なく、特に中性子過剰核での (n,p) 型の荷電交換反応は例が少ない [12, 13]。これらの先行研究は励起エネルギー導出の際欠損質量法を用いているが、本実験では欠損質量法よりエネルギー分解能が得られる不変質量法を (n,p) 型の荷電交換反応に適用する。今回の研究では、この手法が中性子過剰な不安定核の分光に有用であることを示す。

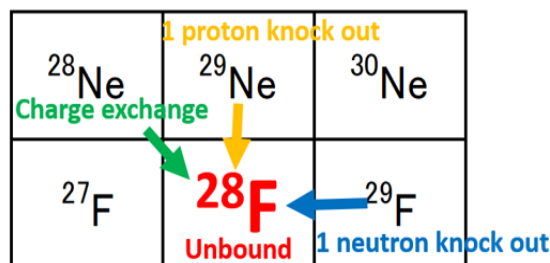


図 1.8 主な  $^{28}\text{F}$  の生成方法。本研究では荷電交換反応を用いて  $^{28}\text{F}$  を生成す。緑の矢印は、反応で変化する、もしくは剥ぎ取られる核子を表している。



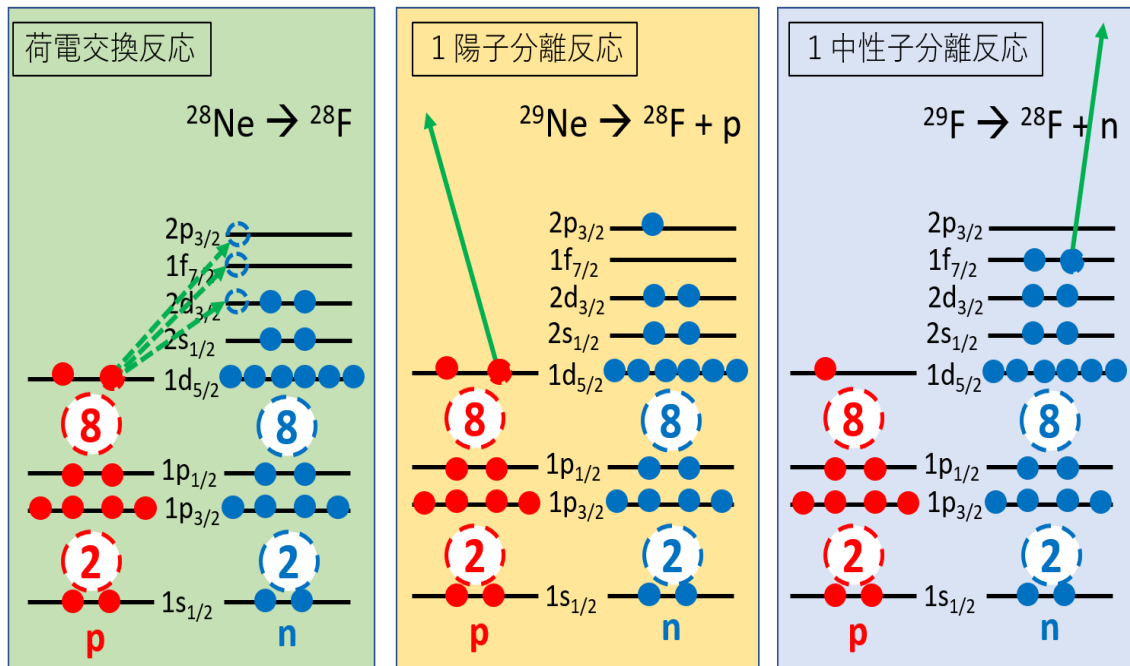


図 1.9 荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応によって  $^{28}\text{F}$  を生成する際の初状態。

表 1.1  $^{28}\text{F}$  の生成チャンネルと得られる配位・パリティ。 $^{28}\text{F}$  が生成される反応が異なると終状態が異なるため、得られる配位・パリティも異なる。

$^{28}\text{F}$ の生成チャンネル	配位	$J^\pi$
荷電交換反応	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2d_{3/2})^{-1}$	$(1, 2, 3, 4)^+$
	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 1f_{7/2})^1$	$(1, 2, 3, 4, 5, 6)^-$
	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2p_{3/2})^1$	$(1, 2, 3, 4)^-$
1陽子分離反応	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2p_{3/2})^1$	$(1, 2, 3, 4)^-$
1中性子分離反応	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2d_{3/2})^1$	$(1, 2, 3, 4)^+$
	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2f_{7/2})^1$	$(1, 2, 3, 4, 5, 6)^-$
	$(\pi 1d_{5/2})^1 \otimes (\nu 2p_{3/2})^1$	$(1, 2, 3, 4)^-$

$^{28}\text{F}$  の先行研究 [14, 15] は 2 例のみある。1 つは Christian らによって行われた先行研究 [14] で、ミシガン州立大学で行われた。核子あたり 62 MeV の  $^{29}\text{Ne}$  ビームが Be 標的と 1 陽子分離反応を引き起こすことで  $^{28}\text{F}$  を得る。図 1.10 は  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギースペクトルであり、これを Breit-Wigner 分布でフィッティングを行うことにより、220(50) keV に基底状態を発見した。また、800 keV 近傍にもピークらしきものは見えるが、統計量や分解能の関係から共鳴状態が複数ある可能性についても言及されている。この研究では、USDA, USDB 有効相互作用を用いた sd 殻をモデル空間とする殻模型計算と比較を行っている。図 1.11 は、束縛エネルギーの実験と理論の差を  $N=19$  の同調体についてプロットしたものである。Christian らは理論値と実験値がよく一致していることから、 $^{28}\text{F}$  の基底状態は sd 状態が支配的であると結論付けている。つまり、

逆転の島の外側に位置していることを主張している。

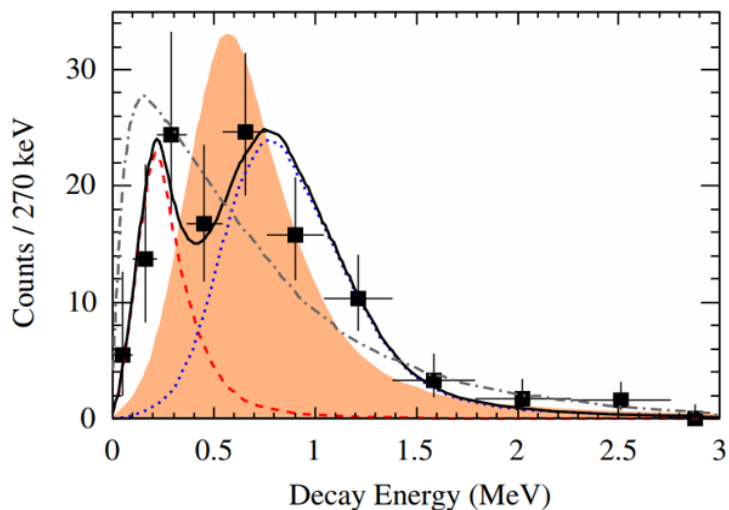


図 1.10 先行研究 [14] の相対エネルギースペクトル。220(50) keV に基底状態を発見した。また、800 keV 近傍にもピークらしきものは見えるが統計量や分解能の制限から共鳴状態の詳細を議論するには至っていない。

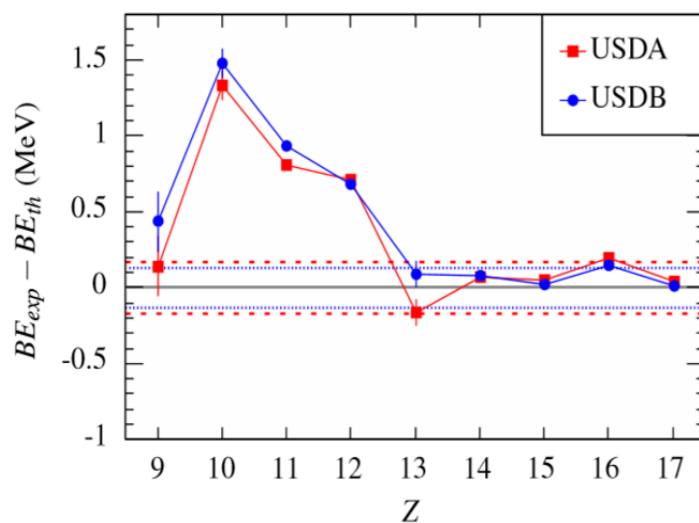


図 1.11  $N=19, Z=9-17$  における実験値と USDA, USDB 有効相互作用を用いた sd 殻をモデル空間とする理論値との結合エネルギーの差。束縛エネルギーが理論計算とよく一致していることから、 $^{28}\text{F}$  は逆転の島の外側であると結論付けている。

また、他の先行研究として、Revel らによって行われた実験で 1 陽子分離反応と 1 中性子分離反応を用いて  $^{28}\text{F}$  を生成している [15]。図 1.12 の上段の図は 1 陽子分離反応で得られた相対エネルギースペクトルであり、下段は 1 中性子分離反応で得られたものである。左の図は  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギースペクトルで、右の図は  $^{27}\text{F}$  から放出される 915 keV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている場合のものである。これらを解析した結果、1

陽子分離反応では  $^{28}\text{F}$  の共鳴状態を 7 つ発見し、1 中性子分離反応では共鳴状態を 6 つ発見している。また、彼らは運動量分布の解析から、基底状態がマイナスパリティの状態であることを同定し、 $^{28}\text{F}$  が逆転の島の内側であると結論付けている。

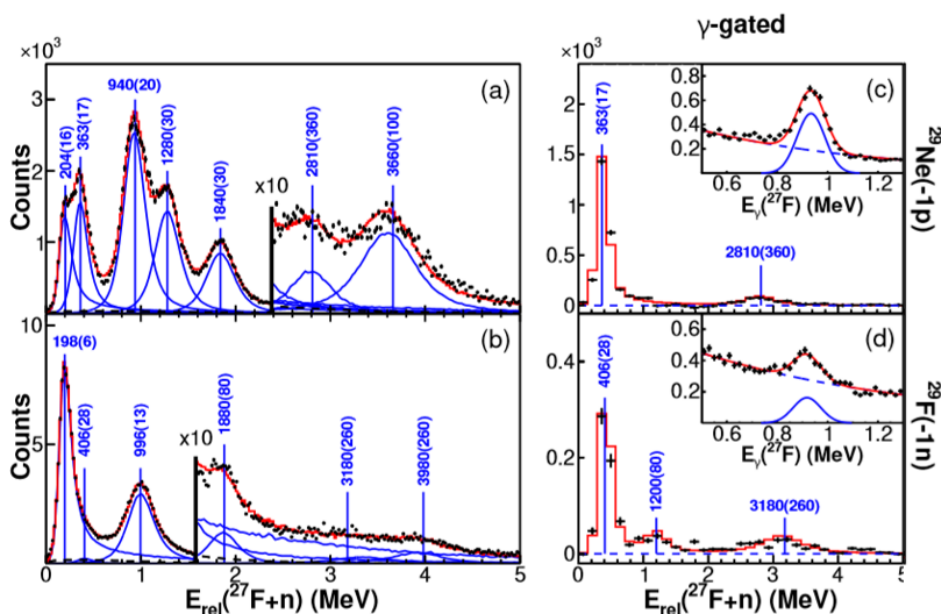


図 1.12 上段は 1 陽子分離反応、下段は 1 中性子分離反応に関する図である。左の図は  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギースペクトルを表している。右の図は  $^{27}\text{F}$  から放出される 915 keV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている場合の相対エネルギースペクトルを示している。

このように 1 陽子分離反応と 1 中性子分離反応を用いた  $^{28}\text{F}$  に関する先行研究はなされているが、荷電交換反応を用いた  $^{28}\text{F}$  に関する研究はなされていない。荷電交換反応では 1 陽子分離反応・1 中性子分離反応とは異なる終状態が生成される可能性があるため、本実験により、先行研究では観測されていない状態を観測できる可能性がある。表 1.2 には先行研究で用いられた反応と標的・エネルギーを示す。

表 1.2 先行研究: $^{28}\text{F}$  を生成するための反応。1 陽子分離反応・1 中性子分離反応に関しては先行研究がなされているが、荷電交換反応を用いた  $^{28}\text{F}$  の先行研究はない。

	反応	標的	エネルギー
Christian et al[14]	1 陽子分離反応	Be	62MeV/u
Revel et al[15]	1 陽子分離反応	proton	230MeV/u
Revel et al[15]	1 中性子分離反応	proton	230MeV/u

本研究では ① 酸素ドリップライン異常の解明、② 核子間力の観測、③ 中性子過剰核での (n,p) 型の荷電交換反応の有用性を確かめることを目的とし、 $^{28}\text{F}$  の不変質量核分光実験を行った。実験は理研 RI ビームファクトリー (RIBF) で行った。2 次ビームとして生成した  $^{28}\text{Ne}$  と炭素標的の (n,p) 型の荷電交換反応によって中性子過剰な  $^{28}\text{F}$  を生成した。第 2 章では、実験の原理について述べ、第 3 章では実験施設及び使用した検出器の概要について記す。第 4 章では、実験データの解析手法について述べ、第 5 章では解析によって得られ

た結果の報告と議論を行い、第 6 章で本論文のまとめと今後の展望について述べる。

## 第 2 章

# 実験の原理

本章では実験の原理について述べる。

### 2.1 入射核破碎反応

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、入射核破碎反応 (Fragmentation) が優勢になる。入射核破碎反応は図 2.1 で示すようなモデル (Spectator Participant Model) で説明できる。図 2.1 のように、入射核が標的と幾何学的に重なり合った部分 (participant) が剥ぎ取られる。さらに重ならなかった他の部分 (spectator) は、反応にまったく関与せず入射速度をほぼ保ったまま運動を続ける。本研究では、入射核  $^{48}\text{Ca}$  と Be 標的との入射核破碎反応により、 $^{28}\text{Ne}$  を生成した。

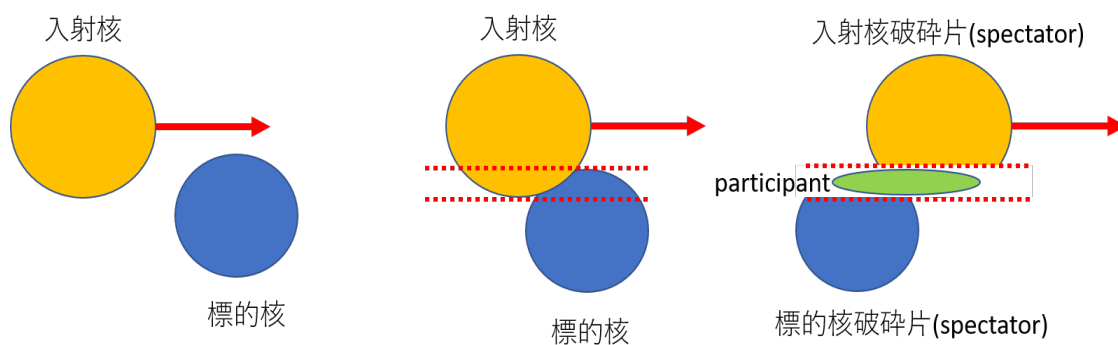


図 2.1 入射核破碎反応の模式図

### 2.2 荷電交換反応

本実験の研究対象である  $^{28}\text{F}$  はアイソスピン増加型の荷電交換反応を用いて生成される。荷電交換反応は  $\beta$  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。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。

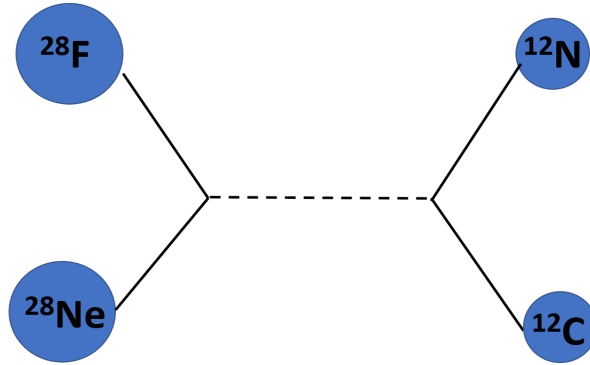


図 2.2 荷電交換反応のファインマンダイアグラム

### 2.3 不変質量法

本研究では、非束縛核  $^{28}\text{F}$  の共鳴エネルギーを調べるために、不変質量法を用いた。 $^{28}\text{Ne}$  ビームを炭素標的に入射し、荷電交換反応により、 $^{28}\text{F}$  が生成される。これは非束縛核であるので、 $^{27}\text{F}$  と 1 中性子に崩壊する。これを模式的に示したものが図 2.3 である。

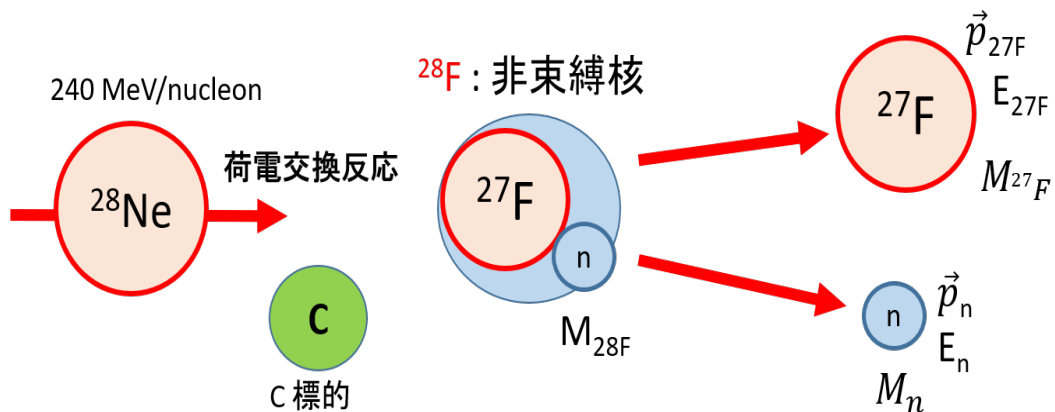


図 2.3 荷電交換反応の模式図。 $^{28}\text{Ne}$  が炭素標的と荷電交換反応をおこし、 $^{28}\text{F}$  を生成する。 $^{28}\text{F}$  は非束縛であるため、 $^{27}\text{F}$  と中性子に分離する。実験では  $^{27}\text{F}$  と中性子の運動量ベクトルとエネルギーを測定することで、 $^{28}\text{F}$  との相対エネルギーを導出する。

崩壊した  $^{27}\text{F}$  と 1 中性子の 4 元運動量を同時測定することで、式 2.3.1 分解前の  $^{28}\text{F}$  の不変質量を導出する。式 2.3.2 のように、導出した  $^{28}\text{F}$  の不変質量から、 $^{27}\text{F}$  と 1 中性子の質量との差をとることで、相対エネ

ルギーを導出する。

$$M^* = \sqrt{(E_{27F} + E_n)^2 + (\vec{p}_{27F} + \vec{p}_n)^2} \quad (2.3.1)$$

$$E_{rel}(\text{MeV}) = M(^{28}\text{F}^*) - M(^{27}\text{F}) - M(n) \quad (2.3.2)$$

図 2.4 は  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギー ( $E_{rel}$ )、中性子分離エネルギー ( $S_n$ )、励起エネルギー ( $E_{ex}$ ) の関係を表したものである。不変質量法の利点は入射ビームのエネルギーによらず、崩壊粒子のみを測定することで質量を導出できることである。不変質量法は、欠損質量法に比べてエネルギー分解能がよく、標的厚も比較的厚くすることが出来ることから、ビーム強度の弱い二次ビームの実験に適している。

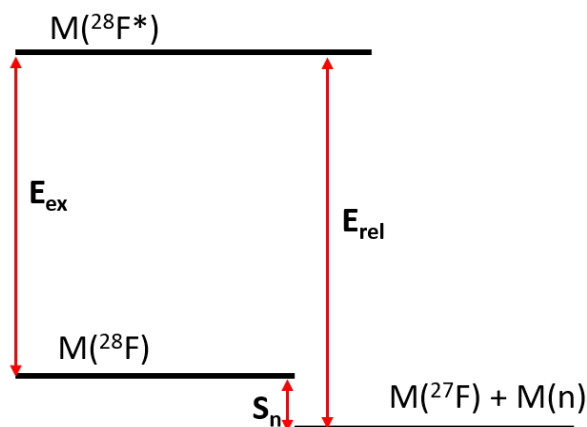


図 2.4 相対エネルギーと中性子分離エネルギー、励起エネルギーの関係。本研究では相対エネルギー  $E_{rel}$  を導出する。

## 2.4 ドップラー効果

逆運動学条件で反応後の粒子から放出される  $\gamma$  線のエネルギーを測定する場合、 $\gamma$  線は光速の 60 % 程度の速度を持つビーム粒子から発生するため、測定される  $\gamma$  線のエネルギー  $E_{\gamma}^{lab}$  は、式 2.4.3 のように表されるドップラー効果により変化する。ここで、 $\gamma, \beta$  は各々式 2.4.4, 式 2.4.5 で表される。

$$E_{\gamma}^{lab} = E_{\gamma}^{cm} \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos\theta)} \quad (2.4.3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.4.4)$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (2.4.5)$$

式 2.4.3 に表わされるようにドップラー効果は放出角度  $\theta$  (図 2.5) に依存するため、 $\gamma$  線を放出する粒子の静止系でのエネルギーに補正するためには  $\theta$  を測定する必要がある。

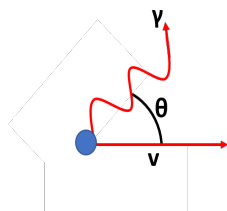


図 2.5 ドップラー効果が生じている時の放出角度の定義

## 2.5 反応断面積の導出

厚い標的を用いた測定で、断面積を求める際、標的中の複数回の反応を考慮に入れる必要がある。標的が薄い場合は式 2.5.6 ように導出される。式 2.5.7 は単位面積あたり当たりの標的核の個数 ( $/\text{cm}^2$ ) である。

$$\sigma_{exp} = \frac{1}{n_t} \left( \frac{N_i^T}{N_o^T} - \frac{N_i^E}{N_o^E} \right) \quad (2.5.6)$$

$$n_t = \frac{N_A \rho t}{A} \quad (2.5.7)$$

- T:標的あり
- E:標的なし
- i:入射前
- o:入射後
- $N_A$ :アボガドロ数 ( $/\text{mol}$ )
- $\rho$ :標的の密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )
- t:標的の厚さ (cm)
- A:標的の質量数 ( $\text{g}/\text{mol}$ )

また、標的が厚い場合は複数回の反応を式 2.5.8 のように考慮に入れる必要がある [16]。

$$\sigma_{exp} = \left( \frac{N_i^T}{N_o^T} - \frac{N_i^E}{N_o^E} \right) \left( \frac{\sigma_{R'}}{e^{-\sigma_{R'} n_t} - e^{-\sigma_{R'} n_t}} \right) \quad (2.5.8)$$

- $n_R$ :反応前の粒子の全反応断面積
- $n'_R$ :反応後の粒子の全反応断面積



また、 $\sigma_R = \sigma'_R$  のとき式 2.5.9 のように表すことができる。なお本実験では  $\sigma_R$  の値は  $^{28}\text{Ne}$  ビーム, 240 MeV/u, C 標的条件で得られた 1274(10) mb[17] の値を使用している。

$$\sigma_{exp} = \left( \frac{N_i^T}{N_o^T} - \frac{N_i^E}{N_o^E} \right) \frac{e^{\sigma n_t}}{n_t} \quad (2.5.9)$$

## 第3章

# 実験

本実験は、理化学研究所の不安定核ビーム加速器施設 BigRIBF(RI Beam Factory)[18] において行われた。核子あたり 345 MeV に加速された  $^{48}\text{Ca}$  ビームと Be 標的との核破碎反応により生成された  $^{28}\text{Ne}$  を分離・識別するために、F3,F7 焦点面にプラスチックシンチレータを、F5 焦点面にはマルチワイヤー比例計数管 (MWPC) を配置した。

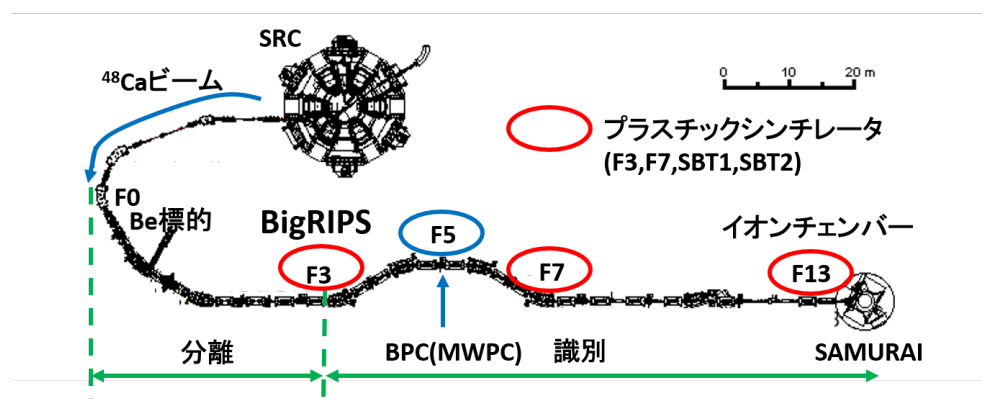


図 3.1 BigRIPS のセットアップの模式図

BigRIPS で生成された 2 次ビーム  $^{28}\text{Ne}$  は F13 焦点面に設置された炭素標的に入射し、荷電交換反応により  $^{28}\text{F}$  が生成される。炭素標的との反応で放出される荷電フラグメントや中性子の運動量ベクトルの測定には、SAMURAI(erconducting Analyzer for MULTiparticles from RAdioIsotope beams)[20] を用いた。標的の上流には、上流側からプラスチックシンチレータ (SBT1、SBT2)、イオンチェンバー (ICB)、ドリフトチェンバー (BDC1、BDC2) を配置した。標的の周囲には  $\gamma$  線検出器 (DALI2) を配置した。炭素標的上流の飛行時間の測定から標的中心での速度を計算する際にはビームライン上の物質でのエネルギー損失を考慮する必要がある。エネルギー損失の計算に用いた BigRIPS の F7 から標的 (TGT) までの物質の一覧を表 3.1 に示す。また、フォトグラメトリーという検出器の筐体に貼り付けられた複数の反射材ターゲットをカメラで撮影しソフトウェアで 3 次元位置を再構成する方法によって各実験装置の位置を測定している。その結果を図 3.3 に示す。標的の下流には、荷電フラグメントを分析するための超伝導双極電磁石 (SAMURAI 磁石)、二台のドリフトチェンバー (FDC1、FDC2)、Hodoscope (HOD) を配置した。また、中性子を測定するために NEBULA を配置した。以降では BigRIPS の設定や各検出器の詳細について述べる。

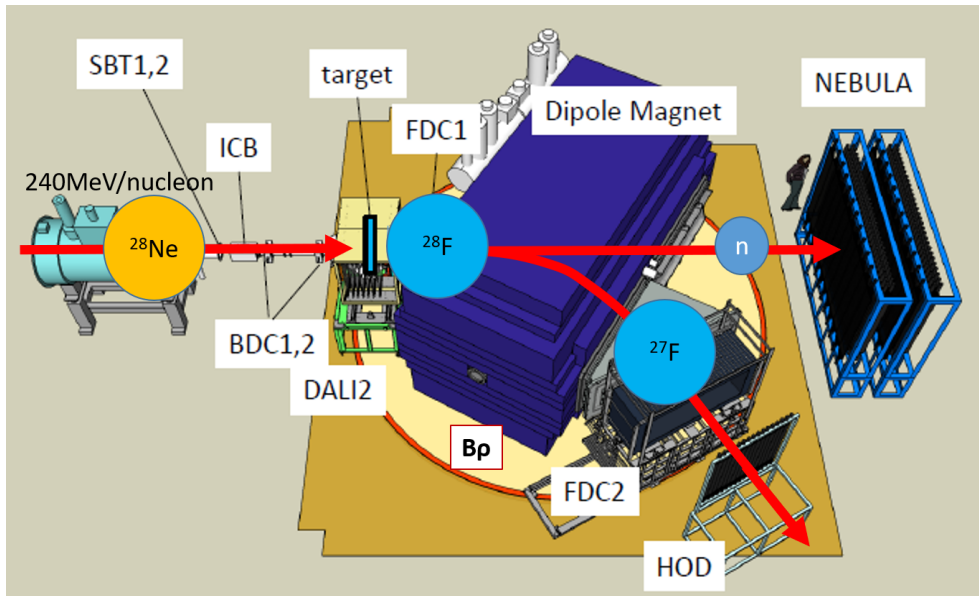


図 3.2 SAMURAI のセットアップの模式図

表 3.1 焦点面 F7 から標的までの物質一覧

検出器名称		物質	物質厚	密度
SF7	シンチレータ	plastic	3 mm	309.6 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁	kapton	125 μm	17.8 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	120 mm	14.28 mg/cm <sup>2</sup>
SBT1	シンチレータ	plastic	0.5 mm	51.6 mg/cm <sup>2</sup>
	反射材	mylar	12 μm×4	6.7 mg/cm <sup>2</sup>
	遮光シート	mylar	100 μm×2	26 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	60 mm	7.14 mg/cm <sup>2</sup>
SBT2	シンチレータ	plastic	0.5 mm	51.6 mg/cm <sup>2</sup>
	反射材	mylar	12 μm×4	6.7 mg/cm <sup>2</sup>
	遮光シート	mylar	100 μm×2	26 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	60 mm	7.14 mg/cm <sup>2</sup>
ICB	ガス隔壁 1	kapton	30μm	4.3 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	P10(1気圧)	511 mm	81.8 mg/cm <sup>2</sup>
	anode	mylar	12 μm×10	16.8 mg/cm <sup>2</sup>
	cathode	mylar	12 μm×11	18.5 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス隔壁 2	kapton	30μm	4.3 mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	50 mm	5.95 mg/cm <sup>2</sup>
	真空隔壁	kapton	80μm	11.36 mg/cm <sup>2</sup>
BDC1	ガス隔壁 1	kapton	80μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	isobutane(100 torr)	90mm	2.9 mg/cm <sup>2</sup>
	cathode	kapton	4 μm×2+8 μm×9	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス隔壁 2	kapton	80μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
BDC2	ガス隔壁 1	kapton	80μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	isobutane(100 torr)	90mm	2.9 mg/cm <sup>2</sup>
	cathode	kapton	4 μm×2+8 μm×9	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
	ガス隔壁 2	kapton	80μm	11.4 mg/cm <sup>2</sup>
合計				777.34 mg/cm <sup>2</sup>

SAMURAI Schematics

Unit:mm  
Scale:1/100

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

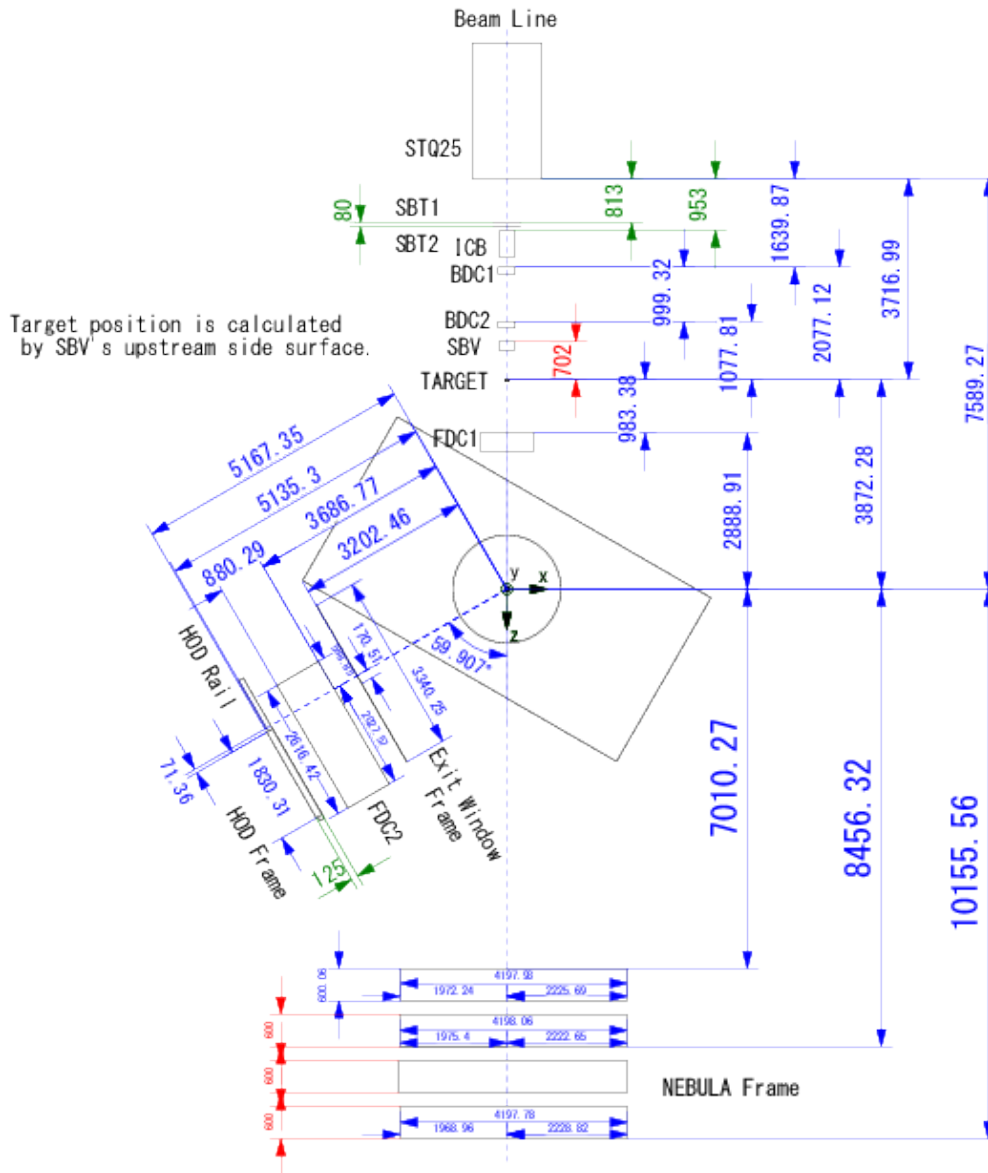


図 3.3 Photogrammetry によって得られた検出器の絶対位置。単位は mm。

### 3.0.1 BigRIPS の設定

一次ビームである核子あたり 345 MeV/u の  $^{48}\text{Ca}$  ビームと Be 標的の核破砕反応により、 $^{28}\text{Ne}$  を生成した。また、本解析で用いた一次ビームと一次標的の情報を表 3.2 に、BigRIPS の設定を表 3.3 に、また二次ビームと二次標的の情報を表 3.4 に示す。

表 3.2 一次ビームと一次標的

ビーム	エネルギー	標的	標的厚
$^{48}\text{Ca}$	345 MeV/u	Be	20 mm

表 3.3 BigRIPS の F1-F7 間でのスリット幅・ディグレーダー・ $B\rho$  値

位置	スリット幅 [mm]	ディグレーダー物質・厚	$B\rho$ [T·m]
F0-F1			7.53
F1	$\pm 64$	Al:15 mm	
F1-F2			6.92
F2	$\pm 5$		
F3-F4			6.86
F4-F5			6.87
F5	$\pm 120$		
F5-F6			6.86
F6-F7			6.86
F7	$\pm 5$		

表 3.4 二次ビームと二次標的

ビームの種類	標的前でのエネルギー	標的の種類	標的厚	ランナンバー
$^{28}\text{Ne}$	240 MeV/u	C	1.789 g/cm <sup>2</sup>	225-252,259-273
$^{28}\text{Ne}$	240 MeV/u	Emp	0.0 cm <sup>2</sup>	253-258

### 3.1 二次ビーム測定系

二次ビーム測定系について述べる。粒子を識別するために F3,F7 に設置してあるプラスチックシンチレータを用いて飛行時間 TOF を、運動量分散焦点面 F5 に設置した MWPC(BPC) では磁気硬度を、イオンチェンバーでエネルギー損失を、2 台のドリフトチェンバーを用いて飛跡解析を行う。

### 3.1.1 BPC

BPC は、二次ビームの磁気硬度の測定を目的として、BigRIPS の焦点面 F5 に配置されたマルチワイヤー比例計数管 (MWPC) である。磁気硬度は、磁場  $B$ (T) と曲率半径  $\rho$ (m) を用いて、 $B\rho$  と表され、次のように二次ビームの運動量と関係している。BPC で測定された、F5 での位置  $X$ (mm) は  $B\rho$  と式 3.1.2 の関係があり、位置を測定することで磁気硬度  $B\rho$  の値を知ることができる。 $B\rho_0$  は中心軌道 ( $X=0$ ) の時の磁気硬度である。BigRIPS の標準イオン光学を用いた場合には  $D=3300$  mm である。

$$B\rho(Tm) = \frac{P(MeV/c)}{Ze} = \frac{1}{300} \frac{P}{Z} \quad (3.1.1)$$

$$B\rho = \left(1 + \frac{X}{D}\right) B\rho_0 \quad (3.1.2)$$

表 3.5 には BPC の仕様を示してあるが、ワイヤー間隔は 2 mm であるが、2 本のワイヤーの OR をとって 1 つの TDC の ch に入力しているので、位置情報は 4 mm 間隔で得られる。また、本実験ではガス圧は 50 Torr である。図 3.4 に BPC の正面図と側面図を示す。

表 3.5 BPC の検出器の仕様

有効面積	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	2 mm
ガス	$i-C_4H_{10}$

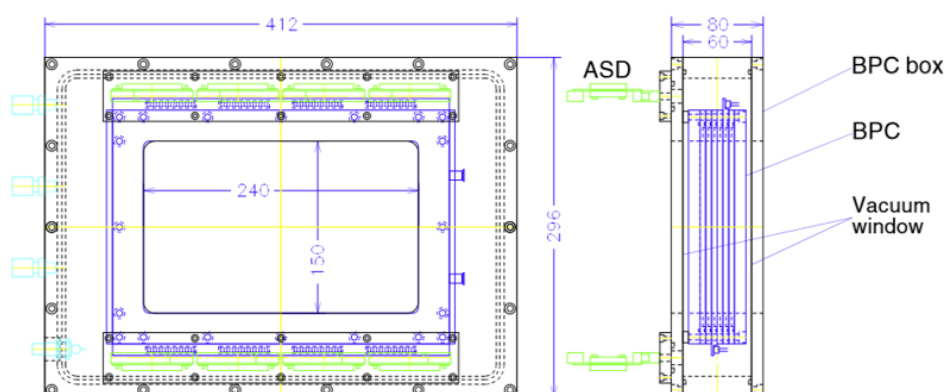


図 3.4 BPC の正面図・側面図 [22]

### 3.1.2 プラスチックシンチレータ

BigRIPS の F3,F7 にプラスチックシンチレータ (SF3,SF7) が、SAMURAI エリアの F13 焦点面にプラスチックシンチレータ (SBT1,SBT2) が設置してある。これらの中から 2 つを組み合わせることで飛行時間 TOF を測定することが可能である。本解析では F7-F13 間の飛行時間を用いた。各々のプラスチックシンチレータの両端には PMT が接着されており、発光量・時間のデータを取得した。表 3.6 にはプラスチックシンチレータの寸法を示している。

表 3.6 プラスチックシンチレータの仕様

	焦点	寸法	厚さ	標的上流までの距離
SF3	F3	100×100 mm <sup>2</sup>	3 mm	86054 mm
SF7	F7	200×100 mm <sup>2</sup>	3 mm	39484 mm
SBT1	F13	120×120 mm <sup>2</sup>	0.5 mm	2904 mm
SBT2	F13	120×120 mm <sup>2</sup>	0.5 mm	2824 mm

### 3.1.3 ドリフトチェンバー (BDC1,BDC2)

二次ビームの飛跡解析のために二台のドリフトチェンバー BDC を配置した。BDC1、BDC2 の仕様をまとめて表 3.7 に示す。ドリフトチェンバーは、X、X' 面と Y、Y' 面の二種類の面から成り立っており、X(Y) 面と X' (Y' ) 面ではワイヤーの位置を 2.5 mm ずらしている。X 面を用いて XZ 平面での飛跡解析を行い、Y 面を用いて YZ 平面での飛跡解析を行う。本実験でのガス圧は、BDC1、BDC2 とともに 100 Torr である。表 3.5 には BPC の仕様を、図 3.4 には BPC の正面図と側面図を示す。

表 3.7 BDC の仕様

有効面積	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-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>
検出器中心-標的上流面間の距離	(BDC1)2032.1 mm (BDC2)1032.8 mm



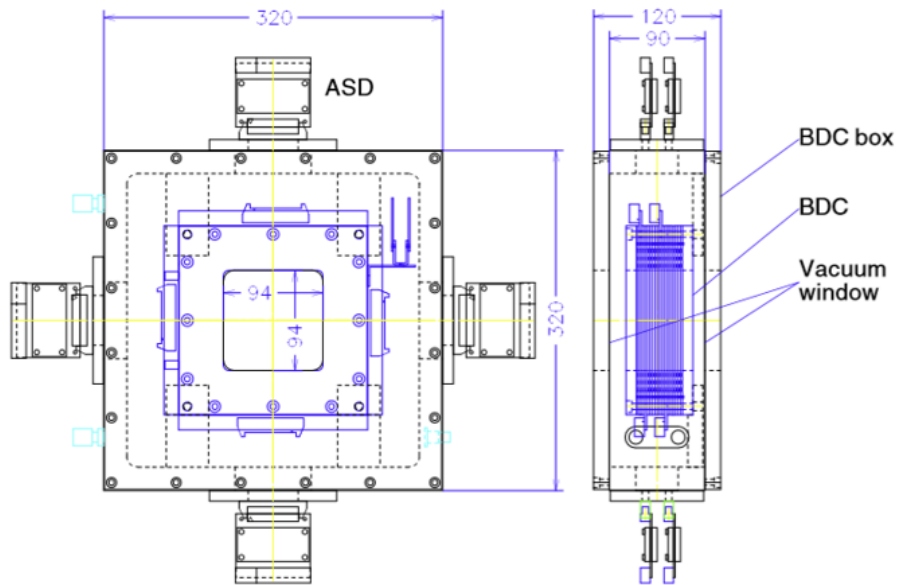


図 3.5 BDC の正面図・側面図 [22]

### 3.1.4 イオンチェンバー (ICB)

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イオンチェンバーを設置した。ICB は 10 層のアノード面と 11 層のカソード面から構成されているイオンチェンバーである。表 3.8 には ICB の仕様を、図 3.6 に ICB の正面図と側面図を示す。

表 3.8 ICB の仕様

寸法	140 mm×140 mm×420 mm
層数	(anode)10 層 (cathode)11 層
層の間隔	21 mm
ガス	P10
ガス圧	1 気圧
検出器中心-標的上流面間の距離	476.7 mm

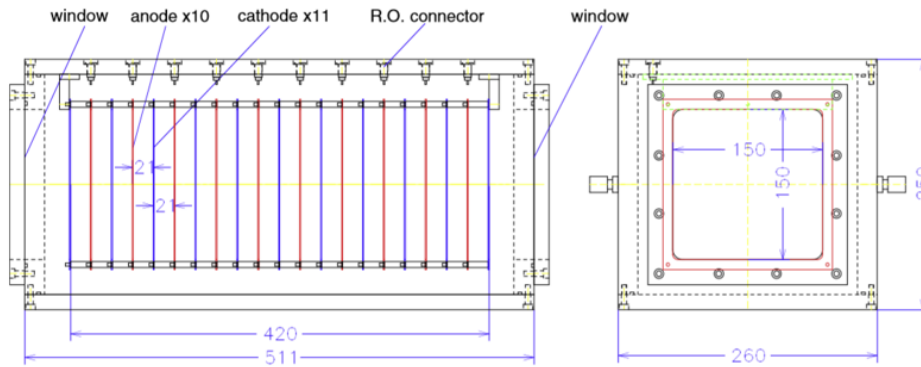


図 3.6 ICB の正面図・側面図 [22]

## 3.2 荷電フラグメント測定系

### 3.2.1 超伝導双極電磁石 (SAMURAI 磁石)

SAMURAI 磁石は、標的の下流に設置された超伝導双極電磁石であり、これにより反応で放出される荷電フラグメントと中性子を分離することが出来る。最大磁束密度は 3.08 T、電極間距離 880 mm であり、これにより 7.05 Tm の偏向能力と広いアクセプタンスを実現している。本実験では中心磁場 3.0 T で使用した。また、荷電粒子出口窓は  $2430 \times 800 \text{ mm}^2$  であり、中性子出口窓は  $2800 \times 800 \text{ mm}^2$  である [24]。表 3.9 には SAMURAI 磁石の仕様を、図 3.7 には SAMURAI 磁石の正面図と側面図を示している。

表 3.9 SAMURAI 磁石

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

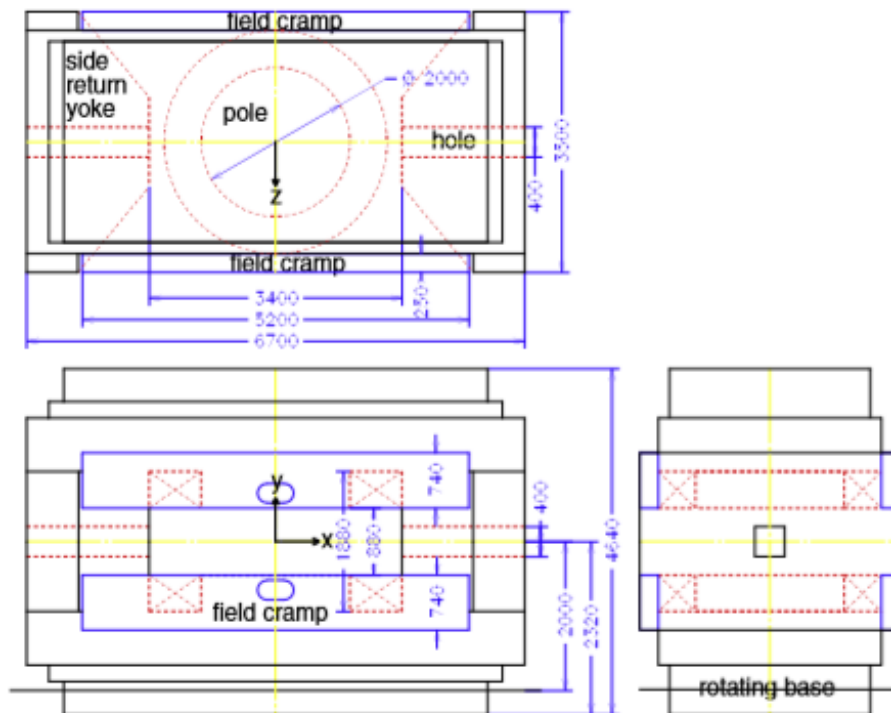


図 3.7 SAMURAI 磁石の見取り図 [22]

### 3.2.2 ドリフトチェンバー (FDC1,FDC2)

FDC1 (Forward Drift Chamber 1) は二次標的と SAMURAI 磁石の間に設置されたドリフトチェンバーで FDC2 とともに反応後の荷電フラグメントの位置・角度を測定するためのものである。図 3.8, 図 3.9 には FDC1,2 の概略図を示す。アノードワイヤーが 10 mm 間隔で鉛直方向に張られた層が 6 面あり、それに対して  $\pm 30^\circ$  傾けたワイヤーが張られた U,V 面がそれぞれ 4 層の計 14 層からなる。各層には X,X'(U,U')(V,V') の 2 種類あり、5 mm 互いにずれた構造をしている。これらの面が (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX') という順番で並んだ構造になっている。本実験では  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  ガスを 50 Torr の圧力で封入している。また、FDC2 はそれぞれの層には 20 mm 間隔で 112 本のアノードワイヤーが張られている。He+60%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  ガスで 1 atm で封入されている。表 3.10, 表 3.11 には FDC1,2 の仕様を示す。

表 3.10 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	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$
検出器中心-標的上流面間の距離	1151.38 mm

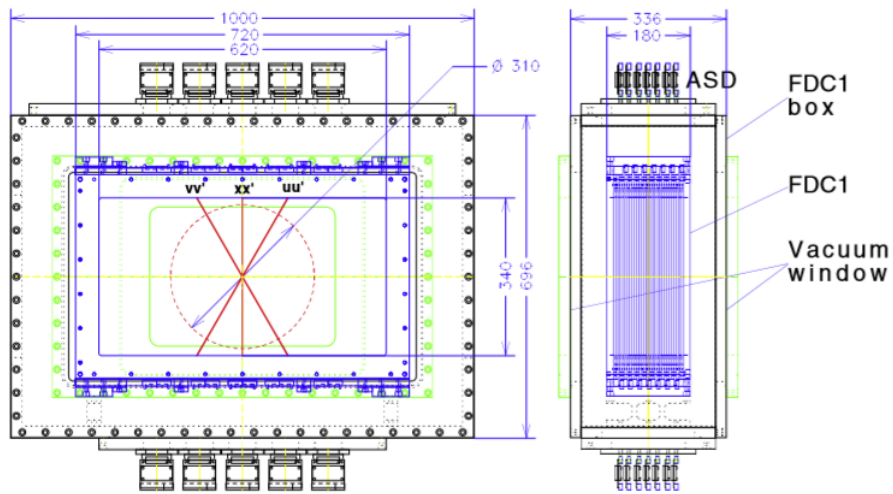


図 3.8 FDC1 の正面図・側面図 [22]

表 3.11 FDC2 の仕様

層構造	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
アノードワイヤーの間隔	20 mm
ガス	He+C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>

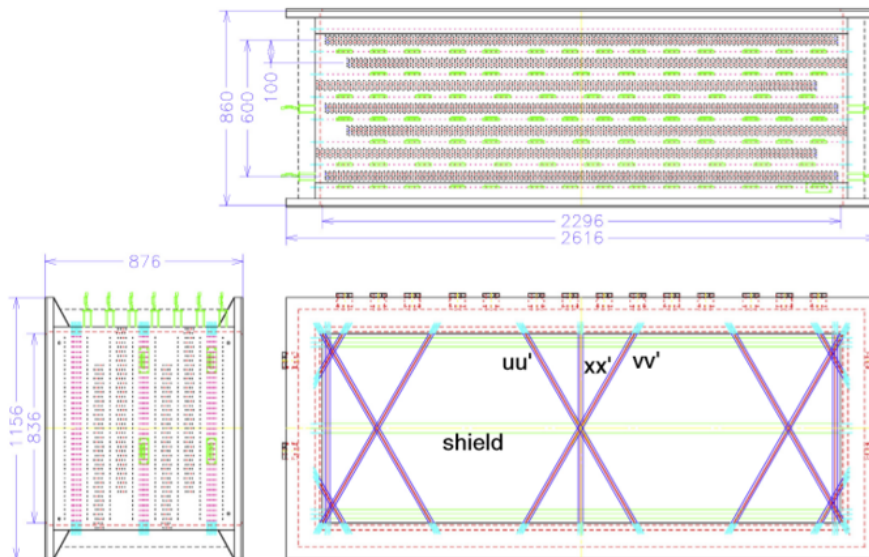


図 3.9 FDC2 の正面図・側面図 [22]

### 3.2.3 HOD

FDC2の下流に設置された、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ためのホドスコープである。表 3.12 に HOD の仕様を図 3.10 には概略図を示す。HOD は 16 本の厚さ 10 mm のプラスチックシンチレータからなり、それぞれの上には PMT が接着されている。本実験では荷電フラグメントの原子番号の識別と、TOF の導出に用いた。

表 3.12 HOD の仕様

有効面積	1600 mm×1200 mm
プラスチックシンチレータの種類	BC-408
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

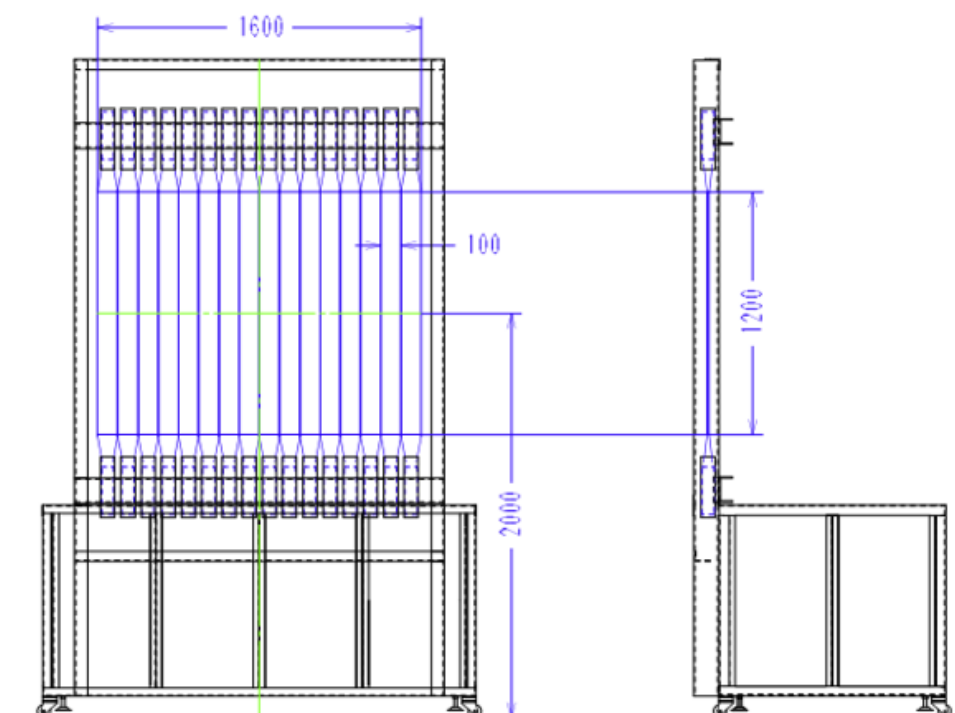


図 3.10 HOD の正面図・側面図 [22]

### 3.2.4 DALI2

本実験では  $\gamma$  線を解析する際に DALI2 (Detector Array for Low Intensity radiation 2)[23] という検出器を使用した。この  $\gamma$  線検出器は高速 RI ビームを用いたインビーム  $\gamma$  線核分光実験のために設計された、高検

出効率・高分解能の  $\gamma$  線検出器群であり、NaI (Tl) シンチレータによって構成されている。各シンチレータには PMT が取り付けられており、エネルギーと時間情報を測定することが出来る。また、シンチレータは多数に細分化されており、これにより  $\gamma$  線の放出角度を精度良く決め、ドップラー補正を行うことが出来る。シンチレータは、表 3.13 に示した寸法の違う 3 種類が使われている。本実験では 140 個のシンチレータを使用した。表 3.13 には DALI の仕様を示す。

表 3.13 DALI2 の仕様

層	NaI シンチレータの寸法	個数
1-7 層	40 × 80 × 160 mm	66 個
8-11 層	45 × 80 × 160 mm	66 個
12,13 層	66 × 66 × 138 mm	18 個

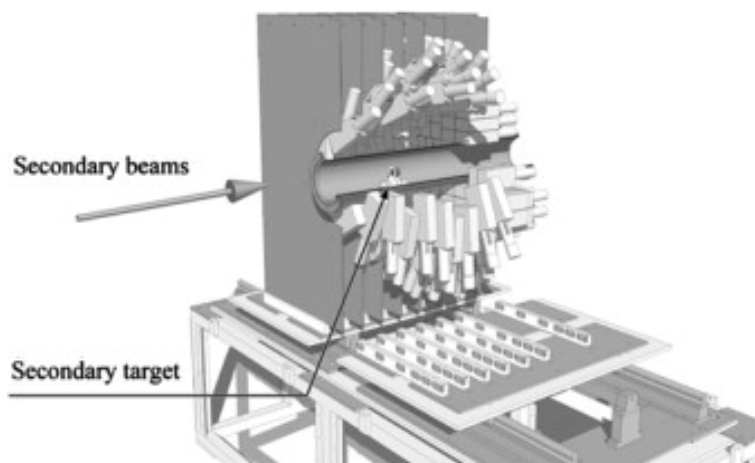


図 3.11 DALI2 の模式図 [23]

### 3.3 中性子測定系

#### 3.3.1 NEBULA

中性子の運動量ベクトルの測定のために、中性子検出器 NEBULA (NEutron detection system for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance)[25] を使用した。NEBULA は、中性子検出のための NEUT と荷電粒子のヒットを除去するための VETO で構成されている。NEUT は、幅が 12 cm、厚さが 12 cm のプラスチックシンチレータである。中性子検出は、中性子がプラスチックシンチレータ内の炭素や陽子と反応し、放出される陽子を検出することで行う。VETO は、幅が 32 cm、厚さが 1 cm のプラスチックシンチレータである。VETO では薄いため、中性子とプラスチックシンチレータの反応が起こりにくい。そのため、VETO でのヒットを用いて、荷電粒子によるヒットを除去することができる。NEBULA の仕様をまとめたものを表 3.14 に示し、NEBULA の構造を図 3.12 に示す。NEBULA は 1 架台目が 12 本の VETO と

30本×2層のNEUTで構成され、2架台目も同様に構成されている。有効面積は、3.6m×1.8mであり、水平方向に±8.8度と非常に大きなアクセプタンスを持つ。

表 3.14 NEBULA の仕様

NEUT	
プラスチックシンチレータの種類	BC-408
プラスチックシンチレータの大きさ	120 mm×1800 mm×120 mm
プラスチックシンチレータのの数	120本 (4層×30本)
有効面積	3600 mm×1800 mm
VETO	
プラスチックシンチレータの種類	BC-408
プラスチックシンチレータの大きさ	320 mm×1900 mm×10 mm
プラスチックシンチレータのの数	24本 (2層×12本)
有効面積	3800 mm×1900 mm

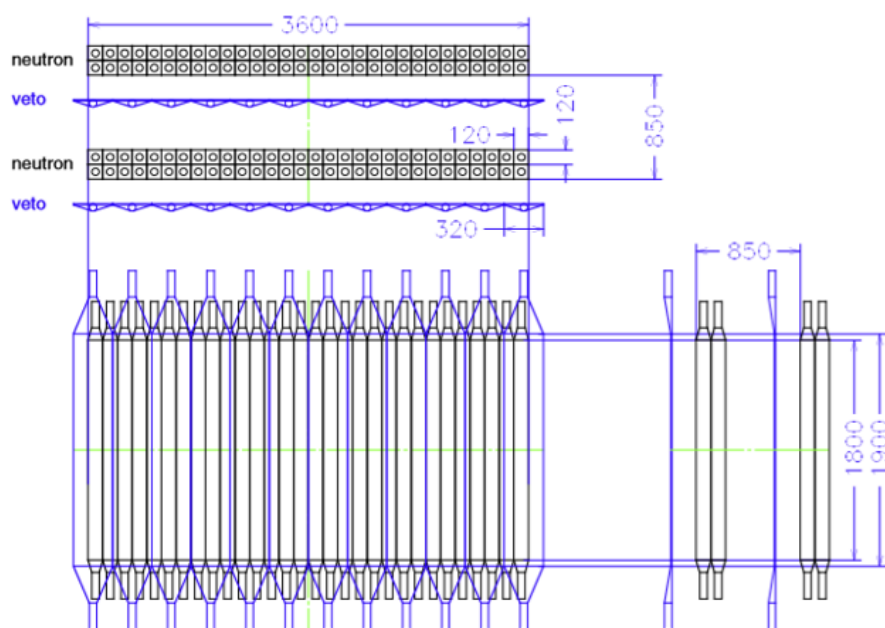


図 3.12 NEBULA の正面図・側面図・上面図

### 3.4 トリガーとライブタイム

本実験のデータ収集のトリガーとライブタイムについてのべる。本実験で用いられたトリガーは以下に示す4つである。トリガーは、次の四通りが生成され、本研究ではデータを収集するトリガーとしてDSB、B×N、B×Dの三つを用いている。ビームトリガーはSBT1,SBT2でともに信号が検出された場合にデータを取得す

るトリガーである。尚、B(Beam)トリガー、N(Neutron)トリガー、D(DALI2)トリガー、H(HOD)トリガーの条件をそれぞれ以下に示す。

B: SBT1,SBT2の両端に取り付けられたPMTから計4つの信号がすべて検出された時に生成されるトリガー

N: 中性子検出器 NEBULA のモジュールのいずれかにおいて、上下のPMTの信号が同時に検出された場合に生成されるトリガー

D: DALI2のシンチレータのいずれかで信号が検出された場合に生成されるトリガー

H: HODのモジュールのいずれかにおいて、上下のPMTの信号が同時に検出された場合に生成されるトリガー

1. DSB: Bトリガーレートを1/1000にして生成したトリガー。どれだけレートを下げているかを表す値をダウンスケールファクターと呼び、本実験では1000である。
2. B×N: Bトリガー・NEBULAトリガー・HODトリガーが同時検出されたときに生成するトリガー。主に中性子解析を行う場合に用いる。
3. B×D: Bトリガー・DALIトリガー(1/40)・HODトリガーが同時検出されたときに生成するトリガー。主に $\gamma$ 線解析を行う場合に用いる。尚、DALIトリガーはダウンスケールファクターが40でデータを取得している。

本実験ではDSBとB×NとB×DのORの条件でデータを取得した。また、各々のトリガー条件時のライブタイムを表3.15に示す。本研究ではDSBトリガーとB×Nトリガー条件のイベントを選択して解析を行った。本実験はDAYONE実験[19]と呼ばれるもののなかで、ビームタイムが2012年5月14日から5月15日のデータを解析した。

尚、炭素標的、空標的で $^{28}\text{Ne}$ イベントの総ビーム量は各々 $4.47 \times 10^7$ ,  $3.18 \times 10^6$ の $^{28}\text{Ne}$ イベント収集した。また、トリガーレートはそれぞれ800 Hz, 270 Hzである。

表 3.15 DSB, B×N, B×Dトリガーのライブタイム

	DSB	B×N	B×D
炭素標的	63.4 %	62.1 %	76.4%
空標的	88.8 %	86.8 %	86.3%



## 第4章

# 解析

本章では実験データの解析について述べる。初めに BigRIPS のビームライン上の検出器の情報から二次ビーム粒子識別を行い、 $^{28}\text{Ne}$  を選択する。標的上流で  $^{28}\text{Ne}$  と識別されたイベントに対し、反応で生成された荷電粒子の粒子識別を HOD 及び FDC1,2 の解析により行い、運動量ベクトルの導出を行う。 $^{28}\text{F}$  から放出される中性子については、NEBULA の解析により中性子の運動量ベクトルを導出した。荷電粒子及び中性子の運動量ベクトルから相対エネルギー分布を導出した。

### 4.1 二次ビームの粒子識別

#### 4.1.1 原子番号 $Z$ の識別

荷電粒子の物質中でのエネルギー損失  $\Delta E$  は Bethe-Bloch の式 4.1.1 にしたがう。

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 c^2 \rho \frac{Z'}{A'} Z^2 \beta^2 \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2}{I^2} - 2\beta^2 \right) \right] \quad (4.1.1)$$

$r_e$ : 古典的な電子半径 =  $2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$

$m_e$ : 電子質量

$N_a$ : アボガドロ数

$I$ : 物質の平均励起エネルギー

$Z', A'$ : 物質の原子番号・質量数

$\rho$ : 物質の密度

$Z$ : 荷電粒子の原子番号

$v$ : 荷電粒子の速さ

$\beta = \frac{v}{c}$

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

式 4.1.1 から

$$Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E}}{\beta} \propto \sqrt{\Delta E} \cdot \text{TOF} \quad (4.1.2)$$

という関係が得られる。よって、 $\Delta E$  と  $\beta(\text{TOF})$  を測定することで、原子番号を知ることができる。本解析では、原子番号  $Z$  は F7-F13 間の TOF と F13 のイオンチェンバーのエネルギー損失  $\Delta E$  から識別を行った。

#### 4.1.2 A/Z の識別

次に A/Z の識別について述べる。A/Z は磁場中の相対論的運動方程式より、

$$\frac{A}{Z} = \frac{cB\rho}{\mu\beta\gamma} \propto B\rho \cdot TOF \quad (4.1.3)$$

の関係がある。ただし  $\mu$  は原子質量単位。磁気硬度  $B\rho$  は BPC で測定した位置 X(mm) から式 3.1.2 を用いて求めることができる。また、TOF はプラスチックシンチレータによって測られた F7-F13 間の飛行時間を用いた。

#### 4.1.3 入射ビーム $^{28}\text{Ne}$ の選択

以上の方法で Z,A/Z の識別を行い粒子識別を行った。図 4.2 は図 4.1 の  $9.5 \leq Z \leq 10.5$  の範囲を X 軸に射影したもので、図 4.3 は図 4.1 の  $2.75 \leq A/Z \leq 2.85$  の範囲を Y 軸に射影したものである。A/Z の分解能はガウシアンフィッティングの結果、 $\sigma=0.0034$ 、Z の分解能は  $\sigma=0.15$  と求まった。 $^{28}\text{Ne}$  は、 $9.5 \leq Z \leq 10.5, 2.75 \leq A/Z \leq 2.85$  の条件で選択した。

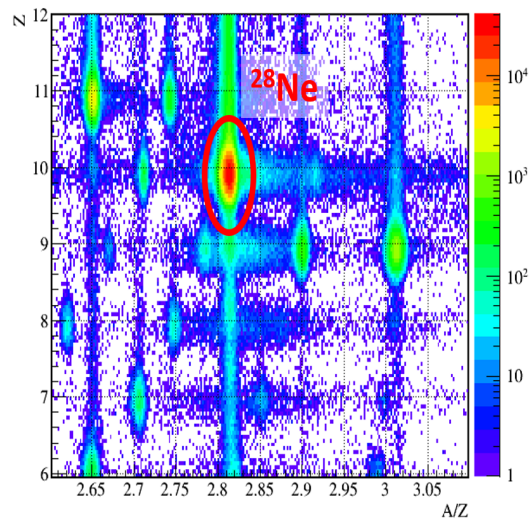


図 4.1 二次ビームの粒子識別図

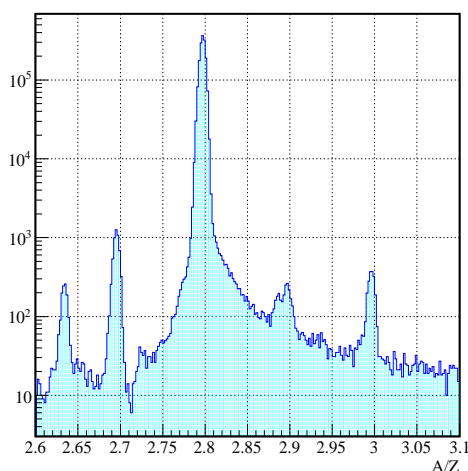


図 4.2 図 4.1 の  $9.5 \leq Z \leq 10.5$  を X 軸に射影したもの

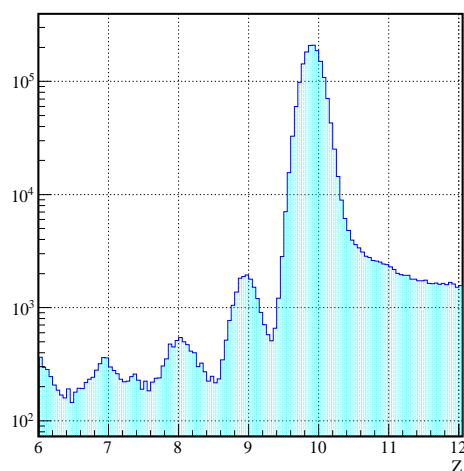


図 4.3 図 4.1 の  $2.75 \leq A/Z \leq 2.85$  を Y 軸に射影したもの

本章以下に述べる解析では、二次ビームが  $^{28}\text{Ne}$  であったイベントを選択してある。

## 4.2 標的の下流での荷電フラグメントの粒子識別

Z の識別は二次ビームと同様にエネルギー損失と TOF から、A/Z の識別も上流同様に  $B\rho$  と TOF から導出した。TOF は SBT1,2 と HOD を用いることで、その時間差から決定した。標的中心には検出器が設置されていないため、直接的に測定することはできない。したがって、標的中心から HOD までの飛行時間は

$$TOF_{target-HOD} = TOF_{F13-HOD} - TOF_{F13-target} \quad (4.2.4)$$

のように、F13 から HOD までの飛行時間と F13 から標的中心の飛行時間の差から求めた。ここで、標的中心と HOD の間には FDC などの検出器が設置されているため、速度は減少する。そのため、エネルギー損失を考慮に入れて、標的中心での速度を求めた。Z は HOD の発光量からエネルギー損失を決定し、先ほどの TOF と組み合わせることで導出した。A/Z は FDC1,2 で検出された入射位置および入射角度から磁気硬度  $B\rho$  を決定し、TOF と組み合わせることで決定した。以上から得られた荷電フラグメントの粒子識別図を図 4.4 に示す。図 4.5 は図 4.4 を  $8.5 \leq Z \leq 9.5$  の範囲で選択し Y 軸に射影したもので、ガウシアンで  $^{27}\text{F}$  に対応するピークをフィッティングした結果、 $\sigma=0.010$  となった。また、図 4.6 は図 4.4 を  $2.95 \leq A/Z \leq 3.05$  の範囲で選択を行ったものであり、同様のフィッティングを行った結果  $\sigma=0.13$  となった。以下では  $8.5 \leq Z \leq 9.5, 2.95 \leq A/Z \leq 3.05$  の条件で  $^{27}\text{F}$  を選択した。

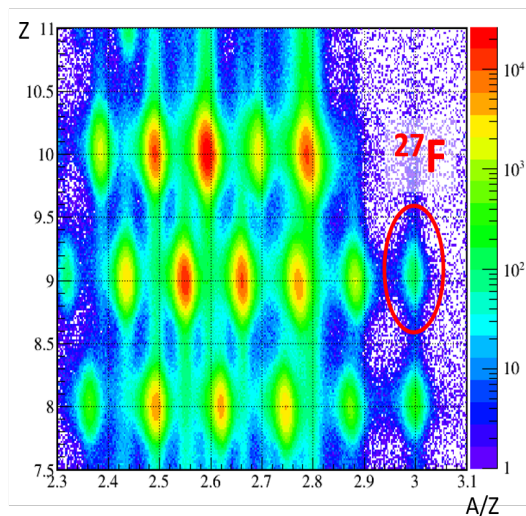


図 4.4 荷電フラグメントの粒子識別図 (この図は B×N トリガーで二次ビームが  $^{28}\text{Ne}$  であったイベントを選択してある。)

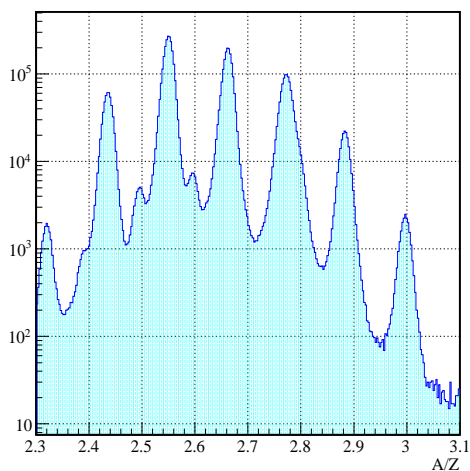


図 4.5 図 4.4 の  $8.5 \leq Z \leq 9.5$  を X 軸に射影したもの

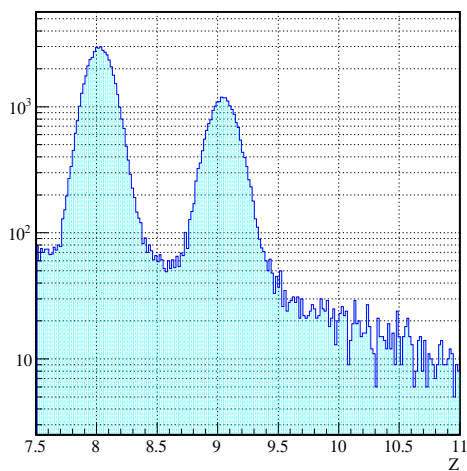


図 4.6 図 4.4 の  $2.95 \leq A/Z \leq 3.05$  を Y 軸に射影したもの

本章以下では二次ビームを  $^{28}\text{Ne}$  に、荷電フラグメントを  $^{27}\text{F}$  であったイベントを選択している。

### 4.3 中性子の解析

中性子検出器 NEBULA を用いた一中性子解析について述べる。図 4.7 に、中性子が一つ入射した場合 (一中性子イベント) の様子を示した。図のように一層の VETO と二層の NEUT が 1 セットであり、入射中性子

から見てビーム上流側を  $1^{st}$  wall、下流側を  $2^{nd}$  wall と呼ぶことにする。図 4.7 に示したように一中性子イベントでも散乱した中性子や反応で生じた 2 次粒子によって複数の NEUT で信号が検出されることがある。よって、複数の信号のうち最初に相互作用したものを選り出す必要がある。ここでは NEUT で信号が検出されたものをヒットと呼ぶことにする。 $^{28}\text{F}$  の崩壊によって生成された中性子が反応を起こして生じたヒットを " 真のヒット " と呼び、真のヒットから発生した二次粒子が別の場所で相互作用して生じたヒットを " クロストーク " と呼ぶことにする。

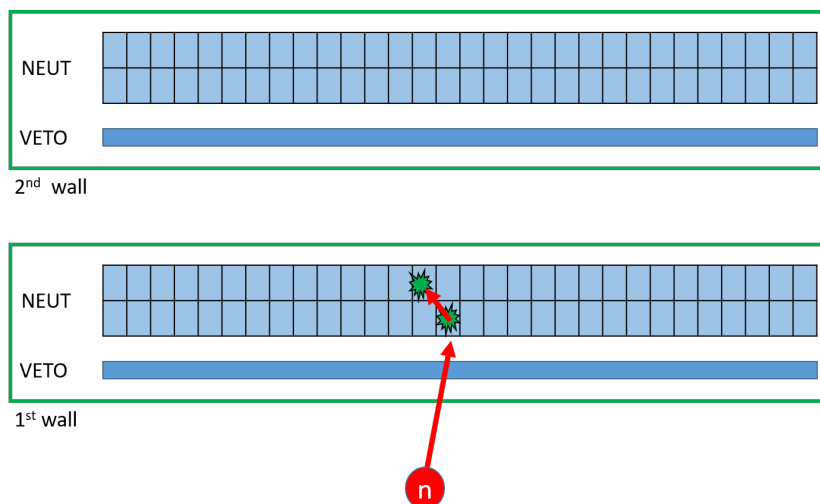


図 4.7 真のヒットとクロストークの様子。

NEUT のヒットについては、発光量に対するスレッシュホールドとして 6 MeVee を設定した。これは、シンチレータ中の炭素から発生していると考えられる  $^{12}\text{C}$  の励起状態である 4.44 MeV 準位からの脱励起  $\gamma$  線による信号を除くためである。条件を満たすヒットの中で最も早いヒットを選択する。真のヒットの選択の手順を以下に示す。

1. 発光量に対するスレッシュホールド:  $Q(\text{NEUT}) < 6\text{MeVee}$ 、 $Q(\text{VETO}) < 1\text{MeVee}$  のヒットは破棄する
2.  $1^{st}$  wall の VETO に信号がある場合は、荷電粒子によるものであるとしてそのイベントを除去する。
3. TOF が設定値よりも小さい信号は除去する。 $1^{st}$  wall に対する設定値が 40ns、 $2^{nd}$  wall に対する設定値が 42ns。これらの設定値は、 $\beta < 0.9$  のヒットを選択していることに対応している。
4. 一中性子イベントの選択： 1-3 の条件を満たす中で、最も速い NEUT のヒットを真のヒットとして選択する。

#### 4.4 相対エネルギーの導出

相対エネルギーは不変質量法を用いて求めた。二次ビーム  $^{28}\text{Ne}$  と標的の下流で荷電粒子  $^{27}\text{F}$  を選択し、NEBULA を用いて中性子イベントを選択した。荷電フラグメント  $^{27}\text{F}$  のエネルギーはエネルギー損失を考慮に入れて標的中心での値を算出している。図 4.8 は本解析で得られた  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布である。0.2 MeV と 2 MeV 付近に見えるピークは後述するように  $^{28}\text{F}$  の共鳴状態に対応している。尚、二次

ビームが  $^{28}\text{Ne}$  であり  $^{27}\text{F}$  と中性子を検出したイベントは 18339 カウントであり、後述する相対エネルギー  $E_{rel} \leq 10 \text{ MeV}$  のものは 14140 カウントであった。

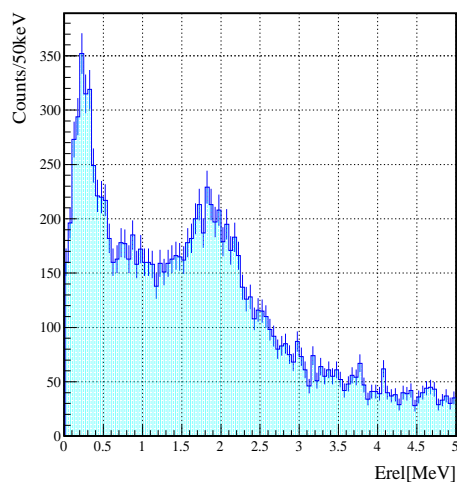


図 4.8 相対エネルギースペクトル ( $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$ )。0.2 MeV, 2 MeV 付近に  $^{28}\text{F}$  の共鳴状態が確認できる。

#### 4.4.1 バックグラウンドの差し引き

標的まわりに存在する標的以外の物質 (SBT などの検出器) でも反応が起こる可能性がある。こうしたバックグラウンドイベントの影響を取り除くために、標的なしデータを取得し差し引きを行った。この際、空標的のスペクトルは  $^{28}\text{Ne}$  ビームのカウント数で炭素標的のものに規格化している。 $E_{rel} \leq 10 \text{ MeV}$  の範囲でバックグラウンドイベントの数は炭素標的の相対エネルギースペクトルのカウント数の 5.2% であった。炭素標的・空標的のスペクトルを図 4.9 に示し、炭素標的スペクトルから空標的スペクトルを差し引いたものを図 4.10 に示す。

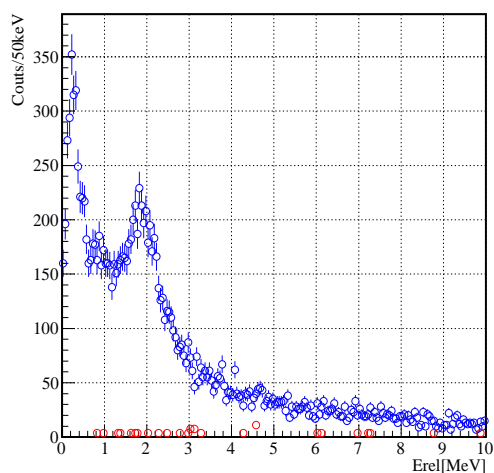


図 4.9 炭素標的と空標的の相対エネルギー分布。青丸、赤丸はそれぞれ炭素標的、空標的の相対エネルギーの図を示している。空標的のスペクトルは  $^{28}\text{Ne}$  ビームのカウンタ数で炭素標的のものに規格化している。

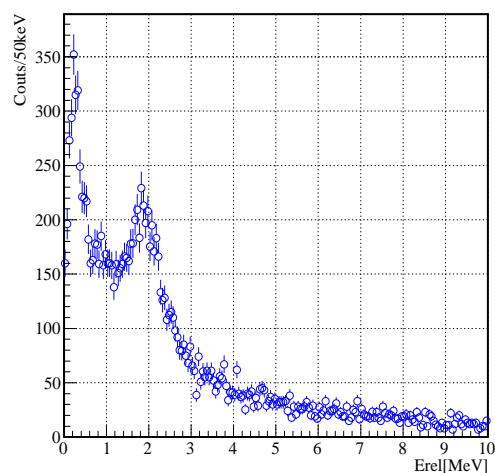


図 4.10 図 4.9 の炭素標的のスペクトルから、空標的のスペクトルをひいたもの。

バックグラウンドの相対エネルギースペクトルを導出する際には次のことに留意する必要がある。図 4.11 に標的ありの場合と、標的無しの場合の模式図を示す。ここで、 $E_{in}$  は核子あたりの二次ビームの運動エネルギー、 $E_{out}$  は核子あたりの荷電フラグメントの運動エネルギーである。標的ありのランでは荷電フラグメントは標的でエネルギー損失を起こしているが、標的中心に検出器を置くことができないため、測定値から、エネルギー損失を考慮にいれて標的中心での運動量を算出する必要がある。そのため、標的中心に戻すときは  $E_{out} + \Delta E$  と計算する。ここで  $\Delta E$  は炭素標的の核子あたりのエネルギー損失の  $1/2$  とする。これは  $E_{in} - \Delta E$  とほとんど等しい。

一方で、標的なしのランでは標的位置でエネルギー損失を起こしていない。したがって、標的ありのランと比較できるように標的中心でのエネルギーを得るためには、標的上流から標的中心までのエネルギー損失を考慮に入れ、 $E_{out} - \Delta E$  を計算する必要がある。一方、中性子はエネルギー損失しないため、標的位置から飛来してくると考えて運動量を計算すれば良い。

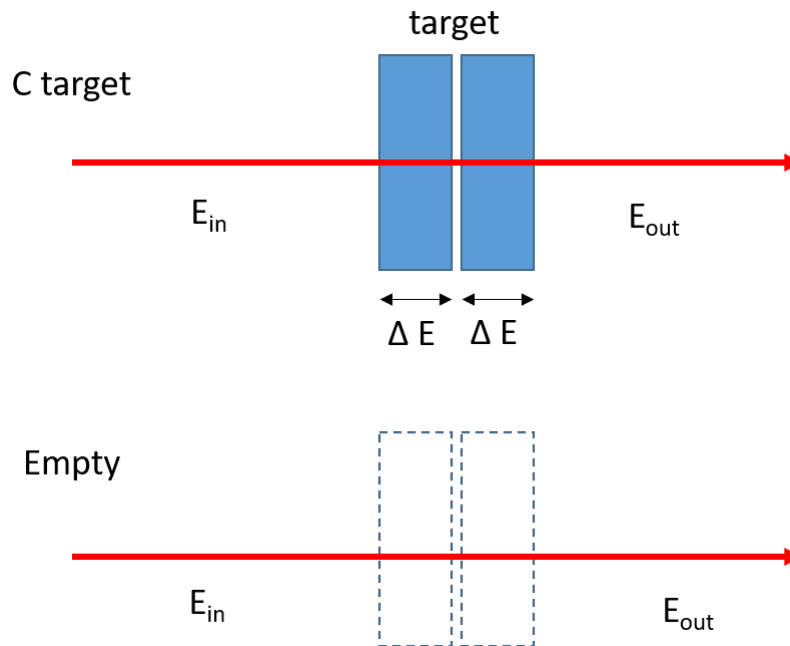


図 4.11 上側は C 標的のエネルギー損失の図で、標的中心では、標的後で検出されたエネルギー  $E_{out}$  よりも  $\Delta E$  だけエネルギーが大きい。逆に空標的の場合は、標的中心でのエネルギーに較正した値を用いる場合は C 標的の場合と同じ計算ではできないことに注意する必要がある。

#### 4.4.2 SAMURAI の検出効率

反応後の荷電フラグメントや中性子はすべて検出器で検出されるわけではない。NEBULA の検出効率は  $32.5 \pm 0.3(stat) \pm 0.9(syst) \%$  であり [26]、荷電粒子検出器の検出効率も 100 % ではない。また、SAMURAI 磁石の荷電粒子出口窓・中性子出口窓の大きさや検出器の有感領域によりアクセプタンスが制限される。よって、実験データからこれらの効果を補正する必要がある。本解析ではアクセプタンス効果を含む検出効率の見積りを GEANT4 を用いたシミュレーションによって行った。これにより検出効率を相対エネルギーと散乱角度の分布として求めた。なお、FDC や HOD の検出効率の影響については別途補正を行う。今回シミュレーションに用いたイベント数は 1000 万イベントである。シミュレーションでは標的位置で  $^{27}\text{F}$  と一中性子を phase space decay で発生させた。シミュレーションの条件を以下に示す。

- 崩壊モデル： phase space decay
- 反応： $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$
- 崩壊位置：標的での XY 平面の位置は実験データの分布 (図 4.12) を X, Y 軸に射影したものをガウシアンで近似したもの (X; 位置 3.34mm, 幅  $\sigma=8.86\text{mm}$ , Y; 位置 -0.69mm, 幅  $\sigma=10.4\text{mm}$ ) で再現し、Z 方向は標的範囲 (10mm 厚) で一様散乱で生成
- 相対エネルギー：10MeV 以下の範囲で一様に発生
- 散乱角  $\theta$ ：図 4.13 は実験で得られた  $^{28}\text{Ne}$  と  $^{28}\text{F}$  の散乱角度を表す。図 4.14 は図 4.13 の角度の大きさ成分を抽出したもので、観測されたイベントの 99.7 % が  $4^\circ$  以下であったため散乱角  $0^\circ$  から  $4^\circ$  で



一様に発生させた。

- 方位角  $\phi$  : 360° 等方に発生
- イベント数 : 1000 万イベントを発生

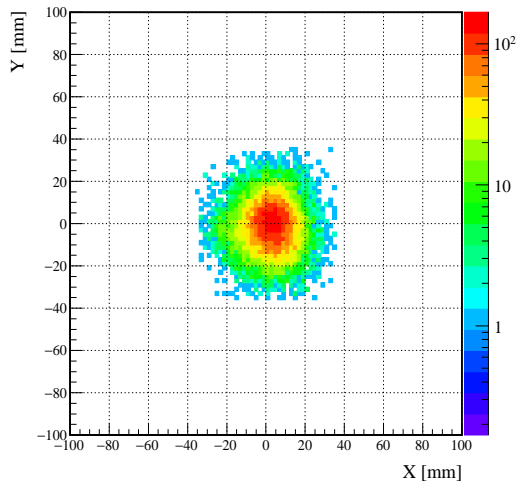


図 4.12 実験データから求めた  $^{28}\text{Ne}$  と標的の反応位置

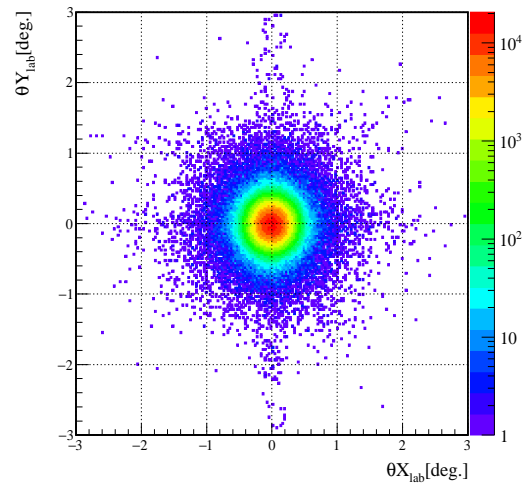


図 4.13 実験データから求めた  $^{28}\text{Ne}$  と  $^{28}\text{F}$  の散乱角度。 $\theta X_{lab}, \theta Y_{lab}$  は各々  $^{28}\text{Ne}$  と  $^{28}\text{F}$  の散乱角度の X 方向成分と Y 方向成分である。

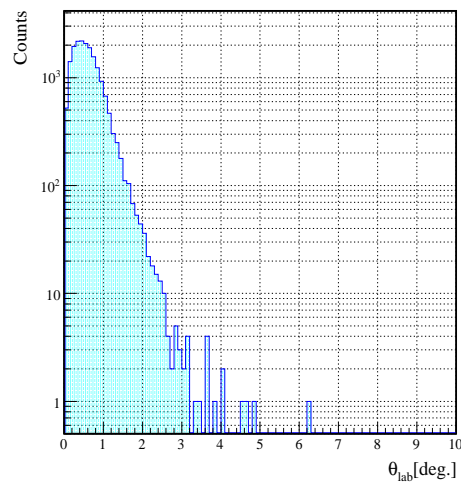


図 4.14 実験で観測された  $^{28}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$  反応の散乱角度分布。

図 4.15 のように相対エネルギー 0 から 10MeV、 $^{28}\text{Ne}$  と  $^{28}\text{F}$  の散乱角度  $0^\circ$  から  $4^\circ$  の間に 1000 万イベントを一様に発生させた。図 4.16 には、荷電フラグメントが FDC1, 荷電フラグメント窓, FDC2, HOD を通

過し、中性子が NEBULA にヒットしたものを示す。また、NEBULA の発光量に対するスレッシュホールドは実験で用いた値と同じ 6.0 MeVee を使用し、VETO のスレッシュホールドは 1.0 MeVee とした。NEBULA に中性子がヒットするためには SAMURAI の中性子窓を通過し、さらに NEBULA の有感領域にヒットする必要がある。図 4.17 は図 4.16 を図 4.15 で割ったもので本実験の検出効率を表す図となっている。散乱角度が大きくなるほど、また相対エネルギーが大きくなるほど検出効率が低くなっていることが分かる。これは、散乱角度が大きくなるほど検出器で検出される確率が低くなるからである。また、相対エネルギーが大きくなるほど検出効率が減少するのは、中性子の XY 方向の運動量が大きくなり、角度が大きくなるからである。実験データから得られた相対エネルギーと散乱角度の 2 次元ヒストグラム (図 4.18) をシミュレーションによって得られた検出効率で割ることで、この効果を補正した相対エネルギー分布・散乱角度分布を求めることができる。相対エネルギーについては後述する。

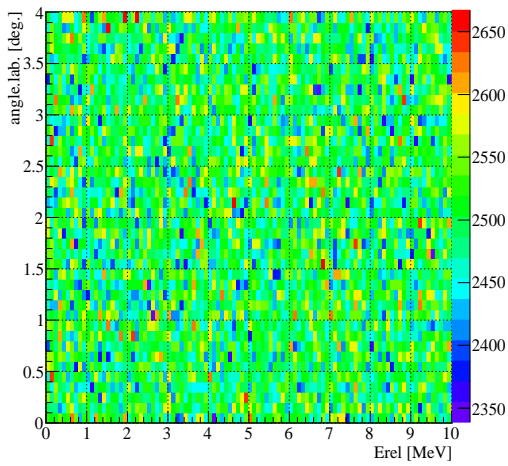


図 4.15 シミュレーションで発生させたイベント。相対エネルギー、角度を一様分布で発生させている。

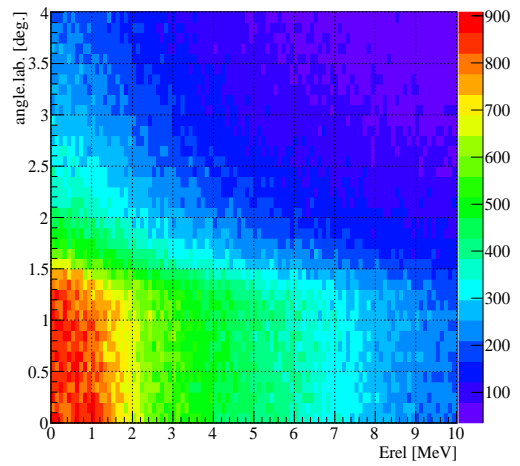


図 4.16 シミュレーションで検出されたと判定されたイベントの分布

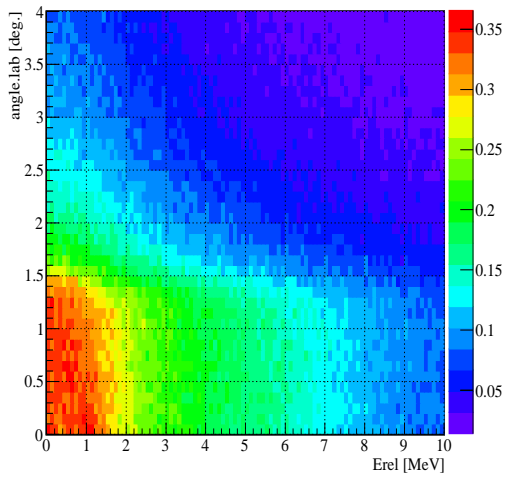


図 4.17 SAMURAI の検出効率 (図 4.15 を図 4.16 で割ったもの)。横軸相対エネルギー、縦軸実験室系での角度。

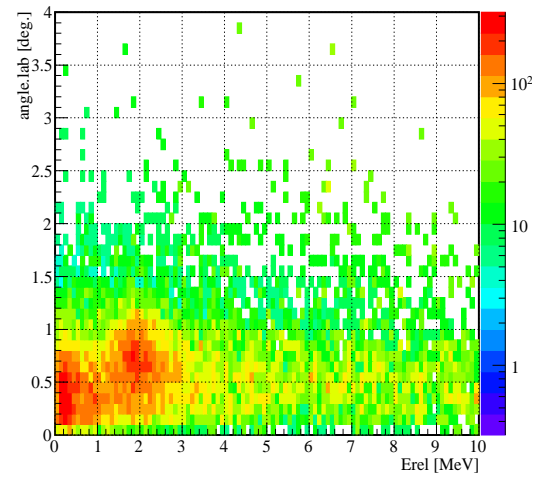


図 4.18 実測データを検出効率で補正した図。横軸相対エネルギー、縦軸実験室系での角度にとった時のカウント数

アクセプタンス補正する前と後の相対エネルギーのスペクトルの比較を図 4.19 と図 4.20 に示した。これらを見比べると、エネルギーが高くなるにしたがって、アクセプタンス補正の影響が大きくなっていることが分かる。

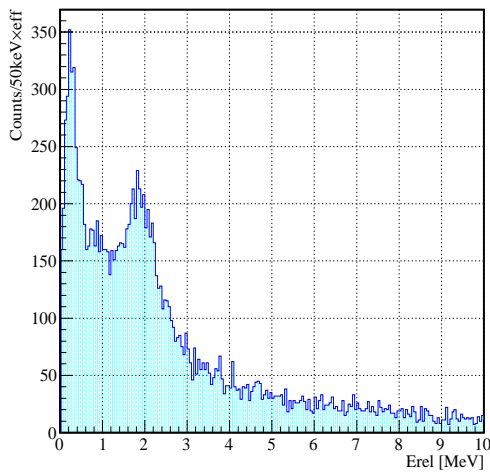


図 4.19 アクセプタンス補正前の相対エネルギー分布

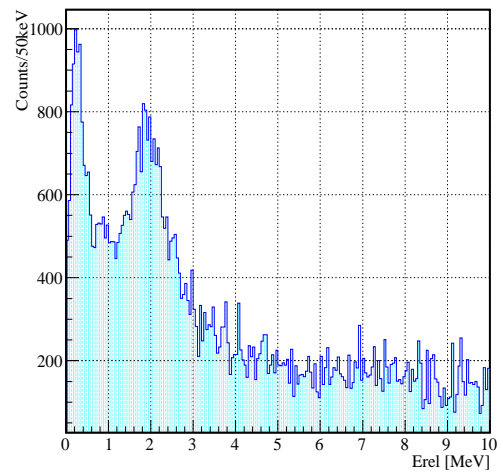


図 4.20 アクセプタンス補正後の相対エネルギー分布

### 4.4.3 FDC,HOD の検出効率

#### HOD の検出効率

本解析では HOD の多重度  $M_{HOD} = 1$  のイベントを選択した。多重度  $M_{HOD}$  が 1 より大きいイベントは、図 4.21 に示すように、荷電フラグメントが検出器の境界を通過したものなどが多く、このようなイベントは発光量が減少し  $Z$  を再構成できないため、正しく粒子識別することが出来ない。したがって本解析では、 $M_{HOD} = 1$  のみを用いることにし、その割合を HOD の検出効率 (式 4.4.5) として扱う。HOD の多重度分布は図 4.22 のようになっており、式 4.4.5 から検出効率は 94.2 % と求まった。

$$\varepsilon_{HOD} = \frac{N(HOD_{M_{HOD}=1})}{N(HOD_{M_{HOD} \geq 1})} \quad (4.4.5)$$

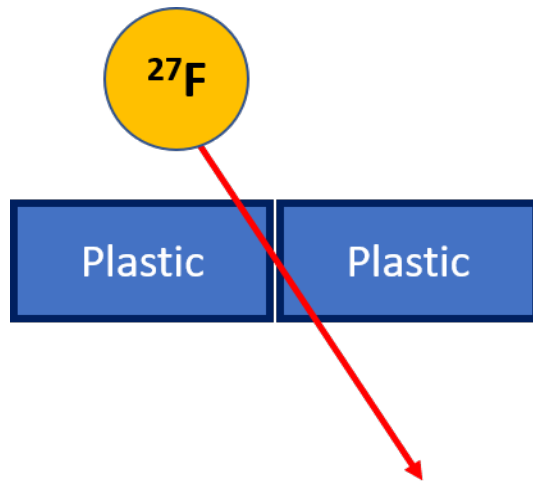


図 4.21 HOD のマルチヒットの模式図。

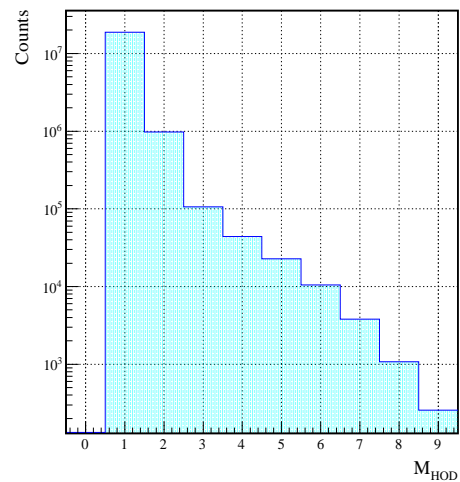


図 4.22 HOD の多重度。(標的上流で  $^{28}\text{Ne}$  を選択し、下流では何も選択していない)

#### FDC1,2 の検出効率

FDC の検出効率は荷電フラグメントの核種に依存する。そのため今回は HOD で  $Z=9$  を選択し、そのうち FDC を用いてトラックできたものの割合を検出効率とした (式 4.4.6)。その結果 FDC1,FDC2 の検出効率は 97.4 %、97.3 % と求められた。

$$\varepsilon_{FDC} = \frac{N(FDC_{Z=9})}{N(HOD_{Z=9})} \quad (4.4.6)$$

## 4.5 ガンマ線の解析

### 4.5.1 $^{27}\text{F}$ の $\gamma$ 線に関する先行研究

励起状態の  $^{27}\text{F}$  からの脱励起  $\gamma$  線は表 4.1 に示すように 504 keV[28], 777 keV[28], 915 keV[27] が知られている。論文 [28] では理論との比較から 1281 keV(777+504) に準位の存在を示唆している。

表 4.1 先行研究 [27, 28] で観測された  $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギー

$\gamma$ 線のエネルギー [keV]
504(15)[28]
777(19)[28]
915(12)[27]

### 4.5.2 DALI2 のエネルギー分解能

4 つの  $\gamma$  線源 ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) の測定により観測された 7 つの光電ピークを用いて、DALI2 のエネルギー分解能の評価を行った。今回使用した線源情報とエネルギーを表 4.2 に示す [21]。図 4.23 のスペクトルは  $^{88}\text{Y}$  線源から線源無し of スペクトルを時間でスケールし、差し引いたものである。図 4.23 のように、エネルギースペクトルの光電ピーク領域をガウシアン (光電ピーク) と指数関数 (バックグラウンド) でフィッティングを行った。このフィッティングによって得られた  $\gamma$  線源 ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) の各光電ピークに対する分解能の結果を図 4.24 に示す。これらを  $R(\text{resolution}) = a \times E_{\gamma}^b$  の関数でフィッティングを行い近似曲線の導出を行った。その結果、 $a=2.91, b=0.46$  となった。この関数で得られる分解能を後述のシミュレーションに用いた。

表 4.2  $\gamma$  線源情報 [21]

$\gamma$ 線源	強度 [Bq]	線源強度の測定日	エネルギー [keV]	線減強度の誤差 [%]
$^{22}\text{Na}$	$1.04 \times 10^5$	2010/03/16	511,1274	1.6
$^{60}\text{Co}$	$8.81 \times 10^4$	2010/03/16	1173,1333	1.6
$^{88}\text{Y}$	$8.00 \times 10^5$	2010/03/16	898,1836	1.9
$^{137}\text{Cs}$	$8.23 \times 10^3$	2010/03/16	661	1.9

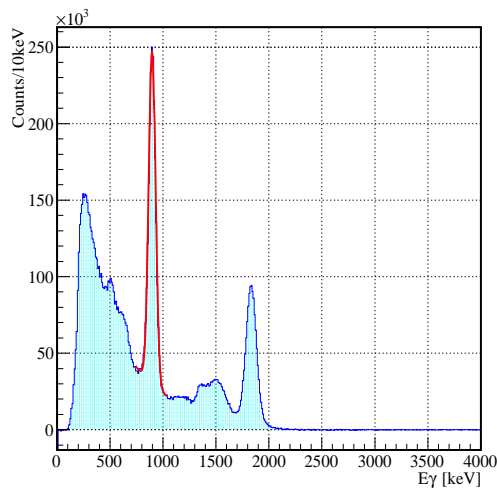


図 4.23  $^{88}\text{Y}$  線源を用いた場合の  $\gamma$  線スペクトル。赤線はをガウシアンと指数関数でフィットした結果を示す。

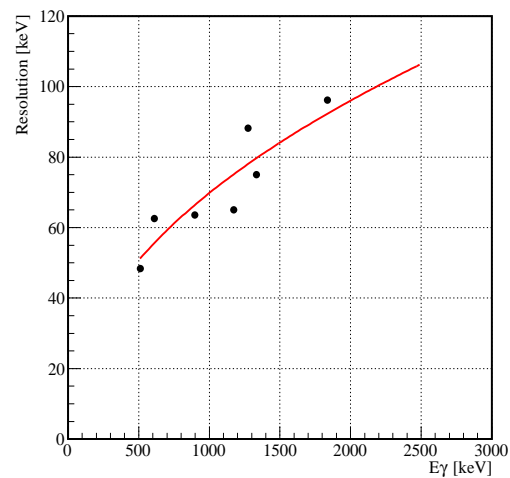


図 4.24  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  線源を用いて求めた DALI2 のエネルギー分解能と近似曲線 (赤線)

### 4.5.3 DALI2 の検出効率

DALI2 の検出効率は線源からの  $\gamma$  線を計測することで評価できる。ただし、ビームのランの解析で  $\beta \sim 0.56$  の  $^{27}\text{F}$  から  $\gamma$  線が放出されるためドップラー効果の影響を考慮に入れる必要がある。そこで、本解析では GEANT4 を用いたシミュレーションを行う。まずはシミュレーションの妥当性を線源データと比較することで評価する。表 4.3 にはシミュレーションに用いた物質を列挙した。ここでシールドは、ビームラン中に発生する低エネルギーのバックグラウンドを低減させるためのもので、真空ダクトに巻きつけた、ともに厚さ 1 mm の薄い鉛と錫のシートのことである。

表 4.3 シミュレーションに用いた物質一覧

使用箇所	物質
NaI シンチレータ	NaI
シンチレータのコーティング	MgO
シンチレータのハウジング	Al
真空ダクト	Al
シールド	Pb, Sn
標的	C
標的ホルダー	Al
線源ケース	アクリル樹脂

本実験では DALI2 の検出効率を求めるための  $\gamma$  線を用いたランを表 4.4 のように 6 つ取得している。ここ

で、DS はダウンスケールファクターを示しており、例えば、DS=10 は 1/10 の割合でデータを取得していることを表す。図 4.25 はトリガーレート (kcps) とライブタイムの関係を表した図であり、赤、紺色で囲んだものはそれぞれ DS=1, DS=10 のランを表している。ダウンスケールトリガー (DS=10) の時はトリガーレートに対してライブタイムの値が異常に高くスケーラーの情報が正しく記録されていないことがわかった。ライブタイム  $T$  は、 $N$  をトリガーレート、 $\tau$  を不感時間とした時、式 4.5.7 で表すことができ、データ収集の不感時間を  $\tau = 100 \mu s$  とすると (DALI2 の不感時間は  $\tau = 100 \mu s$  のオーダーである。)  $N=5$  kcps では  $T = 66.7\%$  となる。

$$T(\text{lifetime}) = \frac{1}{1 + N\tau} \quad (4.5.7)$$

したがって、DS=10 のランでは正確にライブタイムを見積もることができない。したがって、検出効率を求める際は 262 のランのみを用いて行った。

表 4.4  $\gamma$  線検出器 DALI2 の検出効率を求めるためのラン

ラン番号	線源	標的	ダウンスケールファクター
257	$^{22}\text{Na}$	Empty	DS=10
258	$^{22}\text{Na}$	Pb	DS=10
259	$^{22}\text{Na}$	Pb	DS=10
260	$^{22}\text{Na}$	C	DS=10
261	$^{22}\text{Na}$	C	DS=10
262	$^{88}\text{Y}$	Empty	DS=1

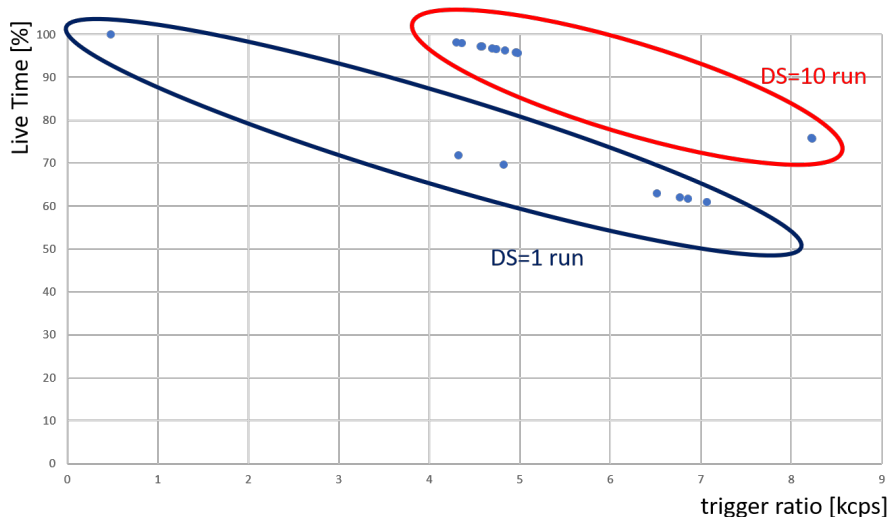


図 4.25 ライブタイムとトリガーレートの関係。赤、紺色で囲んだランは、それぞれ DS=10,1 のランである。尚、DALI2 の検出効率用と分解能を求めるためのランをデータ点としている。

図 4.26 の赤線は  $^{88}\text{Y}$  線源の実験データで、青線はシミュレーションによって得られた  $^{88}\text{Y}$  線源スペクトル

である。シミュレーションでは 10 万イベント発生させた。表 4.2 の線源情報と測定時間から、発生した  $\gamma$  線の数をもとめ、その値でシミュレーションで得られるスペクトル規格化した。実験・シミュレーションのスペクトルをそれぞれガウシアンと指数関数でフィッティング求めた検出効率求めた。結果を表 4.5 に示す。表 4.5 は  $^{88}\text{Y}, \beta=0$  条件での 898 keV, 1836 keV のピークに対応する検出効率を表している。この結果、シミュレーションと線源から得られた検出効率の差は 10% 以下となっており、実験をよく再現している。ここで、シミュレーションと実験結果が一致していないところが見受けられる。1 つは 300 keV 以下の部分である。実験ではスレッシュホールドを設定しているが、シミュレーションでは設定していないことが原因である。もう 1 つは、300 ~ 700 keV の範囲である。この範囲ではシミュレーションがコンプトン散乱をうまく再現できていないが、今回は光電ピークの数だけを数えて検出効率をもとめるので、コンプトン散乱の部分があわなくても大きく影響はでないと考えている。

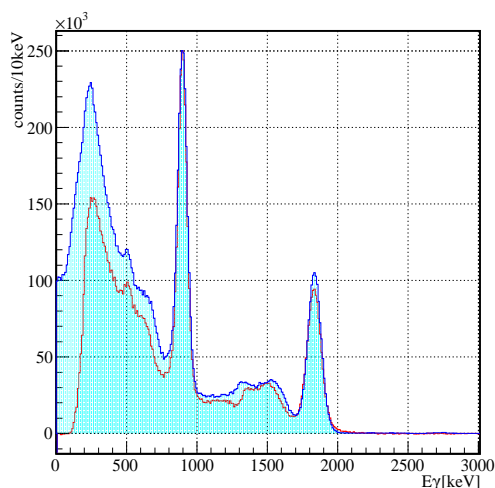


図 4.26 青線はシミュレーションによって得られた  $^{88}\text{Y}$  のスペクトルを、赤線は実験によってえられたスペクトルを表している。

表 4.5 実験データとシミュレーションデータの検出効率の比較。実験では  $^{88}\text{Y}$  線源を用いた。

	898 keV	1836 keV
シミュレーション	16.0%	10.1%
実験	15.5±0.29%	9.18±0.14%

図 4.27 は DALI2 の検出効率を表しており、黒点は Empty での  $^{88}\text{Y}$  実験データを表している。これは  $\beta=0$  の場合の検出効率である。青点は  $\beta=0$  の場合のシミュレーションで得られた検出効率であり、赤点は  $\beta = 0.56, C$  標的の場合の検出効率である。ただし、 $\beta = 0.56$  の点は次節で述べるドップラー効果の補正をして評価したものである。



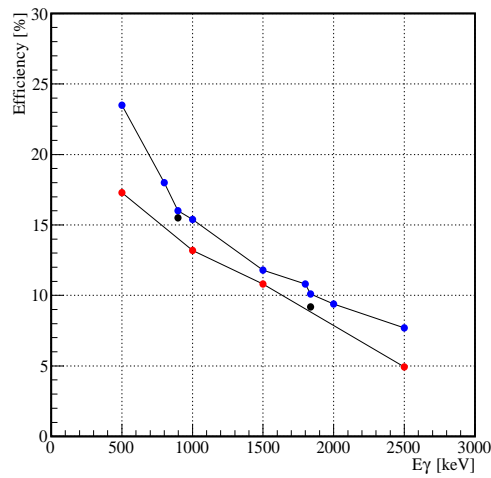


図 4.27 DALI2 の検出効率のエネルギー依存性。黒点は  $^{88}\text{Y}$  線源データで求めた  $\beta = 0$  の場合の実験値である。青点・赤点はシミュレーション結果であり、それぞれ  $\beta=0$ , Empty 標的、 $\beta=0.56$ , C 標的の場合の検出効率を表している。

#### 4.5.4 ドップラー効果の補正

測定される実験室系での  $\gamma$  線のエネルギーは式 2.4.3 のように、ドップラー効果により  $\gamma$  線の放出角度に依存して変化する。このドップラー効果は、標的中心における粒子速度  $v$  及び  $\gamma$  線を検出した NaI 結晶の中心位置から決定した角度  $\theta$  によって補正する。図 4.28 は  $\beta=0.56$ 、 $E_\gamma=935$  keV としてシミュレーションを行った時の図で、DALI2 の検出器の ID と、ドップラー補正前の検出された  $\gamma$  線のエネルギーの関係を表している。図 4.29 はドップラー補正後のものを表している。図 4.28 と図 4.29 を比べることで、ドップラー効果の補正前は、二次ビームに対して前方 (ID が大きいもの) ではドップラー効果によりエネルギーが高く測定されているのに対して、補正後は検出器の位置に関係なく一定のエネルギーとなっている。したがって、ドップラー効果の影響が消えていることがわかる。また、図 4.30, 図 4.31 はそれぞれ図 4.28, 図 4.29 を Y 軸に射影したものであり、ドップラー補正を行うことで、はっきりとピークが現れていることが分かる。図 4.31 のヒストグラムを光電ピークをガウシアン、バックグラウンドを指数関数と見立ててフィッティングを行うことで、検出された 935 keV に対応するピークのカウン数が分かる。これより検出率は 13.4 % と求まった。この値は、後述する  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布に含まれる  $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線とコインシデンスしたイベントの見積りには、 $E_\gamma = 935$  keV に対して  $\beta = 0.56$  のシミュレーションで得られた検出率 13.4 % を用いた。

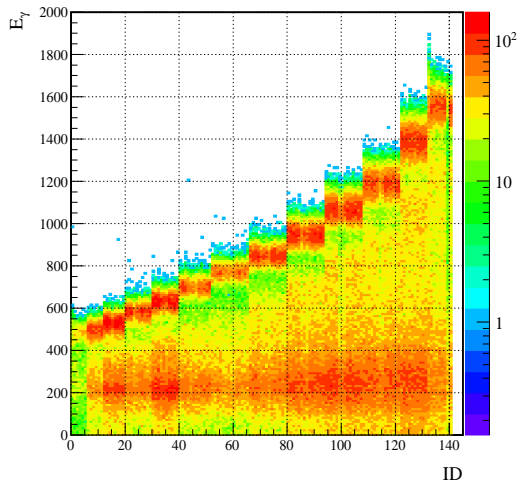


図 4.28 ドップラー効果の補正前の  $\gamma$  線スペクトル (シミュレーション)

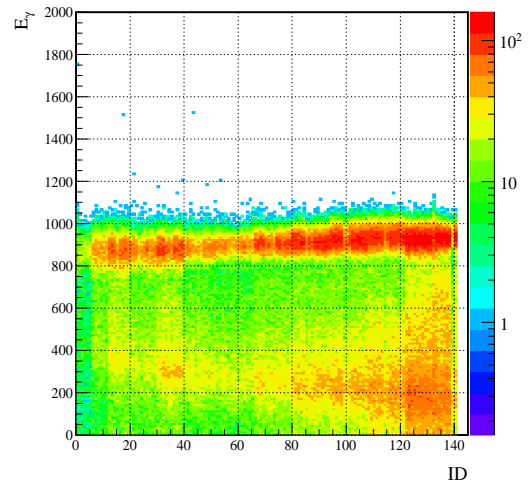


図 4.29 ドップラー補正後の  $\gamma$  線スペクトル (シミュレーション)。図 4.28 と比較すると、ドップラー効果の補正を行えていることが確認できる。

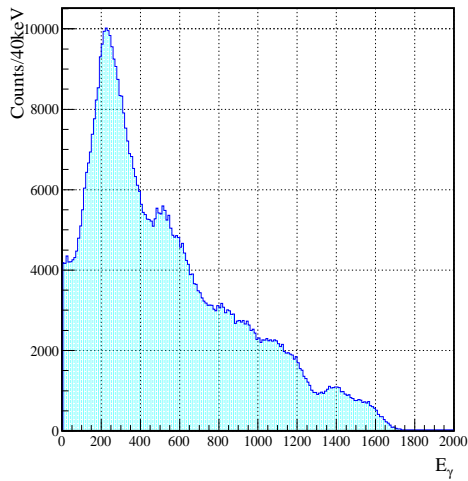


図 4.30 ドップラー効果補正前の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル (図 4.28 を Y 軸に射影したもの)

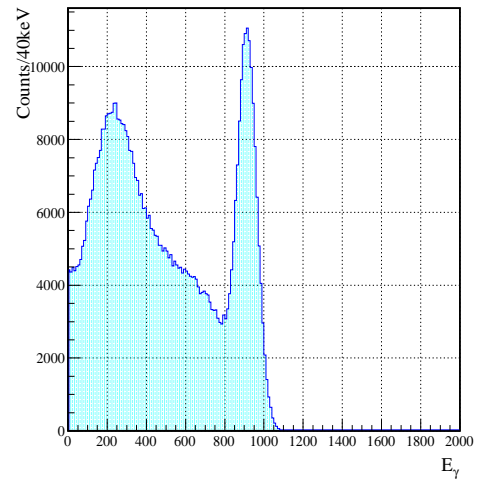


図 4.31 ドップラー効果補正後の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル (図 4.29 を Y 軸に射影したもの)

次に  $^{28}\text{Ne} \rightarrow ^{28}\text{F} + n + \gamma$  の反応時に観測される  $^{27}\text{F}$  由来の  $\gamma$  線解析について述べる。図 4.32, 図 4.33 はビームランの実験データから得られた  $\gamma$  線スペクトルであり、それぞれドップラー効果の補正前・補正後のヒストグラムである。どちらも標的の上流で  $^{28}\text{Ne}$ 、標的の下流で  $^{27}\text{F}$  と中性子を選択している。補正前の分布はピークがはっきりと現れていないが、補正後の図は 900 keV 近傍にピークが観測される。ドップラー効果の補正後のヒストグラムを図 4.33 のように指数関数とガウシアンでフィッティングを行うことで、 $\gamma$  線の

エネルギー 935(8) keV を決定した。 $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線に関する先行研究 [27, 28] は表 4.1 のように 504(15) keV, 777(19) keV, 915(12) keV とあるが、本実験で観測された  $\gamma$  線のエネルギーは、このうち 915 keV に対応すると考えられる。

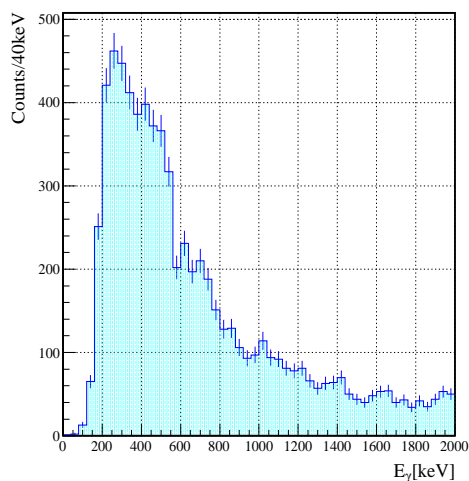


図 4.32 ドップラー効果の補正前の  $\gamma$  線スペクトル ( $^{28}\text{Ne}$   $^{28}\text{F}$   $^{27}\text{F}+n+\gamma$ )

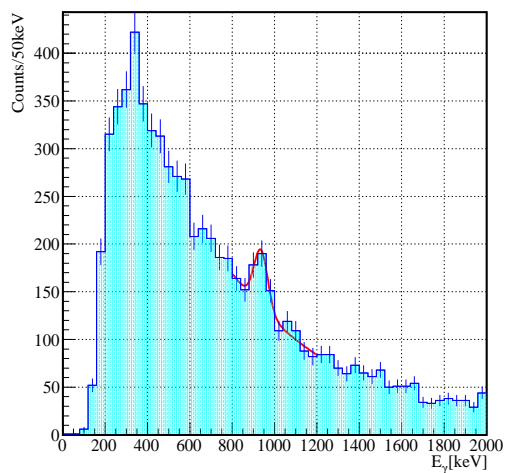


図 4.33 ドップラー補正後の  $\gamma$  線スペクトル ( $^{28}\text{Ne}$   $^{28}\text{F}$   $^{27}\text{F}+n+\gamma$ )。900 keV 近傍にピークが確認できる。これを指数関数とガウシアンでフィッティングを行った結果 935(8) keV に光電ピークがあることがわかった。

## 4.6 断面積

相対エネルギースペクトルについて以下の補正を行い微分断面積 (図 4.34) を導出した。また、ピークが見られる 0 ~ 3 MeV の範囲を拡大したものを図 4.35 に示す。

- 相対エネルギー分布のアクセプタンス補正
- 標的厚の影響を考慮 (2.5 節)
- データ収集システムのライブタイムの補正
- FDC1, FDC2, HOD の検出器の検出効率の補正
- 以上のことを空標的に関しても同様に行い、バックグラウンド成分の差し引く

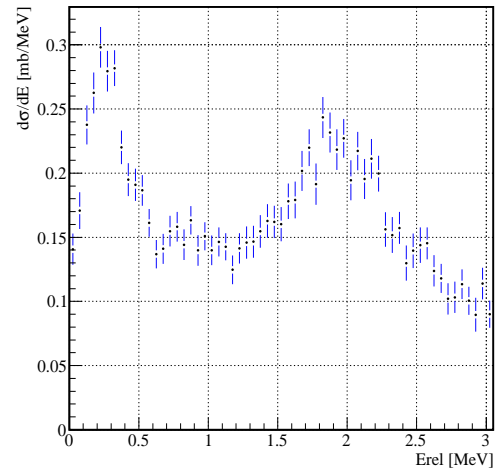
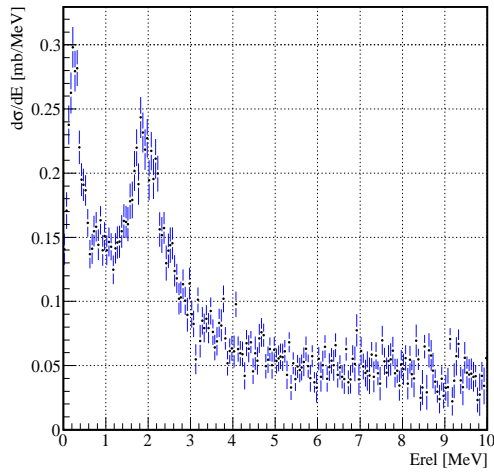


図 4.34 微分断面積 (0-10 MeV)。( $^{28}\text{Ne}$   $^{28}\text{F}$   $^{27}\text{F}+\text{n}$ ) 図 4.35 微分断面積 (0-3 MeV)。( $^{28}\text{Ne}$   $^{28}\text{F}$   $^{27}\text{F}+\text{n}$ )

#### 4.6.1 相対エネルギーの分解能の見積り

得られた微分断面積分布にみられる共鳴ピークのエネルギー等を求めるため、Breit-Wigner 分布でフィッティングを行う。しかし、相対エネルギーの分解能が有限で有るためフィッティングを行う際、分解能で畳み込む必要がある。この相対エネルギー分解能の導出のために、モンテカルロシミュレーションを行った。この時のシミュレーションで入射ビームのエネルギーを 240 MeV/u とした。図 4.36 は  $E_{rel} = 1.5 \text{ MeV}$  を発生させた時の図であり、シミュレーション結果から得られた相対エネルギーと発生させた相対エネルギーの差をプロットしたものである。応答関数は非対称であるので、低エネルギー側と高エネルギー側で各々ガウシアンでフィットし分解能を評価した。以上のことを 0.1 MeV 刻みでエネルギーを変えて行い、分解能の相対エネルギー依存性をプロットしたものが図 4.37、図 4.38 である。図 4.37 は相対エネルギーの低エネルギー側の分解能  $\sigma$  を表しており、図 4.38 は高エネルギー側の分解能  $\sigma$  を表している。これらの結果得られた点を式 4.6.8 でフィッティングを行った。低エネルギー側のフィッティング結果は  $p_0 = -0.152, p_1 = 0.0368$  となり、高エネルギー側では  $p_0 = 0.0208, 0.0362$  となった。低エネルギー側で分解能  $\sigma$  が負の領域は分解能はゼロとする。

$$\sigma(E_{rel}) = p_0 + \sqrt{p_1 E_{rel}} \quad (4.6.8)$$

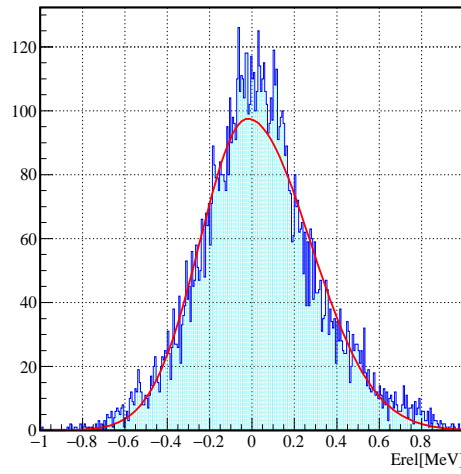


図 4.36 Erel=1.5 MeV でのシミュレーション結果。分解能はエネルギー依存性があるので低エネルギー型と高エネルギー側で各々ガウシアンでフィットした。

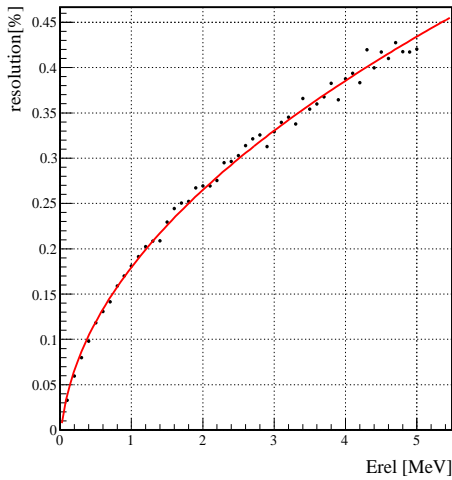


図 4.37 相対エネルギーの低エネルギー側の分解能  $\sigma$

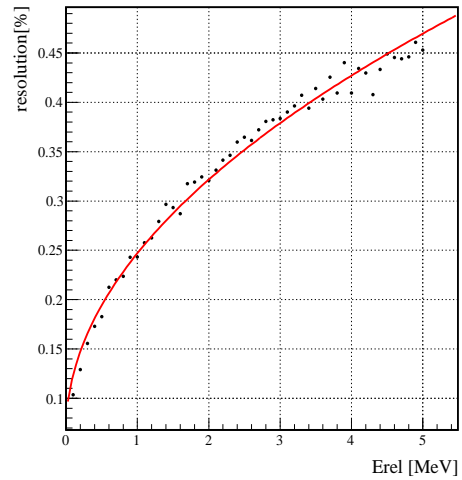


図 4.38 相対エネルギーの高エネルギー側の分解能  $\sigma$

## 4.6.2 Breit-Wigner 分布

各々の共鳴状態の断面積を求める際、Breit-Wigner 分布とイベントミキシング (後述) によって得られた分布を用いてフィッティングを行う。Breit-Wigner 分布は次式で表すことができる。

$$f(E; E_r, \gamma) = \frac{\Gamma(E)}{E_r(-E)^2 + \Gamma(E)^2/4} \quad (4.6.9)$$

$$\Gamma(E) = 2P_l(E)\gamma^2 \quad (4.6.10)$$

$$P_l(E) = \begin{cases} \frac{\rho^3}{1+\rho^2} & (l=1) \\ \frac{\rho^5}{9+3\rho^2+\rho^4} & (l=2) \\ \frac{\rho^7}{225+45\rho^2+6\rho^4+\rho^6} & (l=3) \end{cases} \quad (4.6.11)$$

$$\rho = kR = R\sqrt{2\mu E}/\hbar c \quad (4.6.12)$$

$$R = r_0 \left( A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) \quad (4.6.13)$$

ここで、 $E_r$  は共鳴ピークのエネルギー、 $\gamma$  は換算幅、 $\Gamma$  は共鳴幅、 $\mu$  は換算質量である。また、 $r_0$  はポテンシャルレンジであり、今回は 1.2 fm とした。 $A_1, A_2$  はそれぞれ荷電フラグメント  $^{27}\text{F}$ 、中性子 n の質量数を表している。

### 4.6.3 イベントミキシング

フィッティングを行う際に、無相関の場合の分布をイベントミキシング [29] の方法で導出し、これを用いた。イベントミキシング法はあるイベントの荷電粒子と別のイベントの中性子の四元運動量から相対エネルギーを再構成するという手法である。イベントの異なる荷電粒子と中性子は相関がないはずであるので、こうして得られた相対エネルギー分布は無相関の場合の分布に対応する。しかし、単純に行っただけではでは消しきれない相関がある。そこで、イベントミキシングによって生成した相対エネルギー分布を用いて重み付けし、再びイベントミキシングによって相対エネルギー分布を生成する [29]。これを逐次的に行うことにより無相関の場合の分布を知ることができる。図 4.39 は繰り返していた場合に、分布がどのように変化するかを示したものである。最も Y 軸の値が大きいものが 1 回目のイベントミキシング (赤色) であり、図 4.8 で見られる 0.2 MeV 付近の共鳴ピークの影響がまだ残っている。2 回目、3 回目...と繰り返していくと、この相関が消えていき、最終的に無相関な場合の分布が得られる。本解析ではイベントミキシングは 7 回行った。

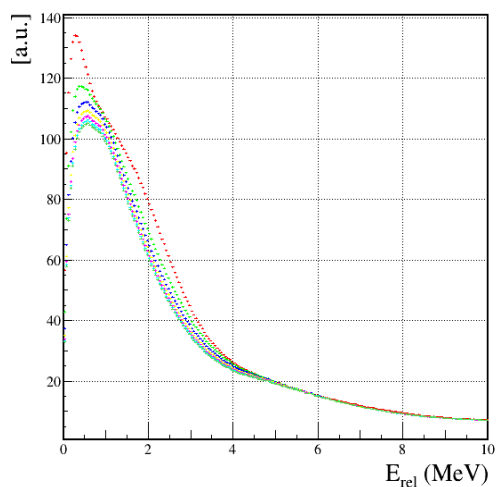


図 4.39 イベントミキシングで得られた分布。上方から順に 1 回目、2 回目...、7 回目であり、回数を重ねる毎に収束していることがわかる。

図 4.40 は微分断面積分布を Breit-Wigner 分布とイベントミキシングで得られた無相関の分布を用いてフィッティングしたもので共鳴状態は  $0.199(5)$  MeV,  $1.993(31)$  MeV と求まった。

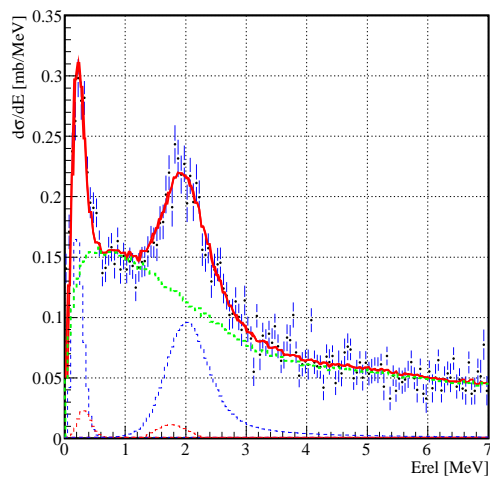


図 4.40 断面積 ( $^{28}\text{Ne} \rightarrow ^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$ ) のフィッティング結果。フィッティングを行うことで  $0.199(5)$  MeV と  $1.993(31)$  MeV に共鳴状態があることを決定した。青の二つのピークは共鳴状態を表しており、緑の線はイベントミキシングにより得られた無相関分布を表している。赤の小さなピーク二つについては後述する。

## 4.7 散乱角度分布

荷電交換反応における角度微分散断面積の導出を行った。散乱角度は図 4.41 のように、入射  $^{28}\text{Ne}$  の運動量ベクトルと、反応後に生成される  $^{28}\text{F}$  の運動量ベクトル ( $^{27}\text{F}$  と中性子の運動量ベクトルの和) のなす角とする。

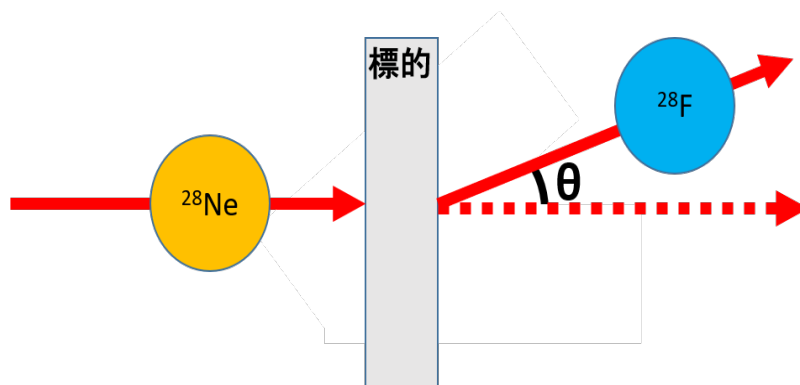


図 4.41 散乱角度の定義

### 4.7.1 散乱角度分解能

実験室系での散乱角度  $\theta^{lab}$  の分解能  $\sigma_{\theta^{lab}}$  を標的前後で核種変化しないイベントを用いて評価する。図 4.42 は炭素標的のランで標的前後で  $^{28}\text{Ne}$  と識別されたイベントについて X, Y 方向の散乱角度  $\theta^{lab}$  を表したものである。これを X 軸方向、Y 軸方向に射影し、ガウシアンでフィッティングを行うことで X 軸方向の角度分解能は  $0.147 \times (1)^\circ$ 、Y 軸方向の角度分解能は  $0.148 \times (1)^\circ$  であると求めた。その結果、角度分解能は  $0.208 \times (1)^\circ$  ( $3.64 \times (1) \text{ mrad}$ ) となった。



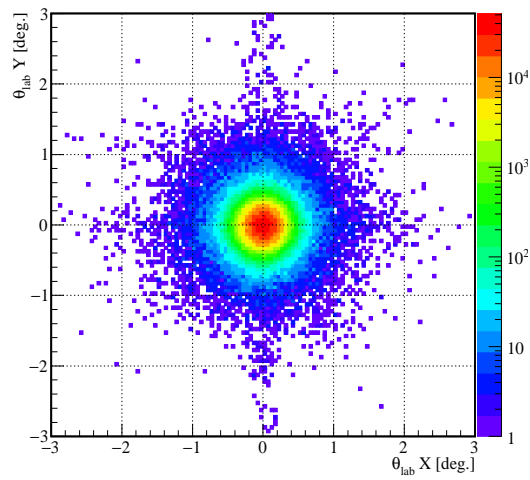


図 4.42 散乱角度分解能。標の前後で核種変換起こさないイベントを選択している。

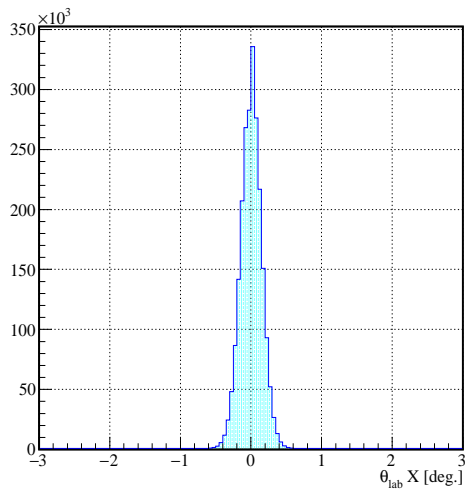


図 4.43 図 4.42 を X 軸に射影したもの。散乱角度の X 方向の分布。フィッティングの結果 X 軸方向の角度分解能は  $0.147 \times (1)^\circ$  であった。

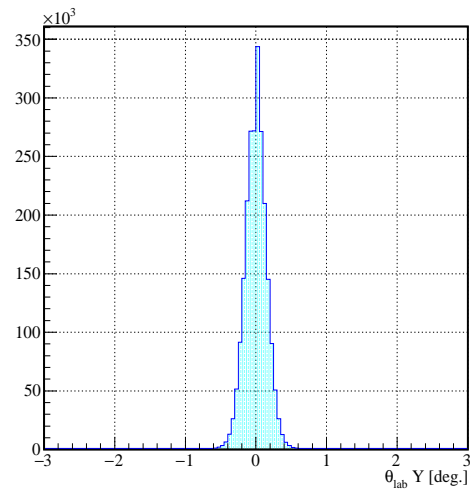


図 4.44 図 4.42 を Y 軸に射影したもの。散乱角度の Y 方向の分布。フィッティングの結果 Y 軸方向の角度分解能は  $0.148 \times (1)^\circ$  であった。

## 4.7.2 散乱角度分布

図 4.45 は  $^{28}\text{Ne}$  と  $^{28}\text{F}$  の散乱角度分布を表しており、横軸:相対エネルギー、縦軸:実験室系での散乱角度である。これらを見ると  $0.199(5)$  MeV と  $1.993(31)$  MeV のピークは異なる散乱角度分布を示すことが確認できる。

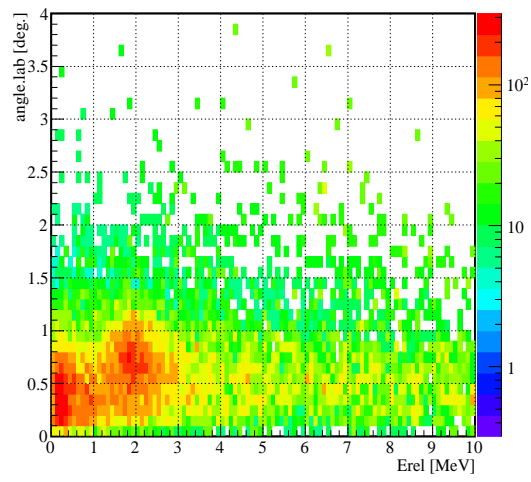


図 4.45 相対エネルギーの散乱角度分布。横軸相対エネルギー、縦軸実験室系での角度を表している。これから、0.199(5) MeV と 1.993(31) MeV のピークは異なる散乱角度分布を示すことが確認できる。

## 第 5 章

# 実験結果と議論

本章では実験の結果と議論を述べる。

### 5.1 $\gamma$ 線コインシデンスデータおよび $^{28}\text{F}$ のエネルギー準位

$^{28}\text{F}$  が  $^{27}\text{F}$  の基底状態に崩壊するのか、束縛励起状態に崩壊するのかを特定するため、 $\gamma$  線のコインシデンスイベントの解析を行った。図 5.1 には相対エネルギースペクトル (青)、および 935(8) keV の  $\gamma$  線のコインシデンス条件下での相対エネルギー (赤) を表している。これらから、相対エネルギーの大部分は  $^{27}\text{F}$  の基底状態に崩壊するということが確認された。次に、図 5.3 は 935(8) keV の  $\gamma$  線と相対エネルギーの相関を見るための図で、左図は  $880 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ keV}$  で条件をかけた相対エネルギーの図で、右図は  $1000 \text{ keV} \leq E_\gamma$  条件下での相対エネルギーである。図 5.2 の ① と ② のカウント数の比で図 5.3 をスケールし、重ね書きしたものが、図 5.4 である。青のヒストグラムをバックグラウンドとみなすと、0.3 MeV 近傍と 1.8 MeV 近傍に 935(8) keV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている相対エネルギーピークが確認できる。以上異なる 2 つの解析から、0.3 MeV と 1.8 MeV 付近に  $^{27}\text{F}$  の励起状態に崩壊する共鳴状態をもつことがわかる。これらのピークを Breit-Wigner 分布でフィッティングを行った結果を表 5.1 にまとめた。これらから、935(8) keV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている共鳴状態の崩壊エネルギーは 1.237(30), 2.685(31) MeV と求めた。本実験で得られた  $^{28}\text{F}$  のエネルギーを、エネルギー準位図として図 5.5 に示す。 $^{27}\text{F}$  の基底状態へ崩壊する共鳴エネルギーは後述する解析により、0.199(5), 1.993(21) MeV であると求めた。

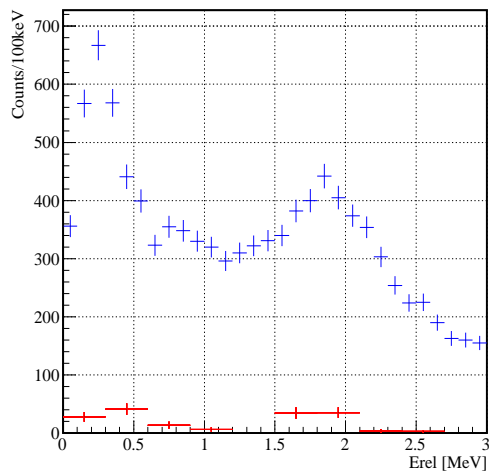


図 5.1 相対エネルギー分布と  $\gamma$  線のコインシデンスした場合の分布。青色のヒストグラムは  $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + \gamma$  に対応する相対エネルギースペクトルであり、赤色のヒストグラムは  $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n + \gamma$  に対応する相対エネルギースペクトルを表している

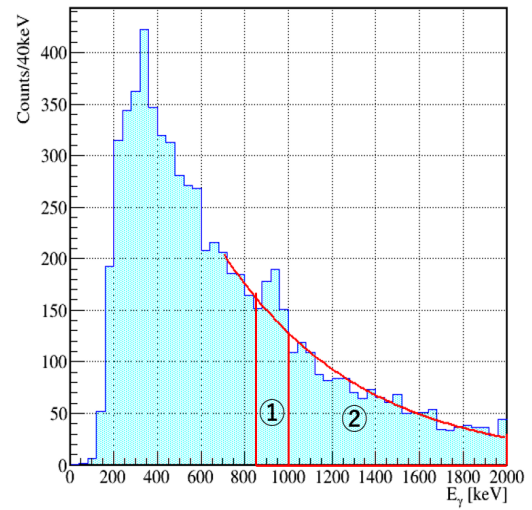


図 5.2  $^{27}\text{F}$  から放出される脱励起  $\gamma$  線を示す。図 5.4 を求める際、① と ② のカウント数の比で図 5.3 をスケールした。

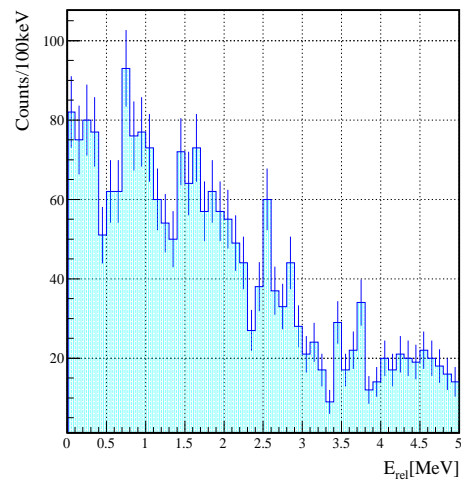
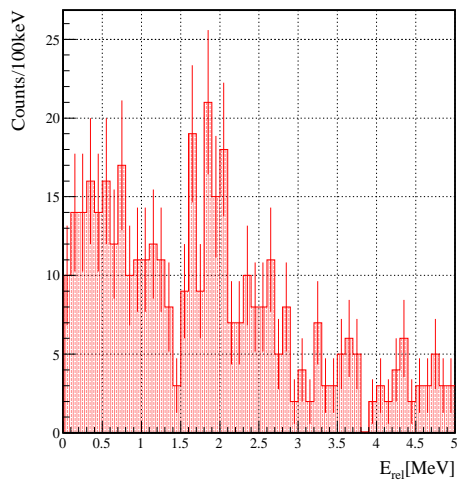


図 5.3 左図は 935 keV の  $\gamma$  線とコインシデンスする条件下での相対エネルギーを表した図であり、 $840 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ keV}$  で条件をかけたものである。右図は  $1000 \text{ keV} \leq E_\gamma$  条件下での相対エネルギーを表している。

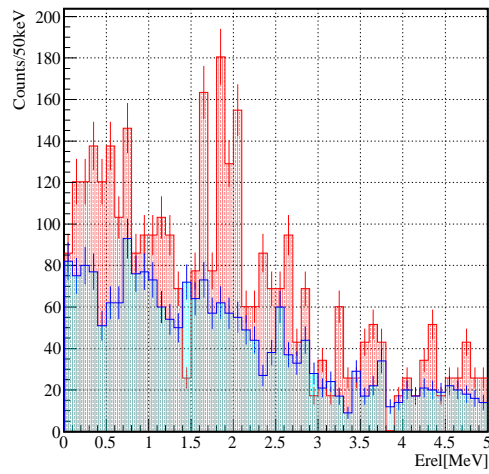


図 5.4 図 5.3 を重ね書きしたもの。図 5.3 の赤ヒストグラムと青のヒストグラムは図 5.2 の ① と ② のカウント数の比でスケールした。この図から 935(8) keV の  $\gamma$  線とコインシデンスしたイベントは 0.3 MeV 付近と 1.8 MeV 付近に共鳴状態をもつことがわかる。

表 5.1 各々の共鳴エネルギー [MeV]、共鳴幅 [MeV]、断面積 [mb]。 1: 0.199 MeV のピークは分解能に比べて充分細い幅 10 keV で固定した。 1: 1.237 MeV のピークは幅は単一粒子軌道の幅の制限で決まっている。

崩壊エネルギー $E_{rel}$ [MeV]	共鳴幅 $\Gamma$ [MeV]	断面積 [mb]
0.301(29)	0.012 1	0.0068(12)
1.750(30)	0.013(8)	0.0067(13)

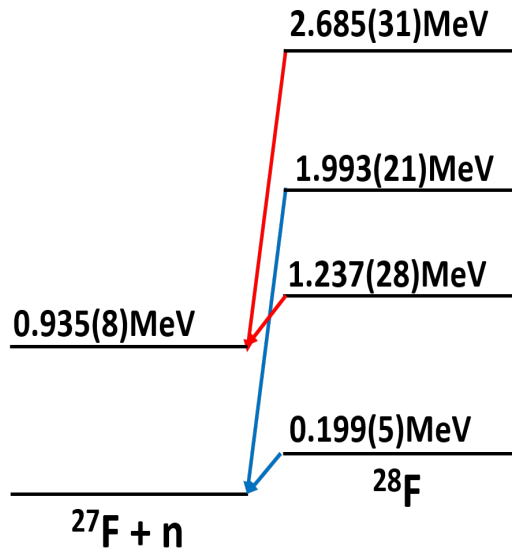


図 5.5 本研究で得られた  $^{28}\text{F}$  のエネルギー準位。数値は  $^{27}\text{F} + n$  から見たエネルギーを示す。

## 5.2 共鳴エネルギーと断面積

### 5.2.1 イベントミキシングと相対エネルギースペクトルの比較

図 5.6 は本実験で得られた  $^{27}\text{F} + n$  の相対エネルギースペクトルである。図中の赤線はイベントミキシングで得られた無相関の分布である。5 MeV 以上に共鳴状態がないと仮定し、相対エネルギー分布の 5-10 MeV の範囲を、イベントミキシングで得られた分布でフィッティングを行い、高さをスケールした。これを見ると 0.2 MeV と、2 MeV 付近のピーク領域において、データ点がイベントミキシングで得られたスペクトルを超過していることが確認できる。図 5.7 は相対エネルギー分布を図 5.6 のイベントミキシングの分布で割ったものであり、図 5.8 は図 5.7 の 0-3 MeV の範囲を拡大したものである。この図から、0.2 MeV と 2 MeV 付近に明らかにピークがあることが確認できるが、その他の範囲にははっきりとしたピークは見られない。以上から 0.2 MeV と 2 MeV 付近に共鳴状態が存在すると結論づけることができる。

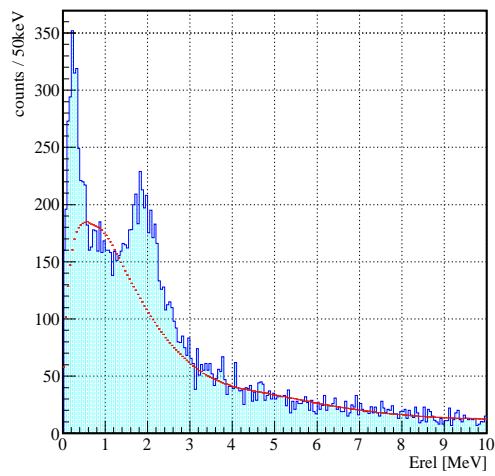


図 5.6 相対エネルギー分布 (青) とイベントミキシングで得られた無相関の分布 (赤)。この図から、0.2 MeV と、2 MeV 付近のピーク領域において、データ点がイベントミキシングで得られたスペクトルを超過していることが確認できる。

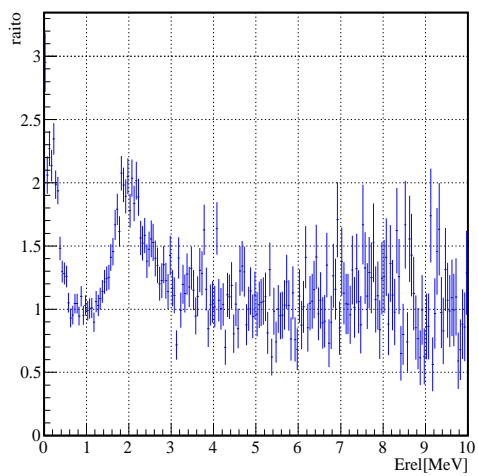


図 5.7 相対エネルギーをイベントミキシングの分布で割ることで得られた図 (0-10 MeV)。値が 1 より大きいものは  $^{27}\text{F}$  と中性子が相関していることを示している。

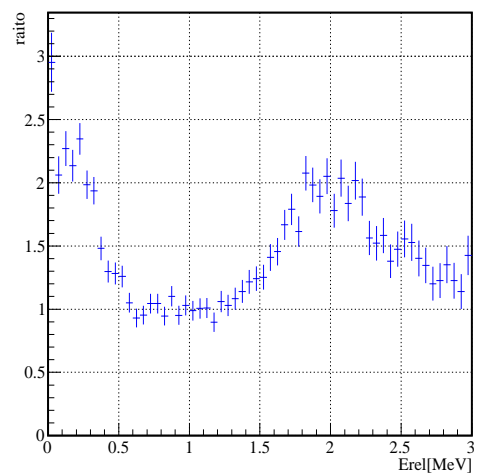


図 5.8 図 5.7 を 0-3 MeV の範囲で表したものの。

## 5.2.2 断面積

前節をふまえ、断面積を4つの共鳴ピークとイベントミキシングで得られた無相関関数でフィッティングを行った結果が図5.9である。赤の点線で示した共鳴ピークは $^{27}\text{F}$ の励起状態に崩壊する $\gamma$ 線とコインシデンスしているものである。また、青の点線で示した共鳴ピークは $^{27}\text{F}$ の基底状態に崩壊するものである。緑の点線はイベントミキシングで得られた無相関分布である。得られた共鳴状態のパラメータを表5.2に示す。0.199(5) MeVの共鳴ピークの断面積は0.038(2) mbであり、1.993(21) MeVのピークの断面積は0.10(1) mbとなった。フィッティング結果から幅 $\Gamma$ はほとんど0 MeVであることから、ピークの幅はほとんど分解能によって決まっていることがわかる。

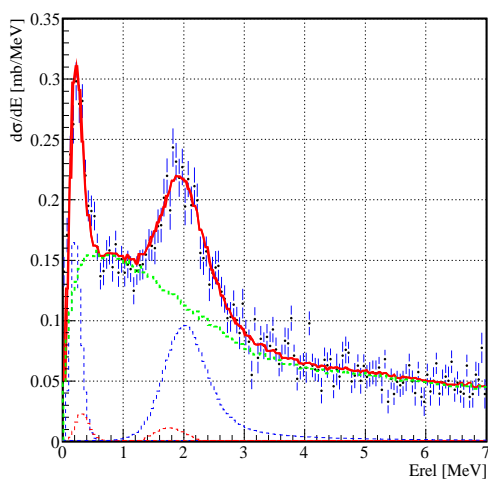


図 5.9  $^{27}\text{F}$  の断面積。青線は  $^{27}\text{F}$  から放出される  $\gamma$  線とコインシデンスしていない共鳴状態のフィッティング結果であり、赤色の線は  $^{27}\text{F}$  から放出される  $\gamma$  線とコインシデンスしている

表 5.2 各々の共鳴エネルギー [MeV]、共鳴幅 [MeV]、断面積 [mb]。 1:0.199 MeV のピークは分解能に比べて充分細い 10 keV で固定した。 2:1.237 MeV のピークは幅は単一粒子軌道の幅の制限で決まっている。

崩壊エネルギー $E_{rel}$ [MeV]	幅 $\Gamma$ [MeV]	断面積 [mb]
0.199(5)	0.01 1	0.038(2)
0.301(29)	0.012 2	0.0068(12)
1.993(21)	0.33(1)	0.10(1)
1.750(30)	0.013(8)	0.0067(13)



### 5.3 荷電交換反応の有用性

現在、中性子過剰な非束縛核を生成する有力な手段として、1陽子分離反応と1中性子分離反応がよく用いられており、 $^{28}\text{F}$  の先行研究では実際に  $^{29}\text{Ne}$  からの1陽子分離反応 [14, 15] と  $^{29}\text{F}$  からの1中性子分離反応 [15] が行われている。一方、本研究で用いた荷電交換反応については先行研究はない。本研究により、荷電交換反応は非束縛中性子過剰核を生成するうえで有用であることが分かった。そのことを見るために、ここでは  $^{28}\text{F}$  の収量について以上の3つの反応を比較する。図 5.10 に荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応の反応経路を模式的に示した。一方、表 5.3 に各反応で得られた  $^{28}\text{F}$  各共鳴状態の収量をそれぞれ示した。収量はそれぞれの場合の二次ビームの強度と各反応の断面積の積で求まる。これらの値から荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応の  $^{28}\text{F}$  の収量の比はおおよそ、1:1:0.01 となる。したがって、収量と言う観点から荷電交換反応は1陽子分離反応と比較して遜色がないといえる。  $^{28}\text{F}$  以外の原子核については Appendix.A に記す。また、実験事実(後述)から荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応と反応経路が異なると、生成される  $^{28}\text{F}$  の終状態も異なるため、その点でも荷電交換反応は有用である。

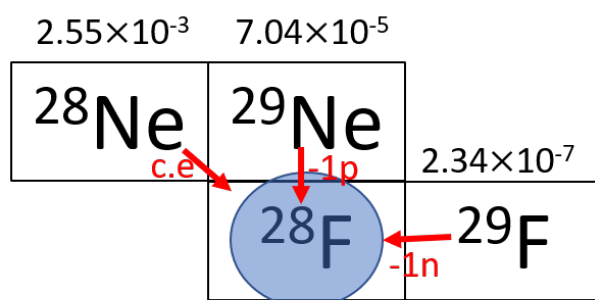


図 5.10  $(^{28}\text{F}+1 \text{陽子}) \cdot (^{28}\text{F}+1 \text{中性子}) \cdot (^{28}\text{F}+1 \text{陽子}-1 \text{中性子})$ 、の生成断面積 [mb] の比較。  $^{28}\text{Ne}, ^{29}\text{Ne}$  の断面積は実験データ [30] のものであり、  $^{29}\text{F}$  は EPAX2.15[31] を用いて得られた値を用いた。

表 5.3  $^{28}\text{F}$  の生成方法の違いによる収量の比較。  $(^{29}\text{Ne}, ^{28}\text{F}), (^{29}\text{F}, ^{28}\text{F})$  に関する解析は Appendix.B に記す。また、生成量はビーム強度と  $^{28}\text{F}$  の生成断面積の積で求められる。収量の比は、1陽子分離反応を基準とした。

反応	相対エネルギー	親核種の生成断面積	反応断面積	$^{28}\text{F}$ の収量の比	
$(^{28}\text{Ne}, ^{28}\text{F})$	0.199(5) MeV	$2.55 \times 10^{-3}$ mb[30]	0.038(2) mb	0.50	
$(^{28}\text{Ne}, ^{28}\text{F})$	1.993(21) MeV	$2.55 \times 10^{-3}$ mb[30]	0.10(1) mb	1.3	
$(^{29}\text{Ne}, ^{28}\text{F})$	0 ~ 2.5 MeV	$7.04 \times 10^{-5}$ mb[30]	1 mb	1	
$(^{29}\text{F}, ^{28}\text{F})$	0 ~ 1.6 MeV	$2.34 \times 10^{-7}$ mb[31]	22 mb	0.012	
反応	相対エネルギー	ビーム強度 [39]	親核種の生成断面積	反応断面積	$^{28}\text{F}$ の収量の比

### 5.3.1 散乱角度分布

荷電交換反応  $^{28}\text{Ne} + \text{C}$   $^{28}\text{F}$  における散乱角度分布の導出を行った。図 5.11 は横軸を  $^{27}\text{F} + n$  の相対エネルギー、縦軸を  $^{28}\text{Ne} + \text{C}$   $^{28}\text{F}$  における実験室系での散乱角度分布を表したものである。図 5.11 を角度  $0.25^\circ$  づつに区切り、それを相対エネルギー軸に射影したものが図 5.12 である。図 5.12 を見ると、角度が  $0.5^\circ$  以下では  $0.199(5)$  MeV の共鳴ピークが、 $0.75^\circ$  以上では  $1.993(21)$  MeV の共鳴ピークが相対的に大きくなっていることがわかる。

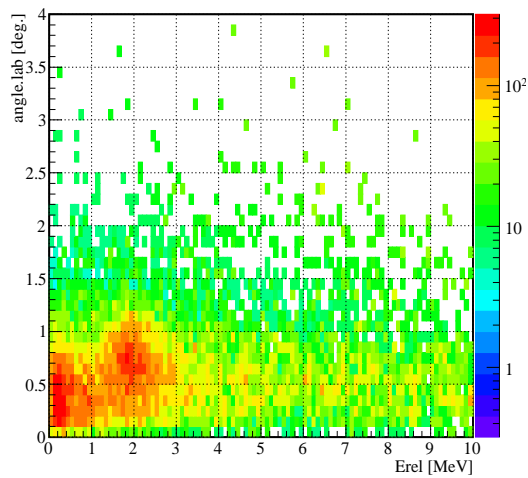


図 5.11 相対エネルギーの散乱角度分布。横軸相対エネルギー、縦軸実験室系での角度を表している。これから、 $0.177(1)$  MeV と  $1.912(4)$  MeV のピークは異なる散乱角度分布を表していることが確認できる。

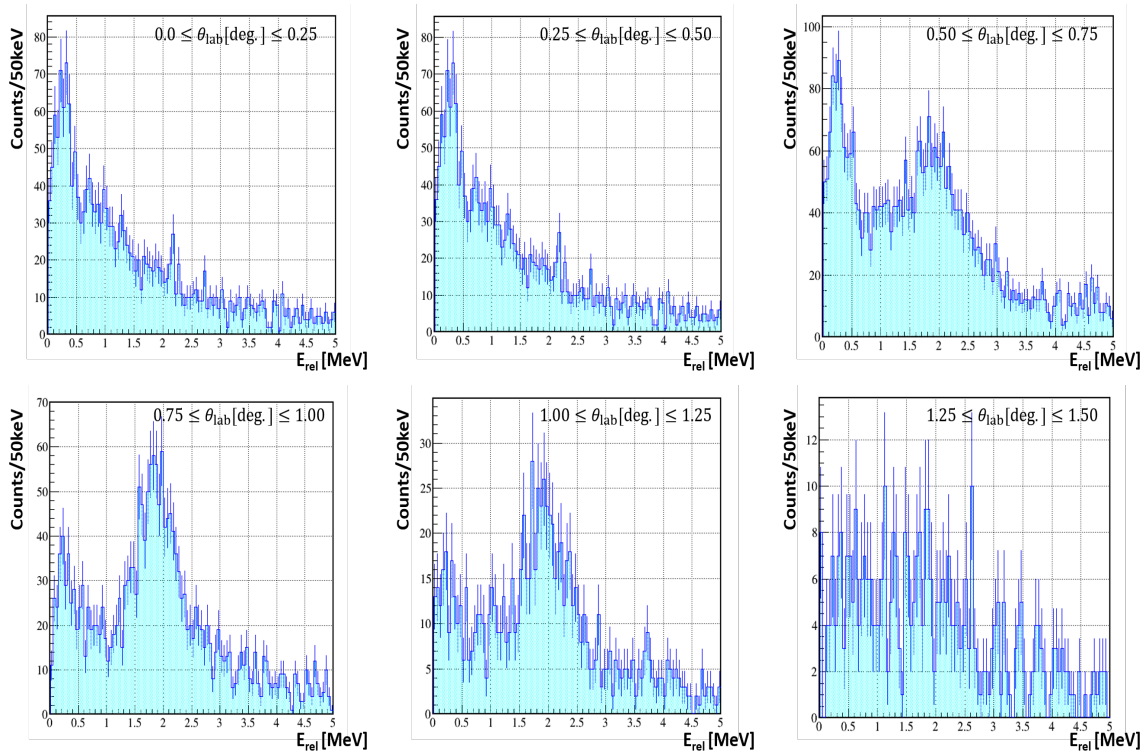


図 5.12 各散乱角度  $\theta_{lab}$  における  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギースペクトル。これらを見比べると角度が大きくなるにしたがって、0.199(5) MeV 近傍の共鳴状態より 1.993(21) MeV 近傍の共鳴状態が相対的に大きくなっていることが見て取れる。

また 5.2 節と同様の手法で、それぞれの角度でゲートをかけた相対エネルギー分布をイベントミキシングで得られた無相関の分布で割ると図 5.13 のようになる。これからも、散乱角度が大きくなるにしたがって、1.993(21) MeV のピークが相対的に大きくなっていることが見て取れる。

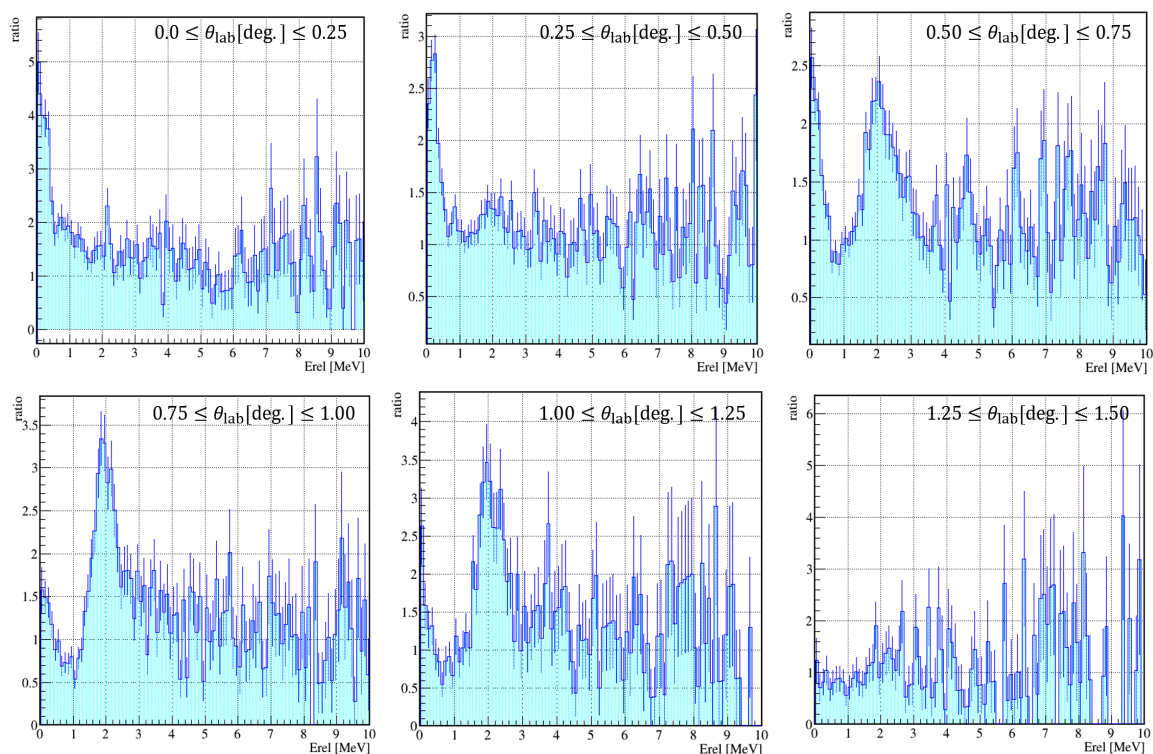


図 5.13 各散乱角度  $\theta_{lab}$  における  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギースペクトルをイベントミキシングで得られた無相関分布で割ったもの。これらを見比べると角度が大きくなるにしたがって、0.199(5) MeV 近傍の共鳴状態より 1.993(21) MeV 近傍の共鳴状態が相対的に大きくなっていることが見て取れる。

図 5.14 は赤点・黒点は 0.199(5) MeV と 1.993(21) MeV の重心系での微分散乱断面積を表している。これらを見比べると 0.199(5) MeV のものと 1.993(21) MeV のものでは異なる角度依存性を示すことが確認できる。しかし、C 標的側の終状態の特定ができていないため反応理論計算を用いた解析によりスピン・パリティの決定を行うことはできなかった。

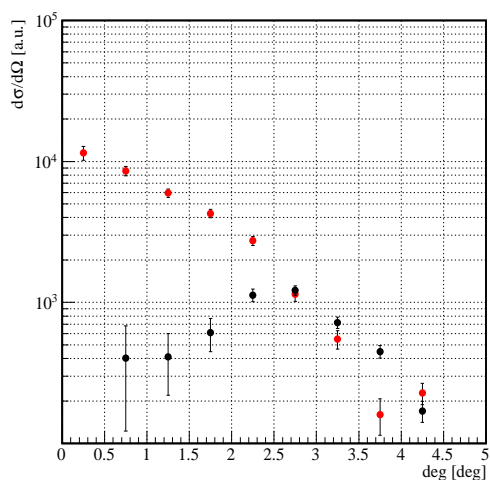


図 5.14 0.199(5) MeV(赤点) と 1.993(21) MeV(黒点) の共鳴ピークの角度微分散乱断面積を表している。

## 5.4 先行研究 ( 1 陽子分離反応・ 1 中性子分離反応)

### 5.5 先行研究・理論計算との比較

先行研究 (1 陽子分離反応・ 1 中性子分離反応)[14, 15] と本研究 (荷電交換反応) の結果を比較する。図 5.15 にそれぞれの実験で得られた  $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+n$  の共鳴エネルギーを示す。左から順に本研究で得られた荷電交換反応、1 陽子分離反応 (Christain ら)、1 陽子分離反応 (Revel)、1 中性子分離反応 (Revel) を表しており、右は  $^{27}\text{F}$  のエネルギー準位を表す。赤色の線は 0.935(8) MeV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている共鳴状態であり、紫色の線は  $^{27}\text{F}+n$  の基底状態にも 0.935(8) MeV の  $\gamma$  線にも崩壊している  $^{28}\text{F}$  のエネルギー準位を示している。これら 4 つの結果を見比べると、本研究で得られた 0.199 MeV の共鳴ピークはエラーの範囲で他の反応で観測された基底状態のエネルギーと一致しており、図 5.17 を見ることで、スピンパリティは  $4^-$  であると判断した。また  $^{27}\text{F}$  から放出される 0.935(8) MeV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている 1.237(30) MeV の共鳴状態、1.993(21) MeV の共鳴状態も先行研究と一致していると考えた。一方、0.935(8) MeV の  $\gamma$  線とコインシデンスしている 2.685(31) MeV の共鳴状態は初観測である。

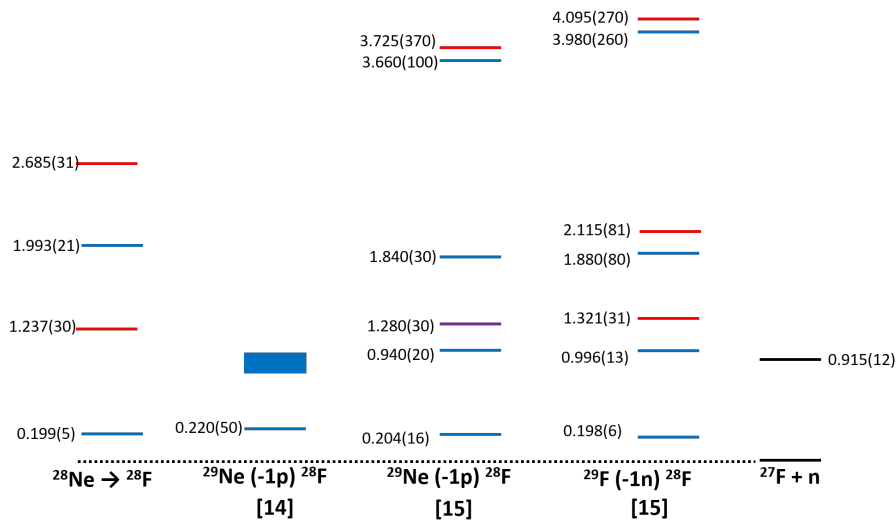


図 5.15 荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応の実験結果。1 陽子分離反応の左側は Christain らによる先行研究を表している。荷電交換反応は本実験で得られたものである。また、1 陽子分離反応・1 中性子分離反応は Revel らの先行研究の値を示している。赤線は  $\gamma$  線とコインシデンスしている共鳴状態を表す。また、紫線は  $^{27}\text{F}$  の基底状態にも 915 keV の状態にも崩壊する。数値は中性子崩壊の閾値からのエネルギーを示す。

図 5.16 には Alex Brown 氏による sd 殻模型をモデル空間とする理論計算と本実験から得られた  $^{28}\text{F}$  の励起エネルギーを示している。これを見比べると、基底状態, 1.038(30), 1.794(22) MeV の共鳴状態は理論計算と一致しているが、2.486(31) MeV の共鳴状態は sd 殻模型をモデル空間とする理論計算では説明できない。

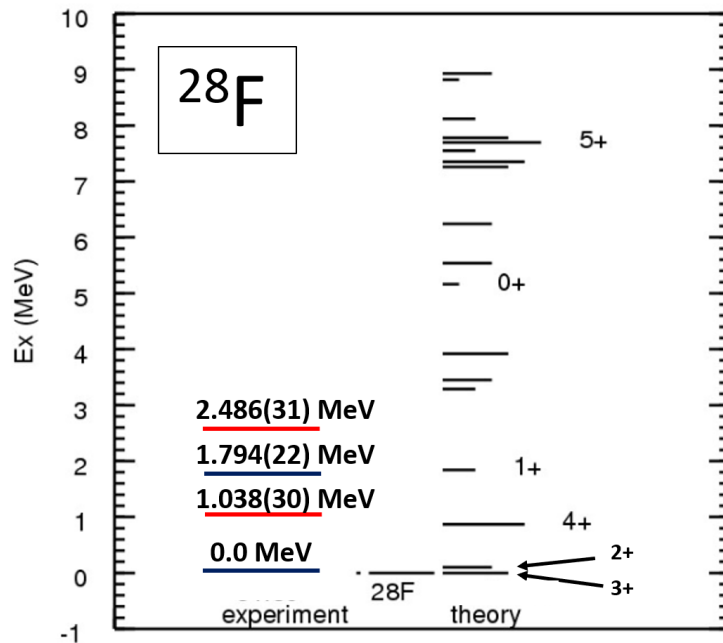


図 5.16 Alex Brown 氏による sd 殻模型をモデル空間とする理論計算と本実験から得られた  $^{28}\text{F}$  の励起エネルギーの比較。

また、図 5.17 には荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応によって得られた  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギーと sdpf-u-mix[41],sdpf-mu[42],USDB[40] を有効相互作用とする殻模型理論計算の結果を示す。0.199(5) MeV のピークは先行研究とエラーの範囲で一致していることから  $4^-$  のスピン・パリティであると判断した。また、1.237(30), 1.993(21) MeV にも先行研究と近い値に共鳴状態が見られるが、スピン・パリティを決めるには至っていない。また、2.685(31) MeV の共鳴状態は初観測である。sdpf-u-mix をモデル空間とする理論計算のみがこのエネルギー帯に共鳴ピークが存在すると述べているが、スピン・パリティの決定にまではいたらないが、マイナスのパリティ状態であることを示唆している。

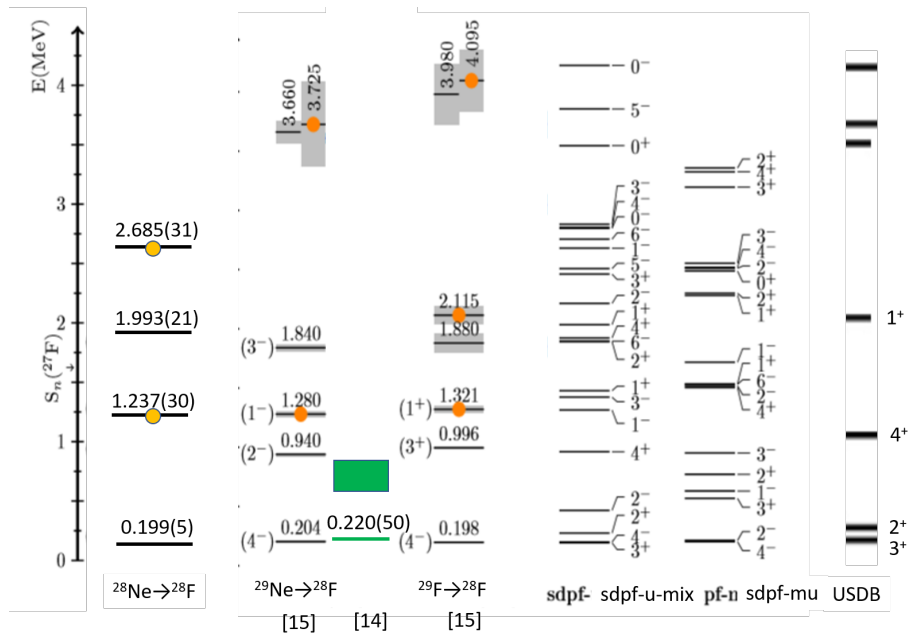


図 5.17 相対エネルギー ( $^{28}\text{F} - ^{27}\text{F}+n$ ) と理論との比較。理論では各々、 $\text{sdpf-u-mix}$ [41],  $\text{sdpf-mu}$ [42],  $\text{USDB}$ [40] を有効相互作用とする殻模型理論計算を用いている。荷電交換反応を用いて得られた相対エネルギーは本実験で求めた。また、Christain らによる先行研究は緑色、Julian らの先行研究結果は青色で示した。USDB 有効相互作用とする殻模型計算では相対エネルギーではなく励起状態での計算結果であったため、 $^{28}\text{F}$  の基底状態を 0.2 MeV として表している。



## 第6章

# まとめと今後の展望

本研究では①酸素ドリップライン異常の起源の解明、②核子間力の抽出、③中性子過剰核での(n,p)型の荷電交換反応の有用性を確かめることを目的として、 $^{28}\text{F}$ の不変質量核分光実験を行った。実験は理化学研究所RIビームファクトリーにおいて行われた。核子当たり345 MeVの $^{48}\text{Ca}$ とBe標的との核破碎反応により、核子あたり240 MeVの $^{28}\text{Ne}$ ビームを生成・分離した。さらに $^{28}\text{Ne}$ とC標的との荷電交換反応から中性子過剰非束縛核 $^{28}\text{F}$ を生成した。 $^{28}\text{F}$ の崩壊で生じる荷電フラグメントと中性子を大立体角スペクトロメータSAMURAIにおいて同時検出し、運動量ベクトルを求め、不変質量法を用いることで相対エネルギーベクトルを導出した。また、反応により生じる脱励起 $\gamma$ 線を検出器DALI2を用いて同時検出した。

本実験では $^{28}\text{F}$ の共鳴ピークを4つ観測した。これらの崩壊エネルギーは0.199(5), 0.301(29), 1.750(30), 1.993(21) MeVであった。このうち、0.199(5), 1.993(21) MeVの共鳴状態は $^{27}\text{F}$ の基底状態に崩壊し、0.301(29), 1.750(30) MeVは $^{27}\text{F}$ の励起状態に崩壊していることがわかった。荷電交換反応を用いた本研究の結果と1陽子分離反応・1中性子分離反応を用いた先行研究の結果と比較することで、先行研究と一致する0.119(5), 0.301(29), 1.993(21) MeVの3つの共鳴ピークと初観測となる1.750(30) MeVの共鳴ピークが観測された。さらにこれらの断面積は崩壊エネルギーが小さいものから順に0.038(2), 0.0068(12), 0.10(1), 0.0067(13) mbと求り、観測された $^{28}\text{F}$ の大部分は $^{27}\text{F}+n$ の基底状態に崩壊していることがわかった。また散乱角度分布から0.199(5) MeVと1.993(21) MeVの共鳴ピークでは異なる角度依存性を持っていることがわかった。また不安定核の核分光実験では1陽子分離反応・1中性子分離反応が用いられることが一般的であるが、本実験により、荷電交換反応は収量という面で有用であるということが確認できた。

本研究では、(n,p)型の荷電交換と不変質量法を組み合わせ、非束縛核の分光に初めて適用した。本研究では、C標的側の終状態の特定ができていないため角度分布の解析から反応における移行角運動量を特定し、 $^{28}\text{F}$ の状態のスピン・パリティの決定を行うことはできなかった。これは、例えば( $^7\text{Li}, ^7\text{Be}$ )反応で $^7\text{Be}$ からの $\gamma$ 線を検出することで、標的核の終状態のスピン・パリティを特定することができる。この反応を不変質量法と組み合わせることで、これまで困難であった非常に中性子過剰な原子核のスピン・パリティの決定を実験により行える可能性がある。

# Appendix.A

## A.1 荷電交換反応の有用性

5章では、 $^{28}\text{F}$ の収量を荷電交換反応と1陽子分離反応・1中性子分離反応を比較して有用であると述べたが、ここでは他の核種に対しても比較する。図A.1に荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応を用いて不安定核を生成するにあたり、必要な親核種の生成しやすさについて示した。また、図A.2には中性子過剰非束縛核 $^{28}\text{F}$ ,  $^{21}\text{C}$ ,  $^{25}\text{O}$ ,  $^{30}\text{F}$ ,  $^{33}\text{Ne}$ を生成する時の親核種の生成断面積の比を表しているものであり、1陽子分離反応の場合に必要な二次ビームの生成断面積を1としている。この時の荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応の生成断面積を青点・赤点・緑点で表しておりこれらとを比較することで、荷電交換反応は1陽子分離反応と比べ、1桁程度大きくなっていることがわかり、1中性子分離反応では2-3桁小さくなっていることが確認できる。

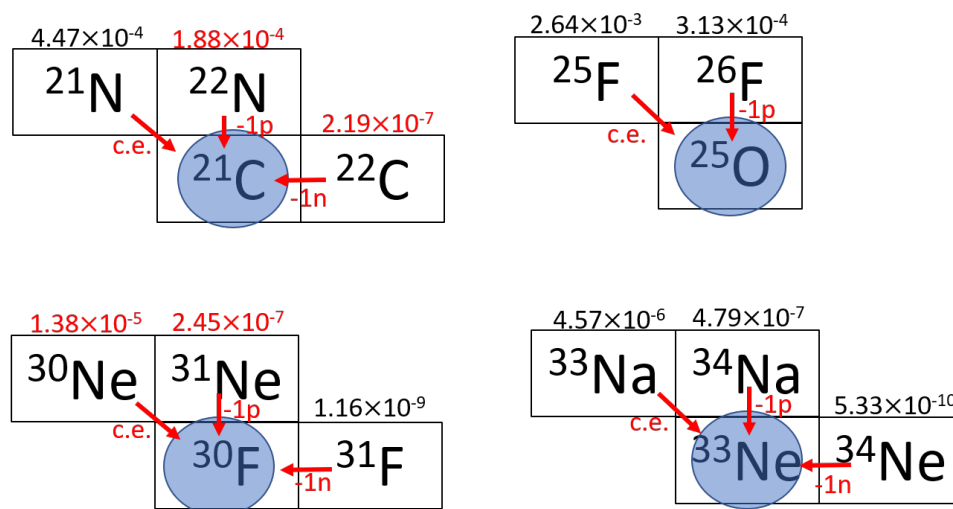


図 A.1 不安定核 +1 陽子, 不安定核 + 1 中性子, 不安定核 +1 陽子-1 中性子の生成断面積の比較。青で囲った原子核は中性子過剰非束縛な原子核である。また、非束縛核の生成元となる親核種も示す。赤字は実験結果から得られた生成断面積 1[mb][30] であり、黒字で示したものは EPAX2.15[31] によって計算された生成断面積 [mb] である。

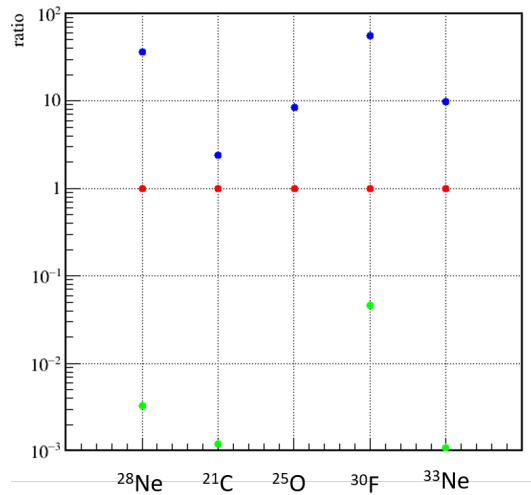


図 A.2  $^{28}\text{F}$ ,  $^{21}\text{C}$ ,  $^{25}\text{O}$ ,  $^{30}\text{F}$ ,  $^{33}\text{Ne}$  を生成する場合の親核種の生成割合を示した。1 陽子分離反応の場合に必要な二次ビームの生成断面積を 1 とした場合の荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応の場合に必要な生成断面積をそれぞれ青点・赤点・緑点で示す。

次に表 A.1, 表 A.2, 表 A.3 には荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応の断面積を示す。また、図 A.3 は横軸にビームの核種、縦軸を断面積としてプロットしたものである。青色・赤色・緑色はそれぞれ荷電交換反応・1 陽子分離反応・1 中性子分離反応の実験データに対応する。もちろん、断面積は核構造や入射ビームエネルギー等によって変わるが、図 A.3 を見ると荷電交換反応 (青点)・1 陽子分離反応 (赤点)・1 中性子分離反応 (緑点) はおよそ  $10^{-1} : 10^0 : 10^1$  の比となっていることが分かる。以上のことを表 A.4 にまとめた。これから荷電交換反応は収量という点において 1 陽子分離反応と同程度期待出ることが分かる。

表 A.1 荷電交換反応の断面積。 $^{28}\text{F}$  に関するデータは本研究によって得られた値。 $^{25}\text{F}$  に関するデータは中村研究室の吉留氏によって得られた値である。ただし吉留氏の断面積の値はフィッティングを行っておらず、概算値である。

反応	励起エネルギー	ビームエネルギー	断面積
$(^{28}\text{Ne}, ^{28}\text{F})$	g.s	240 MeV/u	0.04 mb
$(^{28}\text{Ne}, ^{28}\text{F})$	1.74 MeV	240 MeV/u	0.08 mb
$(^{25}\text{F}, ^{25}\text{O})$	g.s.	240 MeV/u	0.06 mb
$(^{25}\text{F}, ^{25}\text{O})$	3 MeV	240 MeV/u	0.1 mb

表 A.2 一陽子分離反応の断面積。

反応	励起エネルギー	ビームエネルギー	断面積
$^{53}\text{K}(p,2p)^{52}\text{Ar}$ [33]	g.s.	210 MeV/u	0.7(3) mb
$^{53}\text{K}(p,2p)^{52}\text{Ar}$ [33]	1658 keV	210 MeV/u	0.9(2) mb
$^{53}\text{K}(p,2p)^{52}\text{Ar}$ [33]	2295 keV	210 MeV/u	0.4(1) mb
$(^{30}\text{Na}, ^{29}\text{Na})$ [34]	252 keV	240 MeV/u	0.13(3) mb
$(^{30}\text{Na}, ^{29}\text{Na})$ [34]	363+X keV	240 MeV/u	0.8(1) mb
$(^{33}\text{Na}, ^{32}\text{Ne})$ [35]	0.0 MeV	221 MeV/u	1.4(7) mb
$(^{33}\text{Na}, ^{32}\text{Ne})$ [35]	0.709(12) MeV	221 MeV/u	2.2(6) mb
$(^{33}\text{Na}, ^{32}\text{Ne})$ [35]	2.119(19) MeV	221 MeV/u	0.72(3) mb

表 A.3 一中性子分離反応の断面積

反応	励起エネルギー	ビームエネルギー	断面積
$(^{29}\text{Ne}(\frac{7}{2}^-), ^{28}\text{Ne}(0_0^+))$ [36]	g.s.	240 MeV/u	36(7) mb
$(^{29}\text{Ne}(\frac{1}{2}^+), ^{28}\text{Ne}^*)$ [36]	g.s.	240 MeV/u	38(7) mb
$(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C})$ [37]	0.62(9) MeV	280 MeV/u	61(5) mb
$(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C})$ [37]	3.31 ~ 5.5 MeV	280 MeV/u	4(1) mb
$(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C})$ [37]	2.89(10) MeV	280 MeV/u	15(3) mb
$(^{54}\text{Ca}, ^{53}\text{Ca})$ [38]	g.s.	200 MeV/u	15.9(17) mb
$(^{54}\text{Ca}, ^{53}\text{Ca})$ [38]	2.220(13) MeV	200 MeV/u	19.1(12) mb
$(^{54}\text{Ca}, ^{53}\text{Ca})$ [38]	1.738(17) MeV	200 MeV/u	1.0(3) mb

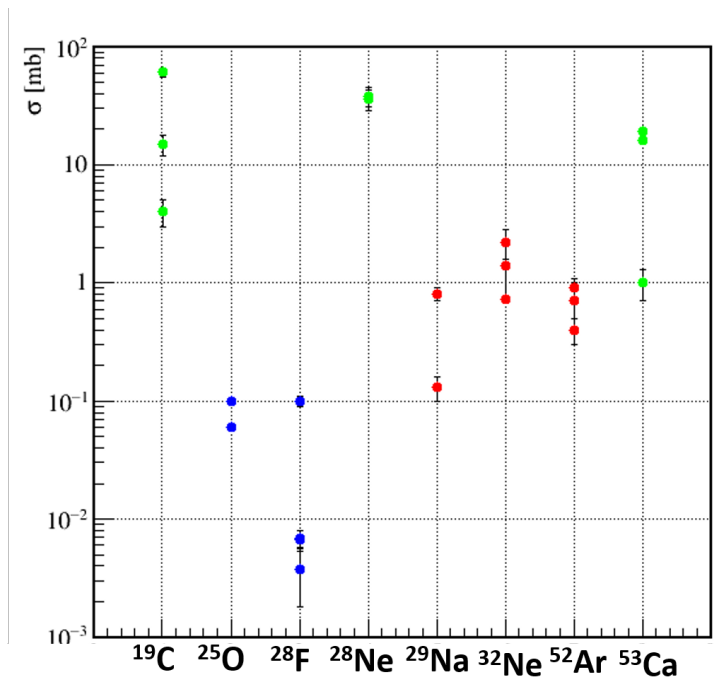


図 A.3 荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応の断面積。青色・赤色・緑色はそれぞれ荷電交換反応・1陽子分離反応・1中性子分離反応の実験データを表している。

表 A.4 生成方法の違いによる中性子過剰比束縛核の収量の比較。1陽子分離反応の場合を1として比をだした。荷電交換反応は1陽子分離反応と同程度に収量が多いことが確認できた。

反応	親核種の生成断面積の相対値	各共鳴状態に対する断面積の相対値	生成量の比
荷電交換反応	10	0.1	1
1陽子分離反応	1	1	1
1中性子分離反応	0.01	10	0.1

# Appendix.B

荷電交換反応を用いた  $^{28}\text{F}$  を生成する断面積は DAYONE 実験のデータを用いて導出したが、1 陽子分離反応・1 中性子分離反応を用いた  $^{28}\text{F}$  の場合の断面積は統計量の関係から SAMURAI027 実験のデータを用いた。相対エネルギースペクトルの導出は島田氏が行った [44]。1 陽子分離反応・1 中性子分離反応での断面積導出の際には、高分解能・高統計量の先行研究 [15] を参考に行った。

## B.1 1 陽子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の断面積

図 B.1 に 1 陽子分離反応によって得られた相対エネルギースペクトル [44] を示す。これを見ると 2.5 MeV 以下に大部分のカウントが存在しており、 $E_{rel} \leq 2.5 \text{ MeV}$  のカウント数は 222 である。NEBULA と NeuLAND[45] を合わせた検出効率を 50 % と仮定 [32] し、FDC,HOD 等の検出効率を 100% とした場合、2.5 MeV 以下の断面積は 4.8 mb となる。先行研究 [15] では 2.5 MeV 以下のエネルギー帯に 5 つの共鳴状態を発見している。ここで、今回は断面積のオーダーのみを知りたいので、1 つの共鳴ピークに対する断面積を簡易的に以下のように計算すると 1 陽子分離反応を用いた  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギーのオーダーは 1 mb であると求まった。

$$\sigma \sim 4.8 \text{ mb} \div 5 = 0.96 \text{ mb} \sim 1 \text{ mb} \quad (\text{B.1.1})$$

この断面積は、他の原子核の 1 陽子分離反応で観測された値 (Appendix.A) と同じオーダーである。

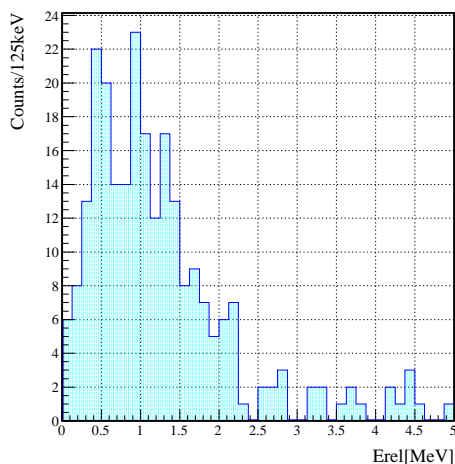


図 B.1 1 陽子分離反応によって得られた  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギースペクトル ( $^{29}\text{Ne} \rightarrow ^{28}\text{F} + n$ )

## B.2 1 中性子分離反応によって得られた $^{28}\text{F}$ の断面積

1 中性子分離反応を用いて得られた  $^{28}\text{F}$  の断面積を導出する。図 B.2 は 1 中性子分離反応によって得られた  $^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギースペクトルである。先行研究 [15] では相対エネルギー 1.6 MeV 以下の範囲では共鳴ピークが 3 つということになっている。図 B.2 に示す相対エネルギースペクトルで  $E_{rel} \leq 1.6 \text{ MeV}$  のカウント数は 7738 である。先ほどと同様に NEBULA と NeuLAND[45] を合わせた検出効率を 50 % と仮定 [32] し、FDC,HOD 等の検出効率を 100% とした場合、2.5 MeV 以下の断面積は 88 mb となる。簡単のため以下のような計算をすると 1 中性子分離反応の場合 1 つの共鳴ピークの大きさはおよそ 30 mb と求まった。この断面積は、他の原子核の 1 中性子分離反応で観測された値 (Appendix.A) と同じオーダーである。

$$\sigma \sim 88 \text{ mb} \div 3 = 29 \text{ mb} \sim 30 \text{ mb} \quad (\text{B.2.1})$$

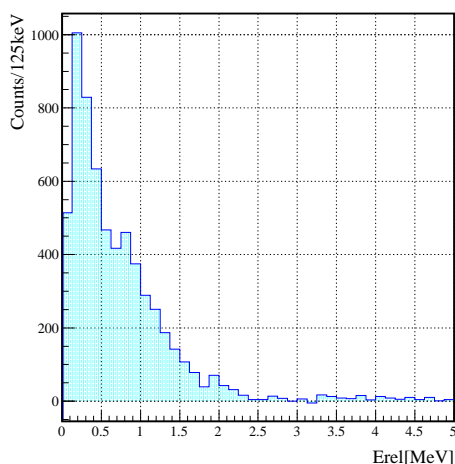


図 B.2 1 中性子分離反応によって得られた  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギースペクトル ( $^{29}\text{F} \rightarrow ^{28}\text{F} + ^{27}\text{F}+n$ )

本来、図 B.3 に示す ① の反応 ( $^{29}\text{F} \rightarrow ^{28}\text{F} + ^{27}\text{F}+n$ ) のみから断面積を求めたい。しかし  $^{27}\text{F}$  と 1 中性子が検出されたイベントは ② のように非弾性散乱により非束縛励起状態が生成され、その崩壊で  $^{27}\text{F}$  と 2 中性子が放出される過程も含まれる。つまり、先ほどの 30 mb は最大値を見積もったものである。中性子検出器の検出効率は 100 % ではないため、② のうち 1 つの中性子を検出し、 $^{28}\text{F}$  と識別しているものがあるため、それらを除去する必要がある。この節以下では図 B.3 では  $^{28}\text{F}$  を経由するイベントとそうでないイベントそれぞれを ①, ② の反応と呼ぶ。

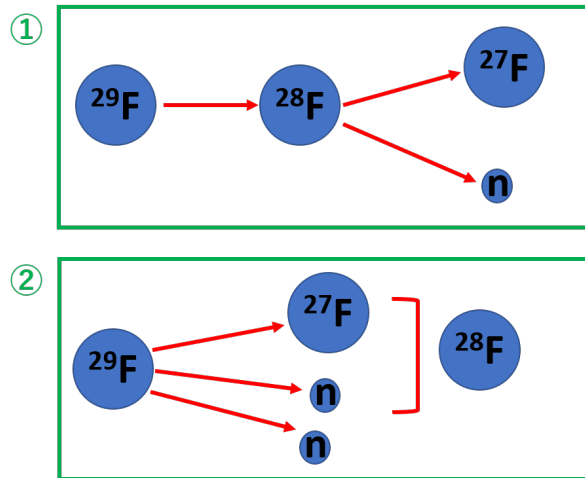


図 B.3  $^{28}\text{F}$  を経由して  $^{27}\text{F}+n$  を観測する場合 (①) と、経由せずに  $^{27}\text{F}+n$  を観測する場合 (②) の模式図。

まず、②の反応のうち2つの中性子がともに検出された場合を考える。1中性子解析の際、最も早い中性子のヒットを真のヒットとして扱い、2つ目以降のイベントは棄却するという解析をしている。1中性子ヒットとして扱っているが、実は  $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+2n$  のものが含まれている。これは、2中性子解析 ( $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+2n$ ) で得られたカウント数分だけ含まれる。次に検出効率の関係から、②の中性子のうち、一つしか検出器で検出されなかったイベントもある。これは実験データからだけでは①と区別がつかないため直接的には求められない。したがって、シミュレーションを用いて以下の手順で導出する。

- 実験で得られた  $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+2n$  の相対エネルギースペクトル図 B.5 をインプット情報とする。
- シミュレーションで2中性子イベントを発生させ、そのうち、1中性子イベントとして検出されたヒストグラムを求める。
- シミュレーションで2中性子イベントと検出されたカウント数と1中性子イベントと検出されたカウント数の比を用いて、実験結果の  $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+2n$  イベント数から、そのうち一つしか検出されていないもののカウント数を導出する。

本実験では簡易的に断面積を求めることにする。 $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+2n$  の反応が起きた時に、2中性子として検出される場合と1中性子として検出される場合の比を SAMURAI027 実験セットアップ時の  $^{31}\text{F} \rightarrow ^{29}\text{F}+n$  反応時に求められた6.76倍 [44] を用いることにする。図 B.4 は  $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を表している。後者の影響を取り除くため、2中性子イベント (図 B.5) のうち、 $^{27}\text{F}$  と速度の早い中性子、 $^{27}\text{F}$  と速度の遅い中性子で相対エネルギーを計算したものが、それぞれ図 B.6 の赤と青のヒストグラムである。これらの相加平均を6.76倍して、図 B.4 と重ね書きしたものが、図 B.7 であり、青から赤をひいた、 $^{29}\text{F} \rightarrow ^{28}\text{F}+n$  に対応するスペクトルが図 B.8 である。簡単のため、中性子検出器の検出効率を50%とし、HODやFDCの検出効率を100%としたとき、図 B.8 の1.6 MeV以下の断面積は、64.8 mbとなる。ここで、先行研究 [15] では1.6 MeV以下に3つの共鳴状態があると結論付けている。したがって、以下のような計算を行うと各共鳴状態の断面積は約22 mbとなる。

$$\sigma \sim 64.8[\text{mb}] \div 3 = 21.6[\text{mb}] \sim 22[\text{mb}] \quad (\text{B.2.2})$$



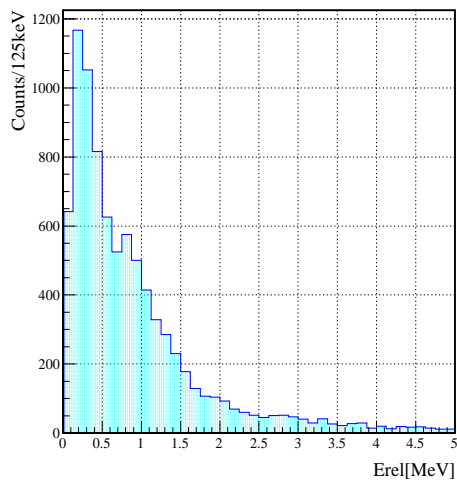


図 B.4 1 中性子分離反応によって得られた  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギースペクトル ( $^{29}\text{F} \rightarrow ^{28}\text{F} + n$ )。ただし、 $^{29}\text{F}$  から直接  $^{27}\text{F}$  へ崩壊するものも含まれているので、後ほど除去を行う。(①+②)

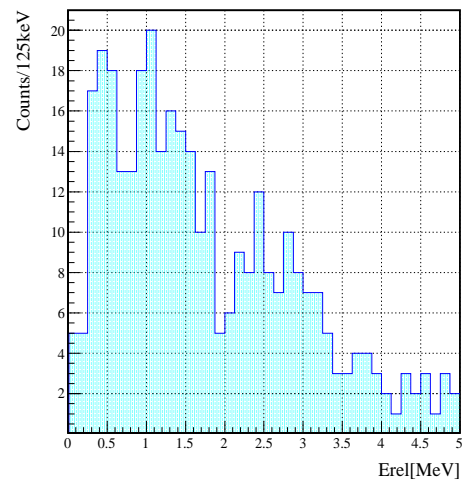


図 B.5 相対エネルギースペクトル ( $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + 2n$ )。(②)

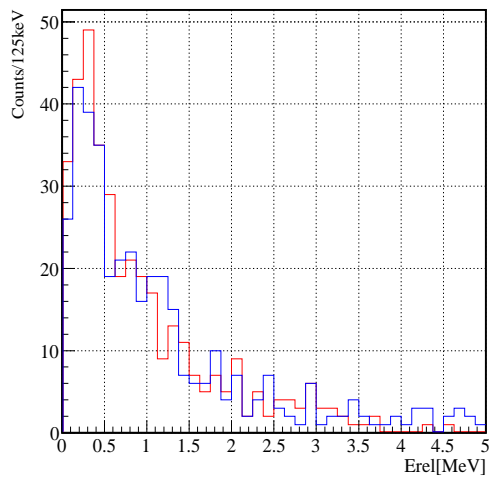


図 B.6 2 中性子イベントの相対エネルギー ( $^{29}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + 2n$ ) のうち、 $^{27}\text{F} + 1n$  のみを選択して  $^{28}\text{F}$  の相対エネルギーを組んだものである。赤色のヒストグラムは  $^{27}\text{F}$  と速度の早い中性子で相対エネルギーを組んだもので、青色のヒストグラムは  $^{27}\text{F}$  と速度の遅い中性子で相対エネルギーを組んだものである。

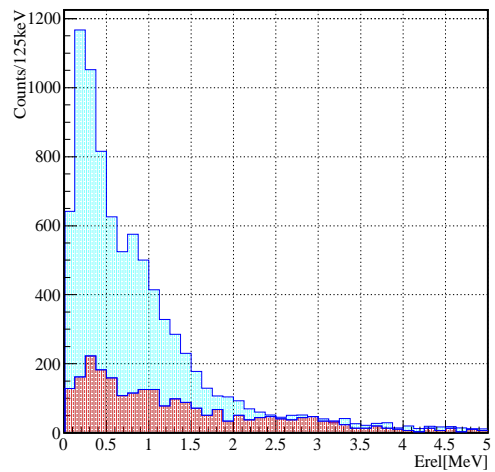


図 B.7 青色のヒストグラムは図 B.4 のスペクトルであり、赤色のヒストグラムは図 B.6 の相加平均を 6.76 倍して重ねたものである。

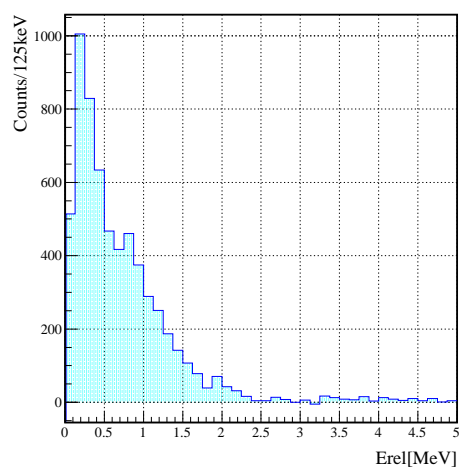


図 B.8 図 B.7 の青のヒストグラムから赤のヒストグラムを求めたものであり、1 中性子分離反応による相対エネルギー分布を示している。 $(^{29}\text{F} \rightarrow ^{28}\text{F} + n)$

# Appendix.C

## C.1 $\gamma$ 線と相対エネルギー

$\gamma$  線と  $^{28}\text{F}$  の共鳴状態との関係を知るために相対エネルギースペクトル (図 C.1) を 0.3 MeV 毎に区切った。図 C.2 には相対エネルギー 0.3 MeV 毎の  $\gamma$  線スペクトルを示す。赤の矢印は先行研究で観測された  $\gamma$  線の値をさしている。また、図 C.1 を見ると 935(8) keV の  $\gamma$  線以外に、300 keV 近傍にもピークが見られる。図 C.3 左図には  $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 400 \text{ keV}$  の  $\gamma$  線に対応する相対エネルギースペクトルを示しており、右図は  $400 \text{ keV} \leq E_\gamma$  の  $\gamma$  線に対応する相対エネルギースペクトルを示している。これらを定数倍して重ねたものが図 C.4 である。これから 300 keV の  $\gamma$  線は相対エネルギーと相関をもっていないと判断した。

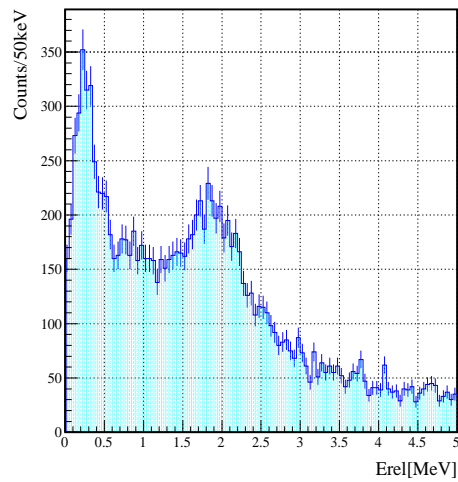


図 C.1 相対エネルギースペクトル ( $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$ )

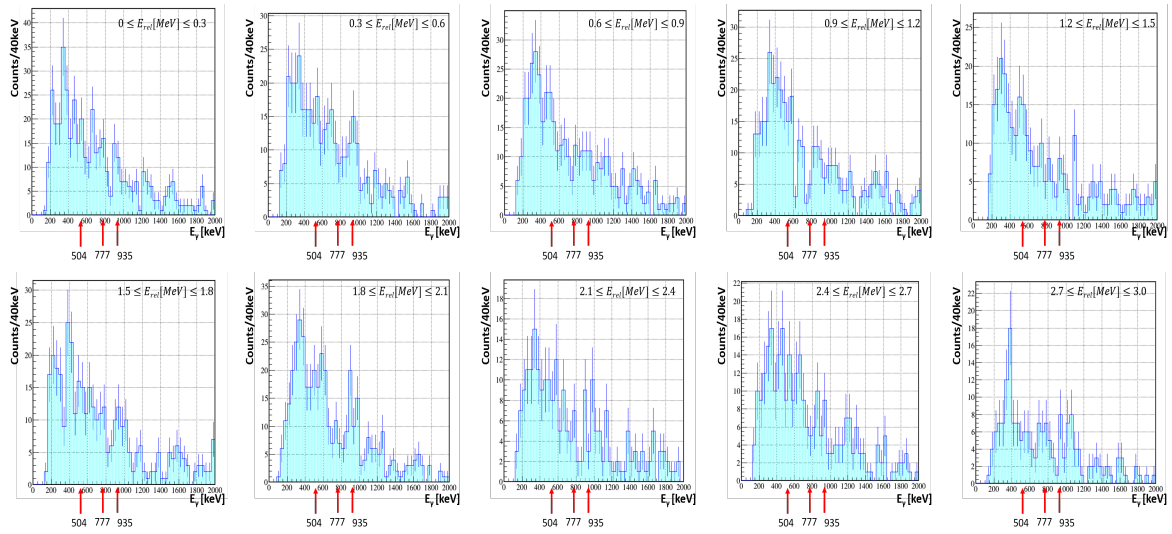


図 C.2 相対エネルギーで条件をかけた時の  $\gamma$  線エネルギースペクトル。各々相対エネルギーを 0.3 MeV 毎に区切り、それに対応する  $\gamma$  線を見ている。

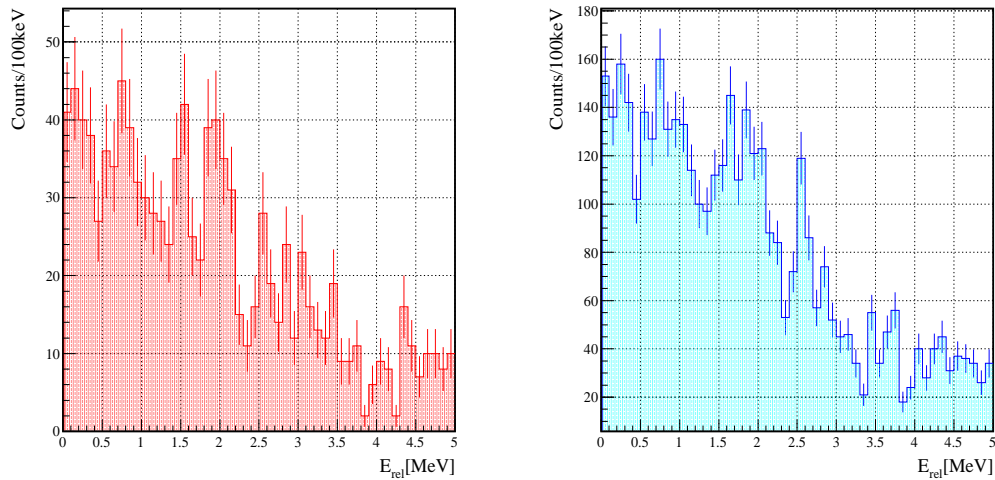


図 C.3 左図は 300 keV の  $\gamma$  線条件下での相対エネルギーを表した図であり、 $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 400 \text{ keV}$  で条件をかけた相対エネルギーの図である。また、右図は  $400 \text{ keV} \leq E_\gamma$  条件下での相対エネルギーを表している。

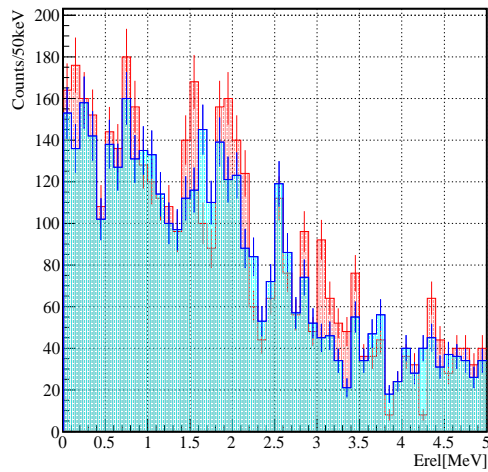


図 C.4 図 C.3 を重ね書きしたもの。図 C.3 の赤ヒストグラムを 4 倍している。この図から 300 keV 近傍の  $\gamma$  線と共鳴状態は相関がないと判断した。

図 C.6 はそれぞれ、 $0 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ keV}$ ,  $500 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ keV}$ ,  $1000 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1500 \text{ keV}$ ,  $1500 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 2000 \text{ keV}$  の範囲の  $\gamma$  線を選択し、それぞれに対応する相対エネルギーを示す。これらを見比べると、 $500 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ keV}$  に対応する相対エネルギースペクトルでは 1 MeV 以下の範囲と 2 MeV 付近に共鳴状態が存在する可能性がある。また、 $1000 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1500 \text{ keV}$  に対応する相対エネルギースペクトルには 0.8 MeV、 $1500 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 2000 \text{ keV}$  に対応する相対エネルギースペクトルでは 1.5 MeV 付近にも共鳴状態が存在する可能性がある。これらが共鳴状態であるかを調べるために、 $\gamma$  線で条件をかけた解析を行う。

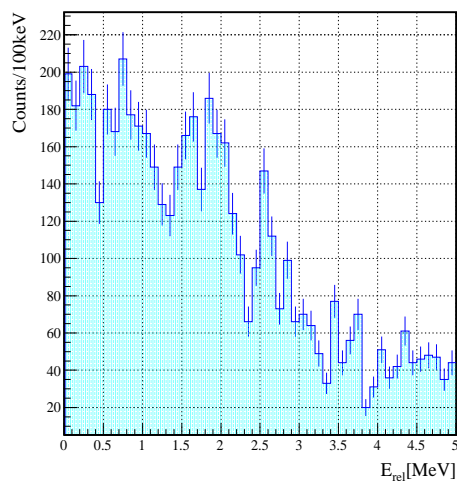


図 C.5  $\gamma$  線が検出されたときの相対エネルギースペクトル

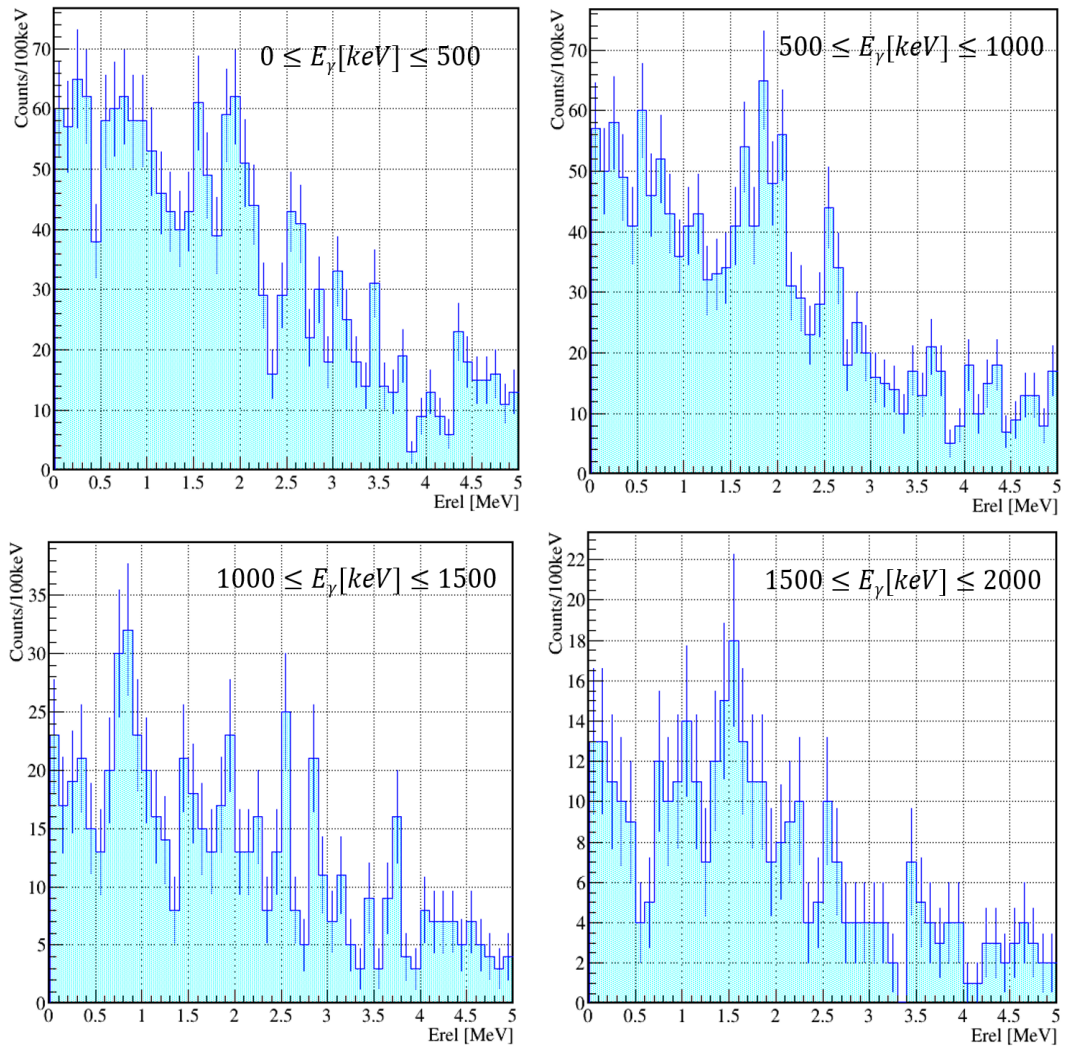


図 C.6 それぞれ  $0 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 500 \text{ keV}$ ,  $500 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ keV}$ ,  $1000 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1500 \text{ keV}$ ,  $1500 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 2000 \text{ keV}$  の範囲の  $\gamma$  線に対応する対応する相対エネルギー

図 C.7 は  $0.0 \leq E_{rel} [\text{MeV}] \leq 0.5$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラムを表している。これには、 $E_\gamma=700, 900 \text{ keV}$  近傍にピークが見られる。これは、確かに、図 C.6 に示す  $0.0 \leq E_{rel} [\text{MeV}] \leq 1.0$  の範囲の相対エネルギー分布にも相反しない。次に、図 C.6 の左上下をみると  $E_{rel}=0.8 \text{ MeV}$  近傍に共鳴状態があるように見える。図 C.8 は  $0.5 \leq E_{rel} [\text{MeV}] \leq 1.3$  の条件下の  $\gamma$  線分布であり、 $500, 900 \text{ keV}$  近傍にはピークらしきものが見られるが、 $1000 \leq E_\gamma [\text{keV}] \leq 1500$  の範囲でははっきりとしたピークは見られない。

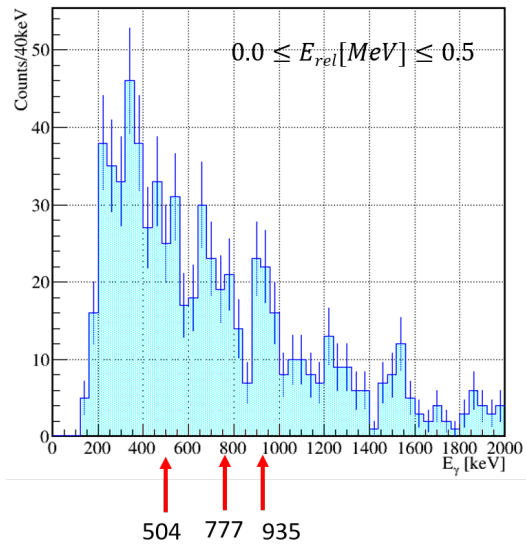


図 C.7  $0.0 \leq E_{rel} [MeV] \leq 0.5$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラム。  $E_\gamma=700,900$  keV 近傍にピークが見られる。

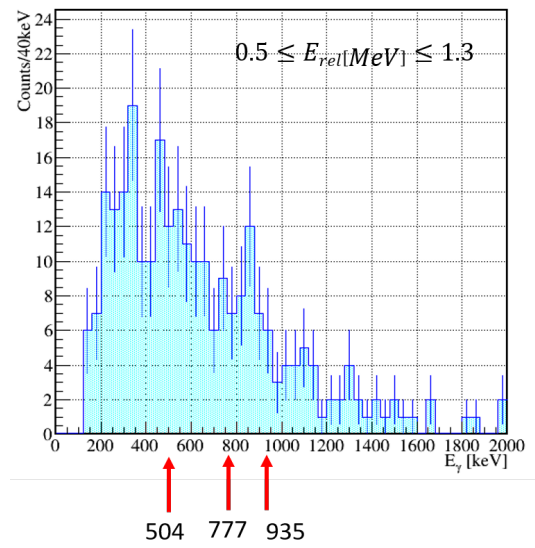


図 C.8  $0.5 \leq E_{rel} [MeV] \leq 1.3$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラム。

図 C.9 は  $1.3 \leq E_{rel} [MeV] \leq 1.8$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラムであり、900,1500 keV 近傍にピークのようなものが見られる。特に 1500 keV 近傍の  $\gamma$  線は図 C.6 の  $1500 \leq E_{rel} [keV] \leq 2000$  とつじつまがっている。図 C.10 は  $1.5 \leq E_{rel} [MeV] \leq 2.3$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラムであり、500,900 keV 近傍にピークが見られる。

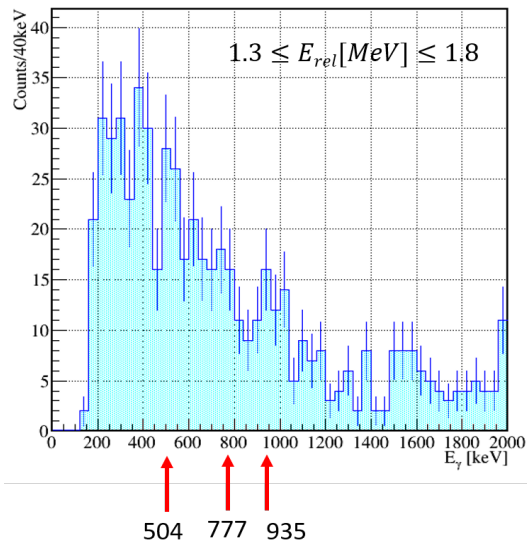


図 C.9  $1.3 \leq E_{rel} [MeV] \leq 1.8$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラム。

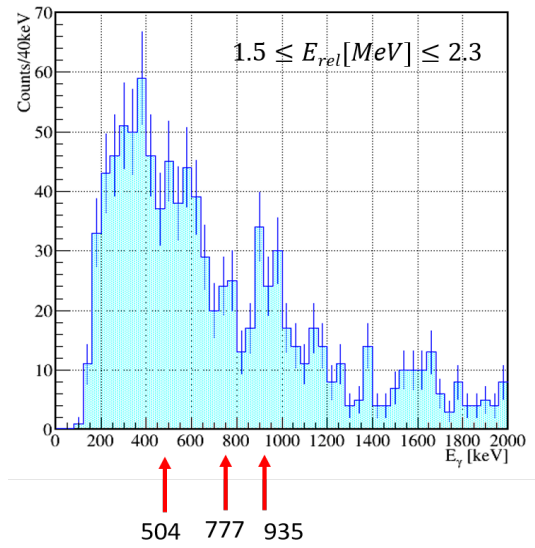


図 C.10  $1.5 \leq E_{rel} [MeV] \leq 2.3$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラム。

最後に、図 C.6 には  $2.5 \leq E_{rel} (MeV) \leq 2.7$  にピークが見られたので、それを調べるために、図 C.11 に  $2.5 \leq E_{rel} (MeV) \leq 2.7$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラムを示した。しかし、これからなにも言えることはない。

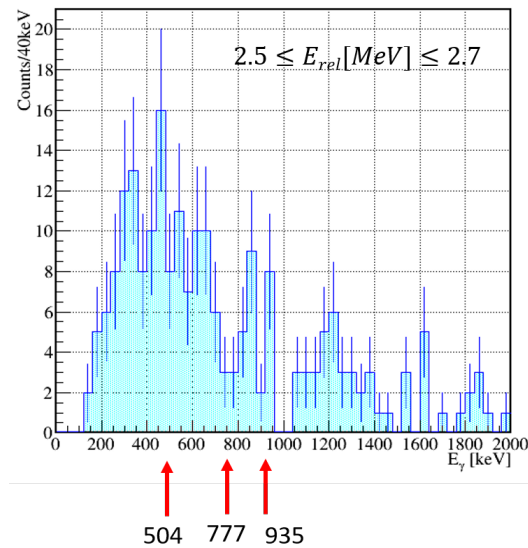


図 C.11  $2.5 \leq E_{rel} [MeV] \leq 2.7$  の条件下での  $\gamma$  線のヒストグラム。

$E_{rel} \sim 0.8, 1.5$  MeV 近傍に共鳴状態が、また、 $E_\gamma \sim 0.5, 0.7, 1.5$  MeV 近傍にピークが存在する可能性があるが、統計量が足りないため、断定的なことは述べる事が、できない。新しい  $\gamma$  線のエネルギーや相対エネルギー



ギーが存在する可能性はあるが、統計量の問題があり、断定することはできない。

## 参考文献

- [1] D.S.Ahn et al., Phys.Rev.Lett. **123**,212501(2019).
- [2] D.Guillemaud-mueller et al. ,PRC 41 (1990) 937.
- [3] M.Fauerbach et al. ,PRC 53(1996)647.
- [4] H.Sakurai et al., Phys.Lett.B 448 (1999) 180-184.
- [5] A.Poves, Z.Phys.A 347,227-230(1994).
- [6] N.A.F.M Poppelier, Z.Phys.A 347,11-20(1993).
- [7] T.Otsuka et al., PRL **105**,032501(2010).
- [8] Y.Kondo et al., PRL **116**,102503(2016).
- [9] A.Lepailleur et al., PRL **110**,082502(2013).
- [10] P A Butler et al., Nuclear and Particle Physics **44**,044012.
- [11] N.Kobayashi et al., PRC **93**,014613(2016).
- [12] R.Meharchand et al., PRL **108**,122501(2012).
- [13] R.G.T.Zegers et al., PRC **93**,014613(2016).
- [14] G.Christian et al., PRL **108**,032501(2012).
- [15] Aldric Revel et al., Doctor thesis <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02082089>,  
submitted fild to Phys.Rev.Lett.
- [16] N. Kobayashi et al., PRC 86,054604(2012).
- [17] N. Kobayashi, Doctor thesis(2013),Tokyo Institute of technology.
- [18] 理化学研究所 <http://ribf.riken.jp/BigRIPSInfo/>
- [19] Y.Kondo et al., RIKEN Accel. Prig.Rep.46(2013).
- [20] H.Otsu, NIMB **376**(2016)175-179.
- [21] SANFLOWER COLLABORATION  
<http://www.nishina.riken.jp/collaboration/SUNFLOWER/misc/util/sources.php>
- [22] T.Kobayashi et al., NIM **317**(2013)294-394.
- [23] S. Takeuchi et.al., Nucl. Instr. Meth. A,**763** 596-603 (2014).
- [24] Y.Shimizu et.al., NIM B,**317** (2013)739-742.
- [25] 佐古貴行 修士論文 東京工業大学 (2011)
- [26] Y.Kondo et.al., NIM B,**463** (2020)173-178.
- [27] P.Doornenbal et al., Phys.Rev.C **95**,041301.
- [28] Z.Elekes et al., Phys.Lett.B **599**,17(2004).
- [29] 坪田潤一 修士論文 東京工業大学 (2015)

- [30] H.Suzuki et al., NIM B **317**(2013)756-768.
- [31] K.Summerer et al., PRC 61,(2000)034607.
- [32] 斗米貴人 修士論文 東京工業大学 (2017)
- [33] H.N.Liu et al., PRL 122,072502(2019).
- [34] 安田昌弘 修士論文 東京工業大学 (2018).
- [35] I.Murray et al., PLC **99**,011302(R)(2019).
- [36] N.Kobayashi et al., PRC 93,014613(2016).
- [37] J.W.Hwang et al., Phys.Lett.B 769,503(2017).
- [38] S.Chen et al., PRL **123**,142501(2019).
- [39] <http://www.nishina.riken.jp/RIBF/BigRIPS/intensity.html>
- [40] Alex Brown, <https://people.nsl.msui.edu/~brown/resources/resources.html>
- [41] E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves, PRC 90,014302 (2014).
- [42] Y. Utsuno et al., PRC 86, 051301 (2012).
- [43] T.Ichihara, PLB 323(1994)278-283.
- [44] 島田哲朗 修士論文 東京工業大学 (2019)
- [45] K.Boretzky et al, GSI SCIENTIFIC REPORT 2014.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にご指導・助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には原子核物理を根本から教えていただき、原子核物理に興味をもてるようになりました。また物理に限らず、プレゼンの仕方やものの考え方など一生役に立つ事柄を教えていただきました。また、学会や国際会議などで積極的に発表や質問をしている姿を見習わなければいつも思っていました。助教授の近藤洋介氏には物理の内容・解析の方法など分からないことを丁寧に教えていただきました。答えだけを教えてくれることはなく、なぜそうなるのかをしっかりと説明していただきました。日頃の研究室での取り組み姿勢を見ていつも自分も頑張らないと思わされていました。また、修士論文執筆にあたり、日本語などの基本的なことも丁寧に指摘していただきました。助教授の内田誠氏は物理の内容で分からないことも積極的に教えていただきました。また、物理以外のことでいろいろ話していただき楽しく TA ができました。特任助教の王赫氏にはミーティングの際にいつも鋭い指摘をしていただき、たくさんの発見を得ることができました。武内聡氏は時に厳しく、時に優しく接していただいたおかげで、適度に身を引き締めて研究をすることができました。齋藤敦美氏は時に誰もが想像しないようなことを思いつくことがあり、驚かされていました。また、いつも優しく接していただき心が和やかになりました。Cook 氏は私の拙い英語でも一生懸命に耳を傾け、ミーティングでも積極的にアドバイスをしていただきました。斗米貴人氏は私が困っているときに、斗米氏自ら進んで教えてくれることが多く大変助けになったことを覚えています。平山晃大氏は研究室にいる時間以外にもよく面倒を見ていただいたおかげで、研究室にも来るようになりました。安田昌弘氏は物理・解析に詳しく何度もその知識に助けられました。山田啓貴氏は私が B4 の時のアイソマー比を求める実験の際に、実験を何も知らない私に丁寧に指導していただいたことを覚えています。松本真由子氏はいつも明るく元気で、見ていていつも元気をいただきました。栗原篤志氏は解析や物理の解釈で悩んだ時にいつも親身になって考えてくれました。島田哲朗氏は研究はもちろん、私生活でも仲良くしていただき、大学生活が楽しかった 1 つの要因であると思います。安田聖氏は研究熱心でいい意味で頑固で、その姿を見ていつも見習わなければと思っていました。吉留勇起氏が研究について質問された時に、私自身が理解していないものに気づかされ、大変勉強になりました。イ・ヘジ氏は何事にも積極的でいつもその態度を見習わなければと思わされてきました。高橋康平氏は中性子検出器 HIME の開発の際、苦戦していることが多くありましたが、なんとかして乗り越えていく姿を見て刺激を受けました。海老名直樹氏は昼食の時間を惜しんででも研究をしており、いつも感銘を受けておりました。事務の大野真由美氏は我々が研究に集中できるようサポートしていただきました。また、研究以外のこともたくさん話していただきました。研究を支えてくださったすべての方に感謝いたします。また、尊敬できるメンバーとともに研究ができたことを心から誇りに思います。また、大学・大学院の 6 年間の生活を支えてくれた家族に心から感謝します。