

2020 年度  
修士論文

# 中性子過剰な非束縛フッ素同位体の研究

東京工業大学 理学院 物理学系  
学籍番号 18M00509  
氏名 島田哲朗

指導教官 中村隆司

2020/ 02/ 13

## 概要

核図表の陽子数  $Z = 10 - 12$ 、中性子数  $N \sim 20$  の領域は「逆転の島」と呼ばれ、 $N = 20$  の魔法数が消失していることが知られている。この領域の原子核では基底状態において  $2p - 2h$  状態が支配的になり大きく変形する。「逆転の島」の領域がどこまで広がっているのかに興味を持たれているが、「逆転の島」の陽子数が小さい側（島の南側）の領域の境界はまだわかっていない。これは、この領域に位置する原子核は非常に中性子過剰で生成が困難であり、実験データが少ないためである。また、この領域では酸素ドリップライン異常も見られる。これは陽子数が  $Z = 8$  から  $Z = 9$  に一つ増えると、中性子ドリップラインが  $N = 16$  から  $N = 22$  に急激に変化する現象であり、三体力が重要な役割を果たしているとの理論的示唆もある。こうした核構造の異常を解明するため、この領域の中性子過剰核の分光実験が求められている。そこで我々は「逆転の島」の陽子数が小さい側に位置する非束縛核フッ素同位体  $^{29}\text{F}$ 、 $^{30}\text{F}$  と  $^{31}\text{F}$  の探索実験を行った。 $^{30}\text{F}$  は二重魔法数核の候補である、 $^{28}\text{O}$  をコア核として1陽子と1中性子が結合をし、状態を形成しているとみなすことができる。この状態のエネルギーから、核子核子間の相互作用の知見を得ることができる。また、 $^{31}\text{F}$  の非束縛低励起状態は未だ観測されたことがなく、中性子ドリップライン近傍の最も質量数の大きな非束縛核として観測が期待されている。

実験では、理化学研究所の RIBF において生成された不安定核ビーム  $^{31}\text{Ne}(230 \text{ MeV/u})$ 、 $^{32}\text{Ne}(240 \text{ MeV/u})$ 、 $^{30}\text{Ne}(250 \text{ MeV/u})$ 、 $^{29}\text{F}(230 \text{ MeV/u})$  を炭素標的に衝突させることにより、非束縛フッ素同位体を生成した。これらの崩壊により放出される荷電フラグメントと中性子を SAMURAI によって同時検出した。崩壊により放出された粒子の運動量ベクトルを求めることで、不変質量法を用いて  $^{29}\text{F}$ 、 $^{30}\text{F}$  及び  $^{31}\text{F}$  の相対エネルギースペクトルを求めた。その結果、 $^{30}\text{F}$  では  $0.30(3)$ 、 $0.50(1)$ 、 $0.7(3)$ 、 $1.2(1)$ 、 $2(1) \text{ MeV}$  の5つの共鳴ピークを観測することに成功した。 $0.30(3) \text{ MeV}$  の共鳴ピークは CATANA で観測された  $\gamma$  線のコインシデンスイベントを観測することにより、基底状態であることが示唆された。EKK 殻模型計算と比較すると  $0.3(3) \text{ MeV}$  と  $0.5(1) \text{ MeV}$  の共鳴ピークは奇パリティの状態であると考えられる。 $^{31}\text{F}$  では共鳴ピークが  $1.5(2) \text{ MeV}$  に観測され、非束縛な低励起状態の観測に成功した。 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{F}$  の基底状態を生成する断面積は  $2.1(1) \text{ mb}$  であり、 $1.5(2) \text{ MeV}$  の非束縛な励起状態を生成する断面積は  $8(1) \text{ mb}$  と導出され、 $^{31}\text{F}$  の励起状態の中性子の配位は基底状態よりも、 $^{32}\text{Ne}$  の基底状態の配位に近いと考えられる。 $^{29}\text{F}$  では先行研究と一致する4つの共鳴ピークと初観測となる1つの共鳴ピークが確認された。

## Abstract

The nuclei located around “ Islands of Inversion(IoI) ”, where the erosion of the  $N = 20$  magic number due to the re-ordering of the shell structure, have attracted much attention in the rare-isotope nuclear physics. Many studies have been performed for the nuclei ( $Z = 10 \sim 12, N \sim 20$ ) inside IoI as well as for the search the boundary. In particular, the south boundary of IoI has not been yet established due to scarce experimental data especially for the neutron-rich nuclei with  $Z < 10$ . In addition, these neutron-rich nuclei ( $Z < 10$ ) are critical to understand the location of the neutron-drip line, especially for the so-called “ Oxygen anomaly ”, where a sudden change of the location of the neutron-drip line from  $N = 16$  to 22 when the atomic number changes from  $Z = 8$ (oxygen) to 9(flourine). Theoretically, it is suggested that three nucleon forces play an important role in understanding the location of neutron-drip line in the unstable oxygen isotopes. Experimental studies for the neutron-rich F and O isotopes are therefore highly called for in order to understand the shell evolution and the location of the neutron-drip line..

In this work, we report on the experimental study of the nucleus  $^{29}\text{F}$ ,  $^{30}\text{F}$  and  $^{31}\text{F}$  at Radioactive Isotope Beam Factory, operated by RIKEN Nishina Center and Center for Nuclear study, University of Tokyo. These fluorine isotopes were produced from  $^{31}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Ne}$ ,  $^{30}\text{Ne}$  and  $^{29}\text{F}$  on a carbon target. The decay products, charged particle and neutron, were detected in coincidence with the SAMURAI spectrometer and their momentum vectors were obtained. The relative energy spectra were extracted for  $^{30}\text{F}$ ,  $^{31}\text{F}$  and  $^{29}\text{F}$  using invariant mass method. For  $^{30}\text{F}$ , 5 resonance peaks were observed and the ground state of  $^{30}\text{F}$  was found at 0.30(3) MeV by measuring  $\gamma$  ray coincidence events for CATANA. For  $^{31}\text{F}$ , a new unbound excited state was observed at 1.5(2) MeV for the first time. For  $^{29}\text{F}$ , a new resonance peak was observed at 2.8(3) MeV for the first time, in addition to the known ones.

# 目次

第 1 章	序	1
第 2 章	実験の原理	7
2.1	反応	8
2.1.1	一陽子分離反応	8
2.1.2	一陽子一中性子分離反応	9
2.1.3	荷電交換反応	10
2.1.4	非弾性散乱	11
2.2	不変質量法	11
2.3	Breit-Wigner 分布	11
2.4	断面積	12
第 3 章	実験	14
3.1	BigRIPS	14
3.2	SAMURAI	15
3.2.1	SBT1,SBT2	16
3.2.2	ICB	16
3.2.3	BDC1,BDC2	17
3.2.4	標的	17
3.2.5	CATANA	18
3.2.6	FDC1	18
3.2.7	SAMURAI 磁石	19
3.2.8	FDC2	19
3.2.9	HODF24	20
3.2.10	NeuLAND	21
3.2.11	NEBULA	22
3.2.12	検出器の位置	23
3.3	トリガーロジックとデータセット	24
第 4 章	解析	26
4.1	二次ビームの解析	26
4.1.1	プラスチックシンチレータの解析	26
	QDC の較正	26

	スルー補正 . . . . .	27
4.1.2	飛行時間の導出 . . . . .	28
4.1.3	原子番号 $Z$ の導出 . . . . .	28
4.1.4	$A/Z$ の導出 . . . . .	30
4.1.5	粒子識別 . . . . .	31
	核種変化を起こしたイベントの除去 . . . . .	32
4.1.6	標的位置におけるアクセプタンス . . . . .	35
4.2	荷電フラグメントの解析 . . . . .	36
4.2.1	TOF の導出 . . . . .	36
4.2.2	FDC1,2 の較正 . . . . .	36
	$Z$ の選択 . . . . .	36
	STC 補正 . . . . .	37
4.2.3	FDC1、2 の検出効率 . . . . .	40
4.2.4	HODF24 の解析 . . . . .	40
	発光量の較正 . . . . .	40
	$Z$ の位置依存性の改善 . . . . .	42
4.2.5	HODF24 の検出効率の評価 . . . . .	43
4.2.6	磁気硬度 . . . . .	44
4.2.7	標的下流の粒子識別 . . . . .	44
4.3	中性子の解析 . . . . .	46
4.3.1	NeuLAND のヒット位置の較正 . . . . .	47
4.3.2	NeuLAND の発光量の較正 . . . . .	47
4.3.3	NEBULA の QDC の較正 . . . . .	47
4.3.4	NEBULA の $y$ 方向の位置の較正 . . . . .	48
4.3.5	NeuLAND と NEBULA の TOF の較正 . . . . .	49
4.3.6	1 中性子イベントの解析手法 . . . . .	51
4.3.7	2 イベント中性子の解析手法 . . . . .	51
	SameWall の解析 . . . . .	52
	DifferentWall の解析 . . . . .	55
4.3.8	実験とシュミレーションのクロストーク残存率の比較 . . . . .	57
4.4	$\gamma$ 線検出器の較正 . . . . .	58
4.4.1	エネルギーの較正 . . . . .	58
4.4.2	ドップラー補正 . . . . .	59
4.4.3	アドバック解析 . . . . .	60
4.5	相対エネルギー . . . . .	62
4.5.1	$^{27}\text{F}+2\text{n}$ の相対エネルギー分布 . . . . .	62
4.5.2	$^{29}\text{F}+\text{n}$ の相対エネルギー分布 . . . . .	64
4.5.3	$^{29}\text{F}+2\text{n}$ の相対エネルギー分布 . . . . .	65
4.5.4	相対エネルギーの分解能 . . . . .	66
4.5.5	1 つの中性子を検出する場合の検出効率 . . . . .	68

	4.5.6	2つの中性子を検出する場合の検出効率 . . . . .	69
第5章		実験結果と議論 . . . . .	71
	5.1	インクルーシブ断面積 . . . . .	71
	5.1.1	アイコナル反応理論との比較 . . . . .	71
	5.2	$^{30}\text{F}$ の共鳴状態 . . . . .	72
	5.2.1	一陽子分離反応 . . . . .	74
		Breit-Wigner 分布によるフィッティング . . . . .	74
		$\gamma$ 線とのコインシデンスイベント . . . . .	75
	5.2.2	一陽子一中性子分離反応 . . . . .	76
		$^{29}\text{F}+n$ の相対エネルギー分布に含まれる $^{31}\text{F}$ の励起状態のイベントの評価 . . . . .	76
		Breit-Wigner 分布によるフィッティング . . . . .	79
	5.2.3	荷電交換反応 . . . . .	79
		Breit-Wigner 分布によるフィッティング . . . . .	79
	5.2.4	EKK 殻模型計算との比較 . . . . .	80
	5.3	$^{31}\text{F}$ の共鳴状態 . . . . .	81
	5.3.1	Breit-Wigner 分布によるフィッティング . . . . .	81
	5.3.2	崩壊経路の決定 . . . . .	83
	5.3.3	$^{32}\text{Ne}$ から $^{31}\text{F}$ への断面積の評価 . . . . .	85
	5.4	$^{29}\text{F}$ の共鳴状態 . . . . .	86
	5.4.1	Breit-Wigner 分布によるフィッティング . . . . .	87
	5.5	逆転の島領域周辺の原子核との励起エネルギーとの比較 . . . . .	89
第6章		まとめと今後の展望 . . . . .	92
Appendix			93
	A.1	断面積 . . . . .	93
	A.1.1	断面積の種類 . . . . .	93
	A.1.2	相互作用断面積 . . . . .	93
	A.1.3	核種変化の断面積 . . . . .	96
参考文献			98

# 目次

1.1	核図表の一部。 . . . . .	2
1.2	$N = 20$ の核における中性子の配位図。 . . . . .	2
1.3	F、Ne、Na 同位体が生成される断面積。 . . . . .	3
1.4	$N = 20$ 核の中性子の有効一粒子エネルギー。 . . . . .	3
1.5	$^{30}\text{Ne}$ からの一陽子分離反応または一陽子-中性子分離反応により生成された $^{29}\text{F}$ 及び $^{27}\text{F}$ の $\gamma$ 線スペクトル。 . . . . .	4
1.6	$^{26}\text{F}$ における実験と計算の相互作用エネルギー。 . . . . .	5
2.1	本論文の反応経路図。 . . . . .	7
2.2	$^{31}\text{Ne}$ の一陽子分離反応の模式図。 . . . . .	8
2.3	$^{31}\text{Ne}$ の配位図。 . . . . .	9
2.4	$^{32}\text{Ne}$ の配位図。 . . . . .	10
2.5	$^{30}\text{Ne}$ の配位図。 . . . . .	10
3.1	BigRIPS のセットアップ。 . . . . .	15
3.2	SAMURAI のセットアップ。 . . . . .	16
3.3	ICB の側面図 (左) と ICB の正面図 (右) [15]。 . . . . .	16
3.4	BDC1,2 の正面図 (右) と側面図 (左) [15]。 . . . . .	17
3.5	CATANA の断面図。 . . . . .	18
3.6	FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右) [15] . . . . .	19
3.7	FDC2 の上面図 (右上) 側面図 (左下) 正面図 (右下) [15] . . . . .	20
3.8	HODF の正面図 (左) と側面図 (右) [15]。 . . . . .	21
3.9	HODF24 の写真。 . . . . .	21
3.10	NeuLAND の写真。 . . . . .	22
3.11	NEBULA の上面図 (左上) 正面図 (左下) 側面図 (右下) [15] . . . . .	23
3.12	Photogrammetry System によって得られた検出器の位置。 . . . . .	24
4.1	標的上流においてあるプラスチックシンチレータのベDESTAL。 . . . . .	27
4.2	イオンチェンバーで測定されたエネルギー損失 $\Delta E$ と F7-F13 間の TOF の相関図。 . . . . .	29
4.3	二次ビームの $Z$ の較正。 . . . . .	30
4.4	二次ビームの $A/Z$ の校正。 . . . . .	31
4.5	標的上流における粒子識別図。 . . . . .	32
4.6	$Q_{F7}$ と $\Delta E$ を用いたイベントの除去。 . . . . .	33

4.7	$Q_{F13}$ と $\Delta E$ を用いたイベントの除去。 . . . . .	33
4.8	TOF を用いたイベントの除去。 . . . . .	33
4.9	核種変化を起こしたイベントを除いた後の標的上流における粒子識別図。 . . . . .	34
4.10	標的でのビームの水平方向 $X$ の位置 (左) と鉛直方向 $Y$ の位置 (右)。 . . . . .	35
4.11	FDC 校正のための $Z$ の選択。 . . . . .	37
4.12	FDC1(左)、FDC2(右) の一層目の TDC 分布。 . . . . .	38
4.13	FDC1、FDC2 の一層目の TDC 分布とドリフト距離の二次元ヒストグラム。 . . . . .	38
4.14	FDC1(左) と FDC2(右) の補正前の残差分布。 . . . . .	39
4.15	FDC1(左) と FDC2(右) の補正後の残差分布。 . . . . .	39
4.16	FDC1(左)、FDC2(右) の全層の補正後の残差分布。 . . . . .	40
4.17	HODF24 の較正。 . . . . .	41
4.18	HODF24 の位置依存性の除去。 . . . . .	42
4.19	位置依存性補正後の $Z$ の図。 . . . . .	43
4.20	標的下流で $^{29}\text{F}$ にゲートした時の HODF24 の $x$ 座標。 . . . . .	44
4.21	標的上流で $^{31}\text{Ne}$ を選択した時の荷電粒子の粒子識別図。 . . . . .	45
4.22	標的上流で $^{32}\text{Ne}$ を選択した時の荷電粒子の粒子識別図。 . . . . .	45
4.23	標的上流で $^{32}\text{Ne}$ を選択し、中性子とコインシデンスした時の荷電粒子の粒子識別図。 . . . . .	46
4.24	NEBULA のペDESTAL。 . . . . .	48
4.25	ID=1 の NEBULA の $y$ 方向の位置キャリブレーション。 . . . . .	49
4.26	第 1 レイヤーについてのスルー補正前後のヒストグラム。 . . . . .	50
4.27	クロストークが検出されるとき時の模式図。 . . . . .	52
4.28	2 つの中性子の観測距離 $dr$ と時間 $dt$ 。 . . . . .	53
4.29	Same Wall における $\beta_1/\beta_{12}$ と $Q_2$ の相関。 . . . . .	54
4.30	Same Wall における $1/\beta_{12}$ と $Q_2$ の相関。 . . . . .	55
4.31	Different Wall における $\beta_1/\beta_{12}$ と $Q_2$ の相関。 . . . . .	56
4.32	Different Wall における $1/\beta_{12}$ と $Q_2$ の相関。 . . . . .	57
4.33	カット条件を変えた時のクロストーク残存率。 . . . . .	58
4.34	クロストーク残存率。 . . . . .	58
4.35	$^{22}\text{Na}$ の $\gamma$ 線スペクトル。 . . . . .	59
4.36	ドップラー補正前後のエネルギースペクトル。 . . . . .	60
4.37	アドバック後の $^{29}\text{F}$ の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル。 . . . . .	61
4.38	アドバック後の $^{27}\text{F}$ の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル。 . . . . .	61
4.39	中性子とコインシデンスした $^{29}\text{F}$ の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル。 . . . . .	62
4.40	中性子とコインシデンスした $^{27}\text{F}$ の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル。 . . . . .	62
4.41	$^{30}\text{Ne}$ からの一陽子分離反応で生成された $^{27}\text{F}+2n$ の相対エネルギー分布。 . . . . .	63
4.42	$^{29}\text{F}$ からの非弾性散乱で生成された $^{27}\text{F}+2n$ の相対エネルギー分布。 . . . . .	64
4.43	$^{29}\text{F}+n$ の相対エネルギー分布。 . . . . .	65
4.44	$^{29}\text{F}+2n$ の相対エネルギー分布。 . . . . .	66
4.45	1 MeV 時点でのエネルギー分解能。 . . . . .	67
4.46	エネルギー分解能。 . . . . .	68

4.47	1つの中性子を検出する場合の検出効率。 . . . . .	69
4.48	2つの中性子を検出する場合の検出効率 . . . . .	70
5.1	実験で測定された一核子分離反応断面積と理論値との比較 [24]。 . . . . .	72
5.2	$^{29}\text{F}+n$ の相対エネルギー分布のフィッティング結果。 . . . . .	73
5.3	$^{30}\text{F}$ の崩壊図 . . . . .	74
5.4	$^{31}\text{Ne}$ からの一陽子分離反応で生成された $^{29}\text{F}+n$ の相対エネルギー分布を1つの共鳴ピークを仮定したフィッティング結果。 . . . . .	75
5.5	$^{30}\text{F}$ の共鳴状態を選択したときの、 $\gamma$ 線スペクトル。 . . . . .	76
5.6	安田氏と Kahlbow 氏による $^{29}\text{F}$ の $\gamma$ 線スペクトル。 . . . . .	76
5.7	$^{31}\text{F}$ の共鳴状態を発生させたときのシミュレーション結果。 . . . . .	78
5.8	$^{29}\text{F}+n$ に含まれる $^{31}\text{F}$ 由来の相対エネルギー分布。 . . . . .	79
5.9	$^{31}\text{F}$ のフィッティング。 . . . . .	82
5.10	$^{31}\text{F}$ の崩壊図。 . . . . .	82
5.11	モンテカルロシミュレーションにより発生させた $^{31}\text{F}$ の崩壊で生じる、 $^{29}\text{F}+n$ の相対エネルギー分布。 . . . . .	84
5.12	$^{31}\text{F}$ の崩壊経路の比較。 . . . . .	85
5.13	$^{27}\text{F}+2n$ の相対エネルギー分布のフィッティング結果。 . . . . .	86
5.14	Kahlbow 氏による $^{29}\text{F}$ の先行研究。 . . . . .	88
5.15	$^{29}\text{F}$ の崩壊図。 . . . . .	89
5.16	逆転の島周辺の原子核の第一励起状態の励起エネルギー。中性子数が偶数の原子核を選択した。 . . . . .	90
5.17	逆転の島周辺の原子核の第一励起状態の励起エネルギー。中性子数が奇数の原子核を選択した。 . . . . .	90
A.1	標的の厚さが $t$ の時の模式図 . . . . .	94
A.2	厚さが $dx$ 、断面が $1\text{ cm}^2$ の円筒の模式図 . . . . .	94
A.3	入射粒子が標的と検出器の両方で反応する時の模式図 . . . . .	95
A.4	入射粒子が検出器のみで反応する時の模式図 . . . . .	96

# 表目次

2.1	本実験で生成される非束縛核フッ素同位体の終状態。 . . . . .	8
3.1	BigRIPS の設定。 . . . . .	15
3.2	BDC1,BDC2 の仕様。 . . . . .	17
3.3	CATANA の各層の角度と結晶の厚さ。 . . . . .	18
3.4	FDC1 の仕様 . . . . .	19
3.5	FDC2 の仕様 . . . . .	20
3.6	本論文に用いたラン一覧。 . . . . .	25
4.1	核種変化を起こしたイベントを除く前後の統計量。 . . . . .	34
4.2	二次ビームの純度と強度。 . . . . .	35
4.3	二次ビームの粒子識別の分解能。 . . . . .	35
4.4	荷電フラグメントの分解能。 . . . . .	46
4.5	合計のビームセットの二次ビームと荷電フラグメントの統計量。 . . . . .	46
4.6	エネルギー較正に用いた線源。 . . . . .	59
5.1	インクルーシブ断面積。 . . . . .	71
5.2	本実験で観測された $^{30}\text{F}$ の共鳴エネルギーと共鳴幅及び反応断面積。 . . . . .	72
5.3	EKK 殻模型計算を用いた理論の結果。 . . . . .	81
5.4	本実験で観測された $^{31}\text{F}$ の共鳴エネルギーと共鳴幅及び反応断面積。 . . . . .	82
5.5	$^{32}\text{Ne}$ から $^{31}\text{F}$ への断面積。 . . . . .	86
5.6	本実験で観測された $^{29}\text{F}$ の共鳴エネルギーと共鳴幅及び反応断面積。 . . . . .	87
5.7	Kahlbow 氏による $^{29}\text{F}$ の共鳴エネルギーと共鳴幅。 . . . . .	88
5.8	図 5.16 及び図 5.17 に用いた参考文献一覧。 . . . . .	91

# 第 1 章

## 序

近年、重イオン加速器技術やインフライト型不安定核分離技術の発展に伴って、 $\beta$  安定線から遠く離れた不安定核の研究が可能になった。特に中性子の束縛限界の境界である中性子ドリップライン付近の原子核では、安定核には見られない特異現象が見つかってきており注目されている。こうした特異現象の一つとして魔法数の異常があげられる。魔法数とは陽子や中性子がある数になると原子核が閉殻構造を取り、他の近傍の核よりも安定する数のことである。図 1.1 に核図表の一部を示す。安定核では 2、8、20、28、50、82、128 が知られていた。しかし、中性子過剰核においては、魔法数  $N = 20$  が消失し [1]、新魔法数で  $N = 16$  が出現することが発見されている [2]。特に  $N \sim 20$ 、 $Z \sim 10 - 12$  の領域は「逆転の島」と呼ばれ、殻構造の変化により魔法数  $N = 20$  が消失している。図 1.2 に  $N = 20$  における中性子の配位図を示す。通常、 $d_{3/2}$  軌道と  $f_{7/2}$  軌道の間大きなシェルギャップがあるために  $N = 20$  の核では中性子の  $d_{3/2}$  軌道までがちょうど埋まるような閉殻構造をとる。この  $0\hbar\omega$  状態が基底状態において支配的になっている。しかし、「逆転の島」の領域では  $N = 20$  のギャップが小さくなり、 $sd$  シェルの  $d_{3/2}$  軌道の 2 つの中性子が  $N = 20$  のギャップをこえて  $fp$  シェルに励起した、 $2\hbar\omega$  状態が基底状態において支配的になる。このことにより「逆転の島」の領域では原子核は大きな変形を示す。この魔法数の異常がなぜおこるのかのメカニズムは未だに確立しておらず、また、この領域がどこまで広がっているかも明らかになっていない。最近の研究ではこの逆転の島領域近傍の重い F、Ne 及び Na 同位体の断面積を導出した実験が行われた。図 1.3 にその実験結果を示す。 $^{32,33}\text{F}$  及び  $^{35,36}\text{Ne}$  は観測されず、非束縛核であることが確認され、F ならびに Ne においては中性子ドリップラインが  $^{31}\text{F}$ 、 $^{34}\text{Ne}$  であることが確定した [3]。

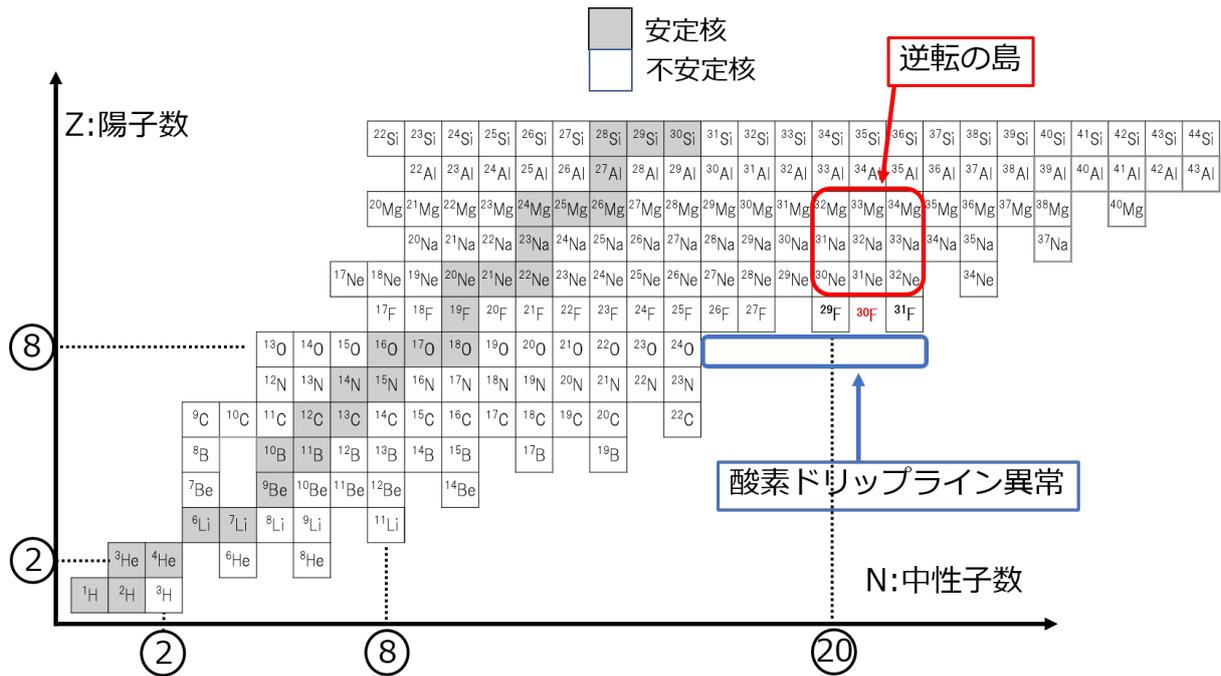


図 1.1 核図表の一部。横軸は中性子数。縦軸は陽子数を表す。軸に沿って示した丸で囲まれた数字は魔法数であり、赤枠領域は逆転の島領域である。また、青枠領域では酸素ドリップライン異常による中性子ドリップラインの急激な変化が起きていることがわかる。

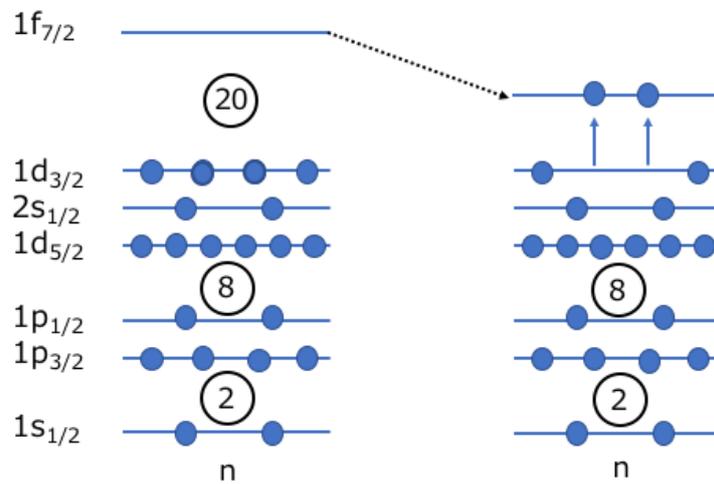


図 1.2  $N = 20$  の核における中性子の配位図。逆転の島領域での殻模型の変化を示す。左図が魔法数 20 が存在する場合であり、右図は逆転の島領域において魔法数 20 が消えた場合を示している。通常の場合、左図のように sd シェルと pf シェルの間に魔法数 20 の大きなギャップが表れ、原子核は球形となる。しかし逆転の島領域においてはそのギャップが消滅し二中性子が pf シェルに侵入することで、原子核が変形する。

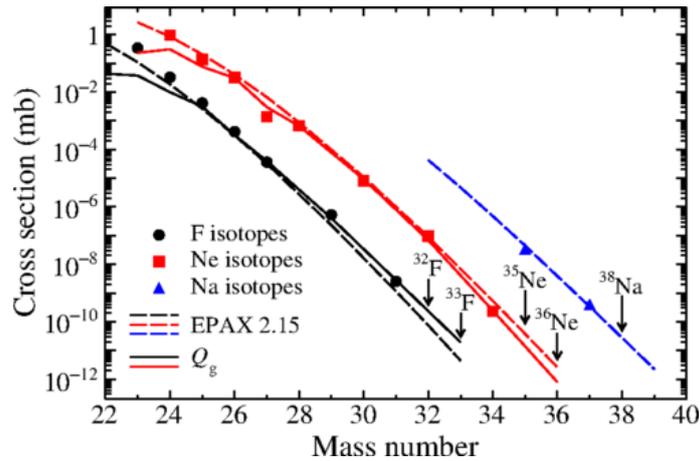


図 1.3 F、Ne、Na 同位体が生成される断面積。この実験において  $^{32}\text{F}$ 、 $^{33}\text{F}$ 、 $^{35}\text{Ne}$ 、 $^{36}\text{Ne}$  が存在しないことが明らかになり、F 及び Ne の中性子ドリップラインが決定した。

殻構造の変化を生む原因として陽子と中性子の間のテンソル力の効果が提唱されている [4]。図 1.4 は大規模殻模型計算により得られた有効一粒子軌道エネルギーの  $Z$  の依存性を  $N = 20$  核について示したものである。破線は中心力のみを考慮した場合の有効一粒子軌道エネルギーであり、実線が中心力にテンソル力を含めた場合のものである。この図を見ると破線では  $N = 20$  のギャップの変化が単調に変化するのに対して、テンソル力を含む計算 (実線) では  $Z$  が小さくなるにつれて一度広がり、一気に狭くなる。これは安定核から遠ざかる時に  $N = 20$  の魔法数が消滅していることを表している。

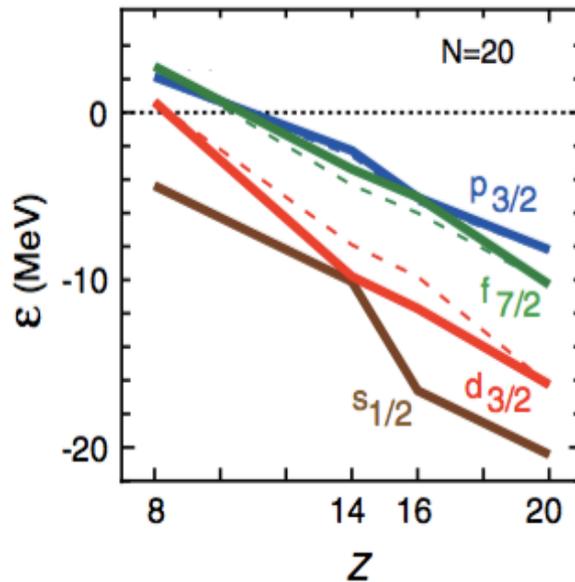


図 1.4  $N = 20$  核の中性子の有効一粒子エネルギー。破線は中心のみによるもので、実線は中心力とテンソル力を含んだ場合 [4]。破線では  $N = 20$  のギャップの変化が単調に変化するのに対して、実線は急激な変化を起すことがわかる。これは  $N = 20$  の魔法数が消滅していることを表している。

近年の不安定核の研究により、逆転の島は、より中性子過剰側に広がっていることがわかってきた。Mg 同

位体の  $^{34,36,38}\text{Mg}$  のインビーム  $\gamma$  線核分光実験 [5] では、それぞれの  $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  の値が 3.14(5)、3.07(5)、3.07(5) と測定され、 $E(4^+)/E(2^+) = 3.33$  に近く大きく変形していることが示唆された。これは球形に近い核では式 (1.0.2) に従って等間隔に準位が出現するため  $E(4^+)/E(2^+) = 2$  になるのに対して、回転運動では式 (1.0.2) に従って準位が出現することに起因している。

$$E_N = \left(N + \frac{5}{2}\right) \hbar\omega \quad (1.0.1)$$

$$E(I) = \frac{I(I+1)\hbar^2}{2\mathcal{I}} \quad (1.0.2)$$

ここで  $\omega$  は表面振動の角振動数、 $I$  は核スピン、 $\mathcal{I}$  は慣性モーメントである。また、Na 同位体では  $^{33,34,35}\text{Na}$  のインビーム  $\gamma$  線核分光実験 [6] により、 $^{35}\text{Na}$  が  $K = 3/2$  の回転バンドをもつことが示唆された。このように逆転の島領域はより中性子過剰側 (島の東側) に領域が広がっていることが示唆されている。しかしより陽子数が少なく、中性子過剰な  $Z = 9$  (F 同位体) については生成が困難であるため先行研究が少ない。こうした中、図 1.5 に見られるように  $Z = 9$ 、 $N = 20$  の  $^{29}\text{F}$  に関しては第一励起状態の励起エネルギーが 1080(18) keV の  $1/2_1^+$  状態であることが決定されている [7]。この励起エネルギーを殻模型計算と比較した結果、 $N = 20$  のシェルギャップ ( $sd$  シェルと  $pf$  シェル間のギャップ) が小さくなっていることがわかった。しかし、 $^{29}\text{F}$  の分光実験はこの一例しかなく、さらに中性子過剰な  $^{30}\text{F}$  や  $^{31}\text{F}$  では全く分光実験の例がない。

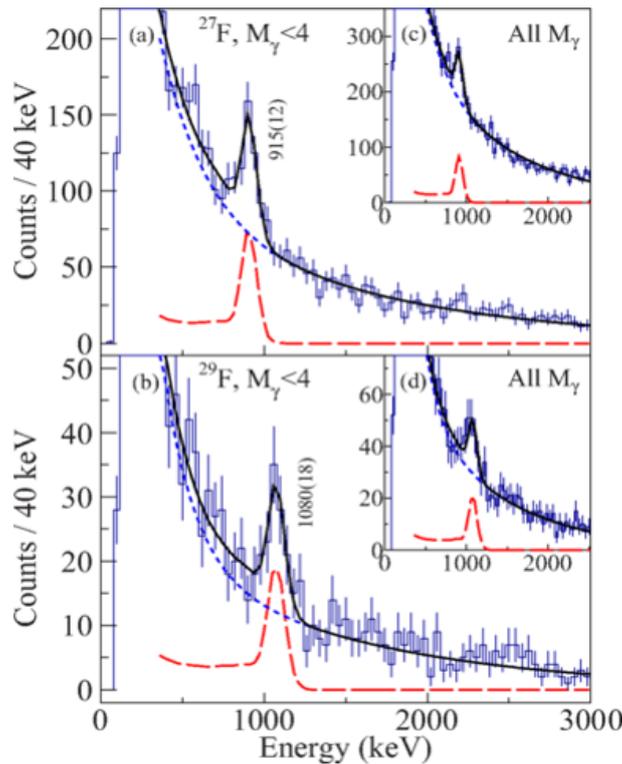


図 1.5  $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応または一陽子-中性子分離反応により生成された  $^{29}\text{F}$  及び  $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線スペクトル。上:  $^{27}\text{F}$  のスペクトル。915(12)keV に  $1/2_1^+$  の第一励起状態に対応するピークが観測された。下:  $^{29}\text{F}$  のスペクトル。1080(18)keV に  $1/2_1^+$  の第一励起状態に対応するピークが観測された。

またこの領域では「酸素ドリップライン異常」という特異現象も知られている。炭素、窒素、酸素の中性子ドリップラインは  $N = 16$  であるのに対して、酸素からフッ素に陽子数が 1 個増えると急激にドリップライン

の位置が中性子過剰側に伸び、 $N=22$  へと 6 個増える。これの急激なドリップラインのとは「酸素ドリップライン異常」と呼ばれているが、なぜこのように中性子ドリップラインが急激に変化するのは、解明されていない。理論研究 [8] によれば、酸素同位体のドリップラインの位置決定には、三体力が重要な役割を果たしていることが示唆されており、注目を集めている。

今回の研究対象である  $^{30}\text{F}$  は核子核子間の相互作用を調べるのに有効な原子核である。 $^{30}\text{F}$  は二重魔法数の可能性が示唆されている  $^{28}\text{O}$  核をコアとして、それに 1 つの中性子と 1 つの陽子が結合したものとみなすことができる。 $^{30}\text{F}$  の低エネルギー状態のエネルギーは、例えば  $\pi d_{5/2}$  と  $\nu f_{7/2}$  軌道の陽子中性子間の相互作用で決まる。こうした核子間相互作用の研究として、すでに  $^{26}\text{F}$  について実験が行われている [9]。 $^{26}\text{F}$  の低エネルギー状態は  $^{24}\text{O} + \pi 0d_{5/2} + \nu 0d_{3/2}$  と考えられている。図 1.6 に  $^{26}\text{F}$  における理論と実験の比較図を示す。縦軸の  $BE(^{26}\text{F}_{\text{free}})$  は式 (1.0.3) に示すように陽子と中性子が相関しないときに 0 になる束縛エネルギーである。

$$BE(^{26}\text{F}_{\text{free}}) = BE(^{25}\text{F})_{5/2+} + BE(^{25}\text{O})_{3/2+} - BE(^{24}\text{O})_{0+} \quad (1.0.3)$$

USDA と USDB は  $sd$  シェルまでの相互作用を考慮されて計算された理論計算であり、NN はカップルクラスターセオリーに基づいた理論計算である。この中で一番実験をよく記述するものは NN+3nf(三体力)+cont(連続体への強い結合) を含む理論計算であり、陽子と中性子間相互作用の重要性が示唆された。

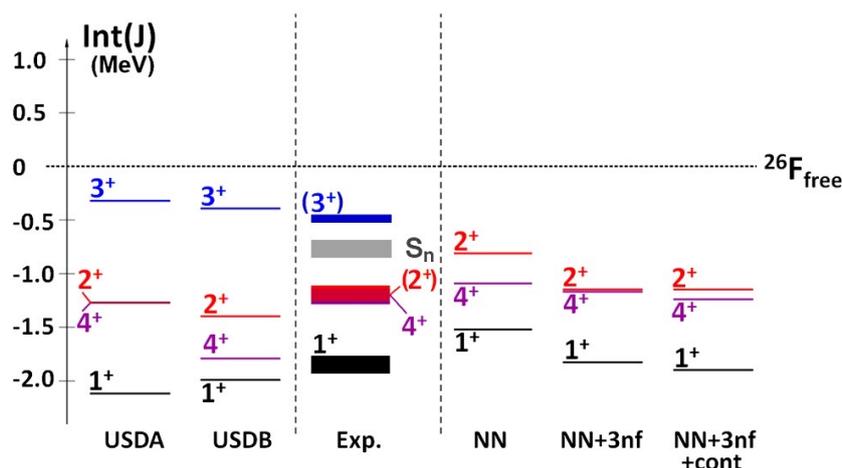


図 1.6  $^{26}\text{F}$  における実験と計算の相互作用エネルギー。縦軸は陽子と中性子が相関しないときに 0 になる束縛エネルギー。左から USDA、USDB 相互作用を用いた計算。実験の値。核子核子間の力 (NN 力) のみ、NN 力+三体力、NN 力+三体力+連続体への強い結合を含んだカップルクラスターセオリーに基づいた理論計算。NN 力を含んだ計算が実験の値に近いことが確認できる。

逆転の島の領域の陽子数が小さい側の殻構造の変化を調べるために、不変質量法を用いて  $^{29}\text{F}$ 、 $^{30}\text{F}$  及び  $^{31}\text{F}$  の基底状態および低励起状態の探索実験を行った。実験は理化学研究所の RIBF で行った。 $^{29}\text{F}$ (230 MeV/u)、 $^{30}\text{Ne}$ (250 MeV/u)、 $^{31}\text{Ne}$ (230 MeV/u) 及び  $^{32}\text{Ne}$ (240 MeV/u) ビームを炭素標的に入射し、フッ素同位体を生成する。非束縛核の崩壊で放出される荷電フラグメントと中性子を超伝導双極磁石、荷電粒子検出器、中性子検出器からなる超伝導大口径スペクトロメータ SAMURAI により同時検出した。本論文では、 $^{29}\text{F}$  の非束縛励起状態、 $^{30}\text{F}$  の基底状態、低励起状態及び  $^{31}\text{F}$  の非束縛励起状態について報告する。第 2 章では、実験の原理について述べ、第 3 章では実験のセットアップおよび各検出器の詳細について述べる。また第 4 章では、

実験データの解析について述べ、第 5 章では解析結果に基づいて議論を行う。最後に第 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

本章では非束縛なフッ素同位体の生成方法、不変質量法及び断面積の導出方法について記述する。本論文では  $^{29}\text{F}$  を (1)  $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応と (2)  $^{29}\text{F}$  からの非弾性散乱、 $^{30}\text{F}$  を (3)  $^{30}\text{Ne}$  からの荷電交換反応、(4)  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応及び (5)  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子一中性子分離反応、そして (6)  $^{31}\text{F}$  を  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応を用いることで生成した。各反応経路を図 2.1 に示す。 $^{30}\text{F}$  を生成する 3 つの反応では、反応の違い及び二次ビームの原子核の配位の違いから異なった状態の観測が期待できる。また、 $^{29}\text{F}$  及び  $^{31}\text{F}$  は 2 中性子を検出し解析することになるが、2 中性子を同時に放出するのか、または 1 中性子を放出して  $^{28}\text{F}$  や  $^{30}\text{F}$  の中間状態を経て崩壊するのかの 2 通りが考えられる。表 2.1 に本実験で生成が予想されるフッ素同位体の共鳴状態を示す。

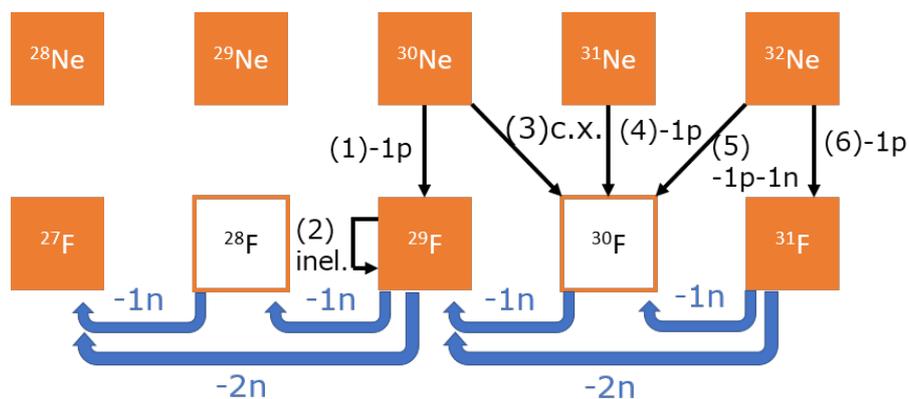


図 2.1 本論文の反応経路図。オレンジで塗りつぶされた原子核は束縛原子核であり、白で塗りつぶされた原子核は非束縛原子核である。また、黒の文字と線は標的でおきる反応経路を示し、 $-1p$  は一陽子分離反応、 $-1p-1n$  は一陽子一中性子分離反応、c.x. は荷電交換反応、inel. は非弾性散乱を表している。青の文字と線は崩壊経路であり、 $-1n$  は 1 中性子放出、 $-2n$  は 2 中性子放出を表している。

表 2.1 本実験で生成される非束縛核フッ素同位体の終状態。

	反応	二次ビーム	生成される非束縛核	状態を作る軌道	予想される状態
(1)	一陽子分離反応	$^{30}\text{Ne}$	$^{29}\text{F}$	$\pi d_{5/2}$	$5/2^+$
(2)	非弾性散乱	$^{29}\text{F}$	$^{29}\text{F}$	様々	様々
(3)	荷電交換反応	$^{30}\text{Ne}$	$^{30}\text{F}$	様々	様々
(4)	一陽子分離反応	$^{31}\text{Ne}$	$^{30}\text{F}$	$\pi d_{5/2} \otimes \nu p_{3/2}$ $\pi d_{5/2} \otimes \nu f_{7/2}$	$(1, 2, 3, 4)^-$ $(1, 2, 3, 4, 5, 6)^-$
(5)	一陽子一中性子分離反応	$^{32}\text{Ne}$	$^{30}\text{F}$	$\pi d_{5/2} \otimes \nu p_{3/2}$ $\pi d_{5/2} \otimes \nu f_{7/2}$	$(1, 2, 3, 4)^-$ $(1, 2, 3, 4, 5, 6)^-$
(6)	一陽子分離反応	$^{32}\text{Ne}$	$^{31}\text{F}$	$\pi d_{5/2}$	$5/2^+$

本実験で用いる反応の一つの例として、 $^{31}\text{Ne}$  の一陽子分離反応の模式図を図 2.2 に示す。二次ビーム  $^{31}\text{Ne}$  が入射され標的  $^{12}\text{C}$  に衝突することにより、一陽子が剥ぎ取られることにより  $^{30}\text{F}$  が生成される。しかし  $^{31}\text{Ne}$  は中性子ハロ核と呼ばれ  $^{30}\text{Ne}$  のコア核に一中性子という構造になっている [10][11][12]。そのため周りの一中子が剥ぎ取られずにコアである  $^{30}\text{Ne}$  から一陽子が剥ぎ取られる必要がある。この反応で生成された  $^{30}\text{F}$  は非束縛な原子核であり、すぐに 1 中性子と  $^{29}\text{F}$  に崩壊する。それらの運動量ベクトルを測定することで、後述する不変質量法を用いて  $^{30}\text{F}$  の相対エネルギーを求める。

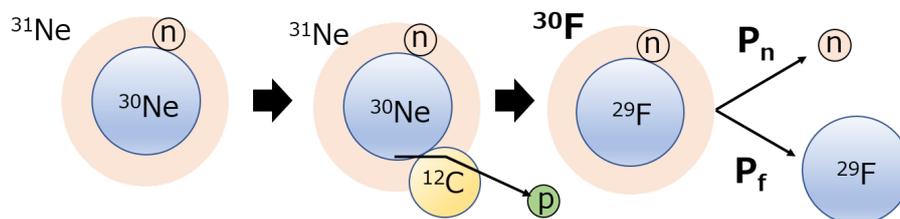


図 2.2  $^{31}\text{Ne}$  の一陽子分離反応の模式図。二次ビーム  $^{31}\text{Ne}$  が炭素標的に衝突することにより 1 陽子が剥ぎ取られ、非束縛核  $^{30}\text{F}$  が生成される。 $^{30}\text{F}$  は直ちに荷電フラグメント  $^{29}\text{F}$  と 1 中性子に崩壊する。

## 2.1 反応

### 2.1.1 一陽子分離反応

一陽子分離反応とは二次ビームから陽子が 1 つ剥離される反応である。中性子過剰核において中性子に比べると陽子は深く束縛されているため、主に最外殻の陽子が剥ぎ取られると想定される。その時、反応の前後で中性子の配位は保たれる。本実験で生成される非束縛核はフッ素同位体なので、生成される核が奇核ならば  $1d_{5/2}$  軌道の陽子が終状態を決定し、偶核ならば  $d_{5/2}$  軌道の陽子と対になっていない中性子が結合することによって状態を生成することが期待される。図 2.3 に  $^{31}\text{Ne}$  の一陽子分離反応前後の配位図を示す。 $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応の場合、最外殻の  $1d_{5/2}$  の陽子が剥ぎ取られる。1 つの例として、最外殻の中性子が  $p_{3/2}$  軌道にある場合、中性子が  $p_{3/2}$  軌道にある場合、紫線のように  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中性子が結合

し、奇パリティの状態  $(1, 2, 3, 4)^-$  が生成される。

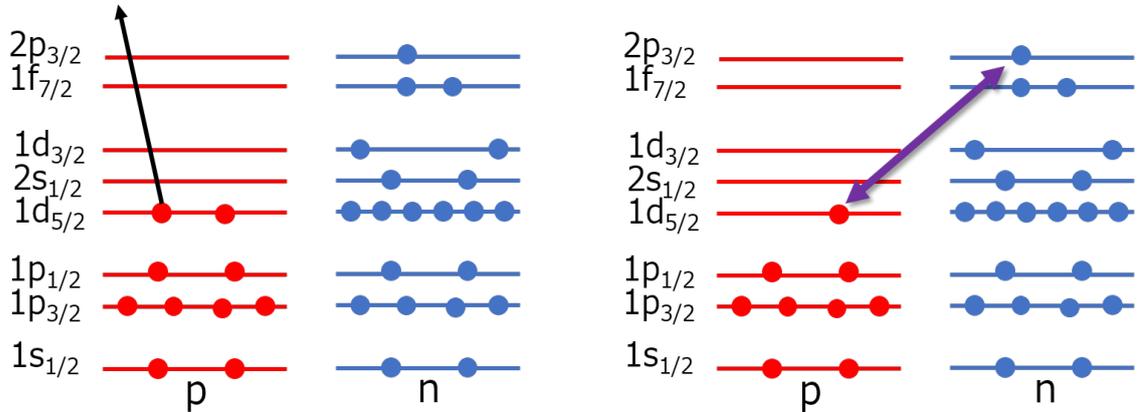


図 2.3  $^{31}\text{Ne}$  の配位図。左：反応前の配位図。 $^{31}\text{Ne}$  は中性子過剰核であり、陽子は深く束縛されている。そのため一陽子分離反応では黒線のように最外殻の  $1d_{5/2}$  軌道の陽子が剥ぎ取られる。右：反応後の配位図。1つの例としては、中性子が  $2p_{3/2}$  軌道にある場合、紫線のように  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中性子が結合し、状態を作ると予想される。

### 2.1.2 一陽子一中性子分離反応

一陽子一中性子分離反応とは二次ビームから陽子と中性子が1つずつ剥離される反応である。一陽子一中性子分離反応が起きた時、反応の前後で中性子の配位は変化すると考えられる。本論文では  $^{32}\text{Ne}$  からの反応を観測するため、陽子は  $d_{5/2}$  軌道が剥ぎ取られると期待されるが、 $^{32}\text{Ne}$  が逆転の島領域内の原子核であるため、剥ぎ取られる中性子の軌道は明確ではない。図 2.4 に  $^{32}\text{Ne}$  の一陽子一中性子分離反応前後の配位図を示す。1つの例として  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中性子が剥ぎ取られた場合、 $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中性子が結合し、状態を作ると予想される。

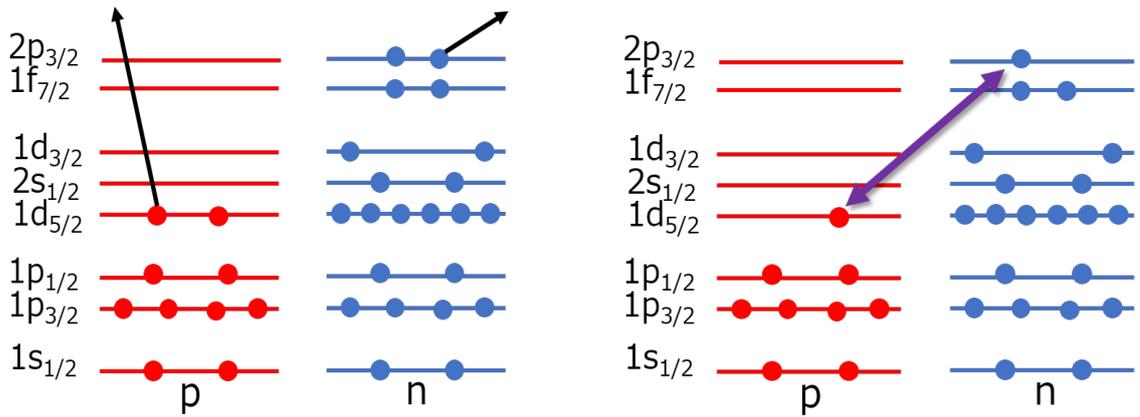


図 2.4  $^{32}\text{Ne}$  の配位図。左：反応前の配位図。一陽子一中性子分離反応では黒線のように最外殻の陽子及び中性子が剥ぎ取られる。右：反応後の配位図。1つの例としては、中性子が  $2p_{3/2}$  軌道にある場合、紫線のように  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $2p_{3/2}$  軌道の中中性子が結合し、状態を作ると予想される。

### 2.1.3 荷電交換反応

荷電交換反応では、最外殻の陽子が空いている軌道の中性子に変化する。図 2.5 に  $^{30}\text{Ne}$  からの荷電交換反応前後の  $^{30}\text{Ne}$  の配位図を示す。1つの例として、 $d_{5/2}$  軌道の陽子が  $d_{3/2}$  軌道の中性子に変化したとすると、これらの核子が結合し終状態を生成するため、 $\pi d_{5/2} \otimes \nu d_{3/2}(1, 2, 3, 4)^+$  の状態が観測できる。このように荷電交換反応では一陽子分離反応及び一陽子一中性子分離反応とは異なった状態が生成される可能性がある。

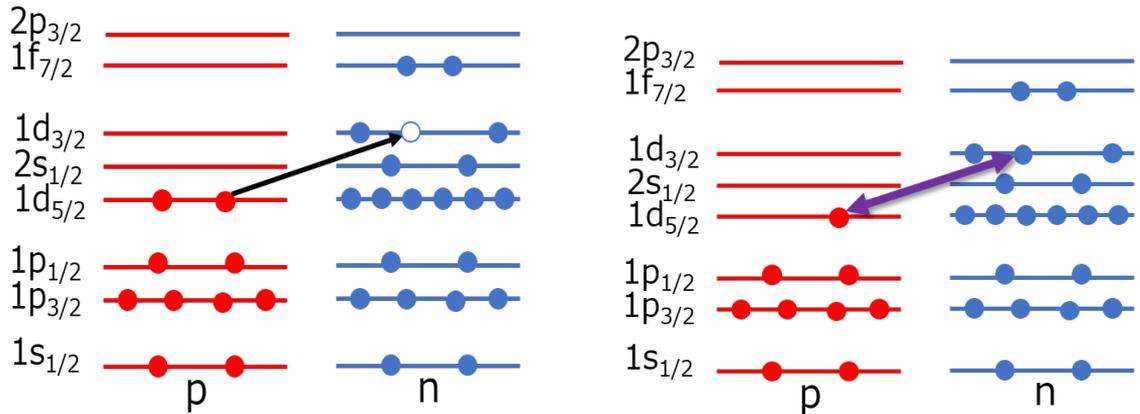


図 2.5  $^{30}\text{Ne}$  の配位図。左：反応前の配位図。荷電交換反応では最外殻の  $1d_{5/2}$  軌道の陽子が空いている軌道の中性子に変化すると考えられる。右：反応後の配位図。1つの例としては、 $1d_{5/2}$  軌道の陽子が  $1d_{3/2}$  軌道の中性子に変化した場合、紫線のように  $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1p_{3/2}$  軌道の中中性子が結合し、状態を作ると期待される。

## 2.1.4 非弾性散乱

非弾性散乱とは標的との反応により入射核そのものが励起される反応である。この反応では陽子励起や中性子励起など、様々な励起状態に遷移されうするため、多くの励起状態の観測が期待される。

## 2.2 不変質量法

本実験では不変質量法を用いることにより、非束縛核フッ素同位体の基底状態及び低励起状態の探索を行った。不変質量法とは中性子崩壊後の全粒子の運動量ベクトルを測定することで、崩壊前の粒子の静止エネルギー（質量）を求める手法である。崩壊した後の各粒子の運動量を  $P_i$ 、エネルギーを  $E_i$  とすると不変質量  $M^*$  は

$$M^* = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^2} \quad (2.2.1)$$

と表される。また荷電フラグメントと中性子の静止質量をそれぞれ  $m_i$  とすると、崩壊後の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  は

$$E_{\text{rel}} = M^* - \sum_i m_i \quad (2.2.2)$$

と表される。

## 2.3 Breit-Wigner 分布

相対エネルギーで観測された共鳴状態の共鳴エネルギー及び共鳴幅を求めるために、Breit-Wigner 分布を実験の分解能でなました関数を用いることにフィッティングを行う。Breit-Wigner 分布は以下のように表される。

$$f(E_{\text{rel}}; E_0, \Gamma_0) \propto \frac{\Gamma}{(E_{\text{rel}} - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.3.3)$$

$$\Gamma(E_{\text{rel}}) = 2P\gamma^2 \quad (2.3.4)$$

$$P_l(E_{\text{rel}}) = \begin{cases} \frac{\rho^3}{1+\rho^2} & (l=1) \\ \frac{\rho^5}{9+3\rho^2+\rho^4} & (l=2) \\ \frac{\rho^7}{225+45\rho^2+6\rho^4+\rho^6} & (l=3) \end{cases} \quad (2.3.5)$$

$$\rho(E_{\text{rel}}) = kR = R\sqrt{2\mu E_{\text{rel}}/\hbar c} \quad (2.3.6)$$

$$R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2.3.7)$$

$E_0$  共鳴エネルギー。本論文ではパラメータとなる。

$\gamma$  換算幅。

$\Gamma(E_{\text{rel}})$  共鳴幅。本論文ではパラメータとなる。

$P_l(E_{\text{rel}})$  透過率。崩壊する中性子の軌道角運動量によって式が異なる。

$\mu$  換算質量。 $\mu = 931.5 \cdot A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$  である。

$r_0$  ポテンシャルレンジ。今回は  $r_0 = 1.2$  fm を用いた。

$A_1, A_2$  崩壊後の粒子の質量数。今回は  $A_1 = 29$  と  $A_2 = 1$  である。

また、一粒子軌道を仮定した時の共鳴幅  $\Gamma_{sp}$  は式 (2.3.8) のように記述される。

$$\Gamma_{sp} = \frac{2(\hbar c)^2}{\mu R^2} \cdot P_l(E_{rel}) \cdot \frac{2l-1}{2l+1} \quad (2.3.8)$$

## 2.4 断面積

ある特定の反応の反応断面積は標的が薄い時、

$$\sigma_{exp} = \frac{1}{N_t} \left( \frac{N_o^T}{N_i^T} - \frac{N_o^E}{N_i^E} \right) \quad (2.4.9)$$

$$N_t = \frac{N_A \rho t}{A} \quad (2.4.10)$$

のように表される。ここで  $N_t$  などは以下の通りである。

$N_t$  標的の単位断面積に含まれる粒子の個数 [ $\text{cm}^2$ ]

$N_i^T$  標的がある時の反応前の粒子の個数

$N_o^T$  標的がある時の反応後の粒子の個数

$N_i^E$  標的がない時の反応前の粒子の個数

$N_o^E$  標的がない時の反応後の粒子の個数

$N_A$  アボガドロ数 [ $\text{mol}^{-1}$ ]

$\rho$  標的の密度 [ $\text{g/cm}^3$ ]

$t$  標的の厚さ [ $\text{cm}$ ]

$A$  標的の質量数

ここで、標的の厚さが厚い時を考える。式 (2.4.9) は一度しか反応しない時の断面積であり、標的が厚い時は反応が二回以上起きる可能性がある。このことを考慮しないと断面積を小さく見積もることになる。この効果を考慮すると付録に示すように式 (2.4.9) は、

$$\sigma_{exp} = \left( \frac{N_o^T}{N_i^T} - \frac{N_o^E}{N_i^E} \right) \left( \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} \right) \quad (2.4.11)$$

と書き換えられる [13]。  $\sigma_R$  と  $\sigma'_R$  はそれぞれ

$\sigma_R$  反応前の粒子の全反応断面積

$\sigma'_R$  反応後の粒子の全反応断面積

である。反応で陽子数や中性子数があまり変化しない核種変化の時、全断面積  $\sigma_R$  は  $\sigma'_R$  と大きく変化しないと考えられる。よって  $\sigma_R \approx \sigma'_R$  と仮定すると式 (2.4.11) の右端の括弧内の項は

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} &= \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} (1 - e^{-(\sigma_R - \sigma'_R) N_t})} \\ &= \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t}} \left\{ 1 - (1 - (\sigma_R - \sigma'_R) N_t + \mathcal{O}((\sigma_R - \sigma'_R)^2)) \right\}^{-1} \\ &\approx \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} (\sigma_R - \sigma'_R) N_t} \\ &= \frac{e^{\sigma'_R N_t}}{N_t} \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

となる。これを用いると式 (2.4.11) は最終的に

$$\sigma_{\text{exp}} = \left( \frac{N_o^T}{N_i^T} - \frac{N_o^E}{N_i^R} \right) \frac{e^{\sigma_R N_t}}{N_t} \quad (2.4.13)$$

と表される。この式を本解析における断面積の計算に用いる。

## 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 RIBF(RI Beam Factory) において行われた。 $^{48}\text{Ca}$  一次ビームと Be 標的の入射核破砕反応により不安定核ビームを BigRIPS で生成、分離し、多種粒子測定装置 SAMURAI(Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beams) を用いて実験を行う。本章では、BigRIPS と SAMURAI の実験セットアップと検出器の詳細を説明する。

### 3.1 BigRIPS

二次ビームの生成、分離、識別は、BigRIPS[14] を用いて行った。BigRIPS のセットアップを図 3.1 に示す。 $^{31}\text{Ne}$  は自然界に存在しない不安定な原子核であり、二次ビームとして人工的に生成する。一次ビームとして  $^{48}\text{Ca}$  を 345 MeV/u まで加速し、F0 焦点面に配置された一次標的 Be 標的 15 mm に衝突させる。そこでの入射核破砕反応により  $^{31}\text{Ne}$  を生成した。ただし、その生成物の中には  $^{31}\text{Ne}$  以外の他の原子核も含まれる。そこで、D1、D2 における双極子電磁石により軌道を曲げ、F1 に設置した楔型ディグレーダーのエネルギー損失および、F1、F2 に設置したスリットを利用して核種の選別を行う。いくつかの核種は二次ビーム中に混るので、F3-F13 間で磁気硬度  $B\rho$ 、飛行時間 TOF(Time Of Flight)、エネルギー損失  $\Delta E$  を測定することにより、分離された原子核の識別をイベント毎に行う。運動量分散焦点面 F5 におかれたプラスチックシンチレータの位置により磁気硬度  $B\rho$  を測定し、F7-F13 間のプラスチックシンチレータにより飛行時間 TOF が測定される。また、エネルギー損失  $\Delta E$  は F13 に設置したイオンチェンバーにより測定された。F3、F5、F7、F13 に設置されているプラスチックシンチレータの両端にはライトガイドを介して光電子増倍管が取り付けられている。BigRIPS の設定を表 3.1 に示す。

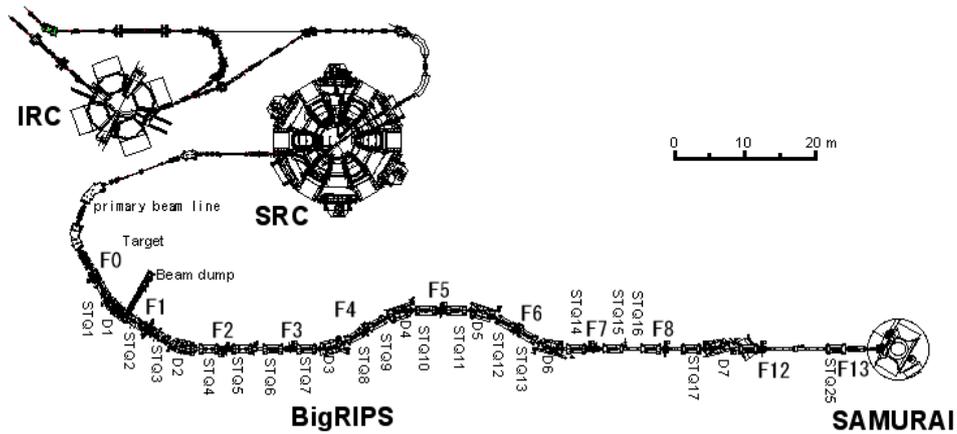


図 3.1 BigRIPS のセットアップ。F,D,STQ はそれぞれ焦点面、双極子電磁石、および 3 連の四重極磁石を表している。

表 3.1 BigRIPS の設定。

焦点面	プラスチックシンチレータ (厚さ)	スリット	Al ディグレーダ (厚さ)
F0	-	-	-
F1	-	±120 mm	18 mm
F2	-	±5 mm	-
F3	3 mm	-	-
F5	3 mm	±110 mm	5 mm
F7	3 mm	+4,-6 mm	-
F13(SBT1)	0.5 mm	-	-
F13(SBT2)	0.5 mm	-	-

## 3.2 SAMURAI

多種粒子測定装置 SAMURAI[15] は超伝導双極電磁石、入射ビーム検出器、荷電粒子検出器、中性子検出器から構成される。本実験の SAMURAI のセットアップを図 3.2 に示す。

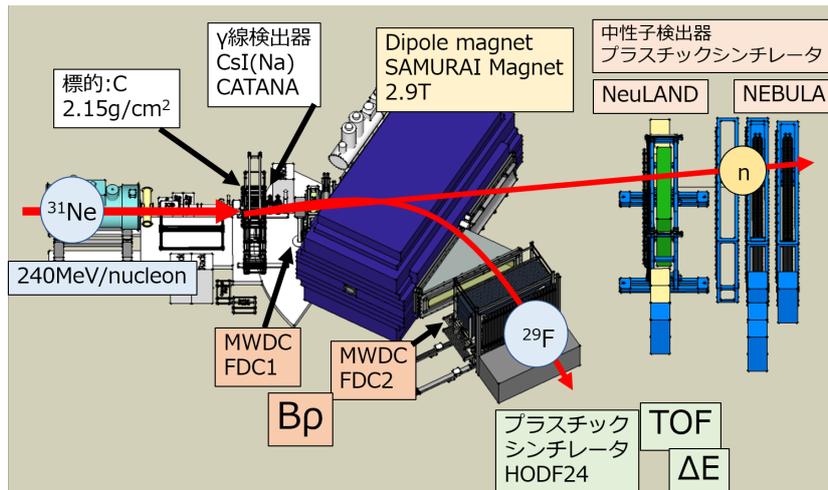


図 3.2 SAMURAI のセットアップ。

### 3.2.1 SBT1, SBT2

SBT1、2 (Scintillator Before Target1,2) は F13 に設置されたプラスチックシンチレータである。ライトガイドを介して両端に光電子増倍管が取り付けられている。これらから得られる時間と F7 のプラスチックシンチレータにより、二次ビームの飛行時間 TOF を測定し、本解析での二次ビームの識別に用いた。

### 3.2.2 ICB

ICB (Ion Chamber for Beam) は 10 層のアノード面と 11 層のカソード面からなるイオンチェンバーで二次ビームのエネルギー損失を測定する。本実験では F7-F13 間の飛行時間 TOF から得られる速度と合せることにより二次ビームの陽子数  $Z$  の識別に用いる。封入ガスには 1 気圧の P10 ガス (Ar 90%、CH<sub>4</sub> 10% の混合ガス) を用いた。図 3.3 に ICB の概略図を示す。

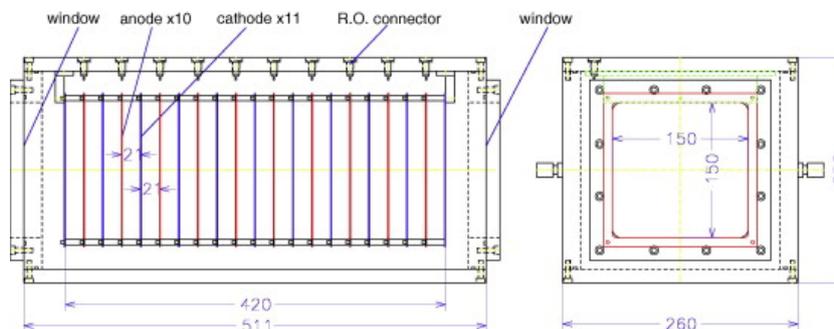


図 3.3 ICB の側面図 (左) と ICB の正面図 (右) [15]。

### 3.2.3 BDC1,BDC2

BDC1、BDC2 (Beam Drift Target 1,2) は二次ビームの位置と角度を測定するために標の上流に設置されたドリフトチェンバーである。図 3.4 に BDC1、BDC2 の概略図を示す。一層あたり 16 本のアノードワイヤーが 5 mm 間隔で張られ、水平方向 (X,X') と鉛直方向 (Y,Y') の各 2 層ずつの計 8 層で構成される。X(Y) 面と X'(Y') 面はワイヤーの位置を 2.5 mm ずらして設置されている。また、封入ガスには 100 Torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  ガスを用いた。BDC1、BDC2 の仕様をまとめたものを表 3.2 に示す。

表 3.2 BDC1,BDC2 の仕様。

有感領域	(縦)80 mm×(横)80 mm
層数	8 層 (XX'YY'XX'YY')
ワイヤー本数	16 本 × 8 層 = 128 本
封入ガス	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (100 Torr)
アノードワイヤーの間隔	5 mm

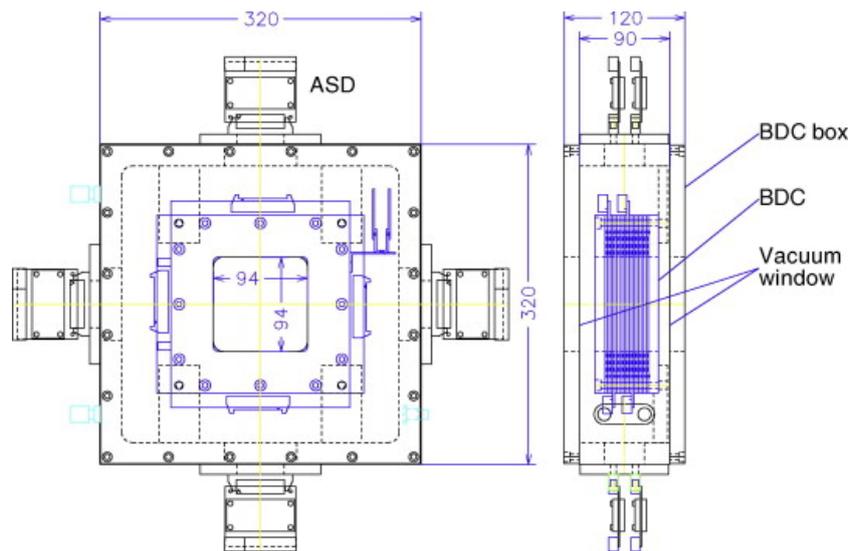


図 3.4 BDC1,2 の正面図 (右) と側面図 (左) [15]。

### 3.2.4 標的

本解析で使用した標的は炭素である。大きさは直径 8.0 cm の円盤で厚さは  $2.15 \text{ g/cm}^2$  である。標的はアクリル製の標的ホルダー 2 枚の間に固定されている。標的ホルダーの内径は 40 mm であり、この内側を標的の有効領域として解析を行った。

### 3.2.5 CATANA

CATANA (Caesium iodine Array for  $\gamma$  Transitions in Atomic Nuclei at high isospin Asymmetry) は標的の周囲に設置された CsI(Na) シンチレータからなる  $\gamma$  線検出器である。反応で生成した荷電フラグメントが励起状態にある場合には  $\gamma$  線が放出される。CATANA はこの脱励起する際に放出する  $\gamma$  線を検出する。CATANA は放出された  $\gamma$  線の放射角を測定するために全 5 層、1 層あたり 20 個の計 100 個に細分化されている。図 3.5 に CATANA の断面図を示す。青色、水色、緑色の部分が CsI 結晶であり、紫色の部分 が標的を表している。また、結晶の色は結晶の種類の形状の違いを示している。表 3.3 に各層の  $\gamma$  線が放出される角度と結晶の厚さを示す。

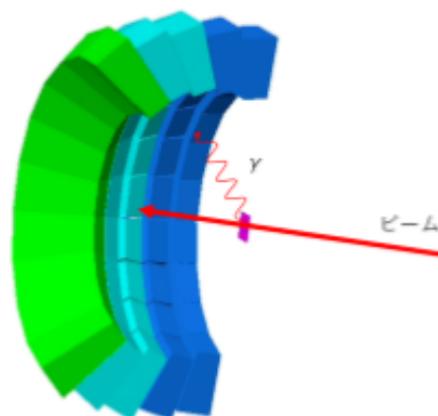


図 3.5 CATANA の断面図 [21]。紫が標的の位置。

表 3.3 CATANA の各層の角度と結晶の厚さ。

ビームに対する角度 $\theta$ [°]	図 3.5 の色	結晶の厚さ [cm]
38 ~ 49	緑色	12.5
49 ~ 59	水色	10.5
59 ~ 69	水色	10.5
69 ~ 79.5	青色	9.5
79.5 ~ 90	青色	9.5

### 3.2.6 FDC1

FDC1 (Forward Drift Chamber1) は、荷電粒子の位置と角度を測定するために標的と SAMURAI 磁石の間に設置されたドリフトチェンバーである。図 3.6 に FDC1 の概略図を示す。一層あたり 32 本のアノードワイヤーが 10 mm 間隔で張られ、水平方向 ( $X, X'$ ) と鉛直方向から  $\pm 30^\circ$  傾けた方向 ( $U, U', V, V'$ ) の計 14 層から構成される。 $X(U, V)$  と  $X'(U', V')$  面はワイヤーの位置を 5 mm ずらして設置されている。封入ガスには

50 Torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  ガスを用いた。FDC1 の仕様をまとめたものを表 3.4 に示す。

表 3.4 FDC1 の仕様

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

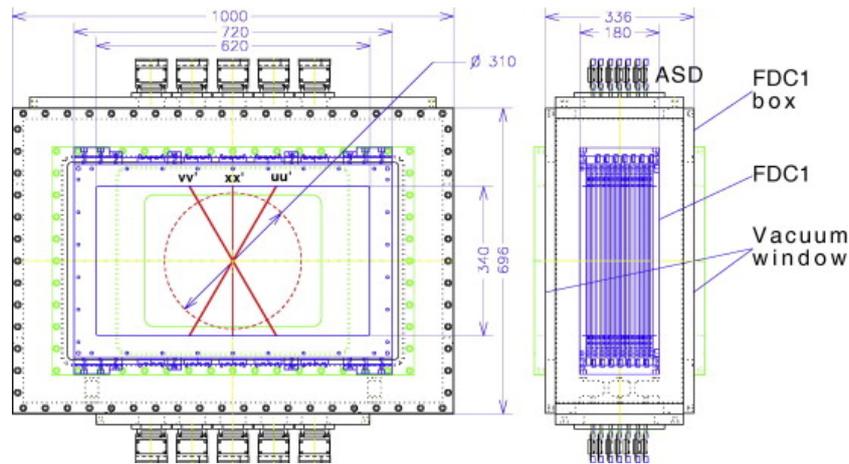


図 3.6 FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右) [15]

### 3.2.7 SAMURAI 磁石

SAMURAI 磁石は最大中心磁束密度 3.1 T、電極間距離 880 mm という超伝導双極電磁石である。これにより偏向能力 7 Tm と広いアクセプタンスを実現する。また SAMURAI 磁石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し、別々の場所で検出することで低バックグラウンドの中性子検出が可能になる。

### 3.2.8 FDC2

FDC2 (Forward Drift Chamber 2) は、荷電粒子の位置と角度を測定するために SAMURAI 磁石の下流に設置されたドリフトチェンバーである。図 3.7 に FDC2 の概略図を示す。FDC2 は一層あたり 112 本のアノードワイヤーが 20 mm 間隔で張られ、水平方向 (X, X') と鉛直方向から  $\pm 30^\circ$  傾けた方向 (U, U', V, V') の計 14 層から構成される。X(U, V) と X'(U', V') 面はワイヤーの位置を 10 mm ずらして設置されている。封入ガスには 1 気圧の  $\text{He} + 50\% \text{C}_2\text{H}_6$  ガスを用いた。FDC2 の仕様をまとめたものを表 3.5 に示す。

表 3.5 FDC2 の仕様

層数	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	112 本 × 14 層 = 1568 本
封入ガス	He + 50% C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1 気圧)
アノードワイヤーの間隔	20 mm

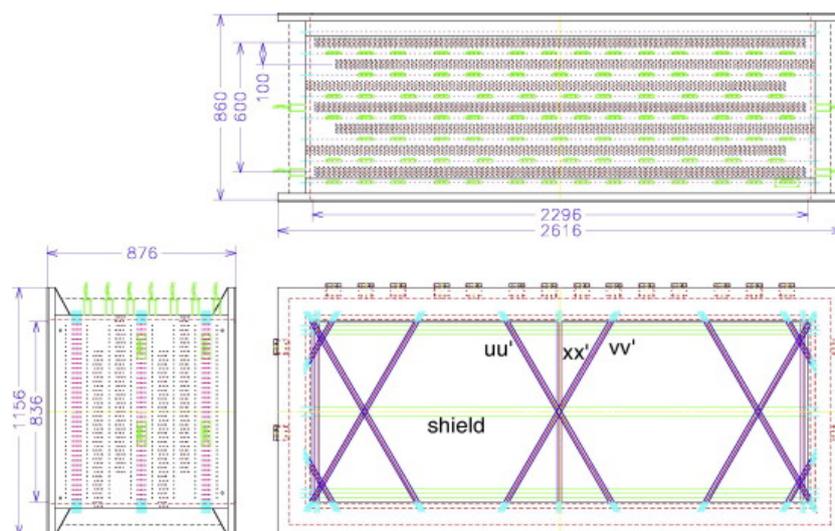


図 3.7 FDC2 の上面図 (右上)、側面図 (左下)、正面図 (右下) [15]

### 3.2.9 HODF24

HODF24 (HODoscope for Fragment 24) は、荷電フラグメントの飛行時間 TOF とエネルギー損失  $\Delta E$  を測定することを目的として FDC2 の下流に設置されたホドスコープである。図 3.8 に HODF24 の概略図を図 3.10 に HODF24 の写真を示す。HODF24 は横 10 cm、縦 120 cm、厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータ 24 本から構成され、それぞれのシンチレータにの上下には光電子増倍管が接着されている。HODF24 から測定される TOF と  $\Delta E$  を用いて、荷電フラグメントの  $Z$  を導出する。

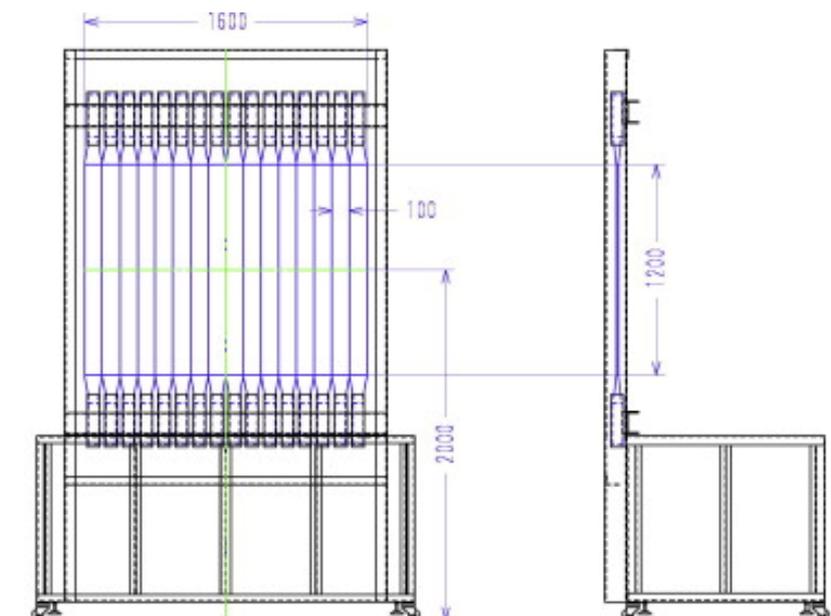


図 3.8 HODF の正面図 (左) と側面図 (右) [15]。



図 3.9 HODF24 の写真 [斗米氏撮影]。

### 3.2.10 NeuLAND

NeuLAND (Neu Large Acceptance Neutron Detector)[16] は標的の下流に設置された、多数のプラスチックシンチレータからなる中性子検出器である。50 mm×50 mm×2500 mm のプラスチックシンチレータが 50 本 ×8 層に設置されている。また、荷電粒子を取り除くために、また、検出器前方に VETO として

320 mm×10 mm×1900 mm シンチレータを 8 枚設置されている。全てのプラスチックシンチレータの上下にはライトガイドを介して光電子増倍管が取り付けられている。また、水平に並べた面と鉛直に並べた面が交互に設置されており、位置分解能の向上をはかっている。



図 3.10 NeuLAND の写真 [斗米氏撮影]。

### 3.2.11 NEBULA

NEBULA (NEutron Detection System for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance) は、中性子の飛行時間と位置を測定することを目的とし標的の下流に設置された、多数のプラスチックシンチレータからなる中性子検出器である。NEBULA の模式図を図 3.11 に示す。120 mm×120 mm×1800 mm のプラスチックシンチレータで構成された中性子検出器 NEUT と、その前方に 320 mm×10 mm×1900 mm のプラスチックシンチレータ VETO が設置されている。これらは、85 cm 離れた 2 つの架台に分割しておかれている。各架台につき NEUT30 本×2 層と VETO12 本で構成されている。また、それぞれのシンチレータの上下にはライトガイドを介して光電子増倍管が取り付けられている。

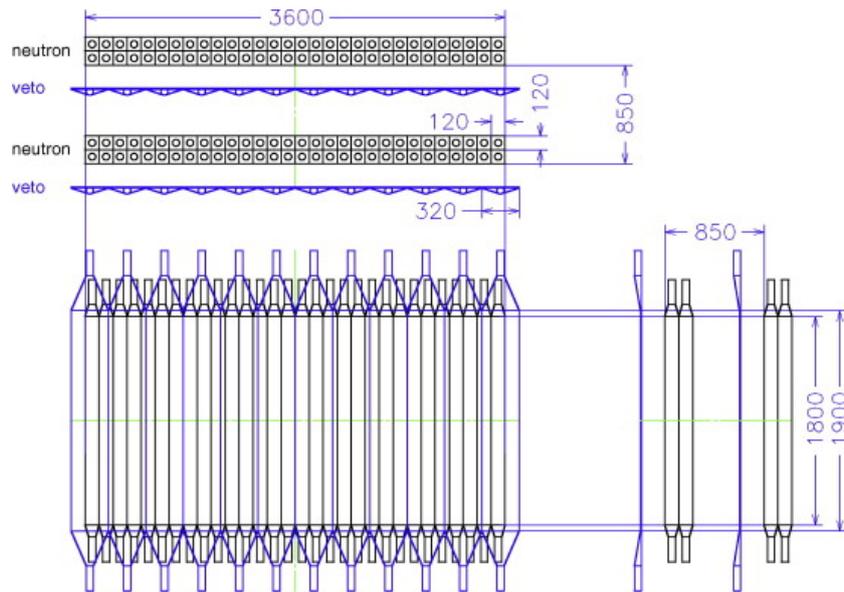


図 3.11 NEBULA の上面図（左上）、正面図（左下）、側面図（右下）[15]

### 3.2.12 検出器の位置

斗米氏による Photogrammetry System を用いた検出器の位置測定の結果を図 3.12 に示す [22]。青字は測定結果、赤字は図面からの計算結果である。

Unit:mm  
Scale:1/100

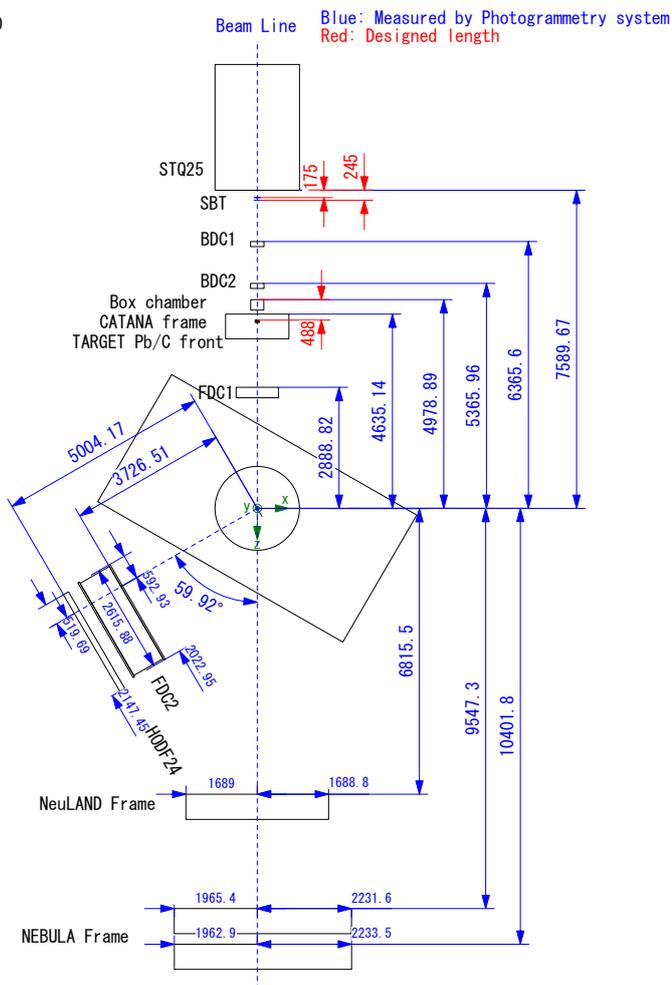


図 3.12 Photogrammetry System によって得られた検出器の位置。単位は [mm] である。

### 3.3 トリガーロジックとデータセット

表 3.6 に本解析で使用したデータセットをまとめたものを示す。ここで B とは Beam トリガーであり SBT1、2 の左右の PMT が信号を検出したというロジックで、 $(SBT1L \cap SBT1R) \cap (SBT2L \cap SBT2R)$  である。中性子検出器較正用の  $^{22}\text{Ne}$  ビームのランは  $(B \cap \text{NEB}) \cup (B \cap \text{Neu}) \cup (B \cap \text{HIME}) \cup \text{DSB}(1/1000)$  のトリガーを用いた。DSB(1/1000) はダウンスケールトリガーであり、Beam トリガー 1000 回毎に生成されるトリガーである。Beam のカウントレートが高く、不感時間が長くなる際に用いられる。NEB トリガーは上下の PMT の AND を全 ID にわたって OR にとったトリガーである。Neu トリガーは全 PMT の OR で設定されている。TCal トリガーは時間較正とペDESTAL 取得にの時に使用したトリガーであり、タイムキャリブレー

タが発生する信号をトリガーとしたものである。HIME トリガーは NEBULA 下流に設置された中性子検出器 HIME(HIgh resolution detector array for Multi-neutron Events) が生成するトリガー条件である。これはこの検出器のテストを目的としたもので、本解析には使用していない [18]。本論文では断りがない限り、Beam トリガーを用いて解析する。また、本論文の全反応チャンネルにおいて、 $^{31}\text{Ne}$  と  $^{32}\text{Ne}$  ビームセットの両方を用いている。

表 3.6 本論文に用いたラン一覧。

二次ビーム	エネルギー (標的)	標的	トリガー条件	run No.	取得時間 (h)
$^{22}\text{Ne}$	290 MeV/u	Al(15 mm)	(BnNEB)∪ (BnNeu) ∪(BnHIME)∪DSB(1/1000)	146-154	6
$^{31}\text{Ne}$	230 MeV/u	C	B	238-259	14
$^{31}\text{Ne}$	240 MeV/u	Empty	B	266-274	5
$^{32}\text{Ne}$	240 MeV/u	C	B	275-294	15
$^{32}\text{Ne}$	250 MeV/u	Empty	B	295-301	6
Beam off	-	-	TCal	302-304	-

## 第 4 章

# 解析

本章では実験データの解析方法について述べる。標的上流での二次ビームの粒子識別と標的下流での荷電フラグメントの識別には  $B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$  法を用いる。また、中性子検出器 NeuLAND と NEBULA を用いることで中性子を検出する。そして、荷電フラグメントと中性子の運動量ベクトルを用いて、 $^{29}\text{F}$ ,  $^{30}\text{F}$  と  $^{31}\text{F}$  の相対エネルギー分布を導出する。

座標系はビームの進行方向に対して  $z$  軸の正をとり、鉛直方向に対して  $y$  軸の正の方向をとる。 $x$  軸に関しては  $y$ 、 $z$  軸に対して右手系を用いて垂直方向に定義する。また、FDC2 及び HODF24 の座標系に関しては  $y$  軸を回転軸として、 $60^\circ$  回転させた座標を定義する。なお、この章の分解能とは特に記述がない限り、ガウシアンでフィッティングした際の  $1\sigma$  の値を示す。

### 4.1 二次ビームの解析

二次ビームには様々な核種が含まれているため、イベント毎に粒子識別を行う必要がある。 $B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$  法を用いることにより二次ビームの粒子識別を行った。まず、原子番号  $Z$  をイオンチェンバーのエネルギー損失と F7-F13 間の TOF により導出する。その後、F5 のプラスチックシンチレータにより位置を同定することにより  $B\rho$  を求めることで  $A/Z$  を導出する。

#### 4.1.1 プラスチックシンチレータの解析

標的上流においては F3、F5、F7、F13 にプラスチックシンチレータが設置されている。プラスチックシンチレータでは発光量と時間を測定することにより、エネルギー損失や飛行時間を求めることができる。

### QDC の較正

QDC は波形の積分を行うモジュールであり、ペDESTALを差し引いた上で解析することが必要である。ペDESTALとは無信号時に記録される QDC のチャンネル値である。TDC キャリブレーションのランを用いることで、無信号時のペDESTALを取得した。図 4.1.1 にペDESTALのチャンネル値 ( $Q_{\text{ped}}$ ) 差し引き前後の QDC 分布を示す。

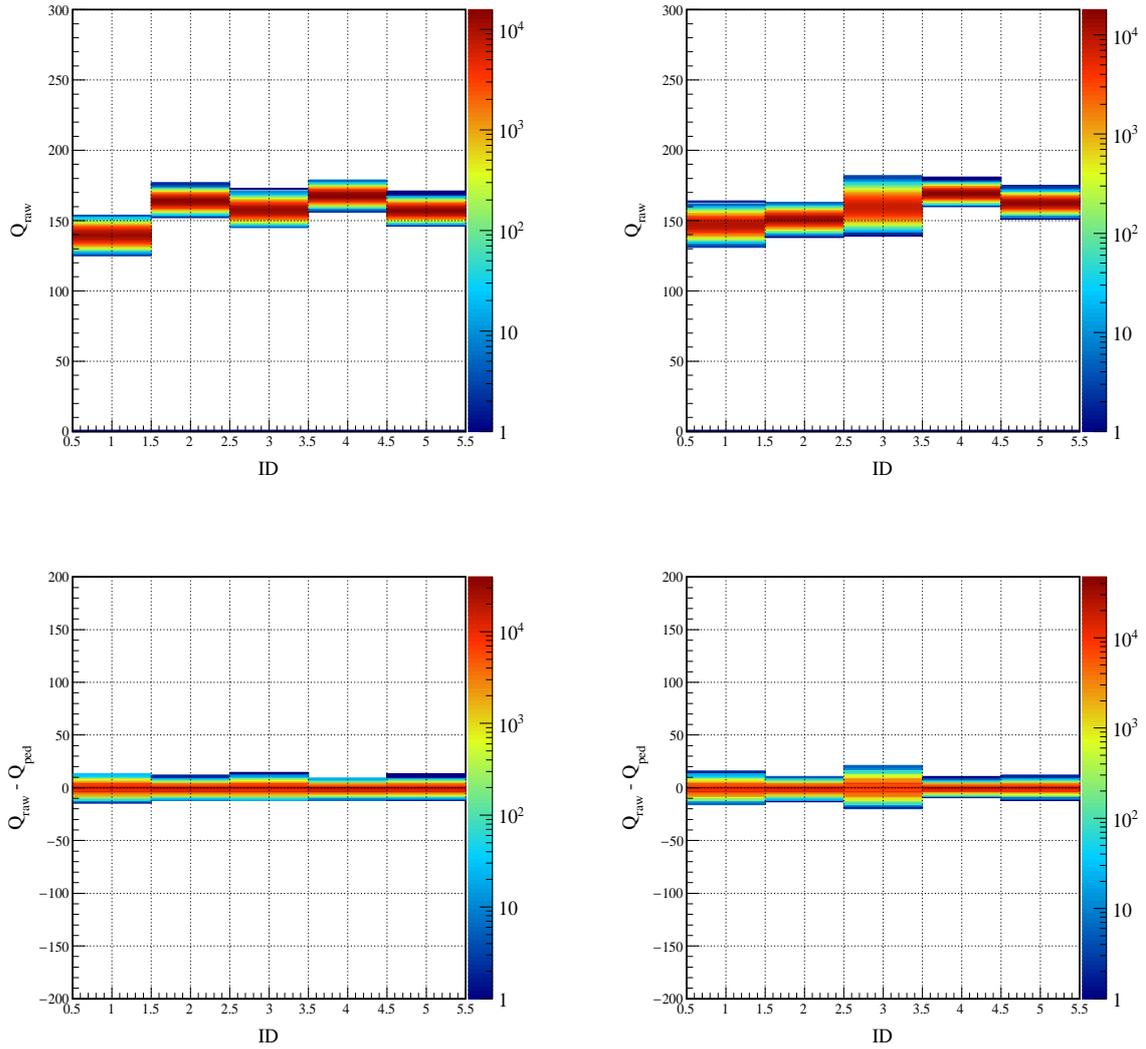


図 4.1 標の上流においてあるプラスチックシンチレータのペDESTAL。横軸に ID、縦軸は channel である。ID=1 は F3、ID=2 は F5、ID=3 は F7、ID=4 は SBT1、ID=5 は SBT2 に対応する。縦軸はそれぞれ左上:左側の QDC のペDESTAL、右上:右側の QDC のペDESTAL、左下:左側の QDC のペDESTAL 差し引き後、右下:右側の QDC のペDESTAL 差し引き後である。

## スルー補正

スルーとは測定されるディスクリミネータのトリガータイミングが波高によって変化してしまう現象のことを表す。スルー補正には運動量分散焦点面である F1 のスリットが  $\pm 1$  mm に絞られたランを使用した。本解析においては F3、F5 と SBT1 には波高依存性が見られないため、F7 と SBT2 にのみスルー補正を行った。スルー補正は

$$Q = \sqrt{(Q_{Lraw} - Q_{Lped})(Q_{Rraw} - Q_{Rped})} \quad (4.1.1)$$

$$t_{後} = t_{前} - p_0 \times Q^{p1} \quad (4.1.2)$$

の式を用いて行った。各記号の詳細を下記に示す。

$Q_{Lped}$ 、 $Q_{Rped}$  左右の PMT のペDESTAL

$Q_{Lraw}$ 、 $Q_{Rraw}$  左右の PMT の発光量

$t_{前}$ 、 $t_{後}$  スルー補正前後の時間

$p_0$ 、 $p_1$  フィッティングパラメータ。

#### 4.1.2 飛行時間の導出

$Z$  及び  $A/Z$  を導出するために必要な速度  $\beta$  は式 (4.1.3) に示すように飛行時間 TOF を用いて導出する。

$$\beta = \frac{L}{TOF \cdot c} \quad (4.1.3)$$

ここで  $L$  は検出器間の距離、 $c$  は光速である。F7 から F13 の間の飛行時間 TOF を用いることで  $\beta$  を導出した。 $t_{F7}$  及び  $t_{F13}$  をそれぞれ F7 と F13 での測定された時間として、 $TOF = t_{F13} - t_{F7}$  となる。F7 での時間  $t_7$  は左右に取り付けられた PMT で検出された時間の相加平均であり、 $t_{F13}$  は SBT1、SBT2 それぞれの左右に取り付けられた PMT4 本の合計の相加平均として計算する。

$$TOF = t_{F13} - t_{F7} = \left( \frac{t_{SBT1右} + t_{SBT1左} + t_{SBT2右} + t_{SBT2左}}{4} \right) - \frac{t_{F7右} + t_{F7左}}{2} \quad (4.1.4)$$

#### 4.1.3 原子番号 $Z$ の導出

原子番号  $Z$  の導出はイオンチェンバーのエネルギー損失と F7-F13 間の TOF を用いて行う。 $Z$  とこれらの二つの関係式は Bethe-Bloch の式より次のように書くことができる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{Z'}{A'} \frac{Z^2}{\beta^2} \left[ 2 \log \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2}{I} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (4.1.5)$$

ここで

$r_e$  古典的な電子の半径

$m_e$  電子の質量

$N_a$  アボガドロ数

$I$  物質の平均励起エネルギー

$Z'$  物質の陽子数

$A'$  物質の質量数

$\rho$  物質の密度

$Z$  荷電粒子の原子番号

$v$  荷電粒子の速さ

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

である。この式を変形すると、

$$Z \propto \frac{\beta \sqrt{\Delta E}}{\sqrt{\log \left( \frac{2m_e c^2}{I} \right) - \log(1 - \beta^2) - \beta^2}} \quad (4.1.6)$$

の関係を得ることができる。ここで、 $\Delta E$  はエネルギー損失である。図 4.2 にイオンチェンバーで測定されたエネルギー損失  $\Delta E$  と F7-F13 間の TOF を軸に取った二次元ヒストグラムを示す。

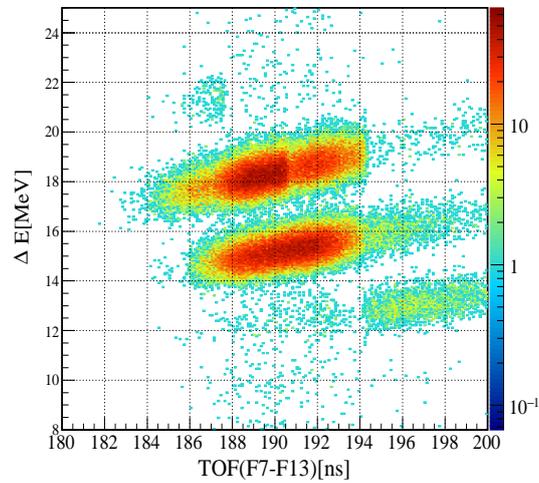


図 4.2 イオンチェンバーで測定されたエネルギー損失  $\Delta E$  と F7-F13 間の TOF の相関図。

図 4.2 では、イオンチェンバーで測定された  $\Delta E$  が TOF に対して依存していることが見られる。これは  $\Delta E$  の速度依存性を表している。そこで式 (4.1.6) を用いることにより、速度の依存性を取り除いた原子番号に対応する値  $Z_{\text{raw}}$  を求めた。図 4.3 に速度依存性除去後の二次元のヒストグラムと、その  $y$  軸方向への射影図を示す。この射影図のピークはそれぞれ  $Z=9,10,11$  に対応する。そこでそれぞれのピークをガウシアンフィッティングすることでピークの位置を求め、式 (4.2.15) を用いることで  $Z$  を導出した。 $p_0, p_1$  はフィッティングパラメータであり、 $p_0 = -0.0512$  及び  $p_1 = 11.3$  と求められた。最終的に導出された  $Z$  の分布を図 4.3 に示す。

$$Z = p_0 + p_1 Z_{\text{raw}} \quad (4.1.7)$$

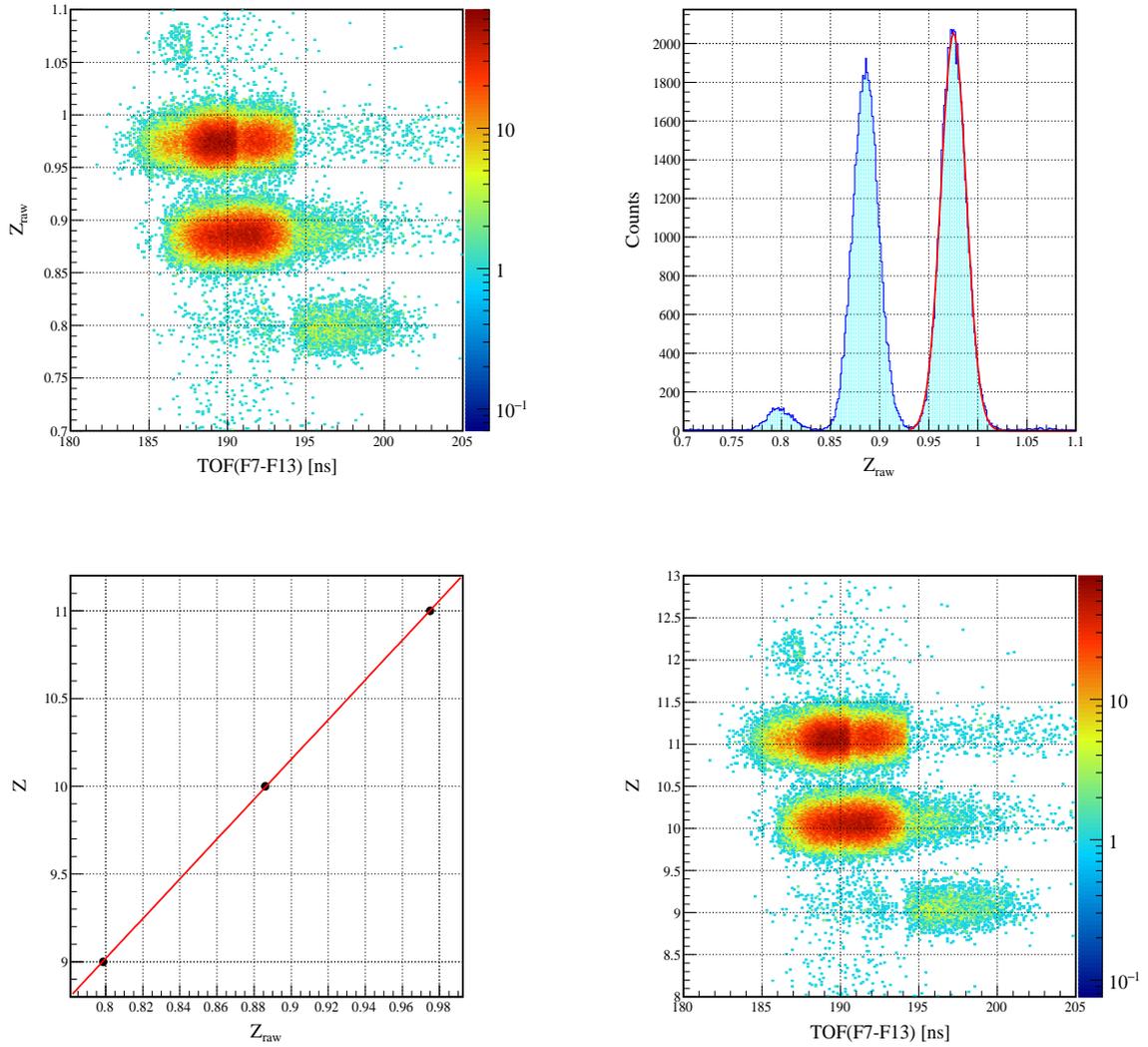


図 4.3 二次ビームの  $Z$  の較正。左上:式 (4.1.6) を用いて図 4.2 の速度依存性を除去した。右上:左上図の  $y$  軸への射影図。ピークは左から  $Z=9,10,11$  に対応する。また、赤線は  $Z = 11$  のピークをガウシアンフィッティングした結果を示している。左下:右上図で得られた各ピークの中心値と  $Z$  の値をプロットし、を用いることでフィッティングを行った。パラメータは  $p_0 = -0.0512$ 、 $p_1 = 11.3$  と求められた。右下:較正後の  $Z$  の図。縦軸を  $Z$  に変更した。

#### 4.1.4 $A/Z$ の導出

質量数  $A$  を原子番号  $Z$  で割った  $A/Z$  は、磁場中での相対論的運動方程式により

$$\frac{A}{Z} = \frac{eB\rho}{m_u\beta\gamma c} \quad (4.1.8)$$

と書くことができる。ここで

$B\rho$  磁気硬度

$e$  素電荷  
 $m_u$  原子質量単位

である。このことにより

$$\frac{A}{Z} \propto \frac{B\rho}{\beta\gamma} \quad (4.1.9)$$

の関係を求めることができる。 $B\rho$  は BigRIPS の運動量分散焦点面 F5 においてあるプラスチックシンチレータの水平位置により求める。また、TOF は F7-F13 間のものを用いる。

F5 における中心からの位置  $X$  と磁気硬度  $B\rho$  の関係は式 (4.1.10) のように表される。

$$B\rho = B\rho_0 \left( 1 + \frac{X}{D} \right) \quad (4.1.10)$$

ここで  $B\rho_0$  は F5 の中心軌道の磁気硬度 7.3584 Tm でありまた  $D = 3300$  mm を用いた。図 4.4 に式 (4.1.10) で求められた  $B\rho$  と F7-F13 間の TOF をプロットした二次元ヒストグラムを示す。二次ビームが  $A/Z$  により分離されている。9.5 <  $Z$  < 10.5 の範囲を選んだ場合の  $A/Z$  の分布を図 4.4 の右側に示す。

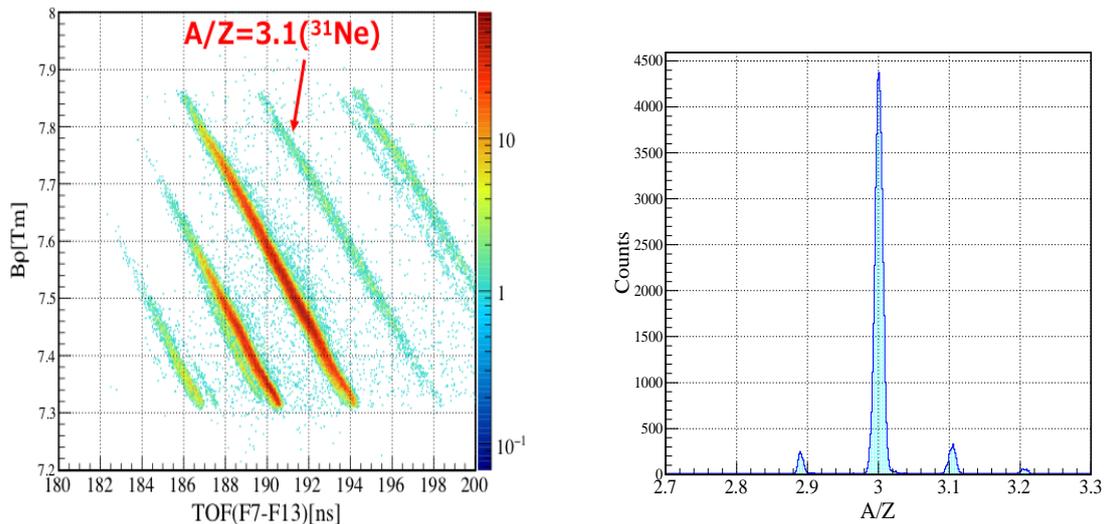


図 4.4 左: $B\rho$  と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は F7-F13 間の TOF、縦軸は式 (4.1.10) により求めた  $B\rho$ 。右:9.5 <  $Z$  < 10.5 を選択した  $A/Z$  の分布。

#### 4.1.5 粒子識別

以上で求めた  $Z$  と  $A/Z$  を用いることにより二次ビームの粒子識別を行った。 $^{31}\text{Ne}$  ビームセットのラン、 $^{32}\text{Ne}$  ビームセットのランと 2 つのビームセットの合計 (以下、合計のビームセットと呼ぶ) の粒子識別図を図 4.5 に示す。

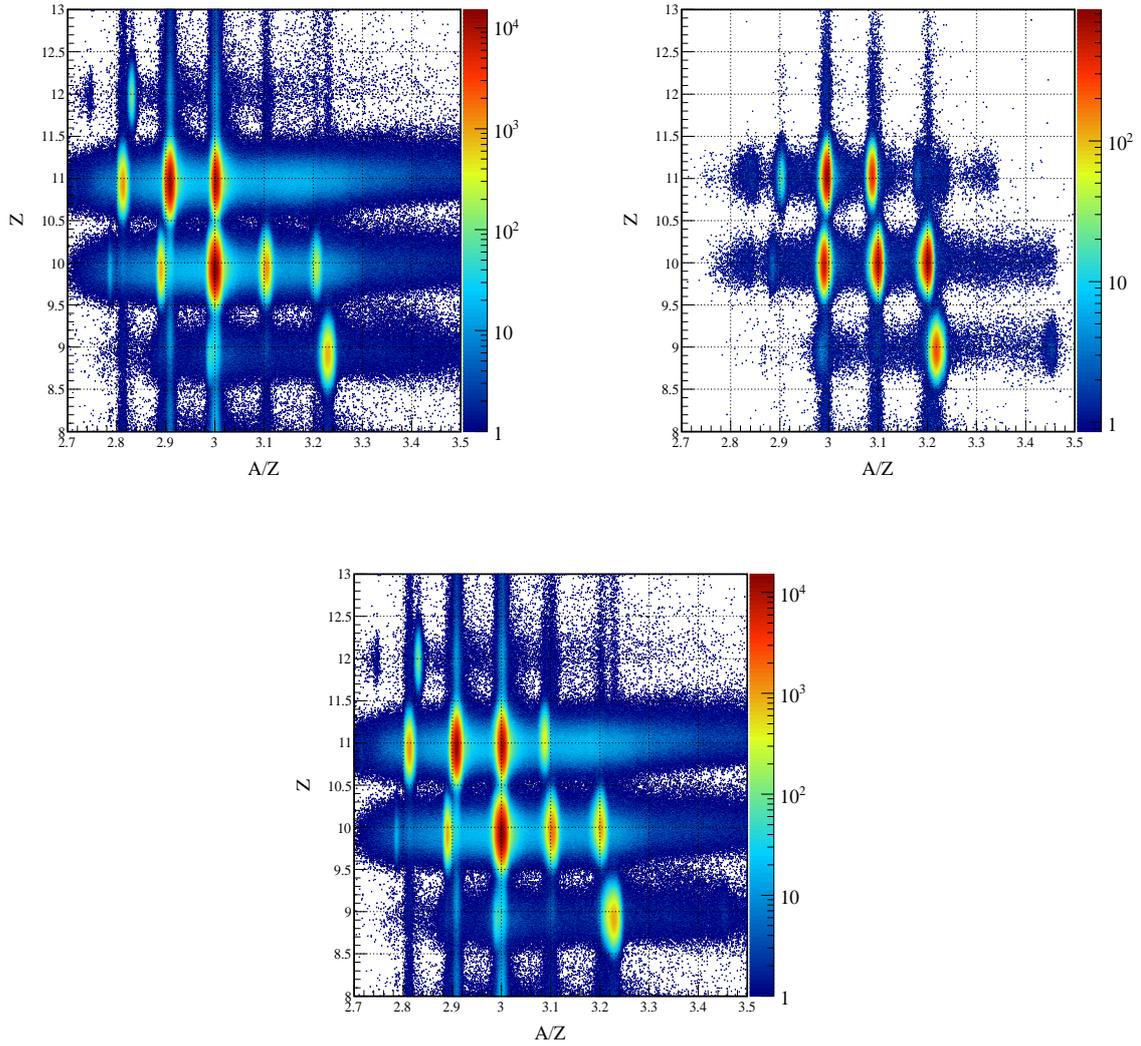


図 4.5 標的上流における粒子識別図。横軸は  $A/Z$ 、縦軸は  $Z$ 。左上： $^{31}\text{Ne}$  ビームセット、右上： $^{32}\text{Ne}$  ビームセット、中央下：合計のビームセット。

### 核種変化を起こしたイベントの除去

図 4.5 の粒子識別図には、ビームライン上の検出器などで反応し、別の核種に変化するバックグラウンドのイベントが含まれている。そのため、バックグラウンドのイベントを取り除く解析を行った。そのようなイベントはプラスチックシンチレータの発光量 ( $Q_{F7}$ 、 $Q_{F13}$ ) 及びイオンチェンバーでのエネルギー損失  $\Delta E$  の比や各焦点面の TOF ( $\text{TOF}_{F3-F7}$ 、 $\text{TOF}_{F7-F13}$ ) の比から除外することができる。選択条件を以下に示す。

$$7.33 < \frac{Q_{F7}}{\Delta E} < 14.67 \quad (4.1.11)$$

$$15 < \frac{Q_{F13}}{\Delta E} < 29 \quad (4.1.12)$$

$$-1.6 < \text{TOF}_{\text{sub}} = \text{TOF}_{\text{F7F13}} - (0.7758 \times \text{TOF}_{\text{F3F7}} + 1.33) < 1.2 \quad (4.1.13)$$

もし、 $Z$  が変化していなければ、式 (4.1.12) 又は式 (4.1.12) は一定値をもち、 $A/Z$  が変化していなければ式 (4.1.13) が一定値を持つことになる。図 4.6、図 4.7 及び図 4.8 にこれらの相関図を示す。本解析では、これらのヒストグラムをガウシアンでフィッティングすることにより求めた中心値と標準偏差を用いて、ピークの中心から  $\pm 3\sigma$  の範囲を選択した。図の赤線の内側の範囲が選択範囲である。バックグラウンド除去されたイベントの割合は合計のセット 5.12%、 $^{31}\text{Ne}$  セット 5.24%、 $^{32}\text{Ne}$  セット 3.61% となった。(表 4.1.5 参照)

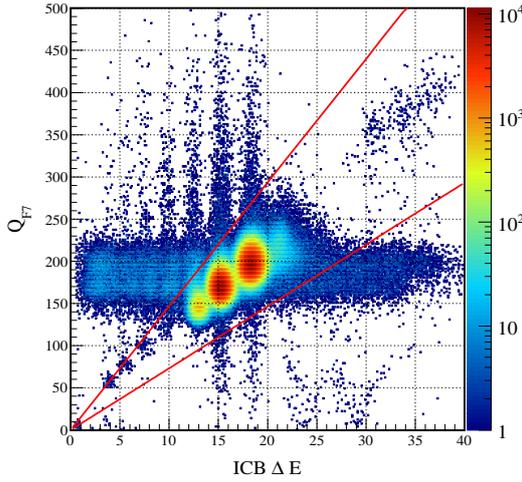


図 4.6  $Q_{\text{F7}}$  と  $\Delta E$  を用いたイベントの除去。

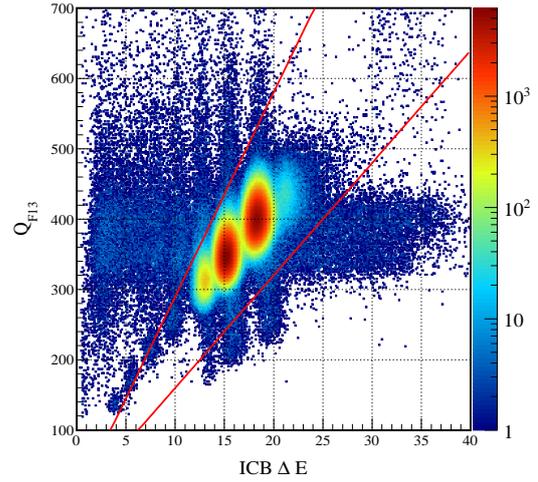


図 4.7  $Q_{\text{F13}}$  と  $\Delta E$  を用いたイベントの除去。

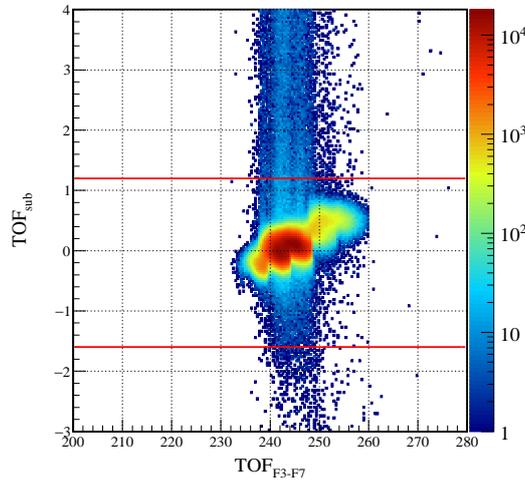


図 4.8 TOF を用いたイベントの除去。

上記のバックグラウンド除去により得られる粒子識別図を図 4.9 に示し、それぞれのビームセットにおける統計量及び  $Z$ 、 $A/Z$  の分解能を表 4.1.5 に示す。またこれ以降の解析において二次ビームの粒子のゲート条件はピーク中心から  $\pm 3\sigma$  とした。

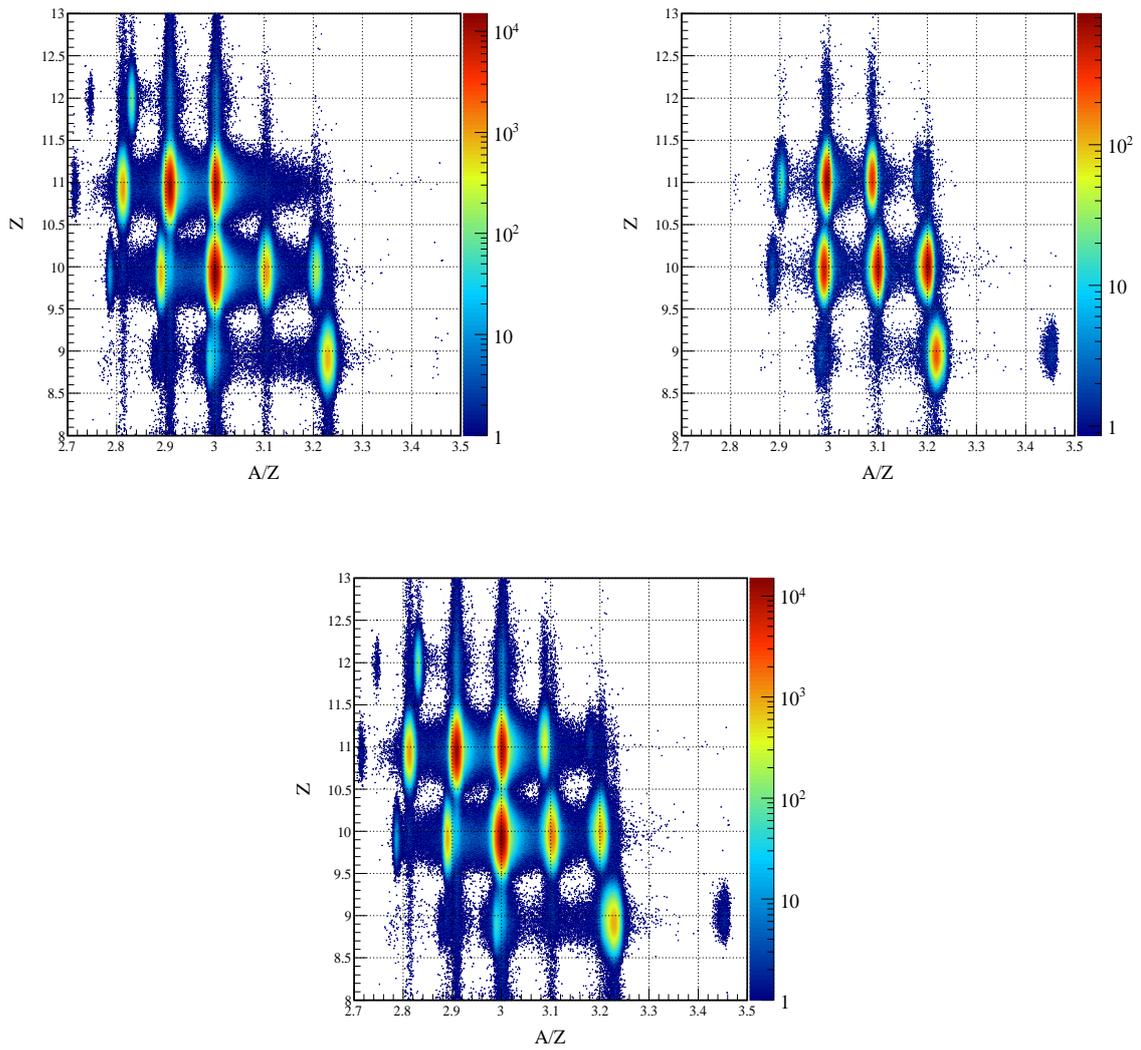


図 4.9 核種変化を起こしたイベントを除いた後の標的上流における粒子識別図。横軸は  $A/Z$ 、縦軸は  $Z$ 。  
 左上： $^{31}\text{Ne}$  ビームセット、右上： $^{32}\text{Ne}$  ビームセット、中央下：合計のビームセット。

表 4.1 核種変化を起こしたイベントを除く前後の統計量。

	合計のセット	$^{31}\text{Ne}$ ビームラン	$^{32}\text{Ne}$ ビームラン
除去前のイベント数	56140020	51871950	4268070
除去後のイベント数	53268383	49154481	4113902
除去した割合	5.12%	5.24%	3.61%

表 4.2 二次ビームの純度と強度。

二次ビーム	純度 [%]		ビーム強度 [cps]	
	<sup>31</sup> Ne set	<sup>32</sup> Ne set	<sup>31</sup> Ne set	<sup>32</sup> Ne set
<sup>30</sup> Ne	53.9	15.8	622.6	13.7
<sup>31</sup> Ne	4.4	20.3	46.2	17.6
<sup>32</sup> Ne	0.8	23.9	8.4	20.7
<sup>29</sup> F	3.5	9.5	37.2	8.2

表 4.3 二次ビームの粒子識別の分解能。

二次ビーム	$\sigma_Z$	$\sigma_{A/Z}$
<sup>30</sup> Ne	0.15	0.0059
<sup>31</sup> Ne	0.15	0.0060
<sup>32</sup> Ne	0.15	0.0060
<sup>29</sup> F	0.15	0.0074

#### 4.1.6 標的位置におけるアクセプタンス

本実験では直径 85 mm の有効領域を持つ標的を使用しているが、二次ビームが標的に衝突しないイベントも存在する。F13 にある BDC1、BDC2 のトラック情報を用いて標的での X、Y 座標を求め、有効領域に入らないイベントは取り除いた。図 4.10 に標的位置でのビームの X、Y [mm] 座標を示した一次元ヒストグラムを示す。本実験では標的の大きさは半径 40 cm の円であるのでビームに対して  $X^2 + Y^2 < 40^2$  をゲート条件とした。

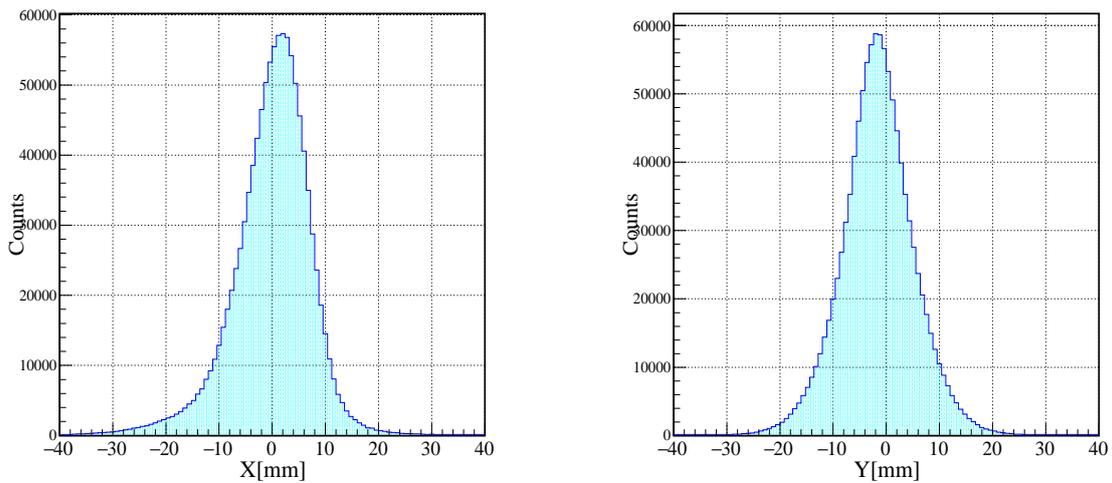


図 4.10 標的でのビームの水平方向 X の位置 (左) と鉛直方向 Y の位置 (右)。

## 4.2 荷電フラグメントの解析

二次ビームの粒子識別と同様に、荷電フラグメントの粒子識別についても、 $B\rho\text{-}\Delta E\text{-TOF}$  法を用いる。飛行時間 TOF は標的に時間を測定する検出器が設置されていないため、SBT と HODF24 の間の飛行時間と、SBT と標的の間の飛行時間の差から計算される。また、磁気硬度  $B\rho$  は FDC1 での入射位置と入射角度および FDC2 の入射位置と角度から求める。エネルギー損失  $\Delta E$  は HODF24 での発光量を用いて決定する。これらにより得られた物理量を用いて荷電フラグメントの  $Z$  と  $A/Z$  を求め、粒子識別を行う。本節ではこれらの各解析の詳細について記述する。

### 4.2.1 TOF の導出

荷電フラグメントを識別するために、標的から HODF24 までの飛行時間  $\text{TOF}_{\text{標的-HODF}}$  を導出する。しかし、標的には時間を測定する検出器は設置されていないため、直接的に標的での時間を測定することはできない。そのため、SBT と HODF24 の情報を用いて飛行時間を計算した。すなわち、

$$\text{TOF}_{\text{標的-HODF}} = t_{\text{HODF}} - t_{\text{標的}} = t_{\text{HODF}} - \text{TOF}_{\text{SBT-標的}} - t_{\text{SBT}} \quad (4.2.14)$$

となる。ここで、 $t_{\text{標的}}$ 、 $t_{\text{HODF}}$ 、 $t_{\text{SBT}}$  はそれぞれ標的、HODF、SBT での時間であり、 $\text{TOF}_{\text{SBT-標的}}$  は SBT と標的の間の飛行時間である。 $\text{TOF}_{\text{SBT-標的}}$  は  $\text{TOF}_{\text{F7-F13}}$  から求めた。標的と F13 の間には検出器があるためエネルギー損失を起こし、速度が減少していく。標的と F13 の間の物質によるエネルギー損失を考慮して飛行時間  $\text{TOF}_{\text{SBT-標的}}$  を計算した。

### 4.2.2 FDC1,2 の較正

#### $Z$ の選択

FDC1、2 はガスで満たされている。荷電フラグメントがガス内を通過した時にガスが電離し、イオンと電子が生成されるが、その電子のドリフト時間を測定することにより、位置と角度を測定している。その電離される量は式 (4.1.5) の Bethe-Bloch 式より  $Z$  に依存する。そのため  $Z = 9$  の荷電フラグメントを選んで較正を行う必要がある。そこで、FDC1,2 の較正には式 (4.2.15) と式 (4.2.16) を用いることにより  $Z$  を求めた。

$$Z_{\text{raw}} = \frac{Q}{p_0 + p_1 \text{TOF}} \quad (4.2.15)$$

$$Z = a_0 + a_1 Z_{\text{raw}} \quad (4.2.16)$$

ここで、 $Q$  は上下の PMT の相乗平均であり、TOF には標的から HODF24 間の TOF を用いている。それらの二次元ヒストグラムを図 4.11 の左図に示す。なお、HODF24 の 12 番目のプラスチックシンチレータには  $Z = 9, 10, 11$  の粒子が多くヒットするため、パラメータ  $a_0$ 、 $a_1$ 、 $p_0$ 、 $p_1$  は HODF24 の 12 番目にヒットしているイベントを用いて求め、全ての検出器に共通のパラメータを用いた。最終的に求められた  $Z$  の分布が図 4.11 の右図となる。 $Z = 9$  をガウシアンフィッティングすると分解能は  $\sigma = 0.146$  となり、 $Z = 9$  のゲート条件として中心から  $\pm 3\sigma$  の範囲をとした。

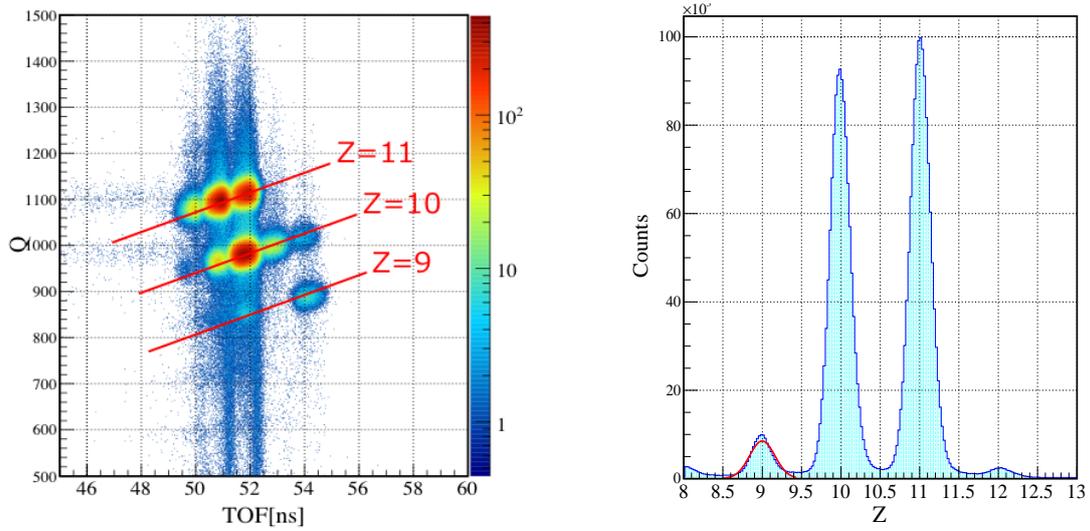


図 4.11 FDC 校正のための  $Z$  の選択。左:HODF24 の発光量と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は標的から HODF24 の TOF、縦軸は HODF24 での発光量である。HODF24 の 12 番目のプラスチックシンチレータのものを示す。右: $Z$  の分布。ピーク中心から  $3\sigma$  をゲート条件とする。

## STC 補正

FDC1、FDC2 でヒットした電子のドリフト時間を測定することにより荷電フラグメントの飛跡解析を行う。FDC1、2 に入射する粒子の位置分布が一様であるとき、入射粒子の個数を  $N$ 、ドリフト距離を  $x$  とすると

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \quad (4.2.17)$$

と書くことができる。この時、ドリフト時間  $t$  により積分すると

$$\frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = \text{const.} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.2.18)$$

となる。 $C$  はある定数である。つまりドリフト距離は TDC 分布を積分することにより求めることができる。この較正は層ごとに行った。FDC1、FDC2 それぞれの一層目の TDC 分布を図 4.12 に示す。また、式 (4.2.18) によって得られた値と TDC 値の二次元ヒストグラムを図 4.13 に示す。

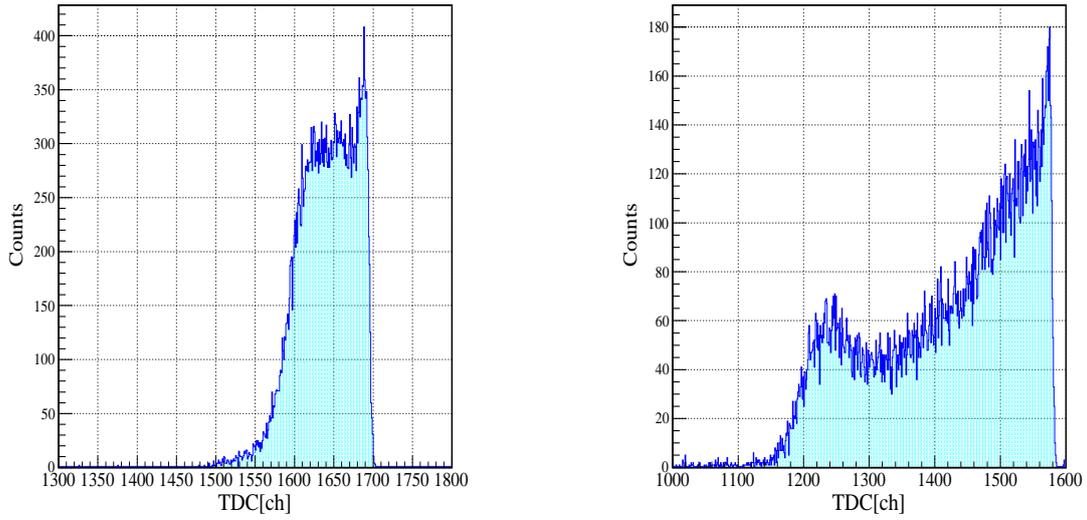


図 4.12 FDC1(左)、FDC2(右)の一層目の TDC 分布。

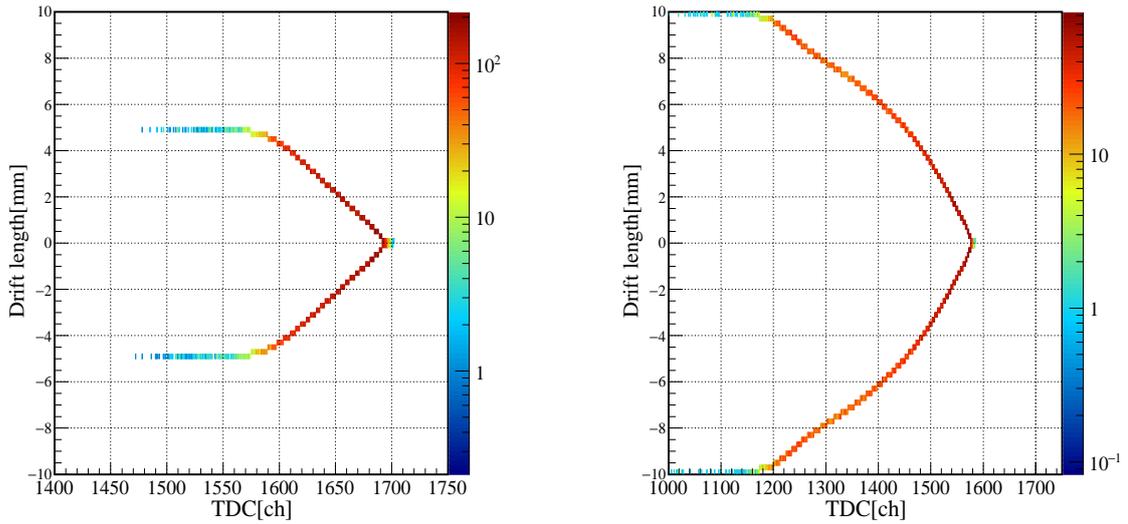


図 4.13 FDC1(左)、FDC2(右)の一層目の TDC 分布とドリフト距離の二次元ヒストグラム。

図 4.14 に FDC1、FDC2 それぞれの残差とドリフト距離のプロットを示す。残差 ( $X_{Residual}$ ) はトラッキングで得られた飛跡の各面での位置 ( $X_{Track}$ ) からワイヤー位置と測定されたドリフト距離から計算された位置 ( $X_{Drift}$ ) を引くことにより定義した。

$$X_{Residual} = X_{Track} - X_{Drift} \quad (4.2.19)$$

この残差が 0 になるように補正を行う。フィッティング関数は  $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$ 、 $p_3$  をパラメータとして

$$y = X(X - 1)(X + 1)(p_0 + p_1 X^2 + p_2 X^4 + p_3 X^6) \quad (4.2.20)$$

を用いた。フィッティングを行う前に FDC1、FDC2 共に横軸のスケールを変更し、 $X = X_{Drift}/\text{最大ドリフト距離}$

とした。最大ドリフト距離は FDC1 で 5 mm、FDC2 で 10 mm である。図 4.15 に補正後の残差とドリフト距離の関係を示す。なお、横軸は最大ドリフト距離で規格化してある。

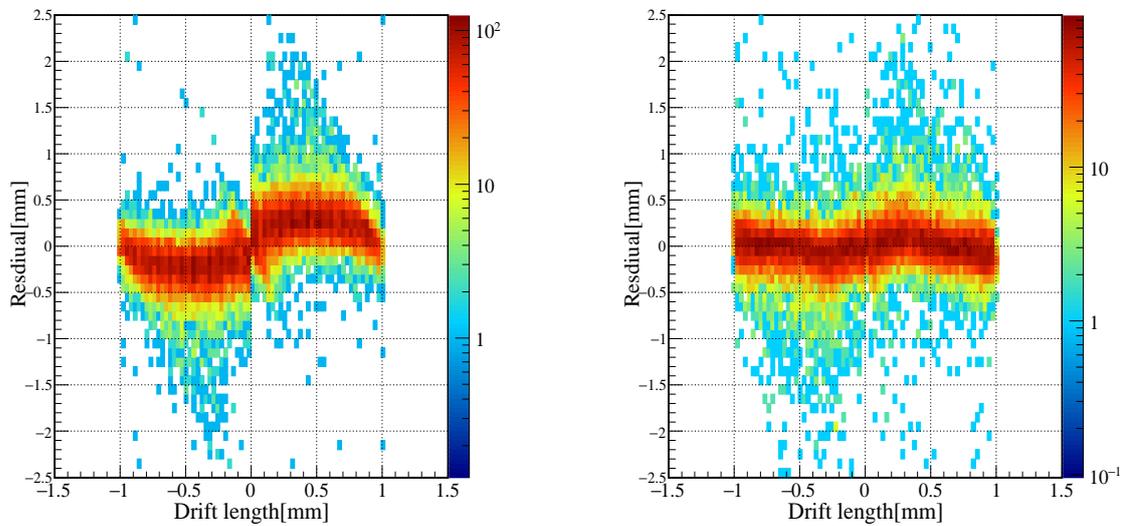


図 4.14 FDC1(左) と FDC2(右) の補正前の残差分布。共に一層目のものを示す。縦軸は残差 Residual[mm]、横軸は TDC 分布から得られたドリフト距離 Dliftlength[mm] である。

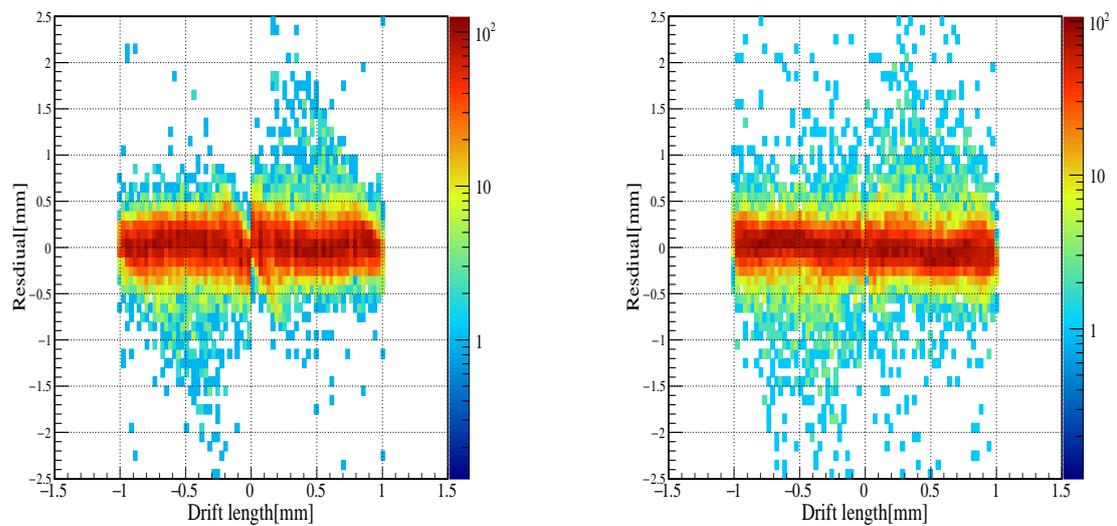


図 4.15 FDC1(左) と FDC2(右) の補正後の残差分布。共に一層目のものを示す。縦軸は残差 Residual[mm]、横軸は TDC 分布から得られたドリフト距離 Dliftlength[mm] である。

また FDC1、FDC2 それぞれ全層の残差をプロットしたものを図 4.16 に示す。残差の分散は FDC1 が  $\sigma = 0.22$  mm、FDC2 が  $\sigma = 0.19$  mm となった。

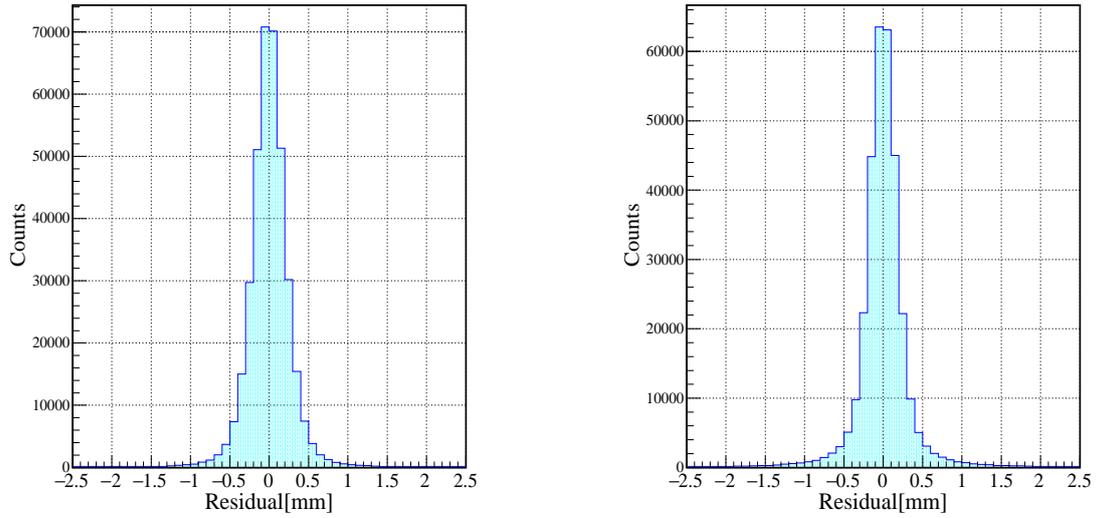


図 4.16 FDC1(左)、FDC2(右)の全層の補正後の残差分布。分解能はFDC1が $\sigma = 0.22$  mm、FDC2が $\sigma = 0.19$  mm。

### 4.2.3 FDC1、2の検出効率

$Z = 9$  に対する検出効率を式 (4.2.21)、式 (4.2.22) を用いて求めた。ここで  $N(\text{HOD})$  は標的下流で  $8.43 < Z < 9.54$  でゲートし計算したものの個数であり、 $N(\text{FDC1})$ 、 $N(\text{FDC2})$  はそれぞれのFDCでトラックできたものの数である。FDC1の検出効率 $\epsilon_1$ は100%、FDC2の検出効率 $\epsilon_2$ は92.9%であった。

$$\epsilon_1 = \frac{N(\text{HOD} \cap \text{FDC1})}{N(\text{HOD})} \quad (4.2.21)$$

$$\epsilon_2 = \frac{N(\text{HOD} \cap \text{FDC2})}{N(\text{HOD})} \quad (4.2.22)$$

### 4.2.4 HODF24の解析

#### 発光量の較正

荷電粒子の $Z$ は式 (4.1.5) の Bethe-Bloch において発光量  $Q$  をエネルギー損失に対応させることにより求めることができる。しかし、プラスチックシンチレータの発光量のクエンチング効果などによって完全にはこの式に従わない。そのため、式 (4.1.6) を使用したあとに式 (4.2.23) を用いて、各シンチレータ毎にパラメータを決定することにより  $Z$  の導出を行った。

$$Z = p_2 Z'^2 + p_1 Z' + p_0 \quad (4.2.23)$$

ここで、 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$  はフィッティングパラメータパラメータである。例として、図 4.17 に ID=11 を選択し、 $Z = 11$  のピークをガウシアンでフィッティングした図を示す。HODF24の $Z$ の較正前後の図を図 4.17 に示す。この図では  $M_{\text{HOD}}=1$  のものを選択した。ここで、 $M_{\text{HOD}}$  は信号が検出された HODF24 のプラスチックシンチレータの本数を表す。プラスチックシンチレータの境界に荷電フラグメントが入射した場合、2本のプラス

チックシンチレータでエネルギー損失が分割されるために発光量が小さくなり、正しく  $Z$  が導出されない。このイベントを除くために除くため  $M_{\text{HOD}} = 1$  の条件を課した。しかし ID=11( $200 < X_{\text{HOD}} < 300$  mm) では位置依存性があることが確認できるため、次節で補正を行った。なお、 $X_{\text{HOD}}$  とは FDC2 により外挿によって得られた HODF24 での水平位置である。

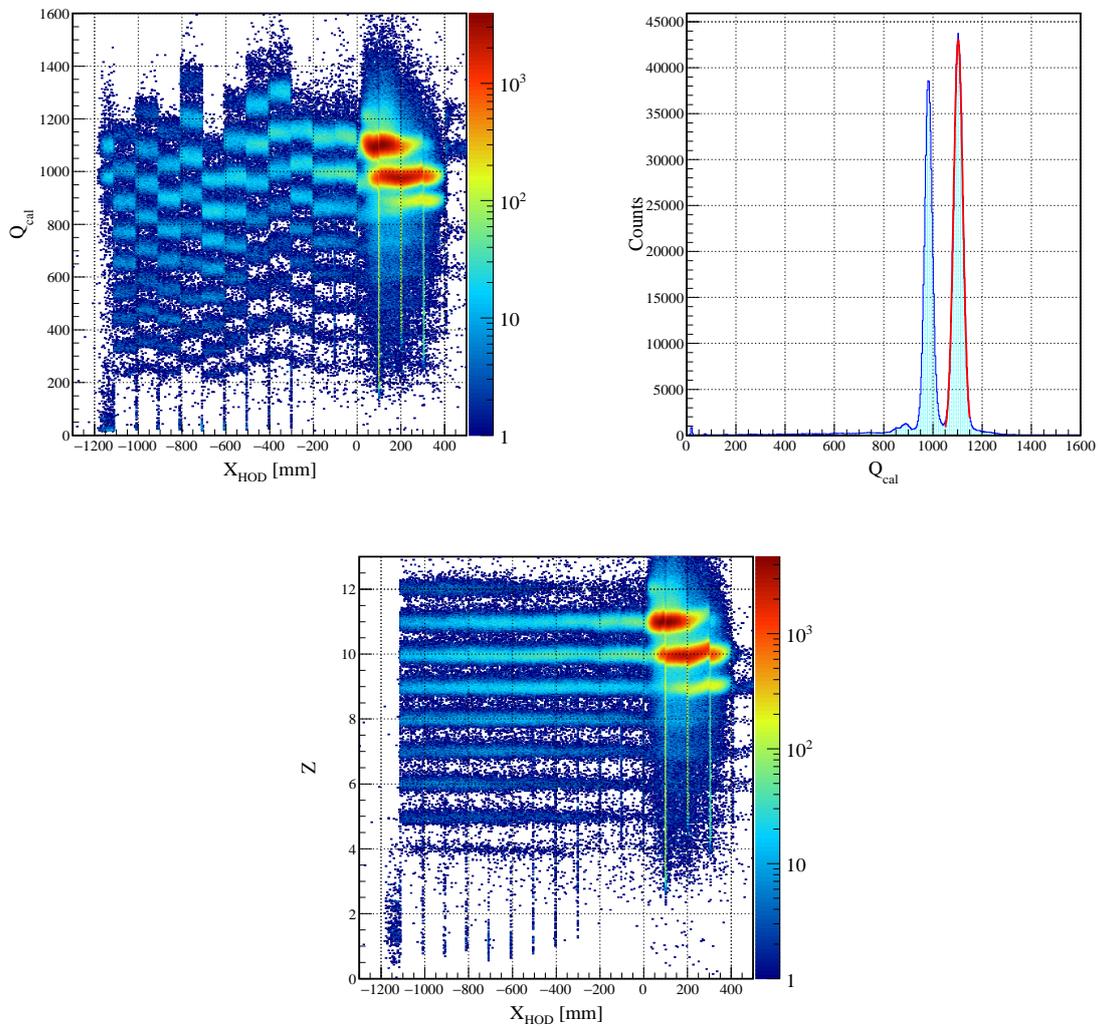


図 4.17 HODF24 の較正。左上： $x$  軸は HODF24 での水平位置。 $y$  軸は HODF24 で取得された発光量からペDESTALを引いたものをとった図。ID 毎は  $Z$  により分かれていることが確認できるが、ID 毎に PMT のゲインが異なるため  $Z$  が直線的にならない。右上：ID=12 番を選択し、 $y$  軸方向に射影した図。この図では  $Z = 11$  をガウシアンフィッティングをした。中央下： $y$  軸に補正後の  $Z$  をとった図。ID=11( $200 < X_{\text{HOD}} < 300$  mm) のみ水平位置依存性が残っているため、斜めに傾いていることが確認できる。

## Z の位置依存性の改善

図 4.17 を見ると較正後の  $Z$  の ID=11 番 ( $200 < \text{HODF24}_x < 300$  mm) にのみ一依存性を持っていることが見受けられる。そこで ID=11 番のみ式 (4.2.24) で較正前に補正することにより、 $Z$  の分解能を改善した。

$$Z = \frac{Z_{\text{raw}}}{p_0 + p_1 \cdot X_{\text{HOD}}} \quad (4.2.24)$$

ここで  $p_0$ 、 $p_1$  はパラメータである。図 4.18 のように ID=11 の  $Z = 10$  イベントを選択し、 $x$  軸の各 bin について、 $y$  軸に射影した分布の平均を求めると図 4.18(右上) のようになる。その分布を一次関数でフィッティングすることによりパラメータを導出した。

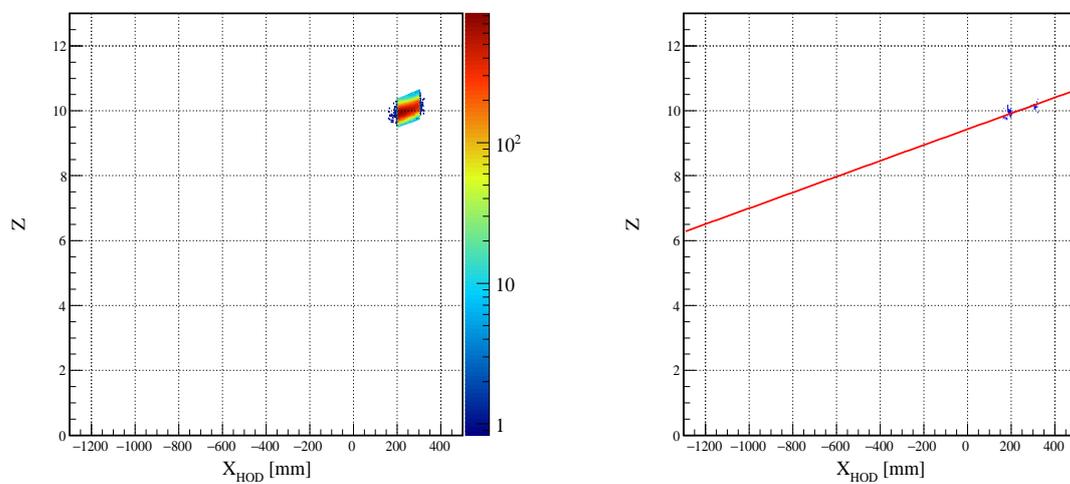


図 4.18 HODF24 の位置依存性の除去。左上：ID=11 の  $Z = 10$  を選択した図。右上：左上図を  $x$  軸の各 bin について、 $y$  軸に射影した分布の平均を求めた分布を一次関数でフィッティングした図。このフィッティングにより式 (4.2.24) のパラメータを決定した。

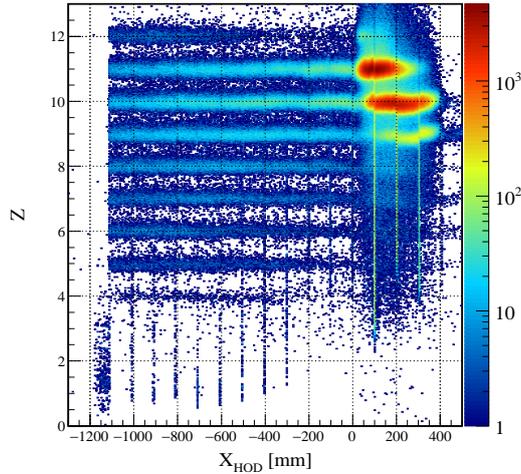


図 4.19 位置依存性補正後の  $Z$  の図。上記の補正により、ID=11 の位置依存性が消えていることが確認できる。

なお、Empty ランにおいては ID=9、10、11 に同様な位置依存性を確認することができたので、同様の方法を用いることで分解能を改善した。

#### 4.2.5 HODF24 の検出効率の評価

HODF24 に荷電粒子が入射した時、ほとんどの場合はプラスチックシンチレータの厚さ 1 cm に対応するエネルギー損失をするが、プラスチックシンチレータ間の境界に入射した場合にはシンチレータの角をかすめてエネルギー損失が小さくなること起きる。角度をもって入射した場合二本のシンチレータで検出される。この場合  $Z$  が実際よりも小さく計算されてしまうため、プラスチックシンチレータの境界付近に入射した粒子を数え落としていることになる。この数え落している割合を見積る必要がある。図 4.20 に HODF24 で検出した場合の  $X_{\text{HOD}}$  分布を示す。まず、シンチレータの境界付近のある範囲を選び、その範囲の粒子の個数を数える。次に範囲の左右に同じビン数の範囲を取り、それぞれの個数を数える。その左右の範囲の平均が本来計測される境界領域での個数であるとし、その数から境界領域で観測された数を引くことにより数え落した個数を求めた。図 4.20 の  $x=100, 200, 300$  mm 付近の大きな隙間三つについて見積りを行い、2.2% 数え落していることが求められた。よって 97.8% を HODF24 の検出効率として後述の断面積を計算する。

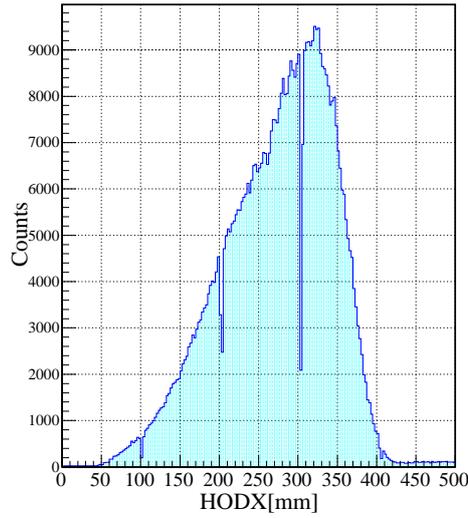


図 4.20 標的の下流で  $^{29}\text{F}$  にゲートした時の  $X_{\text{HOD}}$  分布。  $M_{\text{HOD}} = 1$  を選択している。

#### 4.2.6 磁気硬度

荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  は飛跡解析により求めることができる。  $B\rho$  は近似的に次のような多項式により求めることができる。

$$B\rho = f(x_{\text{FDC1}}, y_{\text{FDC1}}, a_{\text{FDC1}}, b_{\text{FDC1}}, x_{\text{FDC2}}, b_{\text{FDC2}}) \quad (4.2.25)$$

$$= \sum_{(i,j,k,l,m,n)=(3,2,3,2,3,3)}^{(i,j,k,l,m,n)=0} C_{ijklmn} x_{\text{FDC1}}^i x_{\text{FDC1}}^j a_{\text{FDC1}}^k b_{\text{FDC1}}^l x_{\text{FDC2}}^m a_{\text{FDC2}}^n \quad (4.2.26)$$

ここで、FDC1 での位置  $x_{\text{FDC1}}$ 、  $y_{\text{FDC1}}$  と  $x$ 、  $y$  軸方向の角度  $a_{\text{FDC1}}$ 、  $b_{\text{FDC1}}$  と FDC2 での位置  $x_{\text{FDC2}}$  と  $x$  軸方向の角度  $a_{\text{FDC2}}$  である。  $C_{ijklmn}$  は GEANT4 によるシミュレーションによって求めた。

#### 4.2.7 標的の下流の粒子識別

合計のビームセットにおいて、二次ビームの  $^{31}\text{Ne}$  または  $^{32}\text{Ne}$  にゲートをかけ、  $M_{\text{HOD}} = 1$  のイベントを選択した時の荷電フラグメントの識別図をそれぞれ図 4.2.7 及び図 4.2.7 に示す。また、表 4.2.7 に標的の下流においての  $^{29}\text{F}$  に対する  $Z$  と  $A/Z$  の分解能を示す。標的上流で  $^{32}\text{Ne}$  を選択したとき、図 4.2.7 のように  $^{32}\text{Ne}$  のテールが  $^{29}\text{F}$  に重なってしまっており、  $^{29}\text{F}$  を選択できない。しかし、二次ビーム  $^{32}\text{Ne}$  と中性子がコインシデンスをした条件を課すと図 4.2.7 のように分離されるようになる。表 4.2.7 の二次ビームで  $^{32}\text{Ne}$  を選択した時の分解能はこの条件の時の分解能を表記した。また、表 4.2.7 にインクルーシブ断面積を導出する際の二次ビームと荷電フラグメントの統計量を示す。インクルーシブ断面積については後述する。

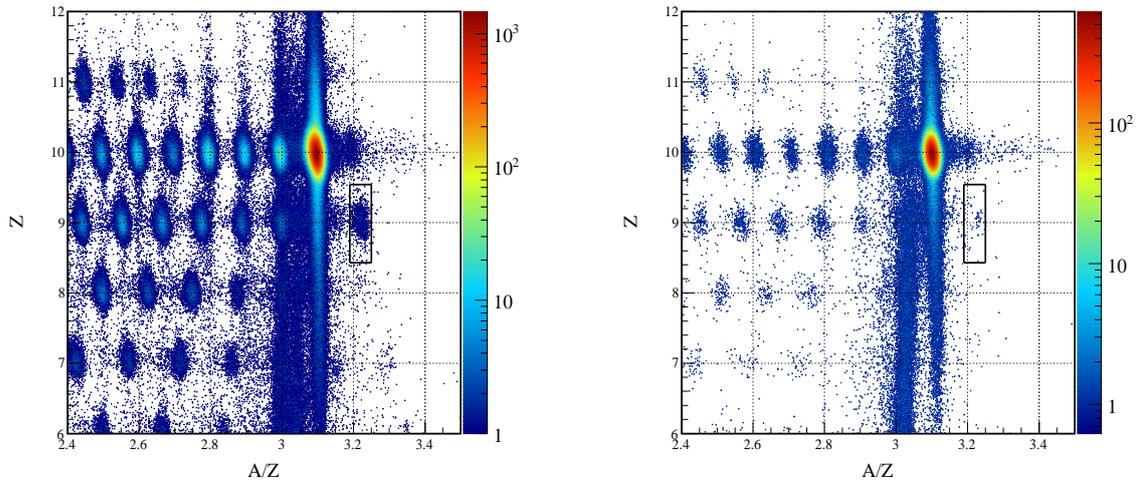


図 4.21 標的上流で  $^{31}\text{Ne}$  を選択した時の荷電粒子の粒子識別図。左：C 標的ラン。右：Empty ラン。

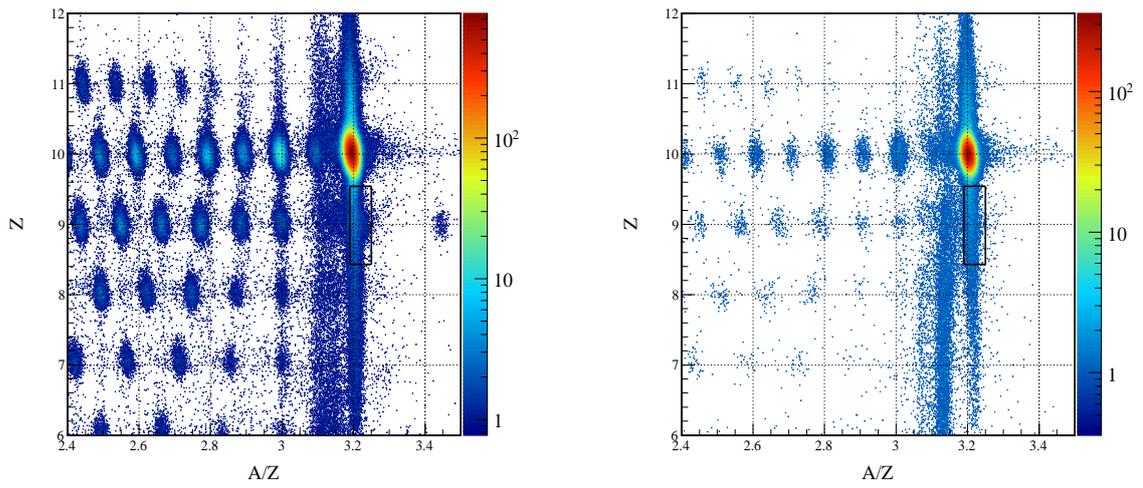


図 4.22 標的上流で  $^{32}\text{Ne}$  を選択した時の荷電粒子の粒子識別図。左：C 標的ラン。右：Empty ラン。

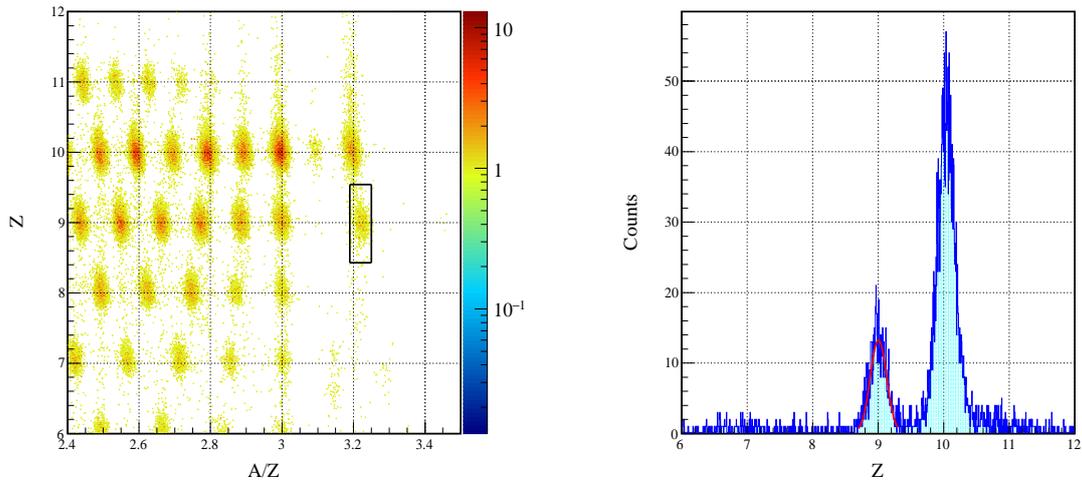


図 4.23 左：標的上流で  $^{32}\text{Ne}$  を選択し、中性子とコインシデンスした時の荷電粒子の粒子識別図。左：  $3.1 < A/Z < 3.3$  を選択したときの  $y$  軸への射影図。  $Z=9$  に対する分解能は  $0.14$  となった。

表 4.4 荷電フラグメントの分解能。

上流ビーム	荷電フラグメント	$\sigma_Z$	$\sigma_{A/Z}$
$^{31}\text{Ne}$	$^{29}\text{F}$	0.13	0.015
$^{32}\text{Ne}$	$^{29}\text{F}$	0.14	0.011

表 4.5 二次ビームと荷電フラグメントの統計量。

二次ビーム	標的	荷電フラグメント	二次ビームの数	荷電フラグメントの数
$^{32}\text{Ne}$	炭素	$^{31}\text{F}$	1208250	211
$^{32}\text{Ne}$	なし	$^{31}\text{F}$	414819	0
$^{31}\text{Ne}$	炭素	$^{29}\text{F}$	2270237	1132
$^{31}\text{Ne}$	なし	$^{29}\text{F}$	755121	46
$^{30}\text{Ne}$	炭素	$^{29}\text{F}$	20320550	10611
$^{30}\text{Ne}$	なし	$^{29}\text{F}$	6896690	320
$^{29}\text{F}$	炭素	$^{27}\text{F}$	1557409	19906
$^{29}\text{F}$	なし	$^{27}\text{F}$	523546	1457

### 4.3 中性子の解析

相対エネルギーを導出するためには中性子の運動量ベクトルを導出する必要がある。運動量ベクトルは中性子の位置と時間を2点で測定することにより決定される。始点はBDC1、BDC2の外挿で求めた標的の位置と標的での時間とする。また、終点は中性子検出器で測定された検出位置及び時間となる。上記の時間と位置

を用いると中性子の運動量は、始点から終点までの距離を  $L = |\mathbf{r}_{\text{neut}} - \mathbf{r}_{\text{Tgt}}|$ 、飛行時間を TOF として

$$\beta = \frac{L}{\text{TOF} \times c} \quad (4.3.27)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.3.28)$$

$$E = m_n \gamma c^2 \quad (4.3.29)$$

$$p = m_n \beta \gamma c \quad (4.3.30)$$

$$\frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = \frac{\mathbf{r}_{\text{neut}} - \mathbf{r}_{\text{Tgt}}}{L} \quad (4.3.31)$$

と求めることができる。なお、 $c$  は光速であり、 $m_n$  は中性子の静止質量である。

また、1 中性子または 2 中性子を選択する際には後述するクロストークのバックグラウンドを取り除き、真のイベントを選択する必要がある。図??のように NEBULA は 2 層の VETO と NEUT でできているため、入射中性子からみて手前側の NEUT を 1stWall、奥側の NEUT を 2ndWall と呼ぶことにする。中性子が 1 つ入射した場合を 1 中性子イベント、2 つ入射した場合を 2 中性子イベント、モジュールによる信号をヒットと定義することとする。本節ではこの運動ベクトルを導出し選択するための解析方法について記述する。

#### 4.3.1 NeuLAND のヒット位置の較正

NeuLAND のヒット位置の較正には宇宙線のランを用いて行った。NeuLAND は各層毎にプラスチックシンチレータが交差するように配置されているため、2 本のシンチレータから内挿される位置から間のシンチレータの位置を計算することができる。内挿された位置と上下または左右のシンチレータの時間差により得られた位置を較正することにより、NeuLAND の位置を導出することができる。

#### 4.3.2 NeuLAND の発光量の較正

発光量の較正には宇宙線のランを用いた。宇宙線で得られたピークをランダウ分布と指数関数の和でフィッティングを行った。NeuLAND のシンチレータは厚さ 5 cm、密度は 1 g/cm<sup>3</sup> であり、宇宙線が 1 本のプラスチックシンチレータに対して垂直に通過する際のエネルギー損失は 10 MeVee となる [20]。実際には  $z$  軸に対して角度を持って入射をするため、 $z$  軸と宇宙線のなす角  $\theta$  を用いて補正する必要がある。また、発光量が大きいと、PMT の出力信号の飽和し、QDC の非線形性の効果が大きいことがわかっている。本解析ではこの非線形性の補正のために、全発光量に対して

$$Q_{\text{correct}} = \frac{Q}{1 - 0.016Q} \quad (4.3.32)$$

という補正を行った。

#### 4.3.3 NEBULA の QDC の較正

NEBULA のペDESTAL は、実験後のタイムキャリブレーションランにより取得した。各 ID ごとのペDESTAL を図 4.3.3 に示す。QDC のエネルギー較正には宇宙線ランと Am-Be 線源のランを用いることで行った。宇宙線の発光量分布は 30MeVee というピーク値を持つことが [19] で求められているため、ランダウ分布と指数関数の和でフィッティングすることによりピーク位置を決定した。また、Am-Be 線源によるキャリブレーション

シオンでは  ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + \gamma$  の反応によって生じる 4.44MeV の  $\gamma$  線のコンプトンエッジを、クライン・仁科の式と指数関数の和を分解能でなました関数でフィッティングすることにより較正を行った。

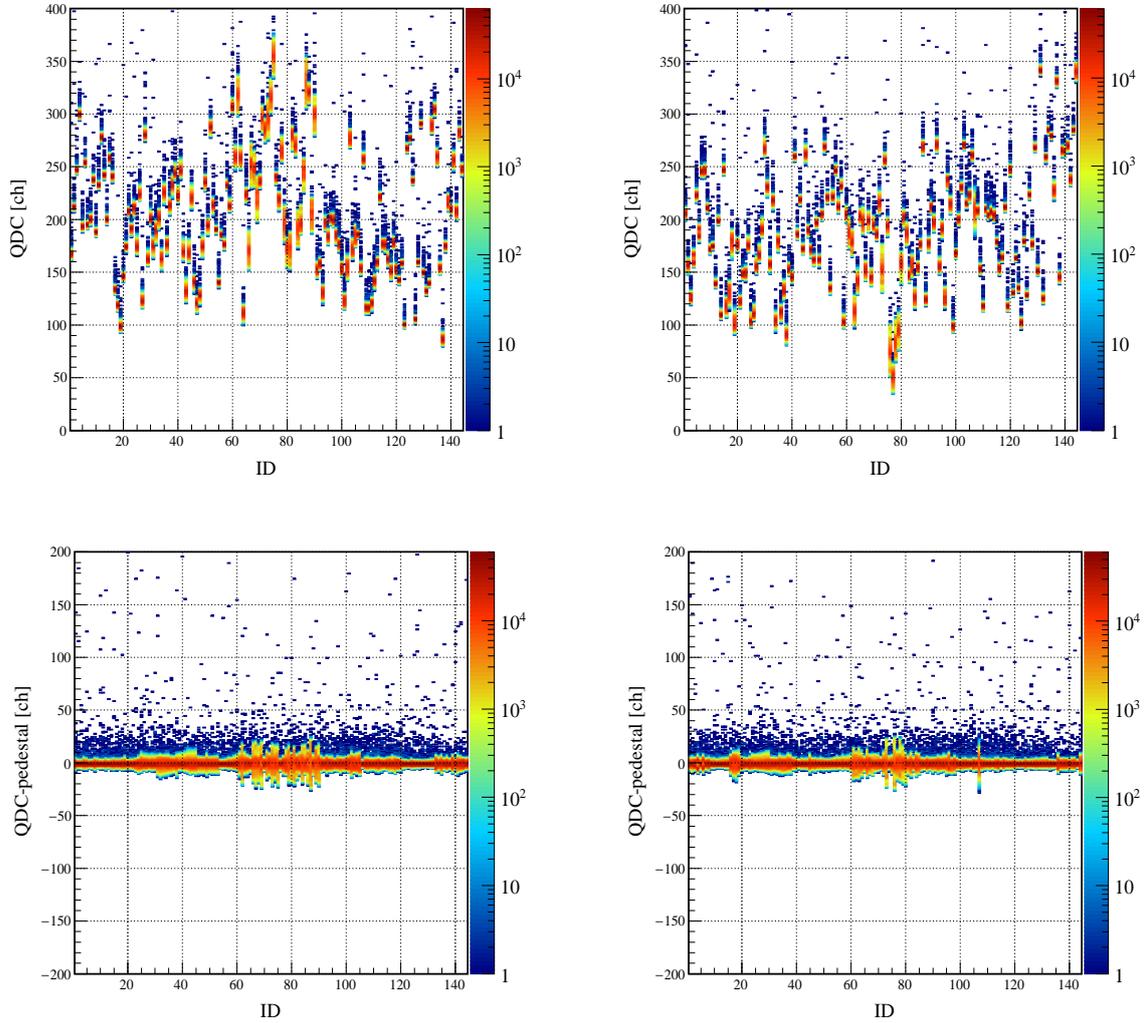


図 4.24 NEBULA のペDESTAL。横軸は ID、縦軸は QDC のチャンネル値。左上：シンチレータの上側。右上：シンチレータの下側。左下：シンチレータ上側のペDESTAL 差し引き後。右下：シンチレータの下側のペDESTAL 差し引き後。

#### 4.3.4 NEBULA の $y$ 方向の位置の較正

NEBULA はプラスチックシンチレータを縦置きにした中性子検出器である。そのため  $x$  方向と  $z$  方向の検出位置はシンチレータの ID により決定することができる。 $y$  方向の位置は上下の PMT の検出時間を  $t_{\text{up}}$ 、 $t_{\text{down}}$  として、

$$y = \frac{v_{\text{sci}}}{2} (t_{\text{down}} - t_{\text{up}}) \quad (4.3.33)$$

と時間差から求めることができる。ここで  $v_{sci}$  はプラスチックシンチレータ内での光の速度である。本実験では NEBULA HPC(Horizontal Proportional Counter)[19] を用いることにより、宇宙線のトラッキングを行い、 $y$  軸方向の較正を行った。上下の PMT の時間差と、宇宙線のトラッキングにより得られた入射位置の相関を図 4.25 に示す。本来、この  $t_{up}$  及び  $t_{down}$  にはスルー補正後の値を用いる必要があるが、スルー補正を行うためには NEBULA の  $y$  軸方向の位置が必要であり、イテレーションで位置を決定する必要がある。しかし、本実験においてスルー補正をせずに  $y$  軸の較正をした後にスルー補正を行い、再度  $y$  軸方向の較正をスルー補正ありの検出時間で行うことで十分な分解能を得た。

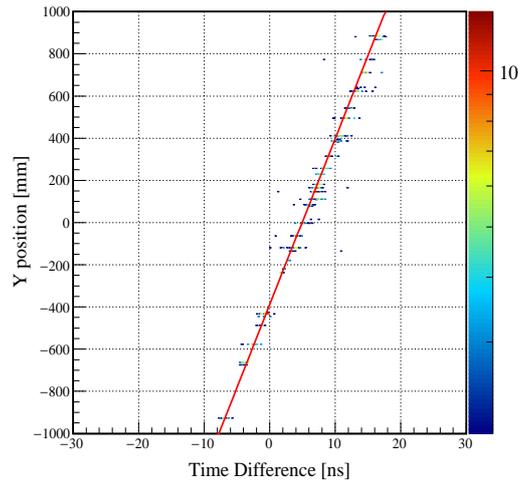


図 4.25 ID=1 の NEBULA の  $y$  方向の位置キャリブレーション。横軸は上下の PMT の時間差。縦軸は HPC のトラックで求めた位置。

#### 4.3.5 NeuLAND と NEBULA の TOF の較正

NeuLAND 及び NEBULA の TOF の較正には、 $^{22}\text{Ne}$  ビームと 15 mm のアルミニウム標的を用いた  $\gamma$  線ランを使用した。なお、NeuLAND の VETO に関しては、荷電粒子のイベントを取り除くために採用しているため、TOF の較正は必要がないため行っていない。

標的中に時間を測定する検出器は設置されていないため、実際に測定される  $\gamma$  線の飛行時間 TOF は

$$\text{TOF} = T_{\text{NEUT}} - T_{\text{SBT}} \quad (4.3.34)$$

と表される。ここで、 $T_{\text{NEUT}}$  は中性子検出器で観測された時間であり、 $T_{\text{SBT}}$  は SBT で観測された時間である。本来、標的から中性子検出器の時間を測定する場合は

$$\text{TOF}_{\text{標的-NEUT}} = T_{\text{NEUT}} - T_{\text{SBT}} - \text{TOF}_{\text{SBT-標的}} \quad (4.3.35)$$

と  $\text{TOF}_{\text{SBT-標的}}$  は SBT と標的の間の時間を差し引く必要がある。この  $\gamma$  線のランにおいては F1 のスリットを  $\pm 1$  mm に絞り、運動量の広がり小さいため、SBT と標的の間の時間  $\text{TOF}_{\text{SBT-標的}}$  は定数とみなした。 $\gamma$  線のイベントでは、 $\text{TOF}_{\text{標的-NEUT}}$  は  $L/c$  に等しくなるはずであるので、 $T_{\gamma} = \text{TOF}_{\text{標的-NEUT}} - L/c$  が  $\gamma$  線イベントに対してゼロになるように TOF のオフセットを較正した。

図 4.3.5 にペDESTAL差し引き後の QDC のチャンネルと  $T_\gamma$  の関係図を示す。スルー補正の効果により、時間依存性があることを確認できる。そのため、スルー補正を NeuLAND 及び NEBULA の各レイヤーごと式 (4.3.36) 及び式 (4.3.37) を用いることにより行った。

$$T_{\text{補正}} = T - f(Q) \quad (4.3.36)$$

$$f(Q) = p_0 + p_1 Q^{p_2} \quad (4.3.37)$$

ここで、 $T$  及び  $T_{\text{補正}}$  は補正前後の時間、 $Q$  はペDESTALを差し引いた後の QDC のチャンネル値、 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$  はパラメータである。スルー補正は各 PMT に行く必要があるが、近似的に上下または左右に対して同じパラメータを用いることによりスルー補正を行った。図 4.3.5 にフィッティング結果ならびにスルー補正結果を示す。 $\gamma$  線に対する TOF 分解能は NeuLAND、NEBULA 及び NEBULA VETO において、それぞれ 0.30 ns、0.44 ns 及び 0.23 ns となった。

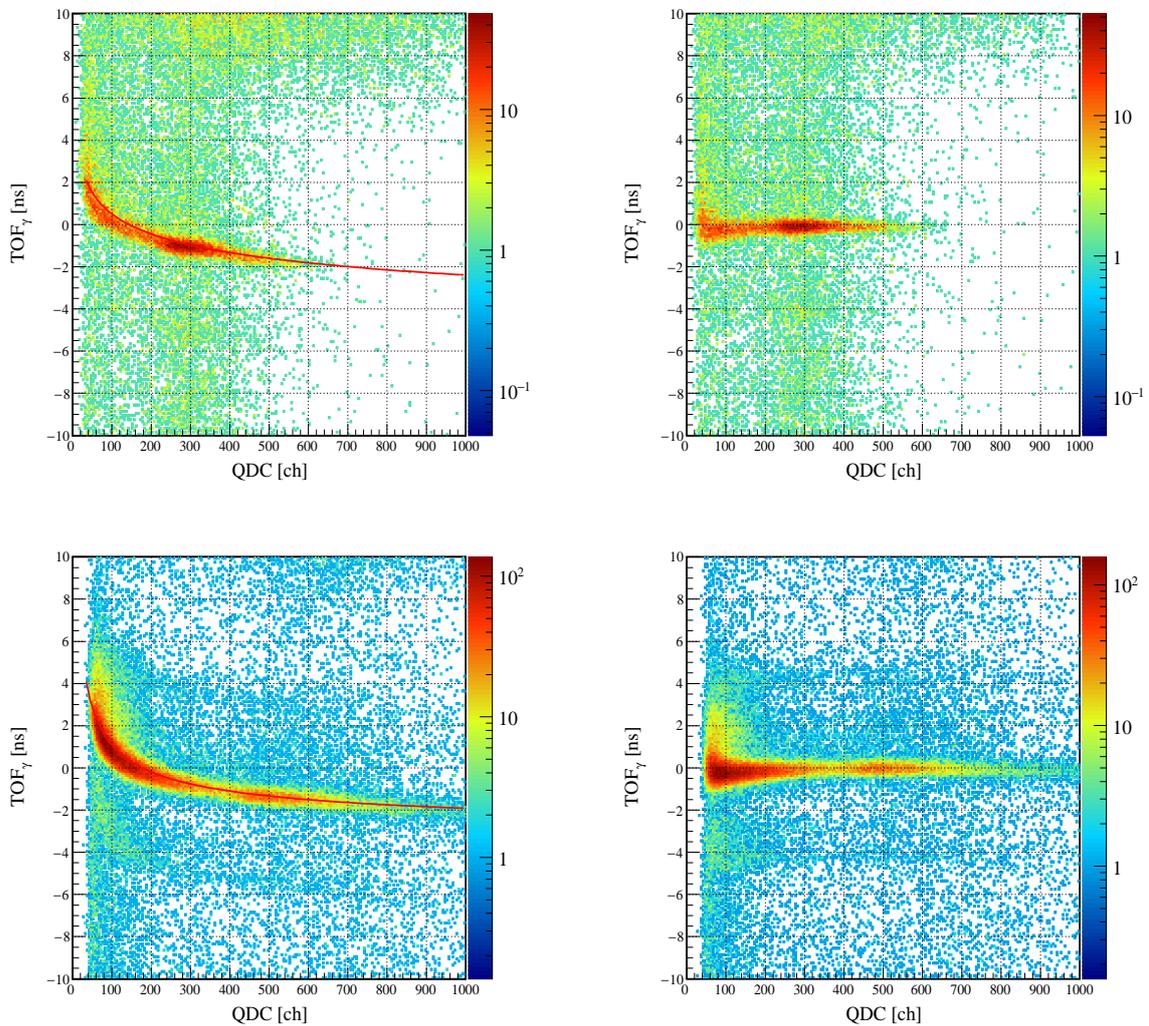


図 4.26 第 1 レイヤーについてのスルー補正前後のヒストグラム。横軸はペDESTAL差し引き後の QDC のチャンネル値の相乗平均、縦軸は  $T_\gamma$ 。左下：NeuLAND のスルー補正前、右下：NeuLAND のスルー補正後。左下：NEBULA のスルー補正前、右下：NEBULA のスルー補正後。

#### 4.3.6 1 中性子イベントの解析手法

中性子を解析する際には、実際には1中性子イベントが発行したとしても、標的中で発生した $\gamma$ 線や中性子検出器内で発生した反跳陽子、中性子や $\gamma$ 線により複数のヒットが観測されることがある。そのため、複数のヒットから真の1中性子イベントを選択するために以下の手順を用いて選択した。

1. 選択したヒットの発光量がスレッシュホールド 6MeVee 以下の場合、破棄する。
2. NeuLAND の VETO にヒットがあった場合そのイベントを破棄する。
3. NEBULA 及び NeuLAND の NEUT 検出器において、飛行時間 TOF が一番短い(一番速度の速い) ヒットを選択する。

#### 4.3.7 2 イベント中性子の解析手法

前節で述べた通り、1中性子しか中性子検出器に入射しない場合でも、複数のモジュールで信号を検出する場合がある。このヒットはクロストークと呼ばれ、偽の2中性子ヒットを作るので、2つ以上の中性子を検出する場合にはこのクロストークを除去する必要がある。図 4.27 にクロストークが検出される場合の模式図を示す。NeuLAND を1つの Wall とみなし、NEBULA と合わせて計3つの Wall からなるとすると、中性子が2つ検出される際に、2つのヒットが同じ層(以下、SameWall と呼ぶ)で検出される場合と、異なる層(以下、DifferentWall と呼ぶ)で検出される場合の2種類が存在する。本解析では Same Wall と Different Wall のそれぞれ場合において、クロストークの除去条件を設定することにより、クロストークを除去した。

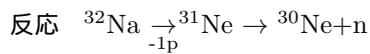
これらを踏まえた上で、以下の手順を用いて2中性子を選択した。以下の  $dr_{\text{neb}}$  と  $dt_{\text{neb}}$  は参考文献 [23] をもとに設定した。

1. ヒットが発光量がスレッシュホールド 6MeVee 以下の場合、破棄する。
2. NeuLAND の VETO にヒットがあった場合そのイベントを破棄する。
3. SameWall の解析によるクロストークの除去
  - (a) 陽子によるクロストークイベントの除去
  - (b) 散乱した中性子によるクロストークイベントの除去
  - (c)  $\gamma$ 線の除去
4. DifferentWall の解析によるクロストークの除去
  - (a) 散乱した中性子によるクロストークイベントの除去
  - (b)  $\gamma$ 線の除去
5. NEBULA の VETO にヒットがあった場合、NEBULA の NEUT に対して、次の2つの条件を設定する。これらの条件を両方とも満たす場合はそのヒットを破棄する。
  - (a) xy 平面上で VETO のヒットと NEUT のヒットの距離  $dr_{\text{neb}}$  が、 $dr_{\text{neb}} < 50$  cm
  - (b) 時間差  $dt_{\text{neb}}=(\text{NEUT のヒットした時間} - \text{VETO のヒットした時間})$  が、 $1 < dt_{\text{neb}} < 5$  ns
6. 上記の条件を満たす中で、飛行時間 TOF が短い(速度の速い) ヒットを2つ選択する。

クロストーク除去の条件を決定するために Geant4 を用いた飛跡シミュレーションを行った。シミュレーションでは、 $^{32}\text{Na}$  から一陽子分離反応で  $^{31}\text{Ne}$  を生成し、Phase Space Decay を用いて  $^{30}\text{Ne}$  と1つの中性

子に崩壊する反応を用いた。インプット情報を以下に示す。

崩壊モデル Phase Space Decay



入射位置と入射角度 実験データを用いた。

相対エネルギー 0~7 MeV の範囲で一様乱数で発生させた。

散乱角 0~5° の範囲で一様乱数で発生させた。

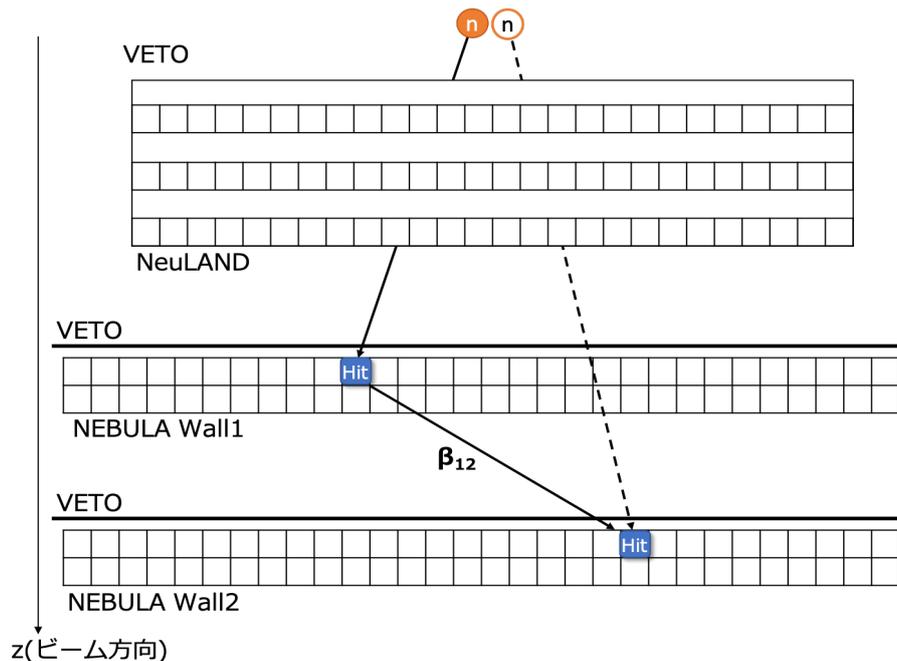


図 4.27 Different Wall においてクロストークが検出されるときの模式図。Wall1 で検出された中性子が散乱し、Wall2 で検出される場合を示している。

## SameWall の解析

### 陽子によるクロストークイベントの除去

SameWall のクロストークには中性子との反応で生じた反跳陽子のヒットが多量に存在する。これらのクロストークを除去するために、基準となるヒットからの距離と時間がある値以下のものを同一中性子による事象とし、その中で一番速度の速いヒットを真の中性子として採用した。

図 4.3.7 に NeuLAND 及び NEBULA の  $dr$  と  $dt$  の二次元ヒストグラムを示す。ここで、 $dr$  とは 2 つのヒット間の距離であり、 $dt$  とは時間差を表す。ここでは、 $M$  は検出されたヒット数として、 $M \geq 2$  を満たすヒットの全ての組み合わせをプロットしている。図 4.3.7 においての  $dr$  と  $dt$  の 1 次元ヒストグラム をそれぞれガウシアンでフィッティングすることにより、クラスター化する範囲を決定した。NeuLAND において中心値  $dr_0 = 8.71 \text{ cm}$  と  $dt_0 = 0.376 \text{ ns}$ 、 $\sigma_{dr} = 3.31 \text{ cm}$  と  $\sigma_{dt} = 0.700 \text{ ns}$  を得た。また同様に NEBULA に

おいては中心値  $dr_0 = 15.6$  cm と  $dt_0 = 0.589$  ns、 $\sigma_{dr} = 6.13$  cm と  $\sigma_{dt} = 0.419$  ns を得た。これを元に式 (4.3.38) を満たすものを同一粒子によるヒットとした。

$$\left(\frac{dr - dr_0}{3 \cdot \sigma_{dr}}\right)^2 + \left(\frac{dt - dt_0}{3 \cdot \sigma_{dt}}\right)^2 < 1 \quad (4.3.38)$$

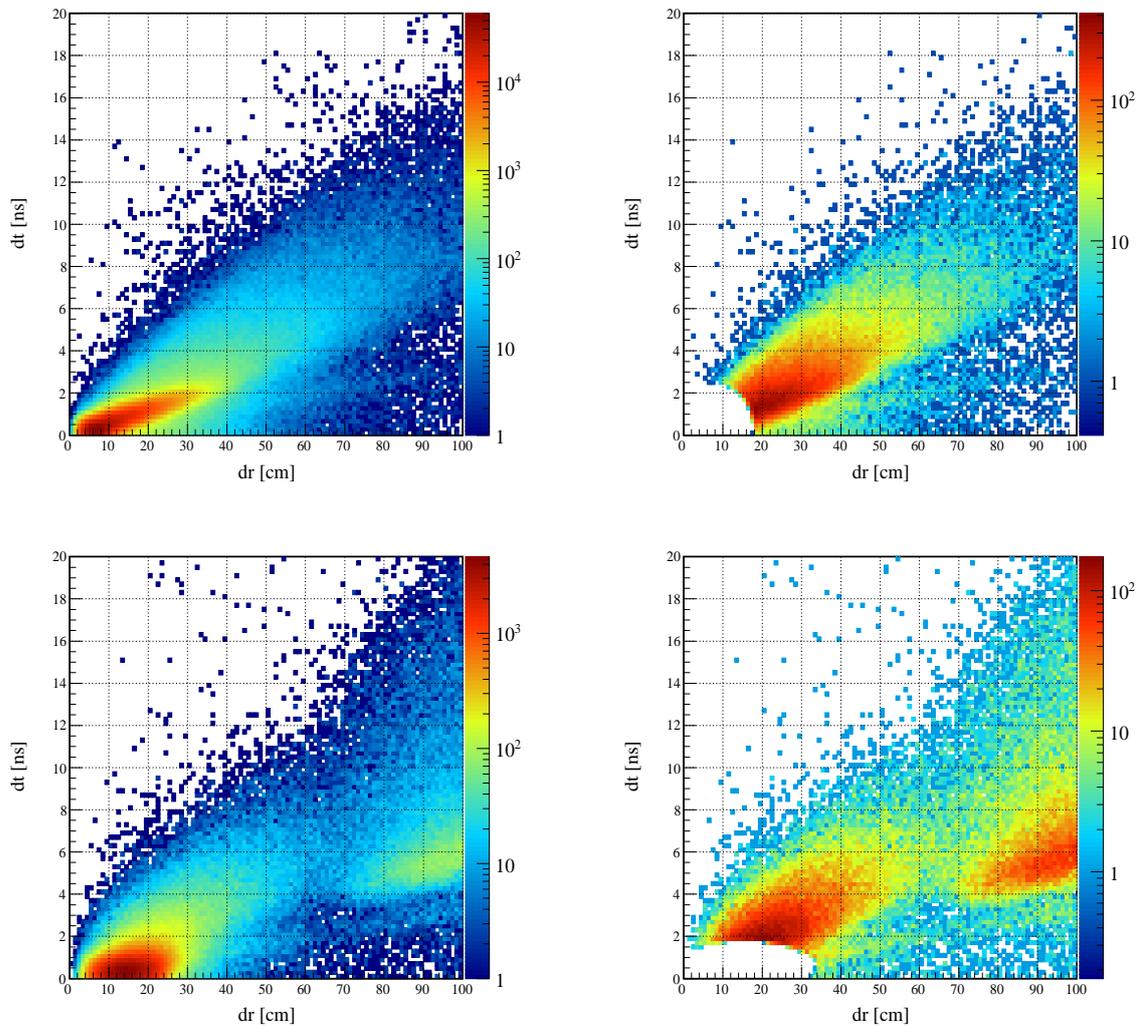


図 4.28 2つの中性子の観測距離  $dr$  と時間  $dt$ 。左上：NeuLAND のクラスター化除去前。右上：NeuLAND のクラスター化除去後。左下：NEBULA のクラスター化除去前。右下：NEBULA のクラスター化除去後。

#### 散乱した中性子によるクロストークイベントの除去

中性子が散乱して、別のモジュールで信号を生成する際には、ヒット間の速度の関係からクロストークを除去することができる。1つ目のヒットを持つ入射中性子の速度  $\beta_{12}$ 、1つ目と2つ目のヒット間の速度を  $\beta_{12}$

とすると、クロストークの時はヒット間の速度が減少するため

$$\frac{\beta_1}{\beta_{12}} > 1 \quad (4.3.39)$$

を満たす。つまり

$$\frac{\beta_1}{\beta_{12}} < 1 \quad (4.3.40)$$

の条件を満たす中性子のみを解析することにより、散乱により生じた中性子を含む偽のヒットを除いた2つの中性子を選択することができる。ここで $\beta_{12}$ の正負は、 $\beta_{12}$ の $z$ 軸方向の正負により決定した。

また、図4.29には、 $\beta_1/\beta_{12}$ が負の領域にイベントが存在する。これらは入射方向奥側のモジュールで検出された中性子が、入射方向手前側のモジュールで検出された際のクロストークで含まれている。これらの中性子を除去するために[23]に基づいて、 $\beta_1/\beta_{12} < 1.5$ の中性子をクロストークとして除去した。 $y$ 軸を2つ目の中性子の発光量、 $x$ 軸を $\beta_1/\beta_{12}$ をとした2次元ヒストグラムを示す。黒の実線がクロストーク除去の境界線を示す。

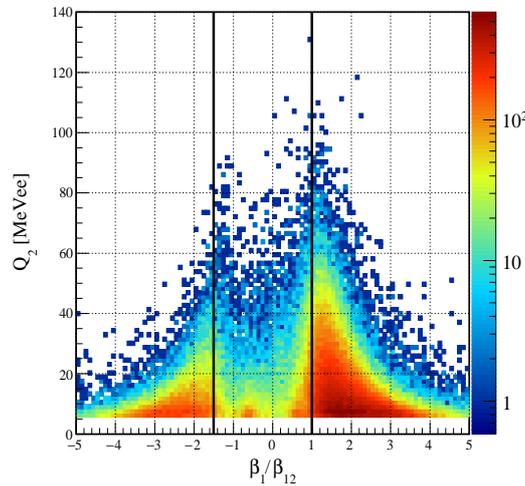


図 4.29 Same Wall における  $\beta_1/\beta_{12}$  と  $Q_2$  の相関。黒線はクロストークカット除去の境界を示す。

### $\gamma$ 線の除去

1つ目のモジュール内で発生した $\gamma$ 線が他のモジュールで検出されることがある。このクロストークを取り除くためには $\gamma$ 線の速度に注目すればよい。図4.30に $y$ 軸に2つ目の中性子の発光量 $Q_2$ を、 $x$ 軸に $1/\beta_{12}$ を取った2次元ヒストグラムを示す。発生した $\gamma$ 線は光速でモジュール間を移動するので、 $1/\beta_{12} = 1$ となるはずである。そのため、図4.30の黒線で囲まれたイベントを $\gamma$ 線により生じたクロストークとして除去する。式(4.3.41)及び式(4.3.42)にその条件式を示し、それらの両方の式を満たす黒の実線の領域内のヒットをクロストークとして除去した。この条件式は参考文献[23]のシミュレーションによって導出された範囲を用いた。

$$\left| \frac{1}{\beta_{12}} - 0.951 \right| < 3 \cdot 0.23 \quad (4.3.41)$$

$$Q_2 < 15.0 \text{ MeVee} \quad (4.3.42)$$

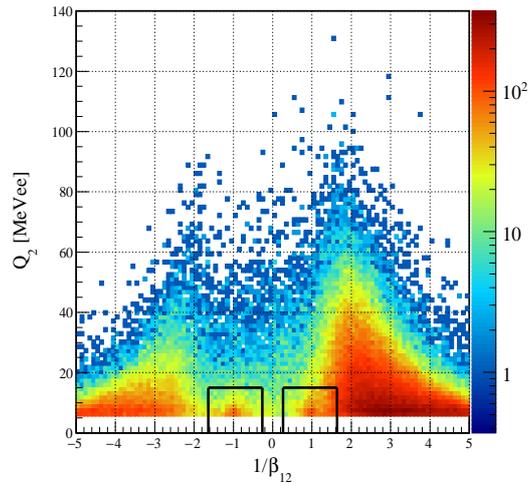


図 4.30 Same Wall における  $1/\beta_{12}$  と  $Q_2$  の相関。黒線領域内のクロストークを除去した。

## Different Wall の解析

Different Wall の解析する際には、反跳陽子によるクロストークは VETO により取り除くことができるため、主に散乱した中性子と  $\gamma$  線がクロストークとなり生じる。

### 散乱した中性子によるクロストークイベントの除去

Same Wall の解析方法と同様の手法を用いることで、散乱した中性子から生じるクロストークの除去を行った。図 4.31 に  $y$  軸に 2 つ目の中性子の発光量を、 $x$  軸を  $\beta_1/\beta_{12}$  とした 2 次元ヒストグラムを示す。また、黒の実線がクロストーク除去の境界線を示す。

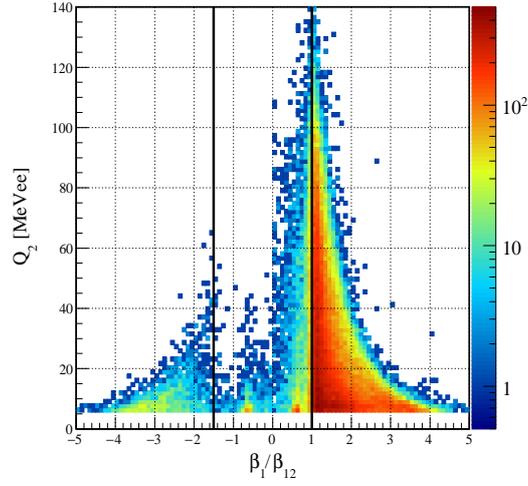


図 4.31 Different Wall における  $\beta_1/\beta_{12}$  と  $Q_2$  の相関。黒線はクロストークカット除去の境界を示す。

#### $\gamma$ 線の除去

$\gamma$  線由来のクロストークを除去する場合においても SameWall のクロストーク除去と同じ手法を用いる。図 4.32 に  $y$  軸に 2 つ目の中性子の発光量を、 $x$  軸に  $1/\beta_{12}$  を取った 2 次元ヒストグラムを示す。図 4.32 の黒線で囲まれたイベントを  $\gamma$  線により生じたクロストークとして除去する。式 (4.3.43) 及び式 (4.3.44) にその条件式を示し、それらの両方の式を満たすヒットをクロストークとして除去した。この条件式は参考文献 [23] のシミュレーションによって導出された範囲を用いた。

$$\left| \left| \frac{1}{\beta_{12}} \right| - 0.986 \right| < 3 \cdot 0.77 \quad (4.3.43)$$

$$Q_2 < 15.0 \text{ MeVee} \quad (4.3.44)$$

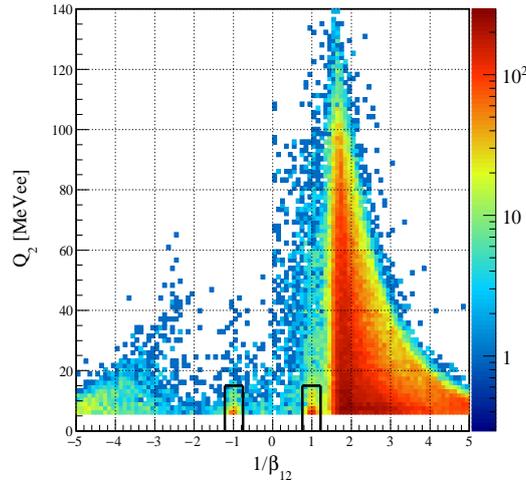


図 4.32 Different Wall における  $1/\beta_{12}$  と  $Q_2$  の相関。黒線領域内のクロストークを除去した。

#### 4.3.8 実験とシュミレーションのクロストーク残存率の比較

Same Wall と Different Wall のクロストーク解析で除去しきれないクロストークの存在割合を評価する。クロストーク解析の精度を示す指標として、クロストーク残存率  $R_{\text{cross}}$  をクロストーク解析後のヒット多重度  $M$  を用いて以下のように定義する。

$$R_{\text{cross}} = \frac{N(M \geq 2)}{N(M \geq 1)} \quad (4.3.45)$$

図 4.33 及び図 4.34 にクロストークカット条件を変えることによる  $R_{\text{cross}}$  の変化を示す。クロストークカットの条件は以下の 3 つを用いた。

- 条件 1 カット条件なし
- 条件 2 クラスタ解析
- 条件 3 クラスタ解析 + 散乱した中性子の除去 +  $\gamma$  線の除去

クロストーク残存率は Same Wall で 0.4~0.5%、Different Wall で 0.3~0.4%、Same Wall+Different Wall で 0.7~0.8% となった。よって条件 3 を用いてクロストークの除去を行うと、99% 以上のクロストークが除去できる。以後断りがない限り 2 中性子を解析する際は条件を用いて解析する。

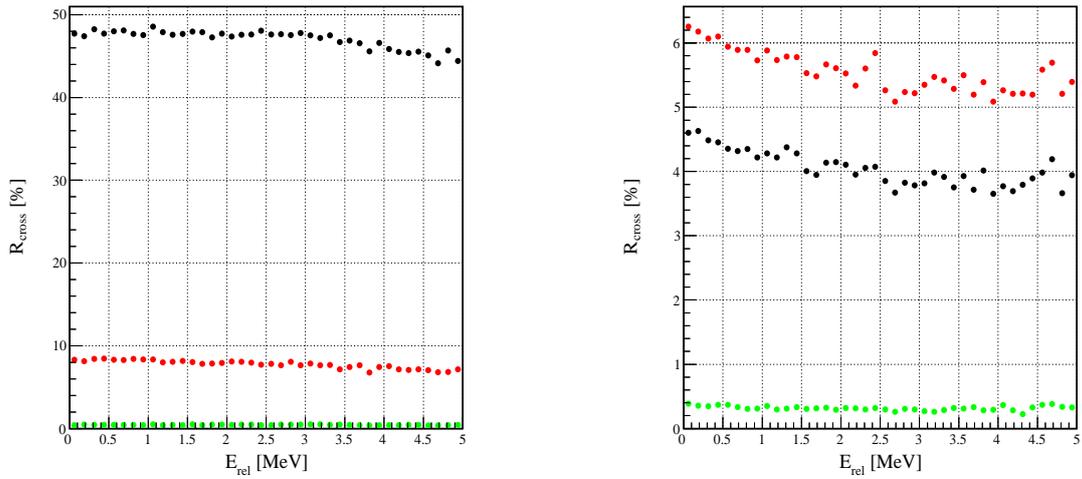


図 4.33 カット条件を変えた時のクロストーク残存率。黒：条件 1、赤：条件 2、緑：条件 3。左：Same Wall、右：Different Wall。

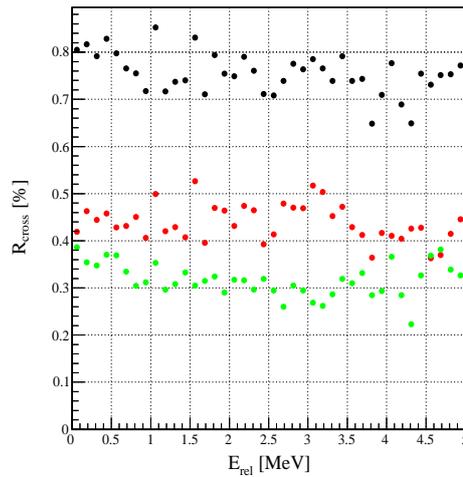


図 4.34 条件 3 の時のクロストーク残存率。クロストーク残存率は Same Wall(赤) で 0.4~0.5%、Differet Wall(緑) で 0.3~0.4 %、Same Wall+Different Wall(黒) で 0.7~0.8% となった。

## 4.4 $\gamma$ 線検出器の較正

### 4.4.1 エネルギーの較正

$\gamma$  線 ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ) を用いてエネルギー較正を行った。較正に用いた線源と  $\gamma$  線エネルギーを表 4.4.1 に示す。光電ピークをガウシアン + 指数関数でフィッティングを行い、光電ピークを中心値を求めた。図 4.35 に  $^{22}\text{Na}$  の光電ピークをフィッティングした図を示す。また、求めたピークを ID 毎に一次関数で

フィッティングを行うことで、チャンネル値からエネルギーに変化する式を求めた。

表 4.6 エネルギー較正に用いた線源とそのエネルギー。

線源	$^{137}\text{Cs}$	$^{22}\text{Na}$	$^{60}\text{Co}$	$^{88}\text{Y}$
エネルギー [keV]	662	511,1275	1173,1333	898,1836

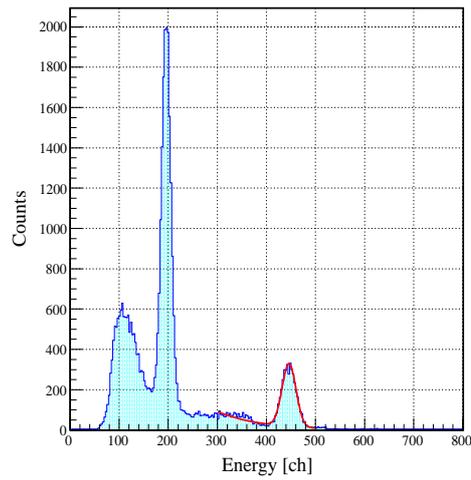


図 4.35  $^{22}\text{Na}$  の  $\gamma$  線スペクトル。

#### 4.4.2 ドップラー補正

測定される  $\gamma$  線はドップラー効果により  $\gamma$  線の放出角度に依存している。このドップラー効果は標的中心における粒子速度と CATANA の検出した結晶の中心位置によって決定した角度  $\theta$  によって補正を行った。図 4.36 に  $^{30}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{29}\text{F} + \text{X}$  のドップラー補正前後のエネルギースペクトルを示す。

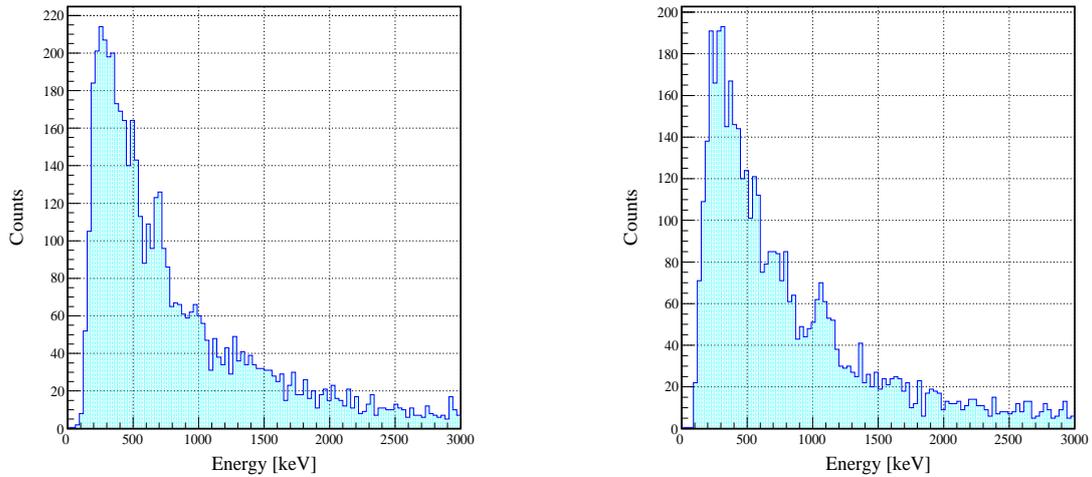


図 4.36 ドップラー補正前後のエネルギースペクトル。 $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{X}$  のものである。左：ドップラー補正前、右：ドップラー補正後。

#### 4.4.3 アドバック解析

$\gamma$  線がコンプトン散乱を起こしたとき、エネルギーは低く見積もられてしまう。そこで、それぞれの結晶で測定されたエネルギーを足し戻すことで、元の  $\gamma$  線のエネルギーを求めることができる。これをアドバック解析という。アドバック解析を行うことで光電ピークのカウント数を上昇させることができる。アドバック解析は以下の手順を用いて行った。

1. 最もエネルギーが高く検出された結晶を選択する。
2. その周辺で隣または斜め隣で、検出された結晶を全て選択する。
3. それらのエネルギーを足し合わせる。
4. 残りの結晶の中で最もエネルギーが高く検出された結晶を選択する。
5. 2 から 4 を繰り返す。

$^{29}\text{F}$  のアドバック解析後のエネルギースペクトルを図 4.37 に示す。図 4.37(左) の  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{X}$  の  $\gamma$  線スペクトルを見ると、図 4.36 のスペクトルに比べて 1.1 MeV の光電ピークが強く観測できていることが確認できる。またこのスペクトルからは 1.1 MeV 付近にピークを確認することができる。図 4.37(中央) の  $^{31}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{X}$  の  $\gamma$  線スペクトルからは 0.2MeV 付近に比べて 0.3 MeV 付近にカウントがより多く観測された。図 4.38(右) の  $^{32}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{X}$  の  $\gamma$  線スペクトルからはピークを確認することができなかった。 $^{27}\text{F}$  のアドバック解析後のエネルギースペクトルを図 4.38 に示す。図 4.38(左) の  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{27}\text{F}+\text{X}$  の  $\gamma$  線スペクトルからは 0.9 MeV 付近にピークを確認できる。また、図 4.38(右) の  $^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow ^{27}\text{F}+\text{X}$  の  $\gamma$  線スペクトルからも同様のピークを確認できた。

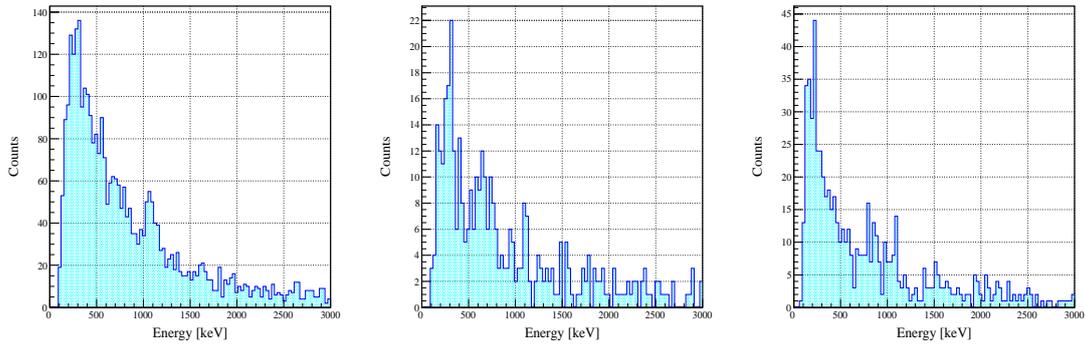


図 4.37 アドバック後の  $^{29}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。左:  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{29}\text{F}+\text{X}$ 、中央:  $^{31}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{29}\text{F}+\text{X}$ 、右:  $^{32}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{29}\text{F}+\text{X}$ 。

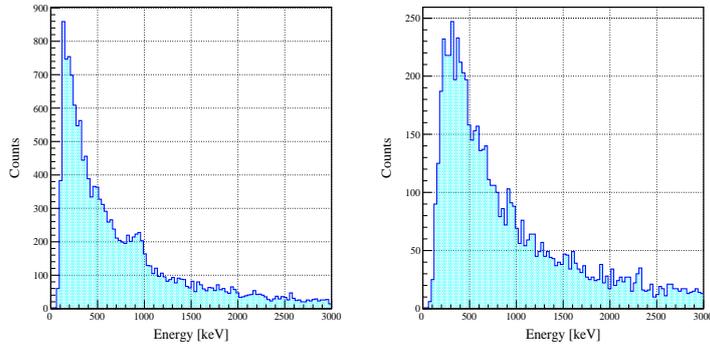


図 4.38 アドバック後の  $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。左下:  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{27}\text{F}+\text{X}$ 、右下:  $^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow^{27}\text{F}+\text{X}$ 。

また、上記の  $^{29}\text{F}$  及び  $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線スペクトルにおいて 1 つ以上の中性子とコインシデンスしたものを図 4.39 及び図 4.40 に示す。図 4.39(左) の  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{29}\text{F}+\text{n}$  と図 4.39(右) の  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{29}\text{F}+\text{n}$  の  $\gamma$  線スペクトルからはピークは確認できなかった。しかし、図 4.39(中央) の  $^{31}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{29}\text{F}+\text{n}$  の  $\gamma$  線スペクトルには 0.3 MeV 付近にカウントが多いことを確認できた。また、図 4.40(左) の  $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow^{27}\text{F}+\text{n}$  の  $\gamma$  線スペクトルでは、先ほど見られた 0.9 MeV 付近のピークが確認できるのに対して、図 4.40(右) の  $^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow^{27}\text{F}+\text{n}$  の  $\gamma$  線スペクトルからは 0.7 MeV 付近にピークを確認できる。

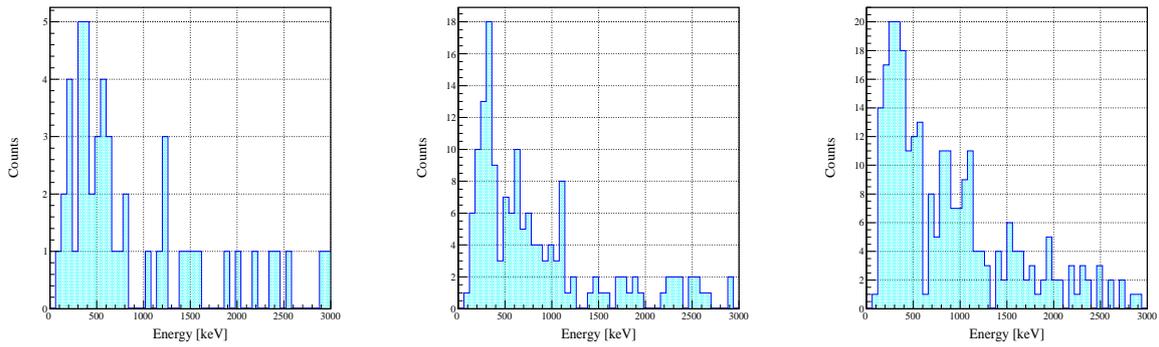


図 4.39 中性子とコインシデンスした  $^{29}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。左： $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{n}$ 、中央： $^{31}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{n}$ 、右： $^{32}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{n}$ 、

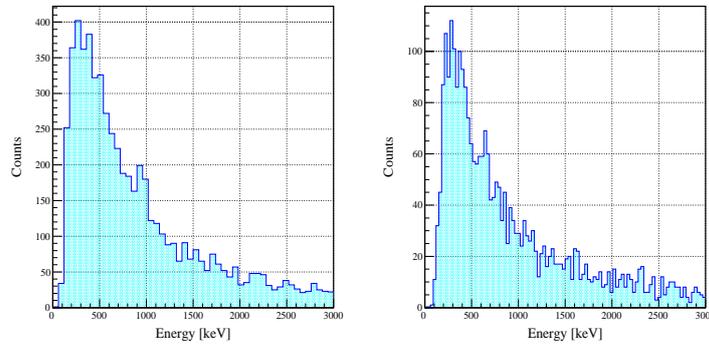


図 4.40 中性子とコインシデンスした  $^{27}\text{F}$  の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。左： $^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{27}\text{F}+\text{n}$ 、右： $^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow ^{27}\text{F}+\text{n}$ 。

以下、断りがない限りアドバック解析後のエネルギーを用いる。

## 4.5 相対エネルギー

荷電フラグメントと中性子の運動量ベクトルから  $^{27}\text{F}+2\text{n}$ 、 $^{29}\text{F}+\text{n}$  及び  $^{29}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布を導出した。導出する際に二次ビームの炭素標的時のイベント数と Empty 標的時のイベント数が同じになるように相対エネルギー分布をスケールし、差し引きを行った。そのため、相対エネルギー分布の負領域にイベントが存在する。

### 4.5.1 $^{27}\text{F}+2\text{n}$ の相対エネルギー分布

$^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応により生成された  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布を図 4.41 に示す。0 から 2 MeV にイベントが集中していることが確認できる。また、 $^{29}\text{F}$  の非弾性散乱により生成された  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布を図 4.42 に示す。0.5 MeV、1 MeV 及び 2.5 MeV にピーク候補を確認できる。

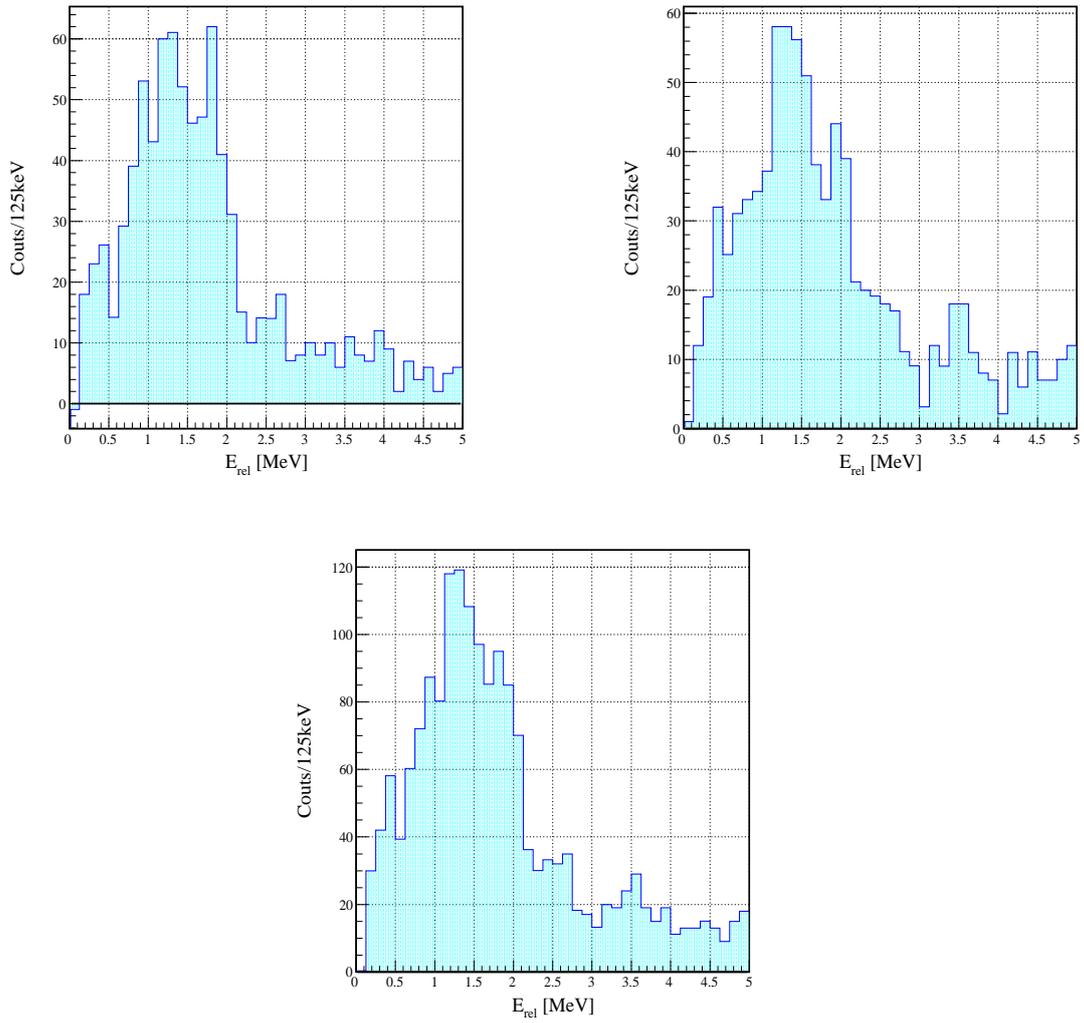


図 4.41  $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で生成された  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布。左上：Same Wall。右上：Different Wall。中央下：Same Wall+Different Wall。

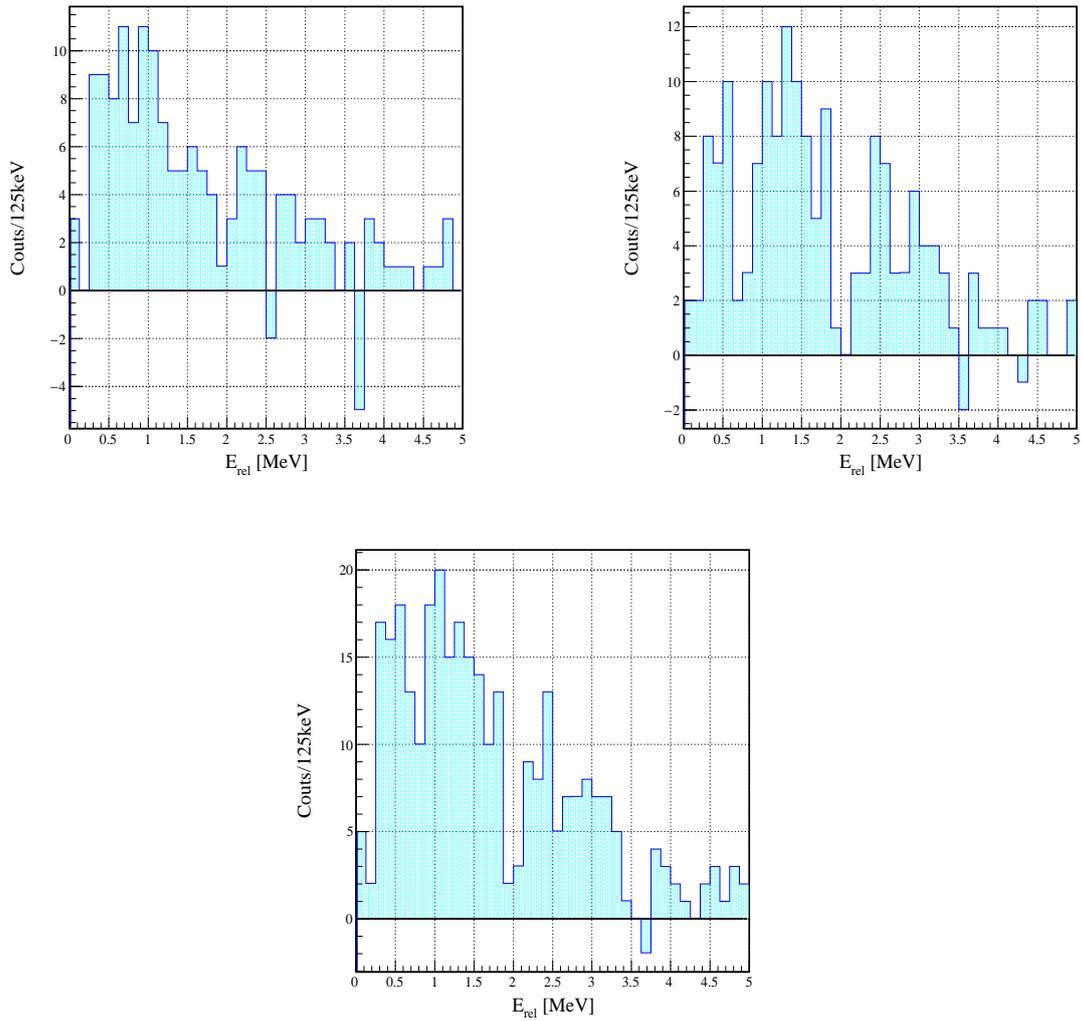


図 4.42  $^{29}\text{F}$  からの非弾性散乱で生成された  $^{27}\text{F}+2n$  の相対エネルギー分布。左上 : Same Wall。右上 : Different Wall。中央下 : Same Wall+Different Wall。

#### 4.5.2 $^{29}\text{F}+n$ の相対エネルギー分布

$^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギーを導出した。 $^{30}\text{Ne}$  の荷電交換反応、 $^{31}\text{Ne}$  の一陽子分離反応、そして  $^{32}\text{Ne}$  の一陽子一中性子分離反応を用いたものを図 4.43 に示す。Ne 由来の相対エネルギー分布においてはカウント数が少なく、はっきりとしたピークを確認することができなかった。しかし、1.5MeV ~ 2.5 MeV 付近にカウントが集中していることから、この付近に  $^{30}\text{F}$  の共鳴状態が存在すると考えることができる。また、 $^{31}\text{Ne}$  及び  $^{32}\text{Ne}$  由来の相対エネルギー分布には 0 から 1.5MeV 付近に共鳴状態とみられるピークを確認することができる。しかし、 $^{32}\text{Ne}$  には下記の 3 つの反応を考えることができるので、この時点では明確にピークが存在するということはいえない。

$^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{F} \rightarrow ^{29}\text{F} + n$  一陽子一中性子分離反応により、 $^{29}\text{F}$  を直接生成し、1 中性子を出すことにより

$^{29}\text{F}+n$  となる反応

$^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{31}\text{F} \rightarrow ^{29}\text{F}+2n$  一陽子分離反応により、 $^{31}\text{F}$  を生成し、2 中性子を出すことにより  $^{29}\text{F}+2n$  となる反応

$^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{31}\text{F} \rightarrow ^{30}\text{F}+n \rightarrow ^{29}\text{F}+2n$  一陽子分離反応により、 $^{31}\text{F}$  を生成し、 $^{30}\text{F}$  を経由することで  $^{29}\text{F}+2n$  となる。

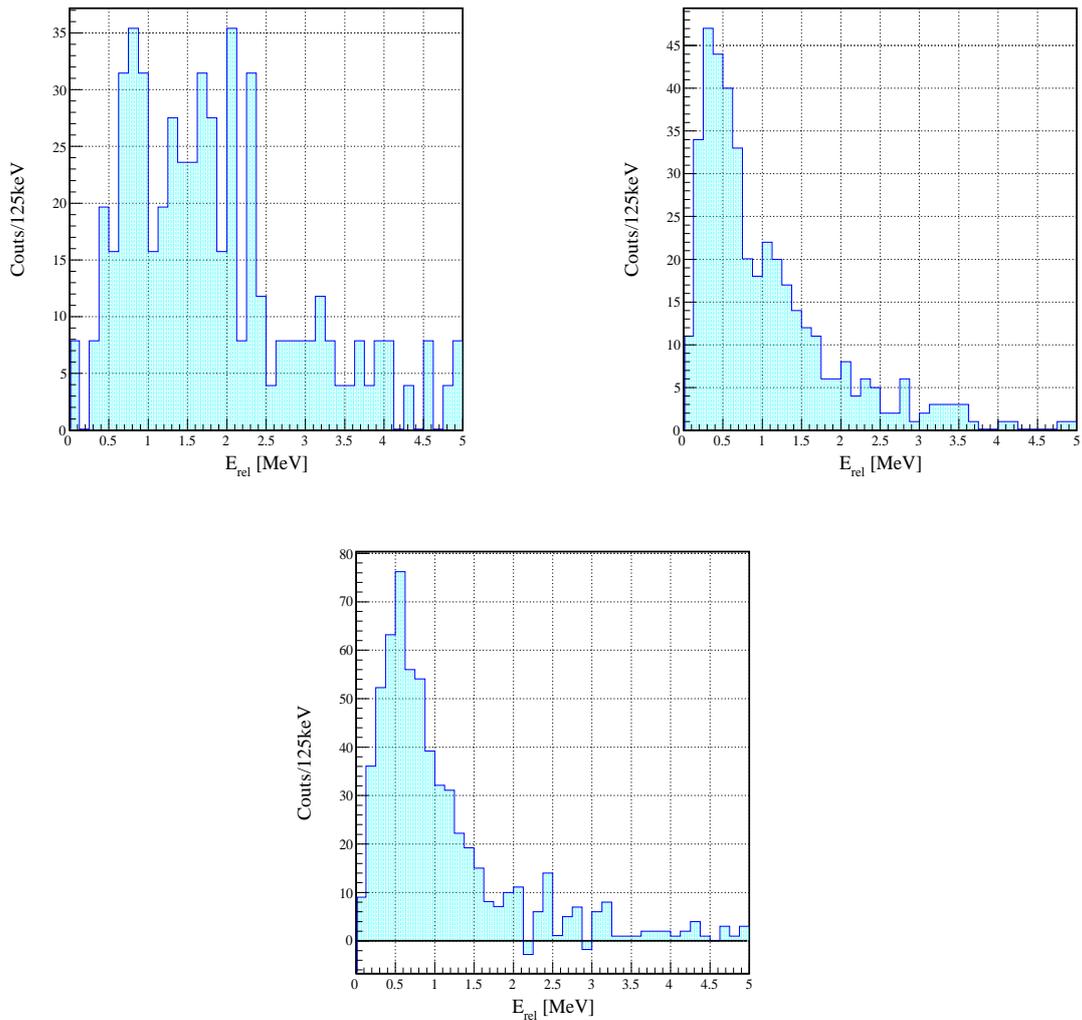


図 4.43  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布。左上： $^{30}\text{Ne}$  からの荷電交換反応。右上： $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応。中央下： $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子-中性子交換反応。

#### 4.5.3 $^{29}\text{F}+2n$ の相対エネルギー分布

$^{32}\text{Ne}$  の一陽子分離反応を用いて  $^{29}\text{F}+2n$  の相対エネルギーを導出した。図 4.44 に相対エネルギー分布を示す。1 MeV から 3 MeV にイベントが集中していることが確認できる。これは  $^{31}\text{F}$  の非束縛励起状態の可能

性が高い。

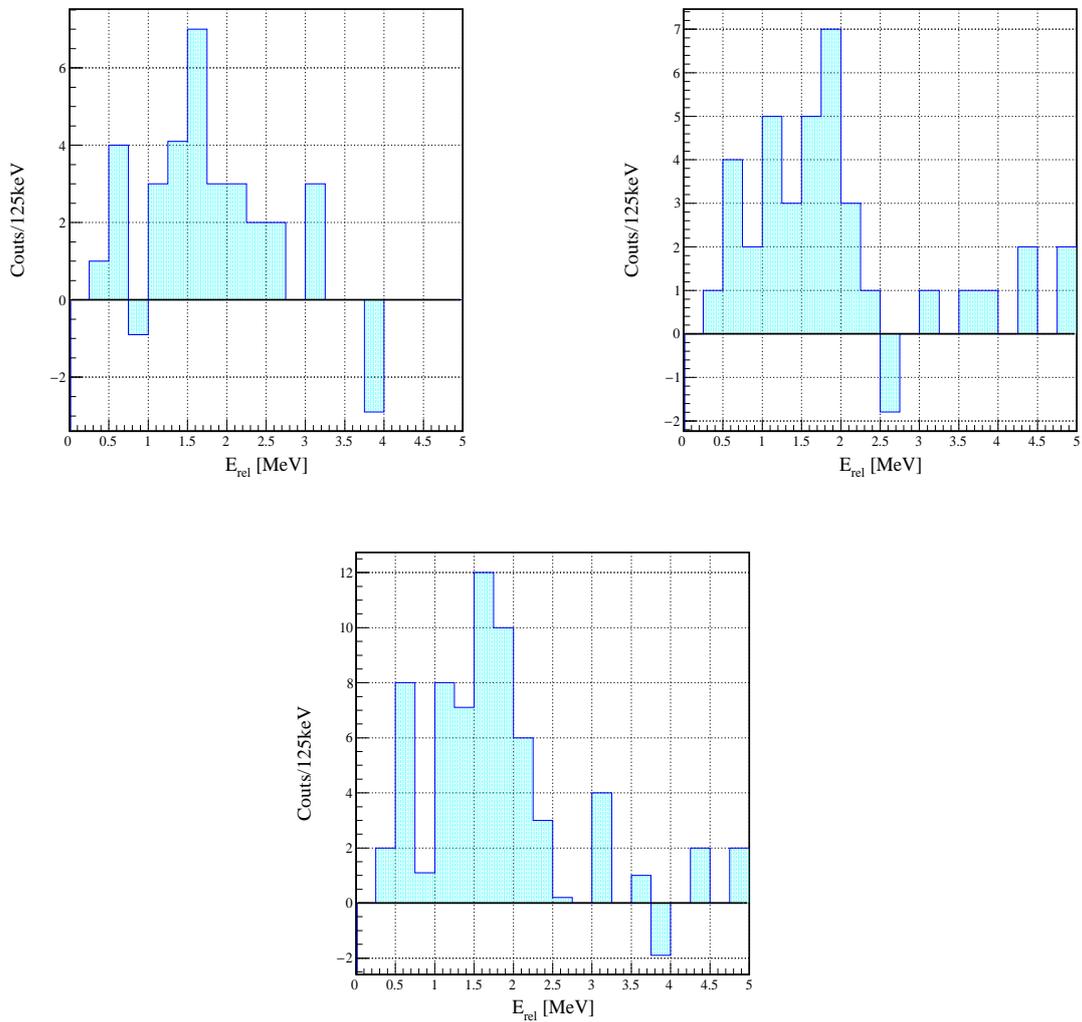


図 4.44  $^{29}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布。左上：Same Wall。右上：Different Wall。中央下：Same Wall+Different Wall。

#### 4.5.4 相対エネルギーの分解能

相対エネルギー分布のピーク位置を決定するため、Breit-Wigner の式でフィッティングを行うが、実際の実験では有限の分解能が寄与するため、Breit-Wigner の式を実験の分解能で畳み込んだ関数を使用する。この節ではこの実験の相対エネルギーの分解能の評価を行う。相対エネルギーの分解能の評価には、モンテカルロシミュレーションを用いて、0.1 MeV 刻みで相対エネルギーを発生されることにより求めた。この時のシミュレーションは以下の条件を用いた。

- 入射ビームの運動エネルギー：240 MeV

- 荷電フラグメントの運動量分解能：1/720
- 中性子検出器の時間分解能：175 ps
- 標的でのエネルギー損失：34.62 MeV/c/u

$E_{\text{rel}} = 1\text{MeV}$  時点でのエネルギー分解能を図 4.45 に示す。分布の中心が 0 に来るように位置を変更した。このヒストグラムを式 (4.5.46) の非対称ガウシアンを用いて、フィッティングを行った。

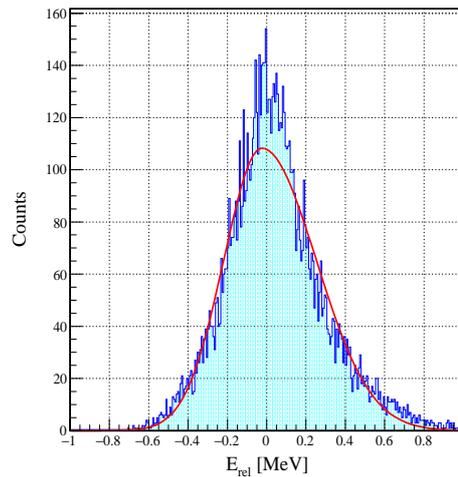


図 4.45 1 MeV 時点でのエネルギー分解能。中心が 0 に来るように位置を移動している。

$$f(x) = \begin{cases} p_0 \exp\left(-\frac{(x-p_1)^2}{2p_2^2}\right) & x < p_1 \\ p_0 \exp\left(-\frac{(x-p_1)^2}{2p_3^2}\right) & x > p_1 \end{cases} \quad (4.5.46)$$

ここで、 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$  はそれぞれ高さ、非対称ガウシアンの中心点、分解能となる。得られた各相対エネルギー分解能を図 4.46 に示し、そのプロットに対するフィッティング関数を式 (4.5.47) に示す。分解能は高エネルギー側と低エネルギー側を別々にプロットすることにより、フィッティングを行った。

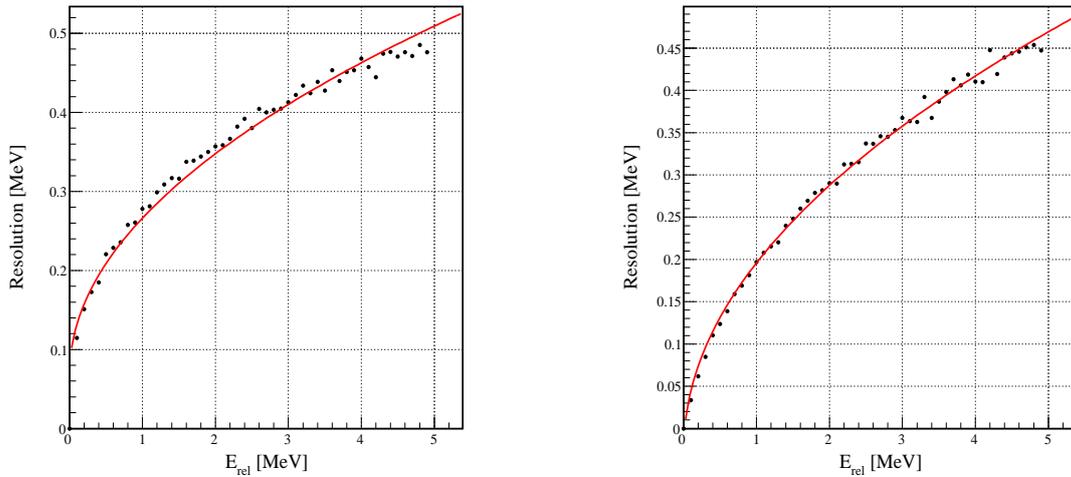


図 4.46 エネルギー分解能。シミュレーション結果を非対称ガウシアンでフィッティングを行うことで導出した。左：高エネルギー側。右：低エネルギー側。

$$f(E_{\text{rel}}) = p_0 + \sqrt{p_1 E_{\text{rel}}} \quad (4.5.47)$$

ここで、 $p_0$ 、 $p_1$  はフィッティングパラメータであり、高エネルギー側では  $p_0 = 0.0843$ 、 $p_1 = 0.0352$  となり、低エネルギー側では  $p_0 = -0.0288$ 、 $p_1 = 0.0497$  と求められた。なお、低エネルギー側では分解能が負の領域では分解能はゼロとする。得られたパラメータ及び式 (4.5.47) で分解能を求めることにより、フィッティングを行う。

#### 4.5.5 1つの中性子を検出する場合の検出効率

原子核の崩壊によって生じた中性子が全て検出されるとは限らない。中性子が検出できない場合は下記の3種類の場合が想定される。

- SAMURAI 磁石の中性子出口窓の大きさにより、中性子検出器まで中性子が届かない場合
- 中性子検出器の有効領域を外れてしまう場合
- 中性子検出器を通過したが、反応を起こさない場合

これらの効果を評価する必要がある。本解析では、GEANT4 を用いたシミュレーションにより中性子検出器の検出効率を評価した。

中性子のアクセプタンスには標的で放出される中性子の角度に依存している。検出効率を相対エネルギーと反応の散乱角の関数として求めた。インプットとなる条件を以下に示す。

崩壊モデル Phase Space Decay

反応  $^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{29}\text{F} + n$  または  $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{29}\text{F} + n$

入射位置と入射角度 実験データを用いた。

相対エネルギー 0 ~ 7 MeV の範囲で一様乱数で発生させた。

散乱角  $0 \sim 5^\circ$  の範囲で一様乱数で発生させた。

なお、散乱角は実験データの散乱角を観測することにより、上限を  $5^\circ$  と決定した。

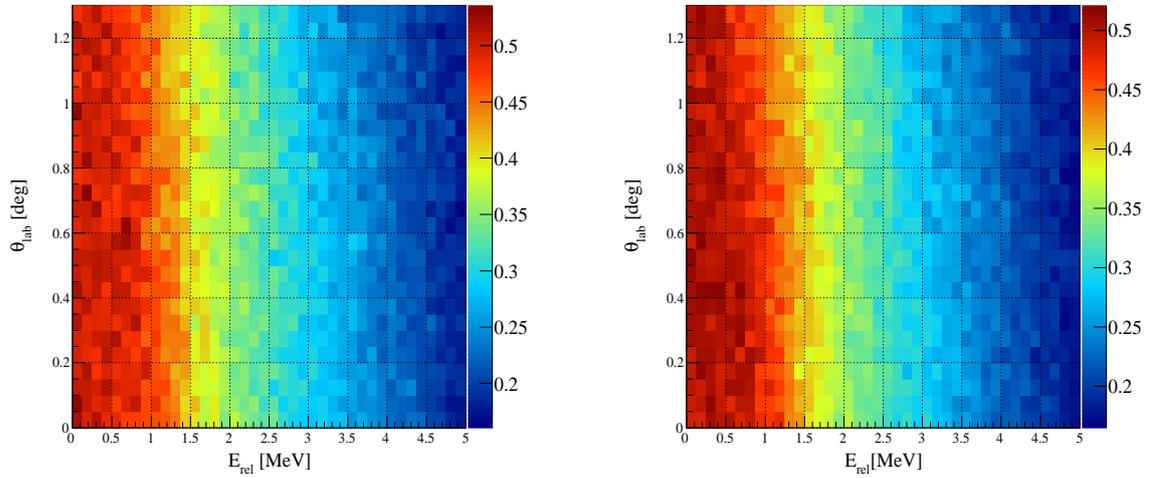


図 4.47 1つの中性子を検出する場合の検出効率。左： $^{31}\text{Ne}$  二次ビーム。右： $^{32}\text{Ne}$  二次ビーム。

#### 4.5.6 2つの中性子を検出する場合の検出効率

1 中性子の検出効率を求めた方法と同様に 2 中性子の検出効率を導出した。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  $^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{29}\text{F} + n$  または  $^{32}\text{Ne} \rightarrow ^{29}\text{F} + n$

入射位置と入射角度 実験データを用いた。

相対エネルギー  $0 \sim 7 \text{ MeV}$  の範囲で一様乱数で発生させた。

散乱角  $0 \sim 5^\circ$  の範囲で一様乱数で発生させた。

図 4.48 に 2 中性子の検出効率を示す。なお、散乱角は 0 から  $5^\circ$  の平均である。

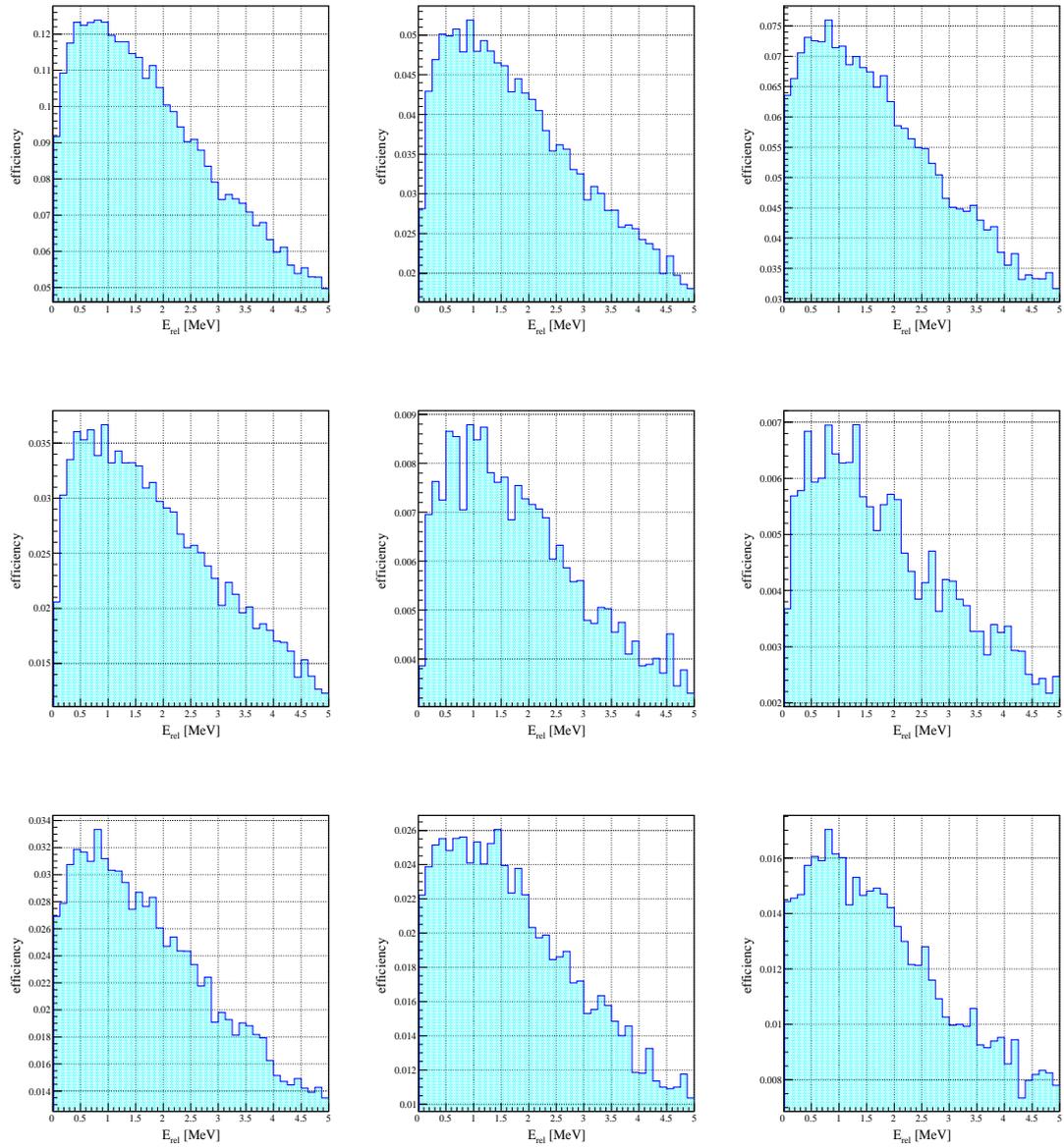


図 4.48 2つの中性子を検出する場合の検出効率。左上: Same Wall+Diff Wall。中央上: Same Wall。右上: Different Wall。左中央: NeuLAND のみ。中央: Wall1 のみ。右中央: Wall2 のみ。左下: NeuLAND と Wall1。中央下: NeuLAND と Wall2。右下: Wall1 と Wall2。

## 第 5 章

# 実験結果と議論

この章では解析結果に基づいて議論を行う。

### 5.1 インクルーシブ断面積

前節で導出された粒子のゲート条件をもとに導出されたインクルーシブ断面積を表 5.1 に示す。インクルーシブ断面積とは、放出核の終状態を特定しない断面積である。 $^{30}\text{Ne}$  から  $^{29}\text{F}$  へのインクルーシブ断面積には一陽子分離反応を起こし  $^{29}\text{F}$  を生成する場合と荷電交換反応を起こし  $^{30}\text{F}$  が生成され  $^{29}\text{F}+n$  に崩壊する場合がある。典型的な一陽子分離反応は数 mb のオーダーであり荷電交換反応の断面積は  $10^{-1}\text{mb}$  ほどを持つので、一陽子分離反応が主な反応過程であると考えられる。また、 $^{31}\text{Ne}$  から  $^{29}\text{F}$  へのインクルーシブ断面積には一陽子分離反応により  $^{30}\text{F}$  が生成され  $^{29}\text{F}+n$  に崩壊する場合と一陽子-中性子分離反応により直接  $^{29}\text{F}$  が生成される場合がある。最後に、 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{F}$  へのインクルーシブ断面積は一陽子分離反応を起こし直接  $^{31}\text{F}$  を生成する過程が支配的である。 $^{31}\text{F}$  は  $S_{2n} = 0.15\text{ MeV}$  と低いため [29]、励起状態は全て非束縛核であることが期待される。そのため、 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{F}$  へのインクルーシブ断面積は  $^{31}\text{F}$  の基底状態を生成するエクスクルーシブ断面積とみなすことができる。

反応	断面積 [mb]
$^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{X}$	6.2(1)
$^{31}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}+\text{X}$	6.6(2)
$^{32}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{31}\text{F}+\text{X}$	2.1(1)

表 5.1 インクルーシブ断面積。

#### 5.1.1 アイコナル反応理論との比較

SDPF-M 相互作用を用いた殻模型計算とアイコナル反応理論を用いた計算との比較をする。理論計算で得られる  $^{30}\text{Ne}$  から  $^{29}\text{F}$  への一陽子分離反応断面積は  $\sigma_{th} = 16.6\text{ mb}$  となった。これは実験値  $\sigma_{exp} = 6.2(1)\text{ mb}$  よりも大きい。しかし、深く束縛された核子を剥ぎ取る場合  $R_s = \sigma_{exp}/\sigma_{th}$  が小さくなることが知られている [24]。図 5.1 に  $\Delta S$  と  $R_s$  の相関図を示す。 $\Delta S$  とは一中性子分離エネルギー  $S_n$  と一陽子分離エネルギー  $S_p$  との差である。本解析で得られた  $R_s$  の値は 0.37(2) であり、ほかの原子核で観測された  $R_s$  の値に近いこ

とがわかる。

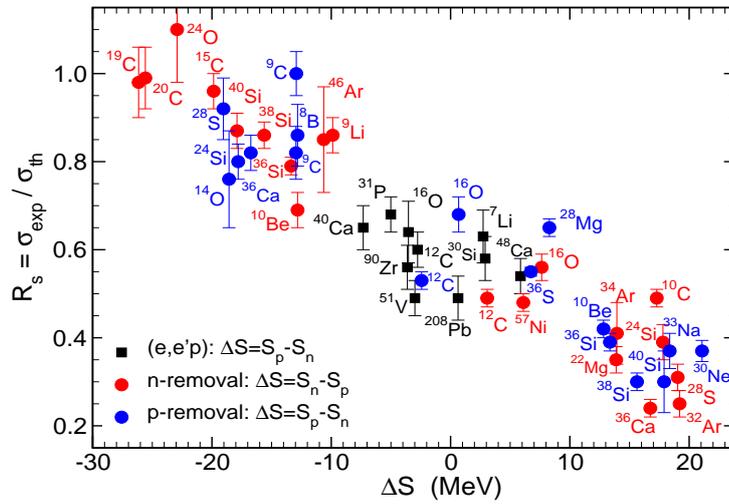


図 5.1 実験で測定された一核子分離反応断面積と理論値との比較 [24]。横軸は  $\Delta S$ 、縦軸は  $R_S = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ 。  $\Delta S$  は一中性子分離エネルギー  $S_n$  と一陽子分離エネルギー  $S_p$  の差であり、一陽子分離反応の場合は  $\Delta S = S_p - S_n$  (赤点)、一中性子分離反応の場合は  $\Delta S = S_n - S_p$  (青点) である。また (黒四角) は電子による陽子ノックアウト反応の場合で  $\Delta S = S_p - S_n$  である。

## 5.2 $^{30}\text{F}$ の共鳴状態

この節では  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布の結果を示すとともに、 $^{30}\text{F}$  のエネルギー準位について議論を行う。図 5.2 に  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応、 $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子一中性子分離反応、 $^{30}\text{Ne}$  からの荷電交換反応で得られた  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を、Breit-Wigner 分布によりフィッティングした結果を示す。共鳴幅を決定する際に、一粒子軌道を仮定したときの共鳴幅  $\Gamma_{\text{sp}}$  を用いるが、 $\Gamma_{\text{sp}}$  を導出する際の角運動量は共鳴ピークの角運動量と同じものを用いている。本実験で得られた  $^{30}\text{F}$  の共鳴エネルギー  $E$  と共鳴幅  $\Gamma$  及び反応断面積を表 5.2 に示す。詳細については以降で述べる。

表 5.2 本実験で観測された  $^{30}\text{F}$  の共鳴エネルギー  $E$  と共鳴幅  $\Gamma$  及び反応断面積  $\sigma$ 。  $l$  はフィッティングの際に仮定した軌道角運動量である。また、-1p は一陽子分離反応、-1p-1n は一陽子一中性子分離反応、e.x. は荷電交換反応を表している。

	反応	$l$	$E$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	$\sigma$ [mb]
$^{31}\text{Ne}+C \rightarrow ^{30}\text{F}$	-1p	1	0.30(3)	0.17	2.5(3)
$^{32}\text{Ne}+C \rightarrow ^{30}\text{F}$	-1p-1n	1	0.50(1)	$0.4^{+0.5}_{-0.2}$	$5^{+2}_{-1}$
$^{30}\text{Ne}+C \rightarrow ^{30}\text{F}$	e.x.	2	0.7(3)	0.071	1(1)
$^{31}\text{Ne}+C \rightarrow ^{30}\text{F}$	-1p	1	1.2(1)	0.79	2.0(2)
$^{30}\text{Ne}+C \rightarrow ^{30}\text{F}$	e.x.	2	2(1)	0.64	2(2)

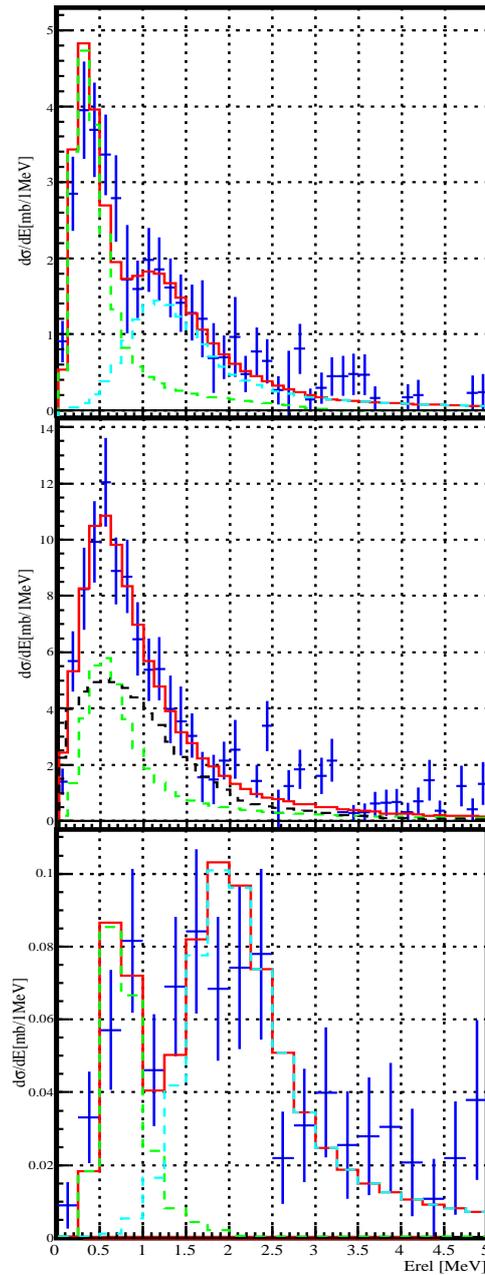


図 5.2  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布のフィッティング結果。(1)  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で生成された  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を 2 つの共鳴ピークを仮定してフィッティングを行った図。全ての共鳴ピークにおいて、 $l = 1$  の中性子が放出されることを仮定した。共鳴ピーク及び共鳴幅はそれぞれ  $E_1 = 0.30(3)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.17$  MeV 及び  $E_2 = 1.2(1)$  MeV、 $\Gamma_2 = 0.79$  MeV である。(2)  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子-中性子分離反応で生成された  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を 1 つの共鳴ピークを仮定してフィッティングを行った図。 $l = 1$  の中性子が放出されることを仮定した。赤線：フィッティング結果。緑線： $^{30}\text{F}$  の共鳴ピーク、 $E = 0.50(1)$  MeV 及び  $\Gamma = 0.4^{+5}_{-2}$  MeV である。黒線： $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベント(後述)。(3)  $^{30}\text{Ne}$  から荷電交換反応で生成された  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を 2 つの共鳴ピークを仮定してフィッティングを行った図。 $l = 2$  の中性子が放出されることを仮定した。 $E_1 = 0.7(3)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.071$  MeV、 $E_2 = 2(1)$  MeV、 $\Gamma_2 = 0.64$  MeV である。

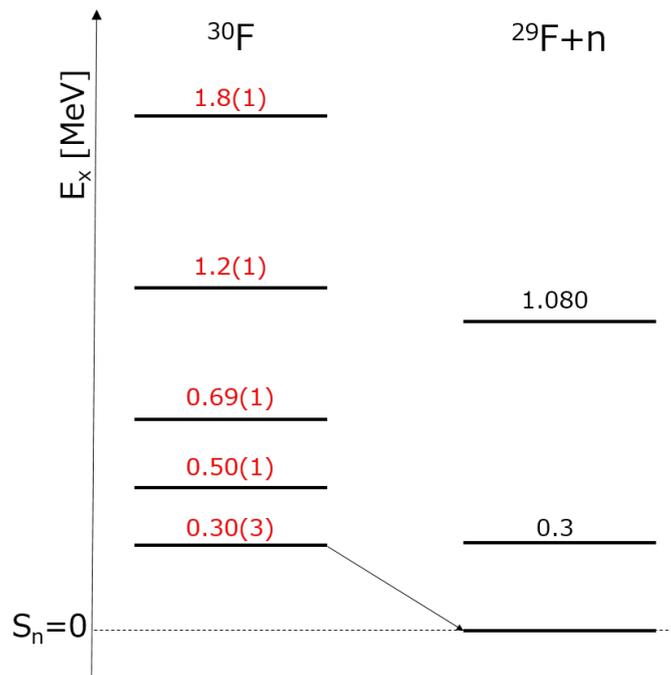


図 5.3  $^{30}\text{F}$  の崩壊図。黒線は既知の状態を示しており、赤、青、緑線で表した準位は今回初観測された結果である。赤：一陽子分離反応で得られた準位、青：一陽子一中性子分離反応で得られた準位、緑：荷電交換反応で得られた準位。

### 5.2.1 一陽子分離反応

#### Breit-Wigner 分布によるフィッティング

図 5.4 に  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で得られた  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギースペクトルを 1 つの共鳴ピークでフィッティングを行った図を示す。左図は共鳴幅の最大値を  $\Gamma_{\text{sp}}$  で制限していない時 (以下、無制限時) のフィッティング結果であり、右図は最大値の制限をした時 (以下、制限時) のフィッティング結果である。 $^{31}\text{Ne}$  は最外殻の中性子が  $p_{3/2}$  または  $f_{7/2}$  軌道であるため、 $l = 1$  の中性子が放出されると仮定した。制限時の共鳴エネルギー、共鳴幅及び  $\chi^2/\text{ndf}$  はそれぞれ  $E = 0.45(9)$  MeV、 $\Gamma = 1.0(3)$  MeV 及び  $\chi^2/\text{ndf} = 0.64$  となった。しかし、一粒子状態を仮定した時の共鳴幅  $\Gamma_{\text{sp}}$  は  $\Gamma_{\text{sp}} = 0.28$  MeV である、フィッティングにより得られた共鳴幅  $\Gamma$  と比較すると、 $\Gamma > \Gamma_{\text{sp}}$  となり適したフィッティング結果とならない。また、制限時の共鳴エネルギー、共鳴幅及び  $\chi^2/\text{ndf}$  はそれぞれ  $E = 0.454(1)$  MeV、 $\Gamma = 0.26$  MeV 及び  $\chi^2/\text{ndf} = 3.31$  となった。このとき  $\chi^2/\text{ndf}$  が大きな値をとってしまいフィッティング結果として適していない。そこで、2 つの共鳴ピークが存在するとしてフィッティングを行った (図 5.2:最上図)。その際、共鳴幅の最大値を  $\Gamma_{\text{sp}}$  と制限した。フィッティングにより得られた共鳴エネルギーと共鳴幅をそれぞれ  $E_1$ 、 $\Gamma_1$  及び  $E_2$ 、 $\Gamma_2$  とすると、それぞれ  $E_1 = 0.30(3)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.17$  MeV、 $E_2 = 1.2(1)$  MeV 及び  $\Gamma_2 = 0.79$  MeV となった。この時、 $\Gamma_1 = \Gamma_{\text{sp}}^{(1)}$ 、 $\Gamma_2 = \Gamma_{\text{sp}}^{(2)}$  となり、共鳴幅のエラーは正しく評価することができなかつた。この時  $\chi^2/\text{ndf} = 0.73$  となった。よって、2 つの共鳴状態が存在すると結論付けることができる。これらの 2 つの共鳴状態は  $^{29}\text{F}$  の基底状態に崩壊しているのか、又は励起状態に崩壊しているのかを特定するため、次節で示す  $\gamma$  線のコインシ

デンスイメントを調べた。

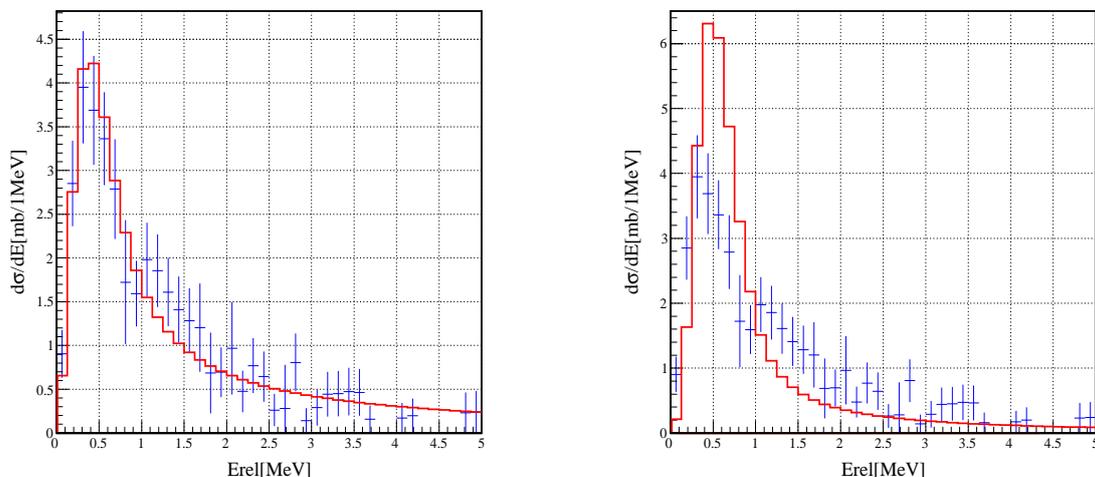


図 5.4  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で生成された  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を 1 つの共鳴ピークを仮定したフィッティング結果。左：共鳴幅の上限値を  $\Gamma_{\text{sp}}$  で制限をしていない時のフィッティング結果。 $E = 0.45(9)$  MeV、 $\Gamma = 1.0(3)$  MeV 及び  $\chi^2/\text{ndf} = 0.64$  である。右：共鳴幅の上限値を  $\Gamma_{\text{sp}}$  で制限をした時のフィッティング結果。 $E = 0.454(1)$  MeV、 $\Gamma = 0.26$  MeV 及び  $\chi^2/\text{ndf} = 3.31$  である。

## $\gamma$ 線とのコインシデンスイベント

$\gamma$  線とのコインシデンスイベントを解析することで、崩壊した  $^{30}\text{F}$  が  $^{29}\text{F}$  のどの状態に遷移したかを特定することができる。図 5.5 に  $0 < E_{\text{rel}} < 1$  MeV の範囲を選択したときの  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを示す。参考文献 [25][26] によると  $^{29}\text{F}$  では  $E_{\gamma} = 0.3$  MeV の  $\gamma$  線が観測されている (図 5.6)。 $\gamma$  線スペクトルの  $E_{\gamma} = 0.3$  MeV の  $\gamma$  線ピークのイベント数から、 $E_{\text{rel}} = 0.30(3)$  MeV の共鳴状態が  $^{29}\text{F}$  の励起状態に崩壊する場合の分岐比の最大値を評価することができる。参考文献 [21] によると  $E_{\gamma} = 0.3$  MeV の  $\gamma$  線に対する分解能は  $\sigma = 20$  keV である。 $\gamma$  線のピーク位置  $\pm 3\sigma$  の範囲は  $240 < E_{\gamma} < 360$  keV となり、この範囲の  $\gamma$  線の数 は 18 カウントであった。仮にこれらが全ての  $E_{\gamma} = 0.3$  MeV の  $\gamma$  線の光電ピークであるとする、 $\gamma$  線の検出効率は  $E_{\gamma} = 0.4$  MeV において 25% [21] であるので放出された  $\gamma$  線の数 は 72 カウントとなる。ここでの検出効率は参考文献 [21] に表記されている最小の  $E_{\gamma}$  に対するものを用いている。 $E_{\text{rel}} = 0.30(3)$  MeV 共鳴状態のカウント数は  $0 < E_{\text{rel}} < 1$  MeV の範囲内で 376 カウントであり、共鳴状態のうち  $\gamma$  線を放出したイベントは 18.6% となる。この結果は  $E_{\text{rel}} = 0.30(3)$  MeV の共鳴ピークの 80% 以上が  $^{29}\text{F}$  の基底状態に遷移することを示す。

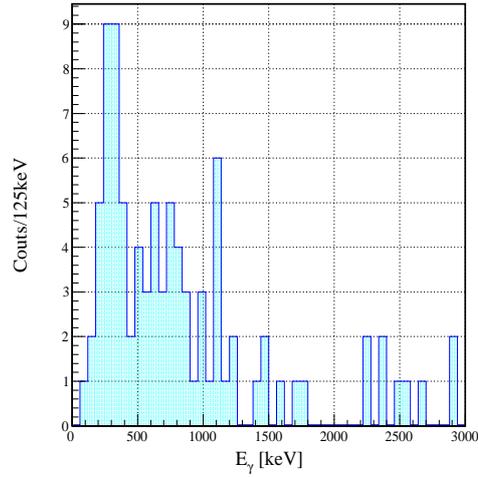


図 5.5  $^{30}\text{F}$  の共鳴ピークを選択したときの、 $\gamma$  線スペクトル。  $240 < E_\gamma < 360$  keV において検出された  $\gamma$  線は 18 カウントである。

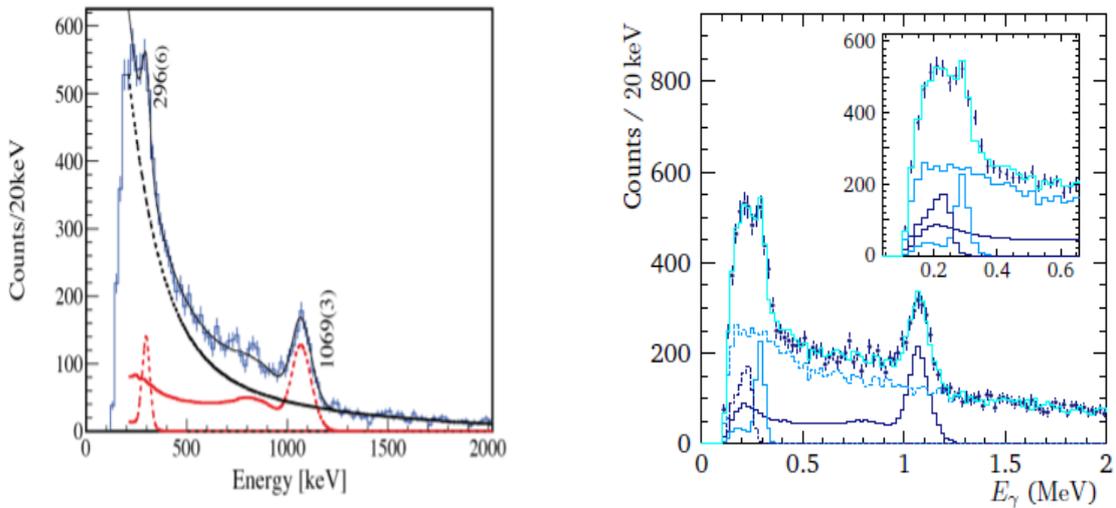


図 5.6 (左) 安田氏と(右)Kahlbow 氏による  $^{29}\text{F}$  の  $\gamma$  線スペクトル。両スペクトルにおいて 0.3 MeV のピークを確認できる。

### 5.2.2 一陽子一中性子分離反応

#### $^{29}\text{F} + n$ の相対エネルギー分布に含まれる $^{31}\text{F}$ の励起状態のイベントの評価

$^{32}\text{Ne}$  からの一陽子一中性子分離反応の  $^{29}\text{F} + n$  相対エネルギー分布には、 $^{32}\text{Ne}$  から一陽子分離反応で生成された  $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベントが含まれる。この  $^{31}\text{F}$  のイベントの寄与を評価するために GEANT4 によるシミュレーションを行った。インプットとなる条件を以下に示す。インプットとして使用する  $^{31}\text{F}$  の共鳴

状態の共鳴エネルギーと共鳴幅は、本実験で得られた実験結果をもとに生成した(後述)。

崩壊モデル Phase Space Decay

反応  $^{31}\text{F} \rightarrow ^{29}\text{F} + 2\text{n}$

入射位置と入射角度  $^{32}\text{Ne}$  の実験データを用いた。

相対エネルギー  $E_{\text{rel}} = 1.5 \text{ MeV}$  及び  $\Gamma_0 = 1.4 \text{ MeV}$  の Breit-Wigner 分布に基づいて生成した。ペネトラ  
ビリティは  $l = 1$  を仮定して計算した。

散乱角  $0 \sim 5^\circ$  の範囲で一様乱数で発生させた。

発生イベント数 およそ 5 万イベント

図 5.7 にシミュレーション結果を示す。発生させたイベントは 54095 カウントであった。また 1 つ以上の中性子が観測され、 $^{29}\text{F} + \text{n}$  の相対エネルギーを計算できたイベントは 37602 カウントとなった。つまり、発生した  $^{31}\text{F}$  の共鳴状態のうち 69.5 % のイベントが  $^{29}\text{F} + \text{n}$  の相対エネルギー分布に現れることがわかる。また、2 つ以上中性子が観測されたイベント数は 5629 カウントとなり、発生した  $^{31}\text{F}$  のうち 10.4% のイベントが  $^{29}\text{F} + 2\text{n}$  の相対エネルギー分布に現れることがわかる。これらの結果から  $^{29}\text{F} + 2\text{n}$  の相対エネルギー分布で実際に観測される  $^{31}\text{F}$  の共鳴状態の 6.68 倍のイベントが  $^{29}\text{F} + \text{n}$  の相対エネルギー分布に含まれていることになる。

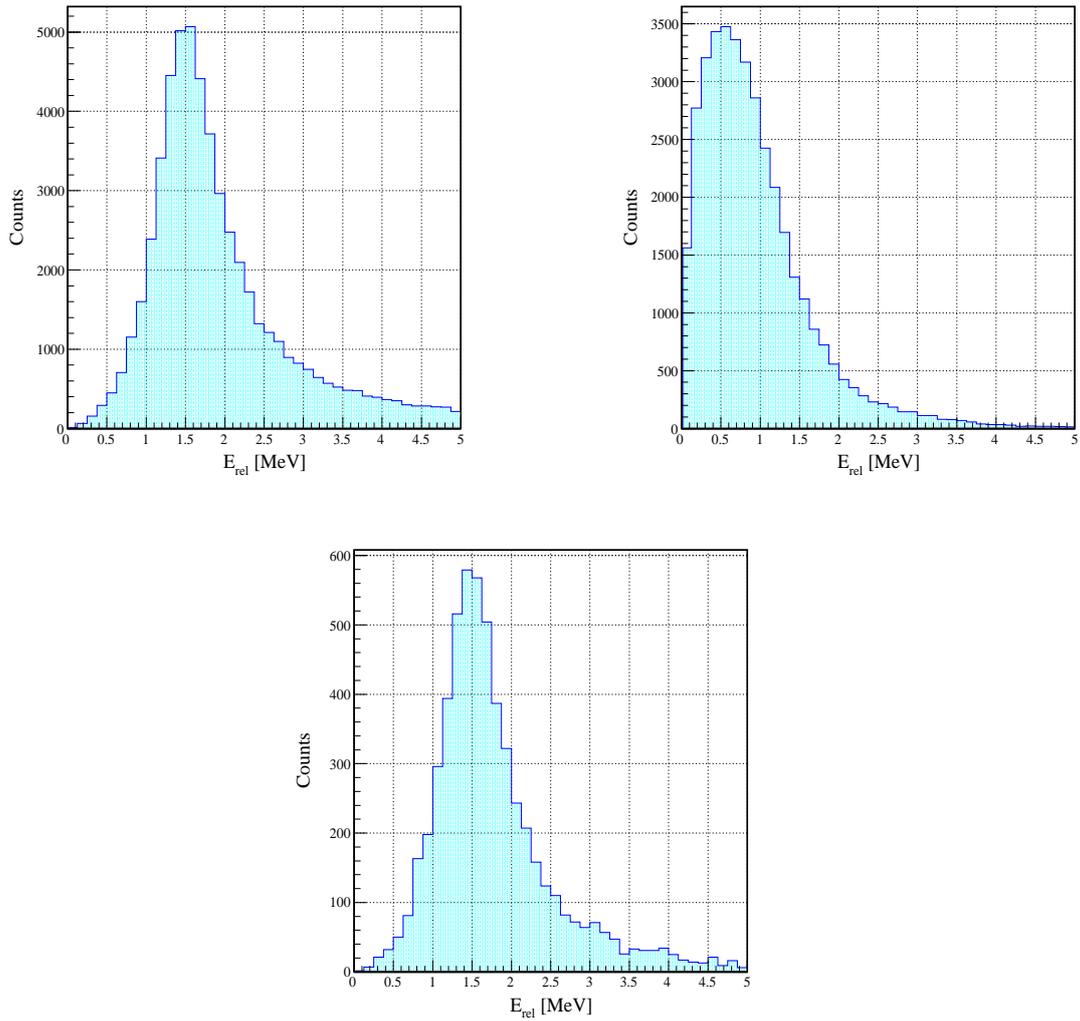


図 5.7  $^{31}\text{F}$  の共鳴状態を発生させたときのシミュレーション結果。左上：発生させた  $^{31}\text{F}$  の共鳴状態の分布。右上：観測された 1 つの中性子との  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布。中央下：観測された 2 つの中性子との  $^{29}\text{F}+2n$  の相対エネルギー分布。

$^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布に含まれる  $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベントを図 5.8 に示す。青線が  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子-中性子分離反応により得られた  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布であり、赤線は  $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベントである。 $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベントは先ほど得られたシミュレーションのスペクトルを規格化し、(実験で観測された  $^{31}\text{F}$  のイベント数)  $\times$  6.68 倍でスケールしたものを示した。すると、 $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベントは  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布の 83.8% を占めていることがわかった。

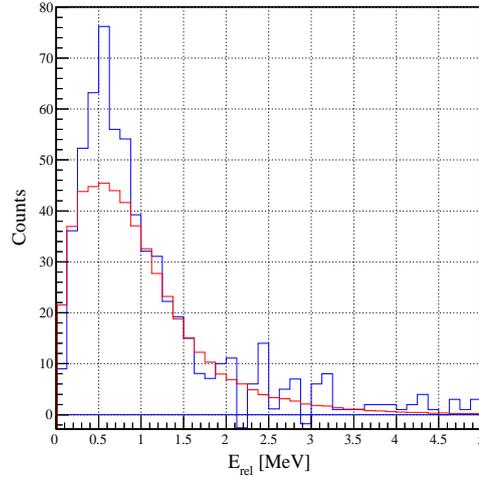


図 5.8  $^{29}\text{F}+n$  に含まれる  $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベント。青：実験で得られた  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布。赤： $^{29}\text{F}+2n$  の励起状態のイベントの相対エネルギー分布。

### Breit-Wigner 分布によるフィッティング

図 5.2(中央図) は  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子一中性子分離反応で観測された  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を Breit-Wigner 分布によりフィッティングした結果である。この時、前節で見積もった通り、 $^{31}\text{F}$  の励起状態のイベントが 83.8% 含まれるとした。 $^{32}\text{Ne}$  は最外殻の中性子が  $p_{3/2}$  または  $f_{7/2}$  軌道であるため、 $l=1$  中性子が放出されると仮定した。共鳴エネルギー  $E$  及び共鳴幅  $\Gamma$  はそれぞれ  $E = 0.50(1)$  MeV、 $\Gamma = 0.4^{+0.5}_{-0.2}$  MeV となった。 $^{31}\text{Ne}$  から生成された  $^{30}\text{F}$  の基底状態の共鳴エネルギーは  $0.30(3)$  MeV であり、エラーを考慮すると別の共鳴状態が観測されたと考えられる。

### 5.2.3 荷電交換反応

#### Breit-Wigner 分布によるフィッティング

図 5.2(下図) は  $^{30}\text{Ne}$  からの荷電交換反応で観測された  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布を Breit-Wigner 分布によりフィッティングした結果である。 $l=2$  を仮定してフィッティングを行ったが、1つの共鳴ピークでは共鳴エネルギー  $E$  及び  $\Gamma$  が大きくなりすぎてしまいフィッティングできない。そのため2つの共鳴ピークでフィッティングを行った。その際、共鳴幅の最大値を  $\Gamma_{\text{sp}}$  と制限した。共鳴エネルギー及び共鳴幅をそれぞれ  $E_1$ 、 $\Gamma_1$  及び  $E_2$ 、 $\Gamma_2$  とすると、それぞれ  $E_1 = 0.7(3)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.071$  MeV、 $E_2 = 2(1)$  MeV 及び  $\Gamma_2 = 0.64$  MeV となった。この時、 $\Gamma_1 = \Gamma_{\text{sp}}^{(1)}$ 、 $\Gamma_2 = \Gamma_{\text{sp}}^{(2)}$  となり、共鳴幅のエラーは正しく評価することができなかった。 $E_1 = 0.7(3)$  MeV の共鳴ピークは一陽子一中性子分離反応で得られた  $E_{\text{rel}} = 0.50(1)$  MeV の共鳴ピークと一致している。また、 $E_2 = 2(1)$  MeV の共鳴ピークは一陽子分離反応で得られた  $E_{\text{rel}} = 1.2(1)$  MeV の共鳴ピークと一致している。つまり、別の反応で観測された共鳴ピークが荷電交換反応でも生成されていたと考えられる。

#### 5.2.4 EKK 殻模型計算との比較

表 5.3 に角田氏によって計算された EKK 殻模型計算を用いた理論の計算結果を示す。 $J_f^\pi$  は  $^{30}\text{F}$  のスピンパリティ、 $E_x$  は励起エネルギー、 $C^2S$  は  $^{31}\text{Ne}$  からある軌道の陽子を分離した場合のスペクトロスコピック因子である。式 (5.2.1) に示すように断面積はスペクトロスコピック因子に比例している [27]。

$$\sigma_{-1p} \propto C^2S(J_f^\pi, n, j_l) \sigma_{\text{sp}}(nlj, S_N^{\text{eff}}) \quad (5.2.1)$$

ここで、 $\sigma_{\text{sp}}$  は一粒子断面積、 $nlj$  は分離される核子の量子数、 $S_N^{\text{eff}}$  は有効分離エネルギーである。EKK の計算結果によると、 $^{30}\text{F}$  は  $E_x = 500$  keV 以下に多くのピークが予想されている。また、 $C^2S$  が 0.1 以上のものは、 $J_f^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-$  の状態となっており、これらが実験で観測された共鳴状態に対応する候補であると考えられる。 $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応の場合、最外殻である  $1d_{5/2}$  軌道から陽子が剥ぎ取られ、 $1d_{5/2}$  軌道の陽子と  $1f_{7/2}$  または  $2p_{3/2}$  軌道の中子が結合し終状態を作ると想定されるため、このことから奇パリティの状態が生成されることが期待される。本実験で観測された 0.30(3) MeV の基底状態は EKK 殻模型計算との比較から  $2^-$  に対応すると考えられる。また 1.2(1) MeV の共鳴状態も奇パリティ状態が想定されていたが、EKK 殻模型計算では 1 MeV 以上に奇パリティの状態であると考えられているが、対応する準位がない。また、 $^{32}\text{Ne}$  の一陽子一中性子分離反応から生成された 0.50(1) MeV の共鳴状態は 0.30(3) MeV の共鳴状態と 0.2 MeV のエネルギー差であり、エラーを考慮して  $1^-, 3^-$  のいずれかとなりうる。

表 5.3 EKK 殻模型計算を用いた理論の結果。 $C^2S > 0.1$  の終状態を太字で表している。

$J_f^\pi$	$E_x$ [MeV]	$C^2S$						
		$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{7/2}$
<b>2<sup>-</sup></b>	<b>0.000</b>	<b>0.2307</b>	0.0118	0.1556				
1 <sup>+</sup>	0.124				0.0000	0.0000	0.0000	
<b>3<sup>-</sup></b>	<b>0.177</b>		0.0028	<b>0.4186</b>				
<b>1<sup>-</sup></b>	<b>0.189</b>	<b>0.1342</b>	0.0077	0.0202				
2 <sup>-</sup>	0.304	0.0060	0.0031	0.0481				
<b>4<sup>-</sup></b>	<b>0.316</b>			<b>0.2402</b>				
2 <sup>-</sup>	<b>0.499</b>	0.0364	0.0144	0.0508				
4 <sup>-</sup>	0.569			0.0044				
2 <sup>+</sup>	0.633				0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0 <sup>-</sup>	0.701		0.0014					
3 <sup>+</sup>	0.737						0.0002	0.0000
0 <sup>+</sup>	0.743					0.0001		
1 <sup>+</sup>	0.787				0.0001	0.0000	0.0001	
1 <sup>-</sup>	0.821	0.0125	0.0016	0.0056				
3 <sup>-</sup>	0.842		0.0153	0.0043				
4 <sup>+</sup>	1.144						0.0000	0.0003
3 <sup>+</sup>	1.502					0.0000	0.0000	0.0005
2 <sup>+</sup>	1.569				0.0000	0.0000	0.0004	0.0002
5 <sup>+</sup>	1.793							0.0000

### 5.3 $^{31}\text{F}$ の共鳴状態

この節では  $^{29}\text{F}+2n$  の相対エネルギー分布の結果を示すとともに、 $^{31}\text{F}$  のエネルギー準位について議論を行う。

#### 5.3.1 Breit-Wigner 分布によるフィッティング

Breit-Wigner 分布によるフィッティング結果を図 5.9 に示す。 $^{32}\text{Ne}$  は最外殻の中性子が  $p_{3/2}$  または  $f_{7/2}$  軌道であるため、 $l = 1$  の中性子が放出されると仮定した。共鳴エネルギー  $E_0$  及び共鳴幅  $\Gamma_0$  はそれぞれ  $E = 1.5(2)$  MeV、 $\Gamma = 1.4_{-0.5}^{+0.9}$  MeV となった。これは未だ観測されたことのない  $^{31}\text{F}$  の非束縛低励起状態の共鳴ピークである。共鳴ピークを積分すると断面積は  $8(1)$  mb となった。図 5.10 に  $^{31}\text{F}$  の崩壊図を示す。崩壊経路については次節で詳細に記す。

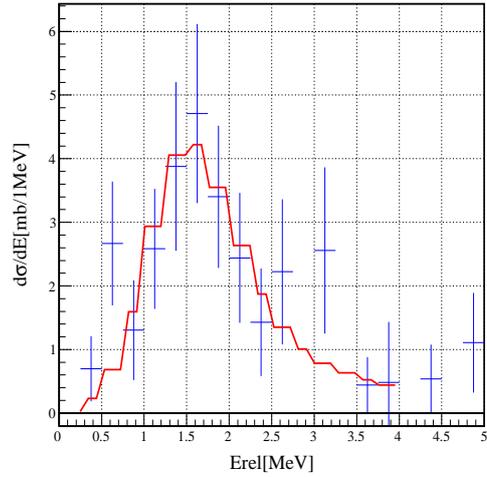


図 5.9  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で生成された  $^{29}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布を 1 つのピークを仮定してフィッティングを行った図。  $l = 1$  の中性子が放出されることを仮定した。共鳴エネルギー及び共鳴幅は  $E = 1.5(2)$  MeV、  $\Gamma = 1.4_{-0.5}^{+0.9}$  MeV である。

表 5.4 本実験で観測された  $^{29}\text{F}+2\text{n}$  の励起状態の共鳴エネルギーと共鳴幅及び反応断面積。 -1p は一陽子分離反応を表している。また、  $l$  はフィッティングの際に仮定した、角運動量である。

反応	$l$	$E$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	$\sigma$ [mb]
$^{32}\text{Ne}+\text{C} \rightarrow ^{31}\text{F}$	-1p	1.5(2)	$1.4_{-0.5}^{+0.9}$	8(1)

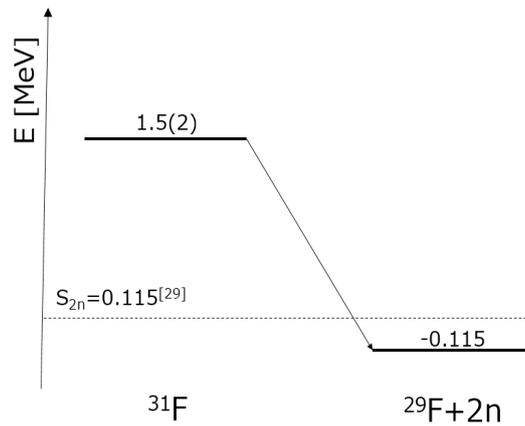


図 5.10  $^{31}\text{F}$  の崩壊図。

### 5.3.2 崩壊経路の決定

標的中の反応により生成された  $^{31}\text{F}$  は次のような 2 種類のいずれかの経路を経て、 $^{29}\text{F}$  と 2 つの中性子に崩壊すると考えられる。

Phase Space Decay  $^{31}\text{F}$  が無相関に 2 中性子を放出することで  $^{29}\text{F}+2\text{n}$  となる崩壊

Sequential Decay  $^{31}\text{F}$  が  $^{30}\text{F}$  を経由することで  $^{29}\text{F}+2\text{n}$  となる崩壊

これらの経路を見分けるために、モンテカルロシミュレーションを行った。シミュレーションの手順を以下に示す。

1.  $E_{\text{rel}}=1.5$  MeV の  $^{31}\text{F}$  を 30000 イベント生成する。この時下記のどちらかを仮定する。
  - (a) Phase Space Decay
  - (b) Sequential Decay ( $^{30}\text{F}$  の基底状態 0.3 MeV を経由すると仮定した。)
2. 崩壊により生じた  $^{29}\text{F}+\text{n}$  の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}^{(s)}$ 、 $E_{\text{rel}}^{(l)}$  を導出する。
3. 相対エネルギーに応じて、実験の分解能を含める。
4. 実験結果と比較する。(実験結果は  $0 < E_{\text{rel}} < 3.5\text{MeV}$  を選択することにより比較を行った。)

ここで、 $E_{\text{rel}}^{(s)}$  及び  $E_{\text{rel}}^{(l)}$  は  $^{29}\text{F}+\text{n}$  の相対エネルギーであり、 $E_{\text{rel}}^{(s)} < E_{\text{rel}}^{(l)}$  として定義した。Phase Space Decay 及び Sequential Decay した際の相対エネルギー分布を図 5.11 に示す。また、実験とシミュレーションを比較したヒストグラムを図 5.12 に示す。青線が実験値、黒枠がシミュレーションによる Phase Space Decay、赤枠がシミュレーションによる Sequential Decay である。図 5.12(左上) では Phase Space Decay に近いことが確認できる。また、図 5.12(下) に示す、 $E_{\text{rel}}^{(l)} - E_{\text{rel}}^{(s)}$  の分布では  $E_{\text{rel}}$  が 0 に近づくにつれて Sequential Decay ではカウント数が 0 に向かうのに対して、Phase Space Decay と実験結果は増加する残る形となる。これらの結果から、 $^{31}\text{F}$  の非束縛励起状態は Phase Space Decay を起こして  $^{29}\text{F}$  に崩壊する可能性が高いと結論付けることができる。

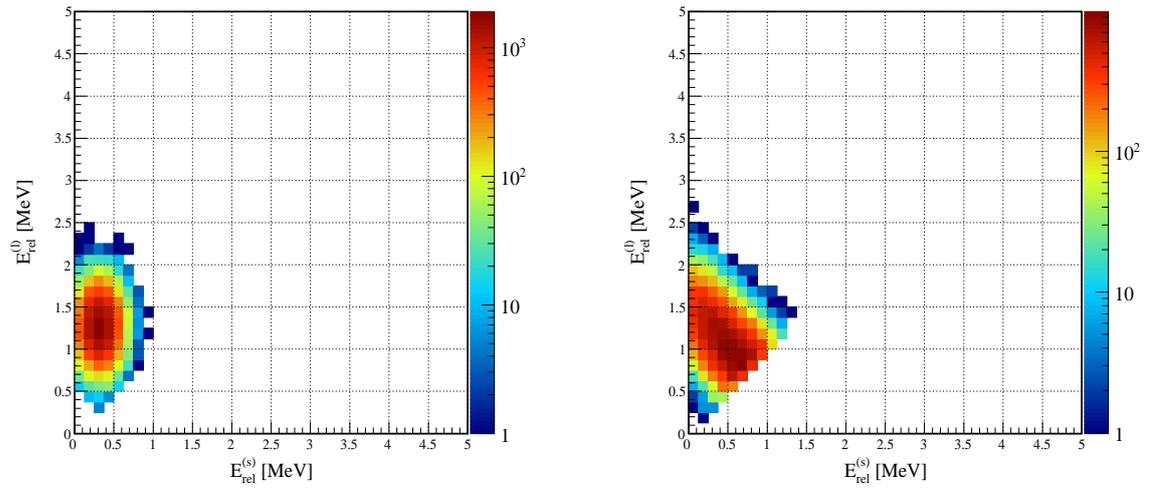


図 5.11 モンテカルロシミュレーションにより発生させた  $^{31}\text{F}$  の崩壊で生じる、 $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギー分布。  $E_{\text{rel}}^{(s)}$  及び  $E_{\text{rel}}^{(l)}$  は  $^{29}\text{F}+n$  の相対エネルギーであり、  $E_{\text{rel}}^{(s)} < E_{\text{rel}}^{(l)}$  として定義した。左：Sequential Decay を仮定した場合。右：hase Space Decay を仮定した場合。

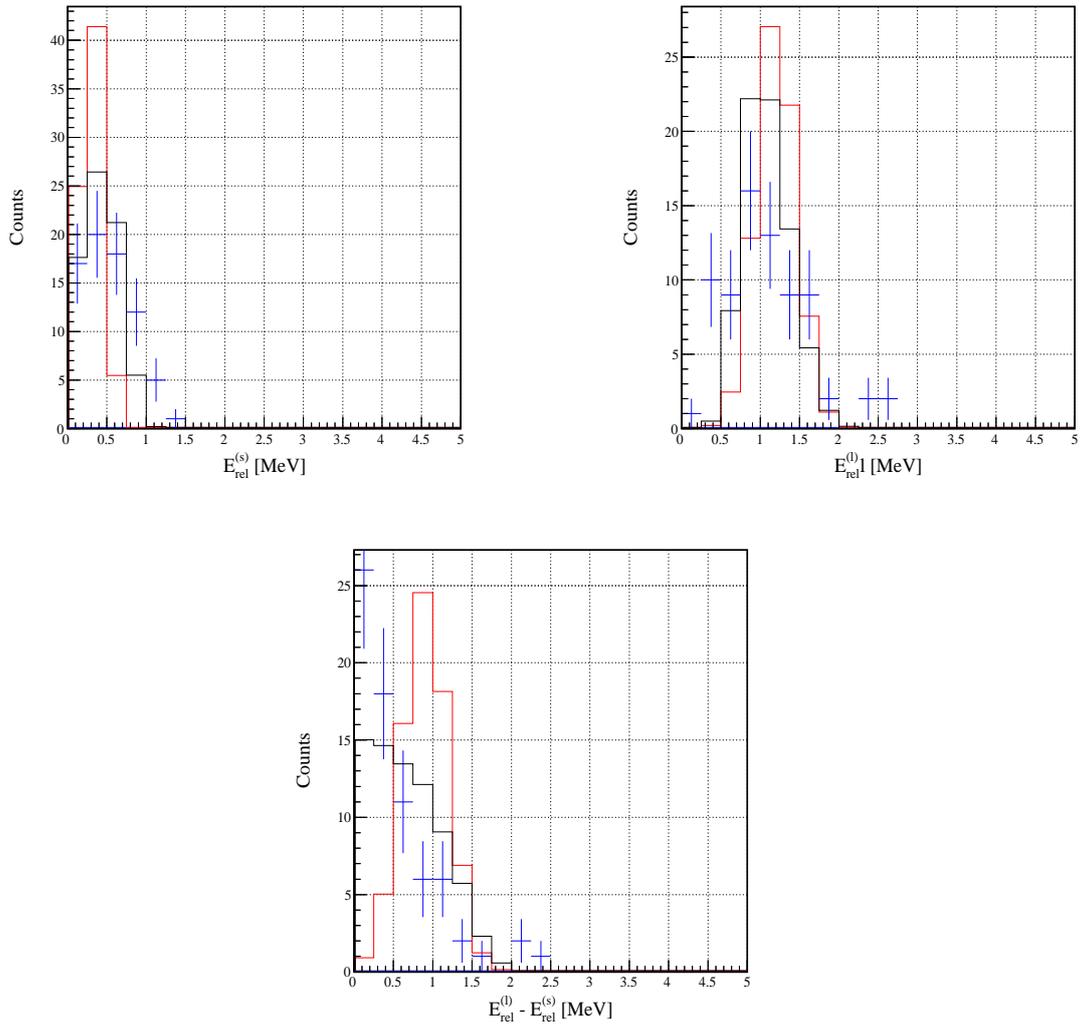


図 5.12  $^{31}\text{F}$  の崩壊経路の比較。青線が実験結果、黒枠がシミュレーションによる Phase Space Decay、赤枠がシミュレーションによる Sequential Decay である。

### 5.3.3 $^{32}\text{Ne}$ から $^{31}\text{F}$ への断面積の評価

表 5.5 に本実験で得られた  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応により  $^{31}\text{F}$  を生成する反応の断面積を示す。基底状態への断面積は表 5.1 のものであり、励起状態への断面積は 5.3.1 節で導出した断面積である。両者を比較すると、 $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応では  $^{31}\text{F}$  の基底状態が 21%、励起状態が 79% 生成されることがわかる。一陽子分離反応では中性子の配位は保存する。 $^{31}\text{F}$  の基底状態と励起状態のうち、励起状態の中性子の配位の方が  $^{32}\text{Ne}$  の基底状態に近いと考えることができる。

反応	断面積 [mb]
$^{32}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{31}\text{F}_{g.s.}$	2.1(1)
$^{32}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{31}\text{F}^*$	8(1)

表 5.5  $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{F}$  への断面積。

## 5.4 $^{29}\text{F}$ の共鳴状態

この節では  $^{27}\text{F} + 2n$  の相対エネルギー分布の結果を示すとともに、 $^{29}\text{F}$  のエネルギー準位について議論を行う。図 5.13 に  $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応及び  $^{29}\text{F}$  からの非弾性散乱で観測された  $^{27}\text{F} + 2n$  の相対エネルギー分布を示す。また、表 5.4 にフィッティングにより得られた  $^{29}\text{F}$  の共鳴エネルギー、共鳴幅及び反応断面積を示す。詳細については以降で述べる。

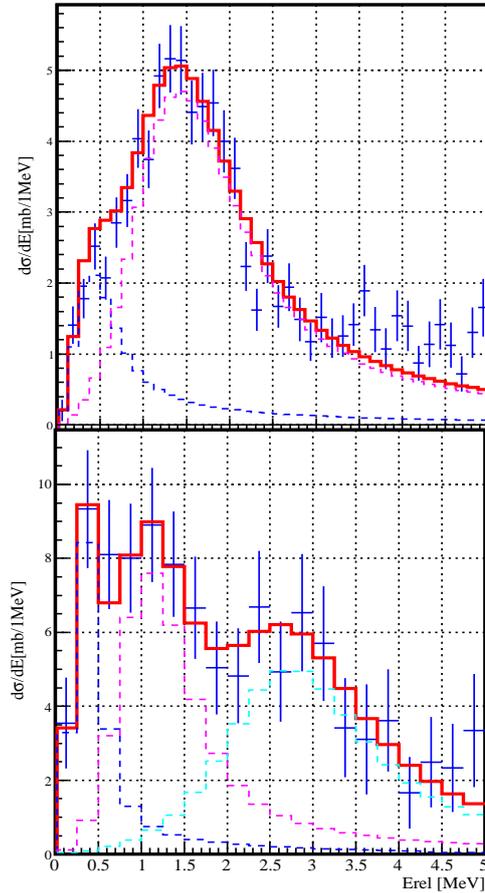


図 5.13  $^{27}\text{F} + 2n$  の相対エネルギー分布のフィッティング結果。上： $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応の場合。共鳴エネルギー及び共鳴幅は  $E_1 = 0.4(2)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.5(6)$  MeV 及び  $E_2 = 1.5(2)$  MeV、 $\Gamma_2 = 1.4(4)$  MeV である。右： $^{29}\text{F}$  からの非弾性散乱の場合。共鳴エネルギー及び共鳴幅は  $E_1 = 0.27(7)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.15$  MeV、 $E_2 = 1.1(2)$  MeV、 $\Gamma_2 = 0.72$  MeV 及び  $E_3 = 2.8(3)$  MeV、 $\Gamma_3 = 1.6$  MeV である。

表 5.6 本実験で観測された  $^{29}\text{F}$  の共鳴エネルギーと共鳴幅及び反応断面積。-1p は一陽子分離反応、inel. は非弾性散乱を表す。

	反応	$l$	$E$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	$\sigma$ [mb]
$^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}$	inel.	1	0.28(7)	0.15	5(2)
$^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}$	-1p	1	0.4(2)	0.5(6)	2(1)
$^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}$	inel.	1	1.1(2)	0.72	10(2)
$^{30}\text{Ne}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}$	-1p	1	1.5(2)	1.4(4)	$8.9^{+0.2}_{-0.5}$
$^{29}\text{F}+\text{C}\rightarrow ^{29}\text{F}$	inel.	1	2.8(3)	1.6	$11^{+2}_{-3}$

### 5.4.1 Breit-Wigner 分布によるフィッティング

$^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で観測された  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギースペクトルを Breit-Wigner 分布でフィッティングした結果を図 5.13(上図) に示す。この時、 $l = 1$  の中性子が放出されると仮定した。フィッティングにより得られた共鳴ピークと共鳴幅は  $E_1 = 0.4(2)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.5(6)$  MeV 及び  $E_2 = 1.5(2)$  MeV、 $\Gamma_2 = 1.4(4)$  MeV となった。先行研究 [26] では  $^{30}\text{Ne}+\text{p}\rightarrow ^{27}\text{F}+2\text{n}$  において  $0.3 \pm 4(\text{stat.}) \pm 33(\text{syst.})$  MeV と  $1.337 \pm 6(\text{stat.}) \pm 21(\text{syst.})$  MeV に共鳴ピークが観測されている (図 5.14, 表 5.4.1)。これらの先行研究で観測された共鳴ピークは本実験で観測された  $E_1 = 0.4(2)$  MeV と  $E_2 = 1.5(2)$  MeV の共鳴ピークに一致していることが確認された。しかし、図 5.14 で観測された他の 3 つの共鳴ピークは確認されなかった。これは先行研究では液体水素標的と TPC(Time Projection Chamber) からなら標的システム MINOS(MagIc Number Off Stability)[28] を使用しているからであると考えられる。MINOS を使用すると液体水素標的の反応した陽子をトラッキングすることで反応点を正確に決めることができ、相対エネルギー分解能が向上する。本実験では炭素標的を使用したため、先行研究よりも分解能が落ちる。そのため、 $E_1 = 1.5(2)$  MeV の共鳴ピークに他の先行研究で観測された共鳴ピークが含まれてしまい、観測できなかったと考えられる。

また、 $^{29}\text{F}$  からの非弾性散乱により得られた  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギースペクトルを Breit-Wigner 分布でフィッティングした結果を図 5.13(下図) に示す。この時、 $l = 1$  の中性子が放出されると仮定した。1 つ又は 2 つの共鳴ピークでフィッティングを行ったとき、共鳴幅  $\Gamma$  は大きな値をとってしまった。そこで 3 つの共鳴ピークが存在するとしてフィッティングを行った。その際、共鳴幅の最大値を  $\Gamma_{\text{sp}}$  で制限した。3 つの共鳴ピークの共鳴エネルギーと共鳴幅は  $E_1 = 0.28(7)$  MeV、 $\Gamma_1 = 0.15$  MeV、 $E_2 = 1.1(2)$  MeV、 $\Gamma_2 = 0.72$  MeV 及び  $E_3 = 2.8(3)$  MeV、 $\Gamma_3 = 1.6$  MeV となった。この時、 $\Gamma_1 = \Gamma_{\text{sp}}^{(1)}$ 、 $\Gamma_2 = \Gamma_{\text{sp}}^{(2)}$  及び  $\Gamma_3 = \Gamma_{\text{sp}}^{(3)}$  となり、共鳴幅のエラーは評価できなかった。 $E_1 = 0.27(7)$  MeV と  $E_2 = 1.1(2)$  MeV の共鳴ピークは先行研究の  $E_{\text{rel}} = 0.3 \pm 4(\text{stat.}) \pm 33(\text{syst.})$  MeV 及び  $E_{\text{rel}} = 1.337 \pm 6(\text{stat.}) \pm 21(\text{syst.})$  MeV の共鳴ピークと一致している。一方、 $E_3 = 2.8(3)$  MeV に観測された共鳴ピークは今回初観測のものである。

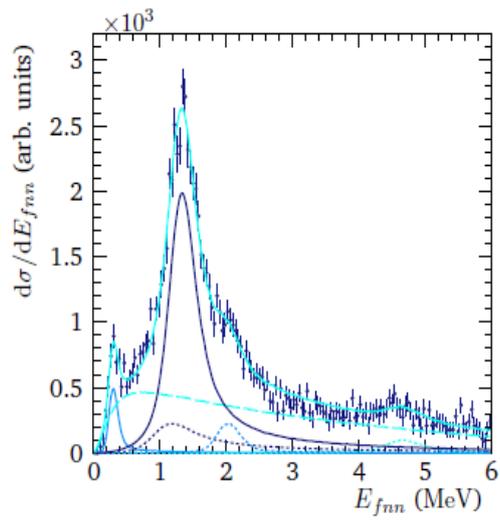


図 5.14 Kahlbow 氏による先行研究。 $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応で観測された  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の相対エネルギー分布 [26]。

表 5.7 Kahlbow 氏による先行研究。 $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離観測された  $^{27}\text{F}+2\text{n}$  の共鳴エネルギーと共鳴幅 [26]。

$E_{\text{rel}}$ [MeV] $\pm$ (stat.) $\pm$ (syst.)				$\Gamma$ [MeV] $\pm$ (stat.) $\pm$ (syst.)			
0.3	$\pm$ 4	$\pm$ 33	<0.001	$\pm$ -	$\pm$ -	$\pm$ -	
1.253	$\pm$ 51	$\pm$ -	1.111	$\pm$ 240	$\pm$ -	$\pm$ -	
1.337	$\pm$ 6	$\pm$ 21	3.60	$\pm$ 16	$\pm$ 33	$\pm$ 33	
2.030	$\pm$ 9	$\pm$ 20	<0.001	$\pm$ -	$\pm$ -	$\pm$ -	
4.670	$\pm$ 19	$\pm$ 140	<0.001	$\pm$ -	$\pm$ -	$\pm$ -	

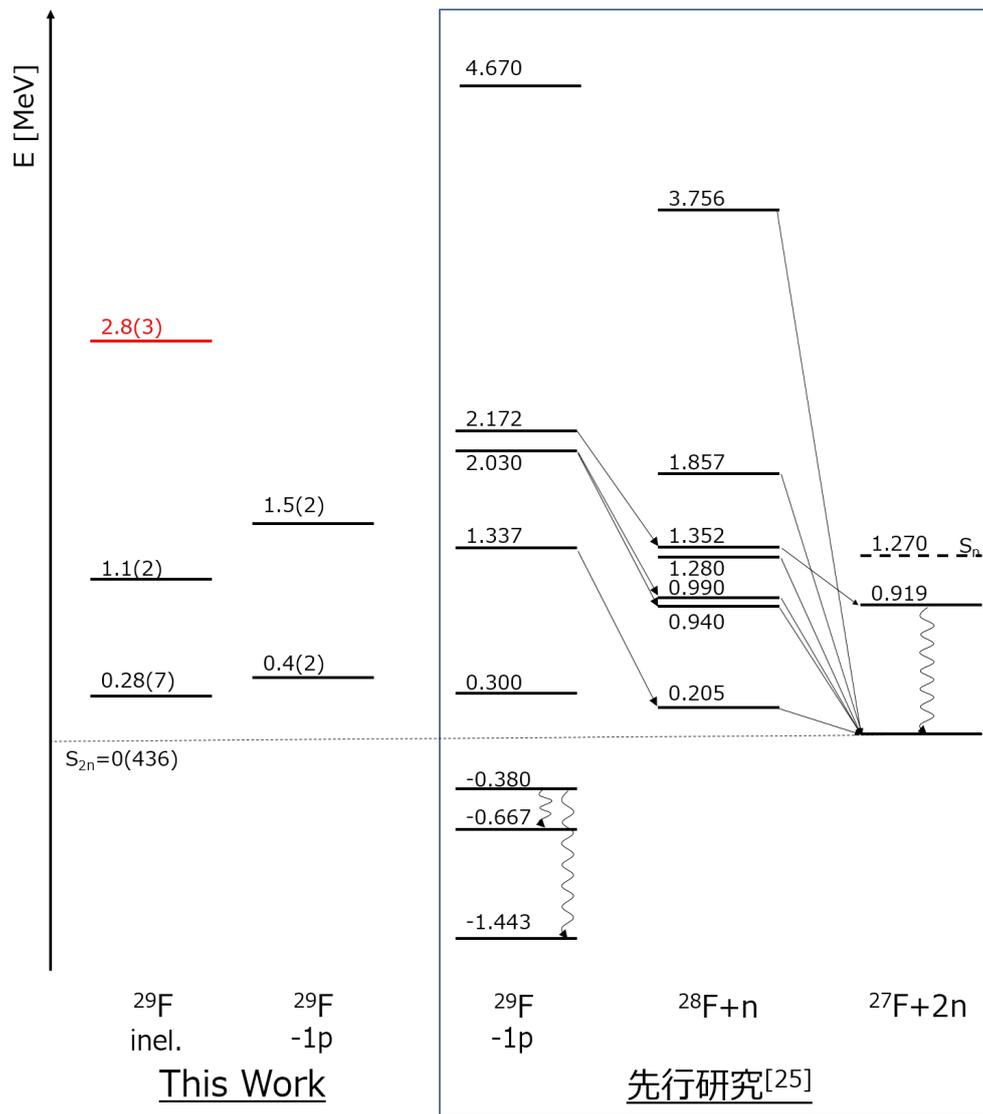


図 5.15  $^{29}\text{F}$  の崩壊図。本実験で得られた共鳴エネルギーと先行研究 [26] で得られた共鳴エネルギーを示している。縦軸のエネルギー  $E$  は  $^{27}\text{F}$  の基底状態を 0 MeV となるようにとった。-1p は一陽子分離反応、inel. は非弾性散乱を表している。先行研究におけるエラーは表 5.4.1 に表記した。先行研究で得られた  $E_{\text{rel}} = 1.253$  MeV の共鳴エネルギーは  $E_{\gamma} = 0.919$  MeV の  $\gamma$  線とコインシデンスが見られたので、 $^{27}\text{F}$  の基底状態とのエネルギー差は 2.172 MeV となっている。赤字の 2.8MeV の共鳴エネルギーは今回初観測された共鳴状態である。本実験で得られた 0.28 MeV と 0.4(2) MeV の共鳴エネルギーは先行研究の 0.300 MeV に一致する。また、1.1(2) MeV と 1.5(2) MeV の結果は 1.337 MeV の結果と一致する。

## 5.5 逆転の島領域周辺の原子核との励起エネルギーとの比較

本実験で得られた結果をもとに逆転の島領域周辺の原子核 ( $9 < Z < 14, 16 < N < 22$ ) と励起エネルギーの比較を行う。各同位体の第一励起状態の励起エネルギーを図 5.16 と図 5.17 に示す。また、表 5.8 の参考文献を用いることにより励起エネルギーを求めた。 $^{30}\text{F}$  の第一励起状態の励起エネルギーについては本実験で観測

された共鳴状態  $E_{\text{rel}} = 0.30(3)$  MeV 及び  $E_{\text{rel}} = 0.50(1)$  MeV のエネルギー差 0.2 MeV を用いた。また  $^{31}\text{F}$  については、 $S_{2n} = 0.115$  MeV[29] であり、本実験で得られた  $E_{\text{rel}} = 1.5(2)$  MeV の共鳴エネルギーを考慮して 1.615 MeV を励起エネルギーとした。

$^{30}\text{F}$  の第一励起状態は逆転の島近傍の  $N = 20$  の原子核  $^{32}\text{Na}$ ,  $^{34}\text{Al}$  と同じ位置に位置している。しかし、この結果からは  $^{30}\text{F}$  が逆転の島領域のどこに位置するのかを決定することはできなかった。この位置の決定には偶パリティの状態の共鳴エネルギーを観測する必要がある。 $^{30}\text{F}$  は最外殻の  $d_{5/2}$  軌道の陽子と  $p_{3/2}$  又は  $f_{7/2}$  軌道の中性子が結合することにより状態を決定していると考えられる。もし、中性子の  $sd$  シェルと  $pf$  シェルに大きなギャップが存在すれば、偶パリティの状態は高い励起エネルギーをもつことになる。対して、 $sd$  シェルと  $pf$  が混ざった状態になっていれば、偶パリティの状態は低い励起エネルギーを持つことが期待される。 $^{31}\text{F}$  は他の原子核に比べて 1.615 MeV の高い第一励起状態のエネルギーをもつことがわかった。今回の実験ではイベント数が少なかったため、より低い位置にある第一励起状態を観測できなかった可能性もある。

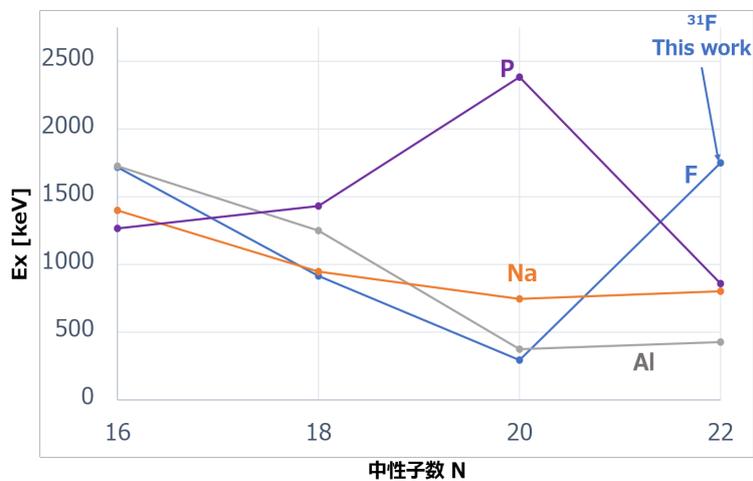


図 5.16 逆転の島周辺の原子核の第一励起状態の励起エネルギー。中性子数が偶数の原子核を選択した。縦軸は励起エネルギーである。

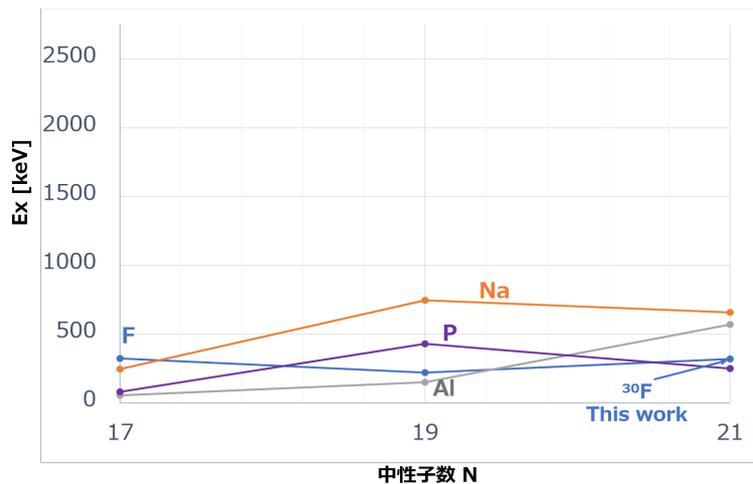


図 5.17 逆転の島周辺の原子核の第一励起状態の励起エネルギー。中性子数が奇数の原子核を選択した。縦軸は励起エネルギーである。

		中性子数 N						
		16	17	18	19	20	21	22
陽子数 Z	9	[31]	[32]	[7]	[33]	[7]	this work	this work
	11	[30]	[30]	[30]	[30]	[34]	[30]	[30]
	13	[30]	[30]	[30]	[30]	[30]	[30]	[30]
	15	[30]	[30]	[30]	[30]	[30]	[30]	[30]

表 5.8 図??に用いた参考文献一覧。exp は本論文により求められた値を用いた。

## 第6章

# まとめと今後の展望

本研究では逆転の島の陽子数が小さい側の領域の殻構造の変化を調べるために、中性子ドリップライン近傍のフッ素同位体  $^{29}\text{F}$ 、 $^{30}\text{F}$  及び  $^{31}\text{F}$  の不変質量核分光実験を行った。実験では、理化学研究所の RIBF において生成された不安定核ビーム  $^{30}\text{Ne}$ (250 MeV/u)、 $^{31}\text{Ne}$ (230 MeV/u)、 $^{32}\text{Ne}$ (250 MeV/u)、 $^{29}\text{F}$ (230 MeV/u) を炭素標的に衝突させることにより、非束縛核のフッ素同位体を生成した。非束縛核フッ素同位体の崩壊で生じる荷電フラグメントと中性子を検出することにより運動量ベクトルを求め、不変質量法を用いて相対エネルギーを導出した。また、反応により生じる脱励起  $\gamma$  線を CATANA で検出することによって荷電フラグメントの終状態を特定した。

$^{30}\text{F}$  は  $^{31}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応、 $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子-中性子分離反応、 $^{30}\text{Ne}$  からの荷電交換反応を用いて生成された。 $^{30}\text{F}$  の相対エネルギー分布を Breit-Wigner 分布でフィッティングすることにより、0.30(3)、0.50(1)、0.7(3)、1.2(1)、2(1) MeV の5つの共鳴ピークが観測された。0.30(3) MeV の共鳴ピークは  $\gamma$  線のコインシデンスイベントを確認することにより、共鳴ピークの85%以上が  $^{29}\text{F}$  の基底状態に遷移することを確認した。この結果から 0.30(3) MeV の共鳴ピークが基底状態であると結論付けられた。また、EKK 殻模型計算と実験結果を比較すると、0.30(3) MeV の共鳴状態は  $2^-$ 、0.50(1) MeV の共鳴状態は  $1^-$  又は  $3^-$  である可能性が示唆された。この結果は 0.30(3) MeV と 0.50(1) MeV の共鳴状態がそれぞれ  $^{31}\text{Ne}$  及び  $^{32}\text{Ne}$  ビームから生成され、 $\pi p_{5/2} \otimes \nu p_{3/2}(1^-, 2^-, 3^-, 4^-)$  または  $\pi p_{5/2} \otimes \nu p_{7/2}(1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-)$  の状態を作ると期待されることと一致する。 $^{31}\text{F}$  は  $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応により生成され、1.5(2) MeV に共鳴ピークが初観測された。この共鳴ピークは  $^{31}\text{F}$  の非束縛励起状態である。 $^{32}\text{Ne}$  から  $^{31}\text{F}$  の基底状態を生成する断面積は 2.1(1) mb、非束縛核励起状態を生成する断面積は 8(1) mb と測定され、 $^{32}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応では励起状態が79%生成されることがわかった。一陽子分離反応では中性子の配位は保存されるため、 $^{31}\text{F}$  の励起状態は基底状態よりも  $^{32}\text{Ne}$  の基底状態と同じ配位をもつ可能性が高いと考えられる。また、逆転の島領域周辺の原子核と第一励起状態の励起エネルギーを比較することにより、 $^{31}\text{F}$  は高い励起エネルギーをもつことが確認された。 $^{29}\text{F}$  は  $^{30}\text{Ne}$  からの一陽子分離反応及び  $^{29}\text{F}$  からの非弾性散乱により生成され、0.27(7)、0.4(2)、1.1(2)、1.5(2)、2.8(3) MeV と5つの共鳴ピークが観測された。この内 0.27(7) MeV と 0.4(2) MeV の2つのピークは先行研究で確認されている  $0.300 \pm 4 \pm 33$  MeV と一致している。また、1.1(2) MeV と 1.5(2) MeV の2つのピークも先行研究で確認されている  $1.337 \pm 6 \pm 21$  MeV と一致した。一方、2.8(3) MeV の共鳴ピークは先行研究では確認されておらず、初観測されたものである。

今後は統計量を増やした実験をすることにより  $^{30}\text{F}$  の状態を決定することができると、得られたエネルギーにより核子核子間の相互作用を抽出することが期待される。また、偶パリティの状態のエネルギーを観測することで、*sd* シェルと *pf* シェルのギャップを理解でき、 $^{30}\text{F}$  が内側に含まれているのかどうかの確認することができる。

# 付録

## A.1 断面積

### A.1.1 断面積の種類

一般的に反応過程は以下の様に分類される。

弾性散乱 入射核と標的核が反応後に状態を変化させない反応

非弾性散乱 入射核または標的核が核種が変らずに状態のみ変化する反応

核種変化 入射核または反射核の陽子数または中性子数が変化する反応

全反応断面積  $\sigma_{tot}$  は、反応の起こる全確率として

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_R \quad (\text{A.1.1})$$

と表される。ここで  $\sigma_{el}$  は弾性散乱の断面積であり、 $\sigma_R$  は全反応断面積である。全反応断面積は弾性散乱以外の反応断面積の和であり、非弾性散乱断面積を  $\sigma_{inel}$ 、各種変化が起きる断面積を相互作用断面積  $\sigma_I$  として

$$\sigma_R = \sigma_{inel} + \sigma_I \quad (\text{A.1.2})$$

と表される。なお高エネルギー領域では、 $\sigma_{inel} \ll \sigma_I$  であるため、式 (A.1.2) は

$$\sigma_R \sim \sigma_I \quad (\text{A.1.3})$$

としてよい。

### A.1.2 相互作用断面積

標的に入射する粒子の個数  $N_i$  と反応せずに通過した粒子の個数  $N_o$  を測定することで相互作用断面積を求める。まず図 A.1.2 のように厚さが  $t$  cm の標的に、入射ビームの進行方向を  $x$  軸して粒子が入射する場合を考える。

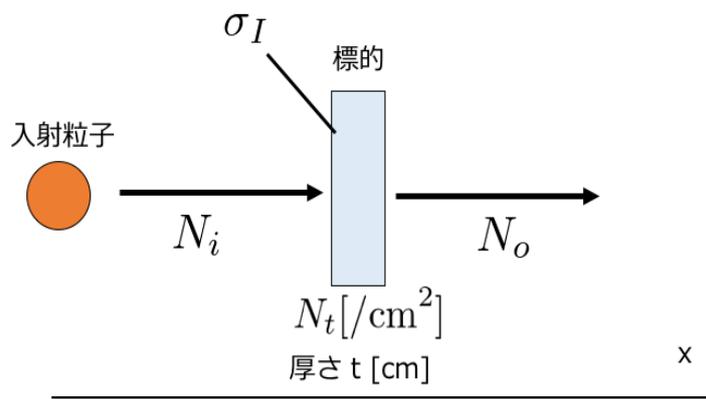


図 A.1 標的の厚さが  $t$  の時の模式図

まず厚さが  $dx$ 、断面が  $1 \text{ cm}^2$  の円筒を考える。模式図を図 A.1.2 に示す。

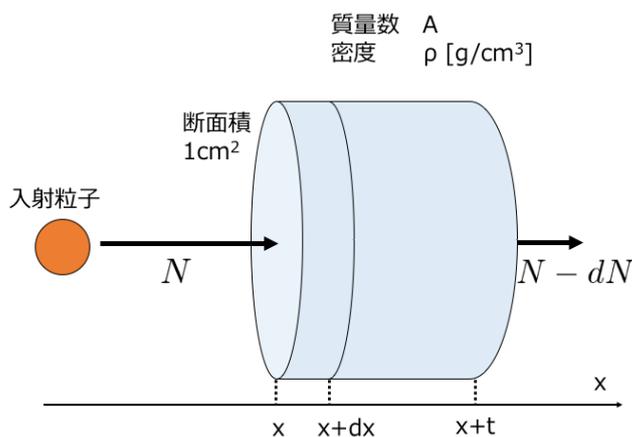


図 A.2 厚さが  $dx$ 、断面が  $1 \text{ cm}^2$  の円筒の模式図

この円筒の中には

$$n = \frac{N_A \rho dx}{A} \quad (\text{A.1.4})$$

の粒子が存在する。記号は以下のように定義される。

- $n$  単位断面積で厚さ
- $N_A$  アボガドロ数 [1/mol]
- $\rho$  標的の密度 [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]
- $A$  標的の質量数

入射する粒子の個数を  $N$ 、円筒中での反応した粒子の個数を  $dN$  とすると、標的の中を  $dx$  進んだ時の反応率  $-dN/N$  は

$$-\frac{dN}{N} = \frac{N_A \rho \sigma_I}{A} dx \quad (\text{A.1.5})$$

となる。 $\sigma_I$  は相互作用断面積である。これを積分すると

$$-\int_{N_i}^{N_o} \frac{dN}{N} = -\int_0^t \frac{\sigma_I N_A \rho}{A} dx \quad (\text{A.1.6})$$

$$-\log \frac{N_o}{N_i} = \sigma_I N_t \quad (\text{A.1.7})$$

$$\therefore \sigma_I = -\frac{1}{N_t} \log \frac{N_o}{N_i} \quad (\text{A.1.8})$$

となり相互作用断面積が導出される。ここで  $N_t$  は、

$$N_t = \frac{N_A \rho t}{A} \quad (\text{A.1.9})$$

であり、標的の単位断面積あたりの個数である。

しかし実験では粒子が検出器などを通過する時に標的以外で反応してしまうこともあり、先程の式 (A.1.8) では実際に標的で反応した個数をだけを求めることができない。標的と検出器の両方で反応する時の断面積を求め、標的がなく検出器のみで反応する時を差し引くことにより標的のみで反応した時の断面積を導出する。まず図 A.1.2 のように標的と検出器がある時を考える。記号を以下のように定義する。

$N_i^T$  検出器前の入射粒子の個数

$N_m$  標的前で検出器後の粒子の個数

$N_o^T$  標的後の粒子の個数

$\sigma_d$  検出器との相互作用断面積

$N_d$  検出器の単位断面積あたりの個数

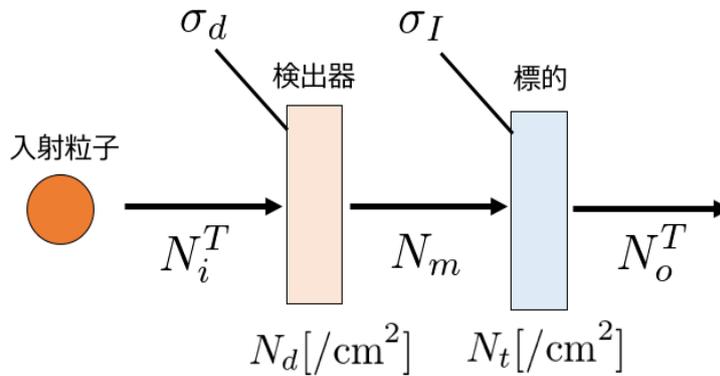


図 A.3 入射粒子が標的と検出器の両方で反応する時の模式図

すると式 (A.1.8) を用いると

$$\sigma_d = -\frac{1}{N_d} \log \frac{N_m}{N_i^T} \quad (\text{A.1.10})$$

$$\sigma_I = -\frac{1}{N_t} \log \frac{N_o^T}{N_m} \quad (\text{A.1.11})$$

となる。両辺足し合わすことにより

$$-\sigma_I N_t - \sigma_d N_d = \log \frac{N_o^T}{N_i^T} \quad (\text{A.1.12})$$

となる。

次に標的がない場合を考える。図 A.1.2 に標的がない場合の模式図を示し、以下のように記号を定義する。

$N_i^E$  検出器前の粒子の個数

$N_o^E$  検出器後の粒子の個数

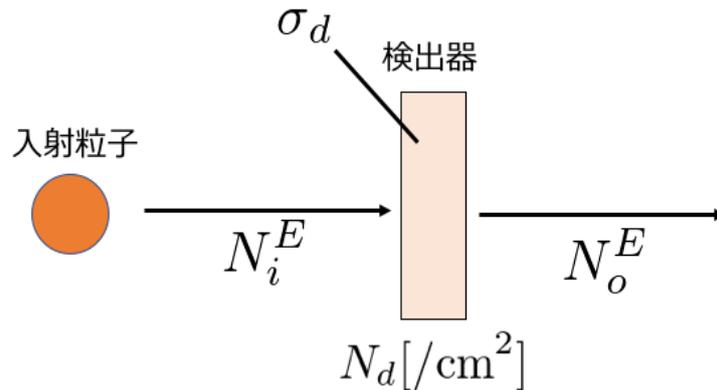


図 A.4 入射粒子が検出器のみで反応する時の模式図

式 (A.1.8) を用いると

$$\sigma_d = -\frac{1}{N_d} \log \frac{N_o^E}{N_i^E} \quad (\text{A.1.13})$$

と求めることができる。そして式 (A.1.12) から式 (A.1.13) を差し引くことで

$$-\sigma_I N_t = \log \frac{N_o^T}{N_i^T} - \log \frac{N_o^E}{N_i^E} \quad (\text{A.1.14})$$

となり、検出器を含んだ時の標的のみで反応した断面積を求めることができる。

### A.1.3 核種変化の断面積

これまでの議論には入射粒子の個数と、標的で反応せずに通過して出てくる粒子の個数を用いていた。しかし本論文で求めるのは  $^{31}\text{Ne}$  から  $^{29}\text{F}$  へと変化する粒子の相互作用断面積である。わかりやすいように本論文で求める相互作用断面積を  $\sigma_{exp}$  とする。ここで、以下のように記号を定義する。

$N_o^{T'}$  標的があるときの反応した粒子の個数

$N_o^{E'}$  標的がないときの反応した粒子の個数

すると、先程用いていた記号との関係は

$$N_i^T - N_o^T = N_o^{T'} \quad (\text{A.1.15})$$

$$N_i^E - N_o^E = N_o^{E'} \quad (\text{A.1.16})$$

となる。しかし実験では多くの粒子が標的と反応をおこさずに通過するので、反応する粒子は少ない。つまり  $N_o^{T'}/N_i^T \ll 1$ 、 $N_o^{E'}/N_i^E \ll 1$  として次のような展開ができる。

$$\begin{aligned} \log \frac{N_o^T}{N_i^T} &= \log \frac{N_i^T - N_o^{T'}}{N_i^T} \\ &= \log \left( 1 - \frac{N_o^{T'}}{N_i^T} \right) \\ &= -\frac{N_o^{T'}}{N_i^T} + \mathcal{O} \left( \left( \frac{N_o^{T'}}{N_i^T} \right)^2 \right) \\ &\approx -\frac{N_o^{T'}}{N_i^T} \end{aligned} \tag{A.1.17}$$

$$\log \frac{N_o^E}{N_i^E} \approx -\frac{N_o^{E'}}{N_i^E} \tag{A.1.18}$$

式 (A.1.14) に適用すると次のよう書き換えられる。

$$\sigma_I = \frac{1}{N_t} \left( \frac{N_o^{T'}}{N_i^T} - \frac{N_o^{E'}}{N_i^E} \right) \tag{A.1.19}$$

ここで、標的の厚さが厚い時を考える。今迄の議論において、反応する回数を一回と過程してきた。しかし標的が厚い時反応が二回以上起きる可能性がある。このことを評価しないと断面積を小さくみつめることになる。厚さを考慮した式 (A.1.19) は

$$\sigma_I = \left( \frac{N_o^{T'}}{N_i^T} - \frac{N_o^{E'}}{N_i^E} \right) \left( \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} \right) \tag{A.1.20}$$

と書き換えれる [13]。ここで  $\sigma_R$  は反応前の粒子の全反応断面積であり、 $\sigma'_R$  は反応後の粒子の全反応断面積である。

## 参考文献

- [1] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B **346**,9 (1995)
- [2] A. Ozawa, et al., Phys. Rev. Lett. **84**,5493 (2001)
- [3] D.S Ahn, et al., Phys. Rev. Lett. **128**,212501 (2019)
- [4] T. Otsuka et al.,Phys. Rev. Lett. **104**, 012501 (2010)
- [5] P. Doornenbal et.al.,Phys. Rev. Lett. **111**, 212502 (2013)
- [6] P. Doornenbal et.al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2014, 053D01 (2014)
- [7] P. Doornenbal et al.,Phys. Rev. C **95**, 041301(R) (2017)
- [8] T. Otsuka et al.,Phys. Rev. Lett. **105**, 032501 (2010)
- [9] A. Lepailleur et al.,Phys. Rev. Lett. **110**, 082502 (2013)
- [10] T. Nakamura et al.,Phys. Rev. Lett. **103**, 262501 (2009)
- [11] T. Nakamura et al.,Phys. Rev. Lett. **112**, 142501 (2014)
- [12] M. Takeuchi et al.,Phys. Lett. B. **707**, 357 (2012)
- [13] N. Kobayashi et al.,Phys. Rev. C **86**,054604 (2012)
- [14] T. Kubo et al.,Prog. Theor. Exp. Phys. **2012**,03C003
- [15] T. Kobayashi et al.,Nucl. Instr. Meth. B **317**, 294-304 (2013)
- [16] NeuLAND Technical Design Report, NeuLAND-TDR-Web.pdf
- [17] N. Kobayashi. 博士論文 Spectroscopy of Neutron-Rich Nuclei via the Inclusive Breakup Reactions
- [18] 齊藤敦美、修士論文 (2016) 東京工業大学
- [19] 佐古貴行、修士論文 (2009) 東京工業大学
- [20] PDF, Passage of particles through matter(2018) 東京工業大学
- [21] 山田啓貴、修士論文 (2019) 東京工業大学
- [22] 斗米貴人、修士論文 (2018) 東京工業大学
- [23] 生越駿、修士論文 (2013) 東京工業大学
- [24] J. A. Tostevin et al.,Phys. Rev. C **90**,057602 (2014)
- [25] 安田昌弘、修士論文 (2019) 東京工業大学
- [26] J. Kahlbow. 博士論文 The low-Z Shore of the Island of Inversion: Invariant-mass Spectroscopy of the heavy Fluorine Isotopes  $^{29}\text{F}^*$  &  $^{30}\text{F}$  at SAMURAI with NeuLAND
- [27] N. Kobayashi et al.,Phys. Rev. C **93**,014613 (2013)
- [28] C. Louchart et al., Nucl. Instr. Meth. A **736**, 81-87(2014)
- [29] The 2016 Atomic Mass Evaluation:amdc.impcas.ac.cn/web/masseval.html
- [30] National Nuclear Data Center <http://ribf.riken.jp/bigripsinfo/>.
- [31] Zs. Vajta et al.,Phys. Rev. C **89**,054223 (2014)

- [32] M. Vandebrouck et al.,Phys. Rev. C **96**,054305 (2017)
- [33] 三木晴瑠、修士論文 (2020) 東京工業大学
- [34] P. Doornenbal et al.,Phys. Rev. C **81**,041305 (2010)
- [35] R. Han et al.,Phys. Lett. B. **772** (2017)529-533

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導と助言を頂きました。まず、未だ観測されたことのないフッ素同位体の観測という興味深い研究テーマを与えてくださった指導教官である中村隆司教授に感謝いたします。どんな時も熱心に向き合って議論していただき、物理の面白さをより実感することができました。また、物理の内容だけではなく科学者としての姿勢やプレゼンテーションの仕方など多くのことを教えて頂きました。中村研究室で研究をできたことは誇りであり、大変貴重な経験になりました。助教の近藤洋介氏には解析の方法から論文の書き方まで全てのことに丁寧に助言を頂きました。助言を頂く際も自分で仮設をもって質問をすることでより密度の濃い議論ができるなど今後活かしていくことができる助言を多くいただきました。心から感謝いたします。特任助教の王赫氏は私が困っているときにいつも助言をしてくださいました。齊藤敦美氏はいつも積極的に研究を取り組んでおり憧れの先輩でありました。斗米貴人氏には解析でわからない時にいつも教えて頂き、とても心強かったです。栗原篤人氏はとても優しい先輩であり、わからないことを聞いた時に親身になって教えて頂きました。安田聖氏、吉留勇起氏、蛭名直樹氏、高橋康平氏は優しい後輩であり、困ったときは嫌な顔せず、いつも手伝ってくれました。また、同期の三木晴瑠氏はいつも二人で行動し、研究がうまくいかないときでも2人で乗り越えることができました。研究を支えてくださった方々に心から感謝致します。最後に4年間の大学生活と2年間の大学院生活を支えてくれた家族に感謝致します。