

2017 年度
学士論文

中性子過剰非束縛核 ^{30}F の探索

東京工業大学 理学部 物理学科
学籍番号 14B07347
氏名 島田哲朗

指導教官 中村隆司

2018/ 03/ 02

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るため実験データは少ない。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、未だに解明されていない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し、未観測な非束縛核 ^{30}F の探索実験を行った。この核は二重魔法数核の候補である ^{28}O の近傍に位置し、 ^{30}F の研究により ^{28}O の核構造についての知見が得られるとの期待もある。

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}Ne (230 MeV/u) を炭素標的に衝突させることにより、その一陽子分離反応により非束縛核 ^{30}F を生成した。 ^{30}F は ^{29}F と中性子に崩壊する。これらの運動量ベクトルから不変質量を求めることで ^{30}F の状態が最終的に観測される見込みである。本研究では前段階として ^{29}F のインクルーシブな断面積を報告する。インクルーシブな断面積は 5.4 ± 0.3 mb となった。

目次

第 1 章	序	1
第 2 章	実験の原理	4
2.1	一陽子分離反応	4
2.2	不変質量法	5
2.3	断面積	6
第 3 章	実験	7
3.1	BigRIPS	7
3.2	SAMURAI	8
3.2.1	SBT1,SBT2	8
3.2.2	ICB	9
3.2.3	BDC1,BDC2	9
3.3	標的	10
3.3.1	CATANA	10
3.3.2	FDC1	10
3.3.3	SAMURAI 磁石	11
3.3.4	FDC2	11
3.3.5	HODF24	12
3.3.6	NEBULA	13
3.3.7	NeuLAND	13
3.4	トリガーロジックとデータセット	13
第 4 章	解析	14
4.1	二次ビームの解析	14
4.1.1	原子番号 Z の導出	14
4.1.2	A/Z の導出	16
4.1.3	粒子識別	17
4.1.4	標的の大きさ	19
4.2	荷電フラグメントの解析	19
4.2.1	TOF の導出	19
4.2.2	FDC1,2 の較正	20
4.2.3	FDC1、2 の検出効率	23
4.2.4	磁気硬度	23
4.2.5	HODF24 の解析	23
4.2.6	粒子識別	24

4.3	インクルーシブな断面積の導出	25
4.3.1	SAMURAI のアスセプタンス	25
4.3.2	HODF24 の検出効率	26
4.4	インクルーシブな断面積	27
第 5 章	実験結果と議論	28
5.1	簡易模型との比較	28
5.2	理論との比較	29
第 6 章	まとめと今後の展望	31
Appendix		32
A.1	断面積	32
A.1.1	断面積の種類	32
A.1.2	相互作用断面積	32
A.1.3	核種変化の断面積	35
参考文献		37

目次

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。	2
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。	2
1.3	$N = 20$ 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 [3]。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、 $N = 16$ の新魔法数が出現することを表している。	3
2.1	^{31}Ne の一陽子分離反応の模式図。二次ビーム ^{31}Ne が入射され標的 ^{12}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}F が生成される。しかし ^{31}Ne は中性子ハロー核と呼ばれ ^{30}Ne のコア核に一中性子という構造になっている。そのため周りの中中性子が剥ぎ取られずにコアである ^{30}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}F は非束縛な	4
2.2	^{31}Ne の一陽子分離反応の殻模型図	5
2.3	相対エネルギー E_{rel} と一中性子分離エネルギー S_n の関係	5
3.1	BigRIPS のセットアップ	7
3.2	SAMURAI のセットアップ	8
3.3	ICB の側面図 (左) と ICB の正面図 (右) [11]	9
3.4	BDC1,2 の正面図 (右) と側面図 (左) [11]	10
3.5	FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右) [11]	11
3.6	FDC2 の上面図 (右上) 側面図 (左下) 正面図 (右下) [11]	12
3.7	HODF の正面図 (左) と側面図 (右) [11]	12
3.8	NEBULA の上面図 (左上) 正面図 (左下) 側面図 (右下) [11]	13
4.1	イオンチェンバーで測定されたエネルギー損失 ΔE と F7-F13 間の TOF の図	15
4.2	左: $Z=11$ の $\Delta E[\text{MeV}]$ と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は F7-F13 間の TOF[ns]、縦軸はイオンチェンバーで測定されたエネルギー損失 ΔE 。右: x 軸の各ビンにおいて平均を取り (青線)、一次関数でフィットしたもの (赤線)。	15
4.3	左: Z_{raw} と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は F7-F13 間の TOF、縦軸は式 (??) で導出された Z_{raw} 。右:式 (??) により導出された Z の分布。横軸が Z 、縦軸はカウント数。	16
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 (??) により求めた $B\rho$ 。右: $9.5 < Z < 10.5$ を選択した A/Z の分布。	17
4.5	粒子識別の図。横軸は A/Z 、縦軸は Z 。	17

4.6	$Q_{F13/F7}$ の一次元ヒストグラム	18
4.7	$T_{F3F7/F7F13}$ の一次元ヒストグラム	18
4.8	バックグラウンドを除いた後の粒子識別図	18
4.9	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)。	19
4.10	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。中心から 3σ をゲート条件とする。	20
4.11	FDC1(左)、FDC2(右) の一層目の TDC 分布	21
4.12	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	21
4.13	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 Dlift length[mm] である。	22
4.14	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 Dlift length[mm] である。	22
4.15	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。	23
4.16	荷電粒子の粒子識別図。左：標的炭素、右：標的なし。	24
4.17	図??の y 軸への射影図 (左) と x 軸への射影図 (右)。 x 軸への射影は表??の $8.43 < Z < 9.54$ でゲートをした。	24
4.18	標的の下流で ^{29}F にゲートをした時の FDC2 の位置分布	25
4.19	SAMURAI の出口窓での ^{29}F の位置分布。左： X 軸、右： Y 軸。	26
4.20	標的の下流で ^{29}F にゲートした時の HODF24 の一次元ヒストグラム。	26
5.1	^{31}Ne から一陽子剥ぎ取る場合の模式図。 ^{31}Ne は ^{30}Ne と一中性子のハロー核であるため、一陽子を剥ぎ取る反応の時、 ^{30}Ne から一陽子剥ぎ取る反応の断面積として考えることができる。そして二つの核子を剥ぎ取らないためには中心の ^{29}F と標的が接する時の b の値とを最小とすればよい。	29
5.2	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 [13]。横軸は ΔS 、縦軸は $R_S = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ 。 ΔS 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) は電子による陽子ロックアウト反応の場合で $\Delta S = S_p - S_n$ である。	30
A.1	標的の厚さが t の時の模式図	33
A.2	厚さが dx 、断面が 1 cm^2 の円筒の模式図	33
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	34
A.4	入射粒子が検出器のみで反応する時の模式図	35

表目次

3.1	BigRIPS の設定	8
3.2	BDC1,BDC2 の仕様	9
3.3	FDC1 の仕様	10
3.4	FDC2 の仕様	11
3.5	ラン一覧。	13
4.1	二次ビームの統計量	19
4.2	二次ビームのゲート条件	19
4.3	荷電フラグメントのゲート条件	25
4.4	二次ビームと荷電フラグメントの統計量	25
4.5	検出効率	27
4.6	インクルーシブな断面積	27
5.1	インクルーシブな断面積	28

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、 β 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。こうした原子核の特徴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核構造を取り、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、原子核は $N = 20$ のギャップにより閉核構造をとり、 $0\hbar\omega$ 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 $d_{3/2}$ 軌道の二つの中性子が $N = 20$ 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」の領域において原子核が変形するが、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いない。

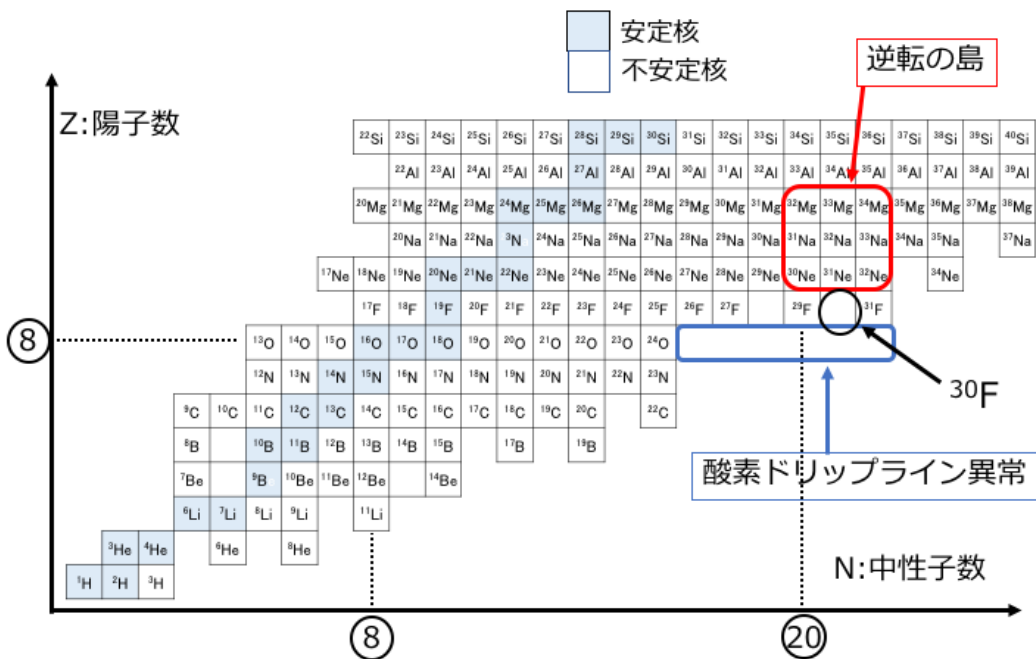


図 1.1 核図表の一部。横軸は中性子数。縦軸は陽子数を表す。軸に沿って示した丸で囲まれた数字は魔法数であり、赤枠領域は逆転の島領域である。また、青枠領域では酸素ドリップライン異常による中性子ドリップラインの急激な変化が起きていることがわかる。

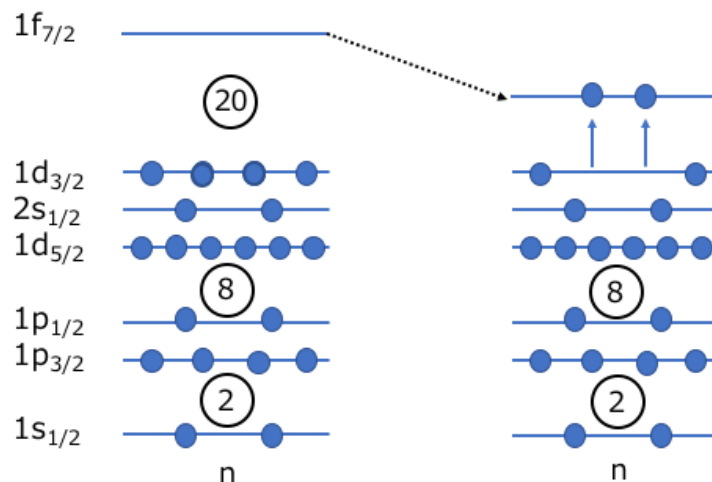


図 1.2 $N = 20$ の核における中性子の配位図。逆転の島領域での殻模型の変化を示す。左図が魔法数 20 が存在する場合であり、右図は逆転の島領域において魔法数 20 が消えた場合を示している。通常の場合、左図のように sd シェルと pf シェルの間に魔法数 20 の大きなギャップが表れ、原子核は球形となる。しかし逆転の島領域においてはそのギャップが消滅し二中性子が pf シェルに侵入することで、原子核が変形する。

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 [3]。図 1.3 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、 $N = 16$ で新魔法数の出現することを表している。

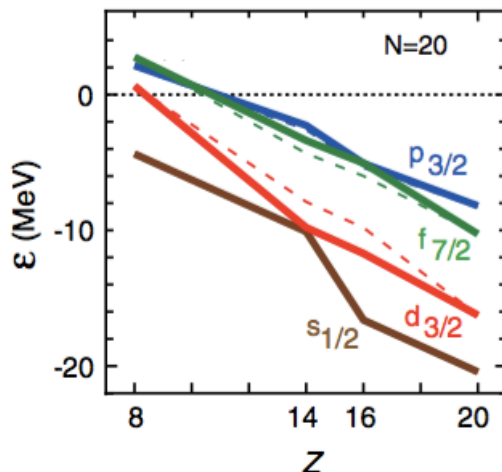


図 1.3 $N = 20$ 核の中性子の有効一粒子エネルギー。破線は中心のみによるもので、実線は中心力とテンソル力を含んだ場合 [3]。破線では $N = 20$ のギャップの変化が単調に変化するのに対して、実線は急激な変化を起すことがわかる。これは $N = 20$ の魔法数が消滅し、 $N = 16$ の新魔法数が出現することを表している。

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 γ 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。また、Na 同位体では $^{33,34,35}\text{Na}$ のインビーム γ 線核分光実験 [6] により、 ^{35}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 $Z = 9$ 、 $N = 20$ の ^{29}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、 $N = 20$ のシェルギャップが小さくなっていることがわかった。しかし、 ^{29}F の分光実験はこの一例しかなく、さらに中性子過剰な領域では全く実験例がない。

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、 $N=22$ へと六個増える。この急激なドリップラインの伸びは「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かが、解明されていない。理論研究 [4] 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。

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、不変質量法を用いた ^{30}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。核子あたり 230 MeV の ^{31}Ne ビームを炭素標的に入射し、一陽子分離反応により ^{30}F を生成する。非束縛核 ^{30}F の崩壊で放出される ^{29}F と中性子を超伝導双極磁石、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。本論分ではその前段階の解析結果として、インクルーシブな一陽子分離反応の断面積について報告を行う。インクルーシブな断面積とは反応の終状態を特定せずに導出した面積のことである。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 章では解析結果を用いて議論を行う。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

本章では一陽子分離反応と不変質量法について説明する。

2.1 一陽子分離反応

図 2.1 に ^{31}Ne の一陽子分離反応の模式図を示す。二次ビームである ^{31}Ne を標的と衝突させ陽子が一つ剥ぎ取られ、 ^{30}F が生成される。しかし ^{30}F は非束縛な原子核であり中性子と ^{29}F に分離する。また、図 2.2 に ^{31}Ne の一陽子分離反応の殻模型図を示す。 ^{31}Ne は逆転の島の領域に位置するため基底状態は $2h\omega$ 状態であると考えられている [8]。一陽子分離反応が起きた時、反応の前後で中性子の配位は保たれる。もし、 ^{31}Ne と ^{30}F の基底状態の中性子配位が似ていればこの反応により ^{30}F の基底状態が主に生成される。逆に配位が異なっていれば、 ^{30}F の励起状態が生成される。

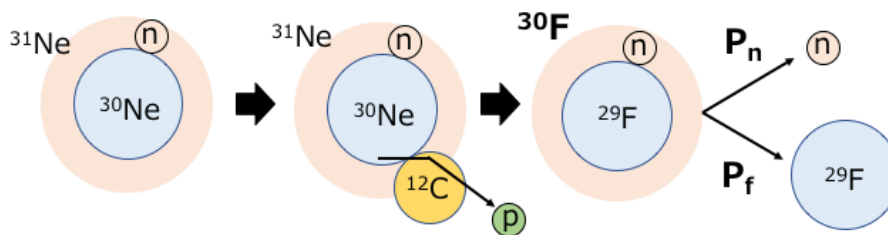


図 2.1 ^{31}Ne の一陽子分離反応の模式図。二次ビーム ^{31}Ne が入射され標的 ^{12}C に衝突することにより、一陽子が剥ぎ取られることにより ^{30}F が生成される。しかし ^{31}Ne は中性子ハロー核と呼ばれ ^{30}Ne のコア核に一中中性子という構造になっている。そのため周りの一中中性子が剥ぎ取られずにコアである ^{30}Ne から一陽子が剥ぎ取られる必要がある。この反応で生成された ^{30}F は非束縛な

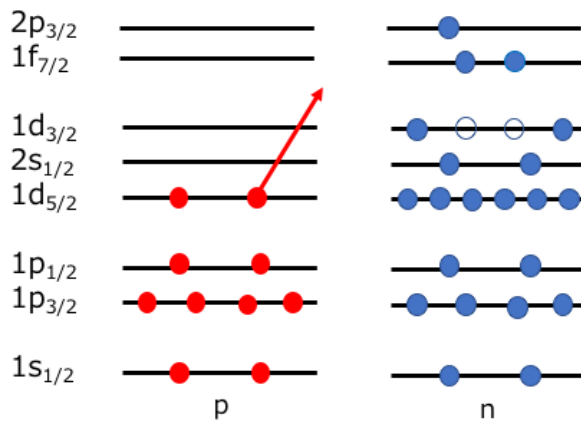


図 2.2 ^{31}Ne の一陽子分離反応の殻模型図

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 ^{30}F の基底状態およ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。図 2.1 のように非束縛核 ^{30}F の崩壊後に放出される荷電フラグメント ^{29}F と中性子の全エネルギー、運動量ベクトルをそれぞれ $E_f, \mathbf{p}_f, E_n, \mathbf{p}_n$ とすると、不変質量 M は

$$M = \sqrt{(E_f + E_n)^2 - (\mathbf{p}_f + \mathbf{p}_n)^2} \quad (2.2.1)$$

と表される。また荷電フラグメント ^{29}F と中性子の静止質量をそれぞれ m_f, m_n とすると、崩壊後の相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{\text{rel}} = M - m_f - m_n \quad (2.2.2)$$

と表される。この相対エネルギーを導出することにより非束縛核 ^{30}F の共鳴状態の探索を行う。相対エネルギーと一中性子分離エネルギーの関係を図 2.3 に示す。 ^{30}F が非束縛状態であるため、基底状態の中性子分離エネルギー S_n は、 $-S_n = E_{\text{rel}}$ と関係づけられる。

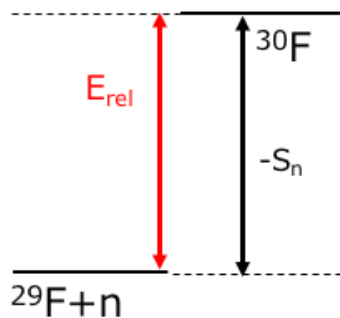


図 2.3 相対エネルギー E_{rel} と一中性子分離エネルギー S_n の関係

2.3 断面積

ある特定の反応の反応断面積は標的が薄い時、

$$\sigma_{exp} = \frac{1}{N_t} \left(\frac{N_o^T}{N_i^T} - \frac{N_o^E}{N_i^E} \right) \quad (2.3.3)$$

$$N_t = \frac{N_A \rho t}{A} \quad (2.3.4)$$

のように表される。断面積についての詳細は付録に記載した。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 [$/\text{mol}$]
ρ	標的の密度 [g/cm^3]
t	標的の厚さ [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 (2.3.3) 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。このことを評価しないと断面積を小さく見積もることになる。厚さを考慮すると付録に示すように式 (2.3.3) は、

$$\sigma_{exp} = \left(\frac{N_o^T}{N_i^T} - \frac{N_o^E}{N_i^E} \right) \left(\frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} \right) \quad (2.3.5)$$

と書き換えられる [9]。 σ_R と σ'_R はそれぞれ

σ_R	反応前の粒子の全断面積
σ'_R	反応後の粒子の全断面積

である。反応が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 σ_R は σ'_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 (2.3.5) の右端の括弧内の項は

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} - e^{-\sigma_R N_t}} &= \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} (1 - e^{-(\sigma_R - \sigma'_R) N_t})} \\ &= \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t}} \left\{ 1 - (1 - (\sigma_R - \sigma'_R) N_t + \mathcal{O}((\sigma_R - \sigma'_R)^2)) \right\} \\ &\approx \frac{\sigma_R - \sigma'_R}{e^{-\sigma'_R N_t} (\sigma_R - \sigma'_R) N_t} \\ &= \frac{e^{\sigma'_R N_t}}{N_t} \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

となる。これを用いると式 (2.3.5) は最終的に

$$\sigma_{exp} = \left(\frac{N_o^T}{N_i^T} - \frac{N_o^E}{N_i^E} \right) \frac{e^{\sigma'_R N_t}}{N_t} \quad (2.3.7)$$

と表される。この式を本解析における一陽子分離反応のインクルーシブな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}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[10] を用いて行った。BigRIPS のセットアップを図 3.1 に示す。図中の 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。

^{31}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}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}Ne を生成した。ただし、その生成物の中には ^{31}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原子核を曲げ、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。ただし、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 ΔE 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。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 ΔE 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。

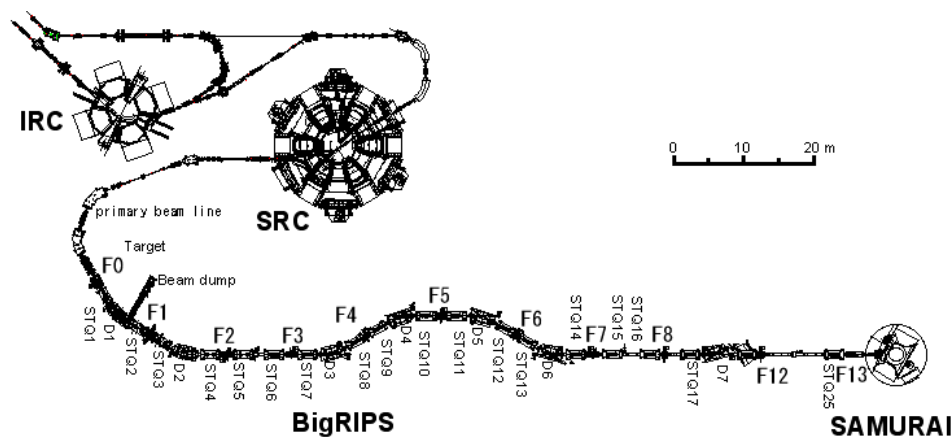


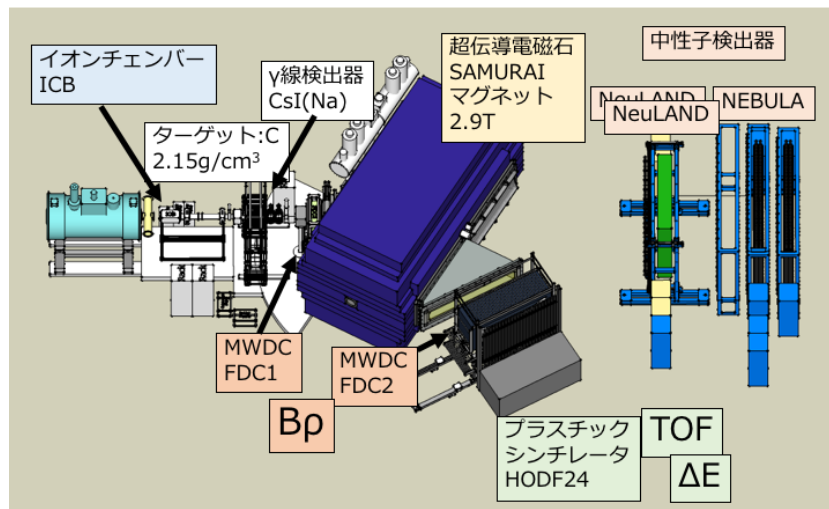
図 3.1 BigRIPS のセットアップ

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	-	-

表 3.1 BigRIPS の設定

3.2 SAMURAI

多種粒子測定装置 SAMURAI[11] 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。SAMURAI のセットアップを図 3.2 に示す。



15

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を行った。

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%、CH₄ 10% の混合ガス) を用いた。図 3.3 に ICB の概略図を示す。

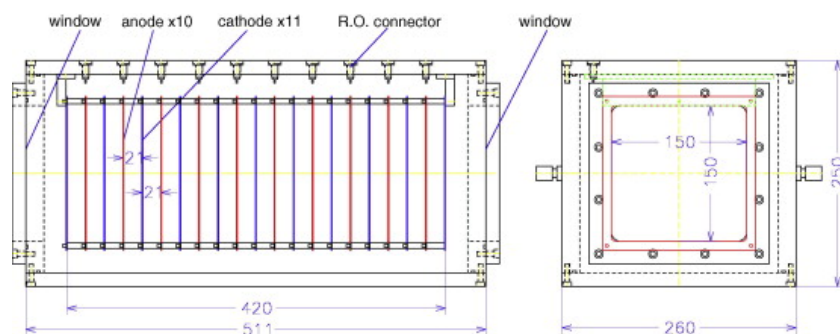


図 3.3 ICB の側面図 (左) と ICB の正面図 (右) [11]

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的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。

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	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (100Torr)
アノードワイヤーの間隔	5 mm

表 3.2 BDC1,BDC2 の仕様

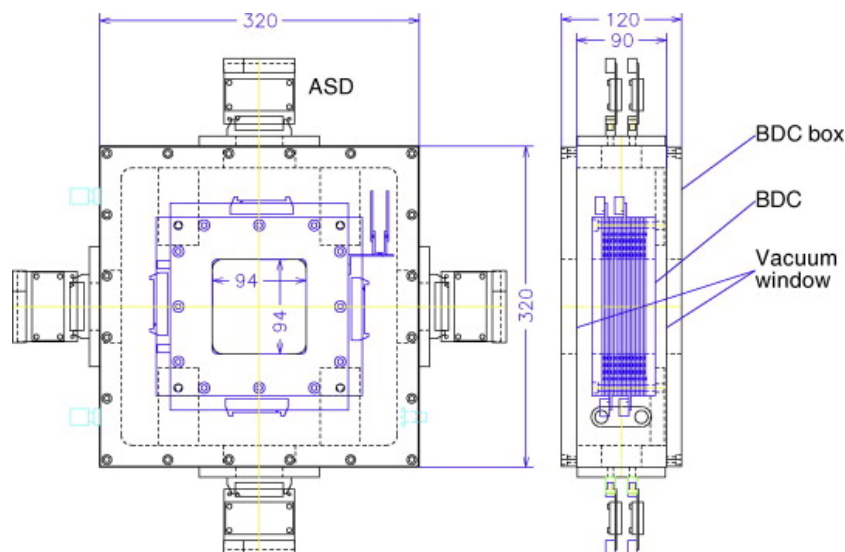


図 3.4 BDC1,2 の正面図（右）と側面図（左） [11]

3.3 標的

本解析で使用した標的は炭素である。半径 40 cm の円であり厚さは 2.5 g/cm^2 である。

3.3.1 CATANA

CATANA (Caesium iodine Array for γ Transitions in Atomic Nuclei at high isospin Asymmetry) は標的の周囲に設置された 100 個の CsI(Na) シンチレータからなる γ 線検出器である。荷電フラグメントが標的との反応により励起し、脱励起する際に放出する γ 線を検出する。 γ 線の放射角を測定するために検出器が細分化されている。

3.3.2 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 3.5 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 3.3 に示す。

層数	14 層 ($XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX'$)
ワイヤー本数	32 本 \times 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

表 3.3 FDC1 の仕様

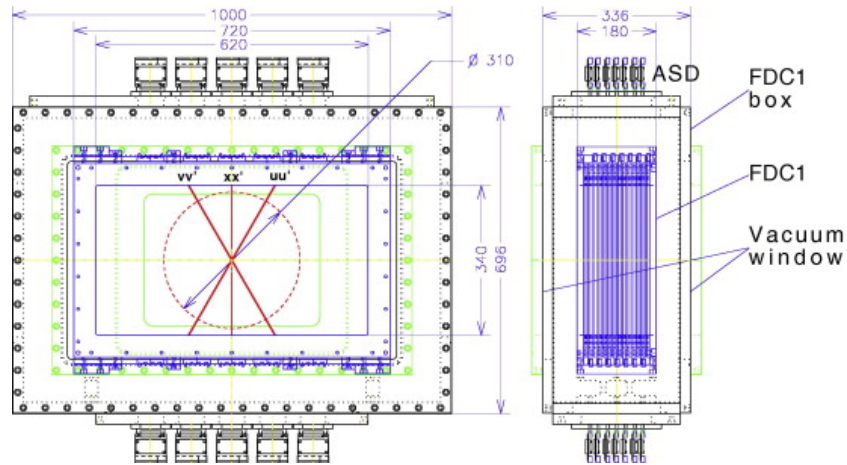


図 3.5 FDC1 の正面図 (左) と側面図 (右) [11]

3.3.3 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。これにより偏向強度 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より正確な検出が可能になる。

3.3.4 FDC2

FDC2 (Foward 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 3.6 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 He+50% C_2H_6 ガスを用いた。FDC2 の仕様をまとめたものを表 3.4 に示す。

層数	14 層 (XX'UU'VV'XX'UU'VV'XX')
ワイヤー本数	112 本 \times 14 層 = 1568 本
封入ガス	He+50% C_2H_6 (1 気圧)
アノードワイヤーの間隔	10 mm

表 3.4 FDC2 の仕様

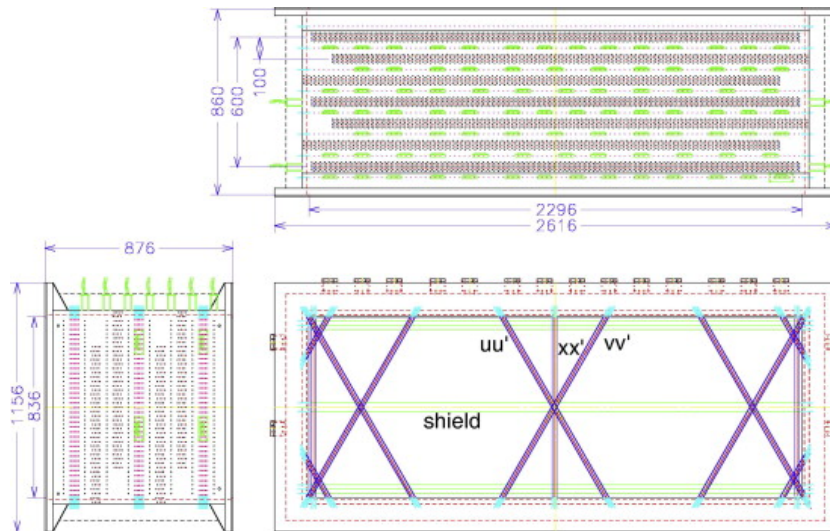


図 3.6 FDC2 の上面図（右上）、側面図（左下）、正面図（右下） [11]

3.3.5 HODF24

HODF24 (**HOD**oscope for **F**ragment 24) は、荷電フラグメントの飛行時間 TOF とエネルギー損失 ΔE 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 3.7 に HODF24 の概略図を示す。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 ΔE を用いて、荷電フラグメントの Z を導出する。

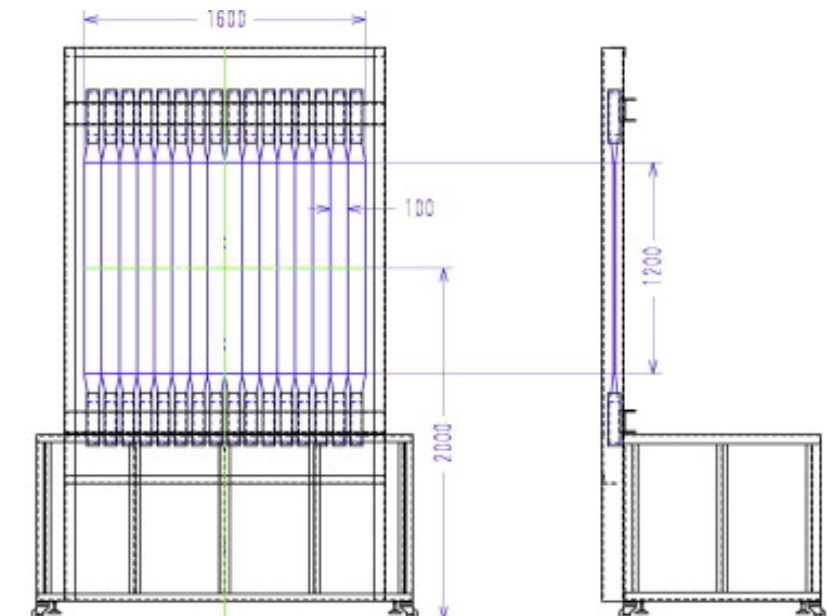


図 3.7 HODF の正面図（左）と側面図（右） [11]

3.3.6 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 3.8 に示す。プラスチックシンチレータは横 12 cm、縦 180 cm、厚さ 12 cm のものを横方向に 30×2 列に設置し、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。

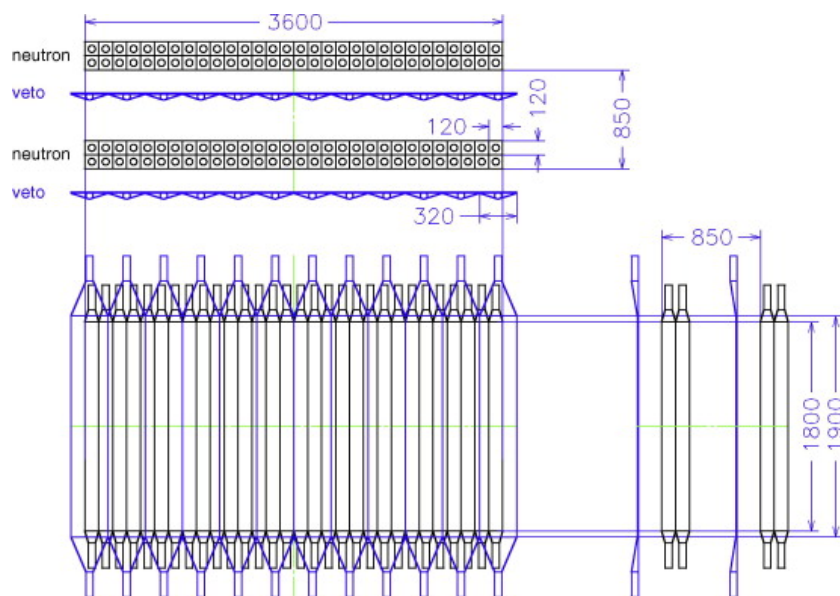


図 3.8 NEBULA の上面図（左上）正面図（左下）側面図（右下）[11]

3.3.7 NeuLAND

NeuLAND (Neu Large Acceptance Neutron Detector) は標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。プラスチックシンチレータは横 50 mm、縦 2500 mm、厚さ 50 mm のものを 50 本×8 層に設置し、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。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いる。

3.4 トリガーロジックとデータセット

表 3.5 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、 $(SBT1LUSBT1R) \cap (SBT2LUSBT2R)$ である。本解析では断りがない限り、Beam トリガーを用いて解析する。

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)
^{31}Ne	230MeV/u	C	B	238-259	14
^{31}Ne	240MeV/u	Empty	B	266-274	5

表 3.5 ラン一覧。

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。二次ビームの識別、荷電フラグメントの識別、インクルーシブな断面積の導出を行う。

4.1 二次ビームの解析

二次ビームには複数の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。粒子識別は $B\rho-\Delta E-TOF$ 法により行った。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 により導出したあと、F5 のプラスチックシチレータによる位置により $B\rho$ を求めることで A/Z を導出する。

4.1.1 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。

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

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
- ρ 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、

$$Z \propto \frac{\beta \sqrt{\Delta E}}{\sqrt{\log \left(\frac{2m_e c^2}{I} \right) - \log(1-\beta^2) - \beta^2}} \quad (4.1.2)$$

の関係を得ることができる。図 4.1 にイオンチェンバーで測定されたエネルギー損失と F7-F13 間の TOF を軸に取った二次元ヒストグラムを示す。

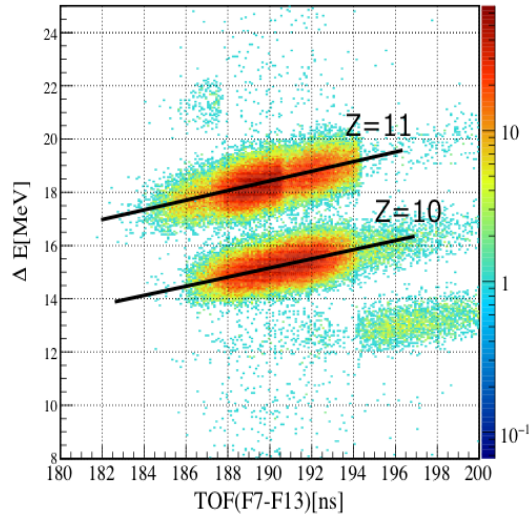


図 4.1 イオンチェンバーで測定されたエネルギー損失 ΔE と F7-F13 間の TOF の図

図 4.1 の直線のように、 $Z = 11, 10$ に分離されているのが分かる。まず本解析では次のような式で ΔE の速度依存性を補正することにより Z を求めた。

$$Z_{\text{raw}} = \frac{\Delta E}{p_0 + p_1 \text{TOF}} \quad (4.1.3)$$

$$Z = a_0 + a_1 Z_{\text{raw}} \quad (4.1.4)$$

p_0, p_1, a_0, a_1 はパラメータである。 p_0, p_1 は図 4.2 のように $Z = 11$ のイベントを選択し、これを一次関数でフィットすることにより求めた。図 4.3 の左側に Z_{raw} と F7-F13 間の TOF を軸に取った二次元ヒストグラムを示す。この図の 3 つピークをガウシアンでフィットとし、ピークの中心に式 (4.1.4) を用いることで Z を導出した。図 4.3 の右側に Z の一次元ヒストグラムを示す。 $Z = 10$ の分解能は $\sigma = 0.145$ であった。

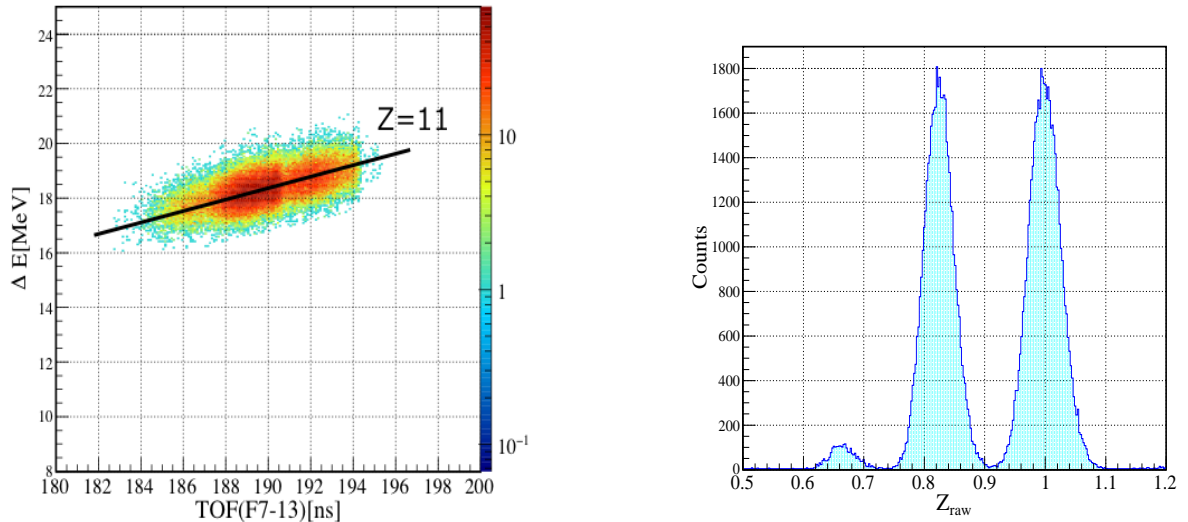


図 4.2 左: $Z=11$ の ΔE [MeV] と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は F7-F13 間の TOF [ns]、縦軸はイオンチェンバーで測定されたエネルギー損失 ΔE 。右: x 軸の各ビンにおいて平均を取り (青線)、一次関数でフィットしたもの (赤線)。

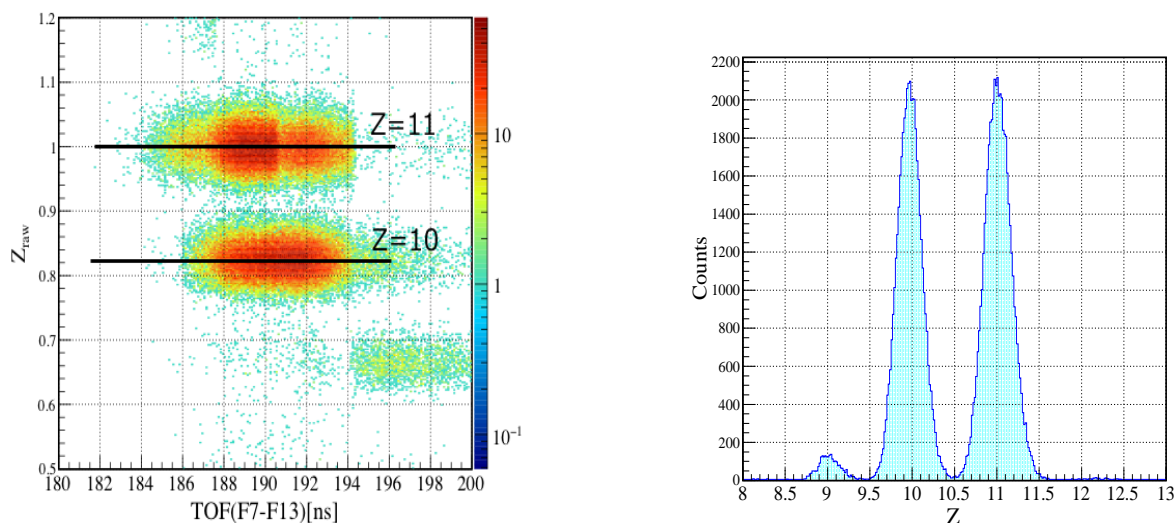


図 4.3 左: Z_{raw} と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は F7-F13 間の TOF、縦軸は式 (4.1.3) で導出された Z_{raw} 。右: 式 (4.1.4) により導出された Z の分布。横軸が Z 、縦軸はカウント数。

4.1.2 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

$$\frac{A}{Z} = \frac{eB\rho}{m_u\beta\gamma c} \quad (4.1.5)$$

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

$$\frac{A}{Z} \propto \frac{B\rho}{\beta\gamma} \quad (4.1.6)$$

の関係を得ることができる。 $B\rho$ は 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 (4.1.7) のように表される。

$$B\rho = B\rho_0 \left(1 + \frac{X}{D}\right) \quad (4.1.7)$$

ここで $B\rho_0$ は F5 の中心軌道の磁気硬度 7.6 Tm でありまた $D = 3095$ mm を用いた。図 4.4 に式 (4.1.7) 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。 ^{31}Ne のある $A/Z = 3.1$ のピークの分解能は $\sigma = 0.054$ である。

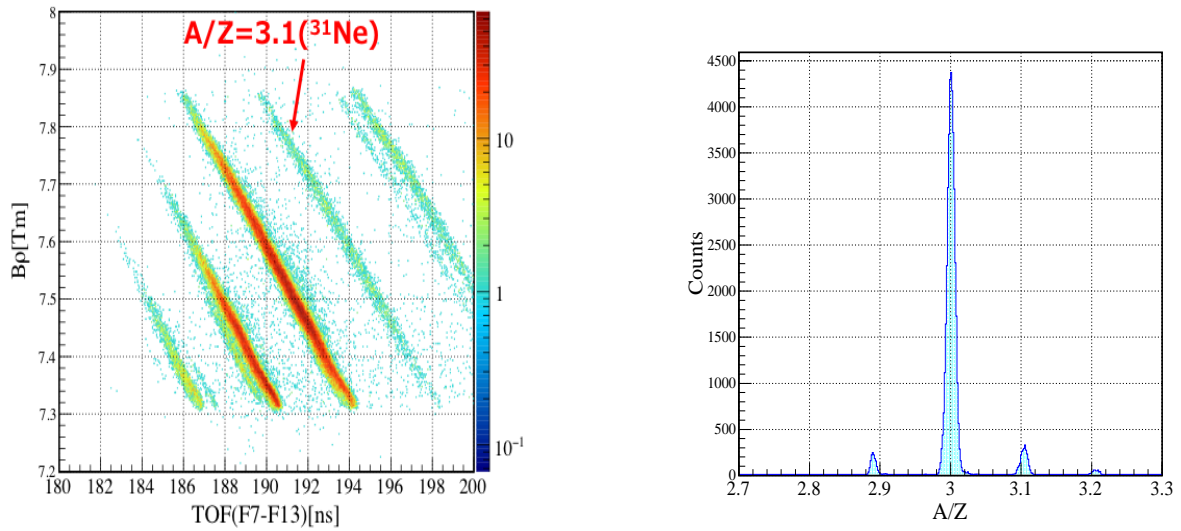


図 4.4 左: $B\rho$ と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は F7-f13 間の TOF、縦軸は式 (4.1.7) により求めた $B\rho$ 。
右: $9.5 < Z < 10.5$ を選択した A/Z の分布。

4.1.3 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。横軸に A/Z 、縦軸に Z を取った図を図 4.5 に示す。

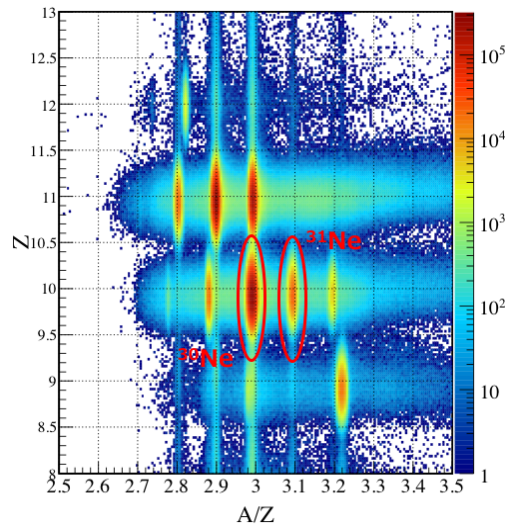


図 4.5 粒子識別の図。横軸は A/Z 、縦軸は Z 。

図 4.5 には多くのバックグラウンドが見られるので、それらを除く解析を行った。この粒子識別図の中にはビームライン上の他の検出器等で反応し、別の核種に変化してしまうものもある。そのようなイベントは各プラスチックシンチレータの発光量の比や各焦点面間の TOF の比から除外することができる。 $Q_{F13/F7}$ 、 $T_{F3F7/F7F13}$ を次のように定義する。

$$Q_{F13/F7} = \frac{F13 \text{ の発光量}}{F7 \text{ の発光量}} \quad (4.1.8)$$

$$T_{F3F7/F7F13} = \frac{F3 \text{ と } F7 \text{ の間の TOF}}{F7 \text{ と } F13 \text{ の間の TOF}} \quad (4.1.9)$$

すると Z が変化していなければ $Q_{F13/F7}$ は一定値をもち、 A/Z が変化していなければ $T_{F3F7/F7F13}$ が一定値をもつことになる。この $Q_{F13/F7}$ と $T_{F3F7/F7F13}$ の一次元ヒストグラムをそれぞれ図 4.6 と図 4.7 に示す。これらをガウシアンフィッティングしピーク中心から $\pm 3\sigma$ を本解析では選択した。

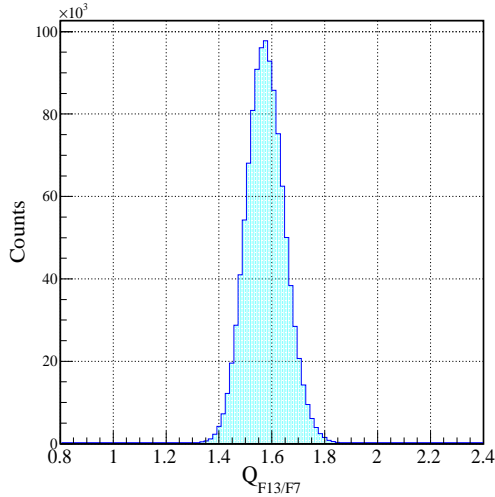


図 4.6 $Q_{F13/F7}$ の一次元ヒストグラム

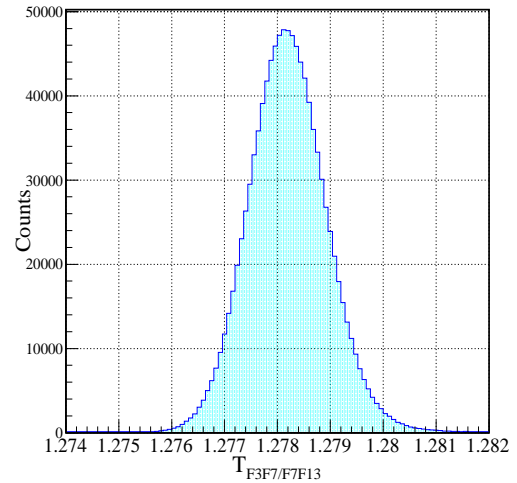


図 4.7 $T_{F3F7/F7F13}$ の一次元ヒストグラム

今迄の工程により再び得られる粒子識別図を図 4.8 に示す。またバックグラウンド後の統計量を表したものを表 4.1 に示す。バックグラウンドとして 28 % のイベントを除去した。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。ゲート条件を表 4.1 に示す。

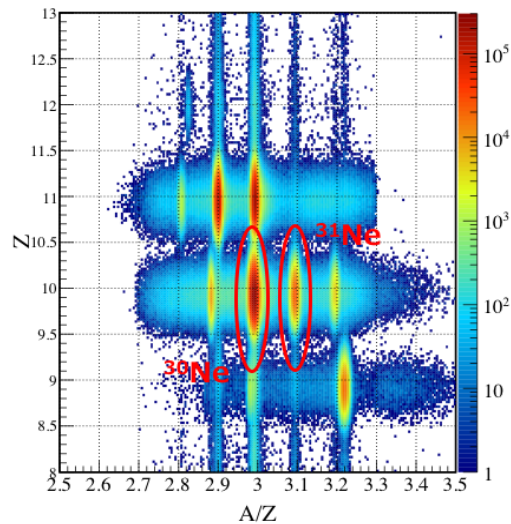


図 4.8 バックグラウンドを除いた後の粒子識別図

	全イベント数	^{31}Ne	^{30}Ne
イベント数	27315810	975016	12051460
純度		3.57%	44.1%
ビーム強度		41 cps	520 cps

表 4.1 二次ビームの統計量

	^{31}Ne	^{30}Ne
Z	$9.48 < Z < 10.4$	$9.48 < Z < 10.4$
A/Z	$3.08 < A/Z < 3.11$	$2.98 < A/Z < 3.01$

表 4.2 二次ビームのゲート条件

4.1.4 標的の大きさ

また図 4.5 にはビームライン上では観測されたが標的にあたらないものもあるであろう。それらの粒子はこのあとの荷電フラグメントの観測のために除くべきである。F13 にある BDC1、BDC2 の情報を用いて標的の位置におけるビームの位置を導出した。図 4.9 に標的位置でのビームの位置を表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水平方向を X 、鉛直方向を Y として $X^2 + Y^2 < 40^2$ をゲート条件とする。

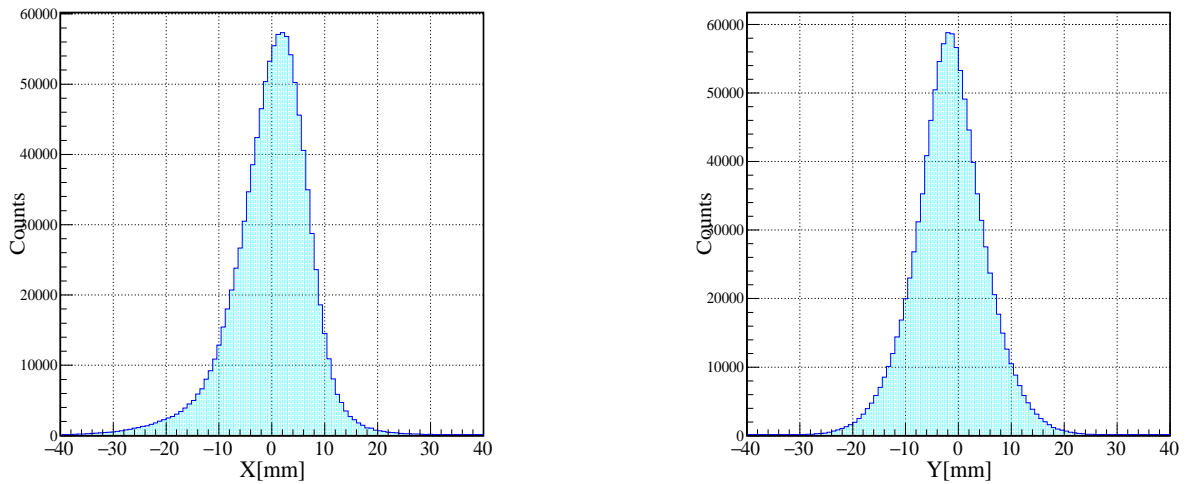


図 4.9 標的でのビームの水平方向 X の位置 (左) と鉛直方向 Y の位置 (右)。

4.2 荷電フラグメントの解析

4.2.1 TOF の導出

荷電フラグメントを識別するための、標的から HODF24 までの飛行時間 TOF を導出する。標的には時間を測定する検出器は設置されていない、直接標的での時間を測定することはできない。また標的と F13 の間には検出器があるためエネルギー損失を起こす。そのため TOF は F7-F13 間の TOF に比例はしない。標的と F13 の間の物質によるエネルギー損失を

考慮して計算した。

4.2.2 FDC1,2 の較正

FDC1、2 はガスで満されており、ガスが電離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 (4.1.1) の Bethe-Bloch 式より Z に依存する。そのため荷電フラグメントにおいて $Z = 9$ を選ぶ必要がある。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。標的上流の Z の導出と同様に式 (4.1.3)、式 (4.1.4) から Z を求めた。ただし、 ΔE は発光量 Q を、TOF には標的から HODF24 間の TOF を用いて、それらの二次元ヒストグラムを図 4.10 の左図に示す。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 4.10 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。

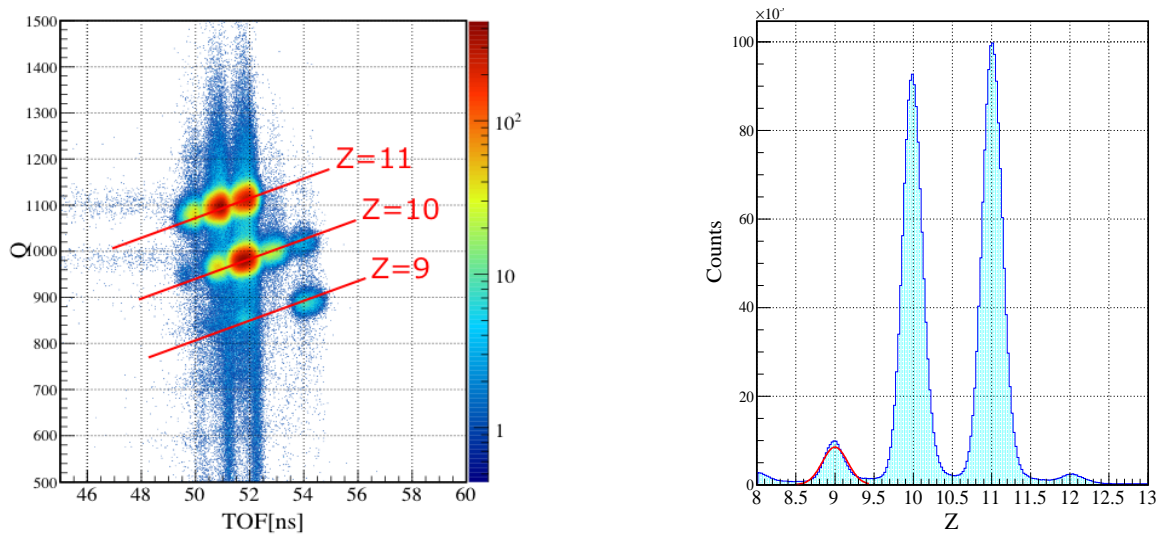


図 4.10 左:HODF24 の発光量と TOF の二次元ヒストグラム。横軸は標的から HODF24 の TOF、縦軸は HODF24 での発光量である。HODF24 の 12 番目のプラスチックシンチレータのものを示す。右: Z の分布。中心から 3σ をゲート条件とする。

FDC1、FDC2 でヒットした原子核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樣であるとき、入射粒子の個数を N 、ドリフト距離を x とすると

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \quad (4.2.10)$$

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

$$\frac{dN}{dt} \frac{dt}{dx} = \text{const.} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.2.11)$$

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。この較正値は面ごとに行った。FDC1、FDC2 それぞれの一層目の TDC 分布を図 4.11 に示す。また、式 (4.2.11) によって得られた値と TDC 値の二次元ヒストグラムを図 4.12 に示す。

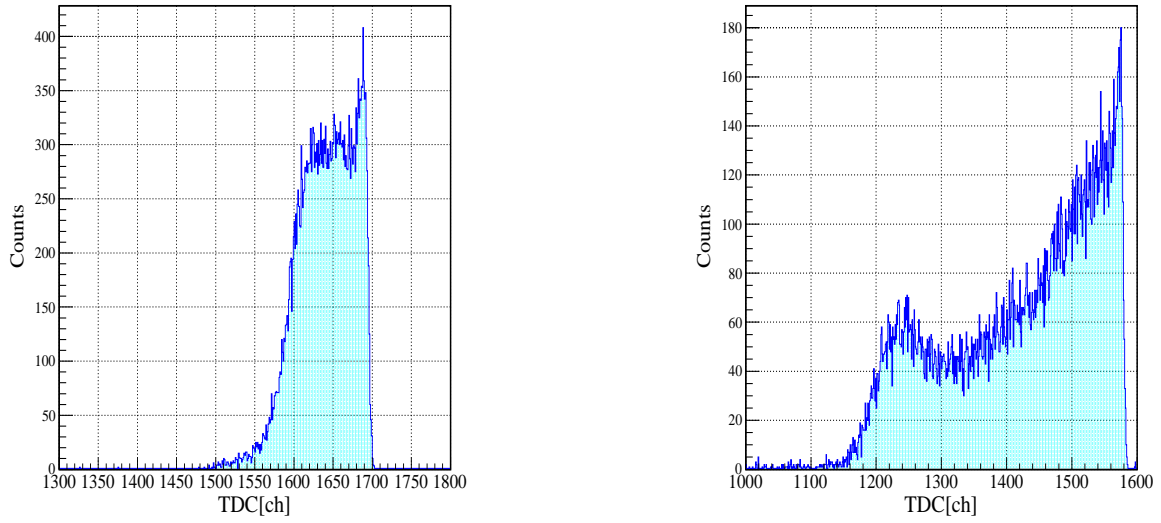


図 4.11 FDC1(左)、FDC2(右) の一層目の TDC 分布

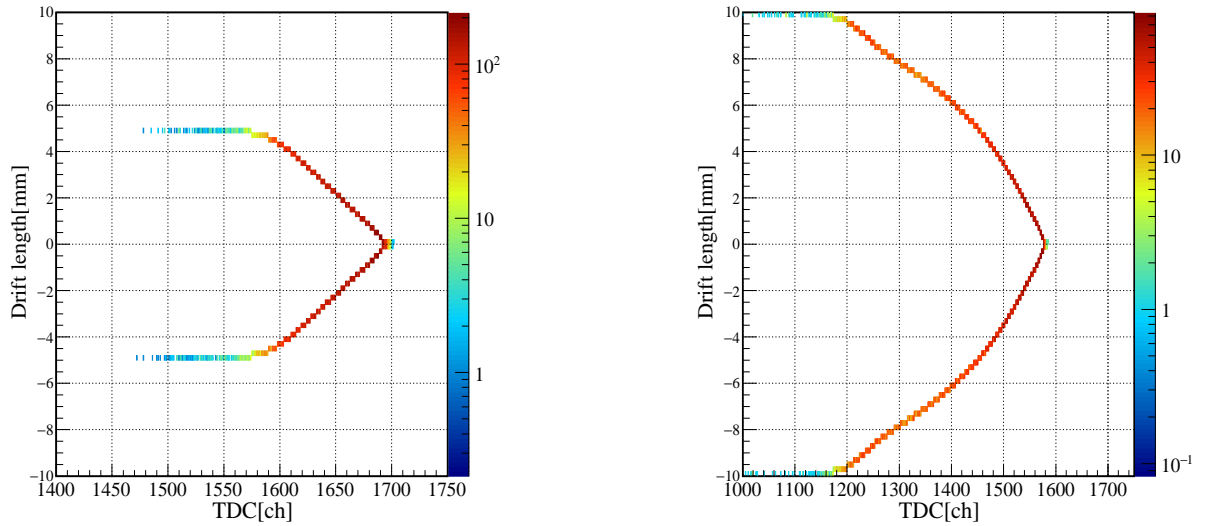


図 4.12 FDC1(左)、FDC2(右) の一層目の TDC 分布とドリフト距離の二次元ヒストグラム

図 4.13 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 TDC、ワイヤー位置から計算された位置 (X_{Drift}) を引くことにより定義した。

$$X_{Residual} = X_{Track} - X_{Drift} \quad (4.2.12)$$

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

$$y = X_x(X_x - 1)(X_x + 1)(p_0 + p_1X_x^2 + p_2X_x^4 + p_3X_x^6) \quad (4.2.13)$$

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ワイヤー間の距離である FDC1 で 5 mm、FDC2 で 10 mm である。図 4.14 に補正後の残差とドリフト距離の関係を示す。

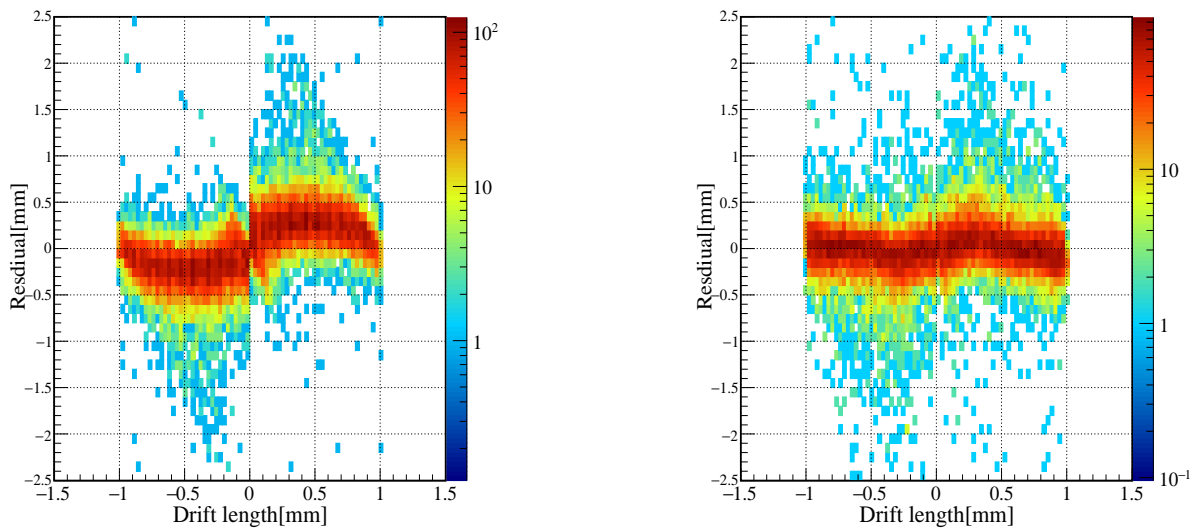


図 4.13 FDC1(左) と FDC2(右) の補正前の残差分布。共に一層目のものを示す。縦軸は残差 Residual[mm]、横軸は TDC 分布から得られたドリフト距離 Drift length[mm] である。

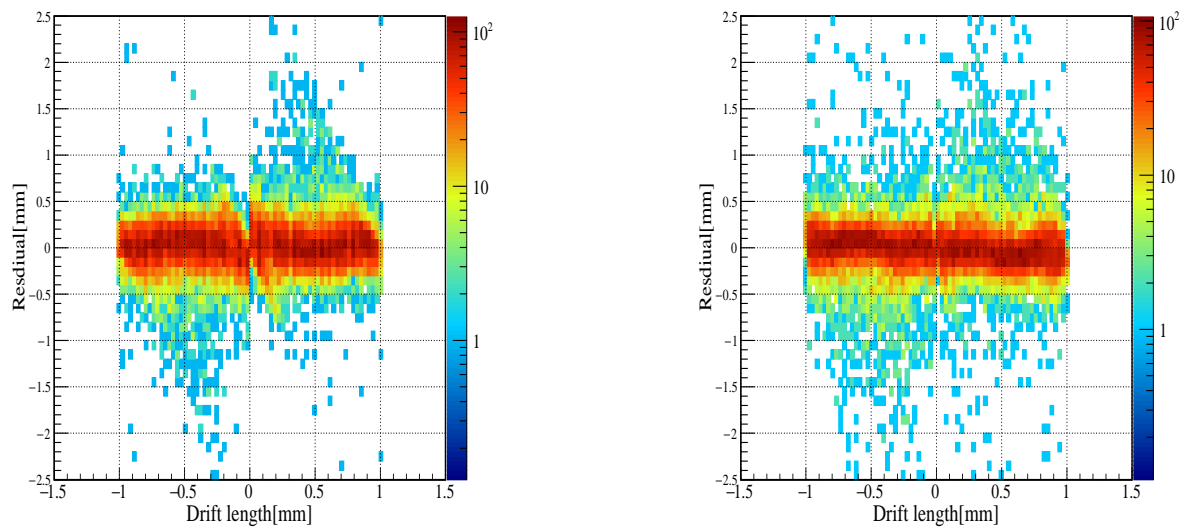


図 4.14 FDC1(左) と FDC2(右) の補正後の残差分布。共に一層目のものを示す。縦軸は残差 Residual[mm]、横軸は TDC 分布から得られたドリフト距離 Drift length[mm] である。

また FDC1、FDC2 それぞれ全層の残差をプロットしたものを図 4.15 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。

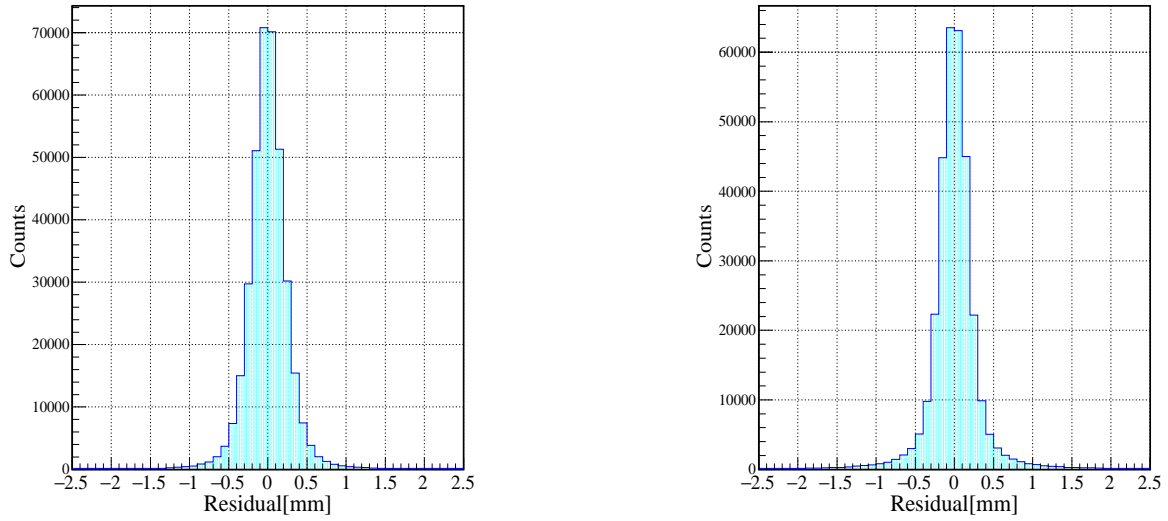


図 4.15 FDC1(左)、FDC2(右)の全層の補正後の残差分布。分解能はFDC1が $\sigma = 0.22$ mm、FDC2が $\sigma = 0.19$ mm。

4.2.3 FDC1、2の検出効率

$Z = 9$ に対する検出効率を式 (4.2.14)、式 (4.2.15) 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数である。FDC1 の検出効率 ϵ_1 は 100%、FDC2 の検出効率 ϵ_2 は 92.9% であった。

$$\epsilon_1 = \frac{N(\text{HOD}) \cap N(\text{FDC1})}{N(\text{HOD})} \quad (4.2.14)$$

$$\epsilon_2 = \frac{N(\text{HOD}) \cap N(\text{FDC2})}{N(\text{HOD})} \quad (4.2.15)$$

4.2.4 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。GEANT4 によるシミュレーションで得た FDC1 での位置 X_{FDC1} 、 Y_{FDC1} と角度 A_{FDC1} 、 B_{FDC1} と FDC2 での位置 X_{FDC2} と角度 A_{FDC2} に対して ROOT の TMultiDimFit を用いることにより式 (4.2.18) を用いて $c_{1,i}$ 、 $c_{2,ij}$ を求めた。

$$B\rho = f(X_{\text{FDC1}}, Y_{\text{FDC1}}, A_{\text{FDC1}}, B_{\text{FDC1}}, X_{\text{FDC2}}, A_{\text{FDC2}}) \quad (4.2.16)$$

$$= \sum_i c_{1,i} + \sum_i \sum_j c_{2,ij} a_i a_j \quad (4.2.17)$$

$$= c_{1,0} X_{\text{FDC1}} + c_{1,1} A_{\text{FDC1}} + \cdots + c_{2,20} A_{\text{FDC2}}^2 \quad (4.2.18)$$

また、飛行距離も同様の方法で導出した。

4.2.5 HODF24の解析

Z は Bethe-Bloch の式から、 $Z \propto \beta\sqrt{Q}$ と求めることができる。ただし、本解析では近似的に式 (4.2.19) を用いて Z の導出を行った。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によって完全にこの式には従わない。各パラメータはシンチレータ毎に決定した。 $M_{\text{HOD}} = 1$ のものを選んだ。 M_{HOD} は HODF24 が粒子を検出した個数を表す。これは

4.3.2 に述べるように、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際、正しく Z が導出されないため、そのイベントを除くためにこの条件を課した。

$$Z'_{\text{raw}} = \beta \sqrt{\frac{Q}{Z_{\text{raw}}}} - p_3 \beta \quad (4.2.19)$$

$$Z = p_2 Z'_{\text{raw}}{}^2 + p_1 Z'_{\text{raw}} + p_0 \quad (4.2.20)$$

4.2.6 粒子識別

二次ビームとして ^{31}Ne にゲートをかけ、 $M_{\text{HOD}} = 1$ のイベントを選んだ時の荷電粒子識別図を図 4.2.6 に示し、その射影図を図 4.2.6 に示す。この射影図から荷電フラグメントのゲート条件を作成し、表 4.3 に示す。 ^{29}F における Z の分解能は $\sigma = 0.17$ であり、 A/Z の分解能は $\sigma = 0.010$ であった。また荷電粒子の統計量を表 4.4 に示す。

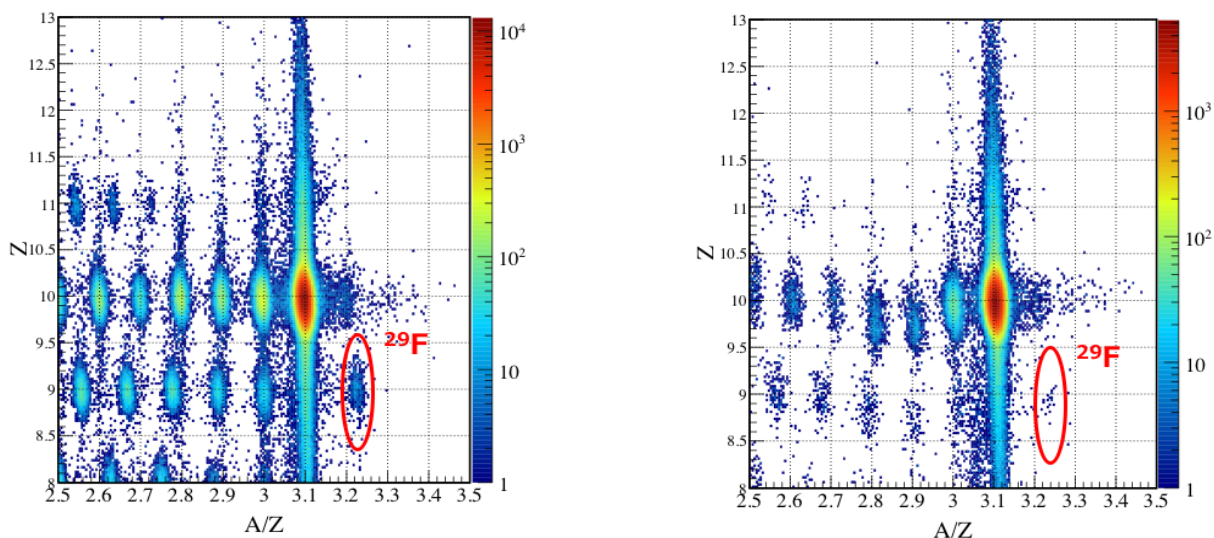


図 4.16 荷電粒子の粒子識別図。左：標的炭素、右：標的なし。

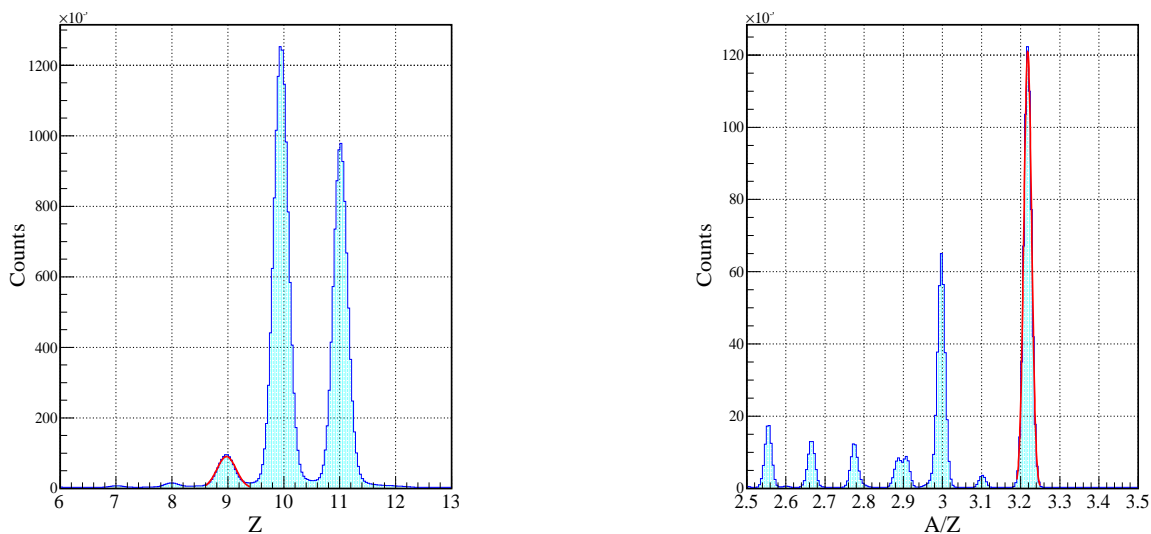


図 4.17 図 4.2.6 の y 軸への射影図 (左) と x 軸への射影図 (右)。 x 軸への射影は表 4.3 の $8.43 < Z < 9.54$ でゲートをした。

^{29}F	
Z	$8.43 < Z < 9.54$
A/Z	$3.19 < A/Z < 3.25$

表 4.3 荷電フラグメントのゲート条件

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
^{31}Ne	炭素	^{29}F	975016	511
^{31}Ne	なし	^{29}F	452840	29
^{30}Ne	炭素	^{29}F	12051460	6920
^{30}Ne	なし	^{29}F	6167728	280

表 4.4 二次ビームと荷電フラグメントの統計量

4.3 インクルーシブな断面積の導出

4.3.1 SAMURAI のアセプタンス

断面積の導出には SAMURAI のアクセプタンスを考慮する必要がある、特に SAMURAI 磁石下流の真空槽の出口や FDC2 の Y 方向のアクセプタンスが狭いため、反応後に放出された ^{29}F のそれらの位置での分布を確認を行う必要がある。図 4.18 に ^{29}F の FDC2 での分布を示す。ビーム水平方向を X、鉛直方向を Y とした。また、FDC2 で導出される位置と角度を用いることで SAMURAI の出口窓での位置と角度を求めた。図 4.19 に出口窓での粒子の分布を示す。FDC2 の有効面積は $X=2296\text{ mm}$ 、 $Y=836\text{ mm}$ で、また出口窓の大きさは $X=3400\text{ mm}$ 、 $Y=800\text{ mm}$ であり、 ^{29}F の分布はこれらに比べて十分狭いことがわかった。よって SAMURAI のアクセプタンスは 100% であるとして後述の断面積を計算する。

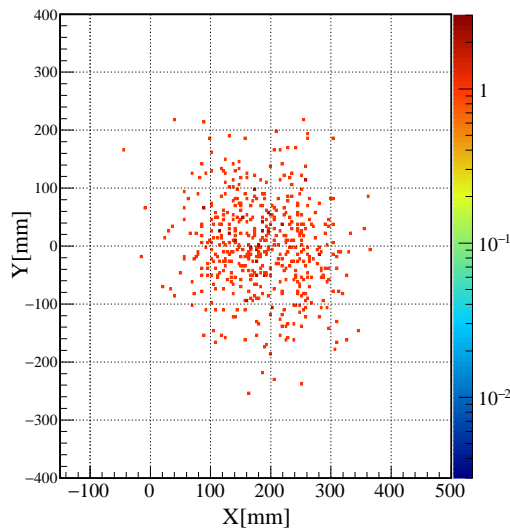


図 4.18 標的の下流で ^{29}F にゲートをした時の FDC2 の位置分布

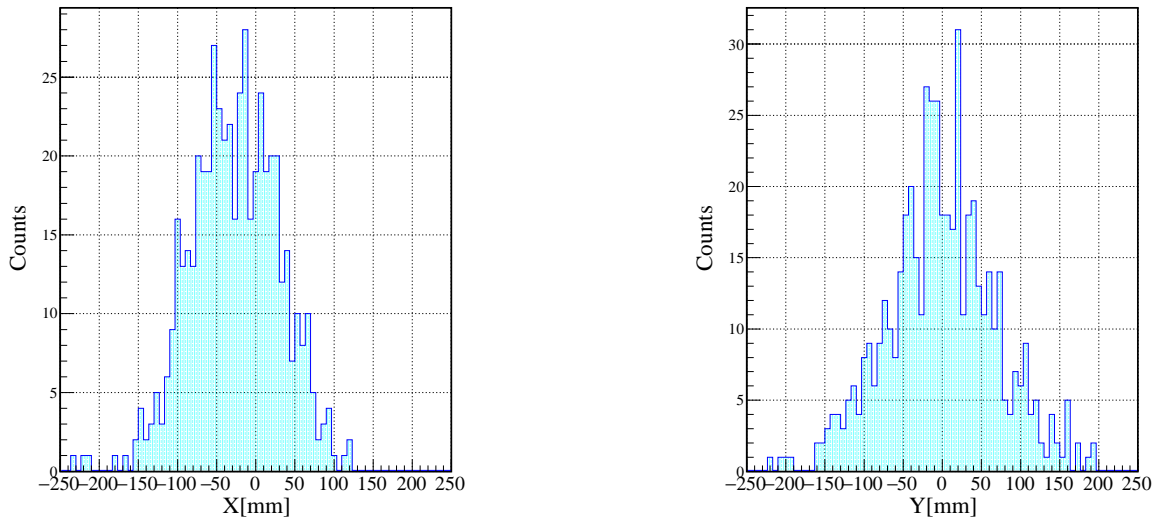


図 4.19 SAMURAI の出口窓での ^{29}F の位置分布。左：X 軸、右：Y 軸。

4.3.2 HODF24 の検出効率

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 mm 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、隙間の粒子を数えおとしていることになる。この数えおと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 FDC2 から外挿した HODF24 での X 分布を示す。まず、シンチレータの隙間のある範囲を選び、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幅の範囲を取り、それぞれの個数を数える。その左右の範囲の平均が隙間の範囲の個数であるとし、その数から測定された数を引くことにより数えおとした個数を求めた。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% 数えおとしていることが求められた。これを HODF24 の検出効率として後述の断面積を計算する。

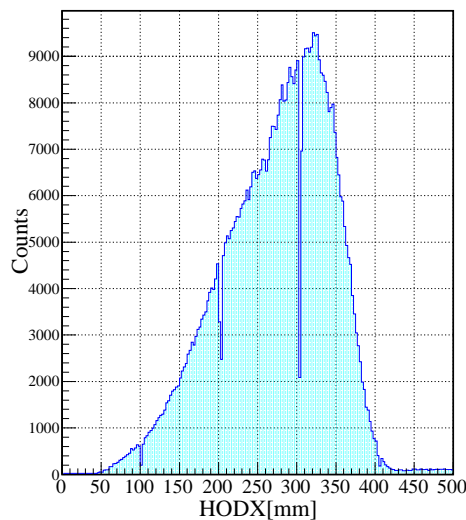


図 4.20 標的の下流で ^{29}F にゲートした時の HODF24 の一次元ヒストグラム。

4.4 インクルーシブな断面積

表 4.5 各検出器の検出効率をまとめたものを示す。

FDC1	FDC2	SAMURAI Window	HODF24
100%	92.8%	100%	97.8%

表 4.5 検出効率

式 (2.3.7) と表 4.5、表 4.4 を用いてインクルーシブな断面積を導出した。 ^{31}Ne の全断面積 σ_R は 4149 mb を用いた [12]。表 4.6 にまとめたものを示す。

二次ビーム	^{31}Ne	^{30}Ne
荷電フラグメント	^{29}F	^{29}F
断面積	$5.4 \pm 0.3 \text{ mb}$	$6.2 \pm 0.1 \text{ mb}$

表 4.6 インクルーシブな断面積

第 5 章

実験結果と議論

本章では、前章で求めたインクルーシブな断面積を用いて議論を行う。表 5.1 に本研究で得られたインクルーシブな断面積を示す。まず原子核を黒い球だと仮定した場合の簡易模型との比較を行う。そしてより実際に近いものとして SDPF-M 相互作用を用いた殻模型計算とアイコンナルモデルによる反応計算から得られる断面積と比較し、議論を行う。

二次ビーム	^{31}Ne	^{30}Ne
荷電フラグメント	^{29}F	^{29}F
断面積	$5.4 \pm 0.3 \text{ mb}$	$6.2 \pm 0.1 \text{ mb}$

表 5.1 インクルーシブな断面積

5.1 簡易模型との比較

反応する原子核同士が黒い球であると仮定して考える。もし原子核同士の相互作用が核力である場合、黒い球が重なれば反応が起きるという仮定は良い近似となる。本論文では標的が炭素であるものを解析に用いており、核力が主に寄与するので、この模型と実験との比較を行う。入射核 P と標的核 T は黒球であるのでそれぞれの半径を相互作用半径として $R_I(P)$ 、 $R_I(T)$ とする。本解析では P は ^{31}Ne 、 T は炭素である。また入射核は直線的に入射すると仮定し、入射核と標的核の中心間の距離を衝突係数 b とする。 $b > R_I(P) + R_I(T)$ の時は反応をせず、 $b < R_I(P) + R_I(T)$ の時に反応する。すると P+T 反応の相互作用断面積は

$$\sigma_I(P+T) = \pi(R_I(P) + R_I(T))^2 \quad (5.1.1)$$

と表される。

^{31}Ne から ^{29}F への反応は以下の二つが考えられる。

反応 1 ^{31}Ne から一陽子のみが反応で剥ぎ取られ、 ^{30}F になり崩壊することで ^{29}F が生成される ($^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{F} \rightarrow ^{29}\text{F}$)

反応 2 ^{31}Ne から一陽子と一中性子が反応によって同時に剥ぎ取られ、直接 ^{29}F が生成される ($^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{29}\text{F}$)

反応 2 は一陽子と一中性子を同時に剥ぎ取るため、反応の瞬間にこれが近い場所に存在する必要がある。しかしこの確率はかなり低くほぼ起きないと考えられる。よって反応 1 のみを考慮し一陽子分離反応の断面積を見積る。図 5.1 に反応の模式図を示す。 ^{31}Ne から一陽子を剥ぎ取る反応は ^{31}Ne が八口一核であることを考慮すると、 ^{30}Ne から一陽子剥ぎ取る反応とみなすことができる。その時、衝突係数 b が大きすぎると反応が起きないが b が小さいと ^{29}F が反応してしまうため多くの核子が剥ぎ取られてしまう。そのため衝突係数 b が

$$R(^{29}\text{F}) < b < R(^{30}\text{Ne}) \quad (5.1.2)$$

の範囲にある場合に一陽子のみ剥ぎ取る反応となる。よって炭素標的と ^{30}Ne の断面積から ^{29}F の断面積を差し引いたものがインクルーシブな断面積となる。原子核の半径を $R = 1.2 \times A^{1/3}$ として計算すると

$$\sigma = \pi(R(^{30}\text{Ne} + R(^{12}\text{C})))^2 - \pi(R(^{29}\text{F} + R(^{12}\text{C})))^2 \quad (5.1.3)$$

$$\approx 17 \text{ mb} \quad (5.1.4)$$

となる。これは実験値 $5.4 \pm 0.3 \text{ mb}$ と比較すると大きいことがわかる。

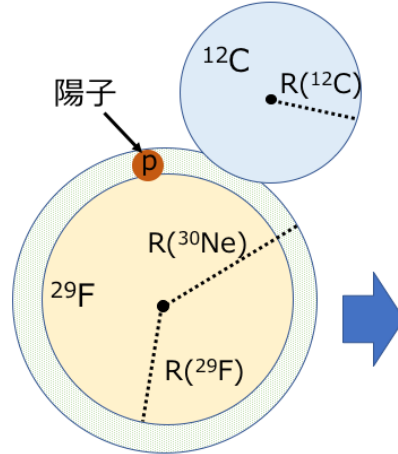


図 5.1 ^{31}Ne から一陽子剥ぎ取る場合の模式図。 ^{31}Ne は ^{30}Ne と一中性子のハロー核であるため、一陽子を剥ぎ取る反応の時、 ^{30}Ne から一陽子剥ぎ取る反応の断面積として考えることができる。そして二つの核子を剥ぎ取らないためには中心の ^{29}F と標的が接する時の b の値とを最小とすればよい。

5.2 理論との比較

次に SDPF-M 相互作用をもちいた殻模型計算とアイコンナル反応理論を用いたより現実的な計算と比較する。理論計算では ^{30}Ne から ^{29}F への一陽子分離断面積 σ_{-1p} は $\sigma_{-1p} = 16.6 \text{ mb}$ となった。これは実験値 $6.2 \pm 0.1 \text{ mb}$ 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 $R_S = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ が小さくなることが知られている [13]。ここで σ_{exp} は実験で測定された断面積であり、 σ_{th} は理論の断面積である。図 5.2 に ΔS と R_S の二次元プロットを示す。 ΔS 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 ± 0.02 であり、他の原子核で観測された R_S の値に近いことがわかった。

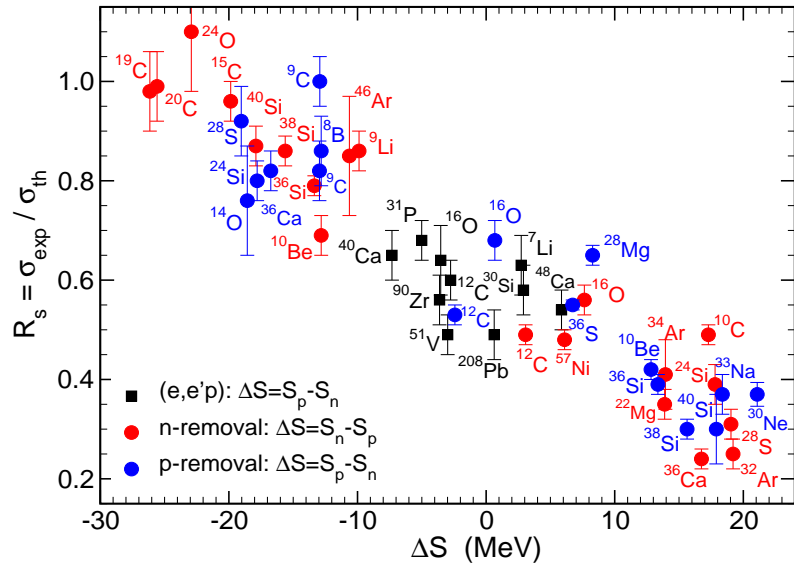


図 5.2 実験で測定された一核子分離反応断面積と理論値との比較 [13]。横軸は ΔS 、縦軸は $R_S = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ 。 ΔS は一中性子分離エネルギー S_n と一陽子分離エネルギー S_p の差であり、一陽子分離反応の場合は $\Delta S = S_p - S_n$ (赤点)、一中性子分離反応の場合は $\Delta S = S_n - S_p$ (青点) である。また (黒四角) は電子による陽子ノックアウト反応の場合で $\Delta S = S_p - S_n$ である。

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、 ^{31}Ne のインビーム γ 線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 ^{31}Ne (230 MeV/u) を炭素標的に衝突させることにより、その一陽子分離反応により非束縛核 ^{30}F を生成した。 ^{30}F は ^{29}F と中性子に崩壊する。 ^{29}F を解析することによりインクルーシブな断面積を求めた。 ^{31}Ne から ^{29}F へのインクルーシブな断面積は 5.4 ± 0.3 mb、 ^{30}Ne から ^{29}F へのインクルーシブな断面積は 6.2 ± 0.1 mb と求められた。

^{31}Ne から ^{29}F のインクルーシブな断面積を簡易モデルにより求めると 17 mb と求められ、実験値より大きい値を取った。また、 ^{30}Ne から ^{29}F のインクルーシブな断面積は SDPF-M 相互作用を用いた殻モデル計算とアイコナル反応理論を用いた計算と比較した。理論値は 16.6 mb であり、実験値より大きい値となったが、深く束縛された核子を剥ぎ取る場合 $R_S = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}}$ が小さくなることが知られており [13]、他の原子核と同じ傾向を示すことがわかった。

今後は中性子検出器 NEBULA、NeuLAND の解析を行うことで中性子の運動量を導出し、 ^{30}F の不変質量を求める。そして相対エネルギーを導出し、微分断面積を得る。また、 γ 線を解析することにより励起状態のエネルギーを求める。

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 σ_{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 σ_{el} は弾性散乱の断面積であり、 σ_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 σ_{inel} 、各種変化が起きる断面積を相互作用断面積 σ_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。

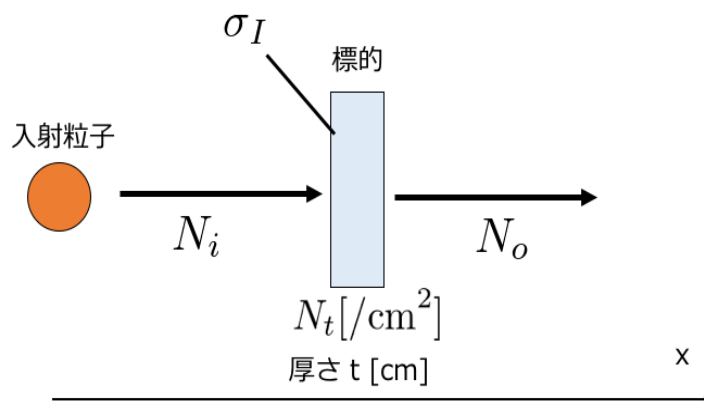


図 A.1 標的の厚さが t の時の模式図

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

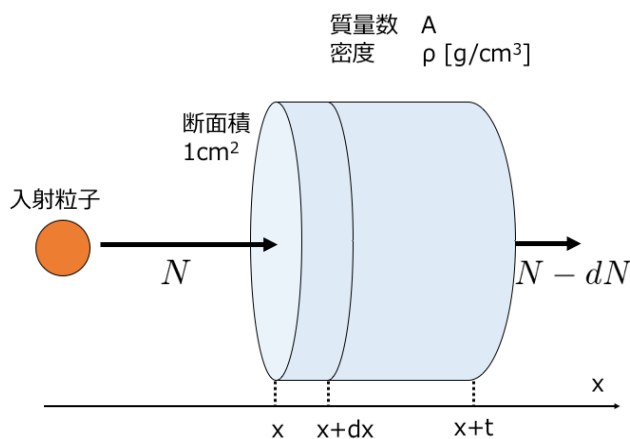


図 A.2 厚さが dx 、断面が 1 cm^2 の円筒の模式図

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]
- ρ 標的の密度 [g/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。 σ_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
- σ_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

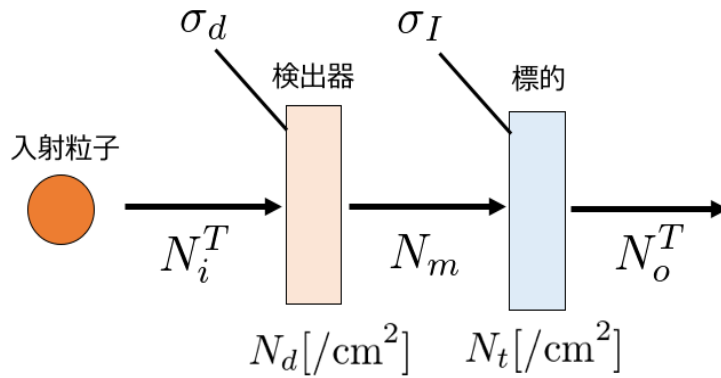


図 A.3 入射粒子が標的と検出器の両方で反応する時の模式図

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

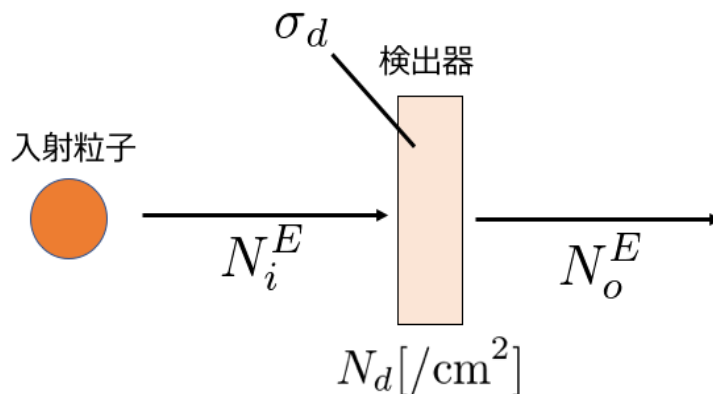


図 A.4 入射粒子が検出器のみで反応する時の模式図

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}Ne から ^{29}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 σ_{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 [9]。ここで σ_R は反応前の粒子の全反応断面積であり、 σ'_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] T. Otsuka et al.,Phys. Rev. Lett. **104**, 012501 (2010)
- [4] T. Otsuka et al.,Phys. Rev. Lett. **105**, 032501 (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. Nakamura et al.,Phys. Rev. Lett. **103**, 262501 (2009)
- [9] N. Kobayashi et al.,Phys. Rev. C **86**,054604 (2012)
- [10] T. Kubo et al.,Prog. Theor. Exp. Phys. **2012**,03C003
- [11] T. Kobayashi et al.,Nucl. Instr. Meth. B **317**, 294-304 (2013)
- [12] N. Kobayashi. 博士論文 Spectroscopy of Neutron-Rich Nuclei via the Inclusive Breakup Reactions
- [13] J. A. Tostevin et al.,Phys. Rev. C **90**,057602 (2014)

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。指導教官である中村隆司教授には、物理の内容だけでなく研究へ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。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。また研究員の武内聡氏には、論文を書く心得を教えて頂きました。J.A.Tostevine 氏には理論計算をして頂いただけでなく物理の基礎的な内容を教えて頂きました。齊藤敦美氏はいつもまじめ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。平山晃大氏は学生の長であり、買物から食事までいつも一緒に行動してくれました。安田昌弘氏、松本真由子氏、栗原篤人氏、山田啓貴氏はとても優しい先輩方であり、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。また同期の三木晴瑠氏はいつも二人で行動し、辛いときも二人で乗り越えられました。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年間の大学生活を支えてくれた家族に感謝致します。