

2019 年度  
修士論文

# $^{22}\text{C}$ のクーロン分解反応

東京工業大学 理学院 物理学系 物理学コース  
学籍番号 17M08011  
氏名 栗原篤志

指導教員 中村隆司

2020/02/07

## 概要

不安定核の研究は、近年の加速器技術の進展によって急速に発展しつつあり、これまでの原子核物理の常識を覆す特異な物理現象が観測されている。特に中性子の束縛限界である中性子ドリップライン近傍の核では、安定核では見られなかった特異な構造が多く現れるため注目されている。中性子ハロー核もその一つである。中性子ハローとは、通常の核密度を持つコア核とその周りに1つまたは2つの中性子が薄く広がった密度分布を持つ核構造である。本研究の対象である中性子ドリップライン核の $^{22}\text{C}$ は二中性子ハロー核である。 $^{22}\text{C}$ のハローを形成する二中性子では、ダイニュートロン相関と呼ばれる空間的に強い相関が発達していると考えられており注目を集めている。本研究では $^{22}\text{C}$ におけるダイニュートロン相関の性質を探索し、 $^{22}\text{C}$ の構造を明らかにするため、鉛標的を用いた $^{22}\text{C}$ のクーロン分解反応実験を行い、 $^{22}\text{C}$ のクーロン分解断面積と換算遷移確率  $B(E1)$  分布を導出した。

実験は理化学研究所の RIBF で行われた。核子あたり 235 MeV の  $^{22}\text{C}$  は BigRIPS により分離・識別され、鉛標的および炭素標的に入射する。粒子識別により  $^{22}\text{C}$  のインクルーシブ二中性子分離断面積は鉛標的で  $2093 \pm 100$  mb、炭素標的で  $268 \pm 9$  mb という値が得られ、インクルーシブクーロン分解断面積は  $1369 \pm 103$  mb と非常に大きな値が得られた。標的反応後の  $^{22}\text{C}$  から放出された  $^{20}\text{C}$  と二つの中性子の運動量を多種粒子測定装置 SAMURAI を用いて同時検出し、不変質量法からエクスクルーシブ断面積分布を導出した。得られた断面積分布を相対エネルギー 0-5 MeV の範囲で積分した値は鉛標的で  $934 \pm 52$  mb、炭素標的で  $70 \pm 18$  mb であり、エクスクルーシブクーロン分解断面積は  $745 \pm 71$  mb が得られた。これらの大きなクーロン分解断面積は  $^{22}\text{C}$  が二中性子ハロー核である事と矛盾しない。また、equivalent photon method により換算遷移確率分布を導出した。換算遷移強度分布を 0-5 MeV の範囲で積分した値は  $1.27 \pm 0.11$  e<sup>2</sup>fm<sup>2</sup> であり、他の二中性子ハロー核と同程度の大きな遷移確率を得た。得られた換算遷移確率と平均場近似を用いた理論計算の比較を行い、 $^{22}\text{C}$  の構造を考えるうえで  $\nu 2s_{1/2}$  と  $\nu 1d_{5/2}$  の配位混合が重要であることを示唆する結果を得た。さらに、E1 cluster sum rule を用いて得られた二つのハロー中性子の重心とコア核の距離は  $4.23 \pm 0.18$  fm であり、安定核における原子核半径の近似式  $1.3A^{1/3}$  [fm] に比べて 16% 大きな値であった。

## Abstract

In the recent years, study on unstable nuclei located far from the beta stability line have attracted much attention, especially for the nuclei close to the neutron-drip line. Thanks to the development of radioactive isotope beam facilities, new physics phenomena have been discovered for the neutron-rich nuclei, which are not observed in the stable one. One of these exciting phenomena is one- or two-neutron halo structure, which consists of a core nucleus with a normal nuclear density while one or two neutrons have a low density. The present work focuses on the neutron-drip-line nucleus  $^{22}\text{C}$ , which is thought to have a two-neutron halo structure. These two neutrons in  $^{22}\text{C}$  are expected to have a strong spatial correlation i.e., di-neutron correlation. To explore the di-neutron correlation and investigate the nuclear structure in  $^{22}\text{C}$ , Coulomb-breakup reaction was performed in the present work. Both coulomb breakup cross-section and  $E1$  strength  $B(E1)$  distribution were obtained.

The experiment was preformed at Radioactive Isotope Beam Factory, operated by RIKEN Nishina Center and Center for Nuclear study, University of Tokyo.  $^{22}\text{C}$  at 235 MeV per nucleon was made by the BigRIPS separator and impinged on lead and carbon targets. The inclusive two-neutron removal cross section on the lead and carbon targets were obtained to be  $2093 \pm 100$  mb and  $268 \pm 9$  mb respectively, resulting in a large inclusive Coulomb-breakup cross section of  $1369 \pm 103$  mb. The momentum vectors of the reaction residue  $^{20}\text{C}$  and out going two neutrons were measured by SAMURAI spectrometer in order to reconstruct the invariant mass of the excited state of  $^{22}\text{C}$ . By Integrating the relative energy with the range of 0-5 MeV, the exclusive cross sections were obtained to be  $934 \pm 52$  mb and  $70 \pm 18$  mb for the lead and carbon target respectively. A large exclusive Coulomb breakup cross section of  $745 \pm 71$  mb was deduced, indicating a consistency with that  $^{22}\text{C}$  has a two-neutron halo structure. In addition, the  $B(E1)$  distribution was obtained and its value was extracted by using equivalent photon method. A large energy-integrated  $B(E1)$  strength of  $1.27 \pm 0.11$  e<sup>2</sup>fm<sup>2</sup> was deduced by integrating the relative energy of 0-5 MeV and this value is close to the one of  $^{11}\text{Li}$  that is two neutron halo nucleus. Comparison of the  $E1$  strength distribution with a mean-field calculation suggests that the halo in  $^{22}\text{C}$  is probably due to the mixture of  $\nu 1d_{5/2}$  configuration. Furthermore, the distance between core nucleus and center-of-mass of two neutrons was determine to be  $4.23 \pm 0.18$  fm by using  $E1$  cluster sum rule. This value is 16% larger than the approximate radius formula  $1.3A^{1/3}$ [fm] which is widely used in the stable nuclei.

# 目次

第 1 章	序	1
第 2 章	実験手法と実験原理	7
2.1	クーロン分解反応	7
2.1.1	クーロン分解断面積と換算遷移確率	7
2.1.2	スケーリングファクター	8
2.2	不変質量法	8
第 3 章	実験	11
3.1	超伝導不安定核ビーム生成分離装置 BigRIPS	11
3.1.1	BPC	12
3.1.2	F7 プラスチックシンチレータ	12
3.2	多粒子測定装置 SAMURAI	12
3.2.1	SBT	14
3.2.2	ICB	14
3.2.3	BDC	15
3.2.4	反応標的	15
3.2.5	標的までの物質とその密度	16
3.2.6	DALI2	16
3.2.7	FDC1	17
3.2.8	SAMURAI マグネット	17
3.2.9	FDC2	17
3.2.10	HODF	17
3.2.11	NEBULA	19
3.3	トリガー条件	19
3.4	データセット	20
第 4 章	解析	23
4.1	二次ビームの解析	23
4.1.1	Z の導出	23
4.1.2	A/Z の導出	24
4.1.3	標的でのビームプロファイル	26
4.1.4	標的上流側の検出器の検出効率	27
4.2	荷電フラグメントの解析	27

---

4.2.1	Zの導出	27
4.2.2	A/Zの導出	30
4.2.3	標的側下流側の検出器の検出効率	32
4.2.4	断面積の導出	33
4.3	中性子の解析	35
4.3.1	NEBULAの時間較正	35
4.3.2	発光量スレッシュホールド	36
4.3.3	TOF下限値	36
4.3.4	VEETO解析	36
4.3.5	クロストーク解析	37
4.3.6	中性子の検出効率	41
4.3.7	一中性子解析	42
4.3.8	二中性子解析	45
第5章	結果と議論	51
5.1	$^{22}\text{C}$ のクーロン分解断面積	51
5.2	換算遷移確率	54
第6章	まとめ	57
参考文献		59

# 目次

1.1	$Z \leq 10$ 核図表	1
1.2	$^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ 反応の鉛標的および炭素標的における断面積分布	2
1.3	$^{11}\text{Li}$ のクーロン分解断面積と換算遷移確率分布	3
1.4	二中性子ハロー核における二中性子のなす核 $\theta_{12}$ の定義	3
1.5	$^{11}\text{Li}$ のコア $+n+n$ で表される三体模型計算	4
1.6	炭素同位体の平均二乗半径の質量依存性	5
1.7	$^{22}\text{C}$ における二中性子の密度分布の理論計算	5
1.8	$^{22}\text{C}$ の基底状態の配位。 $p$ は陽子数、 $n$ は中性子数を表している。	6
2.1	仮想光子数 $N_{E1}(E_x)$ 分布	8
2.2	クーロン分解反応におけるレベル図	9
3.1	BigRIPS の全体図	11
3.2	BPC の外形	12
3.3	SAMURAI の全体図	13
3.4	SAMURAI 上流の標的周りの拡大図	13
3.5	SAMURAI の超伝導双極子電磁石と検出器の位置	14
3.6	ICB の外形	15
3.7	BDC の外形	15
3.8	FDC1 の外形	17
3.9	FDC2 の外形	18
3.10	HODF の外形	18
3.11	NEBULA の外形図	19
3.12	ビームトリガーの回路図	20
3.13	DALI トリガーの回路図	20
3.14	NEBULA トリガーの回路図	20
4.1	二次粒子の陽子数 $Z$	24
4.2	二次粒子の $A/Z$	25
4.3	二次粒子の粒子識別図	25
4.4	二次ビームのターゲットへの入射位置と角度およびターゲットからの放出角度	26
4.5	HODF の発光量 $Q$ と HODF への入射位置 $X$ の相関	28
4.6	HODF の発光量 $Q$ の較正	29
4.7	荷電フラグメントの陽子数 $Z$ 、発光量 $Q$ と HODF でのヒット位置の相関	29

4.8	荷電フラグメントの陽子数 $Z$ . . . . .	30
4.9	HODF での水平方向のヒット位置 $X$ とシミュレーションと実験の飛行時間の差 $dT$ . . . . .	31
4.10	荷電フラグメントの $A/Z$ . . . . .	31
4.11	荷電フラグメントの粒子識別図 . . . . .	32
4.12	$^{20}\text{C}$ について、HODF に入射した位置と角度の相関 . . . . .	33
4.13	断面積の補正項 . . . . .	35
4.14	NEBULA の TOF 較正 . . . . .	36
4.15	$^{15}\text{Al}$ の $\gamma$ 線イベントでの NEBULA の飛行時間と発光量の分布 . . . . .	37
4.16	クロストーク解析に用いる物理量の定義 . . . . .	38
4.17	シミュレーション $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$ から得られる same wall のクロストークイベント . . . . .	40
4.18	シミュレーション $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$ から得られる different wall のクロストークイベント . . . . .	41
4.19	$^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n$ 反応における二中性子の検出効率分布 . . . . .	42
4.20	比較を行う same wall でのクロストーク除去条件 . . . . .	43
4.21	比較を行う different wall でのクロストーク除去条件 . . . . .	44
4.22	鉛標的における $^{22}\text{C}$ の分解反応での same wall と different wall の相対エネルギー分布および二中性子分離断面積分布 . . . . .	46
4.23	炭素標的における $^{22}\text{C}$ の分解反応での same wall と different wall の相対エネルギー分布および二中性子分離断面積分布 . . . . .	47
4.24	鉛標的における $^{22}\text{C}$ の分解反応でのクロストーク除去条件ごとの相対エネルギー分布 . . . . .	48
4.25	鉛標的における $^{22}\text{C}$ の分解反応でのクロストーク除去条件ごとの相対エネルギー分布 . . . . .	49
4.26	鉛標的における $^{22}\text{C}$ の分解反応でのクロストーク除去条件ごとの断面積分布 . . . . .	50
5.1	鉛標的を用いた $^{22}\text{C}$ の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n + X$ ) における断面積分布 . . . . .	51
5.2	炭素標的を用いた $^{22}\text{C}$ の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n + X$ ) における断面積分布 . . . . .	52
5.3	$^{22}\text{C}$ のクーロン分解断面積分布 . . . . .	53
5.4	三体模型計算による $^{22}\text{C}$ のクーロン分解断面積分布 . . . . .	54
5.5	$^{22}\text{C}$ の換算遷移確率分布 $dB(E1)/dE_{rel}$ 、 $dB(E1)/dE_x$ . . . . .	54
5.6	$^{22}\text{C}$ の三体模型計算によって得られた換算遷移確率分布 $dB(E1)/dE_{rel}$ および本研究で得られた結果との比較 . . . . .	55
5.7	平均場近似を用いた理論計算との比較と $\nu 2s_{1/2}$ 、 $\nu 1d_{5/2}$ の中性子フェルミエネルギー $\epsilon_F$ の関係 . . . . .	56

# 表目次

3.1	BigRIPS の各焦点面間における中心軌道の $B\rho$ 値とスリット幅	11
3.2	F7 シンチレータから反応標的までの物質の一覧	16
3.3	本解析で用いたデータセット	21
4.1	二次粒子の陽子数 $Z$ の分解能	24
4.2	二次粒子の質量数 $A$ の分解能	25
4.3	BPC と BDC1,2 の検出効率	27
4.4	荷電フラグメントの陽子数 $Z$ の分解能	30
4.5	荷電フラグメントの質量数 $A$ の分解能	31
4.6	FDC1,2 の検出効率	32
4.7	$^{20}\text{C}$ が HODF に多くヒットする領域とその領域での HODF 検出効率	33
4.8	$^{22}\text{C}$ 、 $^{20}\text{C}$ および $^{19}\text{C}$ の全反応断面積のクーロン分解成分	34
4.9	$^{22}\text{C}$ のインクルーシブな断面積	35
4.10	クロストーク除去条件ごとのクロストーク残存率 $R_{\text{cross}}$ と検出効率 $\epsilon$ 、その比 $R_{\text{cross}}/\epsilon$	45
4.11	鉛標的におけるクロストーク除去条件ごとの $^{22}\text{C}$ の二中性子分離反応のイベント数およびエクスクルーシブ断面積	46
5.1	$^{22}\text{C}$ と $^{19}\text{B}$ の断面積	52





# 第 1 章

## 序

不安定核の研究は、近年の加速器技術の進展によって急速に発展しつつあり、これまでの原子核物理の常識を覆す特異な物理現象が観測されている。特に中性子の束縛限界である中性子ドリップライン近傍では、安定核では見られなかった特異な構造が多く現れるため注目されている。中性子ハロー核もその一つである。中性子ハローとは、通常の核密度を持つコア核とその周りに 1 つまたは 2 つの中性子が薄く広がった密度分布を持つ核構造である。図 1.1 に陽子数 10 以下の核の核図表を示す。図において青色の線が中性子束縛限界である中性子ドリップラインをあらわし、黄色の線に挟まれた範囲は典型的な魔法数である。また、黒色で塗りつぶされた核は安定核であり、それ以外の核は不安定核である。特に緑色赤色で塗りつぶされた核はそれぞれ一中性子ハロー核、二中性子ハロー核を表しており、中性子ドリップライン近傍で複数発見されている。中性子ハロー構造は弱束縛な価中性子がトンネル効果によって核表面に存在する遠心力ポテンシャルを超えて、核力ポテンシャルの外側に染み出しているという描像で理解できる。そのため中性子ハロー核の形成には、中性子分離エネルギーが小さいことと遠心力ポテンシャル  $l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2$  ( $l$ : 価中性子の軌道角運動量、 $\mu$ : コア核と価中性子の換算質量、 $r$ : コア核と価中性子間の距離) が 0 または小さいことが要求される。実際、これまでに発見されてきた中性子ハロー核は中性子分離エネルギーが 1 MeV 程度かそれ以下であり、価中性子の軌道角運動量  $l$  は 0 または 1 である。また中性子ハロー核は、その描像からもわかる通り価中性子が非常に大きな半径を持つ。例えば、二中性子ハロー核である  $^{11}\text{Li}$  のハロー中性子の平均半径は  $^{208}\text{Pb}$  ( $r = 1.2A^{1/3}\text{fm}$  として 7.1 fm) に匹敵するほど大きいと実験的にわかった [3]。

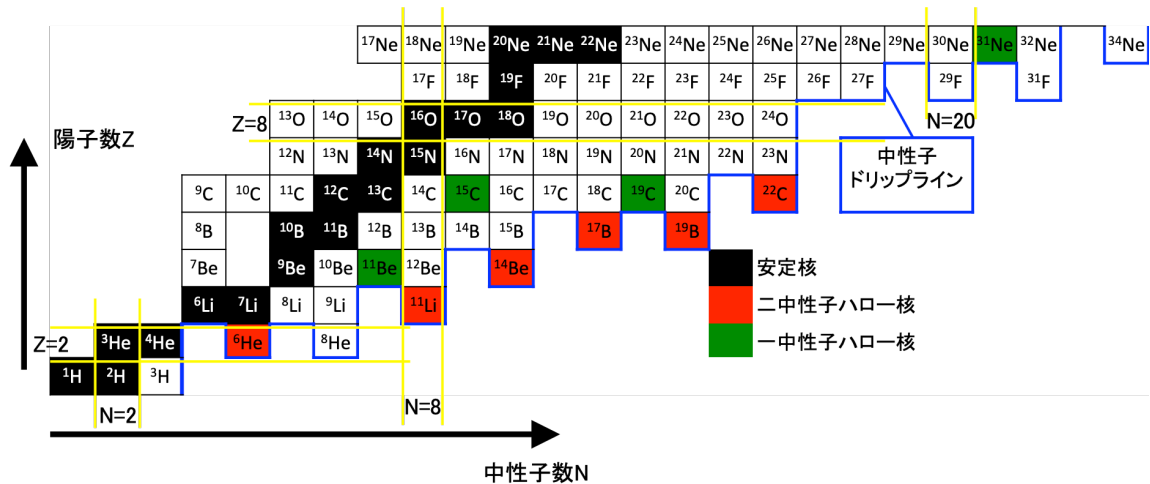


図 1.1  $Z \leq 10$  の核図表。黒い領域が安定核、それ以外の核は不安定核で、特に緑と赤の核は中性子ハロー核を表す。青の線は中性子ドリップラインを示しており、黄色の線は典型的な魔法数を示している。

中性子ハロー核にはソフト E1 励起を持つという特徴があげられる。通常の原子核では励起エネルギー  $Ex = 10 \sim$

25 MeV に巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance) と呼ばれるものがある。ハロー核ではこれに加えて、1 MeV 付近の低励起エネルギーにソフト E1 励起と呼ばれる強い E1 遷移確率が現れる。ソフト E1 励起を実際に観測した実験の例として、一中性子ハロー核である  $^{11}\text{Be}$  の実験 [1] があげられる。この実験では核子あたり 70 MeV/u の  $^{11}\text{Be}$  を鉛標的および炭素標的に入射させ、 $^{11}\text{Be}$  のクーロン分解反応と核力分解反応を観測した。図 1.2 にこの実験における  $^{11}\text{Be}$  の断面積分布を示す。鉛標的における断面積は炭素標的に比べて非常に大きく、クーロン分解断面積は 1510(92) mb と非常に大きな値が得られた。これは換算遷移確率  $B(E1) = 1.05 \pm 0.06 \text{ e}^2\text{fm}^2$  に相当し、典型的なソフト E1 励起である。

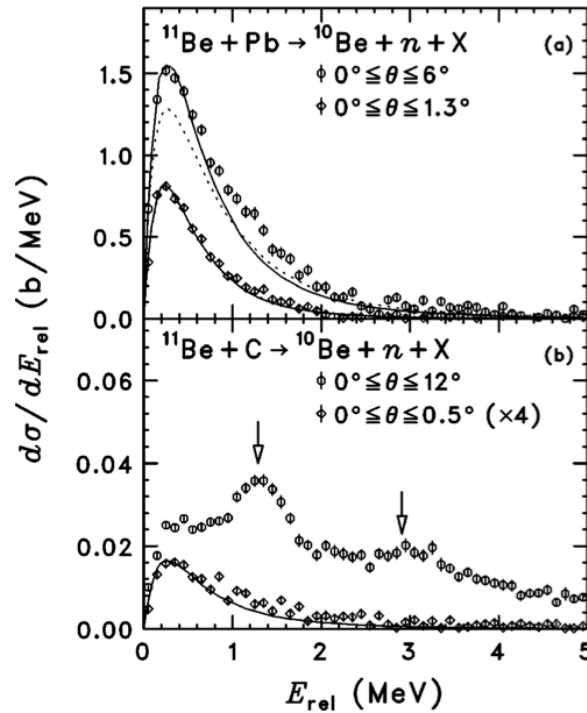


図 1.2  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$  反応の鉛標的および炭素標的における断面積分布 [1]。  $E_{rel}$  とは相対エネルギー分布のことで、励起エネルギー  $E_x$  と中性子分離エネルギー  $S_n$  を用いて  $E_{rel} = E_x - S_n$  と表される。

二中性子ハロー核においてはダイニュートロン相関の存在が示唆されている。ダイニュートロン相関とはハローを形成する二中性子が近接するような空間的に強い相関のことである。このダイニュートロン相関は低密度の環境下で現れることが理論的に予言されている [2]。例として  $^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応実験 [3] があげられる。図 1.3 にこの実験で測定された  $^{11}\text{Li}$  クーロン分解断面積と換算遷移確率を示す。左図の断面積分布において 0.3 MeV 付近にソフト E1 励起とみられるピークが確認された。右図では換算遷移確率分布を理論計算と比較しており、ハローを形成する二中性子において空間的な相関を予言する理論計算の結果とよく一致していることがわかる。このことから  $^{11}\text{Li}$  におけるダイニュートロン相関が示唆された。ダイニュートロン相関は、配位混合を起こしていることが深く関係していると考えられている。 $^{11}\text{Li}$  は  $N=8$  で中性子数が魔法数であるため二つの価中性子は  $1p_{1/2}$  に入ると考えられるが、実際は  $2s_{1/2}$  軌道に二つの中性子が入った配位が混合している。すなわち、 $^{11}\text{Li}$  の波動関数  $\Psi(^{11}\text{Li})$  は  $^9\text{Li}$  の波動関数  $\Psi(^9\text{Li})$  を用いて以下のように表される。

$$|\Psi(^{11}\text{Li})\rangle = \alpha |\Psi(^9\text{Li}) \otimes (\nu 1p_{1/2})^2\rangle + \beta |\Psi(^9\text{Li}) \otimes (\nu 2s_{1/2})^2\rangle \quad (1.0.1)$$

$$= \alpha |(1p_{1/2})^2\rangle + \beta |(2s_{1/2})^2\rangle \quad (1.0.2)$$

この波動関数を用いて  $^{11}\text{Li}$  における二つの価中性子のなす角  $\theta_{12}$  の余弦  $\cos \theta_{12}$  の期待値を表すと、

$$\begin{aligned}
\langle \cos \theta_{12} \rangle &= \langle \Psi(^{11}\text{Li}) | \cos \theta_{12} | \Psi(^{11}\text{Li}) \rangle \\
&= \alpha^2 \langle (1p_{1/2})^2 | \cos \theta_{12} | (1p_{1/2})^2 \rangle + \beta^2 \langle (2s_{1/2})^2 | \cos \theta_{12} | (2s_{1/2})^2 \rangle \\
&\quad + 2\alpha\beta \langle (1p_{1/2})^2 | \cos \theta_{12} | (2s_{1/2})^2 \rangle \\
&= 2\alpha\beta \langle (1p_{1/2})^2 | \cos \theta_{12} | (2s_{1/2})^2 \rangle
\end{aligned}
\tag{1.0.3}$$

と書ける。ただし、二中性子のなす核  $\theta_{12}$  の定義は図 1.4 に示した通りである。式 (1.0.3) の二行目の第一項と第二項は  $\cos \theta_{12}$  の奇関数性のため 0 になる。つまり、 $(2s_{1/2})^2$  の状態と  $(1p_{1/2})^2$  の状態が混合をしていない場合には  $\langle \cos \theta_{12} \rangle = 0$  すなわち  $\langle \theta_{12} \rangle = 90 \text{ deg}$  となり、二つの中性子間に相関がないということになる。 $^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応実験に戻ると、換算遷移確率分布の積分値から求められたコア核に対する二中性子のなす角  $\theta_{12}$  の期待値は  $\langle \theta_{12} \rangle = 48_{-18}^{+14} \text{ deg}$  であり、相関のない場合の  $\langle \theta_{12} \rangle = 90 \text{ deg}$  と比べて小さい。この結果から、 $^{11}\text{Li}$  のダイニュートロン相関の存在が実験的に示唆された。

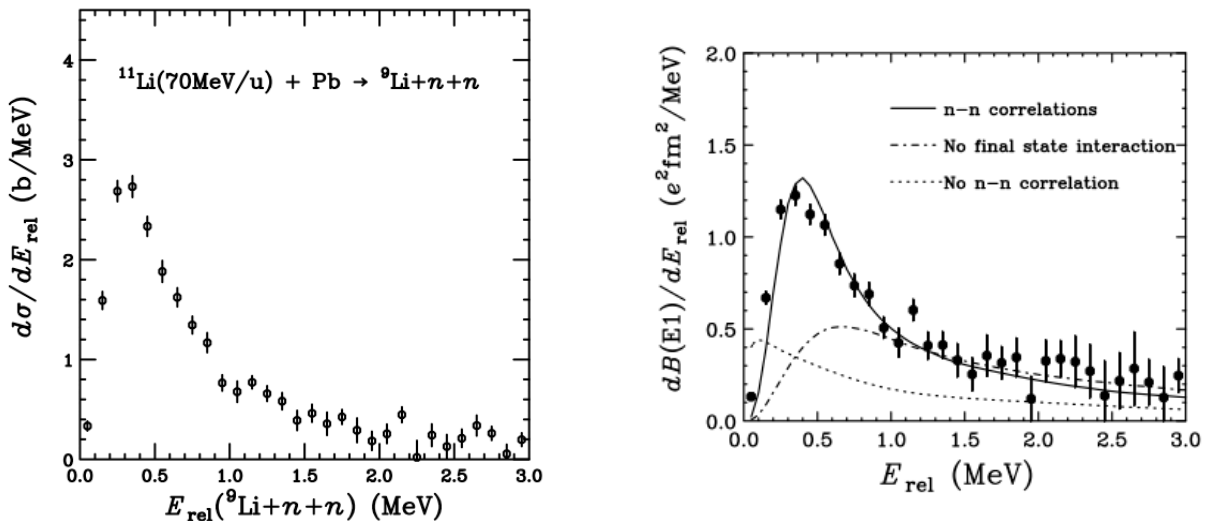


図 1.3  $^{11}\text{Li}$  のクーロン分解反応実験 [3] における断面積  $d\sigma/dE_{rel}$  (左図) と換算遷移確率  $dB(E1)/dE_{rel}$  (右図)

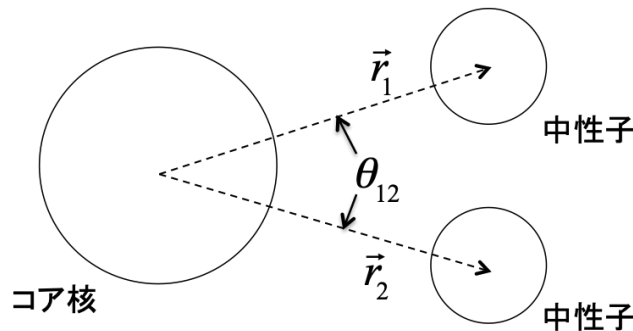


図 1.4 二中性子ハロー核における二中性子のなす核  $\theta_{12}$  の定義

一方、理論的なダイニュートロン相関の理解としては、古くは 1973 年に A.B.Migdal によって束縛するほど強く相関した二つの中性子が低密度 ( $\rho/\rho_0 \sim 10^{-4} - 0.5$ ) の核表面に現れることが予言された [4]。近年では萩野・佐川による  $^9\text{Li}+n+n$  で表される三体模型計算が行われ、 $^{11}\text{Li}$  の二つの価中性子のなす角  $\theta_{12}$  の分布が得られた [5]。その結果を図 1.5 に示す。この図はコア核に対する中性子の位置ベクトル  $r_1, r_2$  を  $r = |r_1| = |r_2|$  とし、コア核に対する二中性子のなす角を  $\theta_{12}$  とした場合の密度分布を表している。この分布において理想的には  $\langle \theta_{12} \rangle \sim 0 \text{ deg}$  はダイニュートロン相関を意味し、 $\langle \theta_{12} \rangle \sim 180 \text{ deg}$  は中性子-コア-中性子と一直線に並ぶ葉巻型相関と呼ばれる相関である。図 1.5

からわかるように、 $\langle \theta_{12} \rangle \sim 20$  deg に強いピークが現れている。このピークは広い  $r$  の範囲にわたって分布しており、ダイニュートロン相関の発達を意味している。一方で  $\langle \theta_{12} \rangle \sim 100$  deg にもピークが見られるが、無相関を意味する  $\langle \theta_{12} \rangle = 90$  deg に近く、密度分布はダイニュートロン相関に対応する  $\langle \theta_{12} \rangle \sim 20$  deg に比べて小さい。

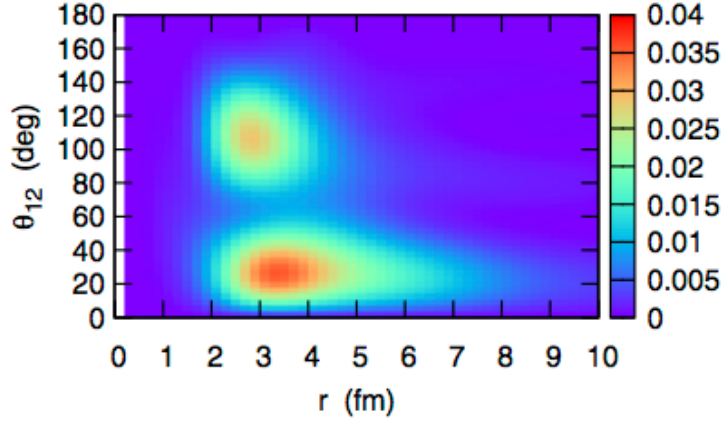


図 1.5 萩野・佐川による  $^{11}\text{Li}$  の  $^9\text{Li}+n+n$  で表される三体模型計算の結果 [5] (左図)。定義は図 1.4 のものを用い、 $r = |\vec{r}_1| = |\vec{r}_2|$  という仮定で三体模型計算は行われた。

以上のように  $^{11}\text{Li}$  におけるダイニュートロン相関の存在は実験的にも理論的にも示唆されている。一方で、 $^{11}\text{Li}$  以外の二中性子ハロー核ではどのようにダイニュートロン相関が発達しているのかについて興味を持たれている。

本研究の対象である  $^{22}\text{C}$  は炭素同位体の中で最も質量数の大きな原子核で、ダイニュートロン相関が現れる可能性がある二中性子ハロー核である。理化学研究所で行われた核子あたり 40 MeV の  $^{22}\text{C}$  における液体水素標的を用いた断面積測定実験 [6] (以降、田中らの実験) では、全反応断面積は  $\sigma_R = 1338 \pm 274$  mb と求まった。また、グラウバー計算を用いて求めたその平均二乗半径は  $\tilde{r}_m = 5.4 \pm 0.9$  fm であり、 $^{22}\text{C}$  の二つの価中性子が  $1s_{1/2}$  軌道を支配的に占有しているという結論を得ている。その後と同じく理研で行われた核子あたり 235 MeV の  $^{22}\text{C}$  における炭素標的を用いた相互作用断面積測定実験 [7] (以降、梶野らの実験) では、相互作用断面積は  $\sigma_I = 1280 \pm 23$  mb と求まり、その平均二乗半径  $\tilde{r}_m$  は  $\tilde{r}_m = 3.44 \pm 0.08$  fm と、より高い精度で求まった。以上の二つの実験で得られた質量数  $A$  (あるいは中性子数  $N$ ) と平均二乗半径  $\tilde{r}_m$  の関係を図 1.6 に示す。どちらの場合においても  $^{22}\text{C}$  の平均二乗半径  $\tilde{r}_m$  は、 $^{20}\text{C}$  に比べて急激に大きくなっていることがわかる。また、梶野らの実験では同時に二中性子分離エネルギー  $S_{2n}(^{22}\text{C})$  も導出しており、 $S_{2n}(^{22}\text{C}) = 0.56^{+0.27}_{-0.20}$  MeV という値を得ている。この値は L. Gaudefroy らの  $^{22}\text{C}$  の直接質量測定実験 [9] で得られた  $S_{2n}(^{22}\text{C}) = -0.14(46)$  MeV と矛盾しない値であり、安定核における典型的な中性子分離エネルギーである 7-8 MeV と比較すると非常に小さな二中性子分離エネルギーである。さらに、 $^{22}\text{C}$  の二中性子分離反応により生成される  $^{20}\text{C}$  の運動量を測定する実験 [12] では、反応後の  $^{20}\text{C}$  の運動量分布の広がり  $\Gamma$  が 73 MeV/c[FWHM] と狭く、これは Heisenberg の不確定性原理と合わせると  $^{22}\text{C}$  の二つの価中性子が空間的に広がって分布していることを示唆している。また、この論文においても  $^{22}\text{C}$  の二つの価中性子は  $1s_{1/2}$  軌道を支配的に占有しているという結論を得ている。これらの実験結果は  $^{22}\text{C}$  が二中性子ハロー核であることを裏付けている。理論的には図 1.7 に示すように  $^{22}\text{C}$  における二中性子の密度分布が得られており [8]、二中性子のなす角が  $\langle \theta_{12} \rangle \sim 0$  付近において多く分布しており、ダイニュートロン相関が発達していることがわかる。図 1.8 に  $^{22}\text{C}$  の基底状態の配位を示す。丸で囲まれた数字は魔法数を示している。式 (1.0.1) で示した  $^{11}\text{Li}$  の軌道混合と同様に、 $^{22}\text{C}$  も軌道混合が起こっているとすると、例えば以下のような混合軌道を取り得る。

$$|\Psi(^{22}\text{C})\rangle = \alpha |\Psi(^{20}\text{C}) \otimes (\nu 2s_{1/2})^2\rangle + \beta |\Psi(^{20}\text{C}) \otimes (\nu 1f_{7/2})^2\rangle \quad (1.0.4)$$

ここで示した軌道混合とは異なる可能性もあるが、いずれにしても  $^{22}\text{C}$  では  $^{11}\text{Li}$  とは異なる中性子軌道によるダイ

ニュートロン相関を観測することが期待される。

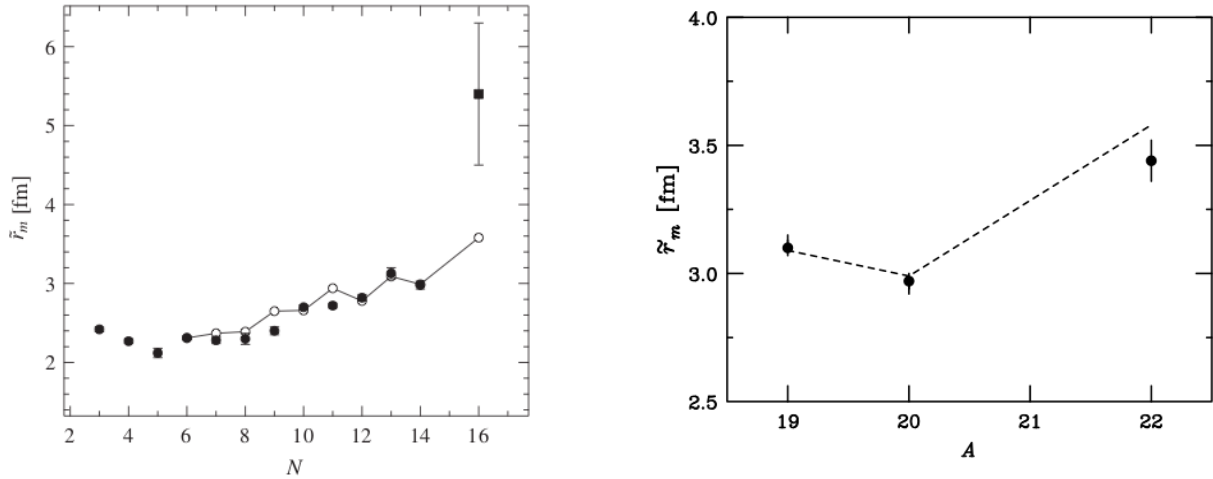


図 1.6 炭素同位体の平均二乗半径の質量依存性。核子あたり 40 MeV の  $^{22}\text{C}$  における液体水素標的を用いた断面積測定実験 [6] (左図) と核子あたり 235 MeV の  $^{22}\text{C}$  における炭素標的を用いた反応断面積測定実験 [7] (右図) それぞれにおける結果。

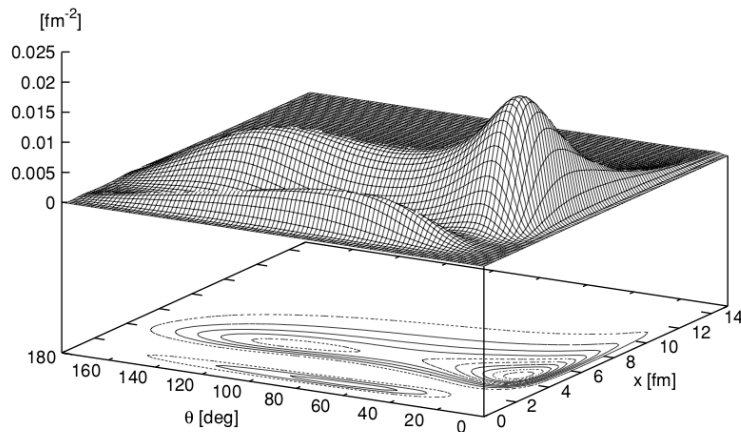


図 1.7  $^{22}\text{C}$  における二中性子の密度分布の理論計算 [8]。  $\theta \sim 0$  付近でダイニュートロン相関が発達している

本論文では、鉛標的を用いて測定した  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応断面積とソフト E1 遷移確率分布について報告し、 $^{22}\text{C}$  におけるダイニュートロン相関について議論する。実験は理化学研究所の RI Beam Factory において大強度 RI ビームを用いて行った。核破碎反応によって生成した  $^{22}\text{C}$  を鉛標的に入射させ、分解後の  $^{20}\text{C}$  と二つの中性子を大立体角スペクトロメータである SAMURAI で同時検出する。測定した粒子の四元運動量から不変質量法を用いて  $^{22}\text{C}$  の相対エネルギー分布を導出した。以下第 2 章では実験の原理と手法について述べ、第 3 章では実験施設や検出器、トリガーやデータセットについて説明する。第 4 章では実験データの解析方法について述べ、第 5 章では得られた結果を示し、議論を行う。そして、第 6 章では本論文のまとめと今後の展望について述べる。

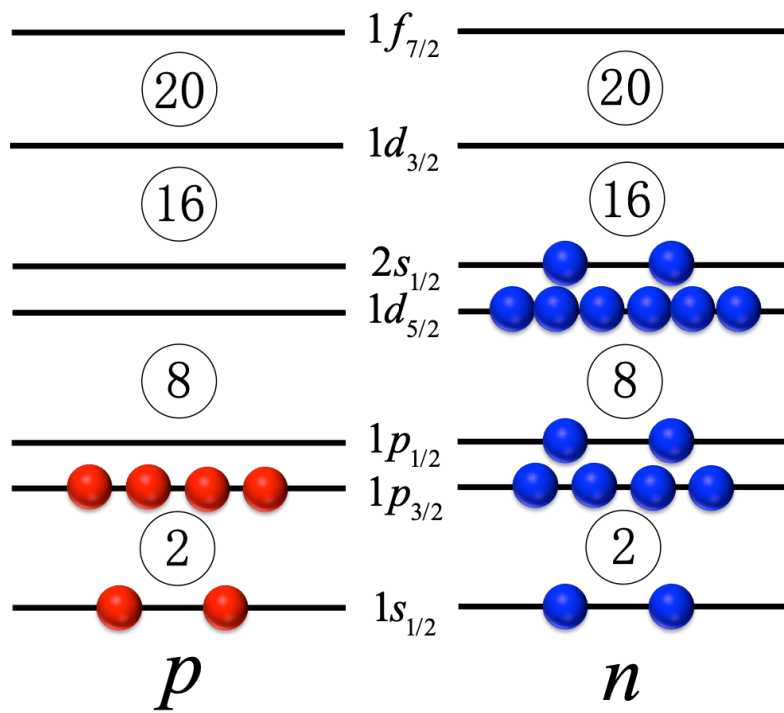


図 1.8  $^{22}\text{C}$  の基底状態の配位。  $p$  は陽子数、  $n$  は中性子数を表している。

## 第 2 章

# 実験手法と実験原理

### 2.1 クーロン分解反応

#### 2.1.1 クーロン分解断面積と換算遷移確率

本実験では、鉛標的を用いて  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応を観測し、クーロン分解断面積を導出する。鉛のような陽子数  $Z$  の大きな原子核近傍を  $^{22}\text{C}$  が高速で通過すると強い電場パルスを受けてクーロン励起する。 $^{22}\text{C}$  は弱束縛であるため、クーロン励起すると直ちに  $^{20}\text{C}$  と二中性子に分解する。この反応をクーロン分解反応と呼ぶ。equivarent photon method[10] では、クーロン励起を仮想光子の吸収による励起とみなす事ができ、クーロン分解断面積  $\sigma_{coul}(E_x)$  を仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  と光吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x)$  を用いて、次のように表わす。

$$\frac{d\sigma_{coul}}{dE_x} = \frac{N_{E1}(E_x)}{E_x} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) \quad (2.1.1)$$

また、光吸収断面積  $\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x)$  は換算遷移確率  $B(E1)$  を用いて、

$$\sigma_{\gamma}^{E1}(E_x) = \frac{16\pi^3 E_x}{9\hbar c} \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.1.2)$$

と表わす事ができるので、クーロン分解断面積  $\sigma_{coul}(E_x)$  と換算遷移確率  $B(E1)$  の関係は仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  を用いて、

$$\frac{d\sigma_{coul}}{dE_x} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} N_{E1}(E_x) \frac{dB(E1)}{dE_x} \quad (2.1.3)$$

と表せる。ここで、仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  分布は電磁気学で計算することができ、図 2.1.1 に示すように低励起エネルギー側で仮想光子数が多く、低励起エネルギー領域に現れるソフト E1 励起に対し非常に良い感度を持つ。本実験ではクーロン分解断面積  $\sigma_{coul}(E_x)$  を導出し、上記の式を用いて換算遷移確率  $B(E1)$  分布の導出を行う。

実験的に導出された換算遷移確率  $B(E1)$  は、E1 cluster sum rule[11] を用いて

$$B(E1) = \int_0^{\infty} \frac{dB(E1)}{E_x} dE_x \quad (2.1.4)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2|r_1| \cdot |r_2| \cos \theta_{12} \rangle \quad (2.1.5)$$

$$= \frac{3}{\pi} \left( \frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_{core-2n}^2 \rangle \quad (2.1.6)$$

と表せる。ここで  $r_1, r_2$  はハローを形成する二中性子のコア核に対する位置ベクトルを表し、 $\theta_{12}$  は  $r_1, r_2$  のなす角、 $r_{core-2n}$  は二中性子の重心とコア核の距離を表わしている。測定した  $B(E1)$  や遷移確率分布の形などから、 $^{22}\text{C}$  の核構造についての議論を行う事ができる。



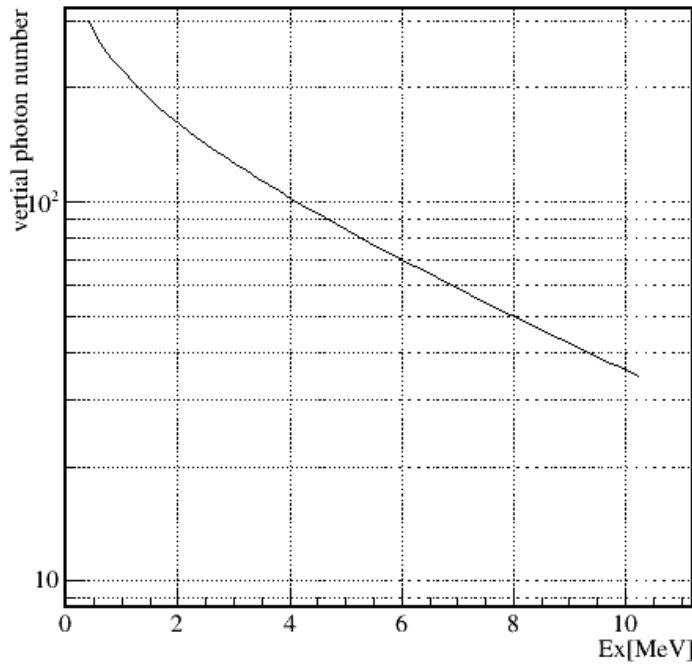


図 2.1 核子あたり 235 MeV の  $^{22}\text{C} + \text{Pb}$  における仮想光子数  $N_{E1}(E_x)$  分布

### 2.1.2 スケーリングファクター

クーロン分解反応を観測するにあたって、鉛 ( $Z=82$ ) のように陽子数  $Z$  の大きな標的では、入射粒子  $^{22}\text{C}$  との相互作用はクーロン相互作用が支配的になるが、わずかに核力による相互作用も含まれる。そのため、純粋なクーロン分解断面積を求めるためには核力による寄与を差し引く必要がある。本実験では、陽子数  $Z$  が小さい炭素 ( $Z=6$ ) 標的では全ての反応が核力によるものであると仮定して、核力分解成分を導出する。スケーリングファクター  $\Gamma$  と炭素および鉛標的で測定される分解断面積  $\sigma_C$ 、 $\sigma_{Pb}$  を用いて、クーロン分解断面積  $\sigma_{coul}$  は以下のように導出される。

$$\frac{d\sigma_{coul}}{dE_x} = \frac{d\sigma_{Pb}}{dE_x} - \Gamma \frac{d\sigma_C}{dE_x} \quad (2.1.7)$$

この時スケーリングファクター  $\Gamma$  は一中性子分離エネルギー  $S_n$  と以下のような関係にある [14]。

$$\Gamma = (2.30 \pm 0.41)e^{-S_n} + (2.43 \pm 0.21) \quad (2.1.8)$$

本解析では二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  とスケーリングファクター  $\Gamma$  にも相関があるとする。 $^{22}\text{C}$  のスケーリングファクター  $\Gamma$  と二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  の関係が二中性子ハロー核である  $^{19}\text{B}$  と同様であると仮定して、 $^{19}\text{B}$  のクーロン分解反応実験 [13] において用いられた以下の式を用いた。

$$\Gamma = -0.9\ln(S_{2n}) + 2.18 \quad (2.1.9)$$

## 2.2 不変質量法

$^{22}\text{C}$  のような中性子ドリップライン核は中性子分離エネルギーが 1 MeV 以下で非常に小さく、励起状態は主として非束縛であるため、励起すると直ちに中性子を放出して分解する。そのため、励起状態からの脱励起  $\gamma$  線を観測する

インビーム  $\gamma$  線核分光を用いることは出来ない。本実験では、不変質量法を用いて  $^{22}\text{C}$  の励起エネルギーを導出する。不変質量法とは、分解後の全粒子の四元運動を観測することで、分解前の粒子の不変質量を求める手法である。

分解後の各粒子の運動量を  $\mathbf{P}_i$ 、エネルギーを  $E_i$  とすると分解前の粒子の不変質量  $M^*$  は

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

と書ける。また、この粒子の相対エネルギー  $E_{rel}$  は、分解後の各粒子の質量  $m_i$  を用いて

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

と書ける。励起エネルギー  $E_x$  は相対エネルギー  $E_{rel}$  と中性子分離エネルギー  $S_n$  の和

$$E_x = E_{rel} + S_n \quad (2.2.3)$$

であるため、本実験では、この相対エネルギー  $E_{rel}$  を導出し、得られた  $E_{rel}$  分布から断面積や遷移確率分布を導出する。

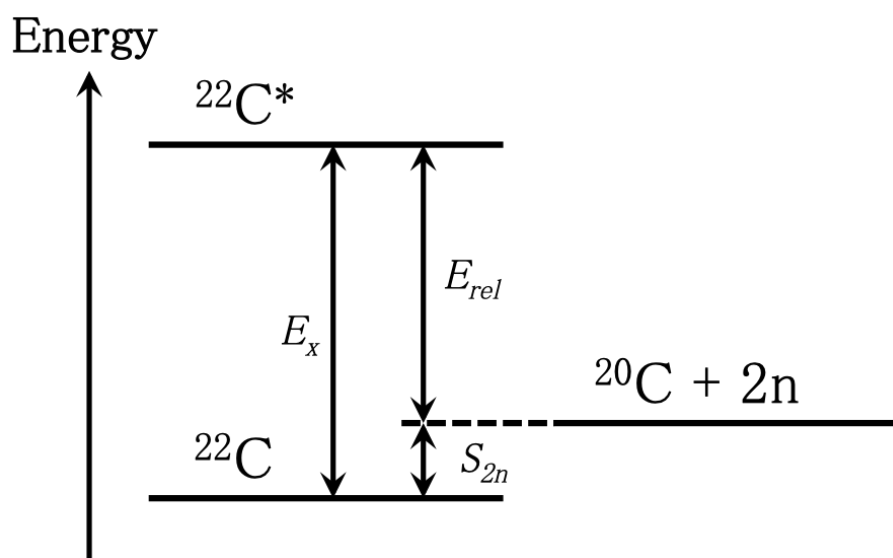


図 2.2 クーロン分解反応におけるレベル図。導出した  $E_{rel}$  分布から断面積と換算遷移確率を導出する



## 第 3 章

# 実験

本実験は 2012 年 5 月に理化学研究所の不安定核ビーム加速器施設 RIBF(RI Beam Factory) にて行われた。

本章では超伝導不安定核ビーム生成分離装置 BigRIPS, 多粒子測定装置 SAMURAI の詳細と、実験のトリガー条件およびデータセットについて説明する。

### 3.1 超伝導不安定核ビーム生成分離装置 BigRIPS

イオン源から生成した一次ビームである  $^{48}\text{Ca}$  は、線形加速器 RILAC や超伝導リングサイクロトロン SRC などを用いて核子あたり 345 MeV まで加速され、一次標的である Be 標的 (20 mm) に入射し、入射核破碎反応により二次ビームである  $^{22}\text{C}$  が生成される。BigRIPS は生成した二次ビームを識別・分離するスペクトロメータである。BigRIPS の全体図を図 3.1 に示し、各焦点面間における中心軌道の  $B\rho$  値と各焦点面のスリット幅を表 3.1 に示す。

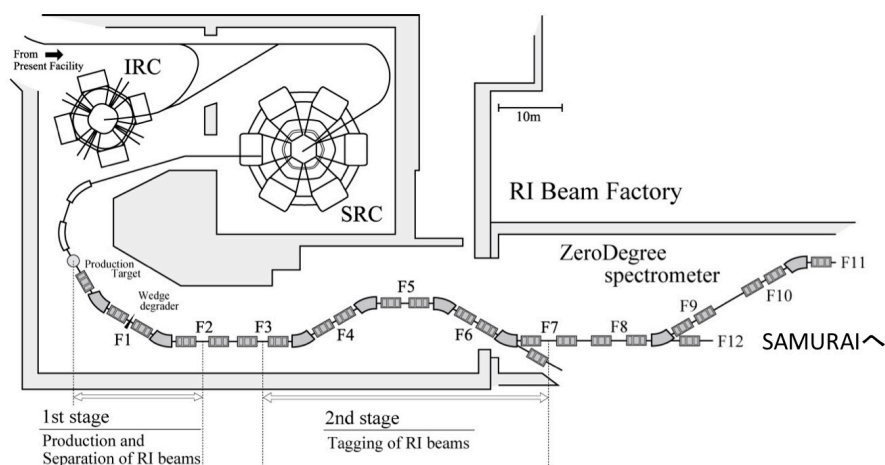


図 3.1 BigRIPS の全体図

	F0-F1	F1-F2	F2-F3	F3-F4	F4-F5	F5-F6	F6-F7	F7-F8	F8-F12	F12-F13
$B\rho$ 値 [Tm]	9.4	9.015	9.015	8.975	8.975	8.767	8.767	8.74	8.74	8.74
				F1	F2	F5	F7	F8	F12	
スリット幅 [mm]				240	20	240	240	340	340	

表 3.1 BigRIPS の各焦点面間における中心軌道の  $B\rho$  値 (上表) とスリット幅 (下表)

### 3.1.1 BPC

BPC (Beam Proportional Chamber) は F5 焦点面に設置されたマルチワイヤー比例計数管である。F5 焦点面は運動量分散焦点面であり、焦点面における通過粒子の水平位置が磁気硬度  $B\rho$  に対応する。磁気硬度は磁場  $B$  [T] と曲率半径  $\rho$  [m] によって表される値であり、電磁気学で求めると荷電粒子と以下のような関係にある。

$$B\rho[\text{Tm}] = \frac{P[\text{MeV}/c]}{Ze} = \frac{1}{c[\text{mm}/\text{ns}]} \frac{P[\text{MeV}/c]}{Z} \quad (3.1.1)$$

64 本のアノードワイヤーが 4 mm 間隔で並ぶ面を二面並べた構造をしており、封入ガスは 50 torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  である。本実験では、BPC における水平位置から磁気硬度  $B\rho$  を求め、二次ビームの粒子識別などに用いた。

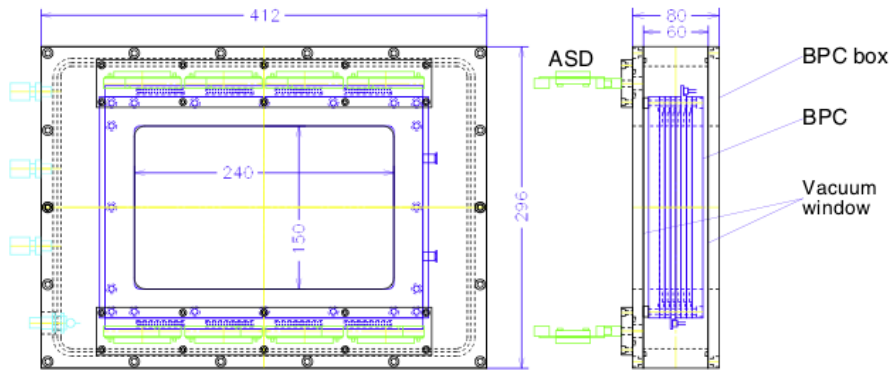


図 3.2 BPC の外形 [15]

### 3.1.2 F7 プラスチックシンチレータ

F7 焦点面には厚さ 3 cm のプラスチックシンチレータとその両端に光電子増倍管が取り付けられた検出器が設置されている。SAMURAI エリアの SBT (後述) と合わせて F7-SBT 間の飛行時間 TOF を測定するために用いた。測定した TOF は二次粒子の粒子識別などに用いられる。

## 3.2 多粒子測定装置 SAMURAI

SAMURAI (Superconducting Analyzer for Multi-particle RAdiation Isotope beams) は入射ビーム検出器、超伝導双極電磁石、荷電粒子検出器、中性子検出器から構成される大立体角スペクトロメータである。全体図を 3.3 に、その標的周りの拡大図を図 3.4 に、超伝導双極電磁石と検出器の位置を図 3.5 示す。また、本論文では今後、標的入射後の荷電粒子を荷電フラグメントと呼ぶこととする。

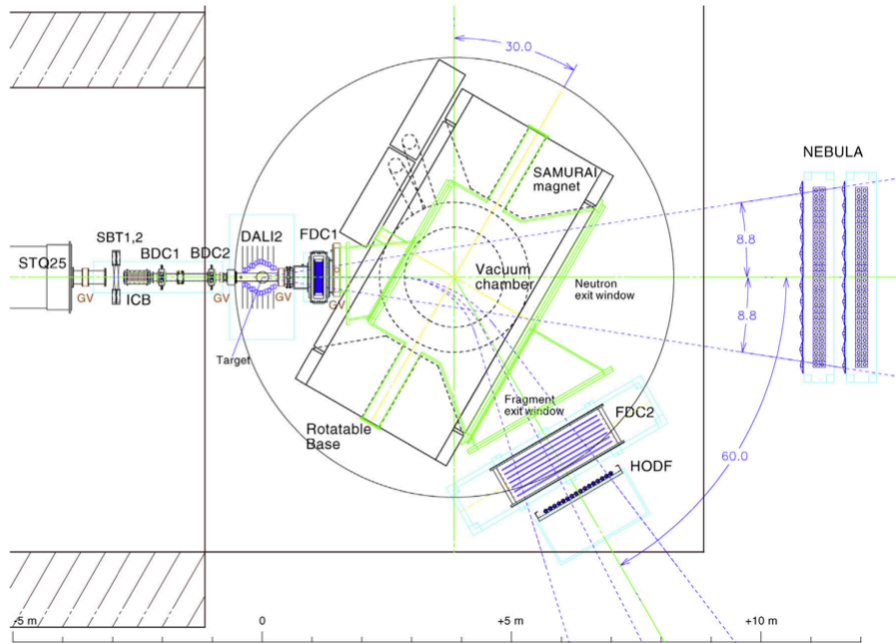


図 3.3 SAMURAI の全体図 [15]

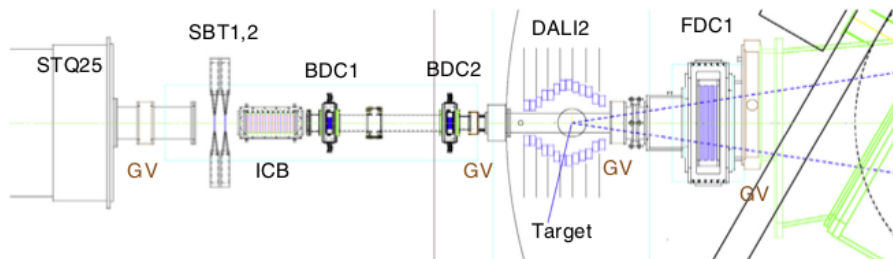


図 3.4 SAMURAI 上流の標的周りの拡大図 [15]

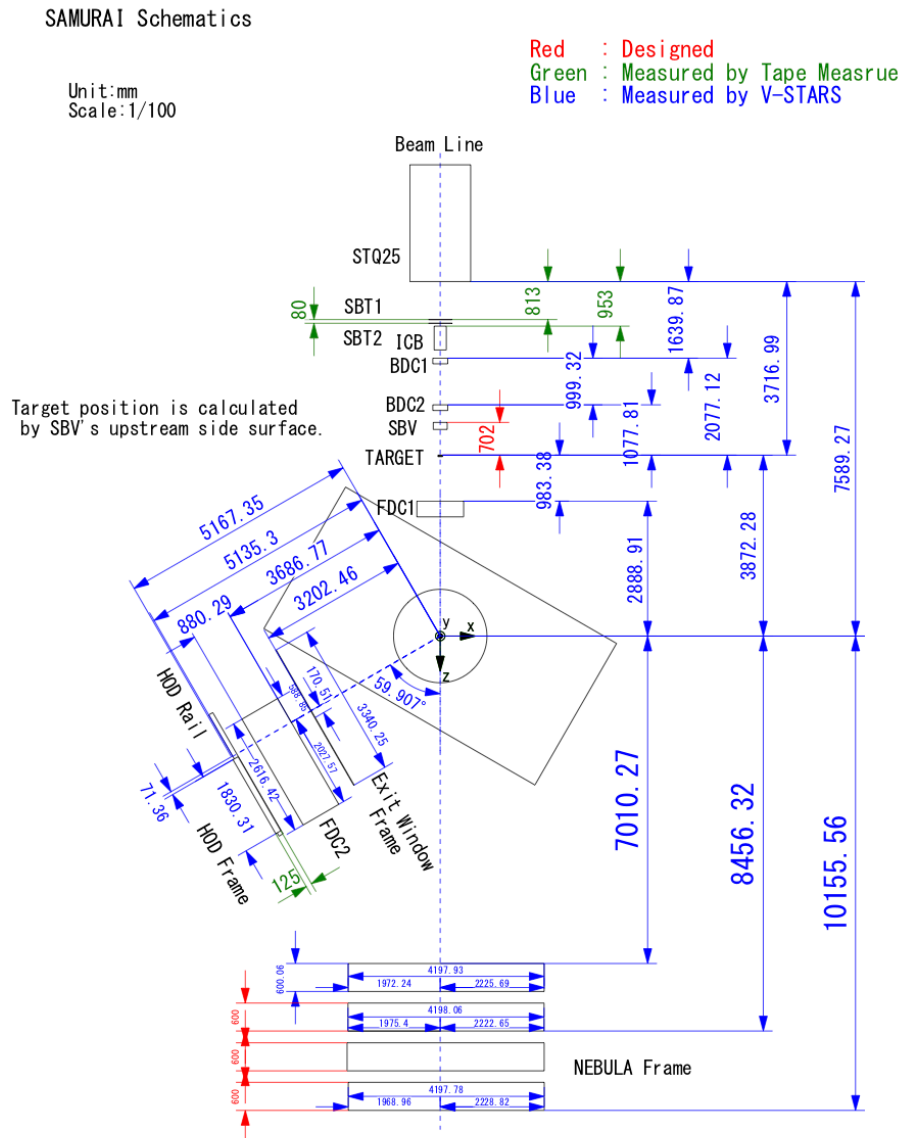


図 3.5 SAMURAI の超伝導双極子電磁石と検出器の位置 [16]

### 3.2.1 SBT

SBT (Scintillator Before Target) は厚さ 0.5 cm のプラスチックシンチレータの両端に光電子増倍管が取り付けられた検出器で、標的上流約 3 m の位置に 80 mm の間隔で二つ (ビーム上流から SBT1、2) 設置されている。BigRIPS の F7 プラスチックシンチレータと合わせて F7-SBT 間の飛行時間 TOF を測定し、二次粒子の粒子識別などに用いた。

### 3.2.2 ICB

ICB (Ionization Chamber for Beam) は 10 層の陽極面と 11 層の陰極面からなるイオンチェンバーで、各陽極面から得られるエネルギー損失  $\Delta E_i$  の平均からエネルギー損失  $\Delta E$  を求める検出器である。エネルギー損失  $\Delta E$  は飛行時間 TOF と合わせて二次粒子の陽子数  $Z$  の識別に用いた。封入ガスは 1 気圧の P10 ガスである。ICB の外形を図 3.6 に示す。

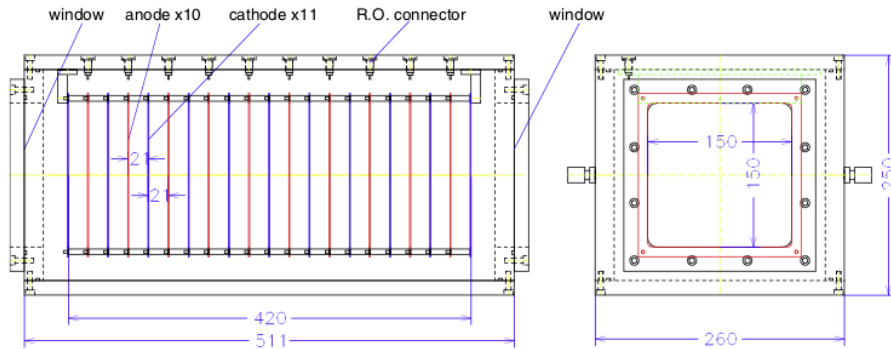


図 3.6 ICB の外形 [15]

### 3.2.3 BDC

BDC (Beam Drift Chamber) は粒子の通過位置を測定するためのドリフトチェンバーで、読み出し用のアノードワイヤーは 1 層あたり 16 本、5 mm 間隔で張られており、ワイヤーの向きは水平方向 X と鉛直方向 Y にそれぞれ 4 層ずつ、計 8 層から構成されている。封入ガスは 100 torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  である。標的上流 1 m と 2 m の位置に設置されている二台の BDC (ビーム上流から BDC1、2) を用いて標的入射粒子の位置と角度を外挿した。

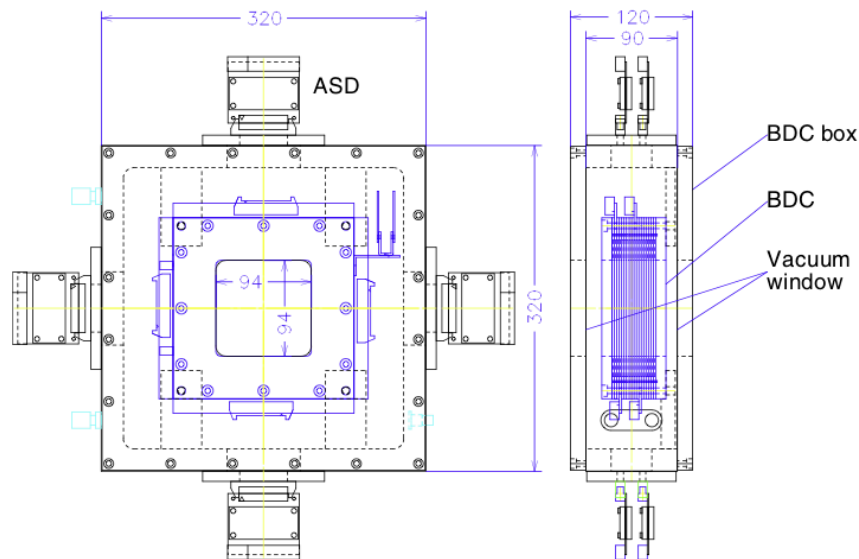


図 3.7 BDC の外形

### 3.2.4 反応標的

反応標的は鉛 ( $1.789 \text{ g/cm}^2$ )、炭素 ( $3.254 \text{ g/cm}^2$ )、空、アルミニウム (20 mm) 標的の四種類を用いた。標的は水平方向 (X)、鉛直方向 (Y) にそれぞれ 80 mm の正方形である。鉛標的はクーロン分解反応成分を調べるために用い、炭素標的は核力分解反応成分を調べるために用いた。空標的はバックグラウンドを調べるために用い、アルミニウム標的は生成する  $\gamma$  線による NEBULA の時間較正のために用いた。



## 3.2.5 標的までの物質とその密度

F7 シンチレータから反応標的までの物質の一覧を表 3.2.5 に示す。

検出器		物質名	物質厚	物質厚
F7	プラスチック	plastic	3 mm	309.6mg/cm <sup>2</sup>
	真空障壁	kapton	125 μm	17.8mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	100 μm	14.28mg/cm <sup>2</sup>
SBT1	プラスチック	plastic	0.5 mm	51.6mg/cm <sup>2</sup>
	反射材	mylar	12μm × 4	6.7mg/cm <sup>2</sup>
		sheet	100 μm × 2	26mg/cm <sup>2</sup>
空気	air	80 mm	9.52mg/cm <sup>2</sup>	
SBT2	プラスチック	plastic	0.5 mm	51.6mg/cm <sup>2</sup>
	反射材	mylar	12μm × 4	6.7mg/cm <sup>2</sup>
		sheet	100 μm × 2	26mg/cm <sup>2</sup>
空気	air	60 mm	7.14mg/cm <sup>2</sup>	
ICB	真空障壁	kapton	30μm	4.3mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	P10(1 気圧)	511 mm	81.8mg/cm <sup>2</sup>
	陽極面	mylar	12 μm × 10	16.8mg/cm <sup>2</sup>
	陰極面	mylar	12 μm × 11	18.5mg/cm <sup>2</sup>
	真空障壁	kapton	30μm	4.3mg/cm <sup>2</sup>
	空気	air	50 mm	5.95mg/cm <sup>2</sup>
BDC1	真空障壁	kapton	80μm	11.4mg/cm <sup>2</sup>
	ガス	イソブタン (CH(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> : 100 torr)	90 mm	2.9mg/cm <sup>2</sup>
	陰極	kapton	4μm × 2 + 8 μm × 9	11.4mg/cm <sup>2</sup>
	真空障壁	kapton	80μm	11.4mg/cm <sup>2</sup>
	BDC2	真空障壁	kapton	80μm
ガス		イソブタン (CH(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> : 100 torr)	90 mm	2.9mg/cm <sup>2</sup>
陰極		kapton	4μm × 2 + 8 μm × 9	11.4mg/cm <sup>2</sup>
真空障壁		kapton	80μm	11.4mg/cm <sup>2</sup>
合計				777.34mg/cm <sup>2</sup>

表 3.2 F7 シンチレータから反応標的までの物質の一覧

## 3.2.6 DALI2

DALI2 (Detector Array for Low Intensity radiation 2) は RI ビームを用いたインビーム  $\gamma$  線分光実験のために設置された  $\gamma$  線検出器であり、140 個の NaI(Tl) シンチレータから構成されている [17]。

### 3.2.7 FDC1

FDC1 (Forward Drift Chamber 1) は標的の下流 1 m に設置され、標的反応後の荷電フラグメントの位置と角度を測る検出器である。読み出し用のアノードワイヤーは 1 層あたり 32 本、10 mm 間隔で張られており、ワイヤーの向きが鉛直方向の X 面が 6 層、そこから  $\pm 30^\circ$  傾けた U 面、V 面がそれぞれ 4 層の計 14 層から構成されている。封入ガスは 50 torr の  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  である。

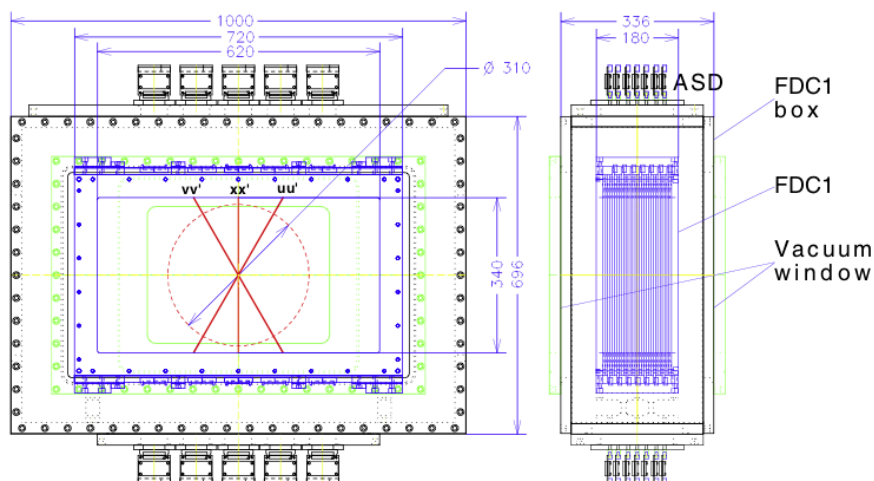


図 3.8 FDC1 の外形

### 3.2.8 SAMURAI マグネット

SAMURAI の超伝導双極電磁石は最大磁束密度 3.08 T、有効磁極間距離 80 cm を持ち、これにより 7 Tm の高い偏向能力と広いアクセプタンスを得る。また、SAMURAI マグネットは回転台に乗っており、実験によって回転角度を変えることができる。本実験では、電磁石を  $30^\circ$  回転させた状態で使用した。

### 3.2.9 FDC2

FDC2 (Forward Drift Chamber 2) は SAMURAI マグネット下流に設置され、SAMURAI マグネットで軌道を曲げられた荷電フラグメントの位置と角度を測る検出器である。読み出し用のアノードワイヤーは 1 層あたり 112 本、20 mm 間隔で張られており、ワイヤーの向きは FDC1 同様、X 面が六層、そこから  $\pm 30^\circ$  傾けた U 面、V 面がそれぞれ 4 層の計 14 層から構成されている。封入ガスは 1 気圧の  $\text{He} + 50\% \text{C}_2\text{H}_6$  である。FDC1 と FDC2 での位置と角度から荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  を求めた。

### 3.2.10 HODF

HODF (HODoscope for Fragment) は幅 10 cm、高さ 120 cm、厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータ 16 本を横並べに配置した検出器である。FDC2 直後に設置されており、荷電フラグメントのエネルギー損失および飛行時間 TOF を測るために用いた。

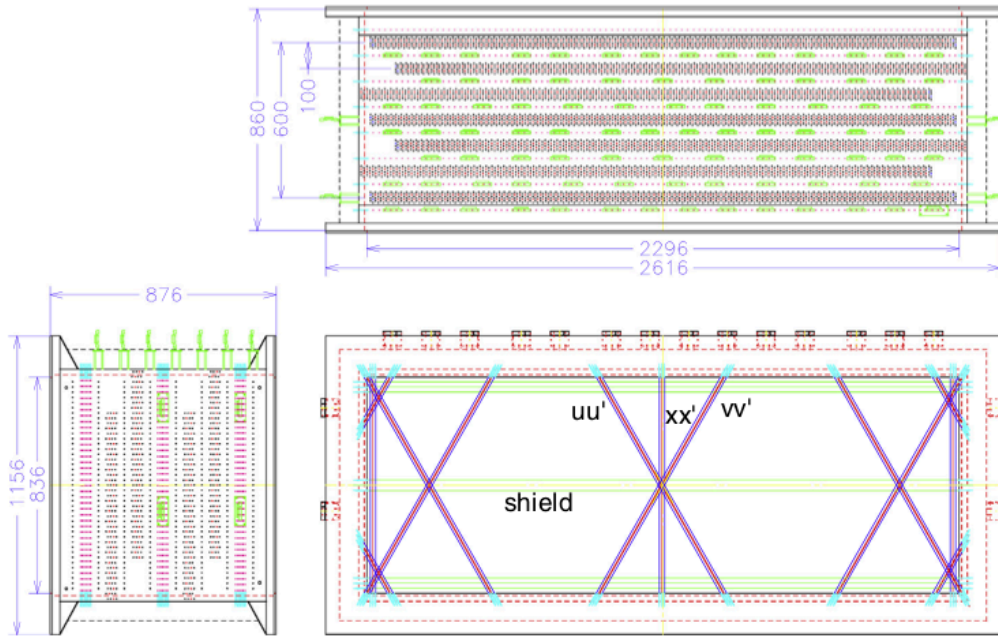


図 3.9 FDC2 の外形

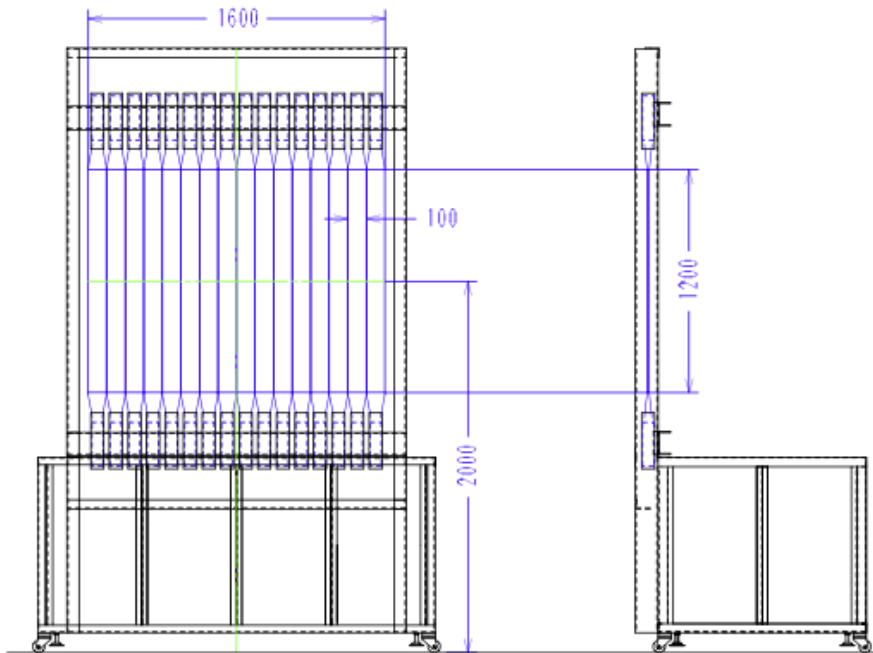


図 3.10 HODF の外形

### 3.2.11 NEBULA

NEBULA (NEutron detection system for Break up of Unstable nuclei with Large Acceptance) は幅 12 cm、高さ 180 cm、厚さ 12 cm のプラスチックシンチレータを横方向に 30 本、2 列並べたものを 1 層として、2 層計 120 本のプラスチックシンチレータから構成されている大型中性子検出器である。プラスチックシンチレータの上下には光電子増倍管 (PMT) が取り付けられており、上下の PMT で信号が検出された場合、そのシンチレータでヒットがあったとする。各層の前には荷電粒子イベント除去のために、VETO カウンター (横 32 cm、高さ 190 cm、厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータ) が設置されている。

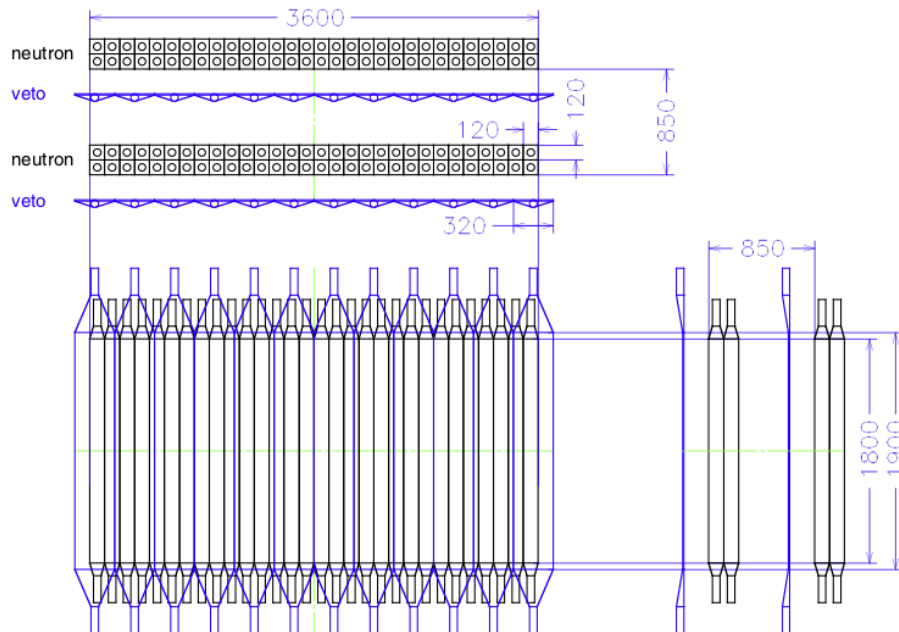


図 3.11 NEBULA の外形図

## 3.3 トリガー条件

実験のデータ取得のためのトリガー回路について、図 3.12、3.13、3.14 に論理回路を示す。図 3.12 の SBT1L、SBT1R は SBT1 に取り付けられた光電子増倍管 (PMT) を示し、それぞれ beam 方向から見て左側と右側のものを意味する。SBT2L、SBT2R も同様である。SBT1,2 に 2 本ずつ取り付けられた合計 4 本の PMT で信号が同時計測された場合に Beam トリガーを生成する。DALI トリガーはいずれかの DALI クリスタルから信号が検出した場合に生成される。図 3.14 の NEUT1U、NEUT1D は NEBULA シンチレータの上下に取り付けられた PMT を表す。NEBULA ではあるシンチレータの上下に取り付けられた PMT 両方で信号があった場合、そのシンチレータでヒットがあったと判断し、NEBULA の一つ以上のシンチレータでヒットがあった場合 NEBULA トリガーを生成する。

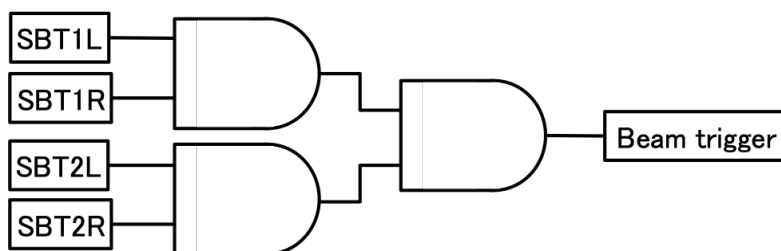


図 3.12 ビームトリガーの論理回路図

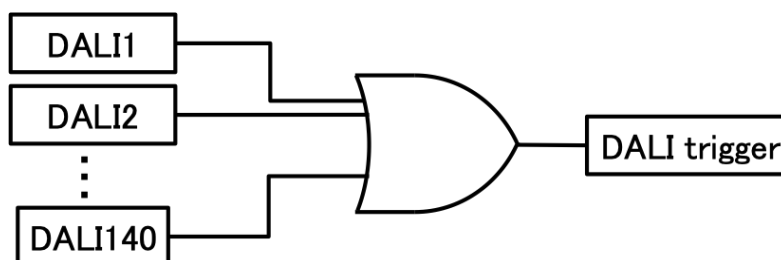


図 3.13 DALI トリガーの論理回路図

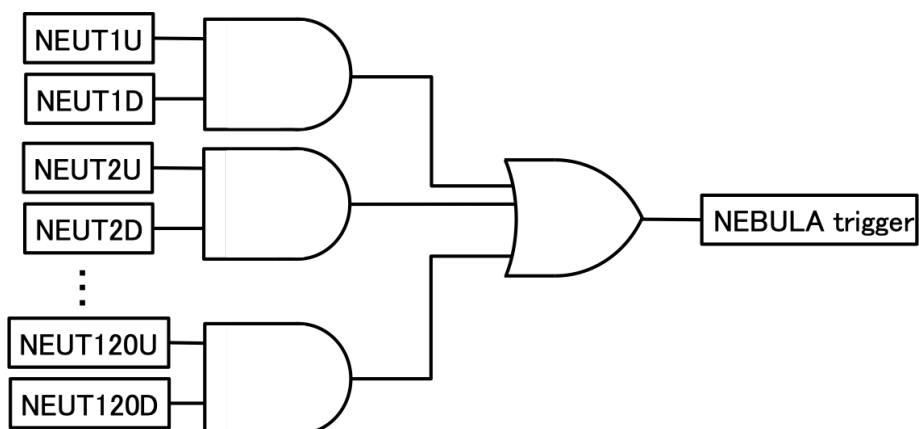


図 3.14 NEBULA トリガーの論理回路図

### 3.4 データセット

表 3.3 に本解析で使用したデータセットを示す。C 標的のイベントは核力分解反応成分の除去のため、空標的はその他のバックグラウンドイベントの除去のために用いた。また、 $^{15}\text{C} + \text{Al}$  は NEBULA の TOF 較正を行うためのものである。DSB はダウンスケールビームトリガーを意味し、DSF はそのダウンスケールファクターである。

Run 番号	二次ビーム	二次標的	トリガー	DSF
49-54	$^{15}\text{C}$	Al(20 mm)	DSB $\cup$ (Beam $\cap$ NEBULA)	1000
58-90	$^{22}\text{C}$ (235.5MeV/u)	C(1.789 g/cm $^2$ )	DSB	1
95-112	$^{22}\text{C}$ (235.2MeV/u)	Empty	DSB $\cup$ (Beam $\cap$ NEBULA) $\cup$ (Beam $\cap$ DALI)	10
113-166	$^{22}\text{C}$ (235.4MeV/u)	Pb(3.254 g/cm $^2$ )	DSB $\cup$ (Beam $\cap$ NEBULA) $\cup$ (Beam $\cap$ DALI)	10
167-176	$^{22}\text{C}$ (235.8MeV/c)	C(1.789 g/cm $^2$ )	DSB $\cup$ (Beam $\cap$ NEBULA) $\cup$ (Beam $\cap$ DALI)	10

表 3.3 本解析で用いたデータセット。二次ビームの括弧内はそのエネルギーを示しており、標的の括弧内はその厚さを示している。また、DSF はダウンスケールビームファクターであり、ビームトリガーをこの値だけダウンスケールしてダウンスケールビームトリガーを生成する。



## 第 4 章

# 解析

本章では実験の解析について説明する。4.1 節では二次ビームの解析について説明し、4.2 節では分解後の荷電粒子の解析について説明する。また、4.2.4 節ではインクルーシブな断面積について説明し、4.3 節では中性子の解析について説明する。

### 4.1 二次ビームの解析

二次ビームの識別は BigRIPS で各粒子の  $Z$  と  $A/Z$  を導出することで行う。

#### 4.1.1 $Z$ の導出

陽子数  $Z$  は、ICB で測定したエネルギー損失  $\Delta E$ 、F7-F13 間の飛行時間 TOF から求めた速度  $\beta$  から、Bethe-Bloch の式を用いて導出する。Bethe-Bloch の式は

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

と表される。ここで、

- $N_a$  : アボガドロ定数
- $r_e$  : 古典的な電子半径
- $m_e$  : 電子質量
- $\rho$  : 物質の密度
- $Z$  : 物質の原子番号
- $A$  : 物質の原子量
- $I$  : 物質の原子の平均励起エネルギー
- $z$  : 入射粒子の電荷

である。ICB 内のガスは 1 気圧の P10 ガス (Ar:90% , CH<sub>4</sub>:10%) なので、

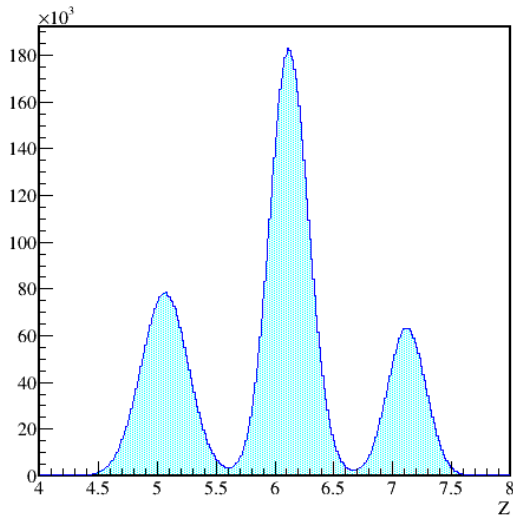
$$\begin{aligned} \rho &= \left( \frac{9}{10} \cdot 0.00166\text{g/cm}^3 + \frac{1}{10} \cdot 0.00067\text{g/cm}^3 \right) = 0.00156\text{g/cm}^3 \\ Z &= \frac{9}{10} \cdot 18 + \frac{1}{10} \cdot 10 = 17.2 \\ A &= \frac{9}{10} \cdot 40 + \frac{1}{10} \cdot 16 = 37.6 \\ I &= \frac{\exp \left( \frac{9}{10} Z_{Ar} \log I_{Ar} + \frac{1}{10} Z_{CH_4} \log I_{CH_4} \right)}{\frac{9}{10} Z_{Ar} + \frac{1}{10} Z_{CH_4}} \end{aligned}$$



を用いた。ただし、 $^{40}_{18}\text{Ar}$ 、 $\text{CH}_4$  の平均励起エネルギーは

$$\begin{aligned} \frac{I}{Z} &= 12 + \frac{7}{Z} [\text{eV}] & (Z < 13) \\ \frac{I}{Z} &= 9.76 + 58.8Z^{-1.19} [\text{eV}] & (Z > 13) \end{aligned}$$

という近似 [18] を用いて求めた。結果とその分解能を図 4.1、表 4.1 に示す。得られた陽子数  $Z$  はわずかに大きな値が得られているが、十分に各  $Z$  は分離できている。



Z	5	6	7
$\Delta Z(\text{FWHM})$	0.472	0.398	0.377
$Z/\Delta Z(\text{FWHM})$	10.6	15.1	18.6

表 4.1 二次粒子の陽子数  $Z$  の分解能

図 4.1 二次粒子の陽子数  $Z$ 。ピーク位置はそれぞれの中心 ( $Z=5,6,7$ ) よりわずかに大きな値であるが、各  $Z$  は十分に分離できている。

#### 4.1.2 $A/Z$ の導出

質量数  $A$  を陽子数  $Z$  で割った値である  $A/Z$  は、BPC で測定した磁気硬度  $B\rho[\text{Tm}]$ 、F7-F13 間の飛行時間  $\text{TOF}[\text{ns}]$  から求めた速度  $\beta$  から、相対論的な運動方程式

$$\frac{A}{Z} = \frac{B\rho \cdot c}{m_u \beta \gamma} \quad (4.1.2)$$

を用いて導出する。ただし、 $m_u$  は原子質量単位であり、 $m_u = 931.478\text{MeV}$  である。

F5 焦点面は通過する粒子の水平方向の位置が磁気硬度  $B\rho$  に対応する運動量分散焦点面 (dispersive focal plane) であり、その分散  $D_{F5}$  は 3300 mm である。そのため磁気硬度  $B\rho$  は、F5 焦点面に置かれた BPC で測定した水平位置から以下の式を用いて導出する。

$$B\rho = B\rho_0 \left( 1 + \frac{x_{bpc}}{D_{F5}} \right) \quad (4.1.3)$$

$x_{bpc}$  は BPC で測定した水平位置 [mm] であり、 $B\rho_0$  は BPC の中心を通過する粒子の磁気硬度 [Tm] である。

求めた  $A/Z$  の分布と質量数  $A$  の分解能をそれぞれ図 4.2、表 4.2 に示す。

独立に求めた  $Z$  および  $A/Z$  を用いて粒子識別図を作成した。作成した粒子識別図を図 4.3 に示す。この図から  $5.66 < Z < 6.62$ 、 $3.67 < A/Z < 3.71$  の範囲を  $^{22}\text{C}$  として選択した。

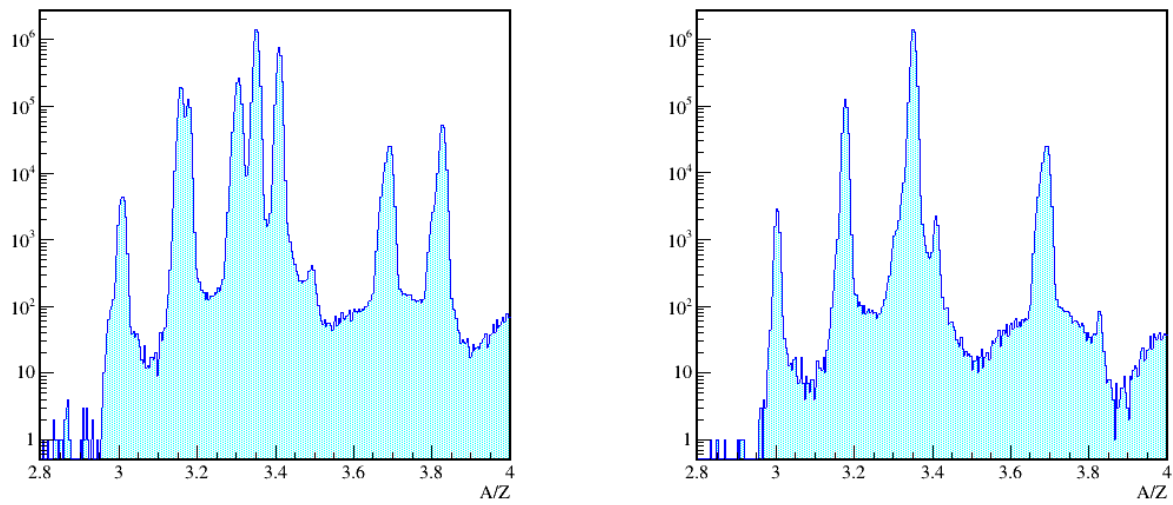


図 4.2 二次粒子の  $A/Z$ 。右図は  $5.66 < Z < 6.62$  の範囲で  $Z$  にゲートをかけた時の  $A/Z$  の分布。大きな 4 つのピークは右から  $^{22}\text{C}$ 、 $^{20}\text{C}$ 、 $^{19}\text{C}$ 、 $^{18}\text{C}$  に該当し、 $A/Z \sim 3.4, 3.8$  に見える小さなピークはそれぞれ  $^{17}\text{B}$ 、 $^{19}\text{B}$  の混ざりに該当する。

A	19	20	22
$\Delta A$	0.0742	0.0793	0.126
$A/\Delta A$	256	252	175

表 4.2 二次粒子の質量数  $A$  の分解能

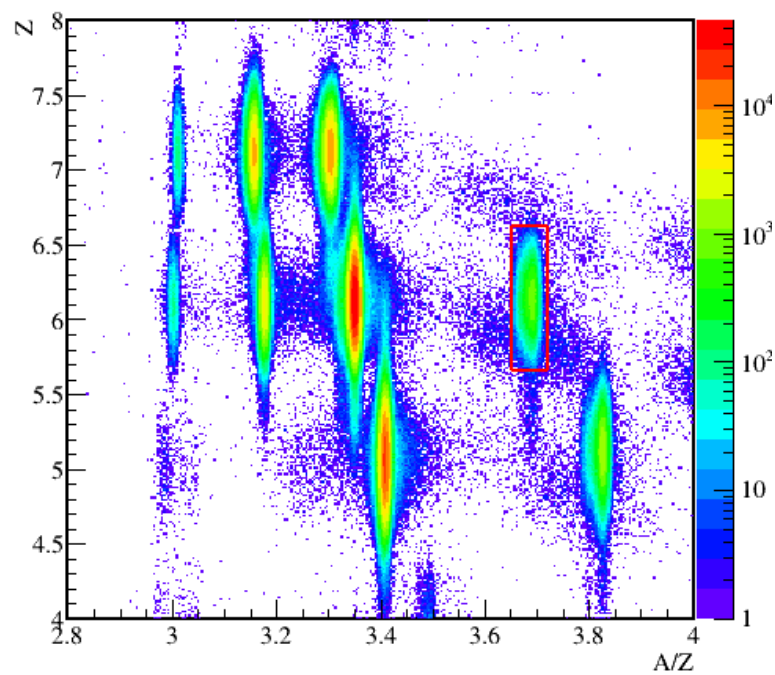


図 4.3 二次粒子の粒子識別図。赤く囲んだ範囲 ( $5.66 < Z < 6.62$ 、 $3.67 < A/Z < 3.71$ ) を  $^{22}\text{C}$  として選択した。

### 4.1.3 標的でのビームプロファイル

二次ビームの標的への水平方向の入射位置  $X(\text{target})$  と角度  $\theta_x(\text{beam})$  は、BDC1 および BDC2 で検出した位置情報を用いて以下のように外挿した。

$$X(\text{target}) = \frac{X(\text{BDC2}) - X(\text{BDC1})}{Z(\text{BDC2}) - Z(\text{BDC1})} \cdot |Z(\text{target}) - Z(\text{BDC1})| \quad (4.1.4)$$

$$\theta_x(\text{beam}) = \arctan\left(\frac{X(\text{BDC2}) - X(\text{BDC1})}{Z(\text{BDC2}) - Z(\text{BDC1})}\right) \quad (4.1.5)$$

また、鉛直方向の位置  $Y$  と角度  $\theta_y(\text{target})$  についても同様に求めた。求めた位置と角度の分布を図 4.4 の左上図と右上図に示す。標的の大きさは  $X, Y$  方向にそれぞれ 80 mm であるが、確実に標的に入射したイベントを解析するために  $|X(\text{target})| < 35\text{mm}$ 、 $|Y(\text{target})| < 35\text{mm}$  であるイベントのみを解析した。

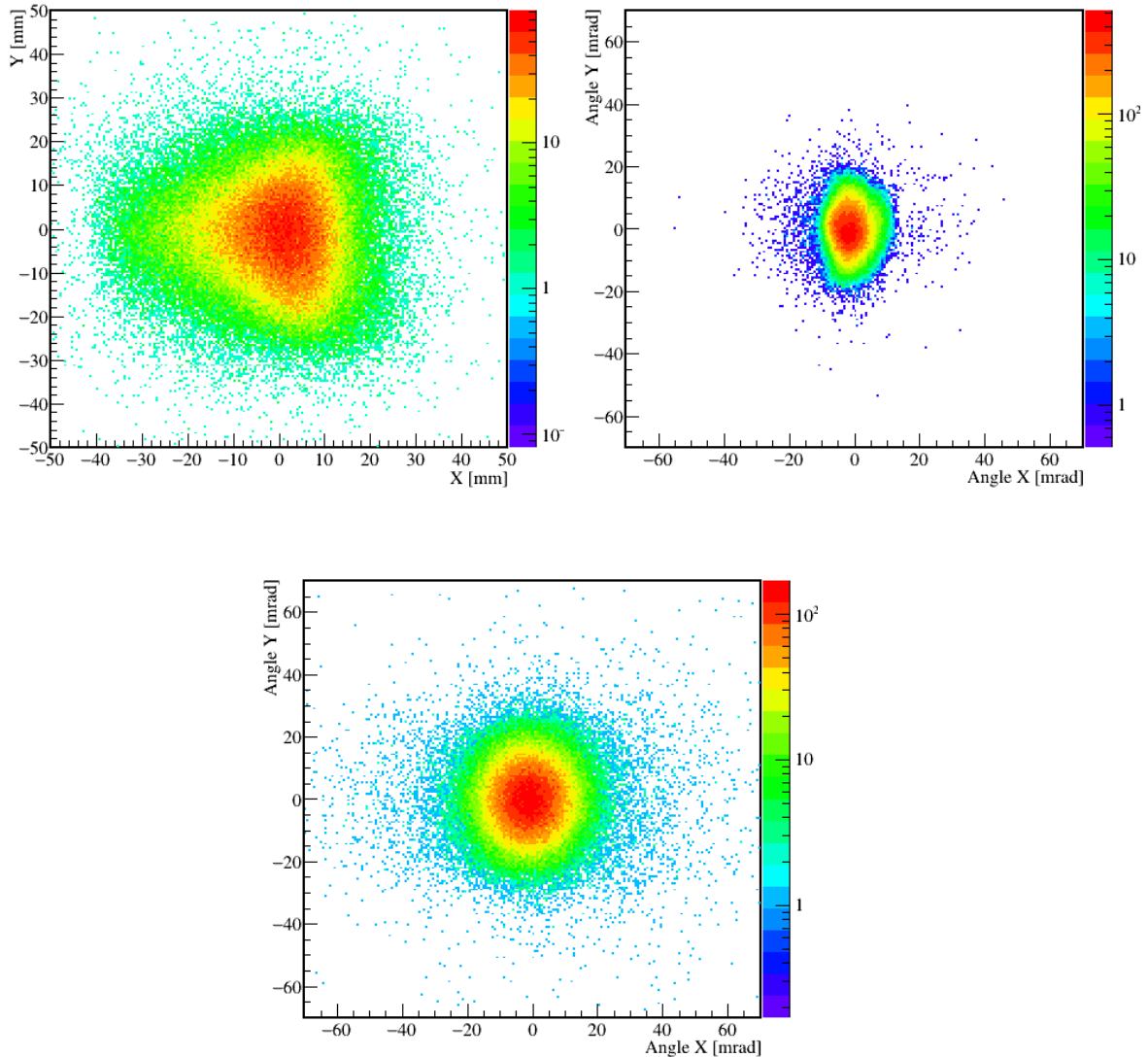


図 4.4 二次ビームのターゲットへの入射位置（左上図）と角度（右上図）およびターゲットからの放出角度（下図）

荷電フラグメントの標的直後の水平方向の角度  $\theta_x(\text{fragment})$  は FDC1 での位置情報と標的での位置情報を用いて、

以下のように導出した。

$$\theta_x(\text{fragment}) = \arctan \left( \frac{X(\text{FDC1}) - X(\text{target})}{Z(\text{FDC1}) - Z(\text{target})} \right) \quad (4.1.6)$$

また、鉛直方向の角度  $\theta_y(\text{fragment})$  についても同様に求めた。求めた角度を図 4.4 の下図に示す。標的への入射位置は中性子の運動量を導出するために用い、標的前後の角度はビームの散乱角度を導出するために用いた。

#### 4.1.4 標的上流側の検出器の検出効率

標的上流側の各検出器の検出効率とその求め方について説明する。検出効率の導出には空標的のデータセットを用いた。

BPC の検出効率  $\epsilon_{\text{BPC}}$  は、ICB で検出され陽子数  $Z$  が決定されたイベント数  $N(\text{ICB})$  とそのうち BPC で検出された粒子の個数  $N(\text{BPC})$  を用いて以下のように定義する。

$$\epsilon_{\text{BPC}} = \frac{N(\text{BPC})}{N(\text{ICB})} \quad (4.1.7)$$

BDC1 の検出効率  $\epsilon_{\text{BDC1}}$  は、まずはじめに標的では粒子が散乱しなかったものとみなし、BDC2 と FDC1 での位置から BDC1 での位置  $X', Y'(\text{BDC1})$  を外挿する。 $X', Y'(\text{BDC1})$  が共に  $\pm 30 \text{ mm}$  のイベントについて、ICB で検出され陽子数  $Z$  が決定された粒子の個数  $N(\text{ICB})$  とそのうち BDC1 で  $X, Y$  が共にトラッキングにより導出できた個数  $N(\text{BDC1})$  を用いて以下のように定義した。

$$\epsilon_{\text{BDC1}} = \frac{N(\text{BDC1})}{N(\text{ICB})} \quad (|X'(\text{BDC1})|, |Y'(\text{BDC1})| < 30\text{mm}) \quad (4.1.8)$$

また、BDC2 でも同様にして検出効率  $\epsilon_{\text{BDC2}}$  を定義した。求めた検出効率を表 4.3 に示す。

二次ビームの陽子数 $Z$	5	6	7
$\epsilon_{\text{BPC}}$	99.72 %	99.92 %	99.89 %
$\epsilon_{\text{BDC1}}$	99.23 %	99.84 %	99.95 %
$\epsilon_{\text{BDC2}}$	99.16 %	99.75 %	99.89 %

表 4.3 BPC と BDC1,2 の検出効率

## 4.2 荷電フラグメントの解析

### 4.2.1 $Z$ の導出

荷電フラグメントの陽子数  $Z$  の導出には HODF の発光量  $Q$  と飛行時間 TOF を用いる。

#### HODF での多重ヒット

HODF で検出するイベントには多重ヒットを起こすものが存在する。HODF でヒットがあったイベントについて、発光量  $Q$  と水平方向の入射位置  $X$  の相関を図 4.5 の左上に示し、そのうち多重ヒットが起こったイベントを右上に示す。ただし、HODF への水平方向の入射位置  $X$  は FDC2 で検出した位置と角度から外挿した。多重ヒットのイベントでは水平方向の位置について一定間隔で筋のようなものが見える。これらのイベントは HODF のシンチレータの境界において多く観測され、見えている筋の間隔はシンチレータの幅に相当する。また、多重ヒットのイベントは発光量  $Q$  が小さく検出される場合が多く、陽子数  $Z$  が正しく識別されない可能性がある。そのため本解析では HODF で多重ヒットを起こしたイベントを破棄した。図 4.5 の左下に単一のヒットのみのイベントについて HODF の発光量と入射

位置の相関を取った図を示す。また、図 4.5 の右下に HODF のモジュール ID と FDC2 から外挿した HODF への入射位置の関係を示す。

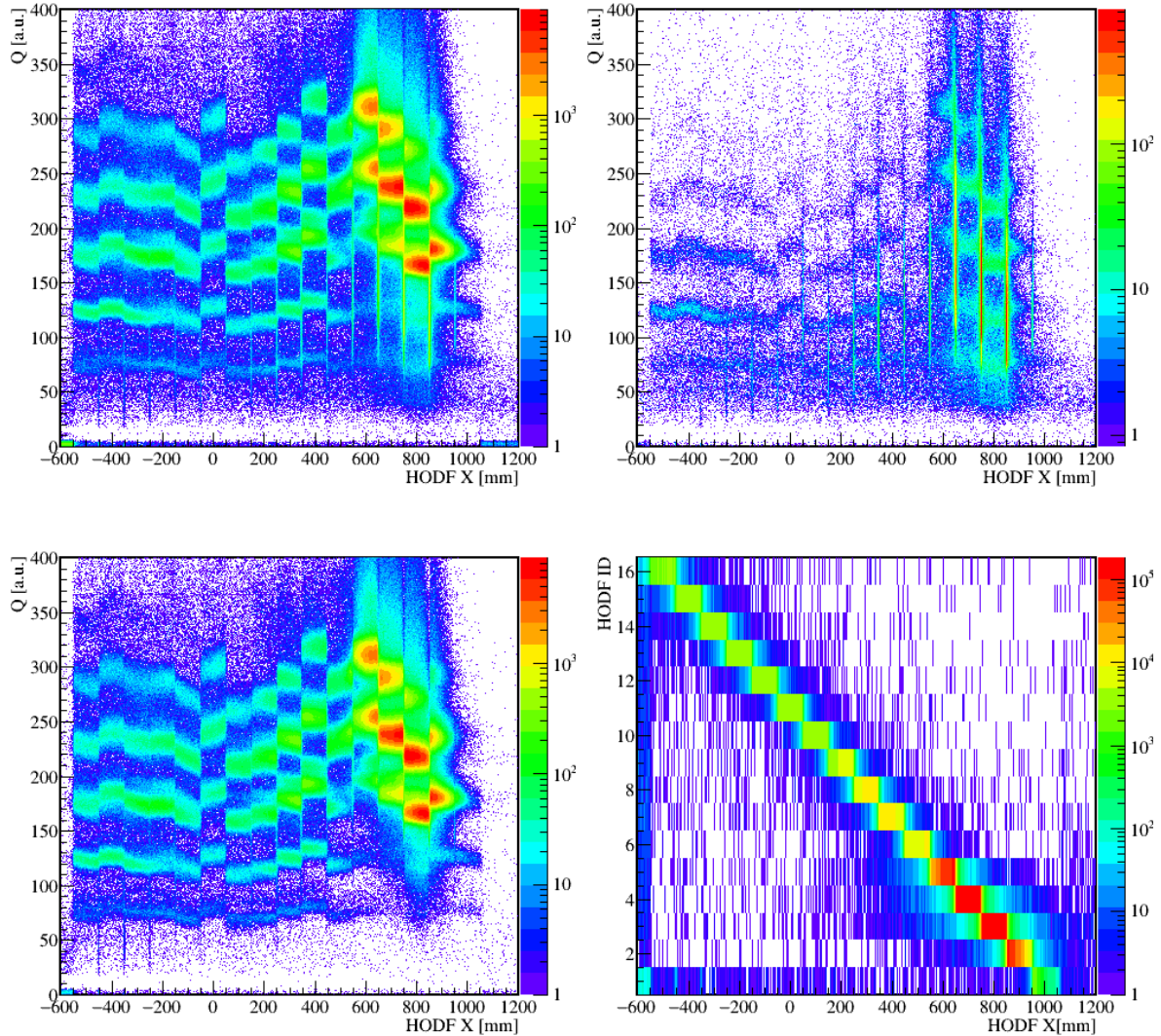


図 4.5 HODF の発光量  $Q$  と HODF への入射位置  $X$  の相関。HODF にヒットがあったイベントすべてについて示した分布を左上に、多重ヒットが起こったイベントについての分布を右上に、単一のヒットのみ起こったイベントについての分布を左下に示す。 $X$  に対して等間隔に現れる垂直な筋はほとんどがシンチレータ境界での多重ヒットによるもので、本解析では多重ヒットのイベントを破棄する。HODF への水平方向の入射位置  $X$  は FDC2 の位置と角度から外挿しており、HODF のモジュール ID との相関を図の右下に示す。

#### 発光量 $Q$ の較正

HODF の発光量  $Q$  はエネルギー損失  $\Delta E$  に対応するので、式 (4.1.1) からわかる通り粒子の速度、つまりは飛行時間 TOF に依存する。HODF のシンチレータごとに発光量  $Q$  を飛行時間 TOF の一次関数との差を取ることで TOF に依存しない  $Z_{raw}$  に変換する。つまり、 $Z_{raw}$  は発光量  $Q$  と飛行時間 TOF を用いて以下のように表される。

$$Z_{raw} = Q - (p_0 + p_1 \cdot \text{TOF}) \quad (4.2.1)$$

ただしパラメータ  $p_0$ 、 $p_1$  は、各シンチレータ ID ごとに  $Q$  と TOF の分布を確認し、現れる  $Z=6$  のイベント ( $^{22}\text{C}$  や  $^{20}\text{C}$  など) のピークの中心を繋いだ直線の傾きと切片に対応する。HODF の ID=3 のシンチレータ ( $^{20}\text{C}$  が多くヒット

するシンチレータの一つ) について、荷電フラグメントの飛行時間 TOF と HODF の発光量  $Q$  および  $Z_{raw}$  の相関を図 4.6 に示す。

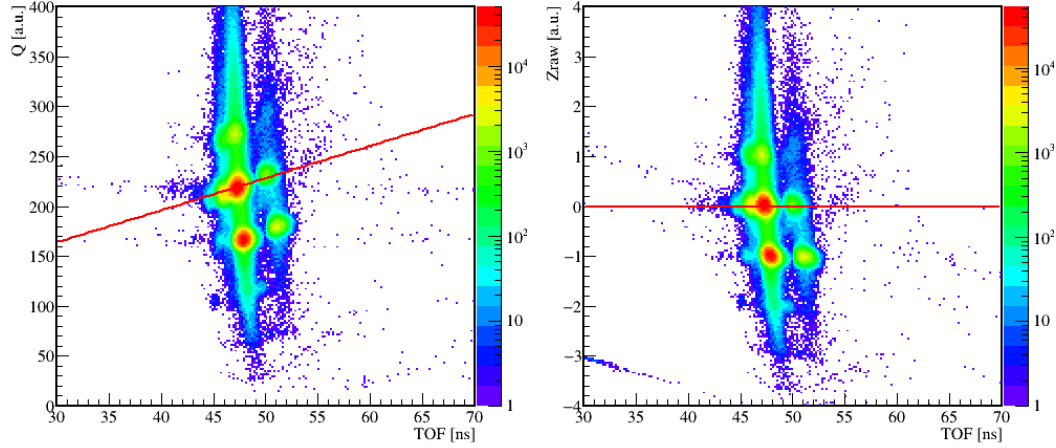


図 4.6 HODF の発光量  $Q$  の較正。HODF のモジュール ID=3 における荷電フラグメントの TOF と HODF の発光量  $Q$  (左) および  $Z_{raw}$  (右) の相関。赤線は  $Z=6$  であるイベントのピークを結んだ線であり、左図の赤線を表す一次関数と発光量  $Q$  の差を取ることで  $Z_{raw}$  を求めた。

較正した  $Z_{raw}$  は、隣り合う二つのプラスチックシンチレータの境界  $\pm 10$  mm において TOF- $Z_{raw}$  分布が同じであると仮定して、シンチレータ間の相対的な較正を行なった。また、 $Z_{raw}$  は陽子数が 6 の荷電フラグメントのピークが  $Z_{raw} = 0$  に揃っているので、 $Z = Z_{raw} + 6$  とすることで陽子数  $Z$  を導出した。較正前の発光量  $Q$  および較正後の陽子数  $Z$  の HODF への荷電フラグメントの入射位置との分布を図 4.7 に示す。また、求めた陽子数  $Z$  の分布を図 4.8 に、その分解能を表 4.4 に示す。

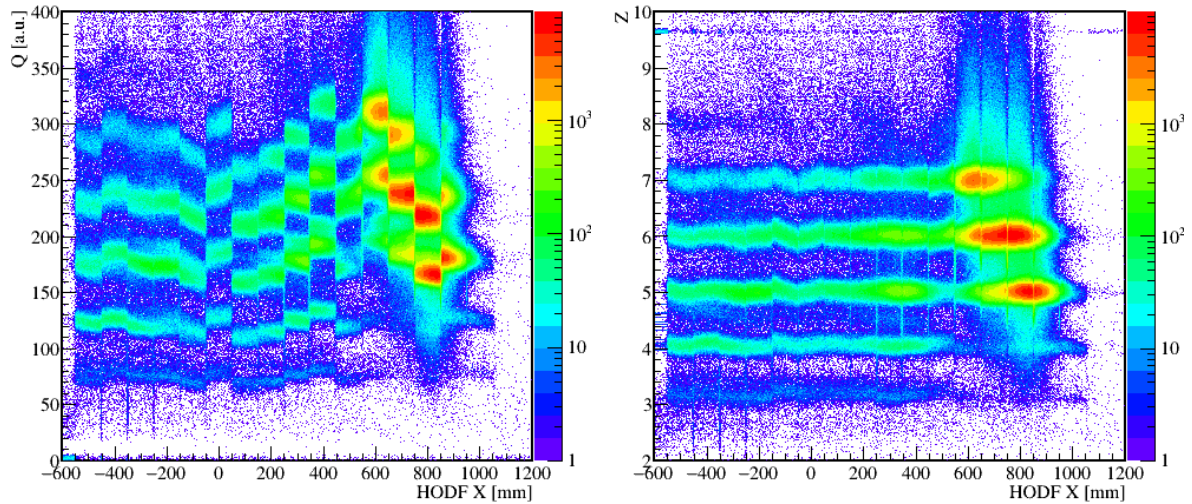


図 4.7 荷電フラグメントの陽子数  $Z$ 、発光量  $Q$  と HODF でのヒット位置の相関。この分布から HODF のモジュール ID ごとの相対的な  $Q$  のオフセットを合わせた。

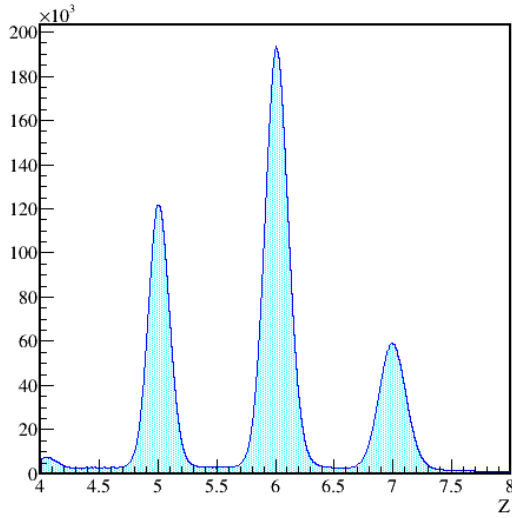


図 4.8 荷電フラグメントの陽子数 Z

Z	5	6	7
$\Delta Z[\text{FWHM}]$	0.216	0.251	0.291
$Z/\Delta Z[\text{FWHM}]$	23.1	23.9	24.1

表 4.4 荷電フラグメントの陽子数 Z の分解能

#### 4.2.2 A/Z の導出

荷電フラグメントの質量数 A を陽子数 Z で割った値 A/Z の導出には磁気硬度  $B\rho$  と飛行時間 TOF を用いて、二次ビームの識別同様、式 (4.1.2) から導出する。ただし、荷電フラグメントは SAMURAI マグネットによって軌道を曲げられるため、その軌跡から磁気硬度  $B\rho$  を求めることができる。本研究では、Geant4 シミュレーションを用いて、マグネット前後での荷電フラグメントの位置と角度からその  $B\rho$  を決定する関数を求め、その関数で得られる値を荷電粒子の  $B\rho$  として用いる。

#### Geant4 シミュレーションによる荷電フラグメントの $B\rho$ の決定

以下のようなイベントを生成した。

- 核種:  $^{20}\text{C}$
- 標的での位置:  $x = \pm 40$  mm の一様分布
- 標的での角度:  $\theta_x = \pm 40$  mrad の一様分布
- 運動量分布:  $B\rho = 5.0 \sim 9.0$  Tm の一様分布

得られた結果のうち、FDC1 への入射位置  $X_{FDC1}$ 、 $Y_{FDC1}$  と標的直後の荷電フラグメントの角度  $\theta_x(\text{fragment})$ 、 $\theta_y(\text{fragment})$ 、FDC1 への水平方向の位置  $X_{FDC2}$  と角度  $\theta_x(\text{FDC2})$  を用いて荷電フラグメントの磁気硬度  $B\rho$  を求める関数  $B\rho(X_{FDC1}, Y_{FDC1}, \theta_x(\text{fragment}), \theta_y(\text{fragment}), X_{FDC2}, \theta_x(\text{FDC2}))$  を決定した。

$$B\rho_{ext} = B\rho(X(\text{FDC1}), Y(\text{FDC1}), \theta_x(\text{fragment}), \theta_y(\text{fragment}), X(\text{FDC2}), \theta_x(\text{FDC2})) \quad (4.2.2)$$

また、同様にシミュレーションを用いて荷電フラグメントの飛行時間  $TOF_{ext}$  を導出する関数  $TOF(X_{FDC1}, Y_{FDC1}, \theta_x(\text{fragment}), \theta_y(\text{fragment}), X_{FDC2}, \theta_x(\text{FDC2}))$  を求め、その関数を用いて HODF の時間情報のオフセットを決定した。

$$TOF_{ext} = TOF(X(\text{FDC1}), Y(\text{FDC1}), \theta_x(\text{fragment}), \theta_y(\text{fragment}), X(\text{FDC2}), \theta_x(\text{FDC2})) \quad (4.2.3)$$

HODF の時間情報  $T$  と  $TOF_{ext}$  の差を  $dT[\text{ns}]$  とし、反応後に  $Z=6$  であった粒子について  $dT$  と HODF の水平位置  $X[\text{mm}]$  の相関を図 4.9 に示す。 $dT \sim 0$  に分布している粒子は  $^{20}\text{C}$  であり、 $dT$  が大きい方から順に  $^{22}\text{C}$ 、 $^{20}\text{C}$ 、 $^{19}\text{C}$ 、 $^{18}\text{C}$ 、 $^{17}\text{C}$ 、 $^{16}\text{C}$ 、 $^{15}\text{C}$  となっている。

また、求めた  $B\rho$  の関数を用いて、式 (4.1.2) と同様に荷電フラグメントの  $A/Z$  を導出した。

$$\frac{A}{Z} = \frac{B\rho_{ext} \cdot c}{m_u \beta \gamma} \quad (4.2.4)$$

求めた荷電フラグメントの  $A/Z$  の分布を図 4.10 に、その分解能を表 4.5 に示す。

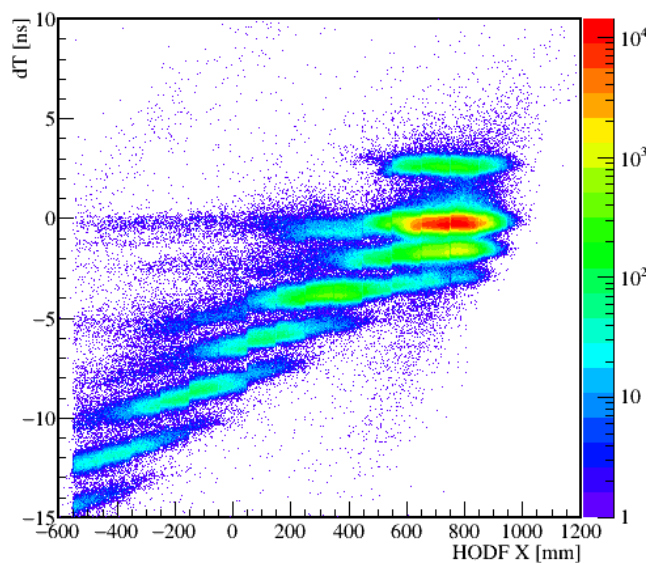


図 4.9 HODF での水平方向のヒット位置  $X[\text{mm}]$  とシミュレーションと実験の飛行時間の差  $dT[\text{ns}]$ 。 $dT \sim 0$  に分布している粒子は  $^{20}\text{C}$  であり、 $dT$  が大きい方から順に  $^{22}\text{C}$ 、 $^{20}\text{C}$ 、 $^{19}\text{C}$ 、 $^{18}\text{C}$ 、 $^{17}\text{C}$ 、 $^{16}\text{C}$ 、 $^{15}\text{C}$  となっている。

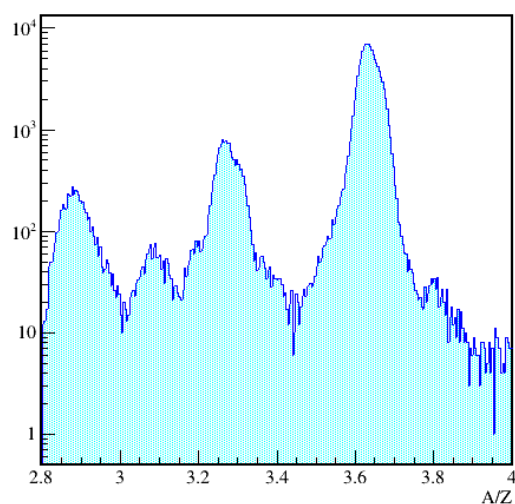


図 4.10 荷電フラグメントの  $A/Z$

A	19	20	22
$\Delta A[\text{FWHM}]$	0.563	0.443	0.367
$A/\Delta A[\text{FWHM}]$	33.7	45.1	59.9

表 4.5 荷電フラグメントの質量数  $A$  の分解能

独立に求めた  $Z$  と  $A/Z$  を用いて荷電フラグメントの粒子識別図を導出した。二次ビームが  $^{22}\text{C}$  であるイベントについて、求めた粒子識別図を図 4.11 に示し、赤い線で囲んだ範囲 ( $5.65 < Z < 6.28$ 、 $3.19 < A/Z < 3.36$ ) のイベントを  $^{20}\text{C}$  として選択した。



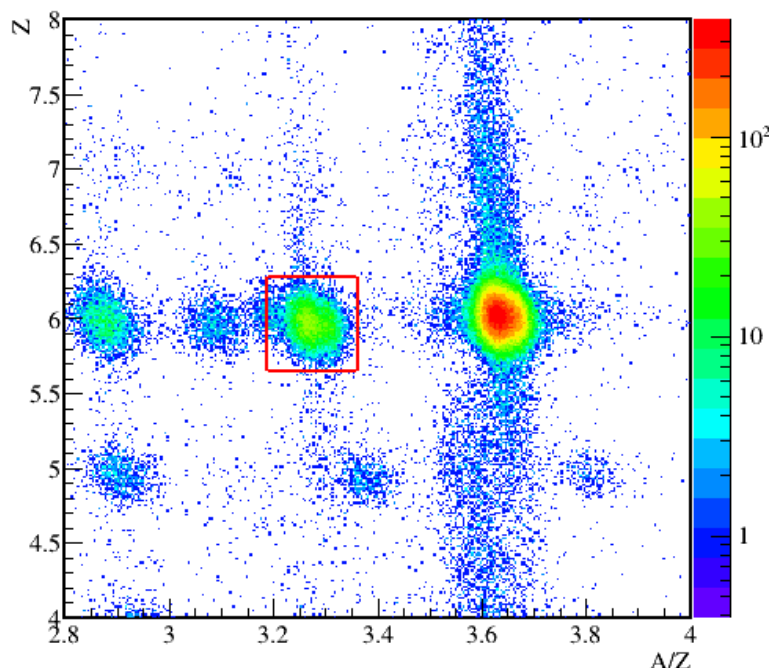


図 4.11 荷電フラグメントの粒子識別図。赤く囲んだ範囲 ( $5.65 < Z < 6.28$ ,  $3.19 < A/Z < 3.36$ ) を  $^{20}\text{C}$  として選択した。

### 4.2.3 標的の下流側の検出器の検出効率

標的の下流側の検出器の検出効率とその評価方法について説明する。

FDC1 の検出効率  $\epsilon_{FDC1}$  は HODF で検出され陽子数  $Z$  が決定されたイベント数  $N(\text{HODF})$  とそのうち FDC1 で  $X, Y$  が共にトラッキングにより導出できたイベント数  $N(\text{FDC1})$  を用いて、以下のように評価した。

$$\epsilon_{FDC1} = \frac{N(\text{FDC1})}{N(\text{HODF})} \quad (4.2.5)$$

FDC2 の検出効率  $\epsilon_{FDC2}$  についても同様に評価を行った。FDC1,2 の検出効率を荷電フラグメントの陽子数  $Z$  ごとに表 4.6 に示す。

荷電フラグメントの陽子数 $Z$	5	6	7
$\epsilon_{FDC1}$	98.50 %	99.97 %	99.94 %
$\epsilon_{FDC2}$	97.66 %	99.41 %	99.33 %

表 4.6 FDC1,2 の検出効率

HODF の検出効率  $\epsilon_{\text{HODF}}$  は、まずはじめに  $^{20}\text{C}$  が HODF に多くヒットする位置と角度を決定する。その領域に入射したイベントの個数  $N(\text{FDC2})$  とそのうち HODF のヒット多重度が 1 のイベントの個数  $N(\text{HODF})$  を用いて、以下のように定義する。

$$\epsilon_{\text{HODF}} = \frac{N(\text{HODF})}{N(\text{FDC2})} \quad (4.2.6)$$

$^{20}\text{C}$  の HODF にヒットした水平方向の位置と角度の相関を図 4.12 の左に示す。図 4.12 の右図は  $^{20}\text{C}$  の特にヒットが多かった位置について拡大した図であり、幅の広い分布の中で一部ヒットの数が急激に減少していることがわかる。こ

これは HODF のシンチレータ境界において起こった多重ヒットを除去したために見えるものである。また、図 4.12 から求めた  $^{20}\text{C}$  が HODF に多くヒットする位置と角度とその領域における HODF の検出効率を表 4.7 に示す。

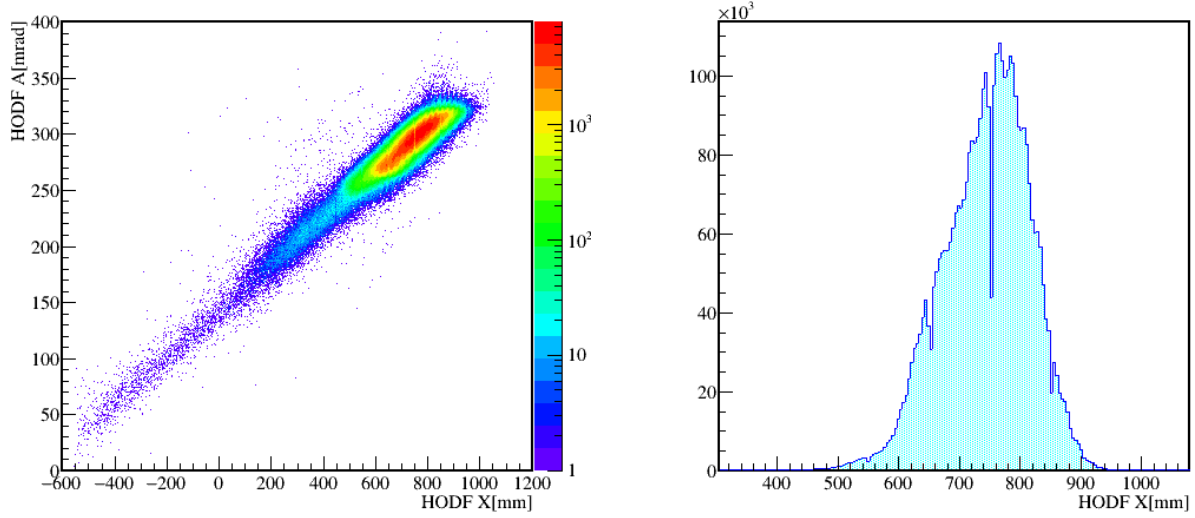


図 4.12  $^{20}\text{C}$  について、HODF に入射した位置と角度の相関（左図）と HODF に入射した位置の拡大図（右図）

	中心位置 [mm]	幅 [mm]	中心角度 [mrad]	角度幅 [mrad]	検出効率
Pb 標的	743.2	202.2	293.4	38.3	96.03 %
C 標的	748.3	180.0	293.6	37.1	96.04 %
空標的	832.3	164.4	310.1	34.6	95.95 %

表 4.7  $^{20}\text{C}$  が HODF に多くヒットする領域とその領域での HODF 検出効率

#### 4.2.4 断面積の導出

断面積  $\tilde{\sigma}_{exp}$  は二次ビームのイベント数  $N_{beam}$  と荷電フラグメントのイベント数  $N_{frag}$  を用いて以下のように表される。

$$\tilde{\sigma}_{exp} = \frac{N_{frag}}{N_{beam}} \frac{1}{N_t} \quad (4.2.7)$$

ただし、 $N_t$  は標的核の個数である。この式は標的が無限に薄い場合の近似式であり、標的が厚い場合は標的での反応・散乱が複数回起こる可能性があるため、この影響を考慮する必要がある。標的が厚い場合の断面積  $\sigma_{exp}$  は

$$\sigma_{exp} = (R - R_o) \left( \frac{\sigma_R(beam) - \sigma_R(frag)}{e^{-\sigma_R(frag)N_t} - e^{-\sigma_R(beam)N_t}} \right) \frac{1}{\epsilon} \quad (4.2.8)$$

$$R : \text{標的ありの場合の反応率} \left( = \frac{N_{frag}}{N_{beam}} \right)$$

$$R_o : \text{標的なしの場合の反応率} \left( = \frac{N_o^{frag}}{N_o^{beam}} \right)$$

$\sigma_R(beam)$  : 二次ビームの全反応断面積

$\sigma_R(frag)$  : 荷電フラグメントの全反応断面積

$\epsilon$  : 実験セットアップの検出効率

と表せ [12]、反応前後の粒子の全反応断面積が必要となる。全反応断面積  $\sigma_R$  はクーロン分解反応による成分  $\sigma_R^{coul}$  と核力分解反応による成分  $\sigma_R^{nucl}$  を用いて以下のように表せる。

$$\sigma_R = \sigma_R^{coul} + \sigma_R^{nucl} \quad (4.2.9)$$

本解析では鉛標的における全反応断面積のクーロン分解反応による成分  $\sigma_R^{coul}(\text{Pb})$  はクーロン分解断面積  $\sigma_{exp}^{coul}(E1)$  と等しいとし、炭素標的における全反応断面積  $\sigma_R(\text{C})$  はクーロン分解反応による寄与がないと仮定した ( $\sigma_R^{coul}(\text{C}) \sim 0$ )。すなわち、

$$\sigma_R(\text{Pb}) = \sigma_{exp}^{coul}(E1) + \sigma_R^{nucl}(\text{Pb}) \quad (4.2.10)$$

$$\sigma_R(\text{C}) = \sigma_R^{nucl}(\text{C}) \quad (4.2.11)$$

となる。また、本解析で用いる全反応断面積の核力分解成分を表 4.8 に示す。 $\sigma_R^{nucl}(\text{Pb})$  は J. Tostevin による理論計算の値であり、 $\sigma_R^{nucl}(\text{C})$  は梶野らによる実験 [7] で得られた相互作用断面積  $\sigma_I(\text{C})$  を  $\sigma_R^{nucl}(\text{C}) \sim \sigma_I(\text{C})$  として用いた。 $\sigma_{exp}$  の導出にはさらに  $\sigma_R^{coul}$  の値が必要になるが、これは後に述べる方法により計算した。

	$\sigma_R^{nucl}(\text{Pb})$ [mb]	$\sigma_R^{nucl}(\text{C})$ [mb]
$^{22}\text{C}$	5208	$1280 \pm 25(stat) \pm 13(syst)$
$^{20}\text{C}$	3711	$1111 \pm 8(stat) \pm 9(syst)$

表 4.8  $^{22}\text{C}$ 、 $^{20}\text{C}$  および  $^{19}\text{C}$  の全反応断面積のクーロン分解成分。 $\sigma_R^{nucl}(\text{Pb})$  は J. Tostevin による理論計算であり、 $\sigma_R^{nucl}(\text{C})$  は梶野らによる実験値 [7] で得られた相互作用断面積を用いた。

### 断面積の厚さ補正

式 (4.2.8) の厚さ補正の項を  $f(\sigma_R)$  として、標的の厚さを考慮した断面積  $\sigma_{exp}$  は標的の厚さを考慮しない場合の断面積  $\tilde{\sigma}_{exp}$  を用いて以下のように表せる。

$$\sigma_{exp} = \tilde{\sigma}_{exp} \cdot f(\sigma_R) \quad (4.2.12)$$

$$f(\sigma_R) = \frac{\sigma_R(\text{beam}) - \sigma_R(\text{frag})}{e^{-\sigma_R(\text{frag})N_t} - e^{-\sigma_R(\text{beam})N_t}} \cdot N_t \quad (4.2.13)$$

この  $f(\sigma_R)$  による寄与を調べる。図 4.13 に補正項  $f(\sigma_R)$  を全反応断面積のクーロン分解成分  $\sigma_R^{coul}(\text{beam})$  (左図)、 $\sigma_R^{coul}(\text{frag})$  (右図) それぞれの関数として示す。ただし、二次ビームは  $^{22}\text{C}$ 、荷電フラグメントは  $^{20}\text{C}$  とし、左図では  $\sigma_R^{coul}(\text{frag}) = 0.1$  b、右図では  $\sigma_R^{coul}(\text{beam}) = 2.0$  b とした。補正項による影響は  $\sigma_R^{coul}(^{22}\text{C} + \text{Pb})$  の関数として 4 ~ 7% であり、 $\sigma_R^{coul}(^{20}\text{C} + \text{Pb})$  の関数として 5 ~ 6% であった。

### インクルーシブ断面積

4.1 節、4.2 節で導出した粒子識別図 (図 4.3、図 4.11) から  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{X}$  のインクルーシブ二中性子分離断面積を導出した。インクルーシブ二中性子分離断面積とは中性子が検出された条件を要請しないで導出した断面積のことである。インクルーシブ断面積に対して、中性子が検出された条件を要請して導出した断面積をエクスクルーシブ断面積と呼ぶ。本解析での断面積導出の手順を以下にまとめる。

1.  $\sigma_R^{coul}(^{20}\text{C} + \text{Pb}) = 0.1\text{b}$  とする
2.  $\sigma_R^{coul}(^{22}\text{C} + \text{Pb}) = \tilde{\sigma}_{exp}$  とする
3. 式 (4.2.8) を用いて、Pb 標的、C 標的について断面積  $\sigma_{exp}(\text{Pb})$ 、 $\sigma_{exp}(\text{C})$  を導出する
4. 式 (2.1.7) を用いてクーロン分解断面積  $\sigma_{exp}(E1)$  を導出する
5. 全反応断面積のクーロン分解成分  $\sigma_R^{coul}(^{22}\text{C} + \text{Pb}) = \sigma_{exp}(E1)$  として再度各断面積を導出する

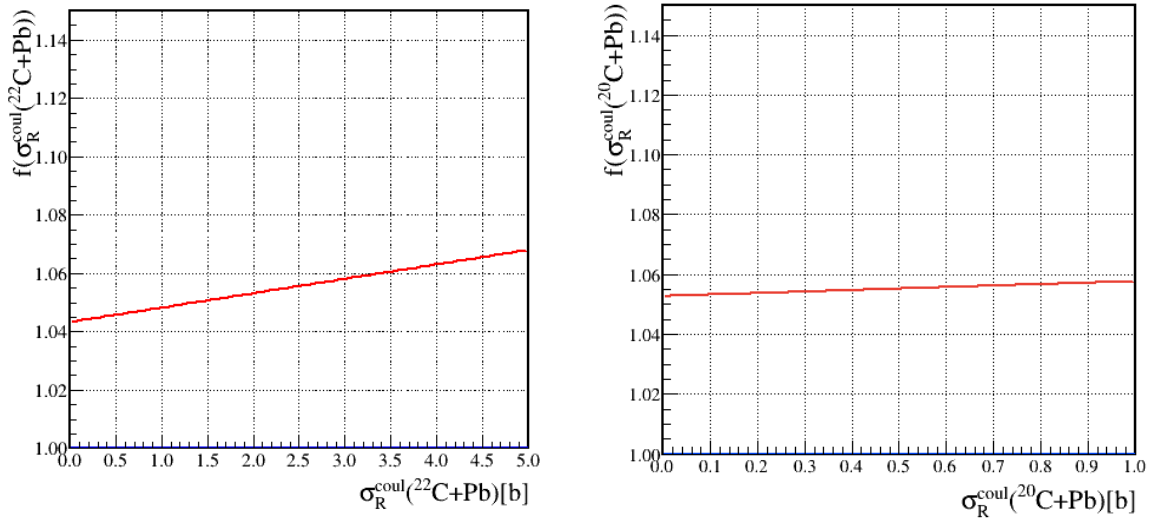


図 4.13 断面積の補正項

鉛標的ではこの操作を繰り返し行うことで断面積を導出した。断面積の値はこの操作を 3 回程度繰り返し行うことで収束した。求めた断面積は以下のものである。ただし、炭素標的のインクルーシブ二中性子分離断面積の文献値は小林らによる実験 [12] で得られた値である。また、本実験での誤差には統計誤差のみを示した。炭素標的におけるインクルーシブに中性子分離断面積は小林らの実験による値とよく一致している。

	Pb 標的 [mb]	C 標的 [mb]
本実験	2093(100)	268(9)
文献 [12]	-	266(29)

表 4.9  $^{22}\text{C}$  のインクルーシブな断面積。炭素標的におけるインクルーシブ断面積は小林らの実験 [12] による値とよく一致している。

### 4.3 中性子の解析

本解析では、真の中性子ではないと判断したイベントを除去し、残ったイベントのうち最も早く NEBULA にヒットした 1 つないし 2 つのイベントを真の中性子として選択する。ここでは、真の中性子のイベントか否かを判断する条件と、それによって得られる相対エネルギー分布について説明する。

#### 4.3.1 NEBULA の時間較正

NEBULA の較正については、2012 年 3 月に行われた SAMURAI コミッショニング実験で田中隆己氏の解析により得られたパラメーターを用い、TOF のオフセットのみを  $^{15}\text{C} + \text{Al}$  のデータセットであるラン番号 50 を用いて較正を行なった。 $^{15}\text{C} + \text{Al}$  のデータセットは高エネルギー  $\gamma$  線を発生させて、NEBULA の TOF を較正する目的で取得された。

NEBULA の TOF の較正には NEBULA でのヒット位置から飛行距離を求め、そのヒットが標的付近で発生した  $\gamma$  線であるとした場合の飛行時間  $T_\gamma$  を用いる。 $T_\gamma[\text{ns}]$  は以下のように求める。

$$T_\gamma = \frac{|\vec{X}(\text{NEBULA}) - \vec{X}(\text{target})|}{c} \quad (4.3.1)$$

ただし、 $\vec{X}(NEBULA)$ 、 $\vec{X}(target)$  は NEBULA および標的におけるヒット位置の三次元ベクトルである。図 4.14 の左図は、標的から NEBULA までの飛行時間  $T$  [ns] と  $T_\gamma$  の差  $T - T_\gamma$  を縦軸に、横軸には NEBULA のシンチレータの ID をプロットした図である。 $T - T_\gamma \sim 0$  ns の鋭いピークが  $\gamma$  線のイベントである。このピーク位置が 0 になるように TOF のオフセットを決定した。また、このピークの幅から NEBULA の時間分解能は  $0.93[\text{FWHM}]$  ns と求めた。

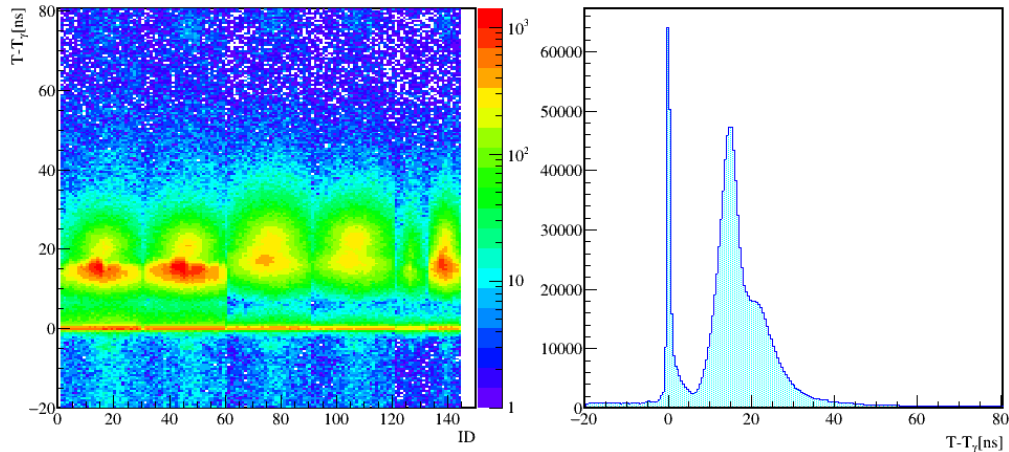


図 4.14 NEBULA の TOF の較正。左図は  $^{15}\text{C} + \text{Al}$  のデータセットを用い、標的から NEBULA までの飛行時間  $T$  と NEBULA でのヒット位置から求めた  $\gamma$  線の飛行時間  $T_\gamma$  の差 (縦軸) と NEBULA のシンチレータの ID (横軸) の関係を示した。右図はその  $-10 \text{ ns} \leq T - T_\gamma \leq 60 \text{ ns}$  の領域での Y 軸への射影で、この分布から NEBULA の時間分解能を求めた。

### 4.3.2 発光量スレッシュホールド

本実験ではプラスチックシンチレータを用いて中性子を検出するため、中性子との非弾性散乱によって励起した  $^{12}\text{C}$  の脱励起  $\gamma$  線 (第一励起準位 4.4 MeV) と真の中性子を区別する必要がある。脱励起  $\gamma$  線は中性子に比べプラスチックシンチレータに落とすエネルギーが小さい。そのため本解析では発光量 6 MeVee 以下のイベントを破棄することで、脱励起  $\gamma$  線によるヒットを除去した。

### 4.3.3 TOF 下限値

NEBULA では二次ビームが標的で反応したことによる中性子の他に、標的近傍からの  $\gamma$  線などのバックグラウンドイベントが観測される場合がある。本解析では、除去されなかったイベントのうち、最も早く NEBULA にヒットがあったイベントを真の中性子と判断するが、標的近傍からの  $\gamma$  線は  $\beta \sim 1$  であり、反応によって生成した中性子 ( $\beta \sim 0.6$ ) よりも早く NEBULA に到達するため、中性子として想定される標的から NEBULA までの飛行時間 TOF の下限値を定めることで、そのようなバックグラウンドイベントを除去する。TOF の下限値は NEBULA 一層目は 40 ns、二層目は 42 ns とした。これは速度にしておよそ  $\beta \sim 0.9$  である。

### 4.3.4 VETO 解析

NEBULA の各層の直前には VETO と呼ばれる中性子と荷電粒子を区別するための検出器であるプラスチックシンチレータが設置されている。標的の近傍で生成した荷電粒子は SAMURAI マグネットによって軌道を曲げられるため、NEBULA に入射した粒子はほぼ全てが中性子であるが、荷電粒子イベントは完全には排除されない。本解析で

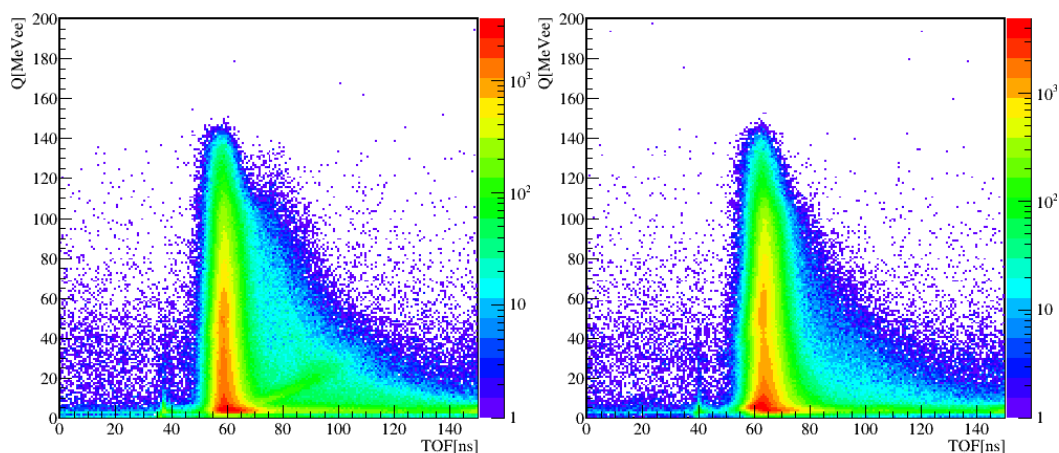


図 4.15  $^{15}\text{C} + \text{Al}$  の  $\gamma$  線イベントでの NEBULA の飛行時間と発光量の分布。左図が一層目で右図が二層目を示しており、一層目がより標的に近い位置に設置されているため飛行時間が小さい傾向にある。

は一層目の VETO でヒットがあった場合、荷電粒子が入射したとみなし、そのイベントを破棄した。また二層目の VETO でヒットがあった場合、一層目のシンチレータからの反跳陽子が多数になるため、二層目の VETO とその後方の NEBULA での XY 平面におけるヒット位置の差が 70 cm 以下の場合イベントを破棄する。

#### 4.3.5 クロストーク解析

一つの中性子が NEBULA で二つ以上のヒットを起こすようなイベントのことをクロストークイベントと呼ぶ。NEBULA を用いて分解後の二つの中性子を検出する場合、クロストークによって生成した偽の二中性子イベントが選択されることを防ぐため、クロストークイベントの除去が必要になる。以下ではクロストークが発生する主な原因について述べ、その除去条件を示す。

クロストークが発生する主な要因には以下のようなものが存在する。

- シンチレータで生成された反跳陽子が別のシンチレータに入射し検出される場合
- シンチレータで散乱した中性子が別のシンチレータに入射し検出される場合
- 中性子とシンチレータ中の核とが反応し、中性子や  $\gamma$  線などが二次的に生成し、それらが別のシンチレータに入射し検出される場合

これらのクロストークイベントを除去する条件を決定するため、Geant4 を用いたシミュレーションを行った。シミュレーションでは一中性子のみを発生させ、クロストークイベントに現れる物理量の相関を調べることでクロストークの除去条件を決定した。

シミュレーションにインプットする条件は以下の通りである。

- 入射粒子：234 MeV/u の  $^{20}\text{C}$
- 入射位置：X 軸 Y 軸共に  $\sigma = 12$  cm のガウス分布
- 入射角度：X 軸 Y 軸共に  $\sigma = 12$  mrad のガウス分布
- 相対エネルギー：0-10 MeV の一様分布
- 分解反応： $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + \text{n}$  の Phase space decay
- 生成：100 万イベント

シミュレーションで得られたヒットに対して、以下の順に操作を行う。

1. 発光量のスレッシュホールドによる  $\gamma$  線イベントなどの除去
2. TOF の下限値による  $\gamma$  線イベントなどの除去
3. VETO 解析による荷電粒子イベントの除去
4. same wall のクロストーク解析
5. different wall のクロストーク解析
6. 除去されなかったイベントのうち TOF がもっとも小さい二つのヒットを真の中性子とする

クロストーク解析ではイベント中の二ヒットを抜き出し、ヒットタイミングが早い方をヒット1、遅い方をヒット2とし、その発光量をそれぞれ  $Q_1$ 、 $Q_2$  とする。ヒット1の位置と時間から計算した標的-ヒット間の速度を  $\beta_{01}$ 、ヒット1、2間の速度を  $\beta_{12}$  とし、これらの物理量の関係をイベント中の全ヒットの組み合わせについて調べることでクロストークの判別を行う。これらの物理量の定義を図4.16に示す。ただし、 $\beta_{12}$  はビーム方向を正とし、その逆を負とする。また、クロストークイベントは選択した二ヒットが同一層かそうでないかによって観測される物理量の相関が異なるので、同一層のイベントを same wall、そうでないイベントを different wall と呼び、別々に判別を行う。

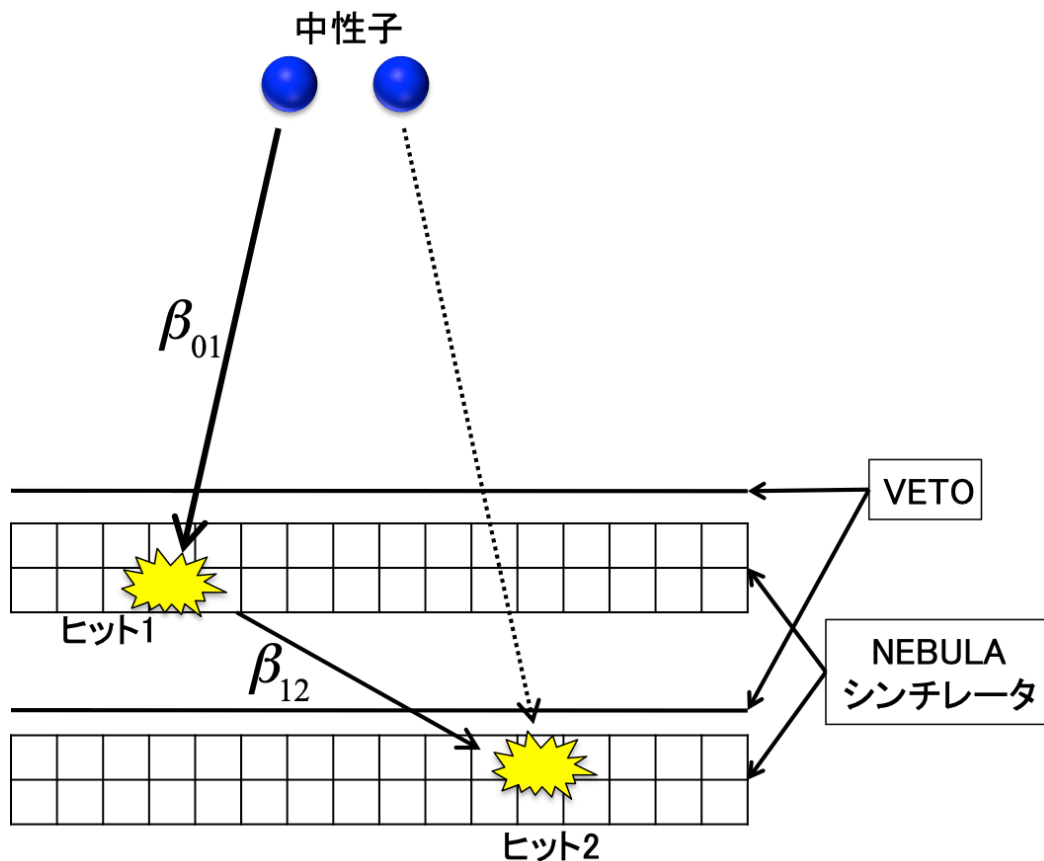


図4.16 クロストーク解析に用いる物理量の定義。ヒットタイミングが早い方をヒット1、遅い方をヒット2とし、その発光量をそれぞれ  $Q_1$ 、 $Q_2$  とする。ヒット1の位置と時間から計算した標的-ヒット間の速度を  $\beta_{01}$ 、ヒット1、2間の速度を  $\beta_{12}$  とし、 $\beta_{12}$  はビーム方向を正とし、その逆を負とする。

#### same wall のクロストーク解析

same wall の場合に現れるクロストークイベントの多くは NEBULA シンチレータで中性子が検出され、生成された反跳陽子が近接した別のシンチレータでも検出される事象である。図4.17の上図にシミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$  における same wall イベントのヒット1、2間の距離  $dr$  とヒットの時間差  $dt$  の相関を示す。図4.17の上図に示すよ

うに、same wall でのクロストークイベントの多くは時間的・空間的に近接しているので、ヒット 1、2 間の距離  $dt$  とヒットの時間差  $dt$  を用いて以下のような条件を満たすイベント（図 4.17 の赤い楕円の内側）をクロストークとして除去した。

$$\left(\frac{dr - dr_0}{3\sigma_r}\right)^2 + \left(\frac{dt - dt_0}{3\sigma_t}\right)^2 < 1 \quad (4.3.2)$$

$$\begin{aligned} dr_0 &= 155.1\text{mm}, & \sigma_r &= 51.8\text{mm} \\ dt_0 &= 0.260\text{ns}, & \sigma_t &= 0.534\text{ns} \end{aligned}$$

ただし、 $dr_0$ 、 $\sigma_r$ 、 $dt_0$ 、 $\sigma_t$  は、図 4.17 の上図を X 軸 Y 軸へ射影した時の分布のピーク中心をそれぞれ  $dr_0$ 、 $dt_0$ 、分布をガウシアンフィットした時の  $\sigma$  をそれぞれ  $\sigma_r$ 、 $\sigma_t$  とした。

また、ヒット 2 がヒット 1 から生成したクロストークであるとする、ヒット 1、2 間の速度  $\beta_{12}$  が標的-ヒット 1 間の中性子の速度  $\beta_{01}$  より大きくなることはない。そのため、簡単には

$$\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} > 1 \quad (4.3.3)$$

という条件でクロストークイベントを除去すれば良い。この条件は  $\beta_{01}/\beta_{12}$  の分解能が無限大に良いとするとクロストークイベントを完全に除去することができるが、実際には  $\beta_{01}/\beta_{12}$  は有限の分解能を持つため、この条件では真の中性子イベントにクロストークイベントが混ざってしまう。そのため本解析では、より効率の良い条件を決定するためヒット 2 の発光量  $Q_2$  と合わせてクロストークイベント除去の条件を決定した。図 4.17 の左下にシミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$  の same wall イベントにおける  $dr$ - $dt$  分布によるクロストーク除去（式 (4.3.2)）後の  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と  $Q_2$  の分布を示す。この分布から求めたクロストークイベントの除去条件を以下に示す。

$$\left(Q_2 < 7.556 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} + 51.33\right) \cap \left(Q_2 < -68 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 62\right) \quad \left(\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < 0\right) \quad (4.3.4)$$

$$\left(Q_2 < 88 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 82\right) \cap \left(Q_2 < -9.778 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} + 64.67\right) \quad \left(\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} > 0\right) \quad (4.3.5)$$

これらの条件式はそれぞれ  $(Q_2, \beta_{01}/\beta_{12}) = (6, -6)$  と  $(40, -1.5)$ 、 $(40, -1.5)$  と  $(6, -1)$ 、 $(6, 1)$  と  $(50, 1.5)$ 、 $(50, 1.5)$  と  $(6, 6)$  を繋ぐ直線である。図 4.17 の左下図における赤い線は式 (4.3.4)、式 (4.3.5) に示すクロストーク除去条件の境界を意味し、赤い線の下側に位置するイベントをクロストークイベントとして除去した。

式 (4.3.2) と式 (4.3.4)、式 (4.3.5) によるクロストーク除去後の  $1/\beta_{12}$  とヒット 2 の発光量  $Q_2$  の分布を図 4.17 の右下に示す。この図で見られるような発光量が小さく、 $\beta_{12} \sim 1$  のイベントはヒット 1 で生成された  $\gamma$  線イベントを意味する。そのようなイベントを除去するため以下のような条件でクロストークイベントの除去を行った。

$$\left(\left|\frac{1}{\beta_{12}}\right| - 1\right) < 3 \times 0.2393 \cap (Q_2 < 15) \quad (4.3.6)$$

#### different wall のクロストーク解析

different wall のクロストークの除去についても same wall のクロストーク除去条件の際にも述べたように、簡単には  $\beta_{01}/\beta_{12} > 1$  であるイベントを除去すれば良いが、本解析では効率の良い除去条件を決定した。図 4.18 の左図には速度の比  $\beta_{01}/\beta_{12}$  とヒット 1 の発光量  $Q_1$  の分布を示す。赤い線の外側のイベントをクロストークイベントとして除去する。その際の除去条件は以下の通りである。



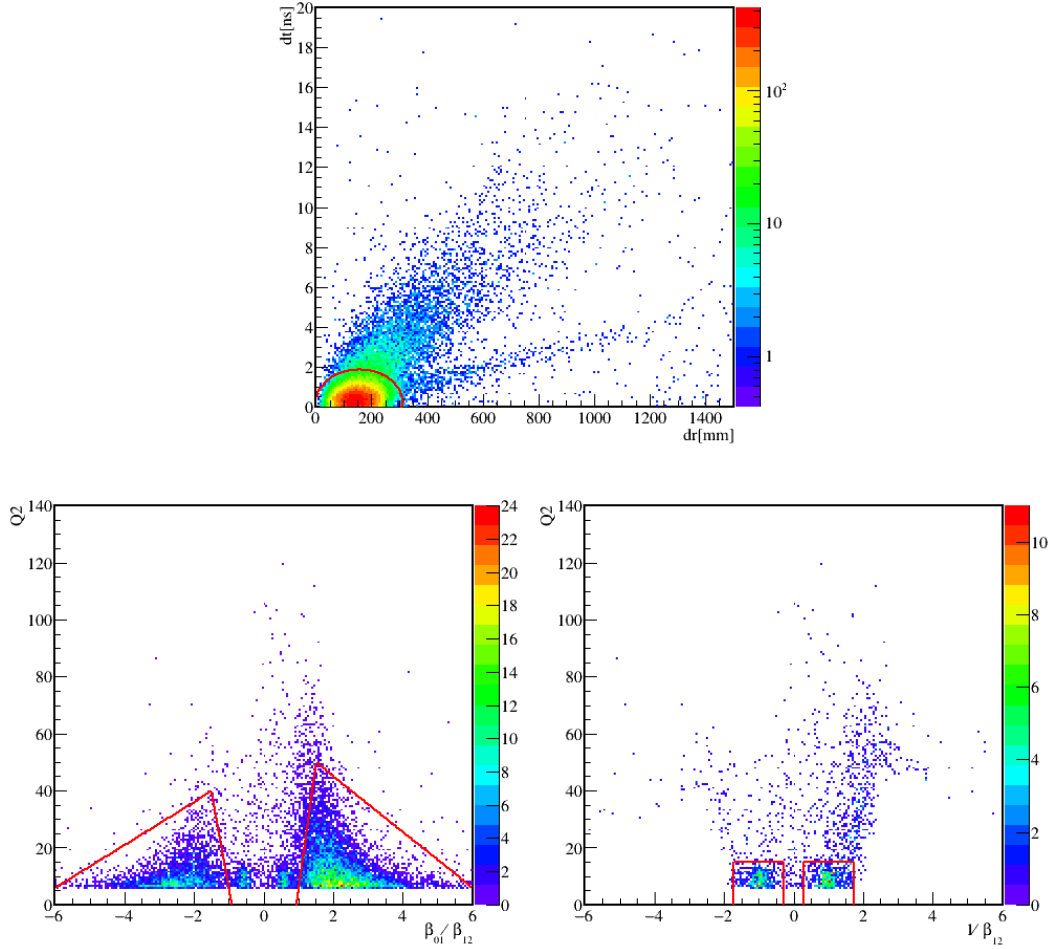


図 4.17 シミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$  から得られる same wall のクロストークイベント。上図はヒットの時間差  $dt$  とヒット位置の差  $dr$  の分布。左下図は  $dr$ - $dt$  分布での除去後の速度の比  $\beta_{01}/\beta_{12}$  とヒット 2 の発光量  $Q_2$  の分布。右下図は速度の比での除去後の  $\beta_{12}$  の逆数と  $Q_2$  の分布。赤く囲まれた領域のイベントをクロストークとして除去した。

$$Q_2 < 182.5 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 131.1 \quad \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} > 0 \right) \quad (4.3.7)$$

$$\frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < -1.5 \quad \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < 0 \right) \quad (4.3.8)$$

式 (4.3.7) は一層目のシンチレータで散乱した中性子や生成した反跳陽子が二層目のシンチレータで検出されるイベントを除去するために用い、式 (4.3.8) は二層目のシンチレータで二次的に生成した中性子が一層目のシンチレータで検出するために用いた。

また、赤い線に挟まれた領域に見られる縦の筋は  $\gamma$  線イベントであり、この除去には  $\beta_{12}$  の逆数とヒット 2 の発光量  $Q_2$  の相関を用いた。 $\beta_{01}/\beta_{12}$  と  $Q_1$  での除去後の  $\beta_{12}$  の逆数とヒット 2 の発光量  $Q_2$  の分布を図 4.18 の右図に示す。赤く囲まれた領域のイベントをクロストークとして除去する。その際の条件を式 (4.3.9) に示す。

$$\left( \left| \frac{1}{\beta_{12}} \right| - 1 \right) < 3 \times 0.0996 \cap (Q_2 < 15) \quad (4.3.9)$$

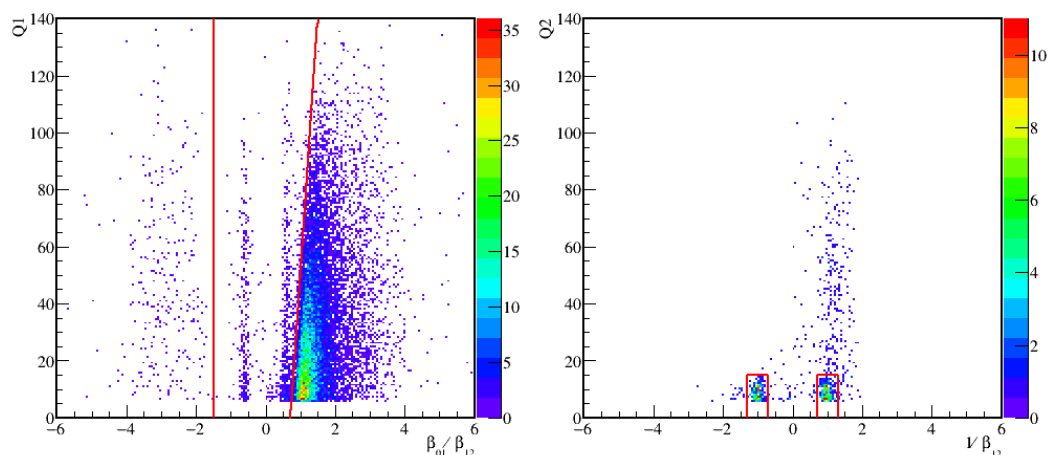


図 4.18 シミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + \text{n}$  から得られる different wall のクロストークイベント。左図は same wall における dr-dt 分布でのクロストーク除去後の速度の比  $\beta_{01}/\beta_{12}$  とヒット 1 の発光量  $Q_1$  の分布。右図は  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と  $Q_1$  での除去後の  $\beta_{12}$  の逆数とヒット 2 の発光量  $Q_2$  の分布。赤く囲まれた領域のイベントをクロストークとして除去した。

#### 4.3.6 中性子の検出効率

本解析における中性子の検出効率とは中性子が生成するイベントのうち、SAMURAI マグネットの出口窓を通過し、NEBULA によって検出される確率のことを意味する。中性子の検出効率は same wall と different wall で異なるため、検出効率の補正は same wall と different wall で別々に行う必要がある。そのため、検出効率は Geant4 シミュレーションを用いて、same wall、different wall について別々に導出した。シミュレーションに課した条件を以下に示す。

- 入射粒子：234 MeV/u の  $^{22}\text{C}$
- 入射位置：実際の  $^{22}\text{C}$  の入射位置と同様の分布になるようにランダムに生成
- 入射角度：実際の  $^{22}\text{C}$  の入射角度と同様の分布になるようにランダムに生成
- 相対エネルギー：0-10 MeV の一様分布
- 散乱角度：0-25 mrad の一様分布
- 分解反応： $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + 2\text{n}$  の Phase space decay
- 生成：3000 万イベント

シミュレーションで得られた結果に対して 4.3.5 節と同様の操作を行い、二中性子の検出効率を導出した。求めた検出効率分布を図 4.19 に示す。

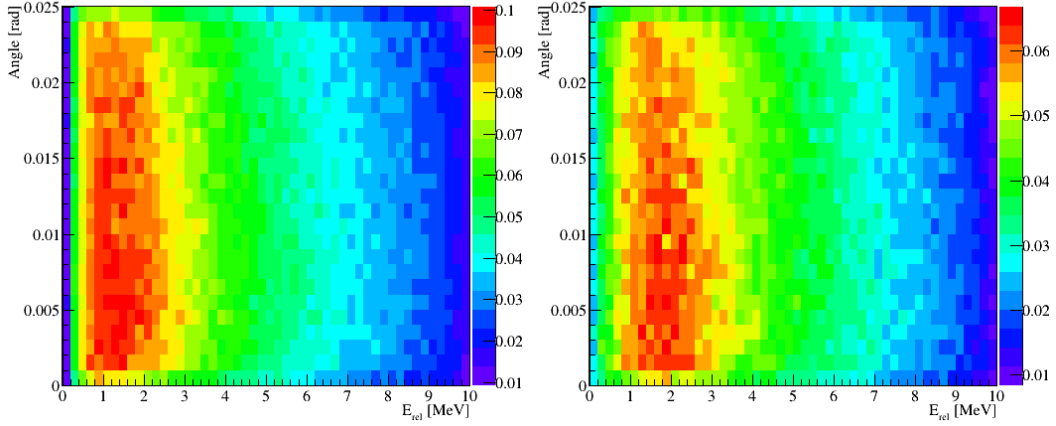


図 4.19  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n}$  反応における二中性子の検出効率分布。X 軸は相対エネルギー  $E_{\text{rel}}[\text{MeV}]$  で、Y 軸は散乱角度  $\theta[\text{rad}]$  で、Z 軸は検出効率  $\epsilon_{2n}$  である。

#### 4.3.7 一中性子解析

シミュレーションで得られた  $^{20}\text{C}$  の一中性子分離反応 ( $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + \text{n}$ ) についてクロストーク解析を行うことで、4.3.5 節で述べたクロストーク解析の条件を評価する。評価には主にクロストーク残存率という量を用いる。クロストーク残存率  $R_{\text{cross}}$  は、クロストーク解析後の NEBULA でのヒット多重度  $M$  が 1 以上のイベント数  $N_{M \geq 1}$  とそのうち  $M \geq 2$  のイベント数  $N_{M \geq 2}$  を用いて以下のように表す。

$$R_{\text{cross}} = \frac{N_{M \geq 2}}{N_{M \geq 1}} \quad (4.3.10)$$

本解析では  $\beta_{01}/\beta_{12}$  と  $Q_2$  による除去について様々な条件を比較した。same wall では以下の三つの条件について比較を行う。

- 条件 1

$$\left| \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} \right| > 1 \quad (4.3.11)$$

- 条件 2

$$Q_2 < -68 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 62 \quad \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < 0 \right) \quad (4.3.12)$$

$$Q_2 < 88 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 82 \quad \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} > 0 \right) \quad (4.3.13)$$

- 条件 3

$$\left( Q_2 < 7.556 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} + 51.33 \right) \cap \left( Q_2 < -68 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 62 \right) \quad \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} < 0 \right) \quad (4.3.14)$$

$$\left( Q_2 < 88 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 82 \right) \cap \left( Q_2 < -9.778 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} + 64.67 \right) \quad \left( \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} > 0 \right) \quad (4.3.15)$$

また、図 4.20 にこれらの条件を示す。図はシミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + \text{n}$  で得られた  $\beta_{01}/\beta_{12}-Q_2(Q_1)$  分布であり、赤い線が条件の境界を示している。

different wall では以下の四つの条件について比較を行う。

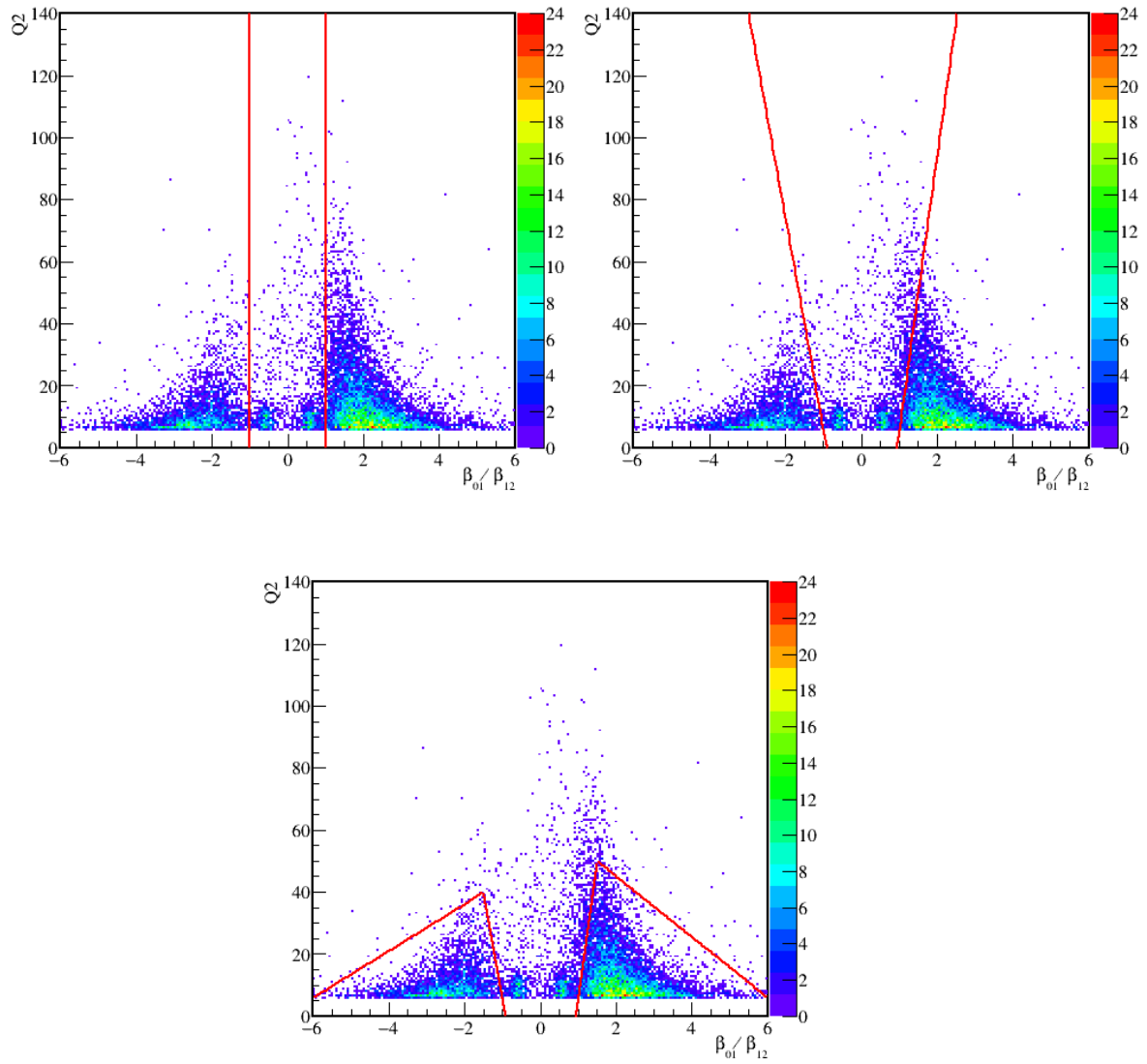


図 4.20 比較を行う same wall でのクロストーク除去条件。それぞれ条件 1 (左上)、条件 2 (右上)、条件 3 (下) を示している。

- 条件 A

$$\left| \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} \right| > 1 \quad (4.3.16)$$

- 条件 B

$$\left| \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} \right| > 0.9 \quad (4.3.17)$$

- 条件 C

$$\left| \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} \right| > 1.1 \quad (4.3.18)$$

- 条件 D

$$Q_2 < 182.5 \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{12}} - 131.1 \quad (4.3.19)$$

ただし、これらの条件は  $\beta_{01}/\beta_{12} > 0$  についてであり、 $\beta_{01}/\beta_{12} < 0$  については式 (4.3.8) の条件を用いた。また、図 4.21 にこれらの条件を示す。図はシミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$  で得られた  $\beta_{01}/\beta_{12}-Q_2(Q_1)$  分布であり、赤い線が条件の境界を示している。

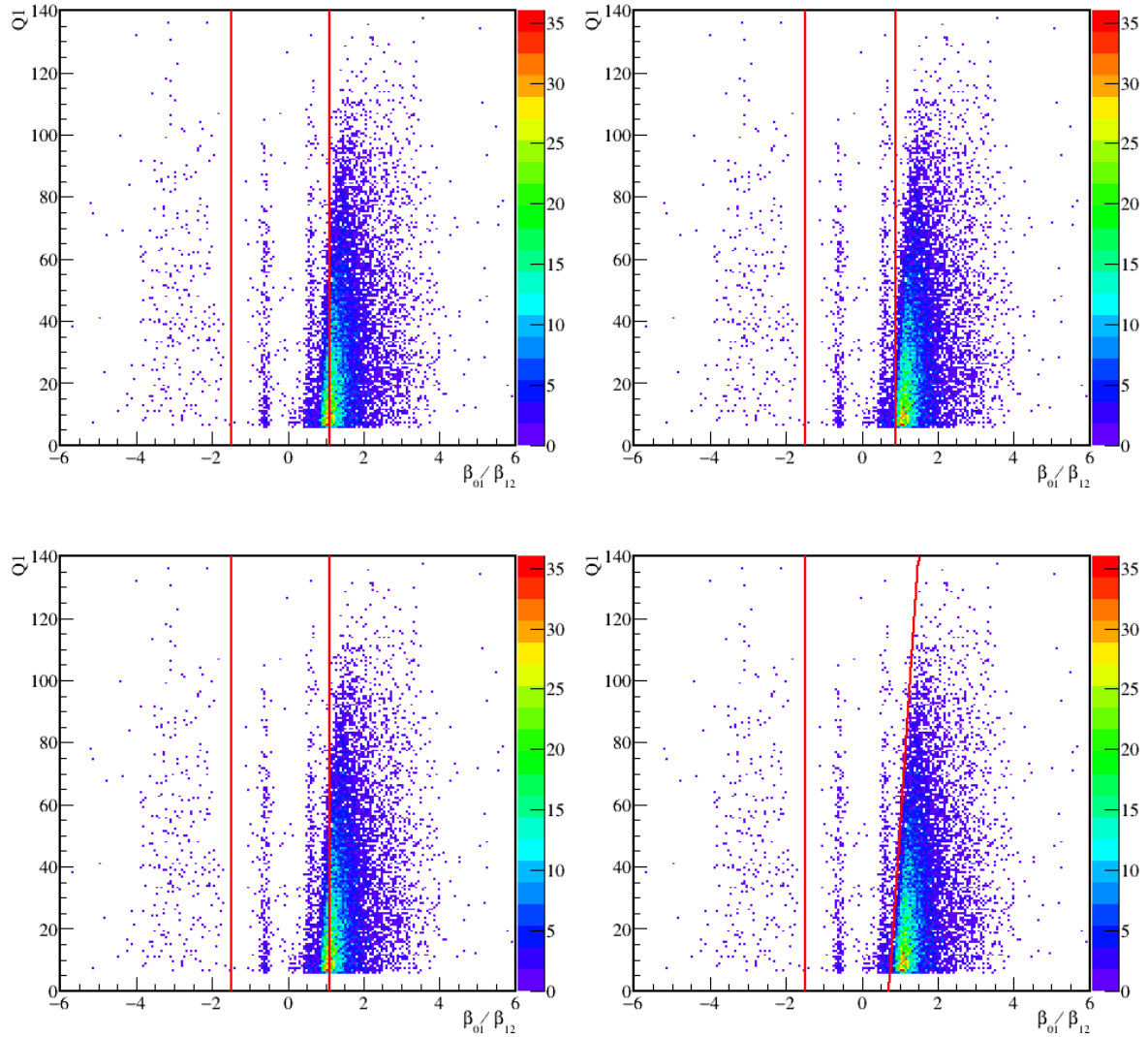


図 4.21 比較を行う different wall でのクロストーク除去条件。それぞれ条件 A (左上)、条件 B (右上)、条件 C (左下)、条件 D (右下) を示している。

条件のそれぞれの組み合わせについて、シミュレーション  $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{C} + n$  におけるクロストーク残存率  $R_{cross}$  とシミュレーション  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n$  における二中性子に対する検出効率  $\epsilon$ 、それらの比  $R_{cross}/\epsilon$  を表 4.10 に示す。本解析ではクロストーク残存率  $R_{cross}$  が小さく、検出効率  $\epsilon$  が大きい、すなわちより  $R_{cross}/\epsilon$  が小さい条件を選択する。ただし、本解析で得られる  $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n + X$  のイベント数はどの条件においても same wall で 350 イベント程度、different wall で 200 イベント程度であった。そのためクロストーク残存率が 1% 以下であればクロストークイベントの混ざりは統計誤差に比べて十分に小さい。本解析では  $R_{cross}/\epsilon$  の値が小さく、より統計量の多い same wall 条件 3、different wall 条件 D を用いた。

条件		クロストーク残存率 [%]		検出効率 [%]		R/ $\epsilon$	
same wall	different wall	$R_{cross}(same)$	$R_{cross}(different)$	$\epsilon(same)$	$\epsilon(different)$	same	different
なし	なし	36.0	5.70	17.86	4.190	2.02	1.36
1	A	0.263	0.539	2.423	2.067	0.109	0.261
1	D	0.263	0.176	1.924	1.566	0.137	0.112
2	D	0.488	0.176	2.301	1.813	0.212	0.097
3	A	0.762	0.539	2.616	2.062	0.291	0.261
3	B	0.762	0.217	2.618	1.750	0.291	0.124
3	C	0.762	1.23	2.613	2.512	0.292	0.490
3	D	0.762	0.176	2.619	1.812	0.291	0.097

表 4.10 クロストーク除去条件ごとのクロストーク残存率  $R_{cross}$  と検出効率  $\epsilon$ 、その比  $R_{cross}/\epsilon$ 

### 4.3.8 二中性子解析

相対エネルギー分布は same wall と different wall のアクセプタンスの違いのため、別々に導出し、それぞれについてアクセプタンス補正を行う必要がある。実験で得た  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C}$  反応に対し、4.3.5 節で述べた操作を行うことで  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n$  の相対エネルギー分布を same wall と different wall について別々に導出した。導出した鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の相対エネルギー分布を図 4.22 の左上、右上図に示す。炭素標的についても同様に図 4.23 の左上、右上図に示す。鉛標的では 1 MeV 付近に強い相対エネルギー分布が得られた。また、図 4.19 を用いて相対エネルギー分布から断面積分布を導出した。鉛標的における二中性子分離断面積分布を図 4.22 の左下、右下図に示す。この断面積分布を相対エネルギー 0-5 MeV について積分した値は

$$\sigma_{exp}(\text{Pb}) = 1005 \pm 72\text{mb}(\text{samewall}) \quad (4.3.20)$$

$$\sigma_{exp}(\text{Pb}) = 807 \pm 69\text{mb}(\text{differentwall}) \quad (4.3.21)$$

となった。ただし、断面積導出のために  $^{20}\text{C}$  の全反応断面積のクーロン分解成分は 0.1 b を用い、 $^{22}\text{C}$  の全反応断面積のクーロン分解成分は 1.37b とした。後に示すが、 $^{22}\text{C}$  の全反応断面積のクーロン分解成分は本実験で得られた  $^{22}\text{C}$  のインクルーシブ断面積  $\sigma_{exp}^{incl}(E1)$  の値を用いた。同様に炭素標的における二中性子分離断面積分布を図 4.23 の左下、右下図に示す。この断面積分布を相対エネルギー 0-5MeV について積分した値は

$$\sigma_{exp}(\text{C}) = 82 \pm 22\text{mb}(\text{samewall}) \quad (4.3.22)$$

$$\sigma_{exp}(\text{C}) = 32 \pm 25\text{mb}(\text{differentwall}) \quad (4.3.23)$$

となった。

また、4.3.7 節で比較したクロストーク除去条件ごとに鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の相対エネルギー分布と断面積分布を導出した。導出した相対エネルギー分布のうち、(same wall 条件,different wall 条件)として(なし,なし)、(1,A)、(1,D)、(2,D)を図 4.24 に、(3,A)、(3,B)、(3,C)を図 4.25 に示す。導出した断面積分布はクロストーク除去条件ごとに図 4.26 に示す。図 4.24 の条件 (1,D)、(2,D) は same wall での条件のみを変えているので、different wall の相対エネルギー分布は変化していないことがわかる。また図 4.24 でも different wall の条件のみを変えているので、same wall の相対エネルギー分布は変化していないことがわかる。どの条件においても、相対エネルギー分布、断面積分布の形は大きく変化することなく、same wall と different wall の分布は誤差の範囲で一致している。また、表 4.11 に各クロストーク除去条件ごとのイベント数とエクスクルーシブ断面積をまとめる。

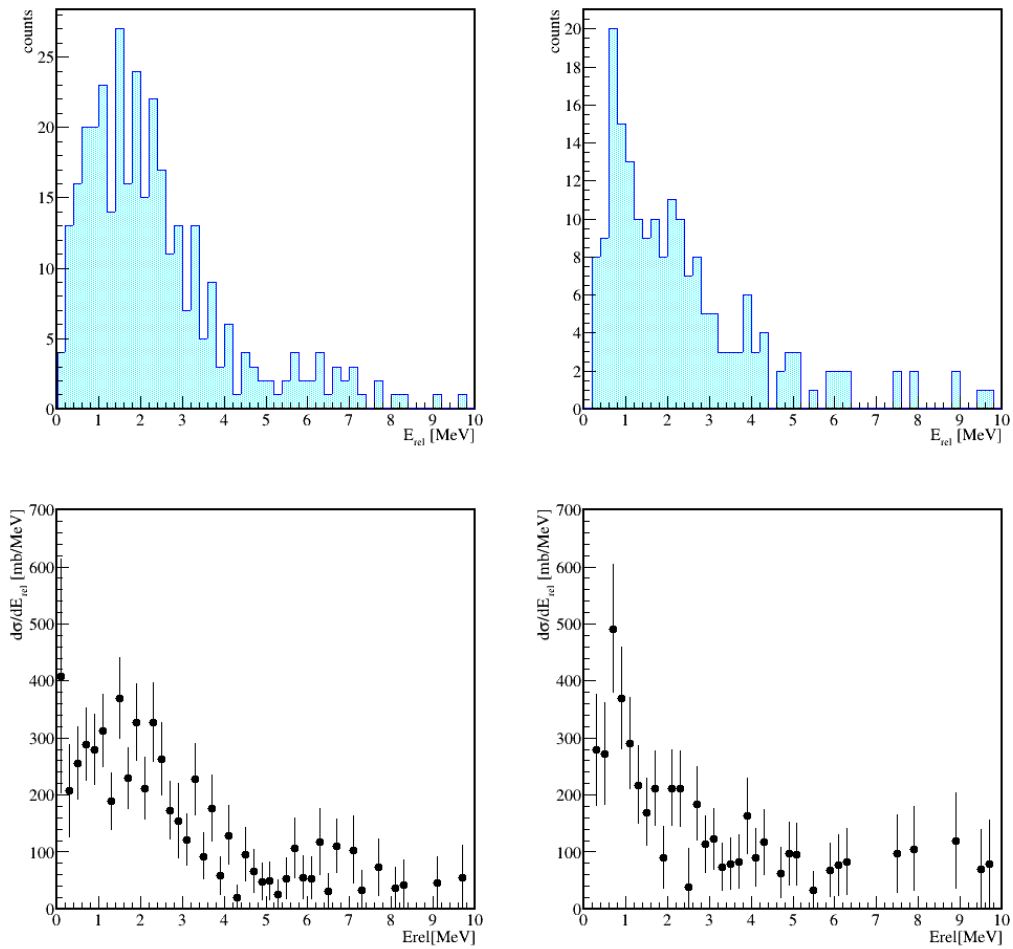


図 4.22 鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n}$ ) での same wall (左図) と different wall (右図) の相対エネルギー分布 (上段) および二中性子分離断面積分布 (下段)。クロストークの除去条件は (same wall 条件, different wall 条件) として (3,D) である

条件		イベント数		エクスクルーシブ二中性子分離断面積 [mb]	
same wall	different wall	$counts(same)$	$counts(different)$	$\sigma(Pb(same))$	$\sigma_{exp}(Pb(different))$
なし	なし	2645	594	-	-
1	A	237	231	855(66)	791(64)
1	D	237	201	855(66)	819(69)
2	D	307	200	950(71)	816(69)
3	A	352	228	1005(72)	780(64)
3	B	352	169	1005(72)	694(66)
3	C	352	298	1006(72)	800(59)
3	D	352	198	1005(72)	807(69)

表 4.11 鉛標的におけるクロストーク除去条件ごとの  $^{22}\text{C}$  の二中性子分離反応 ( $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n} + \text{X}$ ) のイベント数およびエクスクルーシブ断面積

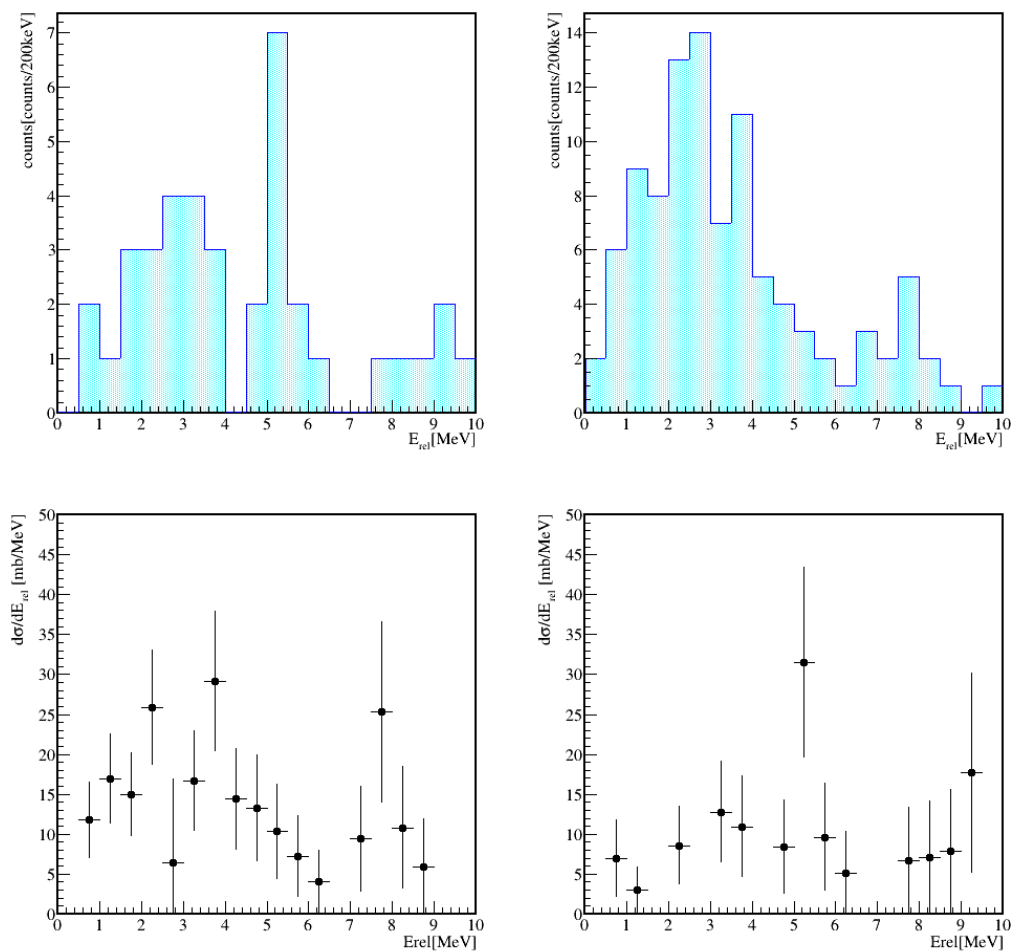


図 4.23 炭素標的における  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n}$ ) での same wall (左図) と different wall (右図) の相対エネルギー分布 (上段) および二中性子分離断面積分布 (下段)。クロストークの除去条件は (same wall 条件, different wall 条件) として (3,D) である



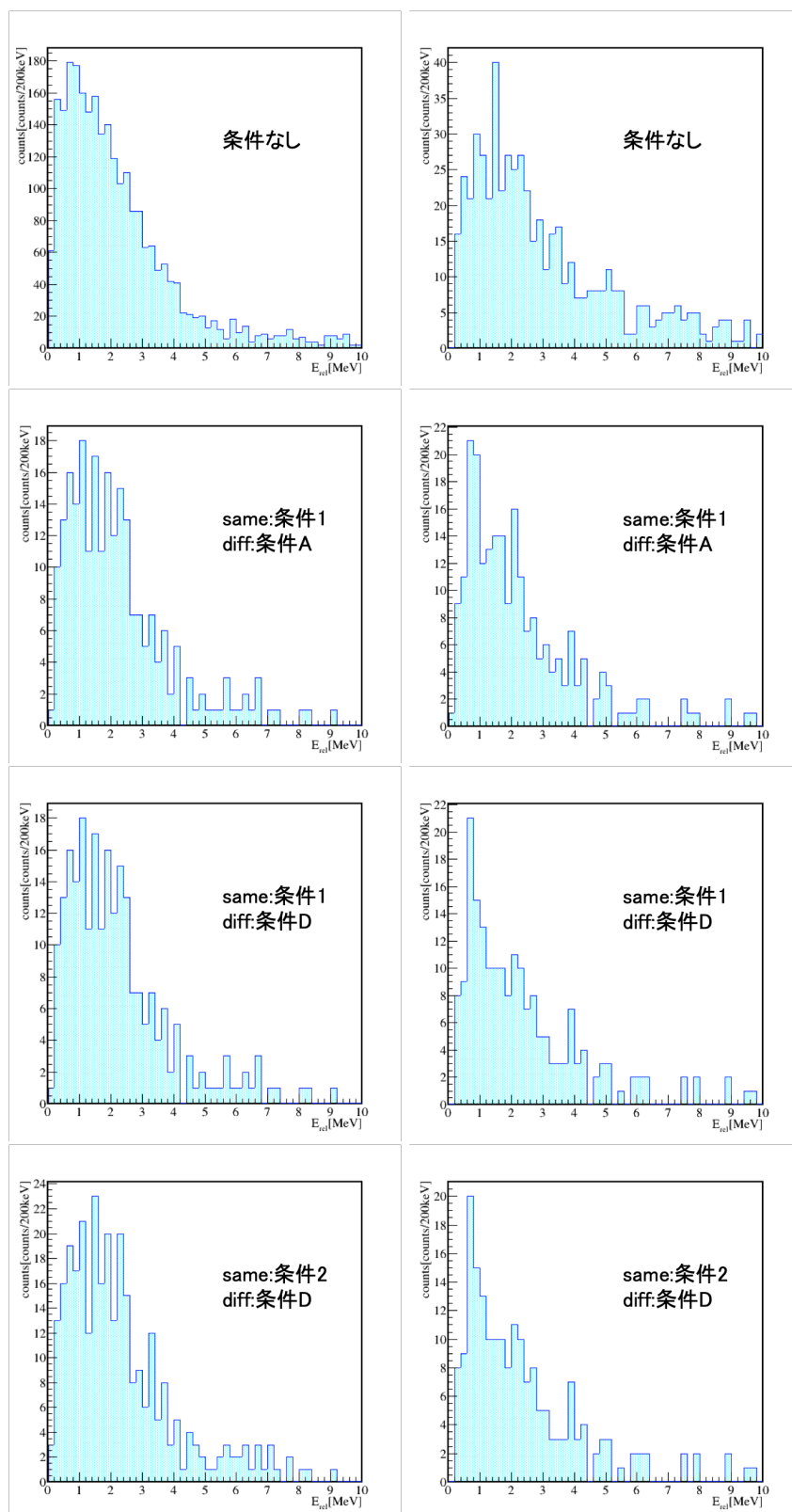


図 4.24 鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n}$ ) でのクロストーク除去条件ごとの same wall (左図) と different wall (右図) の相対エネルギー分布。クロストークの条件は図中に示した。

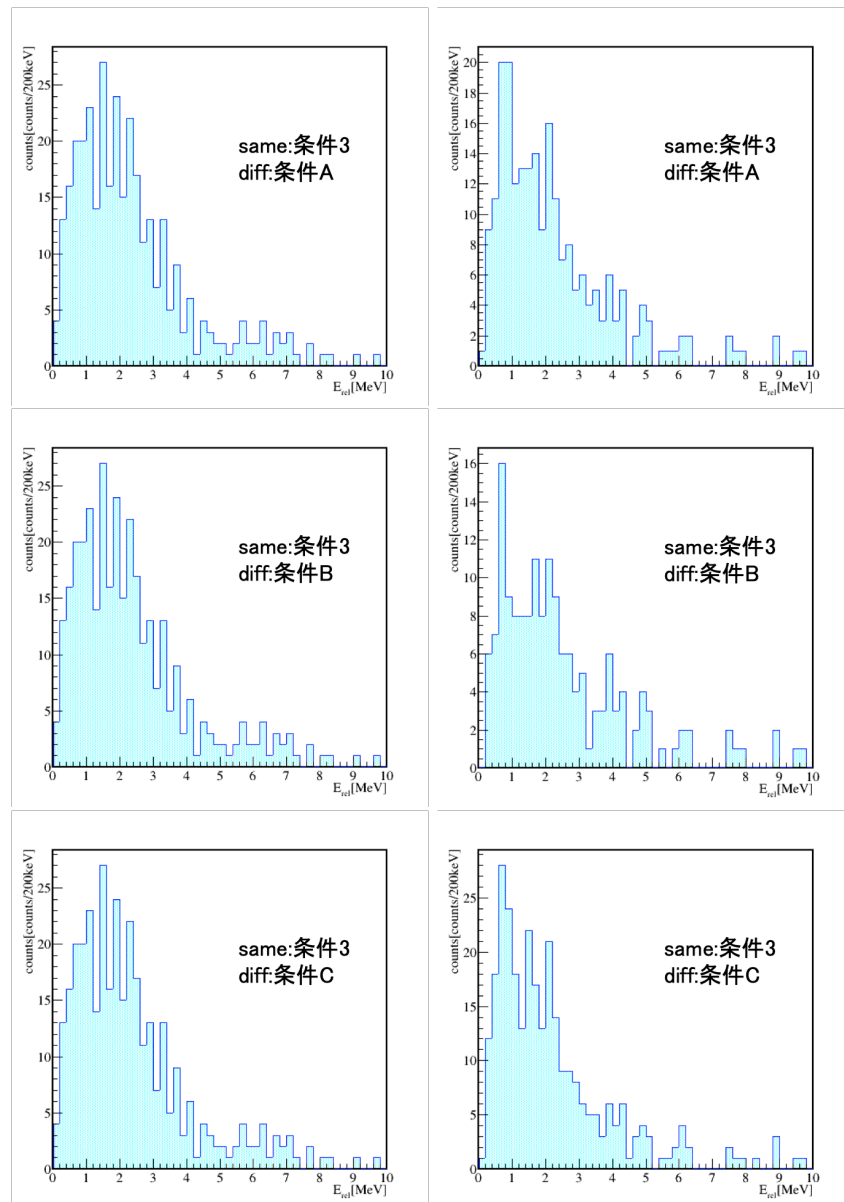


図 4.25 鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n$ ) でのクロストーク除去条件ごとの same wall (左図) と different wall (右図) の相対エネルギー分布。クロストークの除去条件は図中に示した。

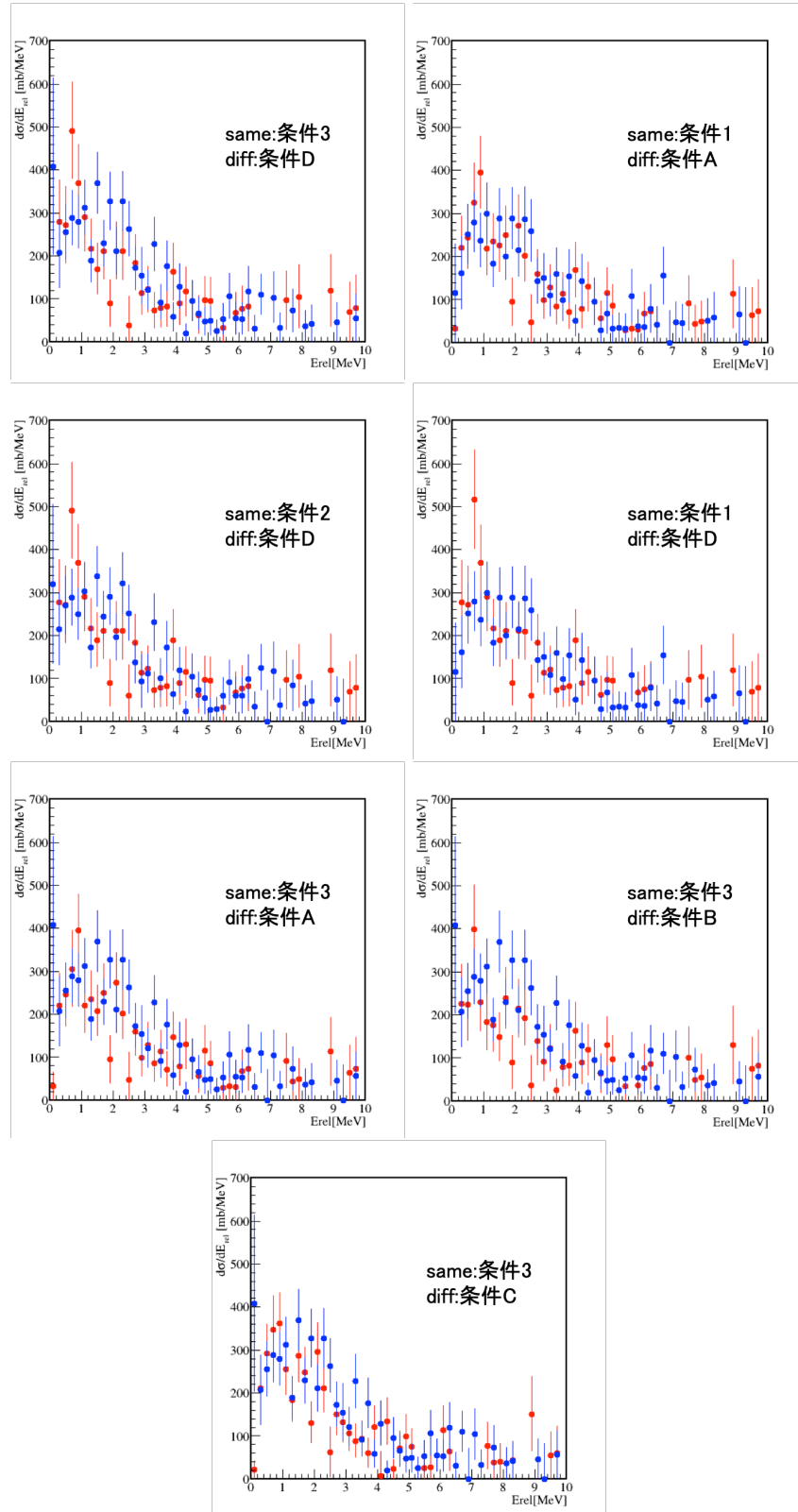


図 4.26 鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n$ ) でのクロストーク除去条件ごとの断面積分布。青のデータ点が same wall の断面積を示しており、赤のデータ点が different wall の断面積を示している。クロストークの除去条件は図中に示した。

## 第5章

# 結果と議論

本章では第4章で述べた解析手法により得られた結果を述べる。

### 5.1 $^{22}\text{C}$ のクーロン分解断面積

鉛標的における  $^{22}\text{C}$  の断面積分布 (図 4.22 の左下、右下図) を same wall と different wall について統計量による重み付けをした平均をすることで得られた  $^{22}\text{C}$  の鉛標的における断面積分布を図 5.1 に示す。相対エネルギー 0-5 MeV について断面積分布を積分した値は

$$\sigma_{exp}(\text{Pb}) = 934 \pm 52\text{mb} \quad (5.1.1)$$

となった。

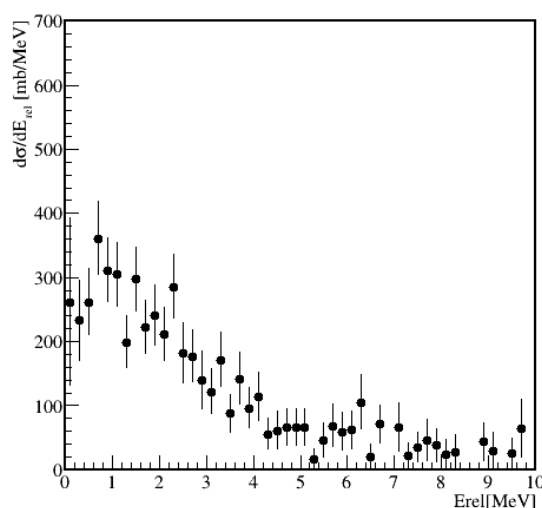


図 5.1 鉛標的を用いた  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{Pb} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n + X$ ) における断面積分布。この断面積分布は same wall と different wall の断面積分布を統計量で重み付けした平均の分布である。

同様に炭素標的についても same wall と different wall について統計量による重み付け平均をした断面積分布を図 5.2 に示す。 $^{22}\text{C}$  の炭素標的における断面積分布を 0-5 MeV について断面積分布を積分した値は

$$\sigma_{exp}(\text{C}) = 70 \pm 18\text{mb} \quad (5.1.2)$$

となった。ただし、ここに示す誤差は統計誤差のみであり、系統誤差は含まれていない。

求めた断面積を表 5.1 にまとめる。ただし、 $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + X$  および  $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + X$  に対応する値はそれぞれの反応における二中性子分離インクルーシブ断面積を示しており、 $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + n + n + X$  および  $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + n + n + X$

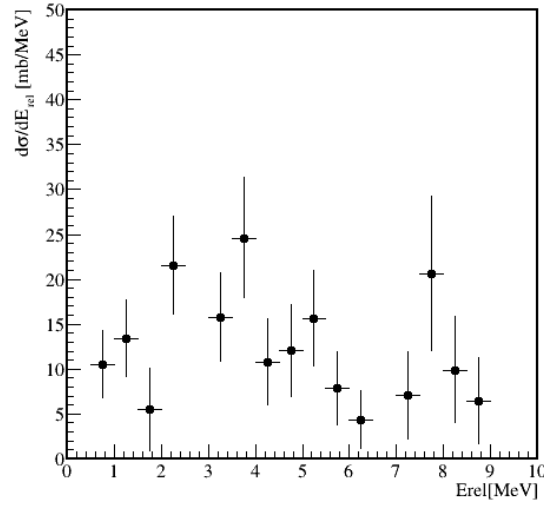


図 5.2 炭素標的を用いた  $^{22}\text{C}$  の分解反応 ( $^{22}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n} + \text{X}$ ) における断面積分布。この断面積分布は same wall と different wall の断面積分布を統計量で重み付けした平均の分布である。

に対応する値はそれぞれの反応における二中性子分離エキスクルーシブ断面積を示している。また、小林らによる  $^{22}\text{C}$  の炭素標的におけるインクルーシブ断面積 [12] の値と K.J.Cook らによる  $^{19}\text{B}$  の結果 [13] も表 5.1 に示す。本研究で得られた炭素標的における  $^{22}\text{C}$  のインクルーシブ断面積は小林らの結果と非常に近い値であった。また、本研究で得られた  $^{22}\text{C}$  の鉛標的および炭素標的それぞれにおけるインクルーシブ、エキスクルーシブ断面積の値はどれも二中性子ハロー核である  $^{19}\text{B}$  のそれと近い値であった。ハローを形成していない核において、鉛標的と炭素標的それぞれの断面積の比  $\sigma_{\text{Pb}}/\sigma_{\text{C}}$  は 2 ~ 4 程度になるのに対し、 $^{22}\text{C}$  ではインクルーシブ断面積で 7.0(6)、エキスクルーシブ断面積で 13(4) であり、鉛標的において断面積が非常に増大している。同様の傾向は  $^{19}\text{B}$  でも見られ、これはハローを形成する核に見られるソフト E1 励起の存在を意味している。

反応		Pb 標的 [mb]	C 標的 [mb]	$\sigma_{\text{Pb}}/\sigma_{\text{C}}$
$^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{X}$	本研究	2093(100)	268(9)	7.0 (6)
	[12]	-	266(29)	-
$^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n} + \text{X}$	本研究	934(52)	70(18)	13(4)
$^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + \text{X}$	[13]	1800(60)	251(5)	7.1(3)
$^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + \text{n} + \text{n} + \text{X}$	[13]	1160(30)(70)	54(3)(3)	22(1)

表 5.1  $^{22}\text{C}$  と  $^{19}\text{B}$  の断面積。  $^{19}\text{B}$  のデータは K.J.Cook らによる実験 [13] の値であり、  $^{22}\text{C}$  の炭素標的におけるインクルーシブ断面積の値は小林らの実験 [12] によるものである。ただし、  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{X}$  および  $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + \text{X}$  に対応する値はそれぞれの反応における二中性子分離インクルーシブ断面積を示しており、  $^{22}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + \text{n} + \text{n} + \text{X}$  および  $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + \text{n} + \text{n} + \text{X}$  に対応する値はそれぞれの反応における二中性子分離エキスクルーシブ断面積を示している。

得られた各標的における断面積から式 (2.1.7) を用いて  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解断面積を導出した。ただし、二中性子分離断面積は梅野らの実験 [7] により得られた  $S_{2n} = 0.56$  MeV とし、式 (2.1.9) からスケーリングファクターを  $\Gamma = 2.7$  とした。  $^{22}\text{C}$  のインクルーシブクーロン分解断面積  $\sigma_{\text{exp}}^{\text{incl}}(E1)$  は

$$\sigma_{\text{exp}}^{\text{incl}}(E1) = 1369 \pm 103\text{mb} \quad (5.1.3)$$

であった。この  $\sigma_{\text{exp}}^{\text{incl}}(E1)$  は鉛標的のエキスクルーシブ断面積の導出のために  $^{22}\text{C}$  の全反応断面積のクーロン分解成分  $\sigma_{\text{R}}^{\text{coul}} = \sigma_{\text{exp}}^{\text{incl}}(E1)$  として用いた。また、得られたクーロン分解断面積分布を図 5.3 に示す。相対エネルギー 1 MeV 付近に大きなクーロン分解断面積が得られ、ソフト E1 励起が観測された。また、  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解断面積分布を

0-5 MeV について積分した値は

$$\sigma_{exp}(E1) = 745 \pm 71\text{mb} \quad (5.1.4)$$

であり、非常に大きなクーロン分解断面積が得られた。

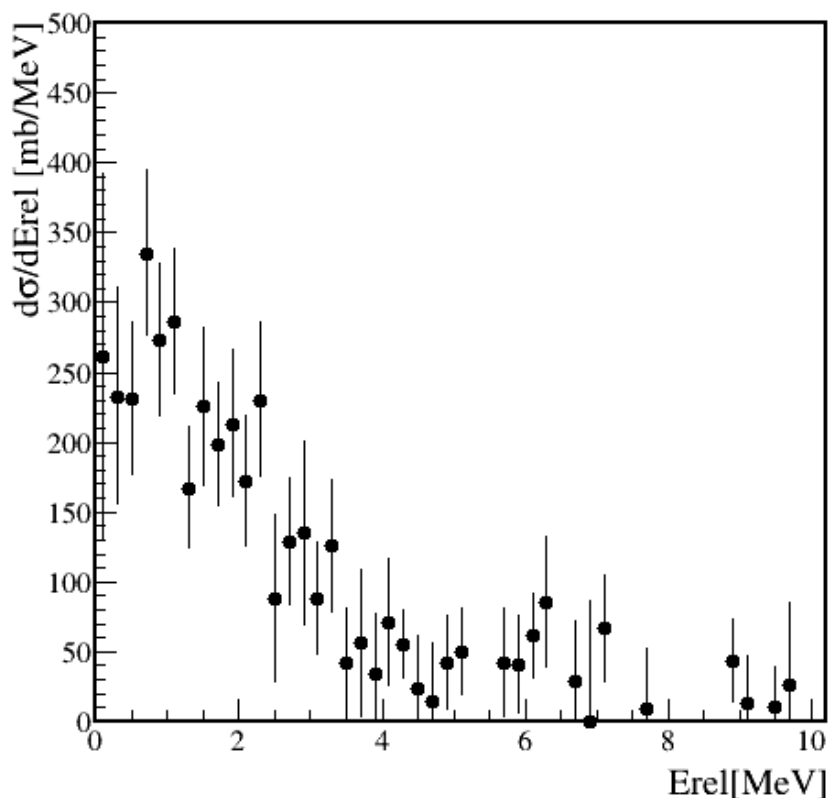


図 5.3  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解断面積分布。スケーリングファクター  $\Gamma$  は  $\Gamma = 2.7$  を用いた。

得られたクーロン分解断面積分布を三体模型計算と比較する。萩野氏による三体模型計算によって得られたクーロン分解断面積分布を図 5.4 に示す。ただし、この計算は  $^{22}\text{C}$  中の  $^{20}\text{C}$  が中性子配位  $\nu 1d_{5/2}$  まで全て埋まった、基底状態である仮定のもと行われた。すなわち、 $^{22}\text{C}$  の波動関数は

$$|^{22}\text{C}\rangle = \alpha |^{20}\text{C}\rangle \otimes |(\nu 2s_{1/2})^2\rangle + \beta |^{20}\text{C}\rangle \otimes |(\nu 1d_{3/2})^2\rangle + \gamma |^{20}\text{C}\rangle \otimes |(\nu 1f_{7/2})^2\rangle \cdots \quad (5.1.5)$$

$$|^{20}\text{C}\rangle = |^{14}\text{C}\rangle \otimes |(\nu 1d_{5/2})^6\rangle$$

という仮定である。この仮定においてはハローを形成する二中性子は  $\nu 2s_{1/2}$  や  $\nu 1d_{3/2}$ 、それ以上の配位を取ることはあるが、 $\nu 1d_{5/2}$  やそれ以下の配位を取ることはない。三体模型計算による断面積は本研究で得られた断面積に比べて非常に大きな値であり、より低エネルギーにピークを持つ。

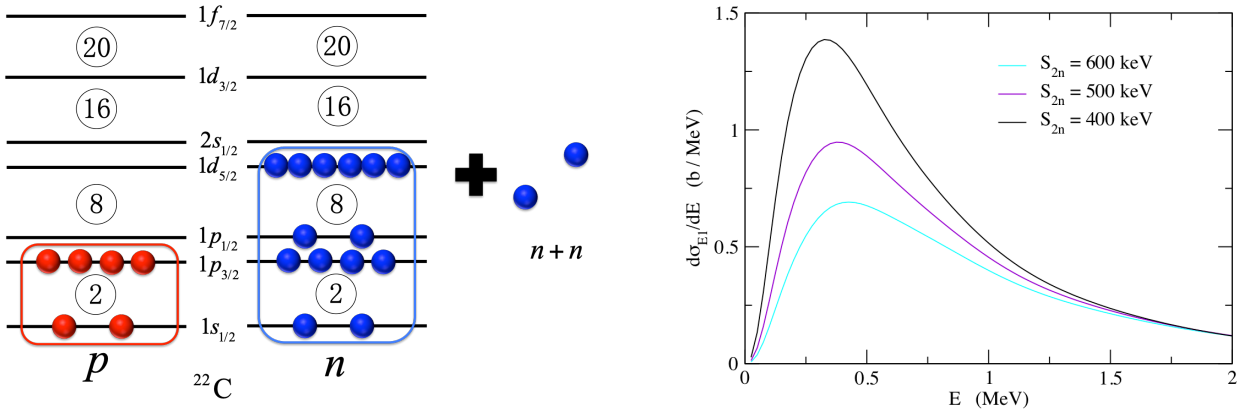


図 5.4 三体模型計算  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解断面積分布 (右図) と仮定したコア核  $^{20}\text{C}$  の配位 (左図)。計算は萩野氏によるものである。

## 5.2 換算遷移確率

前節で示した断面積分布  $d\sigma/dE_{rel}$  から換算遷移確率分布  $dB(E1)/dE_{rel}$ 、 $dB(E1)/dE_x$  を導出した。換算遷移確率分布を図 5.5 に示す。 $B(E1)$  分布導出に必要な仮想光子数の計算には二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  と衝突パラメータの最小値を用いた。二中性子分離エネルギーは梶野らの実験で得られた値  $S_{2n}=0.56$  MeV を使い、衝突パラメータの最小値は鉛の半径  $r_{208\text{Pb}} = 1.3A^{1/3}$  [fm]=7.70 fm と  $^{22}\text{C}$  の半径 3.44 fm の和をとって 11.14 fm とした。

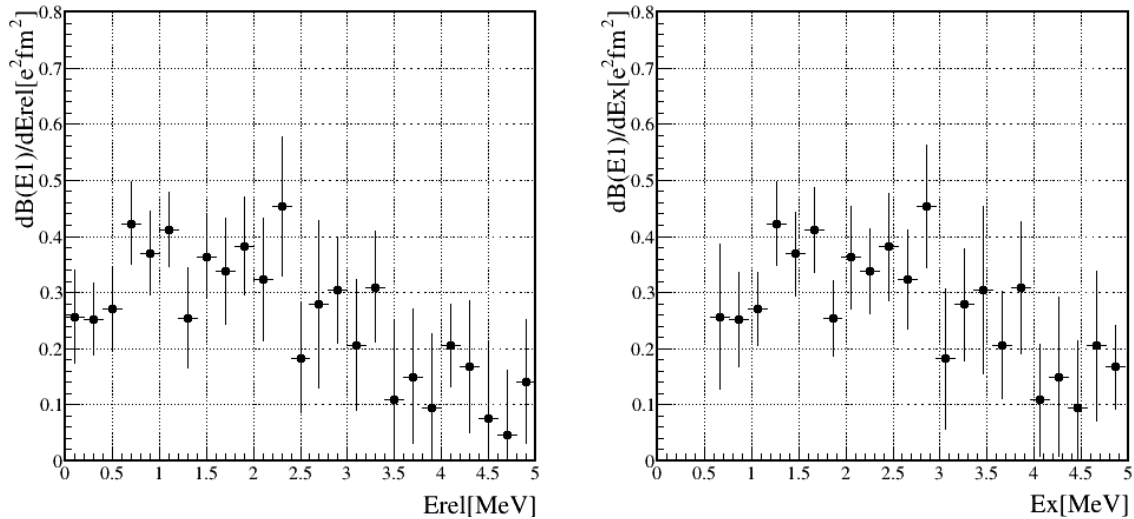


図 5.5  $^{22}\text{C}$  の換算遷移確率分布  $dB(E1)/dE_{rel}$  (左図)、 $dB(E1)/dE_x$  (右図)。二中性子分離エネルギー  $S_{2n} = 0.56$  MeV と衝突パラメータ 11.14 fm を用いた。

得られた  $dB(E1)/dE_{rel}$  分布を 0-5MeV まで積分して得られた値  $B(E1)$  は

$$B(E1) = 1.27 \pm 0.11 e^2 \text{fm}^2 \quad (5.2.1)$$

である。この大きな  $B(E1)$  もハロー核に見られるソフト E1 励起の存在を意味している。例として、 $^{22}\text{C}$  と同じく二中性子ハロー核である  $^{11}\text{Li}$ [3] や  $^{19}\text{B}$ [13] で  $B(E1)$  はそれぞれ以下の値が測定されている。

$$B(E1) = 1.42 \pm 0.18 e^2 \text{fm}^2 \quad (E_{rel} \leq 3\text{MeV})(^{11}\text{Li}) \quad (5.2.2)$$

$$B(E1) = 1.64 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.12(\text{sys}) e^2 \text{fm}^2 \quad (E_{rel} \leq 6\text{MeV})(^{19}\text{B}) \quad (5.2.3)$$

ただし、換算遷移確率  $B(E1)$  は換算遷移確率分布  $dB(E1)/dE_{rel}$  を相対エネルギー  $E_{rel}$  で積分した値であり、積分範囲は  $^{11}\text{Li}$  の場合  $E_{rel} \leq 3$  MeV、 $^{19}\text{B}$  の場合  $E_{rel} \leq 6$  MeV である。 $^{22}\text{C}$  における  $B(E1)$  は大きな値である一方で、 $^{11}\text{Li}$  や  $^{19}\text{B}$  に比べ比較的小きな値であった。

得られた換算遷移確率  $B(E1)$  分布を三体模型の理論計算と比較する。三体模型を用いた理論計算の結果、図 5.6 の上図に示すような非常に大きな換算遷移確率を得た。図 5.6 の左下図には本研究の結果と萩野氏による三体模型計算の結果を二中性子分離エネルギー  $S_{2n} = 0.4$  MeV の場合について重ねて示す。また、分布の幅とピークの位置を比較するために萩野氏による理論計算の値を  $1/3$  倍した分布を図 5.6 の右下図に示す。本研究で得られた換算遷移確率は三体模型計算と比較するとより高いエネルギーに幅の大きなピークを持つ。断面積分布および換算遷移確率分布が理論値と実験値で大きく異なっていたことから、 $^{22}\text{C}$  ではコア核である  $^{20}\text{C}$  が中性子配位  $\nu 1d_{5/2}$  までを全て埋めた自由空間における  $^{20}\text{C}$  の基底状態とは異なる可能性が考えられる。

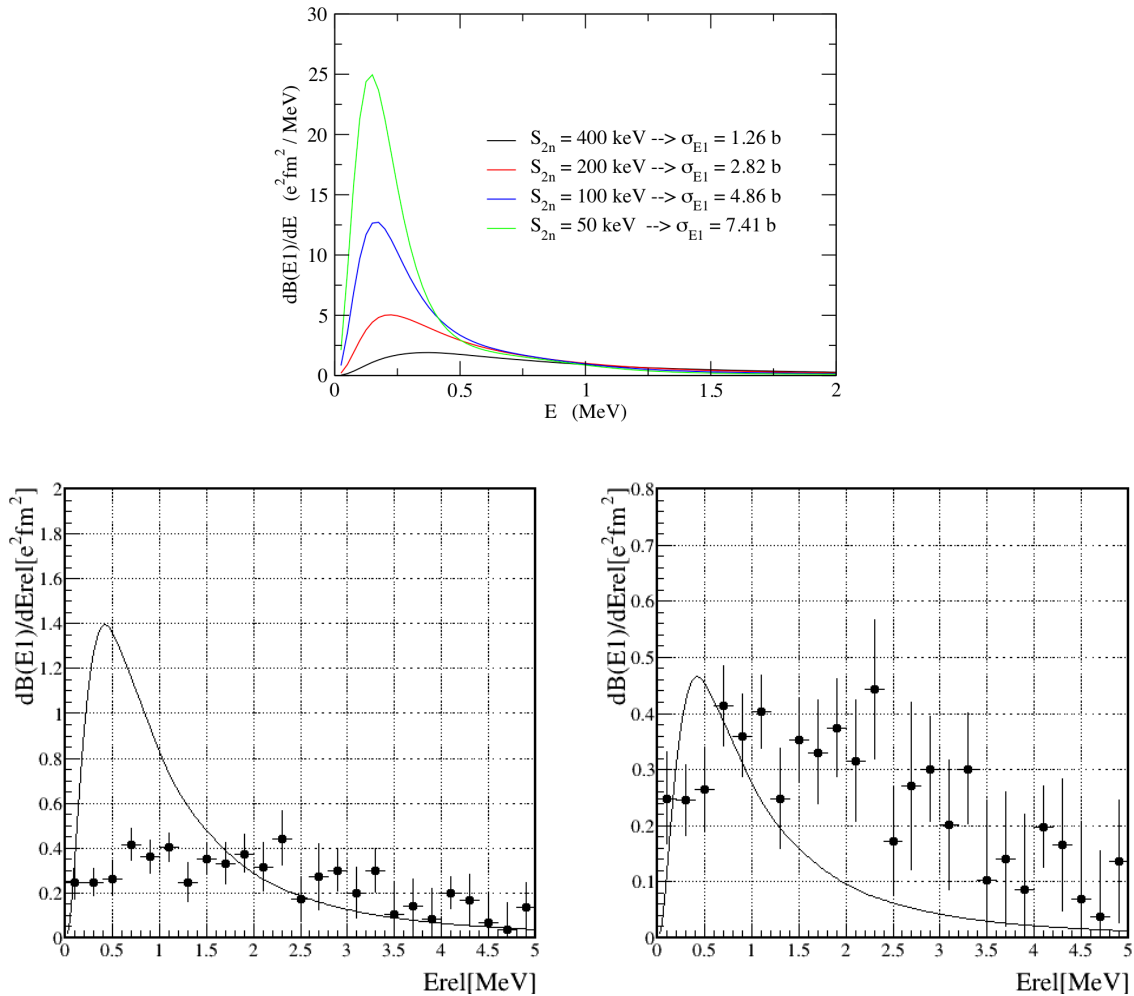


図 5.6  $^{22}\text{C}$  の三体模型計算によって得られた換算遷移確率分布  $dB(E1)/dE_{rel}$  (上図) および本研究で得られた結果との比較 (下段)。ただし、右下図では理論計算の値を  $1/3$  倍している。二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  は  $0.4$  MeV を用いた。理論計算は本研究で得られた値に比べ非常に大きな値であり、低いエネルギーに鋭いピークを持つ。

続いて、稲倉氏による平均場近似を用いた理論計算 [20] との比較を行う。この計算では中性子のフェルミエネルギー  $\epsilon_F$  を与えて、一粒子軌道について調べるような計算である。この計算において中性子分離エネルギー  $S_n$  は中性子フェルミエネルギー  $\epsilon_F$  の絶対値と等しいという仮定のもと行われており、二中性子分離エネルギー  $S_{2n}$  は  $S_{2n} \sim 2|\epsilon_F|$  と仮定されている。図 5.7 の左図に稲倉氏による平均場近似計算の結果と本研究で得られた換算遷移確率分布を重ねて示



す。平均場近似計算は中性子フェルミエネルギー  $\epsilon_F = -0.28$  MeV ( $S_{2n} \sim |2\epsilon_F| = 0.56$  MeV) の場合の結果であり、本研究のデータは二中性子分離エネルギー  $S_{2n} = 0.56$  MeV の結果を示している。稲倉氏の平均場近似計算は本研究の結果と誤差の範囲で一致していることがわかった。一方で、稲倉氏による計算において図 5.7 の右図に示すように  $\epsilon_F = -0.5$  MeV 付近を境に  $\nu 1d_{5/2}$  と  $\nu 2s_{1/2}$  の配位が逆転していることがわかる。 $^{20}\text{C}$  の基底状態は  $\nu 2s_{1/2}$  の配位混合が起こっていることが先行研究 [12] において示されており、 $^{22}\text{C}$  の構造を考える上でも  $\nu 2s_{1/2}$  と  $\nu 1d_{5/2}$  の配位混合が重要であることを本研究の結果は示唆している。

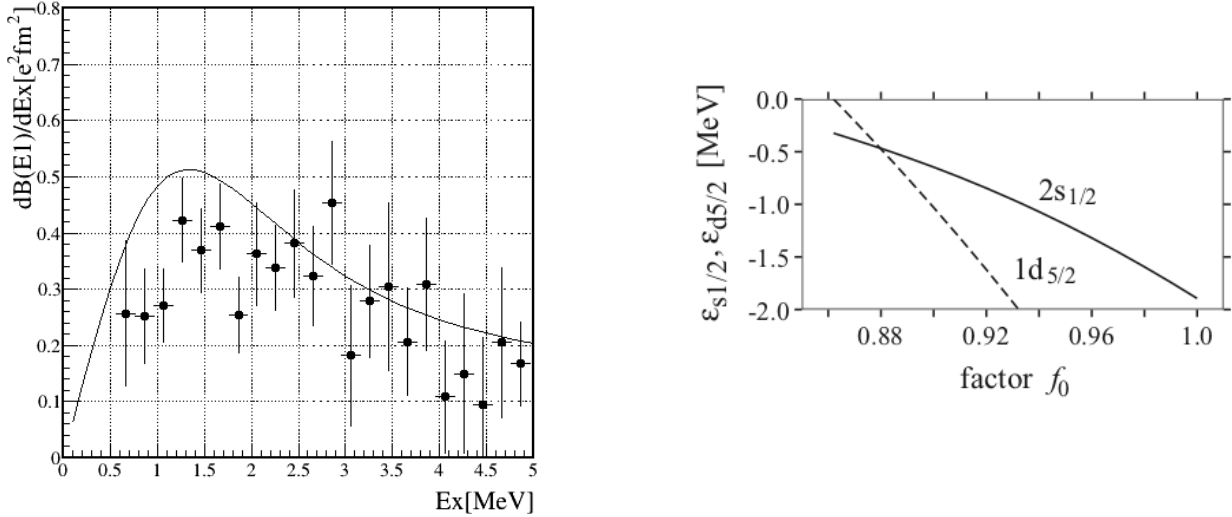


図 5.7 平均場近似を用いた理論計算と本研究で得られた結果の比較 (左図) と  $\nu 2s_{1/2}$ 、 $\nu 1d_{5/2}$  の中性子フェルミエネルギー  $\epsilon_F$  の関係 (右図)。ただし、 $f_0$  は平均場の中心ポテンシャルに関連したパラメータである。理論計算は  $\epsilon_F = -0.28$  MeV を仮定しており、本研究の結果は二中性子分離エネルギー  $S_{2n} = 0.56$  MeV とした。

$^{22}\text{C}$  におけるコア核と中性子の距離を求める。コア核である  $^{20}\text{C}$  とハローを形成する二中性子の重心との距離  $r_{\text{core-}2n}$  の期待値は E1 cluster sum rule [11] を用いて換算遷移確率  $B(E1) = 1.27 \pm 0.11 e^2 \text{fm}^2$  から

$$\langle r_{\text{core-}2n} \rangle = \frac{A}{Z} \sqrt{\frac{B(E1)\pi}{3}} = 4.23 \pm 0.18 \text{ fm} \quad (5.2.4)$$

となった。ただし、ここに記されている誤差は統計誤差のみであり、系統誤差は含まれていない。また、 $\langle r_{\text{core-}2n} \rangle$  の導出に用いた換算遷移確率  $B(E1)$  は相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  を 0-5 MeV の範囲で積分して得られた値であり、実際の  $B(E1)$  はこの値より大きく、 $\langle r_{\text{core-}2n} \rangle$  は 4.23 fm 以上の値を取ると考えられる。一方で、得られた  $\langle r_{\text{core-}2n} \rangle$  は安定核における原子核半径の近似式  $r \sim 1.3A^{1/3}$  fm に比べて 16% 大きな値であり、 $^{22}\text{C}$  が中性子ハロー核であることと矛盾しない。

## 第6章

### まとめ

本研究では、鉛標的を用いた  $^{22}\text{C}$  のクーロン分解反応を測定し、 $^{22}\text{C}$  のクーロン分解断面積と換算遷移確率  $B(E1)$  分布を導出した。実験は理化学研究所の RIBF で行われた。核子あたり 235 MeV の  $^{22}\text{C}$  を鉛標的および炭素標的に入射させ、励起状態の  $^{22}\text{C}$  から放出した  $^{20}\text{C}$  と二つの中性子の運動量を多種粒子検出装置 SAMURAI を用いて同時検出した。得られた分解後の各粒子の運動量を用いて、不変質量法により  $^{22}\text{C}$  の相対エネルギー分布を導出した。得られたクーロン分解断面積はインクルーシブで  $1369 \pm 103$  mb、エクスクルーシブで  $745 \pm 71$  mb であり、通常原子核に比べ非常に大きな断面積が得られた。これは中性子ハロー核に見られるソフト E1 励起を示唆している。また、Equivalent photon method を用いてクーロン分解断面積から換算遷移確率  $B(E1)$  分布を導出し、0-5 MeV までの積分値  $B(E1) = 1.27 \pm 0.11 \text{ e}^2\text{fm}^2$  を得た。 $B(E1)$  分布を三体模型計算および平均場近似計算と比較することで、 $^{22}\text{C}$  の構造を考えるうえで  $\nu 2s_{1/2}$  と  $\nu 1d_{5/2}$  の配位混合が重要であることを示唆する結果を得た。この  $B(E1)$  の値から E1 cluster sum rule を用いて求めたハローを形成する二中性子の重心とコア核の距離の期待値  $\langle r_{\text{core}-2n} \rangle$  は  $4.23 \pm 0.18$  fm であり、安定核における原子核半径の近似式  $r \sim 1.3A^{1/3}$  [fm] に比べて 16% 大きな値であった。これらの値はどれも  $^{22}\text{C}$  が中性子ハロー核である事と矛盾しない。

今後の展望としては理論計算との比較を進めることで、二つのハロー中性子間の相関やハロー中性子の軌道混合の割合などの議論を行うことができる。



## 参考文献

- [1] N. Fukuda et al., Phys. Rev. C 70 (2004) 054606.
- [2] M. Matsuo Phys. Rev. C 73 (2006) 044309.
- [3] T. Nakamura et al., Nucl. Phys. A 788 (2007) 243c.
- [4] A.B.Migdal, Yad. Fiz. 16 (1972) 427; English translation Sov. J. Nucl. Phys. 16 (1973) 238.
- [5] K. Hagino and H. Sagawa, Phys. Rev. C 72 (2005) 044321.
- [6] K. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 062701.
- [7] Y. Togano et al., Phys. Lett. B 761 (2016) 412-418.
- [8] W. Horiuchi and Y. Suzuki, Phys. Rev. C 74 (2006) 034311.
- [9] L. Gaudefroy et al., Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 202503.
- [10] Carlos A. Bertulani and Gerhard Baur, Phys. Rep. 163 (1988) 229.
- [11] H. Esbensen et al., Nucl. Phys. A 542 (1992) 310.
- [12] N. Kobayashi et al., Phys. Rev. C 86 (2012) 054604.
- [13] K.J. Cook et al., The halo structure of the neutron-dripline nucleus  $^{19}\text{B}$ , submitted to Phys. Rev. Lett.
- [14] K. Yoshida et al., Theor. Exp. Phys. 2014 (2014) 053D03.
- [15] T. Kobayashi et al., Nucl. Inst. Meth. B 317 (2013) 294-304.
- [16] 南方亮吾, 修士論文, 東京工業大学 (2013).
- [17] S. Takeuchi et al., Nucl. Inst. Meth. A 763 (2014) 596-603.
- [18] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment Second Revised Edition (1994).
- [19] H. Sagawa and K. Hagino, Eur. Phys. J. A 51(2015)102.
- [20] T. Inakura et al., Phys. Rev. C 89 (2014) 064316



## 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、本研究のみならず様々な原子核物理学の知識を教えていただき、また SAMURAI グループの実験に参加させていただくなど多くの貴重な経験をさせて頂きました。助教授の近藤洋介氏には解析に関する多くの助言を頂き、私の理解が足りない場合にもゆっくり丁寧に教えていただきました。特任助教の王赫氏には解析について様々な意見を頂きました。K.J.Cook 氏には中性子解析の手本として何度も助けて頂きました。小林信之氏には断面積導出に関する解析手法を教えていただきました。理論計算をしていただいた稲倉恒法氏・萩野浩一氏には、本研究について議論していただいただけでなく、原子核物理学の基礎的な内容についても教えていただきました。博士課程の斎藤敦美氏・斗米貴人氏は頼れる先輩として、憧れとともに非常に心強く感じていました。島田哲朗氏、三木晴瑠氏は何事にも積極的で、その姿から日々の活力をいただいております。吉留勇起氏、安田聖氏、Lee Hyeji 氏、海老名直樹氏、高橋康平氏は真摯に研究に取り組む姿に支えて頂きました。研究を支えてくださった多くの方々に感謝を申し上げます。最後に、7年間の長い大学生活を変わらず見守ってくれた家族に感謝します。