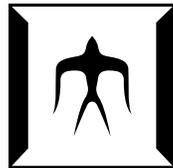


# 修士論文

## 非束縛核 $^{13}\text{Be}$ の質量測定



01M01241 三浦 元隆

指導教官 中村 隆司

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

2003年1月24日

## 概要

近年の重イオン加速器における不安定核ビームライン技術の向上に伴い、中性子（陽子）ドリップライン上の不安定核を高強度・高純度の二次 RI ビームとして取り出すことが可能となった。これにより、安定核領域から遠く離れた中性子（陽子）過剰領域の核構造の研究が急速に進展しつつある。特に軽い中性子過剰領域では、安定核領域には見られなかった現象が発見されている。その現象の一つに「中性子ハロー核」があげられる。この核は、通常の原子核密度を持つコア核と、そのまわりに非常に弱く束縛された中性子が薄く広がっているハローと呼ばれる構造をとるものである。

そのハロー核のなかで、二中性子によってハロー構造をとるものが確認されている。この核は構成要素である「コアと一中性子」又は「二中性子」では束縛せず、「コアと二中性子」という三体でのみ束縛し原子核を形成する。この特殊な三体系の束縛核は「ボロミアン核」と呼ばれており、その束縛構造は詳細には解明されていない。そこで本研究ではボロミアン核  $^{14}\text{Be}$  について、その構成要素である非束縛核  $^{13}\text{Be}$  の共鳴状態の特定とその質量測定を目的とした研究を行った。

実験では二次ビームとして得られた  $70.18[\text{MeV}/u]$  の  $^{14}\text{Be}$  ビームを炭素標的に入射し、一中性子ストリッピング反応を起こさせる。これにより形成された  $^{13}\text{Be}$  は非束縛核であるため、直ちに  $^{12}\text{Be}$  と一中性子に分解する。この放出粒子の運動量を磁気スペクトロメーターおよび、中性子カウンターによって測定し、それらの運動量より  $^{12}\text{Be}+n$  の不変質量を導出した。得られた相対エネルギースペクトルより共鳴状態の探索を試みた。その結果、s 波中性子と  $^{12}\text{Be}$  の連続状態を示しており、共鳴状態は観測されなかった。このことは、 $^{14}\text{Be}$  の価中性子は s 軌道部分が大部分を占めており、遠心力ポテンシャルがないため  $^{13}\text{Be}$  の共鳴状態を形成しなかったと解釈される。また、得られた  $^{12}\text{Be}-n$  間の散乱半径  $a$  が、 $a = -0.76 \pm 0.07 [\text{fm}]$  と短いことから、その有効核力が小さいことを意味していると思われる。この結果は  $^{14}\text{Be}$  の束縛メカニズムを探る上で重要である。

## Abstract

Recent development of high-energy heavy-ion accelerators enables us to obtain the secondary radioactive ion beam of the very neutron-rich nuclei, which provides us the unique opportunity to investigate the structures of nuclei far from the stability line. For some light nuclei on the neutron drip-line, some exotic phenomena that have not been observed for the stable region have been found. "Neutron halo" is one of such phenomena. This nucleus has a novel twofold structure composed of a core with normal nuclear density and a halo with very weak binding of the valence neutron(s).

Some halo nuclei have two-neutron halo system. This is a three-body system("core+n+n" where any two-body sub-systems("n+n" and "core+n") are unbound. This type of nucleus is called "Borromean", whose binding mechanism is not well understood. In this study, we report on the invariant mass spectrum of unbound nucleus  $^{13}\text{Be}$  which is a component of Borromean halo nucleus  $^{14}\text{Be}$ .

In the experiment, we measured the mass of  $^{13}\text{Be}$  produced in the one-neutron stripping reaction of  $^{14}\text{Be}$  at 70.18 MeV/nucleon on a carbon target.  $^{13}\text{Be}$  breaks up into  $^{12}\text{Be} + n$  system immediately, and we have measured the coincidence by using a magnetic spectrometer and neutron counters and deduced the invariant mass of  $^{12}\text{Be} + n$  system in order to search for the resonance of  $^{13}\text{Be}$ . In the relative energy spectrum we observed an asymmetric peak at about  $E_{\text{rel}} = 300$  [keV]. The spectral shape indicates the non-resonant continuum of  $^{12}\text{Be} + n$ . This implies that  $^{14}\text{Be}$  has s-wave valence neutrons, and thus  $^{12}\text{Be} + n$  system is structureless due to no centrifugal barrier on this neutron. In this study, we have extracted the scattering length of  $^{12}\text{Be} + n$  to be  $a = -0.76 \pm 0.07$  [fm]. Such a small value indicates that the effective interaction between  $^{12}\text{Be}$  and  $n$  is small. This result may be important to understand the binding mechanism of  $^{14}\text{Be}$ .

# 目次

第1章	序	1
1.1	質量測定の意味	1
1.2	安定線より遠く離れた不安定原子核	2
1.3	2中性子ハロー核 (ポロミアン核) について	2
1.4	中性子過剰領域における Be 同位体	4
1.5	本研究の目的	6
第2章	不安定核ビームラインと 質量測定法	8
2.1	不安定核ビームの生成	8
2.1.1	リングサイクロトロン	8
2.1.2	入射核破砕反応	8
2.1.3	不安定核分離装置 (RIPS)	10
2.2	質量測定法	10
2.2.1	一般的な質量測定法	10
2.2.2	不変質量法	12
第3章	実験	14
3.1	実験の概要	14
3.2	不安定核ビームの生成	14
3.3	非束縛核の形成	15
3.4	実験に使用した検出器系	16
3.4.1	二次ビーム測定系	17
3.4.2	荷電粒子測定系	19
3.4.3	中性子測定系	20
3.4.4	$\gamma$ 線測定系	22
3.5	データ収集系	22
第4章	データ解析	23
4.1	二次ビームの解析	23
4.2	反応粒子の特定	25

4.2.1	Z の識別 . . . . .	25
4.2.2	A の識別 . . . . .	27
4.2.3	磁場トレースと飛行時間による運動量の測定 . . . . .	30
4.3	中性子の運動量の測定 . . . . .	33
4.4	$\gamma$ 線の解析 . . . . .	35
4.5	相対エネルギースペクトルの導出 . . . . .	38
4.5.1	データ補正 (バックグラウンド補正) . . . . .	38
4.5.2	データ補正 (アクセプタンス補正) . . . . .	38
4.5.3	相対エネルギーの測定分解能 . . . . .	38
<b>第 5 章</b>	<b>結果および考察</b>	<b>41</b>
5.1	価中性子の軌道の決定 . . . . .	41
5.1.1	s 軌道 . . . . .	41
5.1.2	p,d 軌道 . . . . .	42
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>44</b>
<b>第 7 章</b>	<b>APPENDIX</b>	<b>45</b>
7.1	中性子遮蔽板について . . . . .	45
7.2	ターゲットと FDC3 の座標の関係 . . . . .	48
7.3	磁場トレース座標系 . . . . .	48
7.4	中性子検出器系のアクセプタンス補正 . . . . .	50
7.5	相対エネルギースペクトルのフィッティング . . . . .	52
7.6	$\gamma$ 線検出器系を用いた粒子識別の確認 . . . . .	56
7.7	相対エネルギーの測定分解能 . . . . .	57

# 目次

1.1	中性子ドリップラインの核種。2003年の現段階において、実験にて確認された中性子ドリップライン上の原子核の上限は、Fluorine( $Z=9$ , $^{31}\text{F}$ )までである。[2, 3] . . . . .	3
1.2	核半径測定図。 $R = r_0 A^{1/3}$ より大きく外れている $^{11}\text{Li}$ , $^{11,14}\text{Be}$ , $^{17}\text{B}$ は、現在ではハロー核として認知されている。 . . . . .	3
1.3	ボロミアン核の束縛概念図。三体では各々の輪が絡み合っている(束縛している)。しかし一つの輪を切り離すと、互いの輪は上下に重なっているだけであり束縛しない。 . . . . .	4
1.4	$^{12}\text{Be}$ のエネルギーを基準として、 $^{13}\text{Be}$ , $^{14}\text{Be}$ のエネルギーを示した。実際は、 $^{13}\text{Be}$ は $^{12}\text{Be}+n$ 、 $^{14}\text{Be}$ は $^{12}\text{Be}+2n$ のエネルギーとしてある。 . . . . .	5
1.5	$^{13}\text{Be}$ ( $^{12}\text{Be}+n$ ) の配位を示した。価中性子がどの軌道になるかは、明らかになっていない。また、価中性子の軌道が d 軌道を占めることになれば、共鳴状態をとることも考えられる。 . . . . .	7
2.1	加速器施設 (RARF) の全体図。本実験で使用した $^{18}\text{O}$ ビームは、AVF Cyclotron および Ring Cyclotron による二段階の加速により、核子当たり約 100[MeV] のエネルギーまで加速される。破砕片分離装置 (RIPS) は、上図の E6 室にある。 . . . . .	9
2.2	入射核破砕反応の概念図 . . . . .	9
2.3	破砕片分離装置 (RIPS) の全体図。二つの双極子磁石 (D1,D2) および第一焦点面 (F1) に設置されたエネルギー減衰器を用いて F0 にて生成された破砕片を分離し、目的の核種を選ぶ。 . . . . .	11
3.1	一中性子ストリッピング反応の様子。図に示した運動量 ( $P_{^{12}\text{Be}}$ , $P_n$ ) を測定した。 . . . . .	15
3.2	実験の概念図。 . . . . .	16
3.3	RIPS の各焦点面とビームライン検出器の配置図。距離の単位は、mm . . . . .	18
3.4	荷電粒子測定系の配置図。距離は、mm (ミリメートル) で表している。 . . . . .	19
3.5	中性子検出器の配置図。距離はミリメートルで表している。 . . . . .	21
3.6	中性子カウンターの有効検出角度。座標はビームライン上流より見ている。 . . . . .	21

4.1	F2 Scintillator の波高プロット。横軸は、F0 からの飛行時間 ([ns]) 縦軸は、Scintillator の波高である。 $^{14}\text{Be}$ 以外の粒子として、 $^9,^{11}\text{Li}$ がある。 . . . . .	24
4.2	HODOSCOPE の Flight Time(ターゲット ~HOD) と波高の二次元ヒストグラム。検出粒子の Z の違いにより分かれている。 . . . . .	26
4.3	放出荷電粒子の Z の識別。図のようにゲートを作った。また、Z の分解能 $\sigma_Z/\Delta Z$ は、0.066 であることが分かった。 . . . . .	26
4.4	$X_{DC} - X_{Target}$ と $\theta_{DC}$ との二次元プロット。荷電粒子の持つ $B\rho$ ごとに粒子が分かれている。図の矢印の向きに座標軸を回転させる。 . . . . .	27
4.5	横軸に HOD のタイミング、縦軸に図 4.4 にて求めた $B\rho$ をプロットした。点線に沿って座標軸を回転させる。 . . . . .	28
4.6	図 4.5 を回転させたもの。縦軸は粒子の A ごとに分かれている。 . . . . .	28
4.7	得られた MASS のスペクトル。ターゲットを外した場合でも、バックグラウンドにより、粒子が検出されている。最終的には、入射ビーム量で規格化してバックグラウンドの補正を行なう。 . . . . .	29
4.8	ターゲットをはずし、スペクトロメーターに直接ビームを通した。逆トレースにより求めた運動量 $\vec{P}_{charged}$ と、二次ビーム測定系より求めた運動量 $\vec{P}_{beam}$ との差 ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_{charged} - \vec{P}_{beam}$ ) をとることで運動量の測定精度を評価した。 . . . . .	31
4.9	C 標的における逆トレースにより求めた運動量 $\vec{P}_{charged}$ と、二次ビーム測定系より求めた運動量 $\vec{P}_{beam}$ との差。 ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_{charged} - \vec{P}_{beam}$ ) . . . . .	32
4.10	Pb 標的における逆トレースにより求めた運動量 $\vec{P}_{charged}$ と、二次ビーム測定系より求めた運動量 $\vec{P}_{beam}$ との差。 ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_{charged} - \vec{P}_{beam}$ ) . . . . .	32
4.11	中性子検出器のアクセプタンス。 . . . . .	33
4.12	各中性子カウンターにおけるタイミング。 . . . . .	34
4.13	中性子の運動量分布 . . . . .	34
4.14	C 標的における反応した $^{12}\text{Be}$ の $\gamma$ 線スペクトル。 . . . . .	36
4.15	Pb 標的における反応した $^{12}\text{Be}$ の $\gamma$ 線スペクトル。 . . . . .	36
4.16	$\gamma$ 線のエネルギースペクトル。 . . . . .	37
4.17	C 標的におけるバックグラウンドの割合。 . . . . .	39
4.18	$^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$ 反応における相対エネルギーの測定分解能を示した。 . . . . .	39
4.19	$^{12}\text{Be}(0^+) + n$ の相対エネルギースペクトル . . . . .	40
4.20	$^{12}\text{Be}(2^+) + n$ の相対エネルギースペクトル . . . . .	40
5.1	$^{12}\text{Be} + n$ の相対エネルギースペクトル。 . . . . .	42
5.2	価中性子の軌道を p および d 軌道を仮定しフィッティングを行った。 . . . . .	43
7.1	遮蔽板の位置を示してある。赤くなっている HODOSCOPE より反跳中性子が放出されている。 . . . . .	45
7.2	遮蔽計算の結果。低いエネルギーの中性子は、閾値を設定することで取り除くことができる。 . . . . .	46

7.3	遮蔽前と遮蔽後の中性子検出器のイベントの違い。遮蔽前(無地のヒストグラム)に対し遮蔽後(ハッチのヒストグラム)は、HODOSCOPEに近いところのイベントが減っていることが分かる。 . . . . .	47
7.4	磁気スペクトロメーターの各座標系 . . . . .	49
7.5	中性子の放出角度に対する各中性子カウンターのアクセプタンス。 . . . .	50
7.6	相対エネルギーに対する各検出器のアクセプタンス。 . . . . .	51
7.7	式(7.18)を用いてフィッティングした結果 . . . . .	55
7.8	横軸に $Z=4$ の荷電粒子の MASS、縦軸に検出された $\gamma$ 線のエネルギーをとった。わずかだが $^{12}\text{Be}$ と $^{11}\text{Be}$ 分離されていない。 . . . . .	56

# 表 目 次

3.1	トリガー条件一覧表 . . . . .	22
4.1	$^{14}\text{Be}$ における二次ビーム測定系の測定結果 . . . . .	24
4.2	ターゲットにおけるビーム量。規格化の係数は、標的をはずした場合を基準にした。 . . . .	29
4.3	得られたスペクトロメーターの測定精度。 $P_{total}$ はターゲットにおける入射ビームの全運動量。参考文献 [26, 11, 32] と比べて $Z$ 成分の分解能が悪いのは、二次ビーム測定系の分解能に影響されている。 . . . .	31
7.1	Cluster-A の一面目に対して遮蔽の比較を行った。置く前と比べてイベントが 2 割ほど減った。 . . . .	47
7.2	フィッティングパラメーター . . . . .	51
7.3	中性子カウンターの分解能一覧。 . . . .	58

# 第1章 序

この章では、本研究にいたるまでの物理的な背景および目的を述べる。

## 1.1 質量測定の意義

質量とは最も基本的な物理量であり、ある物質の質量を知ることは、その物質の力学的性質を表すことにつながる。これは原子核についても同様であり、ある原子核の質量を知ることは、その原子核の基本的な性質を知ることになる。原子核の安定性を決定し、崩壊を支配し、反応の起こりやすさに決定的な影響を持っていることから明らかである。また、様々な核種の質量を調べることで、広い範囲にわたって系統的に核の安定性を調べることができる。その公式としては、安定核の結合エネルギーにみられる規則性を実験式に定式化した Weizsacker の半経験的質量公式があげられる。

$$M(A, Z) = ZM_H + (A - Z)M_N - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{-1/3}} + a_A \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z)$$

$$\begin{aligned} -a_V A &: \text{体積効果による補正項} \\ a_S A^{-2/3} &: \text{表面効果による補正項} \\ a_C \frac{Z^2}{A^{-1/3}} &: \text{電気的斥力による補正項} \\ a_A \frac{(N - Z)^2}{A} &: \text{対称効果による補正項} \\ \delta(A, Z) &: \text{対相互作用による補正項} \end{aligned}$$

この式は液滴模型を基本としている。また、この公式は上の5つのパラメータを選ぶことにより、ある程度重い ( $A > 20$ ) 安定な原子核の質量をかなりよく再現している。

しかし、この公式を再現するために使われているデータは全て安定線 ( $\beta$  安定曲線) の近傍に存在する原子核に限られている。そのため  $\beta$  安定曲線より遠く離れた中性子および陽子過剰領域における原子核においては、公式よりずれる可能性がある。これは有効相互作用や核構造などの基本的な性質が従来の核構造とは違う可能性があるからである。

不安定な核種を含めて、現在までに実験的に確認されている核種は約 3000 種ほどである。(図 1.1 にはその一部を載せてある。) ところが理論的には、それ以外に数千種類も

の原子核が存在しうると予測している。こうした原子核の性質を知ろうとする場合、その核の質量を理論的に予測する手段として、前述の質量公式をさらに拡張し、不安定な領域における核を含めた質量を説明する試みが行なわれている [1]。このような公式を導き出すことで、不安定核の構造、安定核との相違についての理解ができる可能性がある。したがって、この公式の元となる質量の詳細なデータを得ることは重要である。

## 1.2 安定線より遠く離れた不安定原子核

近年の重イオン加速器における不安定核ビーム生成技術の向上に伴い、安定線より遠く離れた不安定核の研究が可能となった。1980年代には軽い領域 (p 殻) のすべての不安定核を対象とした核半径の系統的な測定が行なわれた。その結果、反応断面積より測定された核の平均自乗半径が、通常表される式  $R = r_0 A^{1/3}$  ( $r_0 \simeq 1.1 \sim 1.3 \text{ fm}$ ) よりも大きくとることが発見された。(図 1.2) これによると、 $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11,14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  の核半径は従来の公式よりも大きく外れていることが分かる。

その後、 $^{11}\text{Li}$  の破砕反応によって生成された破砕片  $^9\text{Li}$  の水平方向の運動量を測定したところ、二つの違う幅を持つ分布が得られた。この結果より、 $^{11}\text{Li}$  は安定核と同じ原子核密度を持つ  $^9\text{Li}$  をコアとし、その周りに非常に弱く束縛された 2 つの中性子が薄く広がる構造を持つことが確認された。二つの中性子が雲のように薄く広がっていることから、中性子が広がっている部分は「ハロー」と呼ばれた。ハローの他にも、 $^8\text{He}$  での厚い中性子表皮層 (中性子スキン) 構造といった中性子の異常分布も確認された [9]。(これは安定核に見られた「原子核内において陽子と中性子は等しい分布を持っている」という性質を破るものである。) その後も中性子ドリップライン上の不安定核の研究は進められ、従来の安定核には見られなかった現象が次々と発見された。

## 1.3 2 中性子ハロー核 (ボロミアン核) について

前述した中性子ハロー核はドリップライン付近の中性子過剰領域に見られる現象である。この中性子ハロー核には  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$  のような 1 中性子ハロー構造をとるものと、 $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17,19}\text{B}$  のような 2 中性子ハロー構造をとるものが存在する。特に 2 中性子ハロー核では、特殊な三体束縛系をとることが分かっている。この核は三個の原子核で構成されているが、各々の二個の原子核どうしでは束縛系を作らず、コア核と二中性子という三個の核がそろったときだけ束縛状態を作る性質を持つ<sup>1</sup>。この核はボロミアン核と呼ばれており、その構造は詳細には解明されていない。

---

<sup>1</sup>つまりコア核 ( $^9\text{Li}$ ,  $^{12}\text{Be}$  など) と一個の中性子では束縛状態を作らない。また二個の中性子でも束縛状態は作らない。

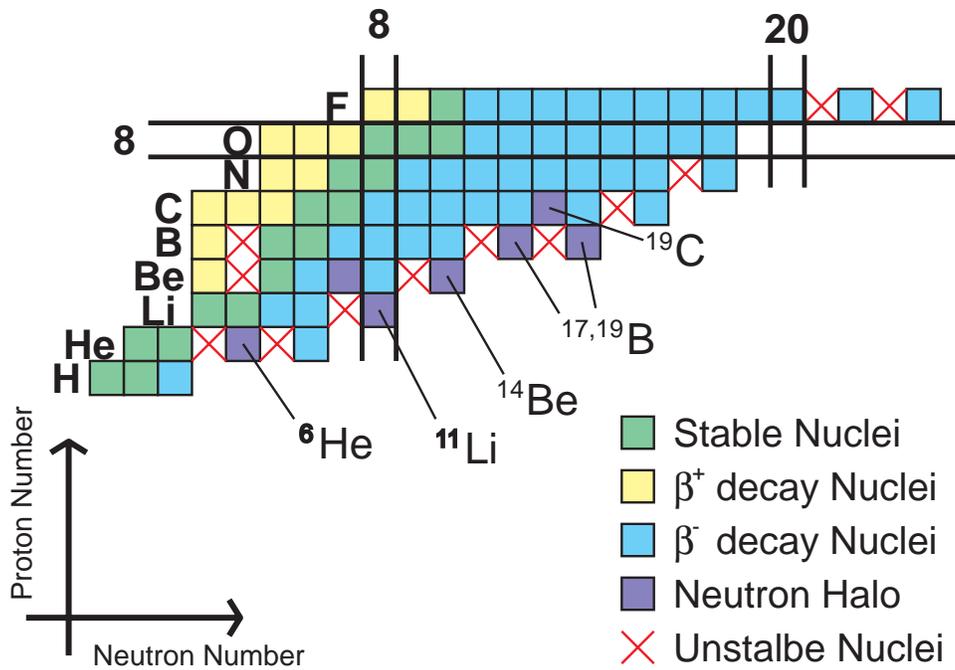


図 1.1: 中性子ドリップラインの核種。2003 年の現段階において、実験にて確認された中性子ドリップライン上の原子核の上限は、Fluorine( $Z=9$ ,  $^{31}\text{F}$ ) までである。[2, 3]

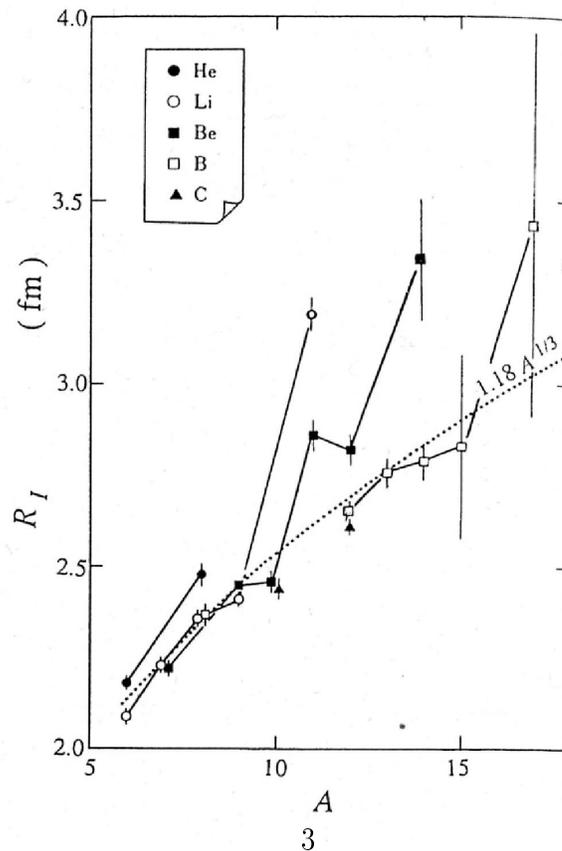


図 1.2: 核半径測定図。  $R = r_0 A^{1/3}$  より大きく外れている  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11,14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  は、現在ではハロー核として認知されている。

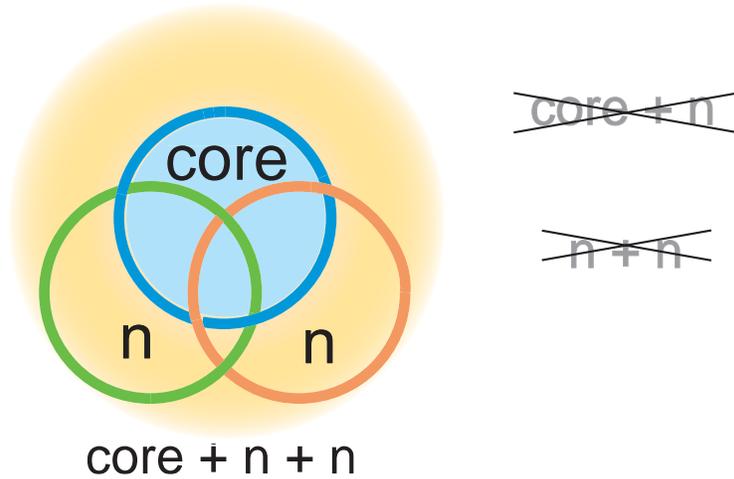


図 1.3: ボロミアン核の束縛概念図。三体では各々の輪が絡み合っている (束縛している)。しかし一つの輪を切り離すと、互いの輪は上下に重なっているだけであり束縛しない。

## 1.4 中性子過剰領域における Be 同位体

中性子過剰領域では、安定核で見られた従来の原子核理論の予測とは異なる現象が報告されており、これは Be 同位体においても例外ではない。例として核半径を挙げる。図 (1.2) の Be 同位体に着目すると、 $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  の核は他の Be 同位体と比べて非常に大きい。報告されている半径は、 $^{12}\text{Be}$  が  $r_{12\text{Be}}^{\text{rms}} = 2.57 \pm 0.05$  [fm] [7] であるのに対し、二つの核半径は、 $r_{14\text{Be}}^{\text{rms}} = 3.10 \pm 0.15$  [fm] [20],  $r_{11\text{Be}}^{\text{rms}} = 2.71 \pm 0.05$  [fm] [7] と従来使われてきた核半径の公式から大きく外れた値をとる。この二つの核は、中性子分離エネルギーが非常に小さいことが分かっており<sup>2</sup>、中性子ハロー核であるとされている。

$^{11}\text{Be}$  については、 $2s_{1/2}$  軌道が  $1p_{1/2}$  軌道に対して下がっていることが知られている。このため  $^{11}\text{Be}$  の価中性子は角運動量による遠心力ポテンシャルを感じることがないため、一中性子ハローを形成しているとされている [10]。この事実は中性子過剰領域において、通常の殻模型では説明がつかないことを意味している。

一方、 $^{14}\text{Be}$  は  $^{12}\text{Be}$  をコアとして二中性子がハロー構造をとっており、ボロミアンを構成している中性子ドリップライン上の不安定核である [4]。この核は  $^{13}\text{Be}$  が非束縛であるにも関わらず、束縛核として存在している。これは  $^{12}\text{Be}$  をコアとしてその周りに位置する二つの中性子により特殊な束縛系を作っていることによるものであるという指摘もある [12]。また、最近の研究によると、 $^{14}\text{Be}$  の価中性子の軌道は、s 軌道と d 軌道の混成軌道であるという報告がある [23]。これは  $^{11}\text{Be}$  と同様に  $2s_{1/2}$  軌道が d 軌道に対して下がってきたため起こったものと考えられる。このことから  $^{14}\text{Be}$  の  $J^\pi = 0^+$  の構成について考え

<sup>2</sup> $S_n(^{11}\text{Be}) = 504 \pm 6$  [keV],  $S_{2n}(^{14}\text{Be}) = 1340 \pm 110$  [keV]

てみると

$$|^{14}\text{Be}(0^+)\rangle = \alpha|^{12}\text{Be}(0^+)\otimes(2s_{1/2})^2\rangle + \beta|^{12}\text{Be}(0^+)\otimes(1d_{5/2})^2\rangle \quad (1.1)$$

と表される。 $\alpha$ 、 $\beta$  は核分光学的な振幅を表している。文献 [20, 22] によると、 $^{14}\text{Be}$  の基底状態は  $s$  軌道が支配的であり、式 (1.1) における  $\alpha^2 = 47 \pm 25\%$  であるとしている。しかし、他のボロミアン核と同様に  $^{14}\text{Be}$  は励起構造や束縛メカニズムなど未だに明らかになっていないものが多い。特に、 $^{14}\text{Be}$  の束縛構造を解明するにあたり、ボロミアン核を構成している二つの価中性子のうち一つ除いた系である  $^{13}\text{Be}$  の構造を知ることが必要である。

ところで、 $^{13}\text{Be}$  は非束縛核であるため実験的に研究することが非常に難しい。過去に 3 例の  $Q$  値 による質量測定が行なわれているが [14, 15, 16]、いずれの実験も測定誤差が大きく実験的な報告はあるものの、物理量の決定までには至っていないのが現状である<sup>3</sup>

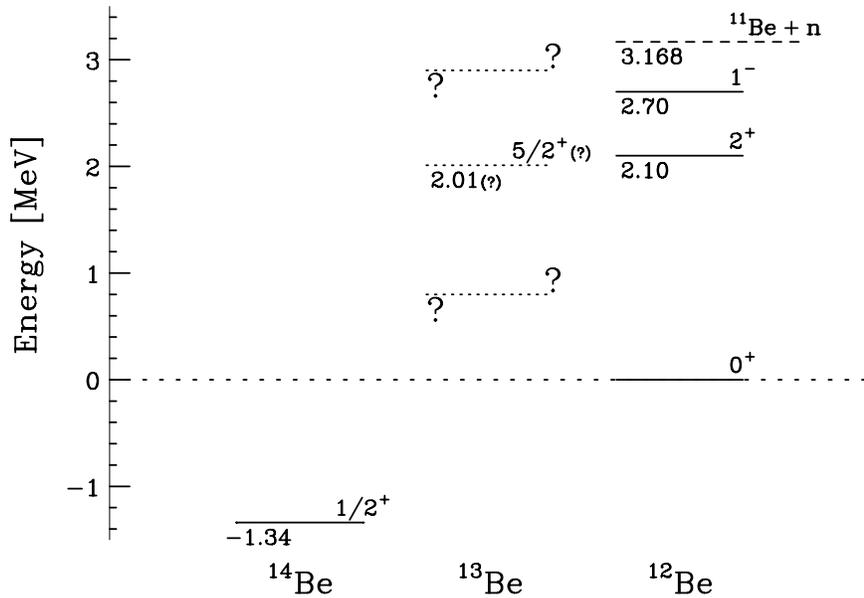


図 1.4:  $^{12}\text{Be}$  のエネルギーを基準として、 $^{13}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  のエネルギーを示した。実際は、 $^{13}\text{Be}$  は  $^{12}\text{Be}+n$ 、 $^{14}\text{Be}$  は  $^{12}\text{Be}+2n$  のエネルギーとしてある。

<sup>3</sup>文献 [16] によると中性子分離エネルギーより、約 2.0[MeV] ほど上に  $d$  軌道による共鳴状態の存在が報告されている。また、 $800 \pm 0.09$  [keV] に基底状態が観測されたともしている。しかし、測定分解能が約 680[keV] と非常に悪い。

## 1.5 本研究の目的

前節のように中性子過剰領域における Be 同位体は、未だに解明されていない部分が多い。本研究では、以下に上げる項目を柱として研究を進めていく。

### 1. 非束縛核 $^{13}\text{Be}$ の共鳴状態の同定とその質量測定

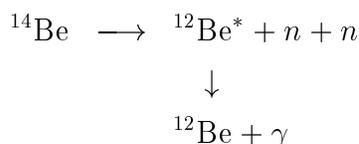
$^{13}\text{Be}$  は殻構造で考えると、価中性子の軌道によって共鳴状態をとることが予測される (図 1.5)。そこで  $^{14}\text{Be}$  の分解反応で放出される  $^{12}\text{Be} + n$  の相対エネルギーを不変質量法により求める。そのエネルギースペクトルの形より共鳴状態の同定を行い、 $^{13}\text{Be}$  の価中性子の軌道の決定を試みる。さらに、この軌道の決定により、 $^{14}\text{Be}$  のハローを構成する二中性子のうちの一つの軌道が決定されたことを表し、 $^{14}\text{Be}$  の重要な知見が得られると考えている。

### 2. ボロミアン核 $^{14}\text{Be}$ の束縛メカニズムの解明

ボロミアン核  $^{14}\text{Be}$  は  $^{12}\text{Be} + n + n$  という三体系で表される。同様に  $^{13}\text{Be}$  は  $^{12}\text{Be} + n$  という二体系で考えることができる。この  $^{12}\text{Be}$  と中性子に働く相互作用を調べることにより、 $^{14}\text{Be}$  の三体束縛メカニズムについて知見が得られる可能性がある。

### 3. $^{14}\text{Be}$ のコアの励起の特定

二次標的との反応後、励起したコア ( $^{12}\text{Be}$ ) からの  $\gamma$  線が観測されれば、それは  $^{14}\text{Be}$  のコアが励起していることに対応している。そこで、 $\gamma$  線検出器を用いて励起状態の測定を行う。励起状態が確認できれば、 $^{14}\text{Be}(0^+)$  を表した式 (1.1) の式に、励起したコアを考慮した項が加わり以下の式 (1.2) のように表されると考える。



$$\begin{aligned} |^{14}\text{Be}(0^+)\rangle = & \alpha |^{12}\text{Be}(0^+) \otimes (2s_{1/2})^2\rangle + \beta |^{12}\text{Be}(0^+) \otimes (1d_{5/2})^2\rangle \\ & + \gamma |^{12}\text{Be}(2^+) \otimes (2s_{1/2})(1d_{5/2})\rangle + \delta |^{12}\text{Be}(1^-) \otimes (1p_{1/2})(2s_{1/2})\rangle \quad (1.2) \end{aligned}$$

また、目的 1 の補足として励起状態からの相対エネルギースペクトルを導出することも試みた。これは中性子分離エネルギーより 2.0[MeV] 付近に、 $^{13}\text{Be}$  の共鳴状態の存在が報告されており、 $^{12}\text{Be}(2^+, E_x = 2.1[\text{MeV}])$  の励起状態に崩壊する可能性が指摘されているためである [21](図 1.4)。そこで反応を起こした荷電粒子がどのエネルギー状態にあるかを特定するために  $\gamma$  線と中性子の同時測定を試みた。

最終的には、中性子過剰な Be 同位体の包括的な理解を与えることが本研究の到達点であると考えている。実験は 2001 年 9 月、理化学研究所にて行った。

第 2 章では、中性子過剰な非束縛核を生成するための実験手法の紹介と、不変質量法について述べる。第 3 章では、 $^{14}\text{Be}$  の分解反応実験について述べる。第 4 章では、 $^{13}\text{Be}$  の質量測定の結果について述べる。第 5 章では、得られた結果より議論を行う。第 6 章では、本論文で得られた結果をまとめ今後の展望について考える。

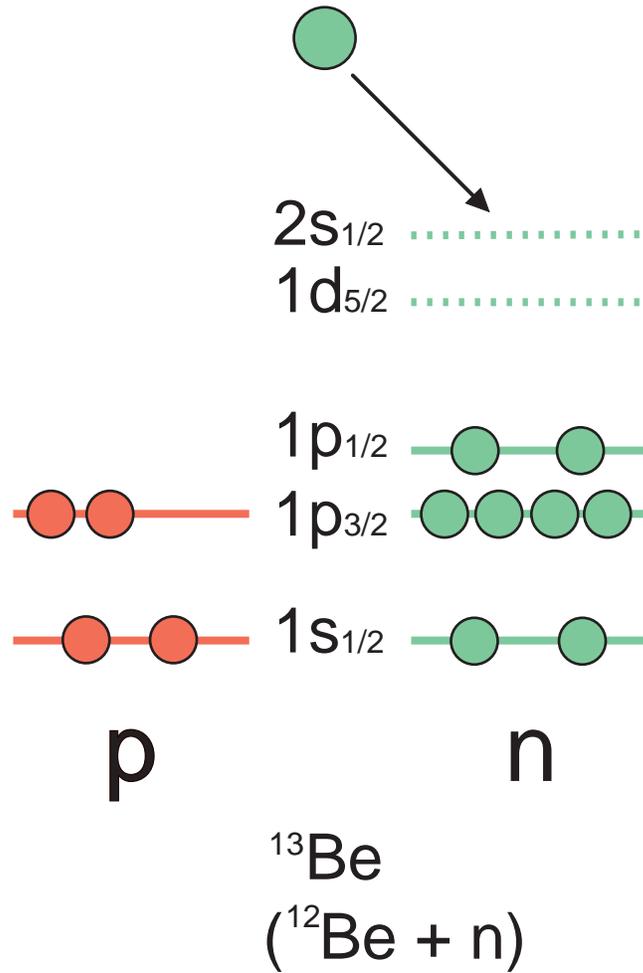


図 1.5:  $^{13}\text{Be}(^{12}\text{Be}+n)$  の配位を示した。価中性子がどの軌道になるかは、明らかになっていない。また、価中性子の軌道が d 軌道を占めることになれば、共鳴状態をとることも考えられる。

## 第2章 不安定核ビームラインと 質量測定法

本研究では中性子過剰領域の核を研究対象としている。この領域の不安定核の生成には、高エネルギーの不安定核ビームを必要とする。本章では実験で用いた不安定核ビームラインについての説明を行う。さらに不変質量法について、従来の手法と比較しその利点を述べる。

### 2.1 不安定核ビームの生成

本研究は理化学研究所の加速器施設内 (RARF : RIKEN Accelerator Research Facility) にある不安定核ビームライン RIPS(RIKEN Projectile Separator)[13]を使用した。RARF および RIPS についての全体図は、図 2.1.1、2.1.3 に載せてある。また、不安定核の生成には入射核破碎反応を用いた。以下に順を追って説明する。

#### 2.1.1 リングサイクロトロン

RARF は、二段のサイクロトロンによる加速により、重イオンを核子当たり 135[MeV] のエネルギーまで加速することができる。本実験では  $^{18}\text{O}$  を核子当たり約 100[MeV] に加速させ、一次ターゲットのある焦点面 (以下 F0) に入射した。

#### 2.1.2 入射核破碎反応

核子当たりのエネルギーが数十 MeV 以上の重イオンビームと標的核の反応では、入射核破碎反応 (Fragmentation) が優勢になる。入射核破碎反応の概念図は、図 2.1.1 のようなモデル (Spectator Participant Model) で説明ができる。下図のように、入射核が標的と幾何学的に重なりあった部分が剥ぎ取られる。さらに重ならなかった他の部分は、反応にまったく関与せず、入射速度をほぼ保ったまま運動を続ける。入射エネルギー 100[MeV/u] 以上の高エネルギー領域では、Goldhaber[5]によってこのモデルの妥当性が示されている。Goldhaber は、破碎片の運動量分布が入射粒子の Fermi 運動に基づく対称的な Gaussian 分布になることを示し、反応後の粒子の持つ運動量の定量的な理解を可能とした。

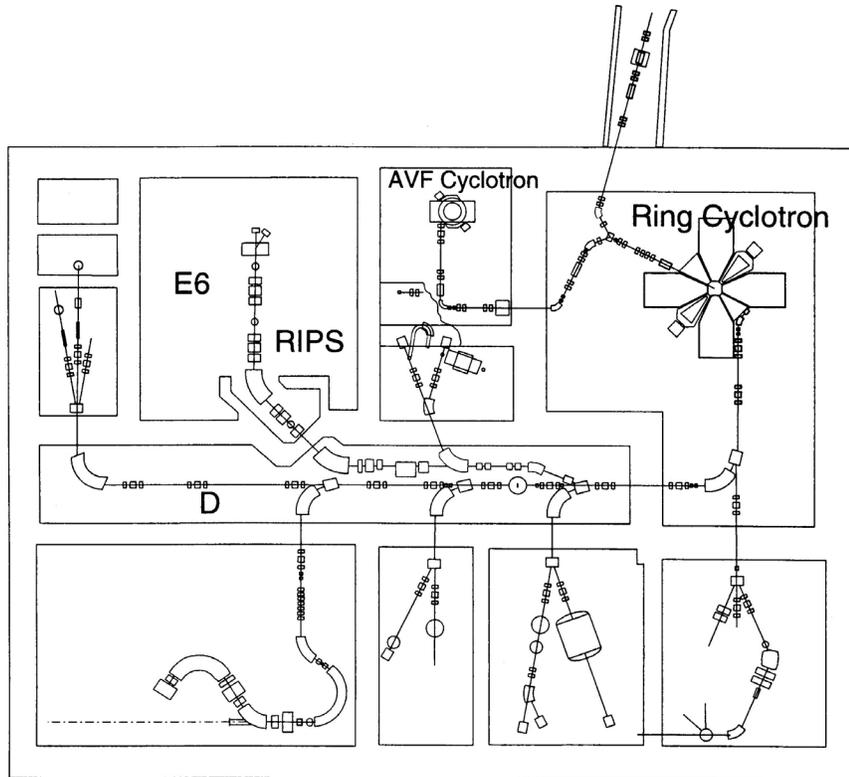


図 2.1: 加速器施設 (RARF) の全体図。本実験で使用した  $^{18}\text{O}$  ビームは、AVF Cyclotron および Ring Cyclotron による二段階の加速により、核子当たり約 100[MeV] のエネルギーまで加速される。破碎片分離装置 (RIPS) は、上図の E6 室にある。

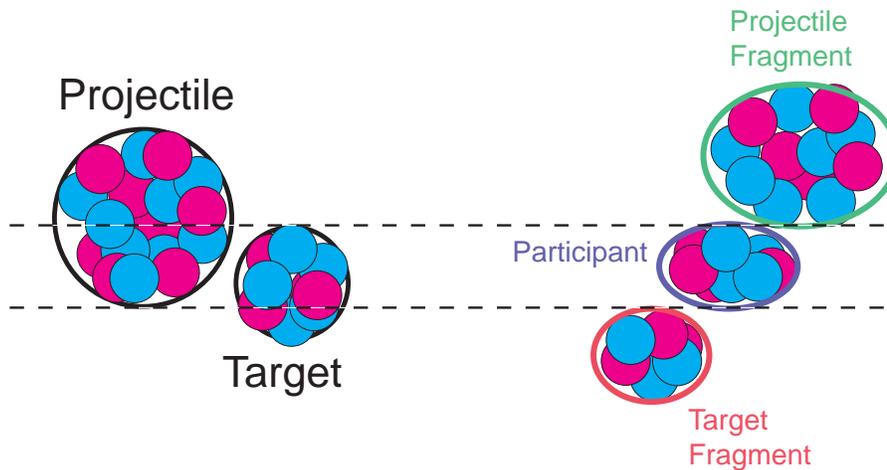


図 2.2: 入射核破砕反応の概念図

### 2.1.3 不安定核分離装置 (RIPS)

RIPS とは、二つの二重極マグネット (以下 D1, D2)、Al のエネルギー減衰器 (アクロマティックディグレーダー 以下ディグレーダー) により、ある特定の磁気硬度 (以下  $B\rho$ ) を持った粒子を選別する分離装置である。粒子の  $B\rho$  は、 $B\rho = P/q$  ( $P$ :運動量,  $q$ :電荷) で表される。ここで前述した入射核破砕反応における性質から、F0 にて生成された各破砕片は、ほぼ等しい速さを持つ。よって、反応後の粒子は  $B\rho \propto A/Z$  という比例関係を持つ。

まず、破砕片は D1 を通過する。このとき磁場をある  $B\rho$  に対応するように設定することで、ある  $B\rho$  値を持った粒子を選ぶことができる。前述の比例関係より、ここで選ばれた粒子は特定の電荷質量比 (以下  $A/Z$ ) を持っている。

しかし、 $A/Z$  で選別された粒子の中には、違う ( $A, Z$ ) の組み合わせを持つ粒子が含まれている。この粒子を選別するためにディグレーダーを用いる。選別された粒子は、F1 のスリット通過後ディグレーダーを通過する。するとエネルギー減衰量の  $Z$  依存性のため、粒子は異なる  $Z$  に対し、異なる  $B\rho$  を持つようになる。その後、D2 およびその出口のスリットを通過すると、特定の  $A, Z$  の組み合わせを持った<sup>1</sup>核種が得られる。こうして、実験に使う二次ビームを得ることが出来る。

このような方法は in-flight 法と呼ばれており、反応により作った核種を非常に短い時間で分離することが可能である<sup>2</sup>。このように光速に近い速度を保ちつつ破砕片の分離ができるようになったため、寿命の短い不安定核でも非常に効率良く生成することができるようになった。

## 2.2 質量測定法

### 2.2.1 一般的な質量測定法

原子核質量の測定方法には 2 種類ある。一つは、原子からイオンを作り、それを電場および磁場で曲げてイオンの  $me$  を測定する質量分析法である。この方法は 1910 年、J.J.Thomson によって開発された質量分析器によって始まった。この方法は磁場を用いて原子核の持つ電荷質量比 ( $Q/M$ ) の異なる粒子を分離し、焦点面における位置を測定することで質量を決定する。しかし、この方法は測定する核をイオン源として使用するため、粒子を検出する前に崩壊してしまうような非常に寿命の短い核に対しては不向きである。

もう一つは、原子核反応を利用する方法である。これは放出エネルギーを測定し、核の質量を間接的に求めていく方法である。X(a,b)Y という反応を考える。反応の前後では、全エネルギーおよび運動量は保存されるので、この反応の  $Q$  値は、次の式に示すとおりになる。

<sup>1</sup>RIPS 全体で見ると、 $A^{2.5}/Z^{1.5} = \text{const.}$  となる。

<sup>2</sup>生成から分離までおよそ  $0.2 [\mu\text{s}]$  ほどである

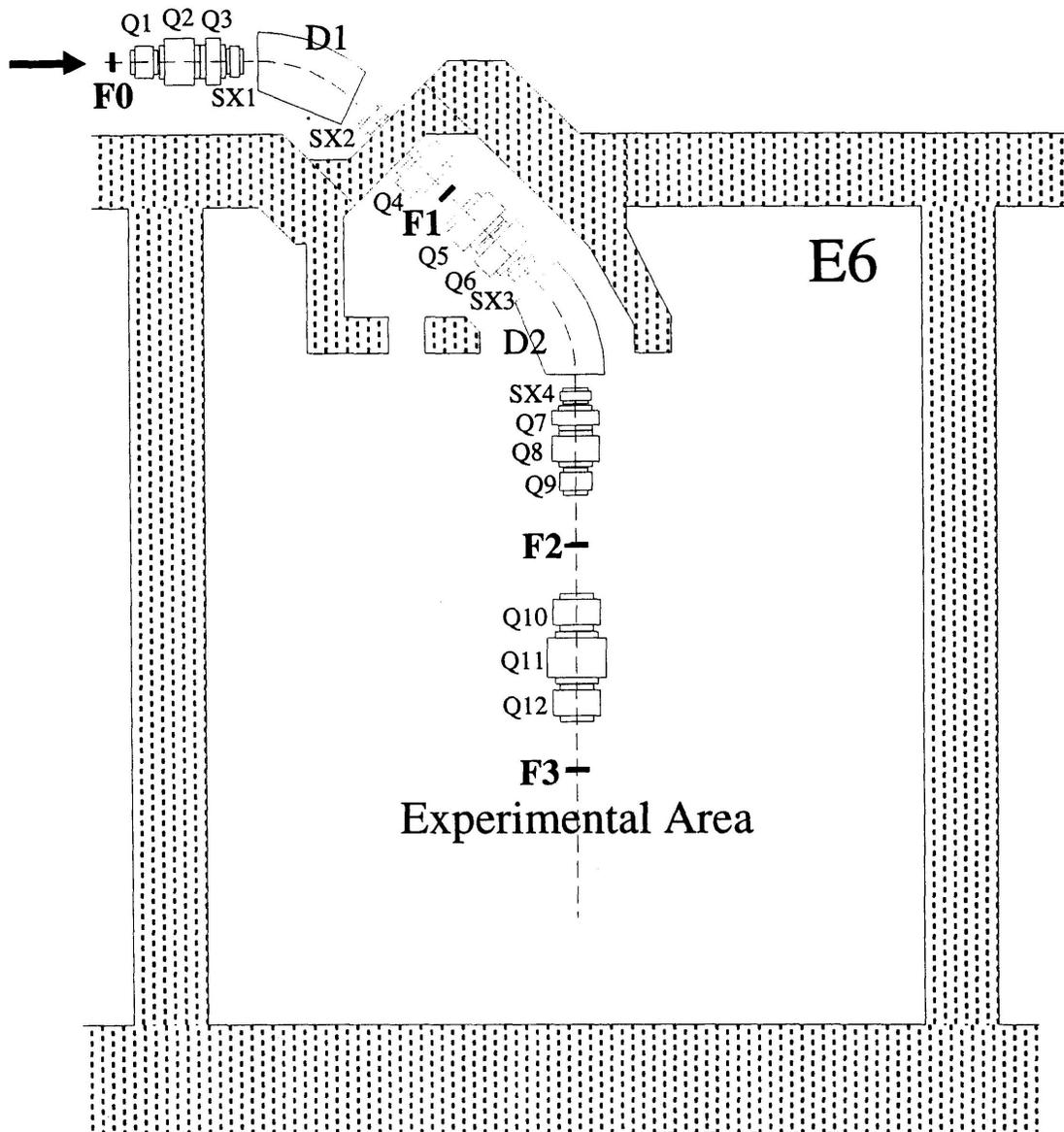


図 2.3: 破碎片分離装置 (RIPS) の全体図。二つの双極子磁石 (D1,D2) および第一焦点面 (F1) に設置されたエネルギー減衰器を用いて F0 にて生成された破碎片を分離し、目的の核種を選ぶ。

$$\begin{aligned}
Q &= E_Y + E_b - E_X - E_a \\
&= (M_X + M_a - M_Y - M_b)c^2 \\
\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_X &= \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_Y
\end{aligned}$$

ただし、 $E_i$  : 運動エネルギー、 $\mathbf{P}_i$  : 運動量ベクトル、 $M_i$  : 質量 を表す。

ここで標的は実験室系に対して静止しているので、 $E_X = 0, \mathbf{P}_X = 0$  である。したがって、 $M_a, M_b, M_Y$  が既知で、 $E_a, E_b$  および a に対する b の散乱角を測定すれば、 $M_X$  を求めることができる。これは  $M_X$  が既知で  $M_Y$  が不明の場合でも同様である。

この方法は比較的短寿命の不安定核の質量測定にも適応できる。先に紹介した参考文献 [14, 15, 16] は、上記の反応における「Y」を非束縛核にするようなストリッピング反応を用いて、非束縛核  $^{13}\text{Be}$  の質量スペクトルを求めている。しかし、いずれの実験も測定誤差が大きく、基底状態について決定できた物理量はない。

## 2.2.2 不変質量法

静止質量  $M$  の粒子が  $n$  個の粒子に崩壊したとき  $M$  は  $n$  個の粒子の不変質量に等しく、以下のように定義されている。(放出粒子  $i$  に対し、 $\mathcal{P}_i$  は 4 次元運動量、 $E_i, p_i$  は全エネルギー、運動量である。)

$$\begin{aligned}
M &= \sum_{i=1}^n \mathcal{P}_i \\
&= \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n p_i\right)^2}
\end{aligned}$$

そこで放出粒子の静止質量が既知ならば、それらの運動量を測定することによって崩壊する前の粒子の質量を導くことができる。

ここで  $^{13}\text{Be}$  のエネルギーレベル図を見る (図 1.4)。 $^{14}\text{Be}$  の核力反応 (図 3.1) により  $^{13}\text{Be}$  が形成されたとする。 $^{13}\text{Be}$  が核子崩壊を起こした後、 $^{12}\text{Be}$  と中性子の相対エネルギースペクトルを見ると、共鳴状態があれば、 $^{13}\text{Be}$  のエネルギー準位に対応したピークが見えるはずである。このピークの位置は  $^{12}\text{Be}$  と中性子の質量の和を基準とした  $^{13}\text{Be}$  の質量の相対的な値であり、図 (1.4) 中では、縦方向の原点としている。

ここで  $^{13}\text{Be}$  の相対エネルギー  $E_{rel}$  は、求めた不変質量  $M_{12\text{Be}+n}$  を用いて、

$$E_{rel} = M_{12\text{Be}+n} - M_{12\text{Be}} - M_n$$

と表される。

この不変質量法と従来の測定法との違いは、入射粒子のエネルギー・角度を測定する必

要がなく、反応の終状態の粒子のみを測定することである。これにより入射粒子を不安定核ビームに用いることが可能となり<sup>3</sup>、終状態の放出粒子を測定するため、非束縛核に対しても有効な手段であると言える [29, 32]。

また、不変質量法は従来の方法と比べて、測定精度が良いという点がある。放出粒子が二つの場合、相対エネルギー  $E_{rel}$  の測定誤差  $\Delta E_{rel}$  は、以下の式 (2.1) のように表される [11, 26]。

$$\Delta E_{rel} \simeq \sqrt{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{rel}} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2}\right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (2.1)$$

ただし、放出粒子の質量数、速度、運動量を  $A_i, v_i, P_i$ 、放出粒子のなす角を  $\theta_{12}$ 、入射粒子の運動エネルギーと質量数を  $E, A$  である。ここで  $A_1 = 12, A_2 = 1$ 、入射ビームのエネルギーを  $E/A = 68.26[\text{MeV/u}]$  として、 $\left(\frac{\Delta P_1}{P_1}\right) = \left(\frac{\Delta P_2}{P_2}\right) = \Delta \theta_{12} = 1\%$  であるとすれば、 $E_{rel} = 1.0[\text{MeV/u}]$  における測定誤差は  $194[\text{keV}]$  と非常によい。これは先に紹介した Q 値測定と比べると (1.4 参照)、測定精度の良さは明らかであると考えられる。

---

<sup>3</sup>不安定核ビームは破砕反応後の二次ビームであるため、運動量や角度がどうしても広がってしまう。

## 第3章 実験

この章では、実験の概要、測定装置の役割と配置、データ収集系についての詳細を述べる。実験は2001年9月に理化学研究所内の加速器施設において行われた [24]。

### 3.1 実験の概要

この実験は中性子ドリップライン上のボロミアン核  $^{14}\text{Be}$  の核構造を、核力分解反応によって研究を行うことである。二次標的として  $^{12}\text{C}$  (厚さ:  $377[\text{mg}/\text{cm}^2]$ ) を用いた。分解反応によって放出される  $^{14}\text{Be}$  のコア ( $^{12}\text{Be}$ ) + n の測定を行うことで、非束縛核の共鳴状態を調べる。

### 3.2 不安定核ビームの生成

リングサイクロトンによって約  $100[\text{MeV}/u]$  に加速された  $^{18}\text{O}$  を一次ターゲット Be (厚さ:  $6.0[\text{mm}]$ ) に入射した。このとき入射核破碎反応 (2.1.2 参照) により、様々な核種が生成される。これら破砕片から実験に使う二次ビームを取り出すために、一次ターゲットの下流に設置された RIPS (破砕片分離装置) を用いた。(分離については、2.1.3 参照。)

### 3.3 非束縛核の形成

RIPSにおいて生成された $^{14}\text{Be}$ は、標的での中心エネルギー70.18[MeV/u]で、炭素標的(以下C標的)に衝突させる。このとき $^{14}\text{Be}$ のハロー部分の1中性子が、C標的の核力により剥ぎ取られる場合がある(中性子ストリッピング反応、下図参照)。 $^{14}\text{Be}$ は、中性子を一つ剥ぎとられたことにより $^{13}\text{Be}$ を形成する。しかし、 $^{13}\text{Be}$ は非束縛核であるため直ちに中性子崩壊を起こし、 $^{12}\text{Be}$ と1中性子に分解する。実験では、この放出された荷電粒子および中性子を磁気スペクトロメーターおよび中性子検出器によって測定を行った。

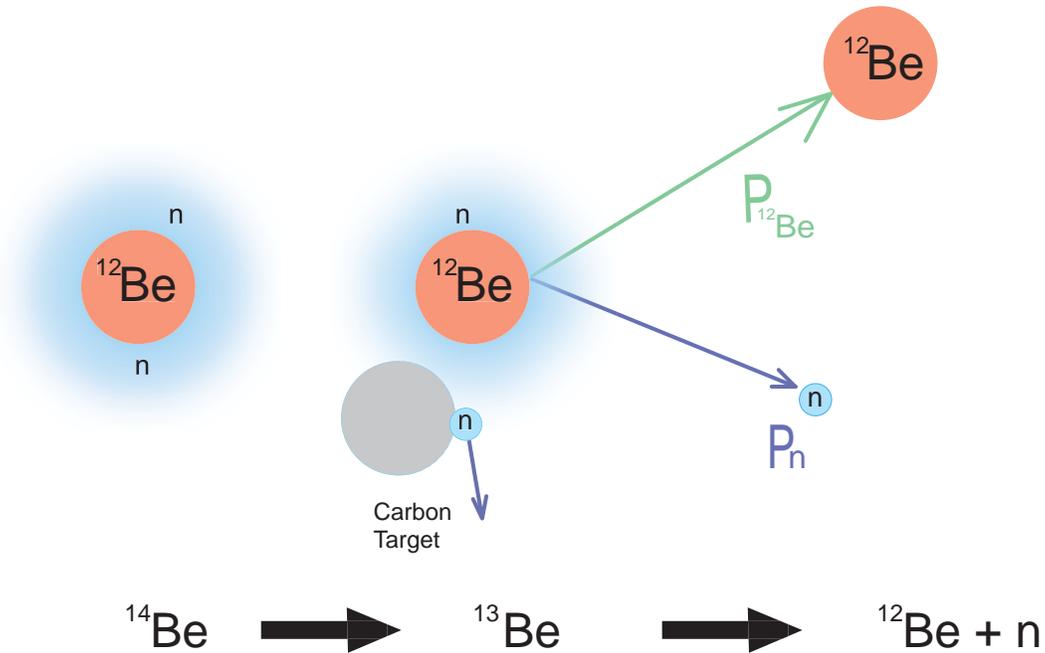


図 3.1: 一中性子ストリッピング反応の様子。図に示した運動量 ( $P_{^{12}\text{Be}}, P_n$ ) を測定した。

### 3.4 実験に使用した検出器系

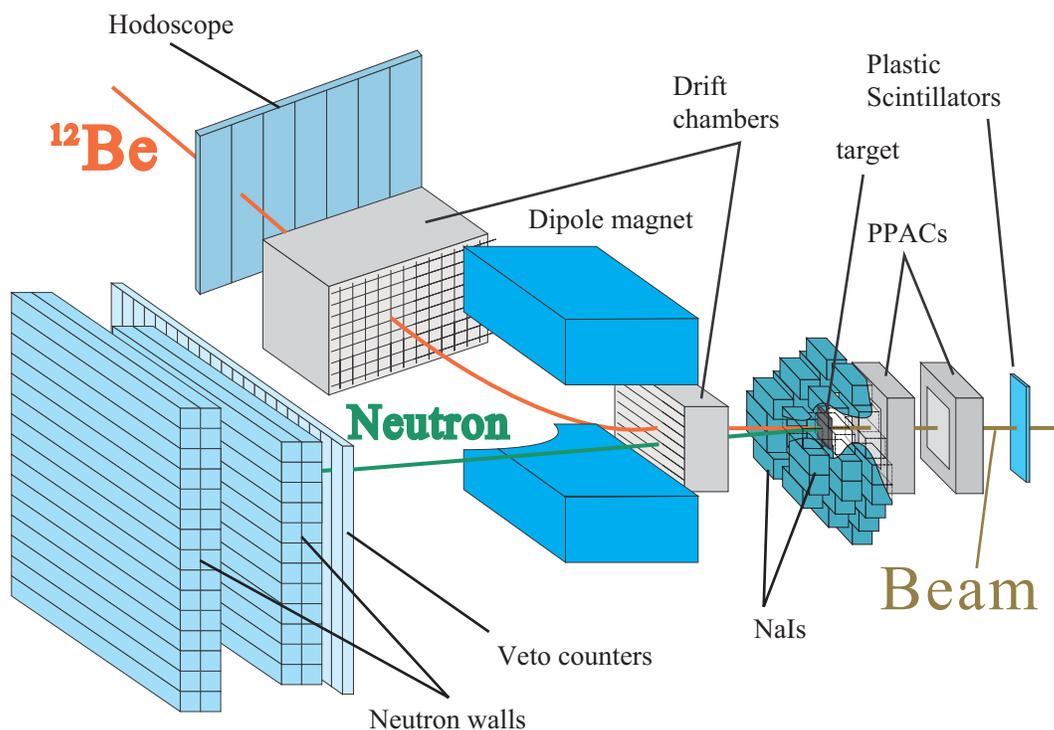


図 3.2: 実験の概念図。

実験で用いた検出装置の配置は図 3.2 のようになる。これらの検出器系はその役割から、以下の 4 つに分類できる。

- 二次ビーム検出系  
RIPS の第二焦点面 (以下 F2) からターゲットまでの間に配置されている。F2 には、プラスチックシンチレーター (以下 SF2) を、ターゲット前方には 2 つの Delay-Line 型 PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) (以下 PPACa, PPACb) を設置した。
- 荷電粒子測定系  
二次標的と反応後の荷電粒子の測定には、磁気スペクトロメーターを用いた。これは双極子磁石 (以下 Magnet)、2 つのドリフトチェンバー (以下 FDC1, FDC3)、ホドスコープ (以下 HOD) により構成されている。荷電粒子は磁場により曲げられるため、双極子磁石、FDC3、HOD はビームラインに対して、右に  $20^\circ$  傾けた。
- 中性子検出系  
反応により放出された中性子の測定には、プラスチックシンチレーターからなる中

性子ホドスコープ (以下 LN) を用いた。さらに、荷電粒子と中性子の判別のため、薄いプラスチックシンチレーターを の前方に配置した。(以下 VETO)

- $\gamma$  線測定系

反応により中性子 (陽子) 分離エネルギー以下の励起準位に励起した原子核は、非常に短い時間 (約数十 ps ほど) で、 $\gamma$  線を放出する。この放出された  $\gamma$  線の測定には、NaI シンチレーターを用いた。

以下に上記の 4 種類の検出器系の説明を行う。

### 3.4.1 二次ビーム測定系

二次ビーム検出器系は、図 3.3 のような配置となっている。

RIPS により分離された不安定核ビームは、必ずしも 100% の純度ではない。そこで粒子識別を行なう必要がある。本実験では生成ターゲットからの飛行時間と SF2 による波高を利用した。ビームの飛行時間を測定するために、サイクロトロンの加速タイミング (以下 RF) を用いた。加速器は RF のタイミングで粒子をビームとして送り出しており、このタイミングは生成ターゲット上でのタイミングと同期する。このタイミングと SF2 におけるタイミングの差をとることで、生成ターゲットからの飛行時間を求めることが出来る。この飛行時間と SF2 の波高より  $^{14}\text{Be}$  を選別した。また、この飛行時間より荷電粒子の速さを求め、通過する物質のエネルギー損失を考慮した計算を行い、ビームライン下流の検出器や二次標的におけるエネルギーを求めた。さらに SF2 のタイミングは、データ収集系のトリガー要因にも用いた。

また、二次ビームの位置を測定するため PPAC<sub>a,b</sub> を使用した。この位置情報と、SF2 のタイミングより、ターゲット上での二次ビームの運動量を測定した。不変質量法は反応の終状態の運動量より相対エネルギーを求めるので、本来ビームの運動量を測定することは不必要である。しかし、以下の理由より実験では二次ビームに対する運動量の検出を行なった。

- 解析における誤差を見積もるため
- 反応の運動学的な解析を行なうため

今回使用した Delay-Line 型 PPAC は、Anode 電極よりタイミングを、2 つの Cathode 電極の読みだし時間の差より、上下・左右の位置情報を測定することができるガスカウンターである [25]。PPAC<sub>a,b</sub> は、300[mm] 離して設置しており、PPAC を通過したビームの軌跡より標的上の位置を測定した。

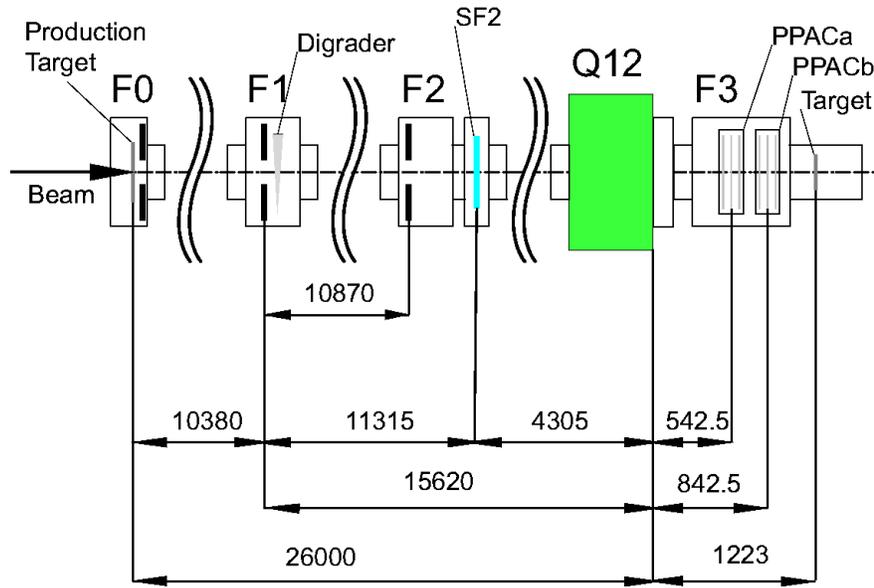


図 3.3: RIPS の各焦点面とビームライン検出器の配置図。距離の単位は、mm

RIPS の設定	
一次ビーム	$^{18}\text{O}$ 100[MeV/u]
一次ターゲット	$^9\text{Be}$ 1.11[mg/cm <sup>2</sup> ]
D1Magnet の磁場	1289.3 [mT]
D2Magnet の磁場	1207.8 [mT]
Degrader の厚さ	1244.13[mg/cm <sup>2</sup> ]

F2 Plastic Scintilator	
大きさ	85×85[mm <sup>2</sup> ]×1.0[mm]
Left PMT	1600 [V]
Right PMT	1700 [V]

F3 PPACa,b	
C <sup>3</sup> F <sup>8</sup> 28.8[Torr]	1656 [V]
C <sup>3</sup> F <sup>8</sup> 28.8[Torr]	1638 [V]

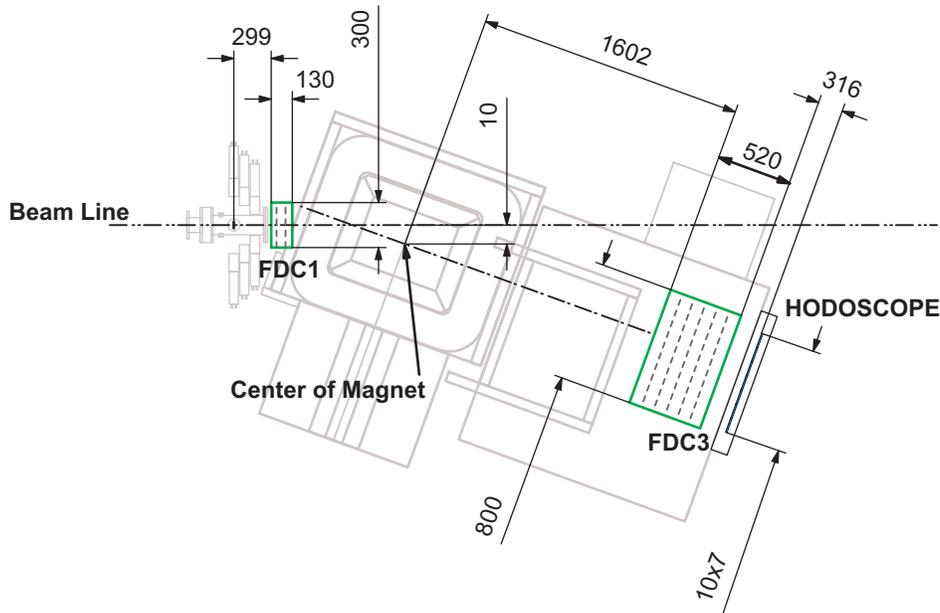


図 3.4: 荷電粒子測定系の配置図。距離は、mm (ミリメートル) で表している。Magnet の磁極中心はビームラインより 10[mm] ずれたところにあり、そこを中心に、Magnet、FDC3、HODOSCOPE を 20° 右に傾ける。

### 3.4.2 荷電粒子測定系

荷電粒子測定系の配置は、上図 3.4 のようになっている。また、図 7.4 では磁気スペクトロメーターの座標系も載せてある。

まず、双極子磁石 (Magnet) について説明をする。この Magnet の役割は三つある。

- 放出粒子を荷電粒子と中性子に分離し各々の検出器系に導く。
- 磁場を一定にすることにより荷電粒子の  $B\rho$  の分析を行なう。
- Magnet の磁場は実験前に詳細に測定されている。この磁場データより FDC3 にて検出された荷電粒子をターゲット直後までトレースする。飛行時間情報も加味し、反応直後の運動量を決定する。

ドリフトチェンバーは、その内部を通過した粒子の軌跡を測定するために用いた。今回はターゲット、Magnet 間に設置した FDC1 と Magnet、HOD 間に設置した FDC3 がある。FDC1 は水平方向の位置を検出する面が、10.5[mm] 間隔で 4 面ある。各面のワイヤー間隔は 21[mm] あり六角セル構造をとる。今回は詳細な解析は行なっていない。

一方、FDC3 は、Magnet よりもさらに下流に設置されており、水平方向および垂直方

向の位置を検出する。水平方向の位置を検出する面が5面、垂直方向の位置を検出する面が4面あり、100[mm]の面間隔で各々の面が交互になるように配置されている。各面にはワイヤーが40[mm]間隔で張られており、タイミングを読み出し位置に変換する。しかし、このタイミングは左右どちらの信号かは分からない。そこで検出された面の通過点に対し一番近い直線を最小自乗法により決定し、通過した荷電粒子の軌跡として測定した。この位置と入射角度より、Zが特定されている荷電粒子のA(以下、MASS)の識別を行った。さらに、FDC3の情報と次に紹介するHODのタイミングと組み合わせて磁場トレースを行い、反応直後の運動量を求めた。(7.2参照)

HODは、800[mm]×100[mm]の大きさで厚さが10[mm]のシンチレータを水平方向に7本ならべたものである。各々の上下に光電子増倍管を接続しており、波高とタイミングが計測できる。この波高とタイミングから、放出荷電粒子のZを識別を行った。また、HODの時間情報から荷電粒子のターゲットからHODまでの平均の速さを求めることができる。上述したようにこれは磁場トレースに用いた。

### 3.4.3 中性子測定系

図3.2に示したように、LNは2面(Cluster-AおよびCluster-B)に分かれて構成されている。一本のプラスチックシンチレーションカウンターは、60[mm]×60[mm]の断面で、2140[mm]の大きさである。図3.5にビームラインと各LNの配置関係を載せてある。中性子は電荷を持たないため、直接は検出できない。そこで中性子がシンチレーター内の陽子と衝突し、反跳した陽子が出すシンチレーション光を捕まえることによって、中性子の検出を試みた。各シンチレーターには左右に光電子増倍管を接続しており、波高とタイミングの測定を行った。左右の時間差から検出された中性子の水平方向の位置を特定し、これとタイミングから運動量の測定を行った。またデータ収集系のトリガー要因に用いた。

またCluster-Aの前方には、厚さ10[mm]以下の薄いプラスチックシンチレーターが21枚水平方向に配置されている。これらはVetoカウンターであり、LNに荷電粒子が入射したイベントを取り除くために用いた。

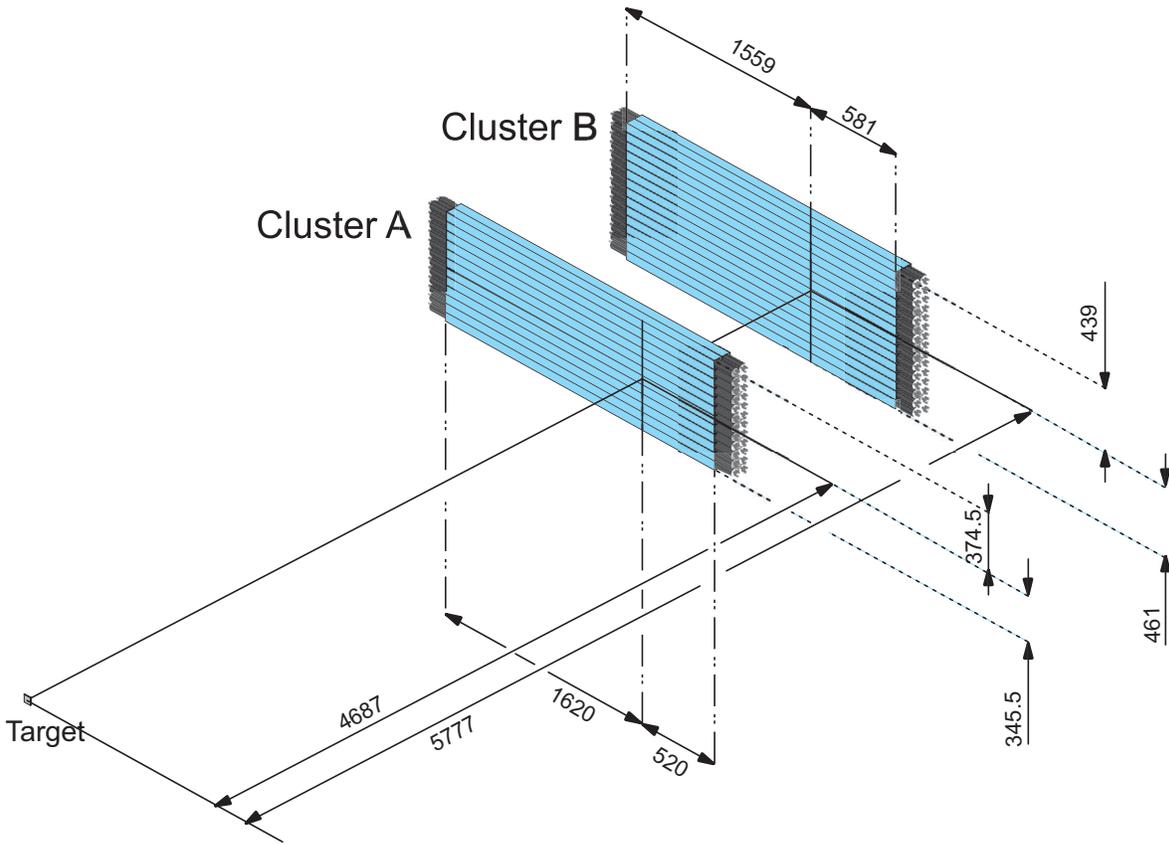


図 3.5: 中性子検出器の配置図。距離はミリメートルで表している。

この距離から検出器が覆っている角度を計算できる。以下にそれをまとめた。

Neutron Counter	水平方向 [mrad]	垂直方向 [mrad]
Wall 1	-33.02~+10.98	-7.31~+7.92
Wall 2	-32.70~+10.84	-7.22~+7.82
Wall 3	-26.23~ +9.97	-7.92~+7.55
Wall 4	-25.97~ +9.87	-7.84~+7.47

図 3.6: 中性子カウンターの有効検出角度。座標はビームライン上流より見ている。

### 3.4.4 $\gamma$ 線測定系

NaI は、全部で 36 本あり、ターゲットの周囲に左右それぞれ三層に分けて配置してある。一本の NaI は、60[mm]×60[mm] の断面で、120[mm] の大きさを持つ。 $\gamma$ 線を測定することにより、検出した荷電粒子が励起していたかが分かり、その励起構造を探ることができる。

さらに反応粒子の識別の確認に用いた。NaI を用いた粒子識別については、Appendix7.6 に載せる。

## 3.5 データ収集系

データ収集系のトリガー要因は以下のとおりである。

トリガー	トリガー条件	トリガーの意味
Beam	$SF2 \cap SF2Z$	SF2 においてビームが検出された。
Neut	$(LN1 \cup LN2 \cup LN3 \cup LN4) \cap \text{Beam}$	中性子検出器系にて、 一個以上の中性子が検出された。
NaI	$(NaI1 \cup NaI2 \cup NaI3) \cap \text{Beam}$	3層の NaI のうちどれかで $\gamma$ 線が検出された。
D.S.Beam	Beam/n	Beam トリガーをダウンスケールする。
TRIGGER	$(D.S.Beam \cup \text{Neut} \cup \text{NaI}) \cap \overline{\text{ComputerVeto}} \cap \text{Beam}$	

トリガー条件	説明
SF2Z	SF2 において特定の波高が検出された。
Computer Veto	コンピューターがデータを取り込み中である。

表 3.1: トリガー条件一覧表

## 第4章 データ解析

本章ではデータ解析について説明する。得られたデータの解析は、ビームライン上流より順番に解析を行っていった。

1. 二次ビームの解析
2. 荷電粒子の解析
  - 荷電粒子の  $Z$  の識別
  - MASS の特定
  - 磁場トレースによる標的直後の運動量の測定
3. 中性子の解析
4.  $\gamma$  線の解析
5. 相対エネルギースペクトルの導出

### 4.1 二次ビームの解析

図 3.3 に示したように SF2 は、RIPS の F2 焦点面直後に設置されており、波高 (エネルギー減衰量) :  $\Delta E$ , とタイミングが読み出される。核子当たりのエネルギーが 50 ~ 100 MeV の粒子のエネルギー損失は、Bethe-Bloch の式から以下のように近似をした。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (4.1)$$

$$\propto Z^2 \times TOF^2 \quad (4.2)$$

ここで TOF (Time of Flight) は、F0 から F2 までの飛行時間である。 $\Delta E$  は SF2 の波高に対応していると考え、SF2 のタイミングと波高から二次ビームの  $Z$  を識別できる。二次ビームは RIPS により  $A^{2.5}/Z^{1.5}$  に分けられているので、 $Z$  を識別すれば特定の粒子を選ぶことができる。図 4.1 に SF2 の TOF と波高の二次元ヒストグラムを載せた。

また、ターゲット位置に 1.0 [mm] のシンチレーターを設置し、SF2 からターゲットまでの輸送効率を測定した。これより SF2 のビーム量からターゲット上のビーム量が求ま

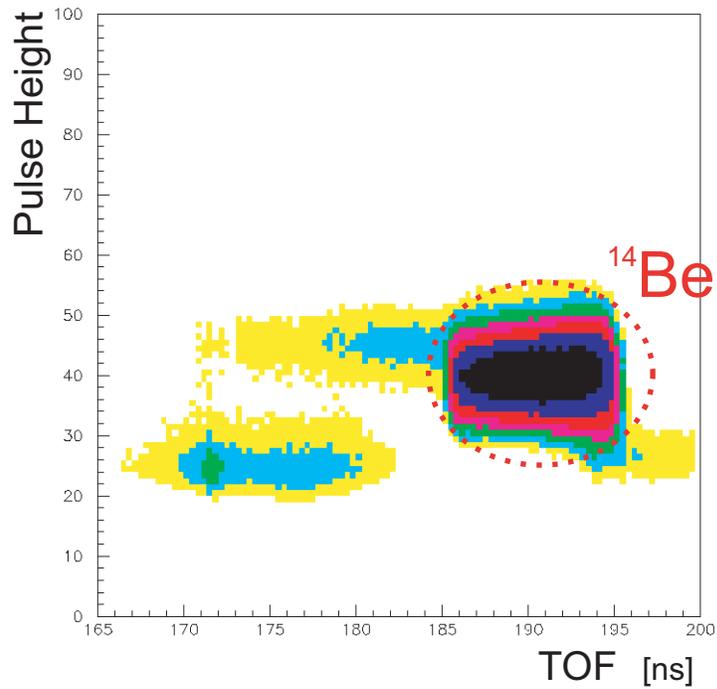


図 4.1: F2 Scintillator の波高プロット。横軸は、F0 からの飛行時間 ([ns]) 縦軸は、Scintillator の波高である。 $^{14}\text{Be}$  以外の粒子として、 $^{9,11}\text{Li}$  がある。

F0~F2 の飛行時間	190.02 [ns]
$^{14}\text{Be}$ の Purity	85.96 [%]
F2~ ターゲット間の輸送効率	97.97 [%]
PPACa,b の検出効率	61.07 [%]

#### ターゲット位置でのビーム量とエネルギー中心

Carbon ターゲット	5.940 [kcps]	68.378 [MeV/u]
Empty ターゲット	6.241 [kcps]	70.182 [MeV/u]
Lead ターゲット	6.582 [kcps]	69.276 [MeV/u]

表 4.1:  $^{14}\text{Be}$  における二次ビーム測定系の測定結果

る。また、PPACa,PPAb とターゲット間は、SF2 から PPACa,b までと比べて非常に短いので、PPACa からターゲットまでの輸送効率は 100% と仮定すると PPACa,b の検出効率を求めることができる。以下の表 4.1 に得られたビームの情報をまとめた。

## 4.2 反応粒子の特定

ターゲットより放出された粒子は、Magnet により荷電粒子と中性子に分けられる。しかし、この荷電粒子には、ターゲットにおいて反応しなかったビーム起源のものや、中性子ストリッピング反応以外の反応(核子交換反応、破砕反応など)も含まれている。そこで検出された荷電粒子の識別を行なう必要がある。

放出された荷電粒子は、磁気硬度  $B\rho$  を持つ。この  $B\rho$  は、2.1.3 と同様に、 $B\rho$  は質量数:A, 原子番号:Z, 速さ:v を用いて以下のように表される。ただし、以下の TOF はターゲットから HOD までの飛行時間とする。

$$B\rho \propto A/Z \times v \quad (4.3)$$

$$\propto A/Z \times TOF^{-1} \quad (4.4)$$

前述の 4.1 と同様に、シンチレーターでの波高(エネルギー減衰量)とタイミングの関係から Z を識別することができる。Z が特定できたならば、式(4.4)から  $B\rho$  と TOF の関係を見る。 $\rho$  は FDC3 の軌跡より求まるので、粒子の  $B\rho$  が特定できる。さらに、HOD より TOF が分かるので、A を特定することができる。

### 4.2.1 Z の識別

HOD より得られた TOF と波高の二次元プロットを図 4.2 に載せた。ここでシンチレーターにおけるエネルギー減衰量と波高は、厳密には比例関係ではない。よって、式(4.3)のような関係は必ずしも成り立たない。そこで、エネルギー減衰量に対して波高が小さいと考え、以下の経験的な関係式を用いて荷電粒子の Z を識別した。

$$\Delta E \propto Z^2 \times TOF^{1.5} \quad (4.5)$$

$$Z = \frac{A1}{TOF^{1.5}} \times \Delta E + A2 \quad (4.6)$$

と考えた。図 4.3 は、式(4.6)を用いて Z を識別したようすを表している。図に示したように、Z の gate を作り、 $\sigma_Z/\Delta Z = 0.066$  の測定分解能であった。

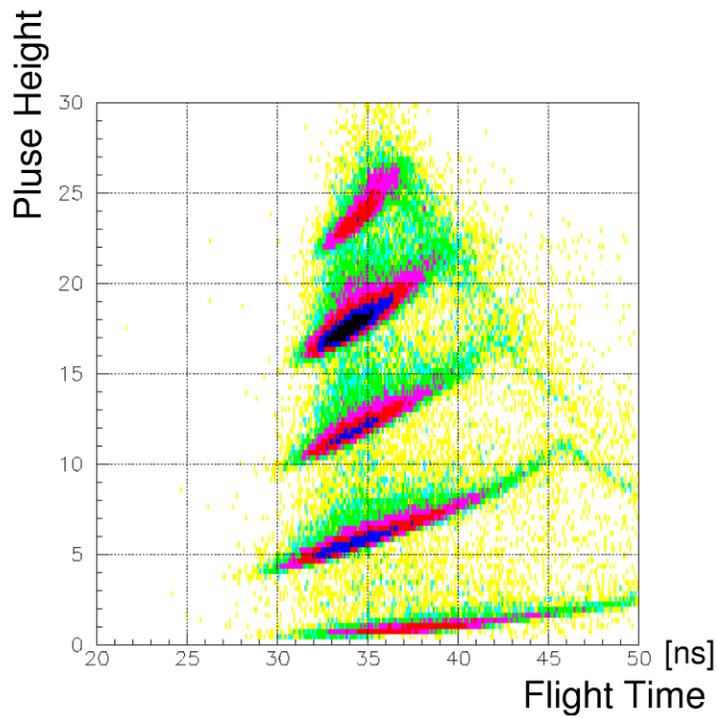
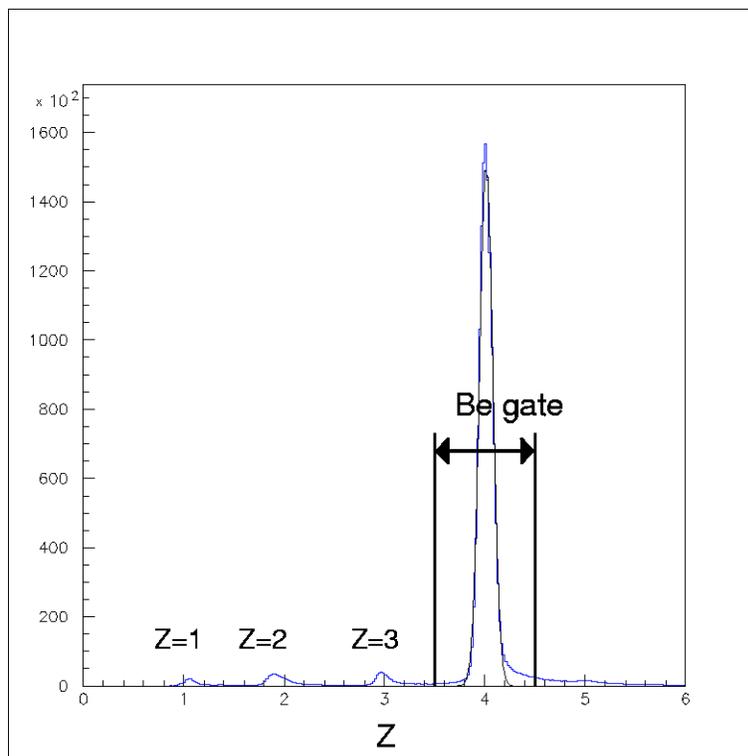


図 4.2: HODOSCOPE の Flight Time(ターゲット ~HOD) と波高の二次元ヒストグラム。検出粒子の  $Z$  の違いにより分かれている。



26

図 4.3: 放出荷電粒子の  $Z$  の識別。図のようにゲートを作った。また、 $Z$  の分解能  $\sigma_Z/\Delta Z$  は、0.066 であることが分かった。

## 4.2.2 A の識別

ターゲット上における荷電粒子の水平方向の位置と放出角度を  $(X_{Target}, \theta_{Target})$  とする。一方、FDC3 にて測定された荷電粒子の水平方向の位置と角度を  $(X_{DC}, \theta_{DC})$  とする。放出荷電粒子の持つ磁気硬度  $B_\rho$  を入射粒子の運動量中心が持つ  $B_{\rho_0}$  との差をとり、 $\frac{\Delta B_\rho}{B_{\rho_0}}$  とする。今、磁場中の荷電粒子がエネルギー損失を起こさないと仮定すれば、粒子の持つ  $\frac{\Delta B_\rho}{B_{\rho_0}}$  は変わらず、以下の関係が一次の近似のもとで成り立つ。(詳細は Appendix7.2 参照。)

$$X_{DC} - X_{Target} = A\theta_{DC} + B \frac{\Delta B_\rho}{B_{\rho_0}} \quad (4.7)$$

よって、FDC3 とターゲットでの水平位置の差と、FDC3 の入射角度の相関を取れば、測定粒子は  $B_\rho$  によって識別できるはずである。。その二次元プロットを下図 4.4 に示す。この図より座標軸を回転させて  $B_\rho$  を求めることができる。

さらに、 $Z$  が識別できているならば、式 (4.4) より、

$$B_\rho \propto A \times TOF^{-1}$$

という関係式になる。すでに  $B_\rho$  が求まり、HOD より TOF が与えられているので、上式より  $B_\rho$  と TOF の二次元プロットをとれば、 $A$  によって粒子が分かれるはずである。その様子を図 4.5 に示す。

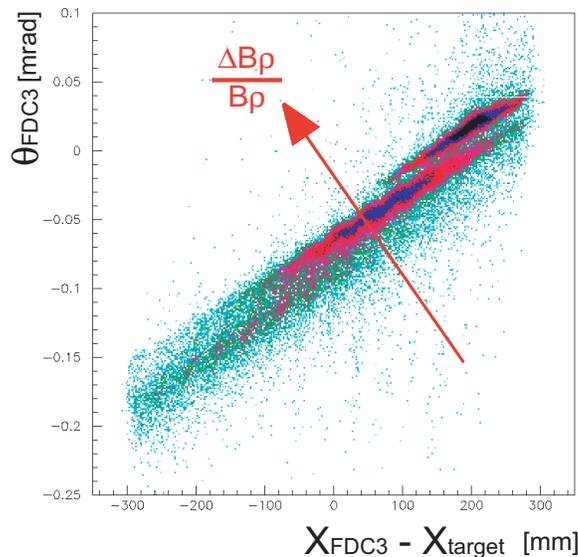


図 4.4:  $X_{DC} - X_{Target}$  と  $\theta_{DC}$  との二次元プロット。荷電粒子の持つ  $B_\rho$  ごとに粒子が分かれている。図の矢印の向きに座標軸を回転させる。

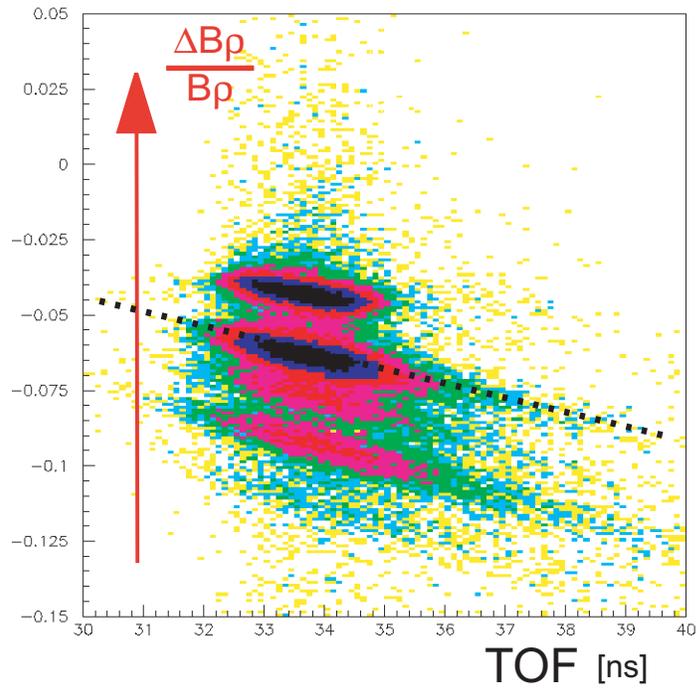


図 4.5: 横軸に HOD のタイミング、縦軸に図 4.4 にて求めた  $B\rho$  をプロットした。点線に沿って座標軸を回転させる。

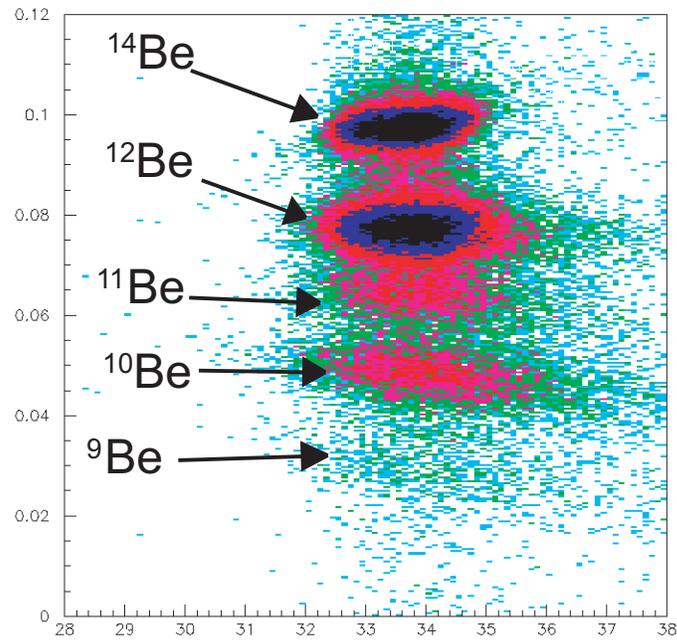


図 4.6: 図 4.5 を回転させたもの。縦軸は粒子の A ごとに分かれている。

図 4.6 より荷電粒子の A が分かった。下図 4.7 は、ターゲットごとの A のスペクトルである。ターゲットを外した場合でも、標的以外の物質との反応によるバックグラウンドにより  $^{12}\text{Be}$  が検出されている。このため最終的に入射ビーム量で規格化してバックグラウンドの補正を行う。ビーム量の見積もりには、以下の式 (4.8) を用いた。表 (4.2) にその結果をまとめた。

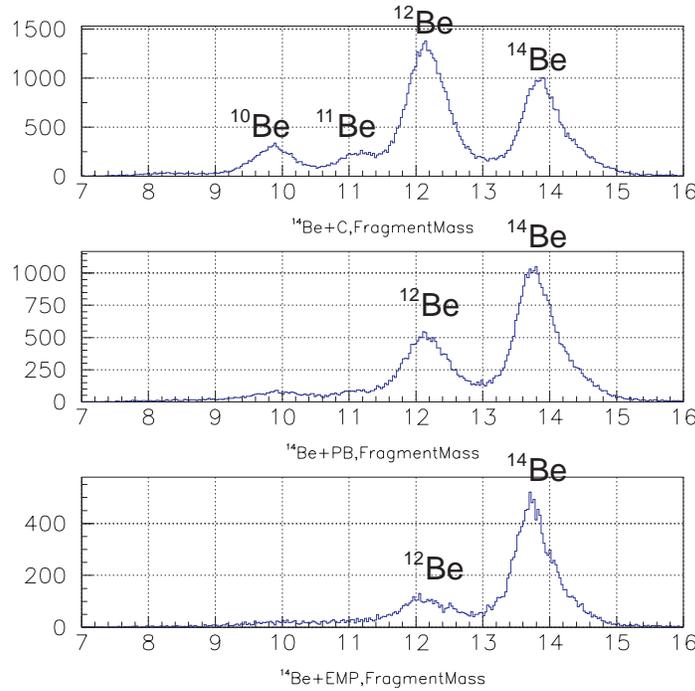


図 4.7: 得られた MASS のスペクトル。ターゲットを外した場合でも、バックグラウンドにより、粒子が検出されている。最終的には、入射ビーム量で規格化してバックグラウンドの補正を行なう。

$$(Beam\ Rate) = N_{SF2Z} \frac{N_{^{14}\text{Be on Target}}}{N_{\text{DS-Beam} \otimes \text{Beam}}} \quad (4.8)$$

ターゲット	$N_{total}$	Coefficient
C 標的	7.6676E+07	0.3364
Pb 標的	7.4556E+07	0.3459
標的無し	2.5795E+07	1.0000

表 4.2: ターゲットにおけるビーム量。規格化の係数は、標的をはずした場合を基準にした。

### 4.2.3 磁場トレースと飛行時間による運動量の測定

HOD, FDC3 より放出された荷電粒子の特定が終了したのち、磁気スペクトロメーターによる運動量の分析に入る。このスペクトロメーターの最終目的は、「FDC3 の位置情報」「HOD の時間情報」より「磁場情報」を使って計算を行い、FDC3 において検出された荷電粒子をターゲットまでトレースし、 $^{12}\text{Be}$  のターゲット直後の運動量を求めることである。以下の解析により、スペクトロメーターの測定精度の向上と、誤差の見積もりを行った。

1. HOD, FDC3 より、 $^{14}\text{Be}$  を特定する。

2. 順トレース

まず、計算による誤差を補正するために、二次ビーム測定系より得られる  $^{14}\text{Be}$  の「運動量」と「位置」から磁場トレースを行う<sup>1</sup>。トレースにより、FDC3 で得られるであろう「位置」と「角度」を計算により求め、実際の FDC3 より得られたデータと比較しその誤差補正を行う。以下に詳細を示す。

- まず、ターゲット無しのデータを用いて、上述した順トレースを行う。FDC3 の位置と角度 ( $X_{cal}, \theta_{Xcal}$ ) を、実際の FDC3 の位置と角度 ( $X, \theta_X$ ) と比べ、FDC3 との誤差を補正した<sup>2</sup>。補正したパラメーターは、Appendix7.7 に載せてある。
- 次に、C 標的、Pb 標的にても同様のトレースを行い、FDC3 より得られる位置との誤差を確認した。計算による誤差は補正されているので、FDC3 との差異は考え得る測定誤差以内に収まるはずである。解析の結果、x,y の位置および角度の誤差は、1.0[mm], 0.5[mrad] 以下に収まった。データ等は Appendix7.7 に載せた。

3. 逆トレース

順トレースにより磁場トレース計算の誤差を測定し補正を行った。そこで、FDC3( $X, \theta_X$ )、HOD(T) タイミングより反応直後の運動量を磁場トレースにより求める<sup>3</sup>。

- まず、スペクトロメーターの測定誤差を見積もるために、ターゲット無しのデータを解析する。これは二次ビームを直接スペクトロメーターに通すことにより、二次ビーム測定系および磁気スペクトロメーターの双方から得られる運動量が比較できると考えた。得られた結果は図 4.8 に載せた。
- 次に、C 標的、Pb 標的にても同様のトレースを行い、ターゲット上での運動量の分布を比較した。

<sup>1</sup>粒子の運動の向きにトレースするので順トレースと呼ぶ。

<sup>2</sup>このずれはエネルギー計算の誤差や実験器具の不確定性にあるものとする。

<sup>3</sup>今度は、粒子の運動と逆向きにトレースするので逆トレースと呼ぶ。

標的		誤差 ( $\Delta P$ ) [MeV/c]	分解能 $\sigma_P$ [MeV/c]	$\sigma_P/P_{total}$
無し	$P_x$	3.227	23.41	0.453 %
	$P_y$	0.08965	16.69	0.323 %
	$P_z$	-16.94	37.75	0.730 %
$P_{total}=5171.1$ [MeV/c]				
C	$P_x$	3.237	28.25	0.554 %
	$P_y$	-0.2229	22.62	0.443 %
	$P_z$	-19.02	35.68	0.699 %
$P_{total}=5102.8$ [MeV/c]				
Pb	$P_x$	3.545	44.28	0.862 %
	$P_y$	0.5182	40.90	0.796 %
	$P_z$	-16.99	38.14	0.742 %
$P_{total}=5137.1$ [MeV/c]				

表 4.3: 得られたスペクトロメーターの測定精度。  $P_{total}$  はターゲットにおける入射ビームの全運動量。参考文献 [26, 11, 32] と比べて Z 成分の分解能が悪いのは、二次ビーム測定系の分解能に影響されている。

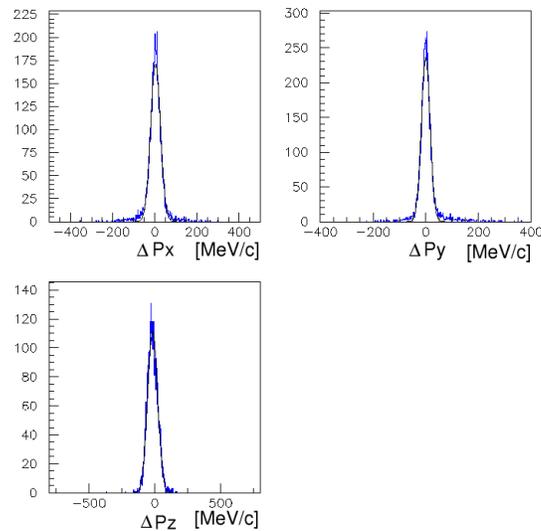


図 4.8: ターゲットをはずし、スペクトロメーターに直接ビームを通した。逆トレースにより求めた運動量  $\vec{P}_{charged}$  と、二次ビーム測定系より求めた運動量  $\vec{P}_{beam}$  との差 ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_{charged} - \vec{P}_{beam}$ ) をとることで運動量の測定精度を評価した。

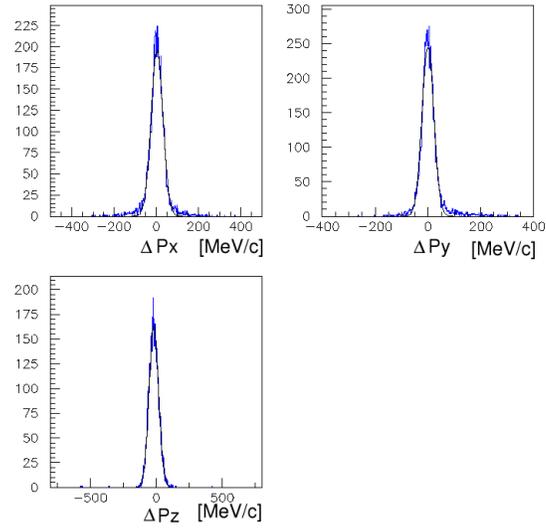


図 4.9: C 標的における逆トレースにより求めた運動量  $\vec{P}_{charged}$  と、二次ビーム測定系より求めた運動量  $\vec{P}_{beam}$  との差。 ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_{charged} - \vec{P}_{beam}$ )

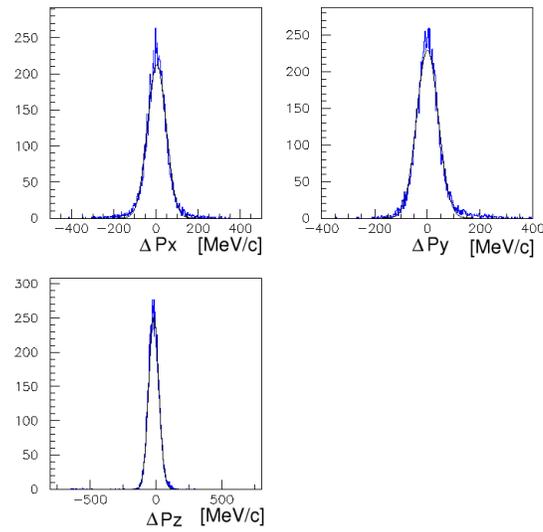


図 4.10: Pb 標的における逆トレースにより求めた運動量  $\vec{P}_{charged}$  と、二次ビーム測定系より求めた運動量  $\vec{P}_{beam}$  との差。 ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_{charged} - \vec{P}_{beam}$ )

### 4.3 中性子の運動量の測定

中性子が検出された条件として以下を満たすものを解析した。

- Veto カウンターがなっていない。
- Neutトリガーであり (表 3.1 参照)、さらに検出器の multiplicity が 0 でない。
- 波高が閾値以上 (5[MeVee](電子等価 MeV)) である。

この条件のもと、Cluster-A, Cluster-B のタイミングと分解能、および中性子の運動量分布を測定した。(図 4.12, 4.13)

また、検出器のアクセプタンスは中性子の放出角度より求めた (7.4 参照)。さらに中性子の放出角度と相対エネルギーの相関より、相対エネルギーに対する中性子カウンターのアクセプタンスになおした。以下の図は導出した相対エネルギーに対する中性子検出器のアクセプタンスである。

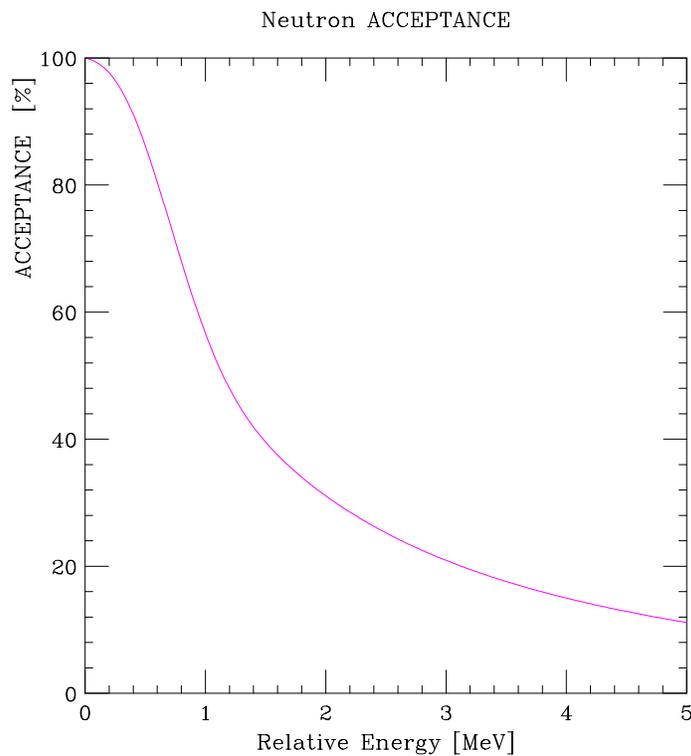


図 4.11: 中性子検出器のアクセプタンス。

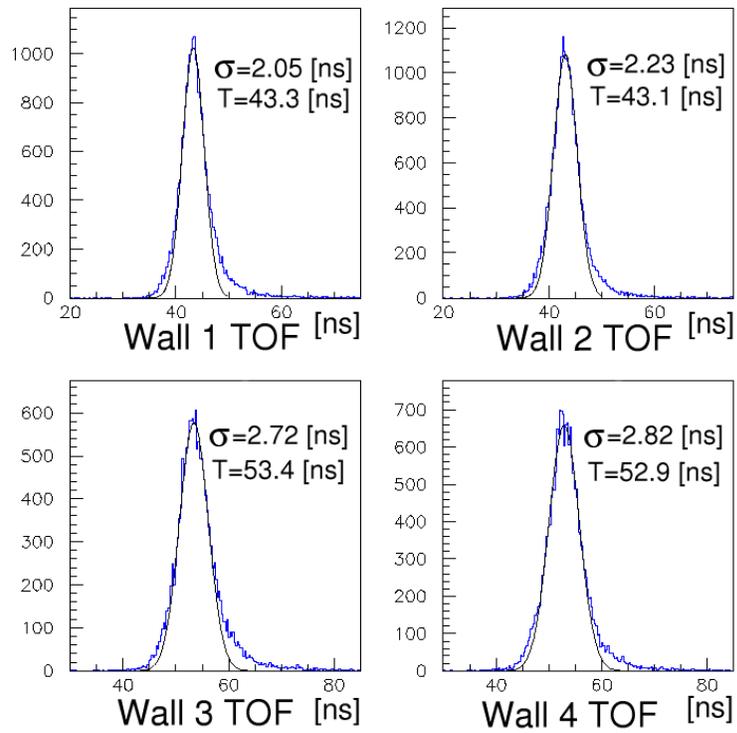


図 4.12: 各中性子カウンターにおけるタイミング。

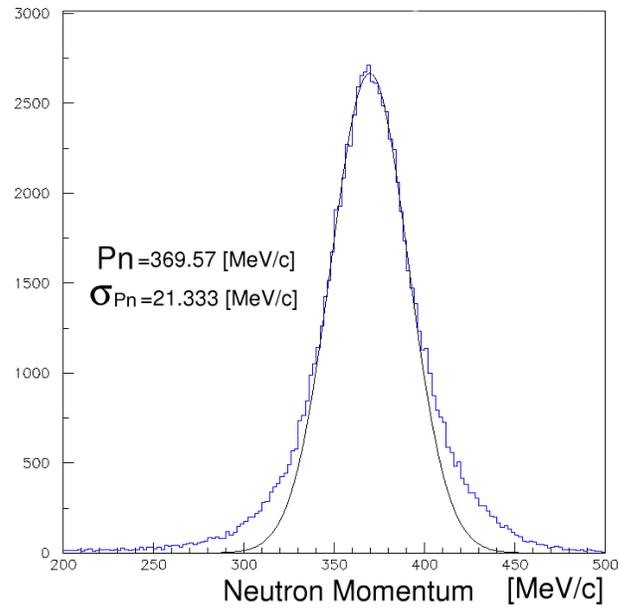


図 4.13: 中性子の運動量分布

## 4.4 $\gamma$ 線の解析

本研究の目的の3にて述べたように、 $^{14}\text{Be}$ のコアが励起しているかを特定するために $\gamma$ 線の測定を行う。もし励起状態が確認できれば、入射粒子の $^{14}\text{Be}$ のコアが励起していたと考えることができる<sup>4</sup>。まず、反応した $^{12}\text{Be}$ を特定するために次の解析条件が考えられる。

- SF2において $^{14}\text{Be}$ が検出された。(SF2より特定)
- ターゲットを通過した。(PPACより特定)
- 反応後の荷電粒子のZが4である。(HODより特定)

以上の条件で反応したBe同位体を検出することができる。MASSの条件は、4.2.2にてFDC3より求めてあるので、得られる $\gamma$ 線のスペクトルの起源がどの粒子か特定できる。次に $\gamma$ 線の検出条件として以下の条件をかけて解析を行った。

1.  $\gamma$ 線が一回だけ検出された
2. NaIのタイミングのピークより $\pm 3\sigma$ をとる。

1はカスケード放射のイベントを除くためであり、2はバックグラウンドを除くためである。クーロン力が非常に強いPbターゲットでは一中性子ストリッピングは起こりにくい、核力とクーロン力による反応の違いを確認するためにPbターゲットについても解析を行った。

解析結果は、図4.14,4.15に載せた。C標的では知られている $^{12}\text{Be}$ の二つの励起状態( $J^\pi = 2^+$ ,  $J^\pi = 1^-$ )が確認できた[28]。この結果より、 $^{14}\text{Be}(0^+)$ は式(1.2)のように表されることが考えられる。なお、図4.14において $^{11}\text{Be}(1/2^-)$ は粒子識別が完全でないため見えている。一方、Pbターゲットでも励起状態の確認はできた。しかし、そのイベントは全イベントに対して非常に数が少なかったため、これ以上の解析は行わないことにした。

次に励起した $^{12}\text{Be}$ と同時検出された中性子があるかどうか確認した。中性子が検出できていれば、不変質量を組むことができる。これより導かれる相対エネルギーは、励起状態からのエネルギースペクトルを表すことになり、非常に興味深いことである。解析は検出された $\gamma$ 線のイベントに対し、前節にて設定した中性子の検出条件を加えてNaIのエネルギースペクトルを測定した。スペクトルにピークが見られれば、 $^{12}\text{Be}$ の励起状態からの相対エネルギースペクトルを導出することができる可能性がある。

結果は図5.1に載せた。 $^{12}\text{Be}(2^+)$ については、 $\gamma$ 線と中性子の同時検出ができていたことが分かった。しかし、 $^{12}\text{Be}(1^-)$ の励起状態を示すピークは、 $^{12}\text{Be}(2^+)$ ほど顕著に現れていない。これより $^{12}\text{Be}(1^-)$ をコアとする $^{14}\text{Be}(0^+)$ の価中性子は、核力反応による散乱

<sup>4</sup>反応によりコアが励起した可能性も考えられるが、そのイベントは限りなく少ないと考えられる。これは入射エネルギーが光速の約40%というエネルギー領域では、二段階の反応は起こりにくいという仮定に基づいている。

角が非常に大きいことが考えられる。しかし、その理由について本研究で突き止めることができなかった。

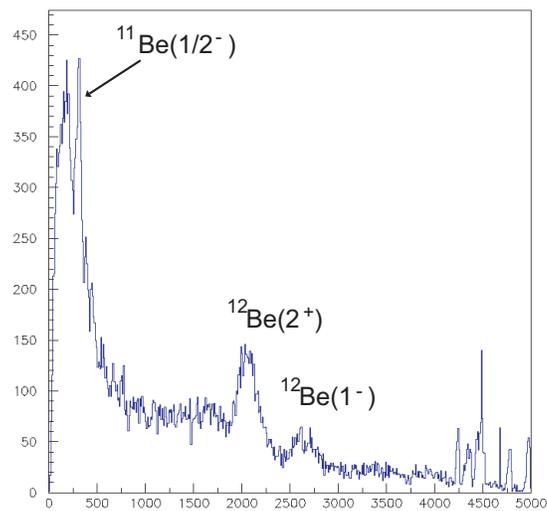


図 4.14: C 標的における反応した  $^{12}\text{Be}$  の  $\gamma$  線スペクトル。

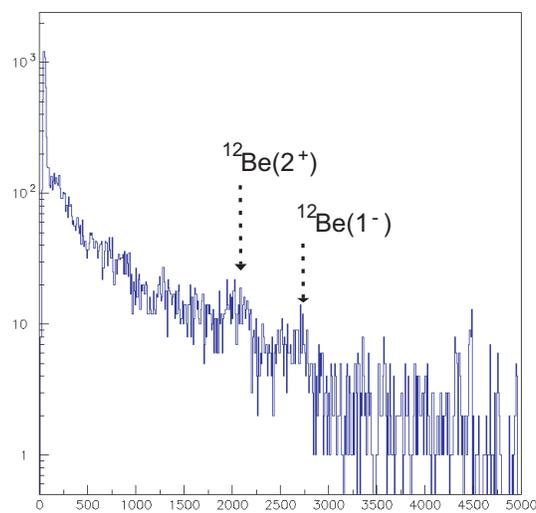


図 4.15: Pb 標的における反応した  $^{12}\text{Be}$  の  $\gamma$  線スペクトル。

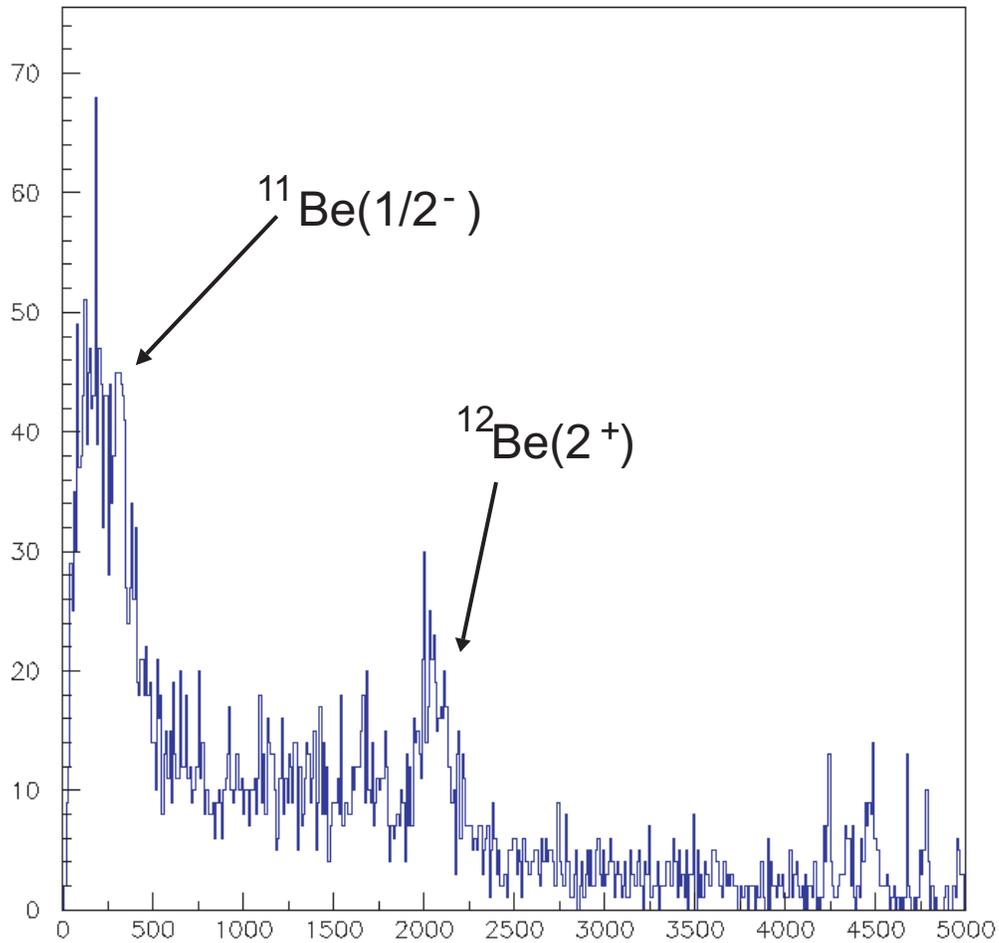


図 4.16:  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。

上図では  $^{12}\text{Be}$  の  $2^+$  の励起状態が見えている。また、PI が完全でないため  $^{11}\text{Be}$  の  $1/2^-$  も見えている。励起した  $^{12}\text{Be}$  と中性子の運動量より求められる相対エネルギーは、励起状態からの相対エネルギーを見ることになる。今回はイベントが約 600 と非常に少なかったが、試験的に  $^{12}\text{Be}(2^+)$  と中性子の相対エネルギースペクトルを求めることにする。

## 4.5 相対エネルギースペクトルの導出

荷電粒子および中性子の運動量より、不変質量を求め相対エネルギーを導出した。この相対エネルギースペクトルに対し、バックグラウンド補正、中性子検出器のアクセプタンス補正を行った。ただし、励起準位より求めた相対エネルギースペクトルに関しては、バックグラウンドイベントがないことからアクセプタンス補正のみを行った。また、得られた相対エネルギーの測定分解能を求めた。

### 4.5.1 データ補正 (バックグラウンド補正)

図 4.7 にて示したように、ターゲットを外した場合でも、 $^{12}\text{Be}$  と中性子が検出されるイベントが存在する。これはターゲット以外の場所で何らかの反応が起きたためと考えられる。そのため得られた相対エネルギーは、ターゲット以外の反応も含まれている。そこで、ターゲットを外したデータを用いて、C 標的と同じ解析条件のもと同様に相対エネルギーを求めた。このイベントをビーム量で規格化した C 標的のイベントより差し引いて補正を行った。今回の実験は、二次ビーム測定系の物質量を大幅に減らしたこともあり、同様のセットアップで実験を行った [26, 32, 11] の場合と比べて、バックグラウンドはかなり減っている。図 4.17 にその差異を示した。

### 4.5.2 データ補正 (アクセプタンス補正)

荷電粒子は中性子と比較して、実験室系でのビーム進行方向に対する散乱角が小さい<sup>5</sup>。さらに暫定的に解析を行ったところ、水平方向は約 93.0%、垂直方向は約 92.2%と求まりこれは相対エネルギーに対してほぼ一定であることが分かった。以上のことを考慮し、荷電粒子にたいするアクセプタンス補正は必要ないと考えた。よって、検出器のアクセプタンス補正は、中性子検出器だけを行った。相対エネルギーの誤差を考え、100[keV] 間隔で補正を行った。バックグラウンドを差し引いたデータに、4.3 より求めた検出補正を行った。その結果、図 4.19, 4.20 のスペクトルを得ることができた。

### 4.5.3 相対エネルギーの測定分解能

二次ビーム測定系の解析より、 $^{14}\text{Be}$  の入射エネルギーの中心は 70.18[MeV/u]、C 標的の中心では 68.26[MeV/u] であることが分かっている。先に紹介した式 (2.1) を用いて各検出器の分解能を求めると、 $\Delta E_{rel} = 0.274\sqrt{E_{rel}}$  と得られた (各検出器の分解能などは Appendix 7.7 参照)。図 4.18 に相対エネルギーと測定分解能の関係を示した。

<sup>5</sup>この比は両者の質量の逆比程度である。 $^{12}\text{Be}$  は中性子に比べ、1/12 程度になると考えられる。

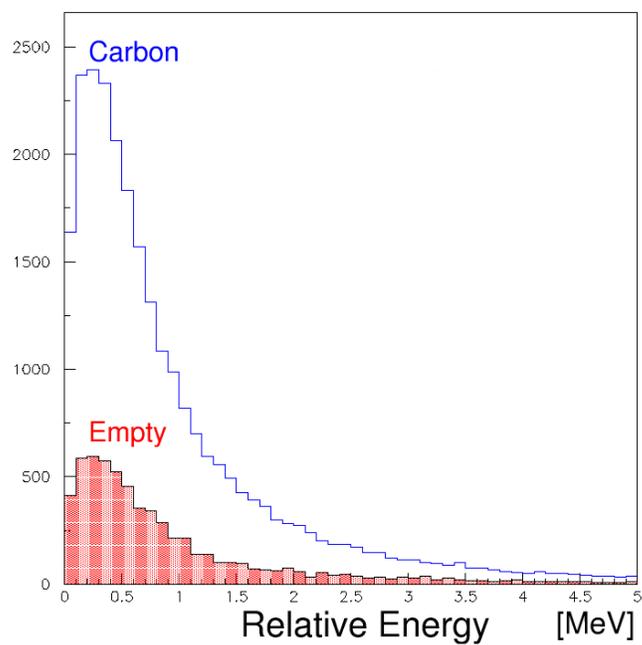


図 4.17: C 標的におけるバックグラウンドの割合。  
(ビーム量で規格化したものを示している。)

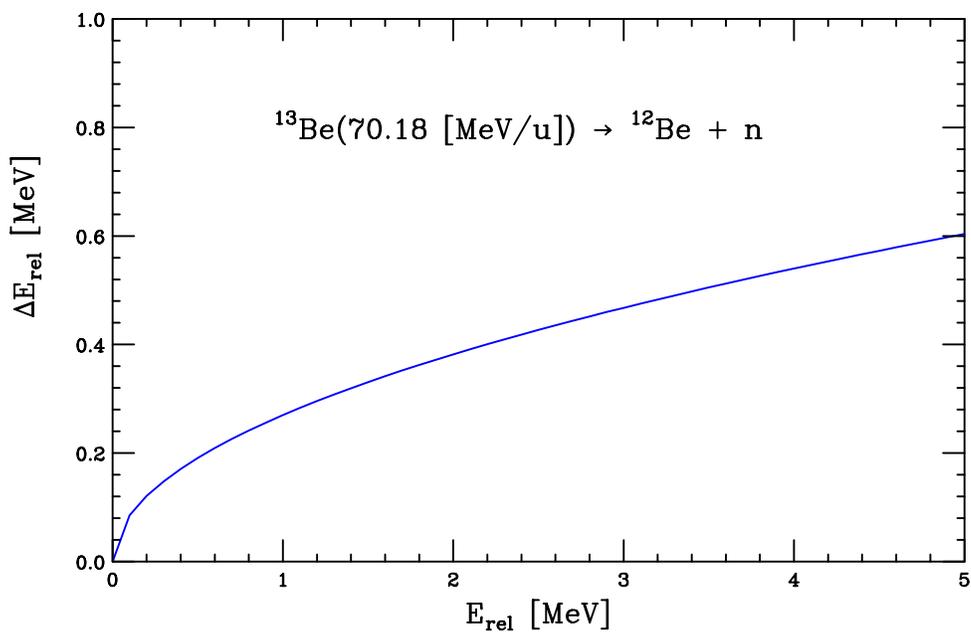


図 4.18:  $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + \text{n}$  反応における相対エネルギーの測定分解能を示した。

# アクセプタンス補正後の相対エネルギースペクトル

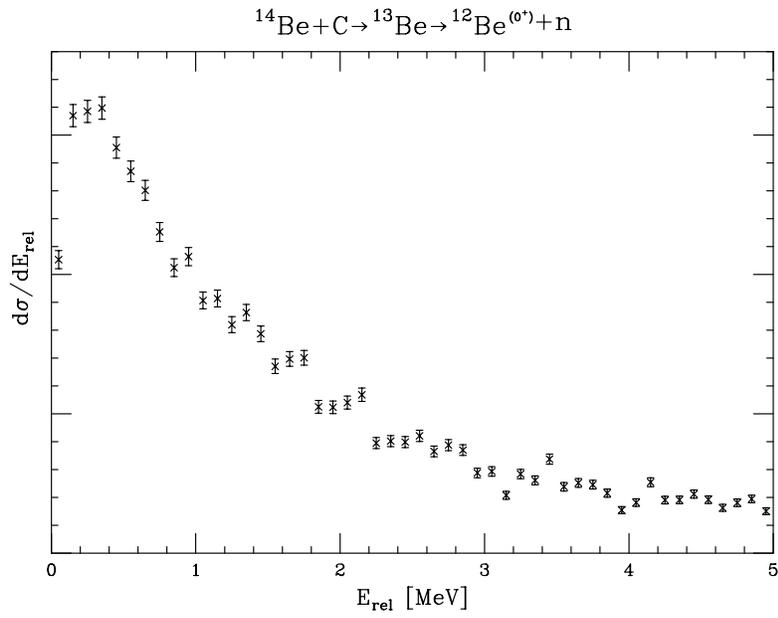


図 4.19:  $^{12}\text{Be}(0^+) + \text{n}$  の相対エネルギースペクトル

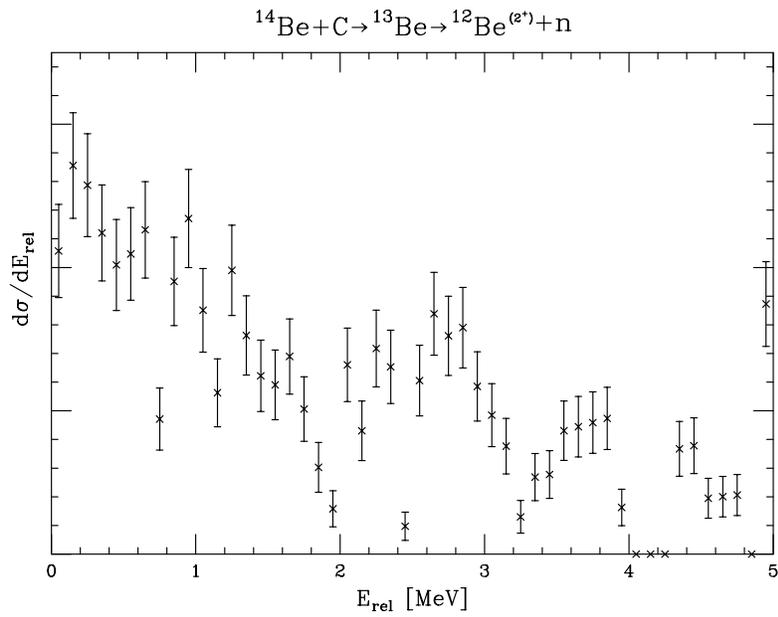


図 4.20:  $^{12}\text{Be}(2^+) + \text{n}$  の相対エネルギースペクトル

# 第5章 結果および考察

## 5.1 価中性子の軌道の決定

得られた相対エネルギースペクトルの形から、価中性子の軌道を評価する。1.4 にて述べたように、この領域の Be 同位体に限らず中性子過剰領域では、殻構造が変化する報告がある。特に八ロー核では、s 軌道が p,d 軌道よりも下がり逆転する可能性が予測されている [30]。そこで、価中性子の配位は、s 軌道、p 軌道、d 軌道のどれかをとるものと考えて以下のような評価を行った。

p 軌道および d 軌道をとれば、角運動量による遠心力ポテンシャルの影響から、 $^{13}\text{Be}$  は非常に短い時間ではあるが共鳴状態を構成し、 $^{12}\text{Be} + n$  に分解されたと考えることができる。この場合、断面積は Breit-Wigner の共鳴公式の示す形となる。しかし s 軌道の場合、共鳴状態は構成できず散乱されたと考えることができる。このときの断面積は始状態と終状態の重ね合わせにより表すことができる。つまり、中性子の軌道の違いから、相対エネルギーに対する生成断面積  $\sigma_{^{12}\text{Be}+n}$  が変化し、それに伴い  $\frac{d\sigma}{dE_{rel}}$  も変化する。これより得られた相対エネルギースペクトルの形が変わるものと考えられ、中性子の軌道が評価できる。また、今回試験的に求めた  $^{12}\text{Be}^* + n$  の相対エネルギースペクトルは、統計量が少ないため物理的な議論は行わない。

### 5.1.1 s 軌道

この場合、 $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$  の断面積は、

$$\frac{d\sigma}{dE_{rel}} = \left| \int d^3r \psi_k^*(r) \Psi_0(r) \right|^2 k \quad (5.1)$$

から求められ、それぞれの波動関数は以下のとおりである [27]。(7.5 参照)

$$\psi_k(r) \propto \frac{\sin(kr + \delta_0)}{kr} \quad (5.2)$$

$$\delta_0 = -ka + o(k^3) \quad (5.3)$$

$$\Psi_0(r) \propto \frac{\exp(-\alpha r)}{r} \quad (5.4)$$

なお、 $^{13}\text{Be}$  と中性子の相対位置を  $r$ 、相対運動量を  $k = \sqrt{2\mu E_{\text{rel}}}$  ( $\mu$ :換算質量) とした。また  $a$  は散乱半径であり、 $\alpha$  は、 $\alpha \approx \sqrt{2\mu E_B}$  と近似できる [27]。そこで  $\alpha$  は固定し、 $a$  のみを自由パラメーターとして相対エネルギースペクトルのフィッティングを行った。 $\alpha$  に関しては二通り考えられるのでそれぞれに対してフィッティングを試みた (Appendix7.5 参照)。

その結果、 $\alpha \approx \sqrt{2\mu(S_{2n}/2)} = 34.08$  [MeV],  $a = -0.76 \pm 0.07$  [fm] の場合、得られた相対エネルギースペクトルを良く再現できた。下図 (5.1) の実線にその結果を示してある。また、点線は  $\alpha \approx \sqrt{2\mu S_{2n}} = 48.20$  [MeV],  $a = -2.58 \pm 0.03$  [fm] の場合を示したが、実験値の再現はできなかった。

以上より  $^{12}\text{Be}+n$  系の  $s$  波中性子の散乱半径  $a$  は、非常に小さいことが分かった。これは、 $^{12}\text{Be}-n$  間の有効核力が小さいことを表しており、二つの核に働く相互作用は小さいものと考えられる。

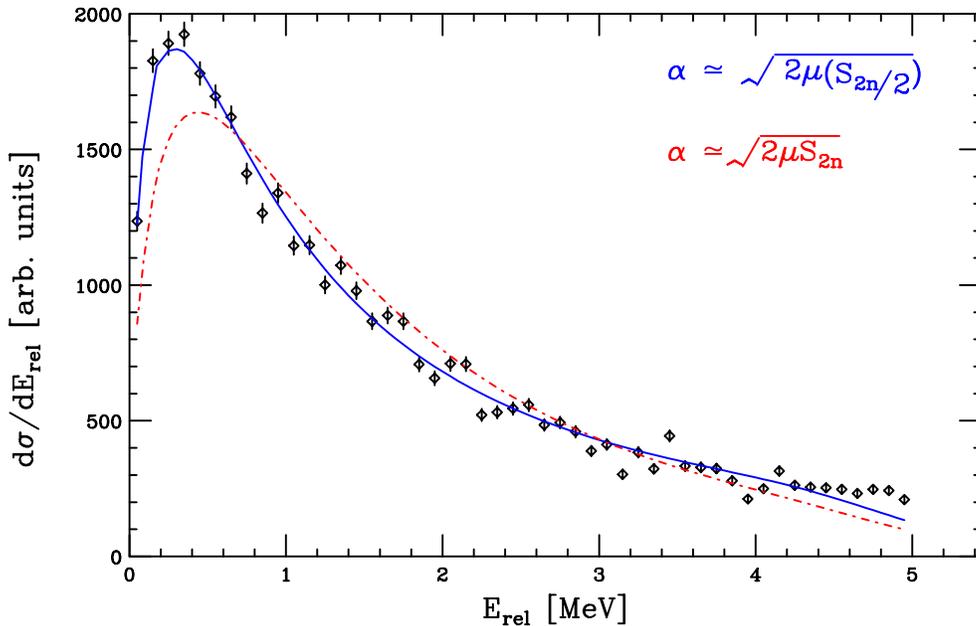


図 5.1:  $^{12}\text{Be}+n$  の相対エネルギースペクトル。

### 5.1.2 p,d 軌道

p 軌道、d 軌道の場合、Briet-Wigner の共鳴公式によるフィッティングを試みた。(Appendix7.5 参照) 共鳴エネルギーを 350[keV] 辺りにあると仮定して、自由パラメーターは  $R, \gamma$  とした。共鳴幅  $\Gamma$  が大きくなれば実験結果を多少再現することができるが、スペクトルの裾が  $E_{\text{rel}} < 0$  となりこれは束縛状態を表してしまう。これは  $^{13}\text{Be}$  が非束縛核であ

るという事実にそぐわない。以上から、p,d 軌道の場合、共鳴公式を用いて実験データを再現することができなかった。

下図にその結果を示す。これは  $E_R = 350[\text{keV}]$  に共鳴のピークがあると仮定し、フィッティングパラメーターとして、 $R, \gamma$  を用いそれぞれ以下のように設定した時のものである。

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{rel}}} \propto \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad \left\{ \begin{array}{l} R_p = 1.00 \text{ [fm]} \\ \gamma_p = 1.38 \\ R_d = 1.00 \text{ [fm]} \\ \gamma_d = 1.83 \end{array} \right.$$

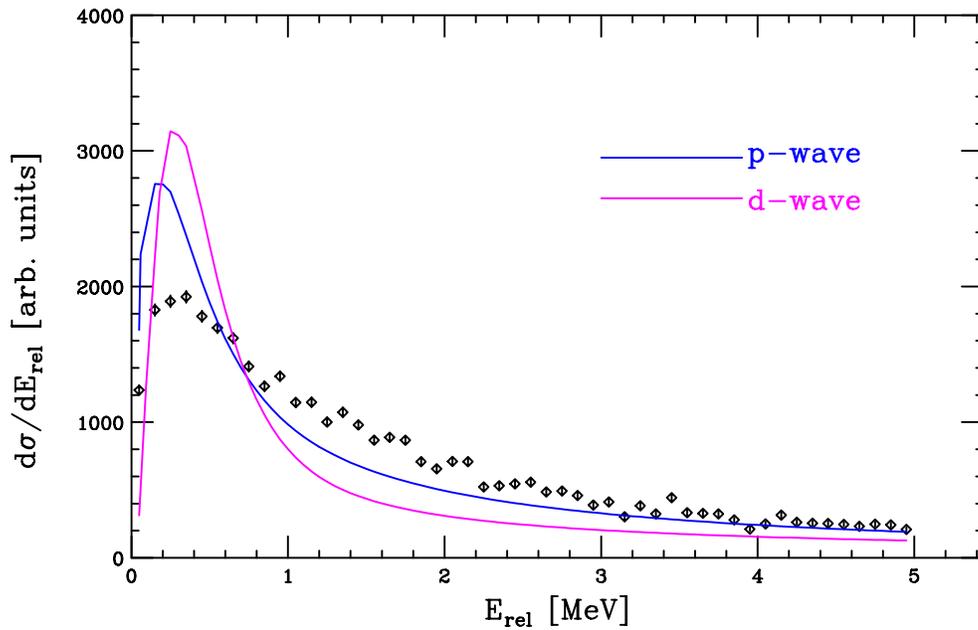


図 5.2: 価中性子の軌道を p および d 軌道を仮定しフィッティングを行った。

## 第6章 まとめ

中性子過剰領域のポロミアン核  $^{14}\text{Be}$  の知見を得るために、その構成要素である  $^{13}\text{Be}$  について質量測定を行った。実験は  $^{14}\text{Be}$  を二次ビームとして炭素標的に入射させ、一中性子ストリッピング反応により形成される  $^{13}\text{Be}$  について、 $^{12}\text{Be}+n$  の不変質量を組むことによりその相対エネルギーを導出した。得られた相対エネルギースペクトルは、共鳴状態を示すと言うよりは、むしろ  $s$  波中性子の連続した散乱状態を示す結果が得られ、 $^{13}\text{Be}$  の価中性子の軌道は  $s$  軌道が支配的であることが分かった。この結果は  $Q$  値による質量測定を行った文献 [16] における結果を指示することになり、中性子過剰領域において現れる  $s$  軌道の準位の低下が、 $^{13}\text{Be}$  においても観測された。さらに、 $^{14}\text{Be}$  の構成要素である中性子の軌道が分かったことで、 $^{14}\text{Be}$  のハローを成す二中性子のうち少なくとも一つは  $s$  軌道の占める割合が高いことが予測される。また、得られた終状態の散乱半径が  $a = -0.76 \pm 0.07$  [fm] と小さいことが分かった。これは  $^{12}\text{Be}-n$  間の有効核力が小さいことを表しており、二つの核に働く相互作用は小さいと考えられる。以上の結果は、ポロミアン核  $^{14}\text{Be}$  の核の束縛構造の解明に向けて前進したと言える。また、 $\gamma$  線を測定することで、 $^{14}\text{Be}$  のコアに励起したコア ( $^{12}\text{Be}(2^+, 1^-)$ ) の存在を確認した。さらに、中性子と  $\gamma$  線の同時測定により、励起状態にある  $^{12}\text{Be}(2^+)+n$  の不変質量を試験的に求めた。今回は物理的な議論は行っていないが、将来さらに反応レートを上げるような標的(液体水素ターゲットなど)を利用し、この励起状態からの相対エネルギースペクトルが導出できれば、 $^{13}\text{Be}$  における知見が得られ、中性子過剰な Be 同位体の包括的な理解ができる可能性があると考えられる。

また以下に本研究における今後の改善点を挙げる。

- 中性子カウンターについて二中性子を特定できるように解析精度の向上を試みる。  
二中性子が特定できれば、 $^{14}\text{Be} + n + n$  の三体での不変質量を組むことができる。鉛標的ではクーロン分解反応から直接三体に分解されるので、三体より組んだ相対エネルギースペクトルから  $^{14}\text{Be}$  の低励起構造の解明ができる。
- 解析を行っていない FDC1 の解析を行い Magnet に入る前の荷電粒子の水平方向の位置を特定し、運動量の分解能を上げる。
- 中性子カウンター、NaI カウンターの検出効率を求める。  
中性子カウンターの検出効率を測定することで、分解反応を起こした断面積が分かる。また、NaI カウンターの検出効率からは励起したコアの断面積が分かる。励起したコアの断面積より含まれる割合を導出し、 $^{14}\text{Be}(0^+)$  の構造の解明につなげたい。

# 第7章 APPENDIX

## 7.1 中性子遮蔽板について

HODOSCOPE 郡と中性子カウンターとの距離は比較的短い。そのため、荷電粒子が HOD のプラスチック中の核子を反跳させる。そのさいに放出された中性子を中性子検出器系が検出してしまうことがある。これはバックグラウンドの増加を招くので遮蔽する必要がある。そのため、今回の実験では中性子カウンターに一番近い HOD の側にこの中性子を遮蔽するための鉄板をおいた。鉄板は  $40 \times 40$  [cm] で厚さが 1 [cm] のものを 8 枚を重ねて並べ、それをビームラインと同じ高さになるように設置した。(下図 7.1 は大まかな位置を示した。)

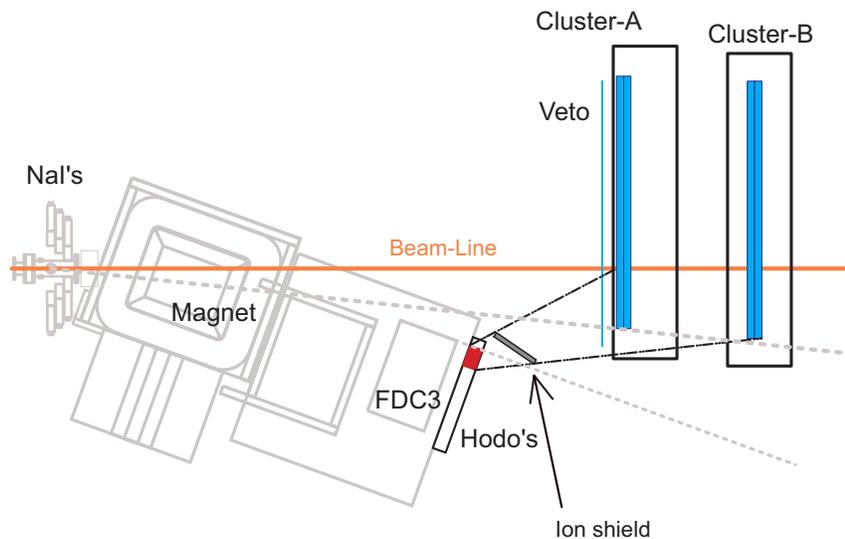


図 7.1: 遮蔽板の位置を示してある。赤くなっている HODOSCOPE より反跳中性子が放出されている。

また、遮蔽を行なうにあたって計算コードを使い、シミュレーションを行なった。用いた計算コードは、ANISN[31]を使用した。ANISNは高速炉の中性子遮蔽計算に対して使用されている。このコードは無限に平らである厚さを持った物質に対し、重み付きのフラックスを持った中性子を入射させる。そして、物質を通過後のフラックスを出力するようになっている。

本実験において中性子検出器系に一番近いHODを通過する粒子のエネルギーを考えて、入射する中性子のエネルギーを45～55 [MeV]としてシミュレーションを行なった。その結果、鉄4[cm]でも約80%の中性子を遮蔽することが分かった。(下図7.2)

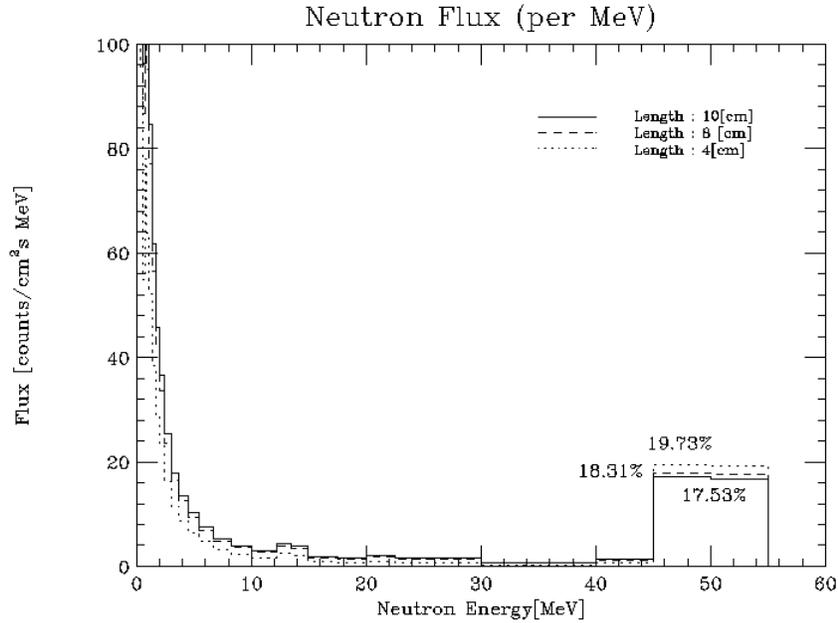


図 7.2: 遮蔽計算の結果。低いエネルギーの中性子は、閾値を設定することで取り除くことができる。

また鉄の遮蔽板による効果を見るために遮蔽前後の比較を行なった。比較は中性子検出器系の一面目の12本のカウンターに対して行なった。左右の時間差をとった一次元ヒストグラムを、遮蔽前と遮蔽後で重ねて示した図が7.3である。この遮蔽版によりバックグラウンドはかなり減ったと思われる。

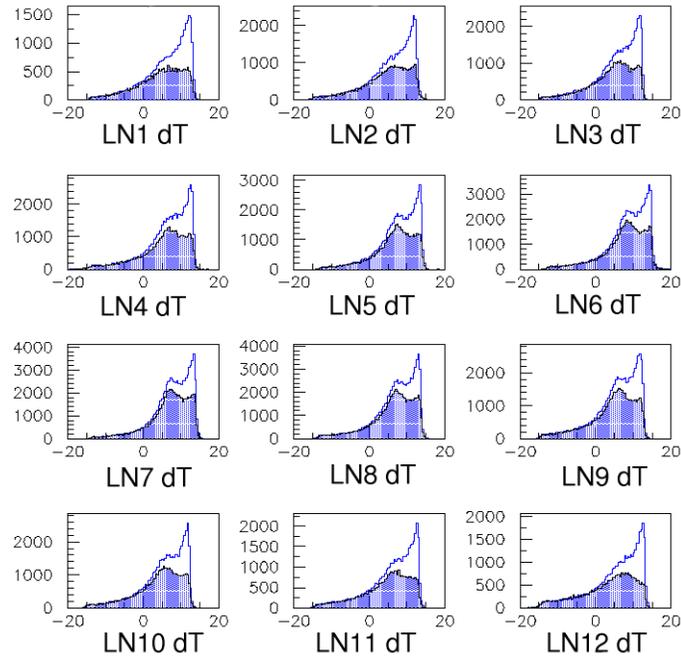


図 7.3: 遮蔽前と遮蔽後の中性子検出器のイベントの違い。遮蔽前 (無地のヒストグラム) に対し遮蔽後 (ハッチのヒストグラム) は、HODOSCOPE に近いところのイベントが減っていることが分かる。

カウンター番号	遮蔽板を置く前	遮蔽板を置いた後	比較
LN 1	25754	20796	80.75
LN 2	37689	33006	87.57
LN 3	38819	33698	86.81
LN 4	45050	39587	87.87
LN 5	46627	41536	89.08
LN 6	58687	55472	94.52
LN 7	62943	60033	95.38
LN 8	63077	60340	95.66
LN 9	49689	45904	92.38
LN10	43861	39493	90.04
LN11	34942	30233	86.52
LN12	33188	28516	85.92

表 7.1: Cluster-A の一面目に対して遮蔽の比較を行った。置く前と比べてイベントが 2 割ほど減った。

## 7.2 ターゲットとFDC3の座標の関係

荷電粒子の運動を考えるにあたり、水平方向の位置・放出角度・磁気硬度を  $(x, \theta, \Delta B\rho/B\rho_0)$  と表す。反応直後の座標系を  $(x_t, \theta_t, \Delta B\rho_t/B\rho_0)$  とし、FDC3 における座標系を  $(x_{DC}, \theta_{DC}, \Delta B\rho_{DC}/B\rho_0)$  とする。荷電粒子は双極子磁石における磁場により  $(x, \theta)$  を変化させる。つまり、双極子磁石により座標系が変換されると考えることができる。今、ターゲット ~ FDC3 において、荷電粒子のエネルギー損失がないものと考えたと、ターゲットでの座標系とFDC3における座標系は次のような関係を持つ。

$$\begin{pmatrix} x_{DC} \\ \theta_{DC} \\ \frac{\Delta B\rho_{DC}}{B\rho_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_t \\ \theta_t \\ \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

$$x_{DC} = ax_t + b\theta_t + c\frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (7.2)$$

$$\theta_{DC} = dx_t + e\theta_t + f\frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (7.3)$$

$$\frac{\Delta B\rho_{DC}}{B\rho_0} = \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (7.4)$$

よって上式の (7.2),(7.3) より  $\theta_t$  を消去し<sup>1</sup>、 $X_{DC}, X_t$  の係数を近似的に 1 と置くと 4.7 が示される。

## 7.3 磁場トレース座標系

図 7.4 は、磁気スペクトロメーターにて設定した座標系を示している。検出粒子をトレースする際に、各座標系がばらばらでは都合が悪い。そこで各座標系を下図の Trace-座標系 にまとめて行っている。

### 1. Beam Line 系

この座標系は、ビームライン上流から見て座標系をとっている。トレース座標系との関係は、Y 方向に -1127[mm] ずれている。つまり、以下のような関係になる。

$$(X, Y) = (X_{beam}, Y_{beam} - 1127)$$

### 2. Magnet 系

この座標系は実験前に測定した磁場情報を取り出す際に用いられる。Magnet 座標

<sup>1</sup>ターゲット直後の粒子の角度は測定できない。

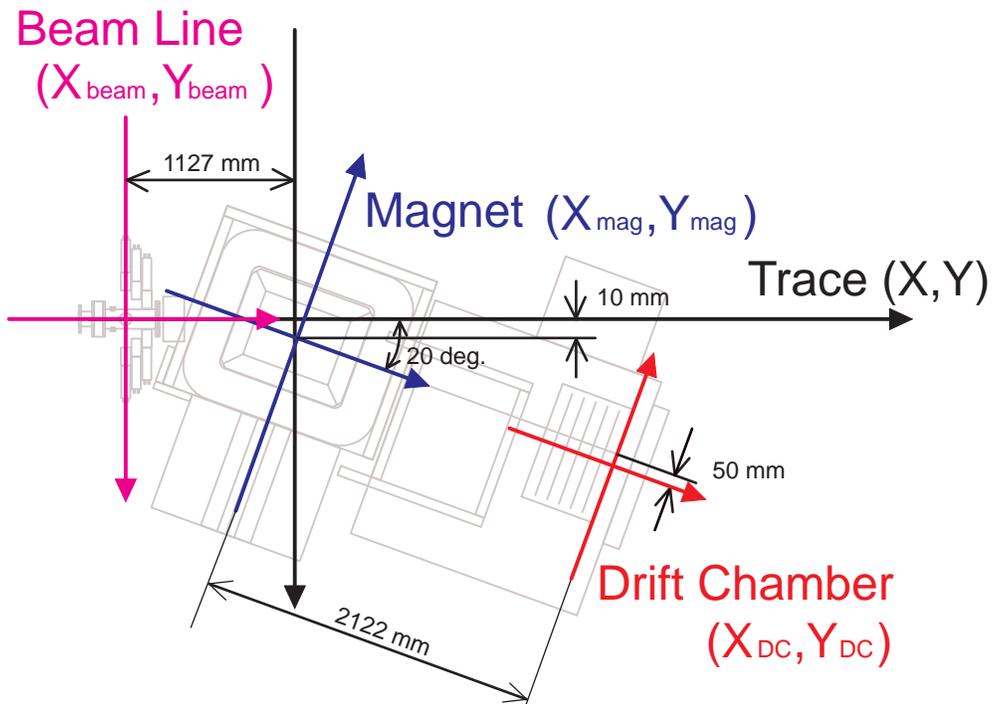


図 7.4: 磁気スペクトロメーターの各座標系

系の原点は、トレース座標系の X 方向に 10[mm] ずれている。さらに、この座標系は X の向きが逆であり、さらに Y 軸を  $-20^\circ$  回転させてある。よって、以下の関係になる。

$$(X, Y) = R(-20^\circ) (-X_{mag} + 10, Y_{mag})$$

### 3. Drift Chamber 系

この座標系は、FDC3 の座標系である。Magnet 座標系に対して軸方向は同じであるが、原点は X 方向に  $-50$ [mm]、Y 方向に  $2122$ [mm] ずれている。よって、Magnet 座標系とは以下の関係になる。

$$(X_{mag}, Y_{mag}) = (X_{DC} - 50, Y_{DC} + 2122)$$

## 7.4 中性子検出器系のアクセプタンス補正

本実験にて使用した四つの中性子カウンターは、水平、垂直方向にある角度を持っている。そのため検出されるアクセプタンスを補正する必要がある。

まず中性子の放出角  $\phi_n$  に対するアクセプタンスを考えた<sup>2</sup>。ただし、 $\phi_n$  は中性子の運動量  $Pn_z$ 、 $Pn_t(=\sqrt{Pn_x + Pn_y})$  から次のように決めた。

$$\phi_n = \tan^{-1}(Pn_t/Pn_z)$$

この  $\phi_n$  をにで散乱された中性子は、ビーム方向に垂直な面に対してある半径  $R_N$  の円を描く。この円周全体に対して検出器が覆う弧の割合を求め、放出角度  $\phi_n$  に対するアクセプタンスとした。

Neutron Counters Acceptance

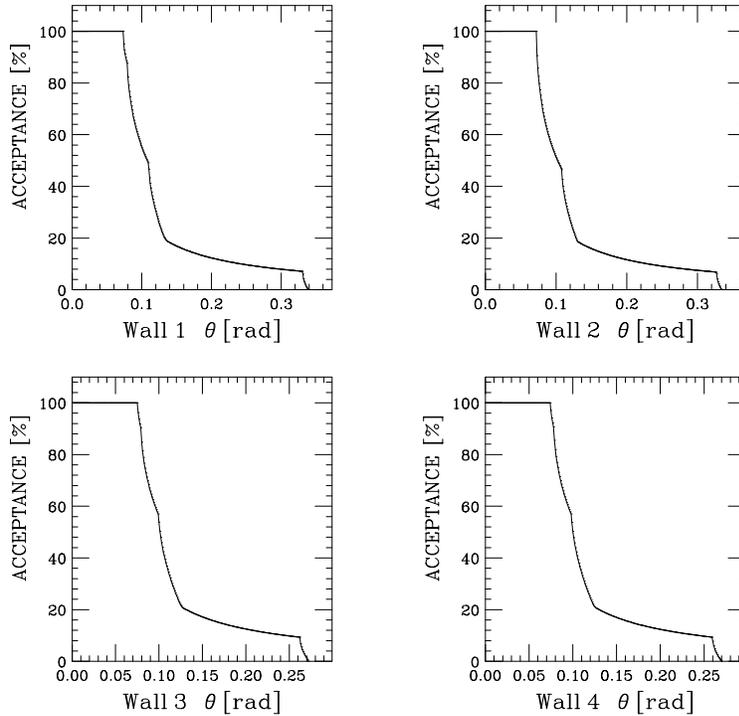


図 7.5: 中性子の放出角度に対する各中性子カウンターのアクセプタンス。

<sup>2</sup>中性子は等方的に散乱するものと考えた。

さらに相対エネルギーに対するアクセプタンスに置き換える。相対エネルギーと  $\phi_n$  の依存性はそれらの二次元ヒストグラムより分かる。このエネルギー領域にて  $\phi_n$  に対するアクセプタンス補正を行い、補正前と補正後の比をそのエネルギー領域における相対エネルギーに対するアクセプタンスと考えた。この解析を各カウンターごとに行い、全体のアクセプタンスは各カウンターの平均をとった。各カウンターのアクセプタンスは以下の式でフィッティングを行い、そのパラメーターは表 7.2 に示した。

$$100. \times \sum_{i=0}^4 \exp(-A(i) \times x^{1+0.5 \times i})$$

中性子 カウンター	フィッティングパラメーター				
	A(1)	A(2)	A(3)	A(4)	A(5)
Wall 1	1.2437E-01	2.1374E-01	7.9488E-01	5.9359E-01	1.4575E+00
Wall 2	1.3671E-01	1.7033E-01	3.9185E-01	3.9487E+00	9.3491E-01
Wall 3	3.2719E-01	1.4854E-01	2.3765E-01	1.5604E+00	1.9961E+00
Wall 4	2.5600E-01	1.1393E-01	2.7148E-01	1.5748E+00	1.4057E+00

表 7.2: フィッティングパラメーター

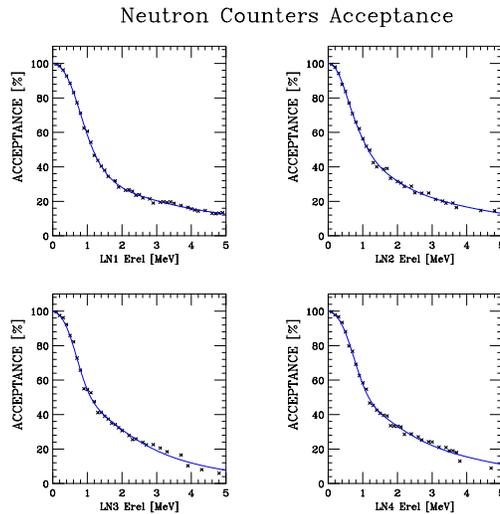


図 7.6: 相対エネルギーに対する各検出器のアクセプタンス。

このように解析的に相対エネルギーに対するアクセプタンスを求め補正を行った。上図 7.6 は、各カウンターに対するアクセプタンスを載せた。全中性子カウンターに対するアクセプタンスは、図 4.11 に載せてある。

## 7.5 相対エネルギースペクトルのフィッティング

### s 軌道

s 軌道の場合、文献 [27] によると、ポロミアン核の中性子ストリッピング反応は、コアと中性子の相対的な二体系を考え、始状態と連続した終状態の重ね合わせにより説明ができる。よって、この遷移行列要素は、

$$M(r_1, k) = \int d^3 r_2 \psi_k^*(r_2) \Psi_0(r_1, r_2) \quad (7.5)$$

と表さる。ここでコアと中性子の相対距離を  $r_1, r_2$  とした。相対運動量  $k$  が、 $k \sim k + dk$  の間の運動量領域に散乱された粒子を考えると、可能な終状態の数を  $dn_k$  とすると

$$|M(r_1, k)|^2 dn_k. \quad (7.6)$$

で表される。粒子のエネルギーと運動量の関係は、 $dn_k \sim kdE_{rel}$  ( $E_{rel}$ : 相対エネルギー) であるので、相対エネルギーに対する断面積に変換することができる。

では反応の始状態について考える。ストリッピング反応直後の二粒子 (コアと中性子) の波動関数は正確に解くことはできない。しかし、価中性子の相対距離が大きくなると、波動関数は指数関数的に小さくなることを考えて、次のように近似できる。

$$\Psi_0(r_1, r_2) \approx f(r_1) \frac{\exp(-\alpha r_2)}{r_2}. \quad (7.7)$$

ただし、この始状態は反応が起きた時刻を原点として、 $t \ll 1$  の場合のみを考えている。ここで一瞬ではあるが一中性子ハローを形成すると考えると、 $\alpha$  は中性子分離エネルギーの関数として表され、

$$\alpha \approx \sqrt{2\mu S_{2n}} \quad (7.8)$$

である。

また終状態は s 波の中性子が散乱されたと考えたと波動関数は漸近的な解で記述でき、

$$\Phi_k(r_2) = \frac{\sin(kr_2 + \delta)}{kr_2}. \quad (7.9)$$

と表せる。ここで  $\delta$  は S 波の位相のずれであり、散乱半径  $a$  を一次の係数として

$$\delta_0 = -ak + O(k^3) \quad (7.10)$$

と表される。

式(7.9)の積分は、

$$\begin{aligned}
 \int d^3r \psi_k^*(r) \Psi_0(r', r) &\approx 4\pi \int dr r^2 \frac{\sin(kr + \delta)}{kr^2} \exp(-\alpha r) \\
 &\approx \frac{1}{k} \int dr \operatorname{Im} \left( e^{(ik-\alpha)r} \cdot e^{i\delta} \right) \\
 &= \frac{1}{k} \operatorname{Im} \left( \frac{-1}{ik - \alpha} e^{i\delta} \right) \\
 &= \frac{1}{k^2 + \alpha^2} \left( \cos(\delta) + \frac{\alpha}{k} \sin(\delta) \right)
 \end{aligned}$$

であるから、s 軌道のときの断面積は以下ように得られる。

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{rel}}} \sim |M|^2 k \sim k \left[ \frac{1}{\alpha^2 + k^2} \right]^2 \left[ \cos(ka) - \frac{\alpha}{k} \sin(ka) \right]^2. \quad (7.11)$$

この式を相対エネルギースペクトルのフィティング関数とした。フィティングパラメーターとして散乱半径  $a$  と  $\alpha$  の二つが考えられるが、今回は  $\alpha$  を固定し、 $a$  のみをパラメーターとしてフィティングを行った。式(7.8)より  $^{14}\text{Be}$  の二中性子分離エネルギーと  $^{12}\text{Be} + n$  の換算質量より求まる。しかし、現在考えている反応は、一中性子が  $^{14}\text{Be}$  の束縛系から剥ぎとられる反応を考えている。そこで  $\alpha$  の値について、 $S_{2n}$  の半値より求まる  $\alpha$  についても考えた。さらに、散乱半径はその定義から非束縛核では負でなければならない。そこでフィティングの条件として  $a < 0$  とした。結果は、5.1.1 にて示した通りである。

## p,d 軌道

価中性子の軌道が p または d 軌道の場合、中性子は角運動量を持ち、遠心力ポテンシャルの影響を受ける。このため非常に短い時間であるが、 $^{12}\text{Be} + n$  の共鳴状態が構成されると考えられる。この反応モデルにおける断面積を表すには、Breit-Wigner の共鳴公式を用いるのが妥当である。共鳴崩壊による Breit-Wigner 関数は、以下のように与えられる。

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{rel}}} \propto \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (7.12)$$

$E_{\text{rel}}$  は共鳴エネルギー、 $\Gamma$  は共鳴幅である。共鳴幅はポテンシャル透過能  $P_l$ 、換算幅  $\gamma$ 、中性子の相対位置  $r$  および相対運動量  $k$  を用いて次のように表される。

$$\Gamma = 2krP_l\gamma \quad (7.13)$$

ここで中性子における透過能  $P_l$  は軌道によって決まる。p,d 軌道の場合は次のとおりである。

$$P_{l=1}(kr) = \frac{(kr)^3}{1 + (kr)^2} \quad (7.14)$$

$$P_{l=2}(kr) = \frac{(kr)^5}{9 + 3(kr)^2 + (kr)^4} \quad (7.15)$$

以上より共鳴状態のある場合の、相対エネルギースペクトルに対するフィッティングの関数が決まる。この関数はフィッティングパラメータが、 $E_R$ ,  $r$ ,  $\gamma$  の三つある。だが、得られた相対エネルギースペクトルの形から共鳴エネルギーのピークが 350[keV] にあると仮定して、 $r$ ,  $\gamma$  を自由パラメータとしてフィッティングを行った。しかし、実験データを再現するようなフィッティングを行うことができなかった。(フィッティングの結果は、5.1.2 を参照。)

## s 軌道の補足

先に述べた s 軌道の考察において、位相のずれを表す式 (7.10) は厳密には正確ではない。一般に有効距離の理論では、低エネルギーの核子・核子散乱を記述するパラメータとして、散乱半径  $a$  と有効距離  $r_e$  がある。これはポテンシャルの形状によらず、その表式は次のようになる。

$$k \cot \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_e k^2 + O(k^4) \quad (7.16)$$

この式を  $k^2$  の項で打ち切り、それを式 (7.11) に代入することで正しい結果が得られるものとする。

$$\begin{aligned} \text{式 (7.11) の第三項} &\rightarrow \frac{\sin^2 \delta}{k^2} (k \cot \delta + \alpha)^2 \\ &= \frac{1}{(k \cot \delta)^2 + k^2} (k \cot \delta + \alpha)^2 \\ &= \frac{1}{\left(-\frac{1}{a} + \frac{r_e}{2} k^2\right)^2 + k^2} \left(-\frac{1}{a} + \frac{r_e}{2} k^2 + \alpha\right)^2 \end{aligned} \quad (7.17)$$

ただし、 $\sin^2 x + \cos^2 x = 1 \Leftrightarrow \cot^2 x + 1 = \frac{1}{\sin^2 x}$  を用いた。

上式を整理し価中性子が s 軌道をとる場合の有効距離を含めたフィッティングの式は以下のようなになる。

$$\frac{d\sigma}{dE_{rel}} \sim k \left[ \frac{1}{\alpha^2 + k^2} \right]^2 \frac{\alpha a - 1 + \frac{1}{2} a r_e k^2}{\left(1 - \frac{1}{2} a r_e k^2\right)^2 + (a k)^2} \quad (7.18)$$

この式を用いてフィッティングを行った結果、最初に行った近似より求めた散乱半径が  
違う結果が得られた。

$$\begin{cases} \alpha = 76.96 & [\text{MeV/u}] \\ a = 8.41 & [\text{fm}] \\ r_e = 0.73E - 06 & [\text{fm}] \end{cases}$$

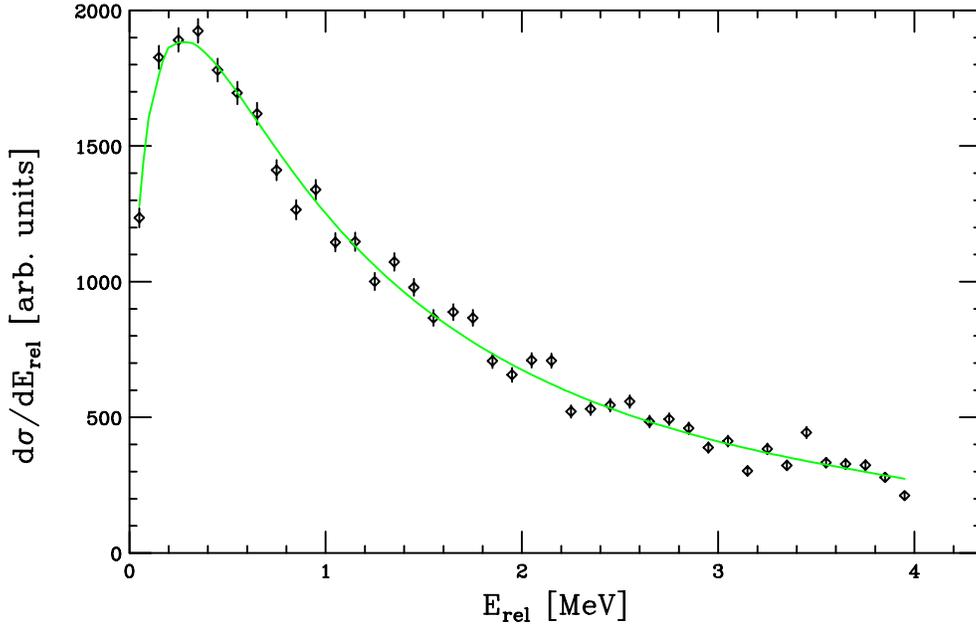


図 7.7: 式 (7.18) を用いてフィッティングした結果

散乱半径は前と比べて 10 倍ほど違う結果となり、近似の仕方に問題があったものと考えられる。しかし得られた有効距離はほとんど 0 に等しい。有効距離とはポテンシャルの到達距離を与えてくれる定数なので、 $(^{12}\text{Be-n})$  系においてコアである  $^{12}\text{Be}$  のポテンシャルは中性子にはほとんど作用しないことが分かる。つまり、 $^{12}\text{Be-n}$  の相互作用は小さいという結果が得られ、本論文の結論を変えるまでには至らない。さらに、得られた  $\alpha$  から、式 (7.8) より  $\alpha \approx \sqrt{2\mu S_{*n}}$  中性子分離エネルギーは、 $3.41[\text{MeV}]$  と求まった。これは報告されている  $^{14}\text{Be}$  から  $^{13}\text{Be+n}$  に分解反応を起こす一中性子分離エネルギーに非常に近い。一中性子ストリッピング反応を表した結果と言える。

## 7.6 $\gamma$ 線検出器系を用いた粒子識別の確認

磁気スペクトロメーターにて粒子識別を行ったが、 $^{12}\text{Be}$  と  $^{11}\text{Be}$  は完全に分かれているわけではない。(図 4.7) そこで二粒子の励起状態の差異から識別の確認を試みた。 $^{11}\text{Be}$  は、基底状態より 320[keV] の位置に励起状態を持つ。このレベルの  $\gamma$  線を利用して、 $^{12}\text{Be}$  の Gate に対して、 $^{11}\text{Be}$  の含まれる割合を求めてみる。

図 7.8 は、放出粒子の MASS と  $\gamma$  線との二次元ヒストグラムである。MASS が、11~12 の付近では、 $^{11}\text{Be}$  の第一励起状態の  $\gamma$  線が見えている。これは MASS が 12 の付近にまで伸びている。このゲート内に入っている  $^{11}\text{Be}$  のイベントを大まかに数えると、1238 あった。これは  $^{12}\text{Be}$  のイベント (64668) に対して、約 2% ほどであった。

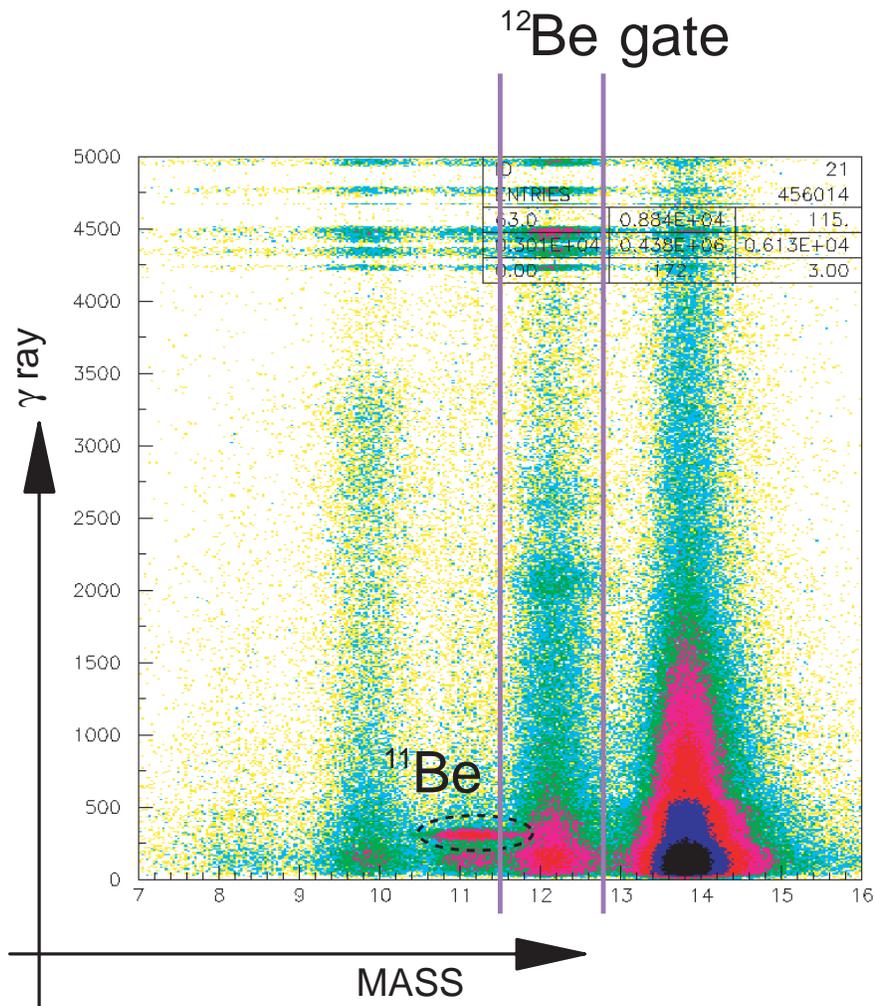


図 7.8: 横軸に  $Z=4$  の荷電粒子の MASS、縦軸に検出された  $\gamma$  線のエネルギーをとった。わずかだが  $^{12}\text{Be}$  と  $^{11}\text{Be}$  分離されていない。

## 7.7 相対エネルギーの測定分解能

測定誤差は、式 (2.1) に示した通りである。粒子の運動量と角度の測定分解能は、次のように表される。

$$\frac{\Delta P_{12Be}}{P_{12Be}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{x^{12Be}}}{P_{x^{12Be}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{y^{12Be}}}{P_{y^{12Be}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{z^{12Be}}}{P_{z^{12Be}}}\right)^2} \quad (7.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_n}{P_n} &= \gamma^2 \frac{\Delta \beta_n}{\beta_n} \\ &= \gamma^2 \sqrt{\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \frac{\Delta L_i}{L_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \frac{\Delta T_i}{T_i}\right)^2} \end{aligned} \quad (7.20)$$

$$\Delta \theta_{12} = \sqrt{\Delta \theta_{12Be}^2 + \Delta \theta_n^2}$$

$$\Delta \theta_{12Be} = \frac{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}}{P_{beam}} \quad (7.21)$$

$$\Delta \theta_n = \sqrt{\left(\frac{1}{4} \sum_{i=0}^4 \frac{\Delta x_i}{L_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{4} \sum_{i=0}^4 \frac{\Delta y_i}{L_i}\right)^2} \quad (7.22)$$

まず  $^{12}\text{Be}$  の運動量分解能は、ターゲットを外したデータを用いてすでに求めてある (表 4.3 参照)。この値を用いて運動量および角度の分解能を求めることができる。

一方、中性子カウンターの運動量分解能は式 (7.20) より、各カウンターまでの距離による誤差  $\frac{\Delta L_i}{L_i}$  および時間分解能  $\frac{\Delta T_i}{T_i}$  で表される。距離については  $\Delta L$  については 6.0[cm] であり、各カウンターまでの距離は図 (3.5) に載せてある。中性子のエネルギーは、核子あたりの入射エネルギーと等しく放出されるものとした。入射エネルギー：68.26[MeV/u] において、 $\beta = 0.3654$  と求まるので、 $\gamma = 1.15409$  とした。さらにこの  $\beta$  より各中性子カウンターまで時間を計算し、求めてある  $\Delta T$  の値から時間分解能を計算した。

では、位置分解能について考える。y 方向については検出器がない。よって、分解能は長さ (6[cm]) で決まり、その値は  $\Delta y/\sqrt{12}$ ,  $\Delta y = 6.0$  [cm] である。x 方向は左右の光電子増倍管の時間差の分解能で決まる。x 方向については表 (7.3) のとおり求まっている。この時間を長さに直して各カウンターごとに分解能を求めた。以上を表 (7.3) のとおりである。表 (7.3) をもとに計算すると、本測定による相対エネルギーの測定分解能は、 $\Delta E_{rel} = 0.277 \sqrt{E_{rel}}$  と相対エネルギーの関数として求まった。

中性子カウンター	時間分解能 ( $\Delta T$ )[ps]	飛行時間 (T)[ns]	位置分解能 $\sigma_x$ [cm]	ターゲットからの距離 (L)[m]
LN1	398	43.40	1.441	4.717
LN2	400	43.28	1.076	4.777
LN3	448	53.53	2.045	5.807
LN4	449	53.06	1.734	5.867

中性子カウンター	$\frac{\Delta L}{L}$	$\frac{\Delta T}{T}$	$\frac{\sigma_x}{L}$	$\frac{\sigma_y}{L}$
LN1	1.272 %	0.9171 %	0.3055 %	1.272 %
LN2	1.256 %	0.9242 %	0.2252 %	1.256 %
LN3	1.033 %	0.8369 %	0.3522 %	1.033 %
LN4	1.023 %	0.8462 %	0.2956 %	1.023 %

	$\Delta P_{12Be}x/P_{Beam}$	$\Delta P_{12Be}y/P_{Beam}$	$\Delta P_{12Be}z/P_{Beam}$	$\Delta\theta_{12Be}$
	0.453	0.323	0.730	3.898E-07

表 7.3: 中性子カウンターの分解能一覧。

# 参考文献

- [1] H. Koura, Nucl.Phis. **A674**,47 (2000).
- [2] H. Sakurai, Phys. Letts. **B448**,180 (1999).
- [3] M. Notani, Phys. Letts. **B542**,49 (2002).
- [4] M.Zahar et al., Phys. Rev. **C 48**,1484 (1993).
- [5] A. Goldhaber, Phys. Lett. **53B**,306 (1974).
- [6] I.Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**,2676 (1985).
- [7] I.Tanihata et al., Phys. Lett. **B206**,592 (1988).
- [8] T.Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett. **60**,2599 (1988).
- [9] I.Tanihata et al., Phys. Lett.**B289**,261 (1992).
- [10] M.Fukuda et al., Phys. Lett. **B268**,339 (1991).
- [11] T.Nakamura, Doctor Thesis. University of Tokyo. (1995).
- [12] J.M.Bang et al., Phys. Rep. **264**,27 (1996).
- [13] T. Kubo et al., Nucl.Inst.Meth. **B70**,309 (1992).
- [14] A.N. Ostrowski et al., Z. Phys. **A343**,489 (1992).
- [15] A.A. Korshennikov et al., Phys. Lett. **B343**,53 (1995).
- [16] A.V. Belozorov et al., Nucl. Phys. **A636**,419 (1998).
- [17] G.Audi and A.H.Wapstra, Nucl. Physy. **A565**,66(1993).
- [18] R.Gilman et al., Phys. Rev. **C 30**,958 (1984).
- [19] M.Labich et al., Phys. Rev **C 60**,027303 (1999).

- [20] T.Suzuki et al., Nucl. Phys. **A 658**,313 (1999).
- [21] M.Thoennessen et al., Phys. Rev. **C 63**,014308 (2000).
- [22] M.Labiche et al., Phys. Rev. Lett. **86**,600 (2001).
- [23] I.J.Thompson and M.V.Zhukov, Phys. Rev. **53**,708 (1996).
- [24] T. Nakamura, RIKEN Accel. Prog. Rep. **35**,57 (2002).
- [25] H. Kumagai et al., Nucl.Instrum.Methods, **A470**,562 (1992).
- [26] 杉本 崇, 修士論文, 東京工業大学, (2002).
- [27] G.F.Bertch and K.Hencken, Phys. Rev. **C 57**,1366 (1998).
- [28] H.Iwasaki et al., Phys. Lett. **B 481**,7 (2000).
- [29] D.Aleksandrov et al., Nucl. Phys. **A 633**,234 (1998).
- [30] I.Talmi and I.Unna, Phys. Rev. Lett. **4**,469 (1960).
- [31] H. Kotegawa et al., JAERI-M 93-020(1993).
- [32] 寺西 高, 修士論文, 東京大学, (1993).
- [33] J.B.Marion and F.C.Young, NUCLEAR REACTION ANALYSIS P92.

# 謝辞

この修了研究を行うにあたり、多くの方々の協力を頂きました。

私の指導教官である中村隆司助教授には、研究に関する助言だけでなく、解析の具体的な方針から論文作成に関する指導に至るまで、実に様々な知識を与えていただきました。理化学研究所の福田直樹氏からは、実験や物理に関する知識、本研究の解析ことなど、3年間の研究生活において実にさまざまな面でお世話になりました。中村研究室の博士1年生である杉本崇氏には、解析プログラムの整備など研究を行う上で基幹となる部分をやり上げていただきました。さらに、本研究を進める上での様々な助言をいただきました。中村研究室のポストドクターの Vinod Kumar 氏には、中性子検出器の解析を行っていただきました。また、解析に関する質問にも丁寧に答えてくれました。中村研究室の助手である佐藤義輝氏には、実験や物理に関する知識を教えていただきました。また、自分のふとした疑問にも丁寧に答えていただきました。氏の物理に関する奥の深い知識に、研究を進めていく上で非常に重要な事柄がいくつもありました。中村研究室の修士一年生である石川和宏、近藤洋介両氏には NaI 検出器の詳細な解析を行っていただきました。また、旭、中村研究室の方々には、三年間の研究生活の中で、実に様々な場面でお世話になりました。さらに、理化学研究所放射線研究室、重イオン核物理研究室立教大学原子核・放射線物理学研究室、東京大学櫻井研究室、東北大学小林研究室の方々にも非常にお世話になりました。最後に今回自分の不注意により、三ヶ月近く入院をしてしまいましたが、その間に支えてくれた人たちにお礼を申し上げます。