

卒業論文

中性子ハロー核 $^{14}\text{Be}$ の分解反応

南日 卓

指導教官 中村 隆司



東京工業大学 理学部物理学科基礎実験系

2006/02/27

## 概要

近年の重イオン加速器技術の進歩に伴い、安定核領域から遠く離れた、中性子ドリップライン上の不安定核の研究が進みつつある。本論文では、 $^{14}\text{Be}$ の分解反応に対する研究を、運動量分布に注目して行った。

中性子ストリップ反応において、放出荷電粒子の運動量分布は価中性子の運動量を反映している。したがって荷電粒子の運動量分布と、理論から導かれる価中性子の運動量分布を比較することで、価中性子の配位を議論できる。こうした視点から、運動量分布を用いて波動関数を得るスペクトロスコピー法の確立を目指す。

対象核である  $^{14}\text{Be}$  は、Be 同位体の中で最も中性子過剰な原子核であり、ハロー構造を持つことが知られている。また一方で、 $N=8$  閉核構造が発見され、注目されている  $^{12}\text{Be}$  核近傍に位置する。こうした特異核の一粒子軌道配位の決定は、束縛メカニズムや中性子超過剰領域における核構造の変化を知る上で重要である。

実験は理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS において行われた。RIPS で生成された  $^{14}\text{Be}$  ビームを液体水素標的に入射し、1 中性子ストリップ反応により  $^{13}\text{Be}$  を生成した。 $^{13}\text{Be}$  は非束縛核であるため、 $^{12}\text{Be}$  と 1 中性子に分解する。放出粒子の運動量ベクトルを観測し、その分布から  $^{14}\text{Be}$  の構造について議論した。また、運動量ベクトルの分解能に注目し、実験装置の性能評価を行った。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>2</b>
1.1	ストリッピング反応における運動量分布	3
1.2	中性子過剰 Be 同位体の特異性	4
1.3	研究方法と目的	5
<b>第 2 章</b>	<b>実験</b>	<b>7</b>
2.1	不安定核ビームの生成	7
2.2	実験セットアップ	8
2.3	ビームと標的	9
2.4	二次ビーム測定系	9
2.5	$\gamma$ 線測定系	9
2.6	荷電粒子測定系	9
2.7	中性子測定系	10
2.8	トリガー	10
<b>第 3 章</b>	<b>解析</b>	<b>12</b>
3.1	二次ビーム測定系	12
3.1.1	二次ビームの粒子識別	12
3.1.2	PPAC 解析	14
3.2	荷電粒子測定系	14
3.2.1	荷電粒子の識別	15
3.3	荷電粒子の解析	18
3.3.1	分解能	18
3.3.2	運動量分布	22
3.4	$^{13}\text{Be}$ の運動量分布	25
<b>第 4 章</b>	<b>結果と議論</b>	<b>28</b>
4.1	$^{12}\text{Be}$ の運動量分布	28
4.2	$^{13}\text{Be}$ の運動量分布と中性子配位	29
<b>第 5 章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>30</b>
<b>付録 A</b>	<b>付録</b>	<b>31</b>
A.1	三次元 Lorentz 変換	31
A.2	fitting 関数	32

# 第1章 序論

近年の中性子束縛限界(中性子ドリップライン)付近の原子核に対する研究結果から、こうした核において、安定核には見られない特異な構造が報告されている。図(1.1)は、横軸を中性子数、縦軸を陽子数で表し、青で示された原子核が天然に存在する安定核をプロットした核図表である。赤色で示した核は、中性子ドリップライン近傍の特異構造として発見されたハロー構造を持つ原子核である。ハロー構造は密度の薄い中性子が、コアとなる原子核の周りに広がる二重構造であり、中性子の場合、2中性子の場合がある。特に  $^{11}\text{Li}$  や今回の研究対象である  $^{14}\text{Be}$  などの2中性子ハロー核では、中性子-コア核、中性子-中性子の二体では束縛状態を持たず、三体系になってはじめて束縛状態を持つ、Borromean 核と呼ばれる原子核である。三体束縛に対する構造の解明はされておらず、理論的にも実験的にも様々な研究がなされている。2中性子ハロー核  $^{11}\text{Li}$  の研究によると、求められた核半径は、通常の原子核において表される核半径、

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (r_0 \approx 1.2[\text{fm}]) \quad (1.1)$$

よりも異常に大きくなることが発見されている。

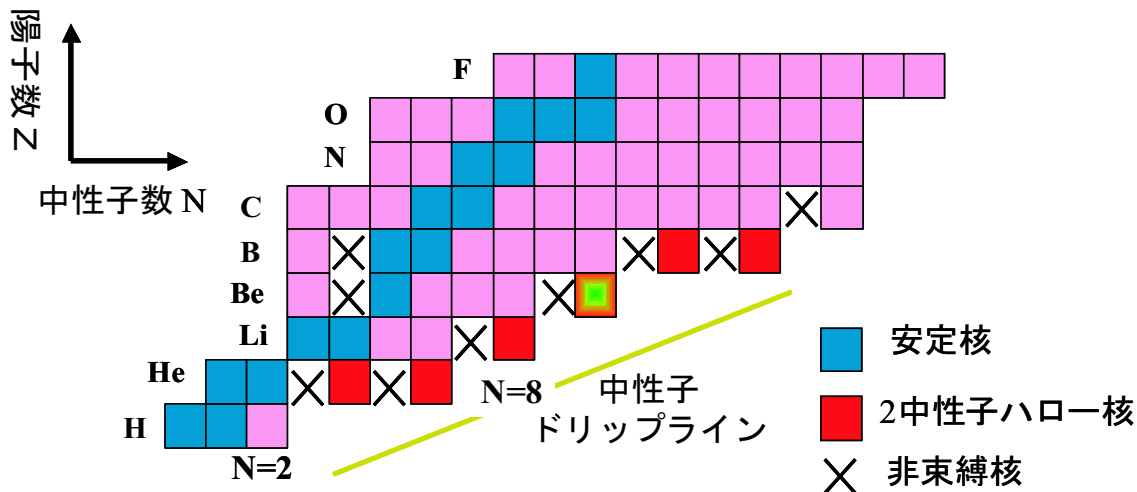


図 1.1: 核図表。赤が2中性子ハロー核を表し、緑が今回の対象核  $^{14}\text{Be}$  である。

## 1.1 ストリッピング反応における運動量分布

破碎片の運動量分布は、入射核の内部構造(波動関数)を知る上で有用である。核破碎反応では、入射核の一部が標的にはぎ取られ、その残りの破碎片は、ほぼ入射核と同じ速さで放出される、という描像(Spectator Participant Model)でよく記述される。このモデルでは、ストリッピング反応の際、破碎片は相互作用を受けないとし、破碎片の情報から、はぎ取られた粒子の情報を得ることができる。このモデルによって、運動量分布の幅に対して、Goldhaberは以下のスケーリング則を提唱している。

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}}. \quad (1.2)$$

但し、 $A_p$  は入射核の質量数、 $A_f$  は放出核(破碎片)の質量数であり、 $\sigma_0$  あフェルミ運動量による核子の運動量の広がり起因するファクターである。安定核では、 $\approx 80[\text{MeV}/c]$  であることが知られている。しかし、2 中性子ハロー核  $^{11}\text{Li}$  を用いた破碎反応における破碎片  $^9\text{Li}$  の運動量分布について、式(1.2)では説明できないことが示された[1]。図1.2がその時得られた運動量分布である。 $^{11}\text{Li}$  から  $^9\text{Li}$  の反応において、運動量は二つの成分からなることが示されており、特に狭い成分  $\approx 23(5)[\text{MeV}/c]$  は式(1.2)の値の1/4以下であった。位置と運動量の不確定性関係により、 $^{11}\text{Li}$  の2 中性子が通常の原子核よりも広がって分布した、ハロー構造を持つことが示された。

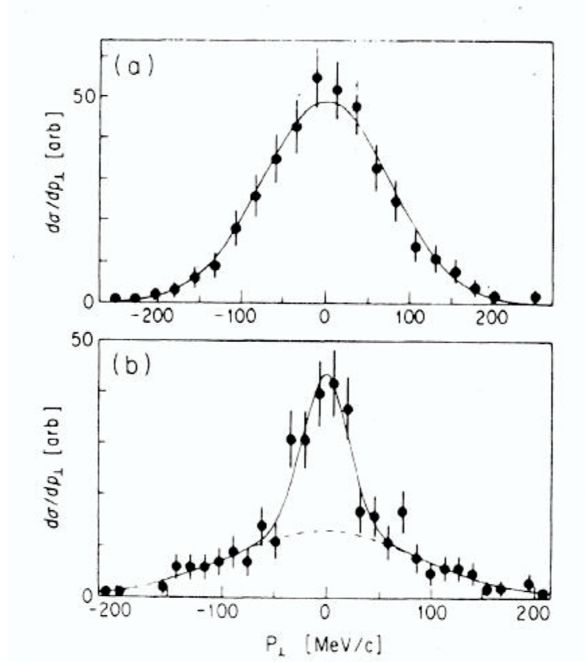


図 1.2: (a) $^8\text{He}$  から  $^6\text{He}$  の反応 (b) $^{11}\text{Li}$  から  $^9\text{Li}$  への反応。広い成分は通常密度の場合と一致する。狭い成分はハロー構造を示唆する。

## 1.2 中性子過剰 Be 同位体の特異性

$^{12}\text{Be}$  は、中性子数 8 の魔法数を持つ原子核であるが、その魔法数が破れていることがわかってきた。原子核を構成する核子が魔法数となる時、核はその安定性が非常によくなることが知られている。これは、原子核中のポテンシャルとして軌道-スピン相互作用を考慮することで再現され、魔法数を持つ原子核は閉じた殻構造となる。魔法数として、2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184 が知られている。図 (1.3) に中性子のシェル構造と魔法数の模式図を示す。しかし、Navin らの研究から  $^{12}\text{Be}$  において  $N=8$  の魔法数が消失していることが示された [2]。また、同研究により破砕片として得られた  $^{11}\text{Be}$  の水平方向運動量分布を理論値と比較することで、 $^{12}\text{Be}$  の価中性子の軌道配位が、sd 軌道に 68% であることが示されている。このとき、図 (1.3) に示される p shell と sd shell 間のエネルギーギャップはなくなり、混成軌道となる。励起エネルギーや変形長からも、 $^{12}\text{Be}$  は励起しやすく、変形長の大きい、特異な不安定核であることがわかる。図 (1.4) は、中性子数が偶数を持つ Be 同位体に対する、第一励起エネルギー  $E(2+)$ 、変形長  $\delta$  の比較図である ([3] より引用)。一般に、不安定な程  $E(2+)$  が小さく励起しやすくなり、変形長  $\delta$  が大きくなる。 $^{12}\text{Be}$  の値からもこうした関連性を見て取れる。一方で最近の研究では、さらに中性子数の増えた  $^{14}\text{Be}$  において、 $E(2+)$  が小さくなるにも関わらず  $\delta$  が小さくなるといった特殊な構造を持つことが示唆されている。

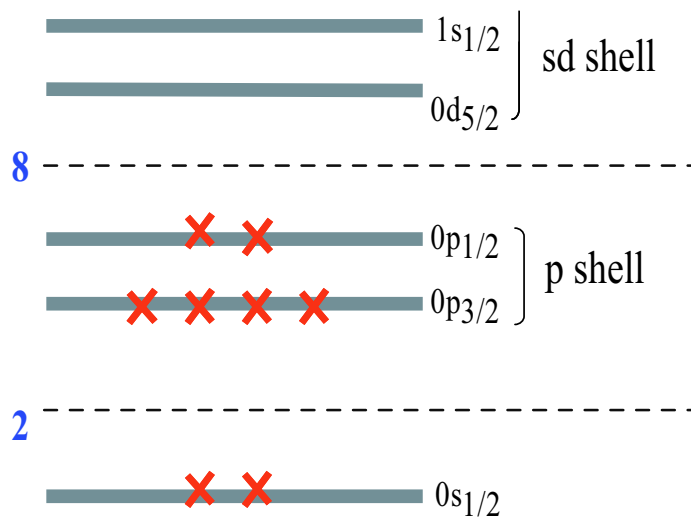


図 1.3: シェルモデルによる中性子配位 (×印、図は  $N=8$ )。エネルギーギャップの大きい所で閉殻構造を持ち、魔法数を再現する。

本研究の対象である  $^{14}\text{Be}$  核は、 $^{12}\text{Be}$  をコアとした2中性子ハロー核であり、三体系をとる Borromean 核であると考えられており、構造の解明に興味をもたれている。 $^{14}\text{Be}$  の核構造を知る上で、中性子が1つとれた  $^{13}\text{Be}$  の殻構造が重要となる。しかし、 $^{13}\text{Be}$  は基底状態が非束縛であるため、ただちに  $^{12}\text{Be} + \text{中性子}$  に崩壊し、実験的研究が非常に困難な核である。これまでの  $^{13}\text{Be}$  に対する研究によると、基底状態よりも2[MeV] 高い所に、 $d_{3/2}$  に対応する状態が確認されている。さらに、0.2[MeV] 以下に存在する  $s_{1/2}$  に対応する状態などが報告されているが、決定には至っていない。図(1.6)に  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{13}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{Be}$  のエネルギー比較図を示す。

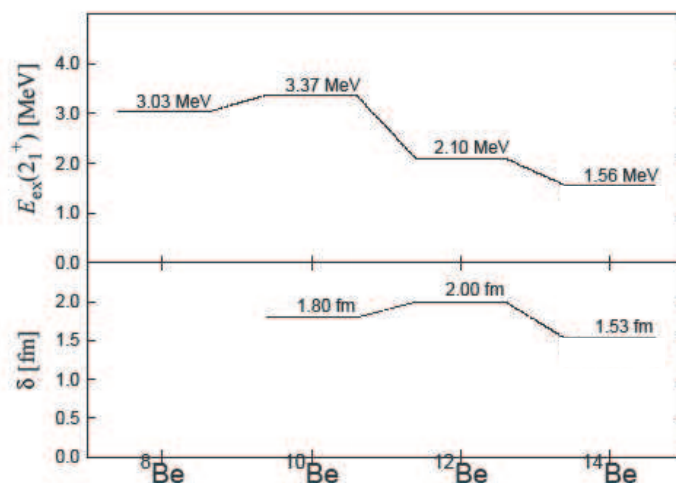


図 1.4: Be 同位体の変形長比較

### 1.3 研究方法と目的

本研究は、液体水素標的を用いた、 $^{14}\text{Be}$  の1中性子ストリッピング反応による  $^{14}\text{Be}$  の構造探索が目的である。実験は、目的核を入射核とし、probe 核を標的とする、逆運動学下で行われた。これは、目的核が不安定核であり、標的と仕手用いるのに適していないことに起因する。逆に、逆運動学条件は、不安定核の研究に非常に有用な手法であると言える。本実験では、放出核として  $^{13}\text{Be}$  を得た。前述のとおり  $^{13}\text{Be}$  はただちに  $^{12}\text{Be} + \text{中性子}$  に崩壊し、これらを検出、測定した。図(1.5)に反応の模式図を示す。ストリッピング反応は入射核の一部が標的に吸収され、残留核が放出される反応である<sup>1</sup>。この時、残留核は、標的との反応に寄与しない(影響を受けない)と近似できる。従って、 $^{14}\text{Be}$  を  $^{13}\text{Be} + \text{中性子}$  のモデルで考えた時、解析される  $^{13}\text{Be}$  の運動量分布は  $^{14}\text{Be}$  中の運動量分布に等しい。一方で、 $^{14}\text{Be}$  重心系において、 $^{13}\text{Be}$  と中性子の運動量の和は0である。すなわち、 $^{13}\text{Be}$  の運動量分布は  $^{14}\text{Be}$  の価中性子の運動量分布を反映していると考えられる。以上の考察から、放出された  $^{13}\text{Be}$  の運動量分布を得ることで、 $^{14}\text{Be}$  の価中性子の運動量を解析し、配位を考察した。

<sup>1</sup>実際には、標的により入射核の一部が叩き出される<sup>5</sup>、中性子ノックアウト反応も起こる。

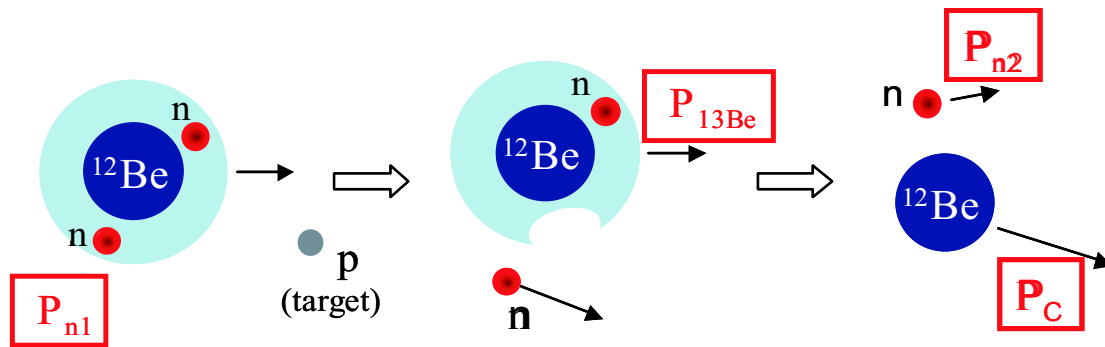


図 1.5: 反応の模式図

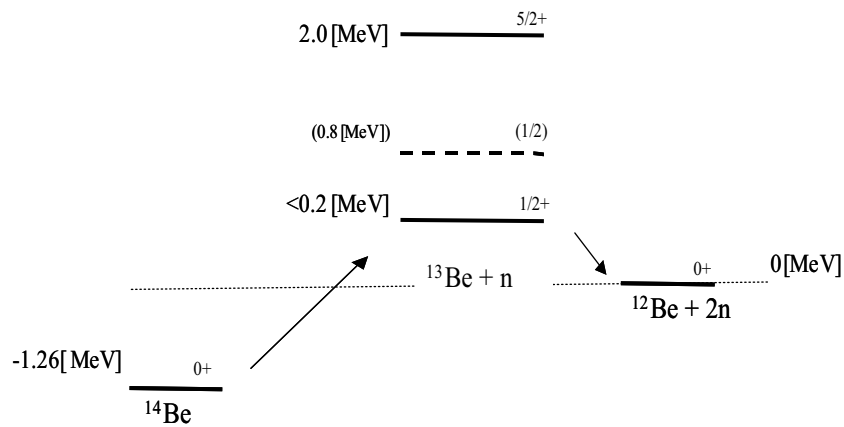


図 1.6: Be 同位体の比較。 $^{13}\text{Be}$  価中性子は  $1/2+$  配位が s 軌道、 $5/2+$  配位が d 軌道である。



## 第2章 実験

ここで、実験に用いた検出器等について述べる。

### 2.1 不安定核ビームの生成

本研究では、理化学研究所加速器研究施設 RIBF にある、入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて、研究対象である  $^{14}\text{Be}$  を生成した。RIBF では、前段階で線形加速器を用いた後、リングサイクロトロンを主加速器とし、 $A/Z=2$  の重イオンにおいて、最大エネルギー 135[MeV/u]、最大強度 0.1-1.0[pμA] のビームを生成できる。サイクロトロンで約 100[MeV] に加速された粒子(一次ビーム)を一次標的に入射し (F0)、入射核破砕反応により多種の不安定核を生成する。図 2.1 に RIPS の模式図を示す。RIPS では、二つの磁石 (D1、2) を用いた磁気硬度 (magnetic rigidity:  $B\rho$ ) の違い、およびエネルギー減衰板 (F1) を用いたエネルギー損失の違いによって、目的の不安定核を選択することができる。また、四重極磁石を用いてビームを収束させており、図 2.1 中に示された F0,1,2,3 がビーム焦点面である。

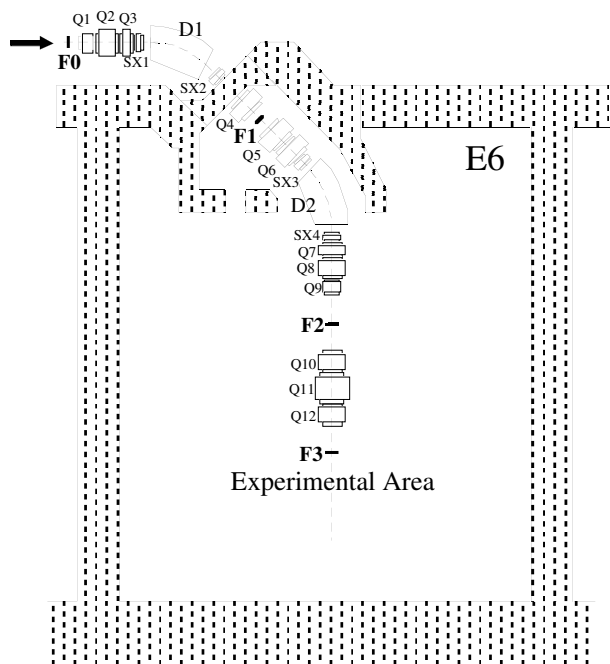


図 2.1: RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)

## 2.2 実験セットアップ

図 2.2 に、本実験のセットアップを示す。RIPS で生成、選択された二次ビームを、二次標的 (液体水素) に入射する。二次ビームは二次標的より上流に置かれた測定器で測定される。二次標的との核反応により、新たに荷電粒子が生成される。荷電粒子の脱励起時に放出される  $\gamma$  線は、二次標的を覆うように配置された NaI(Tl) 検出器により測定される。荷電粒子は、標的の下流に置かれた双極子電磁石により軌道を曲げられ、さらに下流に設置された荷電粒子検出系で測定される。一方、核反応で生成された中性子は、双極子電磁石の影響を受けずほぼ前方に放出され、中性子検出系で測定される。

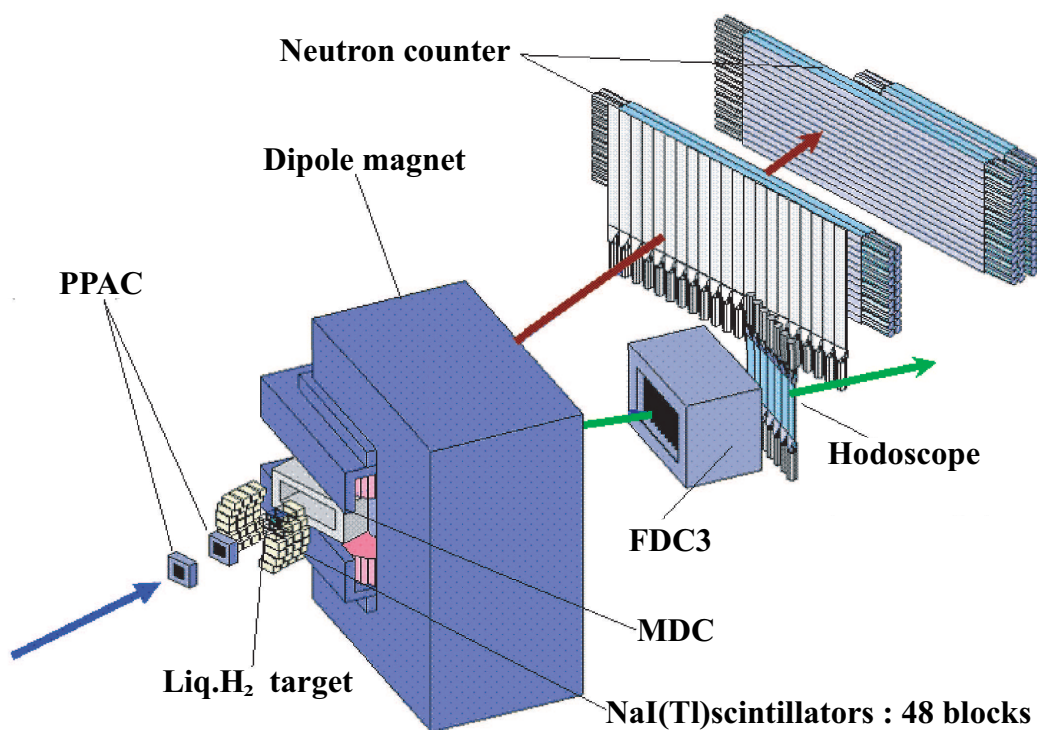


図 2.2: 実験セットアップ

## 2.3 ビームと標的

サイクロトロンにより加速された一次ビーム  $^{18}\text{O}(100[\text{MeV}/u])$  を、一次標的  $^9\text{Be}(6[\text{mm}])$  に入射し、入射核破砕反応により、複数の核種を含む不安定核ビームを生成した。ビームはRIPSにより分離され、二次ビームとして  $^{14}\text{Be}$  を得た。これを二次標的液体水素 ( $230[\text{mg}/\text{cm}^2]$ ) に入射した。

## 2.4 二次ビーム測定系

### プラスチックシンチレーター (SF2)

SF2は厚さ  $1[\text{mm}]$ 、面積  $80 \times 80 [\text{mm}^2]$  で、波高と時間信号を読み出す。この時間信号とサイクロトロンの加速タイミングの時間差から、荷電粒子がSF2に到達するまでの飛行時間 (TOF) を知ることができる。波高から、プラスチック通過時のエネルギーロス測定する。得られた波高、及び TOF 情報を用いて、通過粒子の電荷を決定した。

### PPAC

PPACは二枚の陰極と一枚の陽極からなるガスカウンターである。陰極は幅  $2.40[\text{mm}]$  のストリップ構造で、各ストリップの両端の X 間、Y 間の読みだし時間の差から、ビームの通った位置を測定することができる。陽極は二つの陰極間に  $4[\text{mm}]$  の間隔をおいて配置され、タイミング情報を得られる。二つの PPAC を  $300[\text{mm}]$  の間隔で配置することで、通過ビームの軌跡を求め、二次標的上での位置を測定した。

## 2.5 $\gamma$ 線測定系

### NaI(Tl) シンチレーター

励起した荷電粒子が放出する  $\gamma$  線を、48 個の NaI(Tl) シンチレーターを用いて測定する。NaI(Tl) は、一本あたりクリスタルの大きさが  $61 \times 61 \times 122 [\text{mm}^3]$  であり、二次標的の周囲に四層に分けて配置した。本研究では解析に用いていない。

## 2.6 荷電粒子測定系

### ドリフトチェンバー (MDC、FDC)

2次標的と双極子磁石との間にドリフトチェンバー MDC を配置している。MDC は互いに平行かつ等間隔な 8 面のセンス面 (X、U、V 面各 2 面ずつ) と、9 面のカソード面から構成されている。双極子磁石の下流側にはドリフトチェンバー FDC3 を配置している。一面 16 本のワイヤーが張られた面が X 方向を測定するために鉛直に 5 面、Y 方向を測定するために水平に 4 面ある。各面のワイヤーからの時間情報を用いて、荷電粒子がドリフトチェンバー内を通過した飛跡を最小二乗法により求める。

## プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

FDC3 の下流には、7つのプラスチックシンチレータを配置した。厚さ 10 [mm]、面積  $100 \times 450$  [mm<sup>2</sup>] のシンチレータで、波高、時間情報を用いて、荷電粒子の電荷、運動量を測定した。

## 2.7 中性子測定系

二次標的から放出される中性子は、双極子電磁石の影響を受けずに二次ビームとほぼ同じ方向を飛び、プラスチックシンチレーター (Neut カウンター、及び Veto カウンター) で検出される。Veto カウンターは Neut カウンター前面に配置され、荷電粒子を検出する。Neut カウンターは3層に分けて配置され、1層あたり2面ずつ、3層合計で86本のプラスチックシンチレーターを用いた。Veto カウンターのヒットイベントを排除することで、Neut カウンター内での荷電粒子イベントを排除することができる。これにより、Neut カウンターを用いて中性子を測定した。

## 2.8 トリガー

実験に用いた各検出器からの信号は、図 2.3 のようなトリガー回路を組んで、トリガー条件の下でコンピュータに取り込んだ。

- SF2L and SF2R : SF2 で二次ビームが検出された
- SF2Z : SF2 で、スレッシュホールド値以上の波高が検出された
- LN1,2,3,4, SN5,6 : Neutron counter の 1~6 面で検出された
- NaI 1,2,3,4 : NaI シンチレータの 1~4 面で検出された
- Computer VETO : コンピュータがデータを取り込み中、または電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中

BEAM, D.S.BEAM, NEUT, NaI の各トリガーは単独、または組合せて使うことができる。

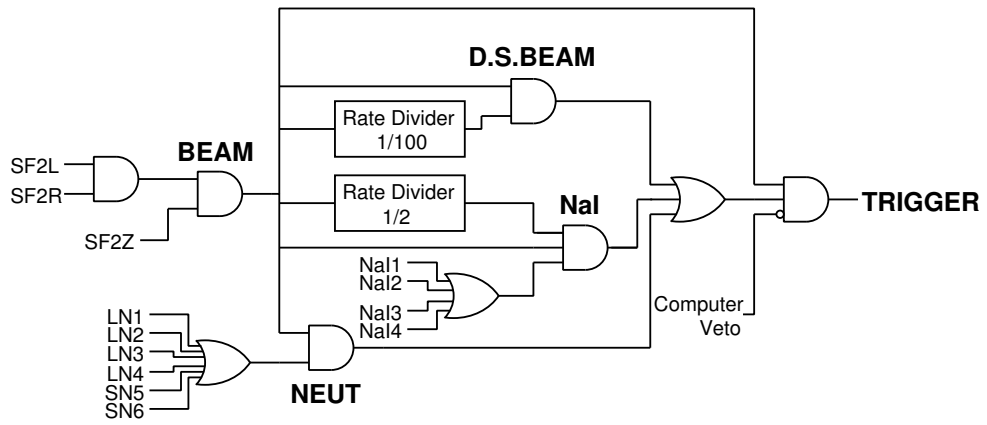


図 2.3: トリガー回路。

## 第3章 解析

本解析では、

- 二次ビームの識別
- 放出荷電粒子の電荷  $Z$ 、質量数  $A$  の識別

をイベントごとに行い、二次ビーム  $^{14}\text{Be}$  から  $^{12}\text{Be}$  が生成されたイベントに対して、 $^{14}\text{Be}$  の運動量分布を得た。本章では解析手順を述べる。

### 3.1 二次ビーム測定系

#### 3.1.1 二次ビームの粒子識別

プラスチックシンチレーター (SF2) におけるエネルギー損失  $\Delta E$ 、及び速度  $v$  を用いて目的核  $^{14}\text{Be}$  を選ぶ。二次ビームは、RIPS を用いて目的核種を選択できるが、中には  $^{14}\text{Be}$  以外の核種も混入している。そこでより細かな識別を行い、目的核種のみを選択する。

エネルギー損失  $\Delta E$ 、原子核の電荷  $Z$ 、原子核の速度  $v$  には、ベーテ・ブロッホの式より以下の関係がある。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \times \text{TOF}^2 \quad (3.1)$$

エネルギー損失  $\Delta E$  は、SF2 の波高から、速度  $v$  は SF2 時間情報とサイクロトロン RF 信号より得られる飛行時間 (TOF) からそれぞれ求められる。以上の方法で入射核の持つ電荷  $Z$  を識別する。また、磁気硬度  $B\rho$  は以下の関係がある。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \quad (3.2)$$

ただし、 $A$  は原子核の質量である。RIPS により、磁気硬度  $B\rho$  は固定されているため、この関係を用いることにより、原子核を  $A/Z$  について識別することができる。この二つの関係式 (3.1)、(3.2) から、二次ビームの識別を行った。

解析の結果、図 3.1 のように核種を区別することができた。 $^{14}\text{Be}$  以外にも  $A/Z=3.5$  付近の原子核が存在している様子がわかる。これにより二次ビーム中の  $^{14}\text{Be}$  の割合は 93% であった。但し、図 3.1 中に示される、パイルアップ<sup>1</sup>は除外してある。表 (3.1) に二次ビームプロファイルを示す。

---

<sup>1</sup>一つの検出器において二つの粒子が同時に検出されるイベント。二つの粒子を一粒子と認識し、パルスハイトとして二倍の値を検出してしまう。

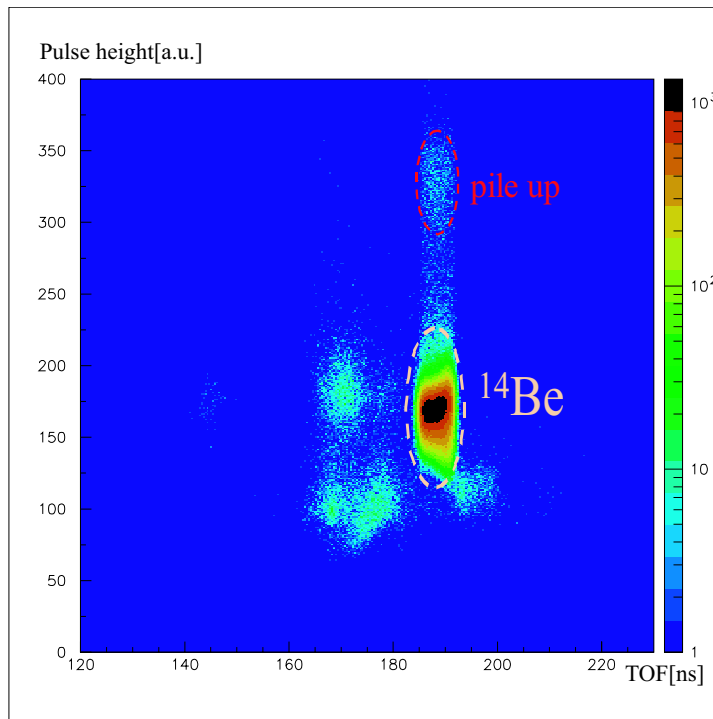


図 3.1: RIPS の F2 焦点面における二次ビームの粒子識別

Enrgy	70[MeV/nucleon]
Intensity	$\sim 9 \times 10^3$ [cps]
Beam purity	92.8[%]

表 3.1: 二次ビームのビームプロファイル

### 3.1.2 PPAC 解析

標的上流に配置した2つのPPACa,bから得られる、荷電粒子の位置情報から、二次ビームの標的に入射する位置と入射角度を求めることができる。図3.2(左)は、PPACを用いて得た、ターゲット上のビームの位置である。標的への有効な入射位置を、標的中心から半径15[mm]の範囲とし、ゲートをかけた。(図3.2(右))

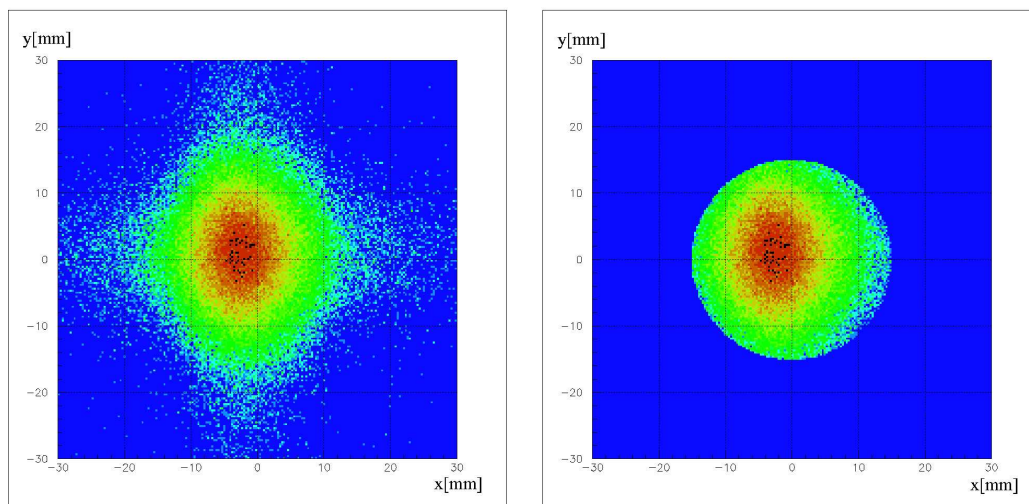


図 3.2: PPAC より求めたビームのターゲット上の位置。(右)は(左)に対してゲートをかけた図。

## 3.2 荷電粒子測定系

最下流に配置したHodoscopeにより、粒子の波高(Hodoscope中のエネルギーロスに対応している)と二次標的、Hodoscope間の飛行時間を測定した。この情報を用いて散乱粒子の電荷 $Z$ を識別した。さらに、二次標的の下流に配置したMDCで放出される荷電粒子の位置と角度を計算し、その下流に配置した双極磁石、およびFDC3を用いて散乱荷電粒子の質量数 $A$ による識別を行った。



### 3.2.1 荷電粒子の識別

#### Z の識別

陽子数  $Z$  による識別は、SF2 二次ビームの分離と同様、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \times TOF^2 \quad (3.3)$$

の関係式を用いて行った。 $\Delta E$ 、 $v$  は Hodoscope で測定して得られた波高より求めた。図 3.3 を補正後、 $Z$  の値に変換した。得られた  $Z$  のヒストグラムを図に示す。また、表に、目的核種  $Z=4$  の分解能を示す。

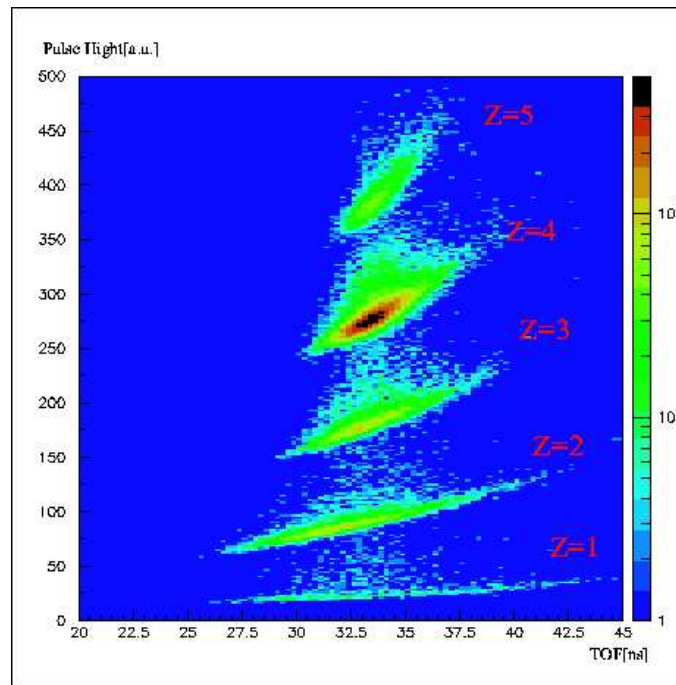


図 3.3: Hodoscope での波高と飛行時間を用いて識別された散乱荷電粒子。

陽子数 $Z$	4
$\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})}$	26.4

表 3.2: 陽子数  $Z$  を識別する分解能。

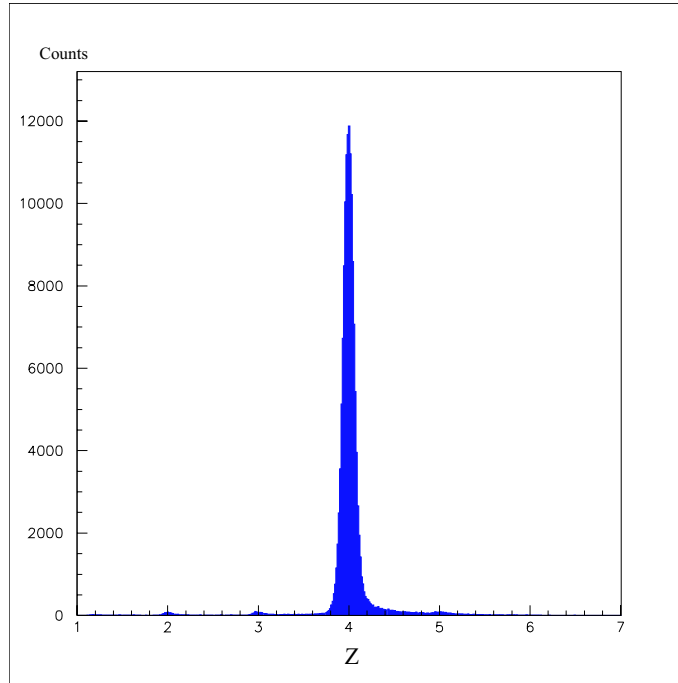


図 3.4:  $\Delta E$  を補正し、 $Z$  に投影したもの。

### A の識別

以上までの解析で選択した、電荷  $Z=4$  の粒子に対して、MDC、FDC 解析より質量数  $A$  を識別する。二次標的の下流に置かれた MDC により、粒子の二次標的上での位置、角度情報を得る。放出荷電粒子は、MDC 下流に置かれた双極子電磁石により飛跡を曲げられ、さらに下流の FDC により、曲げられた後の位置、角度情報を得られる。双極子電磁石により磁気硬度  $B\rho$  は一定であり、以下の比例関係を持つ。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} = \frac{P}{Z} \quad (3.4)$$

式 3.4 より、荷電粒子の  $Z$  を固定した場合、 $\frac{\Delta B\rho}{B\rho}$  は、中心軌道からの運動量のずれ  $\frac{\Delta P}{P}$  に対応している。従って、運動量の違いから質量数の分離を行なうことができる。MDC、FDC による位置、角度情報、及び運動量のずれは、トランスファー行列によって以下のように表現できる。但し、 $\delta = \frac{\Delta P}{P}$  である。

$$\begin{pmatrix} x_{FDC} \\ \theta_{FDC} \\ \delta_{FDC} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.20067 & 0.350929 & 0.716103 \\ 0.861156 & 1.08454 & 3.28104 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{MDC} \\ \theta_{MDC} \\ \delta_{MDC} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

式(??)を用いて、 $x$ 、及び $\theta$ それぞれから独立に $\delta$ が求められる。この独立に求められた $\delta_1$ 、 $\delta_2$ より得られた $A_1$ 、 $A_2$ の平均を用いて、質量数の分離を行なった。図3.5は $\delta_1$ とTOFの相関を見た図である。今、電荷 $Z=4$ は固定された値であるため、式(??)より、

$$B\rho \propto \frac{A}{\text{TOF}} \quad (3.6)$$

となり、質量数 $A$ による分離が現れていることが確かめられる。この相関を質量数 $A$ に変換して一次元ヒストグラムにしたものが、図3.7である。質量数の分解能は、表3.3にまとめている。

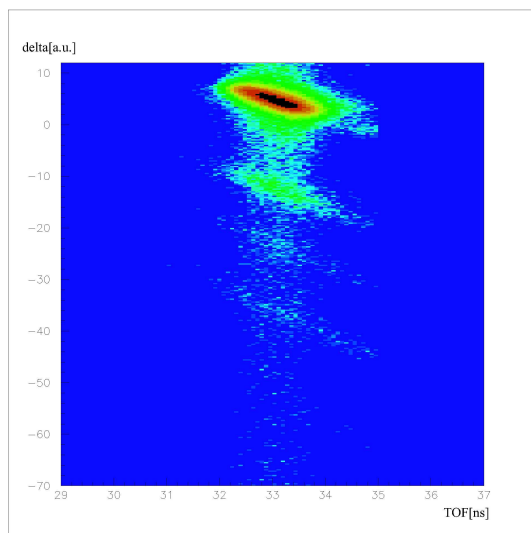


図 3.5: TOF と  $\delta_1$

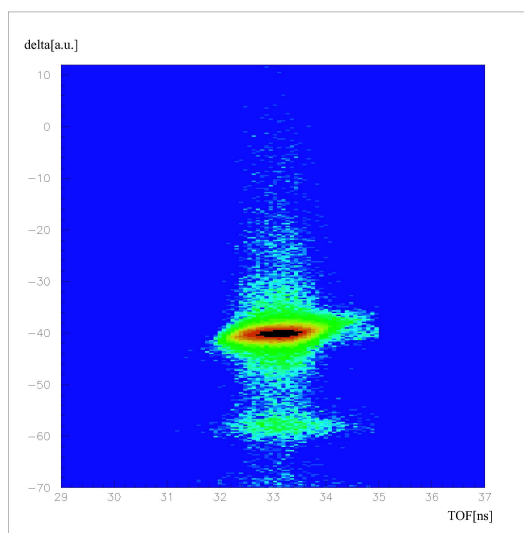


図 3.6:  $\delta$  補正後

質量数 $A$	10	11	12	14
$\frac{A}{\Delta A(\text{FWHM})}$	39.6	37.3	42.8	50.8

表 3.3: 質量数  $A$  の分解能。

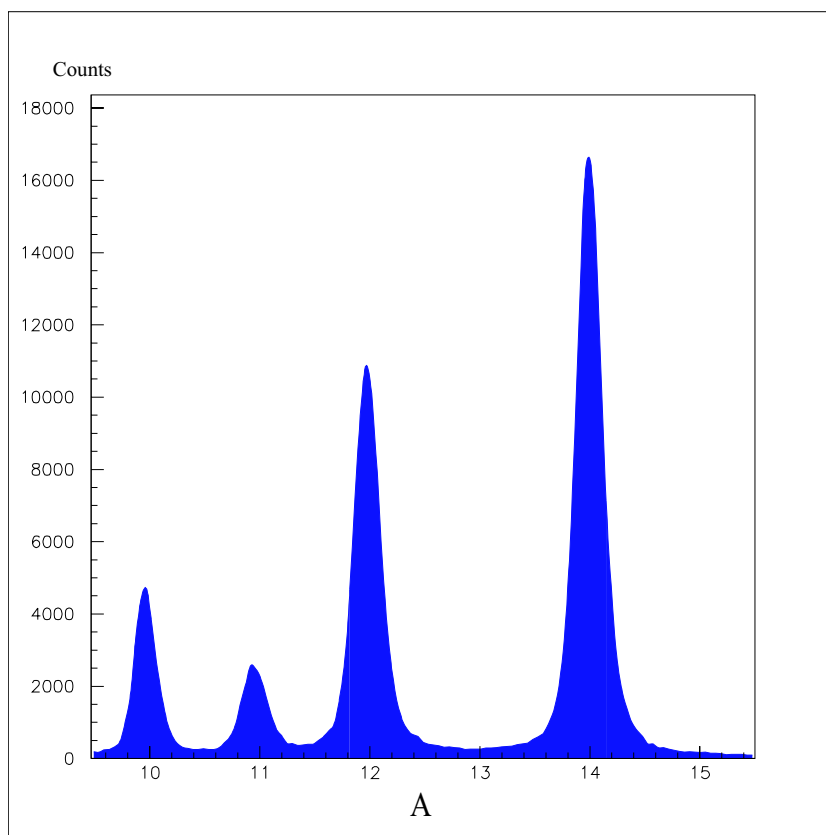


図 3.7: 質量識別

### 3.3 荷電粒子の解析

入射粒子、放出粒子、標的の異なる運動量分布を考察することで、本実験における分解能の評価を行った。さらに、研究目的である  $^{13}\text{Be}$  の運動量分布を、 $^{12}\text{Be}$ 、及び中性子の運動量分布より得た。粒子の運動量は、標的中心から最下流の HOD までの飛行時間 (TOF) より求めた。粒子の運動エネルギーを飛行時間の三次関数で近似し、得られたエネルギーから運動量ベクトルの絶対値を決め、さらにドリフトチェンバーによる飛跡情報を用いて、運動量の各成分を求めた。また、入射ビームの持つ運動量の広がりを打ち消すため、求めた運動量を Loentz 変換し、入射ビーム ( $^{14}\text{Be}$ ) の重心系からみた<sup>2</sup>。

#### 3.3.1 分解能

$^{14}\text{Be}$  ビームを入射し、標的で反応せずに  $^{14}\text{Be}$  が放出されるイベントを解析することで、本実験の運動量に関する分解能を得た。図 (3.8)、図 (3.9) に、分解能算出に用いたスペクトルを示す。また、表 (3.4) にそのゆらぎ ( $\sigma$ ) を示す。

<sup>2</sup>付録参照

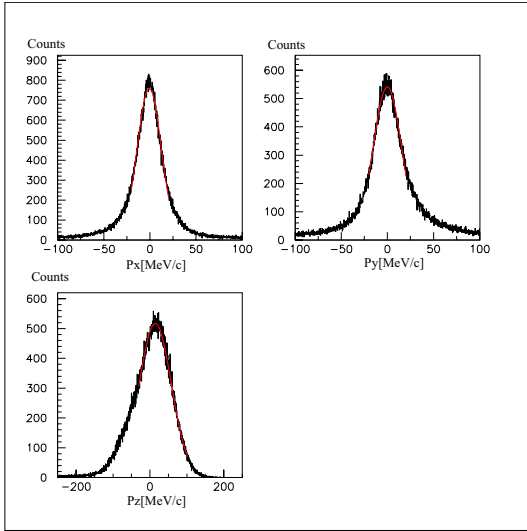


図 3.8:  $^{14}\text{Be}$  ビームを空標的に入射。放出  $^{14}\text{Be}$  の運動量。

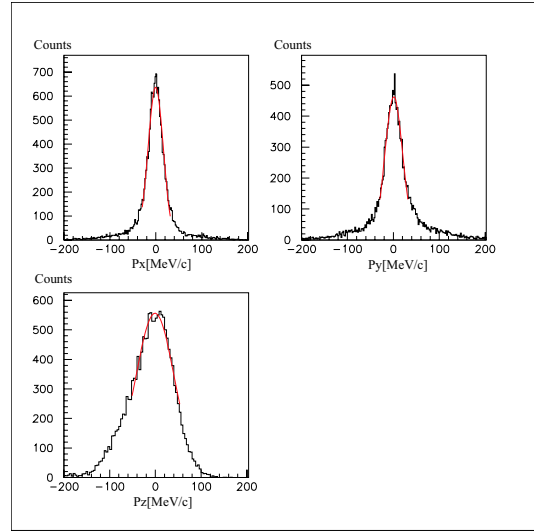


図 3.9:  $^{14}\text{Be}$  ビームを液体水素標的に入射。放出  $^{14}\text{Be}$  の運動量。

標的	$\sigma_x$	$\sigma_y$	$\sigma_z$
empty	13.1(1)	15.4(1)	43.6(2)
液体水素	16.5(2)	19.2(3)	42.4(10)

表 3.4: 運動量のゆらぎ  $\sigma[\text{MeV}/c]$

$\sigma$  のゆらぎを持つ分布に対して、ある分解能のもとで観測した場合、観測量のゆらぎは式 (3.7) のようになる。これを用いて分解能を評価する。

$$\sigma_{observable} = \sqrt{\sigma_{reaction}^2 + \sigma_{resolution}^2} \quad (3.7)$$

図 (3.10) に分解能評価の模式図を示す。標的上流の検出器による分解能を  $\sigma_{up}$ 、下流の検出

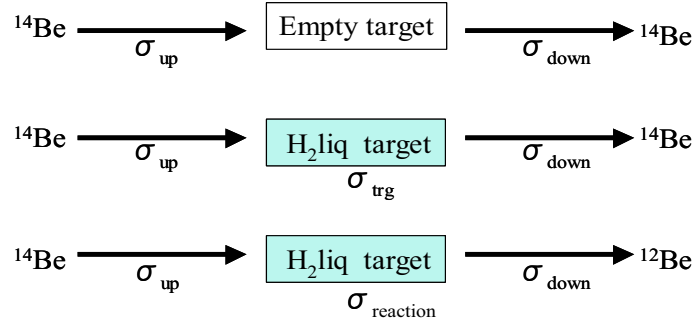


図 3.10: 分解能のモデル

器による分解能を  $\sigma_{down}$ 、標的による運動量の広がり  $\sigma_{trg}$  とおくと、観測される運動量分布の分解能は式 (3.8) のようにかける。

$$\sigma_{resolution} = \sqrt{\sigma_{up}^2 + \sigma_{down}^2 + \sigma_{trg}^2} \quad (3.8)$$

従って、反応の起こっていない、 $^{14}\text{Be}$  から  $^{14}\text{Be}$  の運動量分布が、この実験の運動量分布に対する分解能をあたえる。さらに、z 方向に対しては、標的中のエネルギー損失に起因する揺らぎを考える必要がある。反応の前後において電荷  $Z$  は変わらないため、標的中のエネルギー損失は速度の二乗に反比例する (式 (3.3))。この時、同じエネルギー損失であっても、速度の減少は、質量数の小さい方が大きくなる。従って、 $^{14}\text{Be}$  と  $^{12}\text{Be}$  では、核子あたりの入射エネルギーが同じであっても、 $^{12}\text{Be}$  の方がエネルギー損失が大きくなってしまふ。このことから、標的中の反応位置によって、粒子が受けるエネルギー損失は異なり、放出粒子のエネルギーは幅を持つ。標的最上流で反応が起きた場合と、最下流で起きた場合に付いてエネルギー、運動量の差、及びそれによる運動量の揺らぎ  $\sigma_{Eloss}$  を表 (3.5) にまとめる。

一方ビーム垂直方向では、入射、放出粒子が同じであるが標的の有無のみ異なる実験を考察することで、標的通過時の多重散乱を議論できる。標的有、無それぞれの場合でゆらぎに対して式 (3.7) を用いれば、 $\sigma_{trg}$  を得られる。得られた  $\sigma_{trg}$  を表 (3.6) に示す。理論的に計算される多重散乱のゆらぎは、 $^{14}\text{Be}$  が 70[MeV/nucleon] で標的に入射した時、およそ 7[MeV/c] 程度である。本実験で得られた値は、計算値よりも大きいのが、概ね一致していると言える。計算よりも広がった要因として、エネルギー損失などが考えられる。以上の考察から、本実験における運動量分布の分解能は、表 (3.7) のように得られた。

入射エネルギー [MeV/u]	$\Delta E$ [MeV]	$\Delta P$ [MeV/c]	$\sigma_{Eloss}$ [MeV/c]
72.50	0.91	30.36	8.76

表 3.5: エネルギー損失によるゆらぎ

	x	y
$\sigma_{trg}$ [MeV/c]	10.08(32)	11.51(52)

表 3.6: ビーム垂直方向のゆらぎ

$\sigma_x$	$\sigma_y$	$\sigma_z$
16.5	19.2	43.3

表 3.7: 運動量分布の分解能  $\sigma$ [MeV/c]

### 3.3.2 運動量分布

ストリッピング反応により放出される  $^{12}\text{Be}$ 、及び同時に観測された中性子に対して運動量分布を求めた。図 (3.11) に、 $^{12}\text{Be}$  の運動量分布を示す。図 (3.11) はビームトリガーであり、中性子検出器の検出の是非に依存しないイベントのスペクトルである。従って、中間状態として  $^{13}\text{Be}$  を経由していないものも含んでいる。表 (3.8) は、図 (3.11) をダブルガウシアンを

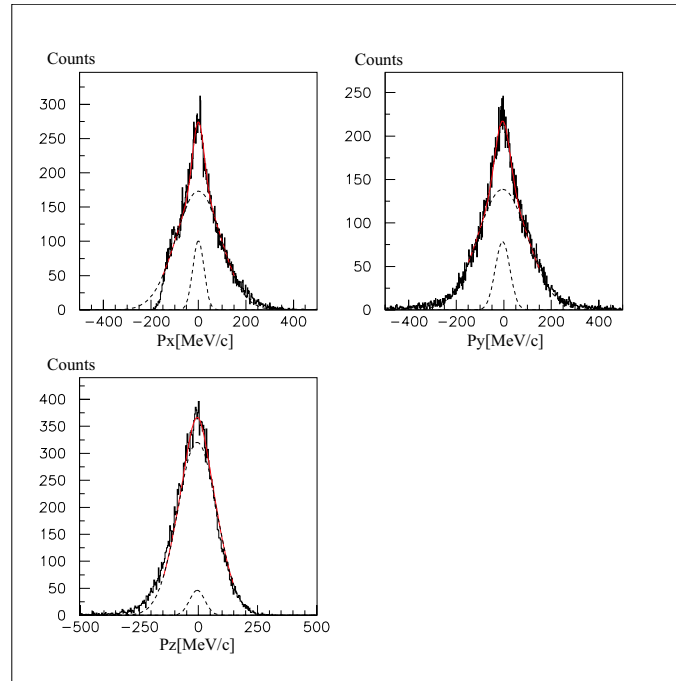


図 3.11: ビームトリガー。 $^{12}\text{Be}$  の運動量。破線は fitting に用いた二つのガウシアン。

$\sigma[\text{MeV/c}]$	$\sigma_x$	$\sigma_y$	$\sigma_z$
Narrow	23.6(18)	30.8(28)	32.3(66)
Wide	95.4(20)	105.4(40)	82.8(16)

表 3.8:  $^{12}\text{Be}$  の運動量分布幅  $\sigma[\text{MeV/c}]$ (括弧内は fitting 誤差)

fitting 関数として得た  $\sigma$  の値である。但し、分解能は考慮していない。表 (3.8) に示した  $\sigma$  から、運動量が 2 成分持っていると考えられる。図 (3.12) に、中性子の運動量を示す。中性子は、マルチプリシティ (検出多重度) 1 のイベントのみを解析対象とし、スレッシュホールドを 4[MeVee] に設定した<sup>3</sup>。また、表 (3.9) にガウシアンで fitting した際の  $\sigma$  の値を示す。但し、中性子に関して分解能を評価していない。

<sup>3</sup>この時、検出効率は 7% 程度である。



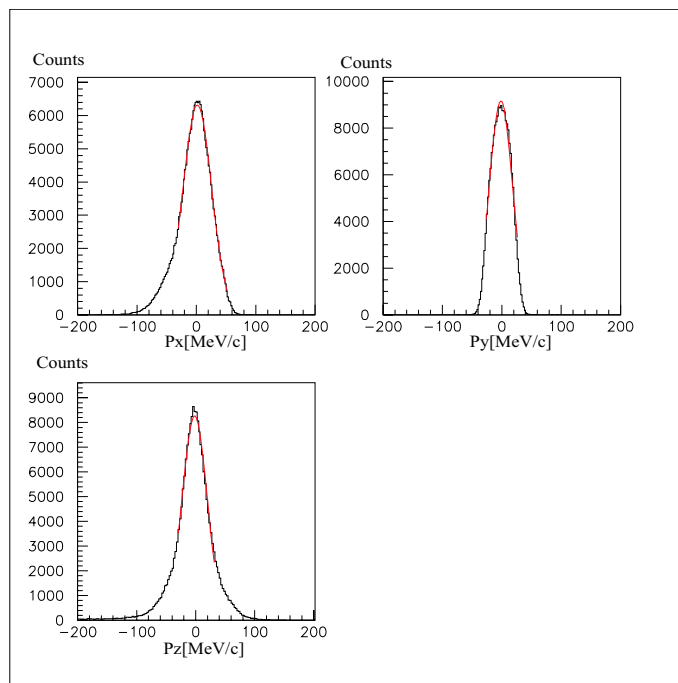


図 3.12: 中性子の運動量。

$\sigma_x$	$\sigma_y$	$\sigma_z$
24.0	19.5	21.0

表 3.9: 中性子の運動量分布幅 (括弧内は fitting 誤差)

図(3.13)は、neutトリガーで見た $^{12}\text{Be}$ 運動量分布について得られた運動量分布を Lorentz 関数を用いて fitting した図である。この分布は、中性子を一つのみ放出した反応を表しており、 $^{13}\text{Be}$  を中間状態としたチャンネルを見ていると考えられる。ところで、核表面において運動量分布は湯川ポテンシャル持つ波動関数をフーリエ変換したものがよい近似となり、Lorentz 関数となる。 $^{14}\text{Be}$  はハロー構造を持っているため、価中性子は十分表面に分布している。よって、運動量分布として Lorentz 関数が十分に近似であると考えられる。また、分解能について fitting 関数がガウス関数ではないため、単純な評価が行えない。そこで、fit 関数に対して前節で得られた分解能を組み込み、fitting を行った。式(3.10)に関数を示す。但し、 $G(x)$  はガウス関数であり、 $A$  はピークの高さ、 $\Gamma$  は FWHM、 $mean$  は中心である。

$$f(x) = \int L(x')G(x - x')dx' \quad (3.9)$$

$$L(x) = \frac{A(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (x - mean)^2} \quad (3.10)$$

但し、ビームに垂直な方向として、y 方向の運動量を用いた。得られた分布に対して、Lorentz 関数で fitting を行った結果を図(3.13)に示し、表(3.10)にその FWHM を示す。

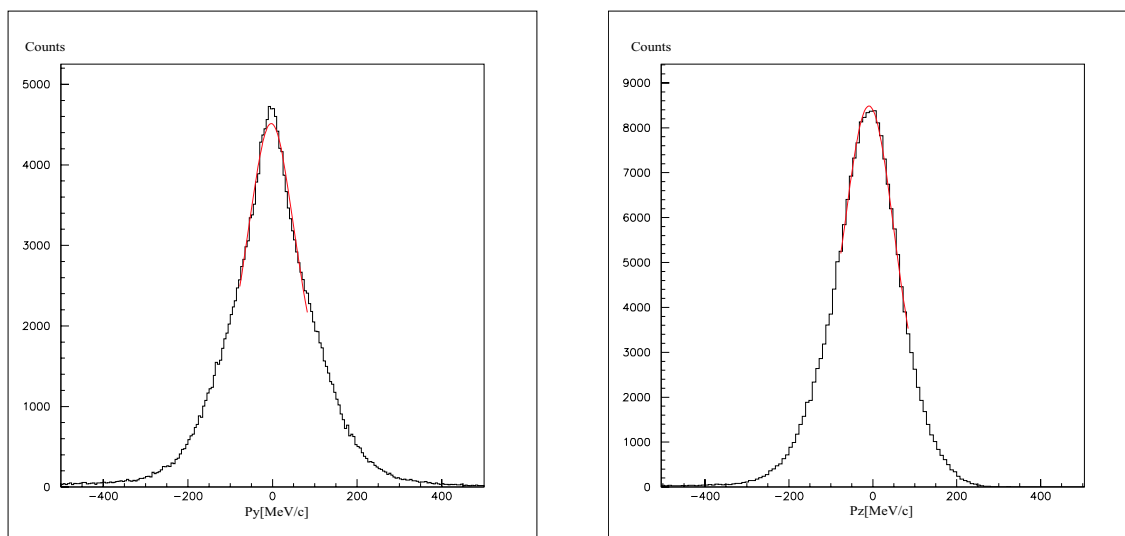


図 3.13:  $^{12}\text{Be}$  を Lorentz 関数で fit したもの (neut トリガー)

$\Gamma$ [MeV]	$\Gamma_{exp}$
y 成分	151.3(17)
z 成分	95.6(17)

表 3.10: Lorentz 関数 fitting の FWHM

### 3.4 $^{13}\text{Be}$ の運動量分布

$^{12}\text{Be}$  の運動量と中性子の運動量を用いて、 $^{13}\text{Be}$  の運動量を組み、その分布を得た。また、得られた  $^{13}\text{Be}$  の運動量分布について、s 軌道および d 軌道の中性子があたえる運動量分布関数を用いて fitting を行った。図 (3.14) に  $^{13}\text{Be}$  の運動量分布を示す。また、図中破線でバックグラウンドを示す。バックグラウンドは標的なしの run 解析から得た、標的以外の物質透過などで  $^{12}\text{Be}$  が生成されたイベントである。fitting に用いた関数を、図 (3.15)、図 (3.16) に示

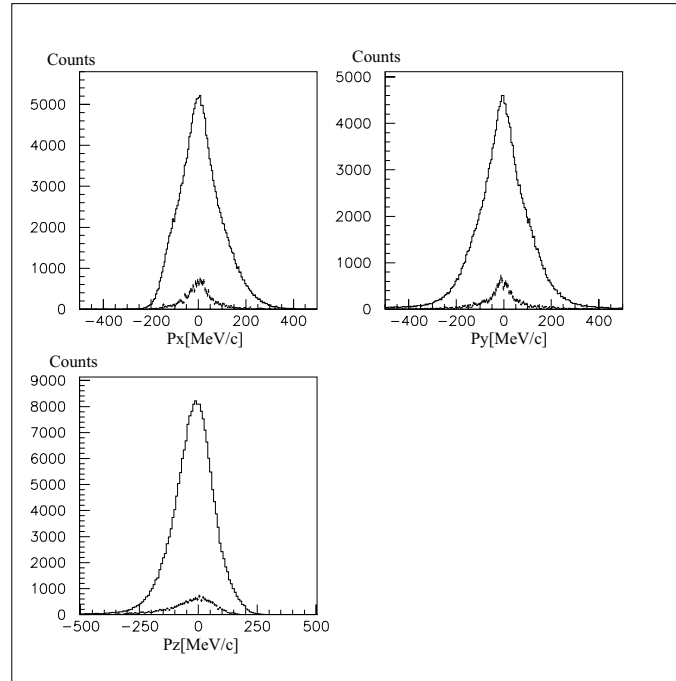


図 3.14:  $^{13}\text{Be}$  の運動量。

す。それぞれ価中性子が s 軌道、d 軌道に配位していた際の運動量分布を表す関数である。関数は変形bessel関数で表されており、価中性子の持つ軌道角運動量  $l$  により形状が異なる。図のように  $l=0$  の s 軌道の分布に比べ  $l=2$  の d 軌道では幅が広がっている。また、図中に色で示したように、衝突パラメーター  $b_{min}$  が小さい程幅が広がる性質を持つことがわかる。fitting に用いたパラメーターを表 (3.11) に示す。但し、 $S_n$  は 1 中性子分離エネルギー、 $B$  はポテンシャル内外の境界条件を満たす定数である [4]。  $b_{min}$  には、 $r_0 = 1.2A^{1/3}$  より求められる、 $^{14}\text{Be}$  が通常密度の原子核であるとして得られる半径を用い、標的である陽子の半径は考慮していない。また、 $B$  は Wood-Saxon 型ポテンシャルから求められた値である。

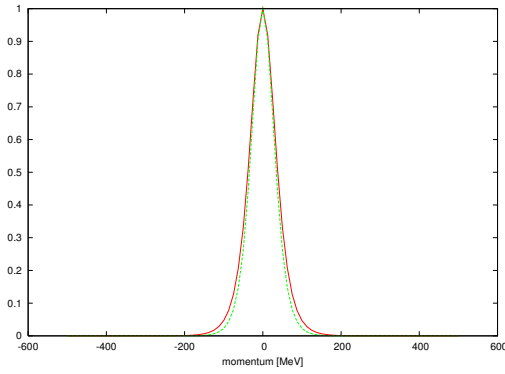


図 3.15: s 軌道中性子の運動量分布

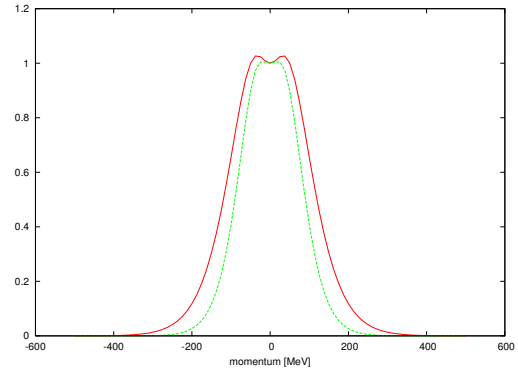


図 3.16: d 軌道中性子の運動量分布

緑は  $b_{min}=4.09$ 、赤は  $b_{min}=2.89$  の場合

配位	$l$	$S_n$ [MeV]	$b_{min}$ [fm]	B
s 軌道	0	1.847	2.89	3.469
d 軌道	2	3.26	2.89	2.185

表 3.11: fitting に用いたパラメーター

fitting により得られるパラメーターは式 (3.11) の  $a_1$ 、 $a_2$  である。図 (3.17) にバックグラウンド補正、及び fitting 後のヒストグラム、およびその各成分を描いたものを示す。但し、fitting の線は赤で描かれ、緑が s 軌道、青が d 軌道である。また、fitting により得られた値を表 (3.4) に示す。

$$N_{Count} = a_1 \times [s \text{ 軌道}] + a_2 \times [d \text{ 軌道}] \quad (3.11)$$

表 (3.12) は、fitting に用いたそれぞれの関数、およびヒストグラムの半値全幅 (FWHM) の値

$\Gamma$ [MeV/c]	y		z	
	$\Gamma$	$\Gamma'$	$\Gamma$	$\Gamma'$
s	76	85	76	128
d	239	242	239	252
best fit	215		163	
実験値	180		176	

表 3.12: 半値幅

を比較したものである。これによると、ビームの運動方向に対して垂直な場合と並行な場合で、運動量分布の幅が大きく異なる。

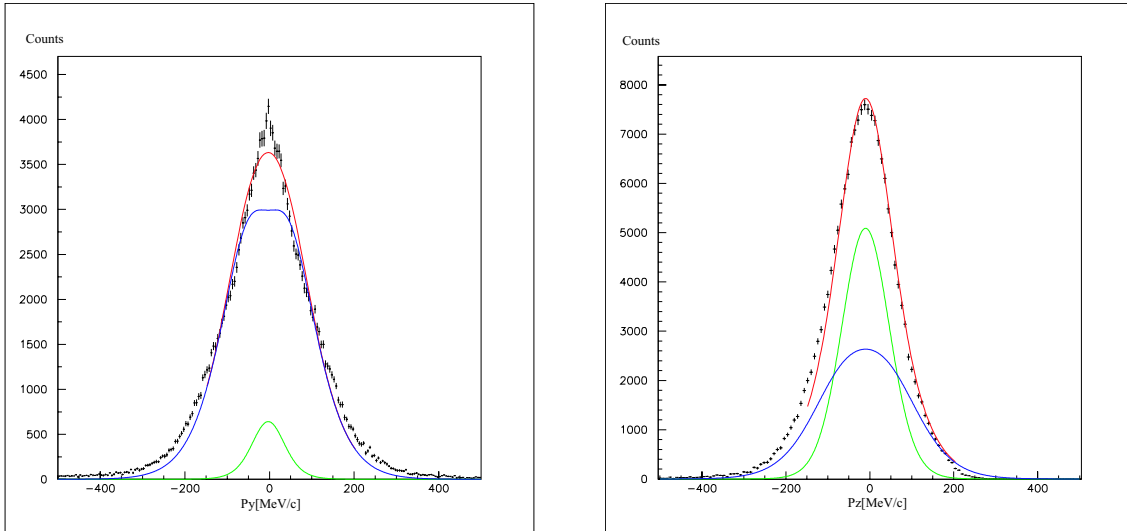


図 3.17:  $^{13}\text{Be}$  の運動量分布。破線はバックグラウンドを表す。

	$a_1$	$a_2$	s/d
z 成分	5.28(5)	1.06(1)	4.99(7)

表 3.13: fitting により得られた値

## 第4章 結果と議論

### 4.1 $^{12}\text{Be}$ の運動量分布

得られた  $^{12}\text{Be}$  運動量分布の幅について、通常の核破砕反応により予測される幅よりも狭い成分を含んでいることがわかる (図 (3.8))。通常の密度を持つ原子核とよく一致する Goldhaber のスケーリング則 (式 1.2) を用いた場合、本実験の分解能を考慮して、 $\sigma_y \approx 109$ 、 $\sigma_z \approx 116 [\text{MeV}/c]$  程度となる。これに対し、実験結果は狭い分布となる成分を持っている。運動量と位置の不確定性から、運動量幅の狭さはすなわち核内における位置の広がりを示している。一方で、 $^{12}\text{Be}$  の運動量分布は、反応により抜けた 2 中性子の分布を反映している。従って、 $^{14}\text{Be}$  運動量分布が狭い成分を持つことから、価中性子が通常の原子核に比べ広がって分布しており、 $^{14}\text{Be}$  がハロー構造を持つことが理解される。

次に、neut トリガーで測定した  $^{12}\text{Be}$  の運動量分布の z 成分を、以前に行われた研究結果と比較してみると、本研究から得られた分布の方が FWHM が広いことがわかった。表 (4.1) に fitting より得られた  $\gamma$ 、及び M.Zahar らにより求められた  $\gamma$  の値を示す ([5] より引用)。Zahar らの実験は、 $^{14}\text{Be}$  を  $^{12}\text{C}$  標的に  $56 [\text{MeV}/\text{nucleon}]$  で入射し、放出粒子として  $^{12}\text{Be}$  を得ている。また、ビーム垂直方向は本研究とは解析方法が異なるため、ビーム並行成分のみ比較する。Zahar らの値に比べ、今回得られた値は大きい。この要因は、標的の違いであると考えられる。Zahar らが  $^{12}\text{C}$  標的を用いたのに対し、今回の実験では液体水素標的を用いたため、衝突パラメーターが小さくなる。衝突パラメーターが小さくなると、運動量分布は広がる傾向を持っている (図 (3.15)、図 (3.16))。従ってこの FWHM の差が生じたものと考えられる。

$\Gamma [\text{MeV}]$	$\Gamma_{exp}$	$\Gamma_{ref}$
z 成分	95.6(17)	87.9(51)

表 4.1: z 成分 FWHM の比較

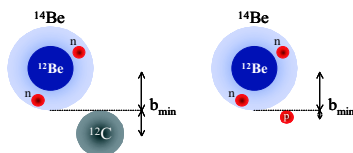


図 4.1: 衝突パラメーターの比較模型

## 4.2 $^{13}\text{Be}$ の運動量分布と中性子配位

$^{13}\text{Be}$  の運動量分布を、s 軌道、および d 軌道に配位した中性子のそれぞれの運動量分布関数で fitting し、s 軌道と d 軌道の割合は、s 軌道が優位であるという結果を得た。fitting により得られた s 軌道/d 軌道の値は、運動量の y 成分と z 成分で大きく異なった (図 (3.17))。分解能は表 (3.7) に示した通り y 成分の方がよいにも関わらず、得られた分布は y 成分の方が大きな広がりを持った。これは以下のように解釈できる。標的での破碎反応の際、放出核はその反応の影響を受けないと仮定したが、実際はわずかに運動量が増加する。この影響は放出核の運動方向よりも垂直方向に出やすい。この点は解析していないため、得られた結果として運動方向である運動量の z 成分について考察する。fitting により、s 軌道、d 軌道の分布関数

s/d	
z 成分	4.99(7)

表 4.2: 実験より得られた s/d の値

	$(1s_{1/2})^2$	$(0d_{5/2})^2$	$(1s_{1/2})(0d_{3/2})$
PSDMK	39.1	32.2	6.5
SFO	39.67	30.13	9.76

表 4.3: OXBASH コード計算による 2 中性子配位の割合 [%](基底状態)。

の比率をパラメーターとして得た (3.11)。表 (4.2) 実験結果の fitting より得られた s/d を、表 (4.3) に理論計算の値 (ともに  $^{14}\text{Be}$  基底状態に対する値) を示す。理論計算に比べ、実験で得られた値は s 軌道の占める割合が大きくなっている。この理論計算値は、OXBASH コードで計算されたもので、PSDMK はシェルモデルをよく再現し、SFO はさらに  $N=8$  の魔法数消失を再現する理論計算である。今回の解析では、価中性子の配位として、 $1s_{1/2}$  軌道と  $0d_{5/2}$  軌道と考えたが、理論計算ではその他の配位も計算している<sup>1</sup>。この結果に対して、以下のように考えられる。

実験解析で用いたパラメーターの最適化を見直すことで、結果が理論値に近付くことが予想される。fitting に用いた中性子の運動量分布をあたえるパラメーターに対して、結果は大きな依存を示す。今回の解析では、表 (3.11) に示したパラメーターを用いた。セパレーションエネルギー  $S_n$  は文献値であるが、異なる値も報告されている。衝突パラメーターは前述の通り、 $^{14}\text{Be}$  の半径のみを用いている。これは、標的である陽子が内部構造を持たないため、通常よりも衝突パラメーターが小さくなるであろうと考えて用いた値である。この考えについて、 $^{14}\text{Be}$  核がハロー核であるため、通常密度の仮定で得られる核半径よりも大きい値を持つこと等を考慮する余地がある。一方で、表 (4.3) に示した理論計算は、どちらもシェルモデルに基づくものであるが、 $^{14}\text{Be}$  のもつハロー構造はシェルモデルの枠組を越えた特異な描像である。従って、ハロー構造の担い手である中性子の軌道に関して、明確な予測はあたえられず、今回の実験結果を再現できていないと考えられる。

<sup>1</sup>従って表 (4.3) の値を合計しても 100 にはならない。

## 第5章 まとめと展望

理化学研究所において RIPS を用いて行い、 $^{14}\text{Be}$  ビームを液体水素標的に入射することで  $^{12}\text{Be}$  を得た。放出された  $^{12}\text{Be}$  と中性子の運動量から  $^{13}\text{Be}$  の運動量を求めた。本実験における運動量分布の分解能を評価し、それを考慮して分布を解析した結果  $^{14}\text{Be}$  の価中性子配位が  $s/d \approx 5$  と得られた。この値は Oxbash による PSDMK や SFO を用いた計算値よりも大きいものであった。

本研究では、 $^{14}\text{Be}$  の価中性子配位が  $s$  軌道の方が  $d$  軌道よりも強いという結果となったが、理論計算の値とは一致しなかった。今後、中性子解析を詳細に行うことでより最適なイベントを選択し、 $^{13}\text{Be}$  のエネルギースペクトルや運動量分布の散乱角度相関を得ることでさらに詳しい配位の割合を得ることが課題である。不変質量法を用いて  $^{13}\text{Be}$  の状態を得ることで、価中性子配位を議論することができる。同時に、相対エネルギーから  $S_n$  の値を最適化し、運動量分布を用いた議論を再度行うことができると考えられる。また、現在予測される配位の割合から最適な反応に関するパラメーターを求めることで、ハロー構造の議論が行えると考えられる。



# 付録A 付録

## A.1 三次元 Lorentz 変換

S 系  $\mathbf{x} = (x, y, z, t)$  に対して速度  $\mathbf{v}$  で運動している S' 系  $\mathbf{x}' = (x', y', z', t')$  を考える。この時、

$$\beta \equiv \frac{\mathbf{v}}{c} \quad (\text{A.1})$$

と定義する。但し、 $c$  は光速。 $\mathbf{x}'$  を  $\beta$  の並行、及び垂直方向に成分を分ける。

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x}'_{\parallel} + \mathbf{x}'_{\perp} \quad (\text{A.2})$$

$$= \beta \frac{\beta \mathbf{x}'}{\beta^2} + (\mathbf{x}' - \beta \mathbf{x}' \beta^2) \quad (\text{A.3})$$

$\mathbf{x}'_{\parallel}$  に対しては二次元の Lorentz 変換が適用できる。一方、 $\mathbf{x}'_{\perp}$  は変換されない。

$$\mathbf{x}_{\parallel} = \gamma(\mathbf{x}'_{\parallel} + c\beta t') \quad (\text{A.4})$$

$$ct = \gamma(ct' + \beta \mathbf{x}'_{\parallel}) \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{x}'_{\perp} = \mathbf{x}_{\perp} \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.7})$$

式 (A.3) 及び式 (A.7) から、 $\mathbf{x}$  について整理すると以下。

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}' + \beta \gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma + 1} \beta \mathbf{x}' + ct' \right) \quad (\text{A.8})$$

$$ct = \gamma(ct' + \beta \mathbf{x}') \quad (\text{A.9})$$

$$(\text{A.10})$$

式 (A.10) を用いて、S' 系から見た S 系の  $\mathbf{x}$  は、 $\beta$  の符号が逆転することに注意して、

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \beta \gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma + 1} \beta \mathbf{x} - ct \right) \quad (\text{A.11})$$

$$ct' = \gamma(ct - \beta \mathbf{x}) \quad (\text{A.12})$$

を得る。

## A.2 fitting 関数

中性子の運動量分布は、波動関数を Fourier 変換することで以下のように得られる。

$$(i)l = 0 \quad \frac{d\sigma_0}{dk_z} = \frac{\sigma_T B_0^2 \kappa b_{min}^2}{2\pi} [K_1^2 - K_0^2] \quad (\text{A.13})$$

$$(ii)l = 1 \quad \frac{d\sigma_1}{dk_z} = \frac{\sigma_T B_1^2 b_{min}^2}{2\pi\kappa} [k_z^2 (K_1^2 - K_0^2) + (k_z^2 + \kappa^2)(K_2^2 - K_1^2 - \frac{2}{\xi} K_1 K_2)] \quad (\text{A.14})$$

$$(iii)l = 2 \quad \frac{d\sigma_2}{dk_z} = \frac{\sigma_T B_2^2 b_{min}^2}{8\pi\kappa^3} [(3k_z^2 + \kappa^2)^2 (K_1^2 - K_0^2) + 12k_z^2 (k_z^2 + \kappa^2)(K_2^2 - K_1^2 - \frac{2}{\xi} K_1 K_2) + 3(k_z^2 + \kappa^2)^2 (K_3^2 - K_2^2 - \frac{4}{\xi} K_2 K_3)] \quad (\text{A.15})$$

ここで、それぞれの文字は以下のように定義される。

- k 波数。  $p = k\hbar$
- b 衝突パラメーター,  $b_{min}$  はその最小値
- $\sigma_T$  全断面積
- $B_l$  原子核内外の波動関数に対する接続パラメーター
- $\kappa$  換算質量  $\mu$  及び中性子分離エネルギー  $S_n$  を用いて以下
$$\kappa = \frac{\sqrt{2\mu S_n}}{\hbar}$$
- $\xi$   $\xi = b_{min} \sqrt{\kappa^2 + k_z^2}$
- $K_i$  変形 bessel 関数, 引数は  $\xi$

本研究では、軌道による価中性子の分布幅の違いを用いて、その割合のみを議論した。従って、関数の絶対値は不要であり、キャンセルする全断面積  $\sigma_T$  は用いていない。また、 $B$  の値は計算コードを用いて求め、 $S_n$  は文献値である。各パラメーターは以下のものを用いた。

配位	$l$	$S_n$ [MeV]	$b_{min}$ [fm]	$B_l$
s	0	1.847	2.89	3.469
d	2	3.26	2.89	2.185

## 参考文献

- [1] T.Kobayashi et al.;Phys.Rev.Lett.60,2599(1988)
- [2] A.Navin et.al.;Phys.Rev.Lett.85,266(2000)
- [3] 杉本 崇, 博士論文, 東京工業大学,2006
- [4] P.G.Hansen;Phys.Rev.Lett.77,1016(1996)
- [5] M.Zahar et.al.;Phys.rev.C48,R1484(1993)
- [6] D.Bazin et al.;Phys.Rev.C57,2156(1998)

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、たくさんの方の御協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、解析、議題提起を始め、様々なことを御指導頂き、物理的な思考の基礎を御教授頂きました。また、助手の佐藤義輝氏には、解析で行きずまったり、物理のことで分からないことがある度に丁寧で解り易い助言をして頂きました。杉本崇氏、近藤洋介氏を始めとする研究室の先輩方には、計算機の使いかたなど身近なことから教えていただきました。心より深く感謝致します。

And, I would like to thank Professor J.A.Tostevin(from University of Surrey) for respectful advices of calculation method, tools, and interpretation.