

卒業論文

^{14}Be の分解反応



00-0591-9 小原 雅子

指導教官 中村 隆司

東京工業大学 理学部 物理学科

2004年2月27日

概要

近年、重イオン加速器の発達に伴う不安定ビーム生成技術の向上により、安定核領域から遠く離れた中性子過剰核の研究が盛んに行われている。

本論文では、特異な中性子ハロー構造を持つ中性子過剰核 ^{14}Be の分解反応の研究を行った。ハロー構造とは通常の原子核密度を持つコア (^{12}Be) のまわりに非常に弱く束縛された中性子が薄く広がるものである。本研究では特に分解反応の中間状態で生成される非束縛核 ^{13}Be に着目し、その質量測定を目的とした研究を行った。

実験は理化学研究所の RIPS 不安定核ビーム生成ラインにおいて行われた。RIPS で生成された ^{14}Be ビームを炭素・鉛標的に入射し、1 中性子ストリップ反応により ^{13}Be を生成した。 ^{13}Be は非束縛核であるため、 ^{12}Be と 1 中性子に分解する。これらの放出粒子の運動量ベクトルから ^{13}Be の不変質量を導出した。また、運動量ベクトルの分解能にも着目し実験装置の性能評価を行った。求められたアクセプタンス補正前の相対エネルギースペクトルより ^{13}Be の質量が 0.3 [MeV] 付近に位置することがわかった。

一方、 ^{14}Be の分解反応断面積も導出し、鉛標的では 2 つの中性子が前方に放出されるクーロン分解反応が支配的であり、炭素標的では、1 中性子ノックアウト反応が支配的であることがわかった。

Abstract

Recently, the study of neutron rich nuclei far from the stability line is in full activity owing to the development of the technique of the secondary radioactive ion beam.

In this experiment, we have measured the nuclear and coulomb dissociations of ^{14}Be , which is known to be a two neutron halo nucleus. The neutron halo nucleus is characterized by a novel twofold structure composed of a core with normal density and a halo with very weakly bound valence neutrons. In this study, we aim at measuring the mass of ^{13}Be , which is unbound nuclei.

The experiment was performed using the radioactive-isotope beam separator RIPS in RIKEN. We produced ^{13}Be by the one-neutron strip reaction of ^{14}Be on a carbon target. The incident energy was about 70 MeV/nucleon. ^{13}Be breaks up into $^{12}\text{Be} + n$ immediately, since ^{13}Be is unbound. We measured the momenta of emitted particles and deduced the invariant mass of $^{12}\text{Be} + n$ system. We also examined the resolutions of the experimental devices by checking the resolutions of the momenta and evaluate the resolution of the deduced invariant mass.

目次

第1章 序	1
第2章 不安定核ビームの生成と不変質量法	4
2.1 不安定核ビームの生成	4
2.2 不変質量法	6
第3章 実験	7
3.1 実験の概要	7
3.2 非束縛核の形成	7
3.3 実験で使用した検出器	8
3.3.1 二次ビーム測定系	8
3.3.2 荷電粒子測定系	10
3.3.3 中性子測定系	10
3.3.4 γ 線測定系	11
3.4 トリガー	11
第4章 解析	13
4.1 二次ビームの粒子識別	13
4.2 散乱荷電粒子の特定	15
4.2.1 Z の識別	15
4.2.2 A の識別	16
4.3 中性子の解析	23
4.3.1 運動量と分解能	23
4.3.2 アクセプタンス補正	25
4.3.3 中性子角度分布	26
4.4 荷電粒子の解析	27
4.4.1 運動量と分解能	27
4.4.2 ^{12}Be の運動量分布	27
第5章 結果と議論	31
5.1 反応断面積	31
5.1.1 インクルーシブ測定における断面積	31
5.1.2 中性子角度分布による断面積	31
5.2 ^{13}Be 相対エネルギースペクトル	33
第6章 まとめ	35

第7章 付録	36
7.1 逆トレースでの補正值	36

目次

1.1	Z \leq 9の核図表。原子核を縦軸が陽子数 (Z)、横軸が中性子数 (N) の平面上に並べている。	1
1.2	A \sim 10の He,Li,Be,C の原子核の同位体の核半径を横軸を質量数にとって表した図。質量数はほぼ同じであるにもかかわらず、 ^{11}Li の値が他の原子核に比べて非常に大きいことがわかる。	2
1.3	中性子ハロー核 ^{14}Be の模式図	2
2.1	加速器施設の全体図	4
2.2	不安定核ビーム生成ライン RIPS	5
3.1	1 中性子ストリップ反応の様子	7
3.2	検出器の配置図	8
3.3	二次ビーム測定系の検出器の配置図 (距離の単位は [mm])	9
3.4	中性子検出器の配置図	11
3.5	トリガー回路	12
4.1	二次ビームの粒子識別。 ^{14}Be 以外の粒子には $^{9,11}\text{Li}$ がある。	14
4.2	Hodoscope での TOF と波高の相関	15
4.3	荷電粒子の Z の識別	16
4.4	$X_{FDC3} - X_{Target}$ と θ_{FDC3} との二次元プロット。 $B\rho$ が分かれている。この $B\rho$ が縦軸になるように図を回転させる。	17
4.5	$B\rho$ と TOF の二次元プロット	18
4.6	図 4.5 を回転させた図。縦軸が A になっている	18
4.7	質量数スペクトル (Beam Trigger)	19
4.8	質量数スペクトル (Neut Trigger)	20
4.9	各中性子検出器におけるタイミング	23
4.10	中性子の運動量	24
4.11	角度に対する中性子検出器のアクセプタンス。黒線が幾何学的方法によるもので、緑線がシミュレーションによるものである。	25
4.12	炭素標的と鉛標的での反応による角度分布 $\frac{dN}{d\theta_n}$ [counts], 色つきはアクセプタンス補正後の分布である。	26
4.13	1 中性子角度分布 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [barn/sr] 色つきはアクセプタンス補正後の分布である。	26
4.14	$\frac{\Delta P}{P_0} = 3.0\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量分布	28
4.15	$\frac{\Delta P}{P_0} = 0.1\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量分布	29
4.16	^{12}Be の運動量分布	30

5.1	中性子角度分布をローレンツ型の関数でフィッティングしたもの	32
5.2	^{13}Be 相対エネルギースペクトル。バックグラウンド補正はなされているがアクセプタ ンス補正・中性子検出器の検出効率補正はなされていない。縦軸は微分断面積である。	34

表 目 次

3.1	中性子検出器の有効検出角度	10
4.1	標的ごとの各々の量	18
4.2	標的におけるビーム量と規格化定数	21
4.3	質量数ごとのイベント数 (括弧内の数字は誤差)	21
4.4	質量数ごとのイベント数 (バックグラウンド補正後)	22
4.5	タイミングの分解能。単位は [ns]	23
4.6	中性子の運動量の中心値と分解能。単位は [MeV/c]	24
4.7	$\frac{\Delta P}{P_0} = 3.0\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量。 P_{total} は運動量分布のピーク値である。	28
4.8	$\frac{\Delta P}{P_0} = 0.1\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量。 P_{total} は運動量分布のピーク値である。	29
4.9	^{12}Be の運動量の分解能	30
5.1	反応断面積 (単位は [mb])	31
5.2	^{12}Be の断面積	33
7.1	TOF(SF2-Hod) の補正值	36
7.2	標的無しの場合 (run115)	37
7.3	炭素標的の場合 (run105)	37
7.4	鉛標的の場合 (run121)	37

第1章 序

図 1.1 は核図表である。この中で、天然に存在する安定核に比べて中性子数の多い原子核を中性子過剰核と呼び、この核は崩壊に対して不安定である。また、中性子過剰側の原子核の束縛限界を中性子ドリップラインと呼ぶ。

近年、重イオン加速器の発達に伴う不安定ビーム生成技術の向上により、この中性子ドリップライン付近の原子核の研究が可能となり、安定核には見られない特異な現象が発見されつつある。

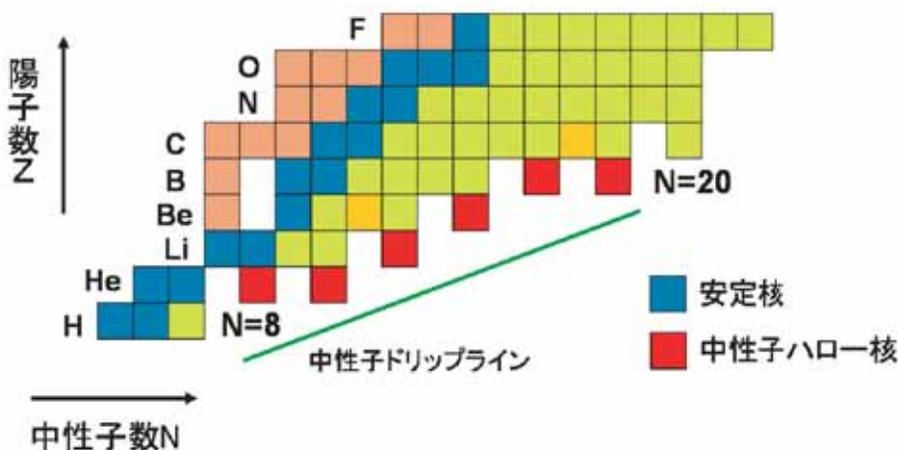


図 1.1: $Z \leq 9$ の核図表。原子核を縦軸が陽子数 (Z)、横軸が中性子数 (N) の平面上に並べている。

1980年代には中性子ドリップライン上にある原子核 ^{11}Li の核半径が反応断面積を用いて測定された。図 1.2 のように求められた平均自乗半径は通常の原子核において表される核半径 $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 \simeq 1.2 \text{ fm}$) よりも異常に大きくなることが発見された。[1]

また、 ^{11}Li の破碎反応で生成される破碎片 ^9Li の水平方向の運動量分布の測定により、 ^{11}Li 中の 2 つの中性子の運動量の揺らぎが小さく、位置分布が大きく広がっていることが明らかになった。[2]

これらの結果により、 ^{11}Li は通常の原子核密度を持つ ^9Li のコアとその周りに非常に弱く束縛された (中性子分離エネルギーが 1 MeV 以下) 2 つの中性子が薄く広がる構造をもつことが明らかになった。このような構造をもつ原子核を中性子ハロー核と呼ぶ。この構造は ^{11}Li の他に ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B , ^{19}C などの中性子ドリップライン上の原子核で発見されている。

中性子ハロー核には 1 中性子ハロー構造をとるものと、2 中性子ハロー構造をとるものがあるが、特に 2 中性子ハロー核はボロミアン核と呼ばれる特殊な 3 体束縛原子核であることがわかっており、注目を集めている。この核はコアと 2 中性子の 3 体で構成されているが、それぞれ 2 体同士では束縛系を作らず、3 体がそろって初めて束縛状態を作る性質をもつ。この構造はまだ詳細には解明されていない。

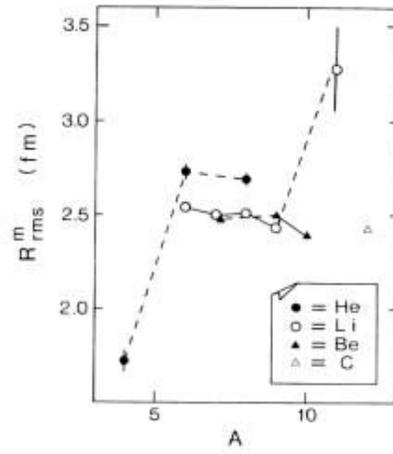


図 1.2: $A \sim 10$ の He, Li, Be, C の原子核の同位体の核半径を横軸を質量数にとって表した図。質量数はほぼ同じであるにもかかわらず、 ^{11}Li の値が他の原子核に比べて非常に大きいことがわかる。

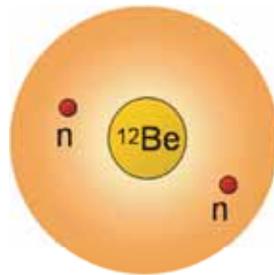


図 1.3: 中性子八核ー核 ^{14}Be の模式図

中性子ドリップライン付近の Be 同位体においては、核半径は ^{12}Be が $r_{12\text{Be}}^{rms} = 2.57 \pm 0.05$ [fm] [4] であるのに対し、 ^{11}Be や ^{14}Be は $r_{11\text{Be}}^{rms} = 2.71 \pm 0.05$ [fm] [5], $r_{14\text{Be}}^{rms} = 3.10 \pm 0.15$ [fm] [4] と非常に大きく、通常の核半径の公式から大きく外れている。この2つの核は中性子分離エネルギーが $S_n(^{11}\text{Be}) = 504 \pm 6$ [keV], $S_{2n}(^{14}\text{Be}) = 1340 \pm 110$ [keV] と非常に小さいことがわかっており、それぞれ $^{10}\text{Be}+n$, $^{12}\text{Be}+2n$ の構造を持つ中性子ハロー核であるといわれている。

^{11}Be では $2s_{1/2}$ 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おり [6]、 ^{11}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、1 中性子ハロー構造をもつとされている。

^{14}Be は ^{12}Be をコアとした2 中性子ハロー構造をとり、前述したようなコアと2 中性子で特殊な3 体束縛系をつくるボロミアン核であるとされているが [3]、 ^{13}Be が非束縛核であるにも関わらず、 ^{14}Be は束縛核として存在していることから、 ^{12}Be をコアとしてその周りに位置する2 つの中性子が特殊な束縛系をつくる可能性も指摘されている。また、 ^{14}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も最近なされている [7]。 ^{14}Be の束縛構造の解明には1 つの価中性子を除いた系である ^{13}Be の構造を知ることが必要である。しかし、 ^{13}Be は不安定な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 Q 値による質量測定が行われているが、どのデータも測定誤差が大きく、物理量の決定までには至っていない [8, 9, 10]。

本論文は、中性子ハロー核 ^{14}Be の構成要素である非束縛核 ^{13}Be の質量測定を目的とした研究についてのものである。 ^{14}Be の分解反応で放出される ^{12}Be と中性子の運動量を測定し、不変質量法を用いて質量を導出した。同時に ^{14}Be の分解反応断面積、中性子の角度分布も導出した。また、本研究では運動量ベクトルの分解能にも着目し、実験装置の性能評価を行い、導出した不変質量の分解能の評価を行った。

第2章では不安定核ビームを生成するための実験手法と不変質量法について、第3章では実験で用いた検出器について、第4章では実験データの解析について、第5章ではその結果と考察を述べる。

第2章 不安定核ビームの生成と不変質量法

2.1 不安定核ビームの生成

本研究では、理化学研究所の加速器施設 RARF にある、不安定核ビーム生成ライン RIPS[11] を用いて研究対象の不安定核 ^{14}Be を生成した。

図 2.1 は RARF の全体図である。RARF では AVF サイクロトロンとリングサイクロトロンによる二段階の加速により、最大エネルギー $135\text{MeV}/u$ 、最大ビーム強度約 $1\text{p}\mu\text{A}$ の $A/Z = 2$ の重イオンビームを生成できる。

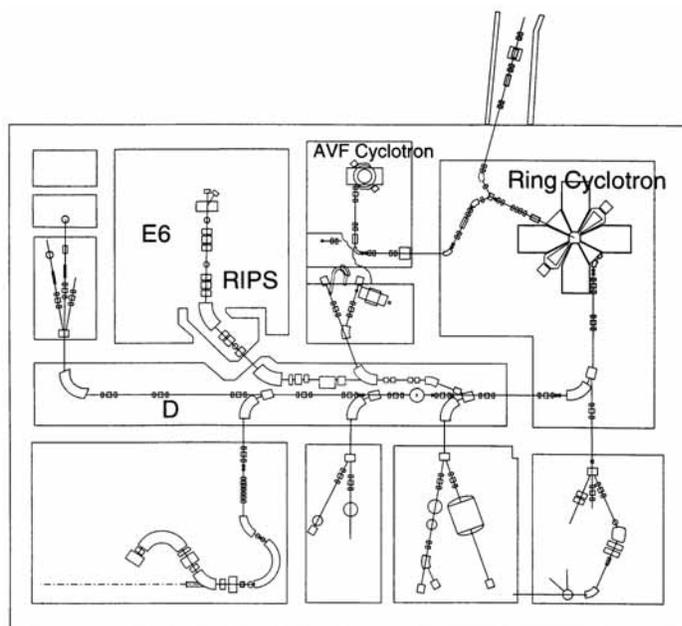


図 2.1: 加速器施設の全体図

サイクロトロンで約 100MeV に加速された粒子 (一次ビーム) を一次標的に入射し、入射核破碎反応により不安定核を生成する。生成した不安定核には様々な核種が含まれているため、RIPS(図 2.2) において 2 つの磁石での粒子の磁気硬度 ($B\rho$) の違いと第一焦点面 (F1) に設置されているエネルギー減衰板でのエネルギー損失の違いを利用して目的の核種を分離することができる。

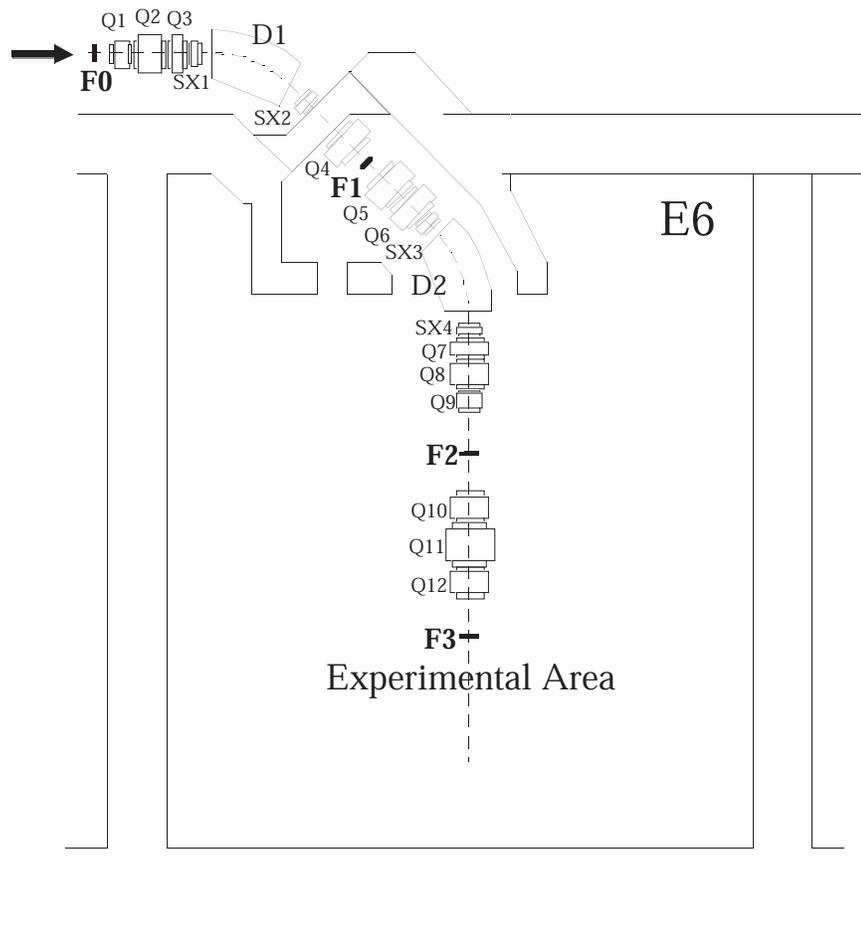


図 2.2: 不安定核ビーム生成ライン RIPS

2.2 不変質量法

静止質量 M の粒子が n 個の粒子に崩壊する時、 M は放出される n 個の粒子の不変質量の和に等しく、次のように定義される。(ここで、放出粒子 i は全エネルギー E_i 、運動量 p_i をもち、 $c = 1$ とする)

$$M = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n p_i\right)^2} \quad (2.1)$$

放出粒子の静止質量を m_i で表すと、崩壊前の粒子と放出粒子の相対エネルギー E_{rel} は以下のように表せる。

$$E_{rel} = M - \left(\sum_{i=1}^n m_i\right) \quad (2.2)$$

よって全放出粒子の静止質量が既知であるとき、相対エネルギースペクトルを導出するとピークの位置から崩壊前の粒子の質量 M を求めることができる。

不変質量法は、入射粒子のエネルギーや角度の測定の必要がなく、放出粒子のみを測定することで入射粒子の質量を求められるため、運動量や角度の広がりの大きな二次ビームを用いる不安定核の質量測定に適している。

また、不変質量法には従来の方と比べて測定精度がよいという利点もある。放出粒子が二つの場合、相対エネルギー E_{rel} の測定誤差 ΔE_{rel} は近似的に次の式で表される。(ここで、放出粒子それぞれの質量数と速度を A_i, V_i 、粒子の実験室系での放出核を θ_{12} 、入射粒子の全運動エネルギーと質量数を E, A とする)

$$E_{rel} \simeq \sqrt{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{rel}} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2}\right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (2.3)$$

第3章 実験

この章では実験の概要と使用した検出器の配置と役割について述べる。

3.1 実験の概要

実験は2001年9月に理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS で行われた。リングサイクロトロンで加速されたエネルギー 100MeV/u の一次ビーム ^{18}O を厚さ 6mm の一次標的 Be に入射し、入射核破砕反応を利用して不安定核を生成した。生成された不安定核は RIPS で分離され、二次ビーム ^{14}Be を得た。 ^{14}Be を二次標的 C(厚さ 377mg/cm²)、Pb(厚さ 346mg/cm²) に入射し、標的での分解反応によって放出される ^{14}Be のコア (^{12}Be) と中性子を測定した。

標的に炭素と鉛の二種類を用いているのは、標的核の電荷 Z の大きさの違いによる反応の違いを比べるためである。(炭素標的 (Z=6) では核力中心の反応、鉛標的 (Z=82) ではクーロン力中心の反応が起きる)

3.2 非束縛核の形成

^{14}Be ビームが炭素標的に入射した際、 ^{14}Be のハローを構成する二中性子のうちの 하나가核力により剥ぎとられる1中性子ストリップ反応が起こる場合がある。この反応により ^{14}Be は中性子一つ剥ぎとられて ^{13}Be を形成するが、 ^{13}Be は非束縛核であるため、ただちに1中性子と ^{12}Be に分解する。実験ではこの放出された粒子の運動量を測定した。

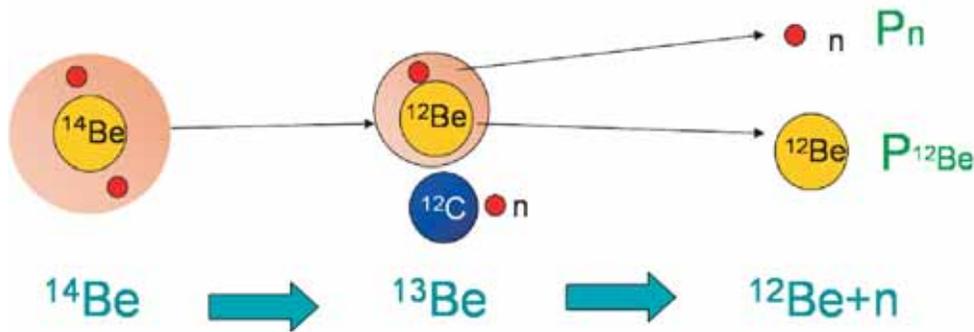


図 3.1: 1 中性子ストリップ反応の様子

3.3 実験で使用した検出器

実験で使用した検出器の配置を図 3.2 に示す。これらの検出器は役割によって二次ビーム測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系、 γ 線測定系の 4 つに分けられる。以下それぞれの測定系について説明する。

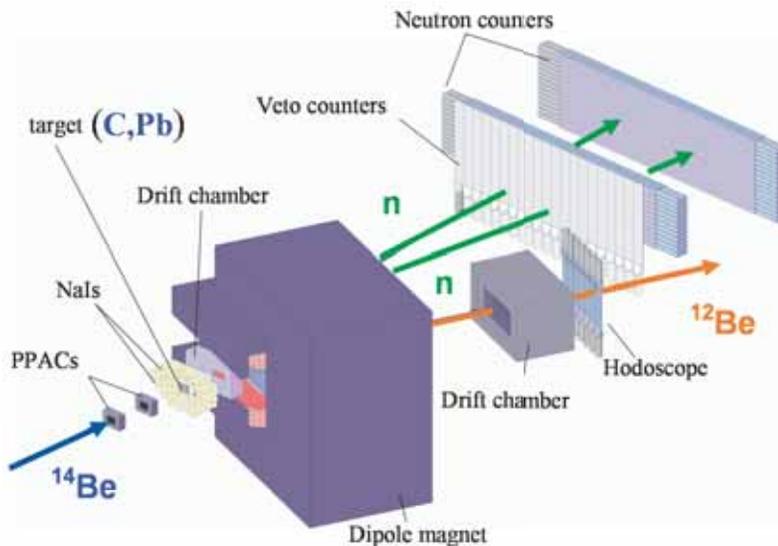


図 3.2: 検出器の配置図

3.3.1 二次ビーム測定系

二次ビームの測定にはプラスチックシンチレーター (SF2) と 2 つの PPAC (PPACa, PPACb) を用いた。配置は図 3.3 のようになっている。これらの検出器に加えてサイクロトロン加速タイミング (RF) を利用した。

プラスチックシンチレーター (SF2)

SF2 は厚さ 1mm、面積 $85 \times 85 \text{mm}^2$ で、波高と時間情報を読み出す。SF2 の時間情報と RF との時間差から一次標的から SF2 間の TOF を求めることができ、TOF と SF2 の波高から二次ビームの粒子識別を行った。

PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter)

PPAC は 2 枚の陰極と 1 枚の陽極からなるガスカウンターである。陰極は幅 2.40mm のストリップ構造をしており、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上下・左右の位置を測定することができる。陽極は 2 つの陰極間に 4mm の間隔を空けて配置され、タイミング情報を得られる。2 つの PPAC を 300mm の間隔を空けて配置することにより、通過したビーム

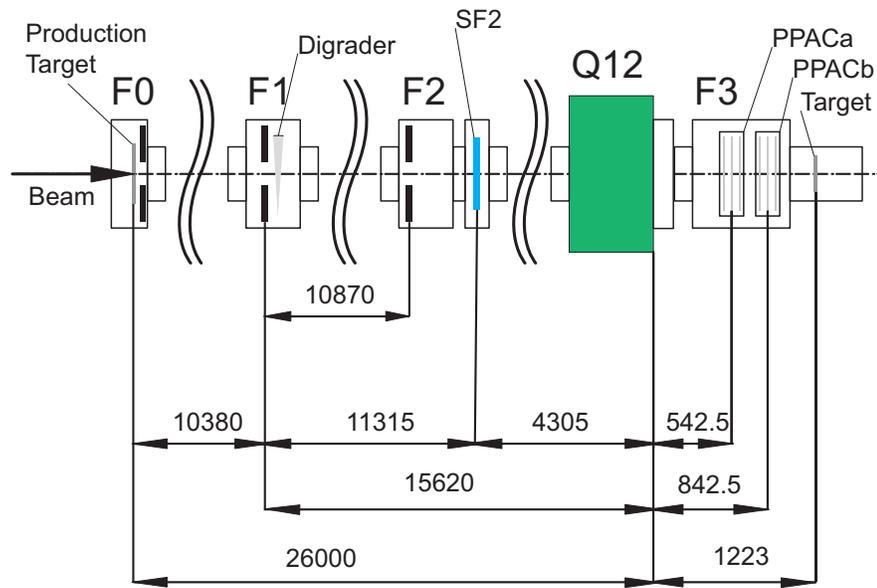


図 3.3: 二次ビーム測定系の検出器の配置図 (距離の単位は [mm])

の軌跡を求め、二次標的上での位置を測定した。

3.3.2 荷電粒子測定系

二次標的から放出された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、2つのドリフトチェンバー (FDC1,FDC3) とホドスコープ (HOD) から構成される。

双極子磁石 (Dipole magnet)

双極子磁石は二次標的から放出された粒子を荷電粒子と中性子に分ける働きをもつ。さらに荷電粒子については、その磁場中での軌跡の違いを利用して粒子識別や運動量の測定に用いられる。

ドリフトチェンバー (FDC1,FDC3)

FDC1 と FDC3 はそれぞれ二次標的と磁石、磁石とホドスコープの間に置かれ、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。FDC1 は水平方向の位置を検出する面 4 つから構成され、各面でのワイヤー間隔は 21mm である。FDC3 は水平方向の位置を検出する面 5 つと垂直方向の位置を検出する面 4 つから構成され、各面のワイヤー間隔は 40mm である。各面で読み出された位置情報より、ドリフトチェンバー内の荷電粒子の軌跡を最小二乗法により求めることができる。

プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

Hodoscope は水平方向に 7 本並べられたプラスチックシンチレーターから構成される。それぞれは厚さ 10mm、大きさ 800mm × 100mm で、上下に光電子増倍管を接続し、波高と時間情報を読み出す。

3.3.3 中性子測定系

二次標的から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構成される中性子ホドスコープ (LN) を用いた。配置を図 3.4 に示す。また、検出器が覆う角度を表 3.1 に示す。1 本のシンチレーターは $60 \times 60 \times 2140\text{mm}^2$ の大きさに全部で 4 面あり、上流側 2 面 (1 面が 12 本) と下流側 2 面 (1 面が 15 本) の組に分かれている。各シンチレーターの左右に取り付けられた光電子増倍管により波高と時間情報を読み出す。

表 3.1: 中性子検出器の有効検出角度

	垂直 [deg.]	水平 [deg.]
WALL1	-4.22 ~ 4.57	-19.1 ~ 6.33
WALL2	-4.16 ~ 4.51	-18.8 ~ 6.25
WALL3	-4.56 ~ 4.35	-15.1 ~ 5.74
WALL4	-4.52 ~ 4.30	-14.9 ~ 5.68

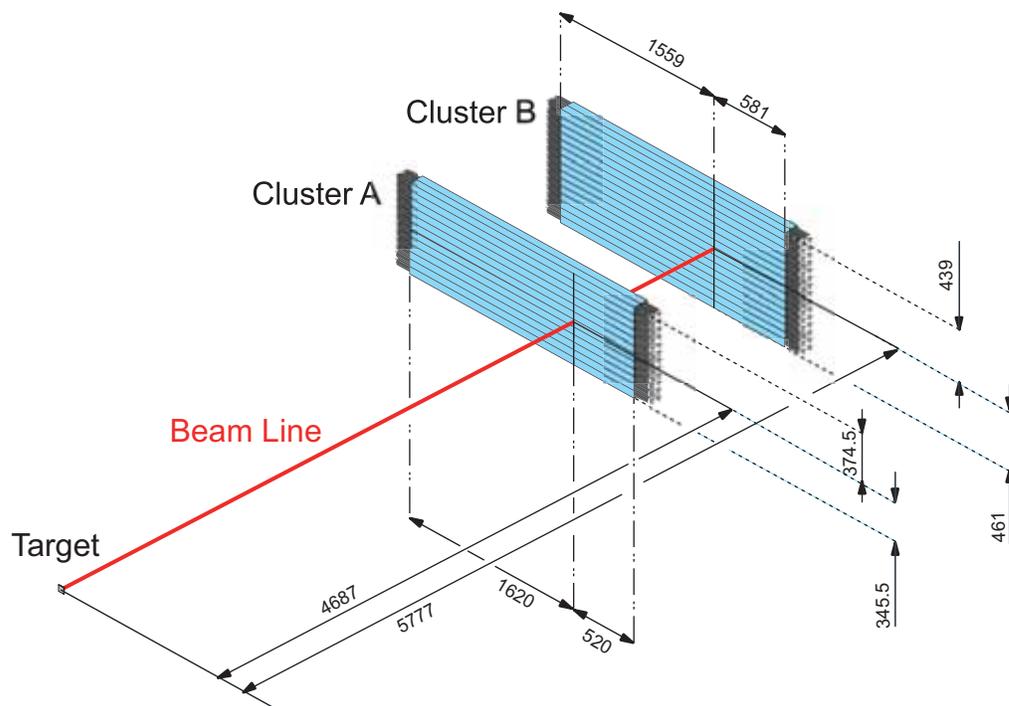


図 3.4: 中性子検出器の配置図

3.3.4 γ 線測定系

励起した荷電粒子が放出する γ 線の測定には NaI シンチレーターを用いた。

NaI シンチレーター

NaI は 1 本の大きさが $60 \times 60 \times 120 \text{ mm}^3$ のものを全部で 36 本、二次標的の周囲に 3 層に分けて配置した。

3.4 トリガー

図 3.5 に実験で使用したトリガー回路を示す。使用している記号の意味を以下に示す。

SF2L,R : SF2 でビームが検出された

SF2Z : SF2 で特定の波高が検出された

LN1-4 : Neutron Counter の 1-4 面で中性子が検出された

NaI1-3 : NaI シンチレーターの 1-3 層で γ 線が検出された

Computer Veto : コンピューターがデータを取り込み中である

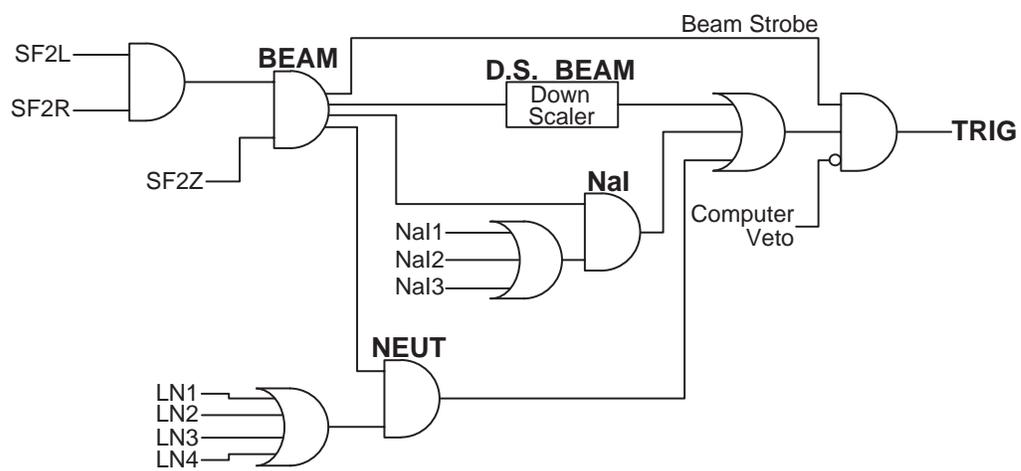


図 3.5: トリガー回路

第4章 解析

この章では実験データの解析方法について説明する。

4.1 二次ビームの粒子識別

二次ビームは RIPS により特定の核種に分離されるが、目的としていない核種も混入するため純度は 100%ではない。したがって、二次ビームの粒子識別をイベント毎に行う必要がある。F2 に設置されたプラスチックシンチレータ (SF2) でのエネルギー損失量 ΔE と F0 から F2 までの飛行時間 TOF (Time of Flight) の情報より、目的とする ^{14}Be 粒子を選びだした。

SF2 中でのエネルギー損失量 ΔE は粒子の速度を v とすると Bethe-Bloch の式より、低・中間エネルギー領域では以下のように表せる。

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

RIPS における磁気硬度 $B\rho$ の選択によって二次ビームは

$$\frac{A^{2.5}}{Z^{1.5}} = const. \quad (4.2)$$

に分けられているので、 ΔE と TOF の相関を調べることにより図 4.1 のように特定の粒子を識別することができる。これより、二次ビーム中の ^{14}Be の割合が 86%であることがわかった。

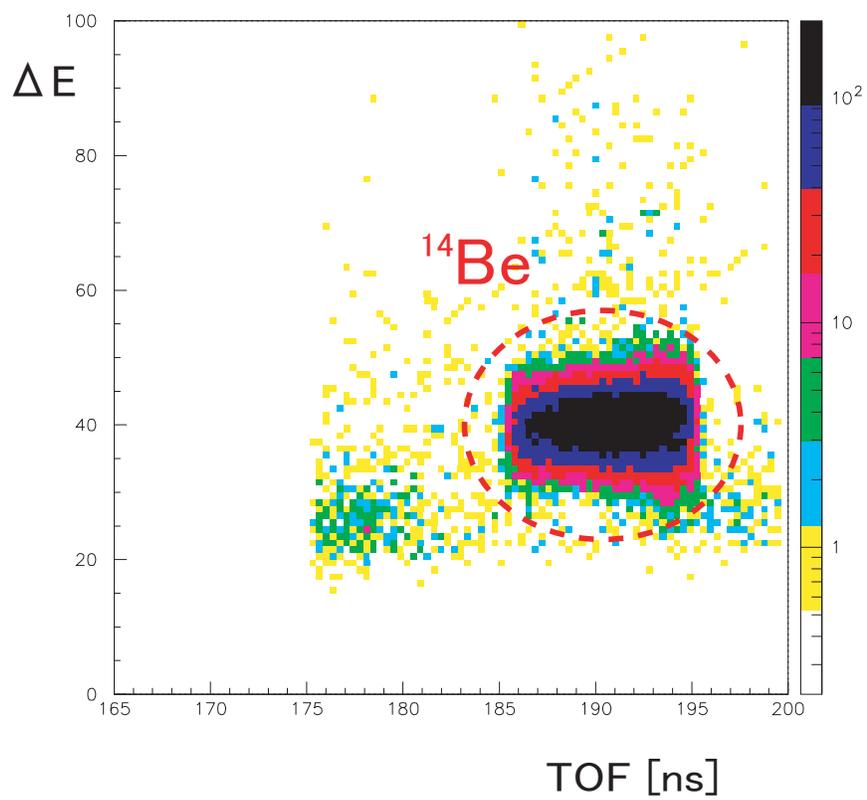


図 4.1: 二次ビームの粒子識別。 ^{14}Be 以外の粒子には $^{9,11}\text{Li}$ がある。

4.2 散乱荷電粒子の特定

二次標的から散乱される荷電粒子は双極子磁石によって曲げられ FDC3 と Hod で観測される。これらの検出器の情報をもとに、この荷電粒子の Z と A をイベント毎に識別し、目的の核種を選びだした。

4.2.1 Z の識別

前述の 4.1 と同様に、プラスチックシンチレーター (Hodoscope) でのエネルギー損失量 ΔE と Hodoscope までの飛行時間 TOF の関係から Z を識別することができる。ここで、シンチレーターにおけるエネルギー損失量と波高は厳密には比例関係ではないため以下の経験的な関係式を用いた。その結果、図 4.2, 4.3 のように荷電粒子の Z を分けられた。

$$\Delta E \propto Z^2 \times TOF^{1.5} \quad (4.3)$$

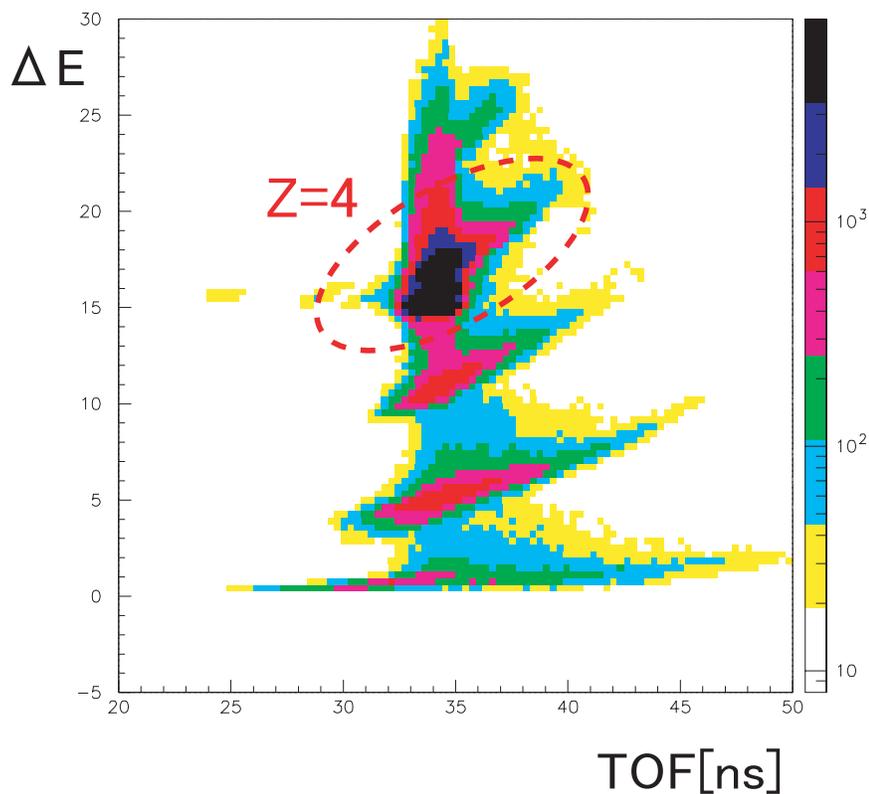


図 4.2: Hodoscope での TOF と波高の相関

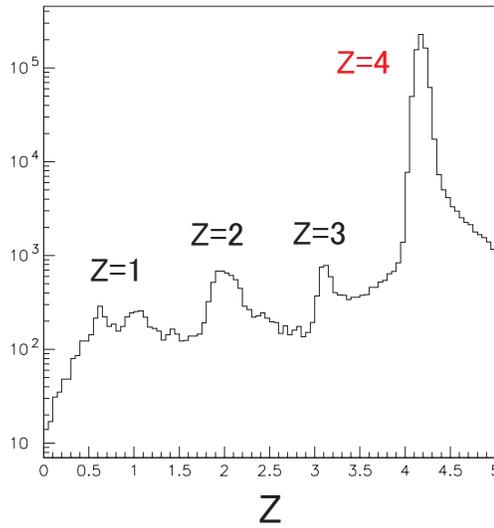


図 4.3: 荷電粒子の Z の識別

4.2.2 A の識別

二次標の上での荷電粒子の位置 X_{Target} とドリフトチェンバー FDC3 での粒子の位置 X_{FDC3} 、角度 θ_{FDC3} と磁気硬度 $\Delta B\rho/B\rho_0$ の間には以下の様な関係がある。

$$\theta_{FDC3} = \frac{1}{c_1}(X_{FDC3} - X_{Target}) - c_2 \frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \quad (4.4)$$

よって、FDC3 と標の上での位置の差と FDC3 の角度の相関から粒子は図 4.4 のように $B\rho$ を識別できる。この図を回転させることにより $B\rho$ を分けられる。

さらに、磁気硬度は

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} \times v \propto \frac{A}{Z} \times TOF^{-1} \quad (4.5)$$

のように表せ、Z はすでに識別されているので、 $B\rho$ と TOF(二次標的から Hod) の相関から図 4.5 を回転させると、図 4.6 のように A を識別することができる。

図 4.6 の結果から、質量数スペクトルを求めた。図 4.7 と図 4.8 はそれぞれトリガー条件が Beam トリガーと Neut トリガーの時の炭素標的、鉛標的、標的無しの run における質量スペクトルである。Beam トリガーは ^{14}Be のみが検出されたイベントが条件であり、Neut トリガーは ^{14}Be と中性子が検出されたイベントが条件になっている。標的の無い時でも、標的以外との物質との反応によって ^{12}Be が検出される。純粋に標的で起こった反応をみるために、標的への入射ビーム量で規格化された標的ありのスペクトルと標的なしのスペクトルの差分をとり、バックグラウンドの補正を行った。

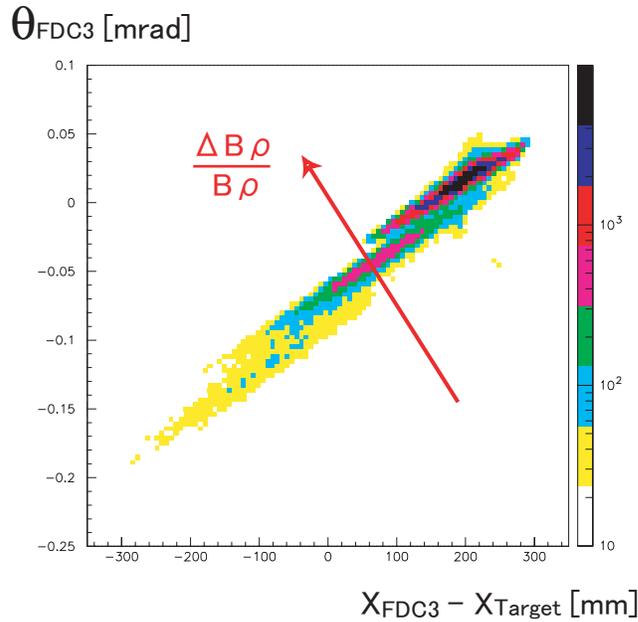


図 4.4: $X_{FDC3} - X_{Target}$ と θ_{FDC3} との二次元プロット。 $B\rho$ が分かれている。この $B\rho$ が縦軸になるように図を回転させる。

バックグラウンド補正に必要である、標的に入射したビーム量 N_{beam} は以下の式 (4.6) を用いて求めた。

$$N_{beam} = N_{SF2Z} \times \frac{N_{^{14}\text{Be on Target}} \times \text{Live Time}}{N_{\text{Beam Trigger}}} \quad (4.6)$$

N_{SF2Z} : スケーラーで測定した SF2Z にかかったイベント数、

$N_{^{14}\text{Be on Target}}$: Beam トリガーのイベント中で解析によって求められた標的に入射した ^{14}Be のイベント数

$N_{\text{Beam Trigger}}$: コインシデンスレジスターに記録された Beam トリガーの数

Live Time : 発生したトリガーに対して、コンピュータが取り込むことができたデータの比。スケーラーとコインシデンスレジスターの値から求められる。

それぞれの標的に対して、式 (4.6) に用いた値と求められたビーム量、規格化定数を表 4.1, 4.2 にまとめた。規格化定数を求める際には、標的ありのビーム量を標的なしのビーム量に合わせた。

得られた質量スペクトルをガウス関数でフィッティングすることにより、分解反応で生成された質量数ごとの荷電粒子のイベント数を求めた。この値は後に ^{14}Be の分解反応断面積を導出する際に用いる。結果を標的とトリガー別に表 4.3 に示す。

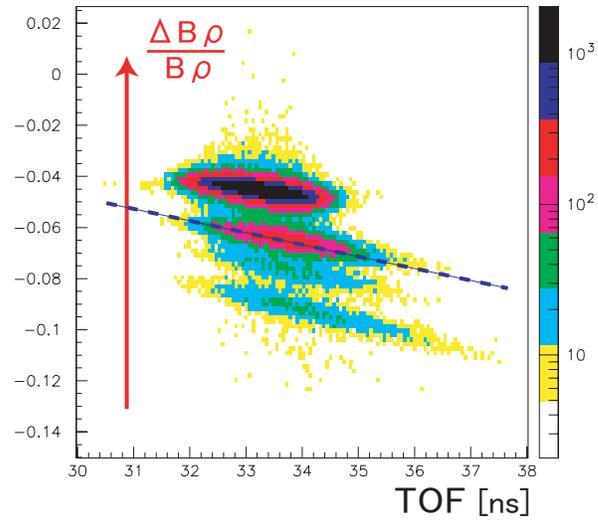


図 4.5: $B\rho$ と TOF の二次元プロット

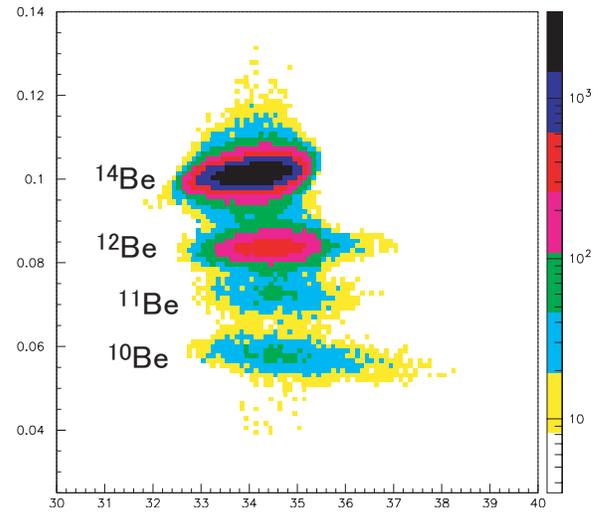


図 4.6: 図 4.5 を回転させた図。縦軸が A になっている

表 4.1: 標的ごとの各々の量

標的	N_{SF2Z}	$N_{^{14}\text{Be on Target}}$	$N_{\text{Beam Trigger}}$	Live Time(Beam トリガー)	Live Time(Neut トリガー)
炭素標的	315258560	3191864	8174110	0.776	0.669
鉛標的	264175988	2391228	6767267	0.755	0.639
標的なし	99550768	1029407	2724451	0.817	0.6874

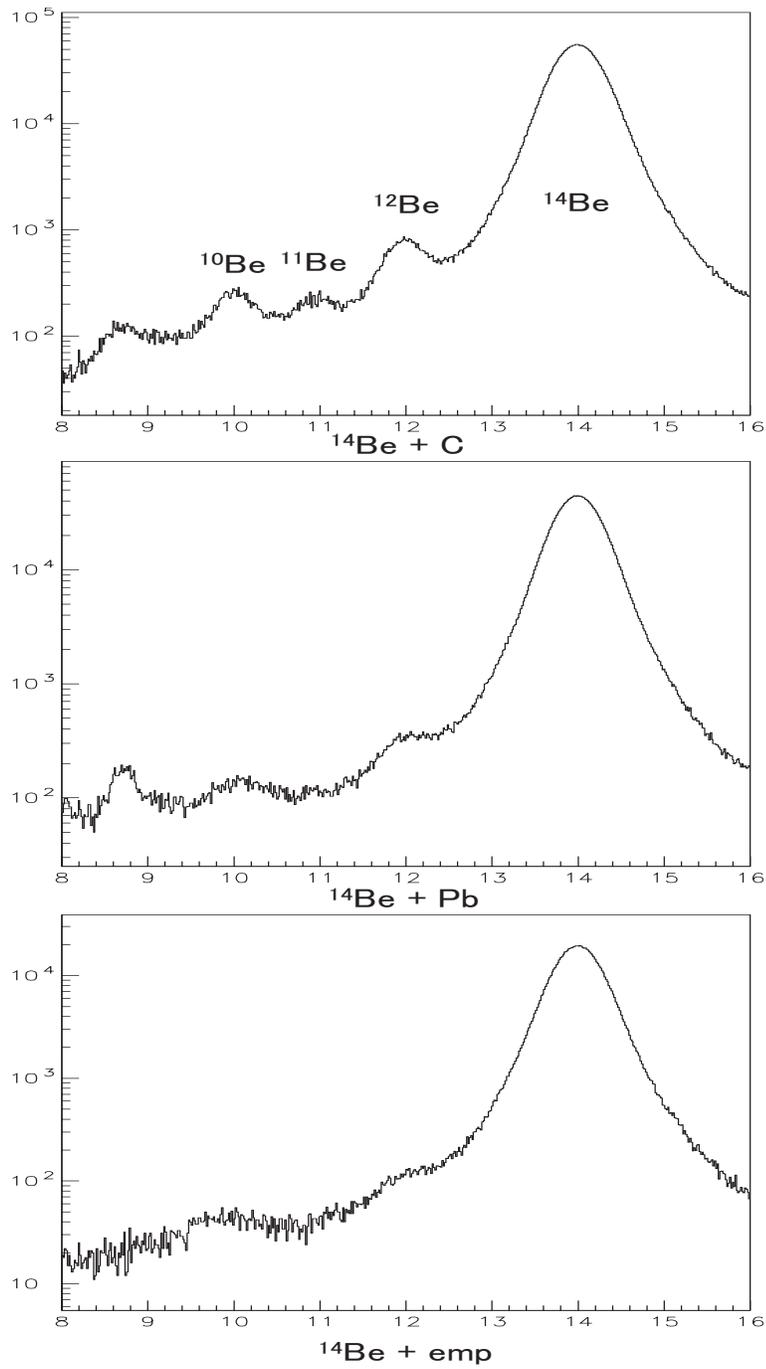


図 4.7: 質量数スペクトル (Beam Trigger)

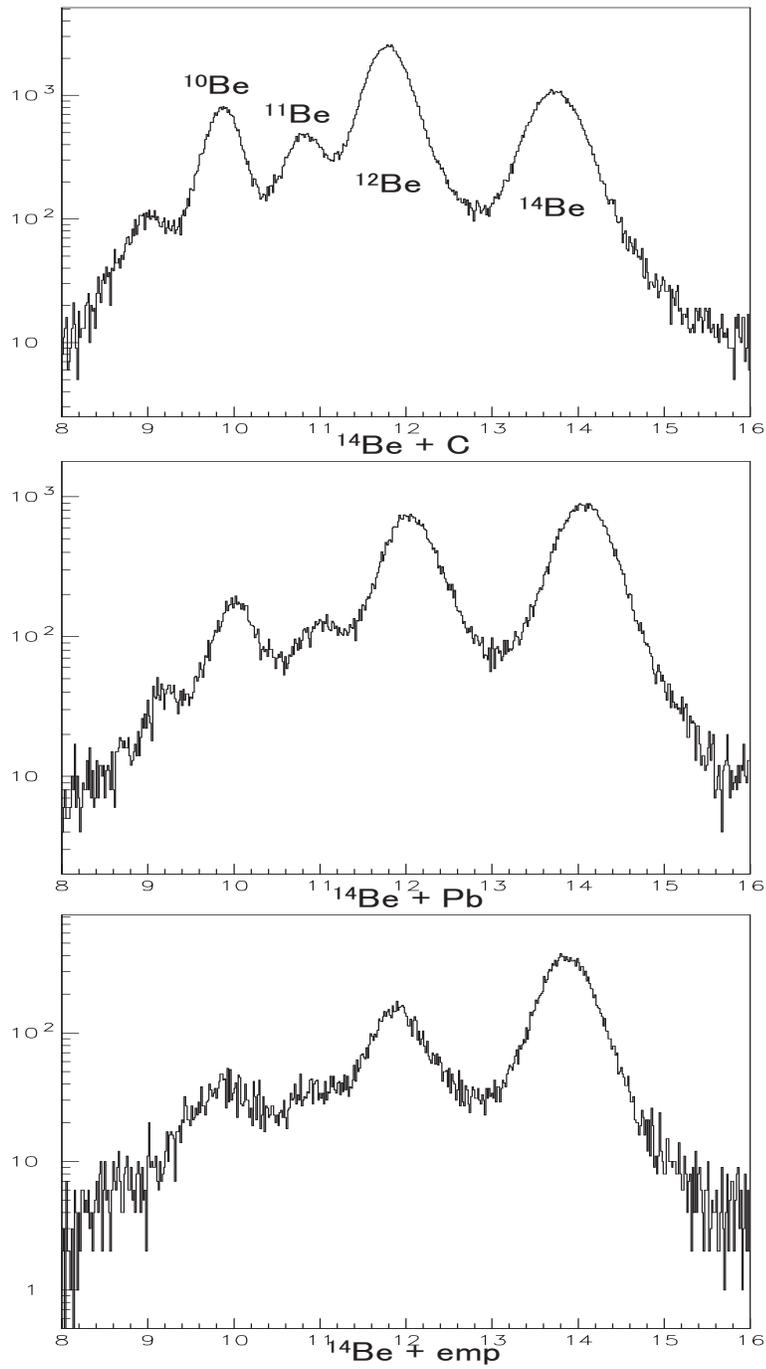


図 4.8: 質量数スペクトル (Neut Trigger)

表 4.2: 標的におけるビーム量と規格化定数

標的 (Trigger)	ビーム量	規格化係数
(Beam)		
炭素標的	9.5712E+7	0.3222
鉛標的	7.1702E+7	0.4305
標的なし	3.0865E+7	1.0000
(Neut)		
炭素標的	8.2588E+07	0.3152
鉛標的	6.0858E+07	0.4277
標的なし	2.6032E+07	1.0000

表 4.3: 質量数ごとのイベント数 (括弧内の数字は誤差)

標的 (Trigger)	^{10}Be	^{11}Be	^{12}Be
(Beam)			
炭素標的	10197(144)	10123(101)	35313(267)
鉛標的	6710(119)	6140.7(114)	18329(193)
標的なし	3036.9(86)	2467.4(73)	6820.4(83)
(Neut)			
炭素標的	31747(249)	22595(150)	116430(479)
鉛標的	10024(145)	8592.6(134)	41870(288)
標的なし	3740.6(180)	2776.5(149)	10242(154)

表 4.4: 質量数ごとのイベント数 (バックグラウンド補正後)

標的 (Trigger)	¹⁰ Be	¹¹ Be	¹² Be
(Beam)			
炭素標的	251(98)	797(86)	4567(146)
鉛標的	-149(100)	176(86)	1070(145)
(Neut)			
炭素標的	6266(196)	4345(163)	26457(216)
鉛標的	547(190)	897(160)	7668(197)

さらに、標的以外の物質との反応の寄与を取り除くため、バックグラウンド補正を行った。入射ビーム量で規格化した炭素・鉛標的のイベント数から標的なしのイベント数を差し引いた。その結果が表 4.4 である。

得られたイベント数から、反応断面積は以下の式 (4.7) を用いて求められる。結果は 5.1.1 にて述べる。

$$\sigma = \frac{N_{event}}{N_{beam}} \times \frac{A_{target}}{d_{target} \times N_A \times \epsilon} \quad (4.7)$$

N_{event} : イベント数

N_{beam} : 標的に入射した二次ビームの量

A_{target} : 標的の質量数

d_{target} : 標的の厚さ (mg / cm²)

N_A : アボガドロ数

ϵ : 検出効率

4.3 中性子の解析

中性子が検出された条件として以下を満たすイベントを選び、中性子の運動量と1中性子角度分布を測定した。

- Veto カウンターが鳴っていない
- Neut トリガーであり、さらに中性子検出器の multiplicity が 1 以上である
- 中性子検出器の波高が閾値 (6MeVee) 以上である

4.3.1 運動量と分解能

中性子検出器の各面について二次標的から検出器までの飛行時間と分解能を求め (図 4.9)、さらに中性子の運動量と分解能を求めた (図 4.10)

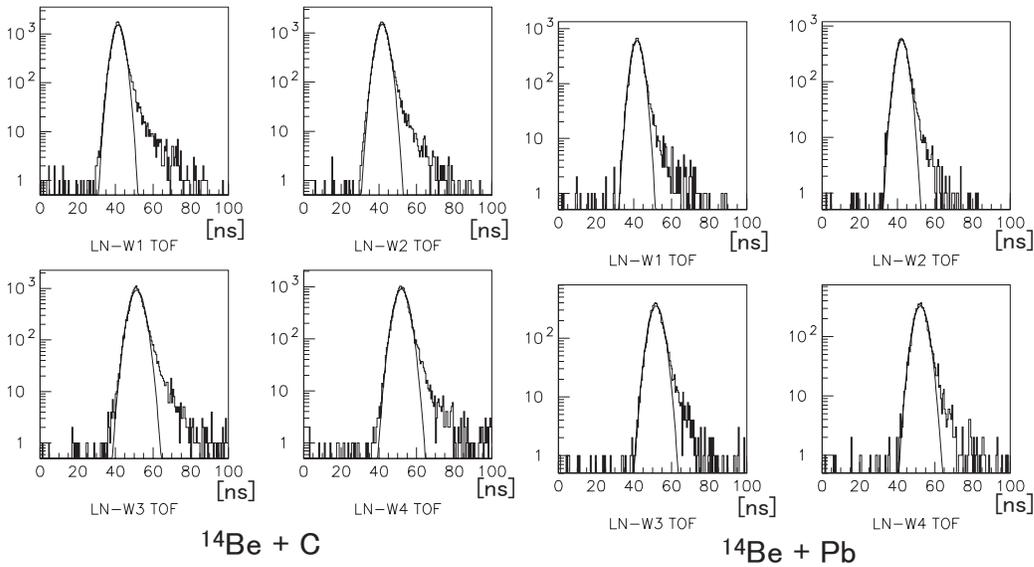


図 4.9: 各中性子検出器におけるタイミング

表 4.5: タイミングの分解能。単位は [ns]

WALL	T(炭素標的)	σ (炭素標的)	T(鉛標的)	σ (鉛標的)
WALL1	41.5	2.63	41.8	2.5892
WALL2	41.8	2.77	42.4	2.68
WALL3	51.3	3.36	51.8	3.25
WALL4	52.0	3.28	52.3	3.24

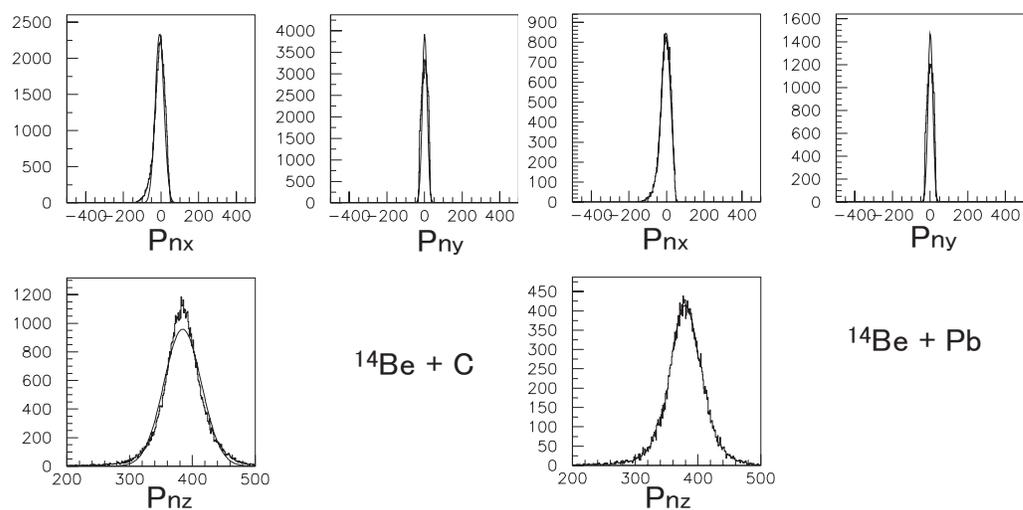


図 4.10: 中性子の運動量

表 4.6: 中性子の運動量の中心値と分解能。単位は [MeV/c]

WALL	P_n (炭素標的)	σ_{P_n} (炭素標的)	P_n (鉛標的)	σ_{P_n} (鉛標的)
x	-7.19	23.296	-2.98	25.4
y	0.944	13.021	1.49	12.8
z	384.51	29.898	379.64	23.598

4.3.2 アクセプタンス補正

本実験で用いた中性子検出器は 3.2.3 で示したように垂直・水平な方向に有限な検出角度をもつため、二次標的から放出されたすべての中性子を検出することはできない。ゆえに中性子の放出角度 ϕ_n に対するアクセプタンスを求め、補正する必要がある。

中性子の放出角度 ϕ_n は中性子の運動量 P_{nx}, P_{ny}, P_{nz} から以下の式を用いて求められる。

$$\phi_n = \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{P_{nx}^2 + P_{ny}^2}}{P_{nz}}\right)$$

二次標的から角度 ϕ_n で放出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 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ることにより、放出角度 ϕ_n に対する幾何学的なアクセプタンスを求めることができる。実際にはビームの標的上の位置は一点ではなく広がりを持ち、かつ入射ビームの角度にも広がりがあるため、ビームの標的上で広がりを考慮したシミュレーションにより求めたアクセプタンスを用いて補正を行った。その結果を図 4.11 に示す。

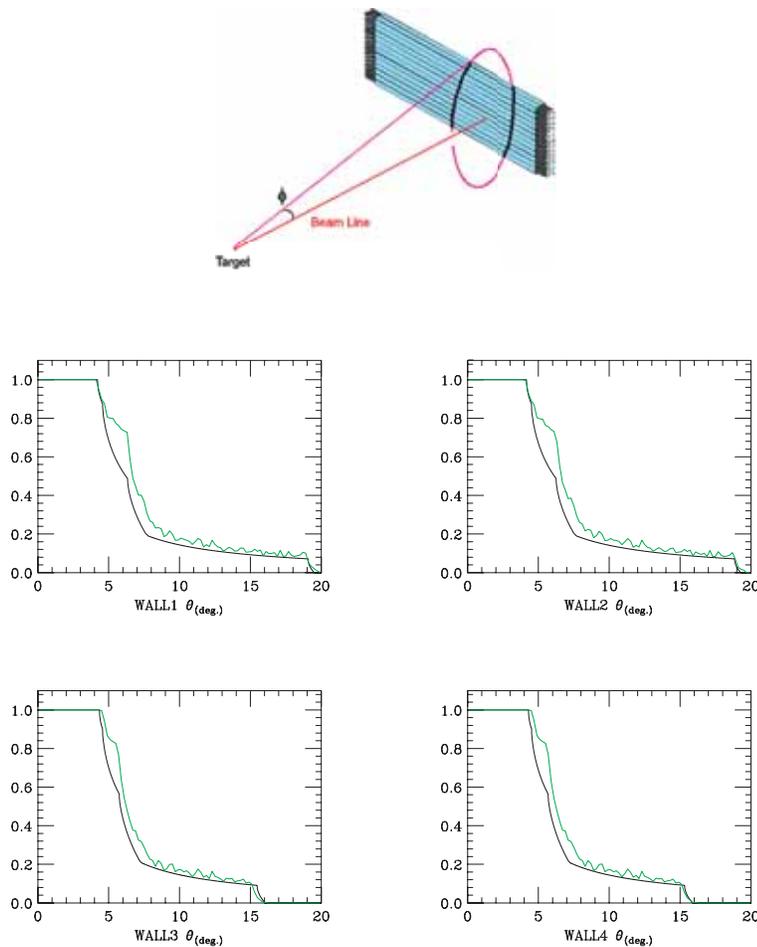


図 4.11: 角度に対する中性子検出器のアクセプタンス。黒線が幾何学的方法によるもので、緑線がシミュレーションによるものである。

4.3.3 中性子角度分布

^{14}Be の分解反応後、 ^{12}Be と中性子が検出されたイベントについて、二次標的から放出された中性子の放出角度 θ_n に対する分布を求め、さらに4.3.2で得られた中性子検出器のアクセプタンスを用いてアクセプタンス補正を行った。得られた中性子角度分布は図4.12のようであった。さらに

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi\sin\theta_n} \frac{d\sigma}{d\theta_n}$$

より、 θ_n を立体角 Ω になおし、縦軸を断面積になおした結果、図4.3.3のような中性子角度分布を得られた。

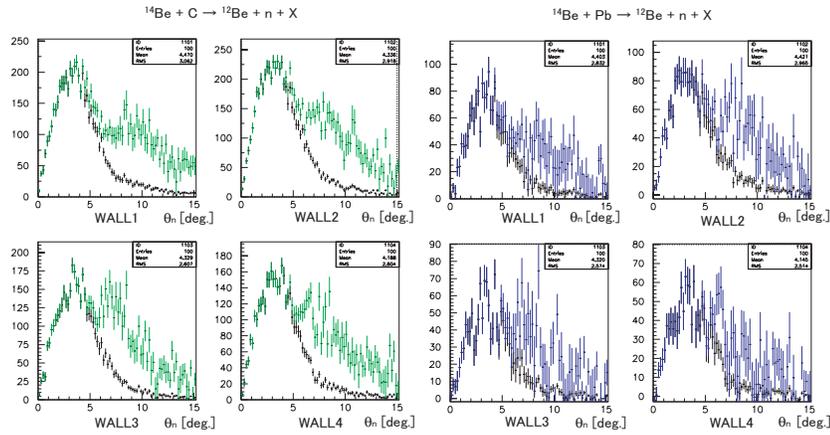


図 4.12: 炭素標的と鉛標的での反応による角度分布 $\frac{dN}{d\theta_n}$ [counts], 色つきはアクセプタンス補正後の分布である。

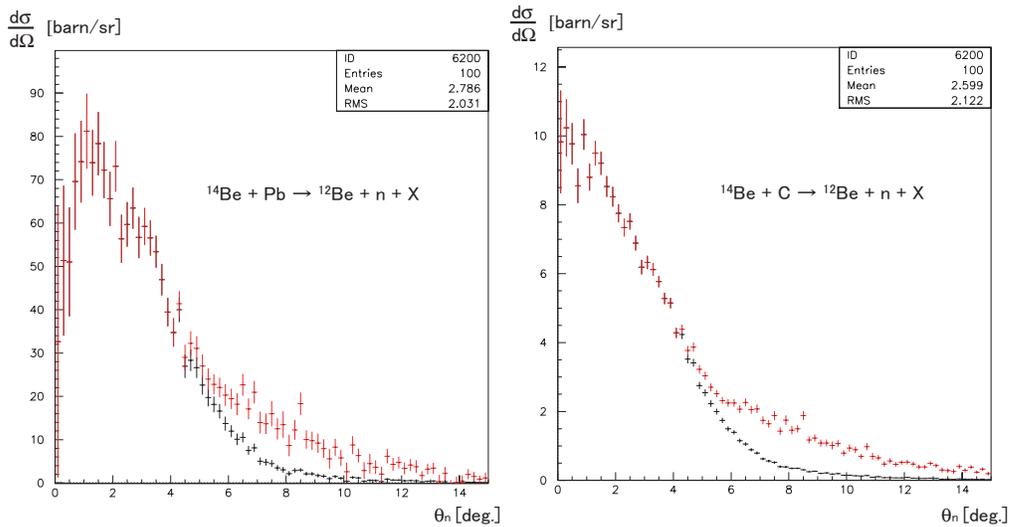


図 4.13: 1 中性子角度分布 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [barn/sr] 色つきはアクセプタンス補正後の分布である。

4.4 荷電粒子の解析

4.4.1 運動量と分解能

散乱荷電粒子の標的上での運動量ベクトルを以下のようにして求めた。

順トレース

二次ビーム測定系によって得られる ^{14}Be の二次標的上での運動量の大きさと位置の情報から、散乱荷電粒子の磁場中の飛跡を計算することにより FDC3 で得られるであろう位置と角度を求め、実際の FDC3 で測定されたデータと比較し、その誤差補正を行った。この順トレースでは、標的と反応せずに ^{14}Be が放出されたイベントを用いた。初めに標的なしのデータを用いて誤差を補正し、次に炭素標的、鉛標的のデータで誤差を確認した。今回の解析では位置と角度の誤差は考えられる測定誤差の範囲内であったので、パラメーターは変更しなかった。

逆トレース

Hodoscope で測定した散乱荷電粒子の二次標的から Hod までの TOF と FDC3 で測定した位置と角度の情報から、粒子の磁場中の飛跡を計算することにより、二次標的から放出される粒子の反応直後の運動量ベクトルを求め、二次ビーム測定系から得られた ^{14}Be の運動量ベクトルと比較し、誤差補正を行った。補正したパラメーターは 7 章にまとめた。

この補正は二次ビームの運動量が $\Delta P/P = \pm 3.0\%$ のイベントについて行った。パラメーター補正後に得られた運動量分布を図 4.14、表 4.7 に示す。また、逆トレースの分解能を評価するために二次ビームの運動量が $\Delta P/P = \pm 0.1\%$ のイベントを用いて Beam トリガーの場合の二次ビーム測定系と逆トレースでの運動量ベクトルの比較も行った。得られた運動量分布を図 4.15、表 4.8 に示す。

4.4.2 ^{12}Be の運動量分布

4.4.1 で順トレース・逆トレースのパラメータを合わせた後、標的での分解反応により放出された ^{12}Be の運動量分布を求めた。得られた運動量分布を図 4.16、表 4.9 に示す。ここで、 ^{12}Be の運動量の分解能 σ_P は以下のように表すことができ、逆トレースの分解能は $\frac{\Delta P}{P_0} = 0.1\%$ の運動量の分解能に等しいといえるため、 $\sigma_{\text{反応}}$ も導出し、表にまとめている。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{逆トレース}}^2 + \sigma_{\text{反応}}^2} \quad (4.8)$$

$\sigma_{\text{逆トレース}}$: 逆トレースの分解能

$\sigma_{\text{反応}}$: 標的との反応後の散乱の違いによる分解能

4.3.1 で求めた中性子の運動量と、この ^{12}Be の運動量を用いて不変質量法により ^{13}Be の相対エネルギーをもとめた。結果は 5.2 に示す。

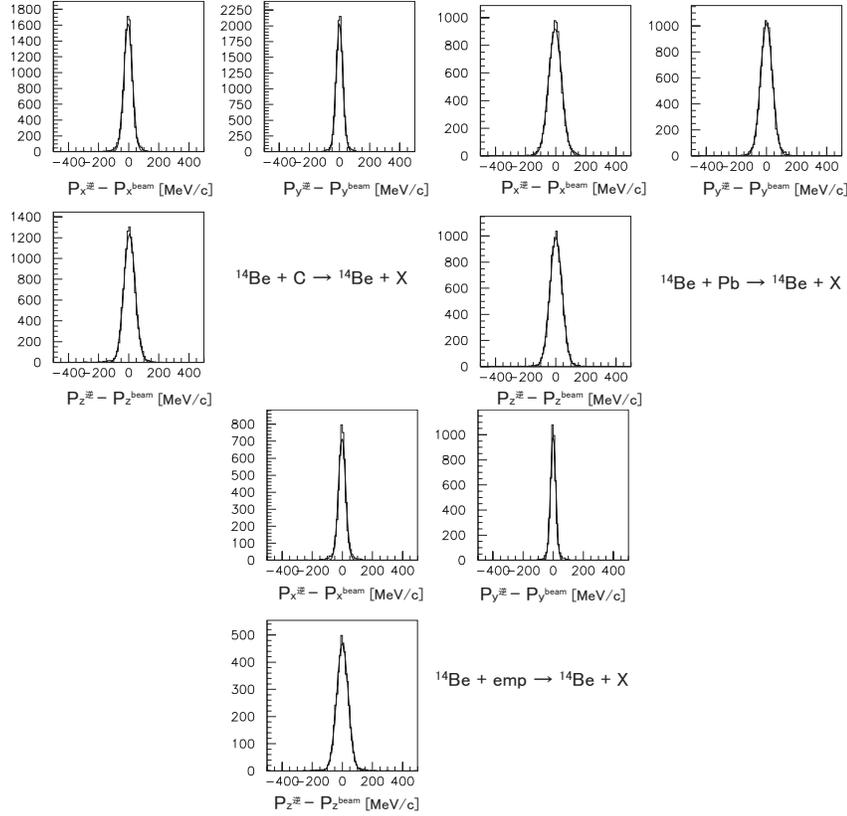


図 4.14: $\frac{\Delta P}{P_0} = 3.0\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量分布

表 4.7: $\frac{\Delta P}{P_0} = 3.0\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量。 P_{total} は運動量分布のピーク値である。

標的		誤差 (ΔP) [MeV/c]	分解能 σ_P [MeV/c]	P_{total} [MeV/c]	σ_P/P_{total} [%]
炭素標的	P_x	-3.8569	28.396	5060.6	0.561
	P_y	-0.11413	22.800		0.4505
	P_z	5.5086	37.724		0.7454
鉛標的	P_x	-4.0148	43.772	5101.0	0.858
	P_y	-0.19097	39.565		0.776
	P_z	2.0210	40.834		0.8005
標的なし	P_x	-1.9832	24.231	5133.3	0.472
	P_y	-0.56654	17.627		0.3434
	P_z	0.57304	38.143		0.743

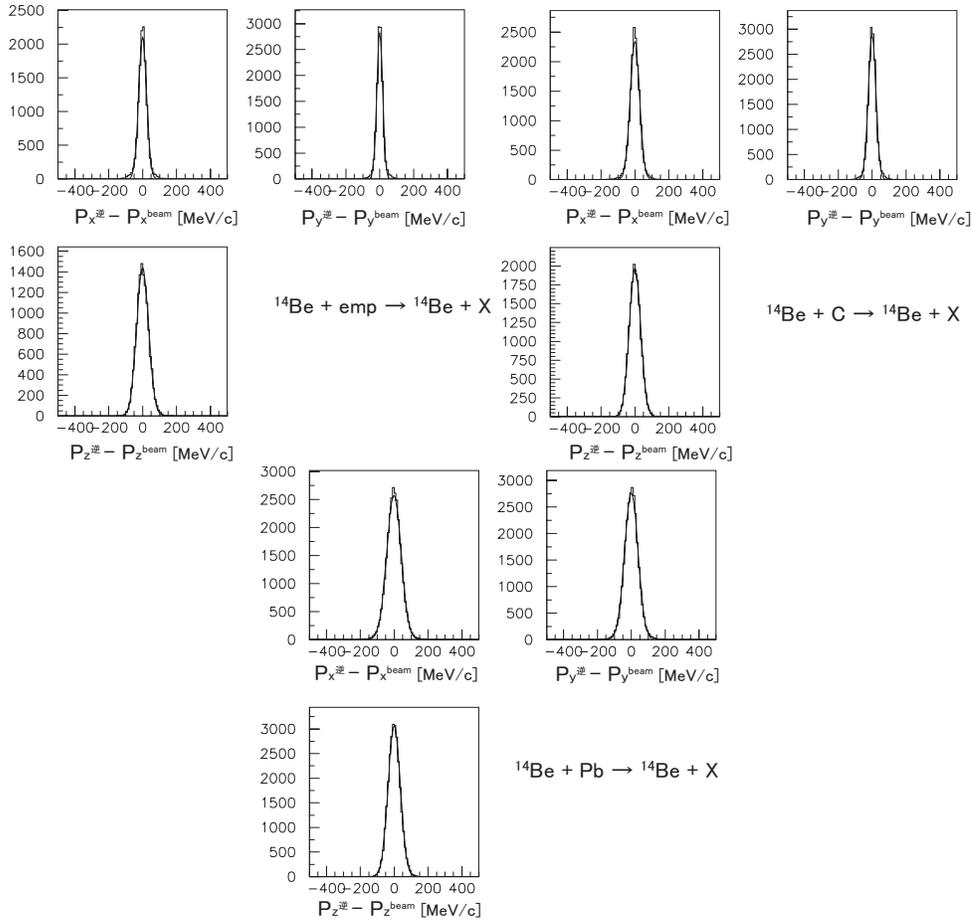


図 4.15: $\frac{\Delta P}{P_0} = 0.1\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量分布

表 4.8: $\frac{\Delta P}{P_0} = 0.1\%$ のイベントを用いて求められた ^{14}Be の運動量。 P_{total} は運動量分布のピーク値である。

標的		誤差 (ΔP) [MeV/c]	分解能 σ_P [MeV/c]	P_{total} [MeV/c]	σ_P/P_{total} [%]
標的なし	P_x	-0.51512E-01	23.539	5168.9	0.455
	P_y	-0.32028	17.422		0.337
	P_z	0.42325E-02	35.446		0.686
炭素標的	P_x	-0.83726	27.724	5098.7	0.544
	P_y	-0.27840	22.526		0.442
	P_z	-0.19594	33.569		0.658
鉛標的	P_x	-1.6365	42.657	5134.4	0.831
	P_y	-0.43873E-01	39.721		0.774
	P_z	0.33138E-02	36.078		0.703

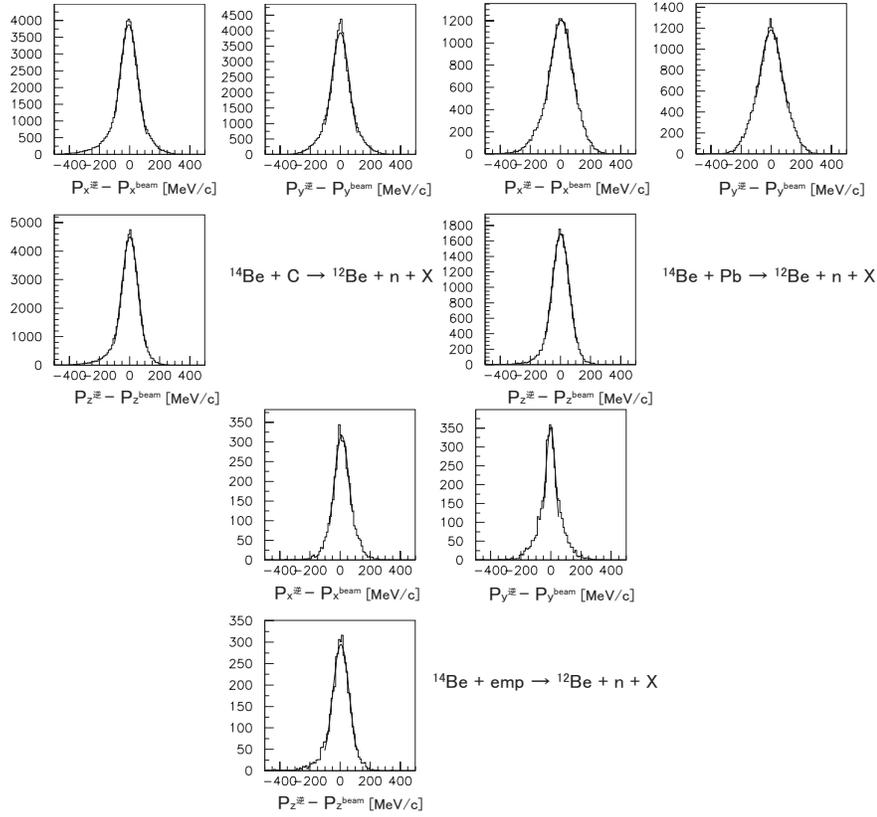


図 4.16: ^{12}Be の運動量分布

表 4.9: ^{12}Be の運動量の分解能

標的		誤差 (ΔP) [MeV/c]	分解能 σ_P [MeV/c]	P_{total} [MeV/c]	σ_P/P_{total} [%]	$\sigma_{\text{反応}}$ [MeV/c]
炭素標的	P_x	-4.9627	60.202	4332.3	1.389	53.438
	P_y	-0.20008	59.906		1.383	55.509
	P_z	2.2195	54.659		1.262	43.136
鉛標的	P_x	5.7062	77.471	4393.8	1.763	64.669
	P_y	-1.3145	79.262		1.804	68.591
	P_z	1.9551	57.579		1.310	44.874
標的なし	P_x	10.641	50.706	4420.4	1.147	44.911
	P_y	-2.1880	35.194		0.796	30.579
	P_z	5.5898	55.571		1.257	42.798

第5章 結果と議論

5.1 反応断面積

5.1.1 インクルーシブ測定における断面積

4.2.2 で述べた手順により、表 5.1 のようにインクルーシブ測定による反応断面積が得られた。この断面積は中性子と荷電粒子のアクセプタンス補正前のものである。Neut トリガーにおいては、中性子検出器の検出効率 (20.3%) を補正した。

表 5.1: 反応断面積 (単位は [mb])

標的 (トリガー)	¹⁰ Be	¹¹ Be	¹² Be
(Beam トリガー)			
炭素標的	13(5)	41(4)	235(8)
鉛標的	-144(97)	170(85)	1004(140)
(Neut トリガー)			
炭素標的	63(2)	44(2)	265(2)
鉛標的	103(36)	169(30)	1443(37)

それぞれのトリガー条件においては以下の反応を見ている。

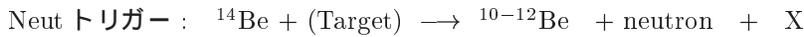
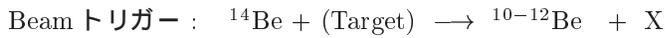
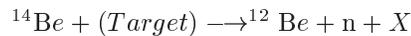


表 5.1 より、どちらのトリガー条件においても鉛標的との反応では ¹²Be は他の粒子に比べて非常に大きな断面積になることがわかる。

5.1.2 中性子角度分布による断面積

4.3.3 で得られた 1 中性子角度分布を 0°-10° の範囲で積分することにより、



の反応断面積 $\sigma_n = 0.256 \pm 0.002$ [b] (炭素標的)、 $\sigma_n = 2.218 \pm 0.041$ [b] (鉛標的) が求められた。

この断面積は 4.3.2 で述べた中性子のアクセプタンス補正後のものである。荷電粒子のアクセプタンス補正はなされていない。中性子検出器の各面の検出効率 (WALL1: 0.0579, WALL2: 0.0548, WALL3: 0.0428, WALL4: 0.0422) は補正済みである。

さらに、以下のローレンツ型の関数 [12] を用いてこの角度分布のフィッティングを行った結果、図 5.1 のようになり、パラメーターは以下ようになった。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_0}{2\pi} \frac{1 + \frac{\rho^2 p_0^2}{\hbar^2}}{\left[1 + \frac{\sin^2 \theta \rho^2 p_0^2}{\hbar^2}\right]^{\frac{3}{2}}}$$

炭素標的において、 $\sigma_0 = 0.31 \pm 0.004$ [b] , $\rho = 8.20 \pm 0.007$ [fm] , $p_0 = 366.11 \pm 3.2253$ [MeV]

鉛標的において、 $\sigma_0 = 2.53 \pm 0.002$ [b] , $\rho = 8.36 \pm 0.28$ [fm] , $p_0 = 361.07 \pm 12.192$ [MeV]

パラメーターはそれぞれ σ_0 が反応断面積、 ρ が波動関数の幅、 p_0 が 1 核子あたりの運動量に対応している。

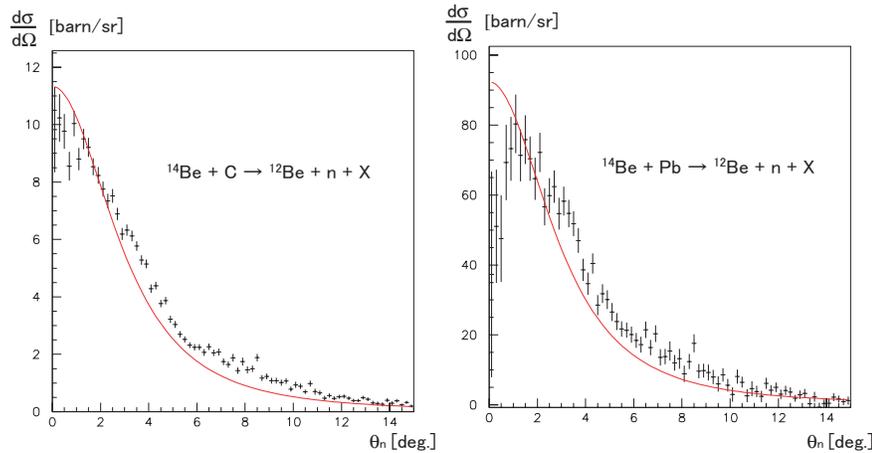


図 5.1: 中性子角度分布をローレンツ型の関数でフィッティングしたもの

^{12}Be が放出された反応に注目してこれまで求めた断面積の結果をまとめたものを表 5.2 に示す。この表において、 σ_{-2n} は $^{14}\text{Be} + \text{target} \rightarrow ^{12}\text{Be} + X$ の反応チャンネルの断面積を表し、 σ_n は $^{14}\text{Be} + \text{target} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n + X$ の反応チャンネルの断面積を表している。 \bar{m}_n は中性子の平均多重度で、 $\bar{m}_n = \sigma_n / \sigma_{-2n}$ により求めた。中性子が中性子検出器で 1 個より多く検出された場合に多重度は 1 より大きくなる。またこの表には比較のため、GANIL[13] で求められた値と 2 中性子ハロー核 ^{11}Li において求められた値も示した。それぞれの σ_n の値は中性子角度分布を $0^\circ\text{-}40^\circ, 0^\circ\text{-}14^\circ$ で積分したものである。

中性子平均多重度 \bar{m}_n に着目すると、炭素標的での \bar{m}_n は 1 程度であり、鉛標的での \bar{m}_n は 1 よりも大きい。このことは、 ^{14}Be の分解反応において鉛標的では 2 中性子が前方に放出されるクーロン分解反応、炭素標的では 1 中性子ロックアウト反応が主となる反応であることを示している。

鉛標的での \bar{m}_n は GANIL の値よりも大きな値となっているが、これは実験に用いた入射エネルギーの違い (GANIL: 35[MeV/u], 本実験: 70[MeV/u]) によるものであると思われる。定性的には鉛標的での \bar{m}_n が炭素標的よりも大きいことが確かめられる。

表 5.2: ^{12}Be の断面積

標的	$\sigma_{-2n}[b]$	$\sigma_n[b]$	$\overline{m_n}$
炭素標的			
インクルーシブ測定	0.235 ± 0.007	0.265 ± 0.002	1.1 ± 0.037
中性子角度分布		0.256 ± 0.002	1.1 ± 0.017
@GANIL	0.46 ± 0.04	0.75 ± 0.10	1.6 ± 0.3
^{11}Li	0.4074 ± 0.05	0.432	1.060
鉛標的			
インクルーシブ測定	1.033 ± 0.14	1.440 ± 0.037	1.4 ± 0.192
中性子角度分布		2.218 ± 0.041	2.1 ± 0.294
@GANIL	2.3 ± 0.4	4.0 ± 0.3	1.7 ± 0.2
^{11}Li	3.65 ± 0.4	5.05	1.386

5.2 ^{13}Be 相対エネルギースペクトル

求められた ^{13}Be 相対エネルギースペクトルを図 5.2 に示す。この図は中性子・荷電粒子のアクセプタンス補正前であるが、ピークの位置より ^{13}Be の質量が 0.3 [MeV] 付近に位置することがわかった。

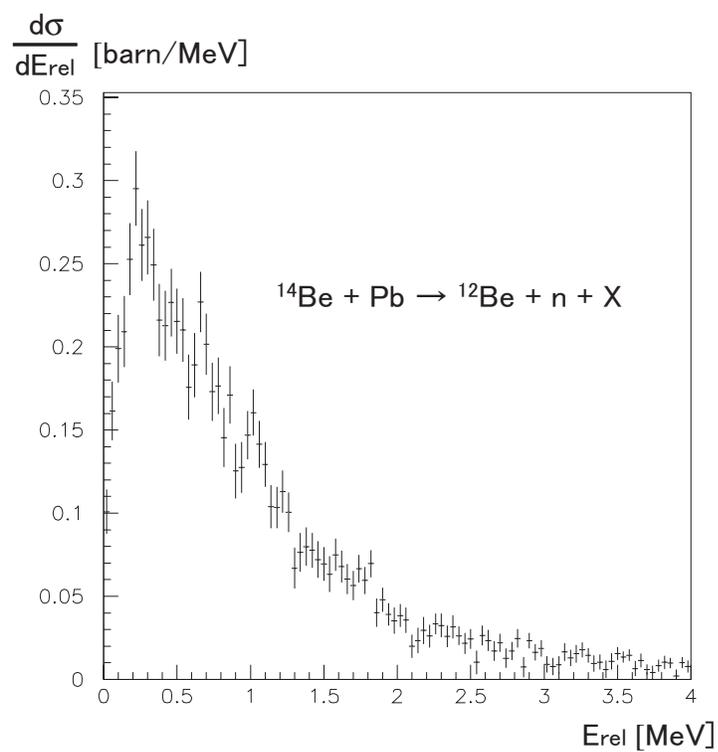
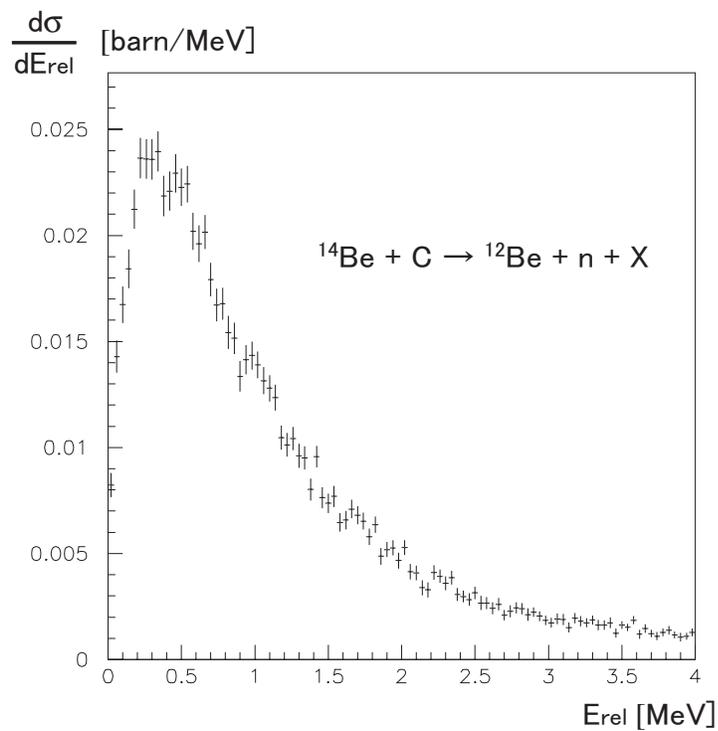
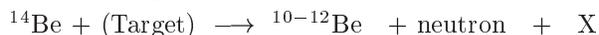


図 5.2: ^{13}Be 相対エネルギースペクトル。バックグラウンド補正はなされているがアクセプタンス補正・中性子検出器の検出効率補正はなされていない。縦軸は微分断面積である。

第6章 まとめ

2中性子ハロー核 ^{14}Be の分解反応について、特に分解反応の中間状態で生成される非束縛核 ^{13}Be の質量測定を目的とした研究を行った。入射エネルギー $70[\text{MeV}/u]$ の ^{14}Be が炭素標的、鉛標的に入射した際の1中性子ストリップ反応により形成される ^{13}Be について ^{12}Be と1中性子の運動量を測定し、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。現在までの解析で中性子、荷電粒子のアクセプタンス補正前の相対エネルギースペクトルが求められ、ピークの位置より、 ^{13}Be の質量が $0.3 [\text{MeV}]$ 付近に位置することがわかった。

また、 ^{14}Be の分解反応における



の反応断面積を求めた。その結果、 ^{14}Be は鉛標的では2つの中性子が前方に放出されるクーロン分解反応が支配的であり、炭素標的では、1中性子ロックアウト反応が支配的であることがわかった。

今後の解析では中性子・荷電粒子のアクセプタンス補正後の ^{13}Be の相対エネルギースペクトルを求め、スペクトルの形から ^{13}Be の価中性子の配位を決定する予定である。さらに、 ^{12}Be と2中性子の三体での不変質量を求めて相対エネルギーを導くことにより、 ^{14}Be の低励起構造を解明することが本研究の最終目標であるが、そのためには2中性子の特定に対する中性子検出器の解析精度の向上が望まれる。

第7章 付録

7.1 逆トレースでの補正值

4.4.1での逆トレースにおいて各 run ごとの SF2 から Hodscope までの TOF を補正することにより、計算と測定による標的上での ^{14}Be の運動量の中心値の差を 0 に合わせた。表 7.1 に各 run ごとの TOF の補正值を示す。

表 7.1: TOF(SF2-Hod) の補正值

標的	run number	元の補正值 [ns]	修正後の補正值 [ns]	$\Delta P_z/\sigma_{P_z}$ (修正前)	$\Delta P_z/\sigma_{P_z}$ (修正後)
標的無し	117	+0.158	-0.092	-36.26/40.28	0.7509/37.46
	118	+0.400	+0.200		
	119	+0.490	+0.290		
炭素標的	100	-0.710	-1.110	-66.01/39.19	5.562/37.30
	102	-0.716	-1.116		
	103	-0.724	-1.124		
	104	-0.700	-1.100		
	105	-0.757	-1.200		
	106	-0.770	-1.270		
	107	-0.836	-1.286		
	108	-0.677	-1.177		
	109	-0.493	-0.993		
	111	-0.529	-1.129		
	112	-0.258	-0.838		
鉛標的	120	+0.163	+0.173	23.28/43.57	2.115/40.41
	121	+0.193	+0.223		
	123	+0.314	+0.404		
	124	+0.365	+0.465		
	125	+0.172	+0.372		

また、4.4.2 で ^{12}Be の運動量分布を求めた際にも計算と測定による運動量の中心値の差が 0 になるように合わせた。TOF(SF2-Hod) の補正値を変えた時の中心値の差の関係を表 7.2、7.3、7.4 に示す。表題中の括弧内は用いた run number である。

表 7.2: 標的無しの場合 (run115)

補正値	ΔP_x	σ_{P_x}	ΔP_z	σ_{P_z}
-0.092	14.11	55.18	-32.38	54.43
-0.392	10.938	60.25	7.758	61.17
-0.442	9.9967	59.964	14.388	61.253

表 7.3: 炭素標的の場合 (run105)

補正値	ΔP_x	σ_{P_x}	ΔP_z	σ_{P_z}
-1.2	3.265	71.30	-35.91	53.32
-1.26	4.2026	61.752	-31.036	60.038
-1.5	-5.3424	60.912	-2.9730	57.922
-1.51	-6.312	62.06	-2.6949	60.668

表 7.4: 鉛標的の場合 (run121)

補正値	ΔP_x	σ_{P_x}	ΔP_z	σ_{P_z}
+0.073	1.8633	91.944	-7.2124	56.309
+0.023	0.3065E-01	90.656	-2.5446	59.761
-0.017	-2.9154	91.207	-5.0775	62.096
-0.077	-1.3349	94.417	11.941	59.611

参考文献

- [1] I.Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**,2676 (1985).
- [2] T.Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett. **60**,2599 (1988).
- [3] J.M.Bang et al., Phys. Rep. **264**,27 (1996).
- [4] I.Tanihata et al., Phys. Lett. **B206**,592 (1988).
- [5] T.Suzuki et al., Nucl. Phys. **A 658**,313 (1999).
- [6] M.Fukuda et al., Phys. Lett. **B268**,339 (1991).
- [7] I.J.Thompson and M.V.Zhukov, Phys. Rev. **53**,708 (1996).
- [8] A.N. Ostrowski et al., Z. Phys. **A343**,489 (1992).
- [9] A.A. Korshennikov et al., Phys. Lett. **B343**,53 (1995).
- [10] A.V. Belozorov et al., Nucl. Phys. **A636**,419 (1998).
- [11] T. Kubo et al., Nucl.Inst.Meth. **B70**,309 (1992).
- [12] K.Riisager et al., Nucl.Phys. **A540**,365 (1992).
- [13] M.Labiche et al.,Phys. Rev. Lett. **86**,600 (2001).

謝辞

この研究を行うにあたり、多くの方の御協力、指導をいただきました。指導教官の中村隆司助教授には解析の方法、方針、物理的背景についてなど様々な知識を与えていただきました。助手の佐藤義輝氏はコンピューターの使い方などで困った時にいつも助けていただきました。理化学研究所の福田直樹氏には解析において助言をいただきました。外国人特別研究員の A.M.Vinodkumar 氏には解析データのチェックをしていただきました。また、同研究室の先輩の杉本崇氏、石川和宏氏、近藤洋介氏には解析の方法、コンピューターの使い方などさまざまなことを教えていただきました。この方々の協力なしでは研究を進めることはできませんでした。この場を借りて心より感謝いたします。