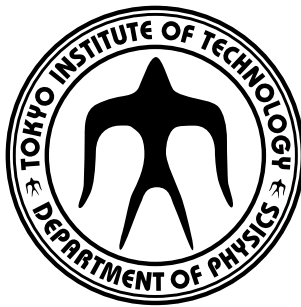


学士論文  
非束縛中性子過剰He核の質量  
測定



島村 智之  
東京工業大学 理学部 物理学科

2007年2月27日

## 概要

近年重イオン加速器技術の進展により、高強度の不安定核ビームの生成が可能となってきた。これに伴い、中性子過剰な領域に属する不安定核の研究が急速に進みつつある。中性子過剰な領域では、安定核には見られない様々な特異構造が見つかった。

本研究では、中性子過剰な領域に属する非束縛核  ${}^7\text{He}$  の質量測定を行う。非束縛核とは、基底状態が束縛状態でなく共鳴状態となっている原子核のことで、 ${}^7\text{He}$  以外にもドリップライン領域に多数存在する。これら非束縛核の質量を決定することは、原子核の束縛限界を議論する上で重要である。本研究では、質量測定法として不変質量法を用いる。 ${}^7\text{He}$  は以前の実験により、その基底状態のエネルギーが知られており手法の確認に適している。一方、 ${}^7\text{He}$  の第一励起状態のエネルギーは中性子過剰 He 領域における LS 力の指標となり重要であり、幾度か測定されているが結果が一致しておらず、まだ決定されていない。最終的には、本手法により第一励起状態を特定することを目指している。

実験は、理化学研究所の加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS において行われた。RIPS で得られた  ${}^8\text{He}$  ビームを C 標的に入射し、中性子ノックアウト反応により  ${}^7\text{He}$  を生成した。この  ${}^7\text{He}$  の崩壊により放出された  ${}^6\text{He}$  と中性子の運動量ベクトルを測定し、不変質量法を用いて  ${}^7\text{He}$  の相対エネルギーを求めた。その結果得られた相対エネルギースペクトルに関する議論を行う。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序</b>	<b>6</b>
<b>第 2 章</b>	<b>実験手法</b>	<b>10</b>
2.1	中性子ノックアウト反応	10
2.2	質量測定法	11
2.2.1	質量欠損法	11
2.2.2	不変質量法	12
<b>第 3 章</b>	<b>実験</b>	<b>13</b>
3.1	一次ビームの生成	13
3.2	二次ビームの生成	15
3.3	実験セットアップ	15
3.4	二次ビーム測定系	17
3.4.1	プラスチックシンチレーター (F2plastic)	17
3.4.2	プラスチックシンチレーター (F3plastic)	17
3.4.3	ドリフトチェンバー (BDC)	17
3.4.4	プラスチックシンチレーター (穴空きシンチ)	17
3.5	荷電粒子測定系	18
3.5.1	ドリフトチェンバー (MDC)	18
3.5.2	ドリフトチェンバー (FDC3)	19
3.5.3	プラスチックシンチレーター (Hodoscope)	19
3.6	中性子測定系	20
3.6.1	プラスチックシンチレーター (NEUT)	20
3.6.2	プラスチックシンチレーター (VETO)	21
3.7	トリガー回路	22
<b>第 4 章</b>	<b>解析</b>	<b>23</b>
4.1	二次ビーム測定系	23
4.1.1	二次ビームの粒子識別	23
4.2	荷電粒子測定系	25
4.2.1	陽子数 $Z$ の識別	25
4.2.2	質量数 $A$ の識別	27

4.3	中性子測定系 . . . . .	29
4.3.1	NEUT の左右の時間差による中心の位置合わせ . .	29
4.3.2	粒子の入射位置の導出 . . . . .	30
4.3.3	Slew 補正 . . . . .	31
4.3.4	NEUT の絶対時間合わせ . . . . .	33
<b>第 5 章</b>	<b>結果と考察</b>	<b>34</b>
<b>第 6 章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>37</b>
<b>第 7 章</b>	<b>付録</b>	<b>38</b>
7.1	相対エネルギーの算出方法 . . . . .	38

# 目次

1.1	Z $\leq$ 9の領域における核図表	6
1.2	$^7\text{He}$ のエネルギー準位図	7
1.3	$^7\text{He}$ の基底状態と第一励起状態の配位図	8
1.4	$^7\text{He}$ の基底状態と第一励起状態のエネルギーの実験値及び理論計算値	9
2.1	中性子ノックアウト反応の模式図	10
2.2	実験室系から見た核反応 X(a,b)Y の模式図	11
3.1	加速器研究施設 RARF	13
3.2	入射核破砕片分離装置 RIPS	14
3.3	実験のセットアップ	16
3.4	MDC の構成	18
3.5	Hodoscope の構成	19
3.6	NEUT の構成	20
3.7	VEETO の構成	21
3.8	トリガー回路	22
4.1	二次ビームの識別	24
4.2	二次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で得られる波高の相関	26
4.3	陽子数スペクトル	26
4.4	FDC3 における位置 $x_3$ と $\tan \theta_3$ の相関	27
4.5	質量数の識別	28
4.6	宇宙線の $dT$ スペクトル	29
4.7	宇宙線の入射位置 $X$ の分布	30
4.8	slew の構造	31
4.9	slew 補正前の標的-NEUT 間の TOF と波高 $A_L$ , $A_R$ の相関	32
4.10	slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF と波高 $A_L$ , $A_R$ の相関	32
4.11	絶対時間を合わせた後の TOF スペクトル	33
5.1	$^7\text{He}$ の相対エネルギースペクトル	34

5.2 今回の結果を加えた  ${}^7\text{He}$  の基底状態と第一励起状態のエネルギー実験値及び理論計算値 . . . . . 36

# 表 目 次

3.1	二次ビームの詳細 . . . . .	15
3.2	二次標的の詳細 . . . . .	15
4.1	NEUT の各層での時間分解能 ( $\sigma$ ) . . . . .	32

# 第1章 序

近年重イオン加速器技術の発展により、中性子過剰な領域の原子核の研究が急速に進みつつある。この領域では、魔法数の消失といった核構造の変化や、中性子ハロー、中性子スキンなどの特異構造の出現など、安定核では見られなかった現象が多数確認されている。

図 1.1 は、 $Z \leq 9$  の領域における核図表である。この中で中性子過剰な領域において、 $\times$ 印で示されている原子核はドリップラインの内側にある非束縛核であり、基底状態が束縛状態でなく、共鳴状態となっている原子核である。例えば  ${}^7\text{He}$  のエネルギー準位図は図 1.2 のようになっており、基底状態は強い相互作用(核力)により、直ちに  ${}^6\text{He}$  と中性子に分解してしまう。こうした非束縛核は、中性子過剰な原子核の束縛限界を表す中性子ドリップライン近傍に多数存在する。

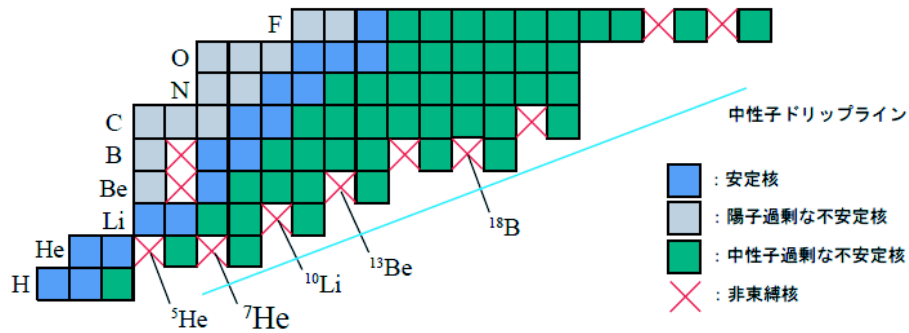


図 1.1:  $Z \leq 9$  の領域における核図表。 $\times$ 印で示されている原子核はドリップラインの内側にある非束縛核である。



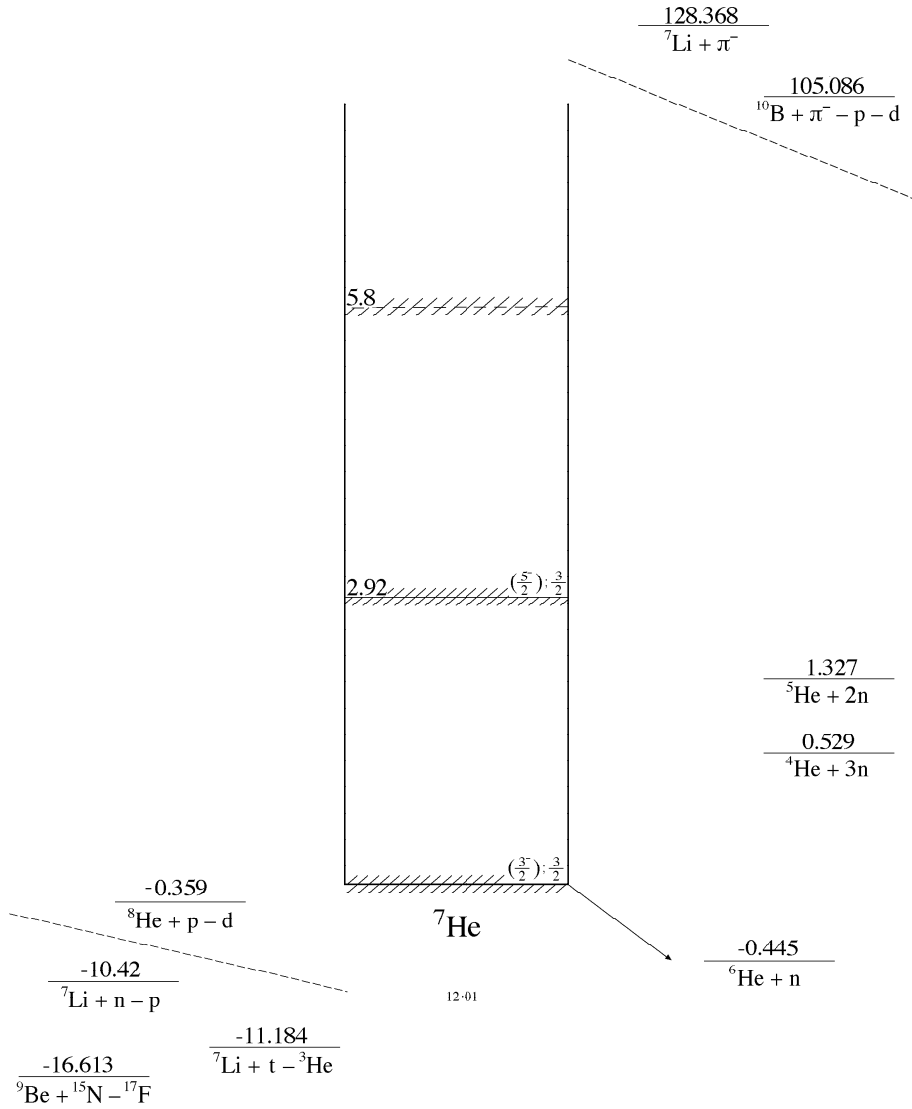


図 1.2:  ${}^7\text{He}$  のエネルギー準位図。 ${}^7\text{He}$  は非束縛核であり、基底状態は強い相互作用 (核力) により直ちに  ${}^6\text{He}$  と中性子に分解してしまう。

本研究では、非束縛核  ${}^7\text{He}$  の質量を測定する。原子核の質量は、原子核の性質を反映した最も基本的な物理量の一つである。このため原子核の束縛限界を議論する上で、非束縛核の質量を決定することは重要となる。

本研究では、不変質量法という手法を用いて質量測定を行う。不変質量法とは、共鳴準位の崩壊による全放出粒子の運動量ベクトルを用いて、質量を求める手法である。放出粒子が2体の場合の不変質量法を用いた質量測定法は確立されつつあるが、放出粒子が4体以上の場合の測定ではまだほとんど成功例がない。 ${}^7\text{He}$  には  ${}^4\text{He}+n+n+n$  など4体以上に崩壊するチャンネルがあり、この手法の確立には重要な例と言える。また基底状態は  ${}^6\text{He}+n$  の2体崩壊であり、その質量が既知なので不変質量法の校正に適している。

一方、 ${}^7\text{He}$  の第一励起状態のエネルギーはまだ確立されていない。図 1.3 は、 ${}^7\text{He}$  の基底状態および第一励起状態の配位を表している。第一励起状態は、基底状態の  $1p_{3/2}$  軌道に位置する中性子の一つが、 $1p_{1/2}$  軌道に励起した状態である。したがって基底状態と第一励起状態のエネルギー差は、 $1p_{3/2}$  軌道と  $1p_{1/2}$  軌道のエネルギー差に相当する。この2軌道のエネルギー差は、軌道核運動量ベクトル  $\vec{l}$  と核子スピンベクトル  $\vec{s}$  を用いて

$$E_x = V_{ls}(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (1.1)$$

のように表すことができ、このように準位を分離する力を LS 力という。重い中性子過剰核において、LS 力が中性子過剰度により大きく変化するという報告 (8) がある。LS 力が、中性子過剰で低密度な領域でどのように変化しているかは興味深い。

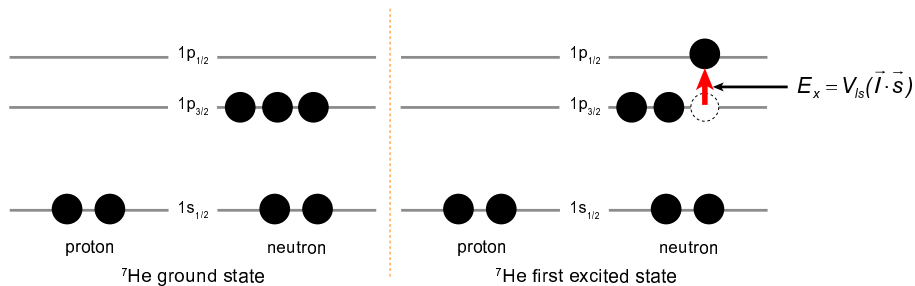


図 1.3:  ${}^7\text{He}$  の基底状態と第一励起状態の配位図。  $1p_{3/2}$  軌道と  $1p_{1/2}$  軌道のエネルギー差は、 $E_x$  のように表される。このように準位を分離する力を LS 力という。

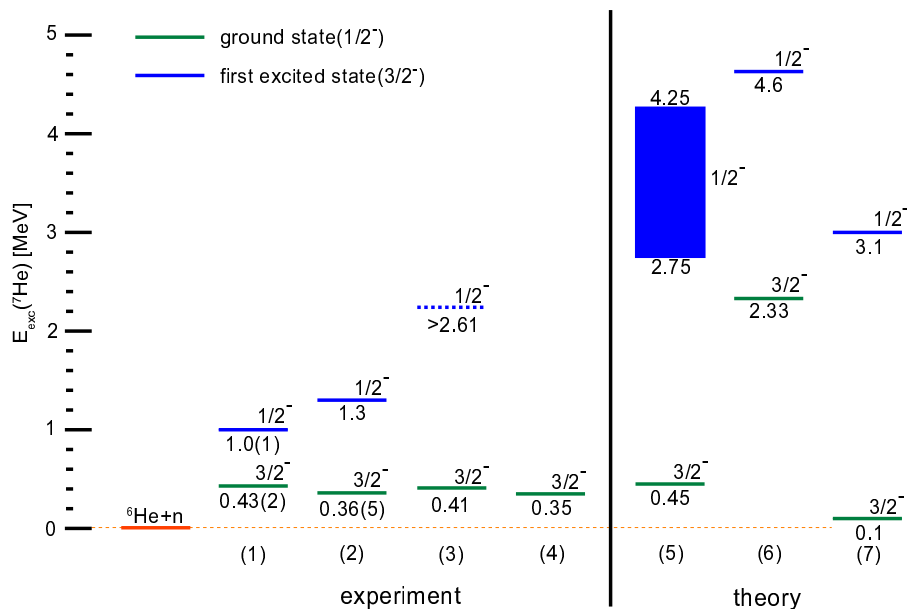


図 1.4:  ${}^7\text{He}$  の基底状態と第一励起状態のエネルギーの、実験値及び理論計算値を示した図。実験 (1)(2) は、どの理論計算よりも小さなエネルギー差を示している。

図 1.4 は、 ${}^7\text{He}$  の基底状態と第一励起状態のエネルギーの、実験値および理論による計算値を示したものである。実験 (1)(2) はどの理論計算よりも小さなエネルギー差を示しており、これが事実ならば  $p$  軌道の分離に寄与する  $LS$  力の大幅な減少を意味し、中性子ドリップライン上の原子核におけるシェルモデルの大幅な変更につながるため注目を集めている。しかしながらこれらの実験結果は精度に欠けるものが多く、まだ明確な第一励起準位を示すには至っていない。本研究は、最終的に  ${}^7\text{He}$  の第一励起状態を特定することを目指している。

実験は、理化学研究所の加速器研究施設 RARF の入射核破砕片分離装置 RIPS において行われた。RIPS によって得られた  ${}^8\text{He}$  ビームを  $C$  標的に入射し、中性子ノックアウト反応により  ${}^7\text{He}$  を生成した。そして  ${}^7\text{He}$  が崩壊し放出された  ${}^6\text{He}$  と中性子の運動量ベクトルを測定し、不変質量法を用いて  ${}^7\text{He}$  の相対エネルギーを求めた。本論文では、第二章で実験手法、第三章で実験のセットアップ、第四章で解析、第五章で結果と考察、そして第六章でまとめと展望について述べる。

## 第2章 実験手法

### 2.1 中性子ノックアウト反応

$^8\text{He}$  を炭素標的に入射すると、外側に分布する1個の中性子が核力により引き剥がされ、 $^7\text{He}$  が生成される場合がある。これを中性子ノックアウト反応という。 $^7\text{He}$  は非束縛核であるため、その後直ちに $^6\text{He}$  と1個の中性子に崩壊する。また引き剥がされた中性子は標的中に吸収される、もしくは大きく散乱されて前方には放出されない。

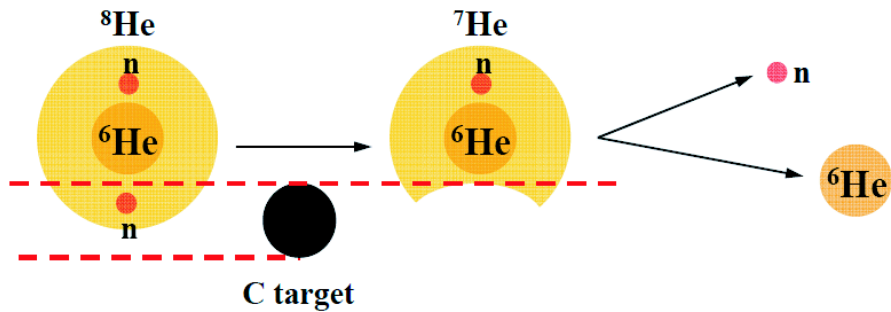


図 2.1: 中性子ノックアウト反応の模式図。 $^8\text{He}$  を炭素標的に入射すると、外側に分布する1個の中性子が核力により引き剥がされ、 $^7\text{He}$  が生成される場合がある。これを中性子ノックアウト反応という。 $^7\text{He}$  は非束縛核であるため、その後直ちに $^6\text{He}$  と1個の中性子に崩壊する。

## 2.2 質量測定法

原子核の質量の測定方法は2種類ある。一つは原子からイオンを作り、電場及び磁場を用いて電荷質量比( $q/M$ )の異なる粒子を分離し、到達した焦点面での位置から質量を決定するというものである。この方法は、非束縛核のような寿命の短い核には不向きである。もう一つは、原子核反応を利用する方法である。その方法として質量欠損法と不変質量法の二つがあげられる。

### 2.2.1 質量欠損法

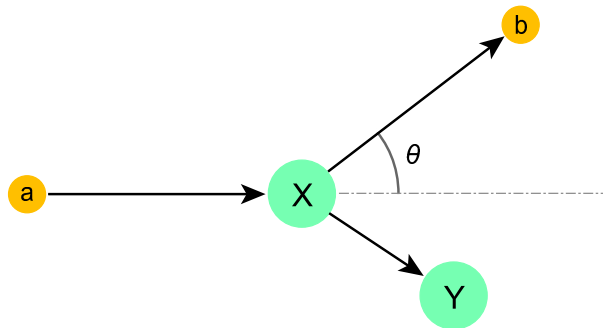


図 2.2: 実験室系から見た核反応  $X(a,b)Y$  の模式図。

図 2.2 のような、 $X(a,b)Y$  という反応を考える。 $c=1$  とする単位系を用いると、エネルギーと運動量の保存則から

$$Q = T_Y + T_b - T_X - T_a \quad (2.1)$$

$$= M_X + M_a - M_Y - M_b \quad (2.2)$$

$$\vec{P}_a + \vec{P}_X = \vec{P}_b + \vec{P}_Y \quad (2.3)$$

が成り立つ。ここで  $T_i$ 、 $\vec{P}_i$ 、 $M_i$  はそれぞれ運動エネルギー、運動量ベクトル、質量を表す。標的核は静止しているため  $T_X$ 、 $\vec{P}_X$  は 0 である。これより  $M_a$ 、 $M_b$ 、 $M_Y$  が既知で、 $T_a$ 、 $T_b$  と  $b$  の散乱角度  $\theta$  が測定されれば、 $M_X$  を求めることができる。

## 2.2.2 不変質量法

静止質量  $M$  の粒子 (共鳴準位) が  $n$  個の粒子に崩壊した場合、 $M$  は放出される粒子  $i$  の全エネルギー  $E_i$  と運動量ベクトル  $\vec{p}_i$  を用いて

$$M = \sqrt{\left(\sum_i^n E_i\right)^2 - \left(\sum_i^n \vec{p}_i\right)^2} \quad (2.4)$$

と表せる。共鳴準位の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  は、放出粒子の静止質量  $m_i$  を用いて

$$E_{\text{rel}} = M - \left(\sum_i^n m_i\right) \quad (2.5)$$

と表せる。 ${}^7\text{He}$  の相対エネルギーの場合は

$$E_{\text{rel}} = M({}^7\text{He}) - M({}^6\text{He}) - M(n) \quad (2.6)$$

となる。以上のことから、全ての放出粒子の静止質量が既知の場合相対エネルギースペクトルを導出することができ、そのピークの位置から崩壊前の粒子の静止質量  $M$  を求めることができる。

不変質量法の特徴として比較的精度よく質量を測定できるということがあげられる。不変質量法を用いた場合の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  の測定誤差  $\Delta E_{\text{rel}}$  は、放出粒子が二つの場合、質量数  $A_i$ 、速度  $v_i$ 、粒子の実験室系での相対角度  $\theta_{12}$ 、入射粒子の運動エネルギー  $E$  と質量数  $A$  を用いて近似的に次のように表される。

$$\Delta E_{\text{rel}} \approx \sqrt{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{\text{rel}}} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2}\right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (2.7)$$

運動エネルギーが  $500\text{MeV}$  の  ${}^7\text{He}$  が  ${}^6\text{He}$  と中性子に崩壊した場合、 $\Delta v_1/v_1 = \Delta v_2/v_2 = 1\%$ 、 $\Delta \theta_{12} = 10 \text{ mrad}$  と仮定すると、相対エネルギーの分解能は  $E_{\text{rel}} = 1 \text{ MeV}$  で  $\Delta E_{\text{rel}} = 0.18 \text{ MeV}$  となる。

不変質量法を用いた場合、放出粒子の測定だけで  $E_{\text{rel}}$  を求めることができ、入射粒子のエネルギーや入射角度に依存しない。このため入射エネルギーや、入射角度の広がり大きい不安定核二次ビームを用いた測定には適している。

一方質量欠損法を用いた場合、入射粒子のエネルギーが必要となり、分解能は入射粒子のエネルギーの測定精度で決まる。 $1\text{GeV}$  の入射エネルギーに対し、不変質量法の場合  $\Delta E_{\text{rel}}$  は  $0.1 \text{ MeV}$  のオーダーであったが、質量欠損法を用いて同じ程度の分解能を得ることは非常に困難である。本研究では、不変質量法を用いて質量測定を行う。

## 第3章 実験

### 3.1 一次ビームの生成

実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF(3.1)にある、入射核破砕片分離装置 RIPS(3.2)を用いて行われた。

イオン源で生成した  $^{18}\text{O}$  ビームを AVF サイクロトロンにより前段加速した後、リングサイクロトロンでさらに加速する。そして四重極電磁石により収束を保ちつつ、双極子電磁石によりその軌道を曲げながら E6 実験室まで輸送し一次標的に入射させる。本実験では 100 MeV/nucleon の  $^{18}\text{O}$  ビームを一次ビームとして一次標的  $^9\text{Be}$  に入射させた。

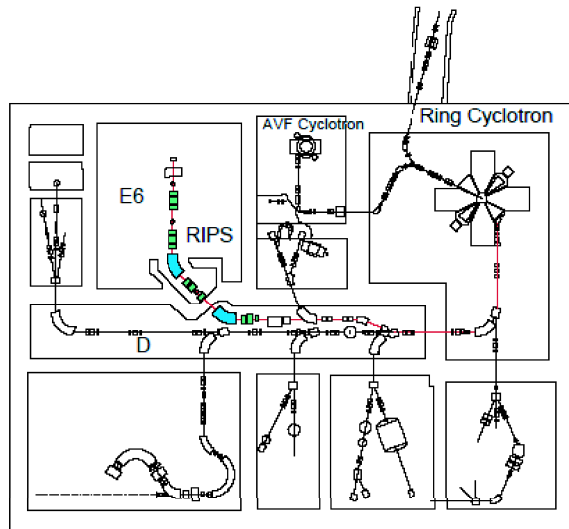


図 3.1: 理化学研究所の加速器研究施設 RARF の概観図。イオン源で生成した  $^{18}\text{O}$  を、AVF サイクロトロンとリングサイクロトロンにより二段階に分けて加速し、E6 実験室まで輸送して一次標的  $^9\text{Be}$  に入射させる。

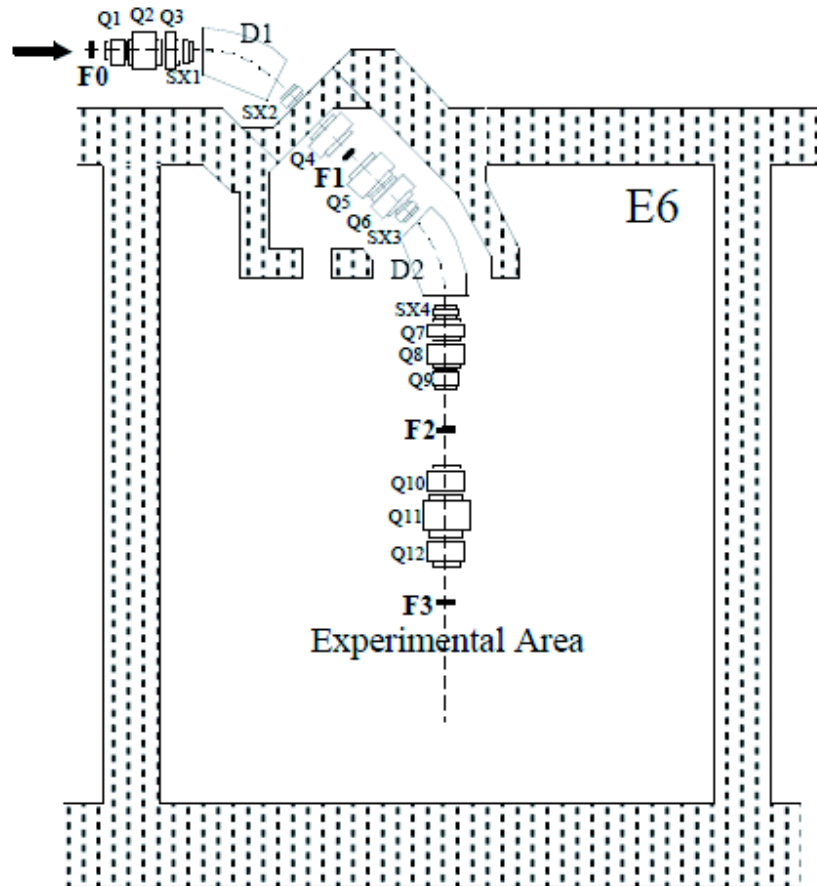


図 3.2: 入射核破砕片分離装置 RIPS の概観図。一次ビームが一次標的に入射すると、核破砕反応により様々な核種が生成される。RIPS では、磁気硬度の違いとエネルギー減衰板におけるエネルギー損失の違いを利用して目的となる核種を選び出す。



## 3.2 二次ビームの生成

$^{18}\text{O}$ の一次ビームが一次標的 $^9\text{Be}$ に入射すると、核破砕反応により様々な核種が生成される。RIPSでは、磁気硬度の違いと、エネルギー減衰板におけるエネルギー損失の違いを利用して目的となる核種を二次ビームとして選び出す。本実験での二次標的的位置における二次ビームの詳細と、二次標的の詳細を表3.1、表3.2に示す。

表 3.1: 二次ビームの詳細。

核種	エネルギー	強度	Purity
$^8\text{He}$	70 MeV/nucleon	~13.5 kcps	96.5%

表 3.2: 二次標的の詳細。

標的	標的厚
炭素	346.5 mg/cm <sup>2</sup>

## 3.3 実験セットアップ

図3.3に本実験のセットアップを示す。RIPSで得られた二次ビーム $^8\text{He}$ は、まず標的前に配置した二つのドリフトチェンバー(BDC)に入射する。BDCでその飛跡が測定された後、二次標的である炭素標的と反応して荷電粒子と中性子を放出する。

荷電粒子は二次ビームとほぼ同じ速度で直進し、ドリフトチェンバー(MDC)に入射する。MDCでその飛跡が測定された後、双極子電磁石によってその軌道を曲げられ、ドリフトチェンバー(FDC3)とプラスチックシンチレーター(Hodoscope)に入射する。FDC3では飛跡が、Hodoscopeではエネルギー損失と飛行時間が測定される。一方中性子は直進し、プラスチックシンチレーター(VETO,NEUT)に入射してその運動量を測定される。

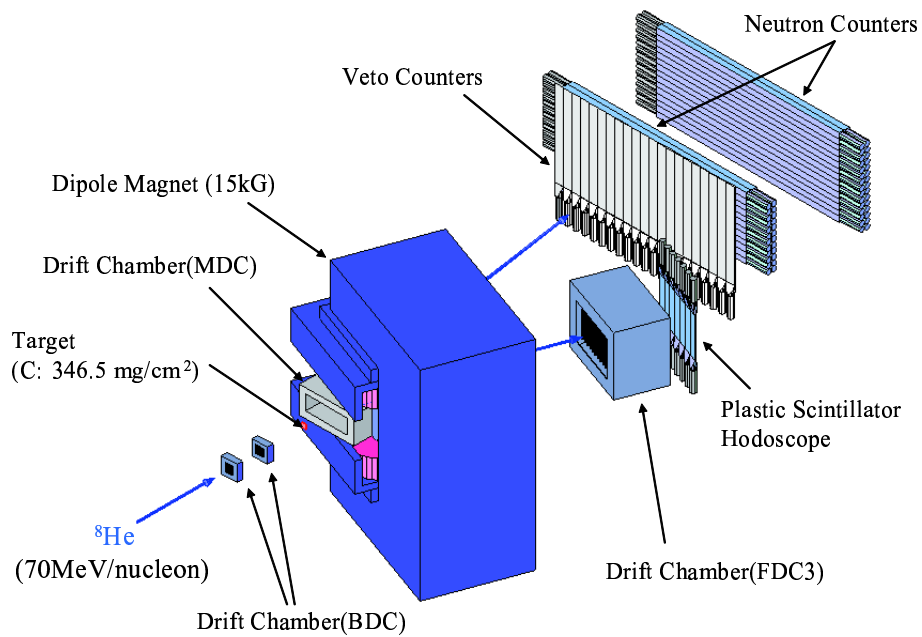


図 3.3: 実験のセットアップ。 $^8\text{He}$  は BDC で飛跡が測定された後、炭素標的と反応して荷電粒子と中性子を放出する。荷電粒子は二次ビームとほぼ同じ速度で直進し、MDC で飛跡が測定された後、双極子電磁石によって軌道を曲げられ、FDC3 と Hodoscope に入射する。FDC3 では飛跡が、Hodoscope ではエネルギー損失と飛行時間が測定される。一方中性子は直進し、VETO, NEUT に入射して運動量を測定される。

## 3.4 二次ビーム測定系

### 3.4.1 プラスチックシンチレーター (F2plastic)

F2plastic は、F2 焦点面に配置された厚さ 1 mm、面積  $80 \times 80 \text{ mm}^2$  のプラスチックシンチレーターである。左右に PMT が接合されており、波高と時間情報が得られる。

### 3.4.2 プラスチックシンチレーター (F3plastic)

F3plastic は、Q12 の出口直後に配置された厚さ 1 mm、面積  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  のプラスチックシンチレーターである。F2plastic と同様に、左右の PMT から波高と時間情報が得られる。

### 3.4.3 ドリフトチェンバー (BDC)

BDC は、二次標的直前に設置された 2 台のドリフトチェンバーである。二次標的に入射する荷電粒子の飛跡を測定することができる。X、X'、Y、Y' 面各 2 面ずつの 8 面からなるセンス面と、12 のカソード面で構成されている。X 面はワイヤーが鉛直方向に張られた面で、水平方向の位置の測定に用いる。Y 面はワイヤーが水平方向に張られた面で、鉛直方向の位置の測定に用いる。X' 面は X 面を半セル分-X 方向にずらした面、Y' 面は Y 面を半セル分+Y 方向にずらした面に相当する。

### 3.4.4 プラスチックシンチレーター (穴空きシンチ)

穴空きシンチは、2 台の BDC 間に配置されたプラスチックシンチレーターである。厚さ 5 mm、面積  $45 \times 45 \text{ mm}^2$  で、中心に直径 10 mm の穴が空いている。ビームが穴を通過した場合、PMT で得られる波高が小さくなることから、ビームの位置確認に用いることを試みた。

### 3.5 荷電粒子測定系

#### 3.5.1 ドリフトチェンバー (MDC)

MDCは、双極子電磁石の上流側に設置されたドリフトチェンバーである。双極子電磁石に入射する直前の、荷電粒子の飛跡を測定することができる。図3.4のように、MDCはX、U、V面各2面ずつの8面からなるセンス面と、9面のカソード面で構成されている。X面はワイヤーが鉛直方向に張られた面で、荷電粒子の水平方向の位置を測定するのに用いる。U、V面は、ワイヤーがビーム上流から見てそれぞれ右下がり45度方向、右上がり45度方向に張られた面で、荷電粒子の斜め方向の位置を測定するのに用いる。

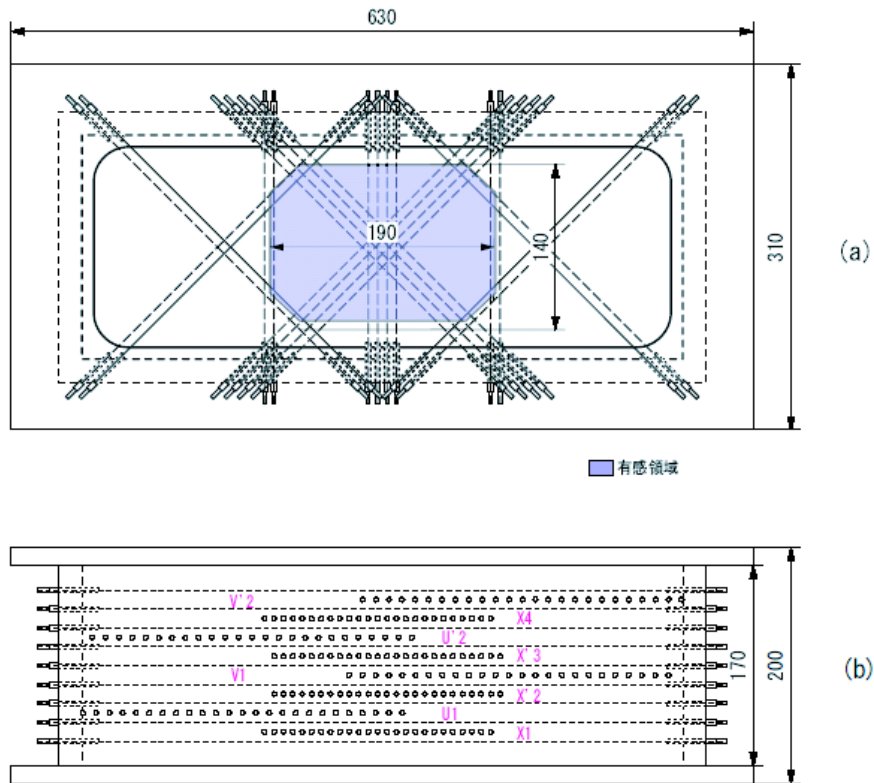


図 3.4: (a)MDC を荷電粒子の入射する方向から見た図。色が塗られた部分がタリ領域を示している。(b)MDC を上から見た図。センス面の構成を示している。

### 3.5.2 ドリフトチェンバー (FDC3)

FDC3 は、双極子電磁石の下流側に設置されたドリフトチェンバーである。双極子電磁石により、その飛跡を曲げられた後の荷電粒子の飛跡を測定することができる。FDC3 は、16本のワイヤーが鉛直方向に張られた、荷電粒子の水平方向の位置を測定する面が5面、16本のワイヤーが水平方向に張られた、荷電粒子の鉛直方向の位置を測定する面が4面の、計9面からなる。

### 3.5.3 プラスチックシンチレーター (Hodoscope)

Hodoscope は、FDC3 の下流に設置されたプラスチックシンチレーター群である。荷電粒子のエネルギー損失および飛行時間情報を得ることができる。図 3.5 のように7枚のシンチレーターからなり、各厚さ 10mm、面積  $100 \times 450 \text{ mm}^2$  である。全体として有感領域  $700 \times 450 \text{ mm}^2$  の検出器となっている。各シンチレーター両端には PMT が取り付けられており、波高と時間情報が得られる。

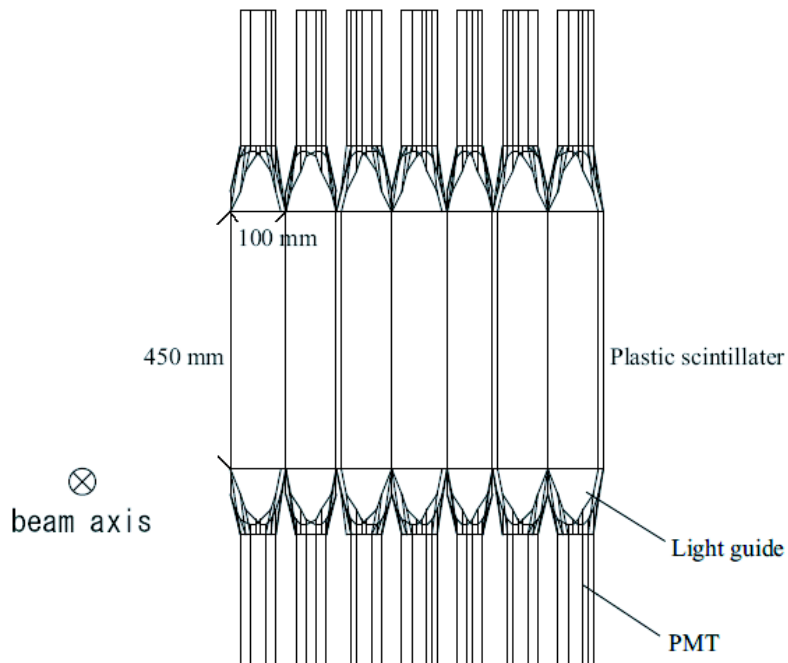


図 3.5: Hodoscope の構成。7枚のプラスチックシンチレーターからなる、厚さ 10mm、有感領域  $700 \times 450 \text{ mm}^2$  の検出器。両端の PMT から荷電粒子のエネルギー損失と飛行時間情報が得られる。

## 3.6 中性子測定系

### 3.6.1 プラスチックシンチレーター (NEUT)

NEUTは中性子測定系の最下流に位置するプラスチックシンチレーター群である。図3.6のように6面で構成されている。中性子は荷電粒子と異なり、その飛跡を曲げられることなく直進しNEUTに入射する。上流から数えて1,2面(LN1, LN2)は、大きさが $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを12本積んだものである。続いて3,4面(LN3, LN4)は、1,2面と同じ大きさのプラスチックシンチレーターを15本積んだものである。そして5,6面(SN5, SN6)は、大きさが $60 \times 60 \times 1085 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを15本積んだものであるが、本実験では5,6面は使用していない。各シンチレーター両端にはPMTが取り付けられており、波高と時間信号が得られる。

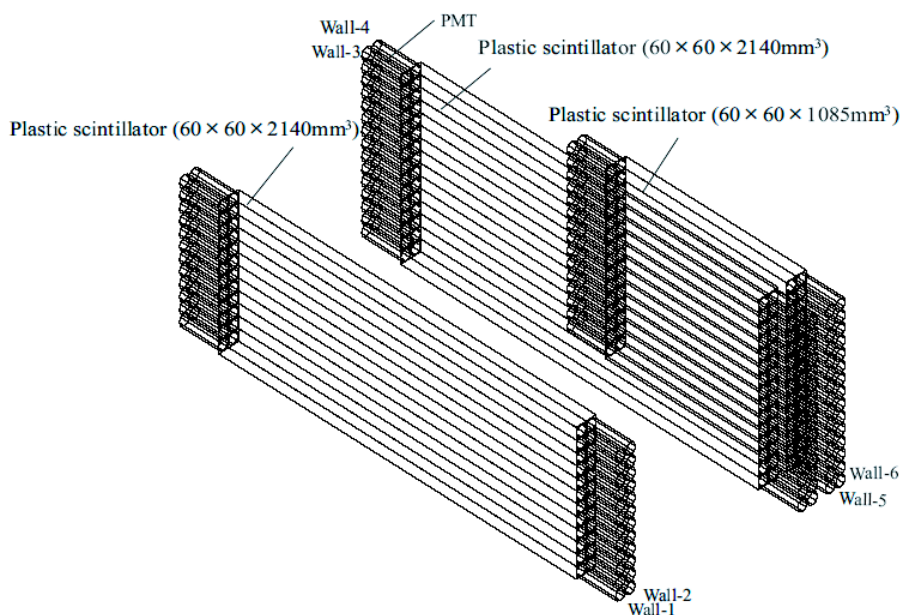


図 3.6: NEUT の構成。6 面からなる。上流から 1,2 面 (LN1, LN2) は、大きさが  $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$  のプラスチックシンチレーターを 12 本積んだもの。3,4 面 (LN3, LN4) は、1,2 面と同じ大きさのプラスチックシンチレーターを 15 本積んだもの。本実験では 5,6 面は使用していない。両端の PMT から、波高と時間信号が得られる。

### 3.6.2 プラスチックシンチレーター (VETO)

VETOは、NEUTの上流に設置されたプラスチックシンチレーター群である。図3.7のように、23枚のプラスチックシンチレーターからなる。

中性子は電荷を持たないため、ほとんどが薄いVETOでは反応せずに通るが、荷電粒子は電離作用によりエネルギー損失を起こすため必ず検出される。このためVETOで検出されたイベントを除くことで、NEUTで荷電粒子を検出したイベントを排除することができる。

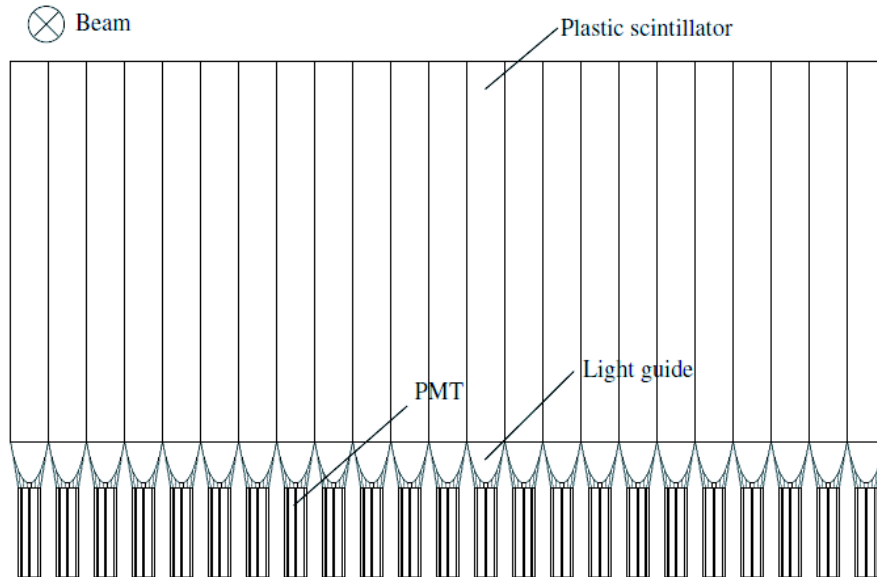


図 3.7: VETO の構成。NEUT の上流に設置された、23 枚のプラスチックシンチレーターからなる検出器。VETO では、中性子と異なり荷電粒子は必ず検出されるため、NEUT で荷電粒子を検出したイベントを排除することができる。

### 3.7 トリガー回路

各検出器からの信号は、図 3.8 のようなトリガー回路を組んでコンピュータに取り込んだ。

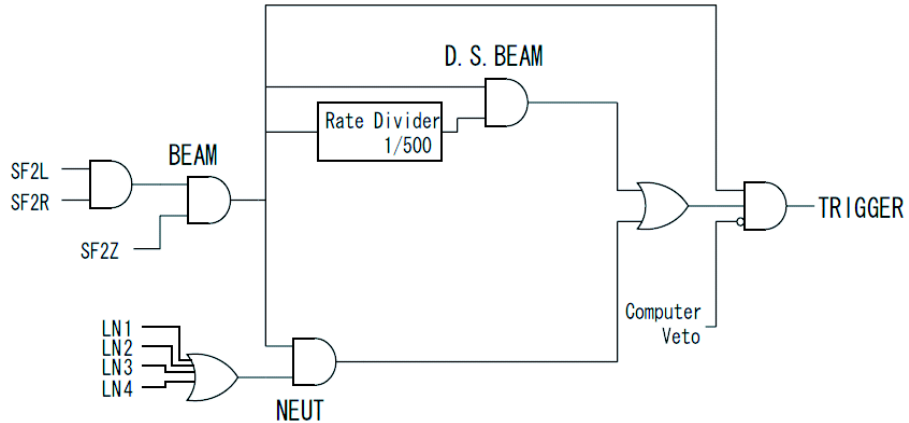


図 3.8: トリガー回路。

- SF2L and SF2R : F2plastic で二次ビームが検出された。
- SF2Z : F2plastic で特定の波高が検出された。
- LN1,2,3,4 : NEUT 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、もしく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。

D.S.BEAM、NEUT は独立でも組み合わせてもトリガーとして使用できる。



## 第4章 解析

実験データの解析に移る。本解析では、イベントごとに二次ビームの粒子識別、二次標的から放出された荷電粒子の陽子数  $Z$ 、質量数  $A$  の識別を行った。そして選び出した  ${}^6\text{He}$  と中性子の運動量ベクトルから、 ${}^7\text{He}$  の相対エネルギースペクトルを導出した。

### 4.1 二次ビーム測定系

#### 4.1.1 二次ビームの粒子識別

RIPS で生成、分離された二次ビームには、目的とする  ${}^8\text{He}$  以外の核種も混在する。このためイベントごとに、二次ビームの粒子識別を行う必要がある。F2plastic、F3plastic における時間信号の差からの飛行時間 (TOF) と、F3plastic でのエネルギー損失に対応する波高を用いてこれを行う。

RIPS の双極子電磁石における磁場  $B$  と、曲率半径  $\rho$  について

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \propto \frac{1}{TOF} \frac{A}{Z} \quad (4.1)$$

という関係式が成り立つ。実験中  $B$  は固定されており、また  $\rho=3.6$  m より  $B\rho$  は一定となるため

$$TOF \propto \frac{A}{Z} \quad (4.2)$$

となる。また物質中での荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  は、荷電粒子の速度  $v$  を用いてベーテ・ブロッホの式から以下のようなになる。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (4.3)$$

よって TOF と F3plastic での波高の相関を見ることで、二次ビームの識別を行うことができる。結果は図 4.1 のようになり、二次ビーム中の  ${}^8\text{He}$  の割合は 96.5% であった。

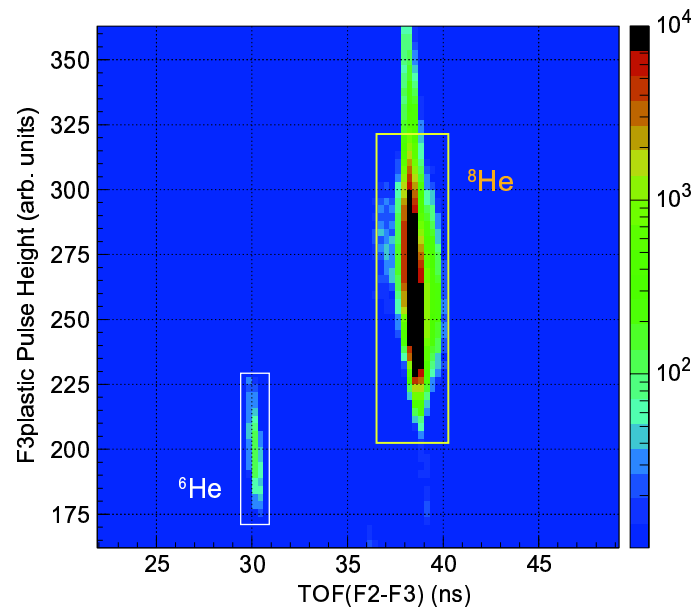


図 4.1: 二次ビームの識別。二次ビームには <sup>8</sup>He 以外の核種も混在するため、粒子識別を行う。二次ビーム中の <sup>8</sup>He の割合は 96.5% であった。

## 4.2 荷電粒子測定系

荷電粒子測定系を用いて、二次標的から放出された荷電粒子の識別を行う。まず Hodoscope を用いて、陽子数  $Z$  の識別を行った。そして目的とする  ${}^6\text{He}$  に相当する  $Z=2$  の粒子に限り、FDC3 を用いて質量数  $A$  の識別を行った。

### 4.2.1 陽子数 $Z$ の識別

荷電粒子の陽子数  $Z$  の識別は、Hodoscope を用いて行う。式 (4.3) より

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \cdot TOF^2 \quad (4.4)$$

となる。このため図 4.2 のように、二次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で得られる波高の相関を見ることで、陽子数  $Z$  の識別を行うことができる。図 4.3 は、式 (4.4) からイベントごとに導出した陽子数スペクトルである。 ${}^6\text{He}$  に相当する  $Z=2$  での分解能は

$$\frac{Z}{\Delta Z(FWHM)} = 20.2$$

となった。

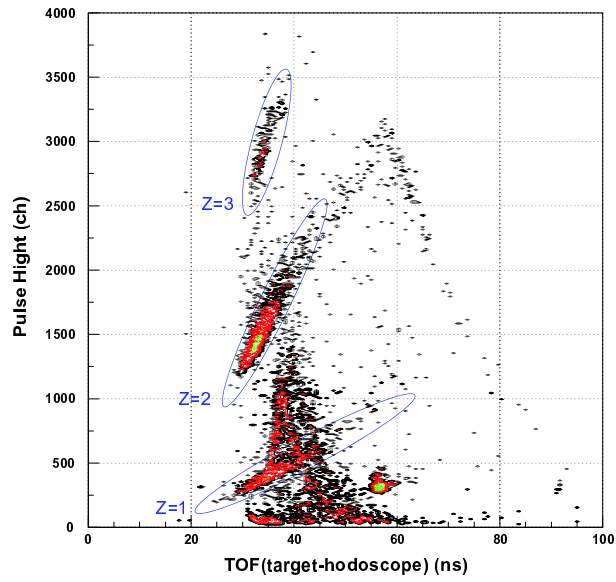


図 4.2: 二次標的-Hodoscope 間の TOF と Hodoscope で得られる波高の相関。陽子数  $Z$  の違いにより分かれている。

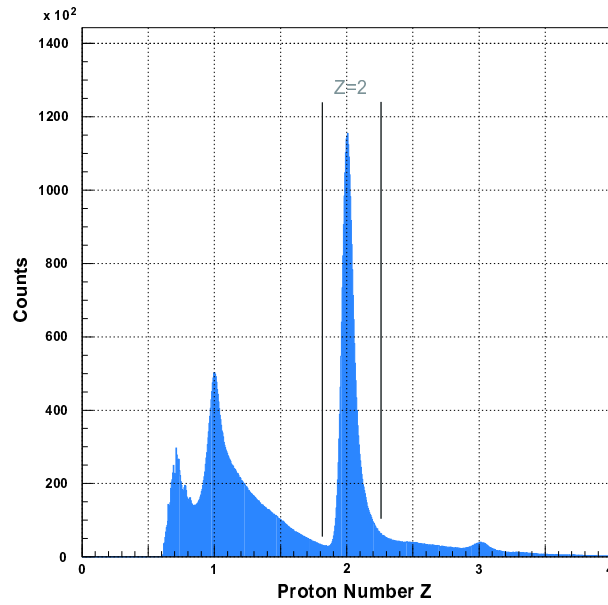


図 4.3: 陽子数スペクトル。 ${}^6\text{He}$  に相当する  $Z=2$  での分解能は  $\frac{Z}{\Delta Z(FWHM)} = 20.2$  となった。

## 4.2.2 質量数 $A$ の識別

続いて FDC3 を用いて、 $Z=2$  の粒子に限り質量数  $A$  の識別を行う。図 4.4 は、横軸に FDC3 での位置  $x_3$ 、縦軸に  $\tan \theta_3$  をとったものである。

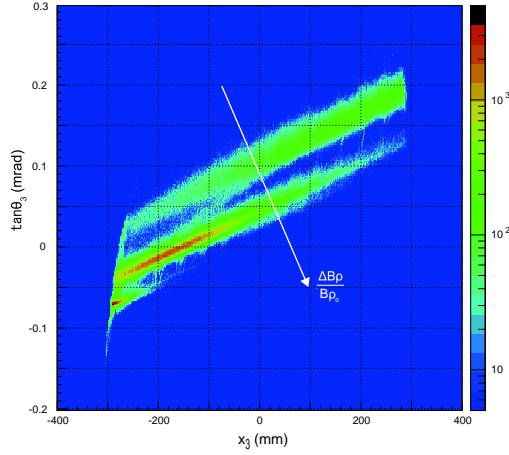


図 4.4: FDC3 における位置  $x_3$  と  $\tan \theta_3$  の相関。矢印は  $\Delta B\rho/B\rho_0$  軸を表している。

$x_3$ 、 $\theta_3$ 、二次標的での位置  $x_t$  には

$$x_t = ax_3 + b\theta_3 + c\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \quad (4.5)$$

のような関係がある。 $a=1$  と仮定すると、式 4.5 は

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} = -\frac{1}{c}(x_3 - x_t) - \frac{b}{c}\theta_3 \quad (4.6)$$

となる。このため、 $\tan\theta_3 \approx \theta_3$  と  $x_t$  がどのイベントでもほぼ等しいということ仮定すると、図 4.4 のように、 $\Delta B\rho/B\rho_0$  軸を表すことができる。これより図 4.4 を回転させ、縦軸が  $\Delta B\rho/B\rho_0$  を表す量となった図 4.5(a) に変換することで、 $B\rho$  の識別を行うことができる。さらに図 4.5(b) のように  $\Delta B\rho/B\rho_0$  と二次標的-Hodoscope 間の TOF の相関を見ることで、式 (4.1)

$$B\rho \propto v\frac{A}{Z} \propto \frac{1}{TOF}\frac{A}{Z}$$

より  $A$  の識別ができる。図 4.5(c) は図 4.5(b) を回転させたもので、縦軸が  $A$  を表している。さらに図 4.5(d) は図 4.5(c) を縦軸に投影したもので、

${}^6\text{He}$  に相当する  $A=6$  での分解能は

$$\frac{A}{\Delta A(FWHM)} = 20.3$$

となった。

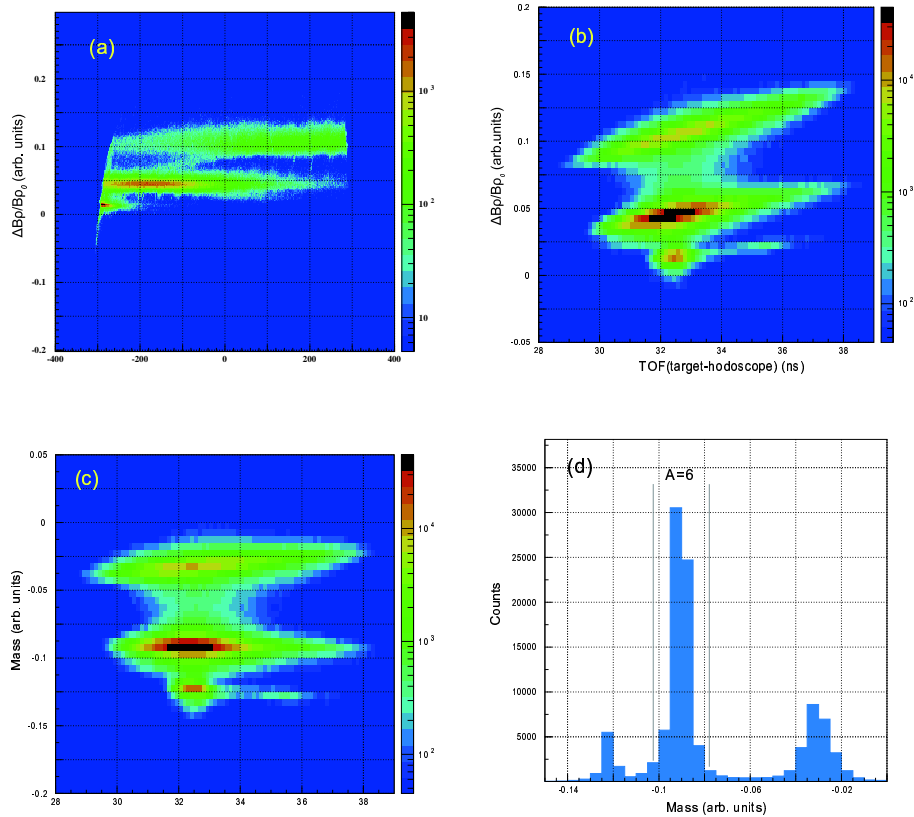


図 4.5: (a) 図 4.4 を回転させた図。縦軸が  $\Delta B\rho/B\rho$  を表している。  
 (b)  $\Delta B\rho/B\rho$  と二次標的-Hodoscope 間の TOF の相関。質量数  $A$  の違いにより分かれている。  
 (c) (b) を回転させた図。縦軸が質量数  $A$  を表している。  
 (d) (c) を縦軸に投影した図。 ${}^6\text{He}$  に相当する  $A=6$  での分解能は  $\frac{A}{\Delta A(FWHM)} = 20.3$  となった。

## 4.3 中性子測定系

### 4.3.1 NEUTの左右の時間差による中心の位置合わせ

NEUTの左右に接合されたPMTから時間信号 $T_L, T_R$ が得られる。図4.6(a)は、その時間差 $dT = T_L - T_R$ を用いた宇宙線の $dT$ スペクトルである。宇宙線はプラスチックシンチレーターに一様に入射するため、図のような台形型の分布となり、台形の幅がシンチレーターの幅を表す。図4.6(b)のように、各シンチレーターの中心を0 nsに合わせた。

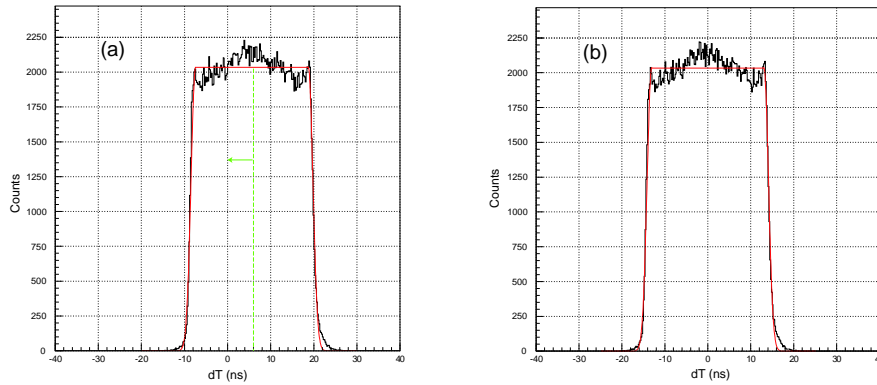


図 4.6: (a) 宇宙線の  $dT$  スペクトル。宇宙線は一様に入射するため、台形型の分布になる。(b) 中心を 0 ns に合わせた宇宙線の  $dT$  スペクトル。

### 4.3.2 粒子の入射位置の導出

$dT$  を用いて、入射位置  $X$  は

$$X = \frac{dT}{2} \times C_{eff} \quad (4.7)$$

のように表される。 $C_{eff}$  は、シンチレーター中でのシンチレーション光の伝搬速度である。

図 4.6(b) の半値幅が、シンチレーターの長さ 2140 mm に対応するように  $C_{eff}$  を求めた。図 4.7 は  $C_{eff}$  を用いた入射位置  $X$  の分布である。

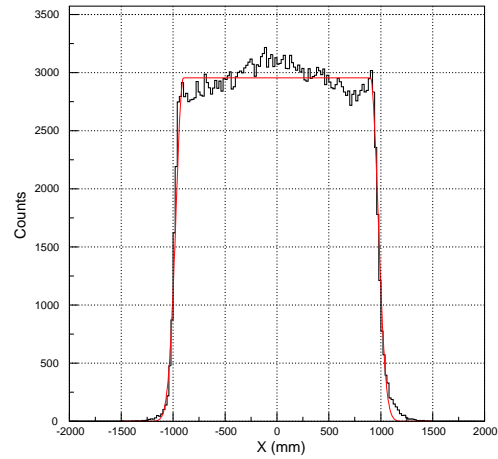


図 4.7: 宇宙線の入射位置  $X$  の分布。半値幅がシンチレーターの長さ 2140 mm に相当している。



### 4.3.3 Slew 補正

図 4.8 のように、NEUT での時間信号は、波高がある閾値を越えたタイミングから生じる。このため、波高によりそのタイミングにずれが現れる。この現象を slew と呼ぶ。slew は波高が小さいほど顕著に現れる。

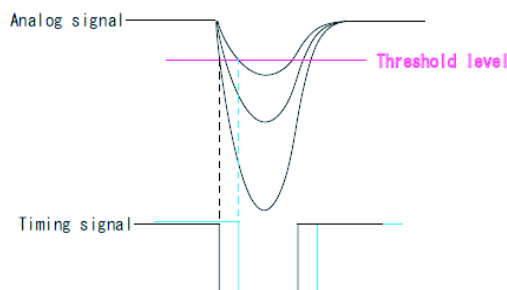


図 4.8: slew の構造。波高により時間信号が発生するタイミングにずれが生じている。slew は波高が小さいほど顕著に現れる。

slew による時間のずれを、以下の条件のもとに解析を行い補正した。

1.  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  のデータを解析する (NEUT trig)。
2.  $|X| \leq 150$  mm の範囲で検出された。
3. VETO での検出がない。
4. 1 イベントにつき、1 本のプラスチックシンチレータでのみ検出された (Multiplicity=1)。

図 4.9 は、slew 補正前の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関である。波高が小さいほど、タイミングが遅れている様子が見える。この曲線を

$$f(A) = a_1 + \frac{a_2}{A^{0.01}} \quad (4.8)$$

という関数で fit し、 $T_L$ 、 $T_R$  から差し引くことで補正を行った。図 4.10 は slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関である。波高によらず TOF が一定になっていることが確認できる。表 4.1 に、slew 補正前と補正後の各層における時間分解能を示した。

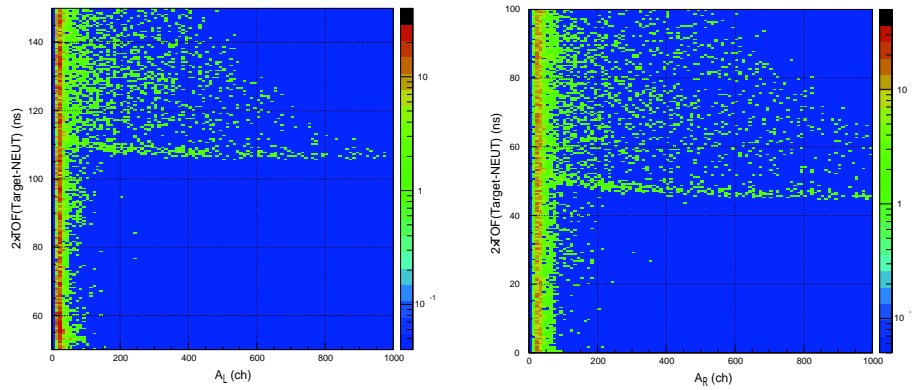


図 4.9: slew 補正前の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関。波高が小さいほどタイミングが遅れている。

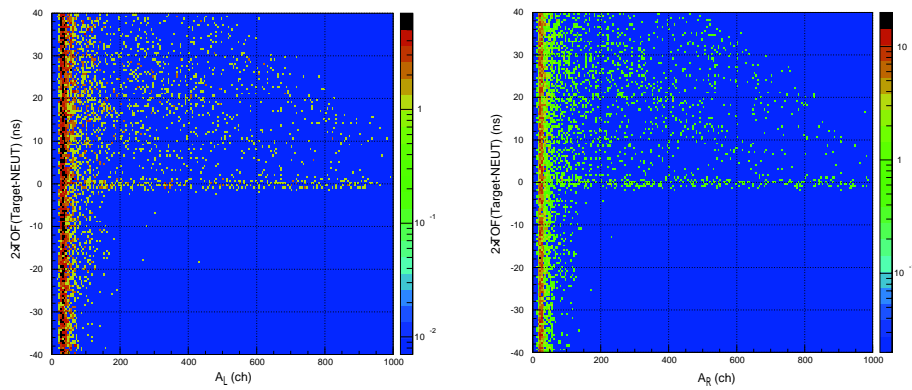


図 4.10: slew 補正後の標的-NEUT 間の TOF と波高  $A_L$ 、 $A_R$  の相関。波高によらず TOF が一定になっている。

NEUT Layer	slew 補正前	slew 補正後
LN1	1.21 ns	0.69 ns
LN2	1.39 ns	0.66 ns
LN3	1.22 ns	0.70 ns
LN4	1.42 ns	0.63 ns

表 4.1: NEUT の各層での時間分解能 ( $\sigma$ )

#### 4.3.4 NEUTの絶対時間合わせ

Proton beam を Brass 標的に入射させ、放出された  $\gamma$  線を用いて各プラスチックシンチレーターごとに絶対時間合わせを行う。以下の条件のもと解析を行い絶対時間を合わせた。

1. Proton beam+Brass 標的のデータを解析する (NEUT trig)。
2. VETO での検出がない。
3. 1 イベントにつき、1 本のプラスチックシンチレーターでのみ検出された (Multiplicity=1)。

図 4.11 は絶対時間を合わせた後の TOF スペクトルである。

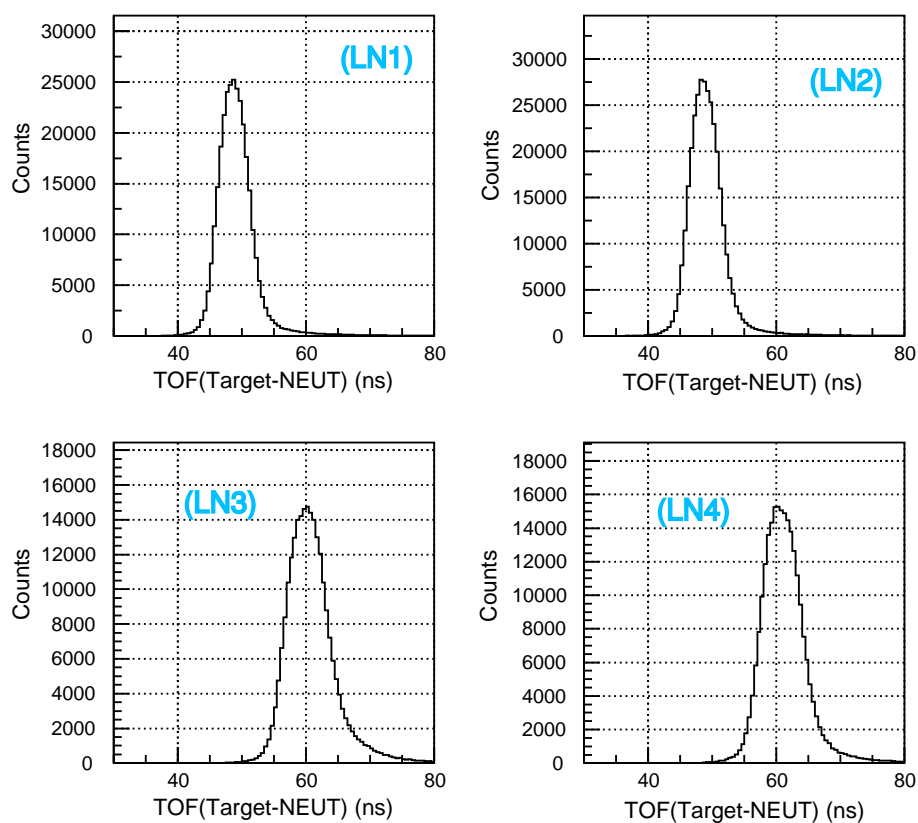


図 4.11: 絶対時間を合わせた後の TOF スペクトル。

## 第5章 結果と考察

図 5.1 は、得られた  ${}^7\text{He}$  の相対エネルギースペクトルである。、 ${}^7\text{He}$  の基底状態に相当するピークが観測された。

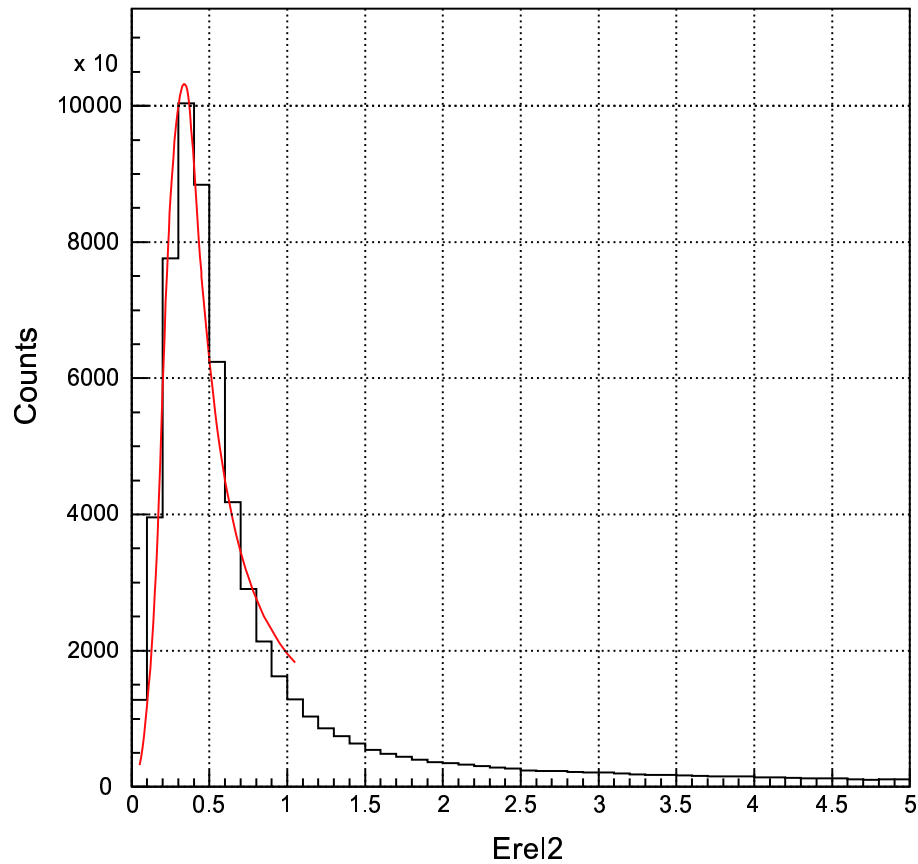


図 5.1:  ${}^7\text{He}$  の相対エネルギースペクトル。基底状態に相当するピークが観測された。

このスペクトルを Breit-Wigner の共鳴公式を用いて fit した。共鳴公式は、

$$F(E_{\text{rel}}) = \frac{\Gamma}{(E_{\text{rel}} - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5.1)$$

と書ける。ここで  $E_r$  は、共鳴エネルギーである。また  $\Gamma$  は共振幅で

$$\Gamma = 2krP_1\gamma^2 \quad (5.2)$$

と書ける。 $k$  は相対運動量で

$$k = \sqrt{2\mu E_{\text{rel}}}/\hbar \quad (5.3)$$

と書ける。ここで  $\mu$  は換算質量で、 ${}^6\text{He}$  の質量  $M({}^6\text{He})$  と中性子の質量  $M(n)$  を用いて

$$\mu = \frac{M({}^6\text{He})M(n)}{M({}^6\text{He}) + M(n)} \quad (5.4)$$

と書ける。 $r$  は相互作用半径で

$$r = 1.5(M({}^6\text{He})^{\frac{1}{3}} + M(n)^{\frac{1}{3}}) \quad (5.5)$$

と書ける。 $P_1$  は、軌道核運動量  $l=1$  の時の penetrability で

$$P_1 = \frac{(kr)^2}{1 + (kr)^2} \quad (5.6)$$

と書ける。 $\gamma$  は換算幅で、 $0 \leq \theta^2 \leq 1$  の無次元換算幅  $\theta^2$  を用いて

$$\gamma^2 = \frac{3\hbar^2}{2\mu r^2} \theta^2 \quad (5.7)$$

と書ける。

Breit-Wigner の共鳴公式を用いて 0 MeV から  $1 \pm 0.2$  MeV の範囲で fit したところ、 ${}^7\text{He}$  の基底状態の共鳴エネルギーとして  $0.40 \pm 0.02$  MeV という値が得られた。この値は、アクセプタンス補正や中性子検出器の検出効率の補正を行っていないため暫定的な値であるが、図 5.2 のようにほぼ従来の結果と一致した。

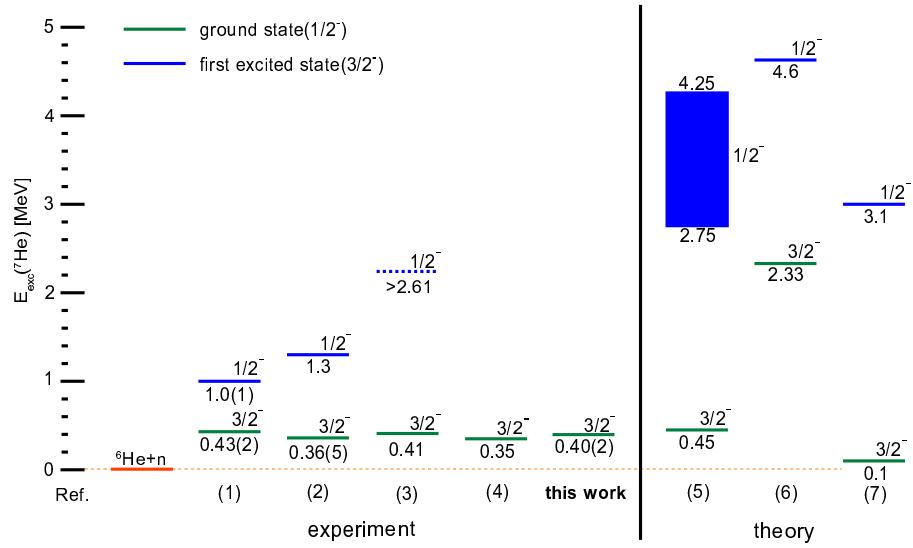


図 5.2: 今回の結果を加えた  ${}^7\text{He}$  の基底状態と第一励起状態のエネルギー実験値及び理論計算値。ほぼ従来の結果と一致した。

## 第6章 まとめと展望

理化学研究所の入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて生成した  $^8\text{He}$  ビームを C 標的に入射し、中性子ノックアウト反応により  $^7\text{He}$  を生成した。そして  $^7\text{He}$  が崩壊し、放出された  $^6\text{He}$  と中性子の運動量ベクトルを測定し、不変質量法を用いて  $^7\text{He}$  の相対エネルギースペクトルを求めた。Breit-Wigner の共鳴公式を用いて fit した結果、アクセプタンス補正や中性子検出器の検出効率の補正を行っていないため暫定的な値であるが、 $^7\text{He}$  の基底状態の共鳴エネルギーとして  $0.40 \pm 0.02 \text{ MeV}$  という値が得られた。

今後もさらに解析を行い、まだ確定されていない  $^7\text{He}$  の第一励起状態のエネルギーの特定を目指す。

## 第7章 付録

### 7.1 相対エネルギーの算出方法

2.2.2 節の式 (2.5) で相対エネルギーは

$$E_{\text{rel}} = M - \left( \sum_i^n m_i \right)$$

としたが、実際に相対エネルギーを不変質量  $M$  と、全放出粒子の質量の和  $\sum_i^n m_i$  の差として算出すると桁落ちが発生する。このため不変質量を質量の和と、和以外に分けるということと、和以外の部分における散乱角度に依存しない項の算出において、大きな数同士の引き算が行われないよう式変形を行うことが必要である。

放出粒子が二体の場合を考える。二粒子の不変質量を  $M$ 、放出粒子の質量を  $M_i$  とすると二粒子間の相対エネルギーは

$$E_{\text{rel}} = M - M_1 - M_2 \quad (7.1)$$

と表される。二粒子の四元ベクトルを  $p_i = (E_i, \vec{P}_i)$  とすると、不変質量  $M$  は

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - |\vec{P}_1 + \vec{P}_2|^2 \quad (7.2)$$

と表される。上式はさらに次のように展開できる。

$$M^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2(E_1 E_2 - |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \cos \theta) \quad (7.3)$$

$$= (M_1 + M_2)^2 + F_l + F_t \quad (7.4)$$

ここで  $F_l$  および  $F_t$  は

$$F_l = 2(E_1 E_2 - M_1 M_2 - |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2|) \quad (7.5)$$

$$F_t = 4 |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (7.6)$$

である。 $F_l$  はさらに次のように展開できる。

$$F_l = 2\{(T_1 + M_1)(T_2 + M_2) - M_1 M_2 - |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2|\} \quad (7.7)$$

$$= 2(T_1 T_2 + T_1 M_2 + M_1 T_2 - |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2|) \quad (7.8)$$



$$= T_1(T_2 + 2M_2) + T_2(T_1 + 2M_1) - 2 |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \quad (7.9)$$

$$= \frac{T_1}{T_2} |\vec{P}_2|^2 + \frac{T_2}{T_1} |\vec{P}_1|^2 - 2 |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \quad (7.10)$$

$$= T_1 T_2 \left( \frac{|\vec{P}_1|}{T_1} - \frac{|\vec{P}_2|}{T_2} \right)^2 \quad (7.11)$$

ここで  $T_i$  はそれぞれの粒子の運動エネルギーである。式 (7.1)、式 (7.4)、式 (7.6)、式 (7.11) より相対エネルギーの表式として次を得る。

$$E_{\text{rel}} = \sqrt{M^2 - (M_1 + M_2)} \quad (7.12)$$

$$= \sqrt{(M_1 + M_2)^2 + F_l + F_t} - (M_1 + M_2) \quad (7.13)$$

$$= \frac{F_l + F_t}{\sqrt{(M_1 + M_2)^2 + F_l + F_t} + (M_1 + M_2)} \quad (7.14)$$

$$= \frac{T_1 T_2 \left( \frac{|\vec{P}_1|}{T_1} - \frac{|\vec{P}_2|}{T_2} \right)^2 + 4 |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sqrt{(M_1 + M_2)^2 + T_1 T_2 \left( \frac{|\vec{P}_1|}{T_1} - \frac{|\vec{P}_2|}{T_2} \right)^2 + 4 |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \sin^2 \frac{\theta}{2}} + (M_1 + M_2)} \quad (7.15)$$

$$\sqrt{(M_1 + M_2)^2 + T_1 T_2 \left( \frac{|\vec{P}_1|}{T_1} - \frac{|\vec{P}_2|}{T_2} \right)^2 + 4 |\vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2| \sin^2 \frac{\theta}{2}} + (M_1 + M_2) \quad (7.16)$$

以上のように相対エネルギーを表すことにより、不変質量  $M$  と全放出粒子の質量の和  $\sum_i^n m_i$  の差として算出した場合に生じる桁落ちを回避することができる。

## 関連図書

- [1] M.Meister *et al.*, Phys.Rev.Lett 88,102501(2002).
- [2] F.Skaza *et al.*, Phys.Rev.C 73,044301(2006).
- [3] G.V.Rogachev *et al.*, Phys.Rev.Lett 92,232502(2004).
- [4] 寺西高, 修士論文, 東京大学,(1993).
- [5] J.Wurzer *et al.*, Phys.Rev.C 55,688(1997).
- [6] P.Navratil *et al.*, Phys.Rev.C 57,3119(1998).
- [7] S.C.Pieper *et al.*, Phys.Rev.C 64,014001(2001).
- [8] J.P.Schiffer *et al.*, Phys.Rev.Lett 92,162501(2004).
- [9] 八木浩輔, 原子核物理学 (1991).

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、たくさんの人たちの御協力、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を進めるうえで、丁寧且つ的確な御指導と展望を与えて頂きました。また助手の佐藤義輝氏には解析で行き詰まったり、物理のことで分からないことがある度に丁寧に解りやすい助言をして頂きました。また、中村研究室の先輩である近藤洋介氏、中林彩氏、篠原摩有子氏、南日卓氏には解析の進め方、コンピューターの使い方などたくさんの事を教えて頂きました。この場を借りて心より感謝致します。