

卒業論文

中性子過剰なB同位体の  
インビーム $\gamma$ 分光

近藤 洋介



東京工業大学 理学部 物理学科

2002年3月1日

## 概要

近年、重イオン加速器の発達に伴い、大強度の不安定核ビーム生成が可能となり、非束縛限界(ドリップライン)に至る中性子過剰核の研究が急速に進展しつつある。こうした中性子過剰核の中には $\beta$ 安定線付近の原子核には無い中性子ハローや中性子スキンと呼ばれる特異構造が発見され、さらに、興味深いクラスター構造の可能性も指摘されている。本研究で対象とした中性子過剰な B 同位体は Li - He 構造をもつ可能性もあり注目されている。

本研究では、その構造が知られていない $^{15}\text{B}$ の励起準位に着目し、不安定核インビーム $\gamma$ 分光法を用いた実験を行った。実験は理化学研究所にある加速器研究施設(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 $^{17}\text{B}$ の不安定核ビームを C 標的に入射させ、中性子ストリップ反応、及び非弾性散乱を用いて、励起した $^{15}\text{B}$ を生成した。この $^{15}\text{B}$ が脱励起する際に放出される $\gamma$ 線のエネルギーを、36本のNaI(Tl)シンチレーターにより測定した。その結果、 $^{15}\text{B}$ の新しい準位に対応する $\gamma$ 線のエネルギー1342keVを同定した。さらにこの結果を、殻模型計算やAMD(反対称化した分子動力学)計算と比較する。

# 目次

第1章 序	3
第2章 中性子過剰核の $\gamma$ 分光	7
2.1 不安定核ビーム	7
2.1.1 入射核破碎反応による不安定核の生成	7
2.2 中性子過剰核の $\gamma$ 線分光法	8
2.2.1 $\beta$ - $\gamma$ 測定法	8
2.2.2 インビーム $\gamma$ 分光	9
第3章 実験	10
3.1 実験セットアップ	10
3.2 ビームと標的	12
3.3 二次ビーム測定系	12
3.4 $\gamma$ 線測定系	12
3.5 荷電粒子測定系	12
3.6 中性子測定系	13
3.7 トリガーについて	14
第4章 解析	15
4.1 二次ビーム測定系	16
4.2 荷電粒子測定系	17
4.2.1 プラスチックシンチレ - タ - Hodoscope の解析	18
4.2.2 ドリフトチェンバ - FDC3 の解析	19
4.3 $\gamma$ 線測定系	25
第5章 結果と結論	27
5.1 $\gamma$ 線のエネルギースペクトル	27
5.2 分解能	30
第6章 まとめ	33
第7章 付録	34

# 目次

1.1	核図表 . . . . .	3
1.2	中性子分離エネルギーと中性子数の関係 . . . . .	4
1.3	中性子ハロー . . . . .	5
1.4	クラスター構造 . . . . .	5
1.5	$^{15}\text{B}$ のエネルギー準位 . . . . .	6
2.1	RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) . . . . .	7
2.2	$^{11}\text{Li}$ の $\beta$ 崩壊のチャンネル . . . . .	8
3.1	実験セットアップ . . . . .	11
3.2	トリガー回路 . . . . .	14
4.1	二次ビームの識別 . . . . .	16
4.2	Hodoscope での TOF と波高 . . . . .	18
4.3	Z の識別 . . . . .	18
4.4	ドリフト時間 . . . . .	19
4.5	ドリフト距離とトラッキングで得られた位置の差 . . . . .	20
4.6	STC 後のドリフト距離とトラッキングで得られた位置の差 . . . . .	20
4.7	$(x_3 - x_t, \theta_3)$ . . . . .	21
4.8	図 4.7 を回転させた図 . . . . .	22
4.9	$B\rho$ と二次標的 - Hodoscope 間の TOF . . . . .	22
4.10	図 4.9 を回転させた図 . . . . .	23
4.11	図 4.10 の縦軸への投影 . . . . .	23
4.12	図 4.10 を補正した図 . . . . .	23
4.13	図 4.12 の縦軸への投影 . . . . .	23
4.14	二次標的から放出される粒子の質量分布 . . . . .	24
4.15	二次ビームによるバックグラウンドを引いたときの質量分布 . . . . .	24
4.16	エネルギー較正 . . . . .	25
4.17	ドップラー補正 . . . . .	26
5.1	$^{11}\text{B}$ 、 $^{12}\text{B}$ 、 $^{13}\text{B}$ 、 $^{14}\text{B}$ 、 $^{15}\text{B}$ 核についてのドップラー補正後の $\gamma$ 線のエネルギースペクトル . . . . .	28
5.2	$^{15}\text{B}$ のエネルギー準位 . . . . .	29
5.3	NaI シンチレーターの分解能 . . . . .	30
5.4	見積られた分解能 . . . . .	31

# 第1章 序

近年、重イオン加速器の発達により、不安定核ビームを大強度で生成することが可能となり、中性子束縛限界 (中性子ドリップライン) 付近の原子核構造についての研究が進展しつつあり、安定線付近の原子核構造とは異なる現象が明らかにされつつある。

例えば、最近、中性子過剰領域で魔法数が消失したり、新しい魔法数が出現することが分かってきた。通常、陽子数  $Z$  や中性子数  $N$  が魔法数をもつ原子核では、閉殻構造を持つことにより、安定になることが分かっている (図 1.1)。 $^{16}\text{O}$  は、陽子数・中性子数が  $Z = 8$ 、 $N = 8$  で共に魔法数 (二重閉殻核) であり、非常に安定であることが知られている。この魔法数は殻模型によって説明され、殆どの原子核はこの殻模型でよく記述することができた。

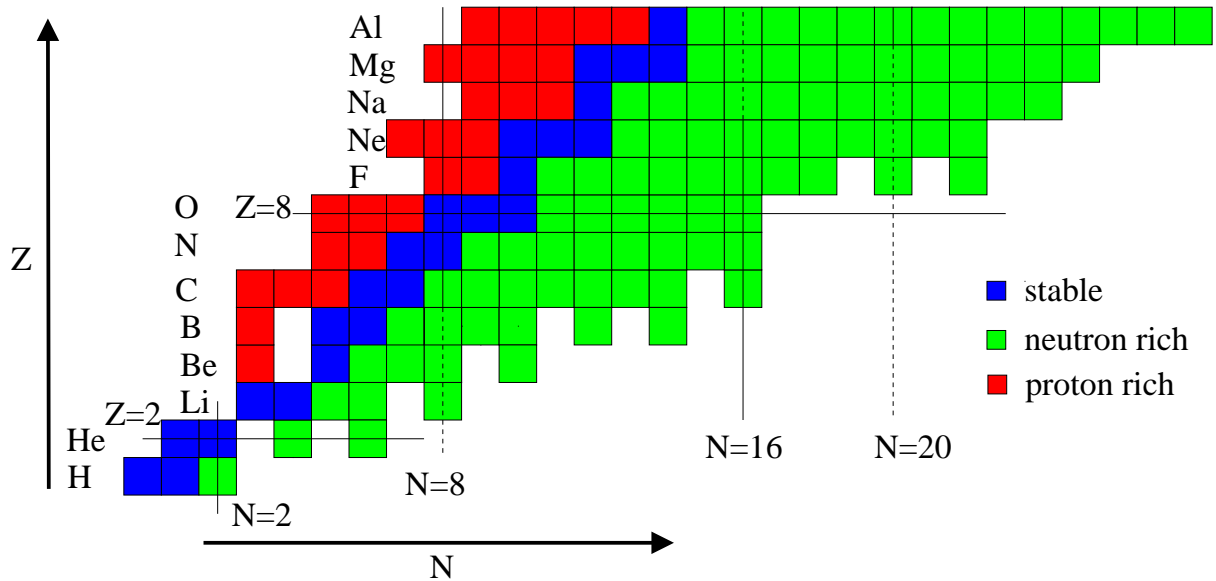


図 1.1: 核図表

しかし近年、中性子過剰な領域での研究が進み、中性子過剰な原子核では  $N = 20$  という魔法数が消え、新たに  $N = 16$  という魔法数があらわれてくること、実験結果から明らかになった [1]。図 1.2 は中性子分離エネルギーと中性子数の関係を表したもので、 $T_z = (N-Z)/2$  が大きくなると  $N = 20$  という魔法数が消え、新たに  $N = 16$  という魔法数が現れてくる様子を示している。

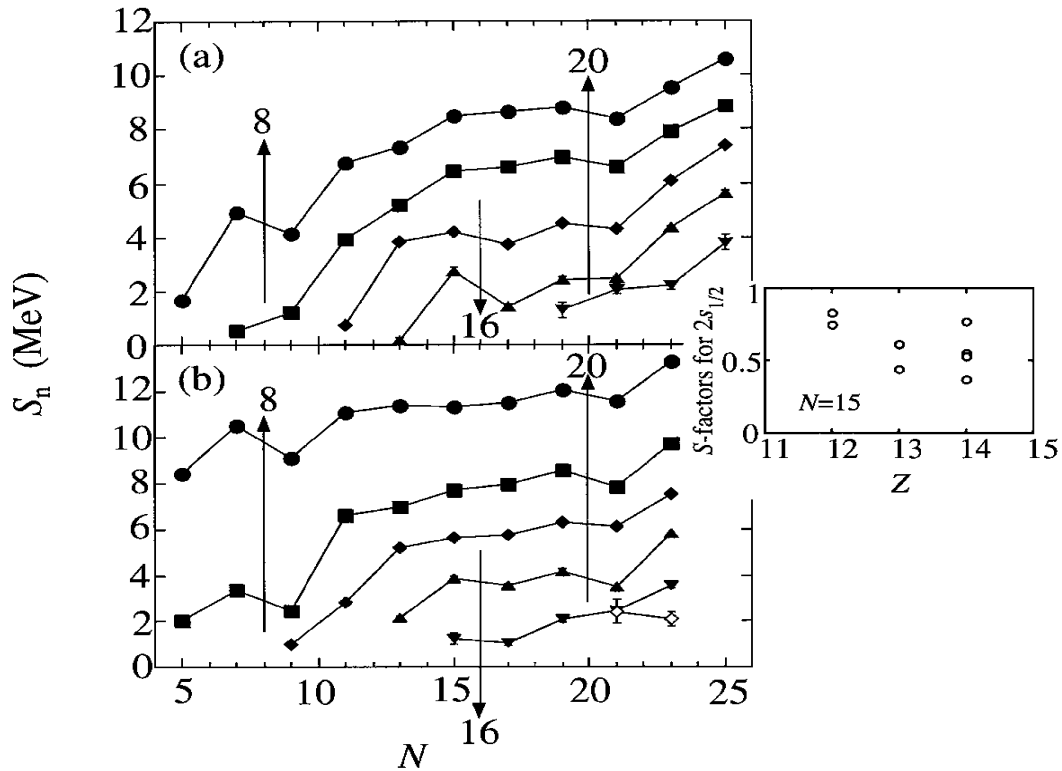


図 1.2: 中性子分離エネルギーと中性子数の関係 ([1] から引用)。(a) は奇偶核についてのもので、折れ線は上から  $T_z = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ , また (b) は奇奇核についてのもので、上から  $T_z = 0, 1, 2, 3, 4, 5$  の原子核を表している。この図から  $T_z = 3/2, T_z = 4$  で魔法数  $N = 8, 20$  が消え、 $T_z \geq 3$  で新たな魔法数  $N = 16$  が現れる様子が分かる。

また、中性子ドリップライン近傍では、中性子ハローという構造を持つことが報告されている。この中性子ハローとは、中性子が原子核のまわりに薄く広がって分布している構造であり、安定線付近の原子核には見られなかった現象である。中性子過剰核  $^{17}\text{B}$ 、 $^{19}\text{B}$  もこうした性質を持っていると指摘されている。例えば、 $^{17}\text{B}$  は通常の原子核密度を持つ  $^{15}\text{B}$  のまわりに2つの中性子が薄く広がって分布しているハロー構造であると考えられている(図 1.3)。

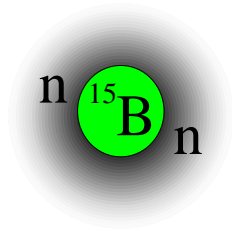


図 1.3: 中性子ハロー

一方、中性子過剰な B では原子核が He と Li の二体に分かれて分布しているような、クラスター構造(図 1.4)をもっているのではないかという理論 [2] もあり、未だにわかっていないことも多い。

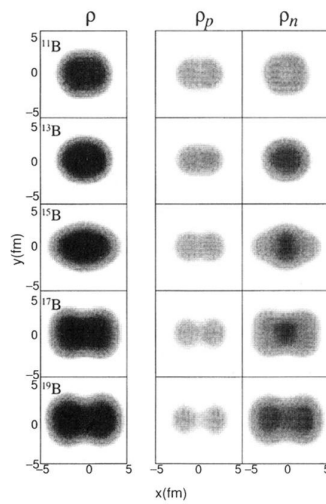


図 1.4: AMD(antisymmetrized molecular dynamics) モデルによるクラスター構造 ([2] より引用)。左から、中性子過剰な B 同位体の密度分布、陽子の密度分布、中性子の密度分布を表している。この図から中性子過剰になるにつれて B 同位体のクラスター構造が現れてくる様子が分かる。

本研究では特に  $^{15}\text{B}$  の励起準位に焦点を絞り、研究を行った。 $^{15}\text{B}$  の励起準位はその生成が難しい為に、あまり知られていない。これまで知られている準位は図 1.5 のように 3.48MeV 以上のもので、理論計算と大きく異なり、そして 2.77MeV 以下の束縛励起準位は、実験からは得られていない。

実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF(RIKEN Accelerator Research Facility) の入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) において行われた。RIPS によって不安定核ビーム  $^{17}\text{B}$  を生成、分離し、この  $^{17}\text{B}$  と C 標的との反応によって生成される励起した  $^{15}\text{B}$  の脱励起  $\gamma$  線を測定し、 $^{15}\text{B}$  の励起準位を調べた。

本論文では、第二章で、不安定核ビームの生成法と  $\gamma$  分光法について、第三章で、実験に用いた検出器について、第四章で、解析について、第五章でその結果と結論を述べる。

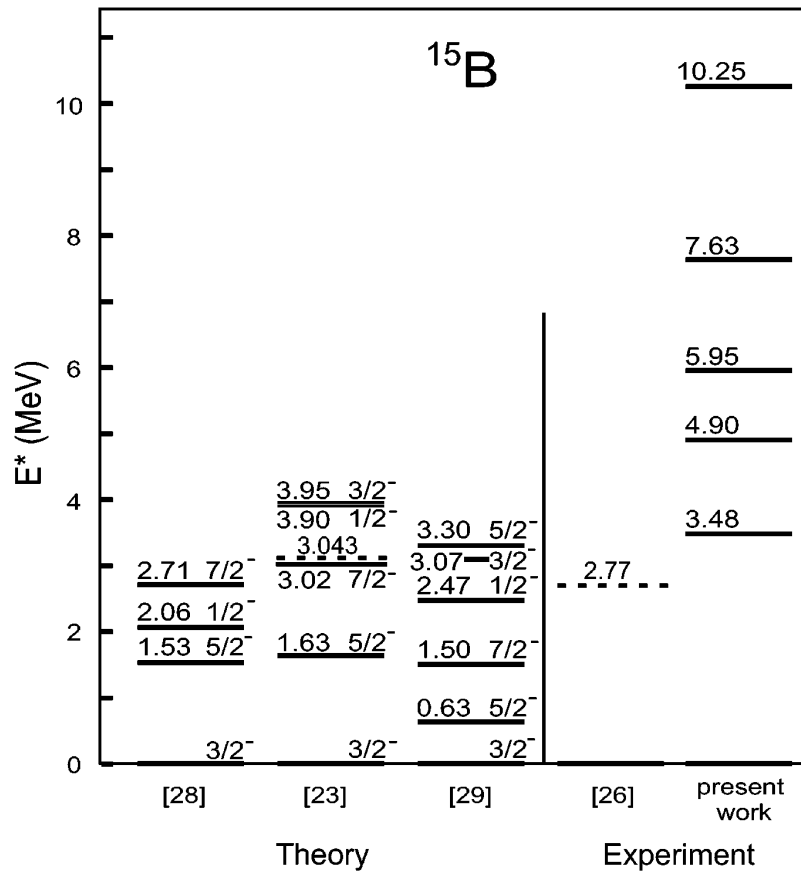


図 1.5:  $^{15}\text{B}$  のエネルギー準位 ([3] より引用)。[28]・[23] は殻模型による理論値、[29] は AMD(クラスター構造を预言している理論) での値。点線は中性子分離エネルギーを表している。 $^{15}\text{B}$  の束縛下での励起準位は実験からは得られていない。



## 第2章 中性子過剰核の $\gamma$ 分光

### 2.1 不安定核ビーム

中性子過剰核の励起準位を測定するには、まず目的とする原子核を生成する必要がある。本実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF にある、入射核破砕片分離装置 RIPS を用い、不安定核ビームの生成を行っている (図 2.1)。本施設では、リングサイクロトロンを主加速器としており、 $A/Z = 2$  の重イオンが最大エネルギー 135MeV/u、最大強度  $0.1 - 1\mu\text{A}$  のビームを生成することができる。

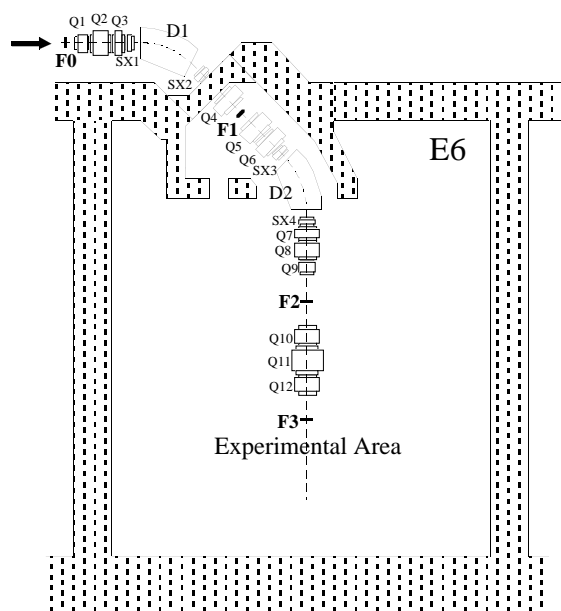


図 2.1: RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)

#### 2.1.1 入射核破砕反応による不安定核の生成

リングサイクロトロンによって約 100MeV に加速された粒子 (一次ビーム) を一次標的に入射させ、入射核破砕反応により不安定核を生成する。この生成された不安定核は様々な核種を含んでいるが、RIPS によって、粒子の磁気硬度 (magnetic rigidity) の違いと、エネルギー減衰板でのエネルギー損失の違いを利用し、目的とする核種について、空間的広がりや、エネルギーの広がりを収束させることができる (付録 34 ページ参照)。

## 2.2 中性子過剰核の $\gamma$ 線分光法

励起状態にある原子核が二準位間を遷移することにより、 $\gamma$  線が放出される。この遷移を観測することにより、原子核構造についての情報が得られる。例えば、 $\gamma$  線のエネルギーを測定することにより、二準位間のエネルギーを知ることができる。また、角分布または角相関を調べることにより、 $\gamma$  遷移の多重極度、準位のスピンの情報が得られる。さらに  $\gamma$  崩壊の寿命測定により、 $\gamma$  崩壊の強度を知ることができる。

本実験では不安定核ビームを用いたインビーム  $\gamma$  分光を利用している。以下では、代表的な手法である  $\beta$ - $\gamma$  測定法との比較を行う。

### 2.2.1 $\beta$ - $\gamma$ 測定法

$\beta$  崩壊により、中性子が陽子に変化して  ${}^A(Z+1)_{N-1}$  の原子核が生成される。そして  $\beta$  崩壊の終状態が励起状態にあれば、脱励起して  $\gamma$  線を放出する。 $\beta$  崩壊ではスピンパリティに選択則がある為に、終状態のスピンパリティが決定しやすいという利点があるが、この性質は特定の  $\gamma$  遷移しか測定できないという欠点でもある。またインビーム  $\gamma$  分光とは違って、静止している粒子の  $\gamma$  線を測定するので、ドップラー補正によりエネルギー分解能が悪くなる<sup>1</sup>、ということが無く、検出器本来の分解能でエネルギーを測定することができる。

一方、中性子過剰な領域では、非常に小さい中性子分離エネルギーの為に、娘核の終状態がさらに中性子崩壊する場合も起こりうる。図 2.2 はその例で  ${}^{11}\text{Li}$  が  $\beta$  崩壊し、 ${}^{11}\text{Be}$  の励起状態が生成されるが、同時に  ${}^{11}\text{Be}$  が中性子を放出して  ${}^{10}\text{Be}$  の励起準位も生成されている。 $\beta$ - $\gamma$  測定法では、 $\gamma$  線に対する核種の識別が困難である。

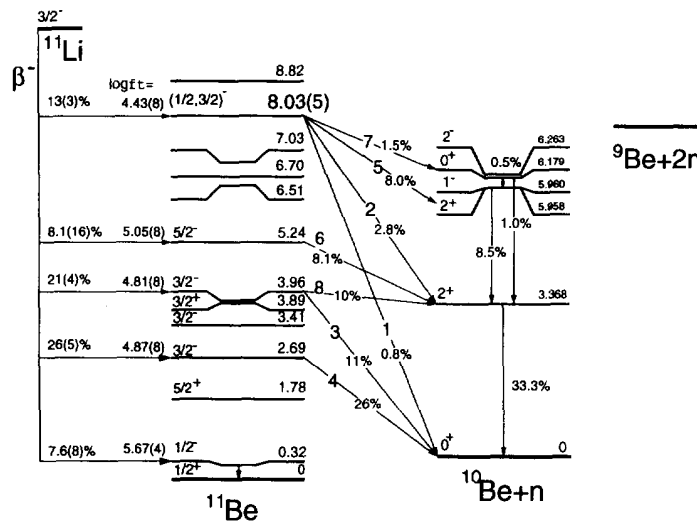


図 2.2:  ${}^{11}\text{Li}$  の  $\beta$  崩壊のチャンネル ([4] より引用)

また、この方法で  ${}^{15}\text{B}$  の励起準位を得るには、 $\beta$  崩壊の親核として  ${}^{15}\text{Be}$  が必要になる

<sup>1</sup>5.2 参照

が、 $^{15}\text{Be}$  は非束縛核であるのでこの測定法を利用することができない。 $\beta$ - $\gamma$ 分光法は、目的とする原子核よりもさらに中性子過剰な原子核を必要とするために、中性子過剰核の場合には適用できない場合もある。 $\beta$ - $\gamma$ 分光法は、中性子過剰な原子核の $\gamma$ 核分光には、適していないといえる。

### 2.2.2 インビーム $\gamma$ 分光

インビーム $\gamma$ 分光とは、入射核と標的の反応により励起状態を生成し、そこからの脱励起 $\gamma$ 線を直接測定する方法である。以前は、主として、低エネルギー安定核ビームの核融合反応に有効に使われ、イラストバンドや超変形バンドの研究に貢献してきた。

この核分光法は粒子を識別することができるので、 $\gamma$ 線がどの核種に起因するものかわかる。また、 $\beta$ - $\gamma$ 測定法では $\beta$ 崩壊の選択則により、測定できる核種に限りがあったが、インビーム $\gamma$ 分光は広い範囲の核種について測定できるという利点がある。

ところで高エネルギー安定核ビームの反応で不安定核を破砕反応やストリッピング反応で中間状態として生成し $\gamma$ 分光するという方法がある。この方法では低エネルギーの時には問題にならなかったドップラー効果によるエネルギー偏移が生じるので、補正する必要がある。この補正により分解能が悪くなるという短所がある。また、ビーム強度が高い半面、目的とする原子核と同時に生成される他の核種から放出される $\gamma$ 線によって、高いバックグラウンドに起因する困難が生じる。したがって標的厚を薄くせざるを得なくなり、 $\gamma$ 線検出が困難になる。そこで、入射核破砕反応によって得られた不安定核を RIPS によって分離し、分離された不安定核ビームを用いて核反応を起こして、目的とする原子核を得る方法が考案された [5]。本実験では、この手法を利用した。RIPS によって分離された不安定核ビーム  $^{17}\text{B}$  を C 標的に入射させることによって、 $^{17}\text{B}$  に弱く束縛している中性子を C 標的が剥ぎ取るストリッピング反応



及び、非弾性散乱



を利用し、 $^{15}\text{B}$  の励起状態を得た。

## 第3章 実験

この章では実験に使用したビーム・標的と、使用した検出器を二次ビーム検出系、 $\gamma$ 線測定系、荷電粒子検出系、中性子検出系に分け、各検出器について説明する。

### 3.1 実験セットアップ

図 3.1 には実験セットアップを示す。RIPS で得られた二次ビーム ( $^{17}\text{B}$ ) を二次標的 (C) に入射させると核反応により、新たに粒子が生成される。そこで生成された粒子が脱励起することによって放出される  $\gamma$  線を、二次標的の周囲に配置した NaI(Tl) シンチレーターにより検出した。二次標的で生成された荷電粒子は、二次ビームとほぼ同じ速度で進みながら双極子電磁石によってその軌道を曲げられ、荷電粒子系で検出される。一方、二次標的で生成された中性子は磁場の影響を受けずにほぼ前方に放出され、中性子検出系で測定される。実験では、入射核 ( $^{17}\text{B}$ )、放出核 ( $^{11} - ^{15}\text{B}$ )、中性子、 $\gamma$  線を同時測定している。

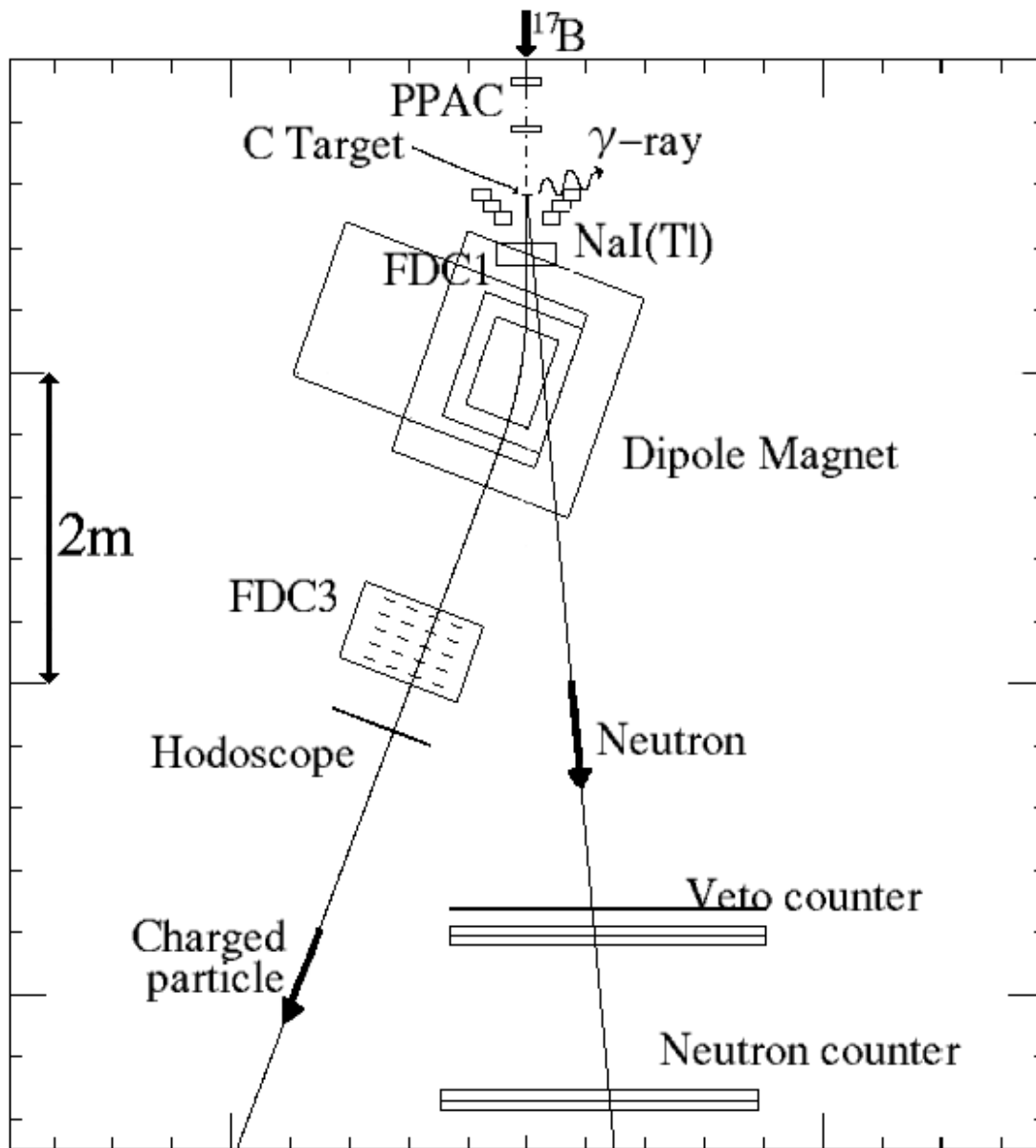


図 3.1: 実験セットアップ

## 3.2 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  $^{22}\text{Ne}(110\text{MeV/u})$  を一次標的 (Be:厚さ 6mm) に入射し、入射核破碎反応によって不安定核ビームを生成した。こうして得られた不安定核を RIPS によって分離し、二次ビームとして  $^{17}\text{B}(75\text{MeV/u})$  を得た。これを二次標的 (C:厚さ  $377\text{mg/cm}^2$ ) に入射させた。

## 3.3 二次ビーム測定系

### プラスチックシンチレーター (SF2)

二次ビームを測定するために、プラスチックシンチレーター (SF2) を RIPS の F2 チェンバー内 (二次標的の上流  $5529\text{mm}$ ) に設置した。このシンチレーターは、厚さ  $1\text{mm}$ 、面積  $80 \times 80\text{mm}^2$  で、波高と時間信号を読みだす。

### サイクロトロンの加速タイミング (RF)

プラスチックシンチレーター (SF2) に加え、サイクロトロンの加速タイミング (RF) も測定した。これと SF2 の時間差から、一次標的 - SF2 間の TOF (Time of Flight) <sup>1</sup>を知ることができる。

### PPAC(parallel plate avalanche counter)

PPAC は、時間信号の差から荷電粒子の通った位置を測定するガスカウンターである。三枚の電極から構成されており、陽極が二つの陰極間に  $4\text{mm}$  の間隔を開けて、delay-line でつながっている。一つの陰極は、幅  $2.40\text{mm}$  のストリップ 40 本で構成され、ストリップ同士は  $0.15\text{mm}$  の間隔を開けてある。この陰極の上下・左右の時間信号の差から  $100 \times 100\text{mm}^2$  の範囲について、荷電粒子の通った位置を測定することができる。二つの PPAC (PPAC - a,b) を二次標的の上流に  $300\text{mm}$  の間隔を開け配置し、両方の位置の外挿から二次標的に入射する位置を求めた。

## 3.4 $\gamma$ 線測定系

### NaI(Tl) シンチレーター

クリスタルの大きさが  $60.96 \times 60.96 \times 121.92\text{mm}^3$  の NaI(Tl) シンチレーター 36 本を 3 層に分け、二次標的の周囲に配置した。これにより、二次標的から放出された粒子が脱励起した時に放出する  $\gamma$  線のエネルギーを測定した。

## 3.5 荷電粒子測定系

二次標的から放出された荷電粒子は、双極子電磁石によってその軌道を曲げられて、2 つのドリフトチェンバー (FDC1,FDC3) とプラスチックシンチレーター (Hodoscope) で検出

<sup>1</sup>この時間差はサイクロトロンから SF2 までの TOF であるが、サイクロトロンから一次標的までは粒子は一定の速度で飛ぶために一次標的から SF2 までの TOF と考えることができる。

される。FDC3はその下流にある Hodoscope と共に、ビーム軸に対して 20°傾けてあり、双極子電磁石により軌道を変えられた荷電粒子を測定する。

#### ドリフトチェンバー (FDC1,FDC3)

双極子電磁石の上流側にはFDC1、下流側にはFDC3の二つのドリフトチェンバーを配置した。FDC1は水平方向を測定する為のワイヤーを鉛直に12本張った面が4面あり、FDC3は水平方向を測定する為に鉛直に16本張った面が5面、鉛直方向を測定する為に水平に16本張った面が4面ある。各々のワイヤーからの時間信号から荷電粒子がドリフトチェンバー内を通った飛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)

FDC3の下流には、7つのプラスチックシンチレーター (Hodoscope) を配置した。厚さ10mm、面積 $100 \times 800 \text{mm}^2$ のシンチレーターに光電子増倍管を上下につけ、波高と時間信号を読みだす。

### 3.6 中性子測定系

二次標的から放出された中性子は、二次ビームとほぼ同じ方向に飛び、プラスチックシンチレーター (Neutron counter, Veto counter) で検出される。

#### プラスチックシンチレーター (Neutron counter, Veto counter)

中性子測定には Neutron counter を用いた。全部で4面あり、大きさ $60 \times 60 \times 2140 \text{mm}^3$ のものを1・2面目は一面当たり12本、3・4面目は一面当たり15本で構成されていて2面目と3面目は、1028mm離して配置した。各シンチレーターの両端に光電子増倍管を取り付け、波高と時間信号を読みだす。

また、Neutron counterの上流には Veto counter を配置した。Veto counterは1本の厚さ5 - 10mm、面積 $100 \times 800 \text{mm}^2$ で、Neutron counterの上流に21本配置した。この薄いシンチレーターにより、反応しにくい中性子は殆ど通り抜けるが、反応しやすい荷電粒子は Veto counter で反応・検出され、そこで止まってしまう。もし通り抜けて、Neutron counter で検出されても、Veto counter で検出されたイベントを除くことによって、Neutron counter 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。こうして、Neutron counter は中性子だけを測定することができる。

### 3.7 トリガーについて

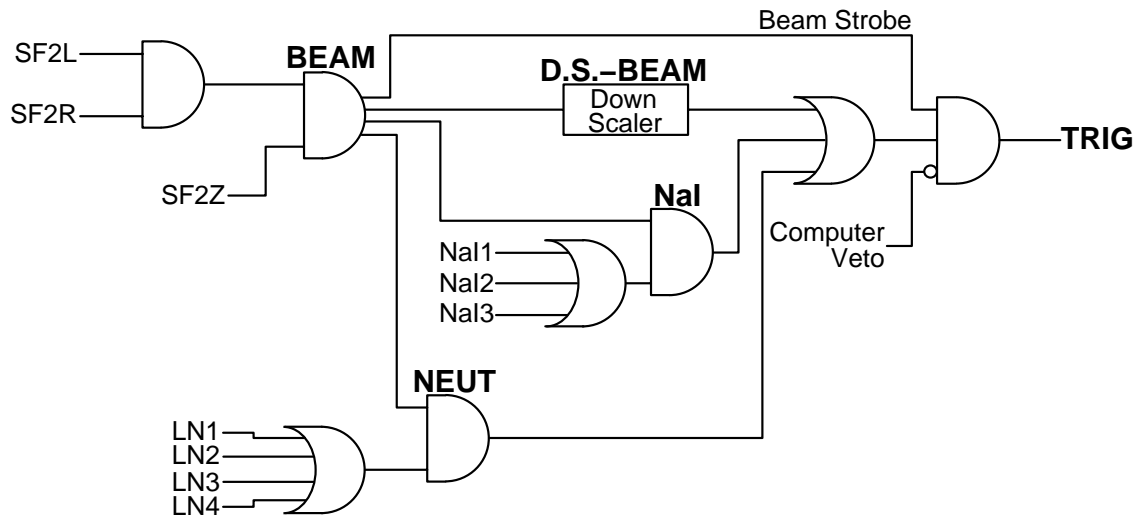


図 3.2: トリガー回路

図には実験に使用したトリガー回路を示す。ここで使用している記号の意味は以下の通りである。

- SF2L,R : SF2 で二次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 面で検出された
- NaI1 - 3 : NaI(Tl) シンチレーターの 1 - 3 層で検出された
- Computer Veto : コンピュータがデータを取り込み中である



## 第4章 解析

本解析では、

- 二次ビームの識別
- 放出荷電粒子の原子番号  $Z$ 、質量数  $A$  の識別

をイベントごとに行い、B 同位体が生成されたイベントに対して  $\gamma$  線測定を行った。本章では、その解析手順を二次ビーム測定系、荷電粒子測定系 (主にプラスチックシンチレータ Hodoscope とドリフトチェンバー FDC3)、 $\gamma$  線測定系に分けて述べる。

## 4.1 二次ビーム測定系

二次ビームは、RIPS によって生成、分離され、特定の核種を選択することができる。しかし目的としていない他の核種もある程度混じる。したがって、二次ビームの核種をイベントごとに識別する必要がある。このために、プラスチックシンチレーター SF2 の波高、またサイクロトロン RF 信号と SF2 間の時間差から飛行時間 (TOF) を求め、これらの情報から粒子識別を行った。SF2 中でのエネルギー損失  $\Delta E$  は粒子の速度を  $v$  とすると

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

の関係がある。また RIPS によって、磁気硬度  $B\rho$  を選択しているが、この  $B\rho$  は、式(4.2)の関係がある。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \quad (4.2)$$

但し、 $A$  は粒子の質量数である。SF2 の波高をエネルギー損失をとし<sup>1</sup>、これらの関係から、SF2 の波高と RF - SF2 間の TOF の相関を調べることにより、図 4.1 のように、核種を区別することができる。これにより、二次ビーム中に含まれる  $^{17}\text{B}$  の割合は、86%であることが分かった。

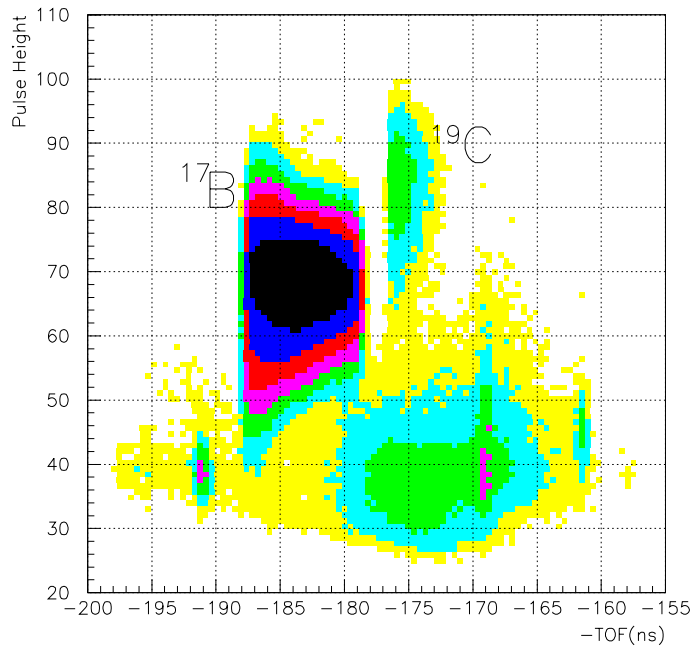


図 4.1: 二次ビームの識別

<sup>1</sup>エネルギー損失と波高とは完全には比例していない。

## 4.2 荷電粒子測定系

二次標的から放出される荷電粒子の核種を

- 原子番号  $Z$  の識別
- 質量数  $A$  の識別

によって、イベントごとに識別する。 $Z$  はプラスチックシンチレーター Hodoscope で測定した波高と  $\text{TOF}(\propto 1/v)$  を用い、式(4.1)、(4.2)

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}$$

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

の関係から識別することができる。

また、 $A$  の識別にはドリフトチェンバー FDC3 で得られる情報を用いる。ドリフトチェンバー FDC3 で得られる位置  $x_3$  と角度  $\theta_3$  と、二次標的上での位置  $x_t$ 、さらに磁気硬度  $B\rho$  の間には、

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

の関係があるので、 $x_3 - x_t, \theta_3$  を測定することにより、 $B\rho$  を求めることができ、 $B\rho \propto vA/Z$  において、Hodoscope で得られる  $v$  と  $Z$  から  $A$  を識別することができる。以下では Hodoscope、FDC3 の解析による粒子識別について述べる。

#### 4.2.1 プラスチックシンチレ - タ - Hodoscope の解析

Z は、Hodoscope で得られる波高と二次標的 - Hodoscope 間の TOF から識別する。式(4.1)

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}$$

の関係から Z を求めることができる。図 4.2 は Hodoscope の波高と二次標的 - Hodoscope 間の TOF の相関をプロットしたもので、式(4.1) から Z をイベントごとに導いたスペクトルが図 4.3 である。Z = 1, ..., 5 がきれいに分離されている。また、表 4.1 にはフィッティングにより求めた Z の分解能を示す。

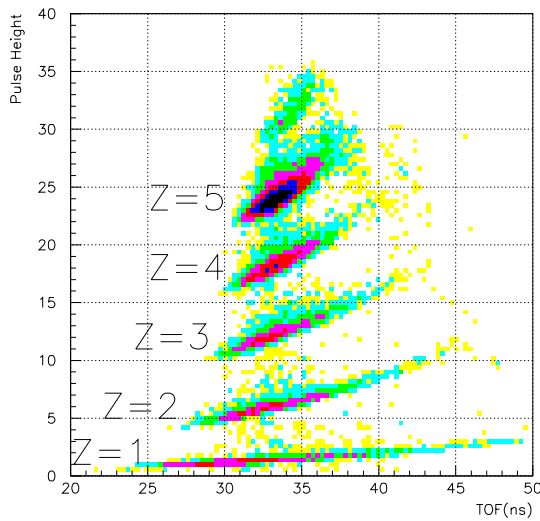


図 4.2: Hodoscope での TOF と波高

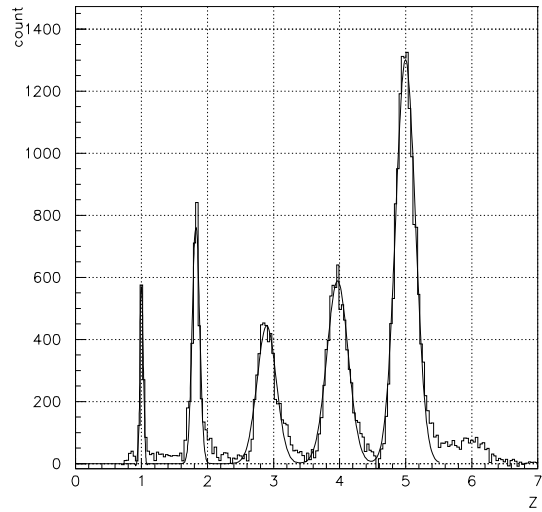


図 4.3: Hodoscope の波高と TOF から粒子の Z が分かる

表 4.1: Z の分解能

Z	1	2	3	4	5
分解能 Z/ΔZ	42.2	33.2	19.9	24.7	33.3

## 4.2.2 ドリフトチェンバ - FDC3 の解析

### STC(space time calibration)

ドリフトチェンバでは、ワイヤーごとの時間信号が得られる。その時間(ドリフト時間)をドリフトチェンバ中を通った荷電粒子の位置とワイヤーとの距離(ドリフト距離)として、トラッキングを行い、荷電粒子が通った飛跡を知ることができる。そこで、ドリフト時間をドリフト距離に変換する必要がある。ドリフト時間の分布は、図4.4のようになる。

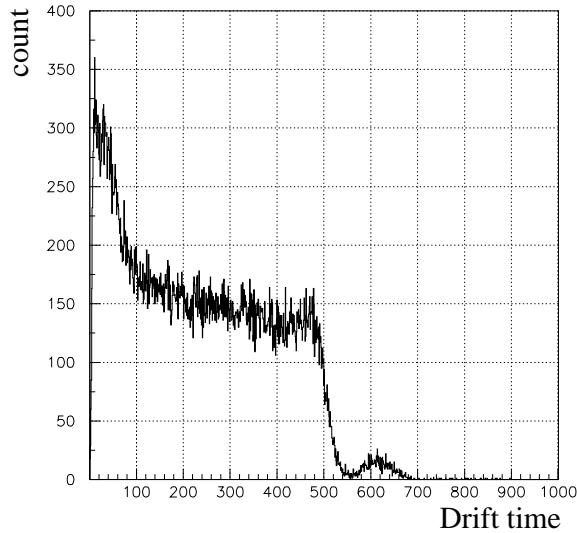


図 4.4: ドリフト時間

図 4.4 で、或るドリフト時間での計数  $N$  は厳密には  $dN/dt$  である。この  $dN/dt$  は、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dx} \frac{dx}{dt} \quad (4.3)$$

と書けるが、ビームが一様にドリフトチェンバに当たっている場合には、計数はドリフト距離に依らないので、式(4.4)のようになる。

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.4)$$

こうして得られたドリフト距離  $x_{\text{distance}}$  を用いて、トラッキングを行う。トラッキングによって得られた  $x_{\text{tracking}}$  と、ドリフト距離  $x_{\text{distance}}$  の差を見ると図 4.5 のようになる。

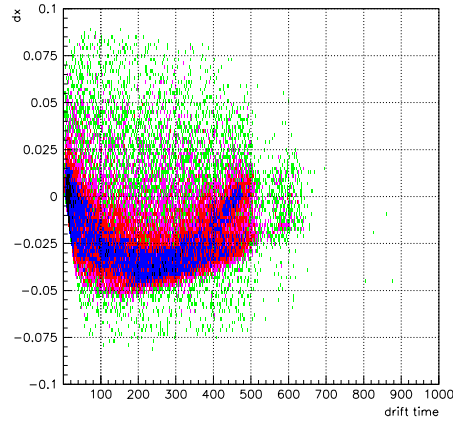


図 4.5: ドリフト時間の関係とドリフト距離  $x_{\text{distance}}$  とトラッキングで得た  $x_{\text{tracking}}$  の差

図 4.5 を見てわかるように、ドリフト時間によって差が生じている。これは、ドリフト時間がドリフト距離に完全に対応していない事を意味する。したがって、ドリフト距離を補正する必要がある。その為に、生じた差をドリフト距離に加えて、そのドリフト距離を用いて再びトラッキングを行う。この操作を繰り返すことによって、 $dN/dx_{\text{distance}}$  が一定になるように補正する。補正すると、図 4.6 のようになる。

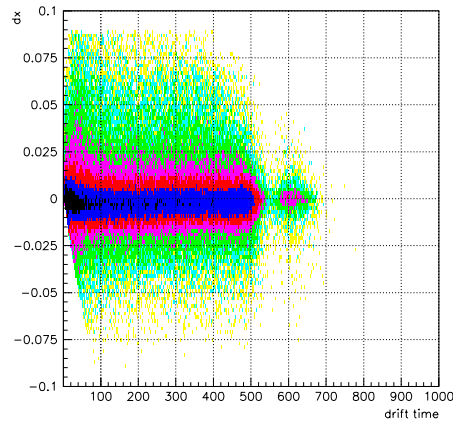


図 4.6: STC 後のドリフト距離  $x_{\text{distance}}$  とトラッキングで得た  $x_{\text{tracking}}$  の差とドリフト時間の関係

## 質量数 $A$ の識別

STC を行った後、横軸にトラッキングで得られた位置  $x_3$  から二次標的での位置  $x_t$  を引いた値、縦軸にトラッキングで得られた、角度  $\theta_3$  を見ると図 4.7 のようになる。

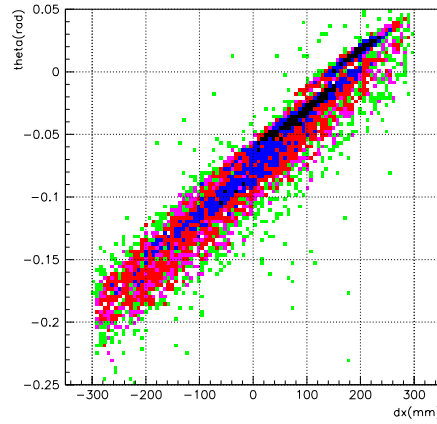


図 4.7:  $(x_3 - x_t, \theta_3)$

図 4.7 を見ると、磁気硬度  $B\rho$  の違いを区別することができる。細かい議論は付録 (34 ページ) で説明するが、二次標的から放出された粒子の位置  $x_t$  と FDC3 で測定した位置と角度  $(x_3, \theta_3)$ , また粒子の磁気硬度  $\Delta B\rho/B\rho_0$  には、式(4.5) の関係がある。<sup>2</sup>

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

ここで、 $a = 1$  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。よって、 $(x_3 - x_t, \theta_3)$  の図を回転させることにより、 $\Delta B\rho/B\rho_0$  (以下  $B\rho$ ) の大きさを表す量を座標軸とする図 4.8 に変換できる。

<sup>2</sup>付録とは逆の変換になっている。

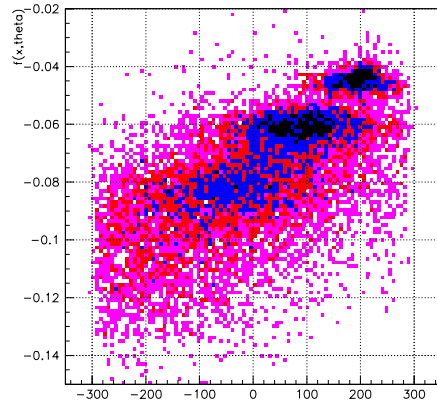


図 4.8: 図 4.7 を回転させた図。縦軸は  $B\rho$  を表している。

この操作により  $B\rho$  を求められる。さらに  $B\rho$  と二次標的 - Hodoscope 間の TOF を見ると図 4.9 のようになる。

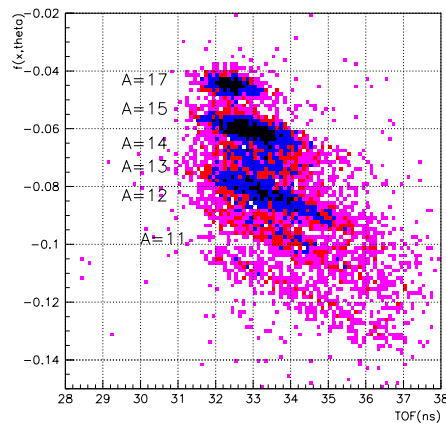


図 4.9:  $B\rho$  と二次標的 - Hodoscope 間の TOF

この図 4.9 から  $B\rho \propto vA/Z$  が  $v$  によって分かれ、さらに Hodoscope で得られる  $Z$  と合わせることで  $A$  を区別することができる。 $(x_3 - x_1, \theta_3)$  を回転させた操作と同様に、 $A$  を表す軸を縦軸とする図 4.10 に変換する。



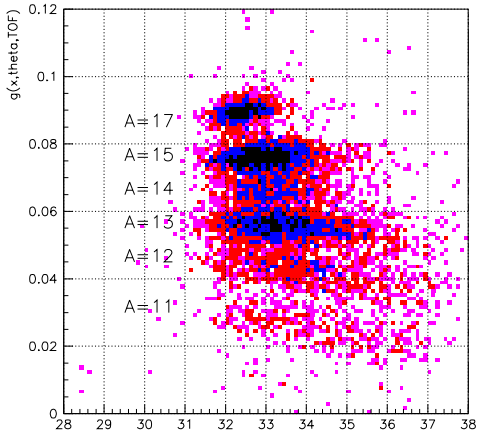


図 4.10: 図 4.9 を回転させた図

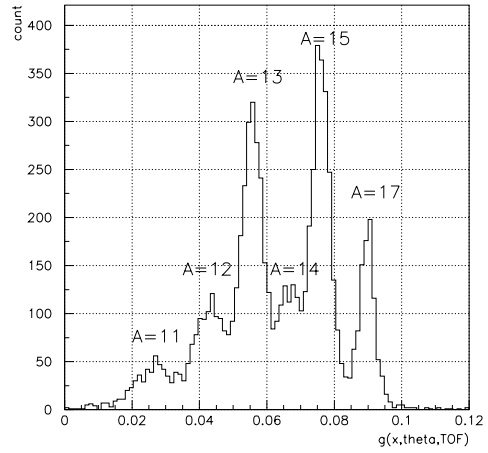


図 4.11: 図 4.10 の縦軸への投影

実際には図 4.10 を縦軸に投影した図 4.11 で  $A$  を区別する。よって、 $A$  をより分けるために補正を行った。

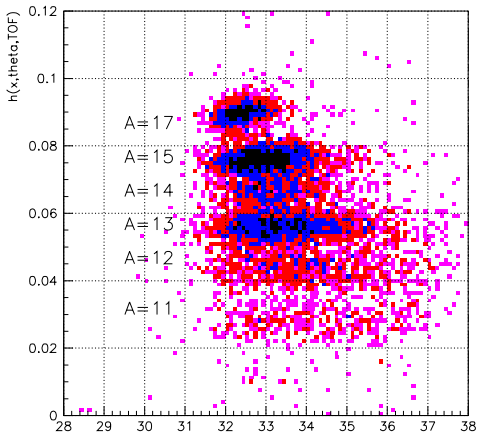


図 4.12: 図 4.10 を補正した図

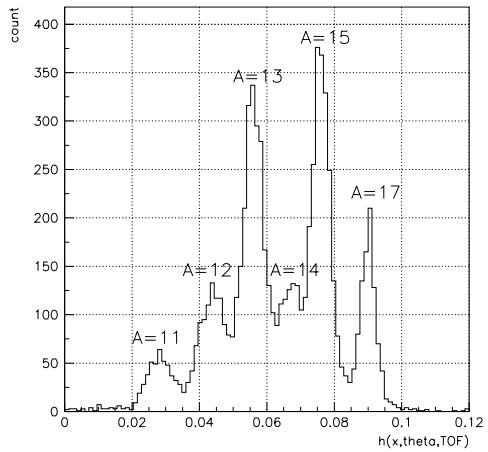


図 4.13: 図 4.12 の縦軸への投影

また、二次標的無しの場合を除くことにより、二次ビームによるバックグラウンドを除去することができる。図 4.14 中の点線は、二次標的に入射する二次ビームの数で規格化した二次標的無しの場合で、その分を引いたものが図 4.15 であるが、図 4.14 から二次標的無しの場合を引くことにより、二次ビームによるバックグラウンドが消えることが分かる。また、表 4.2 にはフィッティングにより求めた質量の分解能を示す。

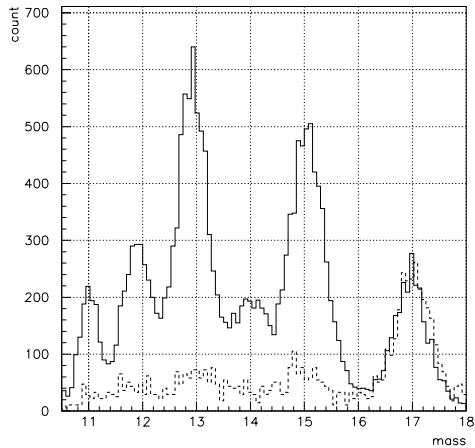


図 4.14: 二次標的から放出される粒子の質量分布

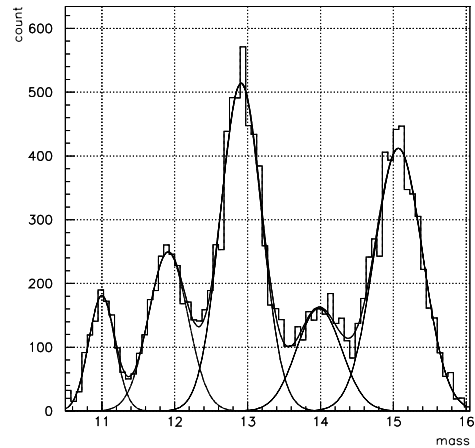


図 4.15: 二次ビームによるバックグラウンドを引いたときの質量分布

表 4.2: 質量の分解能

質量	11	12	13	14	15
分解能 $A/\Delta A$	61.7	44.4	46.0	45.5	45.9

### 4.3 $\gamma$ 線測定系

#### エネルギー較正

3つの $\gamma$ 線源を測定し、測定された5つの光電ピークを用いて36本のNaI(Tl)についてエネルギー較正を行った。表4.3にはエネルギー較正に用いた $\gamma$ 線源と $\gamma$ 線のエネルギーを示す。

表 4.3:  $\gamma$ 線源と光電ピークのエネルギー

$^{22}\text{Na}$	$^{60}\text{Co}$	$^{132}\text{Cs}$
0.511MeV	1.132MeV	0.661MeV
1.278MeV	1.332MeV	

以上の5点でエネルギー較正を行った。図4.16には、NaI(Tl)シンチレーター36本あるうち、1本のエネルギーとChの関係と、最小二乗法により得られたエネルギー較正線を示す。

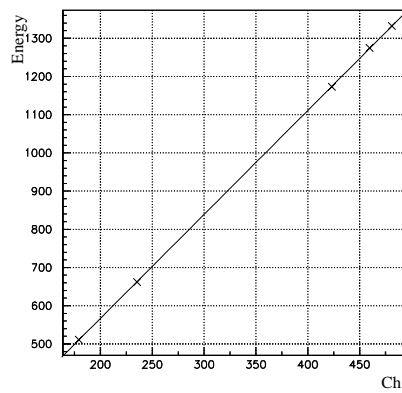


図 4.16: エネルギーと Ch の関係

## ドップラー補正

$\gamma$ 線を放出している二次標的から放出される粒子は、光速の40%程度で飛行しているため、ドップラー効果によって、粒子の静止系での $\gamma$ 線のエネルギーと実験系での $\gamma$ 線のエネルギーにずれが生じる。これを補正する為に、式(4.7)を用いた。

$$E = \frac{(1 - \beta \cos \theta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} E_{\text{lab}} \quad \left( \beta = \frac{v}{c} \right) \quad (4.7)$$

ここで、 $E$ 、 $E_{\text{lab}}$ 、 $\theta$ 、 $v$ 、 $c$ は、粒子の静止系での $\gamma$ 線のエネルギー、実験室系での $\gamma$ 線のエネルギー、粒子の速度方向と $\gamma$ 線方向のなす角、粒子の速度、光速である。図4.17にはドップラー補正による変化を示す。

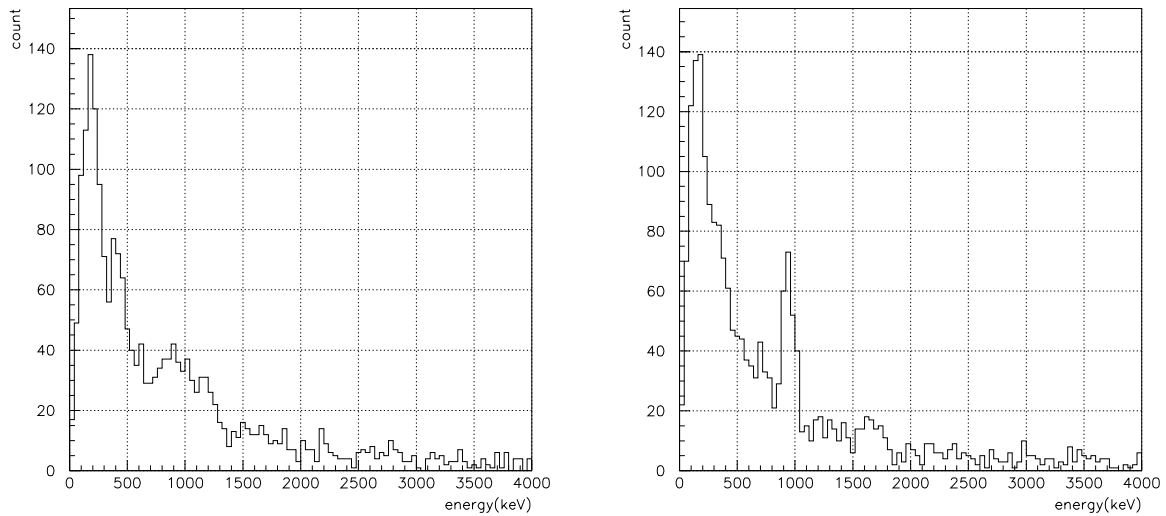


図 4.17: ドップラー補正

## 第5章 結果と結論

この章では、解析から得られる情報から

- 二次標的に入射する核種は  $^{17}\text{B}$
- NaI シンチレーターが 36 本のうち 1 つだけ検出した場合  
 $\gamma$  線のコンプトン散乱によるバックグラウンドを除くため。
- PPAC で求められた二次標的に入射する位置が、二次標的の大きさ ( $40 \times 31\text{mm}^2$ ) におさまっている。
- 原子番号  $Z = 5$  の粒子が二次標的から放出された。
- 質量  $A = 11 - 15$  の粒子が二次標的から放出された。
- Neutron counter が中性子を検出した。

という条件のイベントについてのエネルギースペクトルを示す。また、標的無しの場合を、二次標的に入射する  $^{17}\text{B}$  の数で規格化して引くことにより、二次ビームによるバックグラウンドを無くしている。

### 5.1 $\gamma$ 線のエネルギースペクトル

本章の初めに示した条件のもとで測定した各質量ごとの  $\gamma$  線のエネルギースペクトルは図 5.1 のようになる。

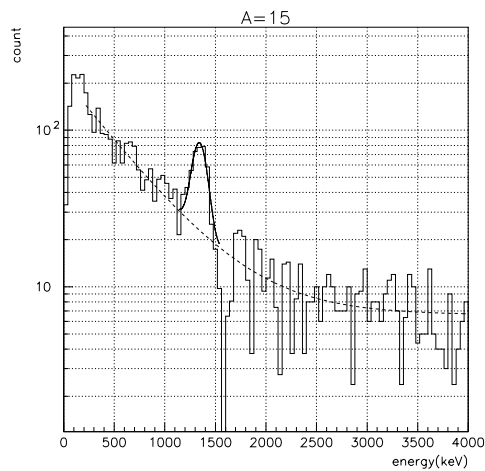
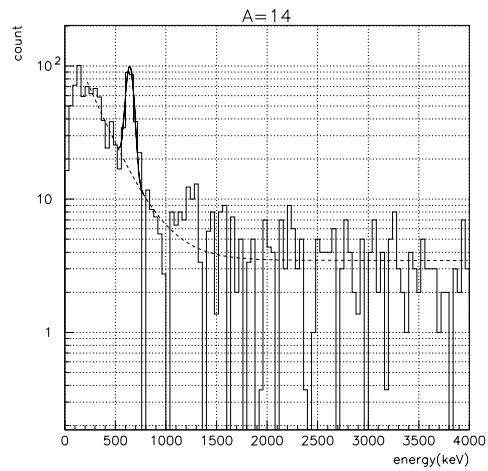
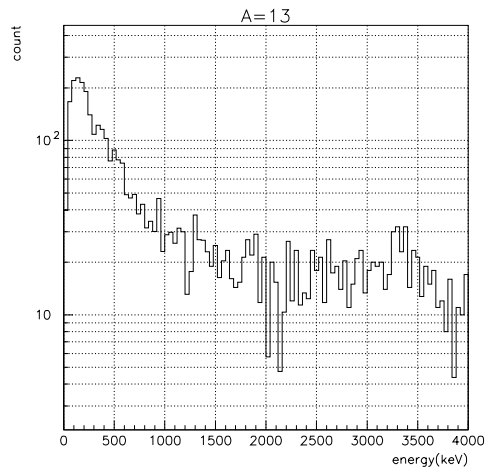
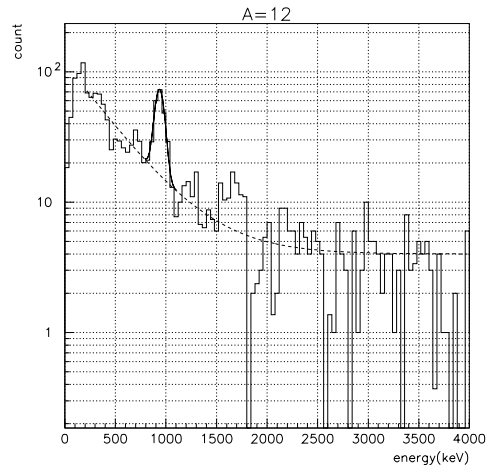
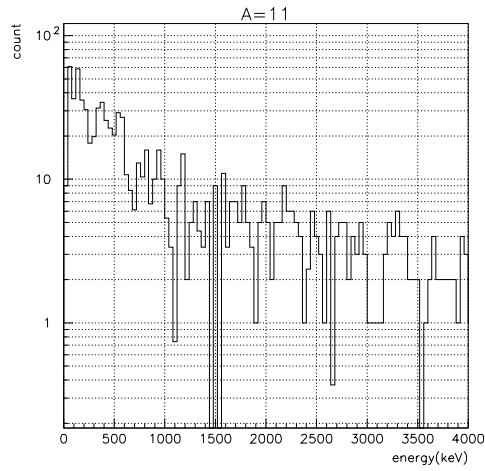


図 5.1:  $^{11}\text{B}$ 、 $^{12}\text{B}$ 、 $^{13}\text{B}$ 、 $^{14}\text{B}$ 、 $^{15}\text{B}$  核についてのドップラー補正後の  $\gamma$  線のエネルギースペクトル

図 5.1 を見ると、 $^{12}\text{B}$ 、 $^{14}\text{B}$ 、 $^{15}\text{B}$  には、はっきりとしたピークが見られ、まだ、知られていない  $^{15}\text{B}$  のエネルギー 1342keV が得られた。 $^{12}\text{B}$  のピーク (937keV) は知られているピーク (953.10keV)[6] とよく一致している。 $^{14}\text{B}$  のピーク (642keV) は知られているエネルギー (740keV)[7] と 100keV 程ずれている。また、 $^{13}\text{B}$  の知られているエネルギー 3482keV に対応するピークらしきものも見えている。

図 5.2 には再び B のエネルギー準位を示すが、この  $^{15}\text{B}$  の 1342keV を図 5.2 と照らし合わせると、AMD による計算ではなく、どちらかというところ殻模型計算と一致していると言える。

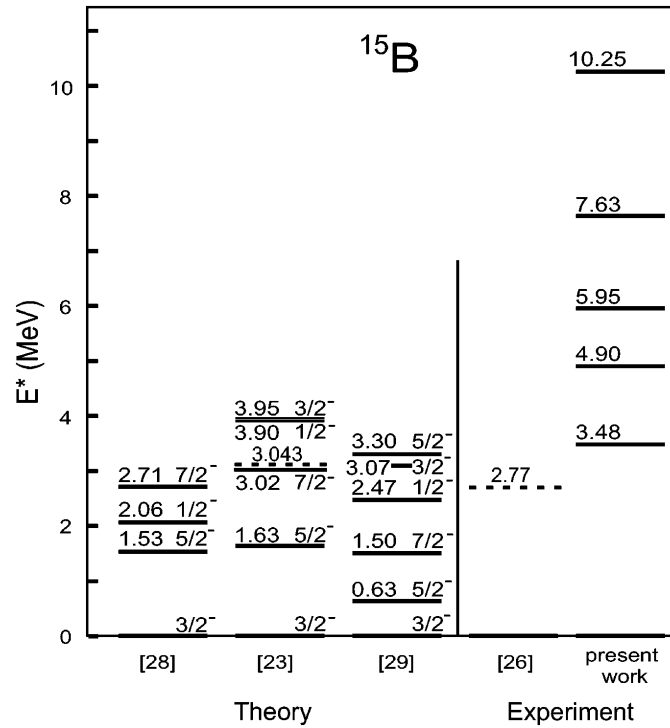


図 5.2:  $^{15}\text{B}$  のエネルギー準位 ([3] より引用)。[28]・[23] は殻模型による理論値、[29] は AMD(クラスター構造を预言している理論)での値。点線は中性子分離エネルギーを表している。

## 5.2 分解能

測定された3つのピークについてフィッティングを行い、エネルギーの分解能を求めた(図5.1)。フィッティングには、

$$\text{カウント数} = p_1 \exp \left[ -0.5 \left( \frac{E - p_2}{p_3} \right)^2 \right] + \exp(p_4 + p_5 E) + p_6 \quad (5.1)$$

を仮定した。このフィッティングにより求めたエネルギーと分解能を表5.1に示す。

表 5.1:  $\gamma$  線のピークと分解能

質量	12	14	15
エネルギー $E_\gamma$ (keV)	937	642	1342
分解能 $\sigma$ (keV)	45	36	68

この分解能はもともとの検出器の持っている分解能よりも低い(図5.3)。その理由として、ドップラー補正時に速度と角度が必要となるが、速度や角度も広がりを持っているために、分解能は低くなる。これは、検出器のもともとの分解能と速度と角度の広がり  $\Delta E_\gamma$ 、 $\Delta\beta$ 、 $\Delta\theta$  から式(5.2)により見積もることができる。

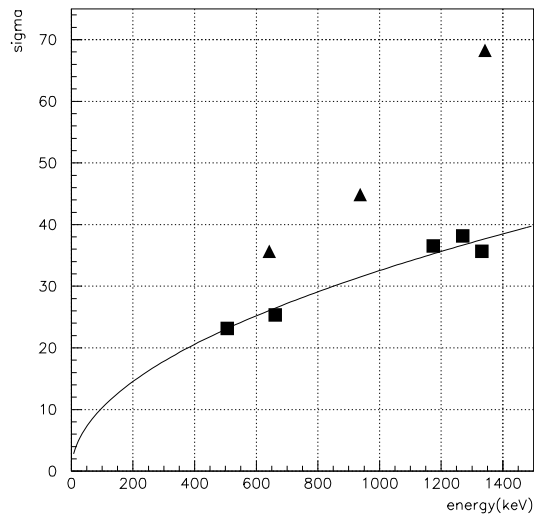


図 5.3: NaI(Tl) シンチレーターの分解能。 はもともと(静止している  $\gamma$  線源を測定したとき)の分解能、 は測定された3つのピークの分解能、実線はピークの幅  $\propto \sqrt{\text{エネルギー}}$  としてフィッティングしたもの



$$\left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}\right)_{\text{net}} = \sqrt{\left((\beta\gamma)^2 - \frac{\beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta}\right)^2 \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}\right)^2 (\Delta\theta)^2 + \left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}\right)^2} \quad (5.2)$$

式(5.2)で、 $\Delta\beta$ 、 $\beta$ 、 $\Delta\theta$ 、 $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ を与えれば、 $\left(\Delta E_\gamma/E_\gamma\right)_{\text{net}}$ が、 $\theta$ の関数として得られる。 $\Delta\beta/\beta$ は、 $\sigma$ で2.0%、 $\beta$ は0.377、 $\Delta\theta$ は6.06°、また、 $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ は、エネルギー較正時で得られた5つのピークに幅 $\Delta E_\gamma$ についてフィッティングを行い、

$$\Delta E_\gamma = 1.029 \sqrt{E_\gamma} \quad (5.3)$$

とした(図5.3)。

これより、見積もられた分解能は3つのピークのエネルギーに対して、図5.4のようになる。

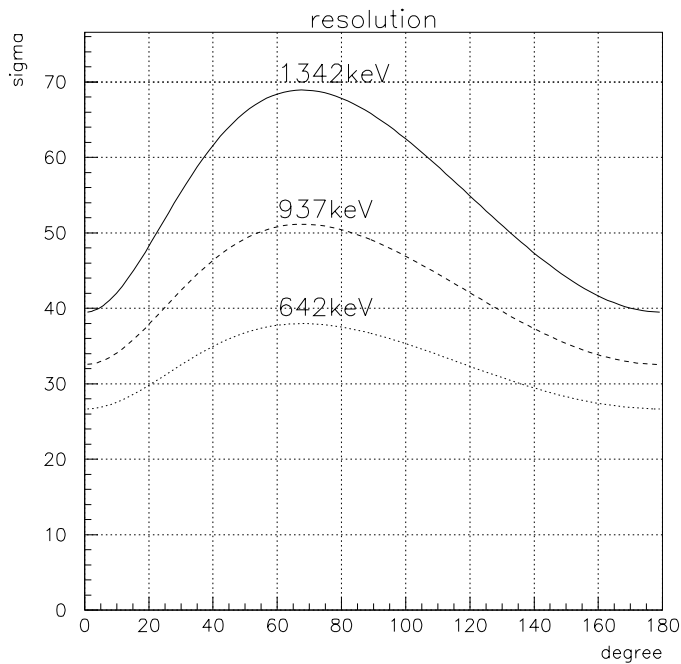


図 5.4: 見積もられた分解能

これより、3つのピーク 642keV, 937keV, 1342keV の分解能は、 $\sigma$  で、少なくとも 38keV, 51keV, 69keV が実現されるべきである。本解析により、得られた分解能はこれを実現している。

表 5.2:  $\gamma$  線のエネルギースペクトルでの分解能と見積もられた分解能

質量	12	14	15
エネルギー $E_\gamma$ (keV)	937	642	1342
エネルギースペクトルでの分解能 $\sigma$ (keV)	45	36	68
見積もられた分解能 $\sigma_{\text{net}}$ (keV)	51	38	69

## 第6章 まとめ

理化学研究所の不安定核ビームライン RIPS で得られる不安定核  $^{17}\text{B}$  ビームを C 標的に入射させ、そこで起こる核反応を用いて  $^{15}\text{B}$  を生成し、インビーム  $\gamma$  分光を行った。その結果、 $\gamma$  線のエネルギースペクトルから  $^{12}\text{B}$ 、 $^{14}\text{B}$ 、 $^{15}\text{B}$  の3つのピークを観測した。このうち  $^{15}\text{B}$  の 1342keV という値と、図 1.5 を比較すると、AMD(クラスター構造を持つとしている理論)による理論値よりも、むしろ殻模型による理論値に近い。これは  $^{15}\text{B}$  の構造が AMD よりも、殻模型の方がよく記述していることを示唆している。

## 第7章 付録

一次標的を通過した直後の粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_1, \theta_1, \Delta B\rho_1/B\rho_0)$  と、二次標的に入射する粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_2, \theta_2, \Delta B\rho_2/B\rho_0)$  の関係を簡単に表すと、

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ \frac{\Delta B\rho_2}{B\rho_0} \end{pmatrix} = AB \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ \frac{\Delta B\rho_1}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

$$= \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{31} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{13} & \cdots & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{11} & \cdots & b_{31} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{13} & \cdots & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ \frac{\Delta B\rho_1}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

となる。ここで、 $A$ 、 $B$ はRIPSの二つの双極子電磁石によるものである。RIPSは、この  $(x_2, \theta_2, \Delta B\rho_2/B\rho_0)$  を収束させるように  $A$ 、 $B$  を選んでいる。<sup>1</sup>

ドリフトチェンバーの解析もこれを応用している。二次標的での粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_t, \theta_t, \Delta B\rho_t/B\rho_0)$  と、FDC3での粒子の位置・角度・磁気硬度  $(x_3, \theta_3, \Delta B\rho_3/B\rho_0)$  の関係は、

$$\begin{pmatrix} x_3 \\ \theta_3 \\ \frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_t \\ \theta_t \\ \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

$$x_3 = ax_t + b\theta_t + c \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (7.4)$$

$$\theta_3 = dx_t + e\theta_t + f \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (7.5)$$

$$\frac{\Delta B\rho_3}{B\rho_0} = \frac{\Delta B\rho_t}{B\rho_0} \quad (7.6)$$

となる。

<sup>1</sup>細かい議論をするためには、二つの双極子電磁石の間にあるエネルギー減衰板による行列がかかる。

## 参考文献

- [1] A. Ozawa *et al.* Phys. Rev. Lett., **84**, 5493, (2000).
- [2] Yoshiko Kanada-Enyo and H. Horiuchi. Phys. Rev. C, **52**, 647, (1995).
- [3] R. Kalpakchieva *et al.* Eur. Phys. J. A, **7**, 451, (2000).
- [4] N. Aoi *et al.* Nucl. Phys., **A616**, 181, (1997).
- [5] K. Yoneda *et al.* Phys. Lett. B, **499**, 233, (2001).
- [6] H. H. Williams *et al.* Phys. Rev., **144**, 801, (1966).
- [7] G. C. Ball *et al.* Phys. Rev. Lett., **31**, 395, (1973).

## 謝辞

この研究を行うにあたって、沢山の人の御協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には実験・解析を進めるうえで、丁寧且つ的確な御指導により、今まで良く理解できていなかった物理の知識が鮮明になり、また論文の書き方も夜遅くまで御指導して頂いた事もありました。理化学研究所の福田直樹氏には、検出器の仕組みや実験・解析に対する姿勢を教わりました。また、同研究室の先輩杉本崇氏、三浦元隆氏、池田宙氏にはコンピューターの使い方をはじめ、沢山の事を教わりました。そして、東京工業大学の旭研究室と、共に実験を行った理化学研究所の放射線研究室・応用原子核研究室、東京大学、東北大学、立教大学のみなさんと、はるばるアメリカから本実験に参加して頂いた D. Bazin 氏には、大変感謝致します。