



陽子ドリップライン近傍核<sup>14</sup>Oにおける  
 $\alpha$ クラスター状態の探索

原子核・ハドロン物理学研究室  
岡本 慎太郎

2021年度 修士論文

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	背景	1
1.2	本研究の目的	3
第 2 章	方法	4
2.1	$\alpha+^{10}\text{C}$ 共鳴弾性散乱	4
2.2	Thick Target Inverse Kinematics Method	4
2.3	CRIB	5
2.4	$^{10}\text{C}$ の生成	6
2.5	実験セットアップ	7
2.6	データ収集回路	11
2.7	各検出器のキャリブレーション	13
第 3 章	データ解析	17
3.1	微分断面積	17
3.2	$Y_\alpha$	17
3.3	反応点の決定	23
3.4	立体角 $\Delta\Omega_{\text{cm}}$	23
3.5	$dE/dx$	24
3.6	エネルギービンの大きさ $\Delta E$	25
3.7	分子数密度 $\rho$	25
3.8	$^{10}\text{C}$ ビームの個数 $N_{\text{beam}}$	26
3.9	励起関数	26
第 4 章	考察	28
4.1	過去の実験値との比較	28
4.2	理論計算との比較	28
4.3	今後の展望	31
参考文献		33

## 概要

原子核では、複数個の核子が強く相関してクラスターを構成する状態 (クラスター状態) が現れる。特に、 $\alpha$  粒子が大きな結合エネルギーを持つため、2 個の陽子と 2 個の中性子の間にはたらく  $\alpha$  クラスター相関は、原子核において最も重要なクラスター相関である。これまで  $\alpha$  クラスター状態の実験的研究は安定核とその近傍核に限られており、安定性から遠く離れた原子核では研究が立ち遅れていた。我々の目的は陽子ドリップライン近傍に存在する  $^{14}\text{O}$  において  $\alpha$  クラスター状態を探索することである。本研究では、理化学研究所仁科センターにおいて、低エネルギー RI セパレータ CRIB を用いた  $\alpha+^{10}\text{C}$  の共鳴弾性散乱実験を実施した。本実験では Thick Target Inverse Kinematic Method を用いて  $^{14}\text{O}$  の励起関数を測定し、共鳴群法 (RGM) と呼ばれる微視的なクラスターモデルを用いて計算した理論モデルとの比較を行った。

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 背景

#### 1.1.1 $\alpha$ クラスタ状態

原子核では、核子が平均ポテンシャル中の 1 粒子軌道を運動すると考える平均場模型が成り立つ一方で、複数の核子が強く相関してクラスターを構成する状態 (クラスター状態) が現れることが知られている。特に、2 個の陽子と 2 個の中性子からなる  $\alpha$  粒子は、大きな結合エネルギーを持つため、 $\alpha$  クラスタを含む  $\alpha$  クラスタ状態は最も典型的なクラスター状態である。

空間的に発達したクラスター状態では、クラスター崩壊のしきい値近傍に現れることが知られている。この閾値則を、自己共役な  $A = 4k$  核に対して模式的に示した図が池田ダイアグラム [1] (図 1.1) である。

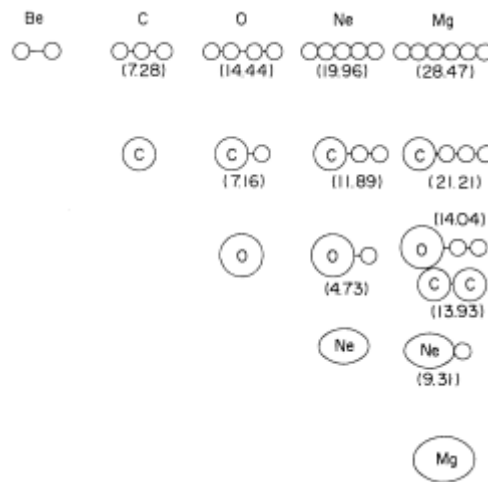


図 1.1: 池田ダイアグラム [1]。各崩壊モードでのエネルギー閾値を MeV で表記する。

#### 1.1.2 共鳴弾性散乱

$\alpha$  クラスタとコア核  $A$  からなる 2 体のクラスター状態を観測する最も直接的な方法は、 $\alpha + A$  共鳴弾性散乱の測定である。共鳴弾性散乱の励起関数から、角運動量  $l$ 、エネルギー  $E_r$ 、崩壊幅  $\Gamma$  といった共鳴の性

質に関する情報が得られる。測定された崩壊幅  $\Gamma$  とエネルギー  $E_r$  から、換算幅を  $\gamma^2 = \Gamma/2P_\ell(E_r)$  と定義することができる。クーロン障壁および遠心力障壁に対する透過係数  $P_\ell(E_r)$  を考慮することにより、全幅  $\Gamma$  の強いエネルギー依存性を取り除き、換算幅を用いて共鳴状態のクラスター構造を調べることができる。

換算幅は  $\alpha$  粒子と原子核  $A$  のチャンネル半径  $r = a$  における相対波動関数  $g(a)$  に比例し、 $\gamma^2 = |g_\ell(a)|^2 \hbar^2 / 2\mu a^2$  と与えられる。ここで  $\mu$  は  $\alpha$  粒子と原子核  $A$  の換算質量、 $r$  は相対座標であり、チャンネル半径は  $a = 1.2(4^{1/3} + A^{1/3})$  fm とする。換算幅は慣例的に、無次元化して  $\theta^2 = \gamma^2 / \gamma_W^2$  と表わすことが多い。ここで  $\gamma_W^2$  は Wigner limit と呼ばれ  $\gamma_W^2 = 3\hbar^2 / 2\mu a^2$  で定義されている。空間的に発達したクラスター状態は  $\gamma^2$  が大きく、Wigner limit に近い値 ( $\theta^2 \approx 0.1 - 0.5$ ) を持つという特徴があるが、コンパクトな状態では  $\theta^2$  は小さい ( $\theta^2 < 0.05$ )。

### 1.1.3 $^{14}\text{C}$ における直鎖状 $\alpha$ クラスター状態

Suhara と Kanada-En'yo [3, 4] らは、3つの  $\alpha$  粒子が直線状に並ぶ直鎖状  $\alpha$  クラスター状態が、中性子過剰核である  $^{14}\text{C}$  における  $\alpha + ^{10}\text{Be}$  崩壊閾値の数 MeV 上に現れると理論的に予言した。過去には、 $^{12}\text{C}$  原子核において直鎖状の  $3\alpha$  状態の存在が指摘されていたが、近年では、余剰核子を含まない  $\alpha$  クラスターのみの直鎖状態は屈曲に対して不安定であると考えられている。一方で、中性子過剰な  $^{14}\text{C}$  原子核では、余剰中性子の効果により直鎖状  $\alpha$  クラスター状態安定化する可能性が指摘されていた。図 1.2 に Suhara と Kanada-En'yo らの計算によって得られた陽子と中性子の密度分布を示す。近年、Yamaguchi ら [5] により  $\alpha + ^{10}\text{Be}$  共鳴散乱実験が東京大学原子核研究センター (CNS) の CNS RadioIsotope Beam Separator (CRIB)[12] 施設において行われ、励起関数の R-matrix 解析 [6] から  $^{14}\text{C}$  に直鎖状  $\alpha$  クラスター状態が存在することが示された。

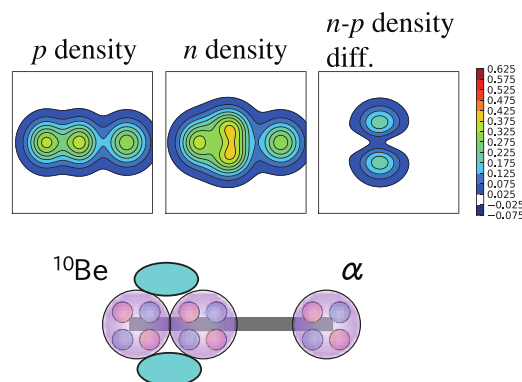


図 1.2: Suhara と Kanada-En'yo による AMD 計算 [3, 4] で予言された直鎖状  $\alpha$  クラスター状態。上側は陽子密度、中性子密度、その二つの差を示している。下側は密度から推測される直感的な描像を示す。参考文献 [5] の Fig.1 から転載。

### 1.1.4 エキゾチック原子核

これまで  $\alpha$  クラスター状態の実験的研究は  $N/Z = 1$  ( $N, Z$  は原子核内の中性子及び陽子の数) の安定核とその近傍核に限られており、安定性から遠く離れたエキゾチック原子核では研究が立ち遅れていた。エキゾチック原子核はドリップラインに近く、 $N/Z$  が 1 とは大きく異なることが特徴で、核子 (中性子や陽子) 分離

エネルギーが低いことが定義されている。このため、半径が大きかったり、双極子励起エネルギーが低いなどの特異な性質がある。エキゾチック原子核は、現在の原子核物理学の主要なトピックの一つである。最近の放射性ビーム [2] 開発の進展は、極限状態における原子核の性質 (核子-核子相互作用、殻構造、双極子強度など) の知識を向上させるまたとない機会を提供している。

### 1.1.5 $^{14}\text{O}$ における $\alpha$ クラスタ状態

$^{14}\text{O}$  陽子ドリプライン近傍に存在するエキゾチック原子核であるが  $^{14}\text{C}$  の鏡映核であり、荷電対称性から  $^{14}\text{C}$  に発見された直鎖状  $\alpha$  クラスタ状態と同様のクラスタ状態が発現すると期待される。共鳴群法 (RGM) による微視的クラスタ計算 [7, 8] から予想される  $^{14}\text{C}$  と  $^{14}\text{O}$  における  $\alpha$  クラスタ状態のスペクトルを図 1.3 に示す。また、 $^{14}\text{C}$  については、比較のために、実験 [5] によって得られているエネルギースペクトルも示した。理論的に予測された状態のうち、太線で示した状態は  $\alpha+^{10}\text{Be}$  と  $\alpha+^{10}\text{C}$  の配位を持つ状態であるが、これらの状態のエネルギーとスピン・パリティは Yamaguchi らが指摘した直鎖状  $\alpha$  クラスタ状態と良く一致している。RGM 計算によると、 $^{14}\text{C}$  と  $^{14}\text{O}$  のスペクトルの間には、クーロン力によるエネルギーシフトを除けば、荷電対称性が良く成り立っており、 $^{14}\text{O}$  においても、 $\alpha+^{10}\text{C}$  配位を持つ同様の  $\alpha$  クラスタ状態が現れると予測される。

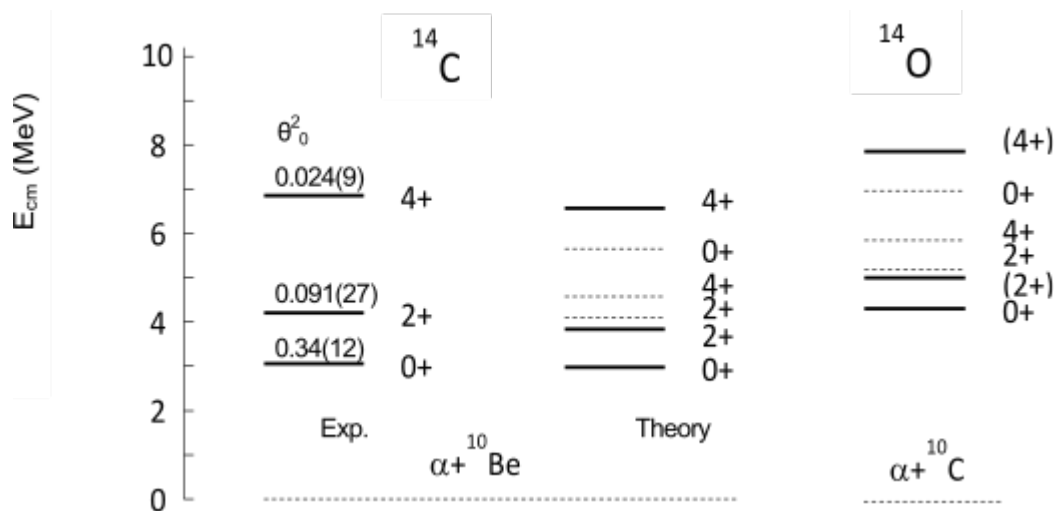


図 1.3: RGM 計算 [7, 8] によって予測される  $^{14}\text{C}$  と  $^{14}\text{O}$  の準位と実験値 [5] の比較図。太線は  $\alpha+^{10}\text{Be}(0^+)$  と  $\alpha+^{10}\text{C}(0^+)$  のクラスタ状態を示す。点線は  $\alpha+^{10}\text{Be}(2^+)$  と  $\alpha+^{10}\text{C}(2^+)$  のクラスタ状態を示す。参考文献 [9] の Fig. 1 を一部改変。

## 1.2 本研究の目的

本研究では、不安定  $^{10}\text{C}$  ビームを用いた  $^{10}\text{C}$  と  $\alpha$  粒子の共鳴弾性散乱の手法を用いて  $^{14}\text{O}$  における  $\alpha$  クラスタ状態を探索することを目的とする。測定した励起関数に対して R-matrix 解析を行って、共鳴状態の角運動量  $l$ 、エネルギー  $E_r$ 、崩壊幅  $\Gamma$  を決定し、RGM 計算の結果と比較することにより、 $^{14}\text{O}$  のクラスタ構造を明らかにすることを目指す。

## 第 2 章

# 方法

### 2.1 $\alpha+^{10}\text{C}$ 共鳴弾性散乱

本研究の目的を達成するために、 $\alpha$  と  $^{10}\text{C}$  の共鳴弾性散乱を利用した。この反応を選択した理由は以下の 3 つである。第一に、図 1.2 のような直感的な描像にもとづけば、 $\alpha+^{10}\text{C}$  散乱によって直鎖クラスター状態にアクセスすることが出来ると期待されている。第二に、 $\alpha$  粒子の共鳴弾性散乱は大きな  $\alpha$  崩壊幅をもつ状態に感度を持つため、 $\alpha$  クラスター状態を選択的に測定可能である。第三に、 $^{10}\text{C}$ (基底状態) と  $\alpha$  はともに  $J^\pi = 0^+$  の粒子であるため、共鳴パラメータを決定する解析が容易になる。すなわち、励起エネルギースペクトルの形状を、共鳴状態の崩壊幅と軌道角運動量のみによって決定することができる。

### 2.2 Thick Target Inverse Kinematics Method

本実験では Thick Target Method [10] と Inverse Kinematics Method と呼ばれる二つの手法を同時に採用した。 $\alpha$  のような比較的軽い原子核を薄膜標的へ入射させる従来の手法では、広い励起エネルギー領域をカバーするためには何度もビームエネルギーを変更しなくてはならず、また、ターゲットに短寿命の放射性同位元素を用いることはできない。前者を解決するためにターゲットを厚いガス標的にするのが Thick Target Method であり、後者を解決するためにビームとターゲットを入れ替えるのが Inverse Kinematics Method である。したがって本手法では通常の実験ジオメトリとは逆のジオメトリを採用している。

図 2.1 に Thick Target Inverse Kinematic Method による共鳴散乱測定概念図を示す。サイクロトロンで加速された重イオンビームは、ヘリウムなどのターゲットガスで満たされた反応容器に入射される。重イオンをビームとして利用することで放射性同位元素とガス粒子の反応を測定することができる。ガスはターゲットの役割を果たすだけでなく、減速材、遮蔽材としても機能する。重イオンはガス中で次第にエネルギーを損失するため、入射エネルギーを変更しなくても広いエネルギー領域の反応を一度に測定することが可能となる。標的ガスの厚さを適切に設定すれば、ビームが検出器に到達する前にガス中でビームを停止させることができるため、ビーム粒子を遮蔽して 0 度方向への散乱粒子を測定可能である。実験室系における 0 度は、重心系における 180 度に対応し、共鳴を経由しない直接散乱の断面積が小さくなる一方で、共鳴散乱の断面積は最大となる。

このように、Thick Target Inverse Kinematics Method は、

- ターゲットにできない短寿命 RI の測定が可能。
- 単一のビームエネルギーで、あるエネルギー範囲での反応を同時に測定可能。

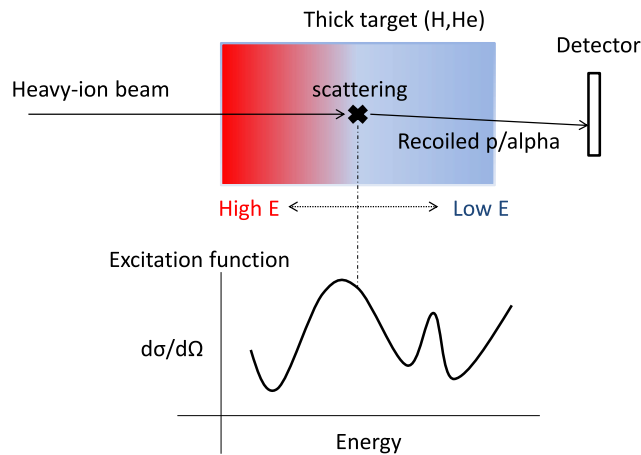


図 2.1: Thick Target Inverse Kinematics Method による共鳴散乱測定概念図。重イオンビームがターゲットガスに入射し、ビームエネルギーを次第に損失する。散乱反応による反跳粒子を検出することで、単一のビームエネルギーで広いエネルギー領域の励起関数を測定できる。参考文献 [11] の Fig. 2.1 より転載。

- 直接散乱の断面積が最小となる一方で、共鳴散乱の断面積が最大となる  $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$  ( $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ ) における散乱を測定可能。

## 2.3 CRIB

本研究では、 $\alpha+^{10}\text{C}$  弾性共鳴散乱を Thick Target Inverse Kinematics Method により測定するために、CRIB[12] を使用した。CRIB は東京大学原子核科学研究センター (CNS) が運営し、理化学研究所仁科センターの E7 実験室に設置した低エネルギー RI ビームセパレータである。電子サイクロトロン共鳴型イオン源 (ECR) と K70AVF サイクロトロンから、 $A/Z$  が 2 以上であれば 10 MeV/u までの大強度重イオンビームの供給を受けて不安定核 (RI) ビームを得ることが出来る。RI ビームの多くは、(p,n), (d,p), ( $^3\text{He}$ ,d) などの 2 体の直接反応を利用して生成される。

CRIB は 2 つの部分から構成されている。上流部分は、Q1 M1 D1 Q2 D2 M2 Q3 から構成され、運動量分散を持つ焦点面 F1 と運動量分散の無い焦点面 F2 を持つ磁気セパレータである。一方、下流部分は、Q4 Q5  $\vec{E} \times \vec{B}$  Q6 Q7 からなる Wien filter システムである。ここで Q は四重極電磁石、M は多極電磁石、D は双極子電磁石、 $\vec{E} \times \vec{B}$  は速度フィルターを表している。運動量  $p$ 、電荷  $q$  の二次ビーム粒子は、上流の磁気セパレータ部において、 $B\rho = p/q$  ごとに分離される。その後、下流部の Wien filter によって、磁気セパレータ部で分離された粒子のうち、ローレンツ力の方程式  $qE = qvB$  を満たす速度  $v$  をもつ粒子のみが選択される。



# CRIB

## CNS Radio-Isotope Beam Separator

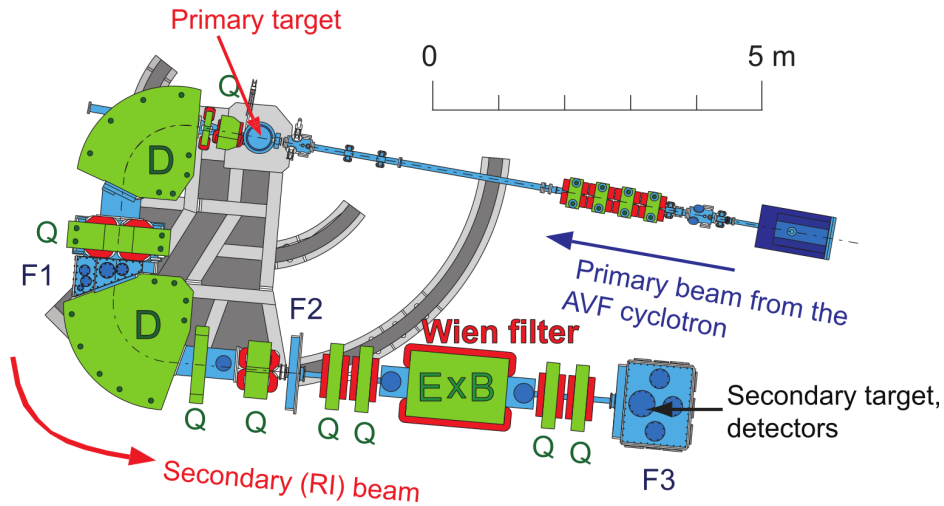


図 2.2: CRIB の概観図。参考文献 [13] から転載。

## 2.4 $^{10}\text{C}$ の生成

表 2.1 に本実験で使用した  $^{10}\text{C}$  ビーム生成のためのパラメータを示す。一次ビームには、6.99 MeV/u の  $^{10}\text{B}$  を用い、これを冷却  $\text{H}_2$  ガスへ入射し、 $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$  反応によって  $^{10}\text{C}$  ビームを生成した。 $\text{H}_2$  ガスは、F0 焦点面に設置した長さ 80 mm のターゲットセル内に圧力 350 Torr で充填され、液体窒素を用いて冷却した。F0 チェンバーで生成された 2 次粒子から  $^{10}\text{C}$  を選択するため、はじめに磁気セパレータを用いて  $B\rho$  分離を行った。D1 電磁石の  $B\rho$  は、F1 焦点面の中心を通過するビームの強度が最大になるように調整した。D2 磁石の  $B\rho$  を  $^{10}\text{C}$  が F2 焦点面の中心を通過するよう調整した。さらに  $^{10}\text{C}$  ビームの純度を向上させるために Wien filter を使用した。そして、 $^{10}\text{C}$  ビームのみが最終焦点面 F3 に設置した  $\alpha+^{10}\text{C}$  共鳴弾性散乱の散乱槽へ到達するように、Wien filter の電圧を調整したところ、 $^{10}\text{C}$  ビームの純度は約 99 % となった。このとき、散乱槽に到達した  $^{10}\text{C}$  のビーム強度は約  $2.1 \times 10^4$  cps であった。

表 2.1: 本実験で用いた値

Energy of $^{10}\text{Be}$	6.99 MeV/u
Intensity of $^{10}\text{Be}$	1.6 eμA
Target ( $\text{H}_2$ gas) pressure	350 Torr
Target ( $\text{H}_2$ gas) thickness	80 mm
D1 $B\rho$	0.55316 Tm
D2 $B\rho$	0.55360 Tm
Wien filter voltage	±60 kV

## 2.5 実験セットアップ

### 2.5.1 F3 散乱槽

図 2.3 に F3 散乱槽付近のセットアップを示す。また、図 2.4 は実際の F3 散乱槽内の写真である。F3 散乱槽の直前に Parallel-Plate Avalanche Counter(PPAC)[14] を 2 台 (PPACa, PPACb) 設置し、ビームの位置、時間、強度を測定した。これらの情報は、入射粒子が  $^{10}\text{C}$  であることの確認に用いられたほか、ビームが F3 散乱槽へ入射しなかった事象を排除するために、ビーム軌道の外挿を行った。この解析については 3 章で述べる。散乱後の粒子の検出器として 3 組の Si 半導体検出器を使用した。1 組目の Si 検出器群はビーム軸上、すなわち、F3 散乱槽の中央に設置し、2,3 組目の Si 検出器群はその左右に角度をつけて設置された。傾けて設置した 2,3 組目の Si 検出器群は、ビーム軸上で F3 散乱槽のビーム入射口から 240.5 mm の位置へ向けられており、その設置角度はビーム軸に対して 9 度であった。また、窓から中央の Si 検出器群までの距離は 521 mm であった。F3 散乱槽は 25  $\mu\text{m}$  の Mylar 膜でビームの入射口を封止し、He ガスを 650 Torr で充填した。He ガスを厚いターゲットとして機能させ、He ガスの圧力と距離を、 $^{10}\text{C}$  ビームが Si 検出器の上流で停止するように設定した。なお、この論文では、 $z$  方向をビームの進行方向、 $x$  方向を水平方向、 $y$  方向を垂直方向と定義している。

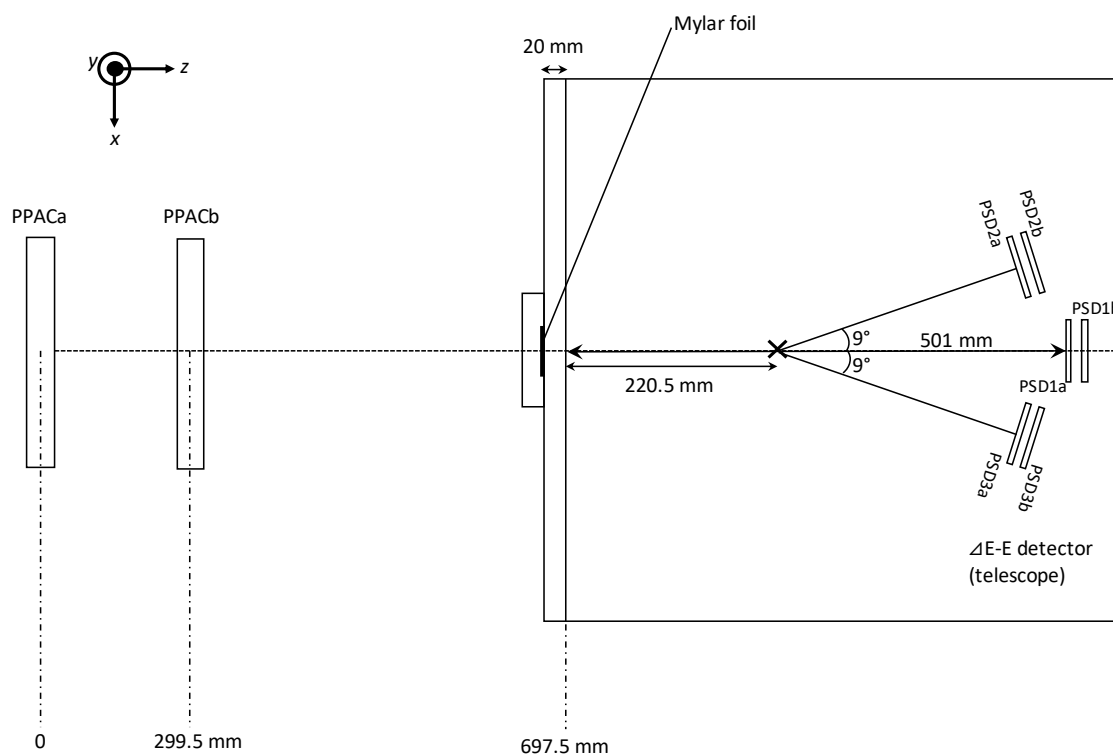


図 2.3: F3 散乱槽付近の実験セットアップ。

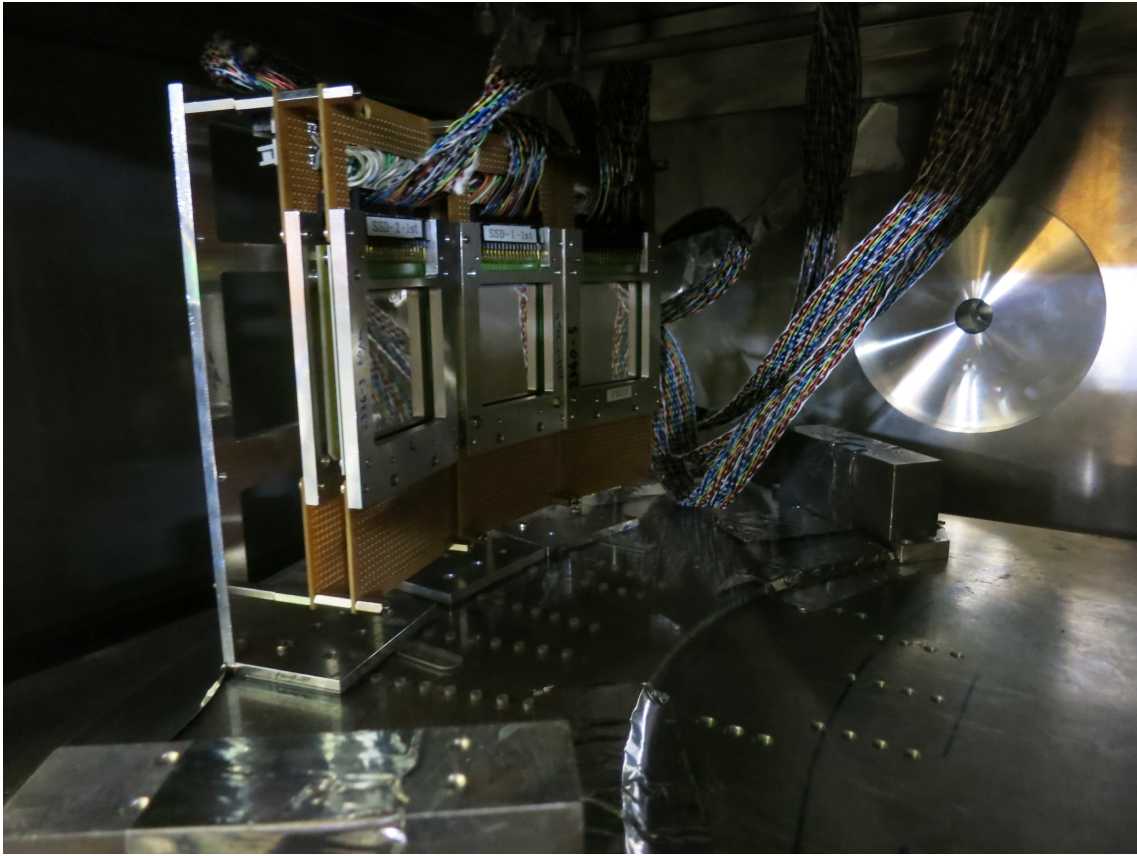


図 2.4: F3 散乱槽内部の実験セットアップの写真。左側が Si 検出器群で、右側からビームが入射する。

## 2.5.2 Si 検出器

図 2.5 に Si 検出器群のセットアップを示す。この実験では、散乱粒子の識別を行うために、 $20\ \mu\text{m}$  厚の Si 検出器と  $500\ \mu\text{m}$  厚の Si 検出器を 1 組とし、薄い Si 検出器を上流側に、厚い Si 検出器を下流側に設置した。エネルギー、質量数、原子番号がそれぞれ  $E$ ,  $A$ ,  $Z$  の粒子が 1 層目の薄い検出器を貫通する時に検出されるエネルギー  $\Delta E$  はおおむね  $Z^2 A/E$  に比例する。したがって、2 枚の Si 検出器を用いて  $\Delta E$  と  $E$  を同時に測定すれば、 $\alpha$  粒子を識別することが可能である。この  $E$ - $\Delta E$  相関における  $\alpha$  粒子の識別方法の詳細については、3.2.4 項で説明する。

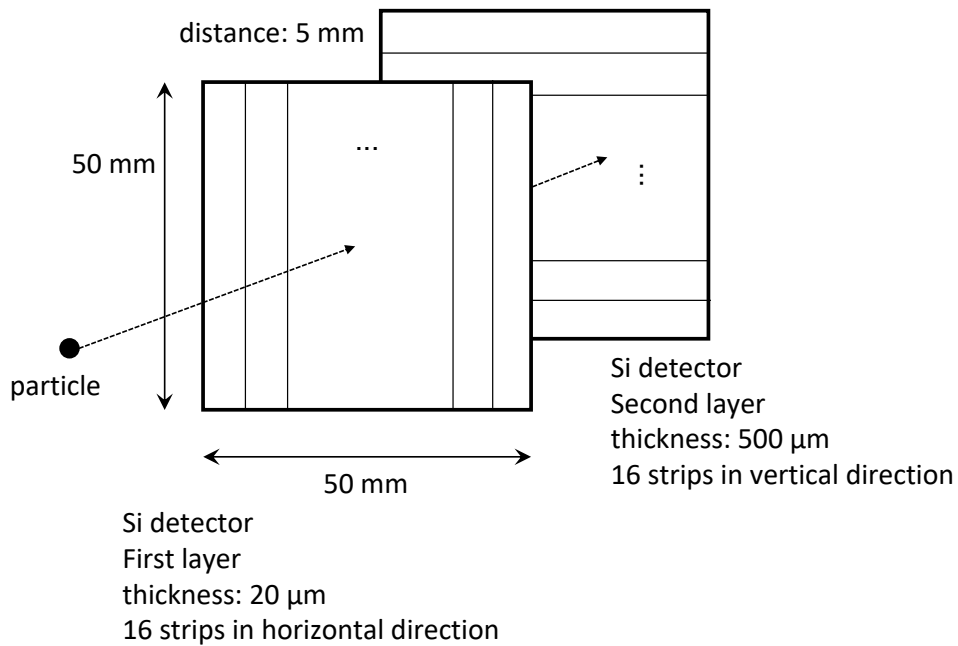


図 2.5: Si 検出器群を正面から見たときの模式図。上流側には水平方向の 16 本のストリップに分割された 20  $\mu\text{m}$  厚の Si 検出器を設置し、下流側には垂直方向に 16 本のストリップに分割された 500  $\mu\text{m}$  厚の Si 検出器を設置した。

図 2.6 は、20  $\mu\text{m}$  の Si 検出器の写真である。この実験では 3 組合計で 6 枚の Si 検出器を使用した。全ての Si 検出器の有感面積は  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  であり、表面電極をストリップ状に 16 分割することで、各ストリップは独立した検出器として機能する。粒子が入射したストリップを特定することで粒子の位置を決定した。これ以降は、Si 検出器を Position Sensitive Detector (PSD) と呼称し、3 組の Si 検出器群の薄い Si 検出器を PSD1a, PSD2a, PSD3a、厚い Si 検出器を PSD1b, PSD2b, PSD3b と表記する。

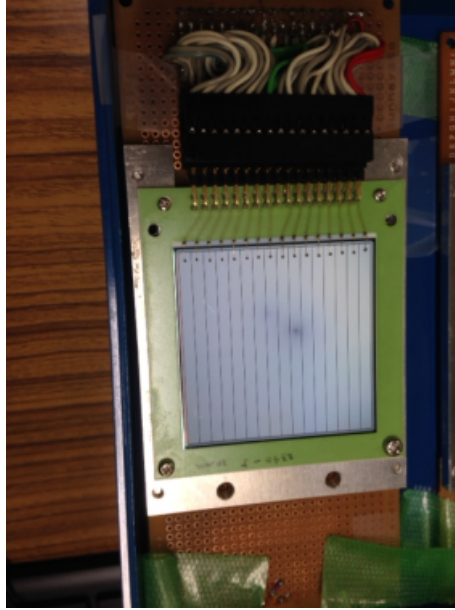


図 2.6: 20  $\mu\text{m}$  厚の Si 検出器の写真。表面電極が 16 本のストリップ状に分割されている。参考文献 [11] の Fig. 2.7 から転載。

### 2.5.3 PPAC

PPAC とは、RI ビームを用いた実験においてビームの位置とカウント数を測定するために広く用いられている検出器である。図 2.7 に delay-time 型 PPAC の構造を示す。PPAC の主要部は 1 つの陽極と 2 つの陰極で構成されており、内部に  $\text{C}_3\text{F}_8$  などのガスを充填して動作させる。陽極と陰極の間には高電圧が印可されており、PPAC に放射線が入射すると一部のガス分子が電離し、電子が陽極へ、陽イオンが陰極へ移動する。また、電子が陽極と陰極間の高電圧により加速されてガス分子に衝突すると、ガス分子が電離されて二次電子が生成される。この二次電子も電離作用を起こし更に二次電子が生成される。この機構により、入射放射線が電子雪崩を引き起こして電気信号が増幅される。一方陰極では、電子イオン対の生成と移動に伴って信号が誘起され、陰極の両端でタイミング信号 ( $T_{x1}$  と  $T_{x2}$ 、または  $T_{y1}$  と  $T_{y2}$ ) が得られる。この 2 つの信号の時間の差を取り、変換係数 ( $k_x/2$  または  $k_y/2$ ) を乗じることで荷電粒子が PPAC へ入射した位置 ( $P_x$  または  $P_y$ ) を以下の通りに決定することができる。

$$P_x = k_x/2 \times (T_{x1} - T_{x2}) \quad (2.1)$$

$$P_y = k_y/2 \times (T_{y1} - T_{y2}) \quad (2.2)$$

表 2.2 に変換係数の値を示す。陽極からは荷電粒子が PPAC へ入射したタイミング信号が発せられる。このタイミング信号を使用してトリガー信号を生成する。

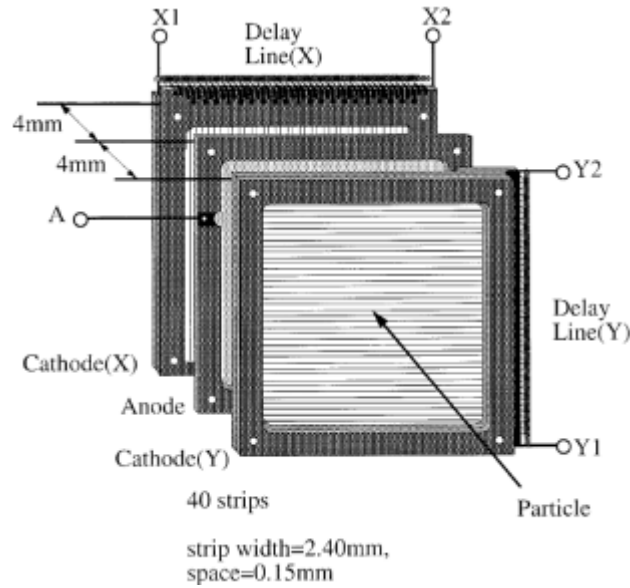


図 2.7: PPAC 内の陽極 (Anode) と陰極 (Cathode) の模式図。参考文献 [11] の Fig. 2.8 より転載。

表 2.2: PPAC の変換係数

	PPACa	PPACb
$k_x/2$ (mm/ns)	0.632	0.628
$k_y/2$ (mm/ns)	0.627	0.628

## 2.6 データ収集回路

### 2.6.1 概要

図 2.8 に本実験で使用したデータ収集回路の概略図を示す。PSD1a からの信号は電荷増幅型プリアンプに入力し、3つの経路に分割した。第1経路では、整形アンプを経由して ADC へアナログ信号を入力した。第2経路では、高速アンプと Constant Fraction Discriminators (CFD) を経由し、TDC へ入力した。第3経路では、波高の大きな信号の情報を取得するために、ゲインを低く設定した整形アンプを経由してアナログ信号を ADC に入力した。ゲインを低く設定した第3経路は PSD1a に対してのみ用意し、PSD1b, PSD2a, PSD2b, PSD3a, PSD3b には使用しなかった。ビーム軸上に設置した PSD1a, PSD1b はビームエネルギーの測定にも使用されたが、PSD1a の第1経路の整形アンプは信号波高の小さな貫通  $\alpha$  粒子の測定に最適化されていたためゲインが高く、信号波高の大きなビーム粒子を測定できなかった。そこで、PSD1a に対してのみ低ゲインの整形アンプが追加された。

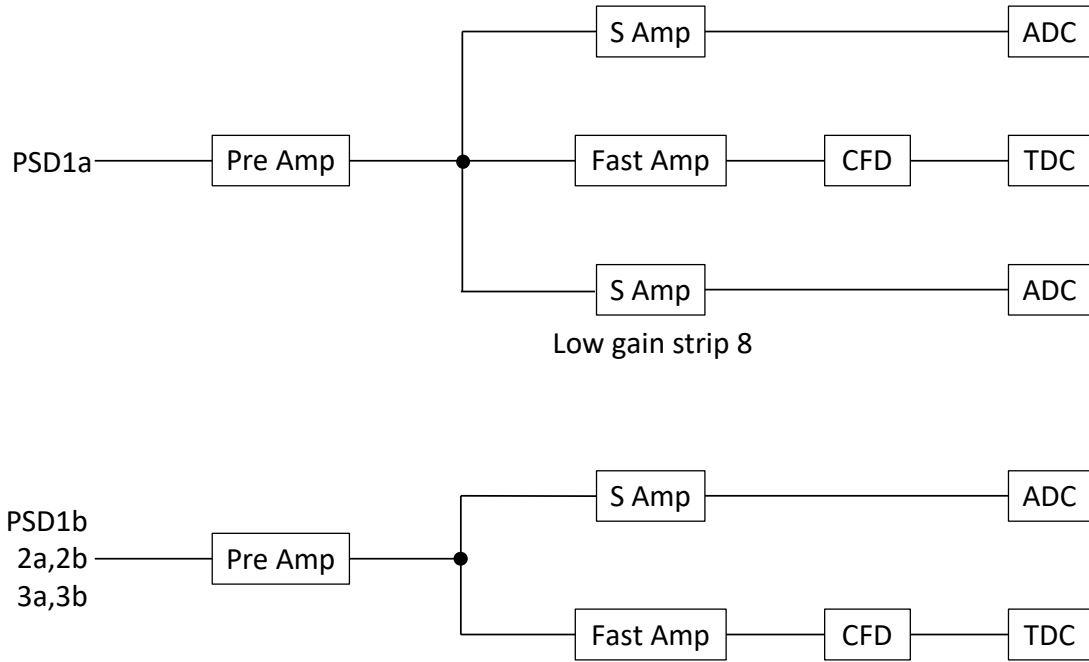


図 2.8: データ収集回路の概略図。

## 2.6.2 トリガー条件

本実験におけるトリガー信号は、*Beam* 信号と *PSD* 信号の組み合わせによって生成した。*Beam* 信号は、ビーム粒子が F3 散乱槽へ飛来していることを示す信号である。F3 散乱槽へ入射したビーム粒子数を計数するために、一定のサンプリング率で *Beam* 信号を発生させた事象を取得する必要がある。*Beam* 信号の発生には、PPACa と PPACb が同時に粒子を検出していることと信号のパイルアップが発生していないことを要求した。

$$Beam = (PPACa) \times (PPACb) \times \overline{pileup} \quad (2.3)$$

PPAC は、その構造上、2 個以上の粒子が同時に入射した場合には、正しい位置を測定できないため、同時に複数の粒子が入射しているパイルアップ事象を排除する必要がある。そこで、最後に PPAC で信号が発生してから 500 ns の間は *pileup* 信号を発生させ、*pileup* 信号が有効な場合には *Beam* 信号を発生させない設定とした。一方、*PSD* 信号の発生には、いずれかの PSD が粒子を検出したことを要求した。

$$PSD = \sum_i PSD_i \quad (2.4)$$

*PSD* 信号と *Beam* 信号が同時に発生した場合には、 $\alpha+^{10}\text{C}$  共鳴散乱事象が発生したとみなすことができる。ゆえに、データ取得を開始するトリガー条件は、*Beam* 信号を  $1/n$  にダウンスケールした信号が発生するか、*PSD* 信号と *Beam* 信号の論理積が満たされることを要求した。

$$Trigger = Beam/n + PSD \times Beam \quad (2.5)$$

データ取得は、RTLlinux ベースの CAMAC/VME データ取得システムである Babar1DAQ [15] で実施した。オンライン解析には Anapaw [16] を使用した。

## 2.7 各検出器のキャリブレーション

ADC で測定された波高データと実際に検出したエネルギーの関係を定めるためにキャリブレーションを行った。

### 2.7.1 $\alpha$ 線源によるキャリブレーション

3.148, 5.462, 5.771 MeV の  $\alpha$  粒子と 4.780, 5.480, 5.795 MeV の  $\alpha$  粒子を放出する 2 つの  $\alpha$  線源を用意した。1 層目の Si 検出器は 20  $\mu\text{m}$  と薄いため、そのままだと 4.4 MeV 以上のエネルギーを持つ  $\alpha$  粒子は全て貫通してしまう。そこで、1 層目の Si 検出器のエネルギーキャリブレーションを行う際には、検出器に対し 60 度の角度で  $\alpha$  粒子を入射させた。このとき、 $\alpha$  粒子の飛跡に沿った検出器の実効的な厚さが 2 倍となるので、7.1 MeV までのエネルギーの  $\alpha$  粒子を測定できる。測定は 3.148, 5.462, 5.771 MeV の  $\alpha$  粒子を放出する線源を用いて行った。2 層目の検出器は十分に厚い (500  $\mu\text{m}$ ) ので、検出器に対して  $\alpha$  粒子が垂直に入射するように架台を設置し、4.780, 5.480, 5.795 MeV の  $\alpha$  粒子を放出する線源を用いてエネルギーキャリブレーションを行った。

### 2.7.2 $\alpha$ ビームによるキャリブレーション

より正確なエネルギーキャリブレーションを行うため、 $\alpha$  線源だけでなく、加速器を用いて  $\alpha$  ビームによるキャリブレーションも行った。まず PSD1a,b を物理測定時と同様 (図 2.3) に設置し、6.308, 9.594, 11.79, 14.15, 25.72, 28.66 MeV の  $\alpha$  ビームを照射した。PSD2a,b と PSD3a,b については物理測定時の配置では  $\alpha$  ビームが Si 検出器に入射しないため、図 2.9 に示すように Si 検出器群をビーム軸に対して垂直に配置して 9.597, 11.79, 14.15, 16.52 MeV の  $\alpha$  ビームを照射した。いずれの測定も F3 散乱槽内は真空にした状態で実施した。このキャリブレーションでは薄い Si 検出器と厚い Si 検出器を同時に使用しているため、このままでは各検出器で測定されるエネルギーが分からない。そこで LISE++[17] を用いて実験状況を再現し、各測定でのエネルギー損失を計算してキャリブレーションを行った。



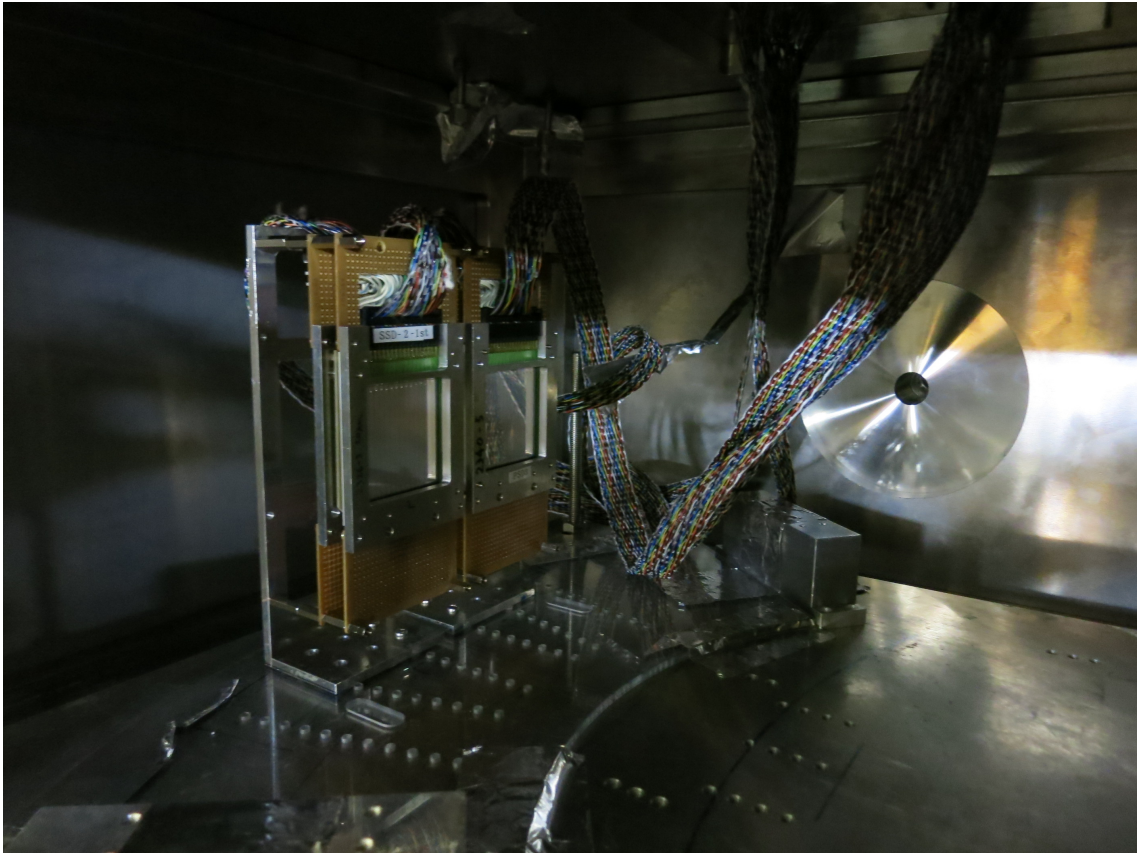


図 2.9: PSD2a,b と PSD3a,b において  $\alpha$  ビームによるキャリブレーションを行った時の写真。各 Si 検出器を中心に寄せ、ビーム軸に対して垂直になるように設置した。

### 2.7.3 各検出器のキャリブレーション結果

PSD1a,b の ch1 におけるキャリブレーションの様子を図 2.10 に示す。また、各 Si 検出器の全ストリップについて、キャリブレーション結果を用いて得た  $\alpha$  線源のエネルギースペクトルを図 2.11 に示す。さらに、各 Si 検出器のエネルギー分解能を表 2.3 に示す。分解能は、PSD1,2,3a については  $\alpha$  線源の 3.148 MeV、PSD1,2,3b については  $\alpha$  線源の 4.780 MeV のデータから評価したものである。

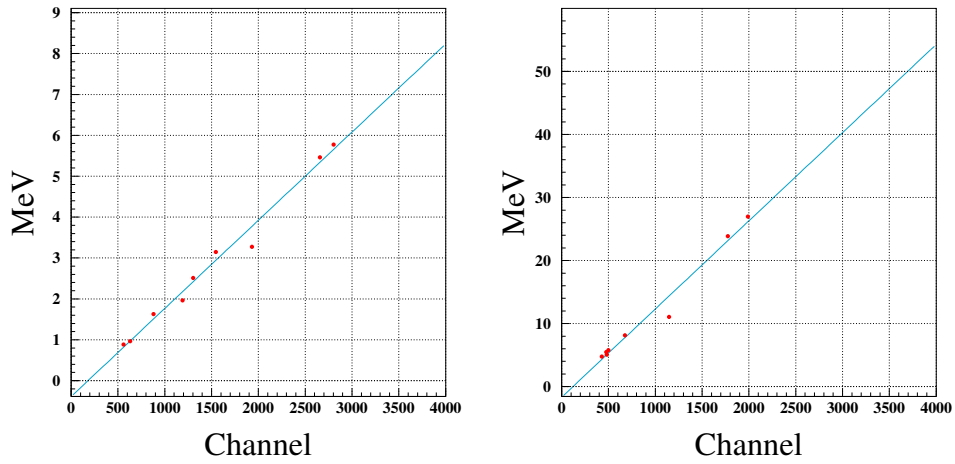


図 2.10: 左は PSD1a の、右は PSD1b のエネルギーキャリブレーションの結果。赤いデータ点は  $\alpha$  線源と  $\alpha$  ビームを用いた測定結果を示し、青い直線は最小二乗法で決定した近似曲線を表す。

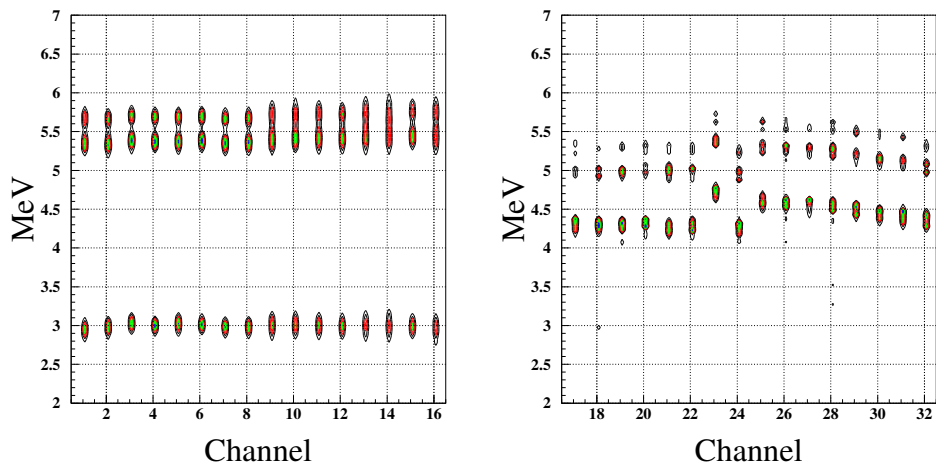


図 2.11: 左は PSD1a の、右は PSD1b の、キャリブレーション後の  $\alpha$  線源のデータ。

表 2.3: Caption

Si 検出器	分解能 (keV)
PSD1a	210
PSD1b	378
PSD2a	138
PSD2b	375
PSD3a	93.3
PSD3b	421

## 2.7.4 不感層と He ガス

図 2.12 に示すように、各検出器の上流側と下流側には不感層が存在する。また、測定中は F3 散乱槽内に He ガスを充填しているため、薄い PSD と厚い PSD の間にも He ガスが存在する。検出器間の距離は 5 mm であった。実験で検出する  $\alpha$  粒子は Si 検出器の感応層だけではなく、各不感層と He ガスでもエネルギー損失を起こす。しかし今回の解析ではこれらの影響は小さいと考え無視することにした。

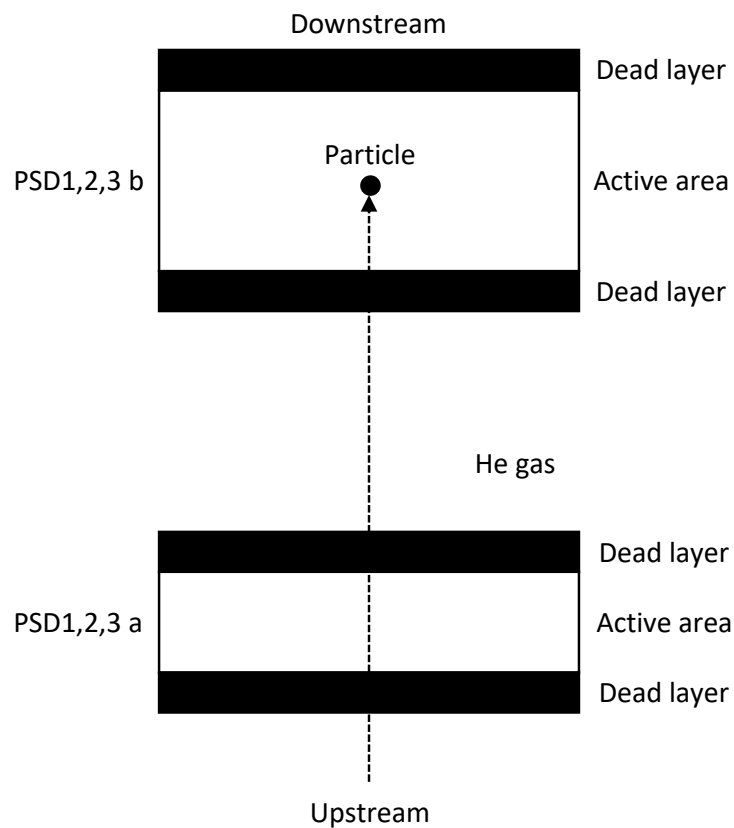


図 2.12: PSD の有感領域 (Active area) と不感層 (Dead layer)。

## 第3章

# データ解析

$^{14}\text{O}$  の共鳴のパラメータを決定するためには、励起関数、つまり微分断面積対重心系エネルギー  $E_{\text{cm}}$  のスペクトルが必要である。従って、測定データから  $E_{\text{cm}}$  と断面積を決定する必要がある。

### 3.1 微分断面積

微分断面積は次の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Y_\alpha}{N_{\text{beam}} N_{\text{target}} \Delta\Omega_{\text{cm}}} \quad (3.1)$$

ここで、

$$N_{\text{target}} = \rho dx = \rho \frac{dx}{dE_{\text{cm}}} \Delta E \quad (3.2)$$

より

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Y_\alpha \frac{dE_{\text{cm}}}{dx}}{N_{\text{beam}} \rho \Delta E \Delta\Omega_{\text{cm}}} \quad (3.3)$$

となる。ただし、

$$Y_\alpha = \text{各エネルギービンにおける散乱}\alpha\text{粒子の収量} \quad (3.4)$$

$$x = {}^{10}\text{C} \text{ ビーム粒子の He ガス中での移動距離} \quad (3.5)$$

$$N_{\text{beam}} = \text{F3 散乱槽内に入射した } {}^{10}\text{C} \text{ ビーム粒子の数} \quad (3.6)$$

$$N_{\text{target}} = \alpha \text{ ターゲット粒子の数} \quad (3.7)$$

$$\rho = \text{He ガスの分子数密度} \quad (3.8)$$

$$\Delta E = \text{エネルギービンの幅} \quad (3.9)$$

$$\Delta\Omega_{\text{cm}} = \text{重心系における、反応点から Si 検出器を見込んだ立体角} \quad (3.10)$$

である。以下それぞれの要素を個別に求め、最後に式 (3.3) へ代入して微分断面積を決定する。

### 3.2 $Y_\alpha$

$Y_\alpha$  を求める。まず散乱された  $\alpha$  粒子のエネルギー  $E_\alpha$  のスペクトルを求め、その後  $E_\alpha$  を  $E_{\text{cm}}$  に変換する。 $\alpha$  粒子のエネルギースペクトルを得るためには、様々な条件を課して  $\alpha+{}^{10}\text{C}$  共鳴弾性散乱のイベントのみを選択しなくてはならない。

### 3.2.1 coincidence 条件

最初に、取得した事象に対して PPAC と Si 検出器が両方ヒットした (coincidence、以下 coin) という条件を課した。この条件は式 (2.x) のふたつのトリガー条件のうち、 $PSD \times Beam$  トリガーで取得された事象を選択することに相当する。

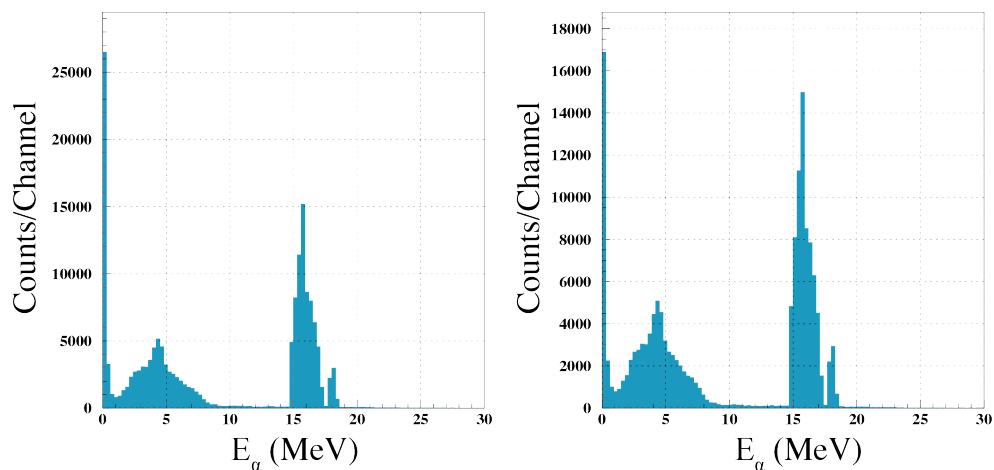


図 3.1: coin 条件をかける前後の散乱粒子のエネルギースペクトル

### 3.2.2 TOF<sub>RF</sub> による <sup>10</sup>C ビームの選択

$\alpha + ^{10}\text{C}$  の散乱事象を選択するために、入射粒子が <sup>10</sup>C である事象のみを選択する必要がある。そこで理研 AVF サイクロトロンからの radiofrequency(RF) 信号を用いて解析を行った。図 3.2 は PPAC のタイミング信号と RF 信号の時間差 (TOF<sub>RF</sub>) と、PPACa における粒子の  $x$  座標の関係をプロットしたものである。実験時に Wien filter を用いて <sup>10</sup>C 以外の不純物を排除し、かつ、<sup>10</sup>C が PPACa の中心をとるように調整したので、図 3.2 で最も事象数が多く PPACa で中心に位置しているピークを選択し、この範囲の TOF<sub>RF</sub> を <sup>10</sup>C のゲートとして使用した。

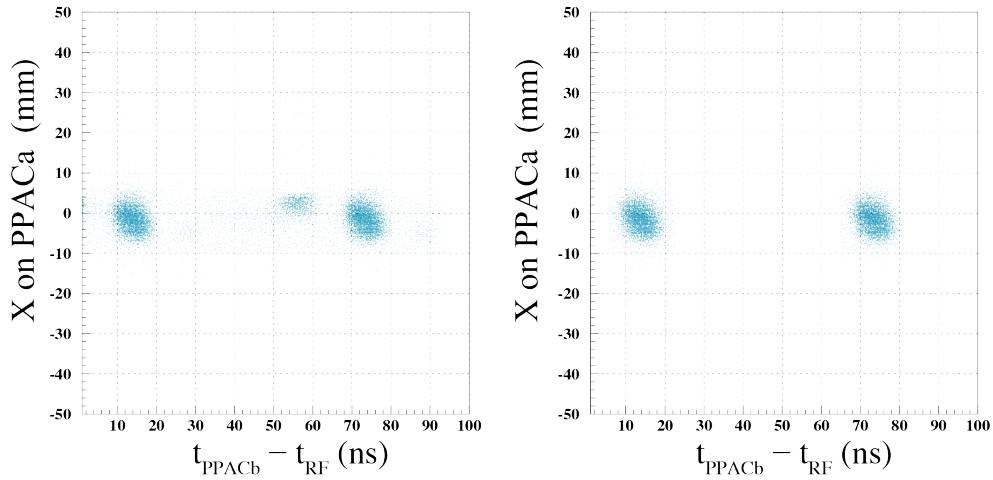


図 3.2:  $^{10}\text{C}$  ビームを選択する前後の  $\text{TOF}_{\text{RF}}$  対 PPACa の  $x$  座標の図。

### 3.2.3 散乱槽の窓

PPACa,b でのビーム位置を基にビームの軌跡を外挿し、F3 散乱槽の上流面上での水平位置 ( $x$ ) と鉛直位置 ( $y$ ) を求めた。散乱槽内にビームが直接入射したイベントを選別するために、F3 散乱層の上流面に設けられたビーム入射窓の形状に対応する半径 20 mm の円内にある事象のみを選択した。

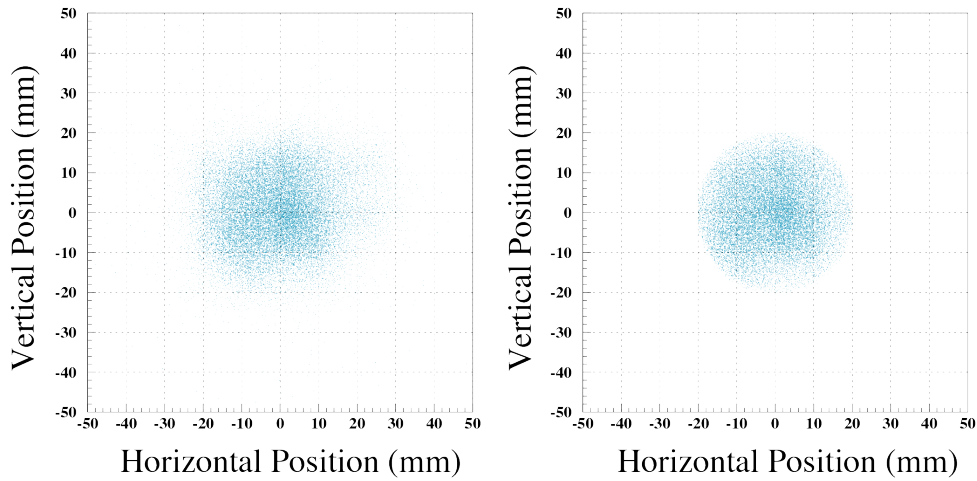


図 3.3: 半径 20 mm の円内の事象を選択する前後の、F3 散乱槽の上流面での入射粒子の水平位置と鉛直位置の相関。

### 3.2.4 $E-\Delta E$ 相関による $\alpha$ 粒子選択

次に、Si 検出器群で検出された粒子のうち  $\alpha$  粒子のみを選択して、 $^{10}\text{C}(\alpha, p)$  反応に由来する陽子や F3 散乱層の上流で発生した B、Be 等の不純物を除去した。図 3.4 (左) に、上流側の PSD で測定したエネルギー

( $\Delta E$ ) と、2枚の PSD で測定したエネルギーの和 ( $E$ ) の相関を示す。 $\Delta E$  の小さな陽子や、上流側の PSD で停止した B、Be と  $\alpha$  粒子が明確に区別されていることが分かる。この  $\Delta E$  と  $E$  の間の相関を用いて  $\alpha$  粒子だけを選択したのが図 3.4 (右) である。

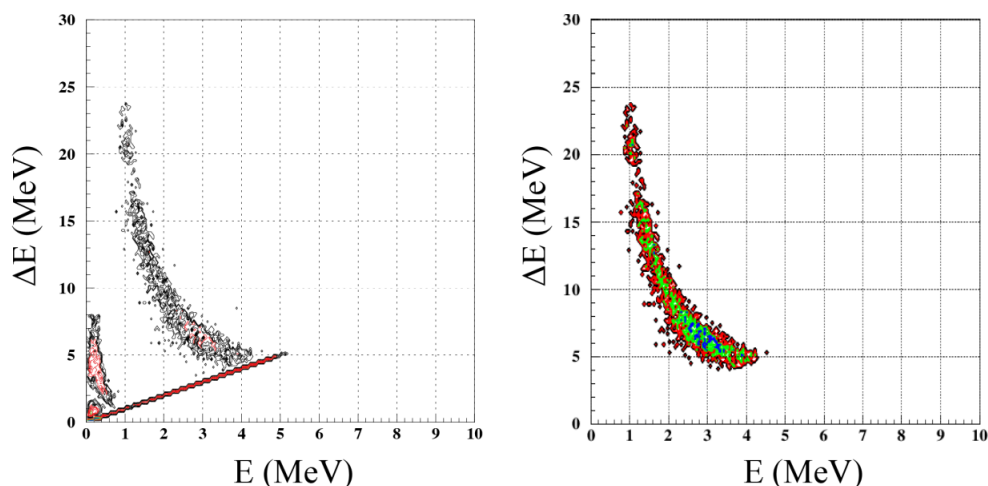


図 3.4:  $\alpha$  粒子選択前後の  $E$ - $\Delta E$  相関の図。

### 3.2.5 散乱 $\alpha$ 粒子の選択

F3 散乱層内部での  $^{10}\text{C}(\alpha, \alpha)$  散乱ではなく、F3 散乱層よりも上流で発生した  $\alpha$  粒子が Si 検出器群で検出され、PPAC による  $^{10}\text{C}$  検出と偶然にコインシデンスした事象を除去する必要がある。偶然に同時計測された  $\alpha$  粒子と  $^{10}\text{C}(\alpha, \alpha)$  散乱に由来する散乱  $\alpha$  粒子を識別するために、ビーム粒子が PPACb で検出された時刻と、 $\alpha$  粒子が PSD1b で検出されるまでの時間差と  $\alpha$  粒子のエネルギーの相関を用いた。 $\alpha$  粒子のエネルギーと PPACb と PSD1b における粒子検出時間差の相関を図 3.5 に示す。一次ビームは AVF サイクロトロンでの加速周波数に同期して約 60 ns の周期で F3 散乱層へ飛来している。典型的な  $^{10}\text{C}(\alpha, \alpha)$  散乱事象では、 $^{10}\text{C}$  ビームが PPACb に入射し、散乱槽内で  $\alpha$  粒子と反応し、散乱した  $\alpha$  粒子が PSD1b に到達する。したがって、散乱された  $\alpha$  粒子の飛行時間はある時間範囲内に制限されるべきである。図 3.5 に見られる約 60 ns の周期的な  $\alpha$  粒子は、PPACb で検出された  $^{10}\text{C}$  とは無関係の事象に由来する  $\alpha$  粒子だと考えられる。一方 250 ns 付近に集中している粒子が  $^{10}\text{C}(\alpha, \alpha)$  散乱に由来する  $\alpha$  粒子だと考えられるので、これを選択するゲートを作成した。

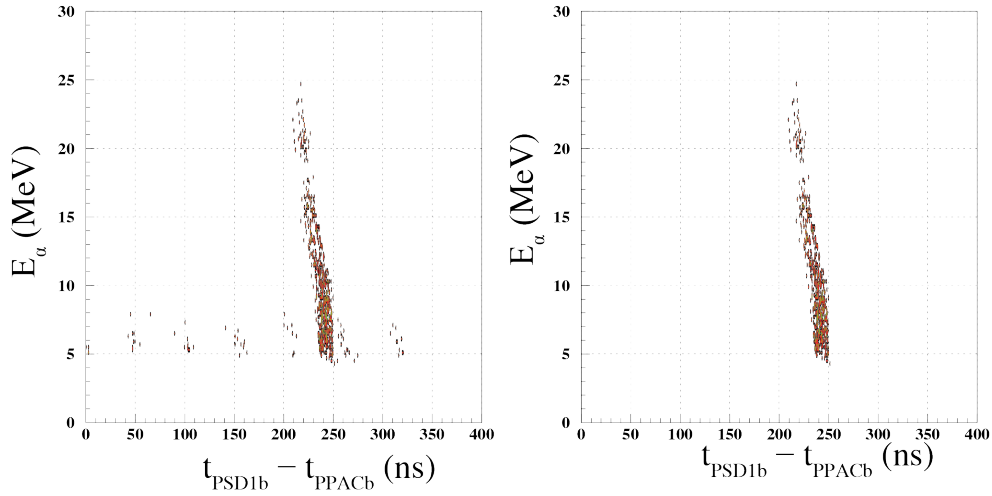


図 3.5:  $\alpha$  粒子のエネルギーと PPACb と PSD1b における粒子検出時間差の  $p$  相関。 $^{10}\text{C}(\alpha, \alpha)$  散乱に由来する散乱  $\alpha$  粒子の選択前 (左) と選択後 (右)。

図 3.6 にここまで作成した 5 つ全てのゲートを課した時に 3 つの Si 検出器群 (PSD1, PSD2, PSD3) で検出された  $\alpha$  粒子のエネルギースペクトルを示す。

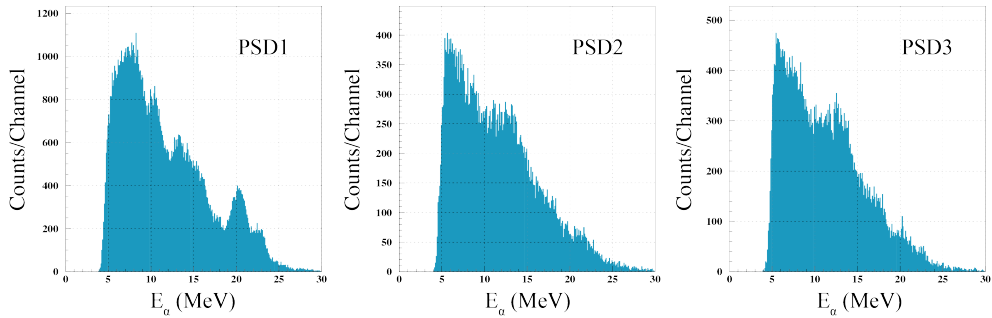


図 3.6: 全てのゲートを課したときに、3 つの検出器群 (PSD1, PSD2, PSD3) で検出された  $\alpha$  粒子のエネルギースペクトル。

### 3.2.6 バックグラウンドの除去

$\alpha + ^{10}\text{C}$  共鳴弾性散乱の事象を選択するゲートを作成し適用しても、He ガス以外との散乱に由来する汚染粒子による事象が残っている。これを排除するために、111 Torr の Ar ガスを F3 散乱槽に充填して測定を行った。Ar ガスの圧力は 650 Torr の He ガスと同じ物質厚になるように設定した。図 3.7 にバックグラウンド測定において 3 つの検出器群 (PSD1, PSD2, PSD3) で検出された  $\alpha$  粒子のエネルギースペクトルを示す。



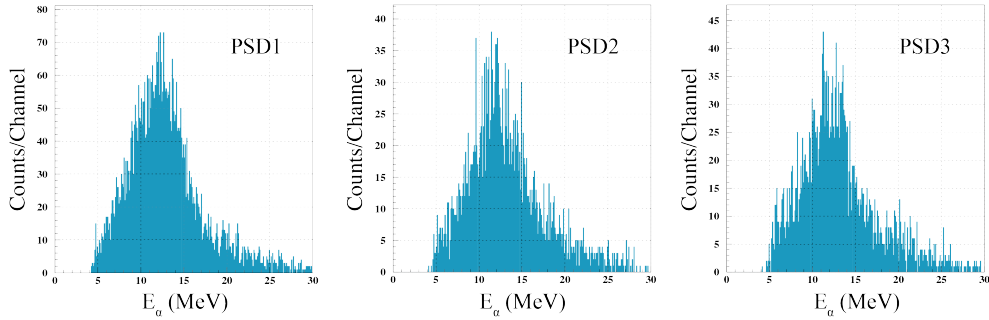


図 3.7: バックグラウンド測定において 3 つの検出器群 (PSD1, PSD2, PSD3) で検出された  $\alpha$  粒子のエネルギースペクトル。

バックグラウンド事象はビーム粒子の数に比例する。したがって、Ar ガスを用いたバックグラウンド測定での入射  $^{10}\text{C}$  数を He ガスを用いた物理測定での入射  $^{10}\text{C}$  数に正規化してからバックグラウンド事象を差し引いた。入射  $^{10}\text{C}$  数の求め方については 3.8 節で述べる。図 3.8 に 3 つの検出器群 (PSD1, PSD2, PSD3) それぞれにおけるバックグラウンド事象を減算した後の  $\alpha$  粒子のエネルギースペクトルを示す。

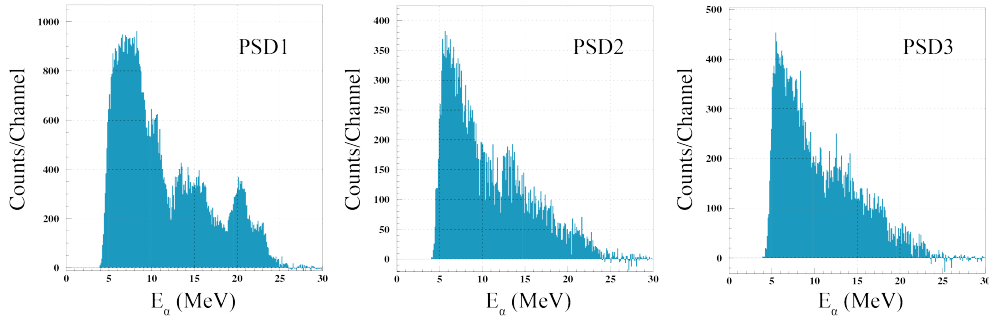


図 3.8: バックグラウンド事象を減算した後の、3 つの検出器群それぞれにおける  $\alpha$  粒子のエネルギースペクトル。

図 3.8 から見て取れるように PSD1 で取得されたエネルギースペクトルが最も統計が豊富で、いくつかの構造を視認できる。そこでこれ以降は前方散乱である PSD1 のみに注目して解析を行っていくことにする。

### 3.2.7 $E_\alpha$ から $E_{\text{cm}}$ への変換

$\alpha$  粒子のエネルギー  $E_\alpha$  から重心系のエネルギー  $E_{\text{cm}}$  への変換をするための運動学計算を行う。ここでは簡単のため、

- PSD1 における  $\alpha$  粒子の検出位置を考慮せず、全ての事象を  $\theta_{\text{cm}}=180$  度 ( $\theta_{\text{lab}}=0$  度) の散乱とする
- ビーム粒子は常に中心軸上に入射する

として近似する。反応前後の実験室系での  $^{10}\text{C}$  のエネルギーをそれぞれ  $E_{^{10}\text{C}}, E'_{^{10}\text{C}}$  とおき、 $^{10}\text{C}$  と  $\alpha$  粒子の質量をそれぞれ  $m_{^{10}\text{C}} (=10.0168 \text{ amu}), m_\alpha (=4.0026 \text{ amu})$  とおくと、実験室系においては 0 度散乱である

ので

$$\text{エネルギー保存則} : E_{10\text{C}} = E_{\alpha} + E'_{10\text{C}} \quad (3.11)$$

$$\text{運動量保存則} : \sqrt{2m_{10\text{C}}E_{10\text{C}}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} + \sqrt{2m_{10\text{C}}E'_{10\text{C}}} \quad (3.12)$$

が成り立ち、これを解くと

$$E_{10\text{C}} = \frac{(m_{10\text{C}} + m_{\alpha})^2}{4m_{10\text{C}}m_{\alpha}} E_{\alpha} = 1.23E_{\alpha} \quad (3.13)$$

となる。また、重心系のエネルギー  $E_{\text{cm}}$  は

$$E_{\text{cm}} = \frac{m_{\alpha}}{m_{10\text{C}} + m_{\alpha}} E_{10\text{C}} = 0.3499E_{\alpha} \quad (3.14)$$

となる。

### 3.3 反応点の決定

立体角を計算するためには反応がビーム軸上のどの位置で起こったのかを知る必要がある。 $^{10}\text{C}$  ビームは F3 散乱槽に入射してから反応を起こすまで He ガス中を通過するため、ビームエネルギーが減少する。反応を起こす直前のビームエネルギー  $E_{10\text{C}}$  は前節で述べたように  $E_{\alpha}$  から運動学的に計算できるため、 $E_{10\text{C}}$  から  $^{10}\text{C}$  ビームが He ガス中を通過した距離  $x$  を計算する式を構築できれば反応点を一意に決定することができる。しかし、Si 検出器の位置を変動させて  $E_{10\text{C}}$  と  $x$  の関係を測定することは困難であったため、Si 検出器の位置は固定したまま He ガスの圧力を変えることで実効的に  $x$  を変化させて、 $E_{10\text{C}}$  を PSD1 で直接測定した。Bethe-Bloch の式より、エネルギーロスは標的の密度に比例する。したがってエネルギーロスが一定の場合、 $^{10}\text{C}$  ビームの飛行距離と He ガスの圧力は反比例関係にある。F3 散乱層の入射窓から Si 検出器までの距離は 521 mm で、本実験時の He ガスの圧力は 650 Torr であったため、ある圧力  $P$  Torr で 521 mm 飛行した事象は圧力が 650 Torr の時に  $521 \times P/650$  mm 飛行した事象に相当する。表 3.1 は He ガスの圧力  $P$  とそれに対応する飛行距離  $x$ 、その時測定された  $^{10}\text{C}$  ビームのエネルギー  $E_{10\text{C}}$  (及びエネルギーロス  $E_{\text{loss}}$ 、3.5 節で使用する) である。 $x$  を  $E_{10\text{C}}$  の多項式でフィットすることにより、 $E_{10\text{C}}$  と窓から反応点までの距離  $x$  の関係式を得ることが出来た。

表 3.1: He ガスの圧力  $P$ 、飛行距離  $x$ 、 $^{10}\text{C}$  ビームのエネルギー  $E_{10\text{C}}$  及びエネルギーロス  $E_{\text{loss}}$

$P$ (Torr)	0	100	200	300	400	450	500	550	600
$x$ (mm)	0	80.15	160.3	240.5	320.6	360.7	400.8	440.8	480.9
$E_{10\text{C}}$ (MeV)	34.526	30.363	25.550	21.683	15.775	11.732	6.8092	1.7420	0
$E_{\text{loss}}$ (MeV)	0	4.163	8.976	12.843	18.751	22.794	27.717	32.784	34.526

### 3.4 立体角 $\Delta\Omega_{\text{cm}}$

実験室系での立体角  $\Delta\Omega_{\text{lab}}$  は、Si 検出器の有感面積  $S$  と反応点から Si 検出器までの距離  $d$  を用いて次のように表せる。

$$\Delta\Omega_{\text{lab}} = S/d^2 \quad (3.15)$$

ここで Si 検出器の有感面積は  $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$  であることから  $S = 2500 \text{ mm}^2$ 、 $d$  は前節で反応点を決定したことから  $d = 521 - x \text{ mm}$  である。この実験室系での立体角を重心系での立体角に変換する必要がある。全ての事象を  $\theta_{\text{cm}} = 180 \text{ 度}$  ( $\theta_{\text{lab}} = 0 \text{ 度}$ ) の散乱とするという近似により、重心系の立体角は実験室系の立体角の 4 倍となる。

$$\Delta\Omega_{\text{cm}} = 4 \times \cos \theta_{\text{lab}} \times \Delta\Omega_{\text{lab}} = 4\Delta\Omega_{\text{lab}} \quad (3.16)$$

重心系での立体角  $\Delta\Omega_{\text{cm}}$  を  $E_{\text{cm}}$  の関数とした図 3.9 に示す。のグラフである。

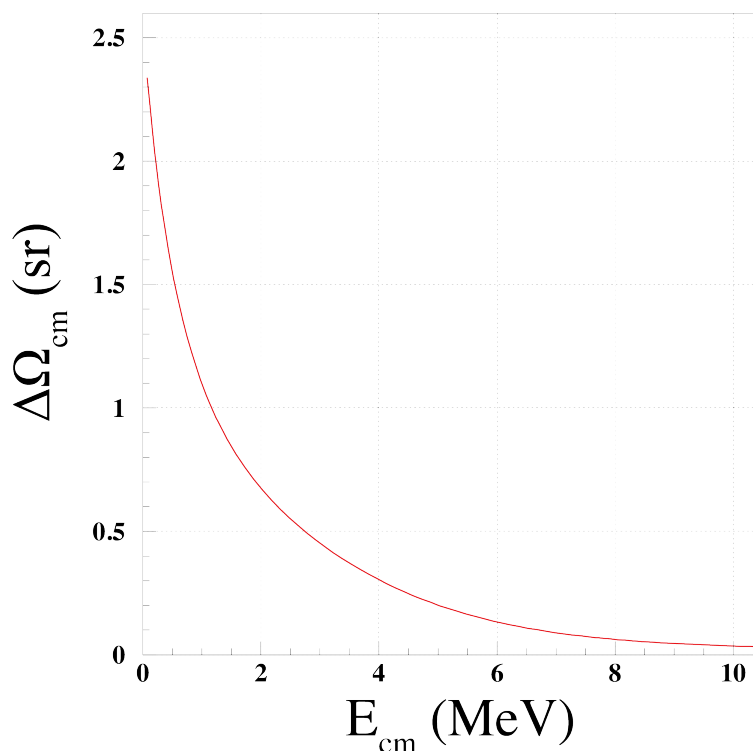


図 3.9: 重心系での立体角  $\Delta\Omega_{\text{cm}}$  と  $E_{\text{cm}}$  の関係。

### 3.5 $dE/dx$

$dE/dx$ 、つまり阻止能は、He ガス中における  $1 \text{ mm}$  あたりの  $^{10}\text{C}$  ビームのエネルギー損失として計算される。表 3.1 より  $^{10}\text{C}$  ビームのエネルギーロス  $E_{\text{loss}}$  とその時の飛行距離  $x$  が得られるので、これを  $x$  の多項式でフィットし、その結果を微分すれば  $dE/dx$  の表式を得られる。図 3.10 に  $dE/dx$  を  $E_{\text{cm}}$  の関数として示す。低エネルギー側での測定データが少なかったためグラフがゼロ点を通っておらず不正確だと考えられるが、図 3.8 のスペクトルを見ると  $E_{\alpha}$  がおよそ  $3 \text{ MeV}$  以下の領域には共鳴弾性散乱の事象が存在しなかったため、断面積の計算に影響を及ぼさないと考えこのまま使用することにした。

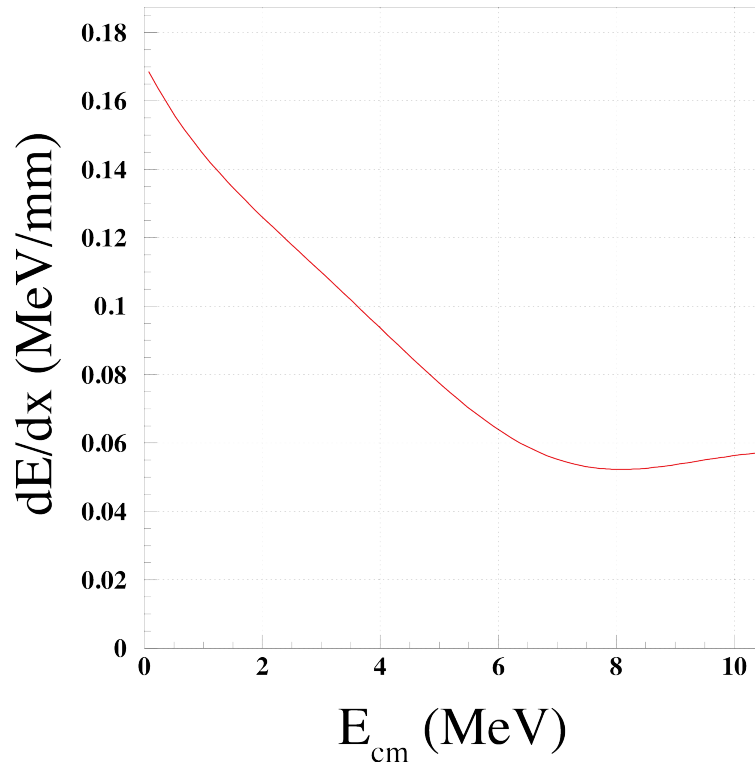


図 3.10:  $dE/dx$  と  $E_{cm}$  の関係。

### 3.6 エネルギービンの大きさ $\Delta E$

Si 検出器のエネルギー分解能は約 420 keV であった。F0 ガスセルで生成され F3 散乱槽に入射するビームのエネルギー幅、F3 散乱槽窓の Mylar 膜・He ガスなどの物質によるストラグリングの効果、散乱角度の広がりによる運動学的効果など、 $E_{cm}$  の分解能が悪化する要因他にも考えられる。R matrix 解析においては、励起関数のピークフィットを行うために、励起関数のヒストグラムのビン幅はある程度細かくしておくことが望ましいが、エネルギー分解能よりも極端に細かいビン幅にしても情報量を増やすことはできない。解析を行う上で、エネルギー幅をどの程度にするか、ビンの大きさをどの程度にするか最適化の検討が必要であるが、現時点では Si 検出器のエネルギー分解能だけを考慮し、 $E_{cm} \simeq 0.35E_{\alpha}$  に従って重心系エネルギー  $E_{cm}$  のビン幅を 150 keV とした。

### 3.7 分子数密度 $\rho$

650 Torr、300 K における He ガスの分子数密度  $\rho$  を次のように計算した。気体の状態方程式  $PV = nRT = NN_A k_B T$  (ただし、 $P$ : 圧力,  $V$ : 体積,  $n$ : 物質質量,  $R$ : モル気体定数,  $T$ : 温度,  $N_A$ : アボガドロ定数,  $k_B$ : ボルツマン定数) より、

$$\rho = \frac{NN_A}{V} = \frac{P}{k_B T} \quad (3.17)$$

ここで、

$$P = 650\text{Torr} = 8.67 \times 10^4 \text{Pa}(= \text{J/m}^3) \quad (3.18)$$

$$k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K} \quad (3.19)$$

$$T = 300\text{K} \quad (3.20)$$

より、 $\rho = 2.09 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$  である。

### 3.8 $^{10}\text{C}$ ビームの個数 $N_{\text{beam}}$

図 3.11 は F3 散乱槽の窓枠内に入射した  $^{10}\text{C}$  ビームを示したものである。図に示されている entries の数は、DAQ のデッドタイムを考慮して散乱槽の窓枠内に入射された  $^{10}\text{C}$  ビームの個数を 1/4000 にダウンスケールした数値に相当する。従って、本実験の物理測定における入射  $^{10}\text{C}$  数は  $2.17 \times 10^6 \times 4 \times 10^3$  個である。

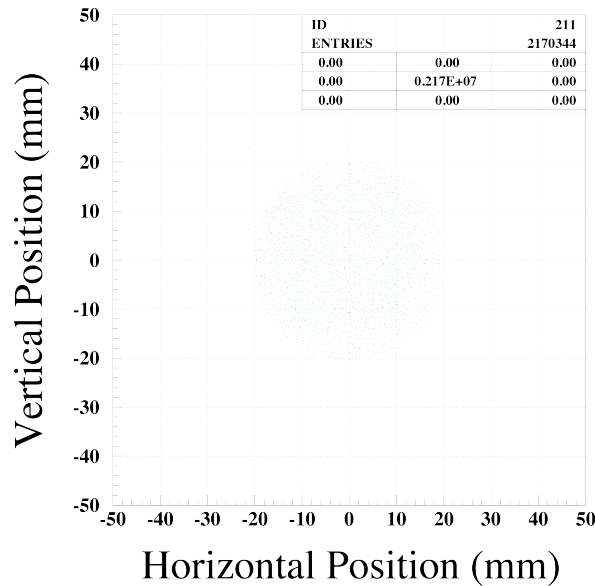


図 3.11: F3 散乱槽内に入射した  $^{10}\text{C}$  ビーム

### 3.9 励起関数

以上で説明した因子を用いて、各エネルギービンにおける  $\alpha$  の収量を微分断面積に変換し、図 3.12 に示す励起関数を得た。図 3.12 では、矢印で示したエネルギーに構造を視認できたので、これらの構造近傍の励起関数をガウス関数でフィットし、共鳴エネルギー  $E_T$  と幅  $\Gamma$  のおおよその値を表 3.2 に示す通り推定した。

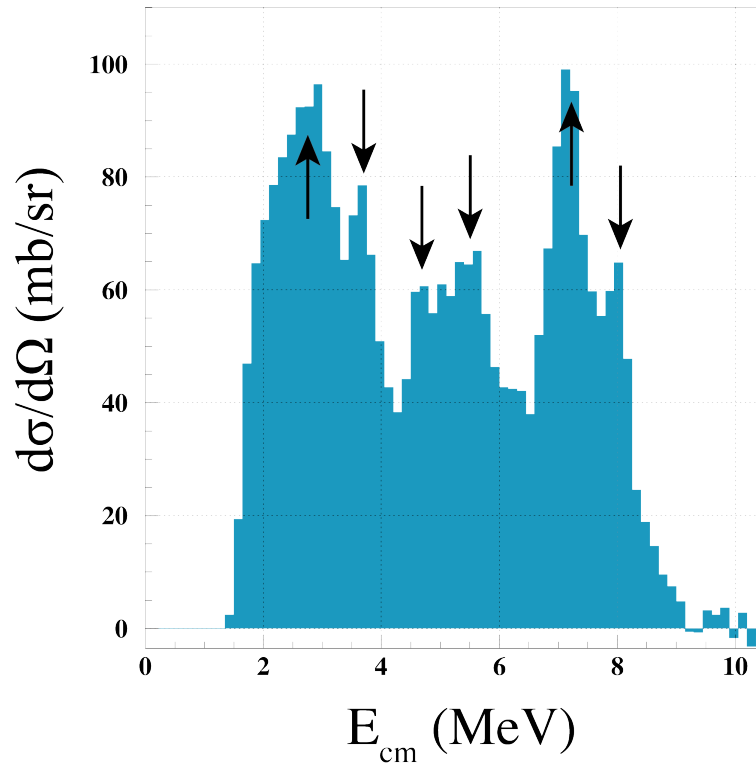


図 3.12:  $E_{\text{cm}}$  対断面積のグラフ。

表 3.2: 図 3.12 で視認できた構造の近傍をガウス関数でフィットして推定した共鳴エネルギー  $E_{\Gamma}$ 、幅  $\Gamma$

$E_{\Gamma}$ (MeV)	$E_x$ (MeV)	$\Gamma$ (MeV)
2.7	12.8	2.3
3.6	13.7	1.3
4.7	14.8	1.1
5.5	15.6	1.5
7.1	17.3	1.0
7.9	18.0	0.80

## 第 4 章

# 考察

### 4.1 過去の実験値との比較

過去の実験結果との比較を行う。Ball と Cerny[18] は  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, \text{t})^{14}\text{O}$  反応により  $^{14}\text{O}$  の共鳴を観測し、図 4.1 に示すエネルギーの準位を発見している。Ball らが決定した 12.84, 14.64, 17.40 MeV の共鳴は、我々が図 3.12 として観測した  $E_x=12.8, 14.8, 17.3$  MeV のピークと対応している可能性がある。一方我々が観測した  $E_x=13.7, 15.6, 18.0$  MeV のピークに対応している共鳴は見られなかった。これは Ball らと我々では扱った反応が異なっていることに起因していると考えられる。。

### 4.2 理論計算との比較

RGM 計算 [7, 8] によって予測されたエネルギーとの比較を行う。表 4.1 は RGM 計算により予測される  $^{14}\text{O}$  の  $J^\pi, E_{\text{cm}}, E_x, \Gamma$  である。太字は図 4.2 にて矢印で示された準位である。図 4.3 は表 3.2、図 4.1、表 4.1 を基に作成した、エネルギーレベルダイアグラムである。これを見ると矢印で示された準位である  $0^+(E_{\text{cm}}=4.3 \text{ MeV})$ 、 $2^+(E_{\text{cm}}=5.0 \text{ MeV})$ 、 $4^+(E_{\text{cm}}=7.9 \text{ MeV})$  は、我々が図 3.12 として観測した  $E_{\text{cm}}=4.7, 5.5, 7.9$  MeV のピークと対応している可能性がある。特に  $0^+$  と  $4^+$  は  $\Gamma$  や断面積の値も近く、 $\alpha$  クラスター状態の存在の可能性を示唆するものである。

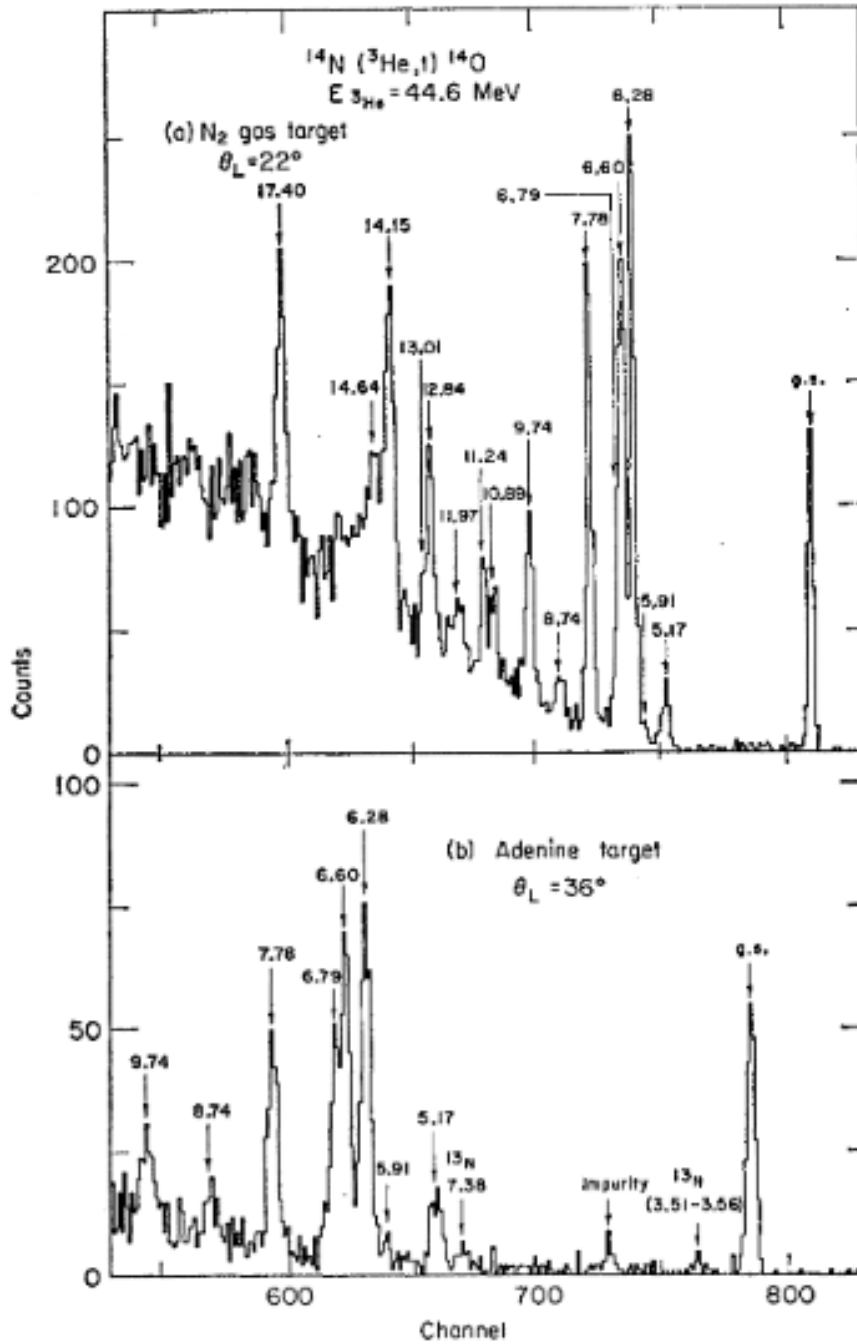


図 4.1:  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, t)^{14}\text{O}$  反応のエネルギースペクトル。 $^3\text{He}$  のエネルギーは 44.6 MeV、ターゲットは (a) が  $\text{N}_2$  ガスで (b) が固体のアデニン。[18] より引用。



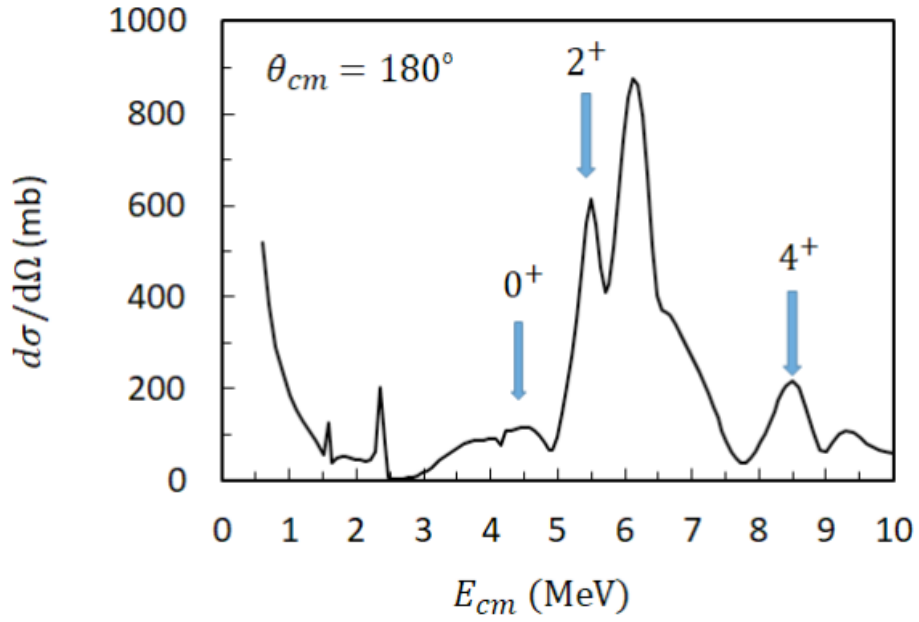


図 4.2: RGM 計算により予測される  $\theta = 180^\circ$  での  $\alpha + {}^{10}\text{C}$  共鳴弾性散乱の断面積。[9] より引用。

表 4.1: RGM 計算により予測される  ${}^{14}\text{O}$  のパラメータ。太字は図 4.2 にて矢印で示された準位。[9] より引用。

$J^\pi$	$E_{\text{cm}}(\text{MeV})$	$E_x(\text{MeV})$	$\Gamma(\text{MeV})$
$0^+$	1.6	11.7	0.054
<b><math>0^+</math></b>	<b>4.3</b>	<b>14.4</b>	<b>1.4</b>
$0^+$	7.0	17.1	0.054
$2^+$	2.4	12.5	0.045
$2^+$	4.2	14.3	0.020
<b><math>2^+</math></b>	<b>5.0</b>	<b>15.1</b>	<b>0.48</b>
$2^+$	6.4	16.5	0.38
$4^+$	5.5	15.6	0.40
<b><math>4^+</math></b>	<b>7.9</b>	<b>18.0</b>	<b>0.95</b>

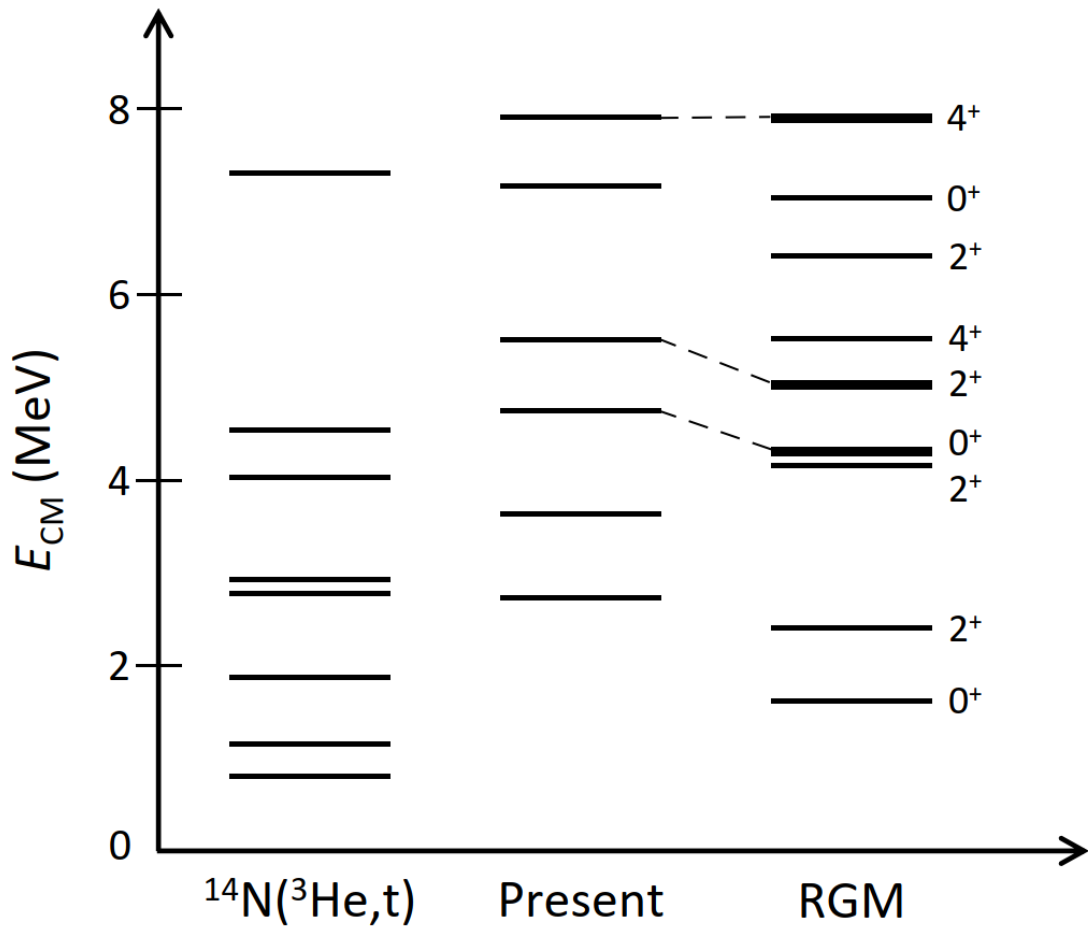


図 4.3: 本実験、 $^{14}\text{N}(^3\text{He}, t)^{14}\text{O}$  反応実験 [18] 及び RGM 計算 [7, 8] を比較するエネルギーレベルダイアグラム。

### 4.3 今後の展望

$\pm 9^\circ$  に設置した Si 検出器についても同様の解析を行う。その後 R-matrix 解析を行うことで観測されたピークに対して角運動量  $l$ 、エネルギー  $E_r$ 、崩壊幅  $\Gamma$  を決定することで換算幅  $\gamma^2$  を計算し、 $\alpha$  クラスターの兆候を示している状態を探し出す。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご支援いただきました。まず何よりも、川畑貴裕教授には研究の着想から実験・解析・論文執筆まで沢山のご指導を頂いただけでなく、自分が体調を崩してから毎日のようにミーティングを行ってくださって復帰の手助けをしていただき感謝の念に堪えません。本当にありがとうございました。永江知文教授には長らくご心配をおかけしながらも温かく見守っていただき、時には貴重なご指導やご助言を頂くこともありました。心から感謝申し上げます。また川畑グループの皆さまならびに東京大学 CNS の皆さまには長期間にわたる実験で様々なサポートをしていただきあらためて感謝いたします。古野さん、藤川君には締切直前まで執筆を手伝っていただき本当に助かりました。ありがとうございました。原子核・ハドロン物理学研究室のスタッフ及びメンバーの皆さまにも大変お世話になりました。ありがとうございました。最後に、本研究ならびに学業全般にわたって経済的・心身的に支援して下さった家族に深く感謝し、お礼を申し上げます。

## 参考文献

- [1] K. Ikeda, H. Horiuchi, N. Takigawa. The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate  $4n$  Nuclei. *Prog. Theor.Phys. Suppl.*, E68:464 1968.
- [2] Y. Blumenfeld, T. Nilsson, and P. Van. Duppen. Facilities and methods for radioactive ion beam production. *Physica Scripta*, 2013(T152):014023, 2013.
- [3] T. Suhara and Y. Kanada-En'yo, Cluster structures of excited states in  $^{14}\text{C}$ . *Phys. Rev. C*, 82:044301, 2010.
- [4] T. Suhara and Y. Kanada-En'yo, Be- $\alpha$ correlations in the linear-chain structure of C isotopes. *Phys. Rev. C*, 84:024328, 2011
- [5] H. Yamaguchi, D. Kahl, S. Hayakawa, Y. Sakaguchi, K. Abe, T. Nakao, T. Suhara, N. Iwasa, A. Kim, D.H. Kim, S.M. Cha, M.S. Kwag, J.H. Lee, E.J. Lee, K.Y. Chae, Y. Wakabayashi, N. Imai, N. Kitamura, P. Lee, J.Y. Moon, K.B. Lee, C. Akers, H.S. Jung, N.N. Duy, L.H. Khiem, and C.S. Lee, Experimental investigation of a linear-chain structure in the nucleus  $^{14}\text{C}$ . *Phys. Rev. B*, 766:11, 2017
- [6] P. Descouvemont and D. Baye. The r-matrix theory. *Rep. Prog. Phys.*, 73:036301, 2010.
- [7] H. Horiuchi. Kernels of gcm, rgm and ocm and their calculation methods. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 62:90, 1977.
- [8] P. Descouvemont and M. Dufour. *Clusters in Nuclei*, volume 2. Springer, 2012.
- [9] M. Sferrazza, T. Kawabata, and H. Yamaguchi, Proposal for Nuclear Physics Experiment at RI Beam Factory. *RIBF NP-PAC-19*, 2018
- [10] K. P. Artemov, O. P. Belyanin, A. L. Vetoshkin, R. Wolskj, M. S. Golovkov, V. Z. Gol'dberg, M. Madeja, V. V. Pankratov, I. N. Serikov, V. A. Timofeev, V. N. Shadrin, and J. Szmider. Effective method of study of  $\alpha$ -cluster states. *Sov. J. Nucl. Phys*, 52:408, 1990.
- [11] Y. Sakaguchi. Search for linear-chain cluster states in  $^{14}\text{C}$  *Master thesis*, 2016.
- [12] Y. Yanagisawa, S. Kubono, T. Teranishi, K. Ue, S. Michimasa, M. Notani, J. J. He, Y. Ohshiro, S. Shimoura, S. Watanabe, N. Yamazaki, H. Iwasaki, S. Kato, T. Kishida, T. Morikawa, and Y. Mizoi. Low-energy radioisotope beam separator crib. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A*, 539:74–83, 2005.
- [13] H. Yamaguchi. "ALL ABOUT CRIB=: CRIB figures". CRIB. 2017. [https://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/crib/crib-new/dox/html/md\\_src\\_figures.html](https://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/crib/crib-new/dox/html/md_src_figures.html), (参照 2022-01-22)
- [14] H. Kumagai, A. Ozawa, N. Fukuda, K. Sümmerer, and I. Tanihata. Delayline ppac for high-energy light ions. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A*, 470:562, 2001.

- [15] H. Baba. "The BAQ/Data Acquisition/DAQ System/Babar!". The BAQ. 2007. <https://ribf.riken.jp/~baba/acquisition/system/babar1/index.html> (参照 2022-01-22)
- [16] S. Takeuchi. "ANAPAW Version 2.3.1 (ANALYS+PAW)". TAKESATO's website. 2012. <https://ribf.riken.jp/~takesato/research/as/anapaw.html> (参照 2022-01-22)
- [17] LISE++group. "Exotic Beam Production with Fragment Separators". LISE++:Rare Isotope Beam Production. 2022. <http://lise.nsl.msui.edu/lise.html> (参照 2022-01-22)
- [18] G. C. Ball and J. Cerney. " $^{14}\text{N}(^3\text{He}, t)^{14}\text{O}$  Reaction and Excited Isospin Triads in Mass 14" *Phys. Rev.*, 155:1170, 1967.