

修士論文

宇宙リチウム問題に関連する

^{10}B の $t + ^3\text{He} + \alpha$ クラスター状態探索のための

$^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)^{10}\text{B}^*$ 反応の研究

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

沼澤 匠吾

2025 年

要旨

今から 138 億年前、ビッグバン直後にビッグバン元素合成 (BBN) が起こり、重陽子、ヘリウム、リチウムなどの軽元素が合成されたと考えられている。BBN モデルの予測値は d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ の存在量の観測値をよく再現するが ${}^7\text{Li}$ の予測値は観測値の 3~4 倍である。この相違は「宇宙リチウム問題」と呼ばれ、BBN 理論における最重要課題となっている。

ほとんどの始原的な ${}^7\text{Li}$ は ${}^7\text{Be}$ の電子捕獲によって作られた。したがって、BBN における ${}^7\text{Be}$ の分解量が現在想定されている量よりも多ければ予測値を下方修正することができ、問題が解決する方向に進む。 ${}^7\text{Be}$ 分解反応については、長い間研究が進められてきた。 ${}^7\text{Be}+n$ 反応の他に ${}^7\text{Be}+p$, ${}^7\text{Be}+d$, ${}^7\text{Be}+\alpha$ 等の反応がすでに研究されたが、未だ問題を解決できるほど大きい断面積をもつ反応は見つかっていない。また、令和 4 年度までに行った ${}^7\text{Be}+n$ 反応の研究では、これまで BBN モデルで無視されてきた ${}^7\text{Be}(n,p_1){}^7\text{Li}^*$ 反応の断面積の導出に至ったが、これも宇宙リチウム問題の解ではないということが分かった。

そこで、我々は次の解の候補として ${}^7\text{Be}+t$ 反応に着目し、これらの複合核 ${}^{10}\text{B}$ を励起する実験を行うことに決定した。 ${}^7\text{Be}$ と t はどちらも不安定でありターゲット作成の難易度が高いことから直接測定は行われていない。他の反応を経由することで ${}^{10}\text{B}$ を励起した。

令和 5 年度に行った ${}^9\text{Be}({}^3\text{He},d){}^{10}\text{B}^*$ 実験では $t+{}^3\text{He}+\alpha$ クラスターが存在すると考えられる ${}^{10}\text{B}$ の 18.80MeV 付近の共鳴状態を励起できなかつたため、ほかの反応を試すことにした。そして、翌年令和 6 年度に 2 回の ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},t){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験を行った。ターゲットには以前の実験で使用した ${}^7\text{LiF}(+C)$ と今回新しくスパッタリングによって作成した ${}^7\text{LiOH}(+C)$ を用い、評価を行った。 ${}^7\text{LiF}(+C)$ ターゲットを用いた実験では F バックグラウンドが非常に大きく、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},t){}^{10}\text{B}^*$ 反応事象を分離できなかったが、 ${}^7\text{LiOH}(+C)$ ターゲットを用いた実験では O や C のバックグラウンドは小さく ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},t){}^{10}\text{B}^*$ 反応によって ${}^{10}\text{B}$ の 18.80MeV~20.1MeV 領域を励起する事象を確認できた。また、 ${}^3\text{He}$ 弾性散乱実験によって ${}^7\text{LiOH}(+C)$ ターゲットの厚みを決定したところ目標の 1/3 程度であったため、次の実験のために厚い ${}^7\text{LiOH}(+C)$ ターゲットを作りなおした。新しく作ったものは、ターゲットを通過する α 線のエネルギー測定で厚みを見積もったところ、十分に目標を満たす厚みだった。

目次

<u>第1章</u> 背景	<u>6</u>
1.1 ビッグバン理論	
1.1.1 ビッグバン理論の根拠	6
1.1.2 ビッグバン元素合成	7
1.2 宇宙リチウム問題	
1.2.1 始原的な ${}^7\text{Li}$ の観測	11
1.2.2 宇宙リチウム問題とは	12
1.2.3 宇宙リチウム問題の解決策	14
<u>第2章</u> 先行研究	<u>15</u>
2.1 ${}^7\text{Be} + n$ 反応研究	
2.1.1 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}^*(p_1){}^7\text{Li}$ 反応実験	16
2.1.2 ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^8\text{Be}^*(p_1){}^7\text{Li}$ 反応実験	18
<u>第3章</u> 目的	<u>20</u>
3.1 ${}^7\text{Be} + t$ 反応研究	

<u>第4章</u> 実験と解析	<u>23</u>
4.1 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験	
4.1.1 実験 I	23
4.1.2 解析 II	24
4.2 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, t){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験	
4.2.1 実験 II	31
4.2.2 解析 II	33
4.2.3 ターゲット作成 I	36
4.2.4 実験 III-A	39
4.2.5 解析 III-A	40
4.2.6 実験 III-B	43
4.2.7 解析 III-B	44
4.2.8 ターゲット作成 II	49
<u>第5章</u> まとめ	<u>51</u>
文献	<u>52</u>
謝辞	<u>53</u>

第 1 章

背景

本章では 1.1 節にて標準的なビッグバン理論とビッグバン元素合成 (BBN) における軽元素の生成過程を説明し、1.2 節では本論文の研究動機となる宇宙リチウム問題について述べる。

1.1 ビッグバン理論

約 138 億年前に誕生した宇宙は、真空の相転移に起因するインフレーションを経てビッグバンに至ったと考えられている。ビッグバンとは、高温高密度の状態であった初期の宇宙が時間経過とともに膨張して低温低密度の状態に変化していった現象を指し、このような膨張する宇宙モデルを提唱したのがビッグバン理論である。

ビッグバン直後、QGP 相転移により形成されたハドロンが崩壊して陽子と中性子が作られたが、その後に起きたビッグバン元素合成 (BBN) により、重陽子、ヘリウム、リチウム等の軽元素が合成された。

1.1.1 ビッグバン理論の根拠

WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) の観測によって、宇宙パラメータについては精度よく決定されている。(表 1) [1]

表 1.WMAP によって決定された主な宇宙パラメータ [1]

宇宙の年齢	$t_0 = 13.7 \pm 0.2 \text{ Gyr}$
バリオン数密度/臨界密度	$\Omega_b = 0.047 \pm 0.0006$
バリオン数/光子	$\eta = (6.1 \pm 0.3) \times 10^{-10}$
現在のバリオン密度	$n_b = (2.7 \pm 0.1) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$
宇宙の再電離の赤色偏移	$z_r \sim 8$
デカップリングの赤色偏移	$z_{dec} = 1088_{-2}^{+1}$

ビッグバン理論を支えるのはこれらのパラメータから導かれる以下の3つの観測事実である。

- 現在の宇宙の膨張

遠方天体の観測ではドップラー効果よりも大きい赤方偏移が認められる。[2] したがって、ハッブル-ルメートルの法則からこれらの天体が後退していることが分かった。コペルニクス原理に従い、我々の住む太陽系や天の川銀河が全宇宙における特異点ではないという前提に立つと、現在の宇宙全体が等方的に膨張していると考えられる。[3]

- 宇宙マイクロ波背景放射(CMB)

CMBとは天球上の全方向から等方的に観測されているマイクロ波である。その起源は宇宙誕生後約38万年後であり、それは膨張によって初期宇宙での熱平衡状態が崩れたことにより、プラズマから発せられた熱放射による光子が約3000 K以下の温度で自由になった時点とされる。現在観測されているCMBは約2.7Kの黒体放射のスペクトルに一致しており[4]、これは赤方偏移による温度の低下としてこれまでに宇宙が膨張してきたことを示唆している。[5]

- 原始成分を保持する天体における軽元素の存在量比

宇宙初期に作られた超金属欠乏星や宇宙塵を観測することで ^1H に対する始原的な軽元素の存在比が求められている。例えば、重水素では高赤方偏移クエーサー吸収系(QSO)の光を背景光として未進化のガス雲を観測することで $d/^1\text{H}$ 測定が行われ[6]、ヘリウム4では青色コンパクト矮小銀河(BCDs)における金属欠乏H II領域を観測することで、恒星内部での核融合に由来する成分を除外した $^4\text{He}/^1\text{H}$ 測定が行われている。[7]

このような観測による軽元素の存在量比をBBNの計算から予測される値と比較すると、 d 、 ^3He 、 ^4He では非常に精度よく一致することが知られている。

1.1.2 ビッグバン元素合成

ビッグバン元素合成(BBN)は、ビッグバン発生直後から数十分後までに起こった軽元素の合成過程であり、重水素、ヘリウム、リチウム、ベリリウム等の軽元素が合成されたと考えられている。[8][9]

始めにビッグバンの発生直後からBBNの開始まで、次にBBNの最中、そしてBBN終了後について順を追って説明する。

- ビッグバン直後（～約 1 秒後、 $T > 1\text{MeV}$ ）

物質粒子と反物質粒子の対生成・対消滅が平衡状態にあったが、宇宙の膨張により温度が下がると、ビッグバン開始から約 10^{-12} 秒後にはクォーク・グルーオンプラズマ（QGP）が宇宙を満たした。

さらに温度が下がり約 10^{-6} 秒後になると、QGP 相転移によってハドロンと反ハドロンの対生成・対消滅が始まった。最終的にはその大部分が対消滅したものの、僅かに残ったハドロンとして陽子や中性子が存在するようになる。

- BBN 開始から終了まで（約 1 秒後～3 分後、 $T < 1\text{MeV}$ ）

弱い相互作用における熱平衡状態にあった陽子と中性子は、



の反応で入れ替わる。それぞれの存在量 N_p, N_n の比はボルツマン因子で求められ、

$$\frac{N_p}{N_n} = \exp\left(-\frac{\Delta m}{T}\right) \quad (1.4)$$

と表される。 Δm は陽子と中性子の質量差であり、BBN 開始前 $T \gg \Delta m = 1.293\text{MeV}$ のときには $N_p \sim N_n$ が成り立っていた。

温度が凍結温度 $T_f \sim 0.7\text{MeV}$ に到達すると陽子・中性子比が一定になり、

$$\frac{N_p}{N_n} = \exp\left(-\frac{\Delta m}{T_f}\right) \sim \frac{1}{6} \quad (1.5)$$

となる。中性子の β 崩壊も同時に進むため BBN 開始時には $N_n/N_p \sim 1/7$ 程度まで下がったと考えられる。

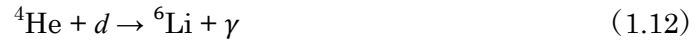
続いて、重陽子の生成が始まる。重陽子の結合エネルギーは 2.23MeV であり、それ以上のエネルギーを持つ光子が存在する $T > 0.1\text{MeV}$ の温度では生成された重陽子はすぐさま光分解されてしまう。（重陽子ボトルネック）



$T < 0.06\text{MeV}$ まで温度が下がると、重陽子の光分解がほとんど起こらなくなる。すると、重陽子の存在量が急増したため、そこから三重陽子、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ が (1.7) ~ (1.11) の反応等で生成される。



特に ${}^4\text{He}$ の存在量は多く、全バリオンに対する質量比は約 1/4 を占める。また、BBN の過程では、これらに加えて ${}^6\text{Li}$ や ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Be}$ も (1.12) ~ (1.14) の反応でごく僅かに生成された。



しかし、 ${}^7\text{Li}$ は (1.16) の反応ですぐに分解されてしまうため、BBN 終了時にはほとんど残らない。



一方、 ${}^7\text{Be}$ は (1.15)、(1.17) の反応で分解されるが、中性子数は陽子数より少ないことなどから、この時点ではほとんど存在量は減少しない。



● BBN 終了後

宇宙の温度が十分低くなると各軽元素の存在量はほぼ一定になる。 ${}^7\text{Be}$ は電子捕獲で ${}^7\text{Li}$ に壊変し、三重陽子は β 崩壊によって ${}^3\text{He}$ に壊変する。(1.18)

$$t \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.18)$$

BBN で起こる原子核反応を図 1.1 に、BBN モデルで計算された元素量の時間変化を図 1.2 に示す。

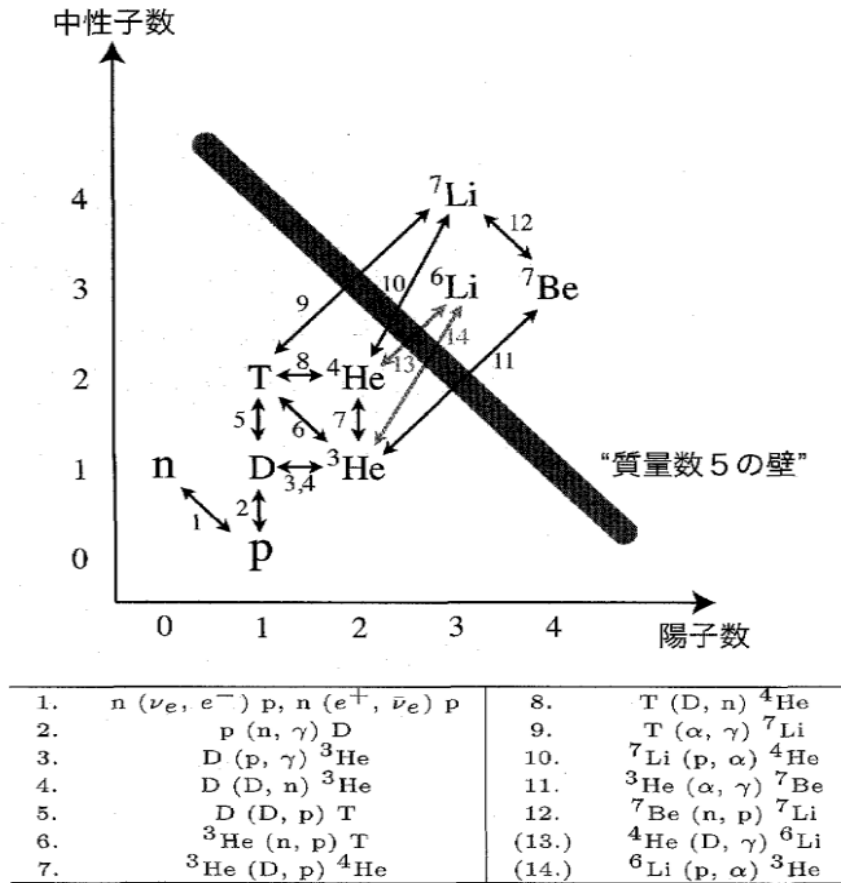


図 1.1 BBN 中に起こる主な原子核反応[8]

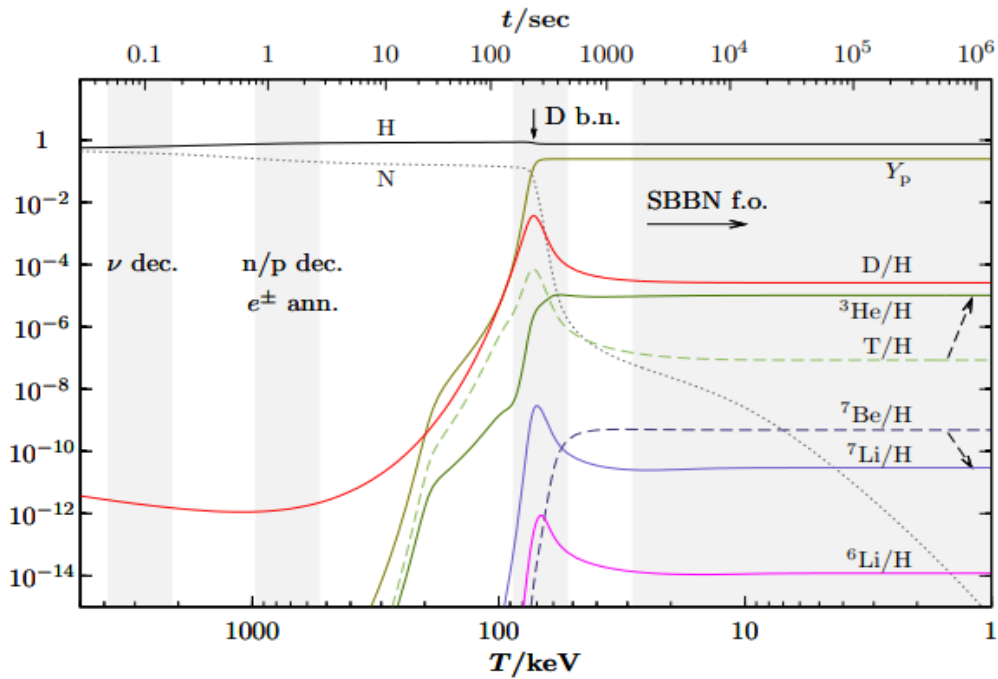


図 1.2 水素に対する各軽元素の存在比の時間変化[9]

横軸はビッグバンからの経過時間と宇宙の温度である。N は中性子、 Y_p は ^4He についての水素に対する存在比である。灰色の区間は BBN の重要な段階を表し、左から順にニュートリノデカップリング、電子・陽電子の対消滅と n/p 凍結、重陽子ポトルネック、各元素の凍結が起こる時間である。

宇宙の始まりから約 30 億年が経つと電子が原子核に束縛され原子が形成された。これにより光が直進できるようになり、宇宙が晴れ上がった。

原子が重力で集まることで星が形成され始める。星の進化の過程では核融合による元素合成が始まり、重い元素が次々に誕生していった。これを恒星内元素合成といい、BBN を研究する上では恒星内元素合成とビッグバン元素合成とを厳密に区別することが重要である。

1.2 宇宙リチウム問題

ビッグバン理論では依然として解決すべき問題点がいくつか指摘されている。その中でも BBN に関係する問題として本論文の主題となる宇宙リチウム問題というものがある。

1.2.1 原始的な ${}^7\text{Li}$ の観測

BBNによって合成された軽元素の存在量を調べるうえでは、元素の種類に応じてBBN以降の元素合成を考慮し、それぞれに最適な観測方法を選択する必要がある、 ${}^7\text{Li}$ は金属欠乏ハロー星の観測によってその存在比が得られている。[9] 宇宙の塵に含まれるFeは主に超新星爆発で作られたものと考えられており、Feの含有比率は星の誕生年代に依存するため、Feの含有量が少ない金属欠乏ハロー星は宇宙初期に作られた星だと考えられる。

図 1.3 に金属欠乏ハロー星における各元素の存在比と星の誕生年代の相関を示す。星に含まれるBやBeは新しい星であるほど存在比が多いが、Liについてはその存在比が星の誕生年代にかかわらずほぼ一定であり、これを *Spite Plateau* という。Liの恒星内元素合成の影響は小さく、BBNが主な起源であると考えられている。[10]

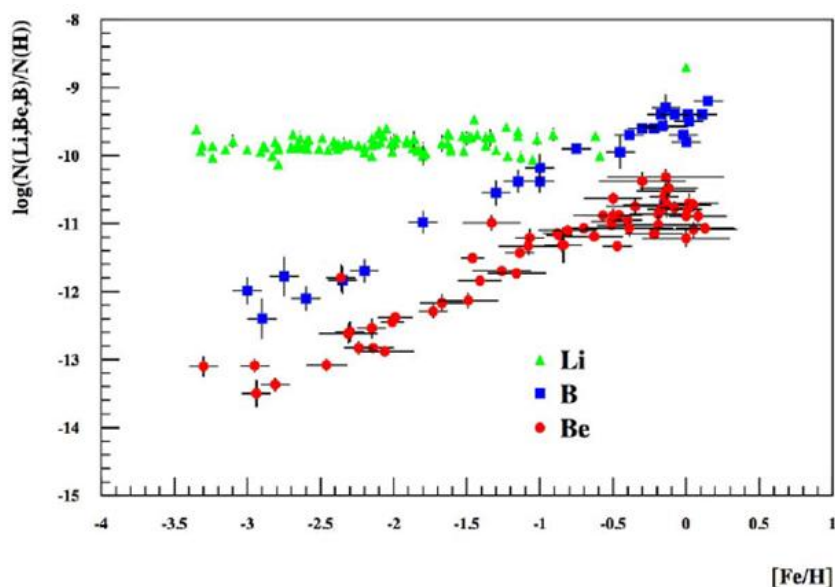


図 1.3 金属欠乏ハロー星における Li、B、Be の存在量と金属量の相関

横軸は水素に対する鉄の存在比を太陽系における存在比で規格化したものであり、星の誕生年代を示す。縦軸は水素に対する各元素の存在比をログスケールで示している。

1.2.2 宇宙リチウム問題とは

始原始的な元素の存在量について、BBN 計算による予測値と観測値を比較した場合、 d 、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ では精度よく一致する一方で、 ${}^7\text{Li}$ については観測値に対して予測値が3~4倍大きいことが分かっている。(表2) この矛盾を解決することは BBN 理論のみならず原子核物理学上の最重要課題となっている。

表 2. BBN における各軽元素存在量の予測値と観測値の比較[10]

(/H)	予測値	観測値
d	$(2.45 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(2.53 \pm 0.04) \times 10^{-5}$
${}^3\text{He}$	$(1.07 \pm 0.03) \times 10^{-5}$	$0.9 \sim 1.3 \times 10^{-5}$
${}^4\text{He}$	$(2.484 \pm 0.002) \times 10^{-1}$	$(2.449 \pm 0.040) \times 10^{-1}$
${}^7\text{Li}$	$(5.61 \pm 0.26) \times 10^{-10}$	$(1.58 \pm 0.31) \times 10^{-10}$

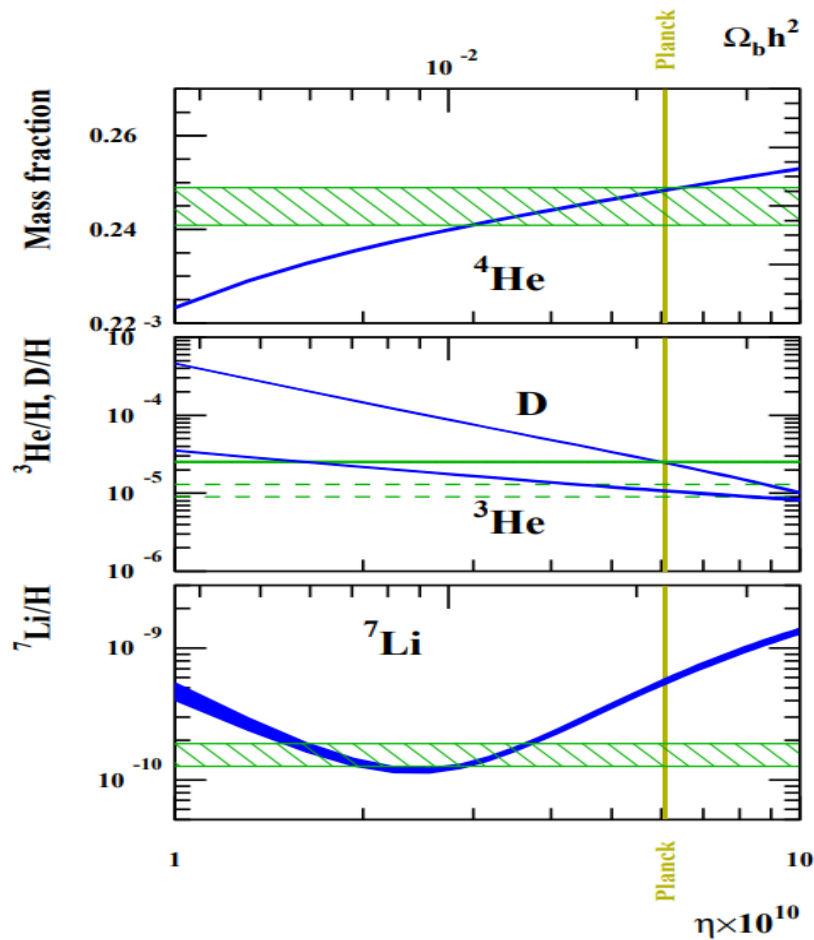


図 1.3 H に対する各元素の存在比の観測値と BBN 計算の比較[10]

緑帯は観測値、青線が BBN 計算による存在比のバリオン数密度関数である。WMAP の観測データから算出されたバリオン数密度(黄線)を関数に代入すると予測値が得られ ${}^7\text{Li}$ のみ観測値と乖離していることがわかる。

1.2.3 宇宙リチウム問題の解決策

1.1.2 章で示した通り、BBN 中に生成された ${}^7\text{Li}$ はすぐさま分解されてしまうため、始原的 ${}^7\text{Li}$ はほとんどが BBN 終了後の ${}^7\text{Be}$ の電子捕獲に由来する。したがって、 ${}^7\text{Li}$ の予測値は ${}^7\text{Be}$ の存在量に依存する。

このような前提のもとで、以下の3つのいずれかが宇宙リチウム問題の原因となっていると考えられている。

1. 観測

宇宙パラメータの決定や軽元素の存在量の同定は観測に基づいている。最近では金属欠乏星における ${}^7\text{Li}$ の分解や対流の影響により、観測量が始原的 ${}^7\text{Li}$ の存在量を反映していない可能性が指摘されている。定量的にこれを確かめるためには更なる議論が必要である。

2. 長寿命の超対称性粒子

${}^7\text{Be}$ の分解反応を触媒する粒子が存在していた場合、 ${}^7\text{Li}$ の存在量が大きく減少するはずであり、そのような粒子の候補として $\bar{\mu}$ 粒子や $\bar{\tau}$ 粒子などの超対称性粒子の存在が議論されている。

3. BBN 計算

BBN 計算はこれまでに測定された核反応データを用いており、未測定の反応は考慮されていない。すべての ${}^7\text{Be}$ の分解反応を計算に反映させるため、正確な核反応データを測定する必要がある。

これらの中で BBN 計算における核反応データについては実験的に追及可能であるため、我々はこれを研究する。すなわち、 ${}^7\text{Be}$ の分解反応を正確に調べ、パラメータを特定することによって ${}^7\text{Li}$ の存在量の予測値を修正した場合に観測値と一致するかを確かめる。

第 2 章

先行研究

本章では宇宙リチウム問題の解決に向けた先行研究について記述する。 ${}^7\text{Be}$ 分解反応については、 ${}^7\text{Be} + n$, ${}^7\text{Be} + p$, ${}^7\text{Be} + d$, ${}^7\text{Be} + \alpha$ 等の反応が研究されたが、未だ問題を解決できるほど断面積の大きい反応が見つかっていない。本章では過去に我々のグループが研究した ${}^7\text{Be} + n$ 反応について記述する。

2.1 ${}^7\text{Be} + n$ 反応研究

${}^7\text{Be}$ の半減期は約 53 日と短く、 ${}^7\text{Be} + n$ 反応の直接測定は容易ではないため先例は少ないが、十分な統計精度のある結果として Koehler らが行った $E_n < 13.7\text{keV}$ の ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ 反応断面積の直接測定と CERN n_TOF グループが行った $E_n < 325\text{keV}$ の ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ 反応断面積の直接測定が報告されている。CERN n_TOF グループの実験で決定された 35keV 以上の反応断面積は誤差が大きいため、BBN 計算に用いられる 35keV 以上の ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ 反応断面積は、逆反応である ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応実験から詳細釣合いの原理を用いて求められている。[12]

しかし、 ${}^7\text{Be} + n$ 反応による ${}^7\text{Be}$ 分解には ${}^7\text{Li}$ が基底状態になる ${}^7\text{Be}(n, p_0){}^7\text{Li}$ 反応と ${}^7\text{Li}$ が第 1 励起状態になる ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$ 反応があるが、逆反応から求められる断面積は ${}^7\text{Be}(n, p_0){}^7\text{Li}$ 反応だけである。 ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$ 反応については Koehler らによって $E_n < 60\text{eV}$ の実験値が報告されているのみであったため、つまり BBN 計算では ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$ 反応が無視されてきたのである。

最近の研究では、Hayakawa らによってトロイの木馬法で求められた実験値が報告されたが、 ${}^7\text{Li} + p_0$ と ${}^7\text{Li} + p_1$ の分離が不十分であり、他の方法での実験が求められていた。[13]

この反応の寄与を求めるため、我々東北大学のグループはこれまでに 2 種類の反応で ${}^7\text{Be} + n$ の複合核である ${}^8\text{Be}$ の共鳴状態を励起する実験を行った。シリコンストリップ検出器で崩壊陽子を測定することで共鳴幅を決定し、陽子の基底状態と第一励起状態 (0.478MeV) への分岐比 $\Gamma_{p_1}/\Gamma_{p_0}$ を求めた。

パラメータは陽子のクーロン透過を考慮した単一ブライト・ウィグナー式の合計によるフィットによって推定された。入射チャンネル a と出射チャンネル b に対する断面積と共鳴幅の関係は (2.1) 式のように表される。

$$\sigma_{ab}(E) = \frac{\pi}{k_a^2} g \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E)}{(E - E_r)^2 + (\Gamma(E)/2)^2} \quad (2.1)$$

${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ 反応で重要な共鳴状態の分岐比 $\Gamma_{p_1}/\Gamma_{p_0}$ が求めれば、 ${}^7\text{Be}(n, p_0){}^7\text{Li}$ 反応断面積で求めた共鳴状態の $E_r, \Gamma, \Gamma_{n'}, \Gamma_{p_0}$ から Γ_{p_1} が計算できるため、 ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$ を導出できる。

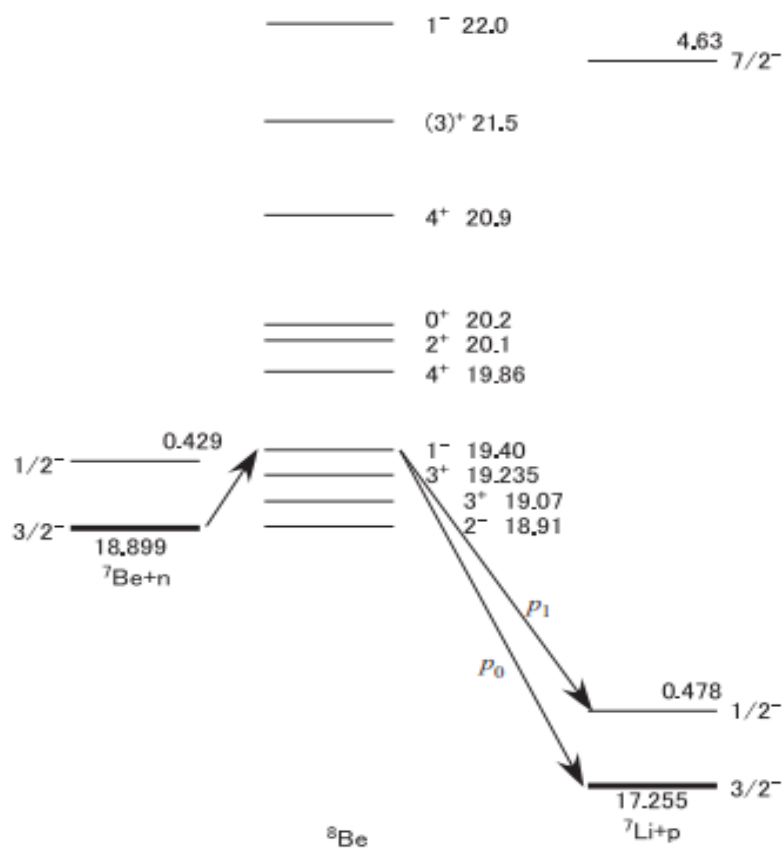


図 2.1 ${}^8\text{Be}$ のレベルスキーム [14]

2.1.1 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}^*(p_1){}^7\text{Li}$ 反応実験

30MeV の ${}^3\text{He}$ ビームを ${}^9\text{Be}$ ターゲット ($185\mu\text{g}/\text{cm}^2$, 角度 45°) に入射し、 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha)$ 反応で ${}^8\text{Be}$ の 18.9MeV-20.1MeV の共鳴状態を励起した。 0° 方向に放出された α 粒子のエネルギーを高分解能磁気スペクトロメータ ENMA で測定し、事象ごとに ${}^8\text{Be}$ の励起エネルギーを求めた。

共鳴状態の崩壊に伴って放出された陽子をターゲットから 59° , 90° , 135° 方向に設置した3つのシリコンストリップ検出器で測定した。陽子の運動エネルギーより、 ${}^7\text{Li}$ の基底状態に崩壊した事象(p_0)と第1励起状態に崩壊した事象(p_1)を分離して測定し、共鳴状態毎に分岐比を導出した。[14]

実験により、 ${}^8\text{Be}$ の 19.235 MeV 状態の $\Gamma_{p_1}/\Gamma_{p_0}$ 比は $3.4 \pm 1.9\%$ と決定され、19.86 MeV の状態は第一励起状態に、および 20.1 MeV 状態の $\Gamma_{p_1}/\Gamma_{p_0}$ 比は 0^{+22}_0 であった。これにより、19.235 MeV および 20.1 MeV 状態を通る ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$ 反応断面積が、宇宙リチウム問題を解くには十分大きくないことが示唆された。一方で、19.40 MeV 状態を通る (n, p_1) 反応断面積は決定できず、 $\Gamma_{p_1}/\Gamma_{p_0}$ 比を決定するには、異なる手法の実験が必要だということがわかった。(表 3)

表 3. ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}^*$ 反応で励起された ${}^8\text{Be}^*$ の共鳴状態について
共鳴フィットから導出された共鳴幅と分岐比[14]

J^π	E_x (MeV)	Γ (MeV)	$\frac{\Gamma_{p_1}}{\Gamma_{p_0}}$ (%)	$\frac{\Gamma_{p_1}}{\Gamma_{p_0} + \Gamma_{p_1}}$ (%)
(2^-)	18.91	0.122	64 ± 44	38 ± 20
3^+	19.10	0.25		55^{+45}_{-33}
3^+	19.23	0.211	3.4 ± 1.9	3.3 ± 1.8
1^-	19.40 ^a			
4^+	19.81	0.6		100^{+0}_{-9}
2^+	20.10	0.86	0^{+22}_{-0}	0^{+22}_{-0}

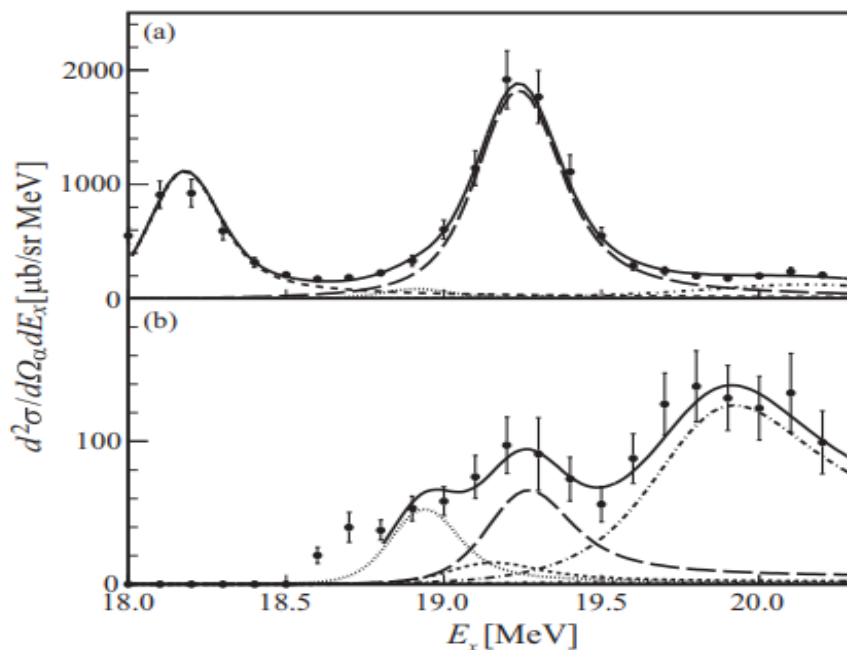


図 2.2 (a) ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}^*(p_0){}^7\text{Li}$, (b) ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}^*(p_1){}^7\text{Li}$ の二階微分断面積[14]

2.1.2 ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^8\text{Be}^*(p_1){}^7\text{Li}$ 反応実験

次の実験では、28MeV の ${}^3\text{He}$ ビームを ${}^7\text{LiF} + \text{C}$ ターゲット(187 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 、角度 45°)に対して入射し、 ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, d)$ 反応で ${}^8\text{Be}$ の18.9MeV-20.1MeVの共鳴状態を励起した。FとCバックキングのバックグラウンドの影響を差し引くため、 CF_2 とCのターゲットについても照射実験を行った。 0° 方向に放出された α 粒子のエネルギーをENMAで測定し、事象ごとに ${}^8\text{Be}$ の励起エネルギーを求めた。

共鳴状態の崩壊に伴って放出された陽子をターゲットから $54^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 方向に設置した3つのシリコンストリップ検出器で測定した。陽子の運動エネルギーより、 ${}^7\text{Li}$ の基底状態に崩壊した事象(p_0)と第1励起状態に崩壊した事象(p_1)を分離して測定し、共鳴状態毎に分岐比を導出した[14]

実験の結果、 ${}^8\text{Be}$ の19.40 MeVおよび20.1 MeVの状態の $\Gamma_{p_1}/\Gamma_{p_0}$ 比は、それぞれ $11.2 \pm 3.5 \pm 5.0\%$ および $21.4 \pm 1.6\%$ と決定した。また、 ${}^8\text{Be}$ の新しい共鳴状態の候補となる2つの新しいピークが、 18.80 ± 0.03 MeVおよび 19.11 ± 0.03 MeVに特定できた。(表4)

表4. ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^8\text{Be}^*$ 反応で励起された ${}^8\text{Be}^*$ の共鳴状態について
共鳴フィットで導出された共鳴幅と分岐比[15]

J^π	$E_x[\text{MeV}]$	$\Gamma[\text{MeV}]$	$\frac{\Gamma_{p_1}}{\Gamma_{p_0}}$
2^-	18.80 ± 0.03^a	0.30 ± 0.07	0.0118 ± 0.0005^b
	18.91	0.25 ± 0.06	
	19.11 ± 0.03^a	0.24 ± 0.12	
1^-	19.40	0.34 ± 0.11	$0.112 \pm 0.035 \pm 0.050$
2^+	20.1	1.00 ± 0.10	0.214 ± 0.016

b. Ref [12]

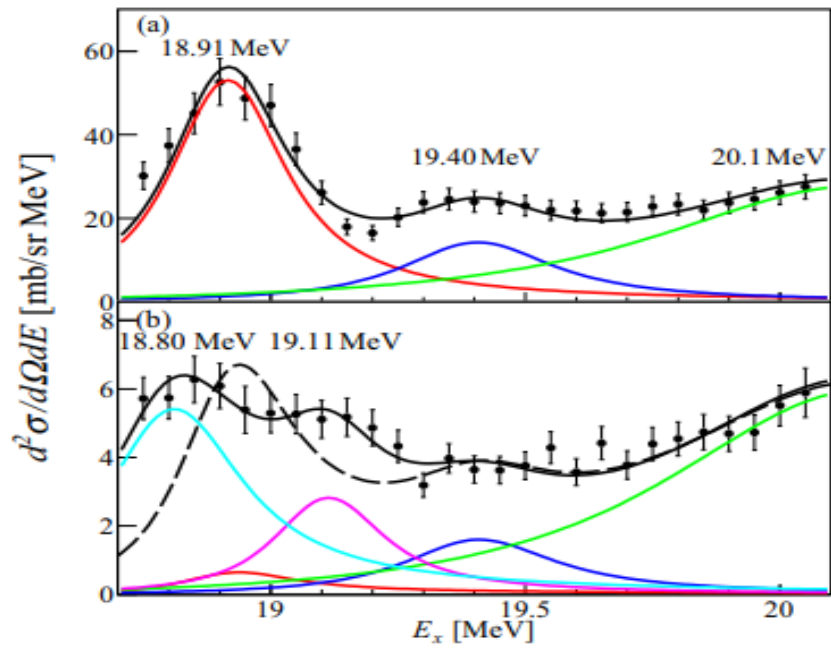


図 2.3 (a) ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^8\text{Be}^*(p_0){}^7\text{Li}$ と (b) ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^8\text{Be}^*(p_1){}^7\text{Li}$ の二階微分断面積 [15]

2つの実験から、 ${}^8\text{Be}$ の共鳴状態 19.235 MeV, 19.40 MeV, 19.86 MeV, 20.1 MeV を経由する ${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$ 反応の断面積はリチウム問題を解決するほど大きくないという結論に至った。

第 3 章

目的

本章では、 ${}^7\text{Be} + t$ 反応研究の目的について説明する。

3.1 ${}^7\text{Be} + t$ 反応研究

第 2 章で紹介した先行研究を含むこれまでの研究により、 ${}^7\text{Be}$ の分解に大きく寄与する粒子の候補として中性子、陽子、重陽子、 α 粒子である可能性が低いことが示されてきた。したがって、BBN 期に多く存在していた粒子の中で他に解となり得るものとして、我々が着目したのは三重陽子である。

本研究では、 ${}^7\text{Be} + t$ 反応が BBN 計算の修正にどの程度寄与するかを明らかにするために、 ${}^7\text{Be} + t$ の複合核である ${}^{10}\text{B}$ の共鳴状態について調べる。 ${}^7\text{Be}$ は半減期が約 53 日と短いためターゲット作成は容易ではなく t も不安定核であるので、直接測定はこれまで行われていない。そのため、他の反応を通して ${}^{10}\text{B}$ を励起する方法を選択した。

宇宙リチウム問題を解決するには始原的な ${}^7\text{Li}$ の存在量を現在想定されている量の約 1/3 に修正する必要がある。 ${}^7\text{Be} + t$ 反応によってこれが解決する場合に必要な反応断面積 σ を求める。はじめに反応速度を (3.1) 式で表す。ここで、 $n_{{}^7\text{Be}}$, n_t はそれぞれ ${}^7\text{Be}$ と t の数密度であり、 $\langle\sigma v\rangle$ は断面積 σ と相対速度 v の積の熱平均から導かれる反応率である。

$$\frac{dn_{{}^7\text{Be}}}{dt} = -\langle\sigma v\rangle \times n_{{}^7\text{Be}} \times n_t \quad (3.1)$$

(3.1) 式を $\langle\sigma v\rangle$ について解く。BBN における t の数密度は $n_t = 10^{13} \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ であり、反応時間は宇宙の膨張時間（ハッブル時間）以下でなくてはならないため

$\Delta t \sim 10^3 \text{s}$ である。反応後の残留率が $R \sim 1/3$ となる場合、(3.2)式が導かれる。

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\ln(1/R)}{n_t \times \Delta t} \sim \frac{\ln 3}{10^{13} \sim 10^{14} \text{cm}^{-3} \times 10^3 \text{s}} = 10^{-16} \sim 10^{-17} \text{cm}^3/\text{s} \quad (3.2)$$

また、 ${}^7\text{Be} + t$ 反応が起こると考えられる時期の宇宙の温度は $T \sim 0.5 \text{GK}$ であり、相対速度は $v \sim 3.0 \times 10^8 \text{cm/s}$ と計算される。よって、必要な ${}^7\text{Be} + t$ 反応の断面積は重心系エネルギー $E_{c.m.} = 100 \sim 400 \text{keV}$ の領域では(3.3)式となる。

$$\sigma \sim \langle \sigma v \rangle / v \sim 3.0 \times 10^{-24} \sim 10^{-25} \text{cm}^2 = 30 \sim 300 \text{mb} \quad (3.3)$$

したがって、 ${}^7\text{Be} + t$ 反応では数十~数百 mb の断面積が現れる強力な ${}^{10}\text{B}$ の共鳴状態を見つける必要がある。図 3.1 に示すように ${}^{10}\text{B}$ の共鳴状態の中で ${}^7\text{Be} + t$ の閾値 18.669MeV より少し高いエネルギーの共鳴状態を経由した分解反応が考えられる。Chakraborty らは特に $\Gamma_{tot} \sim 500 \text{keV}$ と幅の広い共鳴として 18.80MeV 状態をその候補として指摘しているが、その他にも周辺にいくつか幅の広い共鳴状態の存在が示唆されている。[17]

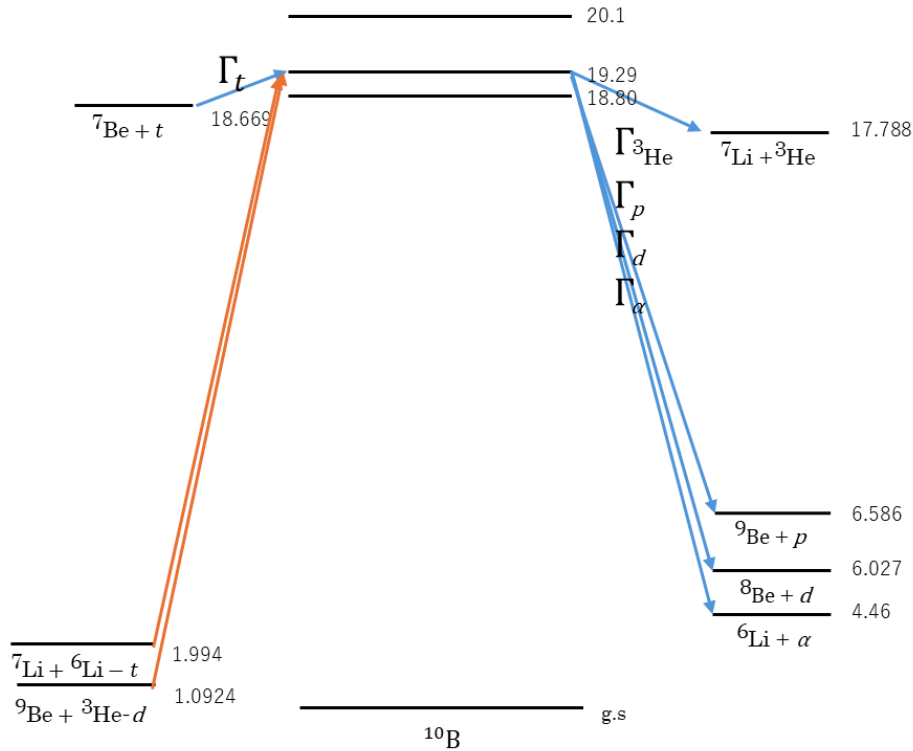


図 3.1 ${}^{10}\text{B}$ のレベルスキーム [16]

崩壊チャンネルとしては4つの組み合わせがあり、 ${}^7\text{Li} + {}^3\text{He}$, ${}^9\text{Be} + p$, ${}^8\text{Be} + d$, ${}^6\text{Li} + \alpha$ を考慮する必要がある。これらの反応の断面積をそれぞれ求め、特に ${}^7\text{Li}$ 以外に崩壊する3つのチャンネルにおいてその値が大きければ ${}^7\text{Be}$ の存在量を下方修正でき、リチウム問題の解決となる。本研究では各チャンネルの部分幅 $\Gamma_t, \Gamma_{{}^3\text{He}}, \Gamma_p, \Gamma_d, \Gamma_\alpha$ や全幅 Γ_{tot} などのパラメータを決定し、崩壊の分岐比を求めることを最終的な目標としている。

実験では、この研究における初期段階として ${}^{10}\text{B}$ の18.80MeV周辺の共鳴状態を励起して観測することを目的とした。まずは ${}^7\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^4\text{He}$ 反応と ${}^7\text{Be}(t, \alpha){}^4\text{He}$ 反応を調査するため、このエネルギー付近での ${}^{10}\text{B}$ の $t + {}^3\text{He} + \alpha$ クラスター状態の探索を行った。もし、クラスター状態が存在すれば $t, {}^3\text{He}, \alpha$ のいずれかが崩壊粒子として放出される可能性が高いため、その比率から崩壊の分岐比を求めることができ、これらと同時に検出される ${}^{10}\text{B}$ の励起状態を調べる事で共鳴幅 Γ_{tot} を導出することができる。

本研究では、 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}^*$ 反応と ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, t){}^{10}\text{B}^*$ 反応による励起実験を行い、ビーム・ターゲットの最適な組み合わせを探るとともに、ターゲットに用いる化合物として ${}^7\text{LiF}$ と ${}^7\text{LiOH}$ を比較した。また、ビームエネルギーや検出器の設置角度など、 ${}^{10}\text{B}$ の18.80MeV周辺の共鳴状態の測定に最適な条件を決定することができた。また、スパッタリングによる ${}^7\text{LiOH}$ ターゲットの作成も行ったため、作成過程についても説明し、今後の課題と次回の実験に向けた改善策を議論する。

第 4 章

実験と解析

4.1 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He},d){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験

4.1.1 実験 I

最初の実験では、以前の実験で使用したことがあることから ${}^9\text{Be}$ ターゲットを使用することとし、 ${}^9\text{Be}({}^3\text{He},d){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験を行った。

タンデム加速器で加速した 29.8MeV の ${}^3\text{He}$ イオンビームを $1\mu\text{m}$ 厚の ${}^9\text{Be}$ ターゲットに照射し、 ${}^{10}\text{B}^*$ の共鳴状態を励起した。 ${}^9\text{Be}$ ターゲットに約 1% 含まれる炭素と酸素の影響を考慮するため Mylar と Carbon のターゲットでの測定も行った。

${}^9\text{Be}({}^3\text{He},d){}^{10}\text{B}$ 反応で放出された重陽子は ΔE - E シリコンテレスコープで測定した。テレスコープの ΔE シリコン厚は $150\mu\text{m}$ 、 E シリコン厚は 3mm のものを使用した。テレスコープ入口の直径は 14mm であり、ターゲットから 12.5cm の位置に設置、測定ごとにビームに対して $\theta = 22^\circ, 26^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ 方向に移動した。

また、崩壊粒子を測定するために 3 台のシリコンストリップ検出器(SSD)A, B, C を設置した。A は中心角 -50° 方向、 15.0cm の距離に、B, C はそれぞれ中心各 $90^\circ, 130^\circ$ 方向、 12.0cm の距離に設置した。(図 4.1) ストリップ本数は A が 12 本、B, C が各 6 本であり、いずれも有感面積は $60 \times 60\text{mm}^2$ で厚さは $300\mu\text{m}$ である。測定可能角度は A が $-39.6^\circ \sim -60.4^\circ$ 、B が $78.2^\circ \sim 101.8^\circ$ 、C が $118.2^\circ \sim 141.8^\circ$ の範囲であった。

ΔE には 30V、 E には 300V、SSD にはそれぞれ 60V の電圧を印加して使用した。各検出器は ${}^{241}\text{Am}$ 線源を用いて 5.486MeV の α 線でキャリブレーションを行った。テレスコープのエネルギー分解能は 2% 未満、SSD のエネルギー分解能はいずれも約 1.5% であった。

それぞれの角度での測定時間は 22° で 20 時間、 26° で 16 時間、 30° で 12 時間、 40° で 10 時間であった。SSD で検出される $^{10}\text{B}^*$ の崩壊粒子とテレスコープで検出される重陽子との同時計測により $^{10}\text{B}^*$ の崩壊事象を選別した。

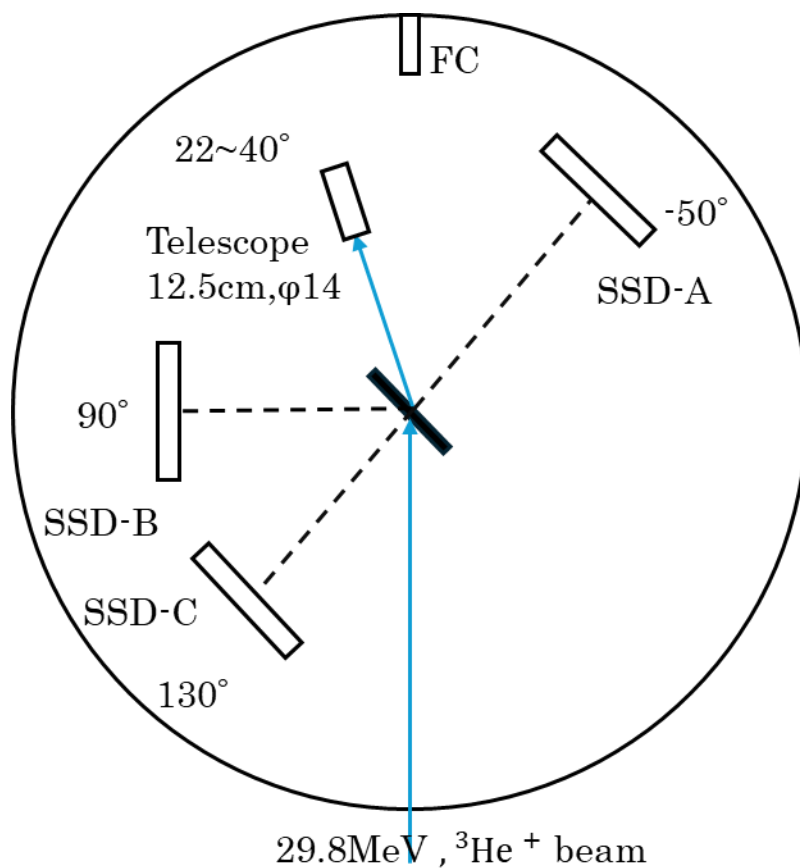


図 4.1 実験 I チェンバー内のセッティング

4.1.2 解析 I

テレスコープで検出された放出核の粒子識別を行った。テレスコープに入射する核種の質量 m と 2 枚のシリコン中で核種が失うエネルギー ΔE 、 E において成り立つ $\Delta E \propto \sqrt{m}/E$ の関係性から最適な双曲線で分離することができる。(図 4.2)

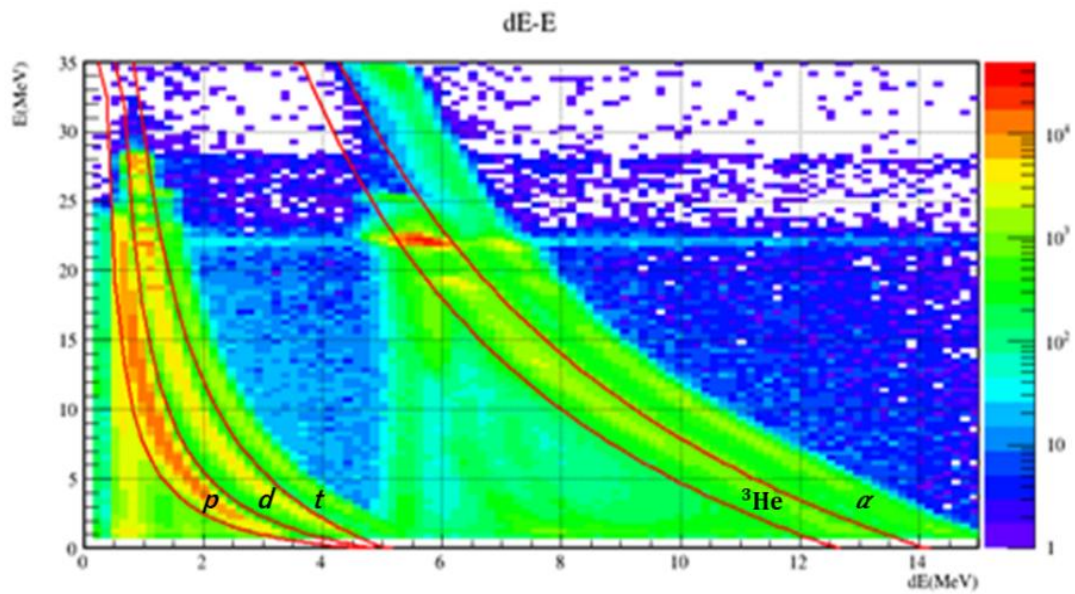


図 4.2 テレスコープ入射粒子の ΔE -E

左から順に質量の小さい粒子が現れ、 $p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ が識別できる。図 4.3 には分離された重陽子の放出事象を示す (図 4.3)

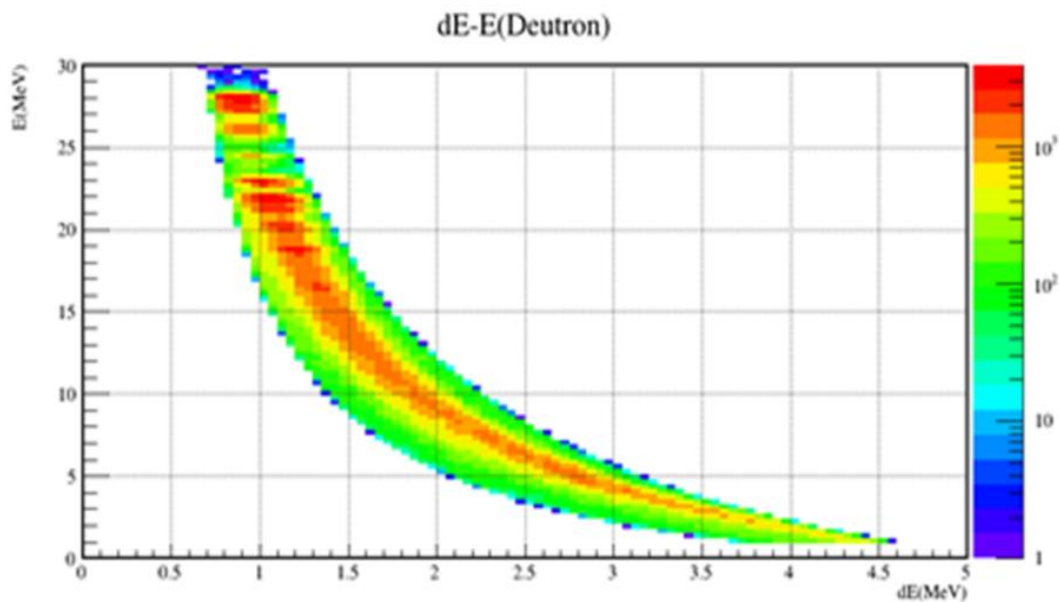


図 4.3 重陽子の ΔE -E

また、それぞれの角度で測定された $\Delta E + E$ で求めた放出重陽子の運動エネルギーを示す。(図 4.4)

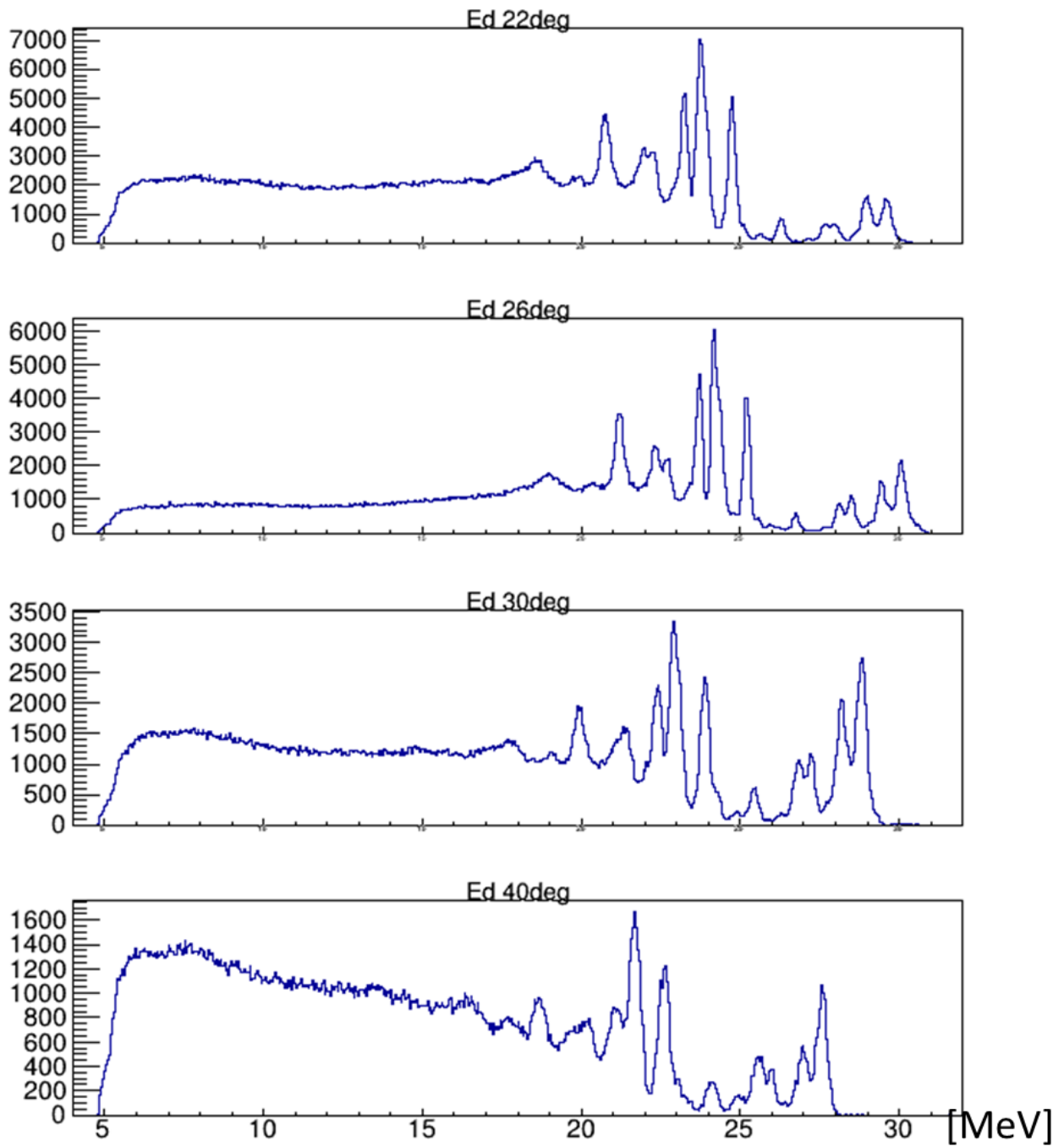


図 4.4 放出された重陽子の運動エネルギー分布

放出された重陽子の運動エネルギーは 26° 方向で最も高くなっていることが分かる。

この中から重陽子が崩壊粒子と同時計測された事象を選別し、事象ごとに重陽子の運動エネルギーから $^{10}\text{B}^*$ の励起エネルギーを求めた。

残留核の励起エネルギー E_x は一般に以下の運動学計算から求められる。(4.1)

$$E_x = Q_1 - Q_2$$

$$Q_1 = m_t + m_b - m_e - m_r$$

$$Q_2 = E_e - E_b - m_r$$

$$+ \sqrt{m_r^2 + (2m_b E_b + E_b^2) + (2m_t E_t + E_t^2) - 2\sqrt{(2m_b E_b + E_b^2)(2m_t E_t + E_t^2)} \cos\theta}$$

(4.1)

m : 静止エネルギー E : 運動エネルギー θ : 放出角度

添え字は t : ターゲット粒子 b : ビーム粒子 e : 放出核 r : 残留核

$^{10}\text{B}^*$ の励起エネルギースペクトルは、低エネルギー領域の励起状態についていくつかの明瞭なピークが確認できるが、目的となる 18.80MeV 付近には明らかな構造は見られない。(図 4.5)

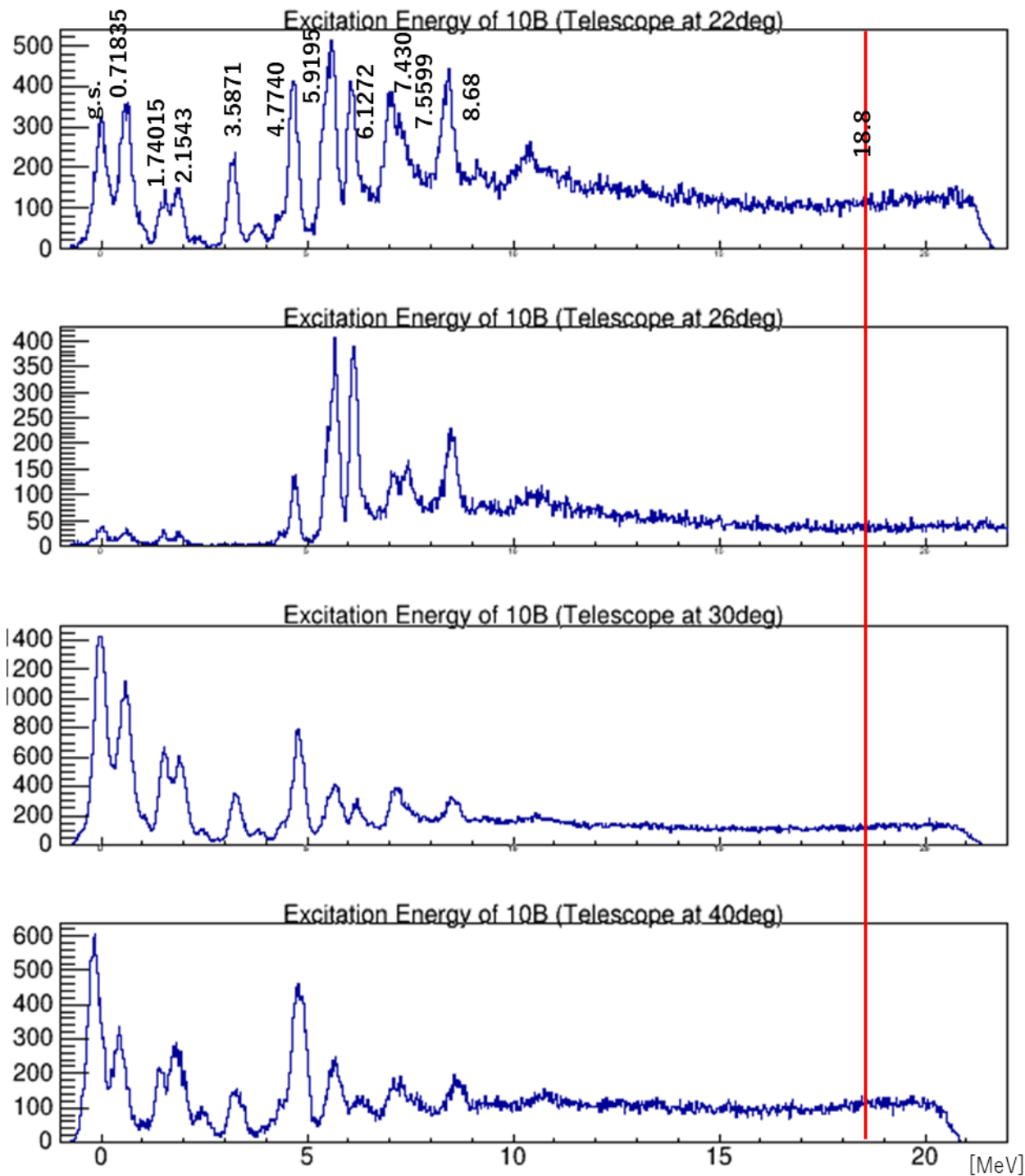


図 4.5 ^{10}B 崩壊事象における励起エネルギー分布

目的となる領域は励起できていないが、参考のため放出重陽子の運動エネルギーのピークをガウシアンと仮定し、スペクトルをガウス関数の和でフィッティングを行った。8.68MeV 以下の 10 個の励起状態について、微分反応断面積を導出した。

微分反応断面積は以下の式で求められる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{n_i}{n_{tot}} \times \frac{10^{28}}{Nd\omega} \quad [mb/sr] \quad (4.2)$$

n_i : ピークカウント n_{tot} : ターゲット入射粒子数 N : ターゲット数密度 [cm^3]
 d : ターゲット厚 [cm] ω : テレスコープ入射口立体角 [sr]

以下に 4 点での測定から得られた微分反応断面積の角度分布について示す。曲線はスプライン補間によるものである。(図 4.6)

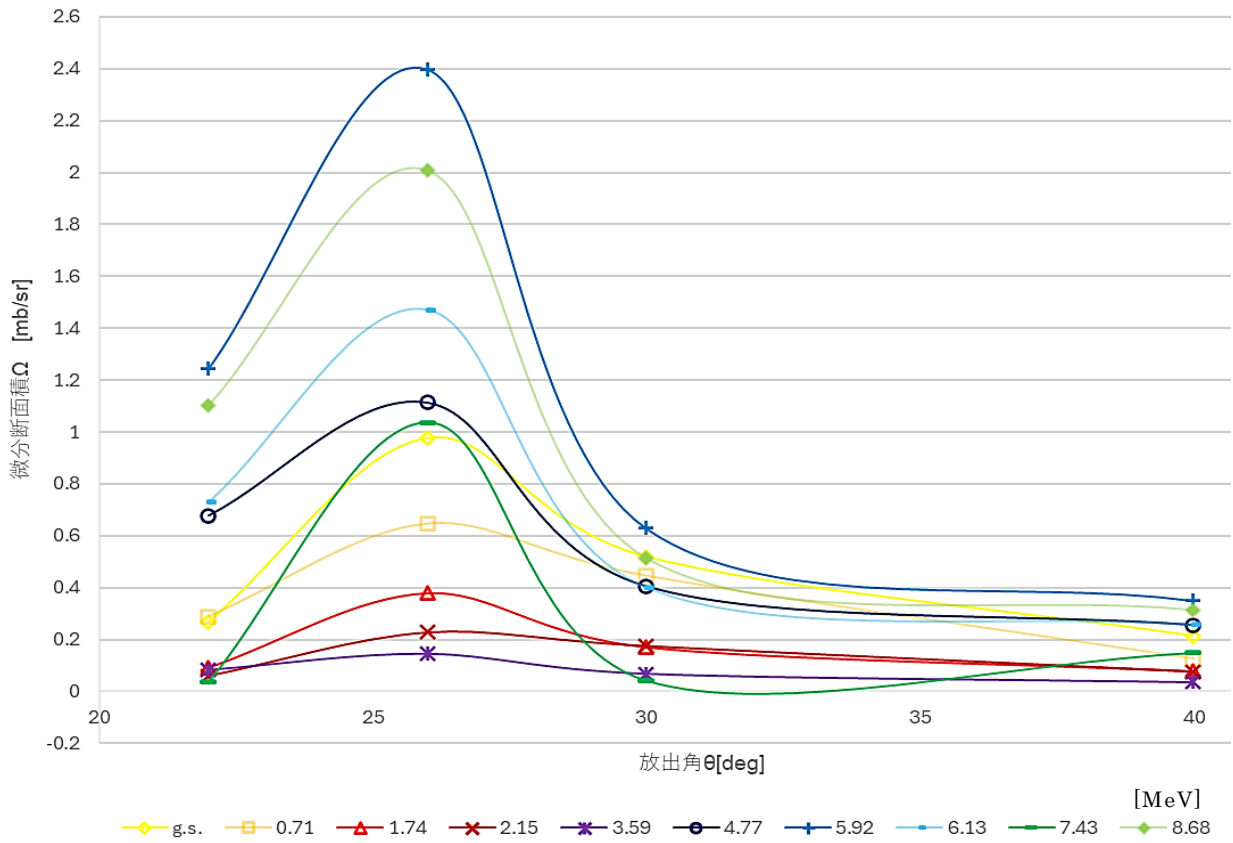


図 4.6 $^{10}B^*$ 各励起状態の微分反応断面積の角度分布

$^9Be(^3He, d)^{10}B^*$ 反応は陽子移行反応であるため、前方 $10\sim 30^\circ$ で第一のピークが予想されたが、本実験では 26° 方向において最大の値が求められた。4 点での測定であったが、 $^9Be(^3He, d)^{10}B^*$ 反応において断面積の真の最大値をとる角度はおおよそ $24\sim 28^\circ$ の範囲だと考えられる。

次に、 ^{10}B の励起エネルギーに対する SSD で測定した崩壊粒子の運動エネルギーを示す。(図 4.7) 崩壊の Q 値と質量比の違いから核種ごとに傾きの異なる線形が現れるため粒子識別が可能である。

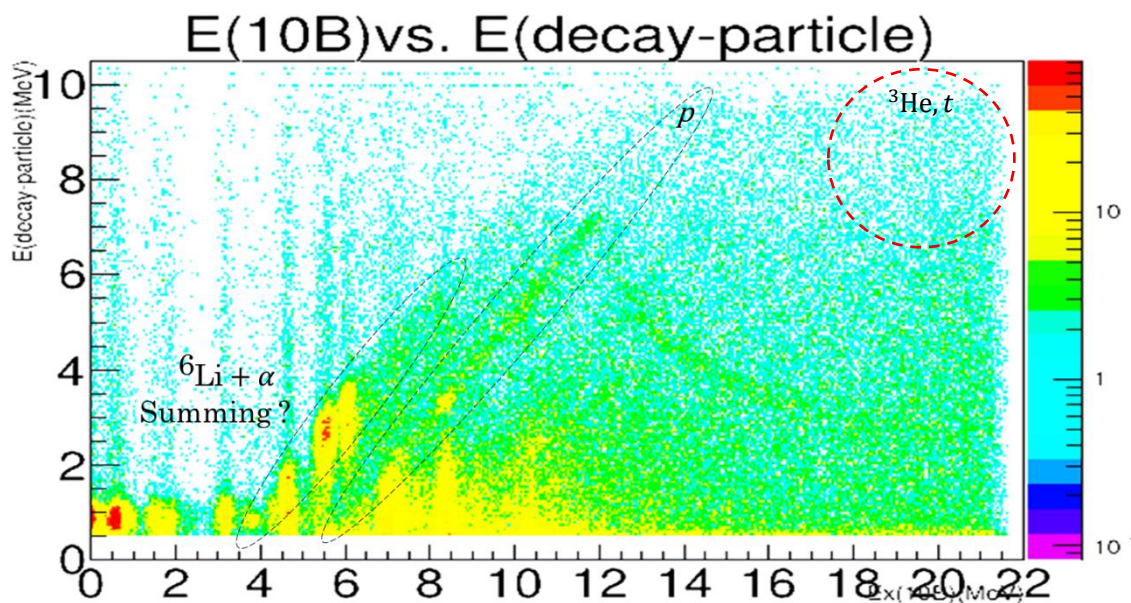


図 4.7 ^{10}B の励起エネルギー（横軸）と崩壊粒子の運動エネルギー（縦軸）の相関図

点線で囲った線形の構造について、右のものは $^9\text{Be} + p$ の2体崩壊の閾値 6.58MeV 付近から伸び、傾きが約 0.9 であることから p によるものだと考えられる。また、左のものは $^6\text{Li} + \alpha$ の2体崩壊の閾値 4.46MeV 付近から伸びているが、傾きが約 1.0 であることから、 α のみによるものではないと考えられ、崩壊角度が小さく $^6\text{Li}, \alpha$ が同時に検出された事象による構造の可能性がある。

崩壊の閾値が高い $t, ^3\text{He}$ は特定できず、 $t + ^3\text{He} + \alpha$ クラスター状態の励起事象は観測できなかった。

本実験では $^9\text{Be}(^3\text{He}, d)$ 反応で ^{10}B の 10.84MeV 以下の状態を励起することができ、微分断面積について角度分布を推定することができた。しかしながら、この反応では目的であった 18.80MeV 付近の共鳴状態を明確に励起することができなかったため、 $t + ^3\text{He} + \alpha$ クラスター状態を励起するには別の反応を用いる方法が適切だと考えられる。

4.2 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, t){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験

${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}^*$ 反応では $t + {}^3\text{He} + \alpha$ クラスター状態の励起はできない可能性があることから、 $t + \alpha$ の構造を持つ可能性のある ${}^7\text{Li}$ に ${}^3\text{He}$ を加える反応である ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, t){}^{10}\text{B}^*$ 反応によって $t + {}^3\text{He} + \alpha$ クラスター状態の励起を試みた。

${}^7\text{Li}$ は単体では反応性が非常に高く、空気中の酸素や窒素などと反応してしまう。 ${}^7\text{Li}$ 単体金属のターゲットの作成は可能だが、空気に触れずに取り出してターゲットチェンバー内に設置するにはバキュームトランスファーシステムが必要になる。日本原子力研究開発機構のタンデム加速器にはバキュームトランスファーシステムは無いので単体金属は利用できず、 ${}^7\text{Li}$ 化合物のターゲットを実験に用いる必要がある。したがって、以前の実験で使用した ${}^7\text{LiF}(\text{+C})$ ターゲットを使用することとした。

4.2.1 実験 II

実験 II では、46MeV の ${}^6\text{Li}^{3+}$ ビームを ${}^7\text{LiF}(\text{+C})$ ターゲットに照射した。 ${}^7\text{LiF}(\text{+C})$ ターゲット中に含まれる C と F のバックグラウンドの影響を差し引くために C_2F_4 (テフロン) ターゲットと C ターゲットでの測定も行った。ターゲットの詳細は以下の通りである。 C_2F_4 は $2\mu\text{m}$ に圧延したものをを用いた。

表 8. ターゲット組成元素の厚み

ターゲット	厚み [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	バックシング	厚み [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
${}^7\text{LiF}$	187.6	C	30
C_2F_4	440		
C	55		

シリコンテレスコープで放出される三重陽子を測定した。テレスコープは ΔE シリコン厚が $150\mu\text{m}$ 、E シリコン厚が 3mm のものを使用した。テレスコープ入口の直径は 14mm であり、 -15° 方向にターゲットから 12.5cm の位置に設置した。

また、崩壊粒子測定のための 2 台のストリップ検出器 (SSD) は、A を 44° 方向の中心から 12.4cm の位置に、B を -106° 方向の中心から 10.4cm の位置に設置した。(図 4.8) ストリップ本数は、A は 10 本、B は 5 本、有感面積は $50 \times 50\text{mm}^2$ 、厚さは $500\mu\text{m}$ であった。測定可能角度は A が $33.8^\circ \sim 54.2^\circ$ 、B が $-95.8^\circ \sim 116.2^\circ$ であった。 ${}^{241}\text{Am}$ の α 線源で測定したエネルギー分解能はテレスコープが 3.0% 未満、SSD はいずれも 1% 未満であった。

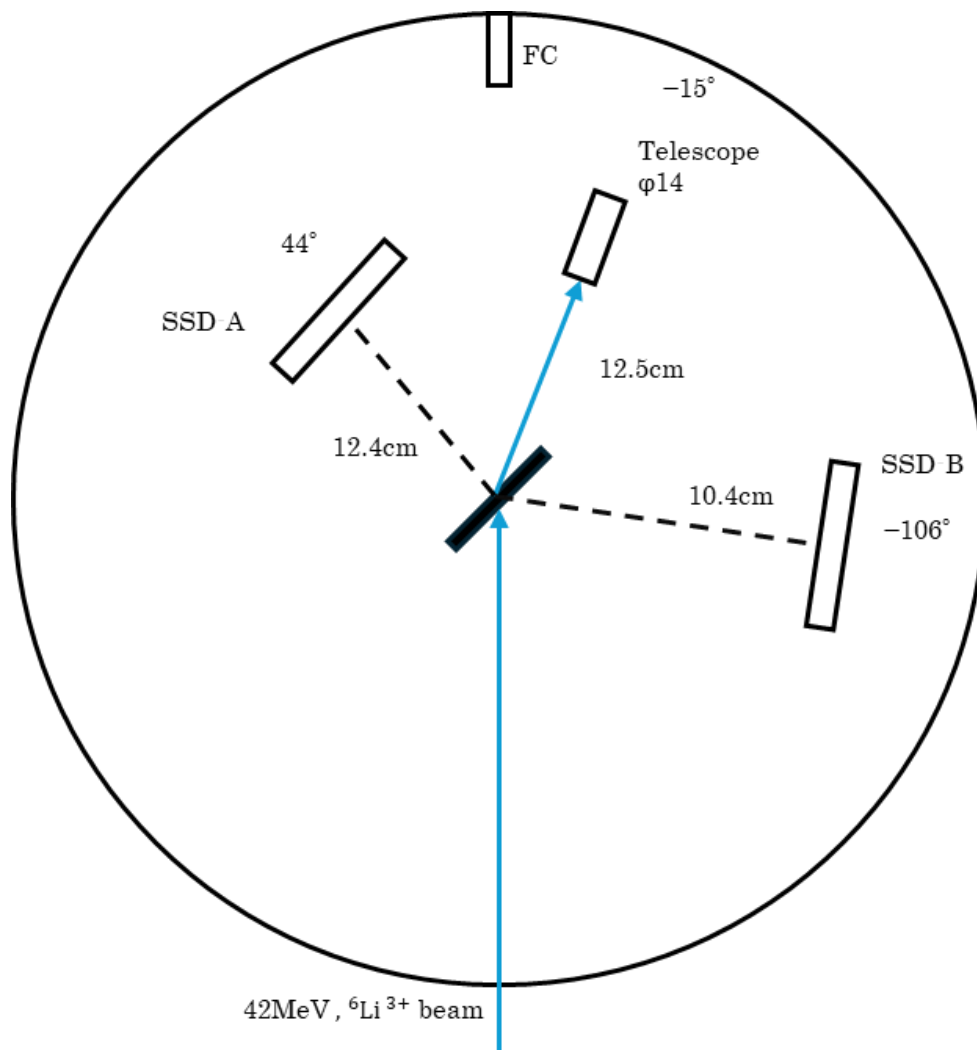


図 4.8 実験 II チェンバー内のセッティング

測定時間は ${}^7\text{LiF}(\text{+C})$ で約 34 時間、 C_2F_4 で約 5 時間、C で約 4 時間であった。

4.2.2 解析 II

放出核のうち三重陽子を ΔE -E 法により粒子識別して分離し、三重陽子の運動エネルギーを求めた。(図 4.9, 4.10)

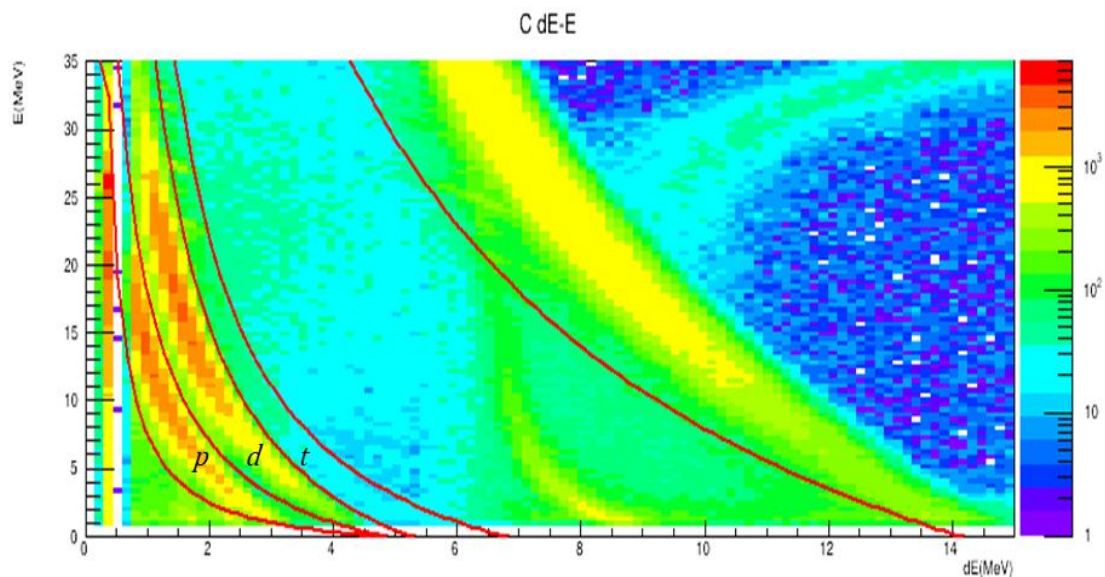


図 4.9 テレスコープ入射粒子の ΔE -E

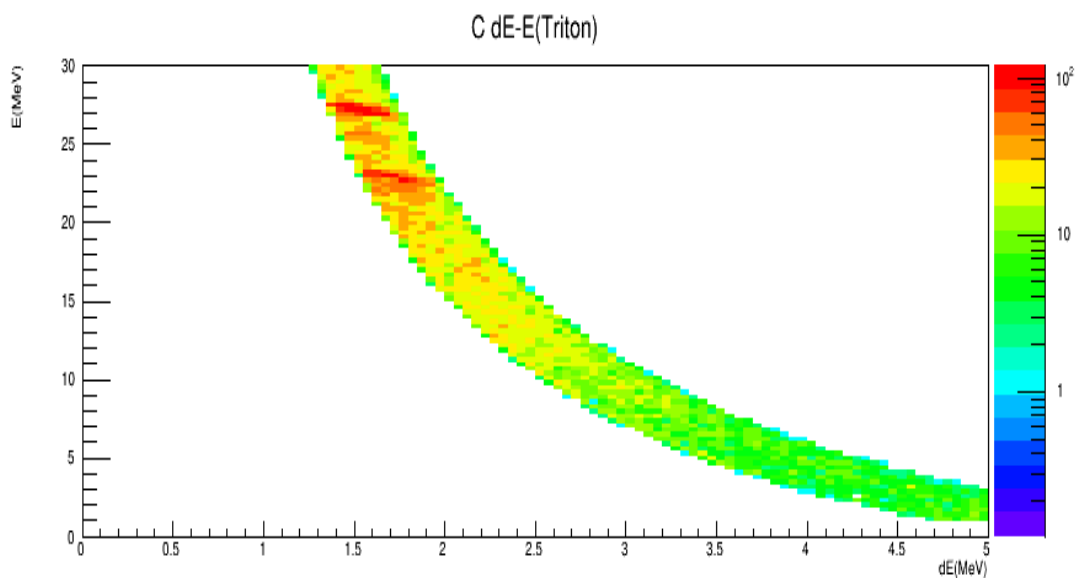


図 4.10 重陽子の ΔE -E

それぞれの測定について分離した三重陽子の運動エネルギー分布を示す。 $C(^6\text{Li}, t)^{15,16}\text{O}$ 反応で放出された三重陽子についてはいくつかのピークが確認できる。(図 4.11)

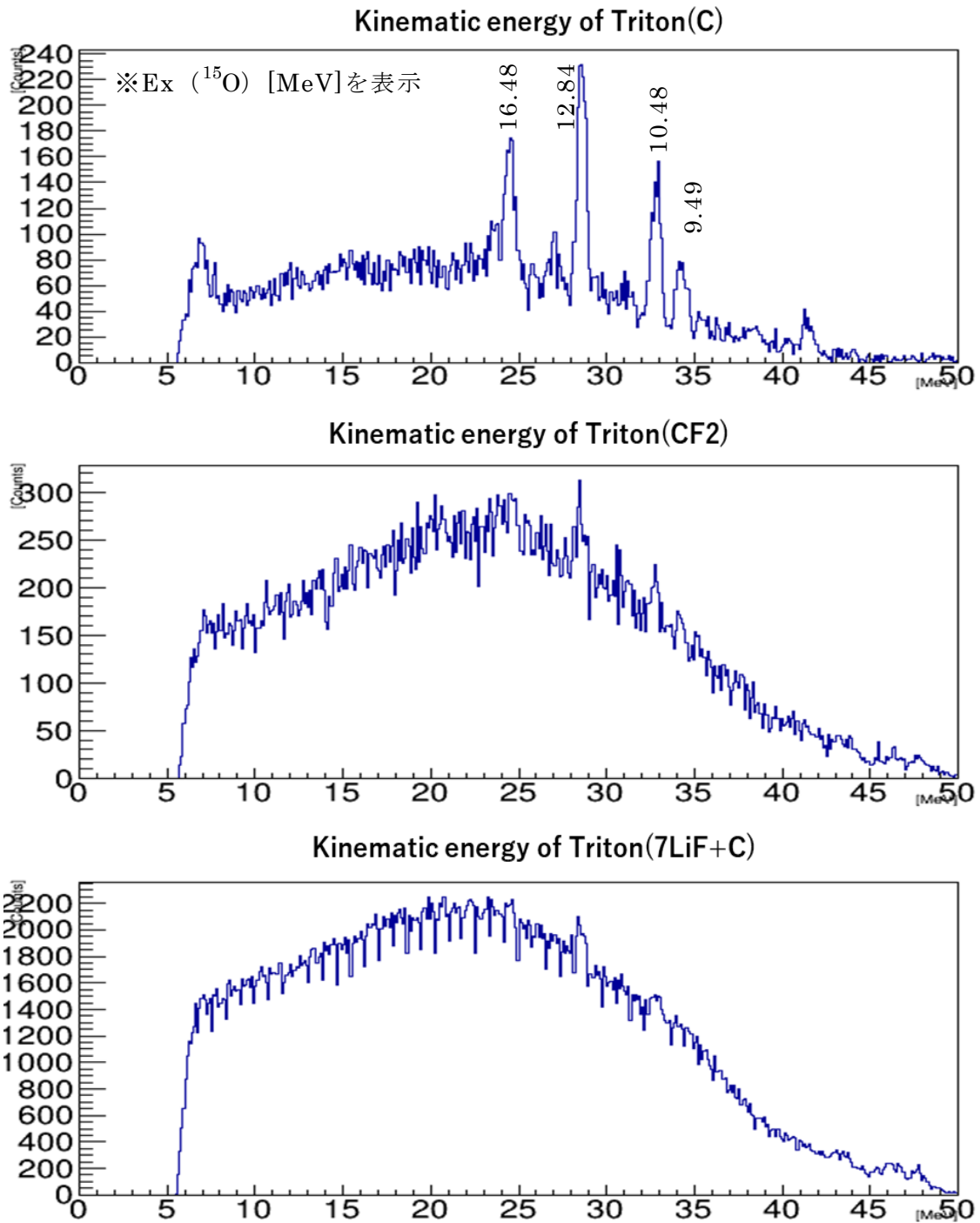


図 4.11 放出された三重陽子の運動エネルギー分布

また、ターゲット量とビーム量で各ターゲットの計測をノーマライズした。
 $^7\text{LiF}+\text{C}$ ターゲットのスペクトルと C,Fバックグラウンドのスペクトルの比較を図
 4.12 に示す。

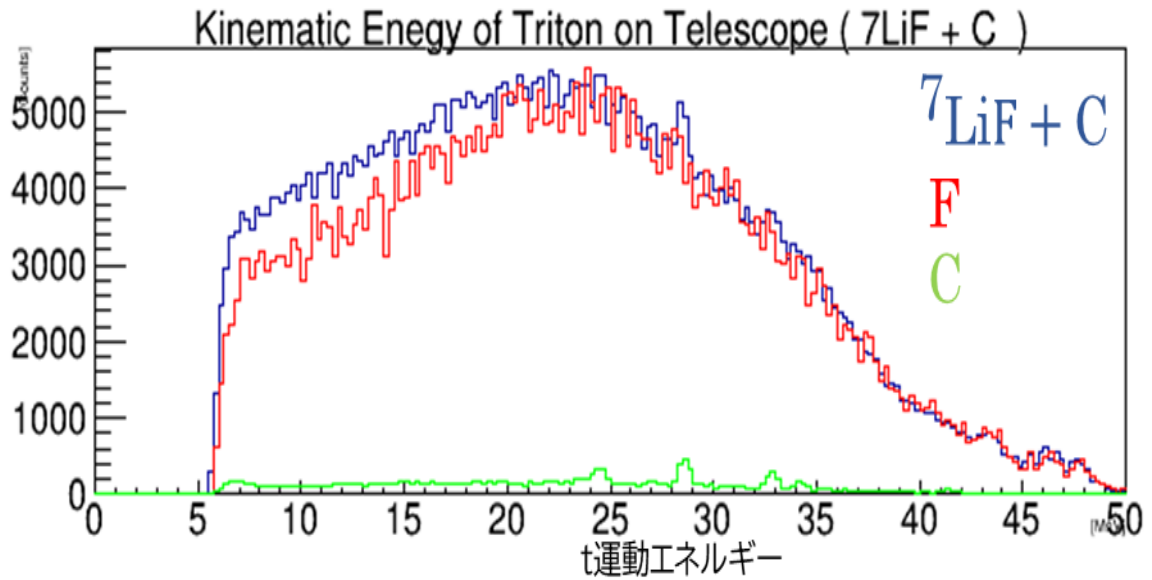


図 4.12 三重陽子のエネルギー分布のバックグラウンド比較

そして、C,F バックグラウンドを差し引いた 7Li 成分スペクトルを示す。(図 4.13)

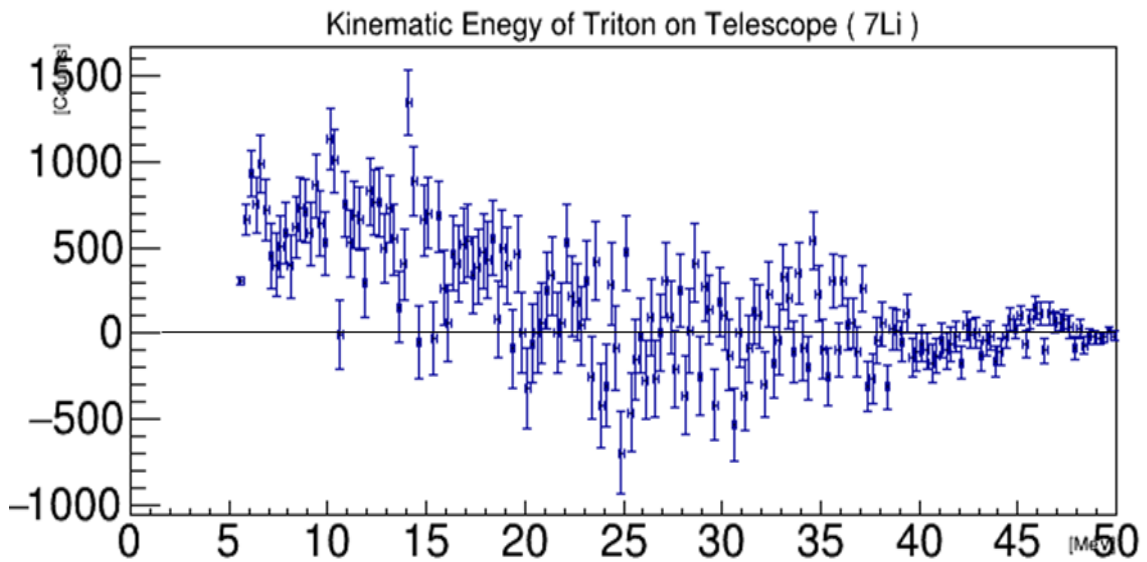


図 4.13 バックグラウンドを差し引いた 7Li 成分スペクトル

図 4.12、4.13 から、 7Li に対するスペクトルについては既知の $^{10}\text{B}^*$ の励起状態から予想される明確なピークは特定できなかった。これは F のバックグラウンドが大きく、 $7\text{Li}(^6\text{Li}, t)$ 反応のピークが埋もれてしまったためだと考えられる。

^{10}B 励起状態からの崩壊粒子についても特定することはできなかった。(図 4.14)

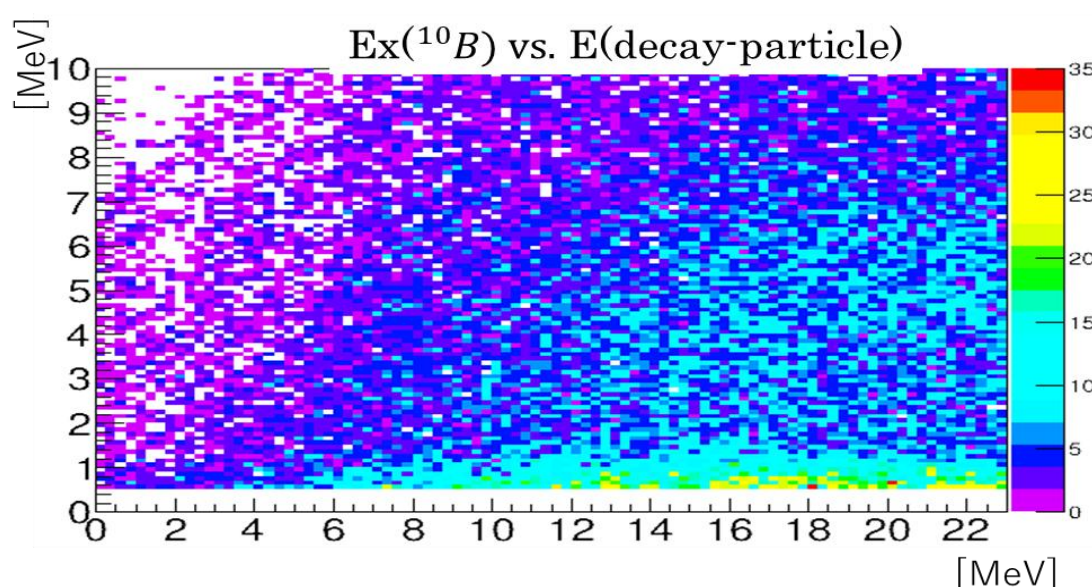


図 4.14 ^{10}B の励起エネルギー（横軸）と崩壊粒子の運動エネルギー（縦軸）の相関図

本実験では $^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)$ 反応の構造を調べられなかったため、 $^7\text{LiF}(\text{+C})$ ターゲットを使用する方法は適していないと結論づけた。したがって、以降は異なる化合物の ^7Li ターゲットを用いることとした。

4.2.3 ターゲット作成 I

実験 II では新しいターゲットとして $^7\text{LiOH}$ を使用することとした。 $^7\text{LiOH}$ は基本的に空气中で安定でありターゲットの作成が可能である。ただし、湿気が多い空気に触れると水分を吸着してしまうため管理には十分気を付ける必要がある。また、 $^7\text{LiOH}$ の厚いターゲットの作成は非常に難しい。 ^7Li 原子の量は $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度を目標とした。

ターゲットは同位体濃縮された $^7\text{LiOH}$ 粉末を RF スパッタリングして作成した。バックリングの C 薄膜は $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$ のものを用いた。RF スパッタリングは交流電源で電圧を印加することで絶縁素材の皮膜形成に最適な手法であるが、他の手法と比べ形成速度が遅い。

チェンバー内部の電極部分には炭素の円形ステージを載せ、その上にすりつぶした ${}^7\text{LiOH}$ 粉末を約 0.2g 載せた。チェンバーの天蓋にはラダーを固定し、そこに 4~8 枚の C 薄膜基板を設置した。電極には冷水チラーを接続してステージの温度が高くなりすぎないように冷却する。スパッタリングのスタート時には、チェンバーを真空度 10^{-4} まで真空引きし、その後 Ar ガスを 1.0Pa 程度までパージした。ターゲット素材に対して 5~10W の印加電圧をかけて着火し、プラズマが立ち上がるのを確認した。(図 4.15、図 4.16)



図 4.15 スパッタリングチェンバー内部



図 4.16 スパッタリング中のプラズマ

何度か試行したところ、数十時間のスパッタリングの後に表面の凹凸が目立ったり破れてしまったりするケースが多かった。また、ステージ直上の範囲のみ円形にターゲットが黒くなっている場合もあり、そうでない部分は光沢が見られた。(図 4.17)

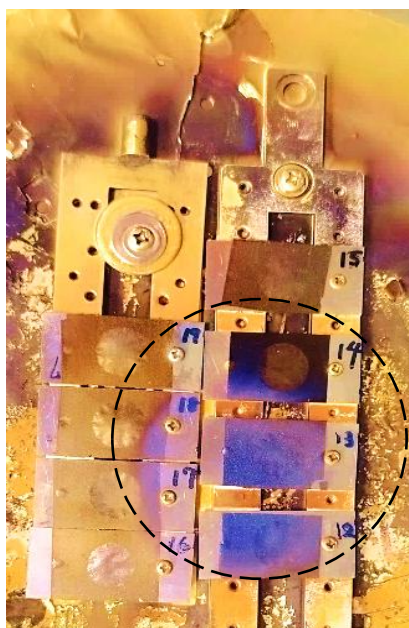


図 4.17 スパッタリング後の薄膜

このような現象の原因として考えられるのは、印加電圧が高くスパッタリングの強度が強すぎるために薄膜が融解してしまうこと、 ${}^7\text{LiOH}$ が枯渇した状態でステージからの C 原子がプラズマとして薄膜を叩いて薄膜が脆くなってしまうこと、形成される被膜の厚さが不均一で表面が不安定になることなどである。対策として、ラダーの固定位置を中心からずらし、印加電圧を 5W 以下にした。また、一回のスパッタリングを 5 時間程度として ${}^7\text{LiOH}$ 粉末を補充し、また薄膜の位置を入れ替えて被膜が均一になるようにした。

最終的に約 50 時間スパッタリングを継続したターゲットを数枚製作した。 ${}^7\text{LiOH}$ は空気中の水分を吸着してしまうため正確な厚さを評価することが難しい。したがって、 ${}^3\text{He}$ 弾性散乱実験を行うことで厚さと含有元素の比を求めた。

4.2.4 実験Ⅲ-A

本実験では作成した ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$ ターゲットを評価することを目的に、 30MeV の ${}^3\text{He}^+$ ビームを ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$ 、 ${}^7\text{LiF}$ 、 $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ (マイラー)、 C 、 C_2F_4 (テフロン) に対して照射して弾性散乱事象を測定した。テレスコープを前方 40° 、ターゲットから距離 21cm の位置に固定した。(図 4.13) テレスコープで放出粒子を検出し ${}^3\text{He}$ を選別した。 ΔE シリコンは $150\mu\text{m}$ 、 E シリコンは 3mm のものを使用した。 ${}^{241}\text{Am}$ の α 線源で測定したエネルギー分解能は約 1.5% であった。

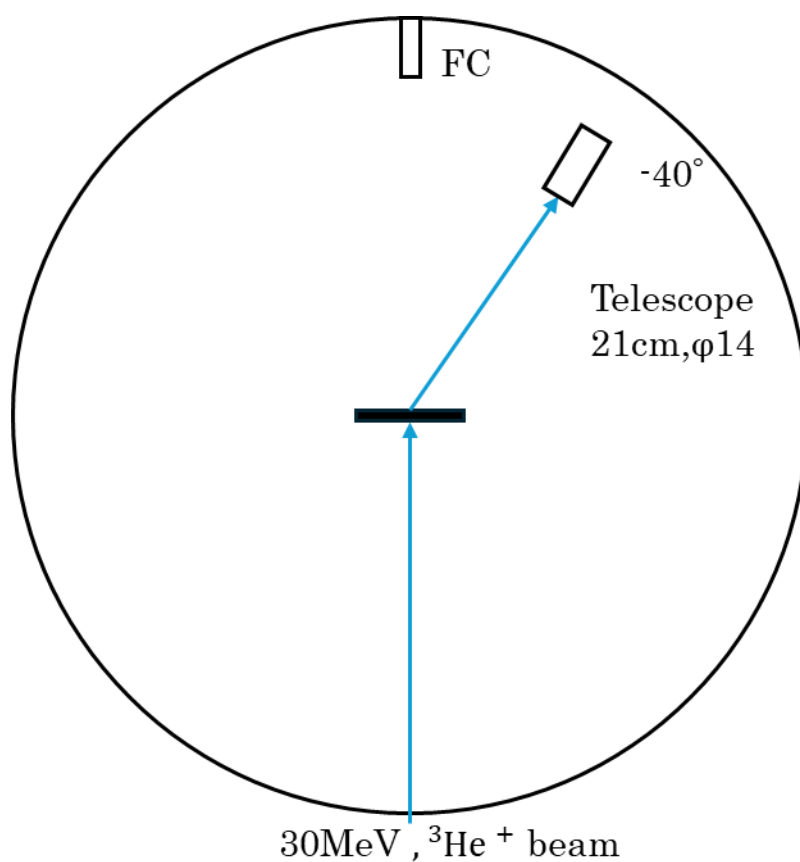


図 4.18 実験Ⅲ-A チェンバー内のセッティング

測定時間は ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$ 、 ${}^7\text{LiF}$ 、 $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ 、 C ターゲットではそれぞれ約 1.5 時間、 C_2F_4 ターゲットでは約 4 時間であった。

4.2.5 解析III-A

それぞれの測定で、放出された ^3He 粒子を選別した。(図 4.19、図 4.20)

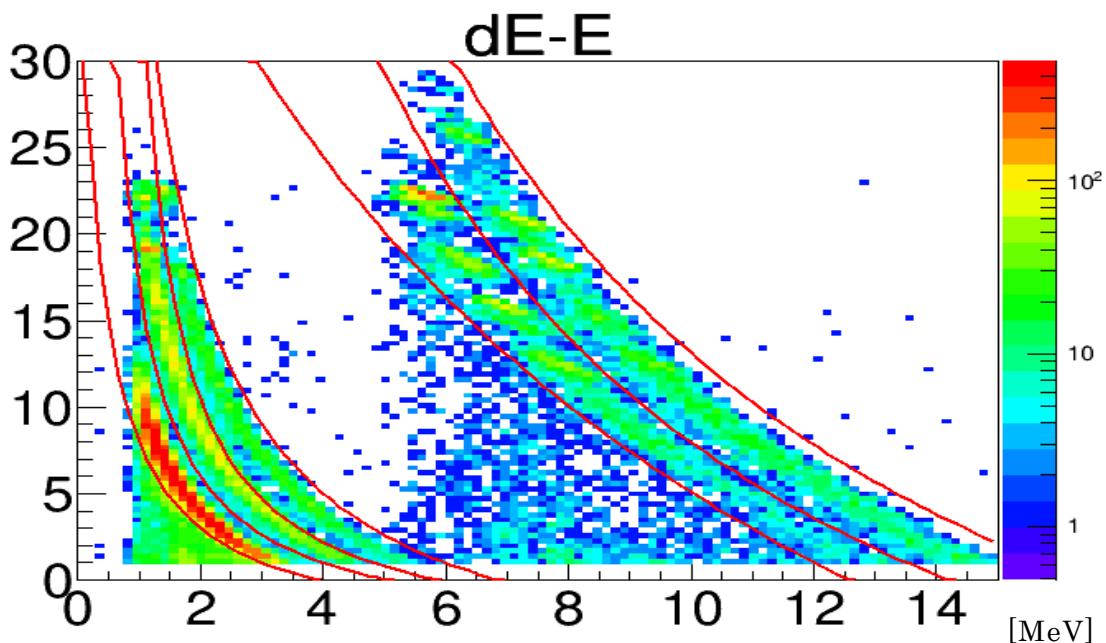


図 4.19 テレスコープ入射粒子の ΔE -E

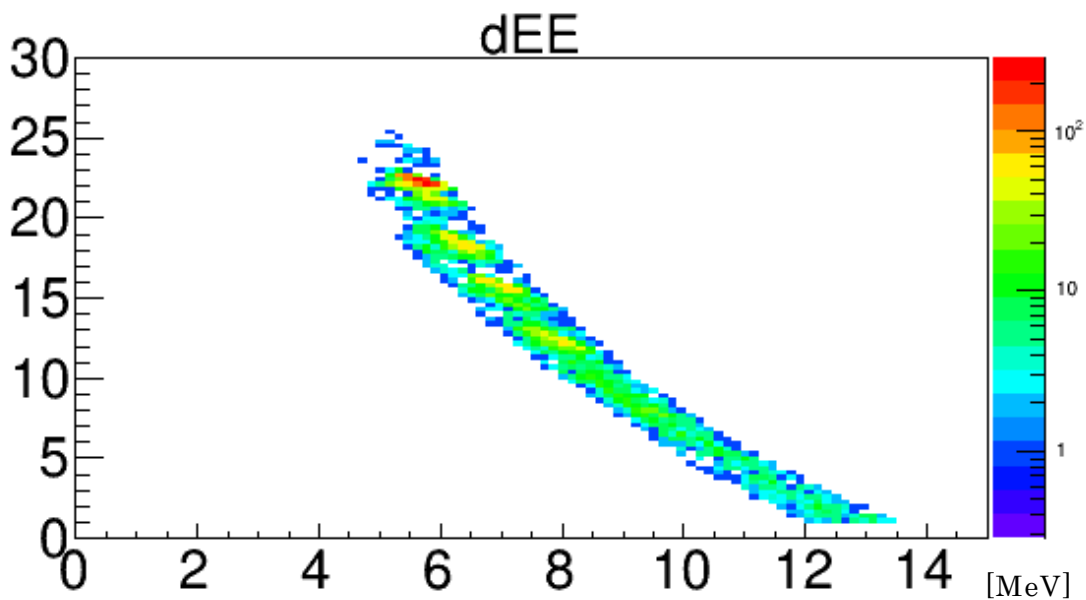


図 4.20 ^3He の ΔE -E

放出 ^3He 粒子の運動エネルギー分布を示す。(図 4.19) 5つのターゲットに対しての測定結果をそれぞれ比べることによって、各ピークがどの元素との反応に由来するのかを特定した。すべての測定に共通するピークは $\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ 反応であり、その

うちの一番エネルギーの大きいピークが弾性散乱事象、それよりもエネルギーの小さいピークは非弾性散乱事象であると考えられる。

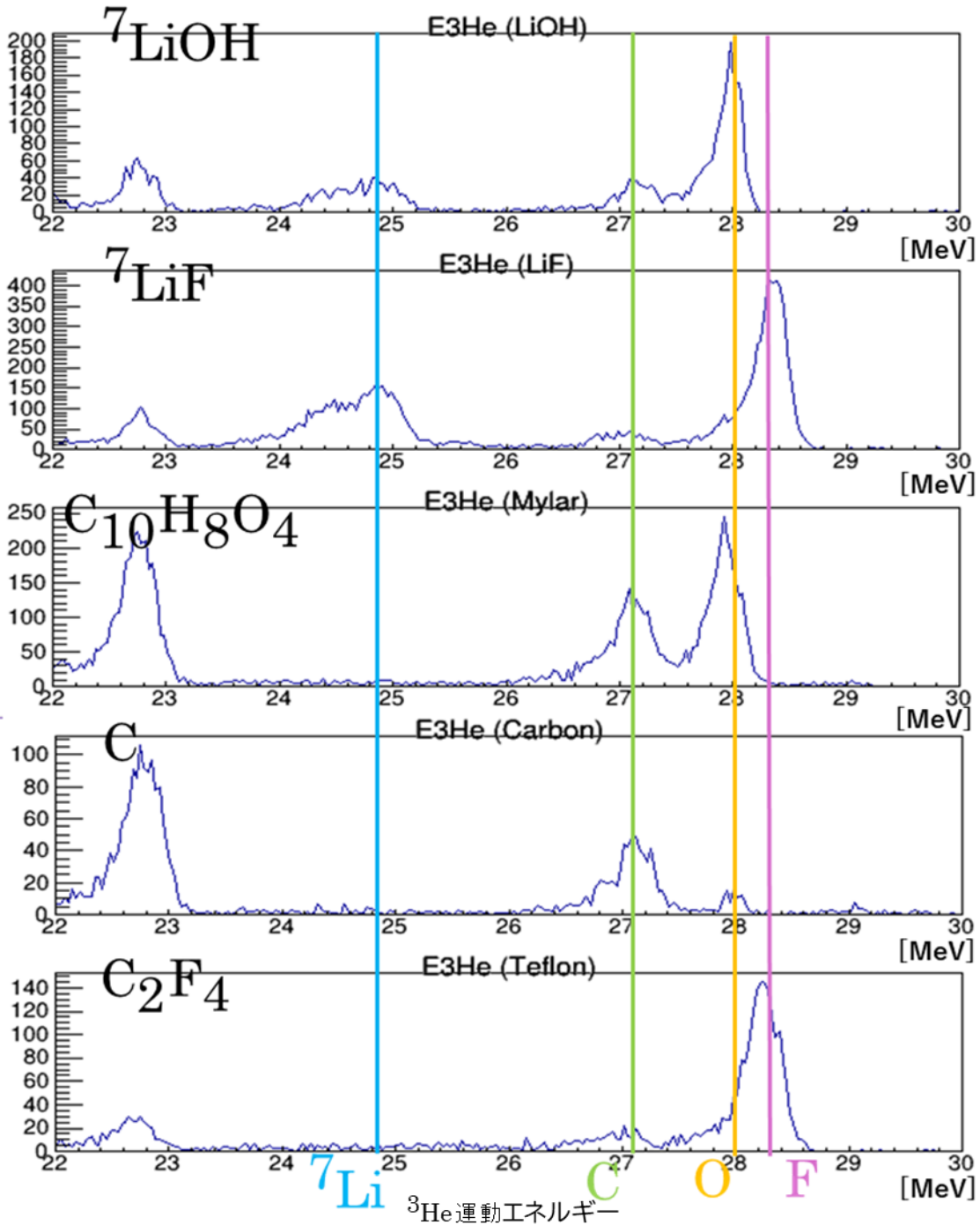


図 4.21 放出 ${}^3\text{He}$ 粒子の運動エネルギー分布

また、これらのうち弾性散乱事象ピークをガウスフィッティングして、Mylar ターゲットを基準にそれぞれのターゲットの厚みを導出した。(表 9,10) Mylar ターゲットは 100×100mm²に切り出した Mylar の重量測定により求めた厚みである。

表 9. 各ターゲットに照射したビーム量とピークカウント

ターゲット	ビーム量 [counts]	ピークカウント [counts]			
		C	⁷ Li	O	F
⁷ LiOH(+C)	2.08×10 ¹⁴	321	464	1292	
⁷ LiF(+C)	5.18×10 ¹⁴	541	2490		3982
C ₁₀ H ₈ O ₄	2.01×10 ¹⁴	1816		2215	
C	5.51×10 ¹⁴	666			
C ₂ F ₄	9.29×10 ¹³	210			1593

表 10. 各ターゲットの厚み

ターゲット	厚み [μg/cm ²]				
	合計	C	⁷ Li	O	F
⁷ LiOH (+C)	98.0 ~ 106.1	45.98	16.34	80.81	
⁷ LiF(+C)	354.91	80.11	90.71		264.20
C ₁₀ H ₈ O ₄	167.0	104.38		55.67	
C	35.99	35.99			
C ₂ F ₄	280.46	67.31			213.15

⁷LiOH(+C)ターゲットについて計算したところ、⁷Li の含有量は 16.34μg/cm²、O の含有量は 80.81μg/cm²であり、組成比は⁷Li:O ~ 1 : 2.16 であった。⁷LiOH は吸湿性があるため、空気中の水分と結合し水酸化リチウム一水和物(⁷LiOH·H₂O)となっていると考えられ、全体の厚みを 102.0 ± 4.0μg/cm²に決定した。

4.2.6 実験III-B

実験III-Aに続けてターゲットのバックグラウンドの影響を評価するために ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, t){}^{10}\text{B}^*$ 反応のテスト実験を行った。42MeVの ${}^6\text{Li}^{3+}$ ビームを実験III-Aで厚みを測定した ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$ ターゲットに対して照射した。CとOのバックグラウンドの影響を差し引くために $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ (マイラー) ターゲットとCターゲットでの測定も行った。

テレスコープを -37.5° 方向、ターゲットから25cmの位置に移動した。また、シリコンストリップ検出器(SSD) A,Bを同じの金属板の上でターゲットから19.5cmの距離に固定した。AとBの間の角度は 45° でAの中心が $33^\circ \sim 63^\circ$ の範囲でSSDを金属板ごと回転させた。測定可能角度はAが $26.0^\circ \sim 70.0^\circ$ 、Bが $71.0^\circ \sim 115.0^\circ$ をカバーした。(図4.22)

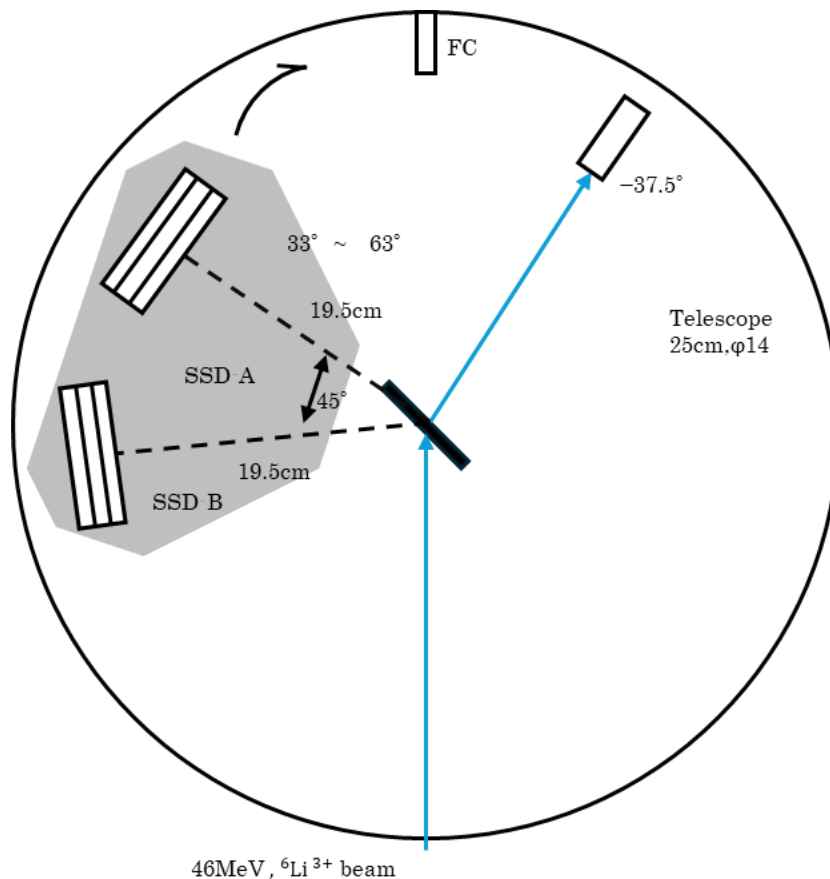


図 4.22 実験III-B チェンバー内のセッティング

SSDは1層目にストリップ検出面を設置し、2,3層目にはシリコンパッドを設置した。ストリップ本数はAが10本、Bが5本、有感面積はいずれも $50 \times 50 \text{mm}^2$ 、厚さは $500 \mu\text{m}$ 、 ${}^{241}\text{Am}$ の α 線源で測定したエネルギー分解能は約1%であった。測定時間は約2時間であった。

4.2.7 解析III-B

各測定で放出された三重陽子を選別した。(図 4.23、図 4.24)

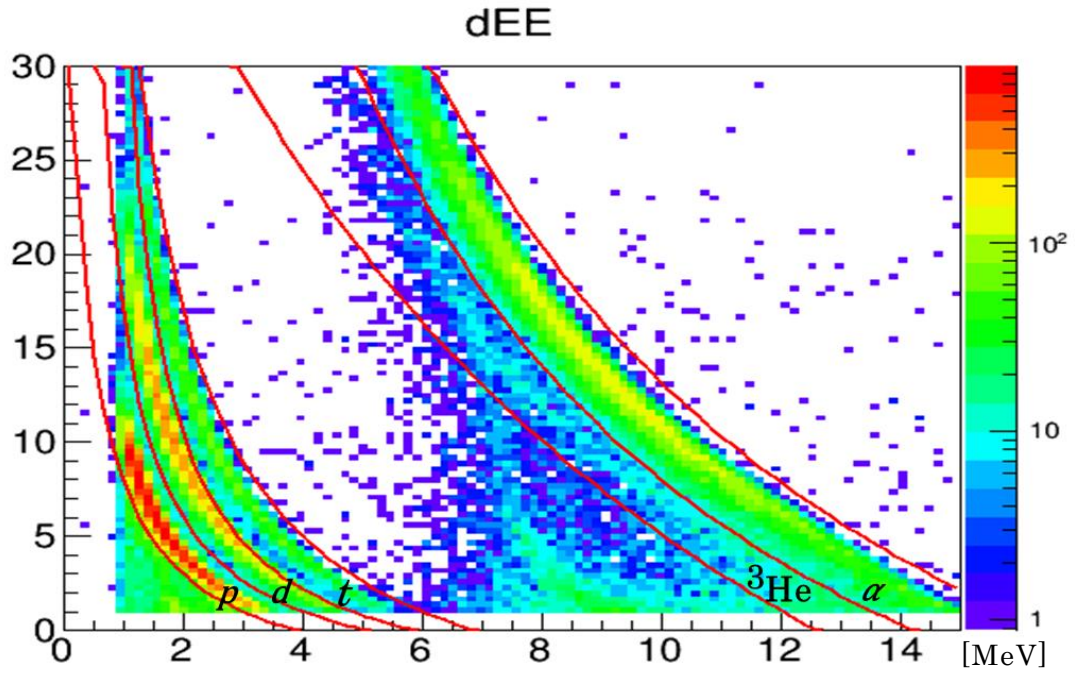


図 4.23 テレスコープ入射粒子の ΔE - E

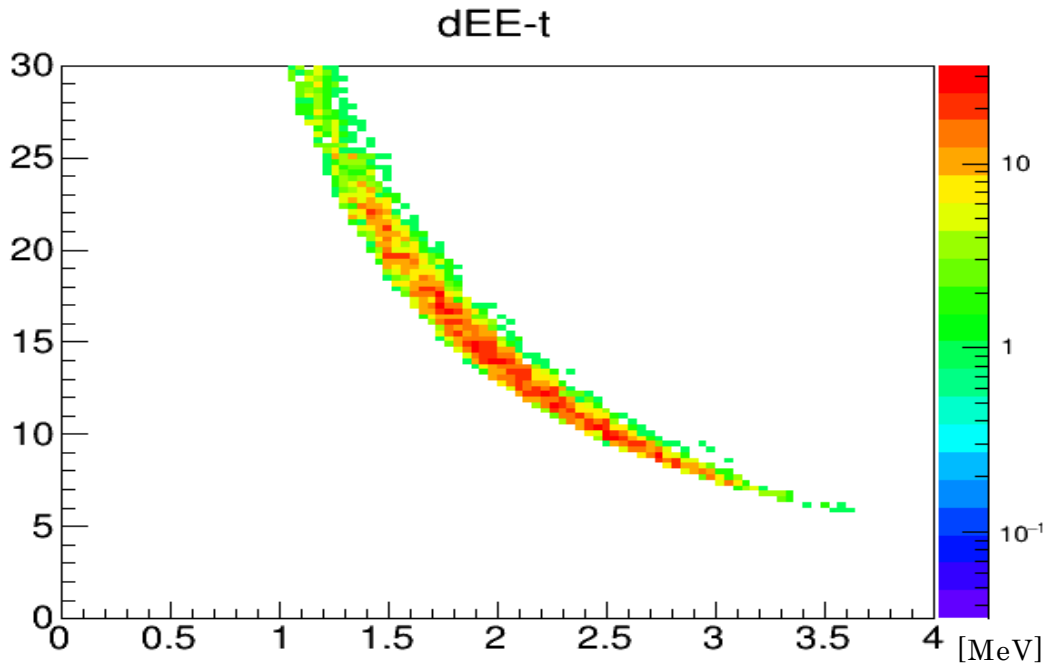


図 4.24 三重陽子の ΔE - E

また、三重陽子のエネルギー分布を示す（図 4.25）

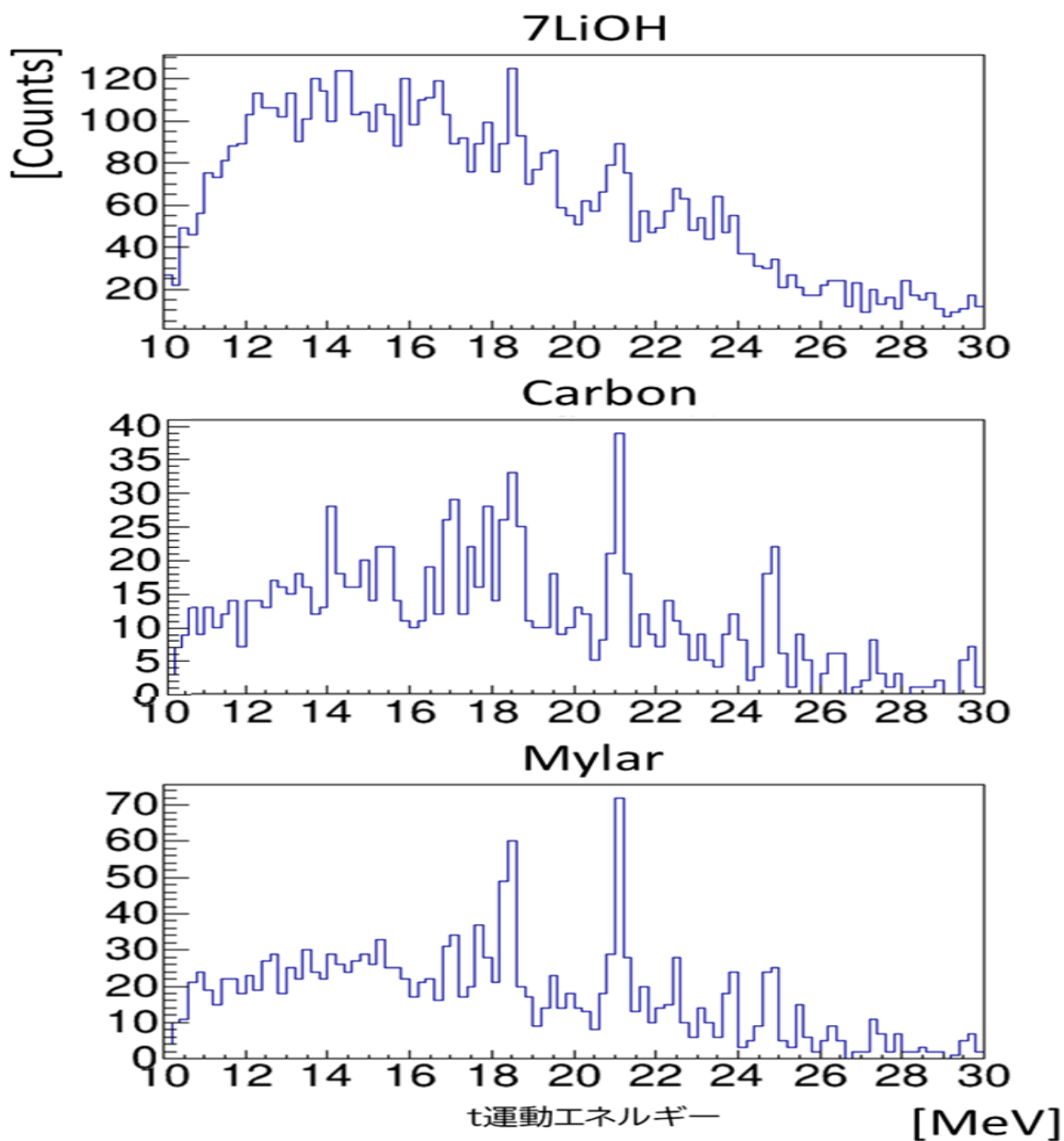


図 4.25 三重陽子のエネルギー分布

Cバックグラウンドについては、 $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, t)^{15}\text{O}$ 反応における Ajzenberg らの研究で断面積が大きい励起状態として 10.48MeV、12.84MeV、15.05MeV の状態が挙げられている。[18]

三重陽子の運動エネルギーから計算した ^{15}O の励起エネルギーを示す。(図 4.26)

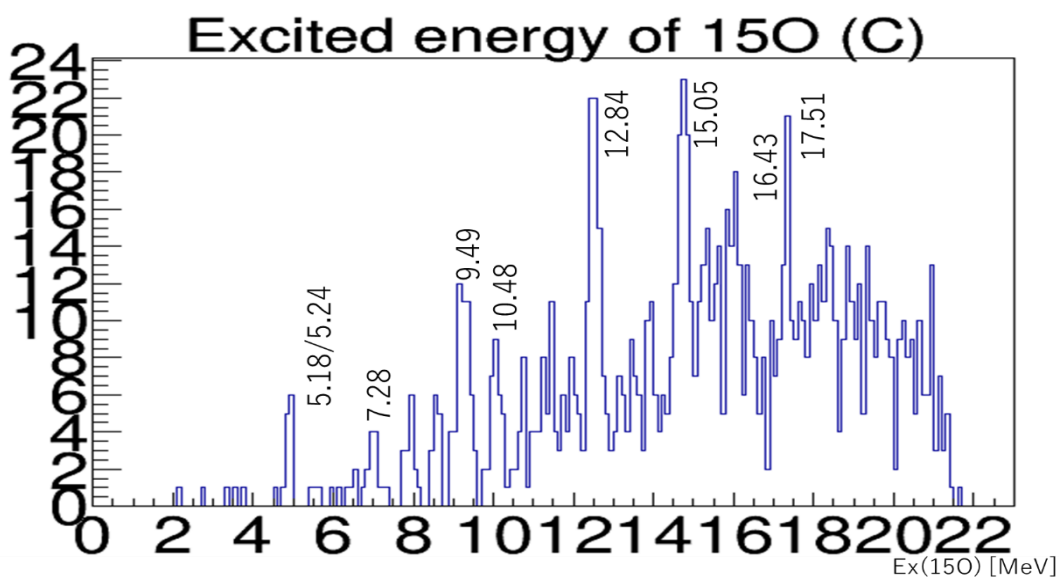


図 4.26 ^{15}O 励起エネルギー分布

本実験では 10.48MeV、12.84MeV、15.05MeV の状態が強く励起されたことがわかる。その他にも 5.2MeV 周辺や 9.49MeV の状態も確認できる。

次にビーム量と実験III-A で求めたターゲットの C 表面密度で Mylar と C のスペクトルをノーマライズして比較した。(図 4.27)

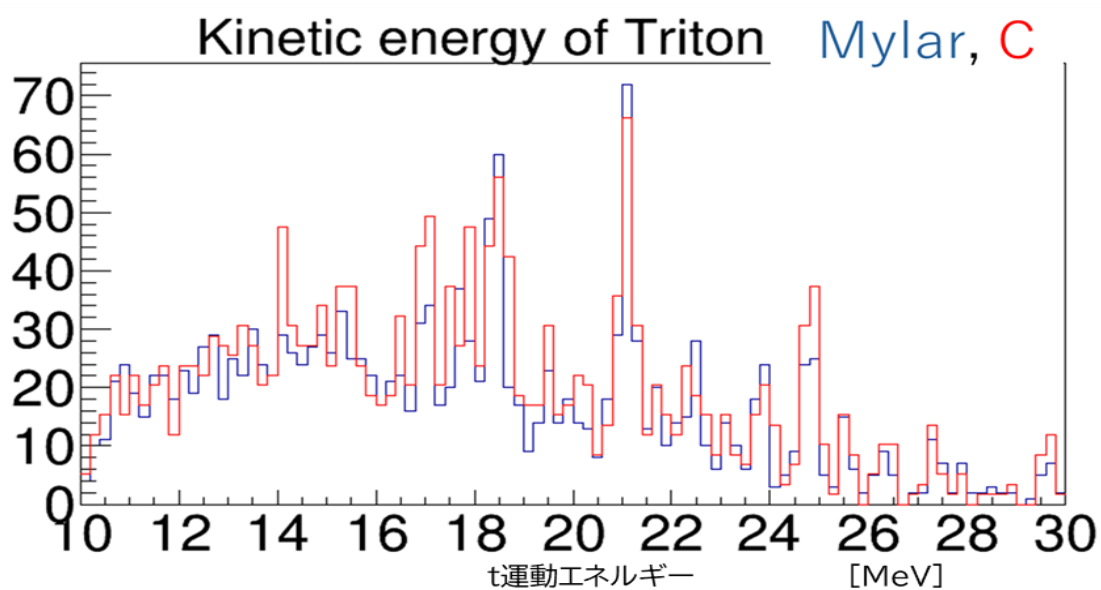


図 4.27 放出された三重陽子の運動エネルギー分布の Mylar, C 比較

ピークがほとんど一致しており O バックグラウンドは C バックグラウンドと比較して十分小さいと考えられる。Mylar の計測から C のバックグラウンドを差し引いて O バックグラウンドのスペクトルを求めた。 ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$ ターゲットのスペクトルと C, O バックグラウンドのスペクトルを比較した。(図 4.28)

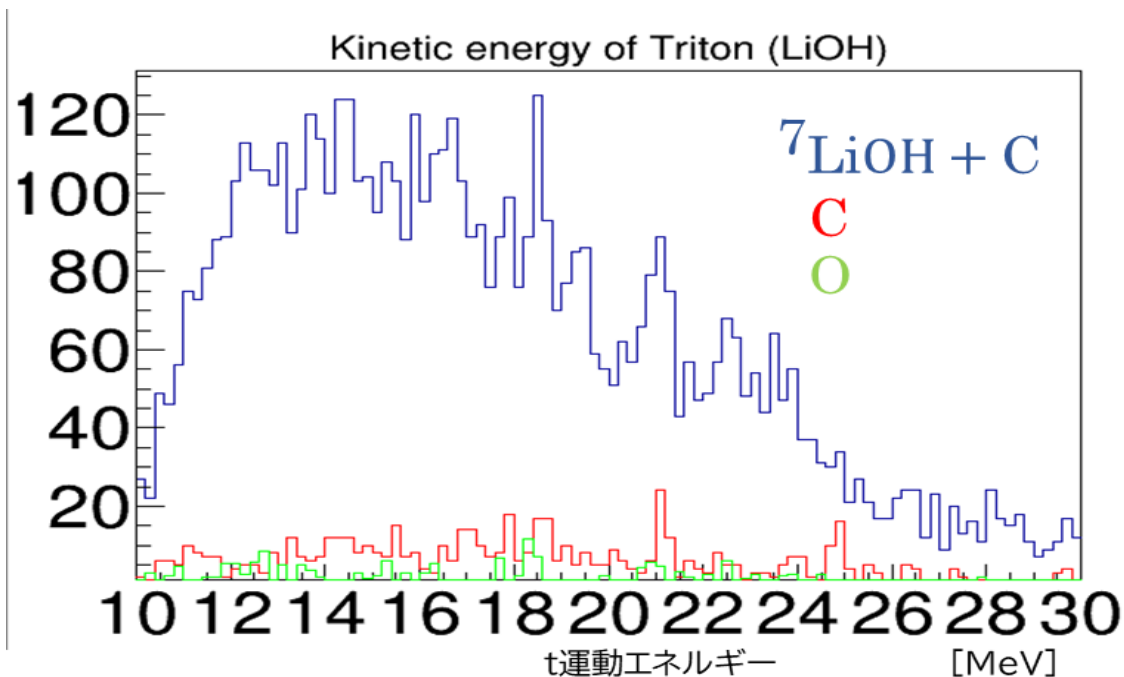


図 4.28 放出三重陽子の運動エネルギー分布の ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$, C, O スペクトル比較

次に、 ${}^7\text{LiOH}(\text{+C})$ ターゲットのスペクトルから C, O バックグラウンドを差し引いた ${}^{10}\text{B}$ 励起エネルギー分布を示す (図 4.29)

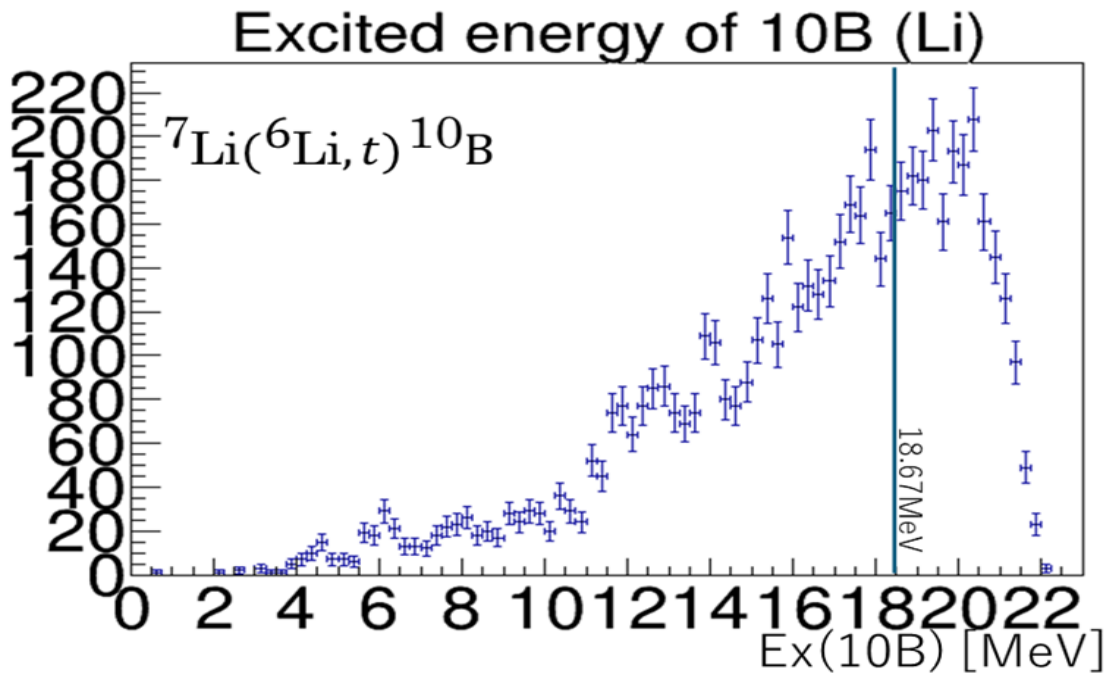


図 4.29 ^{10}B 励起エネルギー分布

$^7\text{LiOH}(\text{+C})$ ターゲットは目的とする ^{10}B 励起エネルギーの 18.80MeV 周辺の共鳴状態が励起されている可能性がある。したがって、この実験によりターゲットとして用いる化合物は $^7\text{LiOH}$ が適していると結論づけた。

実験Ⅲの測定では $^7\text{LiOH}(\text{+C})$ ターゲットに水が吸着している可能性が高いこと、厚みが目的の厚みより 1/3 程度であったこと、C・O バックグラウンドが十分小さく ^7Li 成分の分離が可能であるということがわかった。また、 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)^{10}\text{B}^*$ 反応実験における条件として、テレスコープの角度が -37.5° であればバックグラウンドが十分小さいことを確かめることができた。

十分な統計をとるためにはさらに厚い $^7\text{LiOH}$ ターゲットを作成し、実験を行う必要がある。 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)^{10}\text{B}^*$ 反応数を増やし、Cバックグラウンドの影響を抑えるために、2~3 倍程度の $^7\text{LiOH}$ の厚みが必要である。

4.2.8 ターゲット作成 II

次回実験のために再度ターゲット作成を行った。ターゲットは同位体濃縮された⁷LiOH粉末を RF スパッタリングして作成した。印加電圧は 5Wであった。またバックキングの C 薄膜は約 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ のものを用いた。前回よりも厚みを出すために C 膜に対してスパッタリングの時間を 1 枚あたり最大 300 時間まで伸ばした。

作成してから時間が経つと空気中の水分を吸着してしまうため、⁷LiOH の厚さを精度良く評価することは難しいが、厚みが十分かを確認するためスパッタリング直後に α 線厚み計による測定で⁷LiOH の厚みを概算で見積もった。(表 11)

α 線厚み計は Mirion 社の Model 7401 Alpha Spectrometer を使用した。これは内部にシリコン検出器が設置されており、数十 V の印加電圧をかけて真空環境で入射粒子のエネルギーを測定できる。はじめに真空中で²⁴¹Am 線源から放出される α 線のエネルギーを測定したのち、次に線源と検出器の間にターゲットを設置して α 線のエネルギーを測定した。これらの測定結果から α 線のエネルギーシフトを求め、C 及び⁷LiOH 中での平均飛程から⁷LiOH の厚みを計算した。²⁴¹Am 線源の α 線エネルギーは 5.486MeV でキャリブレーションを行い、C 薄膜の厚さは 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ として計算した。 α 線平均飛程 $d(\text{C})$, $d(^7\text{LiOH})$ は計算ソフト SRIM で求めた $E_\alpha = 2.0\text{MeV} \sim 10.0\text{MeV}$ における二次の近似式(4.3)(4.4)から算出した。

$$d(\text{C}) = 4.0 \times 10^{-7} E_\alpha^2 + 1.7 \times 10^{-3} E_\alpha + 0.449 \quad [\mu\text{m}] \quad (4.3)$$

$$d(^7\text{LiOH}) = 5.0 \times 10^{-7} E_\alpha^2 + 2.6 \times 10^{-3} E_\alpha + 0.560 \quad [\mu\text{m}] \quad (4.4)$$

表 11 に計算によって求めた各ターゲットのスパッタリング時間と⁷LiOH 及び⁷Li のみの厚みを示す。

表 11.スパッタリング済みターゲットの厚み見積もり

	スパッタリング時間[hours]	厚み [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]	
		${}^7\text{LiOH}$	${}^7\text{Li}$
No.1	100	51.69	15.08
No.2	140	57.31	16.72
No.3	190	93.38	27.24
No.4	290	140.50	40.98
No.5	297	110.52	32.24
No.6	300	122.39	35.70
No.7	317	151.86	44.29

スパッタリング時間を変えて7枚のターゲットを作成した。チェンパー内の Ar ガス気圧や印加電圧の揺らぎがあるため、スパッタリングの強度は常に一定ではない。傾向としてはスパッタリング時間が長いほど厚みが増していて、100時間あたり ${}^7\text{Li}$ 原子が $10\sim 15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 増加していることが想定される。約300時間スパッタリングを行った結果、実験Ⅲで求めた ${}^7\text{LiOH}$ ターゲットの ${}^7\text{Li}$ の厚み $16.34\mu\text{g}/\text{cm}^2$ と比較して、2~3倍の厚みのターゲットが作成できたと考えられる。正確な厚みは弾性散乱実験で求める必要がある。

作成したターゲットの評価のための ${}^3\text{He}$ 弾性散乱実験およびそれを使った ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, t){}^{10}\text{B}^*$ 反応実験は令和8年2月に予定されている。

まとめ

本研究では宇宙リチウム問題に関連して、 ^{10}B の $t + ^3\text{He} + \alpha$ クラスタ状態発見のために最適な ^{10}B 励起反応を模索した。以下に成果をまとめる。

- ◆ $^9\text{Be}(^3\text{He}, d)^{10}\text{B}^*$ 反応と $^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)^{10}\text{B}^*$ 反応を比較し、18.80MeV~20.1MeV領域の状態を励起できることから $^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)^{10}\text{B}^*$ 反応が適していることがわかった。
- ◆ ^7Li ターゲットに用いる化合物として ^7LiF と $^7\text{LiOH}$ を比較し、バックグラウンドがより小さい $^7\text{LiOH}$ が有効であることがわかった。また、 t の測定角度は -37.5° であればバックグラウンドが小さく測定に適していることが分かった。
- ◆ ターゲットは $^7\text{LiOH}$ 粉末を C 薄膜に対してスパッタリングする方法で作成可能であることが確かめられ、約 300 時間のスパッタリングの結果、 ^7Li 原子が $30\sim 50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 含まれた十分な厚みのターゲットが作成できたと考えられる。

今後の $^7\text{Li}(^6\text{Li}, t)^{10}\text{B}^*$ 反応実験においては、新しく作成したターゲットの評価を行うとともに、未だ詳細なピーク構造を調べられていない 18.80MeV~20.1MeV 領域の ^{10}B 共鳴状態を励起することを目指す。また、 $t + ^3\text{He} + \alpha$ クラスタ状態の特定のために ^{10}B 崩壊事象の十分な統計をとることも必要である。次の実験では、作成した約3倍の厚みのターゲットを使い、テレスコープを 10cm に近づけることで、40時間の測定時間で実験Ⅲのテストの約150倍の統計を取る予定である。

^{10}B の $t + ^3\text{He} + \alpha$ クラスタ状態を含む共鳴状態の特定により各崩壊チャンネルの断面積と分岐比が求められた場合、 $^7\text{Be} + t$ 反応が宇宙リチウム問題の解かどうか明らかになる。もしこれが解であれば宇宙リチウム問題という長年未解決であった問題に終止符を打つ非常に重大な成果であるし、反対にこれが解ではなかったとしても、新しい物理の必要性を示唆する重要な結果となるだろう。これからの研究の進展に期待したい。

文献

- [1] D. N. Spergel et al. *The Astrophysical Journal* (2003), **148**, p.175-194.
- [2] E. Hubble. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* (1929), Vol 15, Issue 3, p.168-173.
- [3] G. Lemaitre. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles* (1927), A47, p.49-59.
- [4] A. Penzias, R. Wilson. *The Astrophysical Journal* (1965),**142**, p.419-421.
- [5] R. Dicke et al. *The Astrophysical Journal* (1965), **142**, p.414-419.
- [6] D. Tytler, X. Fan, S. Burles. *Nature* (1996), **381**, p207-209.
- [7] O. Kurichin et al. *Astronomy Letters* (2021), **47**, No. 10, p.674-685.
- [8]市川 和秀, 川崎 雅裕, 郡 和範. *日本物理学会誌*(2010) vol.65, p.535.
- [9] M. Pospelov, J. Pradler. *Annual Review Nuclear Particle Science* (2010), vol.60, p.539-568.
- [10] A. Coc, E. Vangioni. *International Journal of Modern Physics E* (2017), vol.26, No.08
- [11] M. Asplund et al. *The Astrophysical Journal* (2005), **644**, p.229-259.
- [12] P. E. Koehler et al. *Physical Reveiw C* **37**, 917 (1988)
- [13] S.Hayakawa et al. *The Astrophysical Journal Letters* (2021), 915:L13 (14pp)
- [14] N. Iwasa et al. *Physical Reveiw C* **103**, 015801 (2021)
- [15] N. Iwasa et al. *Physical Reveiw C* **112**, 035801 (2025)
- [16] D. R. Tilly et al. *Nuclear Physics A* **745** p.155-362 (2004)
- [17]N.Chakraborty et al. *Physical Reveiw D* 83:063006 (2011)
- [18] F. Ajzenberg-Selove *Nuclear Physics A* **523** (1991)

謝辞

本研究に取り組むにあたり、多くの方にご協力いただきました。皆様に厚く感謝申し上げます。

指導教官の岩佐直仁准教授は大変貴重な機会を提供してくださいました。実験では多くのことを経験させていただき、日々の指導では様々なことを学びました。研究室での3年間は今後の人生で大きな糧となることかと思えます。

理化学研究所の久保野茂名誉教授には実験の度に多くの助言をいただきました。日本原子力研究開発機構の西尾勝久博士、浅井雅人博士、Riccardo Orlandi 博士、牧井宏之博士、廣瀬健太郎博士、また職員の皆様には実験にお力添えをいただくとともに、私を日本原子力研究開発機構の夏期実習生・特別研究生としても迎え入れていただきまして大変お世話になりました。

同じ短寿命核研究グループの先輩である石尾涉次郎さん、松江隼輝さんには何度も助けられながら研究を進めました。同期・後輩の渡辺康平さん、藺口慎司さん、宮下智康さん、櫻井泰嗣さんとは実験やミーティングの場でお互いに協力し合って切磋琢磨しました。

皆様の支えによって本論文を書き終えることができました。改めて感謝申し上げます。

最後に、これまで生活を支えてくれた家族には心からの感謝を伝えたいと思います。