

2022 年度卒業論文

# X17 粒子の探索

神戸大学理学部物理学科 粒子物理学研究室  
近藤達彦 片山舞 中島大賀 泉尾翼

2023 年 4 月 10 日

# 目次

第1章 序章	1
第2章 方法 (近藤)	3
2.1 節 ${}^8\text{Be}^*$ (18.15 MeV) から放出される他の粒子	3
2.1.1 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ の散乱断面積	3
2.1.2 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$ の散乱断面積	4
2.2 節 イベント数の見積もり	4
2.2.1 項 散乱断面積からイベント数を見積もる方法	5
2.2.2 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ のイベント数	5
2.2.3 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$ のイベント数	5
2.2.4 項 実験時に得られるイベント数	5
2.3 節 測定を行う現象	6
2.3.1 項 ビームエネルギーと測定を行う角度について	6
2.4 節 実験における散乱断面積の求め方	7
第3章 実験装置 (片山)	8
3.1 節 概要	8
3.2 節 加速器	8
3.2.1 項 加速器の構造	10
3.3 節 セットアップ	11
3.3.1 項 beam energy の決定	11
3.3.2 項 測定角度の決定	12
3.3.3 項 真空チェンバー	13
3.3.4 項 2次電子捕集管	15
3.3.5 項 ビームストッパー	17
3.4 節 検出方法	17
3.4.1 項 CsI(Tl)	17
3.4.2 項 PIN フォトダイオード	21
第4章 データ収集 (中島)	22
4.1 節 概要	22

4.2 節 本実験の回路 . . . . .	22
4.2.1 項 AMP . . . . .	23
4.2.2 項 Shaper . . . . .	24
4.2.3 項 NIM モジュール . . . . .	27
4.2.4 項 VME bus . . . . .	28
4.3 節 エネルギー較正 . . . . .	29
4.3.1 項 シミュレーション . . . . .	29
4.3.2 項 セットアップ . . . . .	30
4.3.3 項 較正結果 . . . . .	31
4.4 節 光電子数の見積もり . . . . .	31
4.4.1 項 テストパルスによる確認 . . . . .	31
4.4.2 項 光電子数の理論値 . . . . .	32
<b>第 5 章 実験・解析・考察 (泉尾)</b>	<b>33</b>
5.1 節 ビームの入射位置等の調整 . . . . .	34
5.1.1 項 信号の頻度 . . . . .	34
5.1.2 項 電流計 . . . . .	35
5.2 節 金標的を用いたエネルギー校正 . . . . .	35
5.2.1 項 方法 . . . . .	35
5.2.2 項 測定結果 . . . . .	36
5.3 節 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ の探索 . . . . .	37
5.4 節 観測結果 . . . . .	38
<b>第 6 章 結論</b>	<b>40</b>
<b>参考文献</b>	<b>40</b>
<b>謝辞</b>	<b>42</b>

## 概要

2016年、励起した ${}^8\text{Be}^*$ による内部対生成の角度分布にアノマリーが観測された。この現象に対して質量 $m_X \approx 17 \text{ MeV}$ のベクトルボゾン $X17$ 粒子を仮定することによってその理論的説明が行われた。我々はこの $X17$ 粒子の探索を目的として本研究を行った。本研究では探索の一環としてリチウム薄膜に1 MeV 付近の陽子を衝突させることで励起した ${}^8\text{Be}^*$ を生成し、その崩壊によるおよそ16 ~ 18 MeV の $\gamma$ を測定した。しかし、準備不足により宇宙線ミュオンのみを観測に留まった。



## 第 1 章 序章

2016年に A. J. Krasznahorkay らが励起した  ${}^8\text{Be}^*$  の内部対生成による  $e^+e^-$  対の測定を行った。これは元々、暗黒物質候補である 10 MeV ~ 10 GeV の軽い中性ボゾンの探索を目的としていた。A. J. Krasznahorkay らは Al バッキングに蒸着した  $\text{LiO}_2$  をターゲットとして用い、それに対して 5MV Van de Graaff 加速器によって加速された陽子ビームを衝突させて実験を行った。しかし、その結果  $e^+e^-$  対の角度分布に  $6.8\sigma$  のアノマリーが観測された。このときアノマリーは図 1.1 のように陽子ビーム  $E_p = 1.10, 1.04$  MeV のときに大角度  $140^\circ$  付近で観測された。[2][3]

この実験結果を受け Jonathan L. Feng らは  $X \rightarrow e^+e^-$  の分岐が  $B(X \rightarrow e^+e^-) = 1$  で崩壊する  $X17$  粒子と言う粒子を仮定することによって説明できることを報告している。また、 $X17$  粒子はその質量が  $m_X \simeq 17$  MeV であるベクトルゲージボゾンであり、現象のエネルギー帯とその結合強度から強い相互作用・電磁相互作用・弱い相互作用・重力相互作用の 4 つの相互作用のいずれにも当てはまらず、新たな第 5 の相互作用を媒介する粒子と考えられている。[4][5] さらに、A. J. Krasznahorkay らが  $E_p \sim 1$  MeV 付近でアノマリーを観測していることと、 ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$  の全散乱断面積が  $E_p \sim 1$  MeV 付近でピークを持ち、それが 18.15MeV ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) 状態のレゾナンスであること [1] より  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$  の過程において励起した  ${}^8\text{Be}^*$  の 18.15 MeV 状態から  $X17$  粒子は放出されていることが分かる。

我々は  $X17$  粒子の探索の一環として、リチウムの薄膜に 1 MeV 付近の陽子を衝突させ 10 ~ 20 MeV 程度の  $\gamma$  線を観測することによって、 $X17$  粒子が放出される 18.15MeV ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) 状態の  ${}^8\text{Be}^*$  が生成されていることを確認する実験を行った。本論文では、上述の実験の背景、理論計算、装置、データ収集システム (DAQ)、解析、考察について述べる。

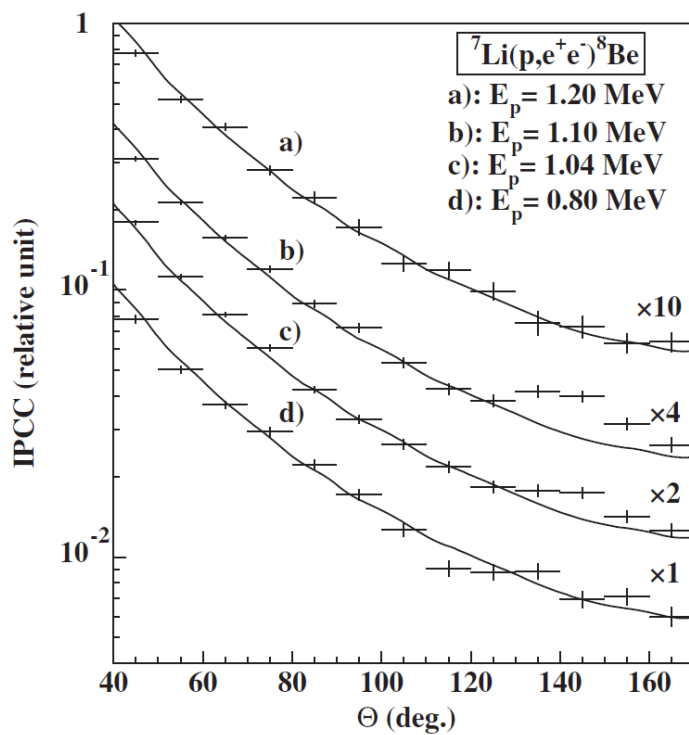


図 1.1 A. J. Krasznahorkay らの実験による  ${}^8\text{Be}^*$  による 内部対生成  $e^+e^-$  の角度相関。  $E_p = 1.10, 1.04$  MeV、 $140^\circ$  付近にアノマリーが観測されている。[2]

## 第 2 章 方法 (近藤)

我々の研究ではリチウムの薄膜に  $E_p \sim 1$  MeV の陽子ビームを衝突させ励起した  ${}^8\text{Be}^*$  (18.15 MeV) を生成することによって X17 粒子の探索を行った。

### 2.1 節 ${}^8\text{Be}^*$ (18.15 MeV) から放出される他の粒子

X17 粒子のバックグラウンドとして  ${}^8\text{Be}^*$  (18.15 MeV) が基底状態に遷移するときには内部対生成による  $e^+e^-$  対や  $\gamma$  線が放出される。本節ではこれらの散乱断面積について大雑把にはあるが議論する。図 2.1 と図 2.2 は  $\gamma$  と  $e^+e^-$  対が放出される時のファインマンダイアグラムである。

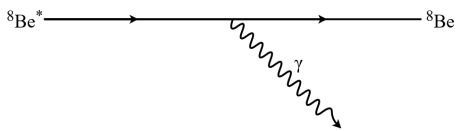


図 2.1 励起した  ${}^8\text{Be}^*$  が基底状態の  ${}^8\text{Be}$  に遷移するとき  $\gamma$  を放出するファインマンダイアグラム

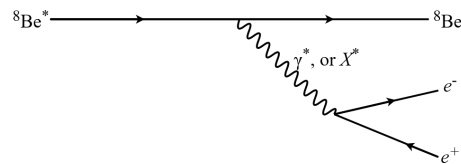


図 2.2 励起した  ${}^8\text{Be}^*$  が基底状態の  ${}^8\text{Be}$  に遷移するとき  $e^+e^-$  を放出するファインマンダイアグラム

#### 2.1.1 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ の散乱断面積

$E_p \sim 1$  MeV 付近における  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  の散乱断面積  $\sigma_\gamma$  は図 2.3 より

$$\sigma_\gamma \approx 10 \text{ } \mu\text{b} = 10^{-29} \text{ cm}^2 \quad (2.1)$$

である。

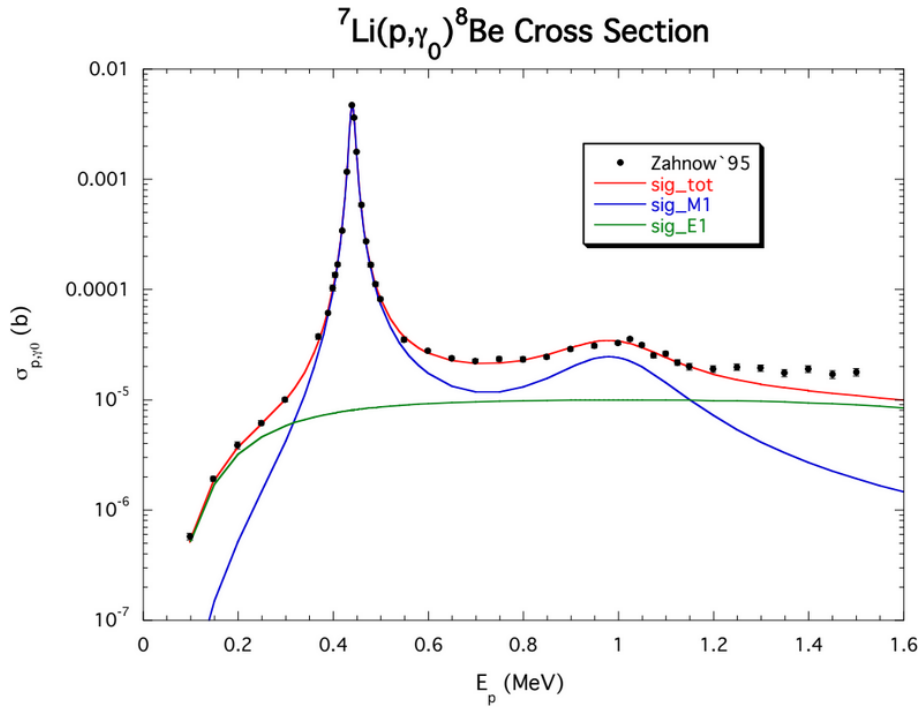


図 2.3  ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$  の散乱断面積の理論曲線と実験による測定値。横軸は陽子のエネルギー  $E_p$  で縦軸は散乱断面積である。[1]

### 2.1.2 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$ の散乱断面積

次に  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$  の散乱断面積  $\sigma_e$  を考える。図 2.2 よりこれは電磁相互作用なので  $\sigma_e$  は  $\sigma_\gamma$  に微細構造定数  $\alpha \simeq \frac{1}{137}$  がかったものとなる。現在は  $e^+e^-$  のオープニングアングルが大角度であるものに興味がある。よって図 1.1 よりさらに、 $10^{-1}$  かかる。したがって散乱断面積  $\sigma_e$  は

$$\sigma_e \approx \sigma_\gamma \times \alpha \times 10^{-1} \approx 10^{-32} \text{ cm}^2 \quad (2.2)$$

となる。

## 2.2 節 イベント数の見積もり

前節では  ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$  と  ${}^7\text{Li}(p, e^+e^-){}^8\text{Be}$  の散乱断面積について議論した。本節ではこれを踏まえ一定条件下での上述の過程が起こる事象の数について議論する。初めに、散乱断面積からイベント数を見積もる方法について議論しその後、上述の各過程における事象数の見積もりを行う。

### 2.2.1 項 散乱断面積からイベント数を見積もる方法

まず、各量を以下のように定義する。

$I(t)$  : ビーム電流 (時間に依存する)       $T$  : ビームをターゲットに当てた時間  
 $D$  : ターゲットの厚さ       $\rho$  : ターゲットの密度  
 $N_A$  : アボガドロ定数       $e$  : 素電荷  
 $W_A$  : ターゲットの原子量

これよりルミノシティ  $\mathcal{L}(t)$  は

$$\mathcal{L}(t) := \frac{I(t) \cdot D \cdot \rho \cdot N_A}{e \cdot W_A} \quad (2.3)$$

となる。以上よりイベント数  $N$  は、

$$N = \int_0^T \mathcal{L}(t) dt \cdot \sigma \quad (2.4)$$

と求められる。

### 2.2.2 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ のイベント数

例えば今、 $I(t) = 1 \mu\text{A}$ ,  $D = 20 \mu\text{m}$ ,  $T = 10^4 \text{ s}$  とする。リチウムターゲットの密度と原子量は  $\rho = 0.534 \text{ g/cm}^3$ ,  $W_A = 6.941 \text{ g/mol}$  であり、アボガドロ定数と素電荷は  $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ 1/mol}$ ,  $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$  である。これらを (2.4) 式に代入し計算すると、

$$N_\gamma \approx 10^7 \quad (2.5)$$

となる。

### 2.2.3 項 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$ のイベント数

前項と同様の条件で計算を行うと、

$$N_e \approx 10^4 \quad (2.6)$$

となる。

### 2.2.4 項 実験時に得られるイベント数

前項までの議論は粒子を検出する検出器の議論は一切行っていない。実際に実験を行う際には、何らかの検出器を用いて測定を行う。よって、実験の際に得られるイベント数は

上述の結果に対して検出器の大きさやその検出効率を考慮したものとなる。この議論についてはどのような検出器を用いたか、またターゲットと検出器の位置関係による立体角や検出器のモリエール半径・放射長、さらに、検出器の読み出しに用いた装置の効率や、実際に得られたデータに対してどのエネルギーで閾値をとるか等にも依存する。検出効率の詳細については解析・考察の章に譲るが立体角の考慮の分は明確に式に表すことができる。これを  $\varepsilon_0$  とし、他の検出効率の要素を  $\varepsilon$  とする。 $\varepsilon_0$  は検出器のターゲットに向いた面の面積を  $S$ 、ターゲットと検出器の距離を  $l$  とすると、

$$\varepsilon_0 \simeq \frac{S}{4\pi l^2} \quad (2.7)$$

となる。これより (2.3) 式にこれらをかけて実際に得られるだろう事象の数  $N'$  は、

$$N' = \int_0^T \mathcal{L}(t) dt \cdot \sigma \cdot \frac{S}{4\pi l^2} \cdot \varepsilon \quad (2.8)$$

となる。また、本実験において全効率  $\varepsilon_0 \cdot \varepsilon$  を正確に計算することは難しいがそれはおよそ  $10^{-3}$  以下となることが予想される。

## 2.3 節 測定を行う現象

前節の議論より上述した条件では  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  の散乱断面積とエネルギー分布の測定を行うことができると期待される。そこで我々は、神戸大学深江キャンパスにある最大ビーム電流 1  $\mu\text{A}$ 、最大ビームエネルギー 3 MeV であるタンデム・ペレトロン加速器を用いて 1 MeV 付近の陽子を 20  $\mu\text{m}$  のリチウム薄膜に衝突させて  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  の散乱断面積とエネルギー分布の測定を行うことにした。

### 2.3.1 項 ビームエネルギーと測定を行う角度について

詳細は次章で述べるが簡単に実験のセットアップとその理由について議論する。

#### 1. 検出器

用いた検出器は 5 cm 角の CsI(Tl) を 2 つ使用した。モリエール半径と放射長を考えると検出したい  $\gamma$  のエネルギーに対して不十分であるが持てる選択肢の中の最善であったためこれを使用した。

#### 2. ビームエネルギー

X17 粒子の探索の一環として本実験を行った。そのためアノマリーが観測できるはずのエネルギーとそれを外したエネルギーで見た。リチウム薄膜中におけるエネ

ルギー損失をベーテ・ブロッホの式を用いて考慮し、それは 1.1 MeV と 1.5 MeV である。

### 3. 測定した角度

図 1.1 よりアノマリーが見えないのであるならば、角度に対して事象数は減少していく。しかし、アノマリーが見えるとき 135° 付近で増加し始め、145° 付近でピークを迎える。このことを考慮し、135° と 145° と 180° で実験を行った。

### 4. 測定時間

前節で述べたが  ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$  の散乱断面積を測定を最低限行うのに必要な事象数を得るには各 run で  $10^4$  s 程度要する。

### 5. 行うべき run

以上より、行うべき run は以下の表 2.1 の 6run である。

ビームエネルギー [MeV]	検出器の角度 [°]	時間 [s]
1.1	135	$10^4$
1.5	135	$10^4$
1.1	145	$10^4$
1.5	145	$10^4$
1.1	180	$10^4$
1.5	180	$10^4$

表 2.1 実験を行うべき run

## 2.4 節 実験における散乱断面積の求め方

実験によって得られたイベント数  $N$  から散乱断面積を求めるには (2.8) 式を逆に解けば良い。しかし、実験で得られるビーム電流はある時間幅  $\Delta t$  s 毎に電流値が記録されるものである。つまり、時刻  $t_1, t_2, t_3, \dots$  に電流値  $I_1, I_2, I_3, \dots$  であるテーブルが得られる。これは、連続でないので積分することは出来ない。よって、以下より実験におけ

る散乱断面積を求めることとなる。

$$\sigma = \frac{N}{\sum_i \mathcal{L}(t_i) \cdot \Delta t \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \quad (2.9)$$

$$= \frac{N \cdot e \cdot W_A}{\left( \sum_i I(t_i) \right) \Delta t \cdot D \cdot \rho \cdot N_A \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \quad (2.10)$$

## 第 3 章 実験装置 (片山)

### 3.1 節 概要

本章では、本研究で用いた装置について述べる。具体的には、使用した加速器と陽子ビームの出る仕組み、そして本研究におけるセットアップと、観測したいエネルギー (約 20 MeV の  $\gamma$  線と約 10 MeV の  $e^+e^-$  対) を測定するための検出器をどうやって選んだかについて述べる。

### 3.2 節 加速器

我々は 2023/1/16 から 2023/1/22 の期間において、神戸大学海洋政策科学部にあるタンデム加速器を用いて、Li 薄膜に陽子ビームを当てて出てくる  $\gamma$  線の検出を行った。タンデム加速器とは、負イオンでの加速と正イオンでの加速の二段階の加速を行う加速器の呼称である。詳しい仕組みについては次節で述べる。

ここではタンデム加速器の仕様と加速器設備全体の写真、構成図をそれぞれ図 3.1 と図 3.2、図 3.3 に示す。



<b>type</b>	Tandem PELLETRON 5SDH-2
<b>Negative ion source</b>	RF 放電-電荷交換負イオン源
	Cs スパッタリングによる負イオン源
<b>Elements accelerated</b>	ほとんど全ての安定同位体
<b>Terminal voltage</b>	1.7MV
<b>Energy</b>	陽子 3.4 MeV, 重イオン 10 MeV
<b>Current</b>	0.1~10 $\mu$ A (イオンの種類による)
<b>Beam lines</b>	5
<b>P45 line</b>	直径 600mm の target chamber
	荷電粒子検出装置 4 台
	イオン注入装置(デュオプラズマトロン:30 keV/1 mA)
<b>P15 line</b>	直径 280 mm のマイクロビームレンズ
	超高真空 target chamber
	低エネルギーイオン源(マイクロ波放電型:50 eV/0.05 mA)
<b>M15 line</b>	学生実験用 chamber
<b>M30 line</b>	直径 600mm の target chamber
	荷電粒子検出装置 2 台
<b>M45 line</b>	直径 300 mm target chamber
	WDX-PIXE target chamber

図 3.1 加速器の仕様 [15]

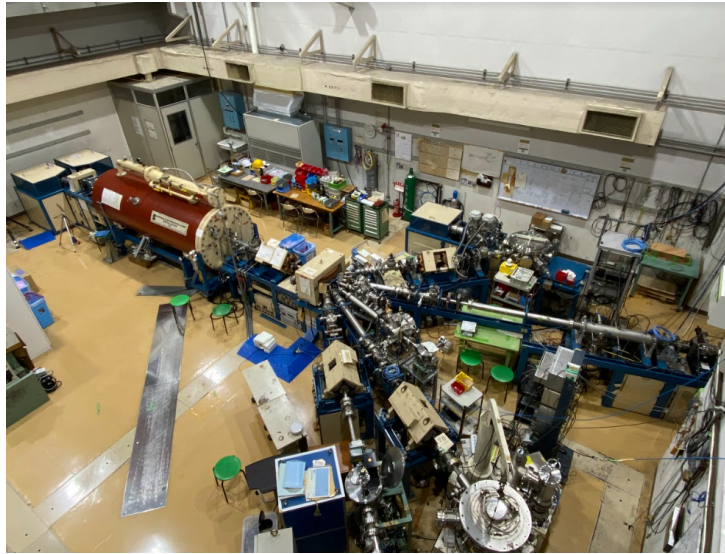


図 3.2 加速器設備全体を上から撮った写真

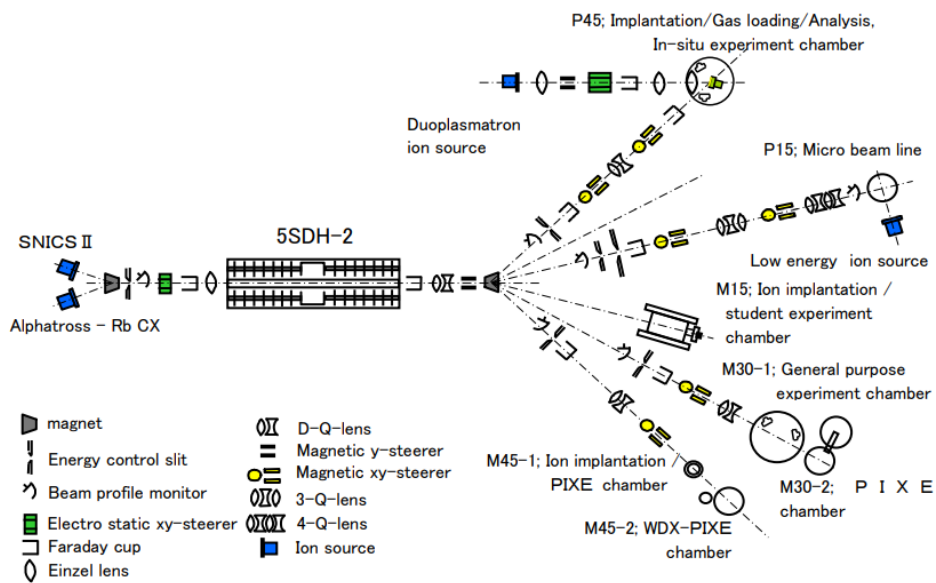


図 3.3 加速器設備全体の構成図 [10]

なお、今回の研究で用いたラインは M30 の汎用分析ポートである。

### 3.2.1 項 加速器の構造

加速器本体は図 3.2 に写っている茶色の筒であり、直径 1.07 m、長さ 3.94 m の円柱型である。陽子ビームの出る仕組みを 3.4 に示す。

加速器本体の入り口と出口は接地電位になっており、本体中央部の電位が最も高くなっている。負イオン源(今回用いたのは Cs スパッタリングによる物) から出てきた  $H^-$  は加速器内に入ると、ストリッピングガスが出てくる中央の高電位に向かって任意の加速電圧によって加速される。そしてストリッピングガス(今回の場合は  $N_2$ ) で  $H^-$  の電子2つを剥ぎ取り、 $H^+$  にして、接地電位となっている加速器出口に向かって再加速させる。なお、模式図では 1.5 MeV の陽子ビームを出す場合の加速電圧を記載している。

加速された陽子ビームは最終的に二連四重極磁石によって収束された後、分析・振分電磁石によって各ビームラインに分けられる。

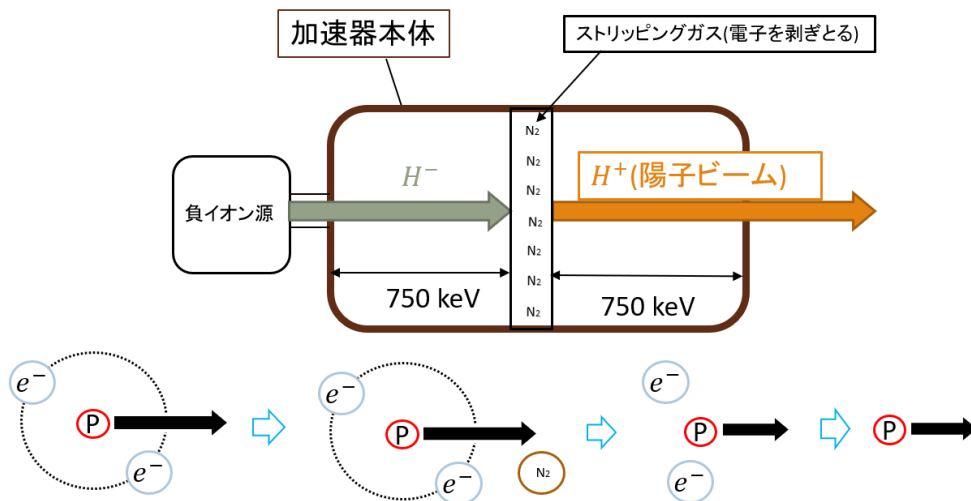


図 3.4 陽子ビームの生成方法

### 3.3 節 セットアップ

#### 3.3.1 項 beam energy の決定

2016 年に行われた A. J. Krasznahorkay らによる実験において、陽子ビームのエネルギー  $E_p=1.10$  MeV と  $E_p=1.04$  MeV でアノマリーが確認できた。(図 1.1)

先行実験における Li ターゲット ( $LiO_2$ ) は厚さが  $10 \mu m$  であったのに対して、今回我々が用意できた Li 薄膜の厚さは  $20 \mu m$  であった。今回我々はアノマリーが見えるはずのエネルギー と アノマリーが見えないエネルギーの 2 種類の陽子ビームのエネルギーを用いて研究を行いたかったので、まず Bethe-Bloch の式 (3.1) を用いて  $20 \mu m$  の Li 薄膜内で落とすエネルギー損失を求めた。

$$- \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

なお式中の文字の定義は次の通りである。

<p><math>E</math> : エネルギー  <math>c</math> : 光速度  <math>z</math> : 入射粒子の電荷 (電気素量 <math>e</math> の <math>z</math> 倍)  <math>I</math> : 平均励起エネルギー</p>	<p><math>m_e</math> : 電子の質量  <math>n</math> : 電子密度  <math>\beta</math> : <math>v/c</math>  <math>\epsilon_0</math> : 真空の誘電率</p>
--	---

式 3.1 を用いて計算した結果の一部を図 3.5 に示す。

ビームエネルギー (MeV)	損失(%)	Liを通り抜けた後のエネルギー(MeV)
1.1	22	0.86
1.3	16	1.09
1.5	12	1.32

図 3.5 Bethe-Bloch を用いた計算結果

この結果 (3.5) を踏まえて、陽子ビームのエネルギー  $E_p=1.5$  MeV(アノマリーが見えないエネルギー) と  $E_p=1.1$  MeV(アノマリーが見えるはずのエネルギー) で照射を行うことに決定した。

### 3.3.2 項 測定角度の決定

本研究における検出器の置く角度について説明する。先行実験と同じく全角度での測定を行いたかったが、今回我々に与えられたビームタイム内での実験可能期間を考慮した結果、全角度での測定は不可能であると判断した。しかし、頑張れば 2 種類のビームを 3 種類の角度で当てられる算段があった。そこで、アノマリーが確認されている角度は大角度であることを念頭に置き、(1) アノマリーが見える直前 (2) アノマリーが顕著に表れる角度 (3)(2) の後にアノマリーが見えなくなる角度 の 3 種類を選ぶことにした。具体的な値は (1)135°(2)145°(3)180° である。

本研究におけるターゲットや検出器の設置箇所を記した模式図を図 3.6 に示す。なお、模式図において Li ターゲットの設置角度を 45° 傾けている理由については次節で説明する。

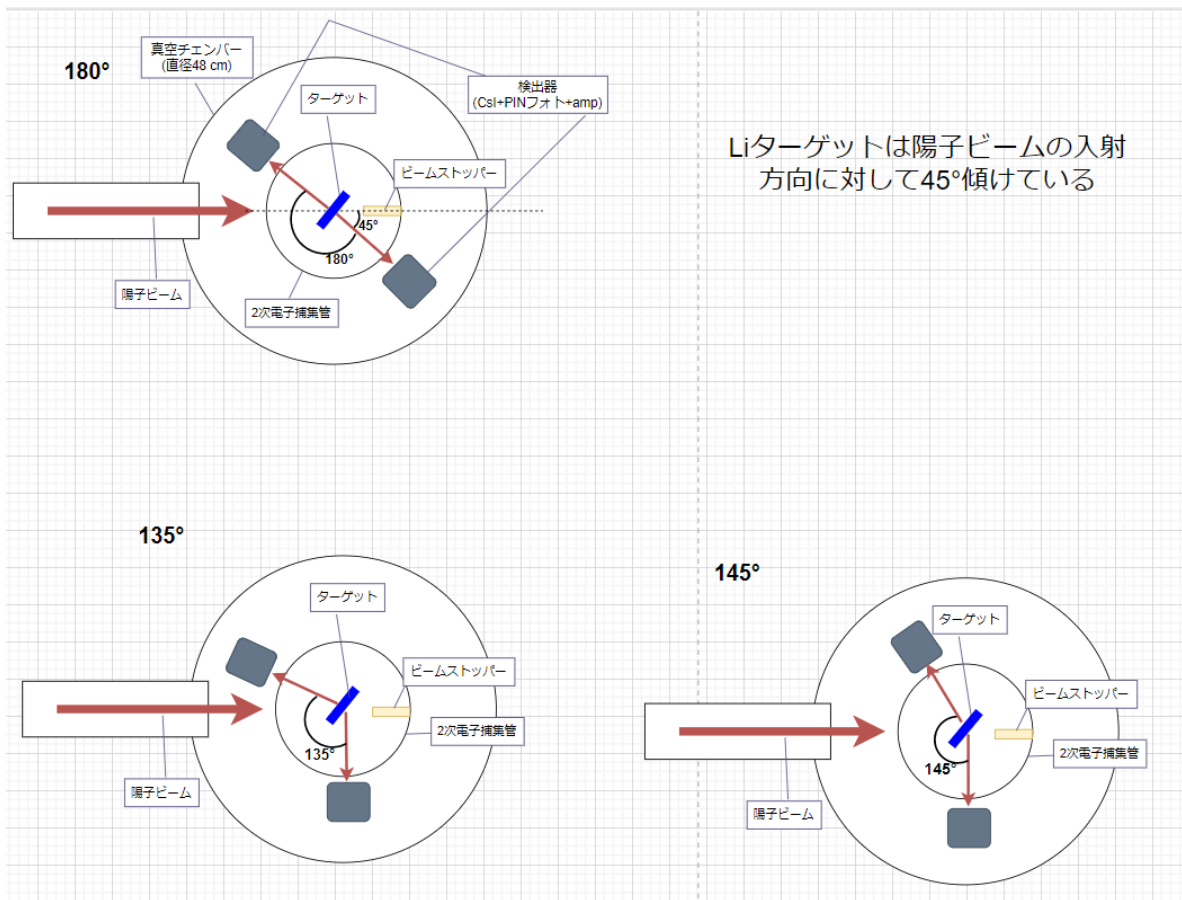


図 3.6 検出器の設置箇所 (左上から順番に 180°, 135°, 145°)

### 3.3.3 項 真空チェンバー

加速器から送られてきた陽子ビームは、後述の2次電子捕集管の穴を通して最終的に真空チェンバー内中央にあるターゲットに衝突する。衝突によって出てくる $\gamma$ 線を2つの検出器を用いて観測した。ここで、真空チェンバー内の写真を図 3.7 に、真空チェンバー内の模式図を図 3.8 に示す。Li 薄膜は、アルミ板に貼り付けてチェンバー内中央に設置してある。図 3.7 の真ん中にある筒は2次電子捕集管であり、検出器には、CsI(Tl) と PIN フォトダイオードを接着させた物をチャージアンプに差し込み一体化させた物を用意した。なお、検出器は可動式アーム上に載っており、真空を破らずに外部から検出器の位置を変えることが可能になっている。

また、実際に現地で検出器をセットした際に、チェンバー内の突起物や検出器を載せる可動式アームの可動域の関係から、Li ターゲットの設置角度を陽子ビームに対して 45°

傾ける必要があった。この場合陽子ビームが透過する Li 薄膜の厚さが  $20 \mu\text{m}$  ではなく、 $20 \mu\text{m} \cdot \sqrt{2} \sim 30 \mu\text{m}$  に変わるため、エネルギー損失を新たに計算した結果を図 3.9 に示す。図 3.9 より、ターゲットの角度を陽子ビームに対して垂直な位置から  $45^\circ$  傾けても測定に問題はないと言える。

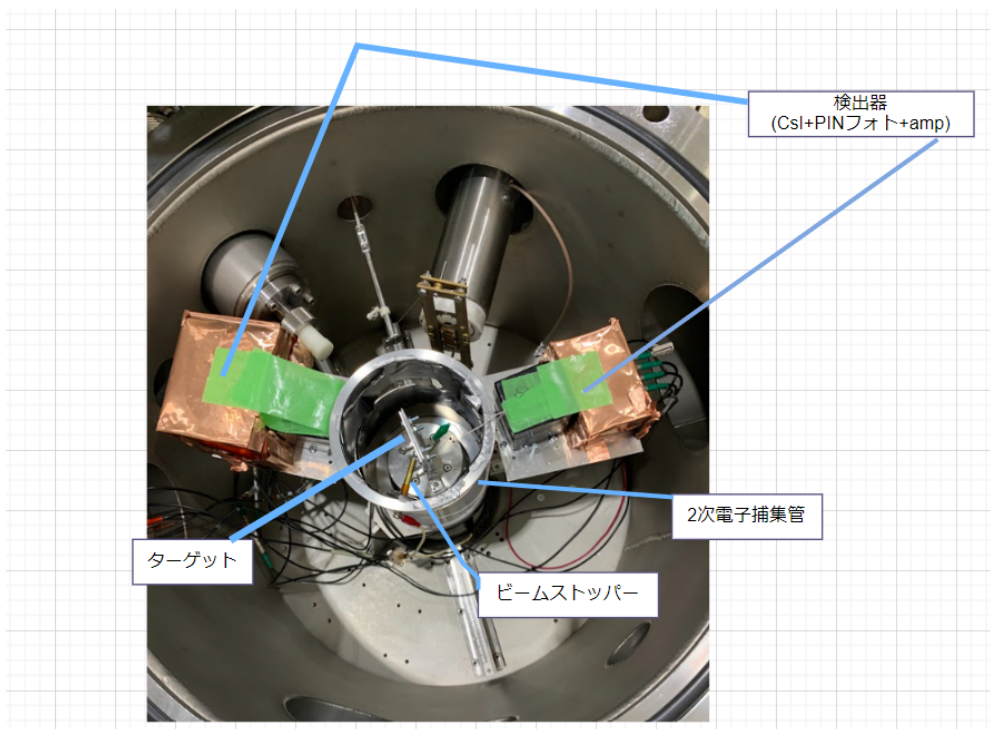


図 3.7 真空チェンバー内の様子 (検出器の角度  $135^\circ$ )

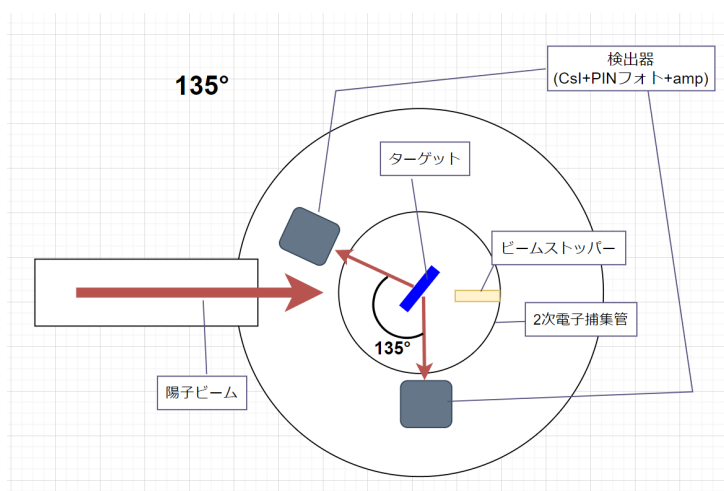


図 3.8 真空チェンバー内の模式図 (検出器の角度が  $135^\circ$  の場合)

ビームエネルギー (MeV)	損失(%)	Liを通り抜けた後のエネルギー(MeV)
1.1	32	0.75
1.3	23	1.00
1.5	18	1.23

図 3.9 Li45° 傾けた際の陽子ビームのエネルギー変化

### 3.3.4 項 2 次電子捕集管

真空チェンバー内に入ってきた陽子ビームは、ターゲットやビームストッパーに当たった際に数 10 eV 以下の 2 次電子を発生させる。発生した 2 次電子をそのまま散逸させると正確なビーム電流の値が測れなくなるので、数 10 eV の電位を持った金属製の 2 次電子捕集管で周りを覆い、2 次電子を回収した。真空チェンバー内中央にあるステンレス製の円柱管が、2 次電子捕集管 (図 3.10) である。今回製作した 2 次電子捕集管の大きさは、直径約 12 cm で、高さが約 17 cm である。

一方で、今回検出したい  $\gamma$  線のエネルギーは約 20 MeV であり、運良く  $e^+e^-$  対が観測できるとしても、この  $e^+e^-$  対も 10 MeV 程度の非常に大きなエネルギーを持つ。そのため、今回用いる厚さ約 1.5 mm の捕集管では  $\gamma$  線も  $e^+e^-$  対も止めることができない。従って、検出器を置く前面に余計な物を置きたくないことと、2 次電子の捕集機能との兼ね合いから、幅 20 mm の帯状の穴を側面に空けることにした (図 3.10)。



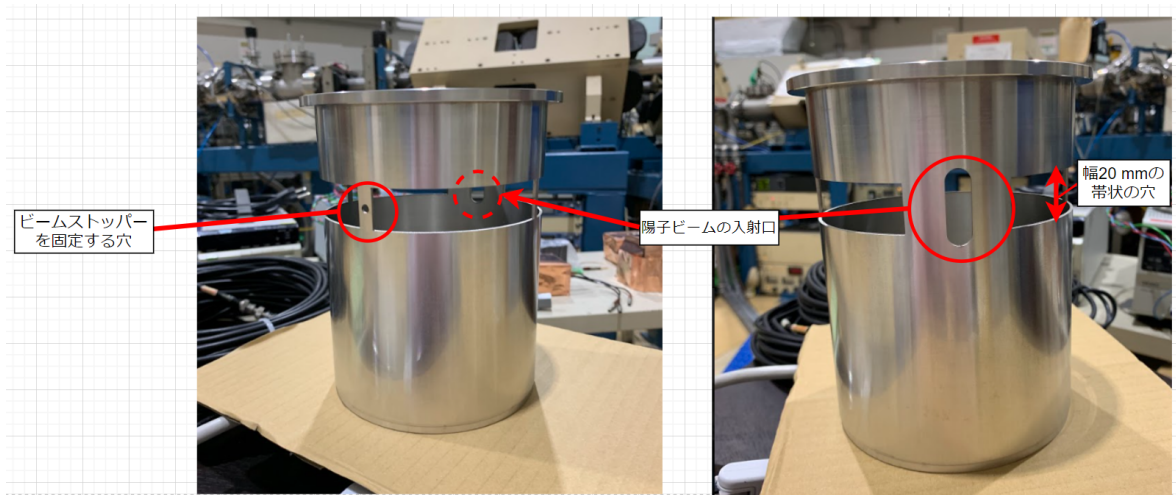


図 3.10 2次電子捕集管を側面からみた写真

陽子ビームの入射口の対角線上にはビームストッパー (次節) を固定する為の穴を開けている。

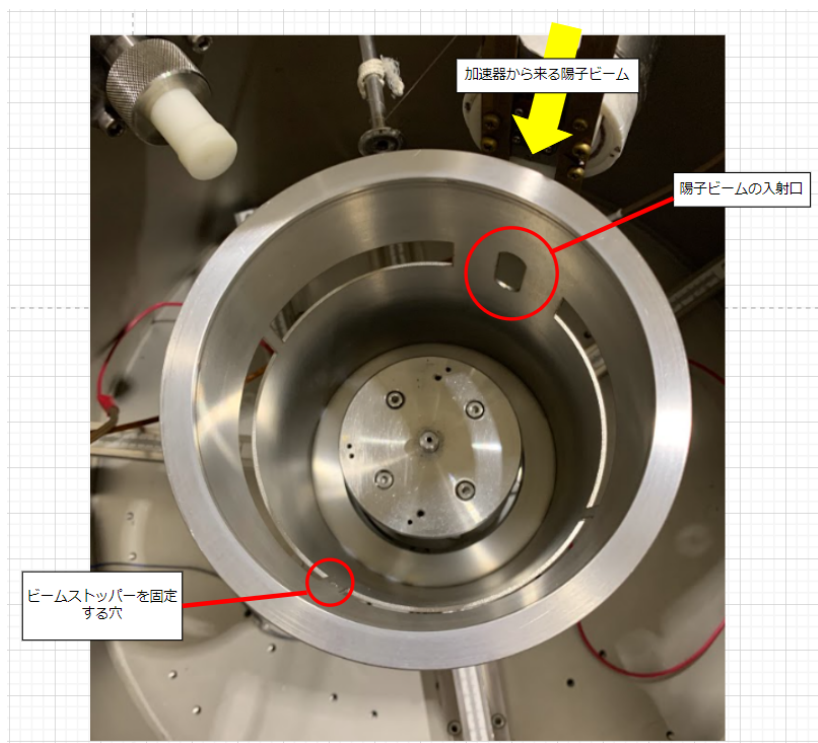


図 3.11 2次電子捕集管を上からみた写真



### 3.3.5 項 ビームストッパー

本研究では、神戸大学 2020 年度の卒業研究「ポリエチレン標的を用いた陽子散乱実験」で用いたビームストッパー図 3.12 を再利用した。



図 3.12 ビームストッパー

ビームストッパーの主な役割は、ターゲット内の原子核と衝突しなかった陽子ビームがダイレクトに 2 次電子捕集管に当たり、再度散乱して高エネルギーの background となることを防ぐ為である。なお、ビームストッパー内で反射したとしても、反射したビームの反射角は約  $3^\circ$  の為、今回の測定範囲に関しては影響がない。(図 3.13)



図 3.13 ビームストッパーの模式図 [14]

## 3.4 節 検出方法

### 3.4.1 項 CsI(Tl)

本研究では約 20 MeV のエネルギーを持った  $\gamma$  線を検出したいので、このエネルギーを十分に落とせる物質を持った物が必要である。一般的に  $\gamma$  線測定の実験では、 $\gamma$  線に対する阻止能が大きい CsI(Tl) や NaI(Tl) 等の無機シンチレータが検出器として良く使われる。今回は、大きさ 50 mm×50 mm×50 mm の CsI(Tl) が手元にあったので、この大きさの CsI(Tl) が検出器として十分かどうかを確かめる為に、Geant4 を用いてシミュレーションを行った。Geant4 とは、モンテカルロ法を用いて物質中における粒子の飛跡をシミュレーションするプログラムのことで、任意の大きさを持った円筒形の detector 結晶中心に任意のエネルギーを持った粒子を入射させる。

シミュレーション条件を図 3.14 に、シミュレーション結果を図 3.15 に示す。

Particle	Gamma
Events	10000
Particle Energy	20.0 MeV
Detector	CsI
Detector Thickness	50.0 mm
Detector Radius	50.0 mm

図 3.14 Geant4 のシミュレーション条件

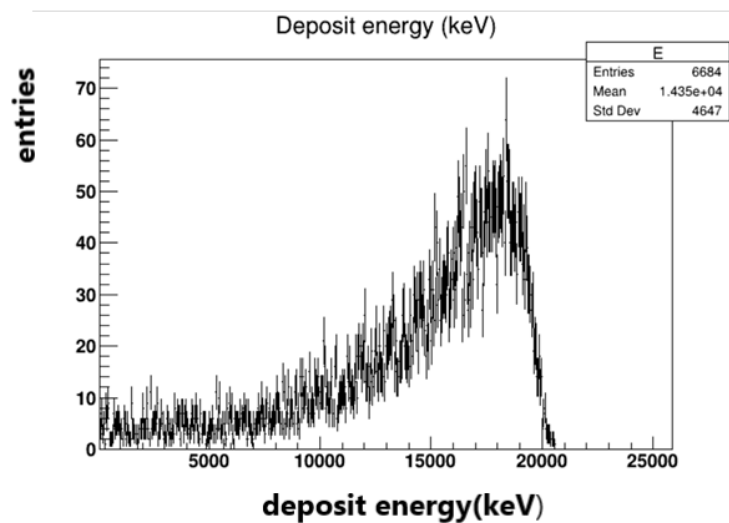


図 3.15 Geant4 を用いて CsI に 20 MeV の  $\gamma$  線を入射させてシミュレートした結果

図 3.15 の横軸は deposit energy(keV)、縦軸は event 数である。この図 3.15 より、グラフ上で 20 MeV の箇所にピークができていないことから、20 MeV の  $\gamma$  線を CsI(Tl) に入射させても十分なエネルギー分解能があるとは言えない。また、50 mm×50 mm×50 mm の CsI(Tl) の放射長とモリエール半径はそれぞれ 1.860 cm と 3.531 cm([7]) であることも踏まえると、efficiency は良くて約 50% で、エネルギー分解能は期待できないと結

論づけられる。本来ならばより良い検出器を探すべきではあるが、手元にある検出器ではこれが最善だったので、本研究では 50 mm×50 mm×50 mm の CsI(Tl) を用いて研究を行うことにした。

次に CsI(Tl) の発光原理について述べる。一般に CsI(Tl) を始めとする無機シンチレータ内において、電子は伝導帯と価電子帯の 2 つのエネルギー状態を取ることが出来る。電子は伝導帯では自由に動き回れるが、価電子帯では強く束縛されている。γ 線がシンチレータ内に入射すると、束縛されている価電子帯の電子にエネルギーを与えて励起させる。この励起した電子が価電子帯に落ちるときに放出するエネルギーがシンチレーション光として出てくる。活性化物質 (今回の場合 Tl) を含んでいないと、シンチレータ内の伝導帯と価電子帯間のバンドギャップが大きすぎて放出するシンチレーション光が紫外領域になってしまう。また、電子が励起しにくく発光効率が悪いデメリットもある。従って、活性化物質を加えることで電子を励起されやすくすると共に、可視光のシンチレーション光を観測出来るようにしている。(図 3.16)([11],[12])

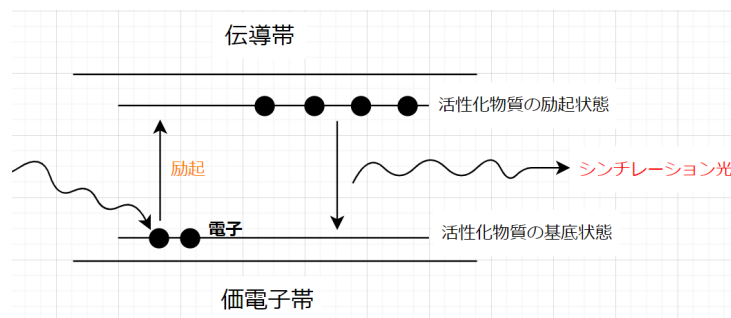


図 3.16 CsI(Tl) の発光原理

最後に CsI(Tl) から出てくるシンチレーション光の検出方法について述べる。CsI(Tl) からでてくる光の波長は図 3.17 より 350 nm から 660 nm の範囲で、その光の減衰時間は約 1000 ns である。

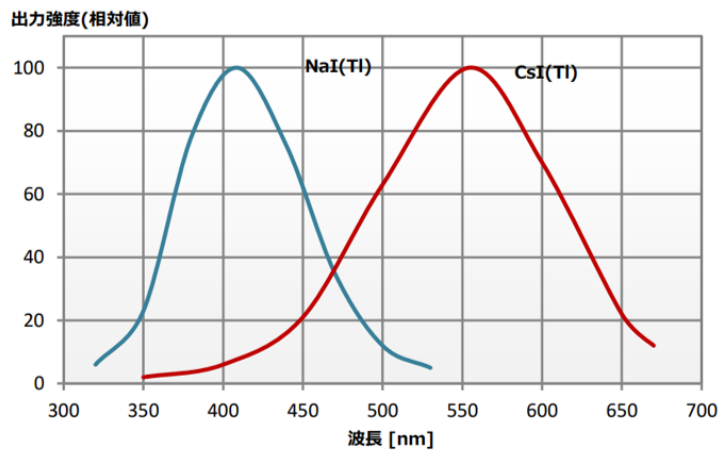


図 3.17 CsI(Tl) の感度波長 [9]

CsI(Tl) からのシンチレーション光を読み出す為には、先述の波長範囲をカバーした物でないといけない。調べた結果、浜松ホトニクス製の Si 製の PIN フォトダイオード S3590-08 が条件を満たすことが分かったので、Si PIN フォトダイオード S3590-08 を用いてシンチレーション光を読み出すことにした。PIN フォトダイオードによる光の検出原理については次節で述べる。図 3.18 に CsI(Tl) と浜松ホトニクス製の PIN フォトダイオードの感度波長を比較した表を載せておく。なお、CsI(Tl) と PIN フォトダイオードの接着には光学グリスを用いた。光学グリスを用いた理由としては、CsI(Tl) 内で乱反射したシンチレーション光が受光面に達した際に、PIN フォトダイオードとの屈折率の違いにより乱反射・散乱してしまうことを防ぐ為である。また、PIN フォトダイオードを接着させていない箇所はテフロンテープで十分に巻いた後に黒テープを巻くことで、結晶中で乱反射したシンチレーション光が PIN フォトダイオードの受光面以外に漏れ出さないようにした (図 3.19)。

	CsI(Tl)	PIN フォトダイオード
感度波長範囲 (nm)	350~660	340~1100
ピーク波長 (nm)	550	960
減衰時間 (ns)	1050	

図 3.18 CsI(Tl) と PIN フォトダイオードの感度波長



図 3.19 本研究で用いた CsI(Tl)(写真中央の金属の 2 本の突起は PIN フォトダイオードの足)

### 3.4.2 項 PIN フォトダイオード

本研究では浜松ホトニクス製の Si 製の PIN フォトダイオード S3590-08 を用いた。今回、CsI(Tl) と PIN フォトダイオードをオプティカルグリスを用いて接着させる必要があった為、PIN フォトダイオード受光面にエポキシ樹脂を施した物 (図 3.20) を用いた。



図 3.20 PIN フォトダイオード [13]

PIN フォトダイオードによるシンチレーション光の検出原理を図 3.21 に示す。PIN フォトダイオードは、P 型半導体と N 型半導体の間に I 型半導体が挟まった構造をもつ。I 型半導体とは電子や正孔を持たない半導体のことである。この I 型半導体にシンチレーション光が入射すると、入射光に比例した電子・正孔対が出来る。本研究では逆バイアス方向に 30 V の電圧をかけたので、電子は N 型半導体へ、正孔は P 型半導体へ流れ、結果として入射光に比例した光電流が PIN フォトダイオードから流れることになる。エネルギースペクトルを観測する為には光電流を電圧に変える必要があるが、その方法については次章で説明する。

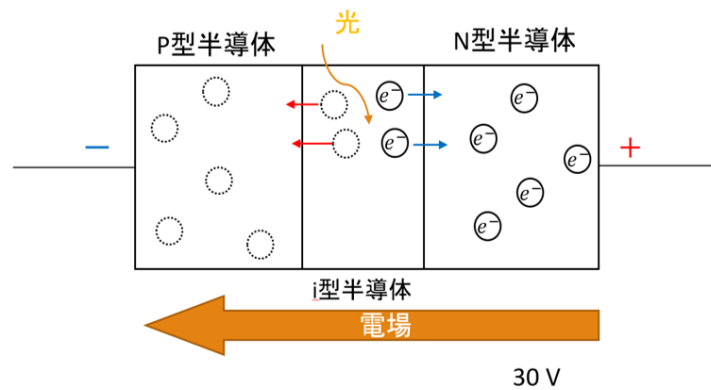


図 3.21 PIN フォトダイオードの原理

## 第 4 章 データ収集 (中島)

### 4.1 節 概要

本節ではデータ収集系とそれを用いたエネルギー較正について述べる。本研究では Li ターゲットへ陽子を入射させ、エネルギースペクトルを得る。検出器である CsI(Tl)+PIN フォトダイオードの出力信号の波高から、スペクトルを得るためのデータ収集システムの構築を目指した。また、構築した回路を用いてエネルギー較正を行った。

### 4.2 節 本実験の回路

検出のために VME bus モジュールを用いた 2ch 同時計測回路を使用していた。回路図は以下の通りである図 4.1。また、図 4.2 は PHADC に入る直前の信号をオシロスコープ (以下オシロ) で見たものである。

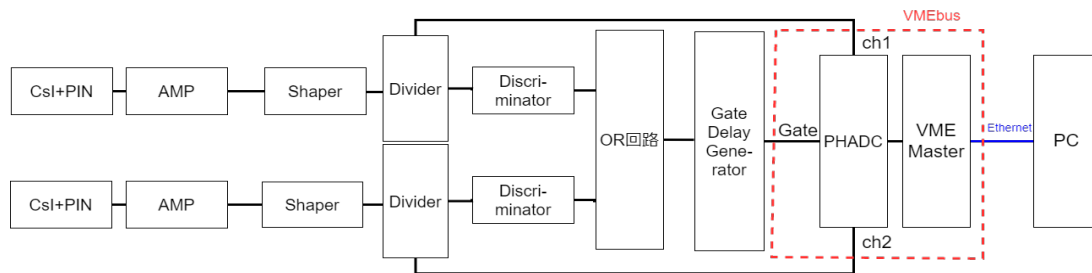


図 4.1 本実験の回路図

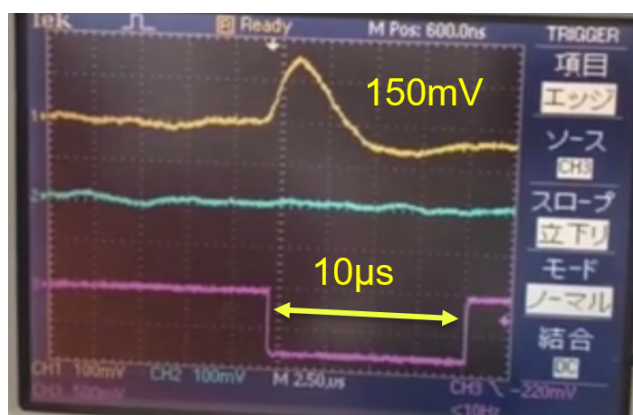


図 4.2 本実験の回路図。上から順に CH1、CH2、Gate 信号である。

#### 4.2.1 項 AMP

PIN フォトダイオードにより電荷量として得られた入射粒子のエネルギーデポジットを、オペアンプによって増幅し、チャージアンプによって電荷から電圧に変換した。本年度ではこの AMP を 3 つ作成した。また、ノイズ低減のため、AMP は銅箱で覆った。

以下にその回路図 4.3 と全体写真 4.4 を示す。

※電源 (+ と-) に電源ノイズを除去するバイパスコンデンサが付けられておらず、回路として不十分なため、改良を加える必要がある。

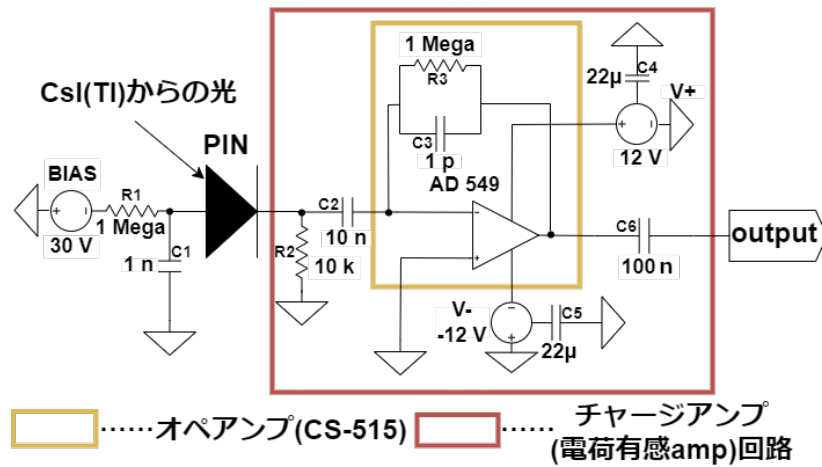


図 4.3 AMP 回路

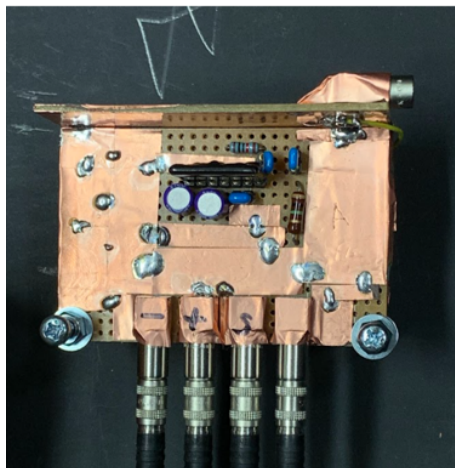


図 4.4 AMP 全体写真

#### 4.2.2 項 Shaper

Shaper とは入力信号の波形を整える回路である。これにより、入力信号が連続的であっても信号が重ならないようになり、得たい周波数帯の信号以外をカットする役割を持つ。昨年度から使われているものを用い、Shaper は金属箱で覆ってノイズ低減を行った。オペアンプには LM7171 を用いた。

以下にその回路図 (4.5) と全体写真 (4.6) を示す。



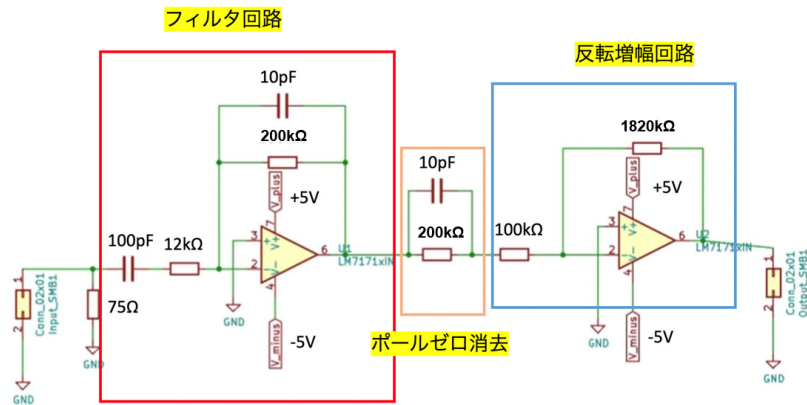


図 4.5 Shaper 回路

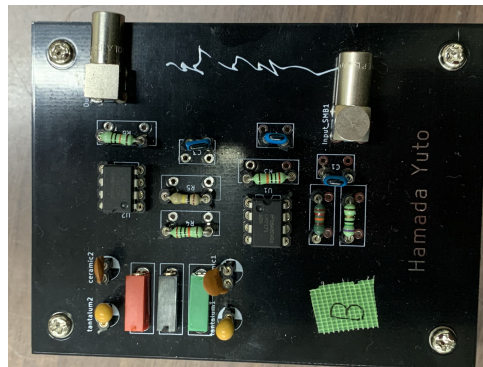


図 4.6 Shaper 全体写真

- フィルタ回路

Shaper の回路図 4.5 において、赤線で囲われた部分である。図 4.7 に拡大図を示す。フィルタ回路とは微分回路と積分回路の組み合わせからなる。微分回路の役割を果たす、前方の CR 直列部分により低周波領域  $f \leq 1/2\pi C_1 R_1$  の信号を遮断する。積分回路の役割を果たす、図上部の CR 並列部分により高周波領域  $f \geq 1/2\pi C_2 R_2$  の信号を遮断することで得たい周波数帯のみの信号を取得する。以上の手法で、図 4.8 のように、低周波領域を  $\omega_1$ 、高周波領域を  $\omega_2$  と設定することで得たい周波数帯の信号以外を遮断する。

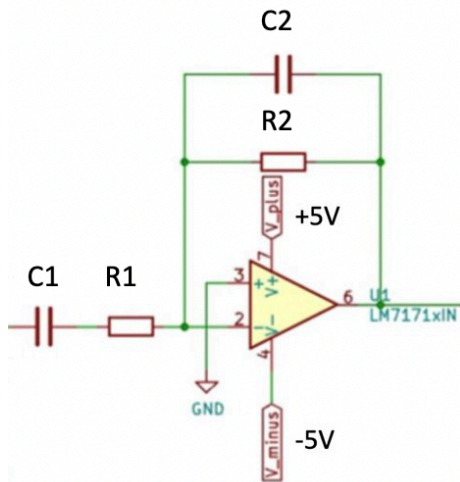


図 4.7 フィルタ回路

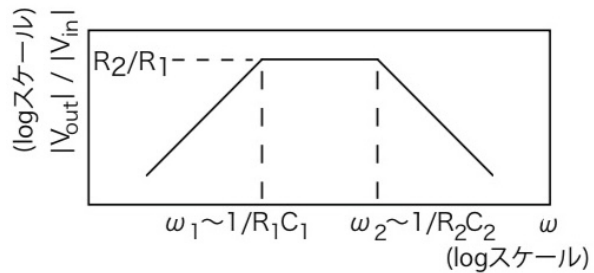


図 4.8 フィルタ回路の周波数特性

この回路では CsI(TI) のゆったりとした信号を捉えられるように  $10^{-6}\text{s} \leq \tau \leq 2.0 \times 10^{-6}\text{s}$  の間の時定数を持つ信号のみを通すように設定した。しかし、CsI の信号を捉えるには不十分であることが判明したため、積分回路を時定数を  $1.0 \times 10^{-5}\text{s}$  程度まで大きくする必要がある。

- ポールゼロキャンセル

Shaper の回路図 4.5 において、黄線で囲われた部分である。この回路では発振を防ぐために、フィルタ回路の  $C2R2$  と同じ時定数、 $\tau = 2.0 \times 10^{-6}\text{s}$  の時定数を持つ CR 並列回路を組み入れた。

- 反転増幅回路

Shaper の回路図 4.5 において、青線で囲われた部分である。フィルタ回路で反転した信号を戻すため、また Gain を調節するために用いた。この回路では  $\text{Gain} = -\frac{R_5}{R_4}$  となる。また、出力負荷を受けないようにするバッファ回路としての役割も果たす。

- カップリング回路

図 4.9 の回路であり、Shaper の output につながっている。Shaper からのオフセット電圧を除去するもので、 $3.3\mu\text{F}$  のコンデンサと  $910\text{k}\Omega$  の抵抗を使用した。

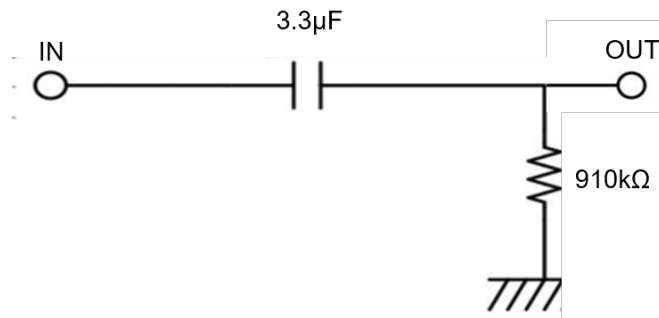


図 4.9 カップリング回路

#### 4.2.3 項 NIM モジュール

ここでは PHADC への Gate 信号を作るために使用した NIM モジュールについて説明を行う。

- ディバイダー（分割器）

信号を分岐するモジュール。電圧は  $1/2$  になる。型番は N011。

信号を分岐する場合、FANIN・FANOUT を用いる場合の方が一般的であるため、次年度はそちらを使用することが望ましい。

- ディスクリミネーター（波高弁別回路）

Threshold 電圧より大きい入力信号が与えられたとき、パルスを出力する。型番は 241。

- コインシデンス（同時計数回路）

4つの入力チャンネルを持つ。本実験では4つのうちいずれか1つ以上に信号が入力されたときにパルスを出力するモードが OR、2つ以上に入力があったときにパルスを出力するモードを AND と定義する。型番は N017。

- ゲートディレイジェネレーター

信号入力があったとき、任意の時間幅の矩形波を出力する。出力時間にディレイをかけることもできるが、本実験ではディレイ機能は用いていない。型番は 1500。  
これによって 4.2 の上から 3 つ目の信号が作成された。

#### 4.2.4 項 VME bus

VME bus (Versa Module Eurocard bus) とは 1981 年に開発されたコンピュータのバス規格の一つである。同じく高エネルギー物理学実験などに用いられる CAMAC 規格と比べてデータ転送が速いという特徴を持つ。VME クレートに挿入されたモジュールはバックプレーンを介してデータの通信を行う。本研究では 2ch 同時計測を行うためにピークホールド型の ADC と、SiTCP VME Master の 2 つのモジュールを用いた。以下その役割や性能を述べる。

- ピークホールド ADC

ADC (Analog-to-Digital Converter) とはアナログ信号をデジタル値に変換するシステムである。信号の波高分布を得るため、本研究ではピークホールド型の ADC (以降 PHADC) を用いた。PHADC の Gate 入力端子に与えられたパルスのパルス幅の間、ピーク電圧をデジタル変換する。

- SiTCP VME Master

Eathernet 経由で VME bus を制御するための Master Module である。同一のクレートに挿入されている VME Slave Module へのアクセスが可能。PHADC の制御・データ読み出しに用いた。また、実験では LAN ケーブルとルーターを用いて PC へと接続した。

表 (4.1) 使用した VME モジュール、図 4.10 に SiTCP のブロック図を示す。

モジュール名	製作元：型番	スペック等
PHADC	豊伸電子：8ch PHADC V006	最大出力 4V 逐次 14bit 変換 入力インピーダンス 1k $\Omega$ 最小 Gate 幅：500ns
SiTCP VME Master	BeeBeansTechnologies：BBT-002-2	通信プロトコル：TCP

表 4.1 使用した VME モジュール

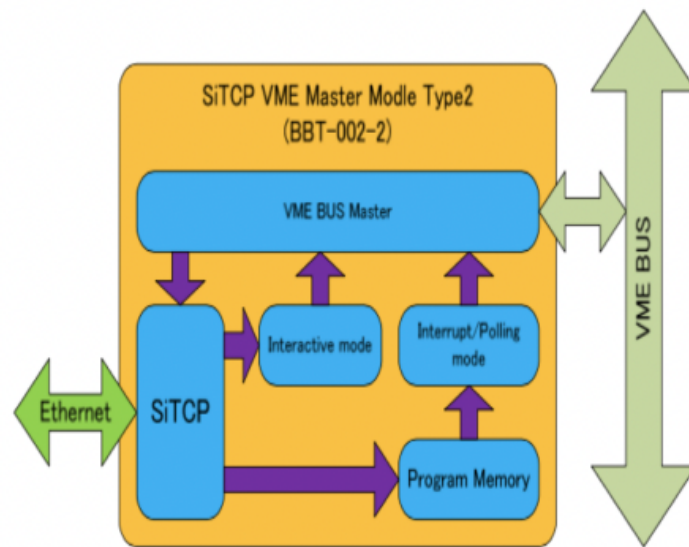


図 4.10 SiTCP 全体ブロック図

### 4.3 節 エネルギー較正

PHADC の示す値がどのエネルギーに相当するか知るためにエネルギー較正を行うことが必要である。今回の実験で見たいエネルギーは約 20MeV 程度であるので、宇宙線ミュオンを用いて較正することとした。

※尚、この操作は環境による影響を考慮して、本実験の最中に行うべきものである。本実験で較正を行えるかの予備実験をしっかりと行う必要がある。また、本実験に用いた機器と同じものを使うことや、信号伝達に用いたケーブルの長さなど、様々な条件をそろえて行う必要がある。しかし、機器の故障や長さ不明ケーブルの存在により、正しい較正が行えていない。

#### 4.3.1 項 シミュレーション

CsI(TI) でミュオンの捉えたとき、どのくらいのエネルギーでピークとなるのかシミュレーションを行った。CsI(TI) の上面 (図 4.12 の赤色の部分) について、モンテカルロシミュレーションで乱数を降らせ、CsI(TI) を通った際のエネルギーデポジットを計算した。図 4.11 のように、5cm 角の CsI(TI) ではピークが約 28MeV となることがわかった。

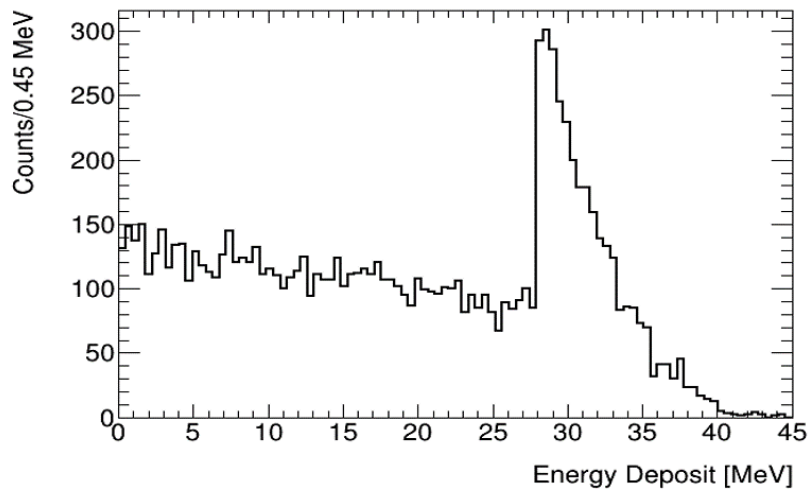


図 4.11 モンテカルロシミュレーション。CsI(Tl) の上面にミュオンを乱数で降らせ、エネルギーデポジットを計算した。28MeV 辺りのエネルギーにピークがある。

#### 4.3.2 項 セットアップ

エネルギー較正を行った際のセットアップである 4.12。2つのプラスチックシンチレータでコインシデンス (AND) を取り、これを Gate 信号として CsI(Tl) の波高を測定した。また、プラスチックシンチレータの信号は CsI(Tl) の信号より早いため、コインシデンスの信号を GateGenerator で遅延させた。図 4.13CsI(Tl) の最大電圧が Gate パルスに収まっていることが確認できる。

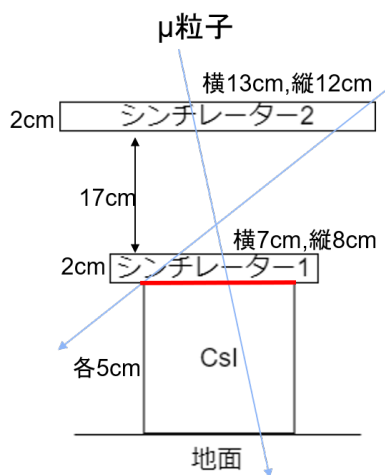


図 4.12 エネルギー較正セットアップ

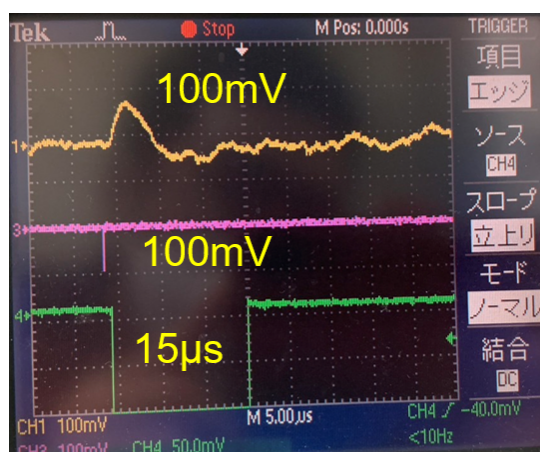


図 4.13 オシロの信号。  
上から順に CsI(Tl) の信号、シンチレータ (下) の信号、Gate 信号である。

### 4.3.3 項 較正結果

2つの CsI(Tl) で図 4.14 のようなスペクトルが得られた。左の大きい山をペDESTAL山、右の小さい山をミュオンノピークとして ADC チャンネルと対応させた。

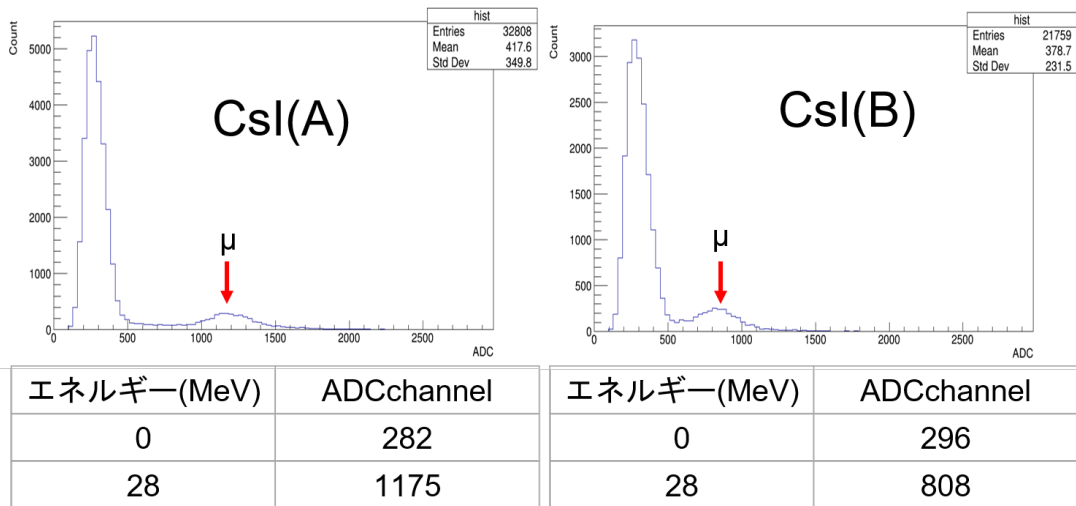


図 4.14 得られたエネルギースペクトルと較正結果

## 4.4 節 光電子数の見積もり

得られた較正結果がコンシステントであるか、テストパルスと理論計算によって確認を行う。

### 4.4.1 項 テストパルスによる確認

PIN フォトの代わりに 1pF のコンデンサをつけ、0.01~0.05V のテストパルスを入れて、ADC チャンネルと光電子ノ関係ノ測定した。10fC ノパルスについて光電子数を計算すると

$$\frac{1.0 \times 10^{-2} \times 1 \times 10^{-12}}{1.6 \times 10^{-19}} = 6.3 \times 10^4 \quad (4.1)$$

また、これらのパルスについて PHADC でデータを取得し、光電子数と ADC チャンネルノ対応関係を作ると図 4.15 ノようになる。

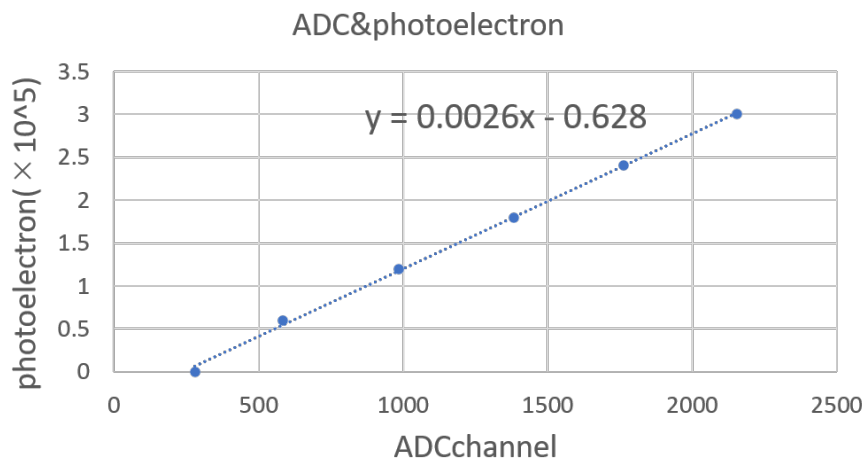


図 4.15 ADC チャンネルと光電子数

さらに、図 4.14 の結果からエネルギーと光電指数を対応させると図 4.16 のようになる。

	エネルギー(MeV)	光電子
CsI(A)	28	$1.5 \times 10^5$
CsI(B)	28	$9.0 \times 10^4$

図 4.16 エネルギーと光電子数

#### 4.4.2 項 光電子数の理論値

CsI(Tl) の光集量は  $6.5 \times 10^4$  photon/MeV なので、28MeV のエネルギーでは

$$6.5 \times 10^4 \times 28 = 1.8 \times 10^6 \quad (4.2)$$

PIN フォトで検出する光電子量は quantum efficiency が 7 割程度であることと CsI(Tl) と PIN フォトの面積関係 (4.17) を考えると

$$1.8 \times 10^6 \times 0.7 \times 0.04 \simeq 5.1 \times 10^4 \text{ photoelectron} \quad (4.3)$$



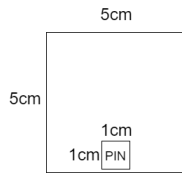


図 4.17 CsI と PIN フォトの面積関係

図 4.16 より、テストパルスでは  $10^4$   $10^5$  オーダーとなっているため、式 (4.3) はミュオン信号の大きさとつじつまが合っていると考えられる。

## 第 5 章 実験・解析・考察 (泉尾)

本研究でのデータ解析は、CERN(Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire : 欧州原子核研究機関) が開発する解析フレームワーク ROOT を用いて行った。

得られたデータを用いて  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  と  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+e^-$  の散乱断面積を計算し、正しくデータが得られているかを評価する。

本実験は 2023/1/16~23、神戸大学海洋政策科学部にあるタンデム加速器を用いて行った。実験は以下のような流れで進めた。

1/16~18	<ul style="list-style-type: none"> <li>・各装置の設置、配線接続</li> <li>・加速器の立ち上げ</li> <li>・ビームの入射位置等の調整</li> </ul>
1/19	<ul style="list-style-type: none"> <li>・ビームエネルギー1.5MeV、3.0MeVで金標的のデータ取得(キャリブレーション用)</li> </ul>
1/20~23	<ul style="list-style-type: none"> <li>・今年新たに作成した二次電子捕集管の動作確認</li> <li>・再びビームの調整</li> <li>・Li標的の作成</li> <li>・ビームエネルギー1.1MeV、1.5MeVでLi標的のデータ取得</li> </ul>

図 5.1

## 5.1 節 ビームの入射位置等の調整

実際に金標的, Li 標的からのスペクトルを取得する前に、ビームが標的まで正確に到達できているかの確認を行った。オシロスコープ上での金標的からの信号の頻度、後述する電流計の値からビーム調整をした。

### 5.1.1 項 信号の頻度

1 秒あたりに金標的で散乱する陽子の数を見積もった。

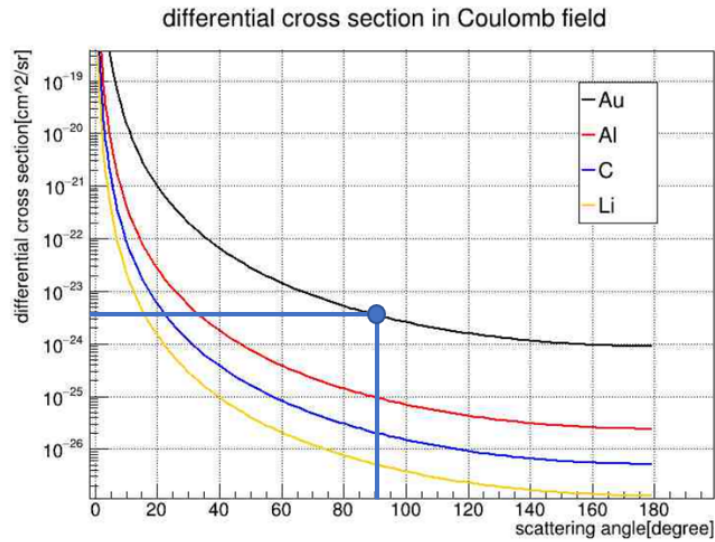


図 5.2 散乱角度ごとの微分散乱断面積 (2021 年度卒業論文「ポリエチレン標的を用いた陽子散乱実験」より引用)

$$\frac{d\varepsilon}{d\Omega} \times t \times d \times \frac{N_A}{N} \times \frac{\pi r^2}{4\pi R^2} \times \frac{1}{e} \doteq 18[\text{個}/\text{sec}] \quad (5.1)$$

$\frac{d\varepsilon}{d\Omega}$  : 微分散乱断面積  $3 \times 10^{-23}[\text{cm}^2/\text{sr}]$      $t$  : 金標的の厚さ  $10^{-5}[\text{cm}]$   
 $d$  : 金の密度  $19.32[\text{g}/\text{cm}^3]$      $N_A$  : アボガドロ数  $6 \times 10^{23}[\text{個}/\text{mol}]$   
 $N$  : 金の原子量  $197[\text{g}/\text{mol}]$      $r$  : 二次電子捕集管の穴の半径  $0.15[\text{cm}]$   
 $R$  : ターゲットから穴までの距離  $6.2[\text{cm}]$      $I$  : 電流  $4 \times 10^{-9}[\text{C}/\text{s}]$   
 $e$  : 素電荷  $1.62 \times 10^{-19}[\text{C}]$

実際にオシロスコープ上で信号の頻度を計測したところ、CsI[A] が 40 回/分、CsI[B] が 37 回/分であり計算値よりも低い、これ以上増えることは無かった。

### 5.1.2 項 電流計

図 3.3 に加速器全体の構造を示した。その中にある Faraday cup はビーム電流を測ることがおおまかな役割であり、本実験では真空管に入射する前のビーム電流を測った。これに加えターゲットホルダー、ビームストッパーに電流計を繋げて電流を測ることにより、M30 ラインに入ってきたビームが標的まで正確に到達できているかを確認した。(Faraday cup での値が 280nA の時、電流計は 100nA を示した。)

## 5.2 節 金標的を用いたエネルギー校正

本実験では本来、タンデム加速器と金標的を用いてエネルギー校正を行う予定であった。しかし、この節でこれから述べるがこの方法は失敗に終わったため 4.3 節の方法に切り替えることとなった。我々は 2 章で述べた 6 つの run(図 2.1) を行う前に、金標的を用いてエネルギー校正を図った。その方法・結果について述べる。

### 5.2.1 項 方法

以下のように検出器を配置し、金標的に 3 MeV の陽子ビームを 10 分間照射した。

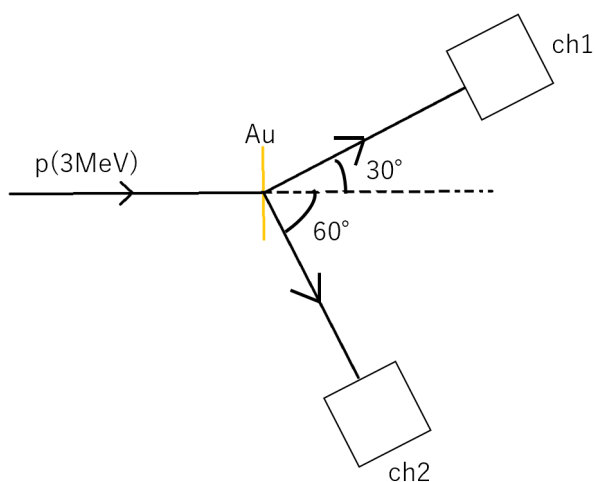


図 5.3 検出器の配置

また、ビームエネルギーが 3 MeV の時の散乱陽子・反跳陽子のエネルギー角度分布は以下の通り。

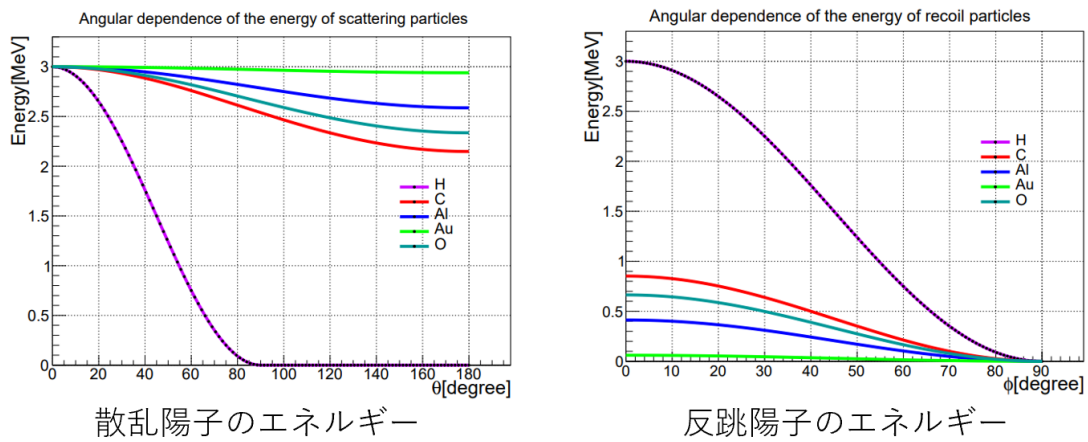


図 5.4 2020 年度卒業論文「タンデム静電加速器を用いたラザフォード散乱実験」より引用

これと得られたスペクトルを比較してエネルギー校正を行う。

### 5.2.2 項 測定結果

以下の図が測定結果である。

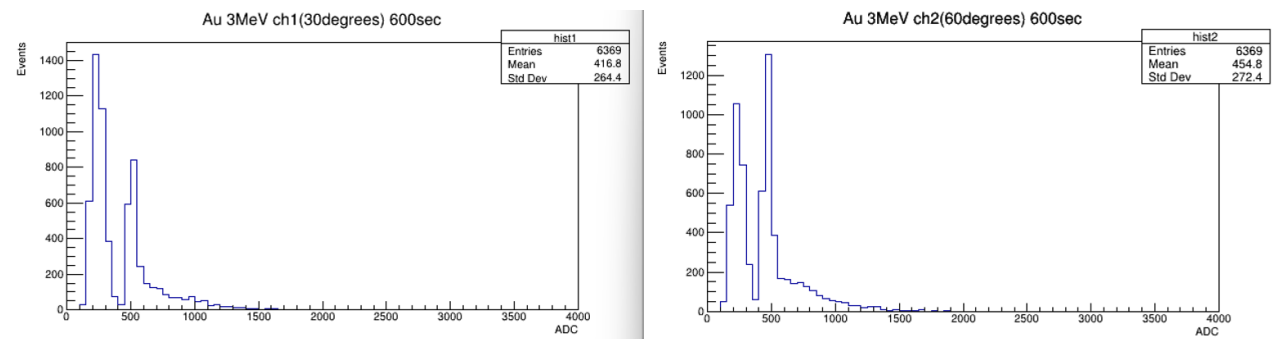


図 5.5 ビームエネルギー 3 MeV

ビームエネルギーを 1.5 MeV に変更して得られたヒストグラムが以下の図である。

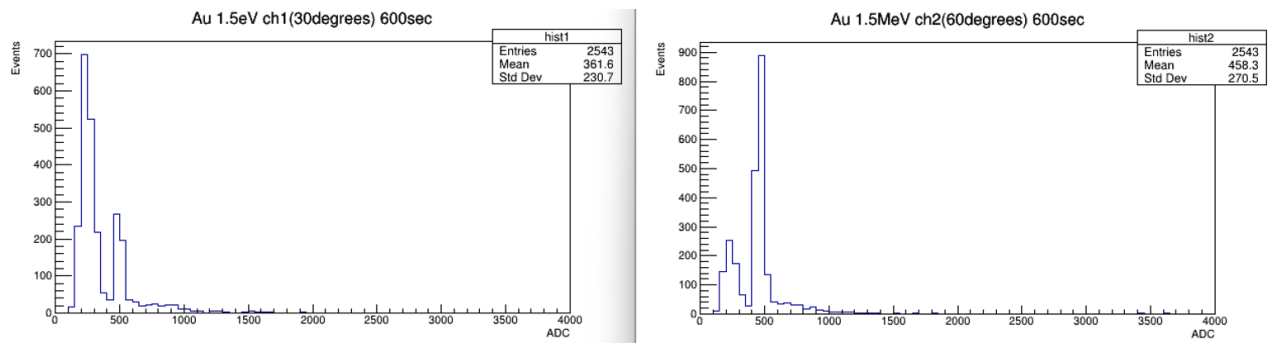


図 5.6 ビームエネルギー 1.5 MeV

3 MeV の時と 1.5 MeV の時で同じ位置にピークが見えている。つまり、3 MeV のピークが得られていないことになるのでこのデータを用いてのキャリブレーションはできなかった。

この原因を探るため後日シミュレーションを行ったところ、3 MeV のエネルギーでは CsI に巻いているテフロンテープで止まってしまうことがわかった。

### 5.3 節 ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$ の探索

以下のように検出器 (CsI + PIN フォト) を二つ配置し、ビームエネルギー 1.1 MeV と 1.5 MeV で  $\gamma$  のエネルギースペクトルを得る。(本実験では同時計数回路に CsI[A]、CsI[B] からの信号を入力し、OR モードでデータを取得した。(4.2.3 項を参照))

検出器の配置と、ビームの総電荷・稼働時間を図 5.7 と図 5.8 に示す。

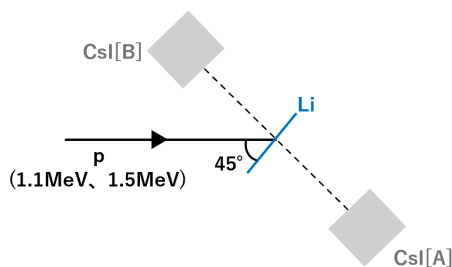


図 5.7 検出器と標的の配置

	ビームの総電荷 [ $\mu\text{C}$ ]	稼働時間[sec]
Beam : 1.5MeV	2297.69	14400
Beam : 1.1MeV	2533.36	14400

図 5.8 ビームの総電荷と稼働時間

図 5.8 におけるビームの総電荷は、以下に示すビーム電流のグラフを時間で積分して得たものである。(電流の記録は T&D Recorder を用いて行った。グラフの横軸が時刻、縦軸が電流 [ $\mu\text{A}$ ])

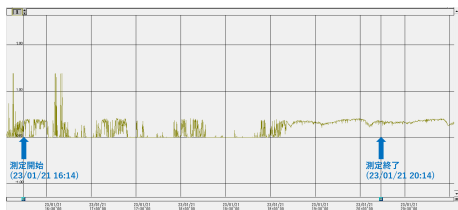


図 5.9 ビーム電流の記録 (1.1 MeV)

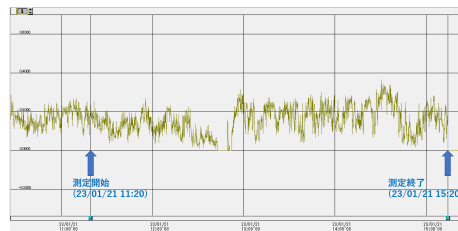


図 5.10 ビーム電流の記録 (1.5 MeV)

## 5.4 節 観測結果

以下の図 5.11、図 5.12 はビームエネルギー 1.1 MeV で CsI[A]、CsI[B] で得られたスペクトル。

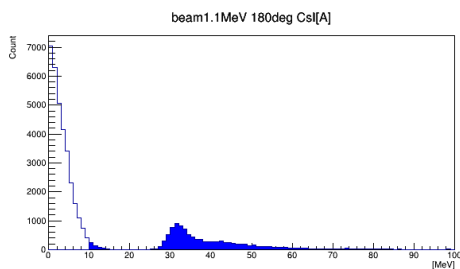


図 5.11 CsI[A] で得られたスペクトル

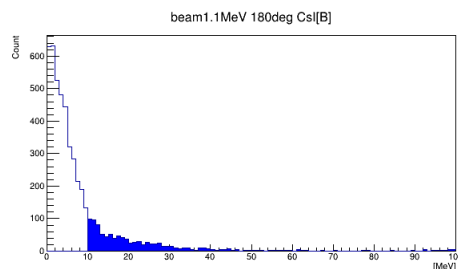


図 5.12 CsI[B] で得られたスペクトル

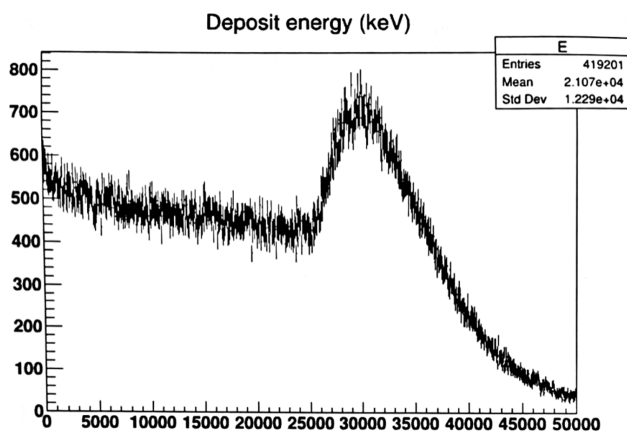


図 5.13

まず CsI[B] のスペクトルについて、今回我々が見たい 18 MeV 付近の信号がノイズに埋もれ、ノイズとの区別がつかなくなっている。

続いて CsI[A] のスペクトルに関して、30 MeV 付近にピークが見える。図 5.13 は 1 GeV の宇宙線ミュオンを天頂角分布に基づいて、CsI の上面 10cm×10cm の範囲で  $10^6$  回発生させたシミュレーションである。(Entries は  $10^6$  回のうち、CsI に入ってエネルギー損失をした数で縦軸が計数、横軸がエネルギーデポジット [ keV]。ピークが結晶を突き抜けたミュオンによるもの、ピークの左が CsI にかすったミュオンによるもの、ピークの右が電離による高エネルギー電子によるもの) このシミュレーションより、図 5.11 で見られるピークは宇宙線ミュオンによるものと思われる。

以下の図 5.14 と図 5.15 がオシロスコープで確認された信号である。

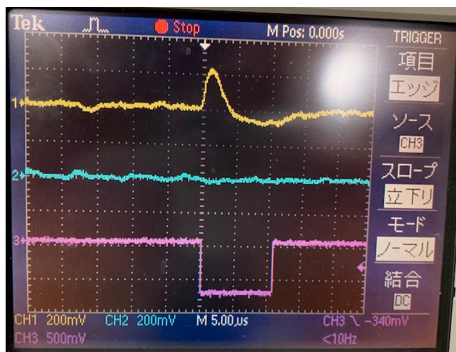


図 5.14 ch1(CsI[A]) の信号

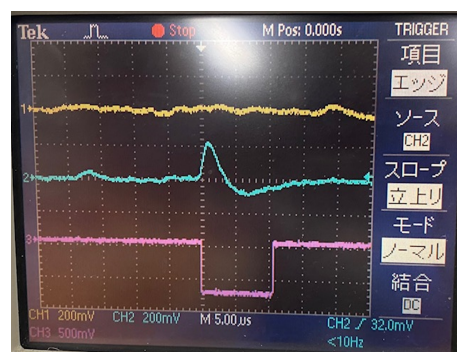


図 5.15 ch2(CsI[B]) の信号

これに対して、我々が捉えなかった 18 MeV 程度の信号がオシロスコープ上でどれぐらいの大きさなのかを、4.3.3 項で得た校正結果を用いて考える。

18 MeV に対する ADC 出力は ch1 が 600[ADCchannel]、ch2 が 479[ADCchannel]。4.2.4 項で述べたように今回用いた PHADC が最大出力 4V、14bit 変換 (4V に対する出力が 16384[ADCchannel]) なので 18 MeV に対する信号の大きさは ch1 が 147mV、ch2 が 117mV と考えられる。また、宇宙線 (30 MeV) の信号の大きさも同様に考えると、ch1 が 302mV、ch2 が 206mV。

本実験の探索目標である  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  の現象が捉えられていれば、図 5.11、図 5.12 のスペクトルにおいて 18 MeV 付近の位置にピークが見えるはずであるが見えていない。(2.3) 式、(2.4) 式を用いて散乱断面積を計算する予定であったが、データが取れていなかったため断念した。

ディスクリミネーターの threshold を 30 MeV 付近で切ってしまうことに加え、18 MeV の信号を見るには amp の gain が低いことが原因であると考えられる。

## 第 6 章 結論

本研究では X17 粒子の探索の一環として、X17 粒子が放出される 18.15 MeV の  ${}^8\text{Be}^*$  が生成されていることを、 $\gamma$  線の観測という形で確認することを目的とした。そのために神戸大学海事科学部にあるタンデム加速器を用いて、Li ターゲットに 1.1 MeV、1.5 MeV の陽子ビームを照射する実験を行った。

結果として狙っていた信号を取得することができず、散乱断面積の計算ができずに終わった。当初の予定では金標的に 3 MeV の陽子ビームを照射してキャリブレーションを行うことにしていた。しかし 3 MeV のエネルギーでは CsI に巻いているテフロンテープで止まってしまうことがビーム使用期間後に判明し、後日宇宙線ミュオンを用いたキャリブレーションに変更した。それを進める中で、今回我々が用いた機器では目的の信号が見られないことがわかった。事前実験の中でより多くのシミュレーションを行い、目的の信号が見られるよう増幅回路を調整したうえでディスクリミネーターの threshold の調整を必要があった。

また、仮に狙っていた信号を取得できていたとして、散乱断面積を正確に計算するにはそのスペクトルから宇宙線の寄与による部分を除く必要がある。しかし我々は、ビームを停止させている時間に宇宙線のみデータを取得することを失念していた。

これらのことから、今回の実験では 18.15 MeV の信号を取得して散乱断面積を計算することができず、 ${}^8\text{Be}^*$  の生成を確認することができなかった。

## 参考文献

- [1] G. M. Hale A. C. Hayes, J. Friar and G. T. Garvey. Angular correlations in the  $e^+e^-$  decay of excited states in  ${}^8\text{Be}$ . *Phys. Rev. C* **105**, 055502.
- [2] A. J. Krasznahorkay et al... Observation of anomalous internal pair creation in  ${}^8\text{Be}$ : A possible indication of a light, neutral boson. *Phys. Rev. Lett* **116**, 042501.
- [3] J. Gulyás et al... A pair spectrometer for measuring multipolarities of energetic nuclear transitions. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **808**, 21.
- [4] Jonathan L. Feng et al... Particle physics models for the 17 mev anomaly in beryllium nuclear decays. *Phys. Rev. D* **95**, 035017.



- [5] Jonathan L. Feng et al... Protophobic fifth-force interpretation of the observed anomaly in  $^8\text{Be}$  nuclear transitions. *Phys. Rev. Lett* **117**, 071803.
- [6] N.J. Sas et al... Observation of the x17 anomaly in the  $^7\text{Li}(p, e^+e^-)^8\text{Be}$  direct proton-capture reaction. *arXiv:2205.07744*.
- [7] Particle Data Group. Atomic and nuclear properties of cesium iodide.
- [8] N. P. Heydenburg R. Gleyvod and I. M. Naqib. Elastic and inelastic scattering of protons by  $\text{Li}^7$ . *Nuclear Physics* **63** (1965) 650-656.
- [9] 株式会社リーディングエッジアルゴリズム. CsI(Tl) シンチレータ・データシート.
- [10] 谷池 晃. 荷電粒子ビーム実験.
- [11] 坂下健郎 大家敬志. 無機シンチレータを用いた  $\gamma$  線測定. 平成 19 年度課題研究 p6.
- [12] 飯田崇史. シンチレータの原理と応用例. 新学術「地下素核研究」第 4 回超新星ニュートリノ研究会 チュートリアル講演 3.
- [13] 浜松ホトニクス株式会社. Si PIN フォトダイオード・S3590 シリーズ・データシート.
- [14] 金崎奎 木村将 北野亮輔, 大谷萌. ポリエチレン標的を用いた陽子散乱実験. 神戸大学 粒子物理学研究室 2020 年度卒業論文.
- [15] 神戸大学大学院 海事科学研究科 海洋安全システム科学講座 粒子ビーム工学研究室. タンデム静電加速器 PELLETRON 5SDH-2.
- [16] 小山真矢 川田悠統 和田萌絵美, 高木優祐. 陽子ビームを用いた原子核散乱実験. 神戸大学粒子物理学研究室 2021 年度卒業論文.

## 謝辞

本論文は多くの人のご助力により成り立ちました。まずは、同研究室の4年生の皆様。テーマは違えど議論をしたり実験に奮闘している姿を拝見することにより切磋琢磨できたように思います。また、同研究室の前田順平講師にはローカルネットワークの構築に多大なお力添えを頂きました。藏重久弥教授には研究の後半で我々の不出来な部分のフォローに奔走していただきました。そして、指導教員である越智敦彦准教授。素粒子実験における基本の大切さ、予備実験の重要性、関連論文を読むことの緊要さ等その御身をもって我々の身と心に刻んでいただきました。我々は4名とも外部の大学院に進学することとなりましたが、越智敦彦准教授への言葉にならない多大な思いは一生忘れないでしょう。研究室の他の先生方、院生の方々にもアドバイス等を頂きました。皆様に感謝を。