

「 ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  reaction : Cosmological  ${}^7\text{Li}$  Problem」  
2014 年度物理学課題研究 P4 卒業研究

伊藤 誠人  
澤田 涼  
武智 大喜  
七村 拓野  
水野 賢利  
森本 貴博  
吉田 聡太

## 概要

ビッグバン元素合成のモデルにおける軽元素の原始存在量は、宇宙初期の理解にとって非常に重要な情報である。宇宙を記述するための理論が予測する原始存在量が、金属欠乏ハロ星の観測からの値と整合するかどうかを確かめることが、その理論が有効かどうかのひとつの重要な指標になる。

$^4\text{He}$  と、重水素核については、理論的な原始存在量の予測値と、金属欠乏ハロ星の観測から得られる値とが良い一致を見せる一方で、 $^7\text{Li}$  の観測値は、どのビッグバン元素合成の理論計算とも整合していない。この齟齬は、ビッグバン理論におけるリチウム問題として知られ、近年多くの研究者の興味の対象となっている。

$^7\text{Li}$  の崩壊率、あるいはそのミラー核である  $^7\text{Be}$  の  $^7\text{Be}(n,p)^7\text{Li}$  以外の崩壊率が上方修正されれば、結果として BBN 計算における  $^7\text{Li}$  の存在量の予測値が下方修正を受けることになる。仮に  $^7\text{Li}$  や  $^7\text{Be}$  に未知の共鳴準位による崩壊チャンネルがあれば、 $^7\text{Li}$  の理論予測値は大きく減少する。宇宙論的な温度領域において、 $^7\text{Be}$  の崩壊チャンネルで最も主要なものは  $^7\text{Be}(n,p)^7\text{Li}$  であり、97% もの分岐比を占める。この反応については、直接反応・逆反応ともに十分な実験データが存在していて、不確定性は比較的少ないと考えられている。この反応の次に分岐比が大きいと考えられるのが、 $^7\text{Be}(n,\alpha)^4\text{He}$  反応で、当該のエネルギー領域におけるこの反応の反応断面積の測定は行われていない。

$^7\text{Be}$  と  $n$  は共に不安定核で、 $^7\text{Be}(n,\alpha)^4\text{He}$  反応の反応断面積を直接測定するのは容易でない。そこで本研究では、逆反応である  $^4\text{He}(\alpha,n)^7\text{Be}$  反応について現存する実験データよりも低エネルギー側における反応断面積の測定をすることが目標である。

実験は大阪大学 核物理学研究センター RCNP にて実施した。ビームのエネルギーは  $E_\alpha = 39.4$  MeV で実験を行った。まず、標的である  $^4\text{He}$  ガスを封入するガスセルに張る膜をアラミド膜、ハーバー膜、タンタル膜のうちどれが最も  $^4\text{He}(\alpha,n)^7\text{Be}$  反応を測定する上でのバックグラウンドが少ないかを測定し、続いて  $^4\text{He}(\alpha,n)^7\text{Be}$  反応で放出される中性子を液体シンチレータを用いて検出した。

実験の結果、ガスセルに張る膜はアラミド膜が最適があることがわかったが、中性子のエネルギースペクトルを測定する飛行時間法を行う上で TOF が短いセッティングだったことなどから分解能が悪く、 $^4\text{He}(\alpha,n)^7\text{Be}$  反応によるピークをはっきりとみることはできなかった。しかし、今回の実験から今後の実験につながる  $^4\text{He}(\alpha,n)^7\text{Be}$  反応の測定方法に関する知見を得ることができた。

# 目次

<b>第 1 章 Introduction</b>	<b>3</b>
1.1 Big Bang 元素合成	3
1.1.1 標準的な Big Bang モデルにおける元素合成	3
1.1.2 ${}^7\text{Li}$ 問題	6
1.2 原子核物理からのインプット	7
1.2.1 反応比	7
1.2.2 荷電粒子の反応：非共鳴	7
1.2.3 荷電粒子の反応：共鳴	8
1.3 P4 実験の動機と目的	9
1.3.1 ${}^7\text{Be}$ 崩壊チャンネルの追加に対する ${}^7\text{Be}$ 存在量の応答	9
1.3.2 実験の動機と概要	10
<b>第 2 章 Experimental Set Up</b>	<b>12</b>
2.1 実験設備	12
2.2 Target	13
2.3 中性子検出器	14
2.3.1 形状	14
2.3.2 配置	15
2.3.3 中性子の検出効率について	17
2.4 NaI 検出器	19
2.4.1 配置	19
2.4.2 検出効率	20
2.5 BLP	21
2.6 データ収集系	22
2.6.1 回路	22
2.6.2 $n$ - $\gamma$ Discrimination	24
2.6.3 QDC 1 のキャリブレーション	26
2.6.4 QDC2 のキャリブレーション	29
2.6.5 TDC キャリブレーション	31
<b>第 3 章 Results and Analysis</b>	<b>33</b>
3.1 ビームエネルギーの測定	33
3.1.1 測定方法	33
3.1.2 信号がケーブルを通過するのに要する時間	35
3.1.3 回路による信号のずれ	36
3.1.4 ビームエネルギーの決定	36
3.1.5 誤差の評価	38

3.2	TOF の決定 . . . . .	39
3.3	最も実験に適する膜の選定 . . . . .	43
3.4	中性子のエネルギースペクトル解析 . . . . .	46
3.4.1	$^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$ の解析 . . . . .	46
3.4.2	$^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}$ の解析 . . . . .	52
<b>第 4 章 Summary</b>		<b>64</b>
謝辞		65
References		66
付録 1: SCINFUL-CG コードについて		67
付録 2: 液体シンチレータ架台について		69

# 第1章 Introduction

この章では、ビッグバン元素合成 (Big Bang Nucleosynthesis:以後 BBN) における軽元素の生成過程について概観し、実験の動機を説明する。

## 1.1 Big Bang 元素合成

### 1.1.1 標準的な Big Bang モデルにおける元素合成

標準的な BBN のモデルでは、宇宙の一樣等方性と、初期宇宙も現在の宇宙と同じ物理法則に支配されていた、という2つの仮定をしている。加えて、元素合成の間に縮退粒子は存在せず、今我々が知っている以上の他の核も存在しないという仮定をすると、宇宙の熱史は、

$$T(t) \propto R(t)^{-1}, \quad T(t) \sim \frac{1.3 \times 10^{10}}{t^{1/2}} K \quad (1.1)$$

という関係式によって、宇宙のスケール  $R$  と時間  $t$  の関数として記述することが出来る。初期宇宙における進化は温度  $T$  における粒子の熱平衡状態によって特徴付けられ、熱平衡は粒子間の反応率が宇宙の膨張率よりも大きい時に実現される。

$$\text{particles} + \text{antiparticles} \leftrightarrow \text{photons} \quad (1.2)$$

熱平衡では、反応は双方向に同率で進み、これによって、粒子の生成や消滅が可能となるが、温度  $T$  が小さくなるにつれて ( $kT \ll mc^2$ ) 上の反応は $\rightarrow$ 方向が支配的になる。

(1.2) 式を眺めると、物質と反物質は正確に同量存在するはずだということになるが、このことは必ずしも必要ではなく、たとえば大統一理論ではゲージボソンが  $10^{18}$  MeV 以上のエネルギーでクォークとレプトンの変換を媒介する。そして CP 対称性の破れの結果として、 $10^{12}$  K あたりでは、すべての反核子は核子と消滅し、物質を構成する核子がわずかに残る。

続いて、初期宇宙におけるバリオンの歴史を追っていく。宇宙が  $10^{12}$  K あたりの頃は、中性子 (以後  $n$ ) と陽子 (以後  $p$ ) は弱い相互作用による化学平衡状態にあって、

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^- \quad (1.3)$$

$$n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

$$n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.5)$$

これらの weak process により  $p$  の存在比  $N_p(T)$  や  $n$  の存在比  $N_n(T)$  などが決まる。もちろん重水素合成のプロセスも存在する。

$$n + p \leftrightarrow \gamma + D \quad (1.6)$$

しかし、重陽子の結合エネルギーは 2.23 MeV で、(宇宙背景放射の) 光子のエネルギーが結合エネルギーよりも大きいと、重陽子は生成されてもすぐに光子によって壊されてしまう。しかも宇宙背景放射の光子数はバリオンに比べ極めて多く ( $n_\gamma/n_B \sim 10^9$ )、宇宙の温度が重陽子

の結合エネルギーより低くなるまで実質重陽子は生成されない。この温度は  $10^9$  K (およそ 0.1 MeV に相当) で、この温度にさがるまでの間に主要なのは、

- 1) ニュートリノの脱結合 (平衡から落ち、反応が凍る)
- 2) 電子・陽電子の対消滅

この結果として 2 K のニュートリノ背景放射と 2.7 K のフォトンの背景放射が起こる。

化学平衡過程の weak process がバリオン数を保つくらい十分速ければ、 $n$  と  $p$  の存在比は

$$\frac{N_n(T)}{N_p(T)} = \exp \left[ -\frac{\Delta mc^2}{kT} \right] \quad (1.7)$$

1) と 2) の結果として、バリオンとレプトンは脱結合し、 $n$  と  $p$  の存在比は一定値になる。 ( $N_n/N_p=1/7$ )  
 なお、これらの考察において自由な  $n$  が不安定だという事実を無視してきたが、 $n$  の平均寿命はオーダーにして 10 分で、今議論しているタイムスケールよりは十分長い (0.1 MeV で Big Bang 後、約 100 秒に対応する。)

$10^9$  K にもなると  $D$  の存在が見られるようになり、 $D$  よりも結合エネルギーの大きな核の生成過程が起こるようになり、

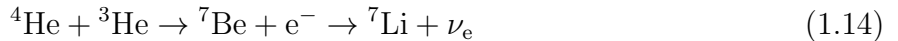


その結果多くの  $^4\text{He}$  が生成される。



結果、 $^4\text{He}$  の副産物として  $D$ 、 $^3\text{He}$  が残る。(トリチウム  $T$  は半減期 12 年でベータ崩壊し、 $^3\text{He}$  になる。) これと同時に原始の元素合成は本質的に終わりを迎え、5、8 といった質量数をもつ安定核が存在せず、核同士のクーロン障壁が大きくなることに加え、温度が急激に下がるために、重い核の生成は妨げられている。また、宇宙初期の  $^4\text{He}$  は密度が低く、星の内部で起こるような 3 つの  $^4\text{He}$  から炭素  $^{12}\text{C}$  を作る反応も起きない。

一方で、わずかに  $^7\text{Li}$  が生成される。



軽元素合成の段階における核種の生成量比の時間的変化の様子を図 1.1 [4] に示す。宇宙の時刻は温度の 2 乗に反比例して増大し、温度 100 keV が時刻約 100 秒に相当する。重陽子の存在比が温度約 100 keV で急激に大きくなり、それにもなって  $^4\text{He}$  が生成されることが分かる。

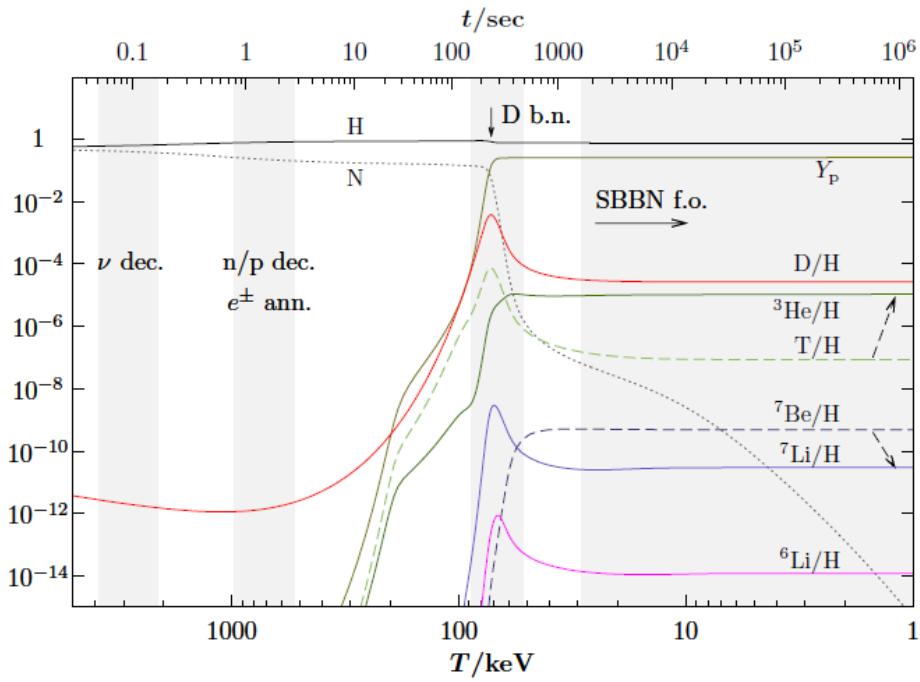


図 1.1: 軽元素生成量比の時間変化。[4] この図では、H は陽子、N は中性子、 $Y_p$  は  $^4\text{He}$  に対応。 $\nu$  dec. はニュートリノの脱結合の段階、n/p dec.,  $e^\pm$  ann. は n/p 比が凍り、電子・陽電子対消滅の段階を、D b.n. は、deutrium の bottleneck つまり、D の光分解がボトルネックになっている段階をそれぞれ表している。

### 1.1.2 ${}^7\text{Li}$ 問題

宇宙初期の頃に行われる元素合成の情報を残した金属欠乏ハロ星における観測値と、BBNモデルによる計算値とを比較し、BBNを記述する理論の妥当性が検証される。BBN計算における唯一のパラメータはバリオン密度で、図1.2の青線で示されるように、BBN計算の予測する原始存在量はバリオン密度の関数として変化する。バリオン密度は、宇宙背景放射：Cosmic Microwave Background (CMB)の観測(WMAP)データから $\Omega_B h^2 = 0.02249 \pm 0.00056$ であることが報告されており[3]、その値は図1.2黄縦線に相当。すなわち、青線と黄縦線の交点がBBN計算の予測する軽元素の原始存在量となる。一方で、宇宙初期に形成されたとされる金属欠乏星における元素存在量の観測値から、金属量ゼロの状態へと外挿して推定された元素の原始存在量は(本レポートではこれを単に”観測値”と呼ぶ)緑のハッチとして図1.2に示されている。

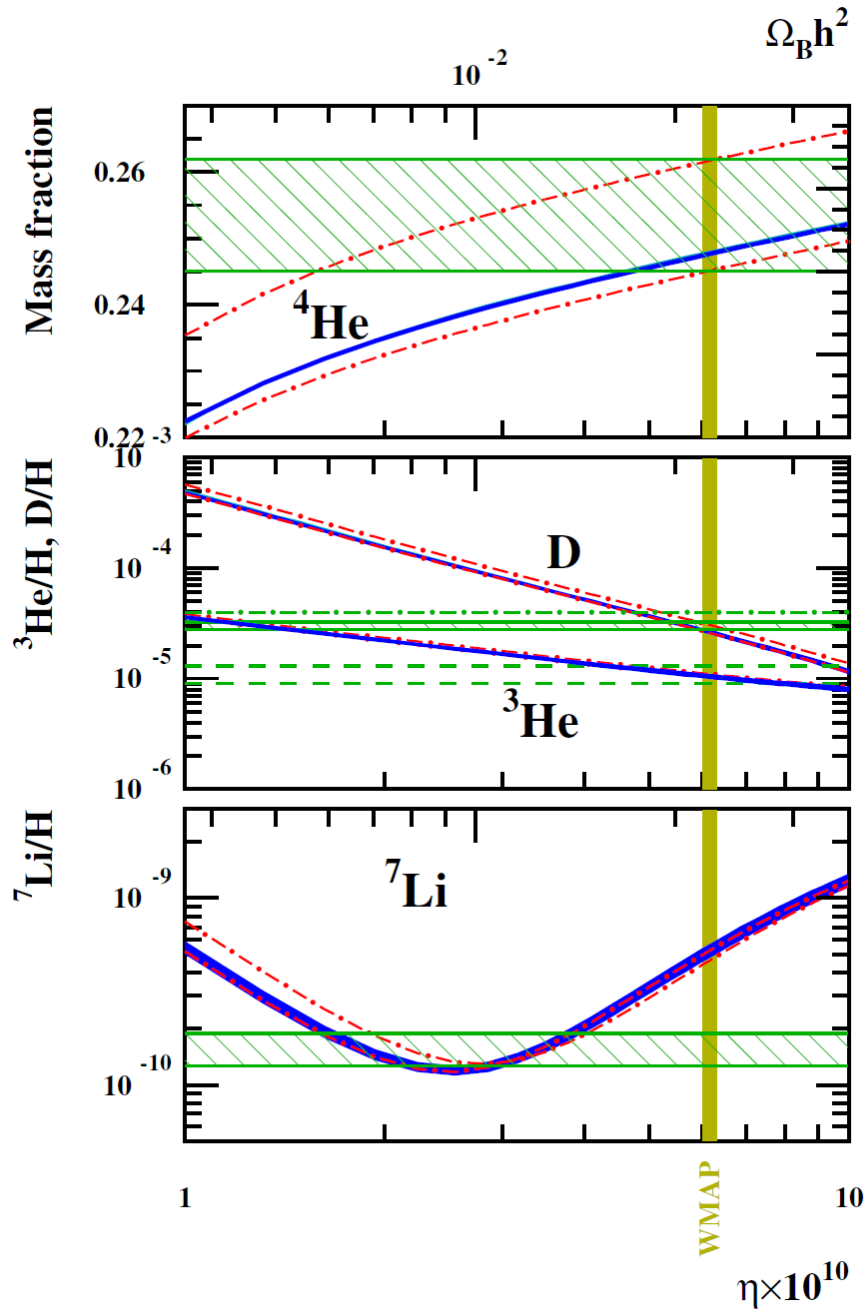


図 1.2: 軽元素の存在量比の理論値と、WMAPによる観測値、金属欠乏星の観測値との比較[5]。ηはフォトンに対するバリオン数の比で、バリオン数密度と $\Omega_B h^2 = 3.65 \times 10^7 \eta$ の関係がある。



ヘリウム  ${}^4\text{He}$  と重水素核  $D$  が良い一致を見せる一方で、 ${}^7\text{Li}$  については齟齬が有ることが分かる。

WMAP によるバリオン数密度の値を認めると、BBN 計算から予測される  ${}^7\text{Li}$  の原始存在量は  ${}^7\text{Li}/\text{H} = 5.24 \pm 0.5 \times 10^{-10}$  であるのに対し [5]、金属欠乏星の観測から推定される  ${}^7\text{Li}$  の原始存在量は  ${}^7\text{Li}/\text{H} = 1.23_{-0.16}^{+0.34} \times 10^{-10}$  であり [6]、BBN 計算に比べ観測値は約 4 倍ほど小さな値となっている。この不一致は、Cosmological  ${}^7\text{Li}$  Problem(宇宙リチウム問題)と呼ばれ、宇宙初期の Big Bang 元素合成を説明する標準的な理論に残る重要な問題である。

## 1.2 原子核物理からのインプット

### 1.2.1 反応比

原子核反応は星の形成にはじまる多くの宇宙の進化のシナリオにおいて重要な役割を果たしている。 $Y_i$  を核種  $i$  の存在比とすると、 $Y_i$  の変化は次のように書ける。

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \sum_j C_j^i Y_j + \sum_{j,k} C_{jk}^i Y_j Y_k - \sum_{j,k} C_{ij}^k Y_i Y_j \quad (1.15)$$

ここで、第1項は  $j$  の核種が、 $\gamma + j \rightarrow i + y$  や  $e^- + j \rightarrow i + \nu$  など  $i$  の核に崩壊したり、 $i$  の核が  $e^- + i \rightarrow j + \nu$  など  $j$  に崩壊する逆過程を、第2項は  $j$  と  $k$  の核の反応による  $i$  の生成 ( $j + k \rightarrow i + \dots$ )、第3項は  $i, j$  核が反応して  $k$  の核へと崩壊する過程 ( $i + j \rightarrow k + \dots$ ) を表す項となっている。(3体反応などを考慮する際はこの式を拡張する。) 2体反応の係数は次のようにかける。

$$C_{jk}^i = \frac{\rho(1 + \delta_{jk})}{N_j N_k m_u} R_{jk} = \frac{\rho}{m_u} \langle \sigma v \rangle_{jk} \quad (1.16)$$

$$C_{ij}^k = \frac{\rho(1 + \delta_{ij})}{N_i N_j m_u} R_{ij} = \frac{\rho}{m_u} \langle \sigma v \rangle_{ij} \quad (1.17)$$

ここで、 $\rho$  は質量密度、 $m_u = 931.502 \text{ MeV}$ (atomic mass unit)、 $N_i$  は核種  $i$  の数密度である。

どうしてこのように書けるかという、 $X$  という核が  $Y$  という標的核に入射することを考えると、この反応断面積は  $X$  と  $Y$  の相対速度  $v$  に依存するはずで、 $\sigma(v)$  と書け、核反応率  $R_{XY}$  は、単純に標的核による実効的な反応面積 ( $N_Y \cdot \sigma(v)$ ) と、入射核のフラックス ( $N_X \cdot v$ ) の積で

$$R_{XY} = \frac{1}{1 + \delta_{XY}} N_X N_Y \langle \sigma(v) v \rangle \quad (1.18)$$

と書けるからである。 $\sigma(v)v$  に括弧が付いているのは、標的核と入射核の速度の分布を考慮に入れてある (thermally averaged cross section)。

速度分布は Maxwell-Boltzman 分布でよく記述され、 $E = \mu v^2/2$  として ( $\mu$  は換算質量)、

$$\langle \sigma(v) v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty dE \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1.19)$$

となる。

### 1.2.2 荷電粒子の反応：非共鳴

星の水素燃焼の段階では、荷電粒子の反応が最も起こるのは、Coulomb 障壁からかなり下のエネルギーで、その反応は、トンネル効果を通じてのみ可能である。このような低エネルギー

では、反応の断面積  $\sigma(E)$  は次の透過因子で決まる。

$$P(E) = \frac{|\psi(R_n)|^2}{|\psi(R_c)|^2} \quad (1.20)$$

つまり、核半径の合計値  $R_n$  (数 fm) における波動関数の 2 乗と、古典転回点  $R_c$  における波動関数の 2 乗の比で、透過因子が与えられる。s 波衝突だと思って、

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1.21)$$

の Coulomb ポテンシャルのもとでの Shrödinger eq. をとくことで、透過因子は

$$P = \exp \left[ -2KR_c \left\{ \frac{\arctan(R_c/R_n - 1)^{1/2}}{(R_c/R_n - 1)^{1/2}} - \frac{R_n}{R_c} \right\} \right] \quad (1.22)$$

となる。ただしここで、

$$K = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [V(R_n) - E]} \quad (1.23)$$

宇宙物理学への応用では、 $E \ll V(R_n)$  あるいは  $R_c \gg R_n$  が成り立つので式 (1.22) は簡略化出来て、

$$P(E) = \exp \left( -\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \right) \equiv \exp [-2\pi\eta(E)] \quad (1.24)$$

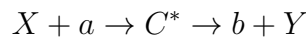
となる。ここで  $\eta(E)$  は Sommerfeld パラメータと呼ばれる量で、

$$2\pi\eta(E) = 31.29 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu}{E}} \quad (1.25)$$

の関係がある。

### 1.2.3 荷電粒子の反応：共鳴

共鳴のある反応については、Breit-Wigner (BW) の共鳴公式による近似が有効である。反応を一般に



と書くとき、BW 公式は

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.26)$$

と書ける。ここで、 $\Gamma_i$  は  $i$  でラベルされるチャンネルへの崩壊 (生成) 確率を表す部分幅で、全幅  $\Gamma$  は各部分幅の総和 ( $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ ) である。 $E_R$  は共鳴準位のエネルギー。また、 $\omega$  はスピン統計因子で、

$$\omega = \frac{(2J + 1)}{(2J_P + 1)(2J_T + 1)} (1 + \delta_{PT}) \quad (1.27)$$

で与えられる。 $J_P$  は入射核 (上で言う  $a$ ) の、 $J_T$  は標的核 ( $X$ ) のスピんで、 $J$  は複合核 ( $C^*$ ) のスピンである。

さらに議論を進めるために、共鳴を「狭い」共鳴と「広い」共鳴に分類するのが便利で、狭い共鳴では、共鳴の全幅  $\Gamma$  が共鳴のエネルギー  $E_R$  よりも十分小さい ( $\Gamma \ll E_R$ )。そして、(1.19)

の Maxwell-Boltzmann 関数と  $E$  がほとんど定数だとみなせて、

$$\begin{aligned}\langle\sigma v\rangle &\sim \int_0^\infty \sigma_{\text{BW}}(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \\ &\simeq E_R \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) \int_0^\infty \sigma_{\text{BW}}(E) dE \\ &= E_R \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) 2\pi^2 \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}\end{aligned}\quad (1.28)$$

と書け、反応率は、 $\exp$  に入っている共鳴エネルギー  $E_R$  に大きく依存することが分かる。「広い」共鳴は、 $\Gamma \sim E_R$  程度で、反応断面積はこの場合も BW 公式で与えられる。しかし、入力チャンネル  $\Gamma_a$  に対応する部分幅 (出力チャンネルの部分幅も) が、共鳴領域で、エネルギーに強く依存することに注意が必要である。このエネルギー依存性は主に、クーロン障壁の透過率が  $E$  に依存することに由来しており、荷電粒子の反応における  $\Gamma(E)$  は、次のような表現で与えられる。

$$\Gamma(E) = \frac{P_l(E, R_n)}{P_l(E_R, R_n)} \times \Gamma(E_R) \quad (1.29)$$

ここで、 $\Gamma(E_R)$  は共鳴エネルギーでの全幅で、角運動量  $l$  の部分波の透過因子  $P_l$  は、波数  $k$  に対する正則・非正則なクーロン関数 (クーロンポテンシャルを含む場合の動経方向の Schrödinger eq. の解) を用いて、

$$P_l(E, R_n) = \frac{1}{F_l^2(kR_n) + G_l^2(kR_n)} \quad (1.30)$$

で与えられる。広い共鳴における  $\langle\sigma v\rangle$  の計算は、数値計算で実験と整合するようにクーロン関数を決めて  $P_l(E, R_n)$  などを得て、そこから計算することが多い。

### 1.3 P4 実験の動機と目的

先に示した通り  ${}^7\text{Li}$  の存在量の理論予測値と観測値には不一致がみられる。そこで、これを説明するために、とりわけ原子核物理の見地からは、 ${}^7\text{Li}$  の崩壊チャンネル、あるいはそのミラー核である  ${}^7\text{Be}$  の崩壊チャンネルの見直しが検討されている。仮に、これらに実験で検出されていない未知の共鳴準位が存在することが発見されれば、結果として  ${}^7\text{Li}$  の存在量が減少する機構が説明できることになり、リチウム問題の解消につながるというものである。我々は以下で、とくに  ${}^7\text{Be}$  の崩壊チャンネルに注目して調べていく。

#### 1.3.1 ${}^7\text{Be}$ 崩壊チャンネルの追加に対する ${}^7\text{Be}$ 存在量の応答

式 (1.15) を簡単に書きなおして、

$$\frac{dY_i}{dt} = n_b \left( \sum_{kl} Y_k Y_l \langle\sigma v\rangle_{kl} - \sum_j Y_i Y_j \langle\sigma v\rangle_{ij} \right) \quad (1.31)$$

とかく。ここでは  $Y_i \equiv$  数密度  $n_i$  / バリオン数密度  $n_b$  で定義しなおしている。これから、 ${}^7\text{Be}$  の生成比を、主要な生成過程、崩壊過程の断面積を用いることで近似することができる。

$$\frac{dY_{{}^7\text{Be}}}{dt} = n_b (\langle\sigma v\rangle_{{}^3\text{He}\alpha} Y_{{}^3\text{He}} Y_\alpha - \langle\sigma v\rangle_{{}^7\text{Be}n} Y_{{}^7\text{Be}} Y_n) \quad (1.32)$$

ここでは、リチウムの生成された頃の温度では逆反応の反応率が生成率に比べて十分小さいとして、逆反応については考察していない。また、同様の式を  ${}^7\text{Li}$  についても書くことができる。

準静的平衡にあるとき、崩壊率と生成率は等しい。温度  $T \simeq 40$  keV では  ${}^7\text{Be}$  は平衡状態にあって [7]、

$$\langle\sigma v\rangle_{{}^3\text{He}} Y_{{}^3\text{He}} Y_\alpha = \langle\sigma v\rangle_{{}^7\text{Be}n} Y_{{}^7\text{Be}} Y_n \quad (1.33)$$

この場合、新しく別の反応があるとすると、近似的には同等の割合で  ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Be}$  双方の存在比を減じることになる。

新たに、 ${}^7\text{Be}$  の崩壊チャンネル  ${}^7\text{Be} + X \rightarrow Y + Z$  を考えた時、式 (1.33) の右辺にこの反応が追加され、そのときの  ${}^7\text{Be}$  の存在量は近似的に、

$$Y_{{}^7\text{Be}}^{\text{new}} \approx \frac{\langle\sigma v\rangle_{{}^3\text{He}} Y_{{}^3\text{He}} Y_\alpha}{\langle\sigma v\rangle_{{}^7\text{Be}n} Y_{{}^7\text{Be}} Y_n + \langle\sigma v\rangle_{{}^7\text{Be}X} Y_{{}^7\text{Be}} Y_X} \approx \frac{1}{1 + \frac{\langle\sigma v\rangle_{{}^7\text{Be}X} Y_X}{\langle\sigma v\rangle_{{}^7\text{Be}n} Y_n}} Y_{{}^7\text{Be}}^{\text{old}} \quad (1.34)$$

と書くことができる。なお、このあと実際に考える追加の反応チャンネルが、 ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  であり、これと混同を防ぐために上で考えた主要な崩壊チャンネルというのは  ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$  であることを明記しておく。

### 1.3.2 実験の動機と概要

宇宙論の温度領域 50 keV 程度で最も主要な反応は  ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$  で、97% の分岐比を占める。ただ、 ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$  の反応の断面積については多くの実験データが存在し、不確実性は比較的少ない。

次いで大きな分岐比を持つと予想されるのは、 ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応である。図 1.3 に  ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応の模式図を示す。 ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応では、 ${}^7\text{Be}$  の基底状態ないしは第一励起状態に中性子が捕獲され、 ${}^7\text{Be}$  の共鳴状態を経て  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  に崩壊する。この反応は  ${}^7\text{Be}$  が関与する反応のうち、約 2.5% の分岐比を占めると考えられているが、BBN のプロセスにおいて重要な低エネルギー領域における反応断面積が測定されていないため、BBN 過程に対する  ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応の寄与については極めて大きな誤差が残されており、リチウム問題の原因となっている可能性がある。この反応の寄与を調べることは原子核物理の見地からリチウム問題を解決する上で非常に重要である。

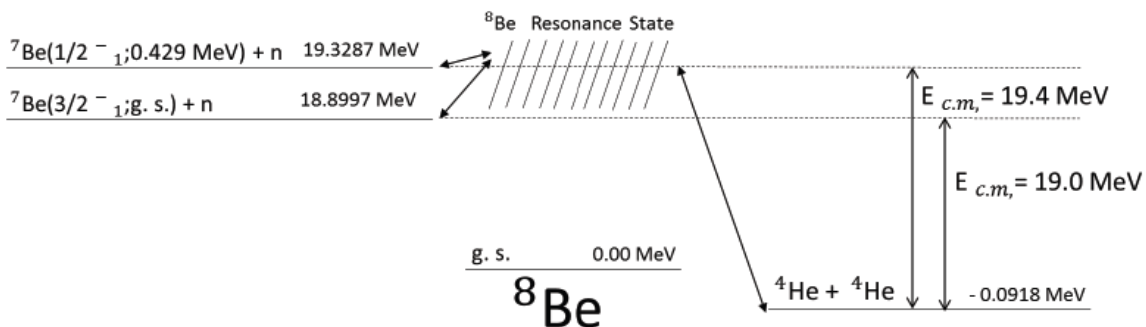


図 1.3:  ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  反応の模式図

そこで、我々は、 ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応の反応断面積を測定したい。しかし、 ${}^7\text{Be}$  と中性子はともに不安定核であるため、これをターゲットとして中性子を照射し、 ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応の断面積を直接測定することは容易でない。そこで本研究では、逆反応である  ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  反応について、閾値近傍 ( $19.0 \text{ MeV} < E_{c.m.} < 19.7 \text{ MeV}$ ) における反応断面積を測定することを目標とする。

本研究では、He ガス標的に  $\alpha$  ビームを照射し、 ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  反応から放出される 6 MeV 以下の低エネルギー中性子を測定する。中性子測定では、標的ガスを封入する容器からの中性子やガンマ線が深刻なバックグラウンドとなりうる。したがって我々は初めに、ガス標的容器に  ${}^4\text{He}$  ガスを封入しない状態において  $\alpha$  ビームを照射し、ガス標的容器からのバックグラウンドを測定する。 $\alpha$  ビームが通過するガス標的容器の封止膜について、タンタル・ハバール・アラミドの3種の膜について計測を行い、もっとも有利な材質を決定。その後、ガス標的容器に He ガスを封入して、 $\alpha$  ビームを照射する。そして最終的には  ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  反応の反応断面積を得ることが目的である。

## 第2章 Experimental Set Up

### 2.1 実験設備

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の西実験室において実施した。施設全体図を図 2.1 に示す。AVF サイクロトロンを用いて加速した 39.4 MeV の  $^4\text{He}^{2+}$  ビームは WS コースを經由して、Grand Raiden の散乱槽内に設置した He ガス標的に輸送される。

WS コース上の BLP1 と BLP2 に、エネルギー減衰板としてそれぞれ  $11\ \mu\text{m}$  と  $22\ \mu\text{m}$  のアルミ膜を設置する。これらの減衰板を出し入れすることで、標的に入射する  $^4\text{He}$  のエネルギーを 0.4 MeV ずつ減少させ、39.4, 39.0, 38.6, 38.2 MeV の異なる四つのビームエネルギーにおいて測定を実施する。

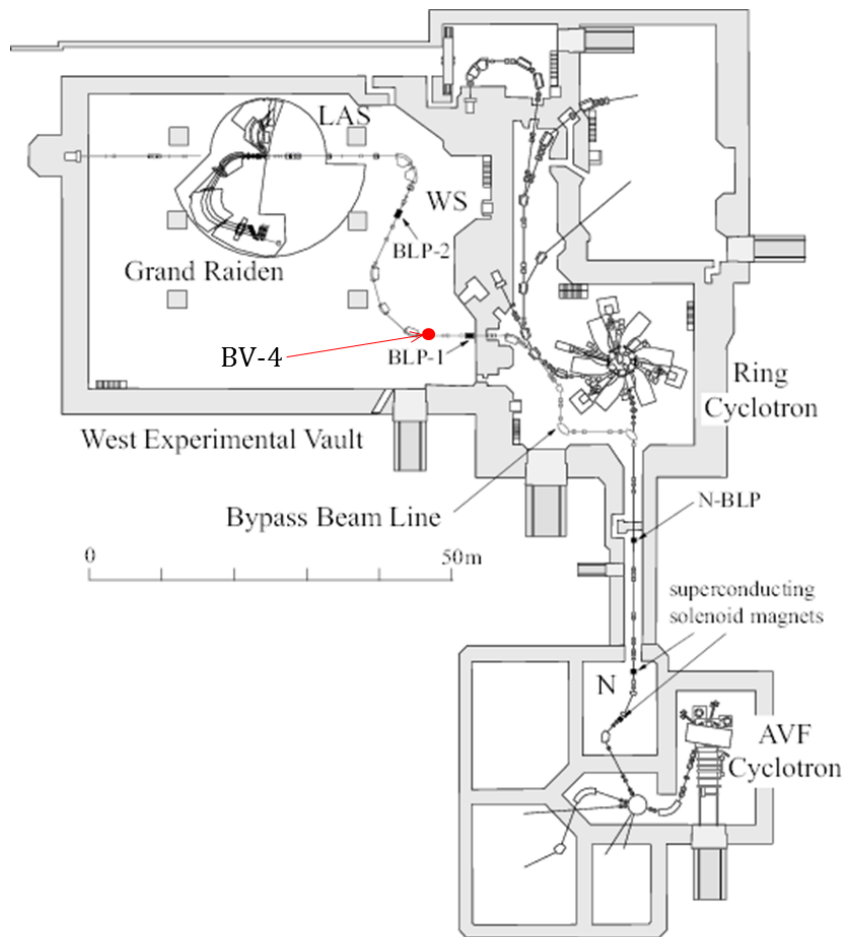


図 2.1: 施設全体図。

## 2.2 Target

本実験では図 2.2 に示す円柱形の容器に 1 atm の  $^4\text{He}$  ガスを封入して標的とする。ガス標的容器が長すぎると、標的内で入射粒子がエネルギーを失い、測定すべきエネルギーと異なるデータが混合してしまう。本実験では 400 keV ごとに入射エネルギーを変えて測定を行うため、その変更幅の半分に相当する 200 keV 以上のエネルギーを標的ガス中で失わないような距離を Bethe-Bloch の式を用いて求め、容器の長さを 6.0 cm とした。実際は膜を装着する際にはさむセンターリングによって円筒全体の長さは 7.0 cm となる。

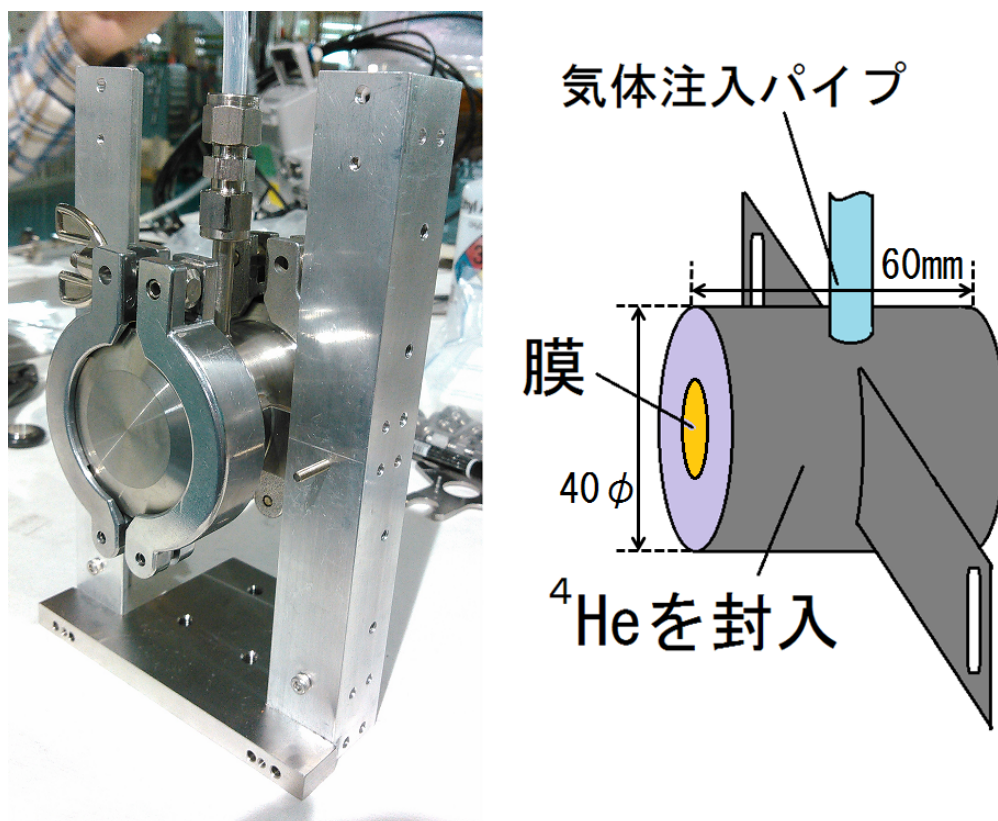


図 2.2: 散乱槽に入れるターゲットの概形。左は全体の写真 (膜のかわりに鉄板を装着したもの)、右は気体封入部分の拡大図。

ガス標的容器の封止膜 (図 2.3) には、次の三種を用いた。

### アラミド (6 $\mu\text{m}$ )

アミド結合によるポリマー。陽子数が小さく、弱い点電荷の集合であるため、ビーム中の粒子が衝突を起こしても散乱角が小さく、透過した際にビームがあまり散乱されない。その上、他の軽い素材と比べるとガス透過率が小さい。しかし  $^4\text{He}$  は単原子分子であり粒子が小さいため少し透過してしまう。

### タンタル (5 $\mu\text{m}$ )

質量数が大きく、原子核が重いため、ビーム中の粒子が衝突した際の反応における重心が、タンタル原子核付近からほとんど動かない。したがって、ビームが通過した際に起こる反応によるバックグラウンドが等方に広がり、 $^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}$  反応の起きる前方のバックグラウンドが小さい。

### ハーバー (2.5 $\mu\text{m}$ )

Co, Cr, Fe, Niなどの合金。重さはアラミドとタンタルの中間程度だが、破断強度が高く、薄い膜を使うことができる。

三種それぞれの場合についてバックグラウンド計測を行い、最終的に中性子イベント数の割合がもっとも少ない物質を用いて ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応の断面積測定を行う。図2.3のように膜は内側から接着するため、この膜には標的の外側から内側に圧力がかからないようにする。具体的には、まず外圧（散乱槽の気圧）を下げてから標的の内を真空にし、改めて ${}^4\text{He}$ ガスを標的につめる。

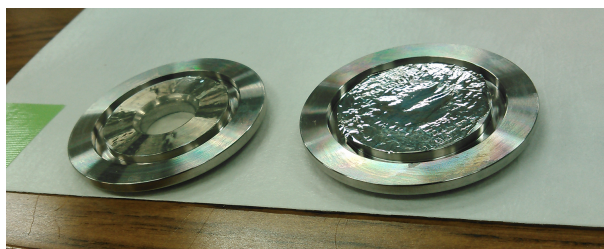


図 2.3: 封止膜。左はアラミド、右はハーバー。

## 2.3 中性子検出器

### 2.3.1 形状

本実験では、RCNPに既存のNE213液体シンチレータを使用した。図2.4に概略図を示す。検出器の有感領域は、直径20 cm、厚さ5 cmの円柱である。液体シンチレータの容器はアルミニウム製であり、内面はシンチレーション光の反射率を高めるために酸化マグネシウムでコーティングされている。

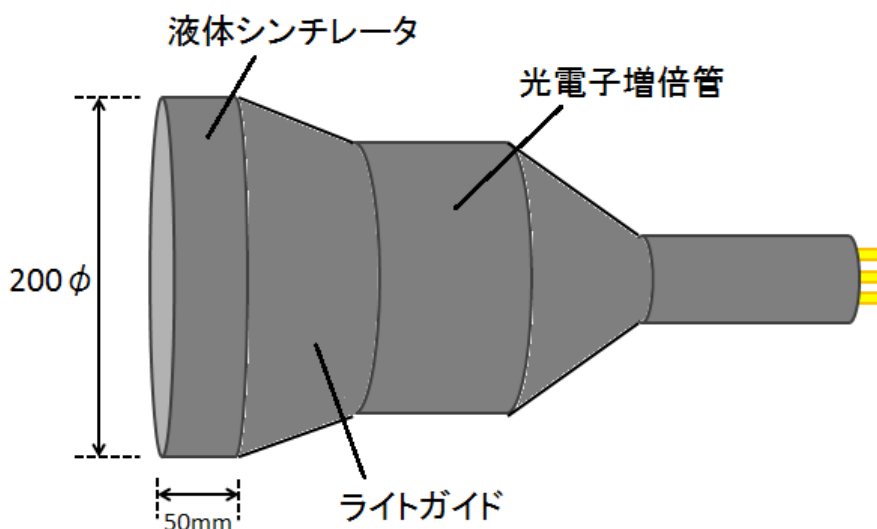


図 2.4: 中性子検出器



### 2.3.2 配置

${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  の反応により散乱した中性子は、図 2.5 に示すように、標的から 94 cm かつビームラインから  $19^\circ$  の位置、及び 171 cm かつ  $9^\circ$  の位置に設置した中性子検出器で測定した。中性子検出器を設置する架台も設計、製作した。図面などの詳細は巻末の付録 2 に掲載した。図 2.5 では 4 個の中性子検出器しか描かれていないが、実際には 94 cm の距離と 171 cm の距離にそれぞれ 4 個、計 8 個の中性子検出器が図 2.6、図 2.7 のような配置で設置した。実際の中性子検出器の配置を図 2.8 に、それぞれのシンチレータの光電子増倍管にかけた電圧を表 2.1 に示す。

さらに、 ${}^7\text{Be}$  の励起状態から放出される  $\gamma$  線を図 2.5 に示す場所に 7 個の NaI 検出器を置き測定した。詳細は次節で触れる。

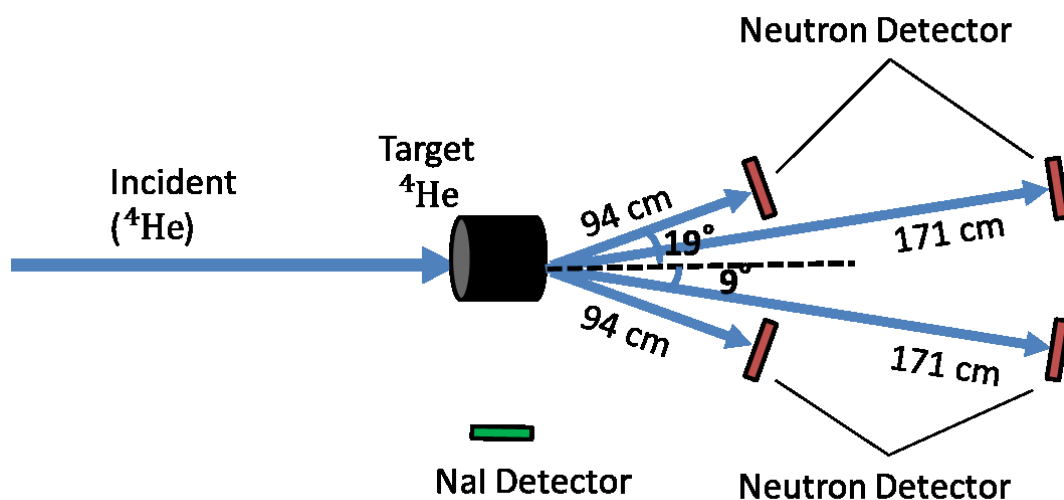


図 2.5: 装置全体の概略図 (上から見た図)

表 2.1: 液体シンチレータの光電子増倍管にかけた電圧

シンチレータ番号	1	2	3	4	5	6	7	8
電圧 [V]	1650	1650	1800	1500	1650	1750	1600	1750

各入射エネルギーにおける散乱中性子のエネルギーを実験室系における散乱角度の関数として図 2.9 に示す。赤線と青線は、 ${}^7\text{Be}$  の終状態が基底状態 ( $3/2_1^-$ ) である場合、および、 $E_x = 429$  keV の第一励起状態 ( $1/2_1^-$ ) 状態である場合に、散乱される中性子のエネルギーであり、黄色と水色の領域は 94 cm、および、171 cm に設置した中性子検出器がカバーする角度領域を示す。

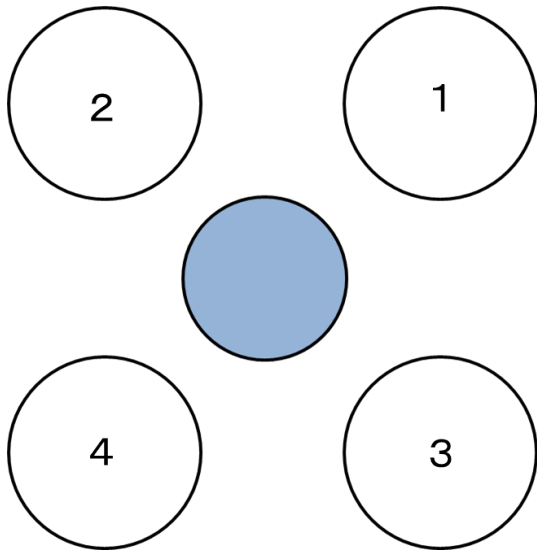


図 2.6: ターゲットから 94 cm の距離に設置する中性子検出器 (白丸) の配置をビーム上流から見た図。番号は液体シンチレータの番号に対応し、青い丸はビームのダクトを表す。

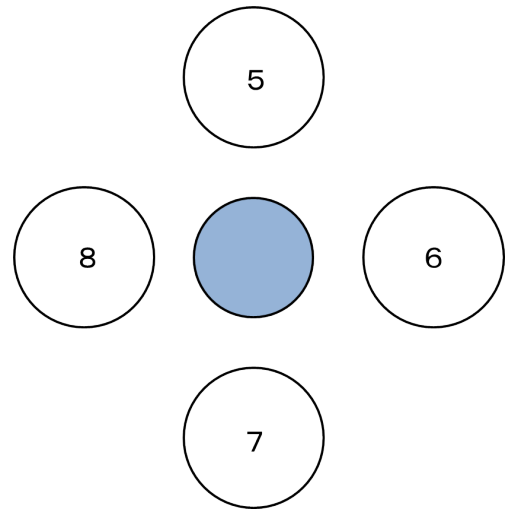


図 2.7: ターゲットから 171 cm の距離に設置する中性子検出器 (白丸) の配置をビーム上流から見た図。番号は液体シンチレータの番号に対応し、青い丸はビームのダクトを表す。

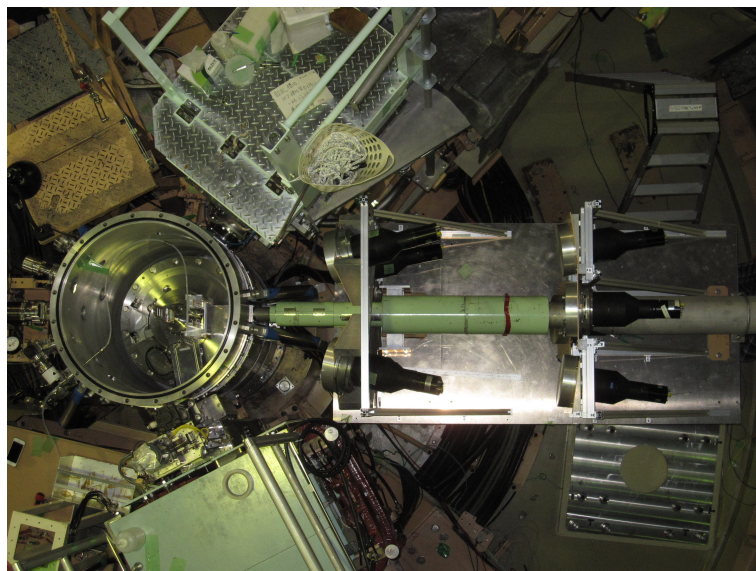


図 2.8: 中性子検出器の配置

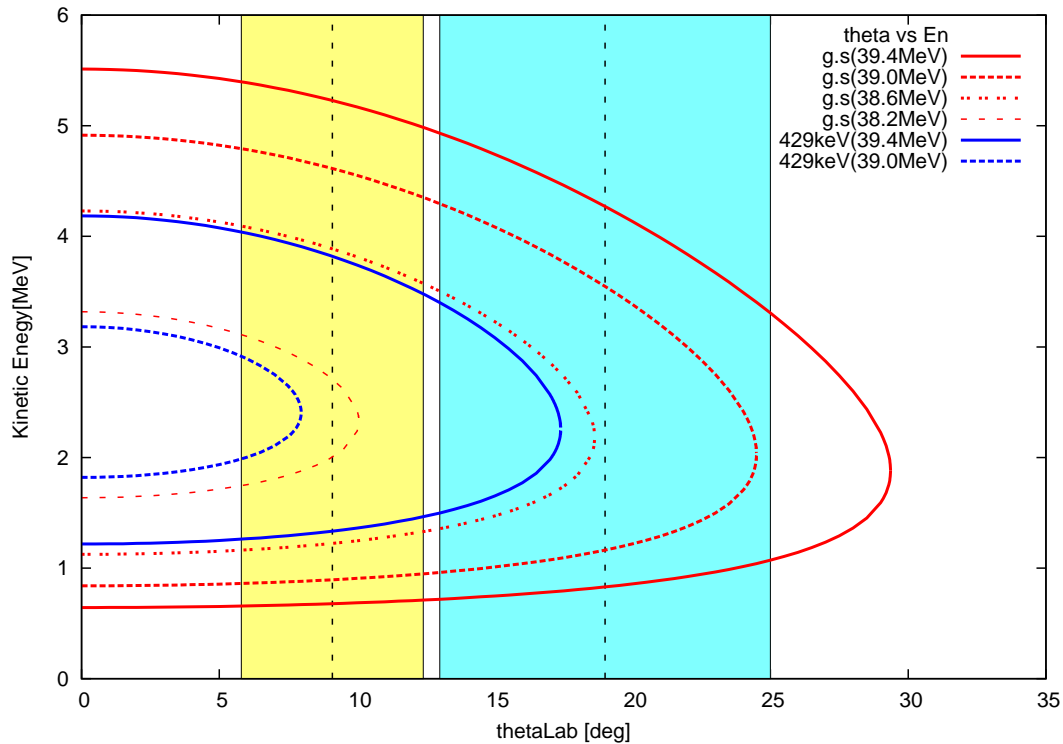


図 2.9: 各入射エネルギーにおける中性子のエネルギーの角度依存性を表す。黄色、および、水色の領域は  $9^\circ$ 、 $19^\circ$  に置いた中性子検出器がそれぞれカバーする角度領域を示す。それぞれの検出器は  $6^\circ < \theta < 12^\circ$ 、 $14^\circ < \theta < 26^\circ$  の角度領域をカバーするよう設置されている。

### 2.3.3 中性子の検出効率について

液体シンチレータの中性子検出効率について説明する。この検出効率 (Efficiency) のシミュレーションには、SCINFUL-CG という計算コードを使用する。コードの簡単な説明については、巻末の付録 1 を参照されたい。これを用いると、本実験で使用した液体シンチレータと同じシンチレータに、単一エネルギーの中性子が照射された場合の検出効率を計算することができる。0.2 MeVee、0.5 MeVee それぞれの閾値以上の発光量を示したイベントを選定することで、実際の液体シンチレータに  $\gamma$  線や荷電粒子が入射した際の、中性子による発光 (と同一する) イベントの割合 (これを液体シンチレータの中性子検出効率と呼ぶ) がシミュレートできる。以上のようにして計算した Efficiency は図 2.10 のようになった。シミュレーションに際して、単一エネルギーの中性子が入射していることを仮定しているため、十分大きな数の入射中性子数を仮定して、十分統計性を持たせても、このように不連続性が現れてしまう。これは、SCINFUL コードに、シンチレータ内の様々な物質と、入射中性子との反応断面積のデータが入っており、そのデータに存在する narrow resonance の影響を大きく受けるためだと考えられる。実際に本実験で注目する反応では、中性子のエネルギーは角度に応じた関数になっており、当然液体シンチレータの感光領域 (円筒部分) の大きさの分だけカバーする角度に幅があるため、入射中性子のエネルギーは単色ではなく、ある程度幅がある。そこで、本来ならば、エネルギー分解能程度の幅を持たせた入射エネルギーに対する Efficiency を計算するのが良いが、そこまで至らなかったため、今後の課題としたい。

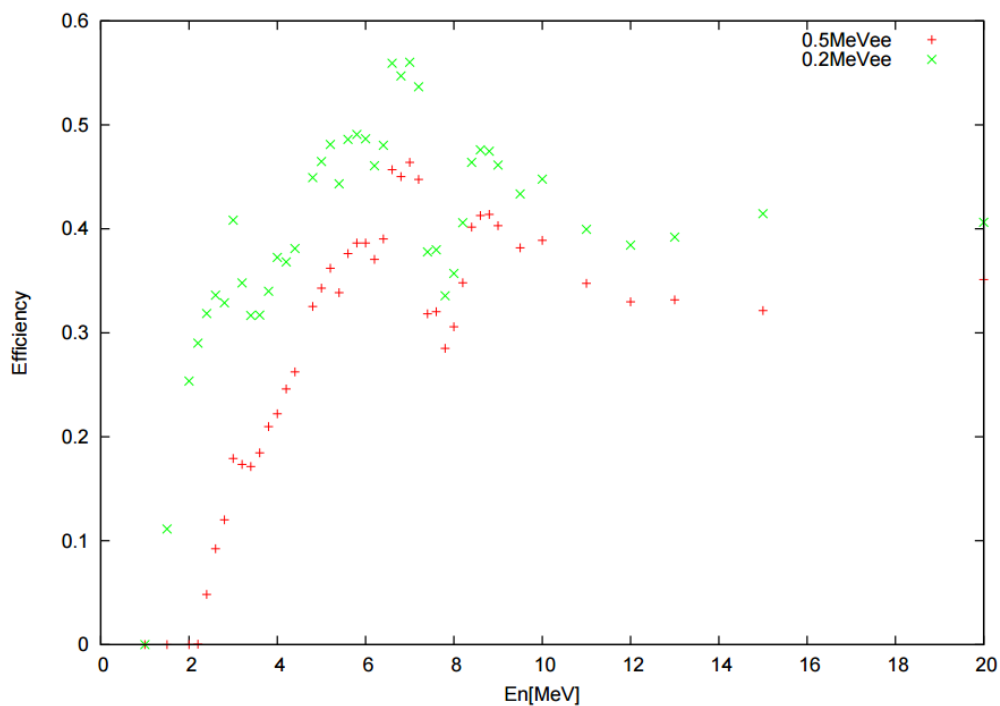


図 2.10: SCINFUL-CG を用いて計算した単色中性子に対する Efficiency

そこで今回は、M. Yosoi の論文 [8] の液体シンチレータの検出効率を参照することとした。用いている検出効率を図 2.11 に示す。

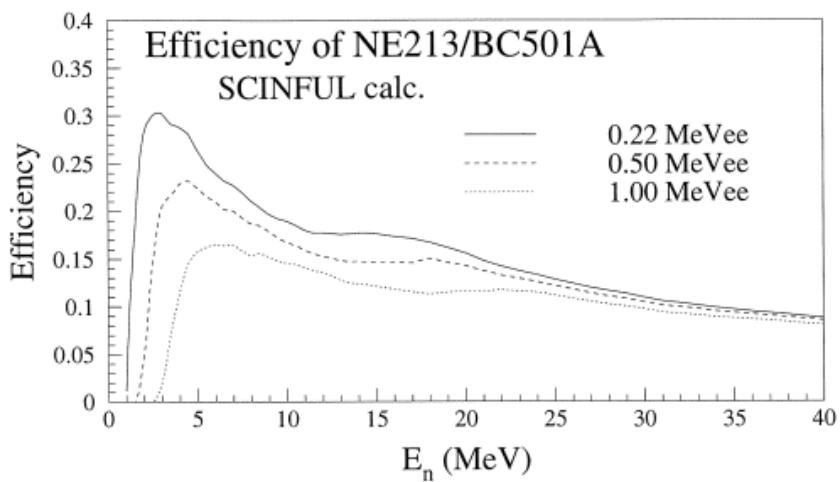


図 2.11: NE213 の Efficiency [8]

本実験においては、検出する中性子のエネルギーが最大で 5 MeV 程度であるから、3-4 MeV 付近での検出効率を高めるために、0.22 MeVee か 0.50 MeVee を検出器の閾値に設定すればよい。閾値が低すぎるとバックグラウンドの影響が大きくなるため、本実験では 0.50 MeVee が閾値となるよう調整したが、なおもバックグラウンドが大きかったために、最終的に約 1.0 MeVee に変更して実験を行った。

## 2.4 NaI 検出器

NaI 検出器は図 2.12 に示すようなものを 7 個用いた。

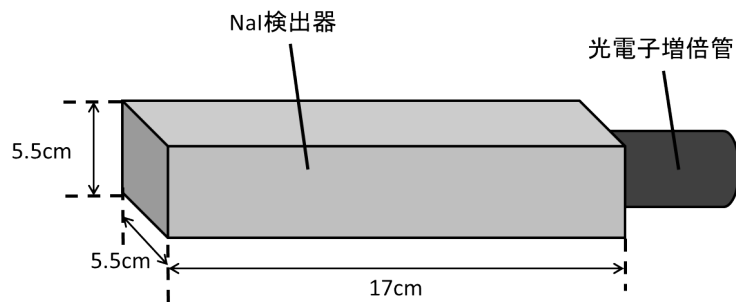


図 2.12: NaI 検出器

### 2.4.1 配置

本実験で用いた散乱槽はほぼすべての壁面が 5 cm のアルミでできており、そこを通過してくる  $\gamma$  線の強度は約 1/3 になってしまう。それで、本実験では散乱層の壁面が 0.4 mm のステンレス板でできている箇所を通過してきた  $\gamma$  線のみを検出するように検出器を配置した。模式図を図 2.13 に示す。図 2.14 は実際に配置したときの様子である。NaI 検出器は一番近いもので散乱中心から 73.2 cm、一番遠いもので 82.5 cm の場所に設置し、散乱中心から近い順に 1 番から 7 番までの番号を振り分けた。NaI 検出器の光電子増倍管にかけた電圧を表 2.2 に示す。

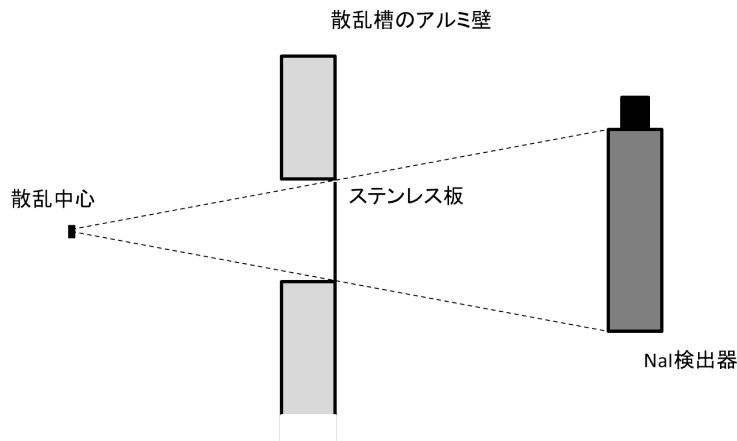


図 2.13: NaI 検出器と標的、ステンレス板の位置関係

表 2.2: NaI 検出器の光電子増倍管にかけた電圧

NaI 番号	1	2	3	4	5	6	7
電圧 [V]	1585	1515	1455	1365	1282	1493	1546

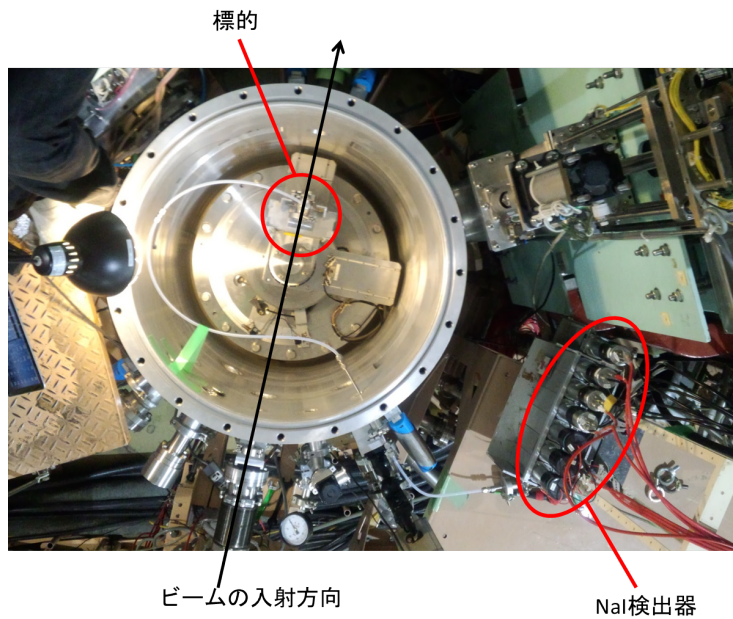


図 2.14: NaI 検出器の配置

### 2.4.2 検出効率

物体中で距離  $x$  を進む  $\gamma$  線の強度を  $F$  とすると  $F$  は、

$$F = F_0 e^{-\mu \rho x}$$

である。ここで、 $F_0$  は初期状態での強度、 $\mu$  は吸収係数であり今  $\mu = 0.11$  [cm<sup>2</sup>/g] である、 $\rho$  は物体の密度を表す。

距離  $x$  でロスしたエネルギーがすべて NaI 検出器に収集されると仮定すると、 $\gamma$  線の収集量  $F'$  は、

$$\begin{aligned} F' &= F_0 - F \\ &= F_0(1 - e^{-\mu \rho x}) \end{aligned}$$

となる。

$\gamma$  線を収集する面の表面積  $S$  に対して、検出効率  $f$  は  $f = F'S$  とする。

ここで NaI 検出器に入射する  $\gamma$  線について図 2.15、2.16 に示すように二つのパターンを考える。

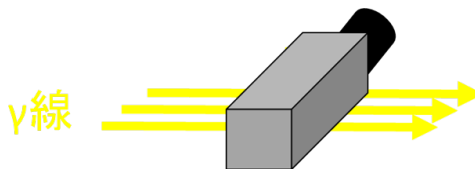


図 2.15: 17.5 × 5.5 の面に入射させる時 (A とする)

A の場合、 $x = 5.5$  [cm]、 $S = 5.5 \times 17 = 93.5$  [cm<sup>2</sup>] であり、 $\rho = 3.67$  [g/cm<sup>3</sup>] なので、

$$\begin{aligned} f &= F_0(1 - e^{-0.11 \times 3.67 \times 5.5}) \times 93.5 \\ &= 83.35 F_0 \end{aligned}$$

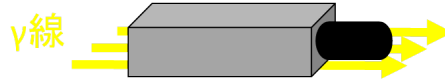


図 2.16:  $5.5 \times 5.5$  の面に入射させる時 (B とする)

B の場合、 $x = 17$  [cm]、 $S = 5.5 \times 5.5 = 30.25$  [cm<sup>2</sup>] であるから、

$$\begin{aligned} f &= F_0(1 - e^{-0.11 \times 3.67 \times 17}) \times 30.25 \\ &= 27.90F_0 \end{aligned}$$

となり、A の置き方のほうが検出効率が高いという結論を得たので、そのように置くことにした。

## 2.5 BLP

本実験では、ビームのエネルギー減衰板として厚さ  $11.02 \pm 0.19$   $\mu\text{m}$  のアルミ箔を用いた。アルミ箔の厚さは、その面積と質量を測定し、文献値の密度を用いて求めた。

<sup>4</sup>He のエネルギーはこのアルミ箔 1 枚につき約 0.4 MeV のエネルギーが減少するので、図 2.1 にある BLP1 にアルミ箔を 1 枚、BLP2 に 2 枚設置しこれを出し入れすることで 4 種類のエネルギーを得ようとした。

しかし、実際に BLP を設置してビームを見たところ、図 2.17、2.18 に示すように、ビームが収束していないことが分かった。これはアルミ箔内部での多重散乱による角度の広がりが大きく、BLP 通過後のビームが広がってしまっていると考えられる。

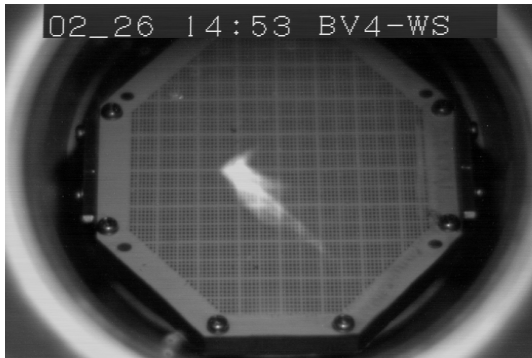


図 2.17: BLP1 を設置する前のビームの様子

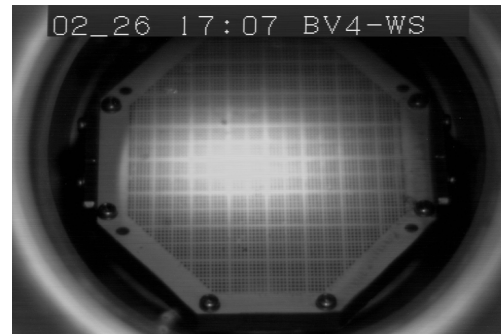


図 2.18: BLP2 を設置した後のビームの様子

今、大きい角度への単一散乱を無視すると、小さい角度 ( $\theta < 10^\circ$ ) だけを考慮すればよいので確率分布はガウシアンで近似できる。このときの、多重散乱の角度の分散は Lynch と Dahl によって提唱された経験的な式

$$\langle \theta^2 \rangle = 2 \frac{\chi_e^2}{1 + F^2} \left[ \frac{1 + v}{v} \ln(1 + v) - 1 \right]$$

であらわされる。ここで、

$$v = 0.5 \frac{\Omega}{(1-F)}$$

$$\Omega = \chi_c^2 / \chi_a^2$$

$$\chi_c^2 = 0.157z \left( \frac{Z(Z+1)}{A} \right) \frac{x}{p^2 \beta^2}$$

$$\chi_a^2 = 2.007 \times 10^{-5} Z^{2/3} [1 + 3.34(Zz\alpha/\beta)^2] / p^2$$

であり、 $p$  は運動量、 $x$  は経路長、 $z$  は粒子の電荷、 $Z$  と  $A$  はそれぞれ物質の原子番号と質量数、 $\alpha$  は微細構造定数、 $F$  は Moliere 分布を考慮に入れた時の補正を表すパラメータであり、 $0.9 < F < 0.995$  である。

上の式から角度の分散を求めビームの広がりを計算してみたところ、BLP に入れたディグレーダーから写真の viewer の位置までの長さ 6 m においてアルミニウムでは約 3.4 cm の広がりが生じていることになった。

多重散乱での角度広がりには  $Z$  の増加とともに大きくなるため、これを改善するためにはアラミドなど  $Z$  の小さい物体を用いればよいだろう。

実際にアラミドで計算をすると、アルミニウムと同じ場所で 2.6 cm の広がりとなる。アラミドにすることで広がりには 2/3 程度にはなるが、広がりには生じてしまうのでコリメーターを用いて、広がってしまったビームをすべて遮断する、という方法も考えられる。

物質の厚さ及びそれをもとに計算したときの多重散乱の角度と広がりを表 2.3 に示す。

表 2.3: 物質の厚さ及び、角度と広がりの計算結果

物質	厚さ [mg/cm <sup>3</sup> ]	角度 [mrad]	広がり [cm]
アルミニウム	2.978	2.848	3.574
アラミド	2.288	1.917	2.406

## 2.6 データ収集系

### 2.6.1 回路

今回の実験でデータを収集するために用いた回路の回路図を図 2.19 に示す。



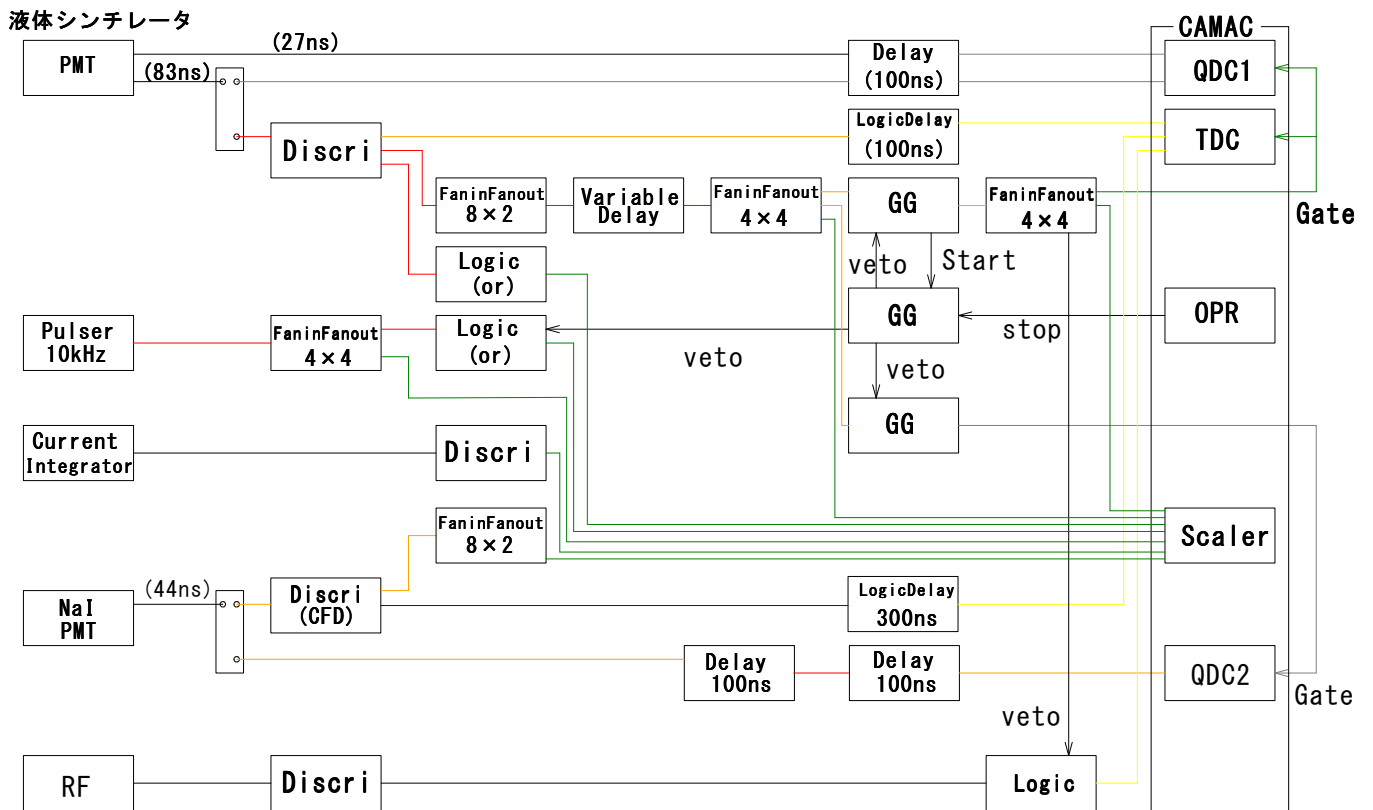


図 2.19: 回路図 モジュール間をつなぐ線は LEMO ケーブルのカラーコードに準じた色になっている

この回路のトリガーは、8つの液体シンチレータのうち、いずれかで粒子が検出されるという条件でかけている。この回路により、各 CAMAC モジュールで収集される情報は次のとおりである。

**QDC1** ゲートがかかっている間、液体シンチレータの PMT から来た信号を積分し、シンチレータ内でのエネルギーロスに関する情報を与える。次節で説明する  $n\text{-}\gamma$  Discrimination のために、同じ信号を2種類にタイミングを変えて入れている。

**QDC2** ゲートがかかっている間、NaI シンチレータの PMT から来た信号を積分し、シンチレータ内のエネルギーロスに関する情報を与える。

**TDC** ゲートがかかってから 400 ns 以内に液体シンチレータ、NaI シンチレータの PMT から来た信号や RF でストップをかけられるまでの時間の情報を与える。400 ns 以内にストップがかけられない場合は 4096 ch に値が入る。

**Scaler** 各チャンネルごとに信号が入った回数を数えるモジュール。チャンネルごとに入れた信号の種類は、

0 Current Integrator からの信号

Current Integrator は、設定した Range (今回の実験では 2 nA) 分のビームが入射したときに、1 kHz のパルスを出す。したがって、 $C$  を Current Integrator のカウント数、 $N$  を入射ビーム粒子数、 $e$  を素電荷として、

$$C = \frac{2e \times N}{2 \times 10^{-9}} \times 1000 \Leftrightarrow N = \frac{C}{e} \times 10^{-12} \quad (2.1)$$

という関係が成立する。

#### 1 Request

トリガーがかかった回数を数える。

#### 2 Accept

データを収集できたイベントの回数を数える。

#### 3 全時間

10 kHz パルサーの信号を使って、測定した全時間を計っている

#### 4 Live time

パルサーの信号を使って、ゲートに veto がかかっていない時間を計っている。

#### 5 7つの NaI 信号の OR

#### 6 前方に置いた 4つの検出器の信号の OR

#### 7 後方に置いた 4つの検出器の信号の OR

### 2.6.2 $n$ - $\gamma$ Discrimination

今回の実験では、液体シンチレータでは  $\gamma$  線と中性子が検出される。この二種類の粒子を識別する方法が  $n$ - $\gamma$  Discrimination である。

液体シンチレータに  $\gamma$  線と中性子線が入射したとき、PMT から得られる信号の波形は、それぞれ図 2.20 のように異なる。この波形の違いを利用して、波形全体における減衰部分の割合を比べることで、中性子と  $\gamma$  線を識別することができる。波形全体における減衰部分の割合の調べ方は、タイミングをずらした液体シンチレータからの信号を用意し、波形のうち QDC のゲートに収まる部分を変えることによって行う。

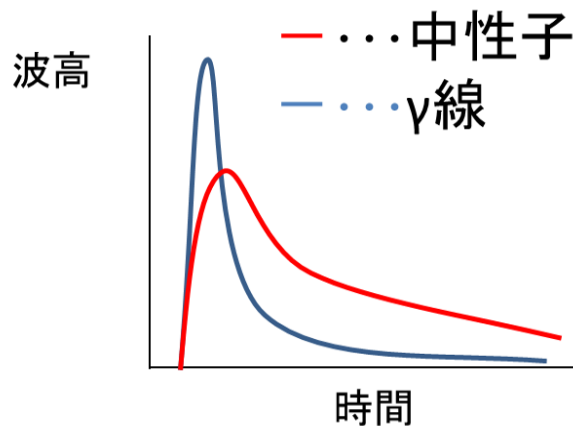


図 2.20: 液体シンチレータの PMT からの信号の線種による違い。

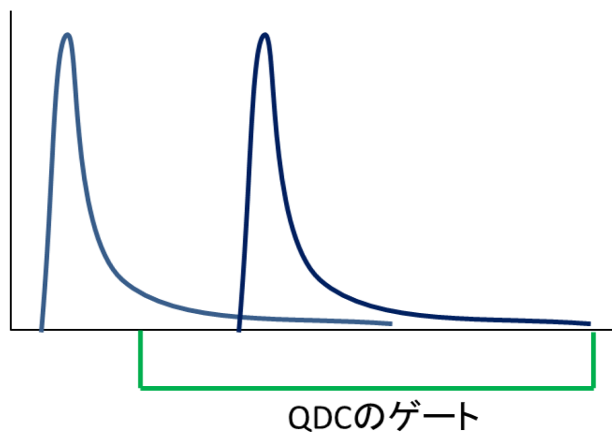


図 2.21: 減衰部分と波形全体のデータの得方。減衰部分のデータは信号より Gate が遅くかかっているため Slow-gated QDC, と呼ばれ、全体を積分したデータは信号より Gate が早くかかっているため Fast-gated QDC と呼ばれる。

Fast-gated QDC を横軸、Slow-gated QDC を縦軸にプロットしたものを図 2.22 に示す。 $\gamma$  線によるイベントに対応する曲線を適切にフィッティングできた最小次数の多項式である 4 次関数でフィッティングし、その曲線から点 (Fast-gated QDC, Slow-gated QDC) までの距離をイベントごとに求め、ヒストグラムにしたものを図 2.23 に示す。

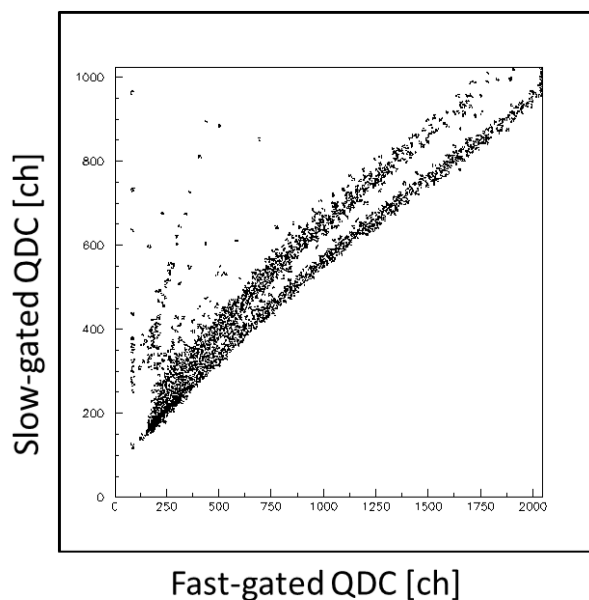


図 2.22: Fast-gated QDC と Slow-gated QDC をプロットしたもの。主に二本の曲線が見えるが、上側の曲線が中性子によるイベント、下側の曲線が  $\gamma$  線によるイベントに対応する

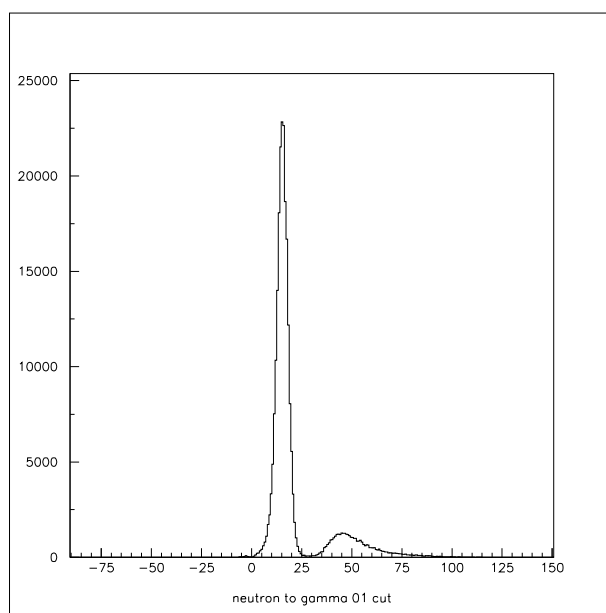


図 2.23:  $\gamma$ 線に対応する曲線からの距離に関するヒストグラム。左側のピークが $\gamma$ 線によるイベント、右側のピークが中性子によるイベントに対応する。

このようにして、 $\gamma$ 線によるイベントと中性子によるイベントを分けることができる。減衰部分をどの程度ゲートに入ればよいかは、 $^{241}\text{Am-Be}$ 線源を使ったソーステストを行い、回路にある Variable Delay を様々に変えながら、図 2.23 にあたるヒストグラムを作り、 $\gamma$ 線によるイベントと中性子によるイベントをどれだけ分けられているかを確認しながら決めた。もっとも適切な Variable Delay の値は 11 ns であった。

### 2.6.3 QDC 1 のキャリブレーション

液体シンチレータの信号を入力した QDC についてキャリブレーションを行う。行った測定は、Discriminator の Threshold を 50 mV に設定したときのバックグラウンド測定、Discriminator の Threshold を 20 mV に変更したときのバックグラウンド測定、および  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  線源を測定したいシンチレータの手前数 cm 程度に近づけたときの測定の 4 種類である。

Discriminator の Threshold を 50 mV にしたときの液体シンチレータのバックグラウンド測定の QDC のヒストグラムである図 2.24 を見ると、60 ch 付近で鋭敏にカウント数が増えていることがわかる。

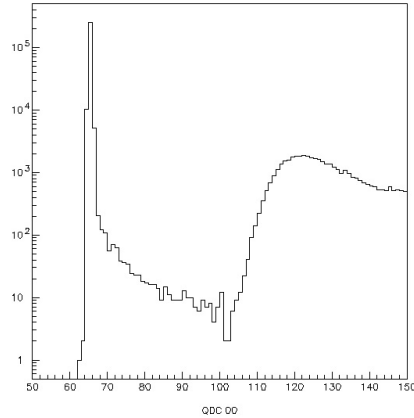


図 2.24: バックグラウンド測定 (Threshold 50 mV) 時の 液体シンチレータ 1 の QDC のヒストグラム。

これが最低エネルギー、つまりエネルギー 0 の時 (pedestal) のチャンネルに対応する。pedestal のチャンネルの位置は各シンチレータごとに異なっている。そして図 2.24 の 120 ch 付近にあるエッジは Threshold の影響によるカットオフで、このチャンネルの値も記録した。

一方、 $^{137}\text{Cs}$  線源を測定した時の QDC のヒストグラムの 1 つである図 2.25 を見ると、110ch 付近に最も高い山がある。これは  $^{137}\text{Cs}$  から放出される 661 keV の  $\gamma$  線によるコンプトンエッジである。このエネルギーは既知量で 0.478 MeV である。また 90 ch 付近にある最も低エネルギーのエッジは 20 mV の Threshold によって生じたカットオフである。

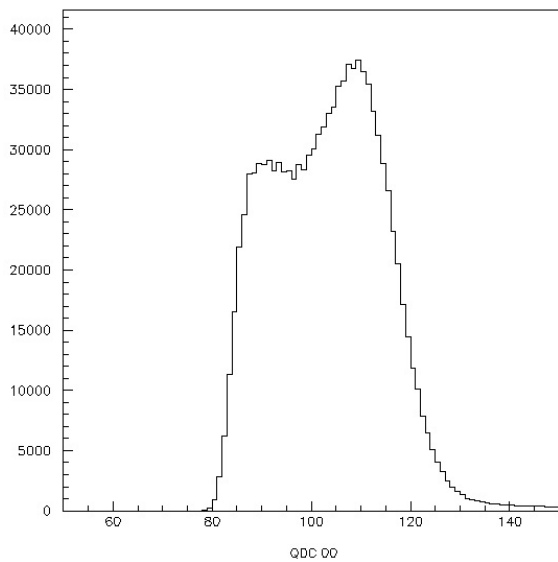


図 2.25:  $^{137}\text{Cs}$  測定時の液体シンチレータ 1 の QDC のヒストグラム。

同様に、 $^{60}\text{Co}$  線源を測定した時の QDC のヒストグラムの 1 つである図 2.26 を見ると、160 ch 付近に最も高い山がある。

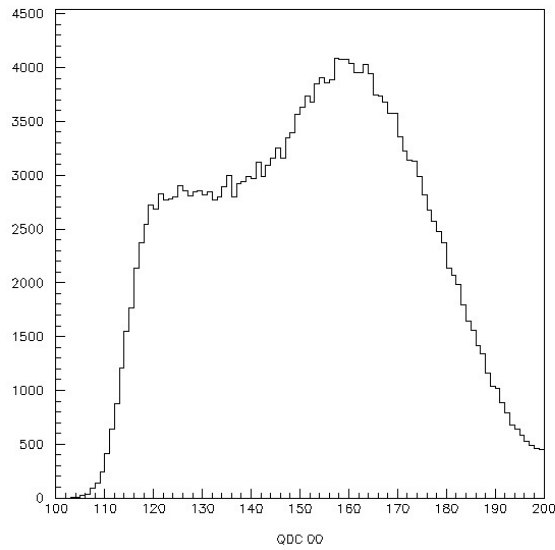


図 2.26:  $^{60}\text{Co}$  測定時の液体シンチレータ 1 の QDC のヒストグラム

$^{60}\text{Co}$  のコンプトンエッジは 0.96 MeV と 1.115 MeV の 2 つ存在するが、エネルギー分解能の関係で 2 つを識別することができなかつたので、見えたピークが 2 つのエネルギーの平均の値だと処理して解析した。120 ch 付近にある最も低エネルギーの山は 20 mV の Threshold によって生じたカットオフである。

ここから、pedestal、 $^{137}\text{Cs}$  のコンプトンエッジ、 $^{60}\text{Co}$  のコンプトンエッジの 3 つについてエネルギーとチャンネルの対応が明らかになった。それらを表 2.4 にまとめた。また、エネルギーとチャンネルの関係は線形性があるとして (エネルギー (KeV)) =  $a \times (\text{チャンネル}) + b$  という関係式の  $a$  と  $b$  を求めた。

表 2.4: 液体シンチレータエネルギーキャリブレーションの結果

	pedestal(ch)	0.478 MeVee 位置 (ch)	1.038 MeVee 位置 (ch)	a	b
液体シンチレータ 1	66	109	162	10.80	-707.8
液体シンチレータ 2	80	115	161	12.78	-1010.9
液体シンチレータ 3	66	103	144	13.31	-883.2
液体シンチレータ 4	60	95	136	13.65	-819.0
液体シンチレータ 5	50	83	122	14.41	-719.5
液体シンチレータ 6	61	147	250	5.49	-332.6
液体シンチレータ 7	87	132	186	10.48	-909.1
液体シンチレータ 8	98	136	183	12.19	-1189.8

また、バックグラウンド測定から、Threshold が 0 mV (pedestal), 20 mV, 50 mV の時の電圧とチャンネルの関係が明らかになる。これまでのキャリブレーションと同様に (チャンネル) =  $a \times (\text{Threshold 電圧 (mV)}) + b$  として線形近似を行った。これと表 2.4 から、チャンネルを介して電圧とエネルギーの関係式も得られる。これを (エネルギー (keV)) =  $a' \times (\text{Threshold 電圧$

(mV)) +  $b'$  という線形性があるとする、それぞれのシンチレータごとに対応式は表 2.5 となる。

ここから当初の予定であった約 0.5 MeVee になるように対応式から Threshold を調整する予定だったが、それだとバックグラウンドの  $\gamma$  線のノイズが強かったため、約 1 MeVee になるように Threshold を決定した (表 2.5 に記載)。液体シンチレータ 6 のスレッシュホールドのみが並はずれて小さいが、解析をする上では Threshold が 1 MeVee に相当するようにイベントを選択することで他の検出器に揃えるようにしている。

表 2.5: 検出効率、Threshold の決定

	$a'$	$b'$	Threshold (mV)	Threshold エネルギー (MeVee)
液体シンチレータ 1	12.33	1.46	90	1.11
液体シンチレータ 2	13.58	5.12	90	1.17
液体シンチレータ 3	14.88	-1.80	76	1.06
液体シンチレータ 4	14.15	6.54	80	1.10
液体シンチレータ 5	14.94	7.72	68	1.02
液体シンチレータ 6	6.04	2.14	120	0.72
液体シンチレータ 7	12.27	-15.04	90	1.03
液体シンチレータ 8	12.90	9.06	77	1.01

#### 2.6.4 QDC2 のキャリブレーション

NaI からの信号を入力した QDC についてキャリブレーションを行った。NaI 検出器では液体シンチレータとは違い、 $\gamma$  線の全吸収ピークがそのまま見られる。図 2.27 は、NaI 検出器 1 に  $^{137}\text{Cs}$  を近づけて測定したヒストグラムで、662 keV の全吸収ピークがしっかりと見えている。同様に、図 2.28 は NaI 検出器 1 に  $^{60}\text{Co}$  を近づけて測定したヒストグラムで、1173 keV, 1332 keV の  $\gamma$  線の全吸収ピークが 2 つしっかりと見えている。

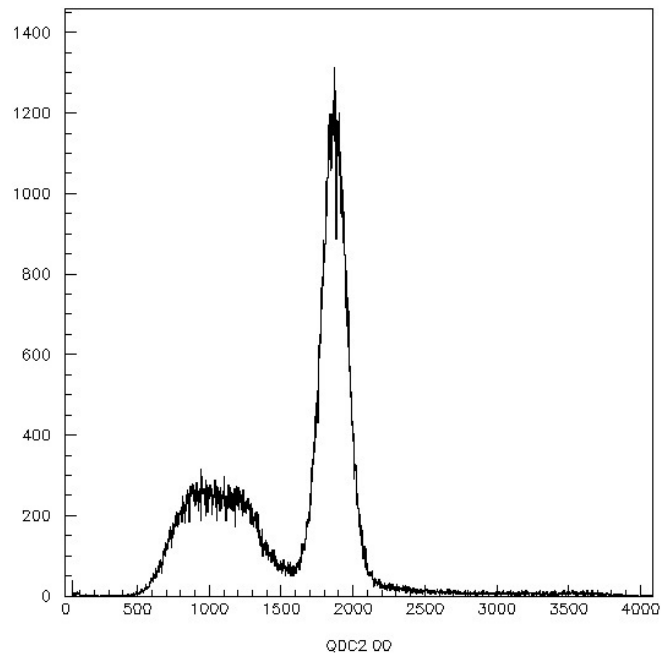


図 2.27:  $^{137}\text{Cs}$  測定時の NaI 検出器 1 の QDC のヒストグラム

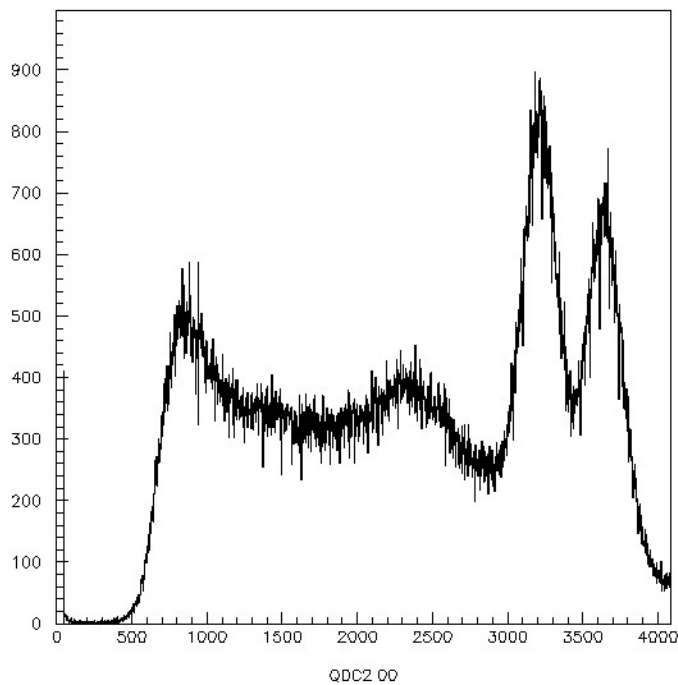


図 2.28:  $^{60}\text{Co}$  測定時の NaI 検出器 1 の QDC のヒストグラム

ここから3つのエネルギーとチャンネルの対応関係がわかり、液体シンチレータと同様にエネルギーとチャンネルの対応関係を(エネルギー (KeV)) =  $a \times (\text{チャンネル}) + b$  として、表 2.6 でまとめた。



表 2.6: NaI 検出器エネルギーキャリブレーションの結果

	$^{137}\text{Cs}$ 662 keV ピーク (ch)	$^{60}\text{Co}$ 1173 keV ピーク (ch)	$^{60}\text{Co}$ 1332 keV ピーク (ch)	a	b
NaI 1	1873.7	3218.2	3634.1	0.380	-50.98
NaI 2	1895.7	3243.9	3670.2	0.378	-54.14
NaI 3	1864.9	3227.5	3648.9	0.375	-38.24
NaI 4	1851.7	3208.9	3627.5	0.377	-36.43
NaI 5	1848.8	3219.1	3628.8	0.376	-32.94
NaI 6	1854.7	3217.7	3643.8	0.375	-32.67
NaI 7	1689.1	3141.5	3593.5	0.352	67.74

### 2.6.5 TDC キャリブレーション

TDCのキャリブレーションは、20 ns 周期のテストパルスを TDC に入れ、その信号の TDC の値との対応を調べ、TDC の値と時間の対応関係を  $(\text{時間 (ns)})=a \times (\text{チャンネル})+b$  としたときの傾きを求めた。

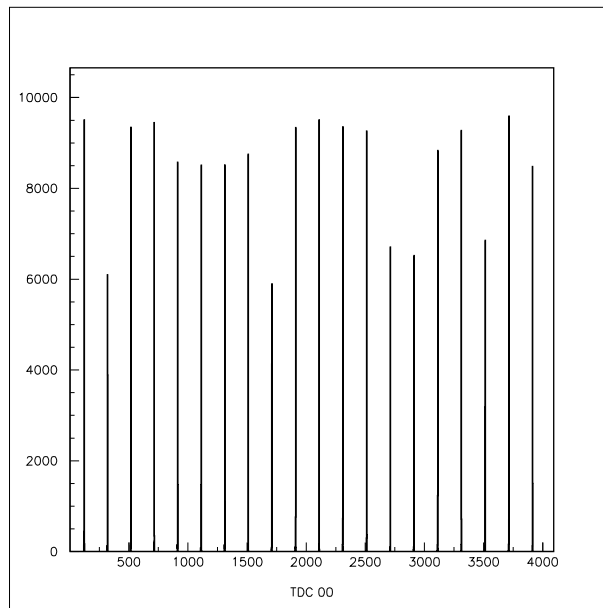


図 2.29: テストパルスを入れたときの TDC のヒストグラム。

TDC の 16 ch それぞれについてのキャリブレーション結果を表 2.7 に示す。

表 2.7: TDC キャリブレーション結果

TDC に入る信号	傾き (ns/ch)
液体シンチレータ 1	0.1001
液体シンチレータ 2	0.0999
液体シンチレータ 3	0.0997
液体シンチレータ 4	0.0992
液体シンチレータ 5	0.1000
液体シンチレータ 6	0.0999
液体シンチレータ 7	0.0998
液体シンチレータ 8	0.9998
NaI1	0.1001
NaI2	0.0999
NaI3	0.0997
NaI4	0.0992
NaI5	1.0000
NaI6	0.0999
NaI7	0.0998
RF	0.0999

## 第3章 Results and Analysis

### 3.1 ビームエネルギーの測定

#### 3.1.1 測定方法

NaIシンチレータを、WSコースのBLP1の左右に1つずつ、BLP2の左右に1つずつ、計4つを置き、それぞれのBLPで弾性散乱された $\alpha$ 粒子のデータを得る。以下では便宜上、ビームの上流から見て、BLP1の右側のNaIシンチレータをBLP1<sub>R</sub>、左側のNaIをBLP1<sub>L</sub>、またBLP2の右側のNaIをBLP2<sub>R</sub>、左側のNaIをBLP2<sub>L</sub>とする。

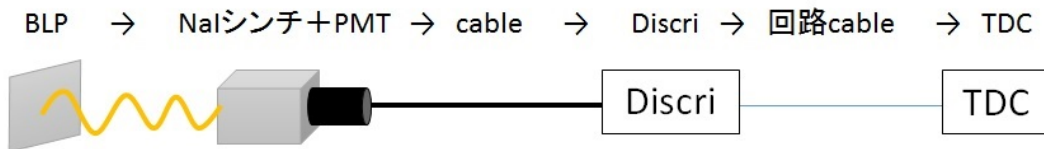


図 3.1: 弾性散乱した $\alpha$ 粒子およびその信号の進行過程

BLPで散乱された $\alpha$ 粒子がシンチレータに当たると、シンチレーション光が放出される。そのシンチレーション光がPMTの光電面に当たり光電効果によって電子が発生し、電気信号に変換される。その後、信号はケーブルを通り、Discriminatorをかけられ、TDCに送られる。これを図で示したのが図3.1である。

これを踏まえて、ここからはBLP1とBLP2とで散乱される $\alpha$ 粒子の飛行経路の違いとそれぞれのオフセットの考慮から、ビームの飛行時間および速度を導出し、そこから相対論的にビームエネルギーを導出する。BLP1・BLP2それぞれにおいて $\alpha$ 粒子およびそれによって生じる信号がどのように進むのか、図3.2を参照しつつ考えていく。

BLP1・BLP2共に、TDCのスタートはPMTから来てDiscriminatorにかけられた信号を用い、ストップはRF信号を用いている。

まずBLP1からTDCまでの経路について考える。図3.2の上部から、BLP1からTDCに至る経路の時間のパラメータは以下の5つである。

- ①散乱された $\alpha$ 粒子がシンチレータに至るまでの時間 $t_1$
- ②シンチレータおよびPMTにおいて反応にかかる全反応時間 $r_1$
- ③PMTからDiscriminatorに至るまでに信号がケーブルを通過するのにかかる時間 $c_1$
- ④Discriminatorからでた信号がTDCのスタートにかかるまでの時間 $T_1$
- ⑤TDCのスタートからストップにかかるまでの時間 $TDC_1$

次にBLP2からTDCまでの経路について考える。BLP1からBLP2までの飛行距離を $l$ 、ビームの速度を $v$ とすると、BLP2ではBLP1から $l/v$ だけ遅れて $\alpha$ 粒子の弾性散乱が起きる。そ

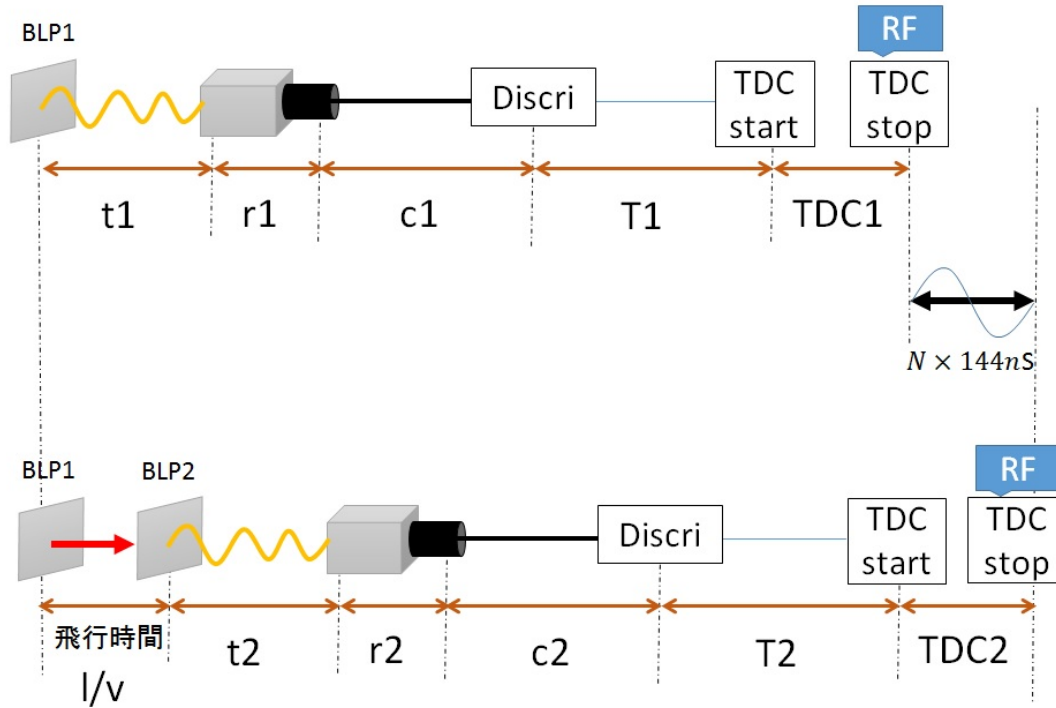


図 3.2: BLP1 と BLP2 との  $\alpha$  粒子および信号の進行過程の違い

の後は BLP1 と同じシステムで  $\alpha$  粒子およびそれによって生じる信号が進む。よって、図 3.2 の下部から、BLP2 から TDC に至る経路の時間のパラメータは以下の 6 つである。

- ① BLP1 から BLP2 に至るまでの飛行時間  $l/v$
- ② 散乱された  $\alpha$  粒子がシンチレータに至るまでの時間  $t_2$
- ③ シンチレータおよび PMT において反応にかかる全反応時間  $r_2$
- ④ PMT から Discriminator に至るまでに信号がケーブルを通過するのにかかる時間  $c_2$
- ⑤ Discriminator からでた信号が TDC のスタートにかかるまでの時間  $T_2$
- ⑥ TDC のスタートからストップにかかるまでの時間  $TDC_2$  がある。

ここで注意されたいのが、TDC にストップをかける RF 信号が、 $TDC_1$  と  $TDC_2$  とでは同一のものでないということである。すなわち、 $TDC_1$  と  $TDC_2$  とでかかるストップには RF の周期分のずれが生じている。ただし、何周期ずれているのかは分からないので、ずれた周期の数を解析によって明らかにする。以上のことから、この RF の信号のずれの周期の数を  $N$  とおいてオフセットを考慮すると

$$t_1 + r_1 + c_1 + T_1 + TDC_1 + 144.024 \times N = l/v + t_2 + r_2 + c_2 + T_2 + TDC_2 \quad (3.1)$$

という関係式を得る。ここから

$$v = \frac{l}{(t_1 - t_2) + (r_1 - r_2) + (c_1 - c_2) + (T_1 - T_2) + (TDC_1 - TDC_2) + 144.024 \times N} \quad (3.2)$$

より、ビームの速度を得ることができる。この  $v$  を用い、相対論的にビームエネルギーが

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2 \quad (3.3)$$

と算出できる。今回は  $\alpha$  粒子の質量 3727 MeV を用いて解析する。

本実験では、BLP のディグレーダーと NaI シンチレータの表面までの距離を常に一定にしたので、 $t_1 = t_2$  とでき、すなわち  $t_1 - t_2$  の項をキャンセルできる。

また、NaI シンチレータの前後を入れ替えたデータを取ると、(3.1) は

$$t_1 + r_2 + c_1 + T_1 + TDC'_{t_1} + 144.024 \times N = l/v + t_2 + r_1 + c_2 + T_2 + TDC'_{t_2} \quad (3.4)$$

となり、(3.1)+(3.4) から  $r_1$  と  $r_2$  の差の項、すなわち各 NaI シンチレータおよび PMT の個体差をキャンセルできる。

以上から、(3.1)+(3.4) より

$$2c_1 + T_1 + T'_{t_1} + TDC_1 + TDC'_{t_1} + 2 \times 144.024 \times N = 2l/v + 2c_2 + T_2 + T'_{t_2} + TDC_2 + TDC'_{t_2} \quad (3.5)$$

すなわち

$$v = \frac{2l}{2(c_1 - c_2) + (T_1 - T_2) + (T'_{t_1} - T'_{t_2}) + (TDC_1 - TDC_2) + (TDC'_{t_1} - TDC'_{t_2}) + 2 \times 144.024 \times N} \quad (3.6)$$

### NaI シンチレータおよび PMT の入れ替え

NaI シンチレータと PMT の入れ替えに関して、BLP1 の左右および BLP2 の左右の入れ替えと、BLP1 と BLP2 の右側同士および BLP1 と BLP2 の左側同士の入れ替えをした。図 3.3 の①～④はそれぞれの NaI シンチレータおよび PMT にナンバリングした数字である。また、便宜上それぞれの場合のすべての NaI シンチレータと PMT のセットに図 3.3 のように A～L の記号を割り振ってある。以下ではこの記号を用いる。実験において、図 3.3 の②の NaI シンチレータでは弾性散乱した  $\alpha$  粒子と思われるピークが観測できなかったため、以後の解析では①、③、④の NaI シンチレータで得たデータを用いることとする。

### 3.1.2 信号がケーブルを通過するのに要する時間

ケーブルの片側からパルスを入力してから、その反射波が戻るまでに要した時間を測定することで、信号が往復するのに要した時間を測定することができ、ここから信号がケーブルを通過するのに要する時間を求めることができる。便宜上、この測定を反射波測定と名付ける。反射波測定では、オシロスコープを用いて、0.01 ns まで測定し、0.01 ns を四捨五入して 0.1 ns オーダーでパルスが往復する時間を測定した。

反射波測定の結果を表 3.1 に示す。

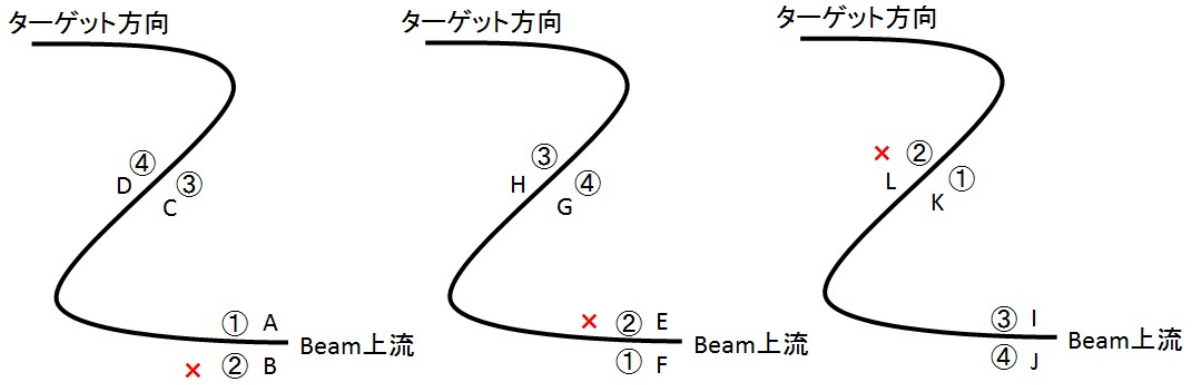


図 3.3: setup

表 3.1: ケーブルを通過するのに要する時間 [ns]

BLP1 <sub>L</sub>	BLP1 <sub>R</sub>	BLP2 <sub>L</sub>	BLP2 <sub>R</sub>
184.65	182.30	114.15	114.20

### 3.1.3 回路による信号のずれ

4つある NaI シンチレータから出る信号のどれか1つのみをスタートのトリガーにさせ、その後はそれぞれの回路でストップをかけ、その時間を測定することで回路によるオフセットを測定する。スタートを BLP1<sub>L</sub>、BLP1<sub>R</sub>、BLP2<sub>L</sub>、BLP2<sub>R</sub> の4通りで取ったデータが表 3.2 である。

表 3.2: 各トリガーのスタートに対する各回路のストップまでの時間 [ns]

スタートトリガー \ 各回路	BLP1 <sub>L</sub>	BLP1 <sub>R</sub>	BLP2 <sub>L</sub>	BLP2 <sub>R</sub>
	BLP1 <sub>L</sub>	73.81	74.05	73.99
BLP1 <sub>R</sub>	72.31	72.56	72.43	72.69
BLP2 <sub>L</sub>	75.56	75.81	75.69	75.93
BLP2 <sub>R</sub>	76.94	77.18	77.05	77.18

このデータを元に、回路のオフセットを考慮したものが表 3.3 である。

### 3.1.4 ビームエネルギーの決定

#### フィッティング

TDC から得たデータからヒストグラムを描いた。左側に見えるピークは  $\alpha$  粒子の散乱によって生じる  $\gamma$  線のピークである。また、右側に見えるピークは弾性散乱した  $\alpha$  粒子である。この  $\alpha$  粒子によるピークをガウシアンでフィッティングした。図 3.4 は図 3.3 の B でのデータのヒストグラムおよびそのフィッティングである。

このようにしてフィッティングして得たデータを表 3.4 に示す。

表 3.3: 各回路のオフセット [ns]

スタートトリガー 比較する BLP	BLP1 <sub>L</sub>	BLP1 <sub>R</sub>	BLP2 <sub>L</sub>	BLP2 <sub>R</sub>	平均	標準偏差
BLP2 <sub>R</sub> -BLP1 <sub>R</sub>	4.63	4.62	4.63	4.50	4.59	0.06
BLP2 <sub>L</sub> -BLP1 <sub>R</sub>	3.25	3.26	3.26	3.25	3.25	0.01
BLP2 <sub>R</sub> -BLP1 <sub>L</sub>	3.13	3.13	3.07	3.00	3.08	0.06
BLP2 <sub>L</sub> -BLP2 <sub>L</sub>	1.75	1.76	1.70	1.75	1.74	0.03

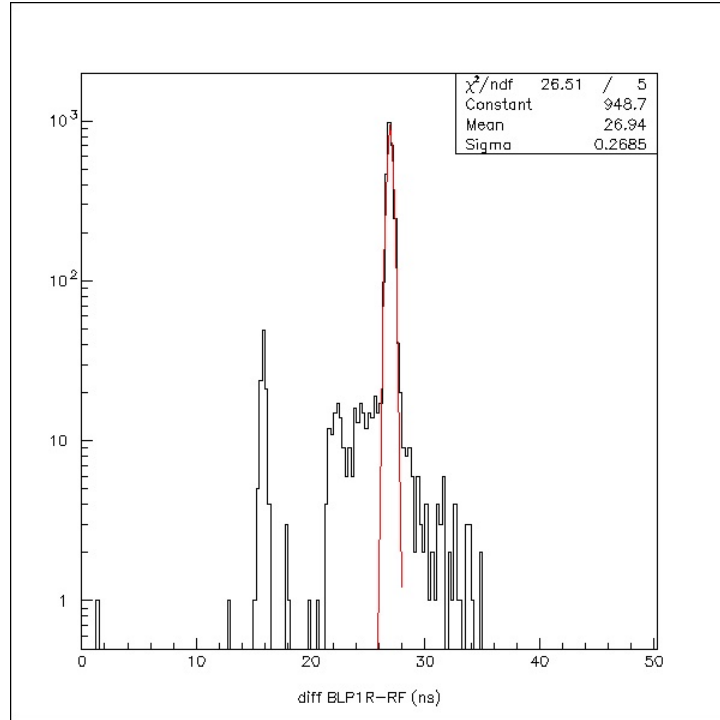


図 3.4: ヒストグラムのフィッティング (B のデータを例に)

#### データ解析と BLP1 と BLP2 の間の RF の周期のずれの同定

フィッティングしたヒストグラムをもとにして、おおよそのビームエネルギーを求める。TDC で得たヒストグラムには、BLP で散乱された  $\alpha$  粒子のピークと、散乱の際に出た  $\gamma$  線のピークがある。この2つのピークの差  $\delta t$  はヒストグラムの解析から分かる。また、 $\gamma$  線の速さは光速  $c$  である。よって、BLP のディグレーダーから NaI シンチレータの表面までの距離を  $d$  とすれば、 $\alpha$  粒子の速さ  $v$  は

$$\frac{d}{v} - \frac{d}{c} = \delta t \quad (3.7)$$

より求めることができる。図 3.4 から分かるように、 $\delta t$  は  $\alpha$  粒子によるピークのガウシアンと、 $\gamma$  線によるピークのガウシアンとの平均の差から分かる。また、 $d$  が 0.51 m となる位置に NaI シンチレータをセットアップしてある。以上から、おおよそのビームエネルギーを求めると 37 MeV 程度である。

ただし、図 3.4 のように隣り合っている、 $\alpha$  粒子のピークと  $\gamma$  線のピークが、同一の  $\alpha$  粒子から得られたものかどうかは定かではない。そこで、1 周期ずれたピークが見えていると仮定して  $E$  を出してみる。その場合、ビームエネルギーは 0.3 MeV 程度となり、明らかに小さい。

表 3.4: フィッティングによる各データの時間の平均とその誤差 [ns]

data	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
mean		26.936	24.425	26.160	29.573		24.446	25.717	23.681	25.114	30.381	
誤差 [ns]		0.003	0.004	0.003	0.001		0.002	0.002	0.003	0.003	0.004	

よって、これらのピークは同一の  $\alpha$  粒子からのものであると分かり、更にビームエネルギーは当初の予定通りのエネルギー帯であることも分かった。

これらの事実を踏まえ、図 3.3 より、以下 (i) ~ (iv) の 4 通りの組み合わせで、 $N$  を変えた時に出るビームエネルギーを算出した結果を表 3.5 に示す。

- (i) A、C、I、K の組み合わせ
- (ii) A、D、J、K の組み合わせ
- (iii) F、H、I、K の組み合わせ
- (iv) F、G、J、K の組み合わせ

表 3.5: RF の周期のずれの数に対するビームエネルギー [MeV]

組み合わせ \ N	N				
	1	2	3	4	5
(i)	439.88	136.17	66.51	39.45	26.12
(ii)	438.20	135.89	66.42	39.40	26.09
(iii)	437.60	135.80	66.38	39.39	26.08
(iv)	435.38	135.43	66.26	39.33	26.05

ここで、 $N = 0$  の時は  $\beta$  が 1 を越えるので、不適切である。先の解析より、ビームエネルギーは  $N = 4$  の時であることが明らかに分かる。

### 3.1.5 誤差の評価

#### (A) 反射波測定による誤差

反射波測定はオシロスコープを用いて 0.01 ns オーダーで測定し、四捨五入して 0.1 ns オーダーの値を採用している。よって、これによる誤差は最大でも 0.1 ns である。

#### (B) 回路のオフセットによる誤差

回路のオフセットは、回路にテストパルスを流し、そこからデータを得た。この解析の標準偏差は表 3.3 のとおりである。

#### (C) TDC のデータのフィッティングによる誤差

TDC のデータは paw を用いてガウシアンでフィッティングし、そこで出た平均の値を用いている。平均の誤差は表 3.4 のとおりである。

#### (D) ビームの飛行距離のずれによる誤差

解析ではビームが常にダクトの中心を通過していることを仮定している。しかし、ダクトの中心からずれていない保証はなく、もし中心からずれた場合、ビームの飛行距離がずれ、 $v$  の評価に影響する。ダクトの中心からのビームのずれを測定することはできないので、中心から



5 mm ずれて外側または内側をビームが走ったという仮定で飛行距離およびビームエネルギーのずれを導出してみる。中心から 5 mm ずれた場合、全長で 1.004 cm のずれが生じる計算になる。

以上 4 点の誤差についてまとめたのが表 3.6 である

表 3.6: ビームエネルギーの誤差 [keV]

誤差 \ 組み合わせ	(i)	(ii)	(iii)	(iv)
(A) 反射波測定による誤差	+6.28 -6.28	+6.27 -6.27	+6.27 -6.27	+6.26 -6.25
(B) 回路のオフセットによる誤差	+7.98 -7.98	+4.21 -4.21	+5.77 -5.77	+7.67 -7.66
(C) フィッティングによる誤差	+0.82 -0.82	+0.88 -0.88	+0.63 -0.63	+0.63 -0.63
(D) 飛行距離による誤差	+29.14 -29.13	+29.11 -29.10	+29.10 -29.09	+29.05 -29.04
(A)~(D) の誤差の合計	+30.87 -29.82	+30.08 -29.78	+30.32 -29.76	+30.70 -29.72

以上の解析から、表 3.5 の  $N = 4$  の結果と、表 3.6 の結果よりビームエネルギーは表 3.7 のようになる。

表 3.7: ビームエネルギーとその誤差 [MeV]

組み合わせ	(i)	(ii)	(iii)	(iv)	平均
beam energy	$39.45^{+0.03}_{-0.03}$	$39.40^{+0.03}_{-0.03}$	$39.39^{+0.03}_{-0.03}$	$39.33^{+0.03}_{-0.03}$	$39.39^{+0.03}_{-0.03}$

## 3.2 TOF の決定

本実験では、中性子のエネルギーを飛行時間法によって求める。そのためには、ビームがターゲットで散乱してから中性子、 $\gamma$  線が検出器で検出されるまでの時間、TOF を知る必要がある。

液体シンチレータからの信号の TDC の値から RF の TDC の値を引くと、イベント間の TOF を相対的に比較できるようになる。これを説明する。

RF は、加速器の加速周波数に同期したパルス信号である。このパルスが来る周期を  $R$  ns とする。加速器から出たビームがターゲットまで到達する時間と、RF のパルスが回路の TDC まで到達する時間の差はビームのエネルギーと回路に依存する定数であるから、整数  $m$  と定数  $D < R$  を用いて、

$$Rm + (R - D) \quad (3.8)$$

と一意的に書くことができる。検出された粒子の TOF を  $T$ 、シンチレータの PMT からの信号が TDC まで到達する時間を  $C$  とおく (回路に依存する定数とみなす) と、整数  $n$  と未知数  $x$  を用いて、

$$T + C = D + Rn + x \Leftrightarrow T = x + D - C + Rn \quad (3.9)$$

と書くことができる。特に  $x < R$ 、すなわち検出したい粒子のうち最速のものと同最遅のものとの TOF の時間差が  $R$  未満であれば、 $x$  と  $n$  が一意的に対応する。今回の実験では、散乱後即座に発生した  $\gamma$  線 ( $\gamma$  線フラッシュ) が前方の検出器で検出されるまでの時間は 3.14 ns、散乱により発生した 1 MeV の中性子が後方の検出器で検出されるまでの時間は 123 ns であると計算され、RF の周期は 144 ns であるため、この条件を満たしている。

散乱が起きてから TDC に信号が入るまでの時間を、図 3.5 のように図を書いて考えれば、シンチレータの信号の TDC の値から RF の TDC の値を引いた値が  $x - R$  となることがわかる。これから、イベント間の TOF を相対的に比較できることがわかった。

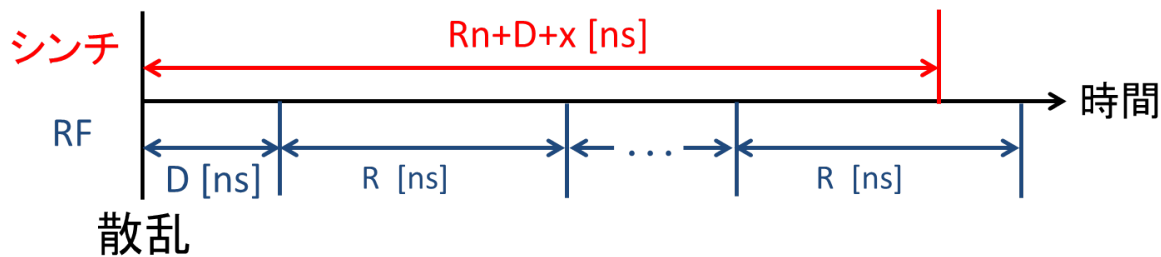
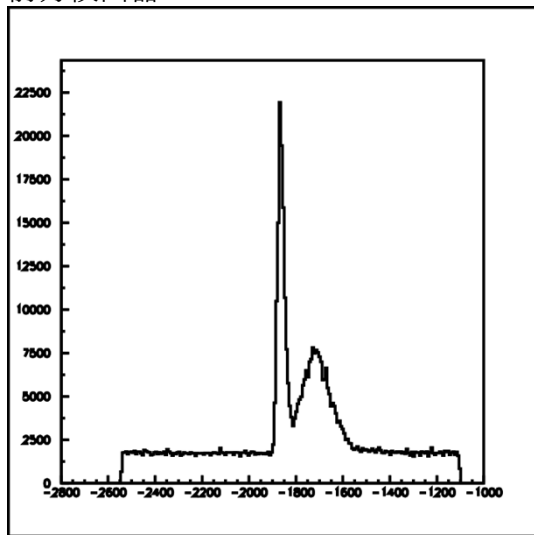


図 3.5: RF とシンチレータからの信号の時間差の模式図

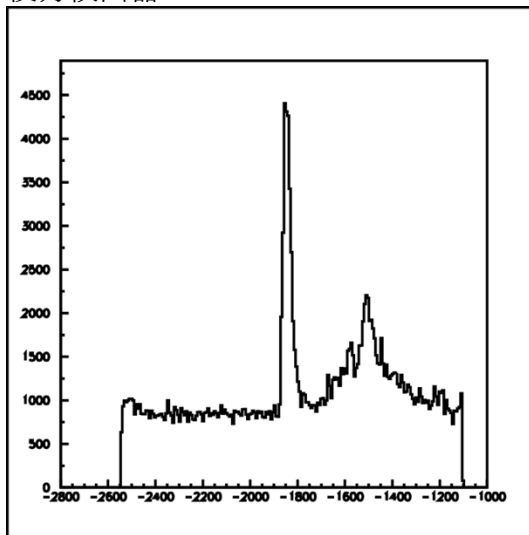
アラミド膜を付けたガスセルの測定データにおいて、前方検出器、後方検出器それぞれについてシンチレータの信号の TDC の値から RF の TDC の値を引いたヒストグラムを図 3.6 に示す。図 4.2 において、左側に見えるピークが  $\gamma$  線フラッシュに対応する。ビームがターゲットと散乱してから  $\gamma$  線フラッシュが検出されるまでの時間は、ターゲットから検出器までの距離を光が移動する時間として計算することができる。前方検出器での  $\gamma$  線フラッシュの時間は 3.14 ns, 後方検出器での  $\gamma$  線フラッシュの時間は 5.70 ns である。これと TDC キャリブレーションの結果から、図 3.6 の横軸を散乱が起きてからの時間 ns に変換したヒストグラムを図 3.7 に示す。

前方検出器



TDC-RFのTDC [ch]

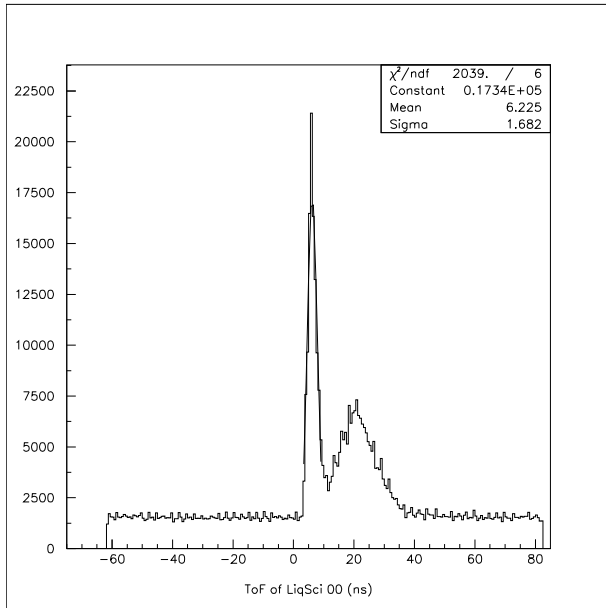
後方検出器



TDC-RFのTDC [ch]

図 3.6: シンチレータの TDC の値から RF の TDC の値を引いたヒストグラム

### 前方検出器



### 後方検出器

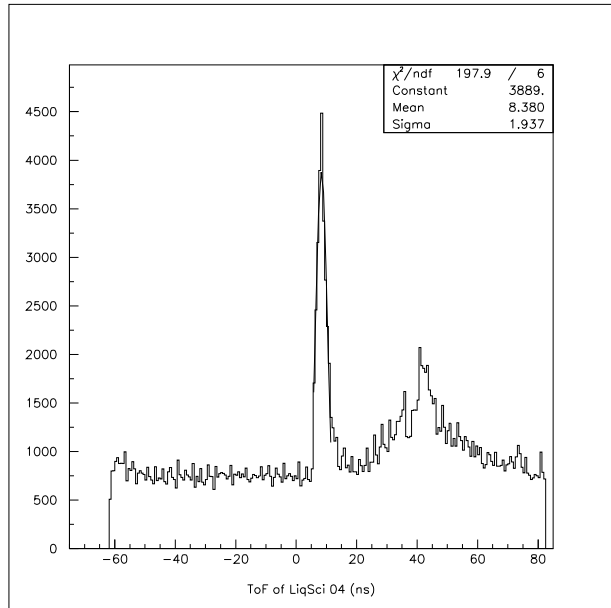


図 3.7: TOF のヒストグラム、 $\gamma$  線フラッシュ部分をガウシアンでフィッティングして時間分解能も求めている。

$\gamma$  線フラッシュ部分をガウシアンでフィッティングすることによって時間分解能  $\sigma$  がわかる。これを小さくすることはエネルギー分解能を高めるために必要である。時間分解能に影響する要素として、PMT からの信号の波高の高さにより、トリガーを作るための Discriminator の Threshold に達するまでの時間が異なり、トリガーのタイミングがずれるということがある。 $\gamma$  線フラッシュに属するイベントについて、波高を横軸に、RF のタイミングを縦軸にプロットしたヒストグラムが図 3.8 である。これを見ると波高に依存して RF のタイミングが変わってしまっていることがわかる。波高に RF のタイミングが依存しないように補正を加えた結果、図 3.8 に相当するヒストグラムは図 3.2 のようになった。

この補正を加えたうえで、TOF のヒストグラムを書きなおしたものを図 3.10 に示す。時間分解能を求めると、補正を加える前は前方検出器が  $\sigma = 1.682$  ns、後方検出器が  $\sigma = 1.937$  ns であったものが、補正を加えた後は前方検出器が  $\sigma = 0.862$  ns、後方検出器が  $\sigma = 0.877$  ns となり、時間分解能が向上した。

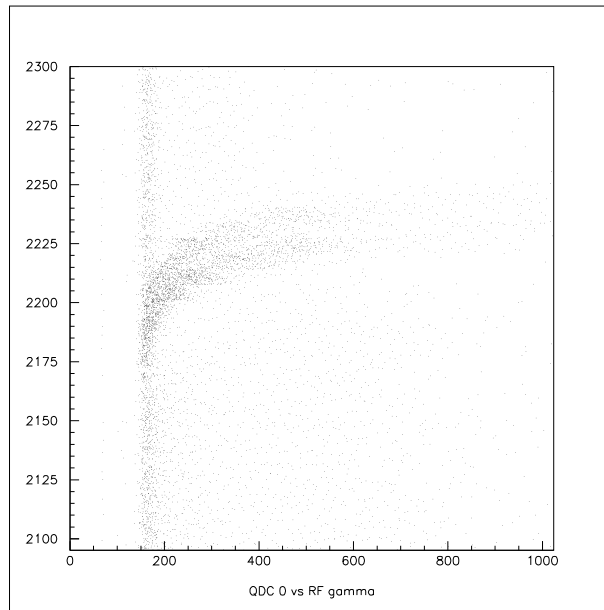


図 3.8: 波高を横軸、RF のタイミングを縦軸にプロットしたヒストグラム。波高が大きいほどトリガーがかかるのが早くなるので、RF の TDC の値が大きくなる。

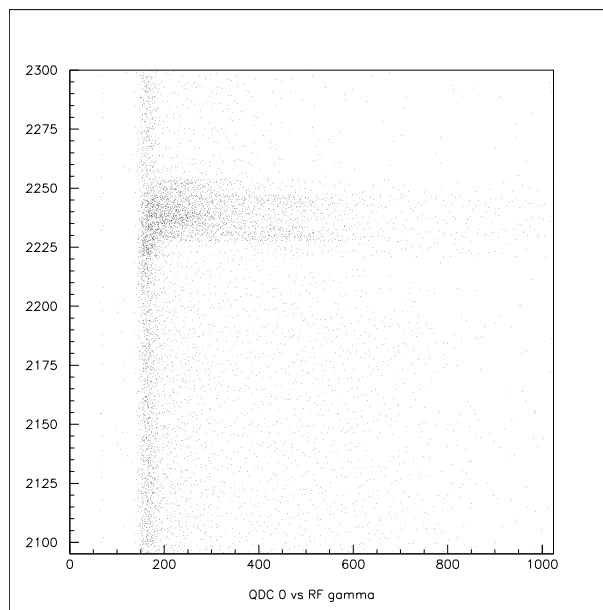
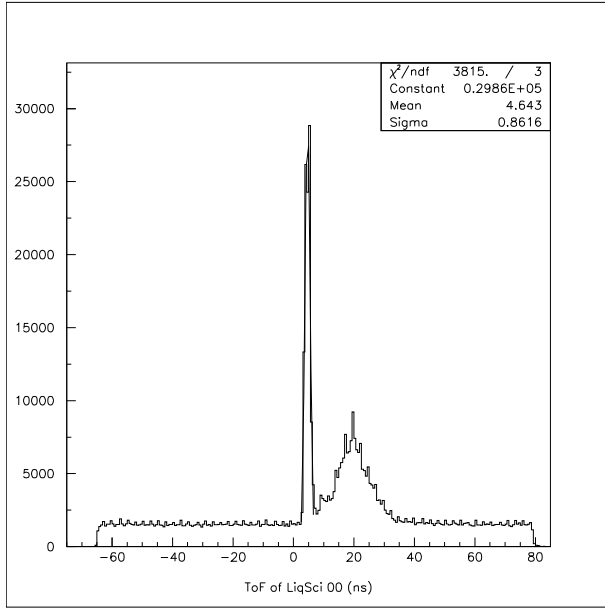


図 3.9: 波高を横軸、補正した RF のタイミングを縦軸にプロットしたヒストグラム。波高による RF のタイミングの時間依存性を減らすことができた。

前方検出器



後方検出器

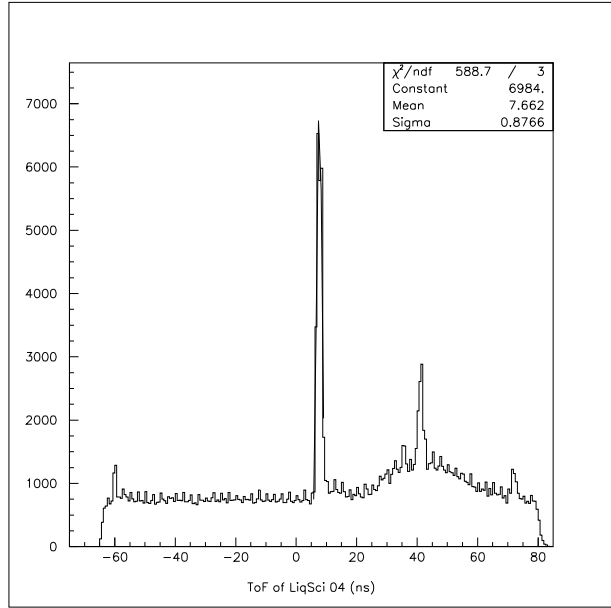


図 3.10: 補正を加えた TOF のヒストグラム、時間分解能が向上している。

中性子のエネルギースペクトルは、中性子の TOF から、

$$\beta = \frac{\gamma \text{線フラッシュの TOF}}{\text{中性子の TOF}} \quad (3.10)$$

という式に基づいて  $\beta$  を決定し、

$$T = m_n c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (3.11)$$

からエネルギーを求めることによって作ることができる。

### 3.3 最も実験に適する膜の選定

タンタル膜、ハーバー膜、アラミド膜のうち、今回の実験に最も適する膜を選別する。実験に適する膜の条件は、

- 1 検出器で検出される散乱イベント数が入射粒子数に対して少ない
- 2 検出器で検出される散乱イベントのうち、 $\gamma$ 線イベントが中性子イベントに比べて多い

ことである。ターゲット無し、タンタル膜、ハーバー膜、アラミド膜を付けたガスセルのそれぞれについて測定をした結果が表 3.8 となる。

これを見ても、タンタル、ハーバーの実験では、測定時間が 732 s, 1002 s と、1.5 倍程度であるにもかかわらず、Current Integrator のカウント数は 10 倍近く異なっている。加速器の出力がこのオーダーで変わったとは考えにくく、この結果はターゲットとビームの粒子が散乱してビームが広がったことにより、ビームパイプ中を Current Integrator まで輸送されない粒子が増えたことに起因する可能性が高い。そこで、Current Integrator のカウントから (2.1) 式を用いて入射粒子数を求める際に、Current Integrator のカウント/測定時間が、ターゲットがない状態での測定結果と一致するように補正をかけることにする。

表 3.8: ガスセルについての測定結果

膜の種類	CI のカウント	測定時間 [s]	Livetime [s]	検出イベント数	$\gamma$ 線検出数	中性子検出数
なし	$1.37 \times 10^6$	1890	1588	$1.29 \times 10^6$	$1.28 \times 10^6$	$4.10 \times 10^3$
タンタル	$2.47 \times 10^4$	732	279	$1.93 \times 10^6$	$1.69 \times 10^6$	$2.33 \times 10^5$
ハーバー	$1.97 \times 10^5$	1002	667	$1.43 \times 10^6$	$1.23 \times 10^6$	$1.93 \times 10^5$
アラミド	$1.45 \times 10^6$	3150	2451	$2.98 \times 10^6$	$2.62 \times 10^6$	$3.38 \times 10^5$

表 3.9: 入射粒子数の計算

膜の種類	CI のカウント / 測定時間	補正項	入射粒子数
なし	$7.28 \times 10^2$	1	$8.61 \times 10^{12}$
タンタル	$3.37 \times 10^1$	21.6	$3.33 \times 10^{12}$
ハーバー	$1.97 \times 10^2$	3.69	$4.56 \times 10^{12}$
アラミド	$4.60 \times 10^2$	1.58	$1.43 \times 10^{13}$

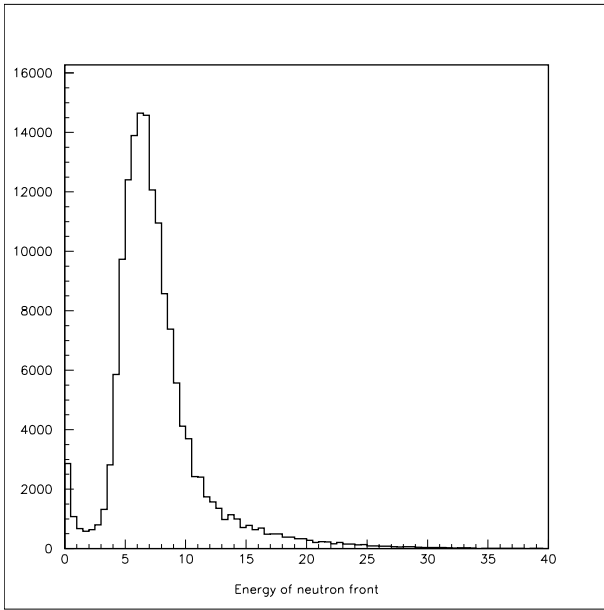
それぞれの検出イベント数に Livetime 補正を加えたのち、バックグラウンドを引くと、入射粒子数あたりのイベント数 (Event Per Incident particle EPI) が計算される。

表 3.10: ガスセルについての測定結果 (補正後)

膜の種類	入射粒子数	全イベント数	EPI	$\gamma$ 線イベント数	中性子イベント数	$\gamma$ /中性子
タンタル	$3.33 \times 10^{12}$	$4.44 \times 10^6$	$1.33 \times 10^{-6}$	$3.83 \times 10^6$	$6.10 \times 10^5$	6.28
ハーバー	$4.56 \times 10^{12}$	$1.32 \times 10^6$	$2.90 \times 10^{-7}$	$1.04 \times 10^6$	$2.87 \times 10^5$	3.60
アラミド	$1.43 \times 10^{13}$	$1.25 \times 10^6$	$8.75 \times 10^{-8}$	$8.28 \times 10^5$	$4.30 \times 10^5$	1.92

表 3.10 から、EPI についてはアラミド膜、ハーバー膜、タンタル膜の順で適していることがわかり、イベント中の  $\gamma$  線の割合についてはタンタル膜、ハーバー膜、アラミド膜の順で適していることがわかる。二つの観点で逆の結果となったので、最終決定をするための指標として、入射粒子あたりの中性子イベント数 (Neutron Per Incident particle NPI) および、今回興味のある  ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^8\text{Be}$  の中性子のエネルギー領域 7 MeV 以下に限った場合の NPI を用いる。図 3.11, 図 3.12, 図 3.13 にそれぞれタンタル膜、ハーバー膜、アラミド膜をターゲットにした場合の中性子のエネルギースペクトルを示し、NPI、ROI の NPI を表 3.11 に示す。ROI に限った場合もそうでない場合もアラミド膜の NPI が一番少ないため、アラミド膜が最も実験に適する膜であることが結論付けられる。

前方検出器



後方検出器

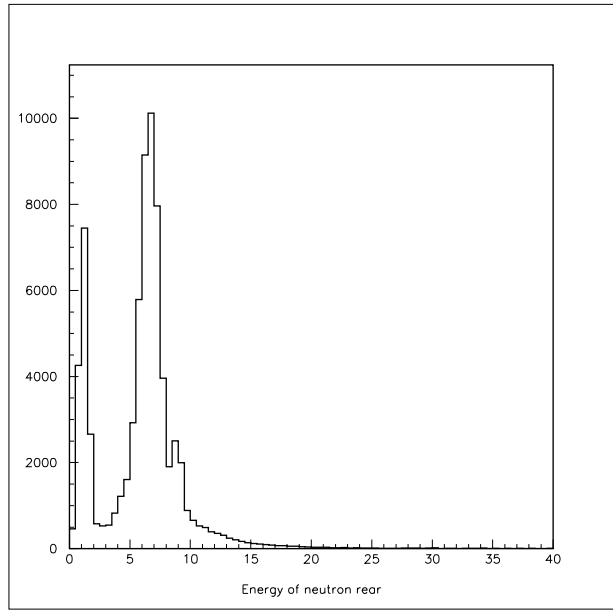
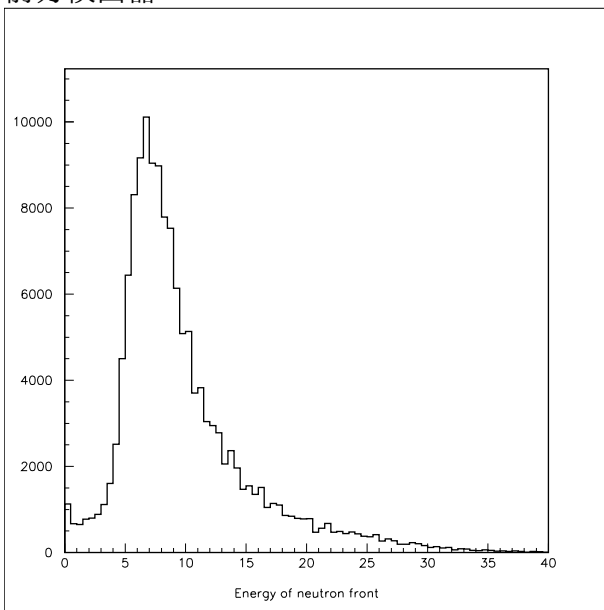


図 3.11: タンタル膜をつけたガスセルをターゲットにしたときの中性子のエネルギースペクトル。

前方検出器



後方検出器

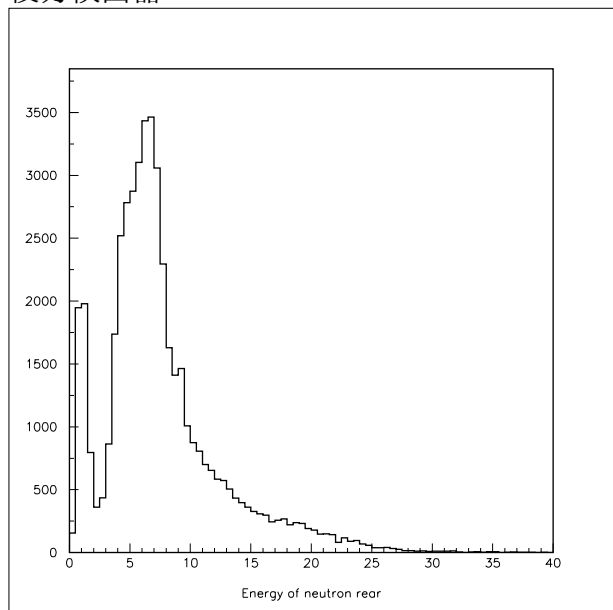
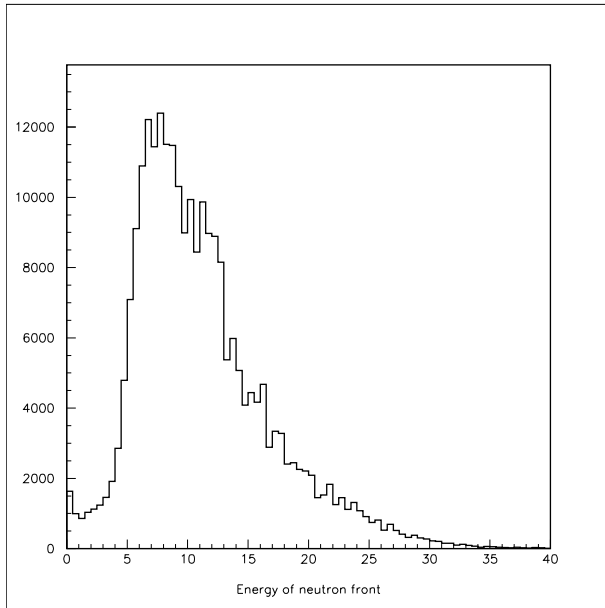


図 3.12: ハーバー膜をつけたガスセルをターゲットにしたときの中性子のエネルギースペクトル。

前方検出器



後方検出器

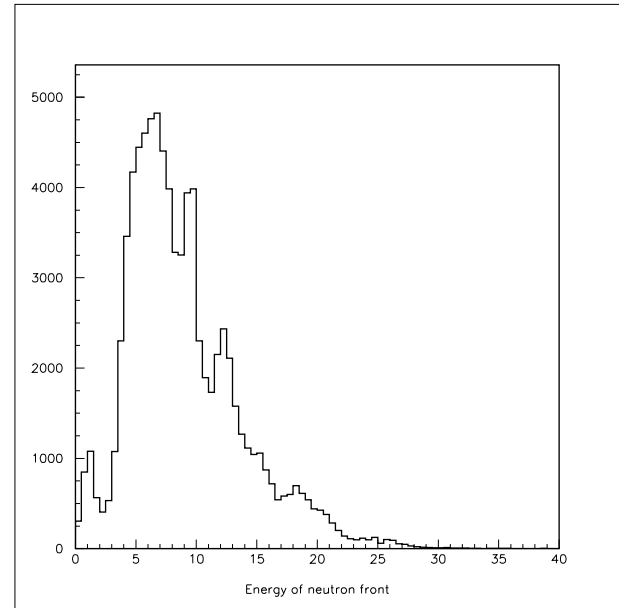


図 3.13: アラミド膜をつけたガスセルをターゲットにしたときの中性子のエネルギースペクトル。

表 3.11: ガスセルをターゲットにしたときのの NPI

膜の種類	入射粒子数	中性子イベント数	中性子イベント数 (ROI)	NPI	NPI(ROI)
タンタル	$3.33 \times 10^{12}$	$6.10 \times 10^5$	$3.39 \times 10^5$	$1.83 \times 10^{-7}$	$1.02 \times 10^{-7}$
ハーバー	$4.56 \times 10^{12}$	$2.87 \times 10^5$	$1.10 \times 10^5$	$0.63 \times 10^{-7}$	$0.24 \times 10^{-7}$
アラミド	$1.43 \times 10^{13}$	$4.30 \times 10^5$	$1.08 \times 10^5$	$0.30 \times 10^{-7}$	$0.76 \times 10^{-8}$

### 3.4 中性子のエネルギースペクトル解析

#### 3.4.1 $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$ の解析

$^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}$  の解析を行う前に、 $E_\alpha = 41 \text{ MeV}$  での実験結果が存在する [10]  $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$  の中性子エネルギースペクトルについて測定、解析を行う。 $^{12}\text{C}$  をターゲットにして測定した結果を表 3.12 に示す。

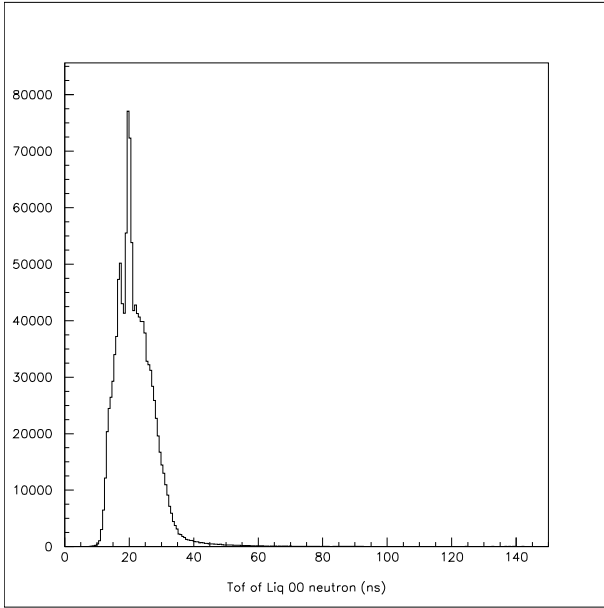
表 3.12:  $^{12}\text{C}$  ターゲットについての測定結果

CIのカウント	測定時間	Livetime	CIのカウント/測定時間	補正項	入射粒子数
	[s]	[s]			
$2.84 \times 10^6$	3934	2553	$7.22 \times 10^2$	1.009	$1.79 \times 10^{13}$

中性子の TOF のヒストグラムを図 3.14、エネルギースペクトルのヒストグラムを図 3.15 に示す。



前方検出器



後方検出器

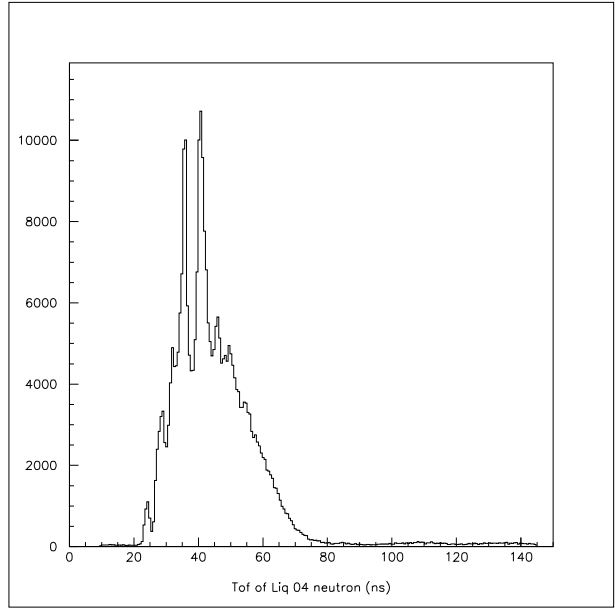
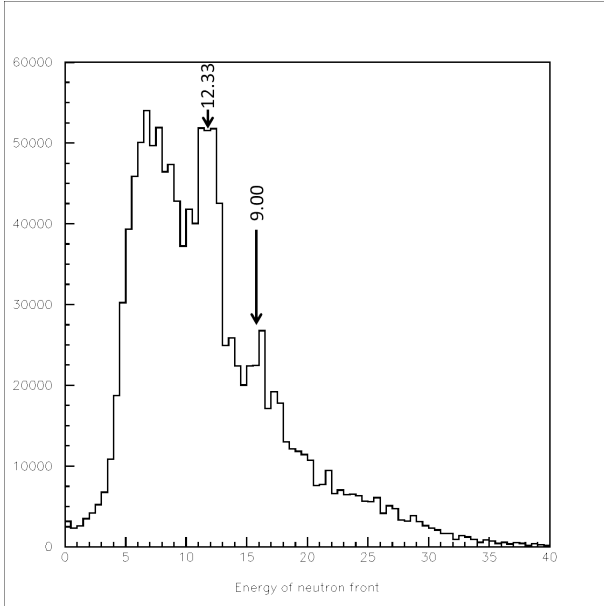


図 3.14:  $^{12}\text{C}$  をターゲットにしたときの中性子の TOF のヒストグラム。

前方検出器



後方検出器

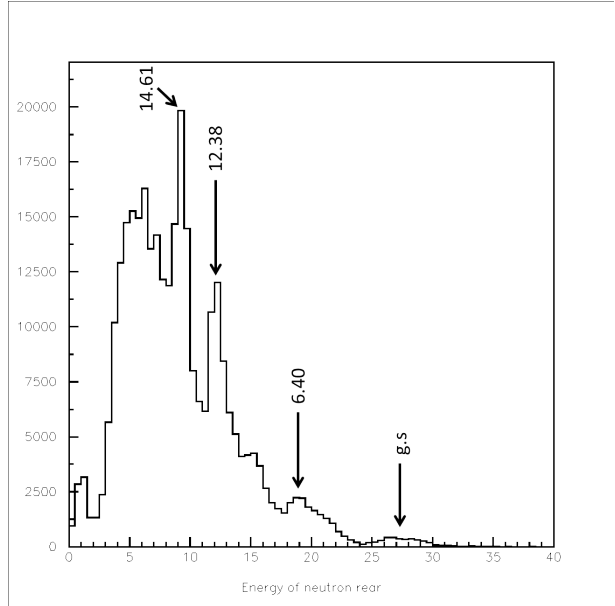


図 3.15:  $^{12}\text{C}$  をターゲットにしたときの中性子のエネルギースペクトル、ピークの上に矢印で示してある数字は  $^{15}\text{O}$  の励起状態のエネルギー MeV に対応している。

エネルギースペクトルを見ると、いくつかピーク構造が見える。それぞれのピークは、 $^{15}\text{O}$  の準位に対応する。そこで、それぞれのピークに対応する  $^{15}\text{O}$  の励起エネルギーを力学的に計算し、ピーク部分の中性子カウント数をピークを含むエネルギー領域でエネルギースペクトルを積分し、バックグラウンドになっている部分を台形と近似して引いて求め、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{N_{\text{in}} C_{\text{eff}} \delta x n d \Omega} \quad (3.12)$$

$N$  ピーク部分のカウント数

$N_{\text{in}}$  入射粒子数

$C_{\text{eff}}$  中性子の検出効率

$\delta xn$  ターゲットの面粒子数密度 [1/cm<sup>2</sup>]

$d\Omega$  検出器の覆う立体角

により定まる散乱断面積を計算した結果を表 3.14 に示す。計算に必要な定数は表 3.13 に示す。

表 3.13: <sup>12</sup>C ターゲットについての散乱実験の定数

入射粒子数	$\delta xn$ [1/cm <sup>2</sup> ]	$\theta_{\text{lab}}$ (前方検出器)	$d\Omega$ (前方検出器) [Sr]	$\theta_{\text{lab}}$ (後方検出器)	$d\Omega$ (後方検出器) [Sr]
$1.79 \times 10^{13}$	$1.10 \times 10^{20}$	$19.2^\circ \pm 6.06^\circ$	$4 \times 0.039$	$8.63^\circ \pm 3.34^\circ$	$4 \times 0.012$

表 3.14: <sup>12</sup>C ターゲットについてのピーク構造

検出器位置	ピーク位置 [MeV]	$E_x$ [MeV]	ピークカウント数	$C_{\text{eff}}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}$ [mb]
前方	15.61	$9.00^{+0.20}_{-0.27}$	$1.59 \times 10^4$	0.120	0.66
前方	11.69	$12.33^{+0.17}_{-0.23}$	$9.27 \times 10^4$	0.140	3.31
後方	27.22	0	$3.59 \times 10^3$	0.11	0.53
後方	18.96	$6.40^{+0.06}_{-0.07}$	$4.50 \times 10^3$	0.12	0.63
後方	11.95	$12.38^{+0.04}_{-0.06}$	$1.66 \times 10^4$	0.14	1.95
後方	9.19	$14.61^{+0.04}_{-0.05}$	$1.90 \times 10^4$	0.15	2.09

これを  $E_\alpha = 41$  MeV の実験データ [10] と比較する。文献における <sup>12</sup>C( $\alpha, n$ )<sup>15</sup>O での中性子のエネルギースペクトルを図 3.16 に、散乱断面積の角度依存性を図 3.17 に示す。

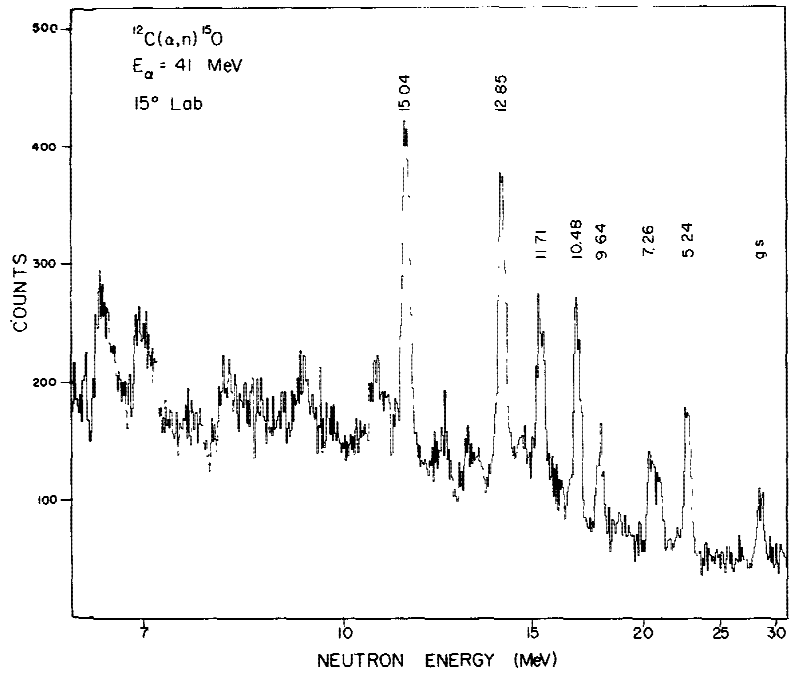


図 3.16:  $E_\alpha = 41 \text{ MeV}$  での  $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$  の中性子エネルギースペクトル [10]

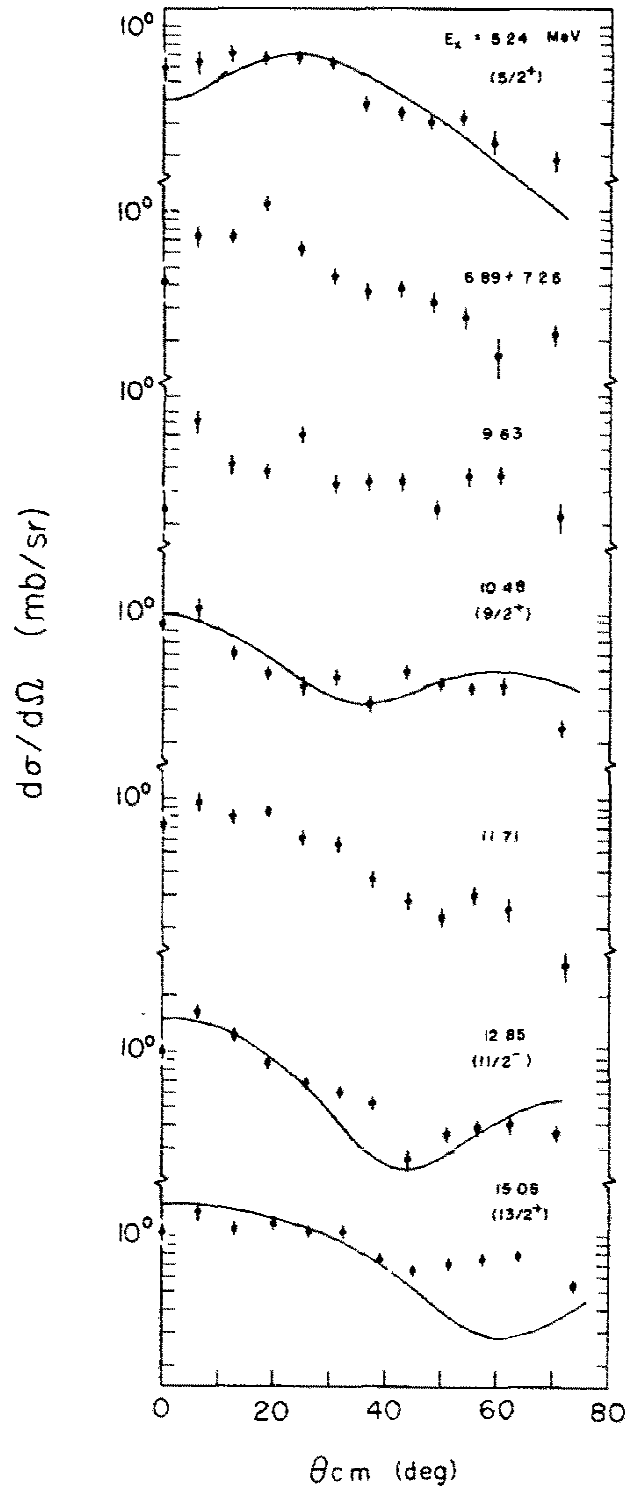


図 3.17:  $E_\alpha = 41$  MeV での  $^{12}\text{C}(\alpha,n)^{15}\text{O}$  の散乱断面積の角度依存性 [10]

今回の実験で  $^{15}\text{O}$  が図 3.16 に示される励起準位、もしくは  $^{16}\text{O}$  から二番目の準位の中性子が欠けている構造であり高い反応率が期待される  $E_x = 6.18$  MeV (スピン  $\frac{3}{2}^-$ ) になったとしたとき、検出器で検出される中性子のエネルギーおよびそのエネルギーの中性子を検出する際の検出器のエネルギー分解能をまとめた結果を表 3.15 に示す。

表 3.15:  $^{15}\text{O}$  が文献にある励起状態になった際に検出される中性子のエネルギー

検出器位置	励起エネルギー [MeV]	中性子エネルギー [MeV]	エネルギー分解能 $\Delta E$ [MeV]
前方	0 (g.s)	25.73	3.37
前方	5.24	19.90	2.28
前方	6.18	18.84	2.10
前方	7.26	17.61	1.89
前方	9.64	14.87	1.46
前方	10.48	13.89	1.32
前方	11.71	12.43	1.12
前方	12.85	11.07	0.94
前方	15.04	8.37	0.62
後方	0 (g.s)	26.15	1.94
後方	5.24	20.28	1.32
後方	6.18	19.213	1.213
後方	7.26	17.80	1.08
後方	9.64	15.21	0.85
後方	10.48	14.22	0.77
後方	11.71	12.76	0.65
後方	12.85	11.38	0.54
後方	15.04	8.65	0.36

表 3.14 と表 3.15 から、今回の実験でも  $^{15}\text{O}$  が文献と同じ励起状態になったと仮定して、散乱断面積を比較することができる。散乱断面積の文献値については、図 3.17 に必要に応じて点を結ぶ曲線を引きグラフを読み取ることで決定した。

表 3.16:  $^{12}\text{C}$  ターゲットについての散乱断面積の比較、対応するエネルギーを  $E_1 + E_2$  と書いたとき、分解能が足りないことにより二つの準位が混ざっていることを表し、散乱断面積の文献値も  $S_1 + S_2$  のようにかく。

検出器位置	ピーク位置	$E_x$ [MeV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}$ [mb]	$\theta_{\text{cm}}$ [deg]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}}$ [mb]	文献値
前方	15.61	9.64	0.66	$23.8 \pm 7.4$	0.44	0.4
前方	11.69	11.71+12.85	3.31	$24.7 \pm 7.7$	2.06	0.9+0.8
後方	27.22	0	0.53	$10.2 \pm 4.0$	0.388	
後方	18.96	5.24+(6.18)	0.63	$10.5 \pm 4.1$	0.424	0.35
後方	11.95	12.85	1.95	$11.2 \pm 4.3$	1.18	1.3
後方	9.19	15.04	2.09	$11.6 \pm 4.5$	1.16	1.1

検出器のカバーする角度が大きいため、重心系の角度の幅が大きく、文献値にも幅をもたせられることや、ビームのエネルギーが異なることを考えれば、今回の実験データは概ね  $E_\alpha = 41.0$  MeV での実験データに合致しているといえる。

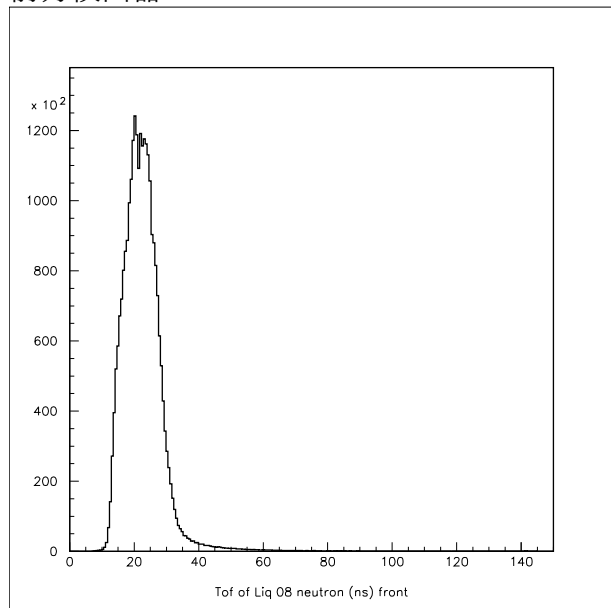
### 3.4.2 ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$ の解析

${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  の中性子エネルギースペクトルについて測定、解析を行う。測定は二回に分けて行った。二回の測定およびアラミド膜のバックグラウンド測定をした結果を表 3.17 に示す。LiveTime 補正を加えて二回の測定の結果を足した TOF のヒストグラムを図 3.18、バックグラウンドについての TOF のヒストグラムを図 3.19、図 3.18 のヒストグラムから図 3.19 のヒストグラムを引いたヒストグラムを図 3.20 に示す。二回の測定の結果を足したエネルギースペクトルのヒストグラムを図 3.21、バックグラウンドについてのエネルギースペクトルを図 3.22、図 3.21 のヒストグラムから図 3.22 のヒストグラムを引いたヒストグラムを図 3.23 に示す。

表 3.17:  ${}^4\text{He}$  ガス入りガスセルについての測定結果

測定	CI のカウント	測定時間 [s]	Livetime [s]	CI/測定時間	補正項	入射粒子数
1 回目	$2.22 \times 10^6$	6313	4359	$3.52 \times 10^2$	2.07	$2.87 \times 10^{13}$
2 回目	$8.50 \times 10^5$	3226	2350	$2.63 \times 10^2$	2.77	$1.47 \times 10^{13}$
アラミド膜	$1.45 \times 10^6$	3150	2451	$4.60 \times 10^2$	1.58	$1.43 \times 10^{13}$

前方検出器



後方検出器

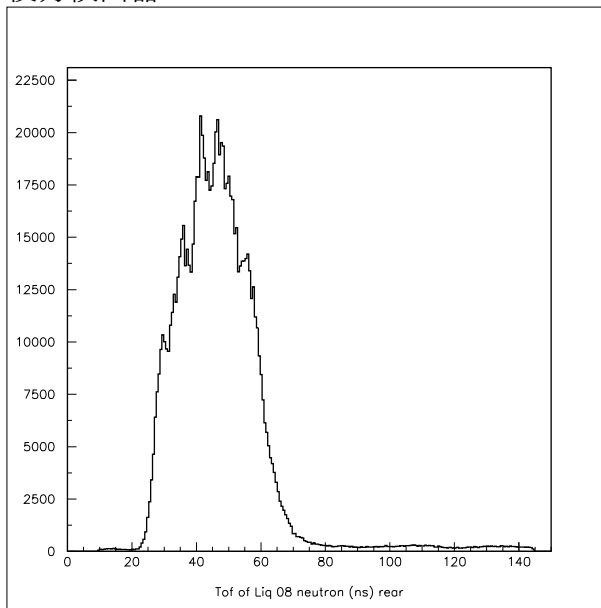
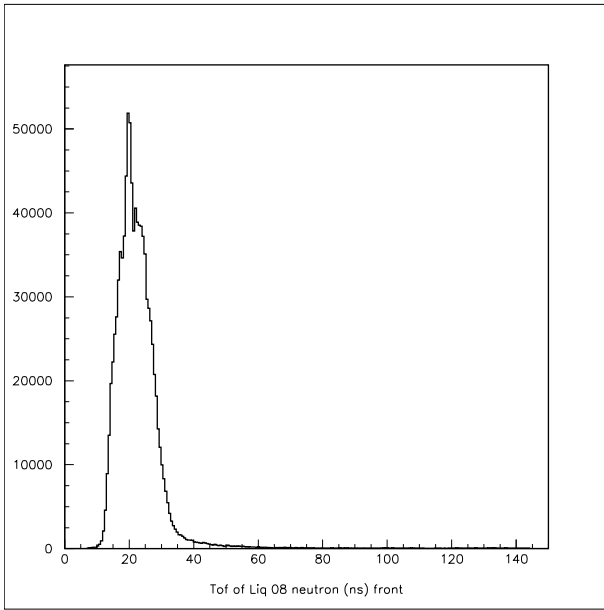


図 3.18:  ${}^4\text{He}$  をターゲットにしたときの中性子の TOF のヒストグラム。膜によるバックグラウンドも含まれている。

前方検出器



後方検出器

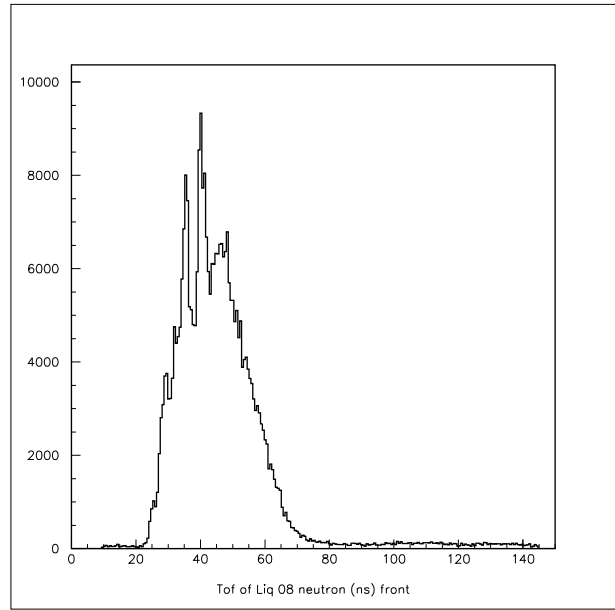
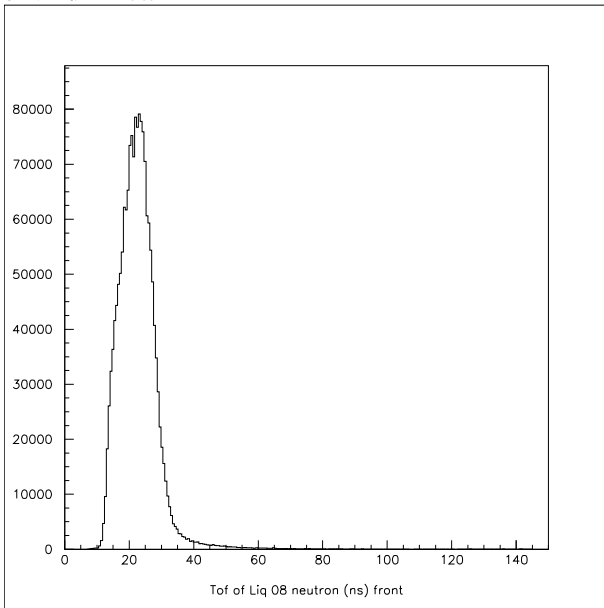


図 3.19: アラミド膜を付けたガスセルをターゲットにしたときの中性子の TOF のヒストグラム。バックグラウンドに相当する。

前方検出器



後方検出器

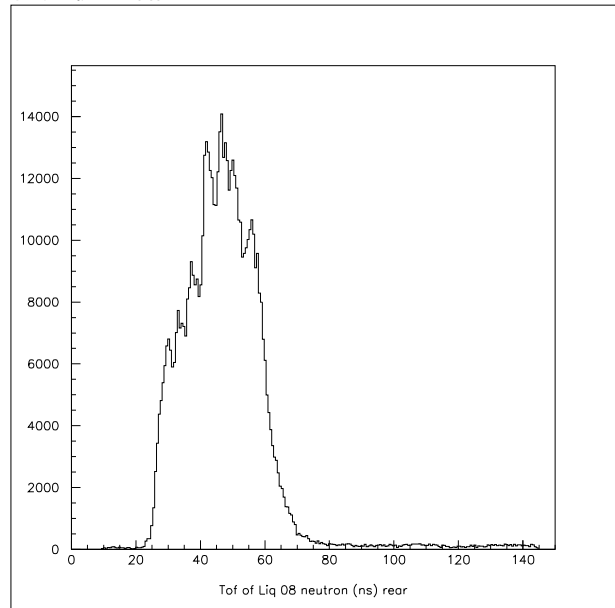
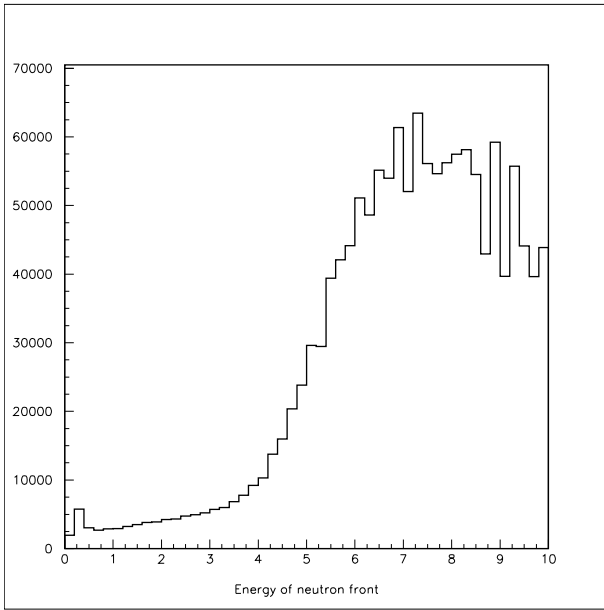


図 3.20:  $^4\text{He}$  をターゲットにしたときの中性子の TOF のヒストグラム。バックグラウンドが除かれている。

前方検出器



後方検出器

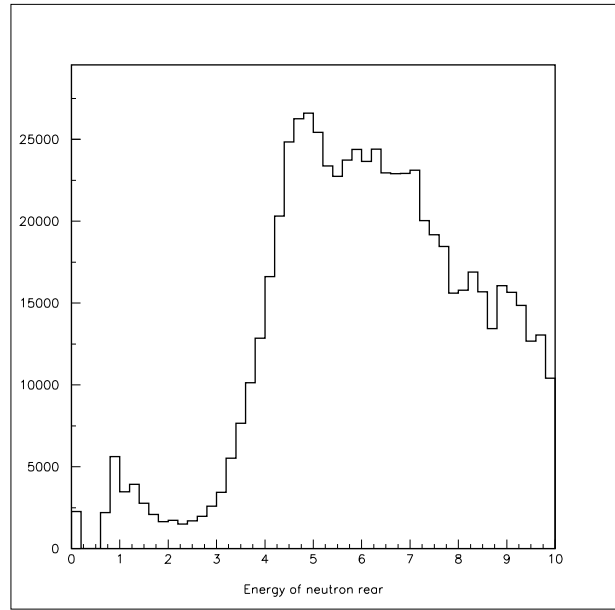
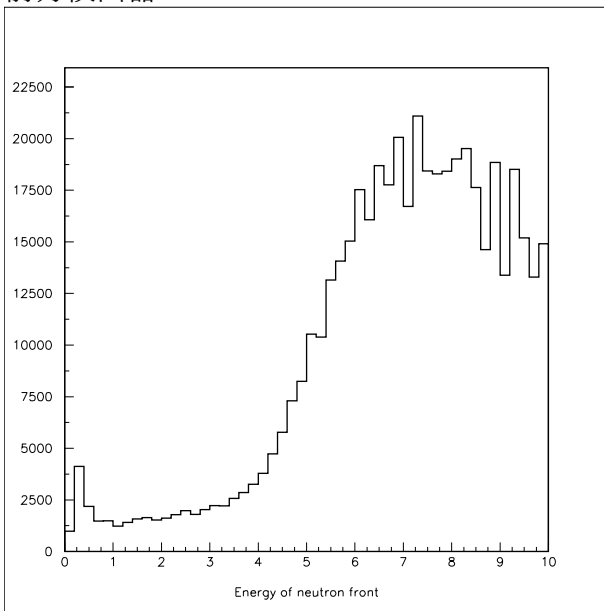


図 3.21:  $^4\text{He}$  をターゲットにしたときの中性子のエネルギースペクトル。バックグラウンドも含まれている。

前方検出器



後方検出器

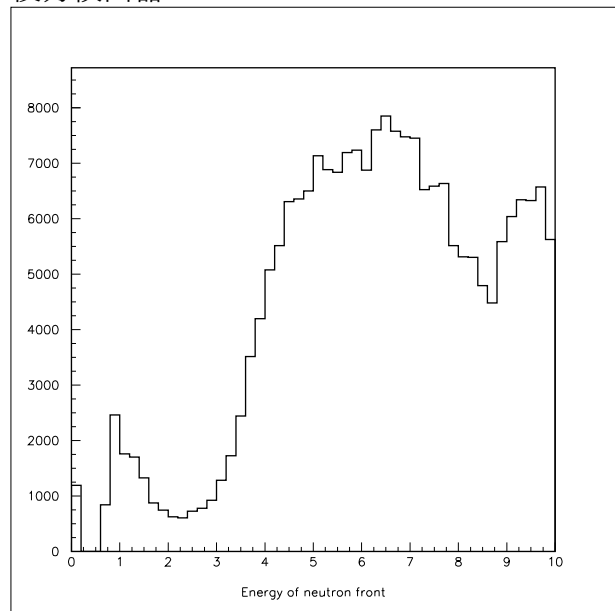
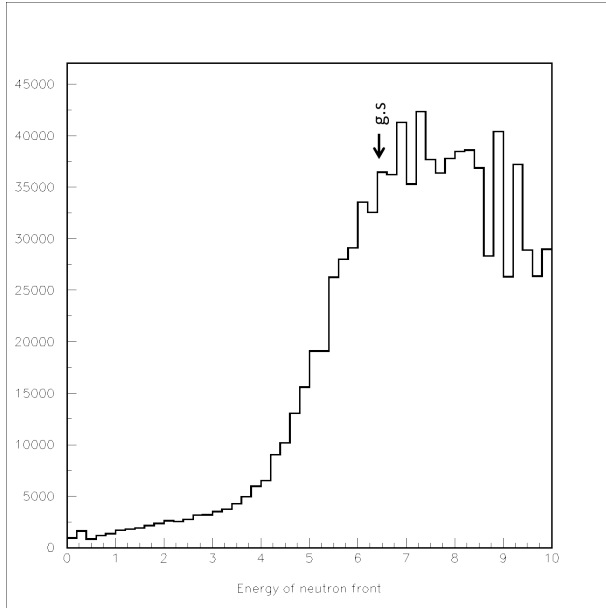


図 3.22: アラミド膜をつけたガスセルをターゲットにしたときの中性子のエネルギースペクトル。バックグラウンドに相当する。



前方検出器



後方検出器

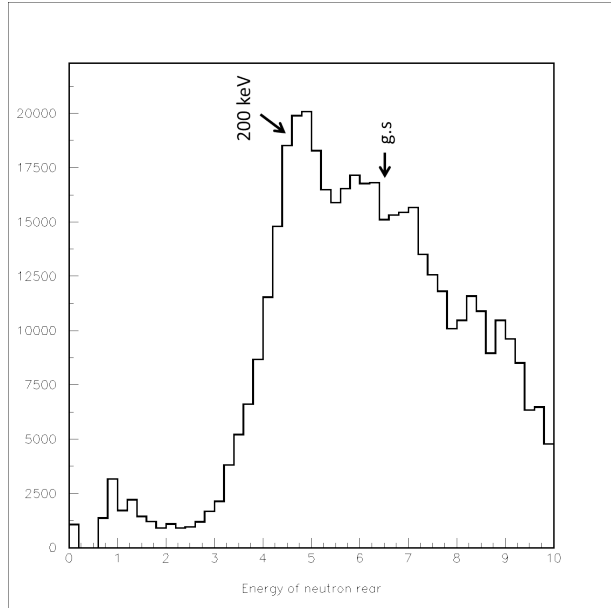


図 3.23:  $^4\text{He}$  をターゲットにしたときの中性子のバックグラウンドを除いたエネルギースペクトル。ピークの上に矢印で示してある数字は  $^7\text{Be}$  の励起状態のエネルギーに対応している。

図 3.23 に見えるピーク構造は、 $^7\text{Be}$  の準位に対応する。そこで、それぞれのピークに対応する  $^7\text{Be}$  の励起エネルギーを力学的に計算して、ピーク部分の中性子カウント数を求め、式 (3.12) により散乱断面積を求める。散乱断面積を求めるために必要な定数を 3.18 に示す。求めた散乱断面積は表 3.19 もしくは表 3.20 に示す。

表 3.18:  $^4\text{He}$  ターゲットについての散乱実験の定数

入射粒子数	$\delta xn$	$\theta_{\text{lab}}$	$d\Omega$	$\theta_{\text{lab}}$	$d\Omega$
	[1/cm <sup>2</sup> ]	(前方検出器)	(前方検出器)	(後方検出器)	(後方検出器)
			[Sr]		[Sr]
$4.34 \times 10^{13}$	$1.75 \times 10^{20}$	$19.2^\circ \pm 6.06^\circ$	$4 \times 0.039$	$8.63^\circ \pm 3.34^\circ$	$4 \times 0.012$

表 3.19:  $^4\text{He}$  ターゲットについてのピーク構造

検出器位置	ピーク位置	$E_x$	ピークカウント数	$C_{\text{eff}}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}$
	[MeV]	[keV]			[mb]
前方	6.68	0	$1.77 \times 10^4$	0.165	0.091
後方	6.38	0	$1.10 \times 10^4$	0.17	0.180
後方	4.76	$200^{+55}_{-85}$	$1.62 \times 10^4$	0.15	0.302

表 3.20:  $^4\text{He}$  ターゲットについての重心系に変換した散乱断面積。実験室系から重心系へと変換する際の変換式が角度に依存するので、それに由来する誤差をつけた。

検出器位置	ピーク位置 [MeV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}$ [mb/Sr]	$\theta_{\text{cm}}$ [deg]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}}$ [mb/Sr]
前方	6.68	0.091	$44.3^{+10.8}_{-12.6}$	$0.022^{+0.006}_{-0.004}$
後方	6.38	0.180	$23.2^{+8.3}_{-8.7}$	$0.027^{+0.003}_{-0.002}$
後方	4.76	0.302	$29.1^{+9.5}_{-10.8}$	$0.031^{+0.006}_{-0.005}$

図 2.9 から考えると、前方検出器では  $^7\text{Be}$  の基底状態と 429 keV の励起状態の作るピークが混ざったものが 1.0 MeV から 5.0 MeV の間に見えるはずであり、後方検出器では基底状態の作るピークが 5.2 MeV~5.5 MeV の間に、429 keV の励起状態の作るピークが 3.7 MeV から 4.0 MeV の間に見えるはずである。このエネルギー領域での検出器の分解能は、前方検出器が 0.25 MeV, 後方検出器が 0.17 MeV ほどであり、今回の実験で見えているピークのエネルギーは分解能では説明できないほどずれている。より正確に中性子の TOF から中性子のエネルギーを決める方法などを考える必要がある。

#### 反応断面積の計算

測定した散乱微分断面積から反応断面積を計算する。測定した角度範囲のデータが少ないため、散乱微分断面積の角度依存性は  $^4\text{He}(\alpha, p)^7\text{Li}$  の実験データ [11] を参考にする。図 3.24 の 39.8 MeV のデータを見ると、角度依存性はそう大きくないので、前方、後方の検出器が覆っている範囲については散乱微分断面積が一定であるとみなしても悪い近似ではないことがわかる。

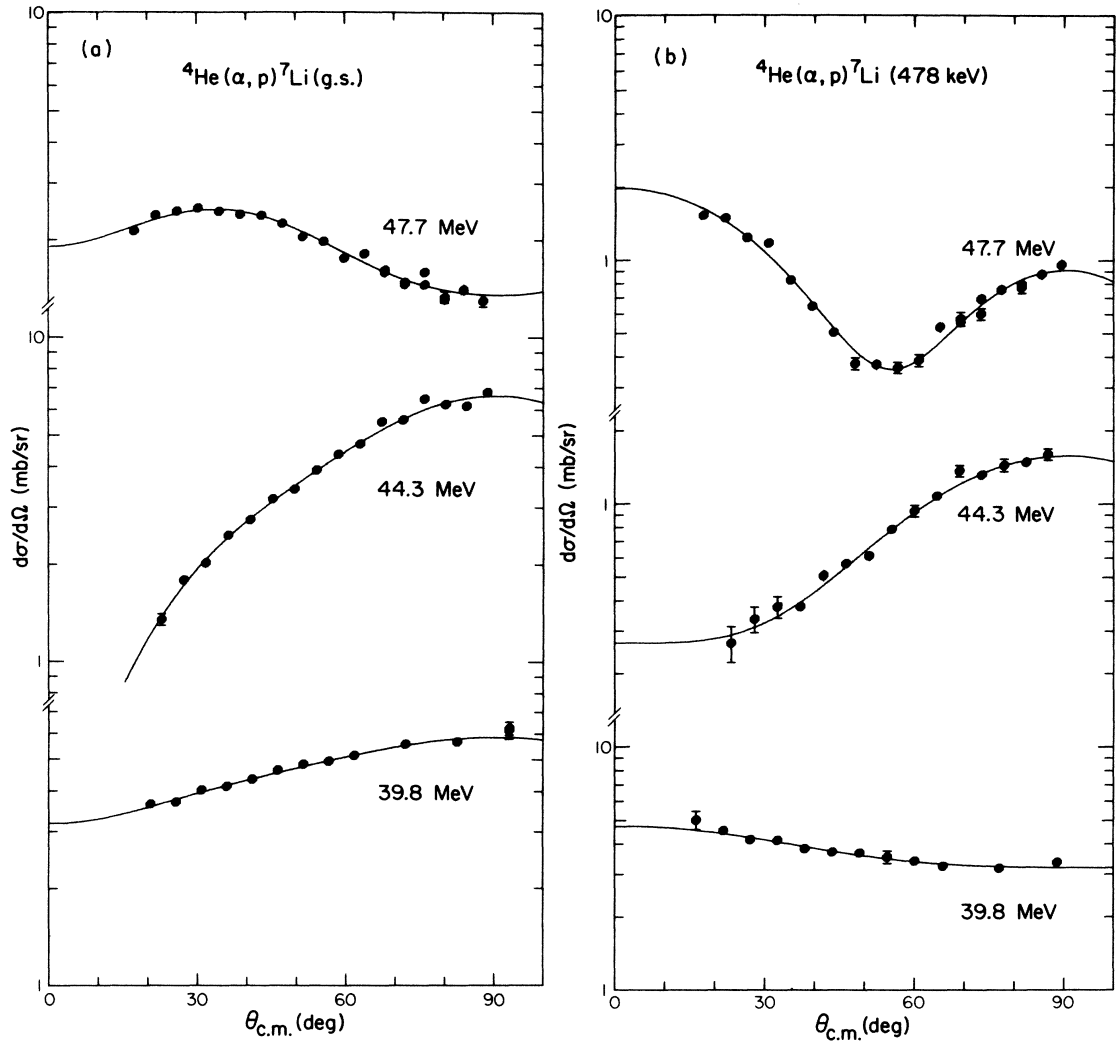


図 3.24:  ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}$  における  $p$  の散乱微分断面積の角度依存性 [11]。左側が  ${}^7\text{Li}$  の基底状態が生成できるイベント、右側が  ${}^7\text{Li}$  の第一励起状態が生成するイベントに対応する。

反応断面積は、

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int_0^{\theta_{\max}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{cm}}) \sin \theta d\theta_{\text{cm}} \quad (3.13)$$

により計算される。ここで、基底状態、励起状態それぞれにおける  $\theta_{\max}$  は計算では、 $121^\circ$ ,  $97^\circ$  である。計算において、検出器に覆われていない部分の散乱微分断面積は約  $15^\circ$  ごとに区間を区切り、その内部では一定であると近似した。すなわち、

$$\sigma = 2\pi \left( \sum_i \frac{d\sigma}{d\Omega}(i) \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} \sin \theta d\theta \right) = 2\pi \left( \sum_i \frac{d\sigma}{d\Omega}(i) \times (\cos \theta_i - \cos \theta_{i+1}) \right) \quad (3.14)$$

という式に従って計算した。基底状態の計算に用いた値を表 3.21 に、第一励起状態の計算に用いた値を 3.22 にそれぞれ示した。

表 3.21:  ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  の  ${}^7\text{Be}$  が基底状態になる反応の反応断面積の値の計算に使った値の一覧。散乱断面積について、( ) がついているものは推定値であることを示す。

i	$\theta_i$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(i)$ [mb/Sr]
1	0.0°	(0.023)
2	14.5°	0.027
3	31.5°	(0.030)
4	45.0°	(0.038)
5	60.0°	(0.043)
6	75.0°	(0.046)
7	90.0°	(0.046)
8	105.0°	(0.046)
9	120.0°	

表 3.22:  ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  の  ${}^7\text{Be}$  が第一励起状態になる反応の反応断面積の値の計算に使った値の一覧。散乱断面積について、( ) がついているものは推定値であることを示す。

i	$\theta_i$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(i)$ [mb/Sr]
1	0.0°	(0.035)
2	18.3°	0.031
3	38.6°	(0.028)
4	53.0°	(0.025)
5	68.0°	(0.023)
6	83.0°	(0.022)
7	97.0°	

計算の結果、 ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  の  ${}^7\text{Be}$  が基底状態となる反応の反応断面積が 0.38 mb, 第一励起状態となる反応の反応断面積が 0.18 mb となり、それらを合計した値 0.56 mb は  ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  のビームエネルギー  $E_\alpha = 39.4$  MeV での反応断面積の文献値 [11]  $26.3 \pm 3.1$  mb と比べても 50 分の 1 ほどの大きさである。図 3.23 でのピークが (特に基底状態について) はっきりとは見えていない点とこの結果を合わせて、本実験では  ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  の中性子を正しく測定できていなかった可能性が考えられる。

#### NaI 検出器を用いた励起準位によるピークの確認

本実験では液体シンチレータだけでは  ${}^7\text{Be}$  の 429 keV の励起状態によりできる中性子エネルギースペクトルのピークがはっきりとわからない。したがって、これを確認する必要がある。そのために NaI 検出器を用いてとったデータを解析する。

NaI 検出器からの信号の TDC の値から、RF の TDC の値を引いたヒストグラムを図 3.25 に示す。この図では 3 つのピークが加速器の加速周波数に同期した時間間隔で見えている。全てのピークはトリガーがかかった粒子と周期がずれたタイミングで放射された  $\gamma$  線が NaI に検出されたイベント (Accidental Coincidence) を含み、中心に見える高いピークはトリガーがかかっ

た粒子と同一のタイミングで放射された  $\gamma$  線が NaI に検出されたイベント (True Coincidence) も含むと考えられる。

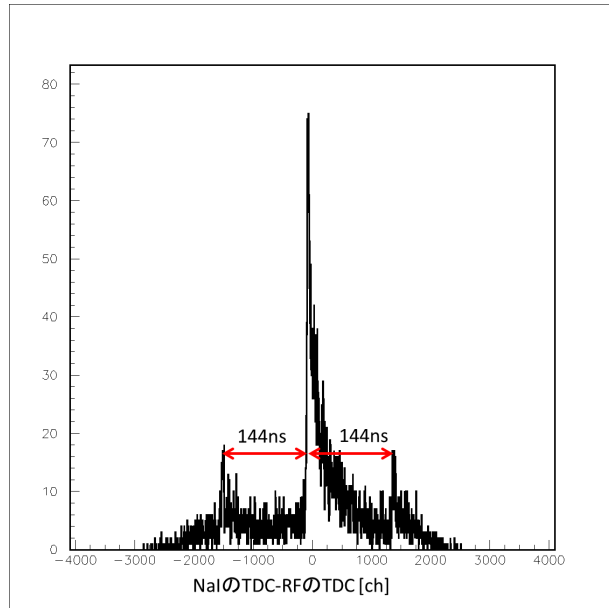


図 3.25: NaI の TDC から RF を引いたヒストグラム。中心に見えるピークが True Coincidence + Accidental Coincidence のピークで、それから前後 144 ns ずれたところに見えるピークが Accidental Coincidence のピークと考えられる。

中性子のエネルギースペクトルの指定したピークがある励起状態  $E_x$  MeV に対応するとき、ピークに属するエネルギー領域の中性子によってトリガーがかけられたという条件と、True coincidence に属するイベントという条件の積を取って、NaI 検出器で検出された  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを見れば、 $E_x$  MeV にピークが立つ。これを確認する。

図 3.23 のピークに属するエネルギーの中性子でトリガーがかけられたという条件と、図 3.25 の中心のピークに属するイベントという条件の積をとって NaI で検出された  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを書いたものを図 3.26、図 3.23 のピークに属するエネルギーの中性子でトリガーがかけられたという条件と、図 3.25 の左のピークに属するイベントという条件の積を取って NaI で検出された  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを書いたものを図 3.27、図 3.26 のヒストグラムから図 3.27 のヒストグラムを引いたものを図 3.28 に示す。アラミド膜をターゲットにしたときの図 3.28 に相当するヒストグラムを書いたものを図 3.29 に示し、図 3.28 のヒストグラムから図 3.29 のヒストグラムを引いたものを図 3.30 に示す。

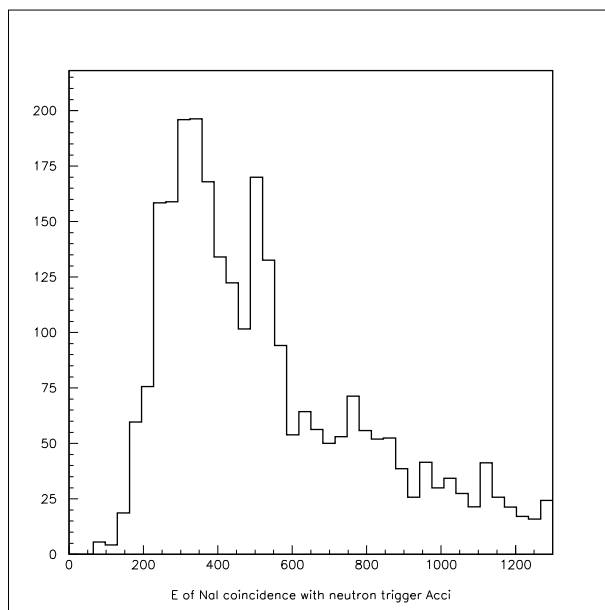


図 3.26: 図 3.23 のピークに属するエネルギーの中性子でトリガーをかけられかつ、図 3.25 の中心のピークに属するイベントについての  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。膜によるバックグラウンドも含む。

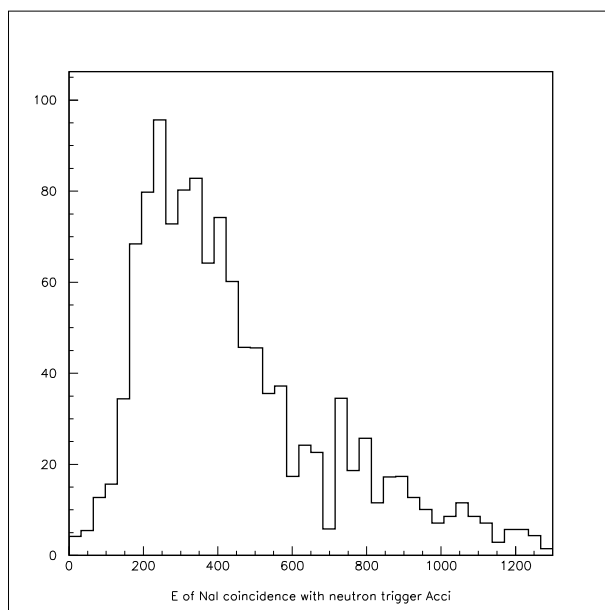


図 3.27: 図 3.23 のピークに属するエネルギーの中性子でトリガーをかけられかつ、図 3.25 の左のピークに属するイベントについての  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。Accidental Coincidence でのエネルギースペクトルに対応する。膜によるバックグラウンドも含む。

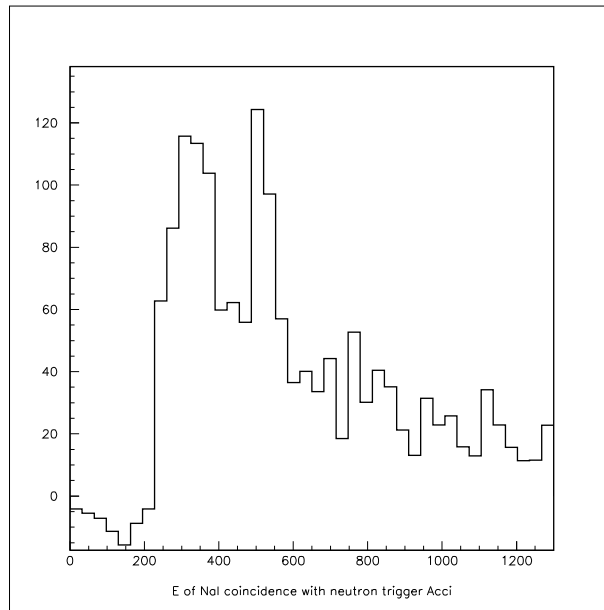


図 3.28: 図 3.26 のヒストグラムから図 3.26 のヒストグラムを引いたもの。True Coincidence でのエネルギースペクトルに対応する。膜によるバックグラウンドも含む。

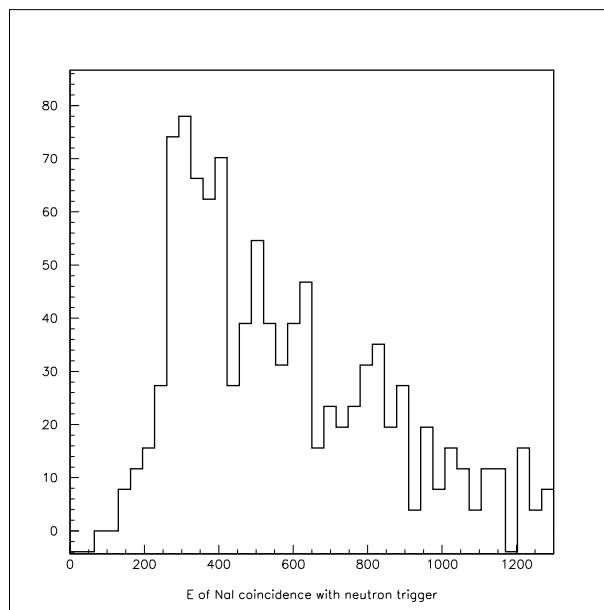


図 3.29: アラミド膜をつけたガスセルをターゲットにしたときの図 3.28 に相当するヒストグラム。True Coincidence における膜によるバックグラウンドを表す。

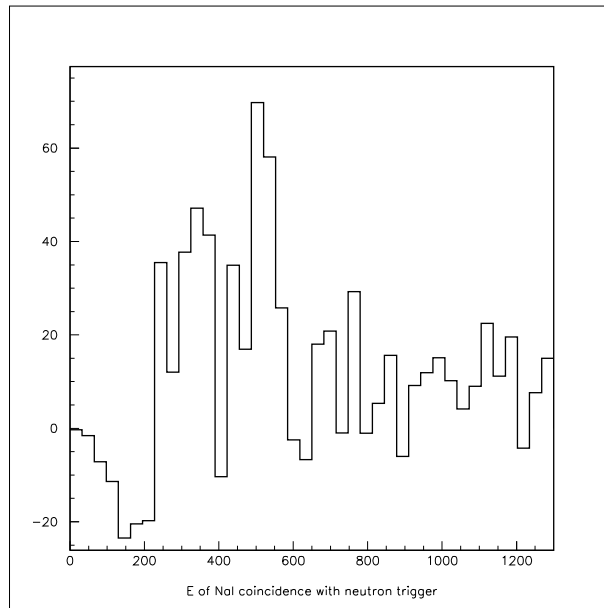


図 3.30: 図 3.28 のヒストグラムから図 3.29 のヒストグラムを引いたヒストグラム。図 3.23 のピークに属するエネルギーの中性子でトリガーをかけられかつ、True Coincidence に属するイベントについての  $\gamma$  線のエネルギースペクトルを表す。

今回の実験では、 $\gamma$  線を発する  ${}^7\text{Be}$  が運動しているため、光のドップラー効果によるエネルギーずれ

$$E_O = h\nu_O = h\nu \times \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \phi} = E \times \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \phi} \quad (3.15)$$

を考慮する必要がある。ここで、式 (3.15) 中の添え字  $O$  がついているものは検出器で見たエネルギー、振動数を、 $\phi$  は検出器方向と  ${}^7\text{Be}$  の速度方向のなす角を表す。本来のエネルギーとのずれを表す因子

$$\frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \phi}$$

をドップラー因子と呼ぶことにする。

各 NaI 検出器ごとのドップラー因子を表 3.23 に示す。ここで、 ${}^7\text{Be}$  のもつ運動エネルギーは 15.4 MeV から 17.5 MeV 程度であるので、 $\beta$  は 0.069 から 0.073 で、 ${}^7\text{Be}$  の速度の方向はビーム方向から最大で  $\pm 3^\circ$  ほどずれるが、 $\beta$  の大きさの違いと角度の違いによるエネルギーのずれを合わせても 1% 未満であるので今回は無視することにし、 $\beta = 0.071$ 、 ${}^7\text{Be}$  の速度方向はビーム方向であるとした。



表 3.23:  $\gamma$  線が検出された NaI 検出器ごとのドップラー因子。

	角度 $\phi$	ドップラー因子
NaI 1	105.7	0.98
NaI 2	108.0	0.98
NaI 3	112.0	0.97
NaI 4	115.9	0.97
NaI 5	119.9	0.96
NaI 6	123.0	0.96
NaI 7	126.0	0.96

この補正を加え、 $E_0$  のエネルギースペクトルであった図 2.25 を  $E$  に変換したエネルギースペクトルを図 3.31 に示す。これを見ても、429 keV にピークがあるようには見えない。イベント数が少ないこともあり、NaI を用いた励起準位によるピークの確認はあまりうまくいかなかったといえる。

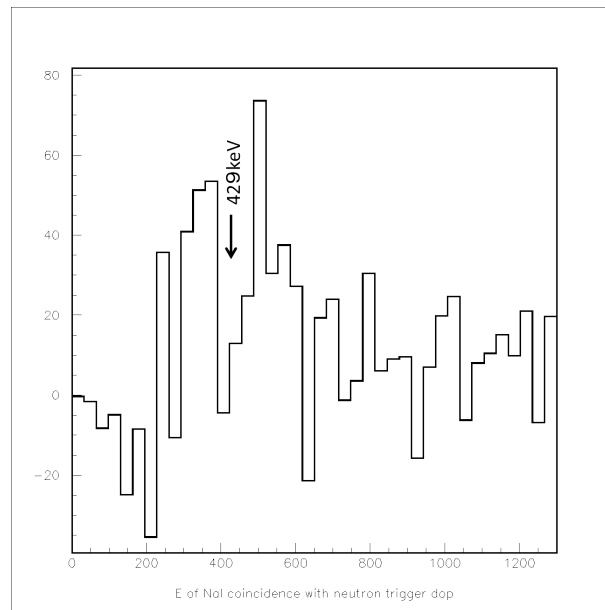


図 3.31: 図 3.30 にドップラー効果の影響を補正したヒストグラム。図の矢印が 429 keV を表す。

## 第4章 Summary

本実験では、 ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  を測定する上で  ${}^4\text{He}$  を封入するガスセルに取り付ける膜の候補、タンタル膜、ハーバー膜、アラミド膜のうち、もっとも最適なものがアラミド膜であるという結論を得ることができた。

他方、中性子のエネルギースペクトルの測定については、ターゲットから検出器までの距離が近くエネルギー分解能が悪いことや、エネルギーの絶対値を正確に決定できないなどの問題が見つかった。同じセットアップで次回実験を行う際には、液体シンチレータをできるだけターゲットから離すという対策を取ることでこの点を改善することが必要になる。

よりビームのエネルギーを下げた実験に向けては、ビームのエネルギーを減衰させる Degradер をアルミ箔ではなくアラミド膜を使うようにしてビームが広がらないようにするという改善点や、液体シンチレータ周りのバックグラウンド放射線からの遮蔽などを行い、トリガーを作るための Discriminator のスレッシュホールドを下げることで低エネルギーの中性子をより効率よく検出できるようにするといった課題が見つかった。

最終的な目標である低エネルギー領域での  ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$  の反応率を求めるに至るまでの課題は山積みであることがわかったが、今回の実験は次に続く実験に向けての改善点を多く見つけられたという点で有意義なものであったといえる。

## 謝辞

指導教員の川畑 貴裕准教授、延與 佳子准教授には、一年間熱心かつ丁寧な指導をしていただきました。TA の橋本さん、村田さんには、実験ゼミや実際に実験をする中での的確なアドバイスを数多く頂き、助けられました。

京都大学原子核ハドロン物理学研究室の足立さん、津村さん、古野さんには、実験準備および当日の実験で、度重なるビームタイムの延期により長期間、複数回にわたる実験準備になったにもかかわらず、毎回多くのことを助けてもらいました。理化学研究所の久保野 茂研究員からは、実験に使う膜を買うための資金提供だけでなく、実験をするうえでのアドバイス、本レポートの初稿に対するコメントもいただきました。理化学研究所の西村 俊二研究員からも助力をいただきました。

個人だけでなく、実験設備を提供してくださった大阪大学 RCNP の職員の皆様、短い納期で注文通りのアルミフレームを納品してくださった株式会社 SUS の職員の皆様など、多くの方々の尽力がなければこの実験を行うのは不可能でした。この場を借りてお礼申し上げます。

# References

- [1] K.Langanke and C.A.Barnes, *Advances in Nuclear Physics* Volume 22, Springer,(1996), Chapter5 NUCLEOSYNTHESIS IN THE BIG BANG AND IN STARS
- [2] 佐藤勝彦, 二間瀬敏史 (編), シリーズ 現代の天文学 2 宇宙論 I, 日本評論社, (2008)
- [3] E.Komatsu *et al.*, *Astrophys.J.Supple.***192**, 18, (2011)
- [4] Maxim Pospelov, Josef Pradler, Big Bang Nucleosynthesis as a Probe of New Physics, (2010) ;arXiv:1011.1054 [hep-ph]
- [5] Alain Coc *et al.*, Mirror matter can alleviate cosmological lithium problem,(2013) ;arXiv:1303.1935[astro-ph]
- [6] L. Sbordone, P. Bonifacio, E. Caffau, *et al.*, *Astron. Astrophys.* 522, A26 (2010)
- [7] Nachiketa Chakraborty, Brian D. Fields, Keith A.Olive, Resonant Destruction as a Possible solution to the Cosmological Lithium Problem,(2011);arXiv:1011.0722[astro-ph]
- [8] M. Yosoi, Doctor Thesis, Kyoto University (2003)
- [9] 遠藤 章, Kim E. , 山口 恭弘, 任意形状の中性子用シンチレータに対する応答関数計算コード SCINFUL-CG の開発, JAERI-Data/Code 2001-027 , JAEA, (2001)
- [10] D.J. OVERWAY and W.C.PARKINSON *Nucl. Phys.* **A363** (1981) 93
- [11] C. H. King, Sam M. Austion, H. H. Rossner, and W. S. Chien *Phys. Rev. C* 16, 1712 (1977)

# 付録 1: SCINFUL-CG コードについて

## SCINFUL-CG の使い方

ここでは、本実験で使用した有機液体シンチレータ：NE213 の検出効率を計算するのに用いた、任意形状の中性子用シンチレータに対する応答関数計算コード「SCINFUL-CG」の使い方を紹介する。この計算コードの開発に際した経緯などは、[9] を参照されたい。

このコードは fortran で書かれているが、C-shell スクリプトがあるので、それを利用するのが便利である。samp 内にある goscifulcg を開き、#SCINFUL HOME の部分を書き換えて、自身の環境での sciful-cg フォルダの位置を指定する。そこで

```
~$ csh gosciful hogehoge
```

を実行すれば、hogehoge.inp という input ファイルを参照し、計算を実行してくれる。csh がない場合は別途インストールする。

### .inp の作成方法

次に.inp の作り方について紹介する。.inp ファイルの作成例を図 A-1 に示し、以下に、行番号の順番に簡単な説明を述べる。

L1: 計算のタイトルやコメント (80 文字まで)

L2: 計算に必要な情報。順に、

- (1) : 計算に用いる入射粒子数
- (2) : シンチレーション光の減衰係数 [ $cm^{-1}$ ]
- (3) : シンチレータの指定 (1=NE213, 2=NE110)
- (4) :  $\gamma$  線による発光の弁別 (0=しない, 1=する)

L3: 算術一様乱数の初期値 (0 の場合計算機が自動的に設定)

L4-15: 定義する領域別の幾何形状指定。詳細は [9] にゆずる。

L16:(1) : 入射中性子の上限エネルギー [MeV]

(2) : 入射中性子の下限エネルギー [MeV]

(3) :  $> 0$  なら Maxwellian 分布、 $0.0$  なら単一エネルギー (=上限エネルギー値)、 $< 0$  なら (下限-上限) のエネルギービン内均等分布

(4) : 中性子輸送のエネルギーカットオフ [MeV]

L17: 線源形状の指定。 1. 平行ビーム、 2. コリメータ有りの広がったビーム、  
3. 検出器内の点当方線源、 11. 等方照射

L18: 線源の位置など、幾何学的配置を指定する。

L19: 発光量のビン幅。=0 にすると、最大発光量を 471 で区切ったものに設定してくれる。

L20: エネルギービン数の指定

L21-28: エネルギービンの境界を指定 [MeV]

L29: 領域ごとの体積。

L30: 出力されるデータの単位の指定

```

1  NE213  RESPONSE FUNCTION En=0.5-6.0 MeV
2  10000  0.0104 1  1
3  0
4  NE213 CYLINDER
5      0    0    1    0
6  rcc    1  0.0  0.0  0.0  0.0  0.0  5.0  10.00
7  sph    2  0.0  0.0  0.0  1.0e+7
8  end
9  det    +1
10 vac    +2  -1
11 end
12  1    2
13  2*0
14  1    0
15  0
16  6.0  0.5  0  0.01
17  2
18  0.0  0.0 -5.0  2.0
19  0.0
20  44
21  0.0    0.01    0.08    0.15    0.35    0.55
22  0.65   0.83   0.95   1.20   1.45   1.70
23  1.95   2.25   2.58   2.90   3.25   3.73
24  4.08   4.47   4.88   5.32   5.88   6.34
25  6.80   7.30   7.80   8.30   8.85   9.38
26  9.95  10.50  11.08  11.68  12.25  12.85
27  13.50  14.20  14.90  15.70  16.70  17.80
28  18.90  20.00  25.00
29  1570.79633  4.19e+21
30  1

```

図 A-1: imp ファイルの作成例。左側の行番号は実際には書いてはいけない。

## 付録 2:液体シンチレータ架台について

本実験に際し、液体シンチレータを固定するための架台を設計、制作した。架台に必要な材料は全て SUS (<http://www.sus.co.jp/>) にて注文した。

ターゲットから近いところに置く検出器を載せる架台、ターゲットから遠いところに置く検出器を載せる架台を設計者の名前からそれぞれ七村架台、吉田架台と呼ぶことにする。

図 A-2、図 A-3 には七村架台の、図 A-4、図 A-5 には吉田架台の正面からと横からの図面がそれぞれ示してある。図 A-6 には、実際に液体シンチレータをマウントした、七村・吉田架台の様子が示してある。

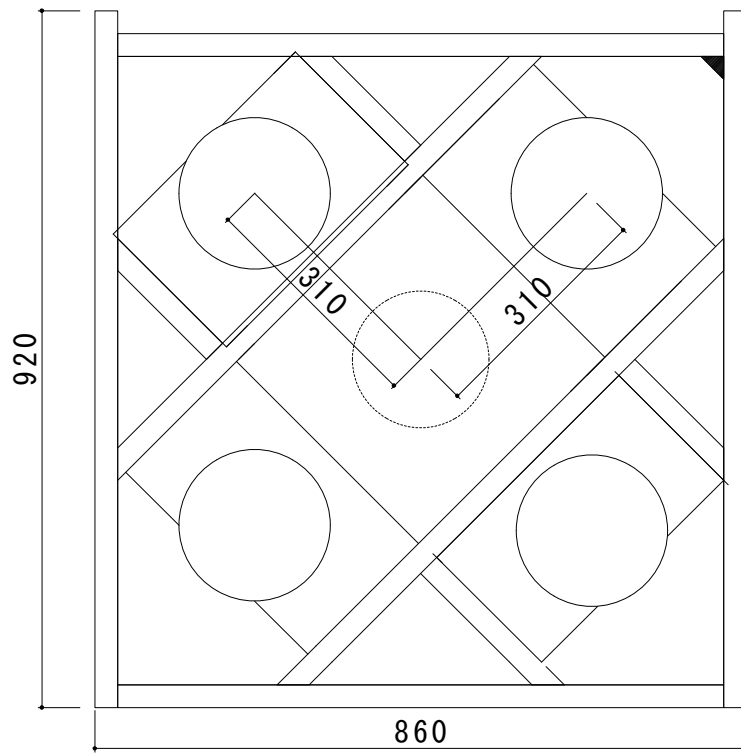


図 A-2: 七村架台設計図 (正面)

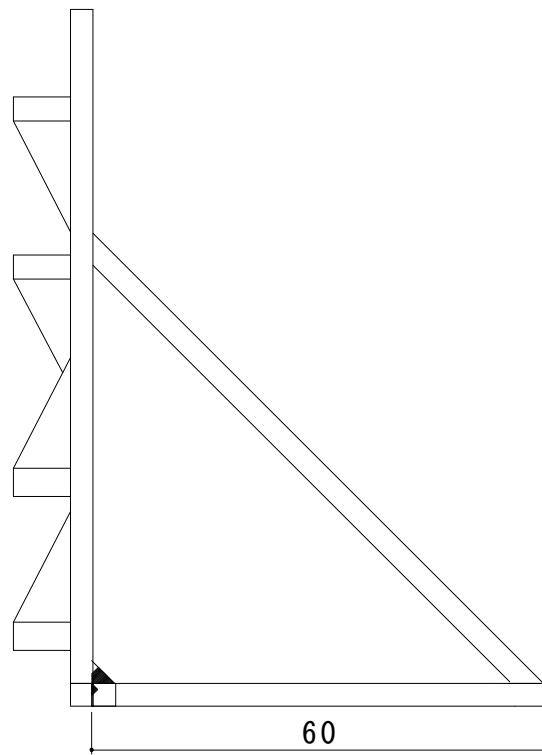


図 A-3: 七村架台設計図 (側面)



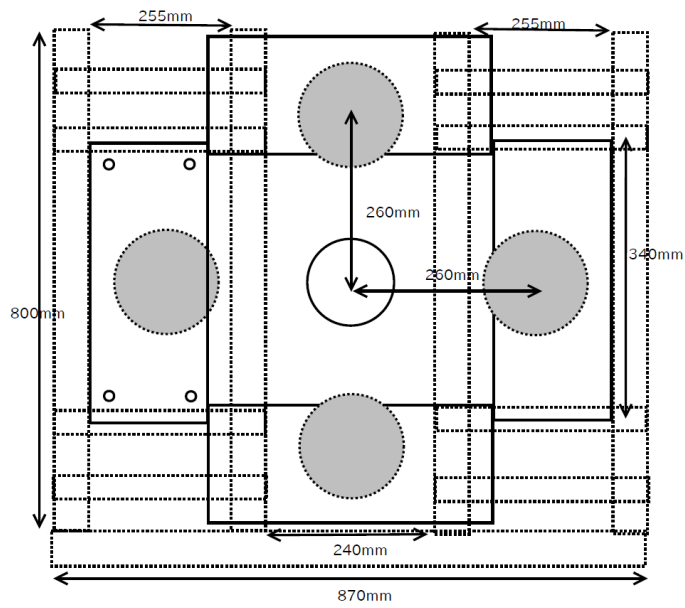


図 A-4: 吉田架台設計図 (正面)。設計上、左右に配置したシンチレータのビームダクト中心からの距離は、255mm 程度から 300mm 以上まで連続的に調整できるため、上下のシンチレータの配置に合わせて左右を配置すれば、上下左右ともに対称な検出器配置が実現できるようになっている。

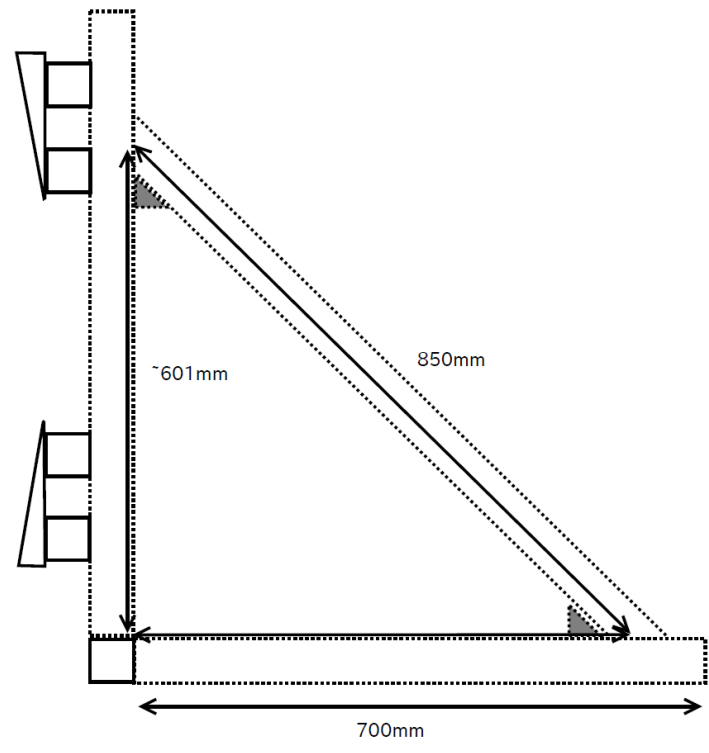


図 A-5: 吉田架台設計図 (側面)

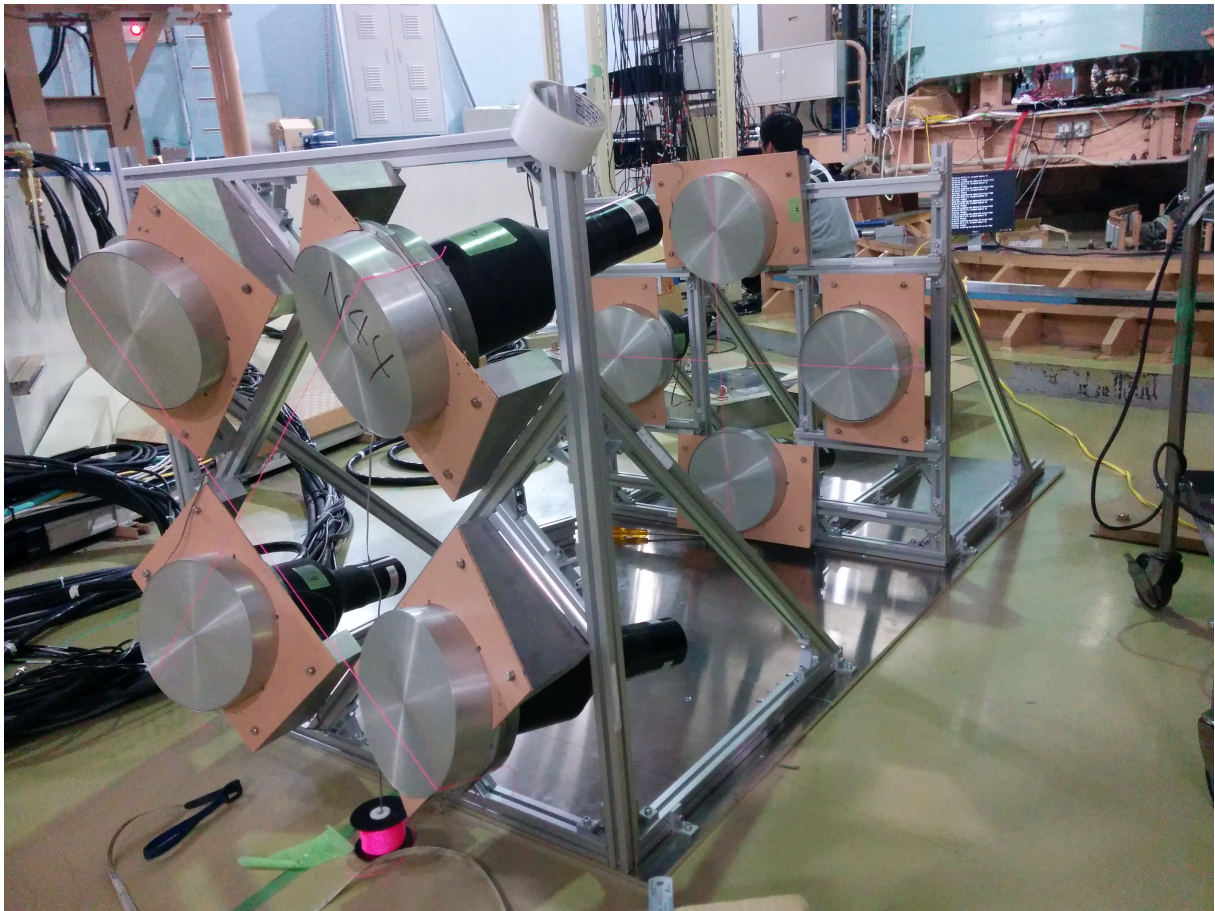


図 A-6: 実際の様子