

# 2011年度課題研究P4レポート

天野宣昭  
米田繁弘  
高畑光善  
津村美保  
馬場辰雄  
古野達也  
村上洋平  
吉川尚孝

平成24年12月4日

## 概要

本レポートは2011年度課題研究P4の報告書である。本課題研究では原子核について理論、実験の両側面から研究を行った。理論ゼミでは原子核の構造、反応、天体核反応について学習した。レポートでは原子核のクラスター模型に基づいた $^{12}\text{C}$ の構造計算の結果についても言及した。

実験ゼミでは実験に必要な放射線計測、加速器についての学習を行った。後期には研究テーマを自分たちで検討を行い、2012年3月には大阪大学核物理研究センター(RCNP)にて実験を行った。レポートでは実験の背景、計画、シミュレーション、自分達で製作した検出器、解析結果について報告する。

# 目次

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>6</b>
1.1	元素合成 . . . . .	6
1.2	Hoyle state . . . . .	7
<b>2</b>	<b>クラスター模型</b>	<b>9</b>
2.1	$^{12}\text{C}$ 励起状態のクラスター構造 (概要) . . . . .	9
2.2	Brink モデル . . . . .	9
2.3	$2\alpha, 3\alpha$ への適用 . . . . .	10
2.3.1	$2\alpha$ への適用 . . . . .	11
2.3.2	$3\alpha$ への適用 . . . . .	13
2.4	$3\alpha$ GCM 計算 . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Motivation</b>	<b>17</b>
3.1	$\gamma$ 崩壊比 . . . . .	17
3.2	トリプルアルファ反応率概算 . . . . .	18
3.3	実験目的 . . . . .	19
<b>4</b>	<b>実験方法</b>	<b>21</b>
4.1	実験施設 . . . . .	21
4.2	セットアップ . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Detectors</b>	<b>22</b>
<b>6</b>	<b>設計</b>	<b>24</b>
6.1	プラチックシンチレータ架台 . . . . .	24
6.2	Si 検出器、CsI 検出器取り付け台 . . . . .	24
6.3	フィードスルーフランジ . . . . .	24
6.4	スリット . . . . .	27
<b>7</b>	<b>標的</b>	<b>28</b>
7.1	標的の温度分布計算 . . . . .	29
7.2	Al の蒸着 . . . . .	31
7.3	実験後の標的 . . . . .	32
<b>8</b>	<b>冷却標的の駆動系修理</b>	<b>34</b>
8.1	駆動系の全体像 . . . . .	34
8.2	PLC によるパルスモータ制御 . . . . .	34
8.2.1	ラダー . . . . .	35
8.2.2	初期設定 . . . . .	37

8.2.3	原点サーチ	39
8.2.4	現在位置変更	41
8.2.5	位置決め送り	42
8.2.6	JOG 送り	43
8.2.7	ステップ送り	45
8.2.8	強制停止	47
8.2.9	エラー解除	48
8.3	LabView による PLC との通信	49
8.3.1	ブロックダイアグラム	50
8.3.2	フロントパネル	51
8.4	温度測定	52
8.4.1	温度測定	52
<b>9</b>	<b>回路</b>	<b>54</b>
9.1	回路本体	54
9.2	Timing	63
9.3	DAQ	65
<b>10</b>	<b>Simulation</b>	<b>66</b>
10.1	Simulation	66
10.2	Yield Estimation	69
<b>11</b>	<b>Run Summary</b>	<b>73</b>
<b>12</b>	<b>解析</b>	<b>75</b>
12.1	Si 検出器のエネルギーキャリブレーション	75
12.2	E-dE のグラフを用いた PID	82
12.3	Si 検出器と CsI 検出器の Timing	85
12.4	CsI 検出器のエネルギーキャリブレーション	93
12.4.1	CsI 検出器におけるエネルギースペクトル	93
12.4.2	運動学を利用したキャリブレーションの原理	97
12.4.3	キャリブレーションとそれについての考察	99
12.4.4	実際に行ったキャリブレーション	106
12.5	GR 下流プラスチックシンチレータの解析	110
12.5.1	1mm プラスチックシンチレータの位置 calibration	110
12.5.2	1mm シンチレータ位置から $^{12}\text{C}$ 運動量への変換	117
12.5.3	1mm プラスチックシンチレータにおける $^{12}\text{C}$ 飛来イベントの選別	123
12.5.4	プラスチックシンチレータと Si, CsI 検出器のタイミングの確認	130

12.6	励起エネルギーと $\gamma$ 線エネルギーの相関	133
12.7	Si 検出器後方での陽子の貫通	136
12.8	貫通イベント、アクシデンタルイベントを除去するゲート	142
12.9	励起エネルギースペクトル	144
12.10	分岐比を求める	150
12.11	実験データからわかる実験計画や解析の改善点	157
12.11.1	実験計画について	157
12.11.2	解析について	160
<b>13</b>	<b>今後の改善点</b>	<b>161</b>
13.1	微係数の見積り	161
13.2	$E_i, E_4, \theta_4$ の幅の見積り	167
13.2.1	入射エネルギー $E_i$ の幅	167
13.2.2	CsI 検出器で検出されるエネルギー $E_4$ の幅	168
13.2.3	陽子の検出される角度 $\theta_4$ の幅	169
13.3	励起エネルギースペクトルの分解能の見積もり	169
<b>付録 A</b>		
	原子核の電磁遷移確率と Weisskopf unit	176

# 1 Introduction

## 1.1 元素合成

天体核物理において、今現在の宇宙にある多種多様な元素が、どのような反応で、どのような過程を経て合成されたのか、という問いは非常に大きな主題の一つである。それに関する大きな成果の一つとして、1957年に、Burbidgeらによって宇宙での元素合成のシナリオが作られた [1]。この論文により、以下のような元素合成のプロセスが確立された。

最初の元素合成は、BigBangの始まりから数分後に開始された。BigBangによる元素合成では、主に水素 ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ) とヘリウム ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) が合成された。しかし、その次の質量数5の安定な核種が存在しない、宇宙の膨張により元素合成開始後からわずか十数分で元素合成反応に必要な温度を下回ってしまったことなどの要因により、 $^4\text{He}$ 以降、元素合成反応は進まなかった。ごく少量の  $^7\text{Li}$  や  $^7\text{Be}$  が、ヘリウム同士の融合などによって作られはしたが、図 1.1 からわかるように、その先の質量数8の原子核にも安定な核種が存在しないので、やはり元素合成反応が進むことはなかった。

BigBangによる元素合成以降、元素合成は主に高温高密度な環境である恒星内部で行われることとなった。恒星内部で起こる最も主要な合成反応は、原子核に水素が連鎖的に入射して起こる水素燃焼反応 (p-p 連鎖反応) であるが、BigBangによる元素合成反応と同様、質量数5の壁によってこの反応が  $^4\text{He}$  以降進むことはなかった。また、2つの  $^4\text{He}$  によって  $^8\text{Be}$  が合成されることがあるが、 $^8\text{Be}$  が非常に不安定なため、すぐに崩壊してやはり  $^4\text{He}$  より先には反応は進まなかった。

$^4\text{He}$  より先の反応は、赤色巨星などの大質量の恒星内部で p-p 連鎖反応による  $^4\text{He}$  の合成が十分進み、ヘリウム燃焼反応が頻繁に起こるほどの高温高密度状態になって初めて進行する。温度と密度が十分高くなると、2つの  $^4\text{He}$  から  $^8\text{Be}$  が合成されて崩壊するわずかな時間の間にもう一つ  $^4\text{He}$  が入射し、 $^{12}\text{C}$  原子核が合成されるトリプルアルファ反応が起こるようになる。



このトリプルアルファ反応こそが、宇宙での  $^{12}\text{C}$  原子核合成の主反応となる。この反応が進行することにより、更なるヘリウム燃焼反応を経て  $^{16}\text{O}$  原子核が合成され、その後の赤色巨星内部での s 過程、超新星爆発による r 過程を経由しての重い元素の合成へと繋がる。更に、炭素、窒素、酸素の合成反応が十分進めば、これらを触媒とした  $^4\text{He}$  の合成反応である CNO サイクルが起こるようになる (図 1.2)。この反応は p-p 連鎖反応に比べて速い反応であるので、この反応により以降のヘリウム燃焼反応はより高速化する。以上のことから、トリプルアルファ反応は軽い元素合成から重い元素合成へ移行する間における最大のボトルネックとなっており、このトリプルアルファ反応の反応率を精密測定することは、酸素などの軽い元素やより重い元素の合成シナリオを作る上でも非常に有用である。

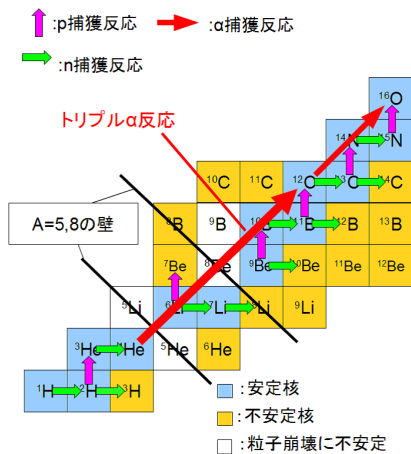


図 1.1:  $^{12}\text{C}$  までの合成過程

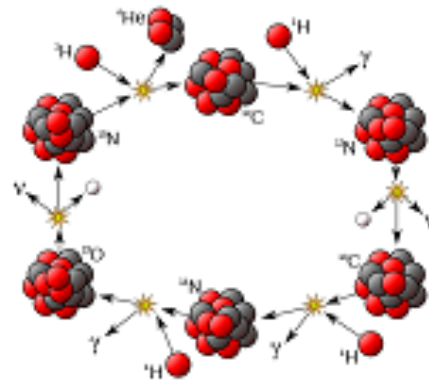


図 1.2: CNO サイクル

## 1.2 Hoyle state

トリプルアルファ反応によって安定な  $^{12}\text{C}$  原子が合成されるためには、3つの  $\alpha$  粒子によって生じた励起状態の  $^{12}\text{C}$  が  $\gamma$  線を放出して、原子核崩壊に対して安定な基底状態へと遷移する必要がある。3つの  $\alpha$  粒子によって生じる  $^{12}\text{C}$  の励起状態のエネルギー準位は、ボルツマン分布からもわかるように  $\alpha$  崩壊の閾値付近である割合が高く、そのような領域では  $\gamma$  崩壊幅よりも  $\alpha$  崩壊幅のほうが遥かに大きいことが知られている [2]。従って、3つの  $\alpha$  粒子が融合しても、殆どの場合  $\alpha$  崩壊して、 $\alpha$  粒子に戻ってしまう。それゆえ、トリプルアルファ反応が進行するためには、3つの  $\alpha$  粒子が融合して  $^{12}\text{C}$  の励起状態となる反応の断面積が十分に大きいことが必要である。トリプルアルファ反応は3体による反応であるため、反応断面積は非常に小さいと思われていた。そのため、1950代以前では宇宙に実在する多量の炭素及びそれ以降の重元素の存在に対する理由を説明することができなかった。

この問いに対し、1950年代に Fred Hoyle は、 $^{12}\text{C}$  の励起状態の中に3つの  $\alpha$  粒子による共鳴状態のような準位が存在し、その準位が  $3\alpha$  反応の断面積を引き上げていると主張した。この準位の存在は後に William Fowler らによる B2FH 論文により実験的に証明され、この  $^{12}\text{C}$  の励起状態である  $0_2^+$  (7.65 MeV) は Hoyle の名をとって Hoyle state と呼ばれる [3]。Hoyle state での  $^{12}\text{C}$  は3つの  $\alpha$  粒子が緩く結合したような構造を持ち、密度が希薄でガスのような状態であることが知られている。この構造は、 $\alpha$  クラスタ構造と呼ばれ、今日では図 1.3 の Ikeda ダイアグラムに示されるように複数の原子核でクラスタ構造の存在が知られている [4]。

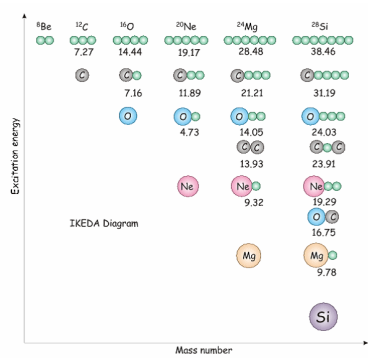


図 1.3: Ikeda ダイアグラム

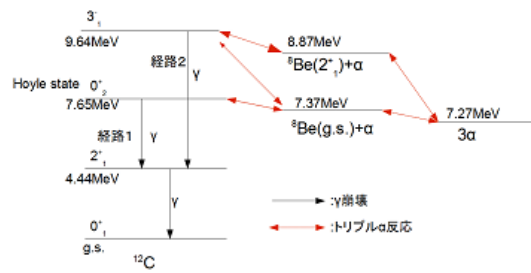


図 1.4: <sup>12</sup>C 合成の反応経路



## 2 クラスタモデル

### 2.1 $^{12}\text{C}$ 励起状態のクラスタ構造 (概要)

$^{12}\text{C}$  励起状態には発達した  $3\alpha$  クラスタ構造が現われることが知られている。

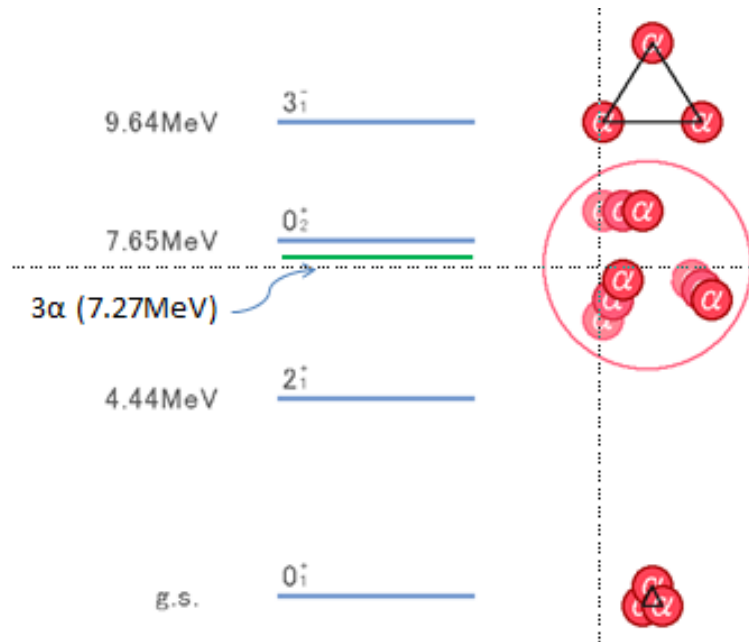


図 2.1: C 原子核の Level scheme

図 2.1 に  $^{12}\text{C}$  原子核の基底、励起状態のクラスタ構造を模式的に表した。特に閾値近傍にある  $0_2^-$  状態が空間的に発達したクラスタ構造を持つことは重要である。以下では、微視的クラスタモデルに基づいた研究を紹介する。

### 2.2 Brink モデル

いくつかのクラスタから構成されるクラスタ構造状態を、個々の核子の運動の自由度に基づいて微視的に記述しようとするのが微視的クラスタモデルである。微視的クラスタモデルの原型といえるのが多中心モデルで、Brink によって導入されたので Brink モデルと呼ばれる (図 2.2)。このモデルでは、各クラスタが異なる中心位置にあり、各々のクラスタに属する核子の状態は、その中心位置を原点とする調和振動しポテンシャルに従う殻模型で記述されるものとする。系が  $n$  個のクラスタ ( $C_1, C_2, \dots, C_n$ ) によって構成され、それらの中心位置がベクトル ( $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_n$ ) で表されるものとする。この場合の多中心モデルの波動関数は次の形式で表される。

$$\Psi(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_n) = \mathcal{N}_0 \mathcal{A}[\psi(C_1, \mathbf{R}_1)\psi(C_2, \mathbf{R}_2) \cdots (C_n, \mathbf{R}_n)] \quad (2.1)$$

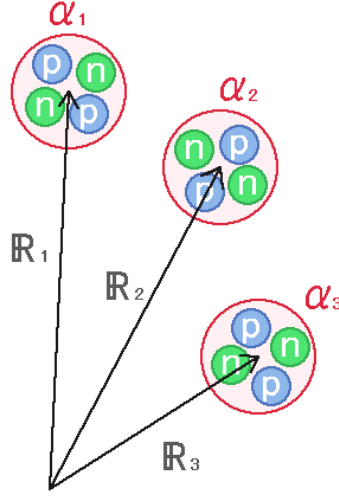


図 2.2: Brink model

ここで、 $\mathcal{N}_0$  は規格化定数、 $\mathcal{A}$  は異なるクラスターに属する核子間の交換に対する反対称化の演算子である。

### 2.3 $2\alpha, 3\alpha$ への適用

今回、我々は Brink model を  $2\alpha$  および  $3\alpha$  に適用した。ここでは、その結果について議論する。系のハミルトニアンは、核子の運動エネルギー  $\sum t_i$  と核子間の相互作用  $\sum v_{ij}$  で与えられ、

$$H = \sum_i t_i - T_G + \sum_{i>j} v_{ij} \quad (2.2)$$

と書かれる。系の波動関数は、

$$|\Psi(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_{A/4})\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \mathcal{A} \left[ |\tilde{\psi}^\alpha(\mathbf{R}_1)\rangle \cdots |\tilde{\psi}^\alpha(\mathbf{R}_{A/4})\rangle \right] \quad (2.3)$$

$$\langle \phi(\mathbf{Y}_1, \dots, \mathbf{Y}_{A/4}) | = \frac{1}{\sqrt{A!}} \mathcal{A} \left[ \langle \tilde{\phi}^\alpha(\mathbf{Y}_1) | \cdots \langle \tilde{\phi}^\alpha(\mathbf{Y}_{A/4}) | \right] \quad (2.4)$$

である。 $|\tilde{\psi}^\alpha(\mathbf{R})\rangle, |\tilde{\phi}^\alpha(\mathbf{Y})\rangle$  は 1 つの  $\alpha$  クラスターの波動関数であり、同じ空間波動関数を持つ  $n \uparrow, n \downarrow, p \uparrow, p \downarrow$  から成る。

$$|\tilde{\psi}^\alpha(\mathbf{R})\rangle = |\psi(\mathbf{R})n \uparrow\rangle |\psi(\mathbf{R})n \downarrow\rangle |\psi(\mathbf{R})p \uparrow\rangle |\psi(\mathbf{R})p \downarrow\rangle \quad (2.5)$$

$$\langle \mathbf{r} | \psi(\mathbf{R}) \rangle = \left( \frac{2\nu}{\pi} \right)^{3/4} e^{-\nu(\mathbf{r}-\mathbf{R})^2} \quad (2.6)$$

スピン・アイソスピンの直行性を考えるとハミルトニアンの期待値は、

$$\begin{aligned}
\langle \Phi | H | \Psi \rangle &= 4 \sum_i^{A/4} \sum_j^{A/4} \langle \Phi(\mathbf{Y}_i) | \mathbf{t}_i | \Psi(\mathbf{R}_j) \rangle D_{ij}^{-1} | \mathbf{B} | - \mathbf{T}_G | \mathbf{B} | \\
&+ \sum_{ij}^{A/4} \sum_{kl}^{A/4} \langle \Phi(\mathbf{Y}_i) \Phi(\mathbf{Y}_j) | \mathbf{v}_{ij} | \Psi(\mathbf{R}_k) \Psi(\mathbf{R}_l) \rangle (\mathbf{X}_d \mathbf{D}_{ki}^{-1} \mathbf{D}_{lj}^{-1} + \mathbf{X}_e \mathbf{D}_{kj}^{-1} \mathbf{D}_{li}^{-1}) | \mathbf{B} |
\end{aligned} \tag{2.7}$$

となる。ここでいくつか手計算を行った。まず、ノルム行列  $D_{ij}$  は

$$\begin{aligned}
D_{ij} &= \langle \Phi(\mathbf{Y}_i) | \Psi(\mathbf{R}_j) \rangle \\
&= \exp \left[ -\frac{\nu(\mathbf{Y}_i - \mathbf{R}_j)^2}{2} \right]
\end{aligned} \tag{2.8}$$

次に、核子の運動エネルギーの期待値は

$$\begin{aligned}
T_{ij} &= \langle \Phi(\mathbf{Y}_i) | \mathbf{t}_i | \Psi(\mathbf{R}_j) \rangle \\
&= \frac{\hbar^2 \nu}{2m} \{ 3 - \nu(\mathbf{Y}_i - \mathbf{R}_j)^2 \} \exp \left[ -\frac{\nu(\mathbf{Y}_i - \mathbf{R}_j)^2}{2} \right]
\end{aligned} \tag{2.9}$$

また、相互作用部分は

$$\begin{aligned}
V_{ij,kl} &= \langle \Phi(\mathbf{Y}_i) \Phi(\mathbf{Y}_j) | \mathbf{v}_{ij} | \Psi(\mathbf{R}_k) \Psi(\mathbf{R}_l) \rangle \\
&= v_0 \left\{ \frac{\nu a^2}{1 + \nu a^2} \right\}^{3/2} D_{ik} D_{jl} \exp \left[ -\frac{1}{4(1 + \nu a^2)} (\mathbf{Y}_i - \mathbf{Y}_j + \mathbf{R}_k - \mathbf{R}_l)^2 \right]
\end{aligned} \tag{2.10}$$

ここで、 $v_0, a$  はそれぞれ相互作用の強さ・レンジのパラメータである。本研究では核子間の相互作用として Volkov No.1 を採用した。

$$v_{ij} = (i - m + m P_{ij}) \left[ -83.34 \exp \left( -\left( \frac{r}{1.60} \right)^2 \right) + 144.86 \exp \left( \left( \frac{r}{0.82} \right)^2 \right) \right] \tag{2.11}$$

このときの  $\alpha$  クラスターの距離  $d$  と結合エネルギーの関係を計算すると図 2.4 のようになる。ただし、ここでは簡単のためクーロン力による相互作用は除いた。計算の結果エネルギー期待値が最小となる  $d$  の値は、 $d_0 = 3.0$  fm 程度となっている。

### 2.3.1 $2\alpha$ への適用

ここでは簡単な例として  ${}^8\text{Be}$  原子核を考える。 ${}^8\text{Be}$  は 2 個の  $\alpha$  クラスターからなる典型的なクラスター構造を持つ原子核であり、クラスター模型の原点である。これを記述する 2 中心クラスター模型の波動関数の性質について述べる。

図 2.3 のような配置を考えると、 $2\alpha$  クラスター系の 2 中心模型の波動関数は、

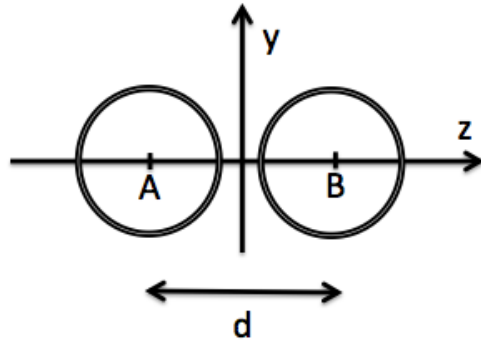


図 2.3: 2  $\alpha$  の配置

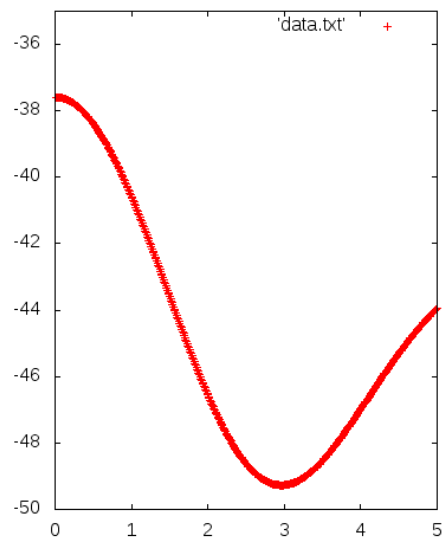


図 2.4: 2  $\alpha$  クラスタ計算

$$\Psi(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \mathcal{N}_0 \mathcal{A}[\psi(\alpha_1, \mathbf{R}_1)\psi(\alpha_2, \mathbf{R}_2)] \quad (2.12)$$

と表される。 $\alpha$  クラスタを構成する4つの核子はすべて(0s)軌道にあり、荷電とスピンの異なる状態( $n \uparrow, n \downarrow, p \uparrow, p \downarrow$ )にあるので、 $i$ 番目( $i = 1, 2$ )の1個の $\alpha$  クラスタの反対称化された波動関数は1つのSlater行列式で表され、

$$\psi(\alpha_i, \mathbf{R}_i) = \frac{1}{\sqrt{4!}} \begin{vmatrix} \phi_0(i_1)(n \uparrow)_{i_1} & \phi_0(i_1)(n \downarrow)_{i_1} & \phi_0(i_1)(p \uparrow)_{i_1} & \phi_0(i_1)(p \downarrow)_{i_1} \\ \phi_0(i_2)(n \uparrow)_{i_2} & \phi_0(i_2)(n \downarrow)_{i_2} & \phi_0(i_2)(p \uparrow)_{i_2} & \phi_0(i_2)(p \downarrow)_{i_2} \\ \phi_0(i_3)(n \uparrow)_{i_3} & \phi_0(i_3)(n \downarrow)_{i_3} & \phi_0(i_3)(p \uparrow)_{i_3} & \phi_0(i_3)(p \downarrow)_{i_3} \\ \phi_0(i_4)(n \uparrow)_{i_4} & \phi_0(i_4)(n \downarrow)_{i_4} & \phi_0(i_4)(p \uparrow)_{i_4} & \phi_0(i_4)(p \downarrow)_{i_4} \end{vmatrix} \quad (2.13)$$

と書かれる。ここで、(0s)軌道の波動関数 $\phi_0(i_k)$ は

$$\phi_0(i_k) = \phi_0(\mathbf{r}_{i_k} - \mathbf{R}_i) (\mathbf{k} = 1, 2, 3, 4) \quad (2.14)$$

を意味する。

2中心波動関数 $\Psi(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ は1つのSlater行列式

$$\Psi(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \frac{\mathcal{N}_0}{4!} \det\{\phi_0(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_1)(n \uparrow)_1, \dots, \phi_0(\mathbf{r}_4 - \mathbf{R}_1)(p \downarrow)_4, \phi_0(\mathbf{r}_5 - \mathbf{R}_2)(n \uparrow)_5, \dots, \phi_0(\mathbf{r}_8 - \mathbf{R}_2)(p \downarrow)_8\} \quad (2.15)$$

で表される。

### 2.3.2 $3\alpha$ への適用

ここでは $2\alpha$ におけるクラスタ計算の $3\alpha$ への拡張を行う。図2.5のような $3\alpha$ 構造を考え、 $2\alpha$ のときと同じVolkov力による相互作用を考える。さらにここでは波動関数が定まったパリティ対称性を持つように射影演算子 $(1 \pm P)/2$ を作用させ、

$$\Phi^{(+)} = \frac{1}{2}(1 + P)\Phi, \Phi^{(-)} = \frac{1}{2}(1 - P)\Phi \quad (2.16)$$

とする。これをパリティ射影という。

パリティ射影をした波動関数を用いてエネルギー期待値を計算するには、それぞれ次の計算をすればよい。

$$\frac{\langle \Phi^\pm | H | \Phi^\pm \rangle}{\langle \Phi^\pm | \Phi^\pm \rangle} = \frac{\langle \Phi | H | \Phi \rangle \pm \langle \Phi | H | P \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle \pm \langle \Phi | P \Phi \rangle} \quad (2.17)$$

実際にエネルギー期待値を計算し、結果を $d$ と $\theta$ をパラメータとして表したのが、図2.6及び2.7である。正パリティの結果を見ると、 $\theta = 60^\circ$ 付近で極小値をとる

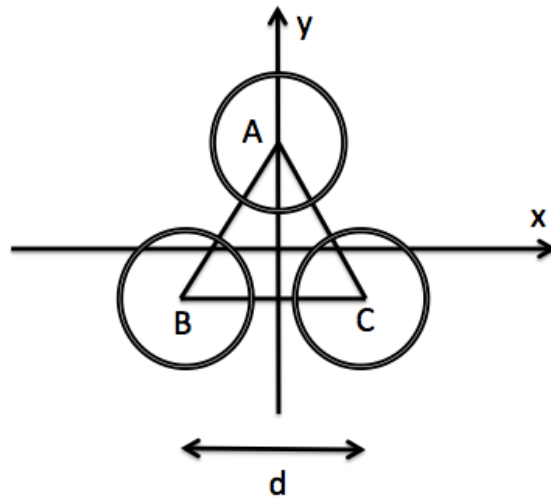


図 2.5:  $3\alpha$  の配置

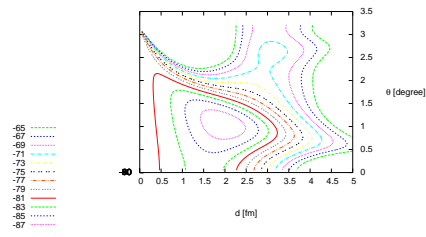


図 2.6: 計算した正パリティの energy surfaces

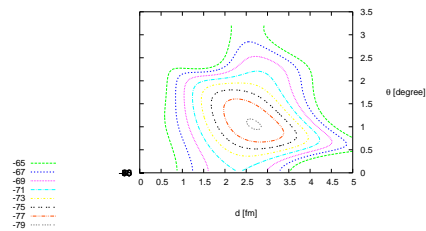


図 2.7: 負パリティの energy surfaces

ので、正三角形の配置がエネルギー的に最も安定である。これは  $^{12}\text{C}$  の基底状態に対応しているといえる。一方、負パリティの結果は同様に正三角形が安定だが、極小値をとる  $d$  の値が正パリティの場合より大きくなっている。これは空間的に発達したクラスター構造を持つ  $^{12}\text{C}$  の  $3_1^-$  励起状態に対応しているといえる。

## 2.4 $3\alpha$ GCM 計算

この節では Uegaki *et al.* [5] の研究を紹介する。Uegaki *et al.* は我々が行った計算に加えて相互作用にクーロン力を含め、波動関数が角運動量対称性を持つように角運動量射影

$$\Psi_{JM} = P_{MK}^J \Phi, P_{MK}^J = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int d\Omega D_{MK}^J(\Omega) \hat{R}(\Omega) \quad (2.18)$$

を行った上でエネルギー面を書いた。

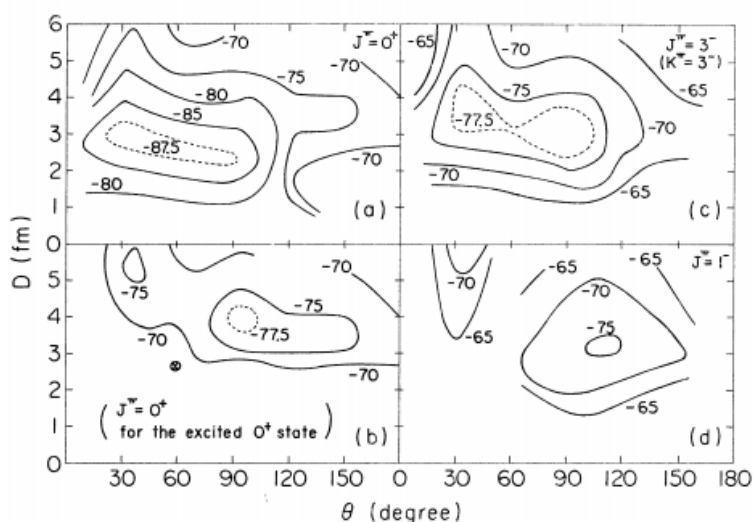


図 2.8: Uegaki *et al.* による energy surfaces

図 2.8(a) を見ると、 $J^\pi = 0^+$  では  $\theta = 60^\circ$  でエネルギー期待値が最小になり、ground state のコンパクトな正三角形の状態を表している。図 2.8(c) は、 $J = 3^-$  で、同じく  $\theta = 60^\circ$  でエネルギー期待値が最小になり、空間的に発達した正三角形を表している。 $J = 0_2^+$  の図 2.8(b) は、極小点がふたつあり、また他のものと比べて浅いので、色んな配置が混ざり合った、ガスのような状態を表している。得られた結果に対して、Uegaki *et al.* は GCM 計算を行って  $^{12}\text{C}$  原子核のエネルギースペクトルを描いた。GCM 計算とは得られた波動関数に対して、生成座標の最適値の周りで重み関数  $f(\mathbf{S})$  をかけて重ね合わせることでよりよい近似を得ると

いう計算である。

$$\Psi(1, \dots, 12) = \int d\mathbf{S} f(\mathbf{S}) \Phi(1, \dots, 12; \mathbf{S}) \quad (2.19)$$

この結果からエネルギースペクトルを書いたのが図 2.9 である。真ん中の列が実験

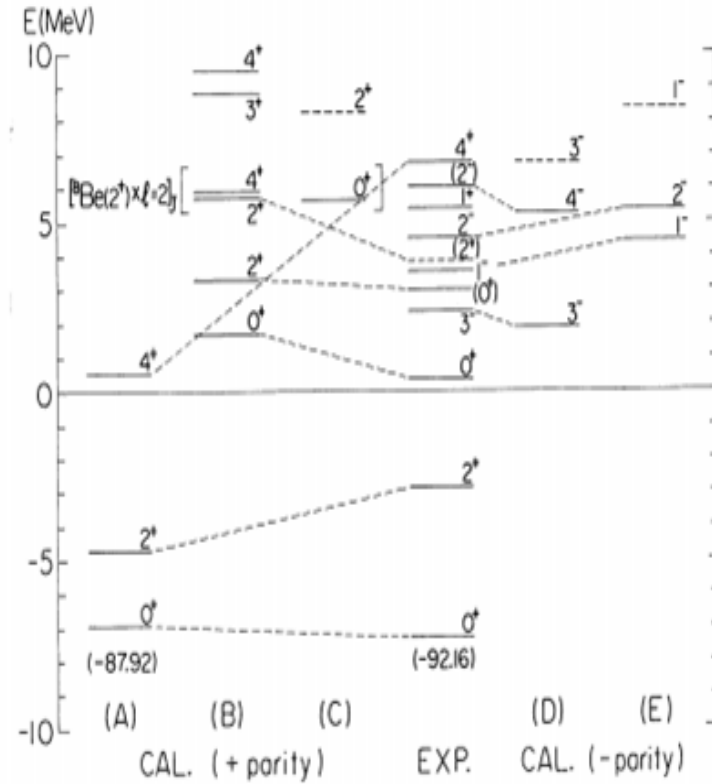


図 2.9: Energy spectra

によって得られたスペクトルを、左側が正パリティ、右側が負パリティの計算によって得られたスペクトルを表している。実験と計算の対応する状態を点線で結んでいる。例えば先に紹介した  $0_1^+$ ,  $0_2^+$ ,  $3_1^-$  のエネルギーをよく再現している。この図から、 $3\alpha$  GCM 計算は成功したといえるだろう。さらに、Uegaki et al. は当時実験で見つかっていなかった  $2_2^+$  の存在を予言している。Uegaki et al. がこの結果を発表したのは1977年であるが、その後30年間  $2_2^+$  状態は実験では見つけれなかった。しかし2011年、Itoh et al. が  $2_2^+$  状態を発見し、それまで  $0_3^+$  であると思われていた状態が  $2_2^+$  と  $0_3^+$  の重なった状態であることがわかった。Itoh et al. によると、この2つの状態のエネルギーは  $2_2^+$  で  $9.84 \pm 0.06$  MeV,  $\Gamma = 1.01 \pm 0.15$  MeV、 $0_3^+$  で  $9.93 \pm 0.03$  MeV,  $\Gamma = 2.71 \pm 0.08$  MeV である。このようにエネルギー期待値が近くそれまでの実験で区別できていなかった2つの状態を、理論的に新しい状態の存在を予想したところからもこの計算の成功が伺える。



### 3 Motivation

#### 3.1 $\gamma$ 崩壊比

既に前章でも述べたが、トリプルアルファ反応の反応率を求める上で重要なのは、 $\gamma$  崩壊の確率である。3つの $\alpha$ 粒子が衝突して $^{12}\text{C}$ の励起状態となった後の反応として、 $\alpha$ 崩壊を起こして再び $3\alpha$ に分解される過程と、 $\gamma$ 崩壊を起こして安定な $^{12}\text{C}$ となる過程の2通りの反応過程が考えられる。この $\alpha$ 崩壊に対する $\gamma$ 崩壊の比を測定することが、トリプルアルファ反応の反応率を決定する上で非常に重要である。 $^{12}\text{C}$ 合成の一つの過程として、図3.1の経路1のような、 $0_2^+$ (7.65 MeV)状態を経由し、 $\gamma$ 崩壊を起こして $2_1^+$ (4.44 MeV)状態に移り、再度 $\gamma$ 崩壊を起こして基底状態へ至る経路が知られている。

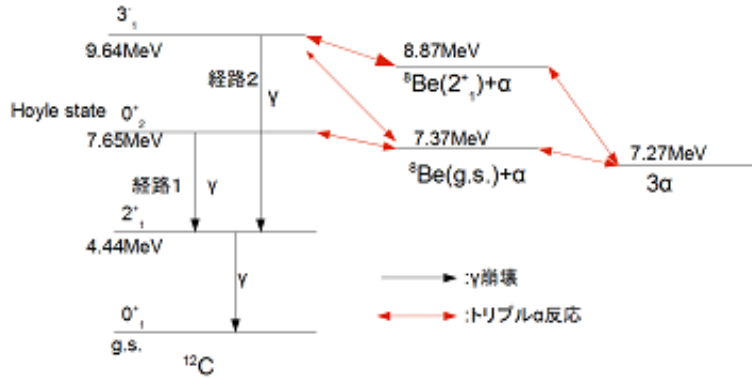


図 3.1:  $^{12}\text{C}$  合成の反応経路

この過程の $\gamma$ 崩壊比の測定については、先行研究が D. Chamberlin らによって行われており、 $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態の $\gamma$ 崩壊幅及び $\alpha$ 崩壊幅について、以下のような実験値が知られている [7]。

$$\Gamma_\gamma (7.65 \text{ MeV}) = 3.7 \pm 0.5 \text{ [meV]} \quad (3.1)$$

$$\Gamma_\alpha (7.65 \text{ MeV}) = 8.3 \pm 1.0 \text{ [eV]} \quad (3.2)$$

よって、 $\gamma$ 崩壊比は  $4.5 \pm 1.1 \times 10^{-4}$  となる。このように  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態を経由する過程については既に $\gamma$ 崩壊比が知られているが、測定値には依然として 20%以上の誤差が存在するので、今一度、精密測定を行う必要がある。もう一つの過程として、 $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態よりエネルギーの高い準位である  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態を経由し、同じように2回 $\gamma$ 崩壊を起こして基底状態へ至る図3.1の経路2の

ような経路が知られているが、こちらは必要とされる温度が高いため、通常の恒星内部ではほとんど起こらない反応である。

トリプルアルファ反応は、主に赤色巨星内部で起こる。典型的な赤色巨星内部の温度は  $T_9 = 0.2(T = 2 \times 10^8 \text{ K})$  であるが、この温度条件下では、 $^{12}\text{C}(3\alpha)$  は  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態へほとんど励起されず、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態を経由したプロセスはトリプルアルファ反応の反応率にほとんど寄与しない。しかし超新星爆発時など、高温状態 ( $T_9 > 1$ ) では、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態を経由した過程による反応率への寄与も無視できなくなる。トリプルアルファ反応の反応率を精密に測定するために、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態の  $\gamma$  崩壊比を測定し、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態のトリプルアルファ反応への寄与を明らかにする必要がある。Chamberlin らはこちらの過程についても  $\gamma$  崩壊幅の測定を行っているが、以下のような上限値を求めるに留まっている。

$$\Gamma_\gamma (9.64 \text{ MeV}) < 14 \text{ [meV]} \quad (3.3)$$

これは、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態の  $\gamma$  崩壊比が非常に小さいために、崩壊イベントがバックグラウンドに埋もれ、精密測定が困難であることが原因となっている。 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態の  $\alpha$  崩壊幅は

$$\Gamma_\alpha (9.64 \text{ MeV}) = 34 \pm 5 \text{ [keV]} \quad (3.4)$$

であることが知られており、 $\gamma$  崩壊比は最大でも  $10^{-6}$  以下であることがわかっている。本実験の主な目的は、この稀崩壊イベントをできるだけ正確に計測し、 $3_1^-$  (9.64 MeV) の  $\gamma$  崩壊比を測定することである。

### 3.2 トリプルアルファ反応率概算

トリプルアルファ反応の反応率は以下のように示される [8]。

$$N_A(\sigma v)^{\alpha^8\text{Be}} = N_A \frac{8\pi}{\mu_{\alpha^8\text{Be}}^2} \left( \frac{\mu_{\alpha^8\text{Be}}}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E'; E) \exp(-E'/k_B T) E' dE' \quad (3.5)$$

ここで  $\mu$  は換算質量、 $E'$  は  $^{12}\text{C}$  合成のエネルギー閾値  $E (= 7.27 \text{ MeV})$  との差である。また、 $\sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E'; E)$  は Breit-Wigner の共鳴断面積であり、以下のように表される。

$$\sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E'; E) = \sum_{J=0,2,3} (2J+1) \frac{\pi \hbar^2}{2\mu_{\alpha^8\text{Be}} E'} \times \frac{\Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E') \Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J, E' + E)}{(E' - E_r^J + E - E_{s\text{Be}})^2 + \frac{1}{4} \Gamma(^{12}\text{C}^J, E'; E)^2} \quad (3.6)$$

$E_r^J$  は共鳴状態でのエネルギーであり、 $J$  の値ごとに和をとっている。この厳密な計算は複雑なので、近似として、共鳴状態のエネルギー付近以外では反応率の寄与は無視できるとして、被積分関数は共鳴状態でのエネルギーについて和をとる。

すると、式 3.6 での断面積のエネルギー依存の項は、近似的に  $\Gamma_\gamma(E')/\Gamma_\alpha(E')$  に比例する。 $3_1^-$  (9.64MeV) 状態を経由する過程を加えることによるトリプルアルファ反応への寄与は以下のように近似的に概算できる。

$$rate \sim 7 \frac{\Gamma_\gamma(9.64 \text{ MeV})}{\Gamma_\gamma(7.65 \text{ MeV})} \exp\left(-\frac{23}{T_9}\right) \quad (3.7)$$

もし  $\Gamma_\gamma(9.64\text{MeV})=10[\text{meV}]$  なら、 $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態を経由する反応のみの場合に比べて反応率が約 70 % 増加することがこの式からわかる。このように、 $^{12}\text{C}$  の  $3_1^-$  (9.64MeV) 状態における  $\Gamma$  崩壊幅の値は、元素合成のプロセスに大きな影響を与える。現在、Hoyle state 以外の励起準位のトリプルアルファ反応への寄与の評価は、主に  $\Gamma$  崩壊幅のデータの不足によりほとんどなされていない。宇宙での炭素原子核合成のプロセスを定量的に確立するために、Hoyle state を除く他の励起準位のトリプルアルファ反応への寄与を正しく評価することは、非常に重要なことである。

### 3.3 実験目的

過去には D. Chamberlin らによって  $^{12}\text{C}$  における  $3_1^-$  状態の  $\gamma$  崩壊幅を求める実験が行われた。実験は炭素標的に陽子を衝突させ炭素の励起状態を生成する  $^{12}\text{C}(p,p'^{12}\text{C}^*)$  反応の測定であったが、 $3_1^-$  及び  $2_2^+$  状態の  $\gamma$  崩壊幅は非常に小さく、これらの状態が炭素標的にごく微量含まれる  $^{13}\text{C}$  のバックグラウンドに埋もれてしまったため、正確な測定は困難であった。そのため、この実験では、わずか  $1\sigma$  の信頼限界において  $3_1^-$  の  $\gamma$  崩壊幅が 14 meV 以下であることを示したにとどまっている。

$^{13}\text{C}$  に由来するバックグラウンドの問題は  $^{12}\text{C}$  をビームとして用いる逆運動学測定を実施することで劇的に改善される。そこで本研究では、 $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$ ,  $3_1^-$ ,  $2_2^+$  状態の  $\gamma$  崩壊幅を測定することを目的とし、 $^1\text{H}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*p)$  反応を用いて実験を行った。

本研究では  $^{12}\text{C}$  励起状態の  $\gamma$  崩壊幅を測定するために、ポリスチレン ( $\text{CH}_2$ ) 標的に  $^{12}\text{C}$  ビームを照射して陽子との非弾性散乱を測定した。入射  $^{12}\text{C}$  は標的中の陽子と散乱されて、様々な励起状態に遷移する。 $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーは陽子の反跳角度とエネルギーを測定することで運動学に基づいて決定できる。

注目する  $^{12}\text{C}$  の励起状態は  $3\alpha$  崩壊の閾値 ( $E_x = 7.27 \text{ MeV}$ ) より高い励起エネルギー領域に存在するので、これらの状態は生成後、直ちに  $\gamma$  線を放出して  $^{12}\text{C}$  の基底状態に遷移するか、 $3\alpha$  崩壊によって 3 つの  $\alpha$  粒子へと崩壊する。つまり、反跳陽子の測定によって  $^{12}\text{C}$  の励起状態を同定したのちに、脱励起した  $^{12}\text{C}$  が  $^{12}\text{C}$  として検出されるか、 $\alpha$  粒子として検出されるかを判別すれば、励起状態の崩壊モードを決定することができる。

本研究では、逆運動学条件下における陽子非弾性散乱について反跳陽子と散乱  $^{12}\text{C}$  を同時計測し、反跳陽子の測定から得られる  $^{12}\text{C}$  励起状態の全生成数と散乱

$^{12}\text{C}$  の測定から得られる  $\gamma$  崩壊イベント数を比較することで注目する  $^{12}\text{C}$  励起状態の  $\gamma$  分岐比の決定を行った。

## 4 実験方法

### 4.1 実験施設

本研究の測定にあたり、大阪大学核物理研究センター (RCNP) の AVF サイクロトロン棟の施設をお借りした。散乱した  $^{12}\text{C}$  の運動量を識別するために、同施設の高分解能磁気スペクトロメータ Grand Raiden を用いた。Grand Raiden は粒子を運動量分解能 0.0027 % の精度で測定することができる。

### 4.2 セットアップ

実験装置の略図を図 4.1 に示す。AVF サイクロトロンで加速した  $^{12}\text{C}$  ビーム (250 MeV) をポリエチレン標的に照射する。反応機構を簡明にするには可能な限り高い入射エネルギーが望ましいため、本研究では AVF サイクロトロンの  $^{12}\text{C}$  に対する最高エネルギーである 250 MeV (20.8 MeV/u) を入射エネルギーとして選択した。反跳陽子を散乱槽内部に設置した検出器 1 で測定し、散乱した  $^{12}\text{C}$  は Grand Raiden によって運動量分析したのちに焦点面に設置した検出器 2 で測定する。

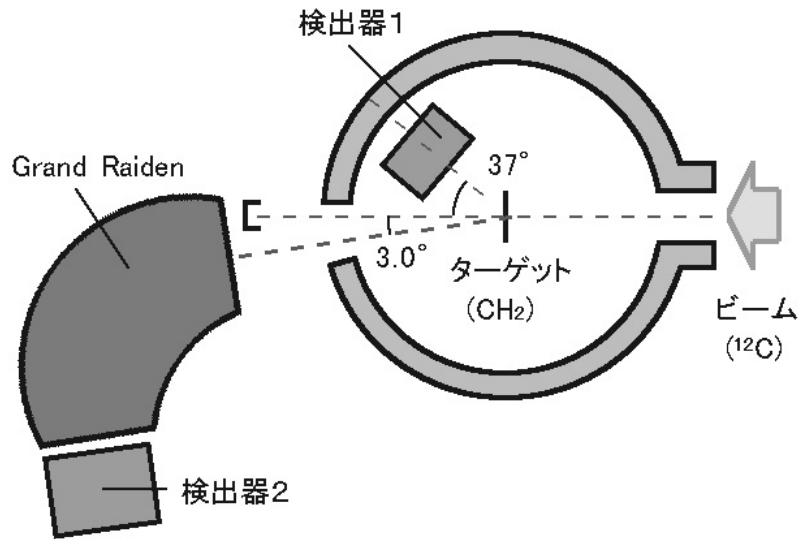


図 4.1: 実験装置略図

図 4.2 に示すように、入射エネルギー 21.6 MeV の陽子を  $^{12}\text{C}$  に入射させた過去の実験 [9] では、運動量移行  $q$  が  $\sim 0.93 \text{ fm}^{-1}$  となる角度付近で  $^{12}\text{C}$  の  $3_1^-$  (9.64 MeV) の励起状態の微分断面積が最大となった。異なる入射エネルギーであっても  $q$  が同じ角度で微分断面積が最大になると期待されるので、 $q = 0.93 \text{ fm}^{-1}$  とな

る角度をもとに検出器の設置角度を選択した。本研究では微分断面積が最大となる陽子の反跳角度を、実験室系で  $41.1^\circ$  であると想定し、検出器1は  $31.3^\circ \sim 42.7^\circ$  を覆うように設置する。一方で Grand Raiden の設置角度は後述するシミュレーションの結果から  $3_1^-$  (9.64 MeV) 及び  $2_1^+$  (7.65 MeV) に励起した散乱  $^{12}\text{C}$  をより多く、その他の励起エネルギーを持つ  $^{12}\text{C}$  をできるだけ少なく測定できる角度として  $3.0^\circ$  を選んだ。 $^1\text{H}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*p)$  反応における  $^{12}\text{C}$  の散乱角度と陽子の反跳角度の相関と検出器の設置角度を図 4.3 に示す。

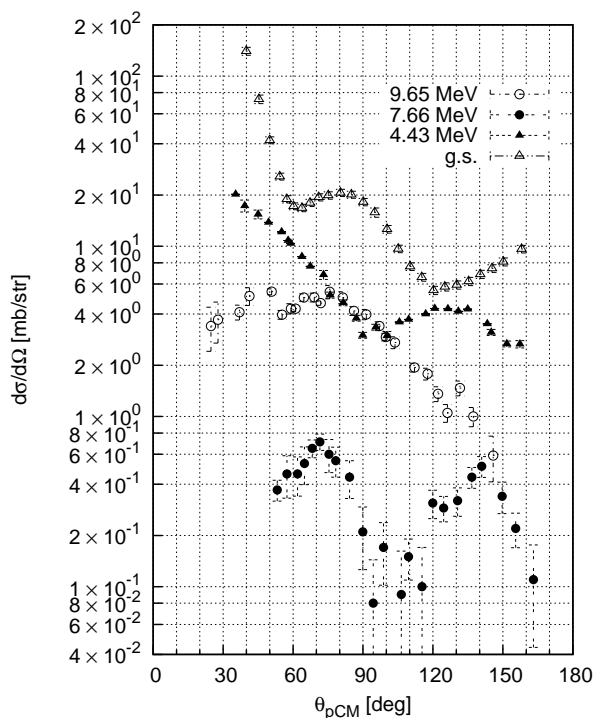


図 4.2:  $E_p = 21.6$  MeV における  $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^*$  反応の重心系での散乱角度と微分断面積 [9]。

## 5 Detectors

検出器1にはSi検出器とCsI検出器からなる複合検出器を鉛直方向に2つ重ねて用いる(図5.1)。

Si検出器は厚さ  $325\ \mu\text{m}$  の透過型検出器で  $48\ \text{mm} \times 48\ \text{mm}$  の有感領域を持つ。有感領域は  $1\ \text{mm}$  幅のストリップに48分割されているが、本研究では3つのストリップごとに信号をまとめて読み、16分割のストリップとして用いた。透過粒子がSi検出器に落としたエネルギーを測定することで、透過粒子の水平方向の位置とエネルギー損失を測定することができる。

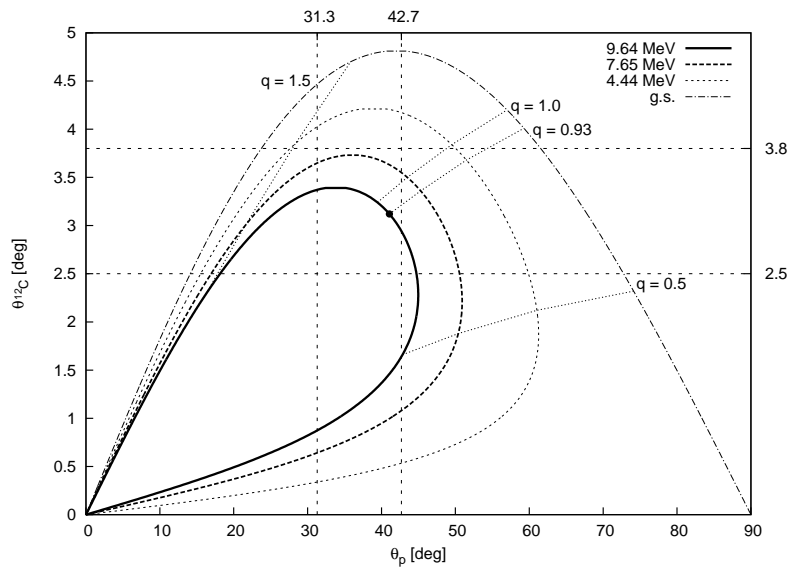


図 4.3: 弾性散乱及び非弾性散乱についての実験室系における  $^{12}\text{C}$  と陽子の散乱角度。縦横の破線は検出器 1 の有感領域と Grand Raiden のスリット幅を示す。また、運動量移行が  $q = 0.5, 0.93, 1.0, 1.5 \text{ fm}^{-1}$  となる角度を破線で示す。

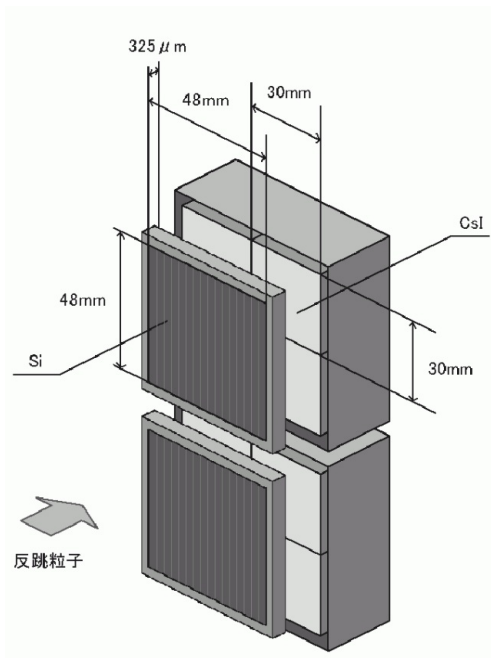


図 5.1: 検出器 1 (Si 検出器と CsI 検出器)。

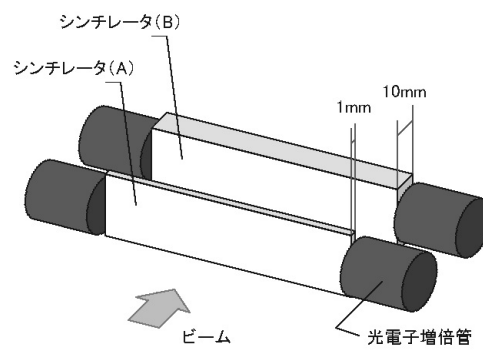


図 5.2: 検出器 2 (厚さの異なる 2 枚のプラスチックシンチレータ)。

CsI 検出器は一辺が 30 mm の立方体の CsI 結晶を Si-PIN フォトダイオードに接続したもの 4 台を 1 組として、Si 検出器を透過した粒子のエネルギー測定に用いる。散乱槽の中心側に Si 検出器を、外側に CsI 検出器を重ねて設置し、 $\Delta E$ - $E$  法による反跳粒子の粒子識別を行う。

検出器 2 には厚さ 1 mm (A) と 10 mm (B) のプラスチックシンチレータを二枚並べて用いる (図 5.2)。有感領域の長さは共に 1200 mm である。プラスチックシンチレータの両端に光電子増倍管を接続し、信号の時間差を測定することで水平方向の位置を決定すると同時に、シンチレータ A とシンチレータ B におけるエネルギー損失から粒子識別を行う。

本研究では、Grand Raiden の焦点面に  $^{12}\text{C}$  と同じ磁気剛性を持つ  $\alpha$  粒子が大量に飛来してバックグラウンドになることが予想されるが、シンチレータ A の厚さは、 $^{12}\text{C}$  がシンチレータ A の中で停止する一方で、 $\alpha$  粒子はシンチレータ A を貫通しシンチレータ B に到達するように最適化されており、シンチレータ B を veto カウンターとして用いることで  $^{12}\text{C}$  が飛来したイベントに対してのみトリガー信号を生成する。

## 6 設計

### 6.1 プラチックシンチレータ架台

Grand Raiden の焦点面にプラスチックシンチレータを取り付けるための架台を作成した。

作成した架台に取り付けられたプラスチックシンチレータを図 6.1 に示す。更にこれを

### 6.2 Si 検出器、CsI 検出器取り付け台

検出器 1 を散乱層内の適切な位置に取り付けるための取り付け容器および、検出器 1 の架台を制作した。実際に、検出器 1 を散乱槽内に設置した様子を図 6.2 に示す。Si 検出器の下方に架台が取り付けられており、Si 検出器の後方に CsI 検出器が取り付けられている。この架台と標的との距離は 235 mm である。

CsI 検出器の取り付け容器を図 6.3 に示す。この容器の中に 8 個の CsI 検出器が取り付けられており、この前方に Si 検出器を取り付けた。

### 6.3 フィードスルーフランジ

本実験では散乱層に取り付けるフィードスルーフランジを制作した。作成したフランジを図 6.4 に示す。このフィードスルーは 34pin コネクターと 8 つの LEMO



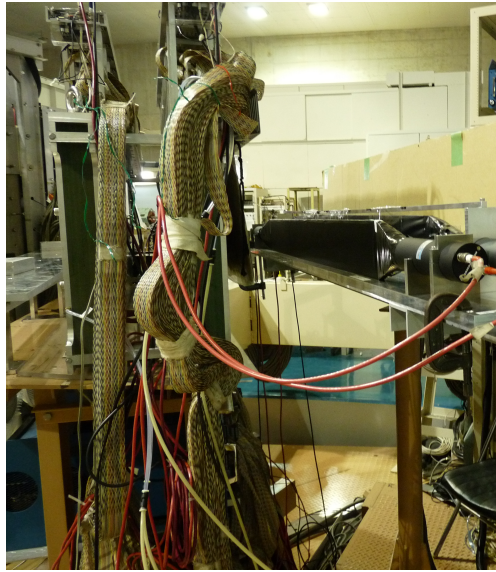


図 6.1: 架台に取り付けられたプラスチックシンチレータ。青枠内部に設置されているものが、架台に取り付けたプラスチックシンチレータ。粒子は写真の左側から飛来する。

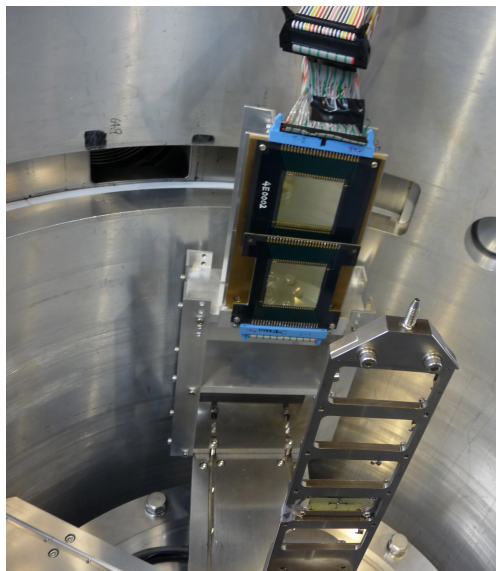


図 6.2: 検出器 1 を散乱層内に取り付けた様子を示している。図に見える Si 検出器の後方に CsI 検出器が取り付けられている。



図 6.3: 図 6.2 を取り外して裏側から見た様子。8つの CsI 検出器が取り付けられている。

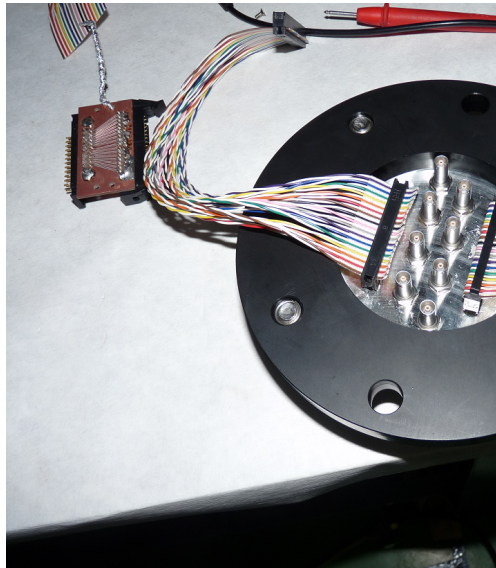


図 6.4: フィードスルーフランジ。

コネクタを備えている。Si 検出器、CsI 検出器にケーブルを通して接続できるように設計されている。

## 6.4 スリット

Grand Raiden のアクセプタンスを制限するために、Grand Raiden の入り口にスリットを配置した。Grand Raiden の角度アクセプタンスは水平方向 ( $\theta_x$ ) に  $\pm 20$  mrad、鉛直方向 ( $\theta_y$ ) に  $\pm 35$  mrad であるが、本研究では後述のようにアクセプタンスを水平方向に  $+9$  mrad  $\sim -14$  mrad ( $+0.5^\circ \sim -0.8^\circ$ )、鉛直方向に  $\pm 30$  mrad に制限できるようスリットを Grand Raiden の入り口に設置した (図 4.3)。

## 7 標的

標的としてポリエチレンとポリスチレンを用意したが、ポリスチレンはポリエチレンに比べ実験中に水素が抜けにくいいため、本実験ではポリスチレンを用いた。

実験中にビームを照射することによりこれらの標的の温度が上昇し、標的が溶解する可能性を考え、実験前に温度分布の計算を行った。その結果、常温では実験中にポリエチレン、ポリスチレンともに溶け、標的の中心に穴があくことがわかった。そこで標的の溶解を防ぐために、Alを蒸着したポリスチレン標的と、標的の冷却装置を用意した。

Alの蒸着は標的の熱伝導率を向上させるためであり、片面に50 mg、両面に10 mg、蒸着したポリスチレンを用意した。よって、本実験のために用意した標的の種類は、蒸着を施していないポリエチレンおよび、ポリスチレン、片面に50 mg、両面に10 mg、蒸着したポリスチレンである。

標的の冷却装置は以下の図7.1に示したようなものである。この冷却装置は液体窒素によって標的を冷却することができ、標的の周りを液体窒素の沸点である77 Kにまで冷却することができる。



図 7.1: 標的の冷却装置。中央の円筒部分に液体窒素を流し込み、装置内部に取り付けられた標的を冷却することができる。

## 7.1 標的の温度分布計算

標的の温度分計算は以下の条件で行った。

- 標的の直径 1.5 cm
- ビーム強度 2.0 pA
- エネルギー損失 1.0 MeV g/cm<sup>2</sup>

なお、標的は厚さのない薄膜とし、熱は標的表面からは逃げないものとし、標的は熱平衡に達しているものとして計算を行った。

計算を行った熱伝導方程式は以下のようなものである。

$$0 = \nabla^2 T + \frac{Q}{\lambda} \quad (7.1)$$

T は温度、Q は単位時間、単位体積あたりの発熱量、 $\lambda$  は物質の熱伝導率 (ポリエチレンの熱伝導率は 0.46 W/m K、ポリスチレンは 0.14 W/m K)。

図 7.2 でわかるように、常温の場合はポリエチレン、ポリスチレンともに融点 (ポリエチレンの融点は 373 K、ポリスチレンは 513 K。) を超えており実験中に標的が溶けることが予想されるが、標的を液体窒素で冷却した場合は、ポリエチレンの中心温度は融点を超えないことがわかった。また、ポリスチレンの場合は熱伝導率がポリエチレンよりも低いので中心温度が高くなっており、冷却を施した場合も標的の中心に穴があくことが予想された。そのために、Al の蒸着を施し、熱伝導率を向上させた標的を用意した。

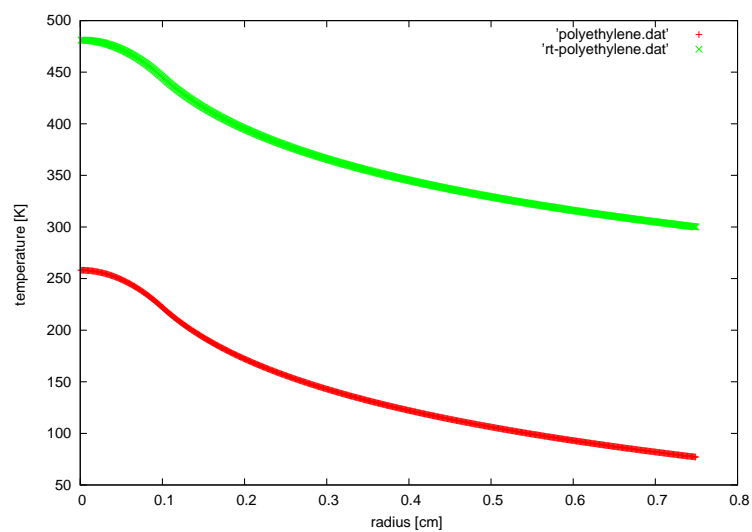


図 7.2: ポリエチレンの温度分布（緑線は液体窒素なし、赤線は液体窒素ありでの条件下のもの）

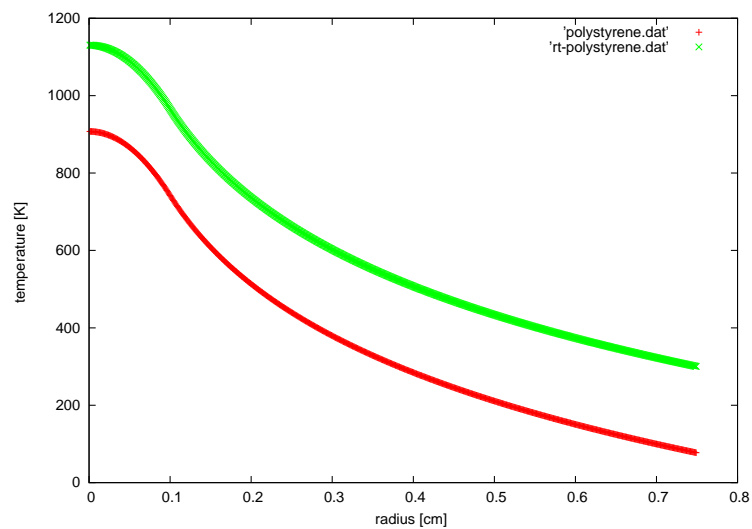


図 7.3: ポリスチレンの温度分布（緑線は液体窒素なし、赤線は液体窒素ありでの条件下のもの）

## 7.2 Alの蒸着

Al蒸着に用いた装置を図7.4に示す。

蒸発するAlは立体角  $2\pi$  方向に等しく飛散するとして、必要なAlの質量を計算した。

このとき、必要な質量  $M$  gは、フィルムの面積  $S$  cm、蒸着するAlの厚さ  $t$  cm<sup>2</sup>/g、Alの密度  $\rho$  /cm<sup>3</sup>、フィルムの立体角  $\Omega$  /cm<sup>2</sup> を用いて以下のように計算できる。

$$M = St\rho\frac{2\pi}{\Omega} \quad (7.2)$$



図 7.4: ポリスチレンフィルムにAlを蒸着した際に利用した装置。

### 7.3 実験後の標的

冷却を行ったポリスチレン標的と、室温でのポリエチレン、ポリスチレン標的の実験後の状態を以下の図 7.5 から図 7.9 に示した。

室温での標的にはビームを 10 分照射した。ポリエチレン標的は穴があいていないのに対してポリスチレン標的は穴が開いていた。これは、ポリエチレンの方がポリスチレンよりも熱伝導率が高いためである。

また、冷却を行ったポリスチレン標的は本実験で用いた標的であり、長い時間ビームを照射した。図 7.8 に示されているように Al を片面 50 mg、両面 10 mg、蒸着したものは穴があいておらず標的の温度が融点まで達することがなかったことがわかった。これは Al の蒸着が標的の熱伝導率を向上させる効果があったことを示していると考えられる。

しかし、Al を蒸着したものに穴があかなかったのに対して、蒸着していないものは図にあるように穴があいていた。



図 7.5: 常温でビームを照射した場合のポリスチレン標的。



図 7.6: 図 7.5 を拡大したもの。



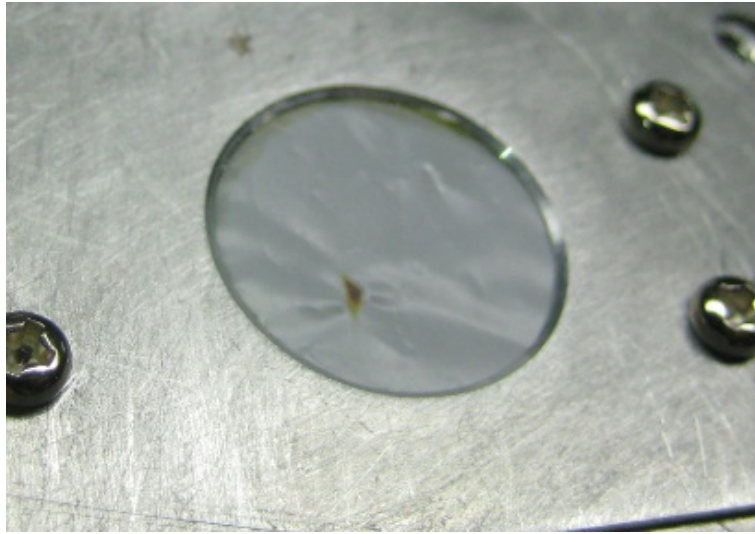


図 7.7: 常温でビームを照射した場合のポリスチレン標的。こげているが穴はあいていないことがわかる。

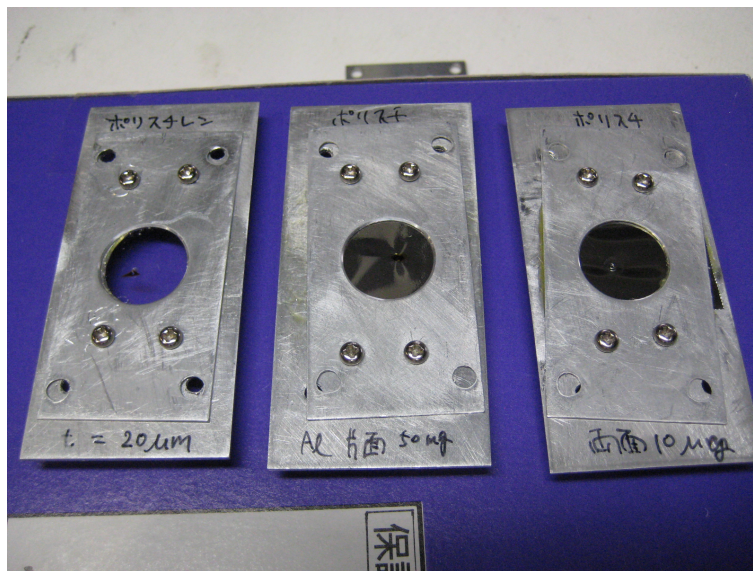


図 7.8: 実験終了時のポリスチレン標的。左から、蒸着なし、Al 片面 50mg 蒸着、両面 10mg 蒸着。冷却を施しながらビームを照射したもの。

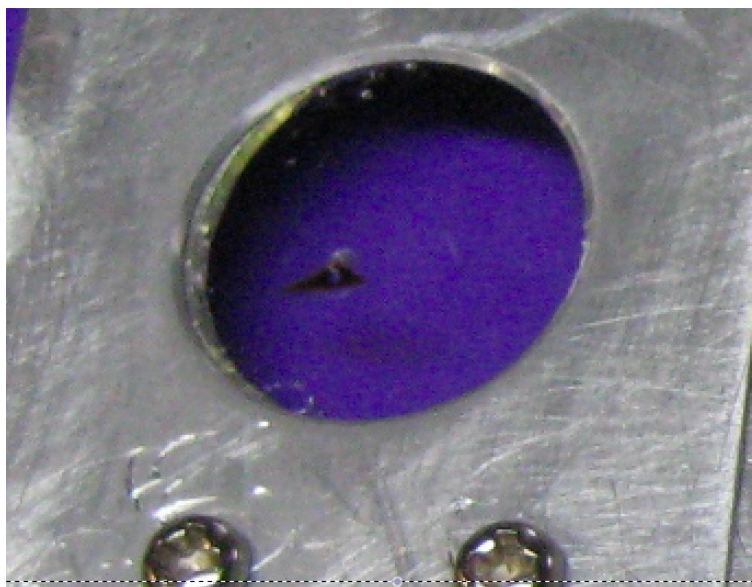


図 7.9: 図 7.8 に示した蒸着を施していないポリエチレン標的を拡大したもの。この図から標的に穴があいていることがわかる。

## 8 冷却標的の駆動系修理

実験中に標的を液体窒素で冷却し続けるための装置である冷却標的において、標的を上下に移動させるための駆動系が故障していたので、大阪大学 RCNP の鈴木さん協力のもと修理を行った。

### 8.1 駆動系の全体像

駆動系の簡略図を図 8.1 に示す。動力装置にはパルスモータを使用し、これを動作させるためにパルス入力ドライバを接続した。そしてパルス入力ドライバに PLC (横河電機:FA-3M) を接続しパルスの発生を制御した。さらに PLC をネットワーク経由で PC と接続しデータの入出力を可能とした。プログラミングは、PLC 側には WideField3 を、PC 側には LabView2011 を用いた。

### 8.2 PLC によるパルスモータ制御

PLC は図 8.2 に示すような外観をしている。CPU、電源、入出力、ネットワークなどのいろいろなモジュールが市販されており、これを付け替えることでいろいろな機能を果たすことが出来る。PLC やパルス発生装置は多数のリレーを内蔵しており、これらの ON/OFF を CPU へダウンロードしたプログラムから切り替えることで目的の動作をさせることが出来る。PLC のプログラムは一般にラダー呼

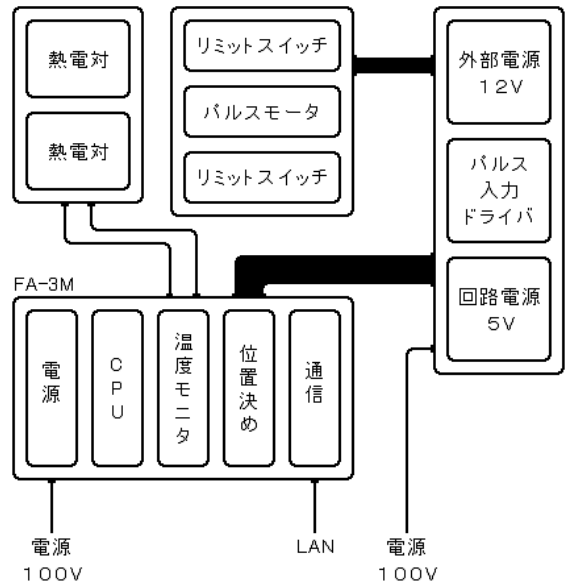


図 8.1: 駆動系の簡略図

ばれる言語で書かれる。以下にラダーと呼ばれるプログラム言語で書かれたソースコードの一例を記載する。

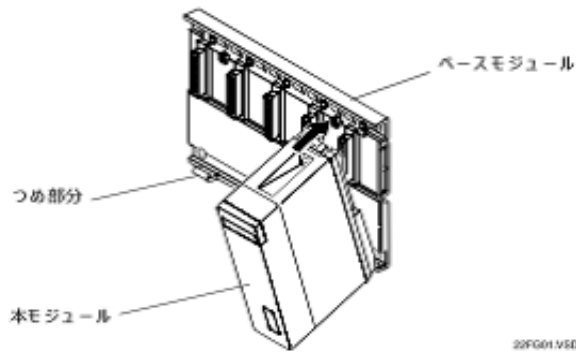


図 8.2: PLT (Programmable Logic Controller)

### 8.2.1 ラダー

ラダーは一般のプログラマにとってあまり馴染みのない言語と思われるので、簡単に説明をする。

**基本構造** ラダーのソースコードは、例えば図 8.10 のような構造をしている。右と左に 1 本ずつの縦線があり、この 2 本の線をいろいろな命令を挟んでつなぐこ

とでプログラミングする。プログラムの実行は左線の一番上から右線の一番下へ線をたどって行われ、挟まった命令が順次実行されていくが、ちょうど電気回路のように線がどこかで切れていれば関係する命令はすべて実行されない。またプログラムの実行が右線の一番下までいくと、左線の一番上へ戻り繰り返し実行される。ラダーは true/false の論理演算が得意な言語であり、基本的に数値演算は苦手であるが、特殊命令という形で数値演算も実装されていることが多い。一般にメーカー間や機種間に互換性はない。以下に代表的な命令について説明する。

**接点** リレーのようなものでラダープログラムの基礎になるものである。図 8.3 のような形をしている。ON 状態と OFF 状態があり、ON/OFF は、対応するコイルの ON/OFF や、SET/RST 命令によって変更することが出来る。斜線が入っていない接点は OFF のとき線が切れていることを意味し、ON のとき線がつながっていることを意味する。斜線が入っている方の接点はその逆で OFF のとき線がつながり、ON のとき切れる。上に書かれた記号は PLC に接続されたリレー全体の中の場所を表しており、初めの文字がモジュールの機能 (I:リレー、D:変数、X:入力モジュール、Y:出力モジュールなど) を表しており、3桁目の数字が PLC 内のモジュールのスロットを、1,2桁目がリレーの番号を表している。ただし、I と D については、数字は変数名に対応する。

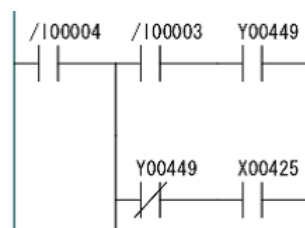


図 8.3: リレー

**DIFU 命令と DIFD 命令** 図 8.4 のような形をしており、リレーを一発だけ ON にする命令である。DIFU 命令は、この命令が休止から実行へ変化したときに、目的のリレーを ON にしてすぐに OFF にする。DIFD 命令は逆に、この命令が実行から休止へ変化したときに、目的のリレーを ON にして、すぐに OFF にする。

**SET 命令と RST 命令** 図 8.5 のような形をしており、リレーを ON または OFF にする命令である。SET 命令は目的のリレーを ON にし、RST 命令は OFF にする。

**ローカルとグローバル** 変数 I\*\*\*\*\*や D\*\*\*\*\*についてその前に/がついていないものがグローバル、ついているものがローカルである。グローバル指定にすると、

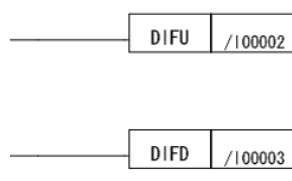


図 8.4: DIFU 命令と DIFD 命令

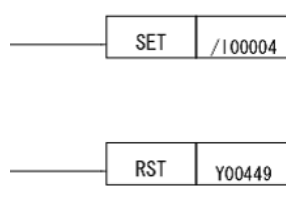


図 8.5: SET 命令と RST 命令

同じネットワークにいろいろな機器から値を変更可能となり、予期せぬトラブルの原因になるので可能な限りローカルを使用する方がよい。しかし、外部から操作するためには一部をグローバルにすることは必要である。

**MOV 命令** 図 8.6 のような形をしており、変数に値を代入する命令である。図 8.6 では、ローカル変数 D の 45 番に 0 という値を代入している。

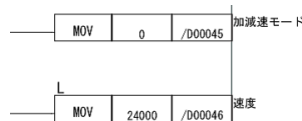


図 8.6: MOV 命令

**READ 命令と WEIGHT 命令** 図 8.7 のような形をしており、外部機器から値を読み書きする命令である。ここでは主にパルス入力ドライバとのデータの送受信に使用している。どちらの命令も変数番号の範囲を指定して、一気に読み書きする方式である。

### 8.2.2 初期設定

パルスモーターを動作させるためには、速度や加速方法などの初期設定が必要である。これらを図 8.8 に示すように設定した。

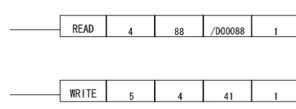


図 8.7: READ 命令と WEIGHT 命令

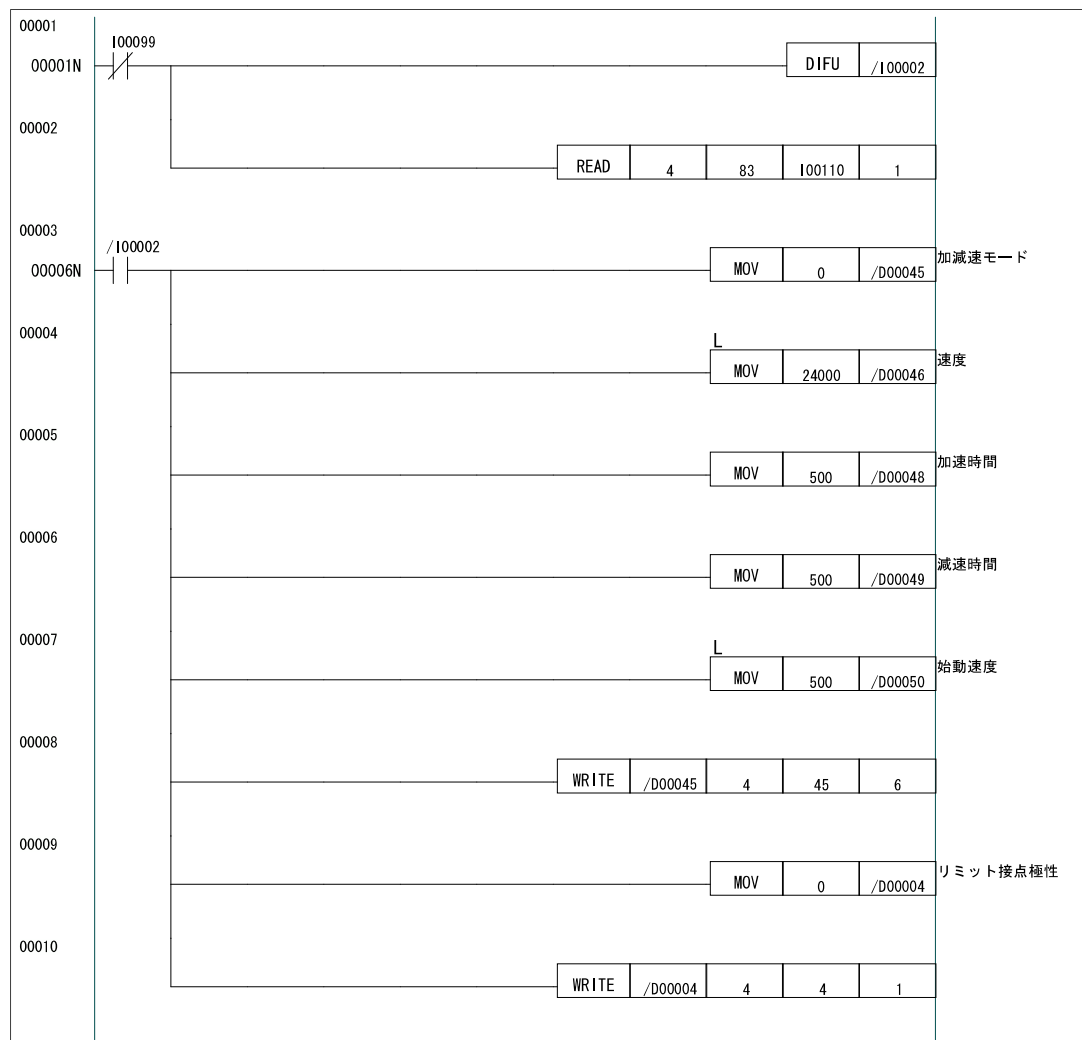


図 8.8: 初期設定

### 8.2.3 原点サーチ

パルスモーターは何パルス分の回転をしたかという数値で現在位置を記憶しているが、この原点は実際の系の原点と異なっていることが普通である。そこで図 8.10 に示すように、リレー I00101 が ON になったとき原点を探す動作をさせるように設定した。

ORIGIN (ORIGIN)

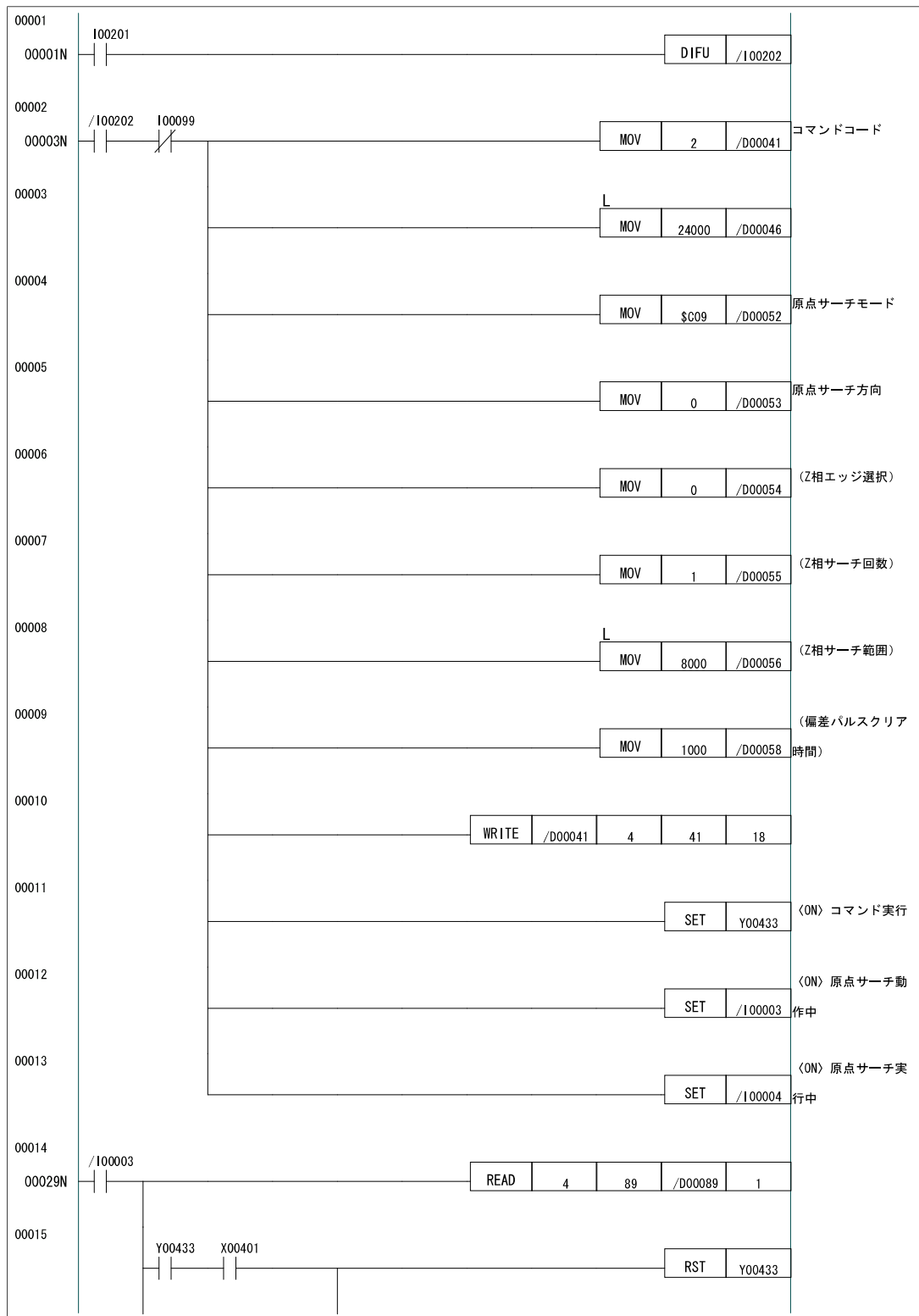


図 8.9: 原点サーチ (1)



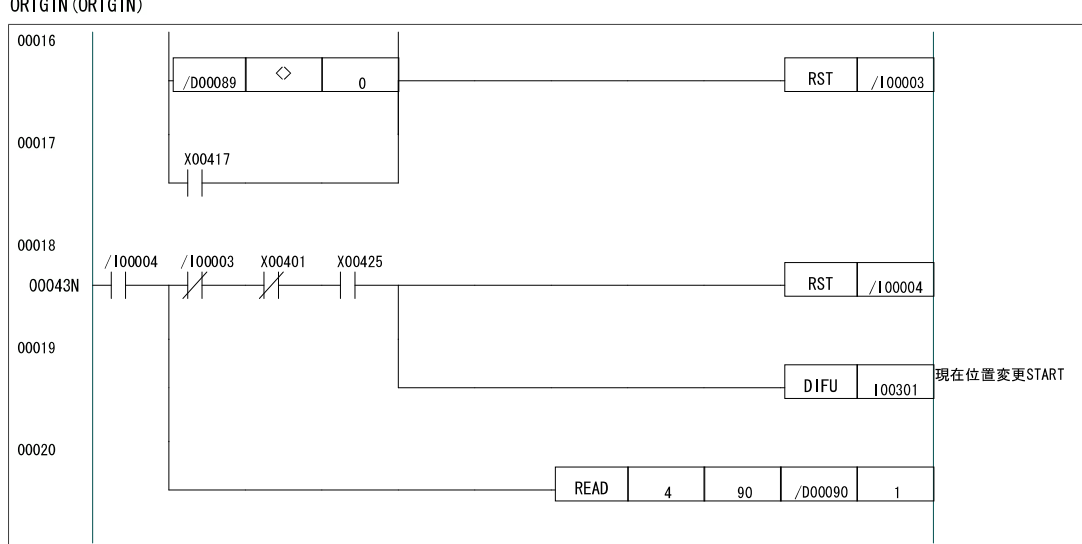


図 8.10: 原点サーチ (2)

#### 8.2.4 現在位置変更

図 8.11 に示すように、リレー I00201 が ON になったとき現在位置をゼロにするように設定した。これは原点サーチの完了段階で実行されるようにしている。

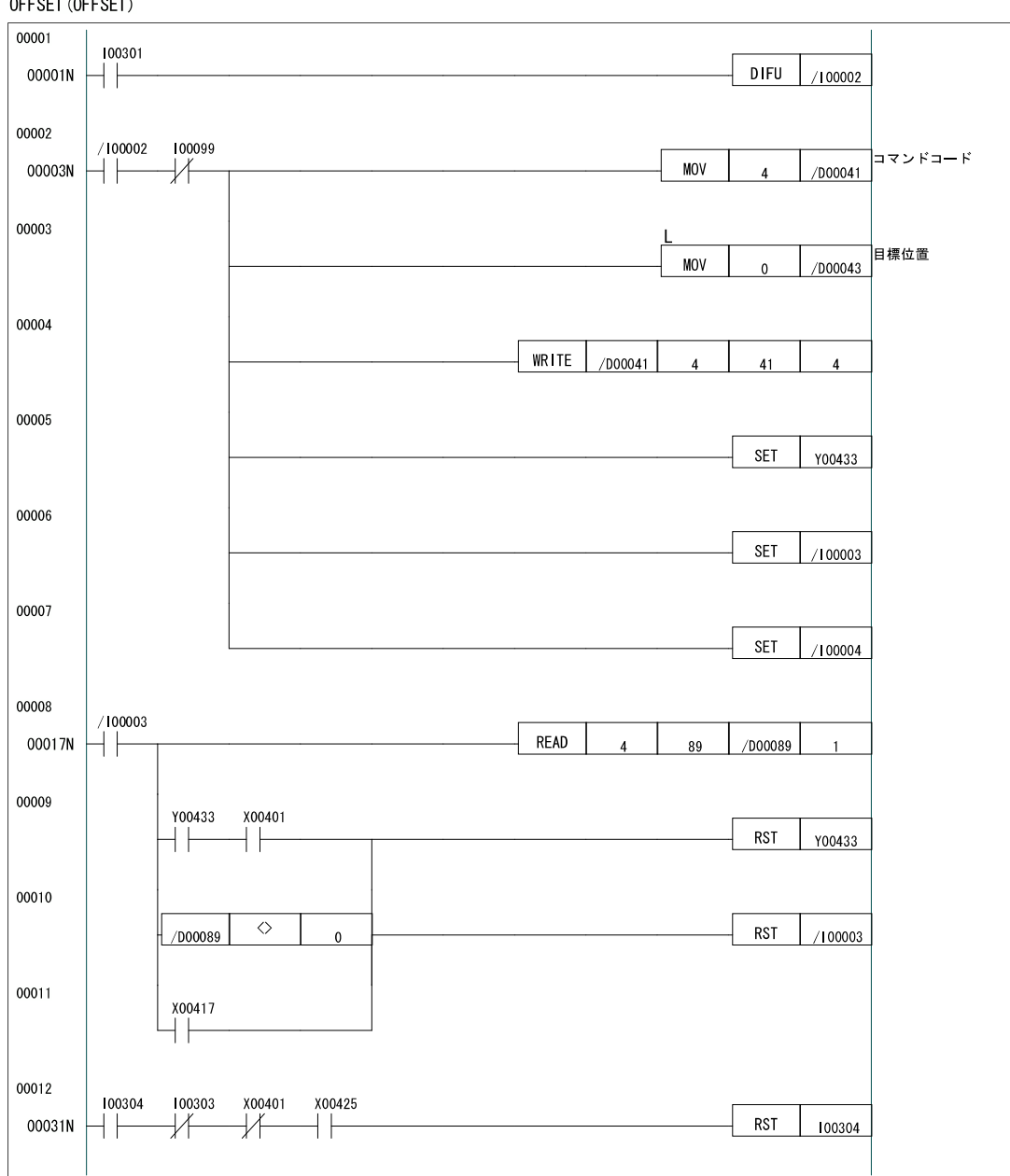


図 8.11: 現在位置変更

### 8.2.5 位置決め送り

図 8.12 に示すように、リレー I00401 が ON になったとき、I00411 の値を読み込んで目標位置へセットし、そこまで移動するように設定した。I00411 はグローバルに設定しているので外部から値を変更可能である。

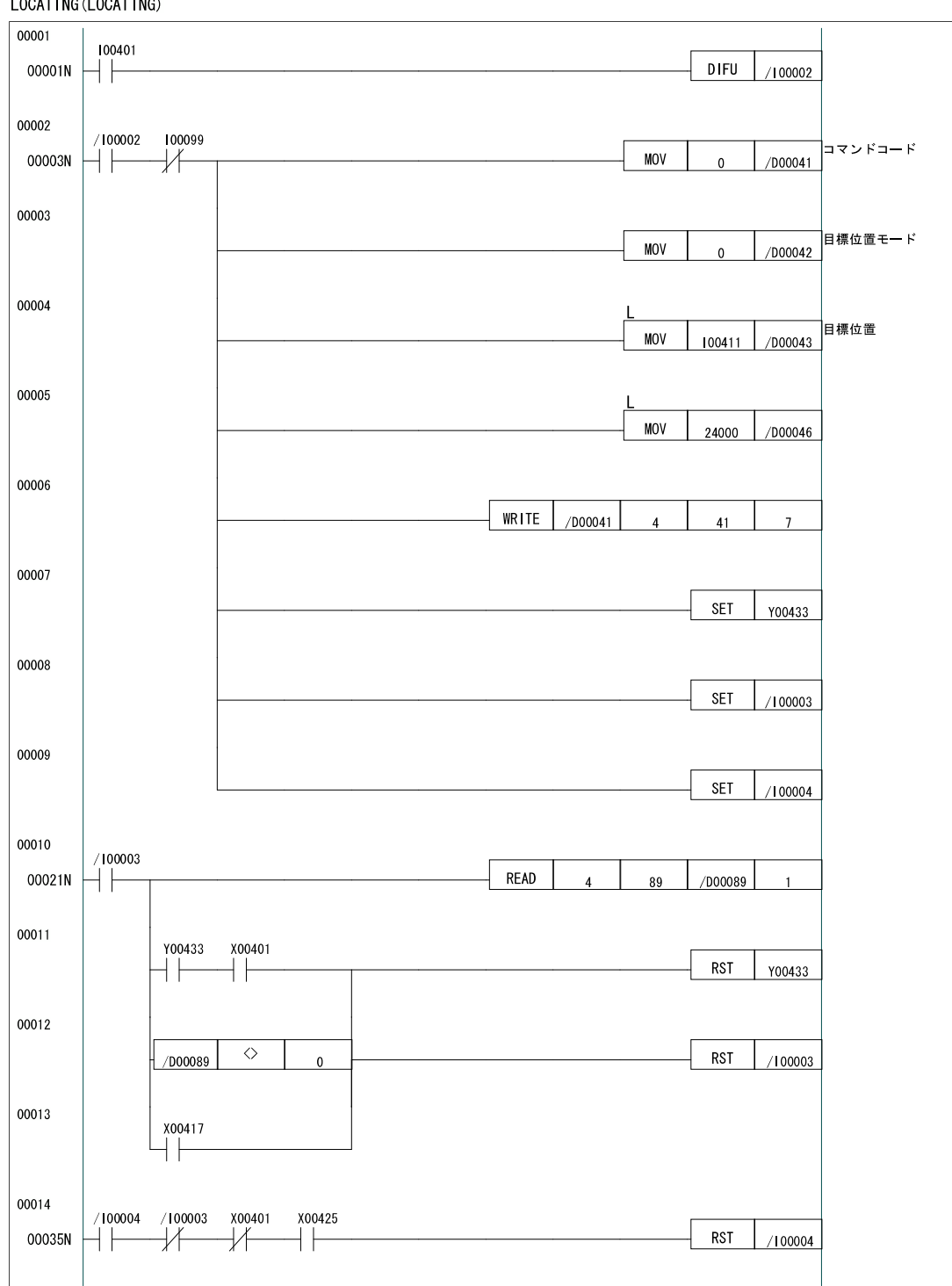


図 8.12: 位置決め送り

### 8.2.6 JOG 送り

図 8.13, 8.14 に示すように、リレー I00501 (I00511) が ON になっているときプラス (マイナス) 方向へ移動するように設定した。

JOG (JOG)

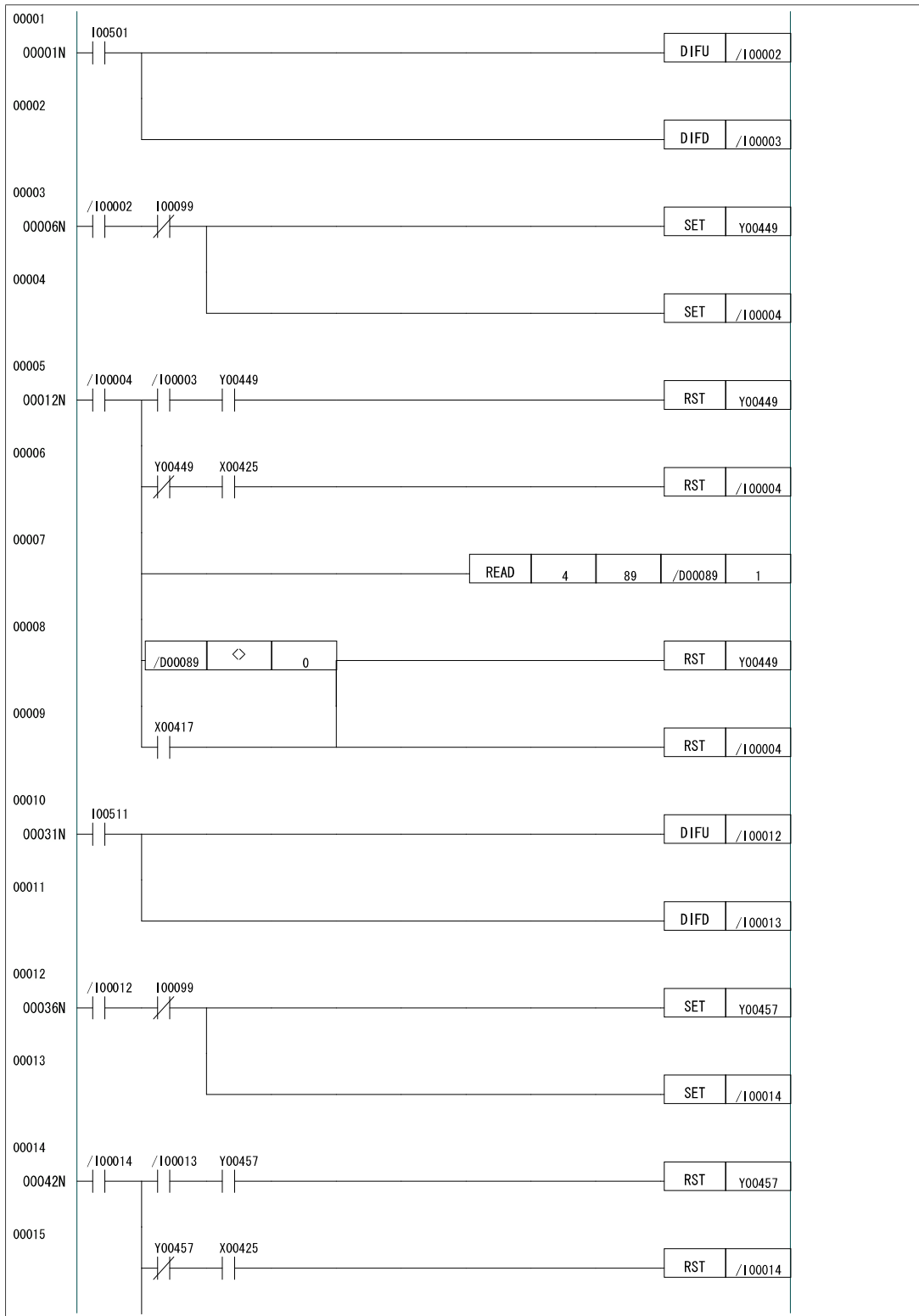


図 8.13: JOG 送り (1)

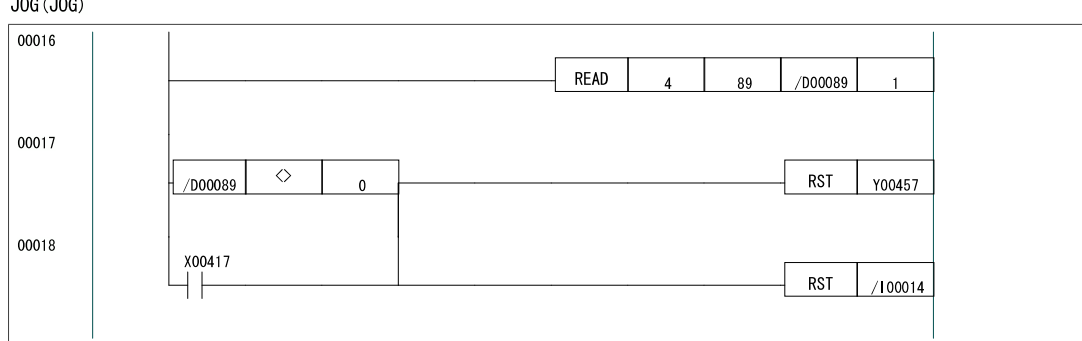


図 8.14: JOG 送り (2)

### 8.2.7 ステップ送り

図 8.15,8.16 に示すように、リレー I00601 (I00611) が ON になったときプラス (マイナス) 方向へ 100 パルスのみ移動するように設定した。これは微調整に役立つ。

STEP (STEP)

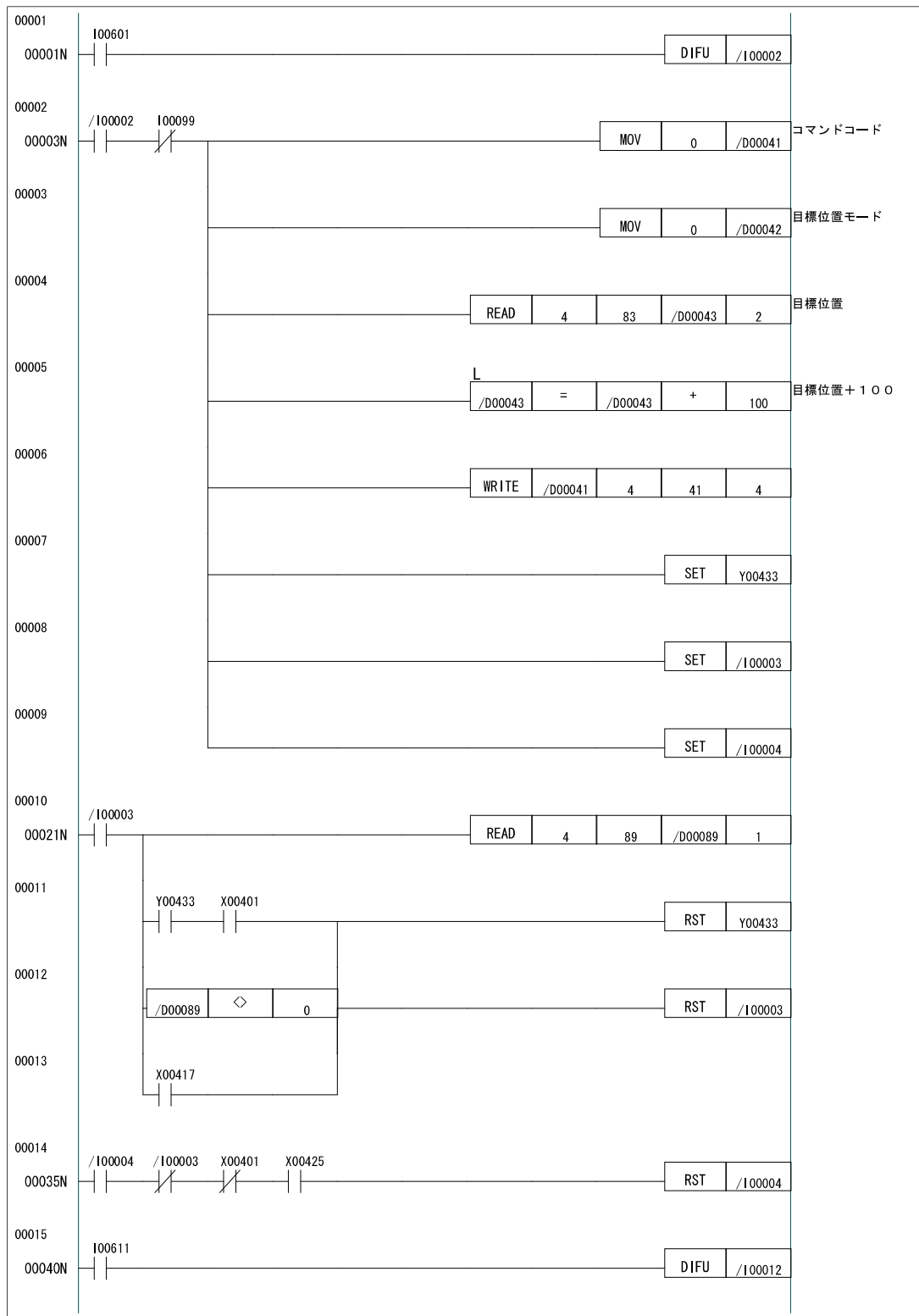


図 8.15: ステップ送り (1)

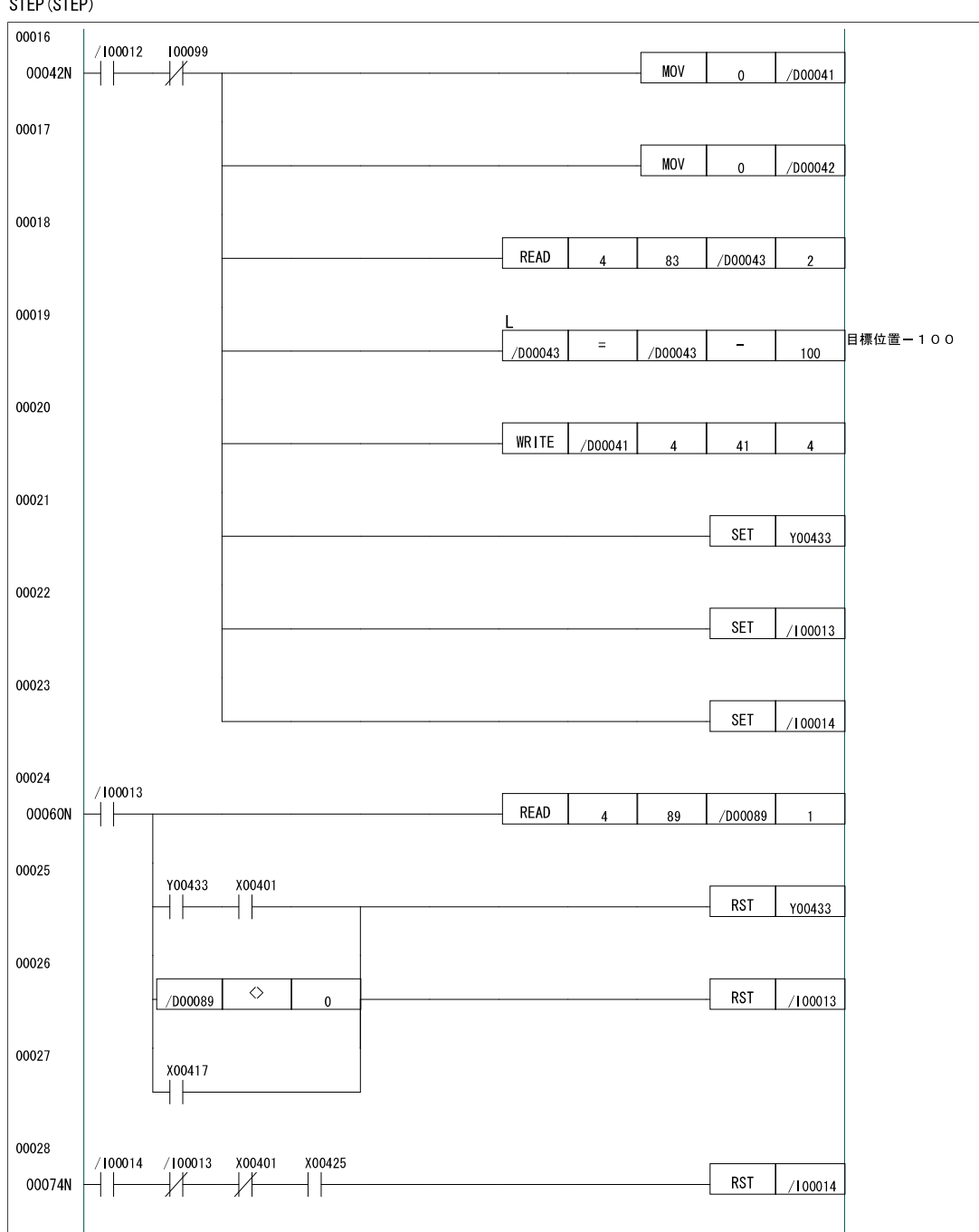


図 8.16: ステップ送り (2)

### 8.2.8 強制停止

位置決め送りなどの実行中でも手動で停止できるように、図 8.17 に示すように、リレー I00701 が ON になったときは停止するように設定した。

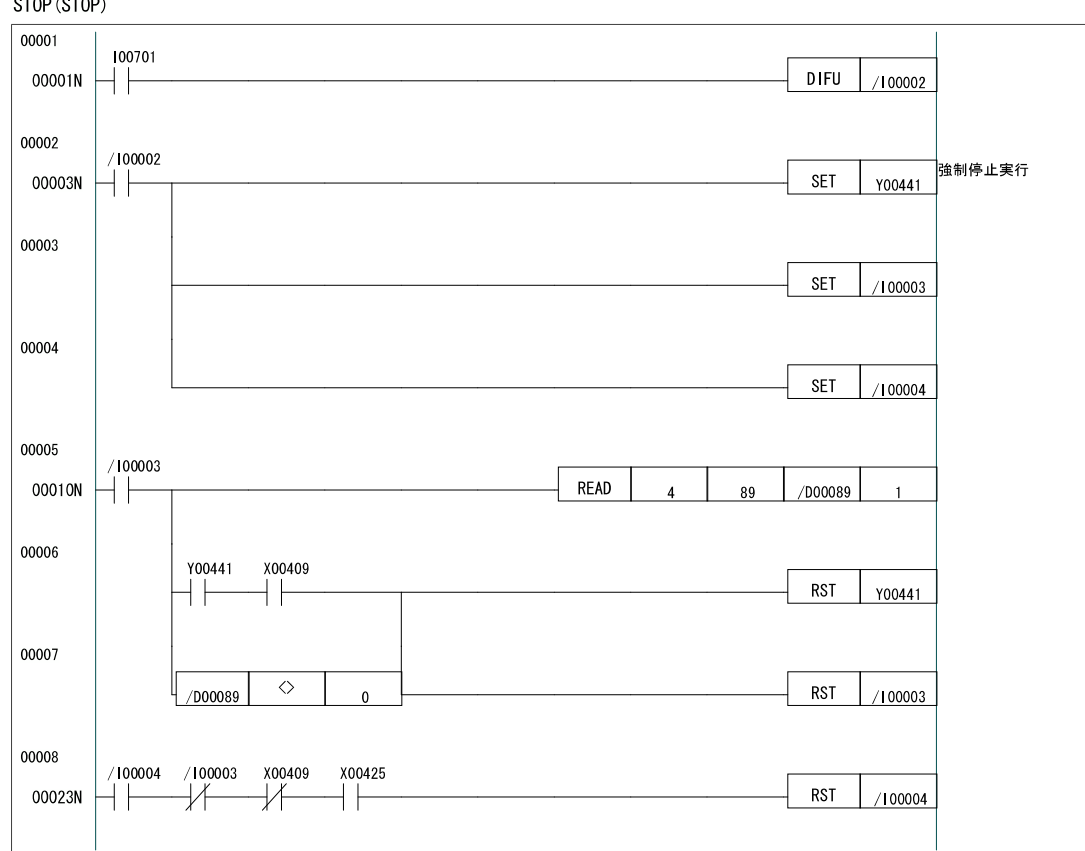


図 8.17: 強制停止

### 8.2.9 エラー解除

リミットスイッチを叩いて停止した場合などはエラー状態になり、操作ができなくなる。図 8.18 に示すように、リレー I00801 が ON になったときはエラーを解除するように設定した。



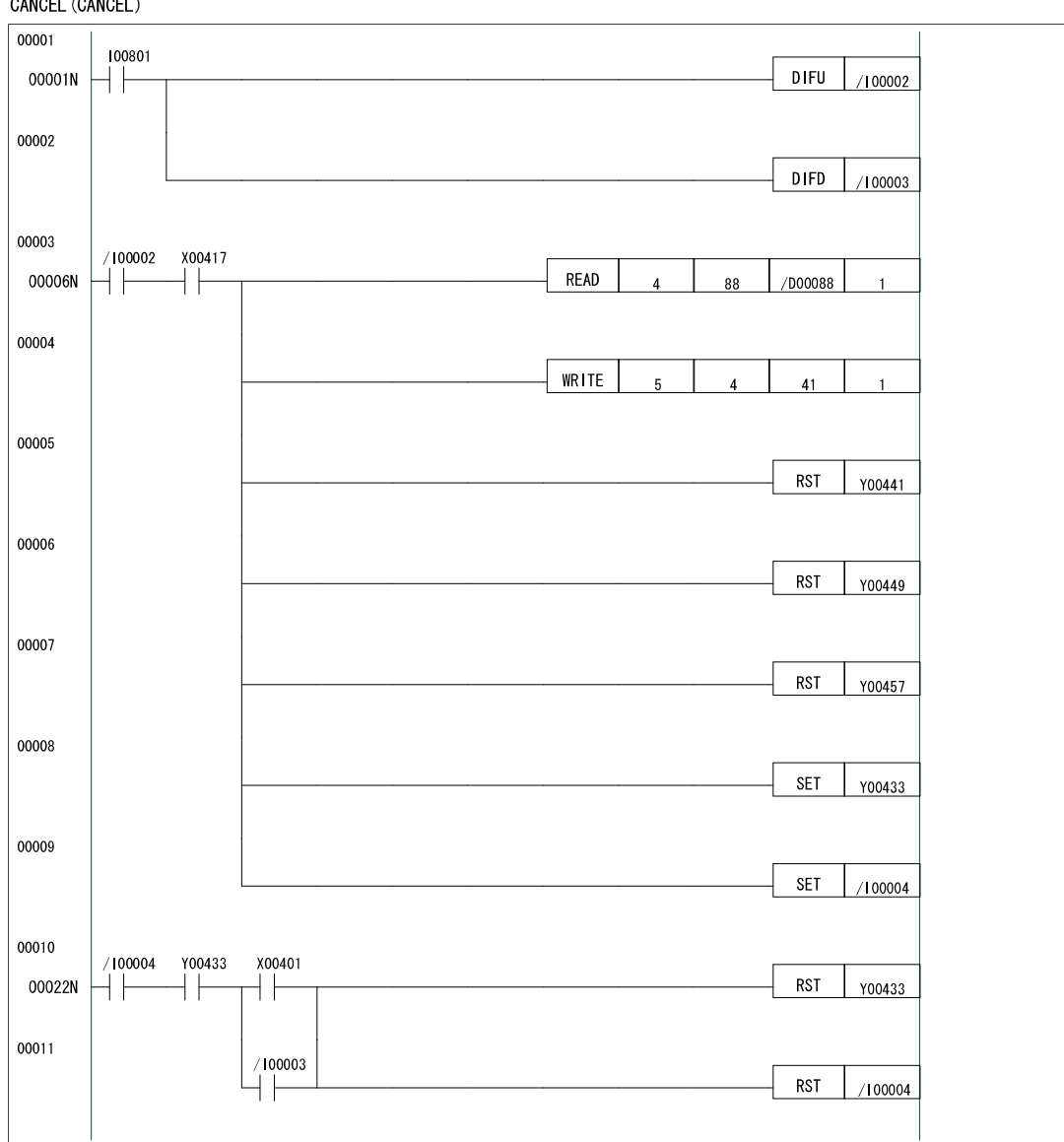


図 8.18: エラー解除

### 8.3 LabView による PLC との通信

PLC によってパルスモーターを制御できるようになったが、これだけでは原点サーチ開始や強制停止などの命令を外部から出すことは出来ない。そこで PLC にネットワークモジュールを接続して、ネットワーク経由で PMC と PC がデータの入出力を行えるようにした。PC 側のアプリケーションは LabView を使用して作成した。LabView は、測定装置の内部に相当するブロックダイアグラムと、測定装置の外部に相当するフロントパネルからなっている。

### 8.3.1 ブロックダイヤグラム

測定装置の内部に相当するブロックダイヤグラムは、図 8.19 のように作成した。全体をループ枠で囲み 500ms ごとに実行するように設定した。ボタンや表示機はフロントパネルにある対応する物の状態を表しており、Suzuki と書かれた四角いパーツで PLC と通信を行っている。

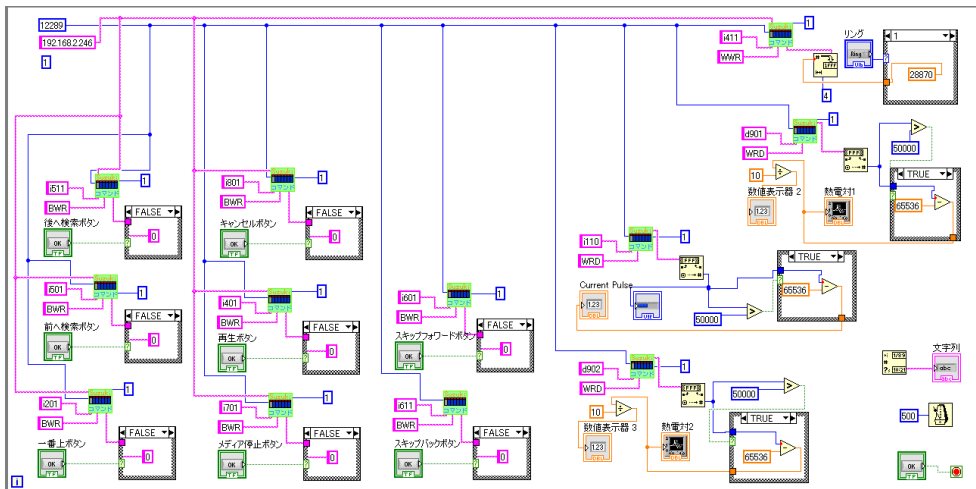


図 8.19: ブロックダイアグラム

### 8.3.2 フロントパネル

測定装置の外部に相当するフロントパネルは、図 8.20 のように作成した。たとえば UP ボタンをクリックすると、ブロックダイアグラムでの設定により、PLC のグローバル変数 I00501 が 1 つまりリレーとしては ON 状態となり図 8.13 の PLC 側プログラムにより JOG 送りが実行される。以下に操作方法について簡単に説明する。

**操作方法** 1. プログラムを起動する 2. 温度測定が開始される 3. 原点サーチをクリックし、現在位置がゼロとなるまで待つ 4. UP/DOWN ボタンで上下に標的を移動させ、目標の現在位置をメモする 5. 右下の数値ボックスにメモした数値を入力して、再生ボタンを押すことで標的を目標位置まで移動させることができる（上下の移動限界に設置されたリミットスイッチをたたくとエラー状態になり停止するが、これはエラー解除ボタンにより解除することができる。）

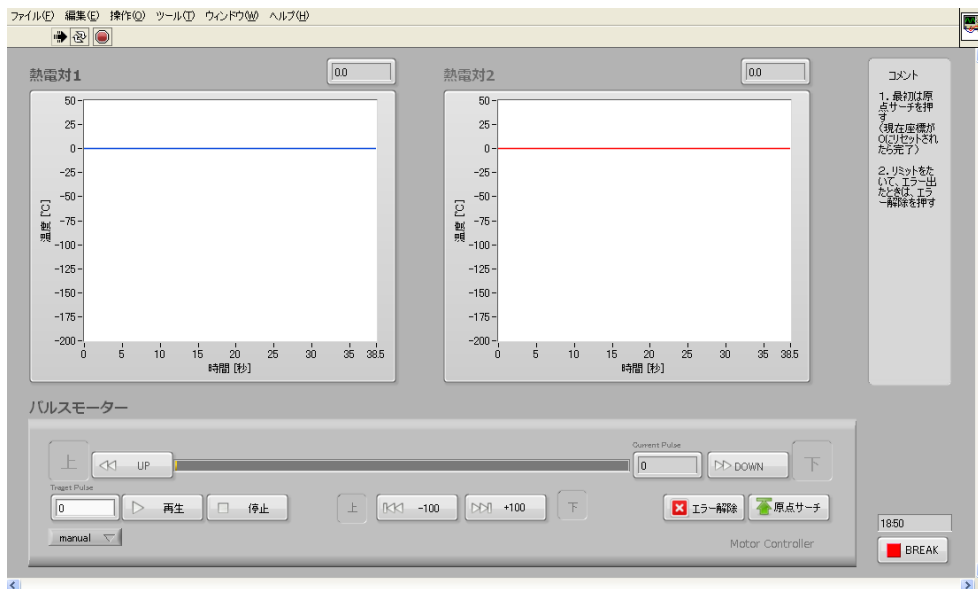


図 8.20: フロントパネル

## 8.4 温度測定

### 8.4.1 温度測定

冷却標的には熱電対も設置されているので、標的周辺の温度を測定するための作業も行った。

**PLCの準備** PLCへ熱伝対の電気抵抗を読み取るためのモジュールを新たに接続した。そして、そのモジュールから温度データを得るためのプログラムを図 8.21 のように書いた。

**Labviewの準備** PLCが持つ温度データをネットワーク経由で取得するためのプログラムをLabViewに追加した。これはすでに図 8.19 に書かれている。LabViewのプログラムは0.5秒周期で実行するようにしているので、温度データはその間隔でグラフにプロットされる。

HEAT (HEAT)

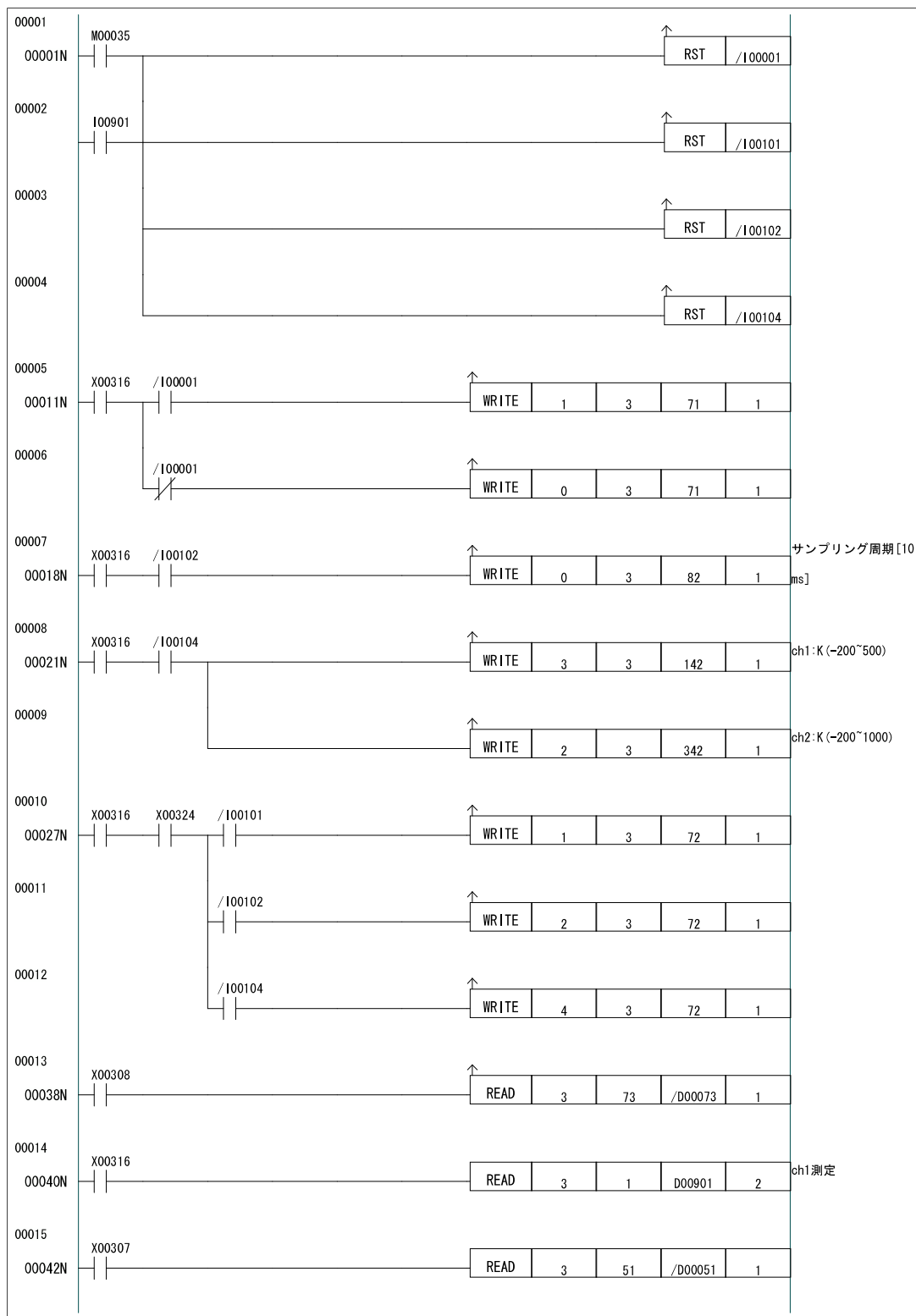


図 8.21: 温度測定

## 9 回路

この章では、データ収集のために構成した回路を説明する。

### 9.1 回路本体

本実験での回路, 回路内で使われているモジュールの略称の説明とその機能, および実験でデータを取り始める信号となるトリガー図の概念図を以下に示す。

- Si  
Si 検出器。半導体検出器である。
- CsI  
CsI 検出器。半導体検出器である。
- PM  
光電子増倍管。検出された光子を増幅して、電気信号に変える。
- AMP  
アンプ。入力パルスを増幅させる。
- SHAPER  
シェーパー。入力パルスを整形してきれいにする。
- Discri  
Discriminator。一定以上の高さのパルスが入力されたとき、論理信号を一発出す。
- Divider  
入力パルスを2つに分割する。
- Attenuate  
Attenuater。入力パルスの高さを小さくする。
- Delay  
パルス及び論理信号を遅らせる。
- FI/FO  
Fan in Fan out。複数の入力信号を足し合わせて複数の output から同じ種類のパルスを出すことができる。
- NIM ECC  
NIM の信号を ECC に変換する。
- R.S  
rate suppresser。パルスが設定した回数入力されたときに一発パルスを出す。
- G.G  
gate generetar。名前の通り、gate を生成する。
- TFC  
なんの略だっけ？start 信号が入力されてから stop 信号が入力されるまで電荷を溜めて、それを放出する。

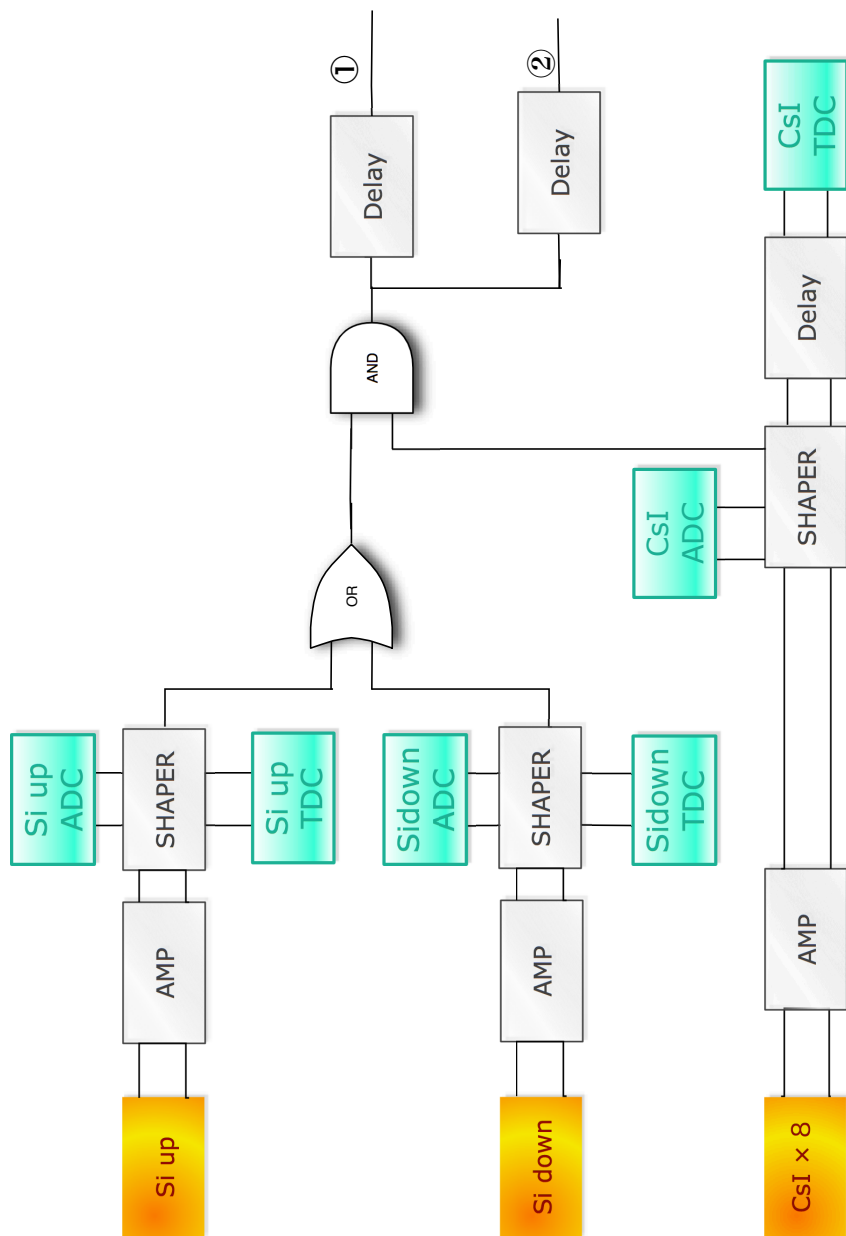


図 9.1: データ収集のためのモジュールを用いた回路図



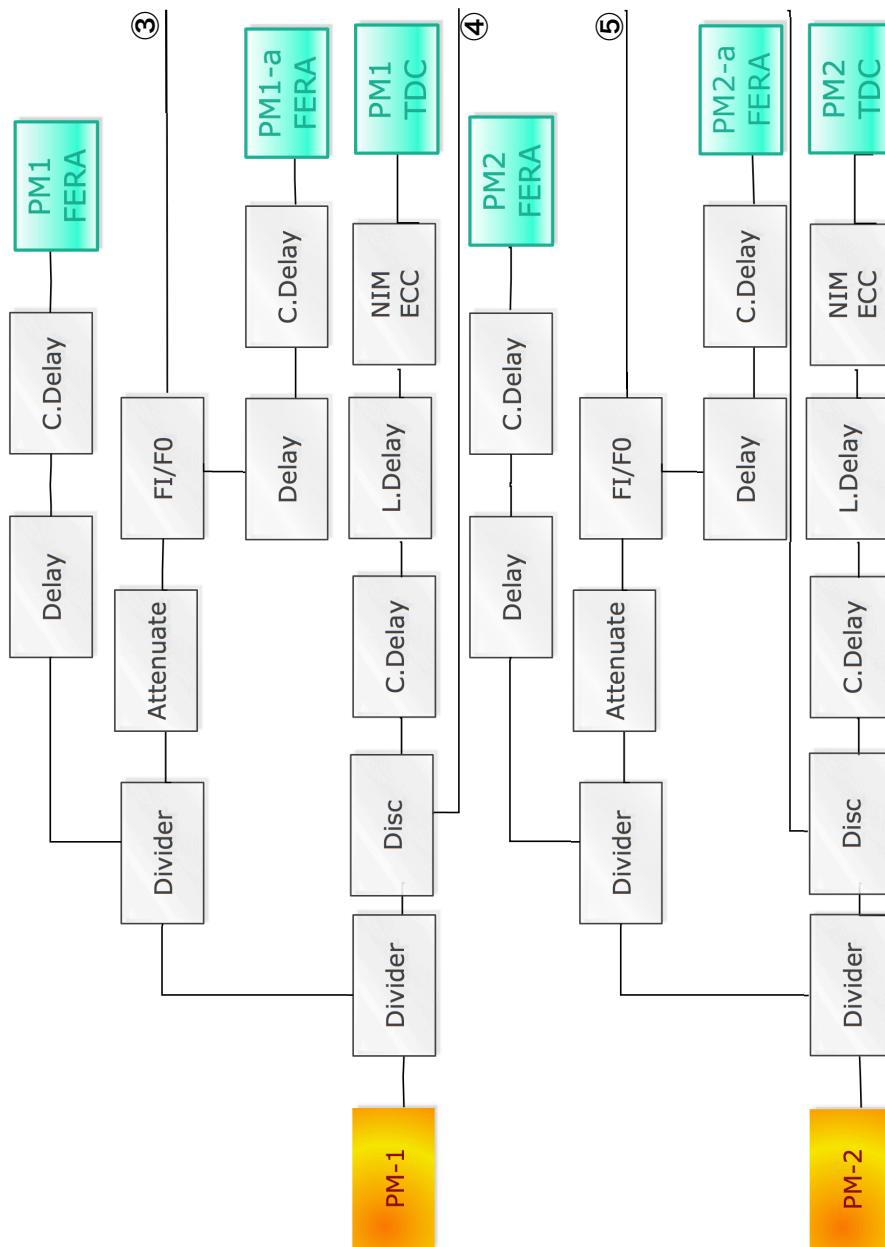


図 9.2: データ収集のためのモジュールを用いた回路図

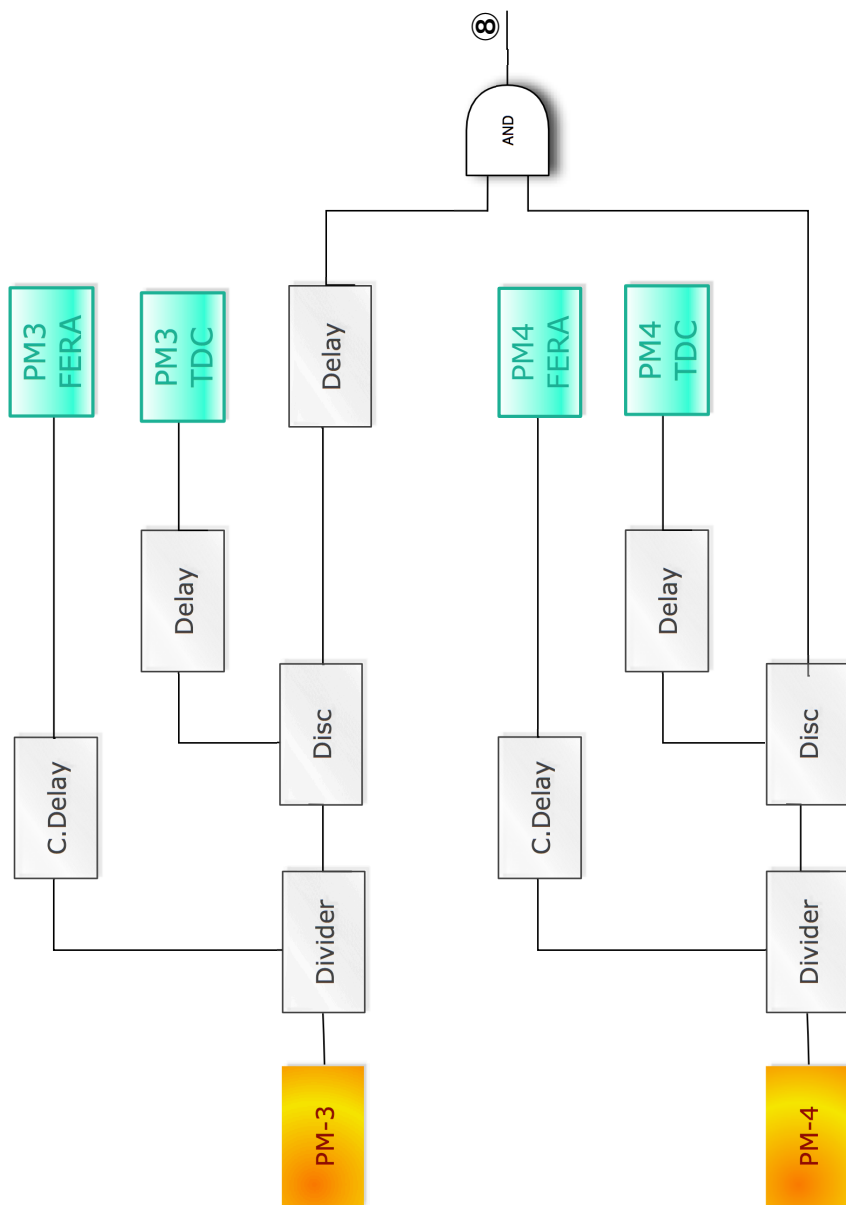


図 9.3: データ収集のためのモジュールを用いた回路図

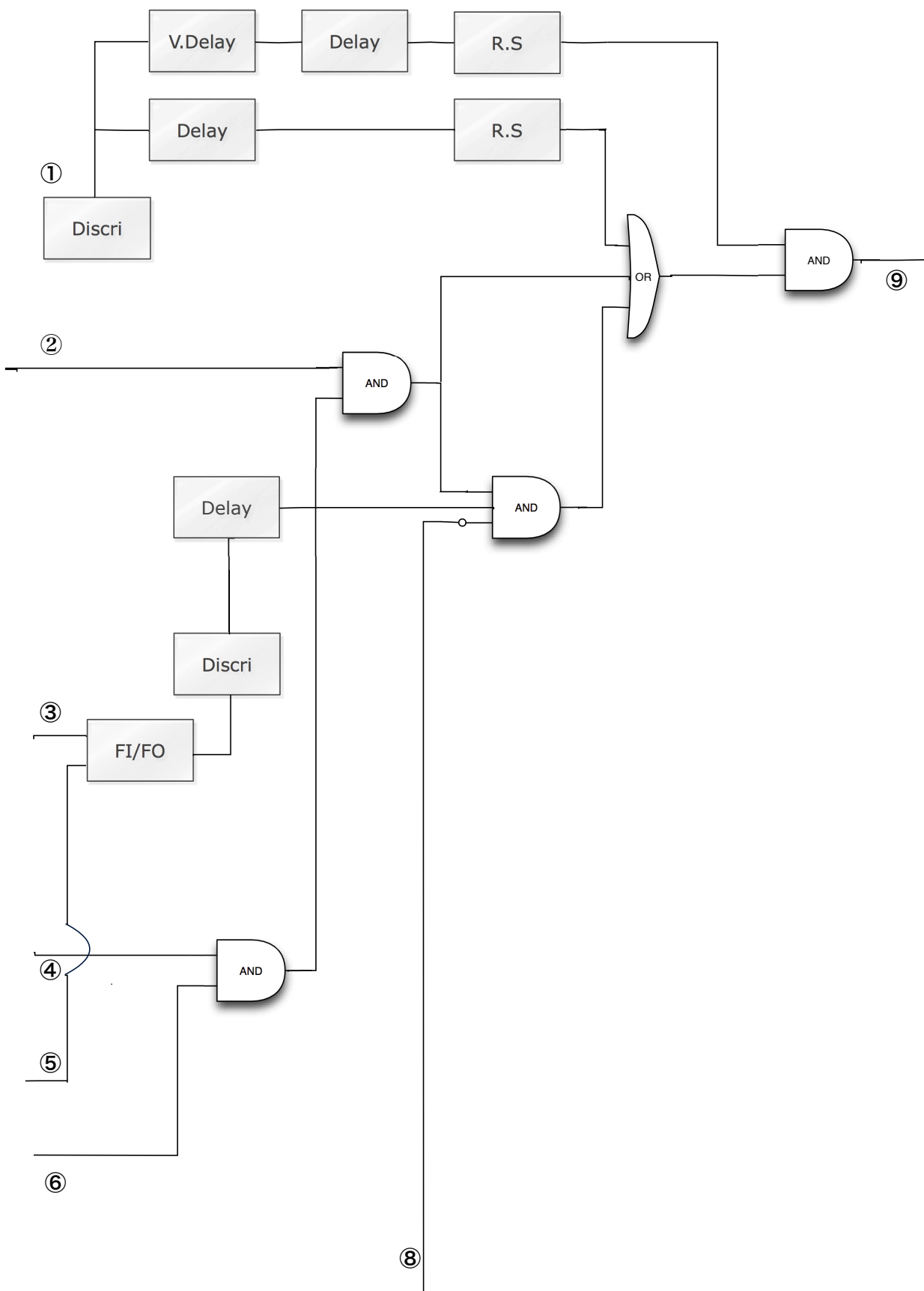


図 9.4: データ収集のためのモジュールを用いた回路図

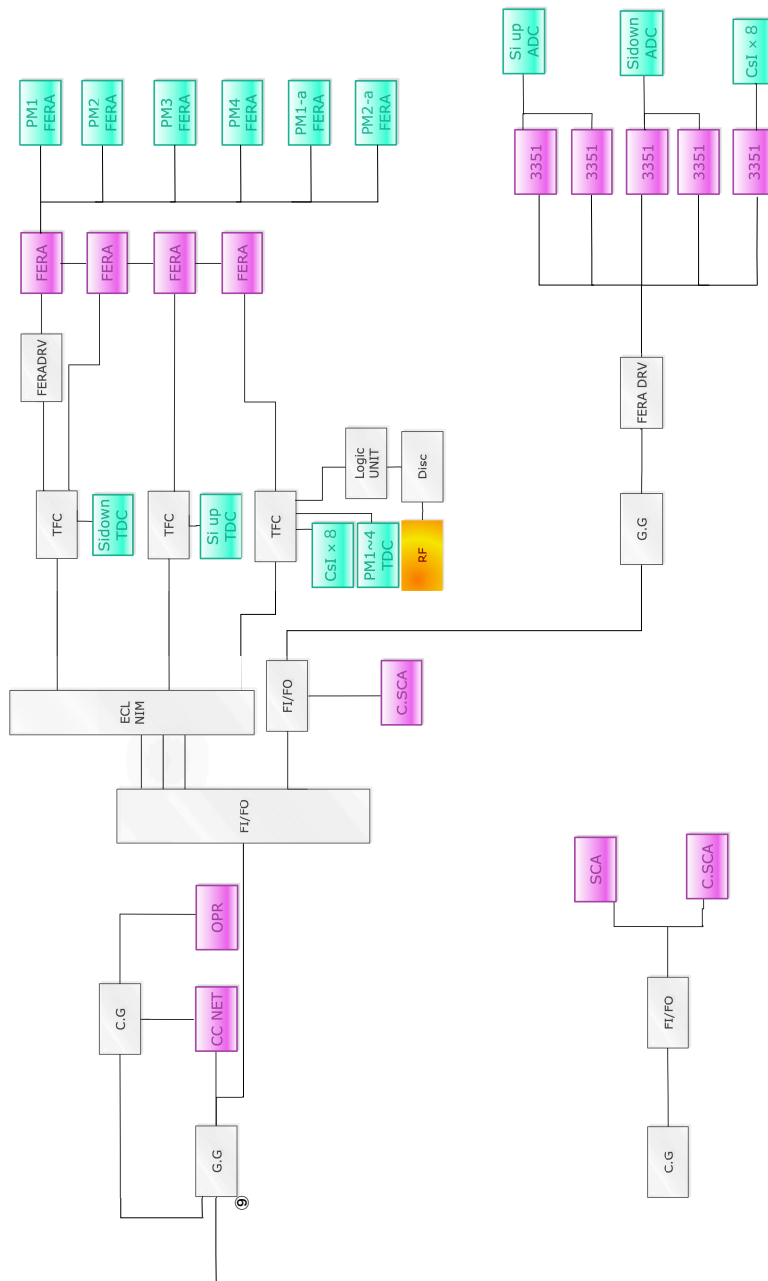


図 9.5: データ収集のためのモジュールを用いた回路図

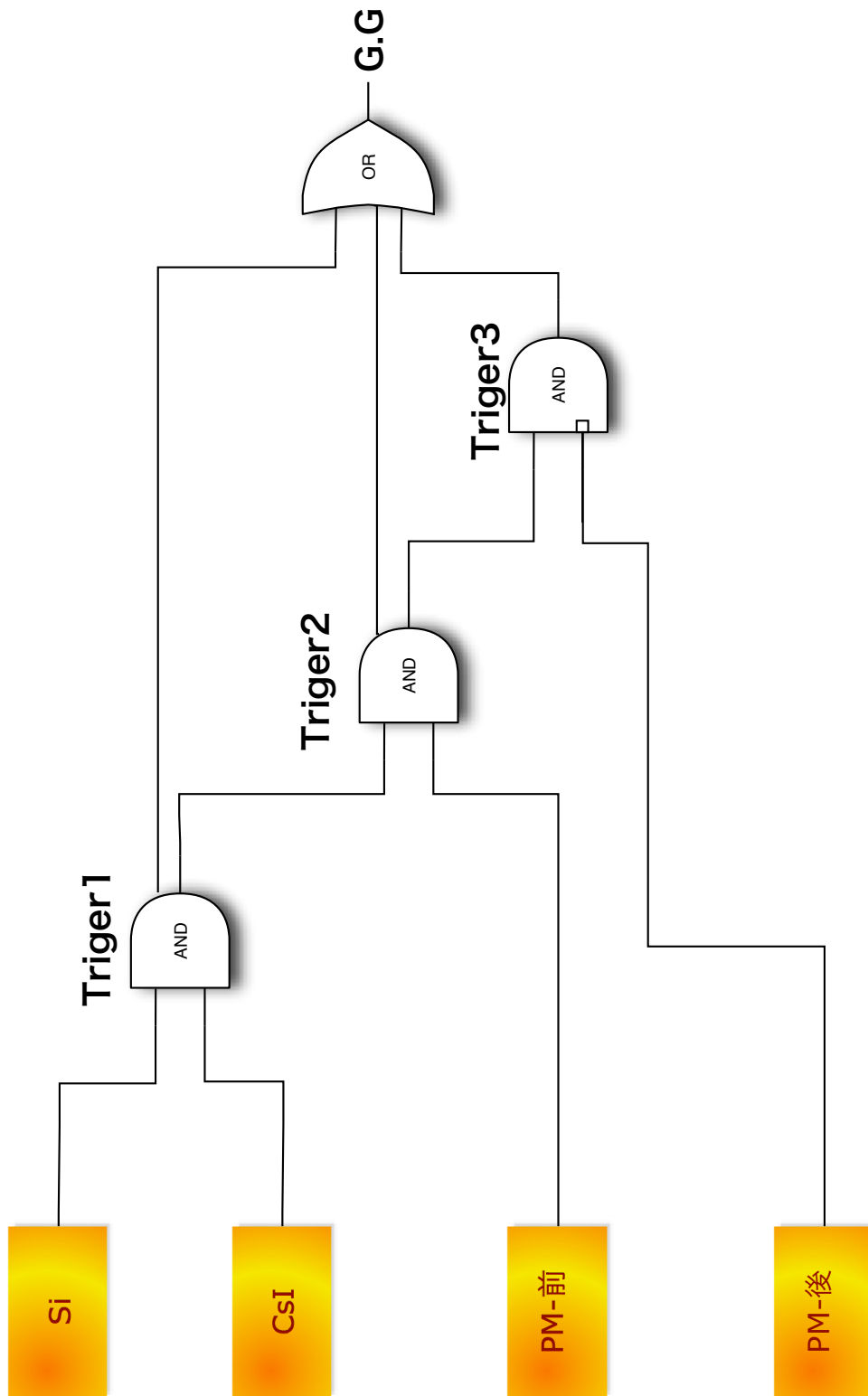


図 9.6: トリガーの構成

- 3351

本実験で半導体検出器用に使用した ADC

- FERA

本実験で半導体検出器の時間情報及びシンチレーター検出器の情報を取るのに用いた ADC

上の回路において入力信号となっているのは Si 検出器, CsI 検出器及びシンチレーター検出器である。

Si 検出器及び CsI 検出器で得られたパルスは, アンプ及びシェーパを通過した後に ADC, TDC の stop 信号, 論理信号の 3 つに分岐する。論理信号は始め 2 つの Si 検出器で OR 回路を通過した後, CsI 検出器との AND 回路を通過することで後述のトリガー 1 の論理信号を生成する。

次にプラスチックシンチレーターについて説明する。プラスチックシンチレーターでのパルスは両端に取り付けられた光電子増倍管で読み取られるが, 読み取られたパルスは二つに分割された後に一方は attenuater を通過させてパルスの高さを低くしている。

これらの回路を通過したのち, パルスは ADC, TDC の stop 情報, トリガーのための論理信号に分岐する。

上記のようにして作られた論理信号を用いて, 実験でデータを取り始める合図となるトリガー信号を作った。以下に本実験で作成した 3 種類のトリガーの内容と意図を記述した。

- トリガー 1

Si 検出器及び CsI 検出器で粒子が検出されたイベント  
炭素原子核の励起状態が何個生成されたかを測定する。

- トリガー 2

Si 検出器及び CsI 検出器で粒子が検出され, かつ上流側のプラスチックシンチレーターで粒子が検出されたイベント  
上流側プラスチックシンチレーターで粒子が検出されたイベントを測定する。

- トリガー 3

Si 検出器及び CsI 検出器で粒子が検出され, かつ上流側で粒子が検出されて, かつ下流側のプラスチックシンチレーターで粒子が検出されなかったイベント  
励起された炭素原子核の内, アルファ崩壊せずにガンマ崩壊したイベントを測定する。

尚, Si 検出器及び CsI 検出器で測定されるイベント数及び上流側のイベント数は DAQ システムを plie up させてしまう程度に多く発生してしまう恐れがある。そ

のため上の回路ではトリガー 1 及びトリガー 2 において Rate Suppreser を置いて、それぞれ実際のイベント数の 1/20, 1/10 のイベント数を計測するような回路にし、解析の際にイベント数を定数倍することにした。

## 9.2 Timing

この実験では散乱層内で検出される反跳陽子と、散乱された後に spectrometer を通過して検出される炭素とのタイミングを合わせてトリガーを作る必要がある。これら 2 つのイベントの間には spectrometer を通過する時間 400 ns 程度時間差がある。これに加え、回路自身でトリガーを作るのに 200 ns 程度かかる。半導体検出器シンチレーター検出器の ADC, TDC 情報を正しく取得するために、トリガー生成と半導体検出器にある 200 ns, トリガー生成とシンチレーター検出器にある 600 ns の時間差を回路により調節し、トリガー信号によって作られる数  $\mu$ s 程度ある gate 幅の中に入っている必要がある。これを踏まえて、我々は以下の点を考慮して回路を構成した。

- Si 検出器及び CsI 検出器の ADC 情報のパルスを gate 内に入れる。これは半導体検出器のパルスの立ち上がりが  $\mu$ s 程度あるので ADC として peak holding 型のものを用いることで達成された。
- Si 検出器及び CsI 検出器の TDC の stop 信号がトリガーによる TDC の start 信号よりも確実に後に来るようにする。半導体検出器による論理信号は, MSCF を通過する過程で 400 ns 程度かかるため, 残りの 200 ns を CAMAC Delay を用いて調節した。
- シンチレーター検出器の ADC 情報を 200 ns 程度遅らせて gate 内に入るよう調節する。これはシンチレーター検出器からのパルスを Cable Delay を用いて遅らせることで達成された。
- シンチレーター検出器による TDC の stop 信号がトリガーによる TDC の start 信号よりも確実に後にくるように調節する。これはシンチレーター検出器による論理信号を Login Delay 及び Cable Delay を用いて 200 ns 以上送らせることにより調節した。

これらの調節を行った後のトリガー及び半導体検出器, シンチレーター検出器の ADC, TDC stop 情報の時間関係を図にしたものが図 hogehege である。この図は定性的なものであり, 横軸は実際の時間スケールを反映していない。

実際のタイミング合わせはビームが出てから行う必要があったため, 回路構成の段階ではパルサーからの信号を用いた。また回路において Timing を決めるときは, 全て CsI 検出器の Timing に合わせた。

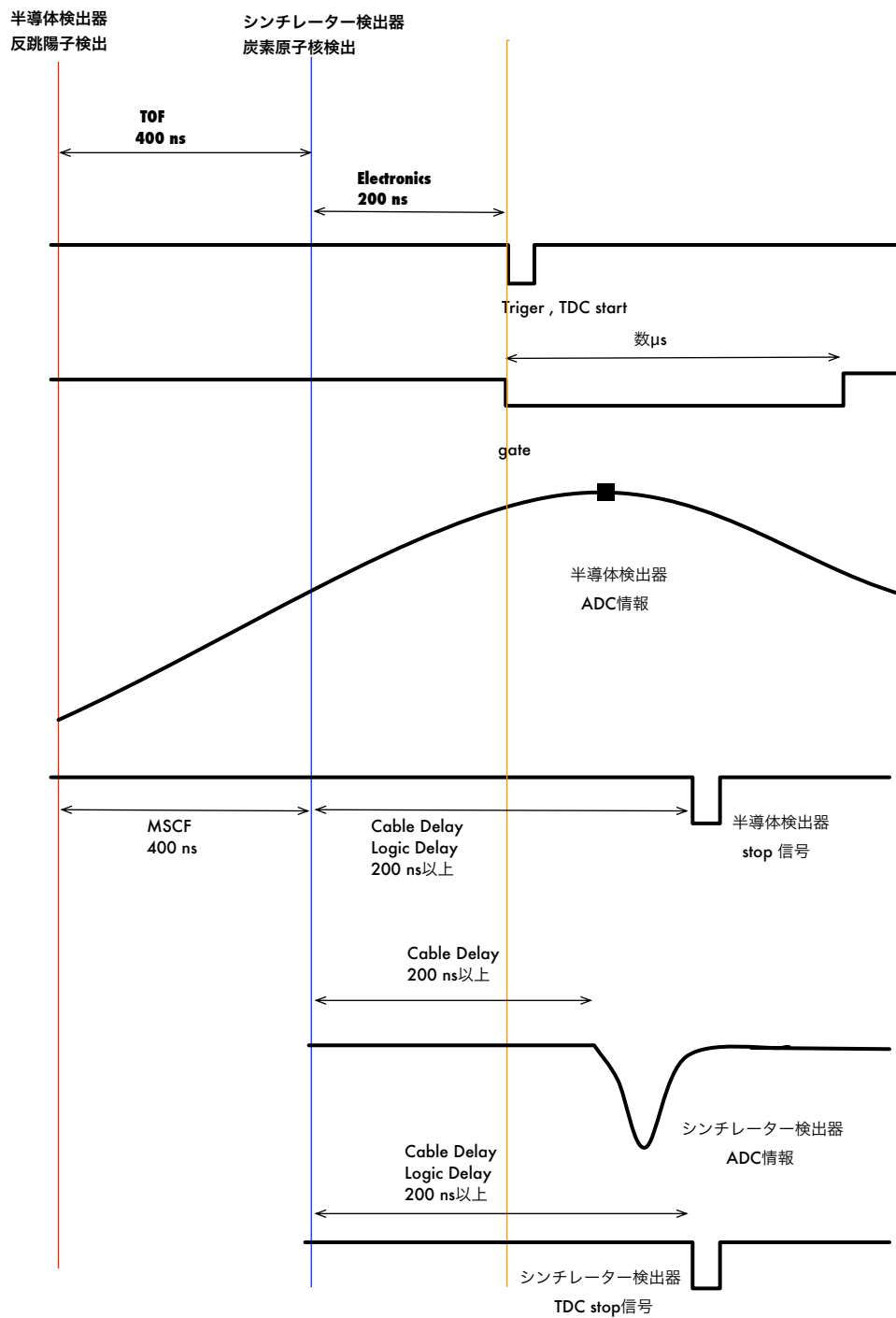


図 9.7: トリガー及び半導体検出器, シンチレーター検出器の ADC, TDC stop 情報の時間関係



### 9.3 DAQ

本実験で CAMAC を用いて収集したデータ、用いたモジュール、ch 数は以下の表の通りである。

データ種	モジュール	ch 数
PL ADC(前+後ろ、左右)	FERA	4
PL attenuated ADC(前のみ)	FERA	2
Si TDC(up)	FERA	16
Si TDC(down)	FERA	16
CsI TDC	FERA	8
PL TDC(前+後ろ)	FERA	4
各トリガー	FERA	3
RF	FERA	1
Si ADC(up)	3351	16
Si ADC(down)	3351	16
CsI ADC	3351	8

表 1: CAMAC で収集したデータの一覧

5 台の 3351 と 4 台の FERA を制御する CAMAC クレートコントローラには東陽テクニカ製 CCNET を用いた。CCNET には 2GB 容量のフラッシュメモリが内蔵されており、Linux がインストールされている。したがって CCNET 自身にデータを蓄えることが出来るが、フラッシュメモリは容量が少ない上に、一定回数以上のデータ書き換えを行うと故障してしまう。そこで別の PC(OS:ubuntu 11.04; 以下、椎茸と呼ぶ)を用意して、nfs(networking file system) で CCNET と椎茸を結びつけて、椎茸にデータを記録させた。DAQ システムには理化学研究所の馬場氏が開発した NBBQ を用いた。

データ解析には anapaw を用いた。このソフトは NBBQ で収集した rdf 形式のデータファイルを読み込み、指定したヒストグラムに詰め込み paw でグラフを書く。椎茸、CCNET のディレクトリ構造は以下の図 9.8 のように構築した。

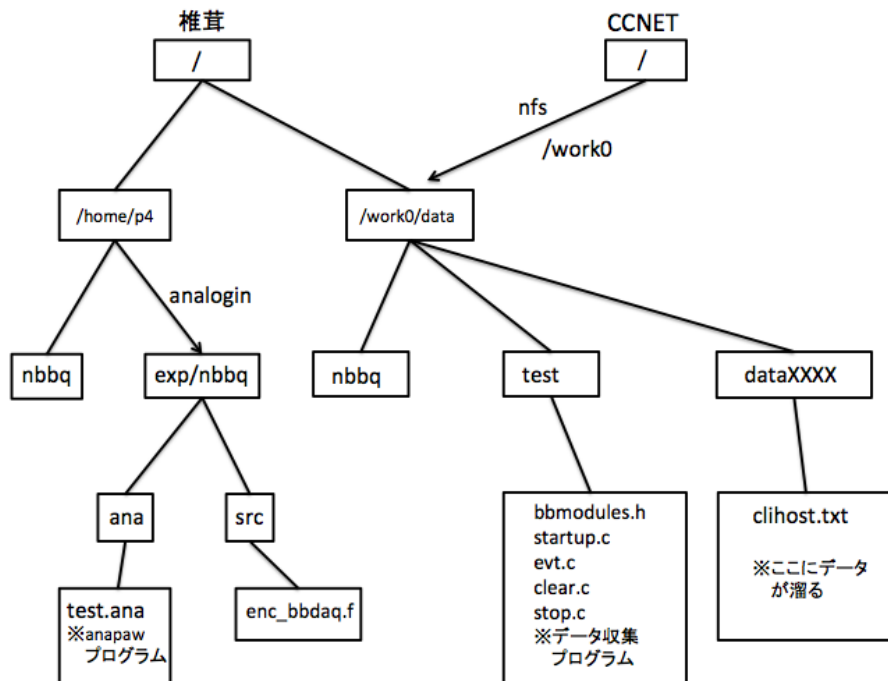


図 9.8: CCNET と椎茸のディレクトリ構造。DAQプログラム、集めたデータは椎茸内に保存される。

## 10 Simulation

実験を行うにあたって以下の項目を確認するためにシミュレーションを行った。尚、これらのシミュレーションは全て ROOT で行われた。

- 散乱層内の Si 検出器及び CsI 検出器による粒子識別分解能の評価
- Grand Raiden 焦点面に飛来する粒子の角度広がりの評価及びアクセプタンスの決定
- Yield Estimation

### 10.1 Simulation

散乱層内の Si 検出器及び CsI 検出器による粒子識別分解能の評価, Grand Raiden 焦点面に飛来する粒子の角度広がりの評価及びアクセプタンスの決定を行うために以下のような条件を仮定してシミュレーションを行った。

- ビーム:  $^{12}\text{C}$ , 標的:  $\text{CH}_2$  1 mg/cm<sup>2</sup>

- ビームエネルギー: 250 MeV を中心に  $\sigma = 200$  keV でガウス分布しているとした。
- ビーム角度:  $0^\circ$  を中心に  $\sigma = 200^\circ$  でガウス分布しているとした。
- $^{12}\text{C}$  はターゲット内の陽子と散乱を起こし、散乱の起こる深さは一様乱数により決定した。
- 標的中に含まれる  $^{12}\text{C}$  による寄与は、クーロン多重散乱によるエネルギーのゆらぎのみを考慮し、 $^{12}\text{C}$  同士の散乱や  $^{12}\text{C}$  中の陽子との準弾性散乱などの原子核反応を無視した。
- 散乱前後の  $^{12}\text{C}$  と反跳後の陽子について、標的内でのエネルギー損失とエネルギーゆらぎを考慮した。
- 標的内における  $dE/dx$  とエネルギーゆらぎの幅は  $^{12}\text{C}$  と陽子のそれぞれについて一定であるとした。
- クーロン多重散乱による角度のゆらぎについては、Si 検出器の角度分解能と比べて十分小さいため無視した。
- 散乱は検出器のアクセプタンス内部において等方的であり、弾性散乱と  $2_1^+$  (4.44 MeV),  $0_2^+$  (7.65 MeV),  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態を励起する非弾性散乱がそれぞれ同じ微分断面積で起こるとした。
- 検出器 1 の設置角度  $\theta_{\text{set}} = 37^\circ$ 、標的中心からの距離  $l_{\text{set}} = 250$  mm とした。
- Si 検出器と CsI 検出器のエネルギー分解能はそれぞれ  $\sigma = 300$  keV とした。
- Si 検出器と CsI 検出器の間にある不感層 (Si:  $15 \mu\text{m}$ , Al:  $15 \mu\text{m}$ ) についても、標的内と同様にエネルギー損失とエネルギーゆらぎを考慮した。
- 散乱された  $^{12}\text{C}$  が  $\gamma$  崩壊する際には、以下のように 4.44 MeV 励起状態を経由して崩壊するとした。
  - 9.64 MeV  $\rightarrow$  4.44 MeV  $\rightarrow$  g.s.
  - 7.65 MeV  $\rightarrow$  4.44 MeV  $\rightarrow$  g.s.
  - 4.44 MeV  $\rightarrow$  g.s.
- 崩壊の寿命は十分短く、散乱後、直ちに基底状態に崩壊するとした。
- $\gamma$  線は  $^{12}\text{C}$  の静止系において等方的に放出されるとした。

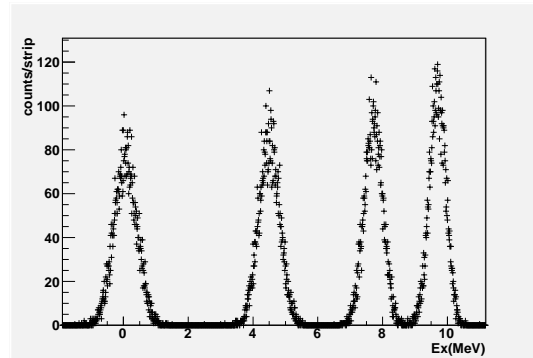
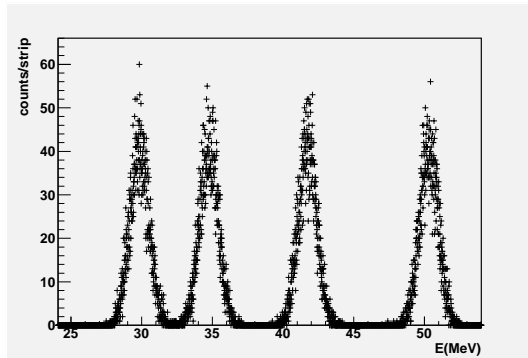


図 10.1: 検出器 1 のうち、もっとも励起エネルギー分解能が悪いストリップ (32°) で検出される陽子のエネルギー。

図 10.2: 陽子エネルギーから決定した  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギースペクトル。

本研究における励起エネルギーの測定分解能は Si 検出器のストリップの位置する角度に依存する。エネルギー分解能が最も悪くなる 32° のストリップで測定される陽子のエネルギースペクトルと陽子エネルギーから求めた励起エネルギー ( $E_x$ ) スペクトルをそれぞれ図 13.5 と図 13.1 に示す。図 13.1 で観測される  $E_x = 7.72$  MeV ( $\sigma = 0.28$  MeV) と  $E_x = 9.71$  MeV ( $\sigma = 0.25$  MeV) のピークはそれぞれ  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態と  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態によるピークであり、2 つのピークは  $3.7\sigma$  で分離される。(実際よりも高いエネルギーにピークを持つのは、検出された陽子のエネルギーがエネルギー損失により小さくなったことを運動学から  $E_x$  を計算する際に考慮していないためである。)

$^{12}\text{C}$  の励起状態が  $\gamma$  崩壊したイベントは散乱槽内部の検出器 1 と Grand Raiden 焦点面の検出器 2 との同時計測を行うことで同定する。検出器 2 における  $^{12}\text{C}$  測定では、弾性散乱と  $2_1^+$  (4.44 MeV) 状態を励起する非弾性散乱からの散乱  $^{12}\text{C}$  がバックグラウンドとなる。 $^{12}\text{C}$  の  $\alpha$  崩壊閾値は  $E_x = 7.27$  MeV であるので、これらの散乱  $^{12}\text{C}$  が Grand Raiden のアクセプタンス内に入ると、すべて  $\alpha$  崩壊せずに焦点面へ飛来する。これらのバックグラウンドは偶然同時計測の原因となるので、これを避けるために、Grand Raiden の入り口にスリットを設置しアクセプタンスを制限する。

まず、反跳陽子が検出器 1 をヒットしたイベントについて、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態及び  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態に励起した散乱  $^{12}\text{C}$  が Grand Raiden に入射するときの運動量と鉛直方向の散乱角度  $\theta_y$  の関係を図 10.3 に示す。図 10.3 より、Grand Raiden の鉛直方向のスリットを  $\pm 30$  mrad にすれば、同時計測されるべき  $^{12}\text{C}$  は全てアクセプタンス内に収まることがわかる。

次に、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態、 $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態、 $2_1^+$  (4.44 MeV) 状態、基底状態のそれぞれの状態を経由した  $^{12}\text{C}$  が、 $\theta_y = \pm 30$  mrad の範囲に散乱されときの運動量と  $\theta_x$  の関係を図 10.3 に示す。ただし、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態および  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態に励起した  $^{12}\text{C}$  については、反跳陽子が検出器 1 にヒットした

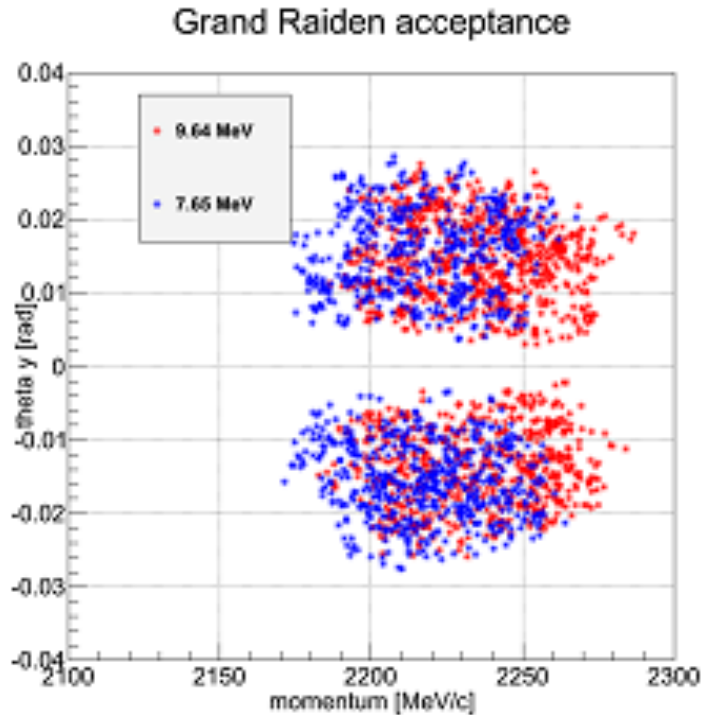


図 10.3: 散乱  $^{12}\text{C}$  の運動量と鉛直方向の散乱角度  $\theta_y$  の関係。

イベントのみを示した。この図を用いて、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態と  $0_2^-$  (7.65 MeV) 状態に関する検出器 1 との同時計測イベントをアクセプタンス内に入れつつ、 $2_1^+$  (4.44 MeV) 状態と基底状態のイベントはなるべくアクセプタンス内に入らないよう Grand Raiden の入り口スリットの開口を決定した。

最終的に決定した Grand Raiden のアクセプタンスは、運動量について  $p = 2190 \sim 2280$  MeV/c、水平方向の角度について  $\theta_x = 2.5^\circ \sim 3.8^\circ$ 、鉛直方向の角度について  $\theta_y = \pm 30$  mrad である。決定した  $p$  と  $\theta_x$  の領域を図 10.4 に実線の枠で示した。

## 10.2 Yield Estimation

本研究で  $\gamma$  崩壊する  $^{12}\text{C}$  の  $2_1^+$  (4.44 MeV),  $0_2^+$  (7.65 MeV),  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態がそれぞれ何イベント検出できるかを推定する。

始めに、それぞれの励起状態が何個励起されるかを計算する。Yield (単位時間あたりに散乱される個数) の計算には以下の式を用いた。

$$\text{Yield} = FN_t \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega = ItN_A \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega$$

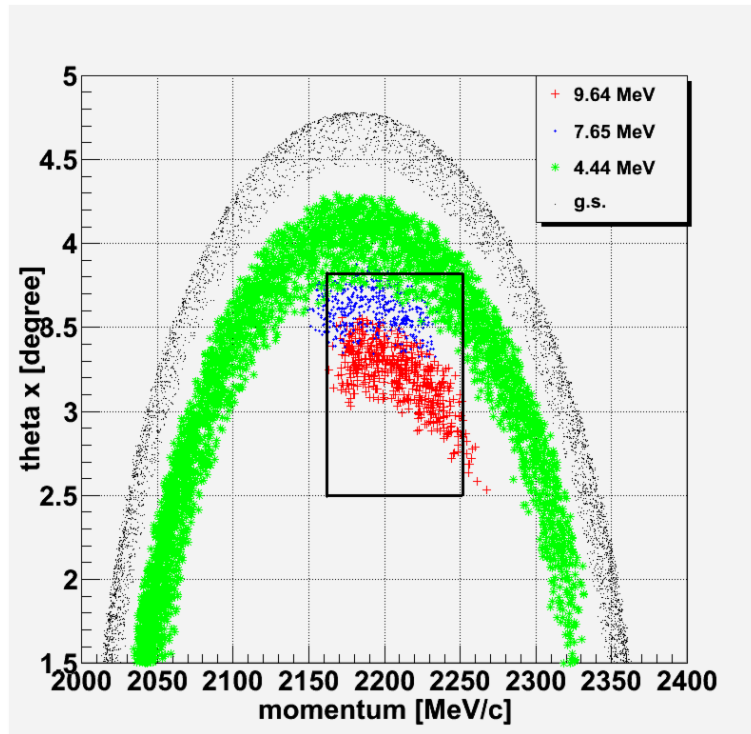


図 10.4: 散乱  $^{12}\text{C}$  の運動量と水平方向の散乱角度  $\theta_x$  の関係。実線の枠で囲っている部分が決定した GrandRaiden のアクセプタンス。

ここで、 $F$  はビームフラックス [1/sec]、 $N_t$  は散乱体の個数、 $d\sigma/d\Omega$  は微分断面積、 $\Delta\Omega$  は立体角 [str] である。また、 $I$  はビーム強度 [pA]、 $t$  は標的の厚さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $N_A (= 6.0 \times 10^{23})$  はアボガドロ数である。今回、測定 of 立体角は概ね検出器 1 の立体角で制限されているので Yield は反跳された陽子の個数で計算する。検出器 1 の立体角は 0.074 str であり、検出器 1 の設置角度における陽子の散乱微分断面積 (実験室系) は表 2 の通りである。 $^{12}\text{C}$  の励起状態に対する微分断面積には Ref. [9] の結果を用いた。

本研究におけるトリガー発生率を制限するのは検出器 1 に用いられている CsI 検出器の計数率であると考えられる。CsI 検出器におけるパイルアップを防ぐために、弾性散乱と  $3_1^-$ ,  $2_1^+$ ,  $0_2^+$  の各状態を励起する非弾性散乱による陽子の計測数が CsI 検出器 1 チャンネルあたり 3 kcps 以下となることを要請する。表 2 に示す微分断面積より、 $3_1^-$  状態の計数率が 800 cps であるとき、弾性散乱が約 1.6 kcps、 $2_1^+$  状態が約 400 cps 程度の計数率になると期待される。また、 $0_2^+$  状態の計数率はこれらの値よりさらに 1 桁小さい。よって、CsI 検出器 1 チャンネルあたりの計測数を 3 kcps 以下に制限すると、検出器 1 全体 (CsI  $\times 8$ ) での Yield は表 2 に示す値となる。

ビーム強度と標的の厚さは、上述の制限の範囲内において Yield が最大となる

$^{12}\text{C}$ の励起状態	微分断面積 mb/str	Yield kcps
$0_1^+$ (0.00 MeV)	53	13
$2_1^+$ (4.44 MeV)	14	3.3
$0_2^+$ (7.65 MeV)	2.6	0.6
$3_1^-$ (9.64 MeV)	28	6.7

表 2: 検出器 1 の設置角度 ( $37^\circ$ ) での  $^{12}\text{C}$  各励起状態に対する陽子反跳の実験室系微分断面積、及び、検出器 1 全体での Yield (標的厚:  $3 \text{ mg/cm}^2$ 、ビーム強度:  $2 \text{ pnA}$  のとき)。

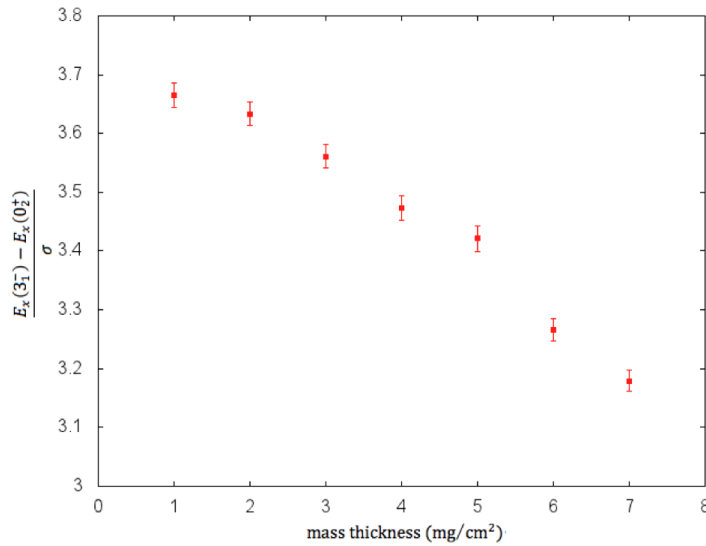


図 10.5: 励起エネルギースペクトルにおける  $3_1^-$  状態と  $0_2^+$  状態の分離と標的厚の関係。

よう決定されるべきであるが、ビーム強度と標的の厚さを決定するにあたっては、ビームが強すぎると標的のポリエチレンが融解するおそれがあり、標的が厚すぎれば検出器 1 で得られる励起エネルギーのスペクトルの分解能が悪化するおそれがあることに注意する必要がある。そこで、標的の厚さとエネルギー分解能の関係をシミュレーションから評価し、 $3_1^-$  状態と  $0_2^+$  状態の分離をエネルギー分解能 ( $\sigma$ ) との比として図 10.5 に示した。

この図より、標的の厚さが  $3 \text{ mg/cm}^2$  であれば  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態のピークと  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態のピークを  $3.6 \sigma$  で分離出来ることが分かる。 $3 \text{ mg/cm}^2$  のポリエチレン標的を用いた場合に表 2 に示す Yield を達成するのに必要なビーム強度は  $2 \text{ pnA}$  であり、 $2 \text{ pnA}$  のビームを照射することによる標的の温度上昇を 2 次元モデルによって評価すると、標的中心の温度を  $300 \text{ K}$  以下に保つために直径 20

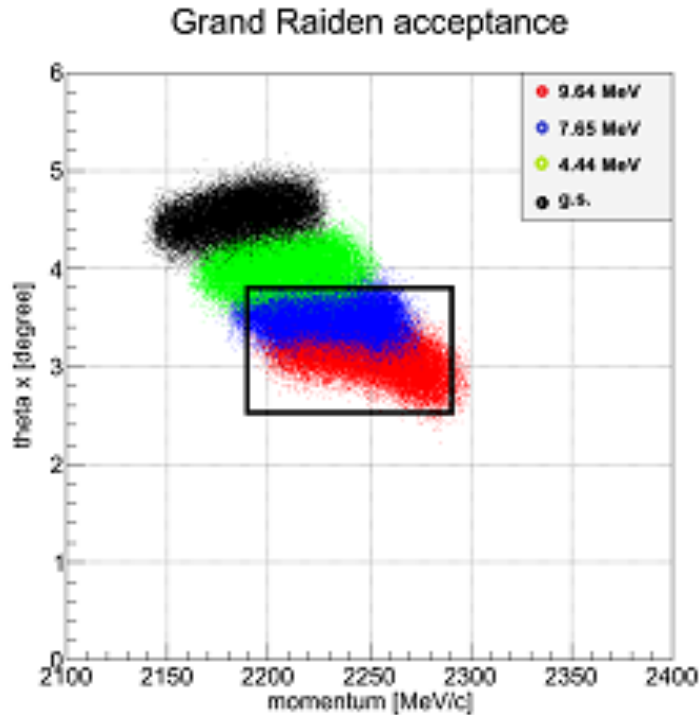


図 10.6: 検出器 1 で反跳陽子を検出したイベントにおける散乱  $^{12}\text{C}$  の散乱角度と運動量。実線の枠で囲っている部分が Grand Raiden のアクセプタンス。

mm の  $\text{CH}_2$  標的の周囲を 100 K に冷却しなければならない。そこで、本研究では RCNP の標的冷却装置 [10] を用いて  $\text{CH}_2$  標的の冷却を行う。

次に検出器 1 と検出器 2 の間で正しく同時計測される効率を評価する。図 10.6 に陽子が検出器 1 にヒットする条件のもとで Grand Raiden に飛んでくる  $^{12}\text{C}$  の運動量、水平方向の角度のグラフを示す。Grand Raiden のアクセプタンスは実線の枠で示されている。このシミュレーションを基に、 $0_2^+$ ,  $3_1^-$  状態に励起した  $^{12}\text{C}$  について、反跳された陽子が検出器 1 で検出されたイベントのうち、 $^{12}\text{C}$  が Grand Raiden のアクセプタンスに入る割合をそれぞれ算出した。以下、検出器 1 と検出器 2 の同時計測はこの効率で行われるものとする。

上記の結果を用いて最終的に得られる  $^{12}\text{C}$  各励起状態の  $\gamma$  崩壊イベントを推定する。Ref. [8] より、 $0_2^+$  状態は全崩壊幅  $8.3 \pm 1.0$  eV であるのに対して  $\gamma$  崩壊幅は  $3.7 \pm 0.5$  meV である。これらの値から、この状態の  $\gamma$  崩壊への分岐比は  $4.4 \pm 0.5 \times 10^{-4}$  となる。また、 $3_1^-$  状態については全崩壊幅が  $34 \pm 5$  keV と知られている。この状態の  $\gamma$  崩壊幅は数 10 meV であると予想されるので、 $\gamma$  崩壊への分岐比は  $10^{-6}$  程度である。24 時間 (86400 秒) の測定を行うと、最終的な  $\gamma$  崩壊を起こすイベントの収量は表 3 のようになる。



$^{12}\text{C}$ の励起状態	全崩壊幅	$\gamma$ 崩壊幅	$\gamma$ 崩壊への分岐比	検出効率	最終的な個数
$0_2^+$ (7.65 MeV)	$8.3 \pm 1.0$ eV	$3.7 \pm 0.5$ meV	$4.4 \pm 0.5 \times 10^{-4}$	91%	$2.1 \times 10^4$
$3_1^-$ (9.64 MeV)	$34 \pm 5$ keV	数 10 meV	$\sim 10^{-6}$	95%	$5.2 \times 10^2$

表 3: 実験で得られる  $^{12}\text{C}$  各励起状態の  $\gamma$  崩壊イベント数。

## 11 Run Summary

今回我々は、標的の熱伝導率を上げるために別の物質を蒸着させた標的を作成した。以下に作成した標的の種類を載せる。

- pure  
何も蒸着していない。
- 片面 50 mg  
標的の片面にアルミニウムを 50 mg 蒸着させた。
- 両面 10 mg  
標的の両面にアルミニウムを 10 mg 蒸着させた。
- 室温 pure  
室温のポリスチレン
- 室温ポリエチ  
室温のポリエチレン
- netC 2.8mg/cm<sup>2</sup>  
バックグラウンド測定のための炭素標的

本実験ではビームタイム中標的やビーム強度の変更、実験状況の確認のためにデータを分割して取った。同じ条件でデータを取り始めてから取り終えるまでの一連の流れを Run と呼ぶ。

本実験は以下の流れで行われた。

- 片面 50 mg、pure、両面の標的に対して炭素ビームを当てて 30 分ずつ 3 回計測した。それぞれの標的のデータから標的から炭素の抜ける率やイベント数を計算し、どの標的が最適であるかを選んだ。
- 本実験ではバックグラウンドが一番少なくなる pure 標的を用いることにした。そのため pure 標的に対して炭素ビームを当てる計測をし、1 時間の Run を 4 回、30 分の Run を 4 回、40 分程度の Run を 1 回行った。

- 本実験で我々は標的を冷却するための駆動系を用いたが、それによる効果を調べるために室温での pure 及び室温ポリエチ標的の測定をそれぞれ1時間の Run を2回、5分程度の Run を2回行った。
- バックグラウンドの計測を行うため炭素を標的にした Run を1時間程度行った。

以下に本測定で行ったすべての Run のまとめ (Run Summary) を載せた。検出器の立ち上げで Run 18 まで測定を行ったので本測定では Run 番号は19番からである。

Run 番号	標的の種類	時間 [s]	総 trigger 数	trigger1	trigger2	trigger3
19	片面 50mg	1657.432	2709606	35226056	10684452	553254
20	pure	774.333	738775	35736449	3196003	1765467
21	pure	532.942	536313	25982957	2302124	1264192
22	pure	333.336	339656	16474843	1452692	795570
23	両面 10mg	695.174	1115373	52773350	4716036	2561707
24	両面 10mg	772.026	1531818	983525	6436553	3445662
25	両面 10mg	1196.295	2326341	9648772	9606197	5138989
26	両面 10mg	731.716	1423579	67595607	5820315	3104193
27	pure	3573.322	4778535	29854726	20087056	10889622
28	pure	3301.536	4812481	34215841	19877195	10717687
29	pure	3288.035	4640878	28411221	18893911	10717687
30	pure	3480.566	4859121	28411221	18893911	10117568
31	pure	1693.903	2572772	41078287	19609703	10460285
32	pure	1819.712	2822767	27161928	1039620	5549085
33	pure	1795.874	2850011	41141346	11192093	5921901
34	pure	2590.673	4234715	41442830	11413470	6063159
35	pure	1803.73	2786611	12318558	16644377	8766296
36	室温 pure	305.098	285188	40203624	11014633	5825244
37	室温 pure	332.392	335411	13781888	1274649	715630
38	室温ポリエチ	330.667	1005121	4016076	4694371	2687777
39	室温ポリエチ	325.905	999620	41718078	4479680	2516368
40	netC 2.8 mg/cm <sup>2</sup>	3915.895	6585563	80308757	18955961	7417849

表 4: Run Summary

## 12 解析

### 12.1 Si 検出器のエネルギーキャリブレーション

Si 検出器のエネルギーキャリブレーションはパルサーと  $^{241}\text{Am}$  線源を用いて行った。 $^{241}\text{Am}$  は 5.486MeV の  $\alpha$  線源である。パルサーの波高を一定時間ごとに 2 倍、3 倍と変えていくと次の図 12.1 のスペクトルが得られる。このスペクトルから入力電圧が 0V であるときに Si 検出器の ADC が何 ch を示すかを図 12.2 のようフィッティングを行うことで求めることができる。

また、 $^{241}\text{Am}$  線源で計測したスペクトルを次の図 12.3 に示す。エネルギーが 0MeV のときの Si 検出器の出力電圧が 0V であることと、エネルギーとチャンネル数が線形の関係にあることを仮定すると、上で求めた 0V での ch 数 ( $x_0$  とする) とこの図から求まる 5.486MeV での ch 数 ( $x_1$  とする) から、エネルギー  $E(\text{MeV})$  とチャンネル数  $x_{\text{ch}}$  との対応関係を

$$E = \frac{5.486}{x_1 - x_0}x - 5.486\frac{x_1}{x_1 - x_0} \quad (12.1)$$

のように求めることができる。Si 検出器の上下すべてのストリップについてこのように行ったキャリブレーションの式を次の表 5, 表 6 に示す。

今後 Si 検出器で検出したエネルギーを用いる際はこの式により計算を行うことにした。ある一つの CsI 検出器に対応した Si 検出器のエネルギースペクトルは図 12.4 に示すようになり、エネルギー分解能は 0.12MeV であった。

strip number	エネルギー $E$
Si up ADC1	$0.003221x - 0.02863$
Si up ADC2	$0.003139x - 0.01884$
Si up ADC3	$0.003106x - 0.01699$
Si up ADC4	$0.003191x - 0.01436$
Si up ADC5	$0.003051x - 0.02924$
Si up ADC6	$0.003251x - 0.03137$
Si up ADC7	$0.003248x - 0.04172$
Si up ADC8	$0.003055x - 0.01183$
Si up ADC9	$0.003092x - 0.02368$
Si up ADC10	$0.003084x - 0.06584$
Si up ADC11	$0.003028x - 0.04354$
Si up ADC12	$0.002949x - 0.02628$
Si up ADC13	$0.003309x - 0.05224$
Si up ADC14	$0.003174x - 0.04555$
Si up ADC15	$0.003113x - 0.02028$
Si up ADC16	$0.003035x - 0.11488$

表 5: Si 検出器 up のキャリブレーションの式。  $x$  は Si 検出器の ADC の ch 数を表す。

strip number	エネルギー $E$
Si down ADC1	0.002565 – 0.01824
Si down ADC2	0.002436 – 0.02821
Si down ADC3	0.002601 – 0.03620
Si down ADC4	0.002411 – 0.02254
Si down ADC5	0.002421 – 0.03954
Si down ADC6	0.002494 – 0.00057
Si down ADC7	0.002481 – 0.02828
Si down ADC8	0.002462 – 0.03102
Si down ADC9	0.002641 – 0.09323
Si down ADC10	0.002577 – 0.00805
Si down ADC11	0.002487 – 0.02851
Si down ADC12	0.002403 – 0.03938
Si down ADC13	0.002473 – 0.10543
Si down ADC14	0.002560 – 0.05194
Si down ADC15	0.002455 – 0.05060
Si down ADC16	0.002444 – 0.06152

表 6: Si 検出器 down のキャリブレーションの式。  $x$  は Si 検出器の ADC の ch 数を表す。

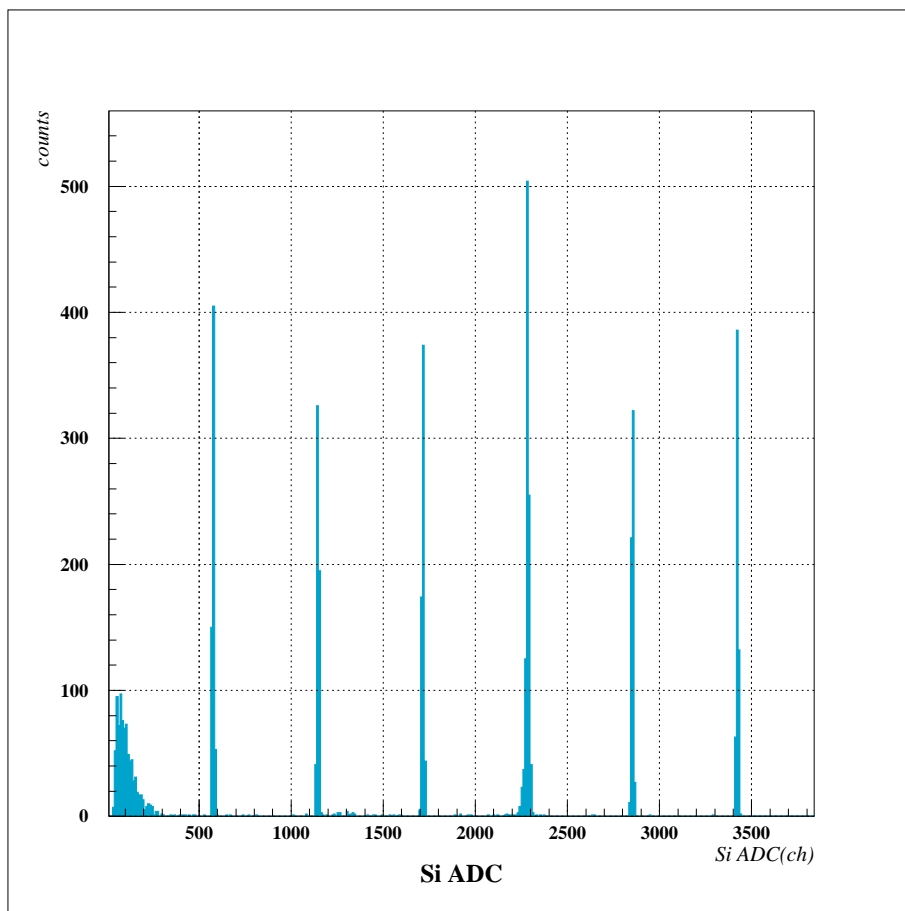


図 12.1: パルサーの波高を2倍、3倍と変化させたときのSi検出器のADCのスペクトル。

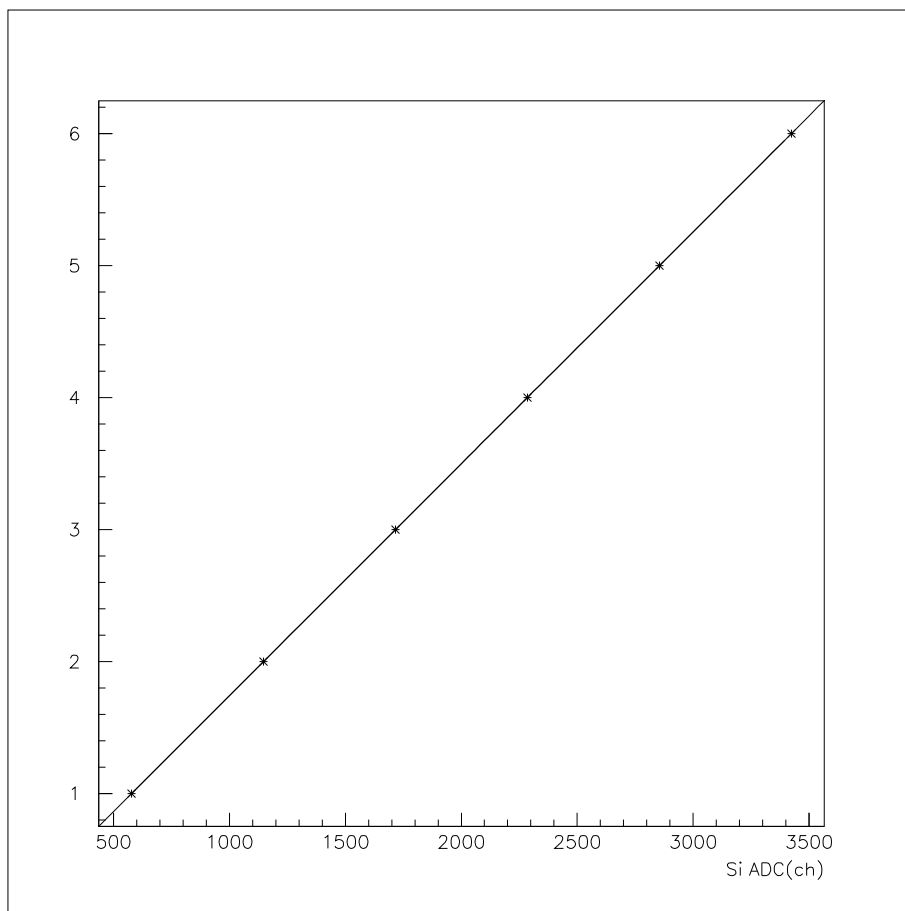


図 12.2: ADC のチャンネル数を横軸に、パルサーの波高を何倍にしたかを縦軸にとったグラフ。これを用いて、0V のときのオフセットを求める。

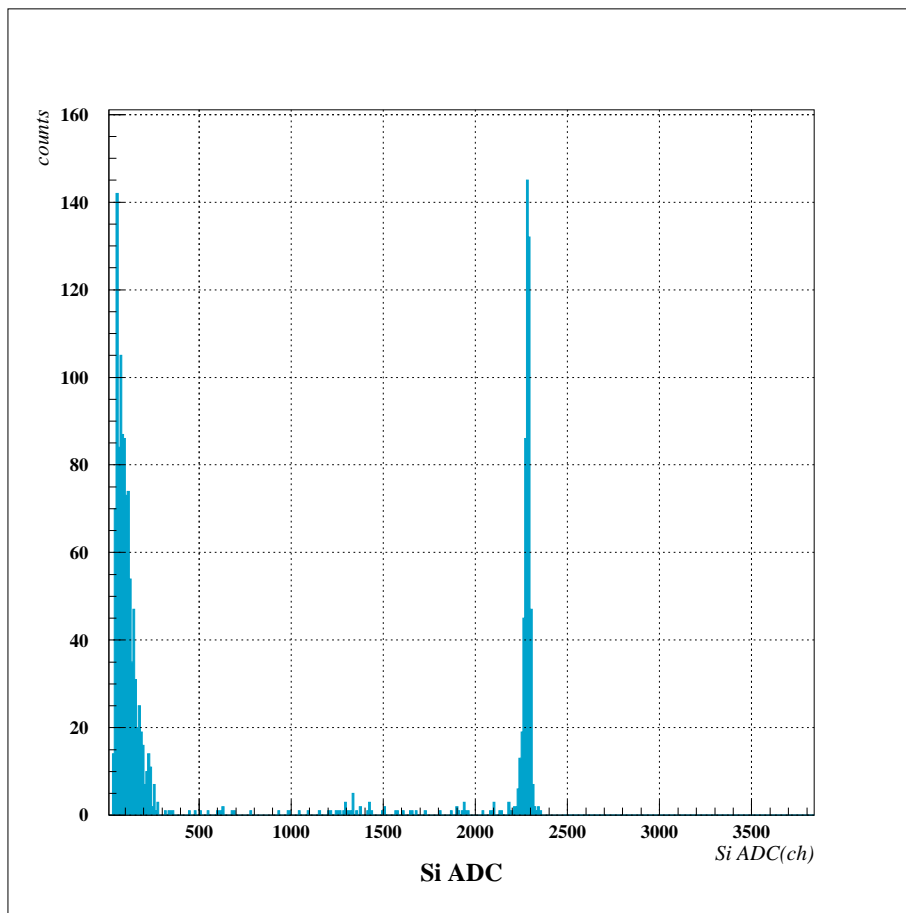


図 12.3: 5.486MeV の  $\alpha$  線を出す  $^{241}\text{Am}$  線源によるスペクトル。



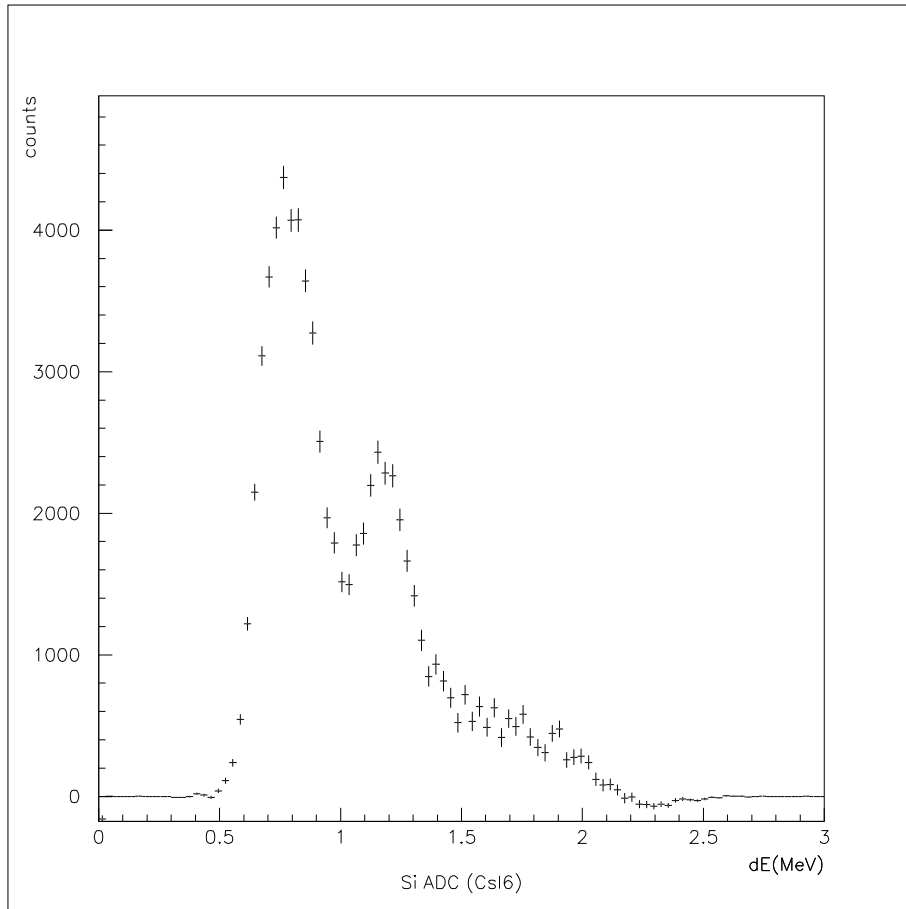


図 12.4: Si 検出器の、CsI6 に対応する部分についてのエネルギースペクトル。 $^{12}\text{C}$  の基底状態と第一励起状態に対応する反跳陽子のピークが見られる。

## 12.2 E-dE のグラフを用いた PID

Si, CsI 検出器で陽子が検出されたイベントのみを選ぶために、E-dE のグラフ、すなわち Si 検出器で失われたエネルギーと CsI 検出器で検出されたエネルギーとを対応させたグラフを用いて粒子識別を行った。これは同じエネルギーの粒子でも電荷や質量の違いによってエネルギー損失が異なるということを利用したものである。Si 検出器や CsI 検出器で検出されたエネルギーが同一の粒子によるものであることを保証するために、Si 検出器と CsI 検出器の multiplicity がいずれも 1 であるイベントのみを解析の対象とした。つまり、同時にいくつもの Si ストリップやいくつもの CsI 検出器で粒子が検出されたイベントは除外することにした。ある CsI 検出器とそれに対応づけられた Si ストリップで何らかの粒子が検出されているとき、E-dE のグラフを描くと次の図 12.5 のようになる。

図 12.5 を用いて検出器で陽子が検出されたイベントのみを選ぶためのゲート (以降 PID ゲートと呼ぶ) を作成しその条件を課したうえで再度同じグラフを描くと次の図 12.6 に示すように、このゲートがうまく機能していることが確認できた。ただし、CsI 検出器のエネルギーキャリブレーションができておらず、また CsI 検出器それぞれについて Gain が異なり統一的に扱うことはできないためこの作業は CsI ごとに行った。

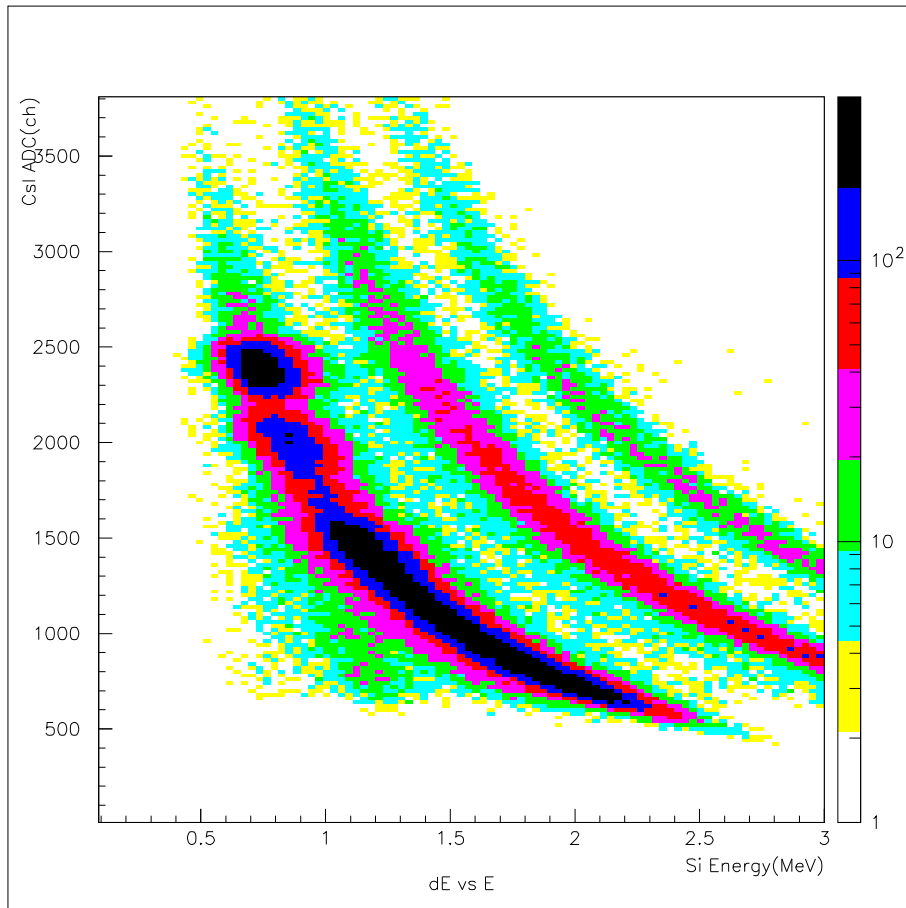


図 12.5: Si 検出器で検出されたエネルギー損失と CsI 検出器で検出されたエネルギーの関係を表したグラフ。ただし、CsI 検出器についてはこの時点ではエネルギーキャリブレーションを行っていないため ADC の値を用いた。

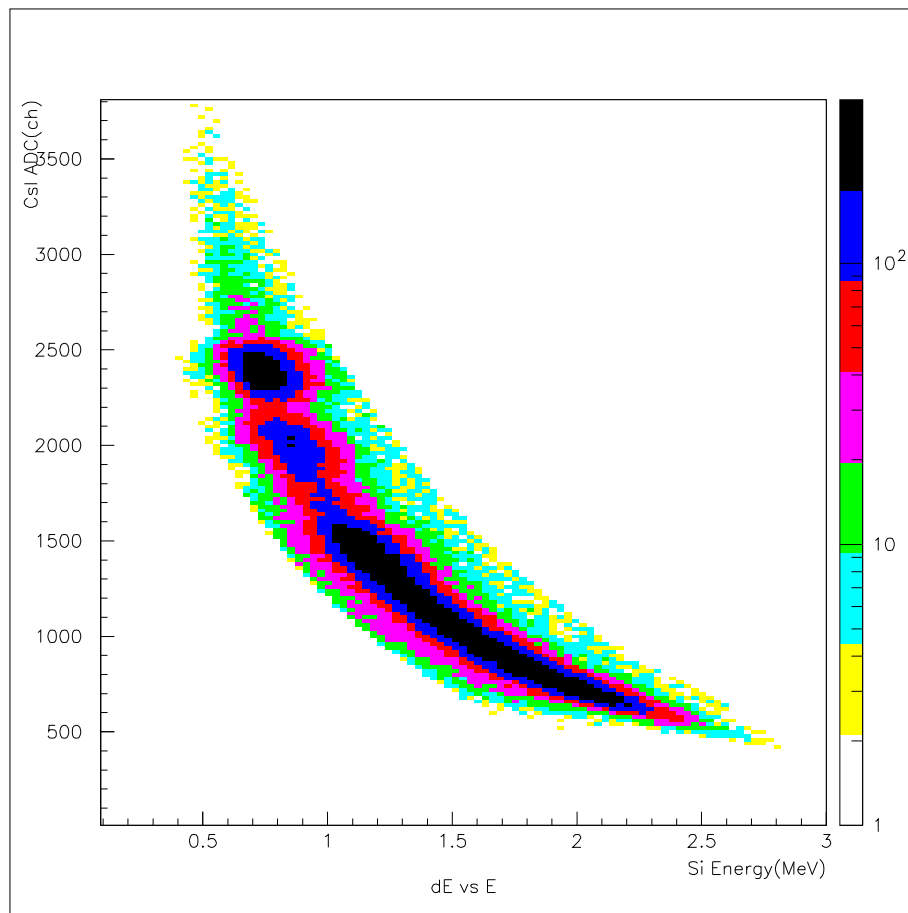


図 12.6: 図 12.5 に陽子のみを選ぶ PID ゲートをかけたもの。

## 12.3 Si 検出器と CsI 検出器の Timing

Si 検出器と CsI 検出器の TDC のキャリブレーションは、40ns ごとにパルスを出すモジュールを用いて行った。このキャリブレーションのみでは絶対的な時間はわからないが、TDC はそれぞれの検出器どうしのタイミングを考慮しアクシデンタルすなわち偶然にコインシデンスしたイベントを取り除くためだけに用いるため、相対的な時間がわかれば十分である。

キャリブレーションを行うと、Si 検出器と CsI 検出器それぞれの ADC-TDC 相関は次の図 12.7, 図 12.8 のようになった。

9.2 節で述べたように、CsI 検出器で何らかの粒子が検出されたときにタイミングのスタートがかかり、さらにそれぞれの検出器で粒子が検出されたときに出す信号を一定時間遅らせてストップ信号とするように回路を構築してある。そのため、CsI 検出器の TDC は CsI 検出器自身のスタート信号とストップ信号の時間差を表す鋭いピークを持ち、時間の分布はみられない。一方 Si 検出器の TDC では図 12.7 のように、スルーの効果により時間の分布を持つ。スルーの効果とは、エネルギーが低い、すなわち波高が小さいほどディスクリレベルに達する時間が長いことによる効果である。ただし Si 検出器についてはスルーの効果を消去する CFD (Constant Fraction Discr.) を用いており、図 12.7 に見られるスルーの効果は CsI 検出器によるものである。CsI 検出器で検出されたエネルギーと Si 検出器で検出されたエネルギーは正の相関を持つので、Si 検出器の ADC が大きくなるほど時間の分布は小さくなっていることがわかる。

Si 検出器の TOF (TDC と RF との差) と Si 検出器で検出されたエネルギーの相関を描いたものが図 12.9、CsI 検出器の TOF と CsI 検出器で検出されたエネルギーの相関を描いたものが図 12.10 である。RF とはビームのバンチ 2 回ごと、すなわち 200ns ごとに出される信号であり、TDC と RF との差はビームが出てから散乱が起こってそれぞれの検出器で粒子が検出されるまでの時間を表す。エネルギーが高いほど散乱されてから CsI 検出器で検出されるまでの飛行時間が長い、その効果は高々数 ns であり、図 12.10 に見られる CsI 検出器の TOF のエネルギー依存性は、CsI 検出器のスルーの効果によるものがほとんどである。一方、Si 検出器の TOF については、図 12.9 のように Si 検出器で検出されたエネルギーと飛行時間との間に依存性はない。

CsI 検出器の TOF については、このあとゲートを作りやすいようにスルーの効果の補正をして図 12.11 のようにしておく。

この補正後の CsI 検出器の TOF と、Si 検出器の TOF との相関を表したものが図 12.12 であり、Si 検出器で粒子が検出されたときのバンチと CsI 検出器で粒子が検出されたときのバンチが同じであるようなイベントが見られる。ひとつのイベントに由来するものではなく、Si 検出器と CsI 検出器でたまたま同時に粒子が検出されたような場合は、このような一直線上ではなくタイミングのずれたところにプロットされるのであるが、今回の Si 検出器と CsI 検出器についてはそのような

イベントはほとんどなく、タイミングが非常によく取れている。Si 検出器と CsI 検出器のタイミングが合っていることを保証するために、図 12.12 での CsI 検出器の TOF と Si 検出器の TOF の差、すなわち図 12.13 での CsI 検出器の補正後の TOF が -400 以上 150 以下のものをタイミングが合っているものとして選び、以降この条件を課した。アクシデンタルが多い例は、12.5 節のプラスチックシンチレータと Si, CsI 検出器とのタイミングを考慮するときに見られる。

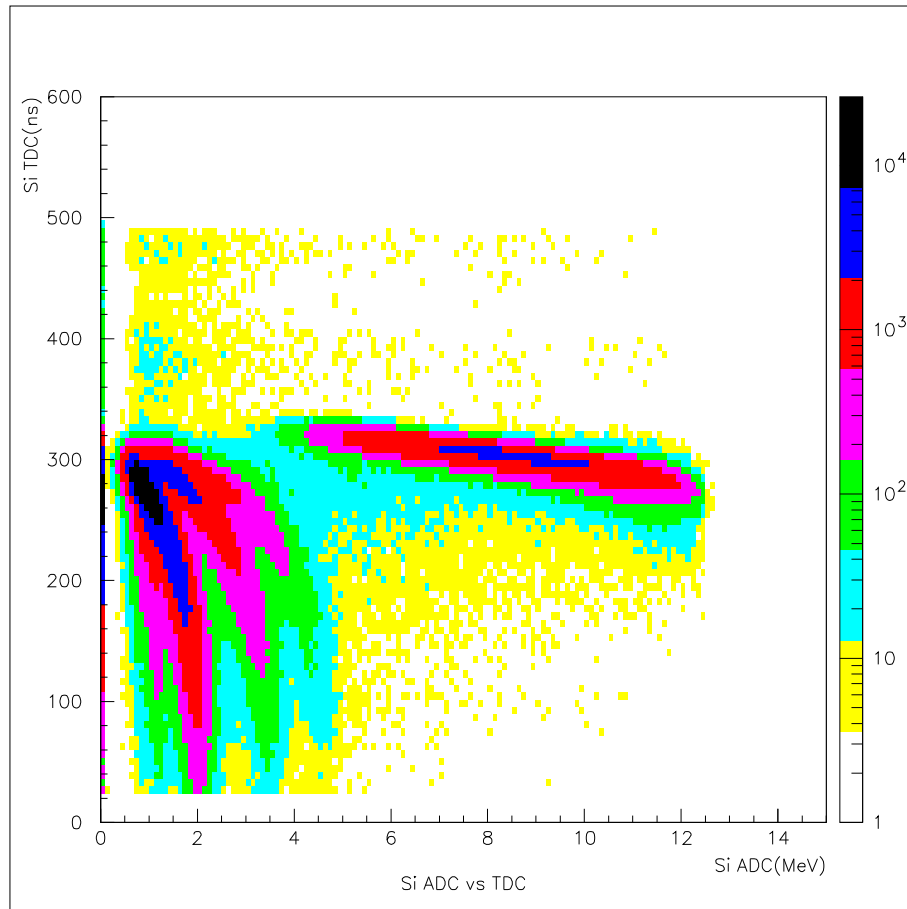


図 12.7: Si 検出器の TDC スペクトル。

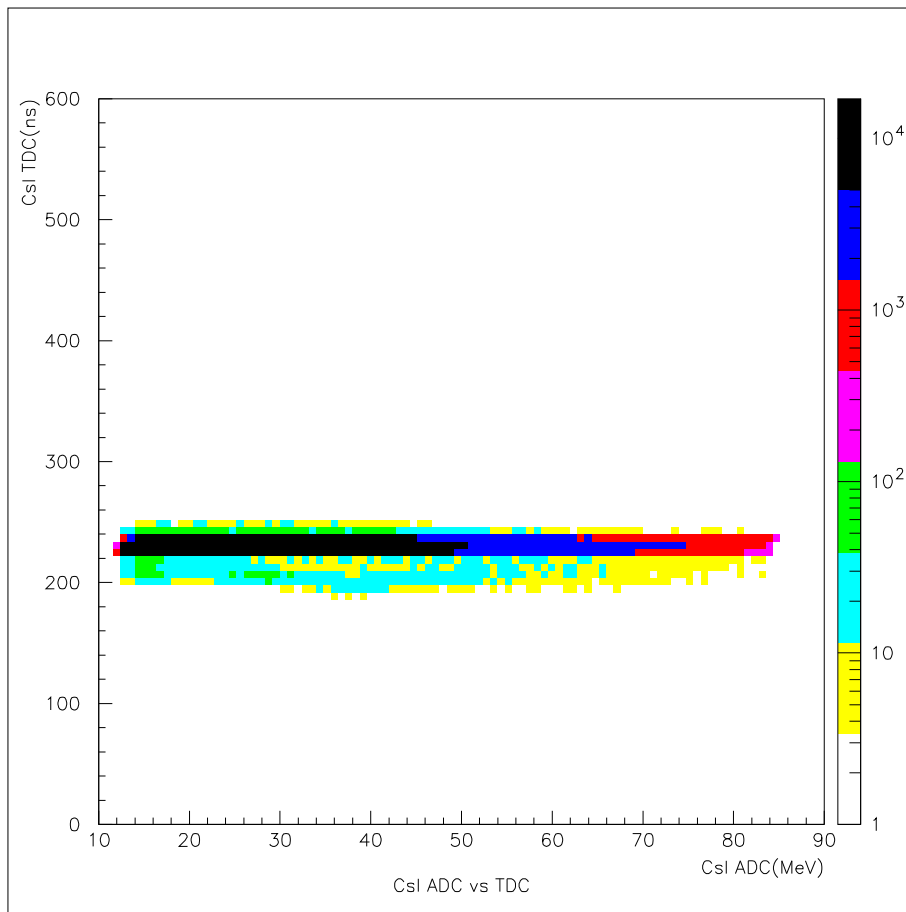


図 12.8: CsI 検出器の TDC スペクトル。CsI 検出器自身でスタート信号とストップ信号をかけているため、時間の分布はない。

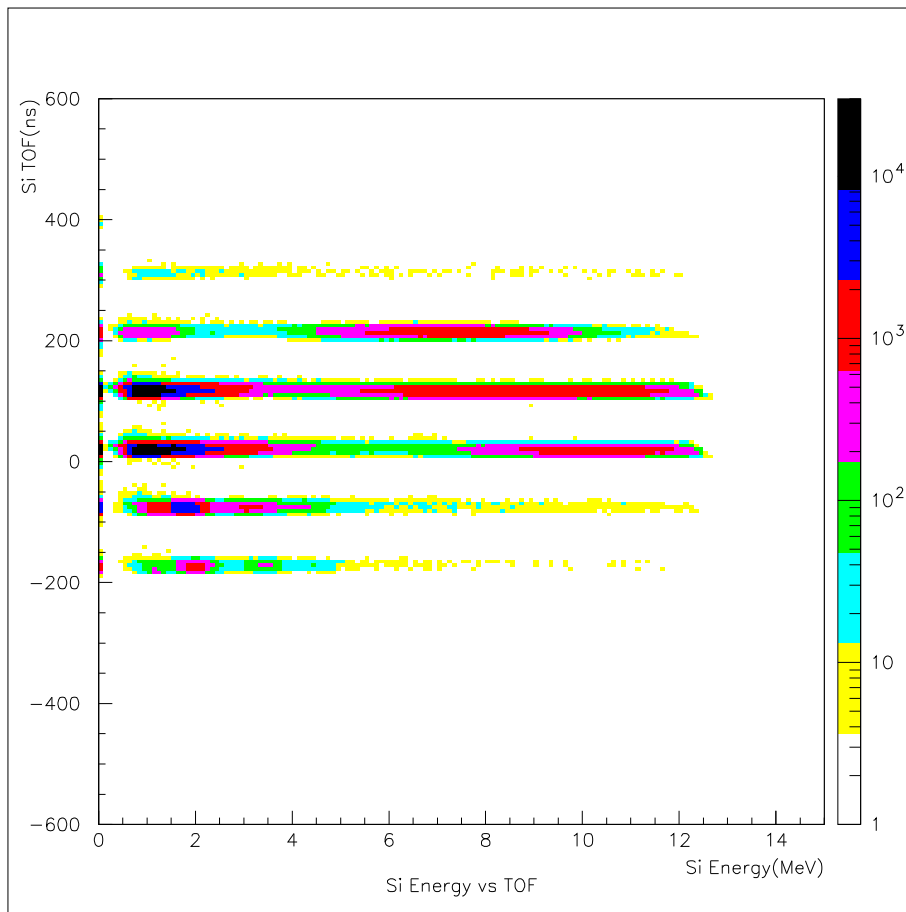


図 12.9: Si 検出器の TOF(TDC と RF との差) と Si 検出器で検出されたエネルギーの相関図。



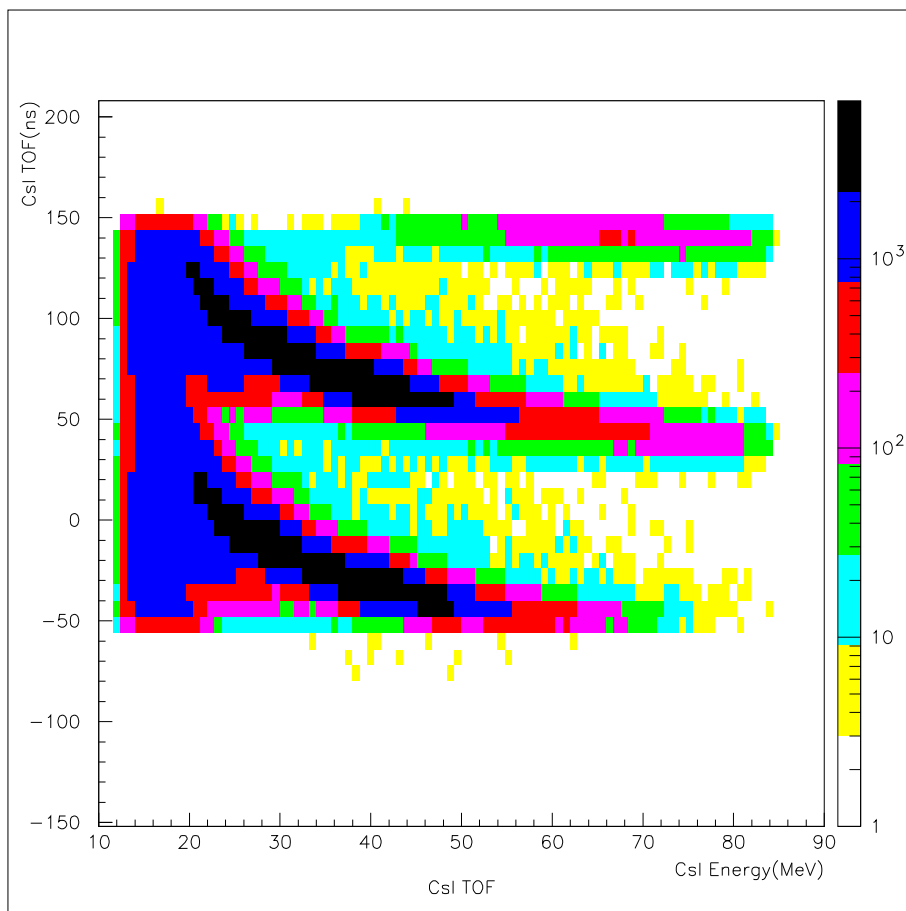


図 12.10: CsI 検出器で検出されたエネルギーと TOF の相関図。エネルギーが低いほど TOF が長くなっていることがわかる。

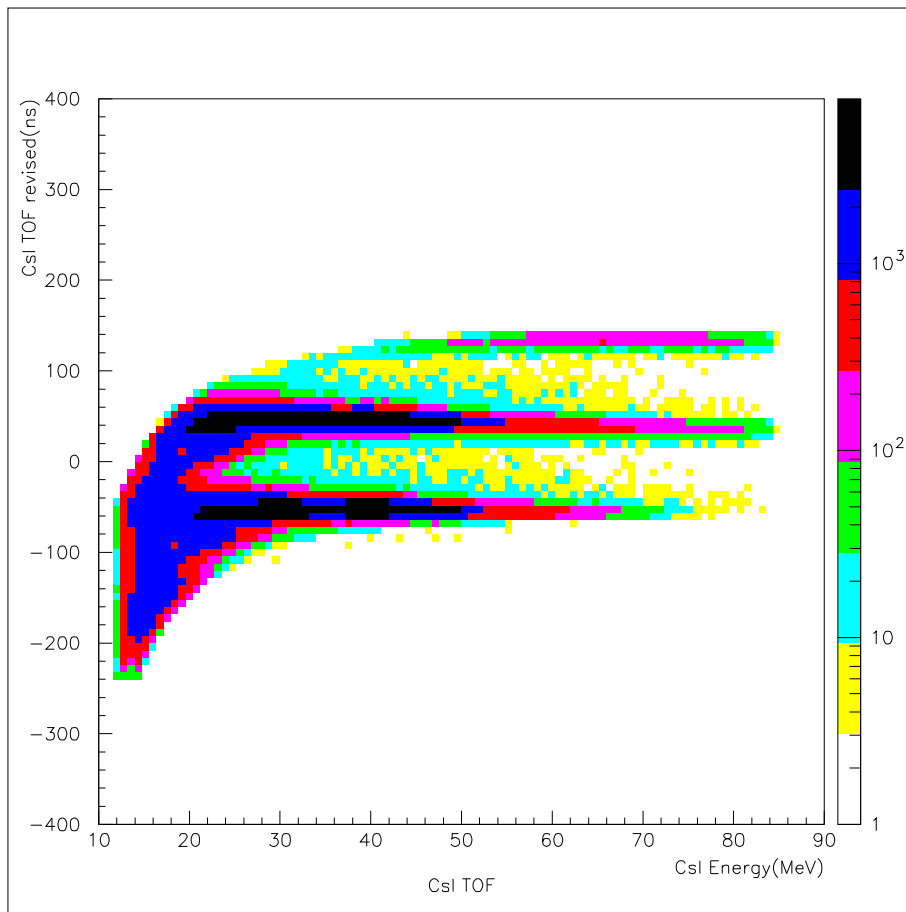


図 12.11: ゲートを作りやすいように、スルー補正を行った CsI 検出器の TOF とエネルギー の相関図。

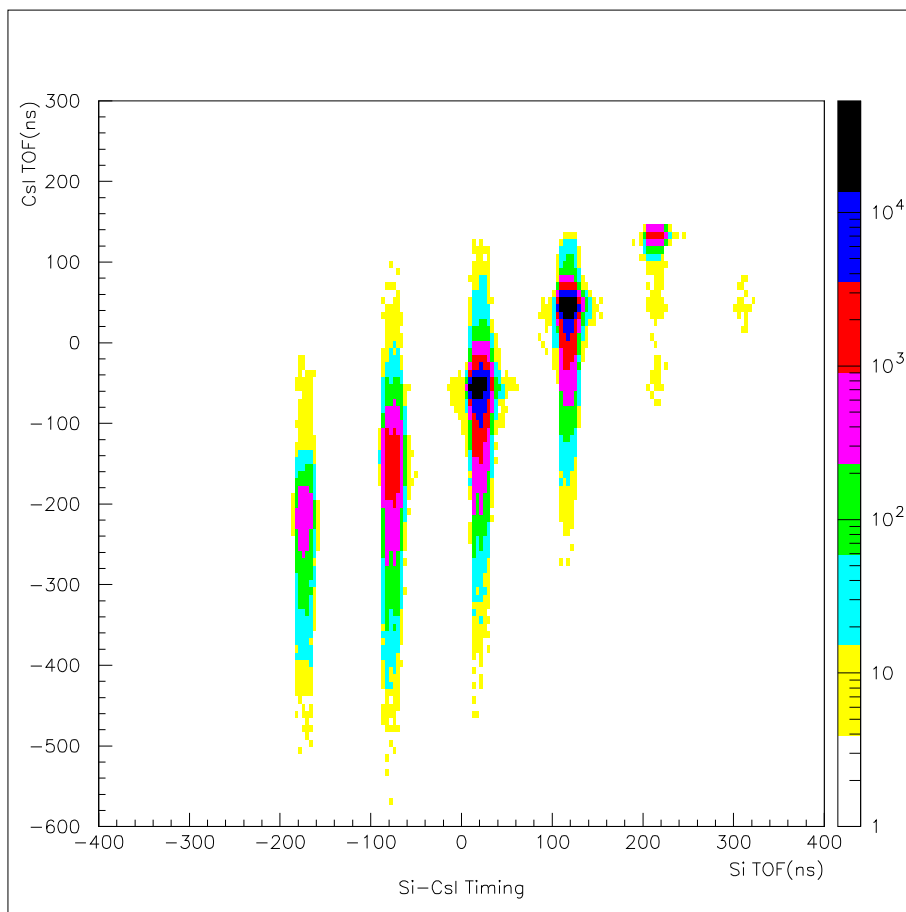


図 12.12: Si 検出器の TOF と CsI 検出器の TOF の相関図。Si 検出器の TOF と CsI 検出器の TOF との間に線形の関係があり、タイミングが正しくとれていることを示している。

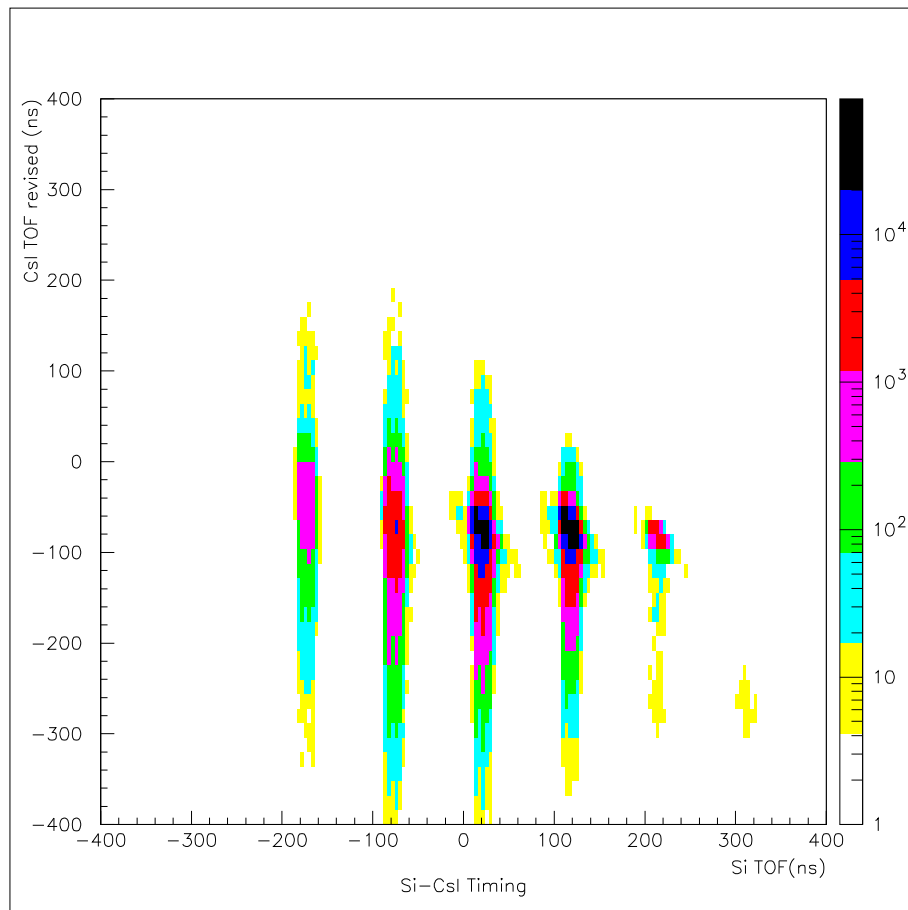


図 12.13: Si 検出器と CsI 検出器の TOF の相関図を、ゲートを作りやすいように補正したもの。このグラフで CsI 検出器の補正後の TOF が [-400,150] の範囲のものをタイミングが合っているものとして選び、ゲートを作った。

## 12.4 CsI 検出器のエネルギーキャリブレーション

Si 検出器に関しては  $^{241}\text{Am}$  の線源を利用してエネルギーキャリブレーションを行ったが、CsI 検出器の場合、今回検出されるはずのエネルギーはおよそ 15MeV から 50MeV 程度でありエネルギー領域が大幅に異なるために線源を用いたキャリブレーションができなかった。そこで今回は、運動学を用いたキャリブレーションを行った。

### 12.4.1 CsI 検出器におけるエネルギースペクトル

ある一つの Si ストリップで陽子が検出されたという条件を課して CsI 検出器のエネルギースペクトルを描くと図 12.14 のようになる。

図 12.14 で 2410ch 付近のピークはビームの  $^{12}\text{C}$  と弾性散乱した陽子によるもの、2020ch 付近のピークは  $^{12}\text{C}$  を  $E_x = 4.44\text{MeV}$  に励起させた陽子によるものであると考えられる。このスペクトルにはポリスチレン標的中の  $^{12}\text{C}$  とビームの  $^{12}\text{C}$  との散乱によるバックグラウンドが含まれており、その効果を除かなければならない。11 章で述べた  $^{nat}\text{C}$  標的による run0040 について同じ条件を課して CsI 検出器の ADC のスペクトルを描いたものが図 12.15 であり、これを定数倍して図 12.14 から引くことによりバックグラウンドを除くと図 12.16 のようになる。このとき、 $^{12}\text{C}$  の基底状態と第一励起状態  $E_x = 4.44\text{MeV}$  の間には状態がないことを考慮し、2 つの状態に対応するピークの間のカウント数が 0 となるように定数を決めた。

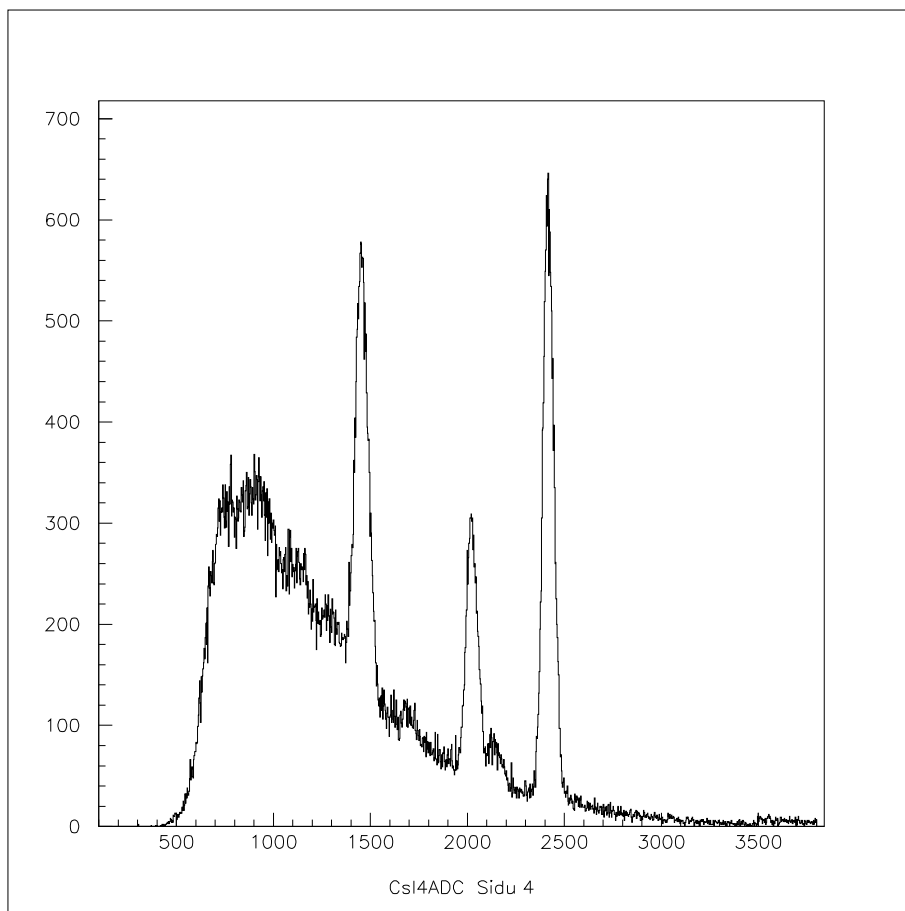


図 12.14: ある Si ストリップで陽子が検出されたときの CsI における ADC のスペクトル。

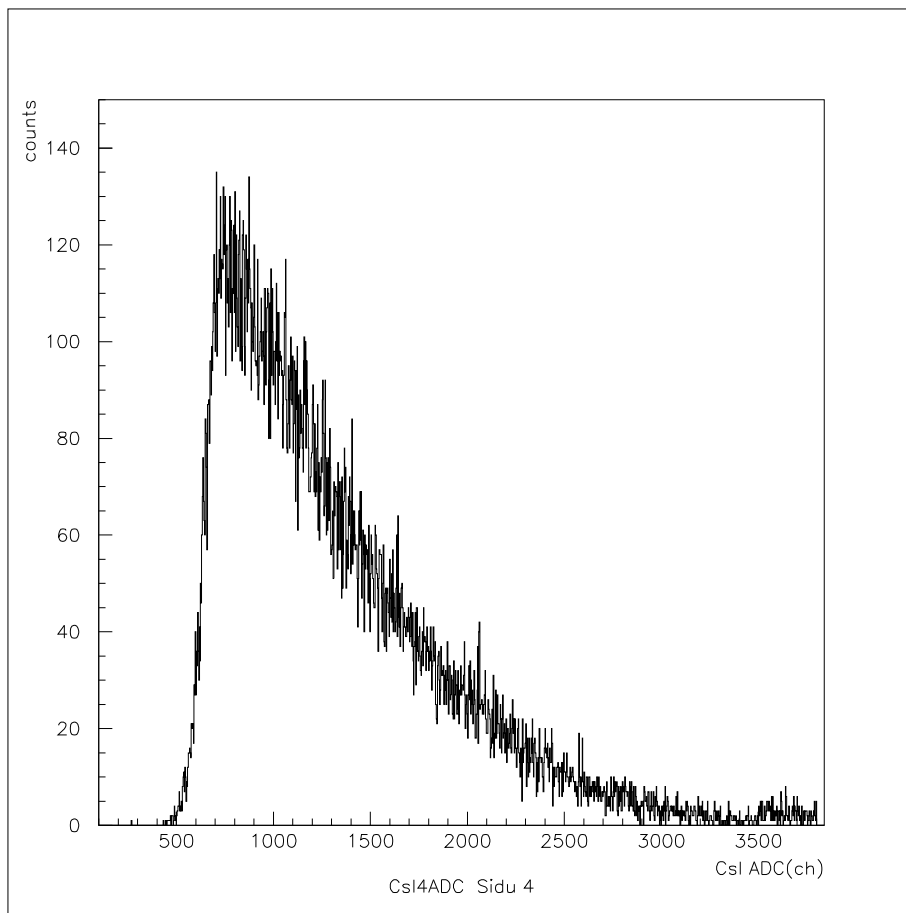


図 12.15: 炭素を標的とした測定 of CsI 検出器の ADC スペクトル。

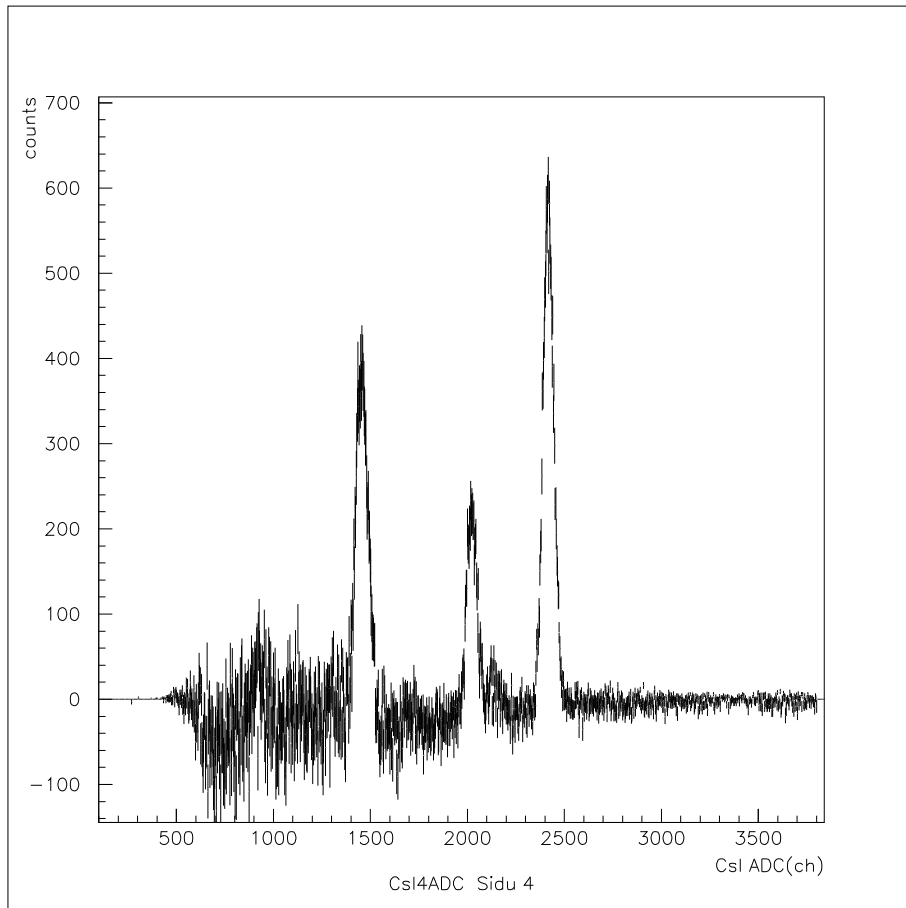


図 12.16: 炭素によるバックグラウンドを除いた、CsI 検出器の ADC のスペクトル。この後、このスペクトルを利用して CsI 検出器のエネルギーキャリブレーションを行った。



### 12.4.2 運動学を利用したキャリブレーションの原理

ある角度  $\theta$  で検出される陽子のエネルギー  $E_4$  は、 $\tau$  を入射粒子と標的粒子の質量比 (今回の場合  $\tau = m_i/m_t = 12$ ) として運動学的に

$$E_4 = \frac{\tau E_i}{(1 + \tau)^2} \left\{ \cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta - (1 + \tau) \frac{E_x}{E_i}} \right\}^2 \quad (12.2)$$

と計算できるので、CsI 検出器の ADC の値とエネルギーを対応させることができる。

- 式 (12.2) で用いる角度  $\theta$  について  
5章の図 5.1 からわかるように、Si, CsI 検出器の設置条件から CsI2 つにつき 8 本の Si ストリップが対応している。実際の Si ストリップの大きさは横幅 3mm, 縦幅 48mm であるが、Si 検出器と CsI 検出器のコインシデンス条件を課すことにより粒子が Si ストリップの上半分に来たか下半分に来たかを判別することができるため、仮想的に横幅 3mm, 縦幅 24mm のストリップであるとみなすことができる。

そこで今回はこの仮想的なストリップの中心位置の角度を式 (12.2) に利用することにした。この角度は、鉛直上方向を  $x$  軸の正の向き、ビームの進行方向を  $z$  軸の正の向きとするような右手系の直交座標系を用いて

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \quad (12.3)$$

と計算できる。

CsI 検出器の境界付近に位置する Si ストリップについては CsI 検出器との前後関係の対応がうまくつけられていないことがあったので 8 本の Si ストリップのうち両端を除いた 6 つのストリップを使用することにした。また、作業中のミスにより CsI1 が使えなくなってしまうため、解析には CsI2~CsI8 の 7 つの CsI 検出器を使用することとした。

- CsI 検出器の ADC の値と対応させるエネルギーについて  
粒子は標的中や Si 検出器、Si 検出器と CsI 検出器の間にある不感層などでエネルギーを損失したのち CsI で検出される。今回は Si 検出器と Si, CsI 検出器の間の不感層におけるエネルギー損失を考慮することにした。LISE++ を用いて、10MeV から 50MeV のエネルギーをもつ陽子について Si 検出器 (Si 325 $\mu$ m) と不感層 (Si 15 $\mu$ m と CsI 検出器の遮光フィルム (1.4 mg/cm<sup>2</sup>) 65  $\mu$ m) でのエネルギー損失  $\Delta E$  を求めると

$$\Delta E(\text{MeV}) = 26.568 E_4(\text{MeV})^{-0.881} \quad (12.4)$$

という式でよく表せることがわかった。そこで CsI 検出器で検出される陽子のエネルギー  $E_{\text{CsI}}$  を

$$E_{\text{CsI}} = E_4 - \Delta E \quad (12.5)$$

として、この  $E_{\text{CsI}}$  と図 12.16 のピークをガウスフィットして求めた ch 数とを対応させることにした。

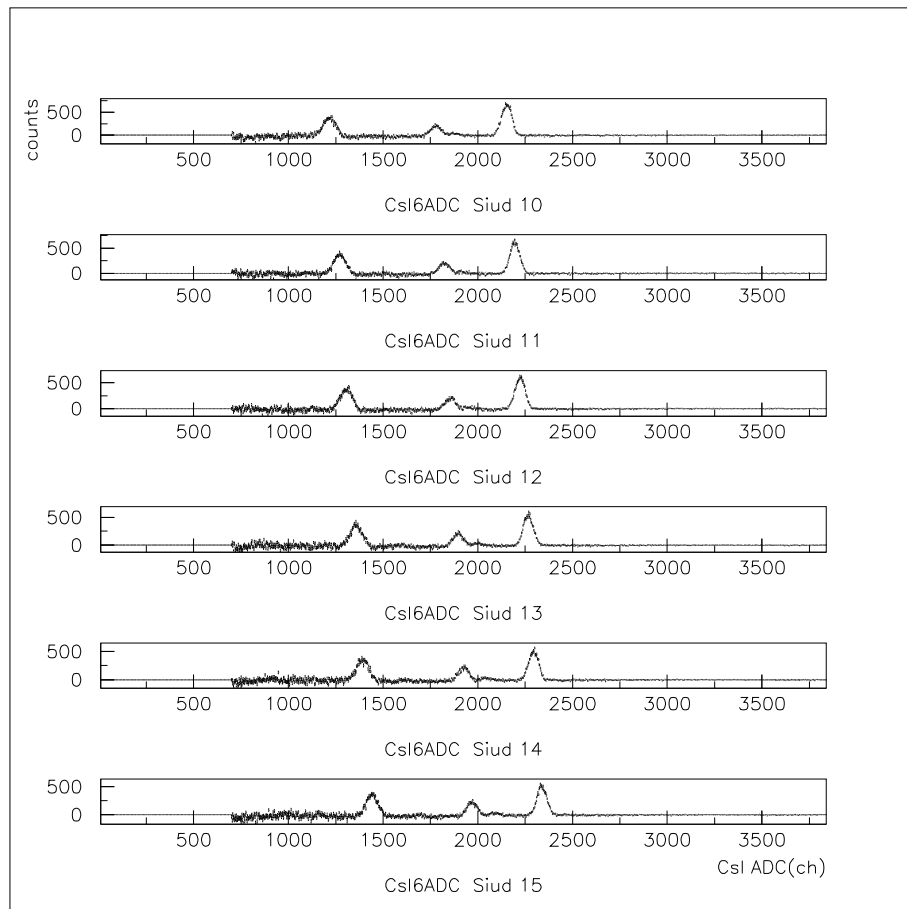


図 12.17: 1つの CsI 検出器に対応している 6 本のストリップについて、それぞれこのように mean の位置が異なる。

### 12.4.3 キャリブレーションとそれについての考察

Si 検出器の ADC の値と上のようにして求めたエネルギー  $E_{\text{CsI}}$  の組は、図 12.17 のように CsI 検出器 1 つについて 6 種類の角度と基底状態・第一励起状態の 2 種類の状態を考えると合計 12 組得られる。ある CsI 検出器についてその関係を表すと図 12.18 のようになった。

残りの CsI 検出器についても同様のグラフが得られ、これを用いてエネルギーとチャンネル数の関係が線形であると仮定してキャリブレーションを行おうとしたのであるが、これについて奇妙な点が 2 つでてきた。

- 基底状態に対応する点と第一励起状態に対応する点が 1 つの直線で近似できないこと。

まず、CsI6 で検出された陽子について、図 12.18 で表したピークの mean と CsI 検出器で検出するはずのエネルギー  $E_{\text{CsI}}$  との関係が、基底状態に対応するエネルギーと第一励起状態に対応するエネルギーの両方の領域にわたって線形性を保っているとして近似直線を描いたものが図 12.19 である。次に、図 12.18 の基底状態と第一励起状態のそれぞれ一方に対応する点について、線形フィットをすると図 12.20, 12.21 になる。線形性が悪いことの原因として考えられるのは CsI 検出器のクエンチングである。理想的にはシンチレータのシンチレーション効率すなわち単位エネルギー損失あたりに生成する光の量は粒子のエネルギーには依存しないとしてよいが、一般的には粒子の種類とエネルギーには依存する。CsI 検出器のクエンチングの効果に関しては D.Horn らによって [11] のように測定されている。これによると、粒子のエネルギーが低いほど理想的なシンチレータよりもシンチレーション効率が下がることがわかり、今回の図 12.20, 図 12.21 とは逆の傾向でありクエンチングによってこの非線形性を説明することはできない。

- 図 12.18 でプロットされた点が規則的にガタついていること。  
図 12.19 で表した近似直線について残差をプロットしてみると図 12.22 のようになる。残差が全体的に右肩上がりの傾向を持つのは上で指摘したように基底状態についての近似直線と第一励起状態についての近似直線の切片に違いがあるためであるが、それを差し引いても一点ごとに近似直線の上側と下側に交互に分布しているのは奇妙である。そこで CsI 検出器のエネルギースペクトルのピークの mean の間隔を調べてみると、次の表 7, 表 8 のようになった。

この原因について考えたのは、次の 3 つである。

- Si 検出器のストリップのまとめる数が 3 ずつではない場合。  
Si 検出器を使うとき 48 本のストリップを 3 本ずつまとめて読みだしていたが、それを間違えて例えば 2 本と 4 本にまとめていたとすると、ス

CsI2		
strip	g.s.	4.44MeV
Si downdown ADC2-ADC3	37.4	40.0
Si downdown ADC3-ADC4	26.3	25.9
Si downdown ADC4-ADC5	38.0	40.0
Si downdown ADC5-ADC6	26.5	30.4
Si downdown ADC6-ADC7	40.7	41.0
CsI3		
strip	g.s.	4.44MeV
Si downup ADC10-ADC11	39.7	38.2
Si downup ADC11-ADC12	30.2	32.6
Si downup ADC12-ADC13	40.4	41.9
Si downup ADC13-ADC14	27.7	28.4
Si downup ADC14-ADC15	39.8	39.1
CsI4		
strip	g.s.	4.44MeV
Si downup ADC2-ADC3	46.9	46.7
Si downup ADC3-ADC4	34.0	37.5
Si downup ADC4-ADC5	48.7	45.8
Si downup ADC5-ADC6	33.1	35.0
Si downup ADC6-ADC7	50.5	52.5

表 7: CsI2~4 についてのエネルギースペクトルのピークの mean の間隔。

CsI5		
strip	g.s.	4.44MeV
Si updown ADC3-ADC2	45.3	45.3
Si updown ADC4-ADC3	32.0	32.9
Si updown ADC5-ADC4	44.5	46.8
Si updown ADC6-ADC5	30.6	31.6
Si updown ADC7-ADC6	44.4	45.0
CsI6		
strip	g.s.	4.44MeV
Si updown ADC11-ADC10	42.3	44.6
Si updown ADC12-ADC11	28.0	32.4
Si updown ADC13-ADC12	42.9	39.9
Si updown ADC14-ADC13	29.4	29.4
Si updown ADC15-ADC14	42.8	44.7
CsI7		
strip	g.s.	4.44MeV
Si upup ADC3-ADC2	47.9	50.3
Si upup ADC4-ADC3	32.5	36.8
Si upup ADC5-ADC4	48.4	50.7
Si upup ADC6-ADC5	32.4	35.5
Si upup ADC7-ADC6	47.4	48.9
CsI8		
strip	g.s.	4.44MeV
Si upup ADC11-ADC10	43.1	43.4
Si upup ADC12-ADC11	29.6	30.6
Si upup ADC13-ADC12	42.6	45.4
Si upup ADC14-ADC13	30.2	30.6
Si upup ADC15-ADC14	44.3	45.8

表 8: CsI5～8 についてのエネルギースペクトルのピークの mean の間隔。

トリップの中心角度がずれて3本ずつまとめた場合の角度と一致しなくなる。しかしこのような状況であったとすると、ストリップの立体角がストリップによって2倍近く異なるはずであり、カウント数をストリップごとに調べた結果そのような違いはみられなかった。したがってストリップのまとめる数を間違えていたという可能性はないと考えられる。

- Si 検出器の連続する3本のストリップをまとめていなかった場合。  
1,2,3本目、4,5,6本目、というようにストリップをまとめていけば、まとめた後のストリップの中心角度は等間隔になり、ストリップごとのエネルギー間隔もなめらかに分布するはずであるが、間違えて1,2,4本目、3,5,6本目、7,8,10本目、9,11,12本目、というようにストリップをまとめている場合はまとめた後のストリップの中心角度の間隔は大きいものと小さいものを交互にくりかえすことになる。しかし、今回用いたSi検出器はストリップごとに導通チェックを行なっているのでこれは考えられない。
  
- ストリップの厚みが3本ごとに違っている場合。  
このような場合はSi検出器で失ったエネルギーも交互に変化しているはずである。CsI6について、Si検出器で検出したエネルギーを調べると次の図12.23のようになった。

多少のガタつきはあるものの、CsI検出器でのエネルギーのガタつきは数100keVのオーダーであり、これによって打ち消すことはできない。

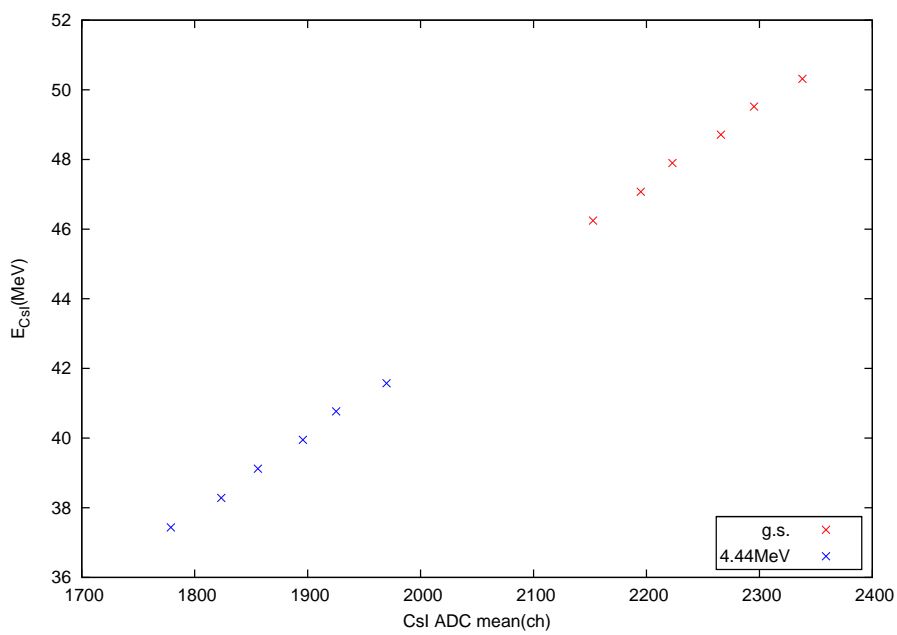


図 12.18: CsI6 で検出された陽子について、基底状態と第一励起状態に対応するピークを Si 検出器のストリップごとにガウシアンフィットしたときのピークの mean と、CsI 検出器で検出するはずのエネルギー  $E_{CsI}$  との関係。図 12.22 のように近似直線との残差をプロットしてみると、奇妙な 2 つの点に気づいた。

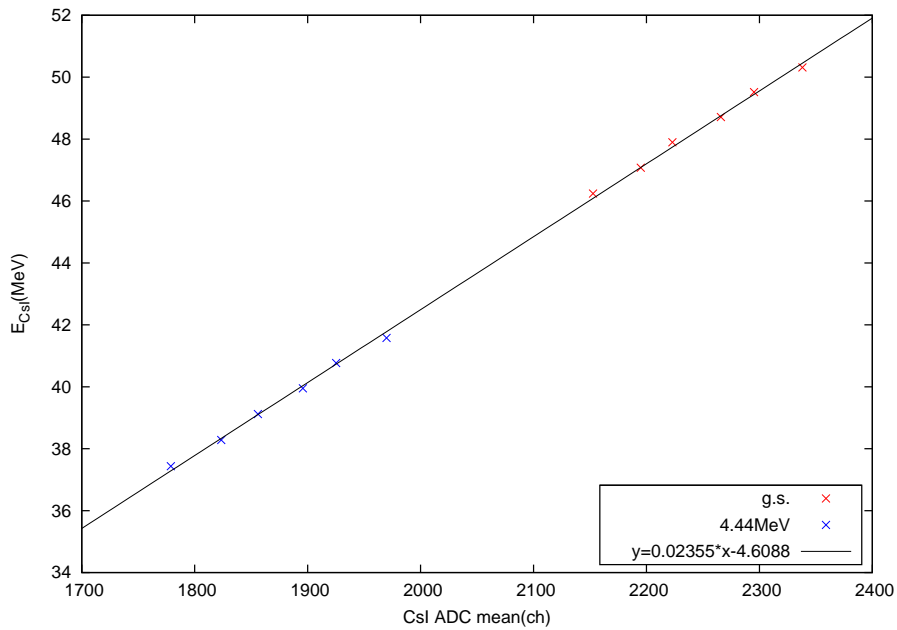


図 12.19: CsI6 で検出された陽子についてピークの mean と CsI 検出器で検出するはずのエネルギー  $E_{CsI}$  との関係が、基底状態に対応するエネルギーと第一励起状態に対応するエネルギーの両方の領域にわたって線形性を保っているとして近似直線を描いたもの。

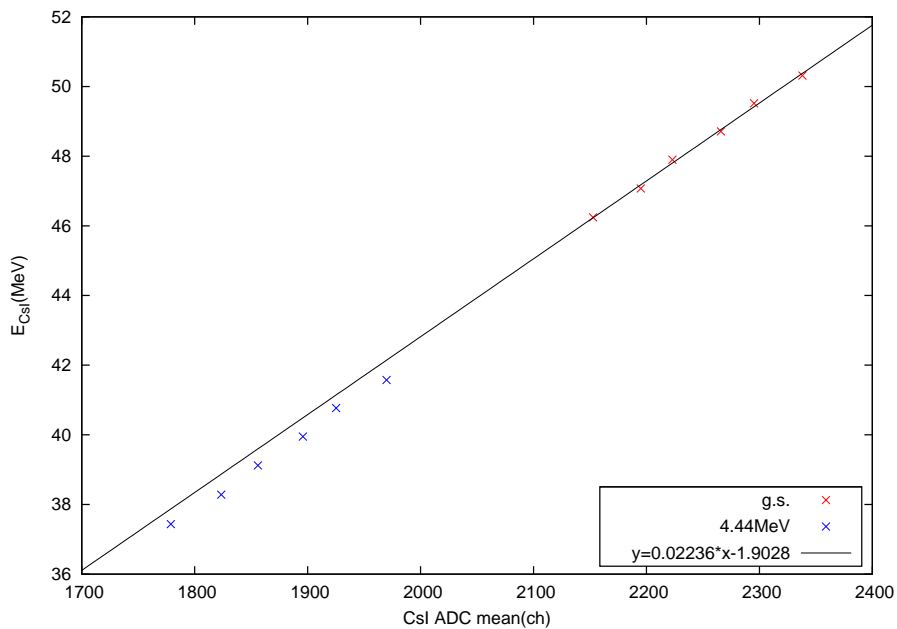


図 12.20: CsI6 で検出された陽子について基底状態と第一励起状態に対応するピークの mean と CsI 検出器で検出するはずのエネルギー  $E_{CsI}$  との関係と、基底状態に対応するエネルギーについての近似直線。



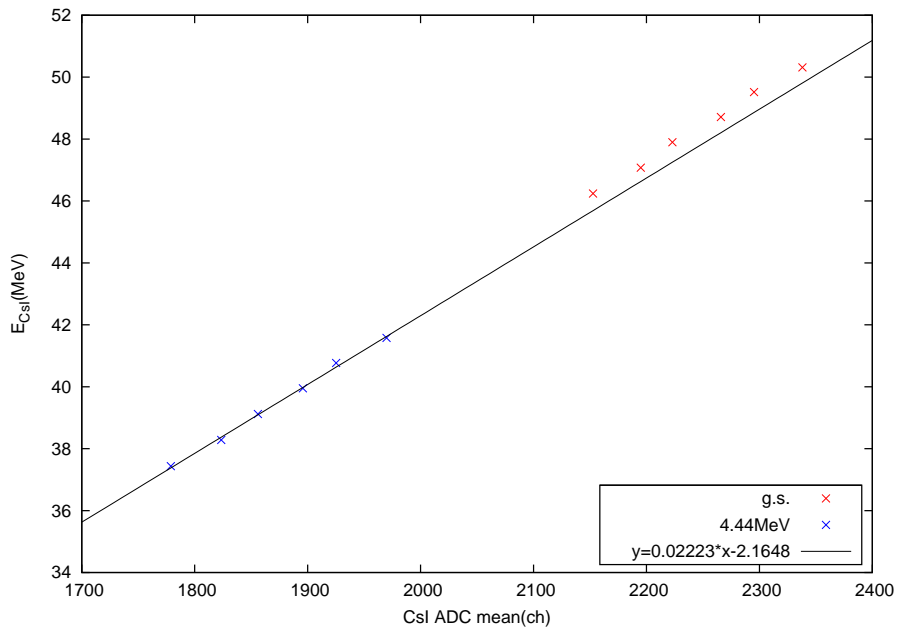


図 12.21: 図 12.18 について、基底状態と第一励起状態に対応するピークの mean と CsI 検出器で検出するはずのエネルギー  $E_{CsI}$  との関係と、第一励起状態に対応するエネルギーについての近似直線を描いたもの。

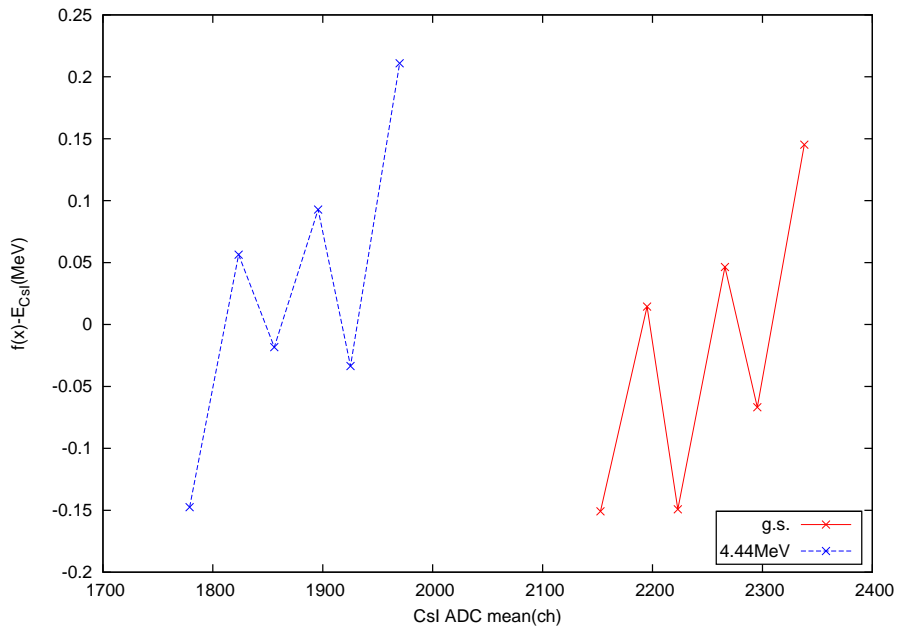


図 12.22: 表 12.19 で表した、基底状態と第一励起状態に対応するエネルギー領域で CsI 検出器のエネルギーと ADC の ch 数の近似直線について残差をプロットしたもの。

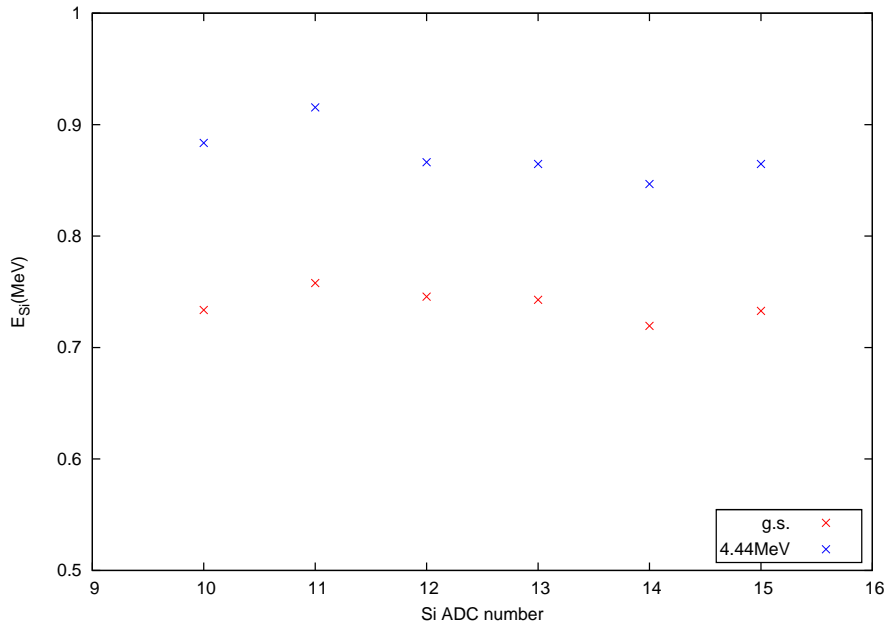


図 12.23: Si 検出器で失ったエネルギー  $E_{Si}$  をストリップごとにプロットしたもの。CsI6 では Si 検出器の ADC 番号が大きいほど実験室系の前方角度となる。

#### 12.4.4 実際に行ったキャリブレーション

以上の可能性を考慮しても、CsI 検出器のエネルギースペクトルの奇妙な点を解決することができなかった。この点を無視して、図 12.24 のようにそれぞれの CsI 検出器について基底状態と第一励起状態、さらに 9.64MeV 状態にわたるエネルギー領域で同じ 1 つの直線で近似できるとして線形フィットを行うとキャリブレーションの式は次の表 9 のようになる。

CsI number	エネルギー $E$
CsI2 ADC	$0.02565x - 3.2126$
CsI3 ADC	$0.02772x - 2.7507$
CsI4 ADC	$0.02169x - 3.4030$
CsI5 ADC	$0.02289x - 2.1786$
CsI6 ADC	$0.02301x - 3.4708$
CsI7 ADC	$0.02269x - 1.9307$
CsI8 ADC	$0.02226x - 3.2704$

表 9: CsI 検出器のキャリブレーションの式。  $x$  は CsI 検出器の ADC の ch 数を表す。

この式を利用して、CsI 検出器の ADC の値から検出したエネルギーを求めるこ

とができる。Si 検出器で検出される直前の陽子のエネルギーは、この CsI 検出器で検出されたエネルギーと、12.1 節で求めた、Si 検出器で損失したエネルギー、さらに Si 検出器と CsI 検出器の間の不感層で失われたエネルギーを合計したものであると考えらる。Si 検出器のストリップごとに角度  $\theta_4$  とこのエネルギー  $E_4$  がわかるので、

$$E_x = 2\sqrt{\frac{E_i E_4}{\tau}} \cos \theta_4 - \frac{\tau + 1}{\tau} E_4 \quad (12.6)$$

という関係を用いて励起エネルギースペクトルを作ると、図 12.25 のようになる。ここで、入射エネルギー  $E_i = 250\text{MeV}$ ,  $\tau = \frac{m_i}{m_t} = 12$  である。ただし、Si 検出器と CsI 検出器でのエネルギーについては実験値を用いたが、不感層でのエネルギーについては測定することができないので LISE++ を用いて理論的に予測した値を用いた。

上述した奇妙な点を解決しないままのキャリブレーションパラメータを用いたためにピーク位置がずれており、たとえばこのスペクトルでは本来  $9.64\text{MeV}$  であるはずのピークは  $9.61\text{MeV}$  のところにある。最終的に検出器全体のエネルギースペクトルを求めるには、ピーク位置をあわせておく必要があるので、基底状態、第一励起状態、 $9.64\text{MeV}$  の状態のピークの mean が正しい位置にくるよう、補正を行った。具体的には、現在の仮のキャリブレーションによる励起エネルギースペクトルのピーク位置を  $x_1(\text{MeV})$ , 本来あるべきピーク位置を  $x_2(\text{MeV})$  として、 $x_2$  を  $x_1$  の 2 次関数として近似曲線を求めるという作業を Si 検出器のすべてのストリップについて行った。この近似曲線は次の表 11, 表 10 のようになった。

またこのようにして補正した励起エネルギースペクトルは図 12.26 のようになり、補正したとおり基底状態、 $4.44\text{MeV}$  状態、 $9.64\text{MeV}$  状態のピークは本来あるべき位置に来ている。ただし、図 12.26 のスペクトルでは 12.7 節で後述する貫通イベントが  $3.3\text{MeV}$  付近と  $7.8\text{MeV}$  付近に見られ、そのために  $7.65\text{MeV}$  状態のピークに関してはもともと断面積の小さい領域で測定したせいもあり正しいピークが見えているのかどうか判別することができなかった。

このようにして決めた  $E_x$  を最終的な励起エネルギースペクトルに用いることにした。12.9 章で後述するとおり、にある RUN19~RUN35 までのすべての RUN について励起エネルギースペクトルを作り足しあわせたものが 12.47 であり、このスペクトルの  $9.64\text{MeV}$  状態のピークについてのエネルギー分解能は  $0.29\text{MeV}$  であった。

CsI2	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si downdown ADC2	$-0.0068x^2 + 1.0667x - 0.0076$
Si downdown ADC3	$-0.0046x^2 + 1.0496x - 0.0972$
Si downdown ADC4	$-0.0061x^2 + 1.0567x - 0.0077$
Si downdown ADC5	$-0.0059x^2 + 1.0575x - 0.0899$
Si downdown ADC6	$-0.0040x^2 + 1.0356x + 0.0111$
Si downdown ADC7	$-0.0027x^2 + 1.0277x - 0.1090$
CsI3	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si downup ADC10	$-0.0009x^2 + 1.0045x + 0.0177$
Si downup ADC11	$-0.0060x^2 + 1.0577x - 0.0651$
Si downup ADC12	$-0.0046x^2 + 1.0431x - 0.0033$
Si downup ADC13	$-0.0049x^2 + 1.0518x - 0.1227$
Si downup ADC14	$-0.0033x^2 + 1.0343x - 0.0195$
Si downup ADC15	$-0.0025x^2 + 1.0362x - 0.1357$
CsI4	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si downup ADC2	$-0.0035x^2 + 1.0384x + 0.0465$
Si downup ADC3	$-0.0030x^2 + 1.0346x - 0.0680$
Si downup ADC4	$-0.0027x^2 + 1.0287x + 0.0118$
Si downup ADC5	$-0.0039x^2 + 1.0424x - 0.0995$
Si downup ADC6	$-0.0034x^2 + 1.0312x + 0.0010$
Si downup ADC7	$-0.0063x^2 + 1.0608x - 0.1417$

表 10: Si 検出器 down(CsI2~4 までに対応する Si 検出器) のストリップごとについての、励起エネルギーを補正する式。

CsI5	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si updown ADC5	$-0.0052x^2 + 1.0548x - 0.0332$
Si updown ADC6	$-0.0074x^2 + 1.0815x - 0.1258$
Si updown ADC7	$-0.0078x^2 + 1.0823x - 0.0190$
CsI6	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si updown ADC10	$-0.0059x^2 + 1.0573x - 0.1295$
Si updown ADC11	$-0.0056x^2 + 1.0514x - 0.0151$
Si updown ADC12	$-0.0055x^2 + 1.0598x - 0.1188$
Si updown ADC13	$-0.0044x^2 + 1.0442x - 0.0025$
Si updown ADC14	$-0.0044x^2 + 1.0502x - 0.1025$
Si updown ADC15	$-0.0043x^2 + 1.0467x + 0.0132$
CsI7	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si upup ADC5	$-0.0032x^2 + 1.0224 + 0.0434$
Si upup ADC6	$-0.0032x^2 + 1.0287 - 0.0141$
Si upup ADC7	$-0.0024x^2 + 1.0205 + 0.1304$
CsI8	
strip number	励起エネルギー $E_x$
Si upup ADC10	$-0.0038x^2 + 1.0396 - 0.1410$
Si upup ADC11	$-0.0042x^2 + 1.0395 - 0.0439$
Si upup ADC12	$-0.0057x^2 + 1.0585 - 0.1382$
Si upup ADC13	$-0.0047x^2 + 1.0471 - 0.0115$
Si upup ADC14	$-0.0043x^2 + 1.0446 - 0.0917$
Si upup ADC15	$-0.0070x^2 + 1.0704 + 0.0227$

表 11: Si 検出器 up(CsI5~8 までに対応する Si 検出器) のストリップごとについての、励起エネルギーを補正する式。

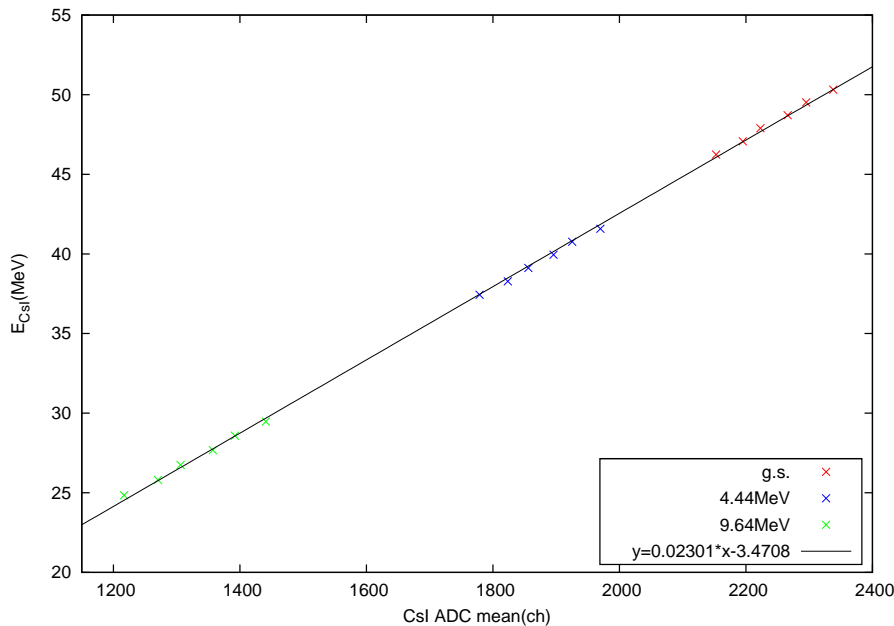


図 12.24: CsI6 について基底状態と第一励起状態、さらに 9.64MeV 状態にわたるエネルギー領域で同じ 1 つの直線で近似できるとして線形フィットを行ったもの。

## 12.5 GR 下流プラスチックシンチレータの解析

### 12.5.1 1mm プラスチックシンチレータの位置 calibration

GR の焦点面に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量は飛来した位置、つまり  $^{12}\text{C}$  の曲率半径から求めることが出来る。焦点面には長さ 120cm、厚さ 1mm のプラスチックシンチレータを設置した。粒子が飛来した位置は左右の光電子増倍管へ信号が到達した時間差から求めることが出来る。プラスチックシンチレータの長さを  $L$  m、シンチレータ中の光速を  $c'$  m/s、粒子が飛来した位置を左から  $x$  m とすると、光が左右の光電子増倍管に到達するまでの時間差  $\Delta T$  は

$$\Delta T = \frac{x}{c'} - \frac{L-x}{c'} = \frac{2x}{c'} - \frac{L}{c'} \quad (12.7)$$

となり、時間差は飛来位置の 1 次関数で表される。我々はこの関係を利用して左右光電子増倍管の TDC 情報から  $^{12}\text{C}$  が飛来した位置、すなわち運動量、エネルギーを求めることにした。

我々はビームタイム前の準備期間中に位置と TDC 差のキャリブレーションを行った。calibration には  $^{90}\text{Sr}$  線源からの  $\beta$  線を利用した。まず線源をシンチレータ中央に設置して、左右の光電子増倍管のデータを取得した。次に線源を中央から (GR 上流からみて) 左側 40 cm の位置、中央から右側 40 cm に設置してそれぞれデータを取得した。それぞれの時間差を図 12.27~ 図 12.29 に示す。ピークの ch 数は、線源を中央に設置した時が -3.491 ch、左側 40 cm に設置した時が -23.12 ch、

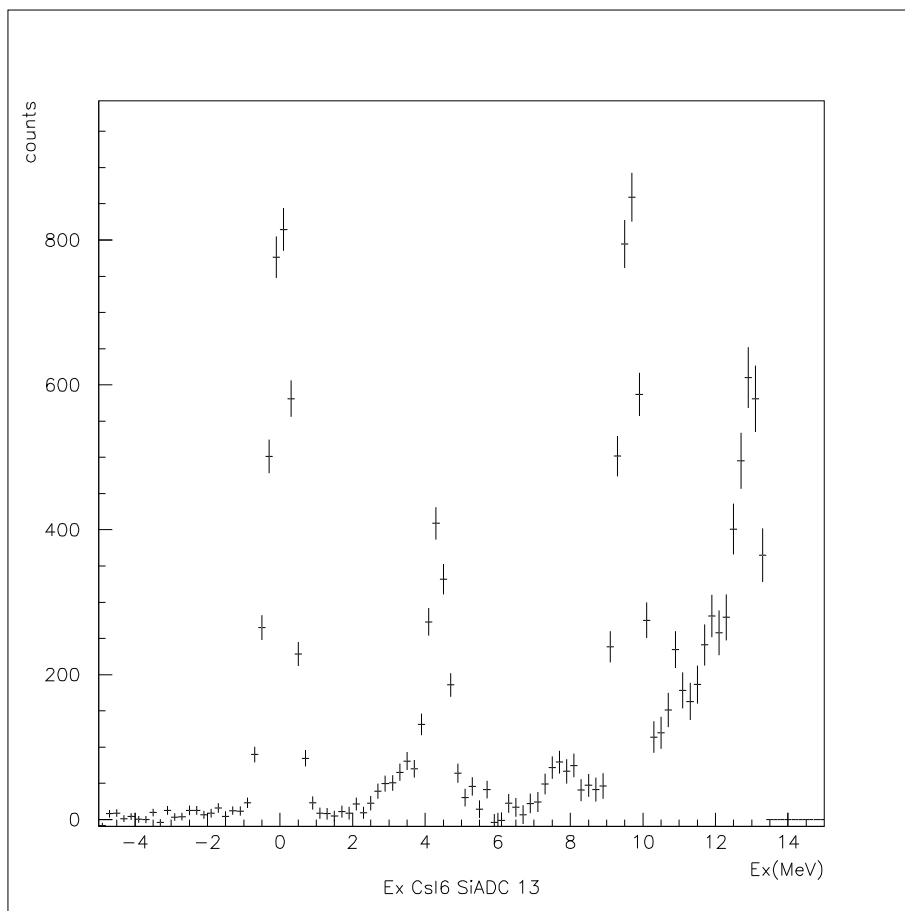


図 12.25: CsI6 のあるストリップについて、上で求めたキャリブレーションの式を用いた陽子のエネルギーから励起エネルギースペクトルを作ったもの。

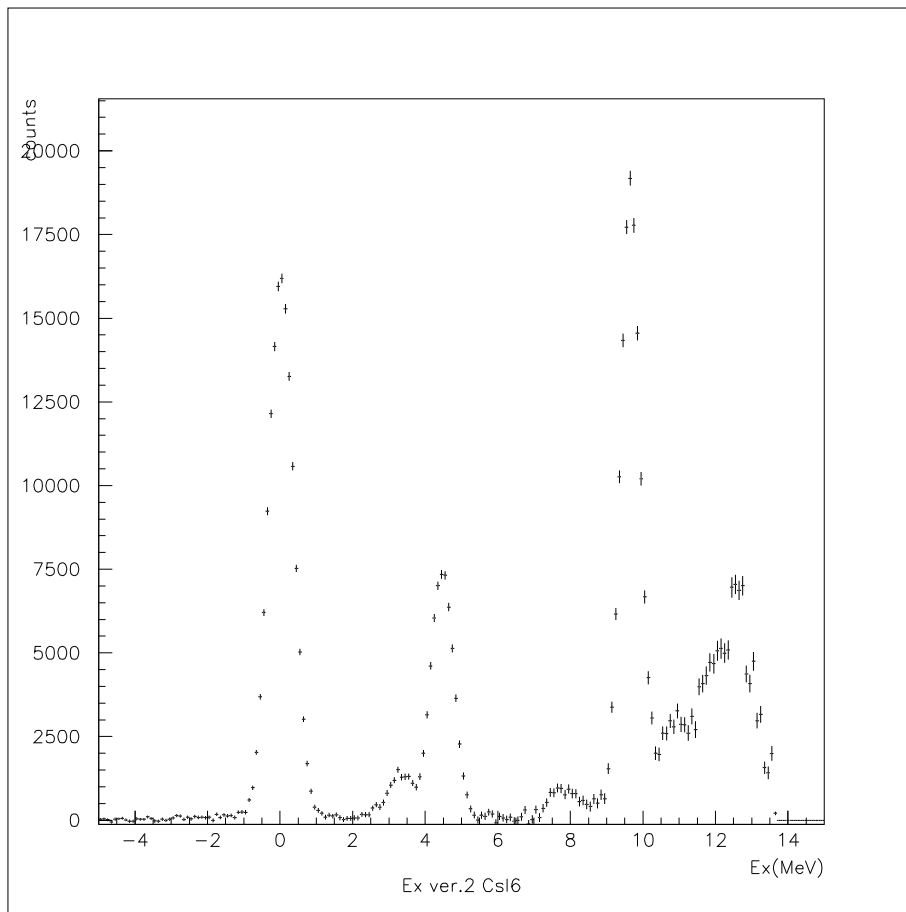


図 12.26: 基底状態、第一励起状態、9.64MeV 状態のピークが本来あるべき位置にくるように補正をした後の、CsI6 についての励起エネルギースペクトル。



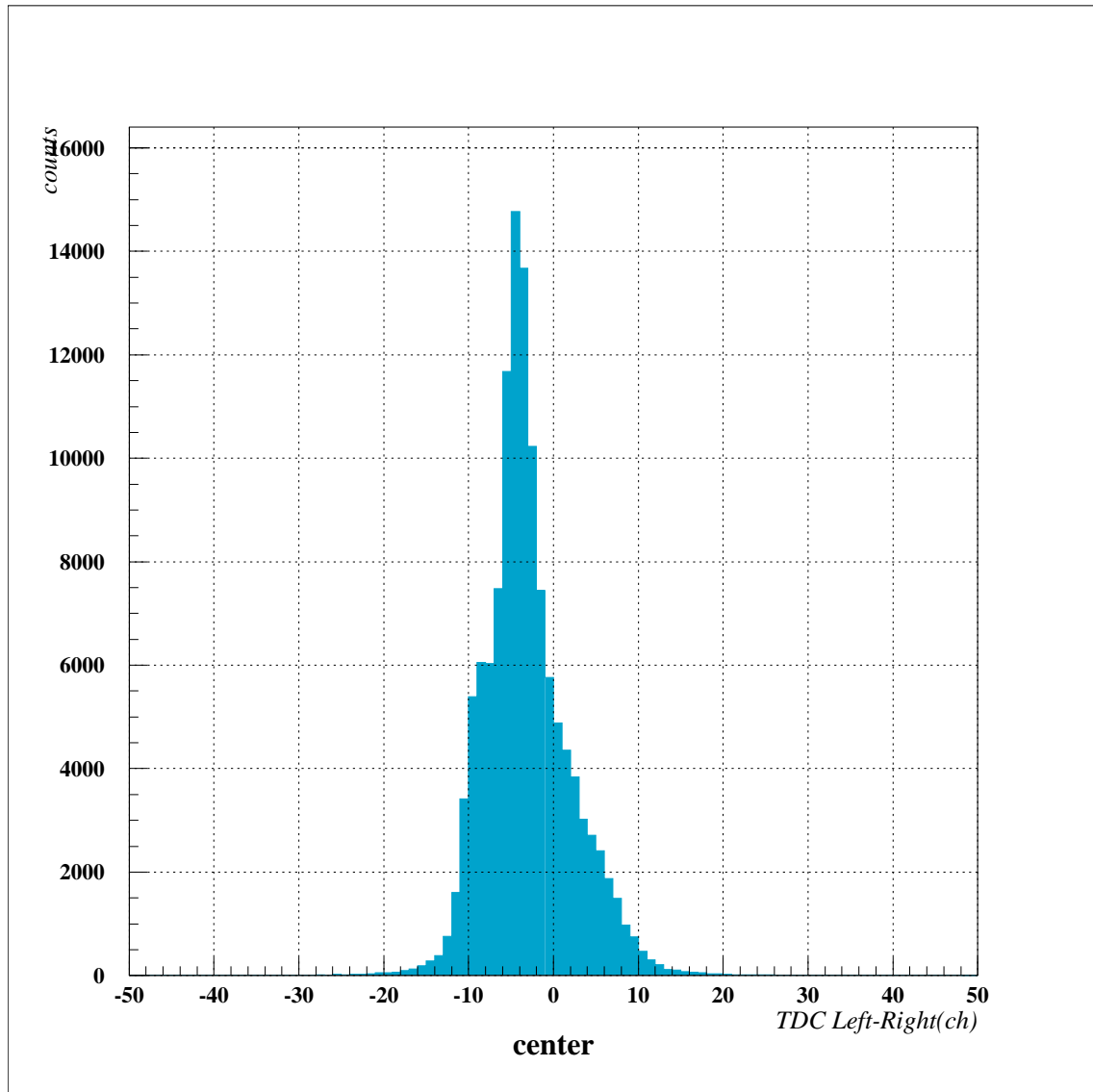


図 12.27: 中央に線源を設置した時の左右光電子増倍管の TDC 差。横軸は左右の TDC 差 [ch]、縦軸はカウント数。線源を左に置く程左側の光電子増倍管へ信号が到達する時間が短くなるため、ピーク位置は左側に来る。

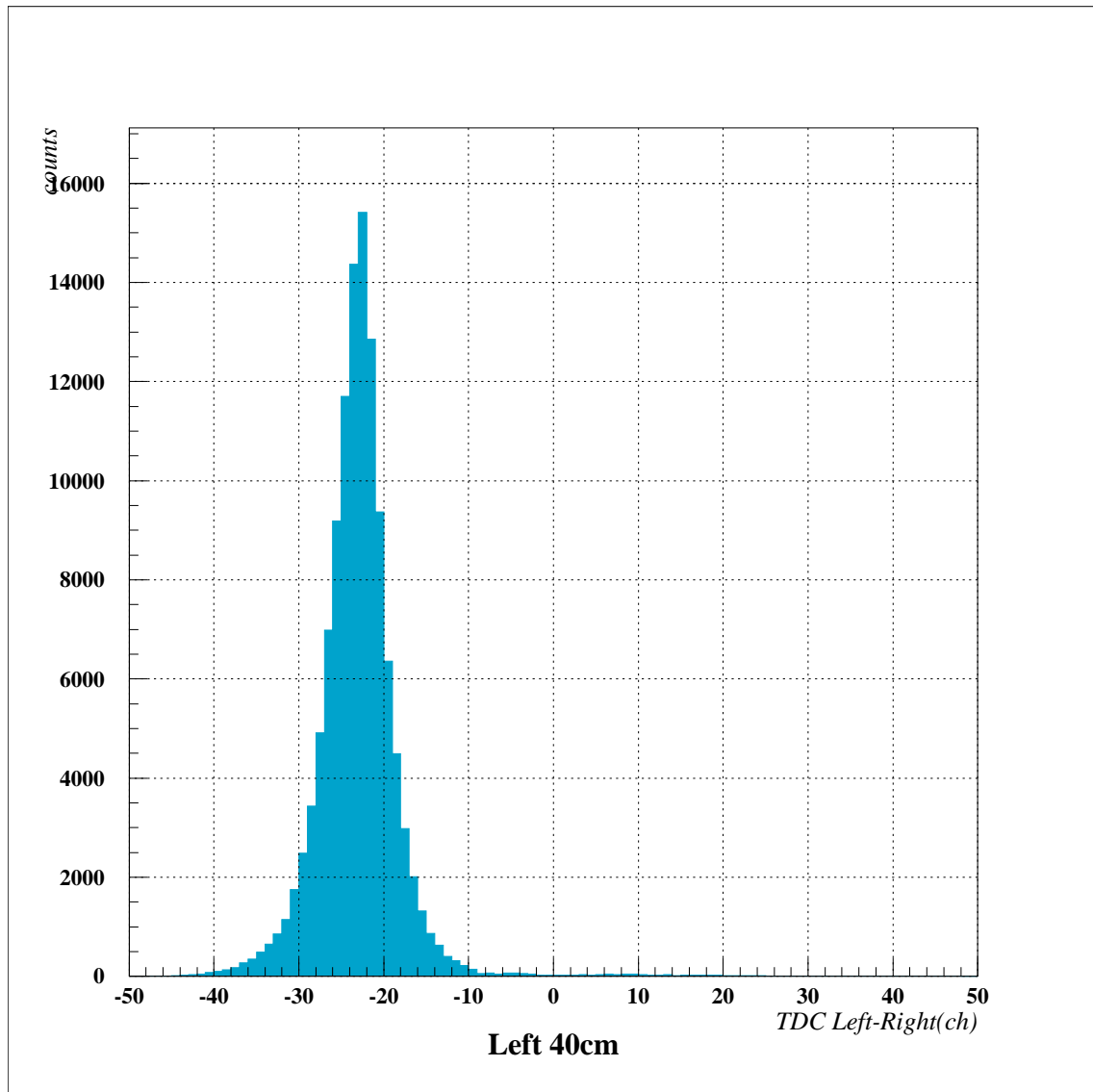


図 12.28: 左側 40cm に線源を設置した時の左右 TDC 差。

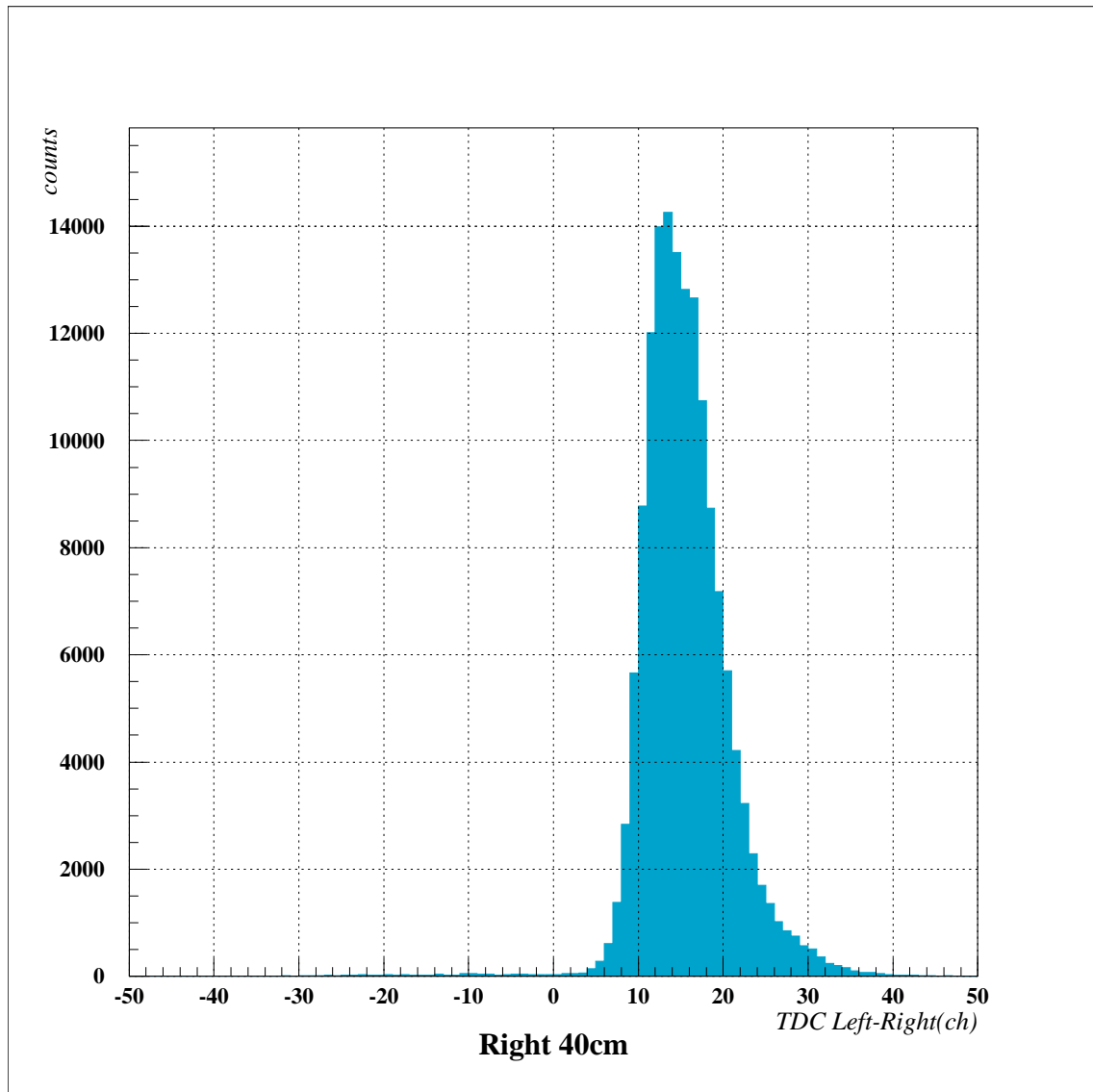


図 12.29: 右側 40cm に線源を設置した時の左右 TDC 差。

右側 40 cm に設置した時が 15.34 ch であった。この結果を横軸を TDC の時間差 [ch]、縦軸をシンチレータの位置 [cm] (右側を正) でプロットすると図 12.30 のようになった。これを 1 次関数でフィッティングすると以下のキャリブレーションの式が得られた。

$$\text{位置 [cm]} = 2.0787 \times (\text{左右の TDC 差}) \text{ [ch]} + 7.823 \quad (12.8)$$

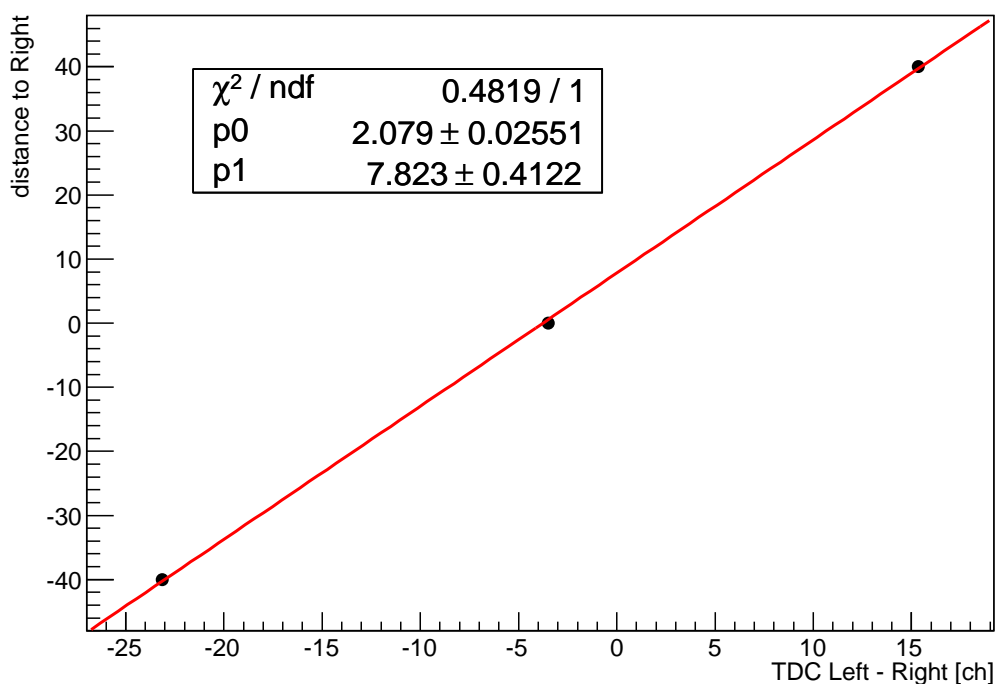


図 12.30: 1mm シンチレータの位置と TDC 差の関係。横軸は左右光電子増倍管の TDC 差 [ch]、縦軸はシンチレータの中心からの距離 [cm]。p0, p1 の値はデータを 1 次関数でフィッティングした際の傾きと切片。

### 12.5.2 1mm シンチレータ位置から $^{12}\text{C}$ 運動量への変換

次に GR 焦点面に飛来した位置から、飛来した  $^{12}\text{C}$  の運動量情報に変換する。磁場中を飛行する荷電粒子の運動量と曲率半径の関係は以下の通りである。荷電粒子が磁場中を運動するとローレンツ力により粒子は円運動を行う。粒子の質量、電荷を  $m$  [kg],  $q$  [C] とし、磁場中の飛行速度を  $v$  [m/s], 曲率半径を  $\rho$  [m], 磁場を  $B$  [T] とすると、粒子が感じる遠心力とローレンツ力が釣り合うので、

$$\frac{mv^2}{\rho} = qvB \implies B\rho = \frac{mv}{q} \quad (12.9)$$

この関係式から、磁場を固定すると粒子の曲率半径からその粒子の運動量を知ることが出来る。GR 焦点面にはプラスチックシンチレータが粒子軌道に対して垂直に設置してあるので、シンチレータでの飛来位置から粒子の曲率半径を求めることが出来る。

GR 焦点面のプラスチックシンチレータの位置情報から運動量への変換式を求めるために、GR の設置角度を  $0^\circ$  にして、250 MeV の  $^{12}\text{C}$  ビームを入射させ、磁場の値を変えながらシンチレータへの飛来位置を観測した。エネルギー 250 MeV (運動量 2372 MeV/c)、電荷が  $+5e$  の  $^{12}\text{C}$  が GR 焦点面の中心 (1mm シンチレータの中心) に飛来する時の GR の磁場の値は 440.606 mT である。この磁場に加えて、444.994 mT, 446.75 mT に磁場を設定して観測を行った。それぞれの結果は図 12.31 ~ 図 12.33 のようになった。

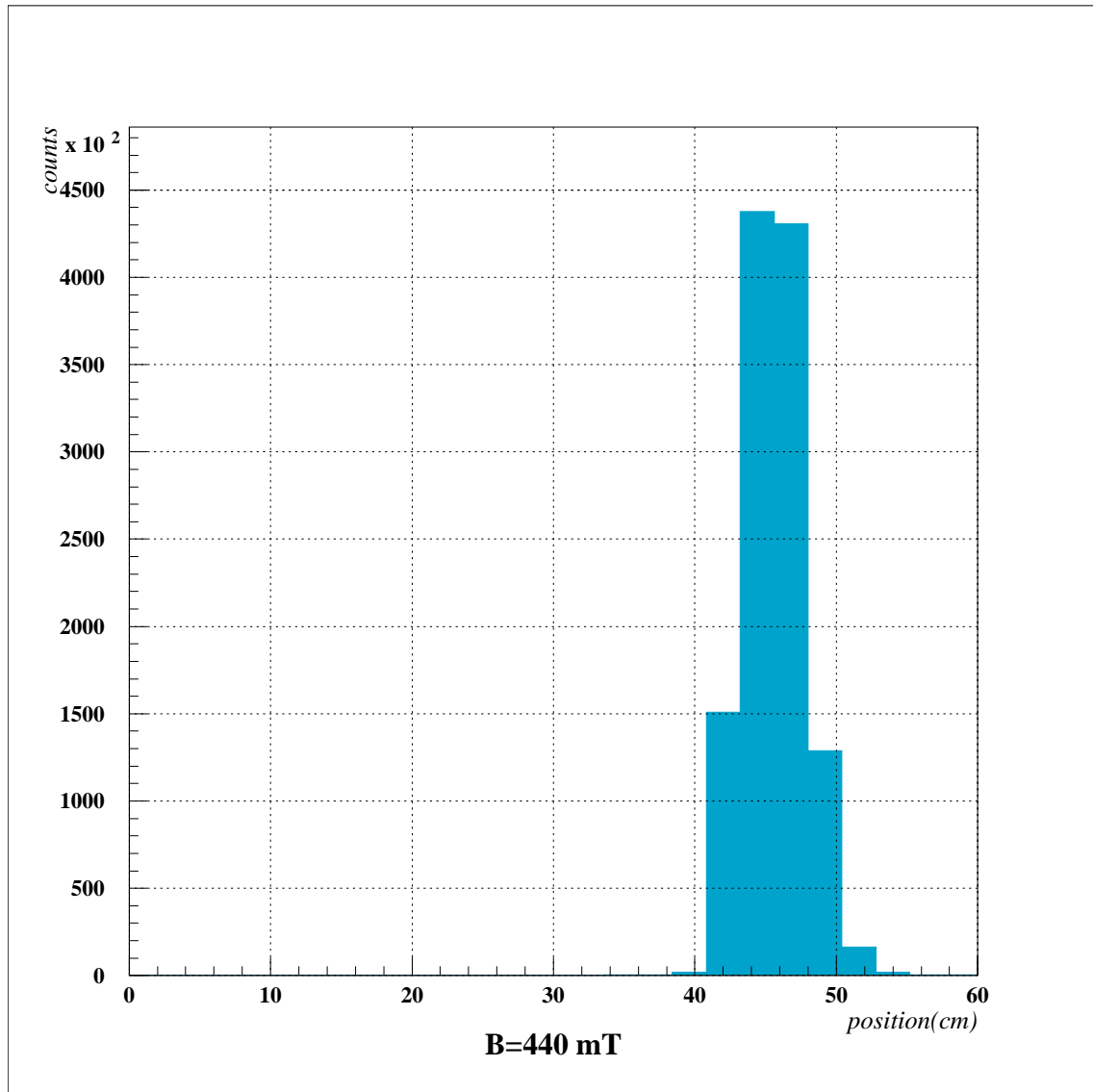


図 12.31:  $B = 440.606$  mT の時の  $^{12}\text{C}$  の飛来位置。横軸はシンチレータでの飛来位置 [cm]、縦軸はカウント数。式 (12.9) より、ビーム運動量は一定なので磁場を大きくすると、 $^{12}\text{C}$  の曲率半径は小さくなり、飛来位置は左側に移る。

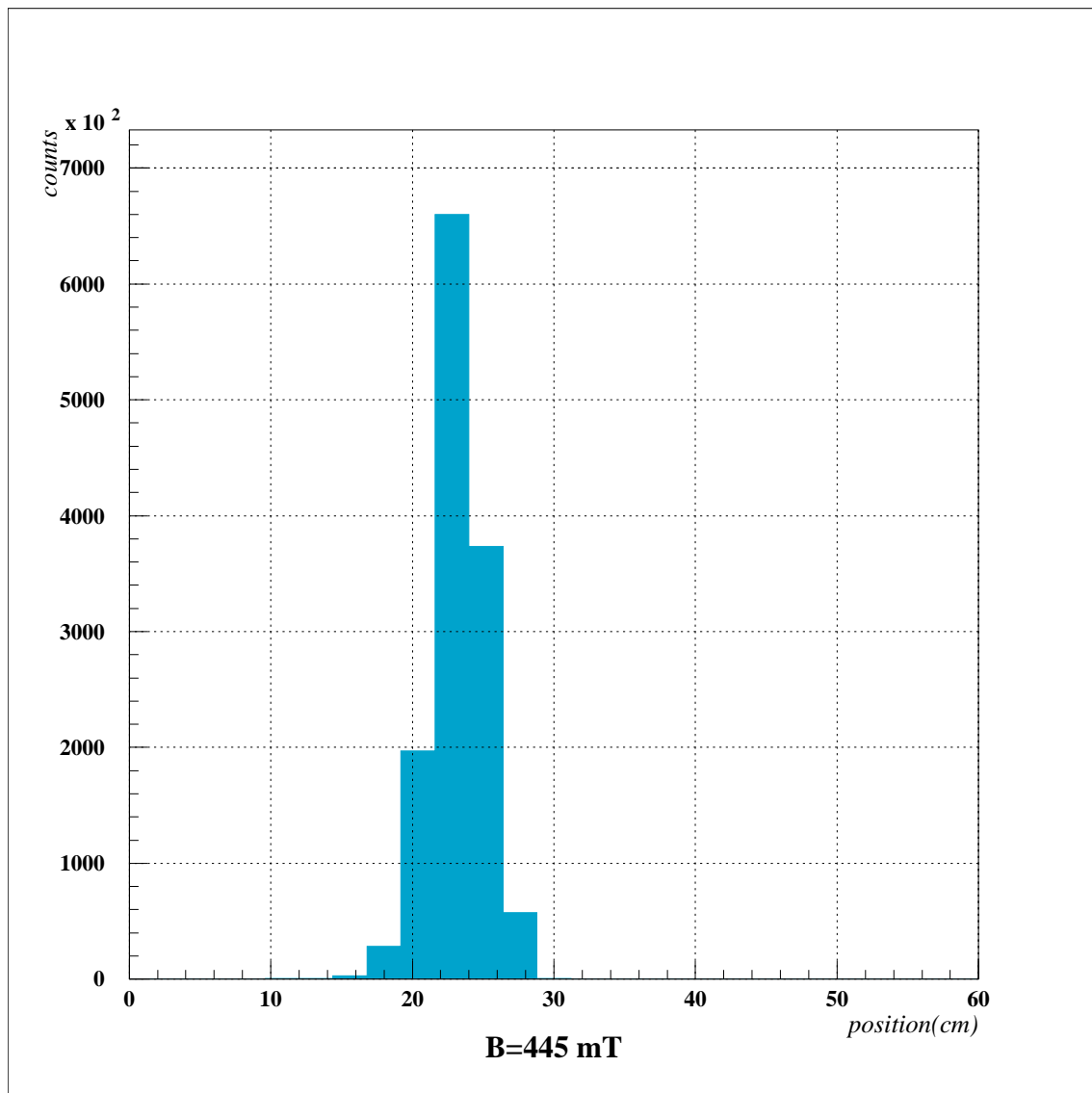


図 12.32:  $B = 444.994 \text{ mT}$  の時の  $^{12}\text{C}$  の飛来位置。

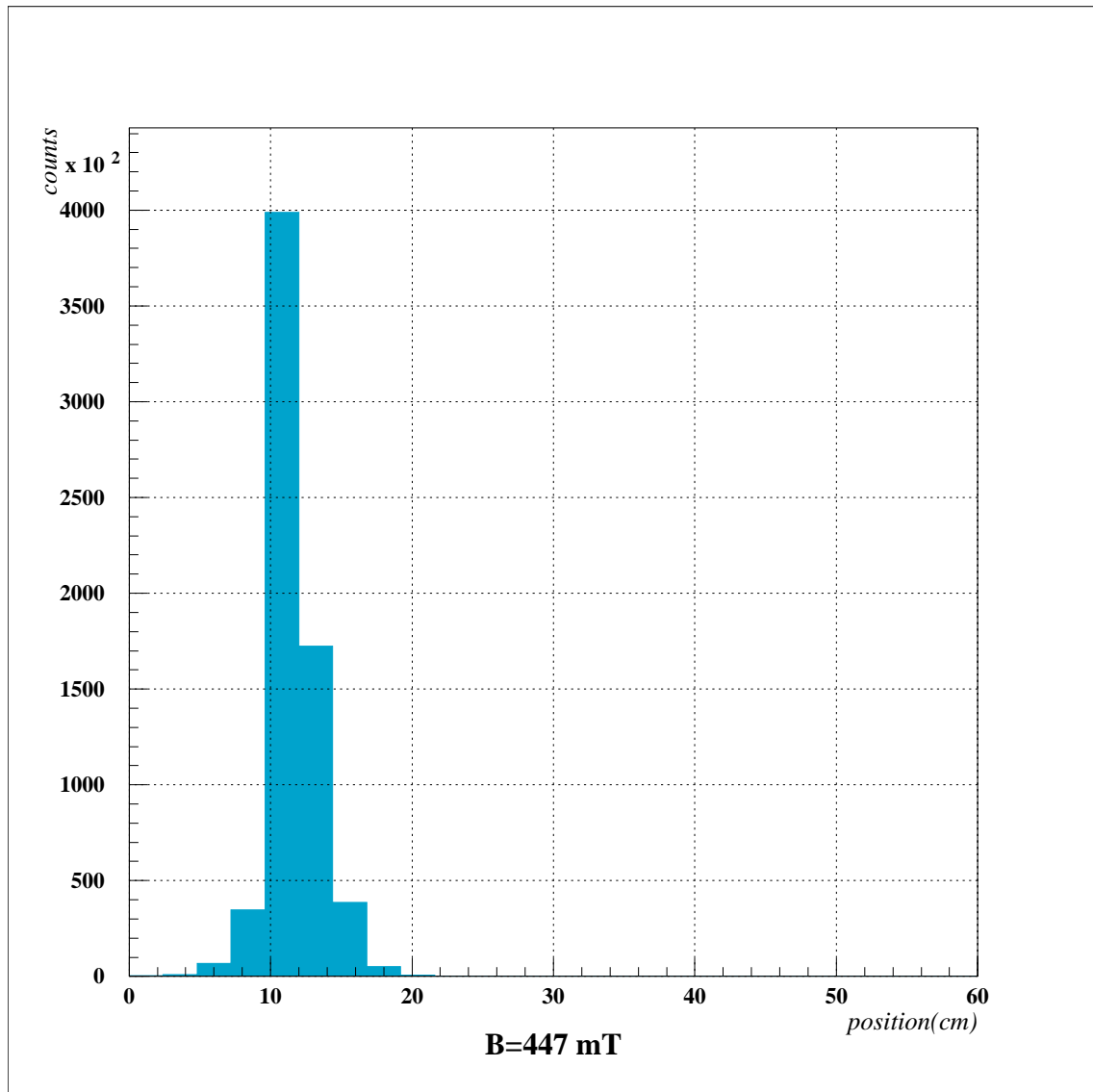


図 12.33:  $B = 446.75$  mT の時の  $^{12}\text{C}$  の飛来位置



$B=440.606, 444.994, 446.75$  mT 時の  $^{12}\text{C}$  の飛来位置のピークはそれぞれ 46.978, 22.369, 12.151 cm であった。注目すべきは、 $B=440.60$  mT の時に GR 焦点面の中心に  $^{12}\text{C}$  が来ていないことである。これはビームのエネルギーが本当は 250 MeV ではなかった可能性を示唆している。

$B=446.75$  mT の時に 12.151 cm の位置に  $^{12}\text{C}$  が飛来していたが、ここではこのときに  $^{12}\text{C}$  が GR の焦点面中心に飛来したとみなす。(プラスチックシンチレータは GR 焦点面に固定されていた訳ではなく、シンチレータの設置は我々が行ったので、シンチレータの位置と GR 焦点面の位置はあくまでも相対的なものである。) 式 (12.9) より、磁場と運動量は比例する。したがって磁場が 440.606 mT の時に GR 中心に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量が 2372 MeV/c より、磁場が 446.75 mT の時に GR 中心に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量  $p_b$  は

$$p_b = 2372 \times \frac{446.75}{440.606} = 2405 \text{ MeV/c} \quad (12.10)$$

これはエネルギーで 257 MeV である。以後ではビームエネルギーを 257 MeV として扱う。

次にシンチレータの飛来位置から  $^{12}\text{C}$  運動量の変換を行う。 $^{12}\text{C}$  励起状態の  $\gamma$  崩壊確率を決定するための本測定では、シミュレーションの結果より、GR の中心磁場を  $B=415.644$  mT、すなわち  $B\rho=1.24693$  Tm に設定して実験を行った。さきの計算と同様に、磁場が  $B=446.75$  mT の時に 12.151 cm の位置に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量が 2405 MeV/c なので、 $B=415.644$  mT の時に同じ位置に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量は

$$p = 2405 \times \frac{415.644}{446.75} = 2238 \text{ MeV/c} \quad (12.11)$$

となる。また、 $B=440.606$  mT の時にビーム運動量 2405 MeV/c を持つ  $^{12}\text{C}$  の飛来位置は 46.978 cm であったので、本番磁場  $B=415.644$  mT に設定した時に同じ位置に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量は

$$p = 2405 \times \frac{415.644}{440.606} = 2269 \text{ MeV/c} \quad (12.12)$$

最後に  $B=444.944$  mT の時にビーム  $^{12}\text{C}$  は 22.369 cm の位置に飛来していたので、本番磁場でこの位置に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量は

$$p = 2405 \times \frac{415.644}{444.944} = 2247 \text{ MeV/c} \quad (12.13)$$

となる。これらの結果から横軸をシンチレータの位置、縦軸をその位置に飛来する  $^{12}\text{C}$  の運動量をプロットすると図 12.34 のようになった。これを 1 次関数でフィッティングすると以下のような位置と運動量の関係式を得た。

$$p \text{ [MeV/c]} = 0.8936 \times (\text{position [cm]}) + 2227 \quad (12.14)$$

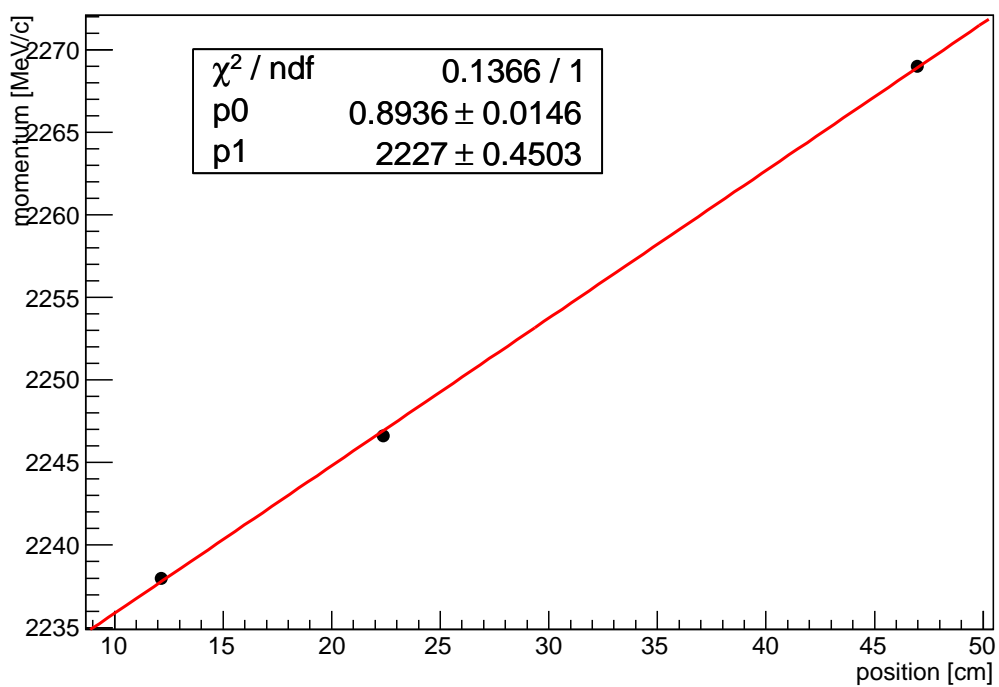


図 12.34: 1mm プラスチックシンチレータに  $^{12}\text{C}$  が飛来したときのシンチレータの位置と  $^{12}\text{C}$  の運動量の関係。

### 12.5.3 1mm プラスチックシンチレータにおける $^{12}\text{C}$ 飛来イベントの選別

次に、我々が観測したい  $^{12}\text{C}$  と陽子の非弾性散乱現象を選び抜くために様々なゲートを課していく。GR 下流の 1mm プラスチックシンチレータでの粒子識別を ADC, TDC 情報から行う。

$^{12}\text{C}$  がシンチレータに入射したとき、 $^{12}\text{C}$  のエネルギー損失に比例した量のシンチレーション光が放出される。このシンチレーション光は左右両端の光電子増倍管で電気信号に変換される。また、 $^{12}\text{C}$  の励起状態が  $\alpha$  崩壊を起こしてシンチレータに  $\alpha$  粒子が飛来した際はエネルギー損失が小さいので光量が減少すると予想される。したがって  $^{12}\text{C}$  の飛来イベントを選別するには光電子増倍管の波高情報が必要である。シンチレーション光が等方的に放出されるとすると、光電子増倍管で検出される光の量は発光した位置と光電子増倍管との距離に対して指数関数的に減少する。したがって両側の光電子増倍管の ADC の相乗平均は、発光した位置に関係せず、シンチレータでの発光量、つまり粒子のエネルギーのみに依存する。

図 12.35 は 1mm プラスチックシンチレータに飛来した粒子の ADC(左右の相乗平均) と TOF(左右の相加平均とビーム RF との差) 相関である。同じ形をした相関が縦に複数並んでいるのは、12.3 節で述べたように、シンチレータの TDC をスタートさせる CsI のタイミング信号がスルーの効果によって時間広がりを持ち、複数の RF 信号と差が取られているからである。

1mm のプラスチックシンチレータには  $^{12}\text{C}$  と  $\alpha$  粒子が飛来するはずであるが、ADC 値で区切ってみると確かに複数の種類の粒子が飛来していることが分かる。図 12.35 の赤色、黒色の枠で囲った粒子はそれぞれ  $^{12}\text{C}$ 、 $\alpha$  粒子と推測される。なぜなら、2つの粒子の飛来したタイミングはほぼ同時であり ( $^{12}\text{C}$  が  $\alpha$  崩壊しても粒子の速度はほとんど変化しない)、 $^{12}\text{C}$  の方が電荷が大きいのでこのシンチレータでのエネルギー損失が大きいからである。1mm シンチレータの厚さは散乱槽から飛来する  $^{12}\text{C}$  は貫通せずに  $\alpha$  粒子なら貫通するように選んだ。実際、背後に設置した 1cm 厚のシンチレータに粒子が来ているという条件の下で図 12.35 と同じ図を書かせると図 12.36 のようになり、図 12.35 の黒色の枠で囲った部分だけが残った。つまり、赤色の枠で囲った部分の粒子は 1mm シンチレータを貫通出来ないのもこれは  $^{12}\text{C}$  と考えられる。

図 12.35 の黄色の枠で囲った部分の粒子については、先の 2つの粒子に比べて TOF が小さいので  $^{12}\text{C}$  よりも質量が小さい。なおかつ図 12.36 ではその粒子が現れていないので、電荷は  $^{12}\text{C}$  と同程度である。したがってこの粒子は入射  $^{12}\text{C}$  が標的内で陽子を奪って生成された  $^{13}\text{N}$  だと推測される。 $^{13}\text{N}$  と同様の相関を持つ粒子として、入射  $^{12}\text{C}$  が標的内で陽子を奪って生成される  $^{11}\text{B}$  が予想されるが、我々は以下の議論によりこの可能性を排除した。

GR の下流には運動量と電荷の比が等しい粒子のみが飛来するので、 $^{12}\text{C}$ 、 $^{13}\text{N}$ 、

$^{11}\text{B}$  についてこの量を比較すると

$$\frac{p(^{12}\text{C})}{6} = \frac{p(^{13}\text{N})}{7} = \frac{p(^{11}\text{B})}{5} \quad (12.15)$$

が成り立つ。したがって

$$p(^{13}\text{N}) = \frac{7}{6}p(^{12}\text{C}) \quad (12.16a)$$

$$p(^{11}\text{B}) = \frac{5}{6}p(^{12}\text{C}) \quad (12.16b)$$

運動エネルギーは  $E = p^2/2m$  より、 $^{13}\text{N}$ ,  $^{11}\text{B}$  のエネルギーと  $^{12}\text{C}$  のエネルギーの比を取ると

$$\frac{E(^{13}\text{N})}{E(^{12}\text{C})} = \frac{49}{39} \quad (12.17a)$$

$$\frac{E(^{11}\text{B})}{E(^{12}\text{C})} = \frac{25}{33} \quad (12.17b)$$

つまり、GR 下流に  $^{11}\text{B}$  が飛来したとすると、エネルギーは  $^{12}\text{C}$  より低いので図 12.35 の黄色枠の部分には分布しない。

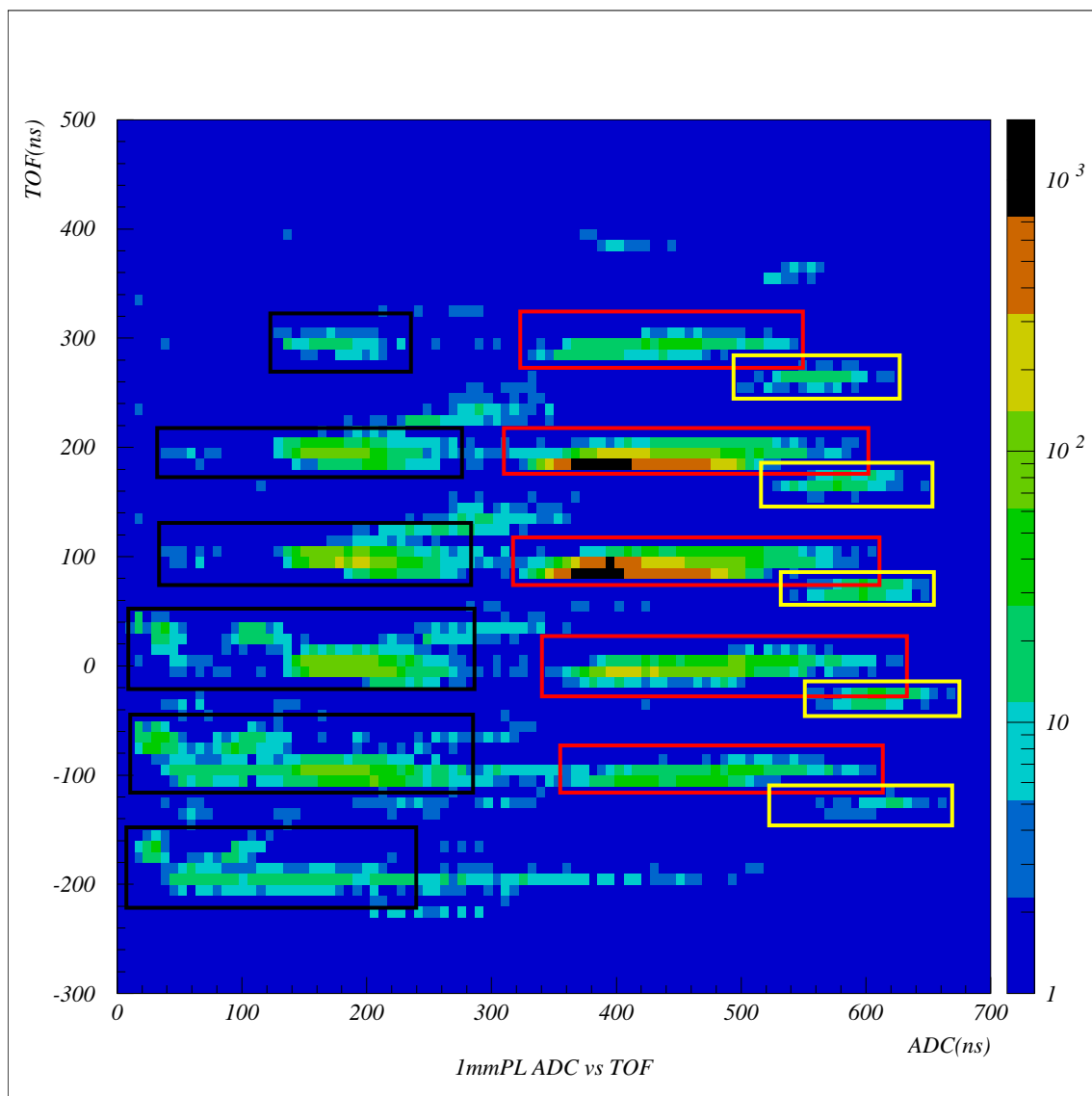


図 12.35: 1mm プラスチックシンチレータに飛来した粒子の ADC と TOF の関係。縦に同じ形のもが複数あるのは、ビーム間隔に対して TDC のゲート幅が広いためである。図中で黒、赤、黄色で囲った部分の粒子はそれぞれ  $\alpha$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  と考えられる。 $^{13}\text{N}$  は入射  $^{12}\text{C}$  から陽子を奪って生成されたと推測される。

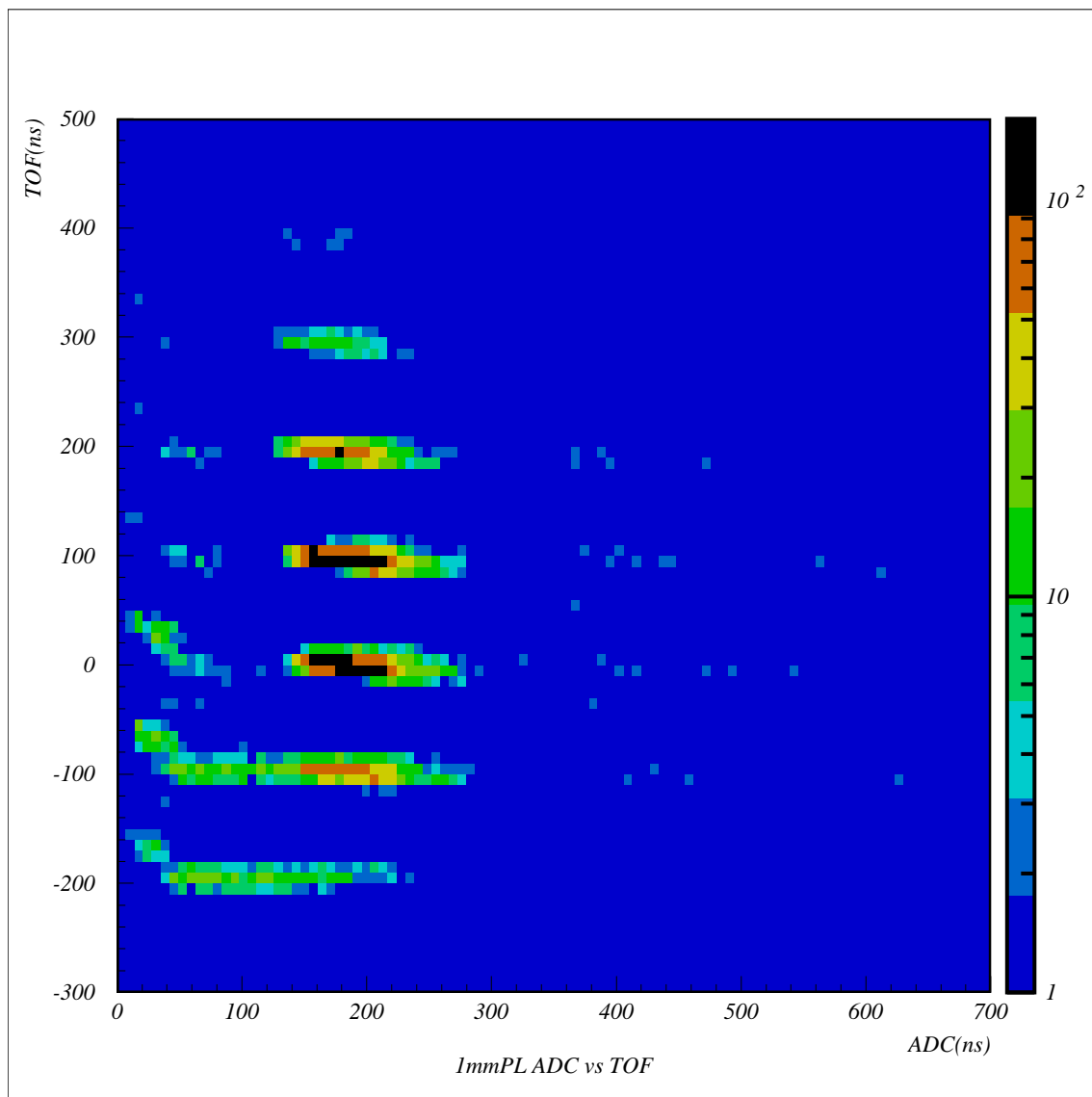


図 12.36: 背後に設置した 1cm シンチレータに粒子が来たという条件の下で描いた 1mm シンチレータの ADC、TOF 相関。 $^{12}\text{C}$  は 1mm シンチレータを貫通出来ず、 $\alpha$  粒子しか飛来していない。

図 12.35 から  $^{12}\text{C}$  が飛来したイベントを選別するゲートを掛けようとする、黄色の  $^{13}\text{N}$  が被ってしまうため、精度良く分別するのが難しい。これは主に両者の ADC 広がり大きいことに起因している。そこで、この広がりを小さくするために補正を行う。図 12.37 は 1mm プラスチックシンチレータにおける粒子の飛来位置 [cm] と ADC [ch] の相関図である。この図において、y 値が図 12.35 の x 値に対応しているため、図 12.37 で ADC 値が 350~500 ch 付近に分布しているものが  $^{12}\text{C}$  のイベントである。この図で、 $^{12}\text{C}$  イベントが曲がった形をしていることが図 12.35 で横に広がりを持つ原因になっていることが分かった。本来、左右の光電子増倍管における光量の相乗平均をとることで光量の位置依存性は打ち消されるはずであるが、何らかの理由で位置依存性が十分に打ち消されずに残ったものと考えられる。何故図 12.37 で曲がった相関を得られたのかの理由は未解明である。

この曲がった部分を 2 次関数でフィッティングすると図 12.37 内の実線のようになり、フィットして得られた関数は

$$y = 0.02827x^2 + 1.829x + 423.1 \quad (12.18)$$

であった。この関数と図 12.37 の ADC 値の差を取ると、図 12.35 での光量の位置依存性を打ち消すことが出来る。図 12.38 は、図 12.35 の横軸を ADC と式 (12.18) の差に置き換えたものである。図 12.35 に比べて、 $^{12}\text{C}$  と  $^{13}\text{N}$  のイベントの区別がはっきりとなったことが分かる。そこで、図 12.38 を用いて  $^{12}\text{C}$  イベントのゲートを作成する。以後の解析では図の赤色の枠で囲った部分のイベントでは 1mm プラスチックシンチレータに  $^{12}\text{C}$  が飛来したと判断する。この領域の範囲は下の部分から順に

$$\left\{ \begin{array}{l} -90.198 \leq x \leq 130.35, \quad -115.5 \leq y \leq -70.856 \\ -107.19 \leq x \leq 125.52, \quad -22.776 \leq y \leq -30.456 \\ -93.418 \leq x \leq 127.13, \quad -75.101 \leq y \leq -123.18 \\ -104.69 \leq x \leq 106.2, \quad -174.7 \leq y \leq -217.62 \\ -99.857 \leq x \leq 70.785, \quad -270.86 \leq y \leq -318.94 \end{array} \right. \quad (12.19)$$

である。図 12.38 の枠内にもしも  $\alpha$  粒子のイベントが混ざっていても、それを排除出来るように、 $^{12}\text{C}$  のイベントを選別する際は背後のシンチレータには粒子が来ないという条件も課す。1cm シンチレータの ADC が 10~650 ch で検出されているイベントは  $^{12}\text{C}$  イベントから排除されるようにした。

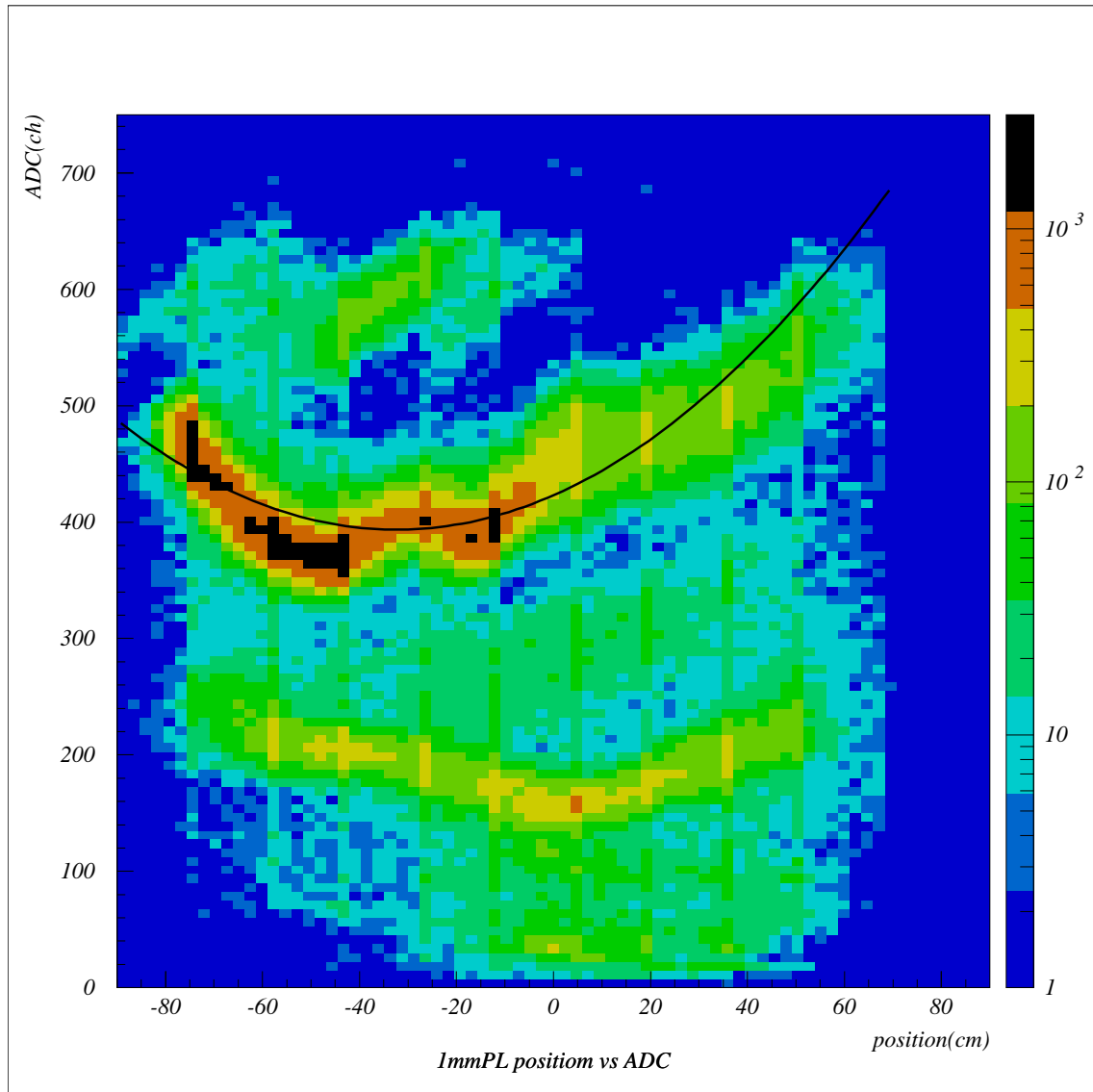


図 12.37: 1mm シンチレータでの粒子の飛来位置と ADC の関係。ADC の値が position の関数として大きく曲がっていることが図 12.35 での粒子識別を難しくしている。実線はこの部分を 2 次関数でフィッティングしたもの。



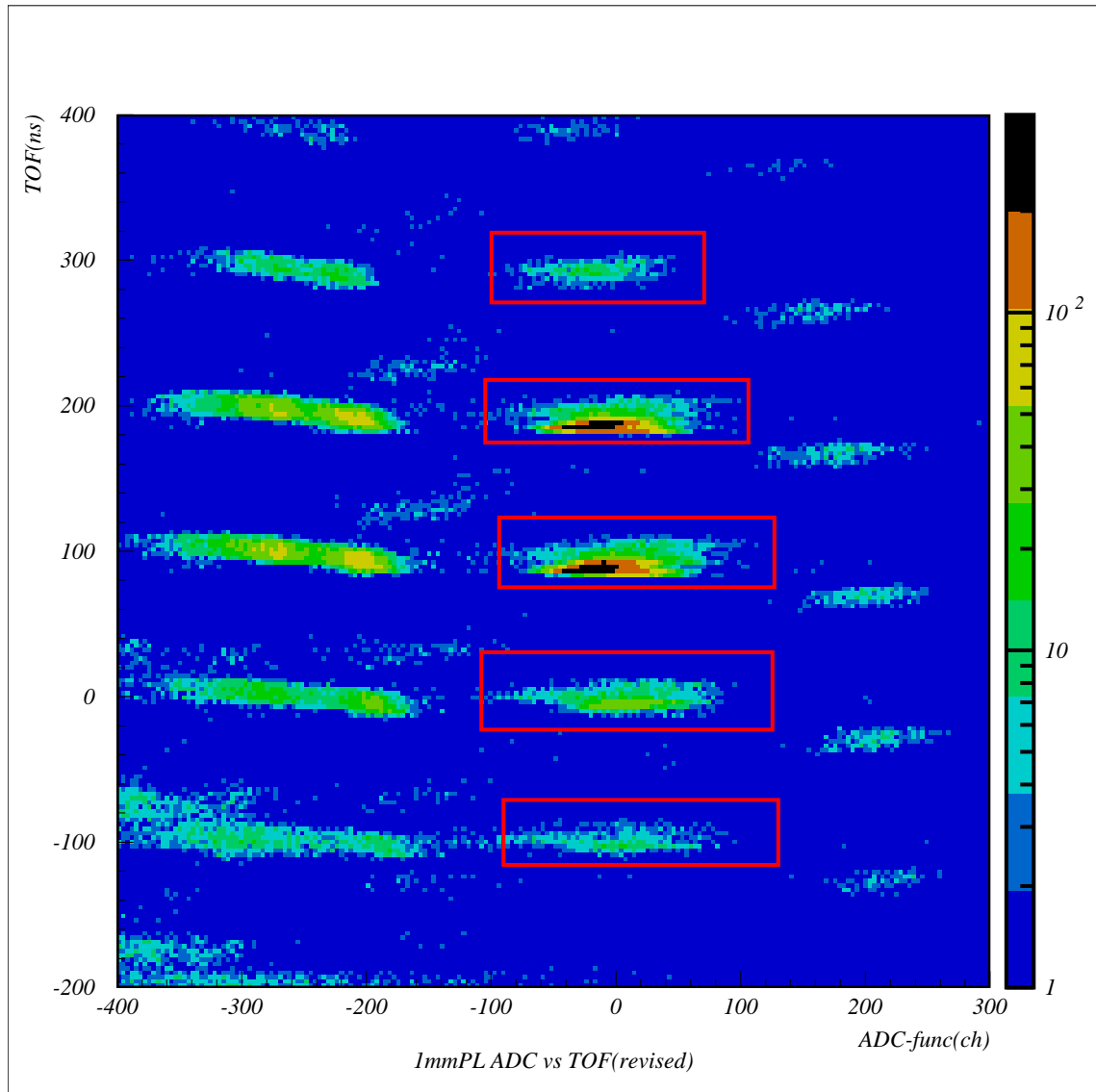


図 12.38: 1mm シンチレータでの補正した ADC と TOF の関係。横軸は ADC 値から式 (12.18) を引いたもので、図 12.35 に比べて、 $^{12}\text{C}$  と  $^{13}\text{N}$  の粒子識別が容易になった。赤色の枠で囲った部分が  $^{12}\text{C}$  のイベントである。

#### 12.5.4 プラスチックシンチレータと Si, CsI 検出器のタイミングの確認

次に散乱槽内の Si, CsI 検出器がイベントを検出したタイミングと GR 下流のプラスチックシンチレータがイベントを検出したタイミングの関係を両者の TDC 情報から確認する。

入射  $^{12}\text{C}$  が散乱槽内で標的と非弾性散乱を起こした後、GR 下流まで到達するまでにはおよそ 400 ns かかる。そのため、散乱槽内の検出器とプラスチックシンチレータのコインシデンスが取れるように ADC, TDC のゲート幅を 500 ns と広く取った。しかし、ビームは約 100 ns のバンチ幅で散乱槽に飛来するので、異なるバンチ由来の陽子と  $^{12}\text{C}$  が Si 検出器とプラスチックシンチレータのコインシデンス条件を満たしてアクシデンタルコインシデンスとして検出されてしまうと予想される。

以下の図 12.39, 図 12.40 はそれぞれ Si の上側, 下側の TOF と 1mm プラスチックシンチレータの TOF の相関である。これらの図には、シンチレータに  $^{12}\text{C}$  が飛来したというゲート (前節の式 (12.19) と 1cm シンチレータに粒子が来ていないという条件) を課している。図において、Si 検出器で検出されたイベントとプラスチックシンチレータで検出されたイベントが同じビーム由来で正しいタイミングで検出されているのは赤線で挟まれた領域である。これらが間隔がバンチ間隔と同じ約 100 ns で傾き 1 の直線上に分布しているのは、例えば  $x=100$  ns,  $y=0$  ns でのタイミングよりも Si 検出器で 100 ns 後のバンチで粒子を検出したならば散乱された  $^{12}\text{C}$  も必ず同じ時間だけ後に検出されるからである。図の黄色線で挟まれた 2 つの領域は、正しくコインシデンスが取れているタイミングよりも Si, シンチレータのうちどちらかが 1 バンチ分遅くに検出されているので、これはアクシデンタルコインシデンスのイベントである。我々がこの図をもとに作成した、正しいタイミング、アクシデンタル コインシデンスの条件式は Si の上側で

$$x - 118.67 \leq y \leq x - 24.724 \quad (\text{正しいタイミング}) \quad (12.20\text{a})$$

$$x - 212.62 \leq y \leq x - 134.87 \quad (\text{アクシデンタル}) \quad (12.20\text{b})$$

$$x - 11.766 \leq y \leq x + 65.984 \quad (\text{アクシデンタル}) \quad (12.20\text{c})$$

Si の下側で

$$x + 1.1924 \leq y \leq x + 104.86 \quad (\text{正しいタイミング}) \quad (12.21\text{a})$$

$$x - 92.756 \leq y \leq x - 8.5264 \quad (\text{アクシデンタル}) \quad (12.21\text{b})$$

$$x + 111.34 \leq y \leq x + 182.61 \quad (\text{アクシデンタル}) \quad (12.21\text{c})$$

であった。

アクシデンタルコインシデンスはランダムな事象であり、正しくタイミングがとれている領域にも含まれており、この分は取り除かれなければならない。赤線で

挟まれた領域内に含まれるアクシデンタルコインシデンスの個数はランダム性ゆえに黄色で囲まれた領域内の平均にほぼ等しくなるはずである。したがって、以後の解析において正しくタイミングを取れているイベントの選別を行う際は、赤線の領域内のものを選び出し、さらに2つの黄色の領域内のイベントの和を1/2倍して差を取ることにする。

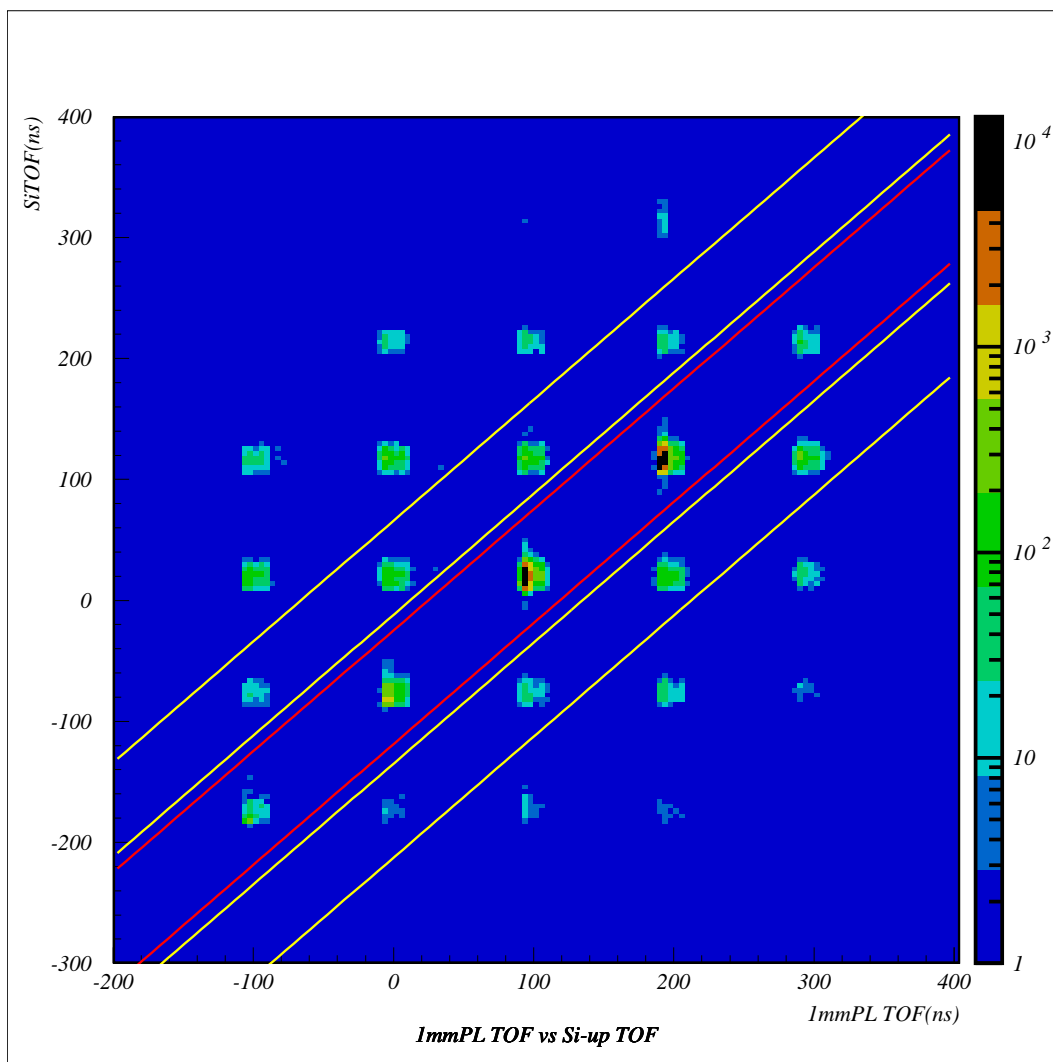


図 12.39: 上側の Si 検出器と 1mm プラスチックシンチレータの TOF の相関。図中には正しいタイミングのイベント (赤線内) とアクシデンタルコインシデンスのイベント (2つの黄色線内) が描かれている。正しいタイミングの領域内にもアクシデンタルコインシデンスが混入している。

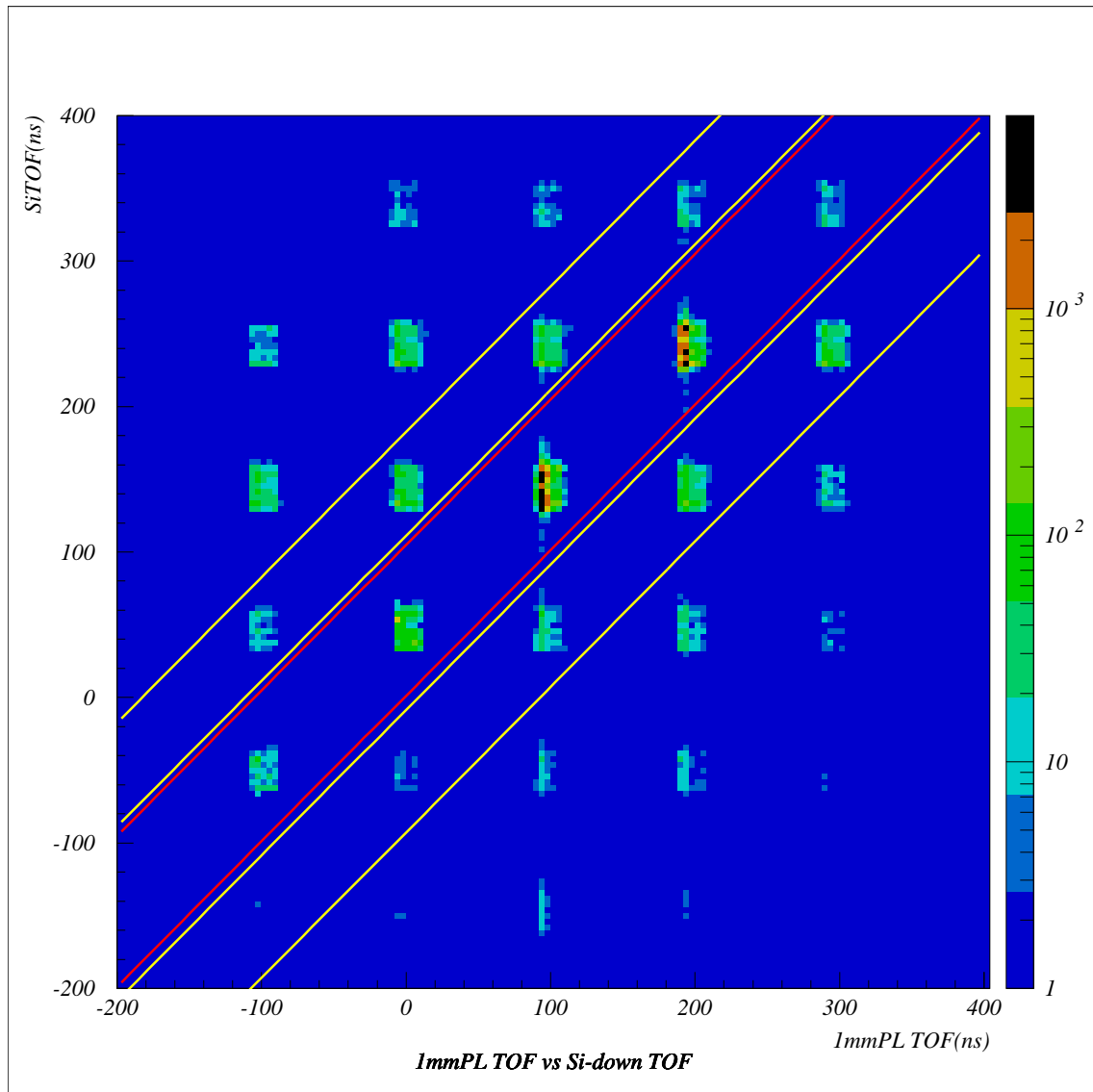


図 12.40: 下側の Si 検出器と 1mm プラスチックシンチレータの TOF の相関。

## 12.6 励起エネルギーと $\gamma$ 線エネルギーの相関

12.5.2, 12.5.3 節で行った解析より、GR に飛来した粒子から  $^{12}\text{C}$  を選び出し、そのエネルギーを求めることが出来るようになった。この結果を用いて  $^{12}\text{C}$  が散乱された後、 $\gamma$  崩壊したイベントのみを選別するより強力なゲート条件を作成する。

散乱された  $^{12}\text{C}$  が  $\gamma$  崩壊により放出した  $\gamma$  線のエネルギーはエネルギー保存則より、入射  $^{12}\text{C}$  のエネルギー (257 MeV) から検出した陽子、検出された  $^{12}\text{C}$  のエネルギーを引いたものである。(  $^{12}\text{C}$  が 2 段階で  $\gamma$  崩壊したなら 2 つの  $\gamma$  線のエネルギーの和になる。 ) このエネルギーは  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーに対応している。したがって、Si, CsI 検出器の情報から求めた  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーと  $\gamma$  線のエネルギーの相関をみると、傾きが 1 の直線上に並ぶはずである。しかし  $^{12}\text{C}$  は速度を持った状態で  $\gamma$  線を放出するので、ドップラー効果により  $\gamma$  線のエネルギーは幅を持ってしまう。(シミュレーションの図 10.4 を参照。) 一方、アクシデンタルなイベントはエネルギー保存則が成り立たないので、両者には相関が現れない。よって傾きが 1 の相関を持つイベントのみを選別すれば、アクシデンタルなイベントを容易に除去出来ると期待される。

以下の図 12.41 は Si, CsI 検出器から求めた励起エネルギーと、ビームエネルギー 257 MeV から検出した陽子のエネルギーと  $^{12}\text{C}$  のエネルギーを引いたものの相関である。このグラフは CsI 検出器 8 についてであり、1mm シンチレータには  $^{12}\text{C}$  が飛来したという条件式 (12.19) を課している。また Si, CsI 検出器と GR 下流シンチレータのタイミングは式 (12.20a) を満たすものである。また、図 12.42 はそのアクシデンタルイベントで式 (12.20b), (12.20c) を満たすものである。上で述べたように、図 12.41 のグラフでは直線的な相関が見られ、図 12.42 のアクシデンタルの方では相関が見られない。しかし、図 12.41 中の赤線は傾きが 2 の直線であり、先で予想したような傾きが 1 の相関にはなっていない。また励起エネルギーが 4.44 MeV の  $^{12}\text{C}$  は必ず  $\gamma$  崩壊を起こし、GR 下流には  $^{12}\text{C}$  が飛来するが、それよりも高い励起状態はほとんどが  $\alpha$  崩壊をするので条件式 (12.19) を満たさないはずである。にもかかわらず図 12.41 ではシンチレータに  $^{12}\text{C}$  が飛来したイベントが多く含まれている。これらの現象について次の節で考察を行う。

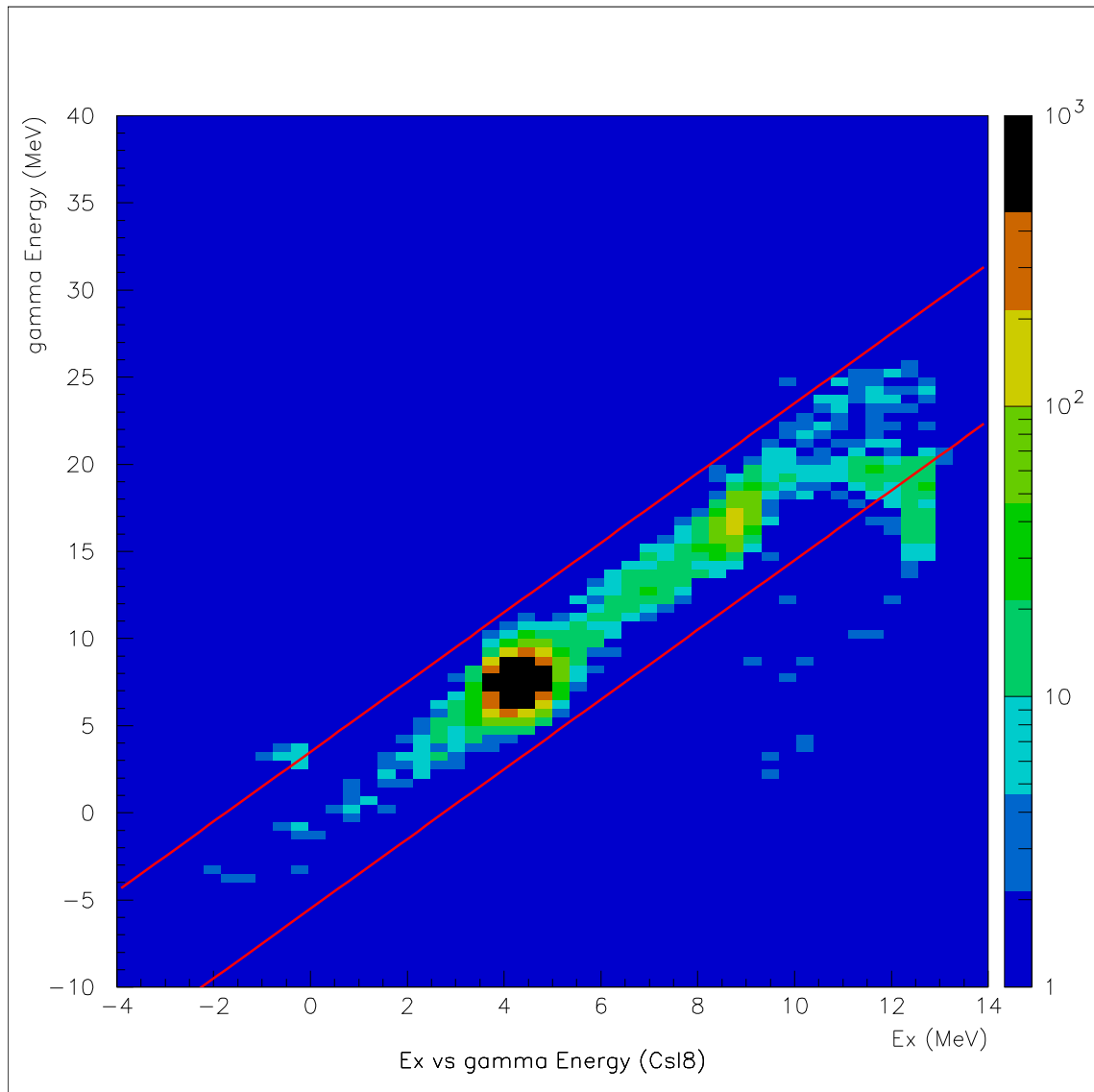


図 12.41: 横軸を Si, CsI 検出器の情報から求めた  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギー、縦軸をビームエネルギーから Si, CsI 検出器で検出された陽子のエネルギーとシンチレータに飛来した  $^{12}\text{C}$  のエネルギーを引いたものの相関。縦軸は励起された  $^{12}\text{C}$  が放出した  $\gamma$  線のエネルギーに相当する。図中の 2 本の赤線は傾きが 2 の直線である。4.44 MeV の励起状態は必ず  $\gamma$  崩壊を起こすのでピークを形成する。それよりも高い励起状態が傾き 2 の直線上のテールを形成する理由は次節で明らかにする。

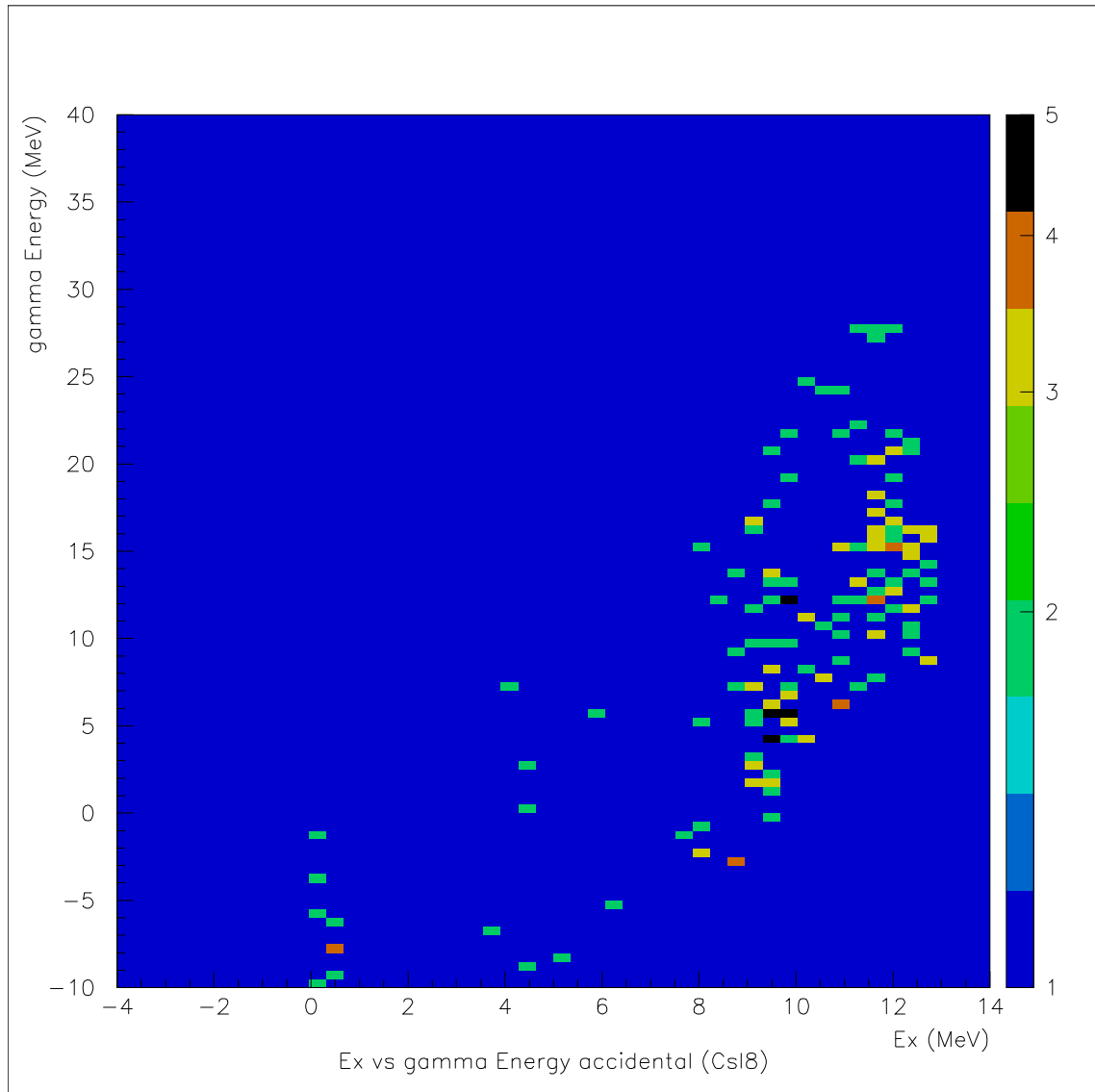


図 12.42: 図 12.41 と同じグラフで、アクシデンタルなものを選び出したもの。アクシデンタルなイベントはエネルギーが保存しないので、縦軸と横軸に相関を持たない。

## 12.7 Si 検出器後方での陽子の貫通

ここでは上の節で発見された、励起エネルギーと  $\gamma$  線のエネルギーとの間の奇妙な関係について考察し、その理由を明らかにする。

図 12.41 において、縦軸と横軸の値が傾き 1 よりも大きな相関が見られる理由として縦軸の値が本来よりも大きな値を取ることが考えられる。このようなことは検出される陽子のエネルギーが  $^{12}\text{C}$  のエネルギーが低くなる時に起こる。また、式 (13.20) より励起エネルギーに対する陽子エネルギーの微係数がおよそ -0.5 であることから、相関の傾きが 2 となるのは検出される陽子のエネルギーが低くなることで説明出来る。なぜなら、グラフの縦軸は

$$\begin{aligned}\text{gamma Energy} &= E_{\text{beam}} - E_{\text{proton}} - E_{^{12}\text{C}} \\ &= 257 - E_{\text{proton}} - E_{^{12}\text{C}}\end{aligned}\quad (12.22)$$

であり、両辺を  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギー  $E_x$  について微分して傾きを求めると

$$\frac{\partial(E_{\text{gamma}})}{\partial E_x} = -\frac{\partial(E_{\text{proton}})}{\partial E_x} = -\left(\frac{\partial E_x}{\partial(E_{\text{proton}})}\right)^{-1} \simeq 2 \quad (12.23)$$

となるからである。

$^{12}\text{C}$  の励起エネルギーと  $\gamma$  線のエネルギーについての奇妙な相関が、検出される陽子のエネルギーが低くなっていることが原因だと推測されたので、次に我々は Si 検出器と CsI 検出器のエネルギー相関を調べた。

図 12.43 は図 12.41 と同じ条件下で描いた、CsI とその前方の Si 検出器 (ただし両端を除く) で検出された陽子のエネルギー相関である。この図において、励起エネルギー 4.44 MeV のイベントピークの下で、黒線で囲った部分に弱いピークが見られる。また、このピークは  $E-\Delta E$  相関の曲線上から少し外れた所に位置し、4.44 MeV のピークが落ちてきたような所にある。もしもこの弱いピークが 4.44 MeV 励起イベント由来のものであるなら、陽子は Si 検出器で検出されてから CsI 検出器で止るまでの間にエネルギーを損失したことになる。また、このように 4.44 MeV のピークが一定のエネルギー (およそ 10 MeV) を損失して下にピークを作るには、CsI 検出器の前で一定厚さの物質を貫通しなければならない。さらに、下側のピークは上側のピークに比べて  $x$  座標、つまり Si 検出器でのエネルギー損失がわずかに大きい。これは下側のピークのイベント時は Si 検出器に飛来した陽子のエネルギーが高かったことを意味している。



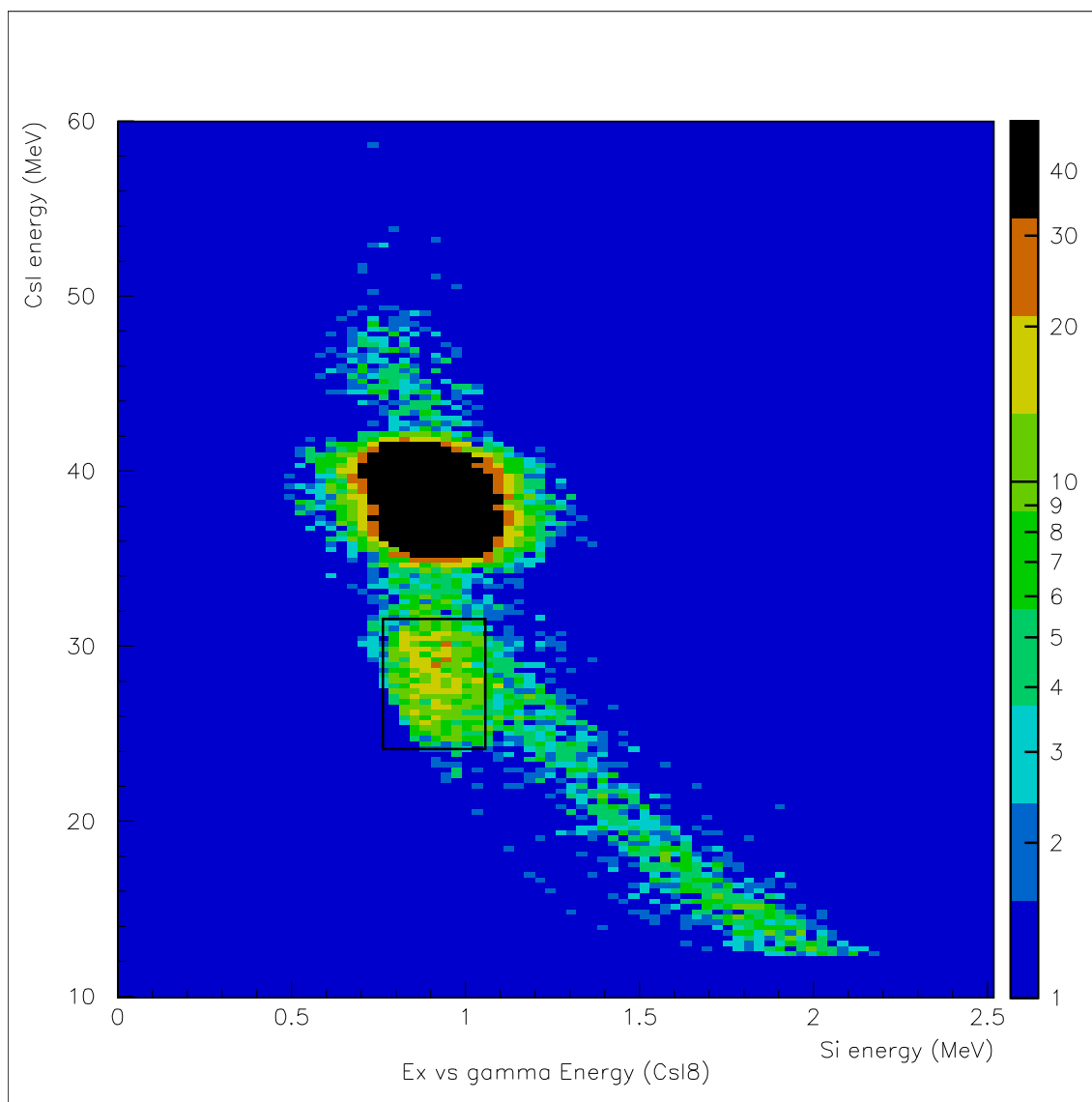


図 12.43: CsI 検出器 8 とその前方の Si 検出器のエネルギー相関。励起エネルギー 4.44 MeV のイベントの下側に弱いピークが見られる。

そこでの CsI 検出器について、下側のピークと上側のピークの関係性を Si 検出器ごとに調べてみた。表 12 は、CsI 検出器 8 の前方にある 6 つの Si 検出器ごとに、上下のピークにおける Si 検出器と CsI 検出器のエネルギーを読み取った結果である。表中の *deposite* は上下での陽子の合計エネルギーの差、つまり貫通によって損失したエネルギーの値である。Si の番号は大きい程、陽子の反跳角度が大きくなる。貫通時のエネルギー損失は、上側のピークで陽子のエネルギー ( $E+dE$ ) が大きい程小さくなっている。つまり、陽子が Si 検出器と CsI 検出器の間で何か物質を貫通したとする考えに矛盾しない。

また、上下での Si 検出器のエネルギー ( $dE$ ) に注目すると、下側のピークの方が必ずエネルギーが高くなっている。これは同じ Si 検出器であっても、下側のピークのイベントでは反跳陽子が低いエネルギーで飛来したことになる。Si 検出器は上下に幅があり、そのために反跳陽子が同じストリップに飛来する場合でも反跳角度には幅がある。運動学より反跳角度が大きい程陽子は低いエネルギーで飛来する。反跳角度が大きくなるのは同じ Si ストリップでは上方である。つまり、Si 検出器の端に近い位置に障害物が存在していると推測される。

	上側のピーク			下側のピーク			<i>deposite</i>
	$E$	$dE$	$E+dE$	$E$	$dE$	$E+dE$	
Si10	36.264	0.9108	37.1748	25.428	0.96232	26.39032	10.78448
Si11	37.405	0.91724	38.32224	26.716	0.94944	27.66544	10.6568
Si12	37.92	0.92368	38.84368	27.617	0.93012	28.54712	10.29656
Si13	38.951	0.89793	39.84893	28.777	0.93656	29.71356	10.13537
Si14	39.595	0.86753	40.46253	29.549	0.89793	30.44693	10.0156
Si15	40.496	0.87217	41.36817	30.837	0.91724	31.75424	9.61393

表 12: 図 12.43 中の上側のピークと下側のピークを 6 つの Si 検出器ごとに  $x, y$  座標を読み取った結果。単位は全て MeV。deposite は上側と下側の  $E+dE$  の差で貫通時に落としたエネルギーを表している。

Si 検出器は一辺が 48 mm の正方形が 16 個のストリップに分割されており、その周辺は厚さが 3 mm のガラスエポキシ材質 (密度 1.85 g/cm<sup>3</sup>) で囲まれている。この材質を 38 MeV の陽子が貫通した時のエネルギー損失は LISE++ の計算により 9.3 MeV である。これは表 12 のエネルギー損失量とほとんど同じ量である。

そこで Si 検出器をよく調べてみたところ、検出器の表面 (陽子が入射する面) は 1 辺が 48 mm であったが、裏面は図 12.44 のように一辺が 45 mm で、残りの 3 mm はガラスエポキシの基盤であった。つまり、Si 検出器の端から 3 mm 以内の位置

に陽子が当たると、Si 検出器で 1 MeV 程度のエネルギーを損失した後に更にエポキシの基盤を貫通して、そこで 10 MeV 程度のエネルギーを損失してしまう。

以上が図 12.41 において励起エネルギーと  $\gamma$  線のエネルギーの間に奇妙な相関が見られた理由である。これは解析において非常に大きな問題となる。なぜなら、4.44 MeV 励起イベントの陽子が基盤を貫通したときの検出エネルギーは 7.65 MeV や 9.65 MeV イベント時の陽子のエネルギーに近くなってしまい、これらの状態にダミーのピークを形成してしまうからである。実際、初期の解析において我々はこの現象に気づかずに  $\gamma$  崩壊確率を求めようとしてしまい、予想よりも遥かに大きな確率を得てしまった。

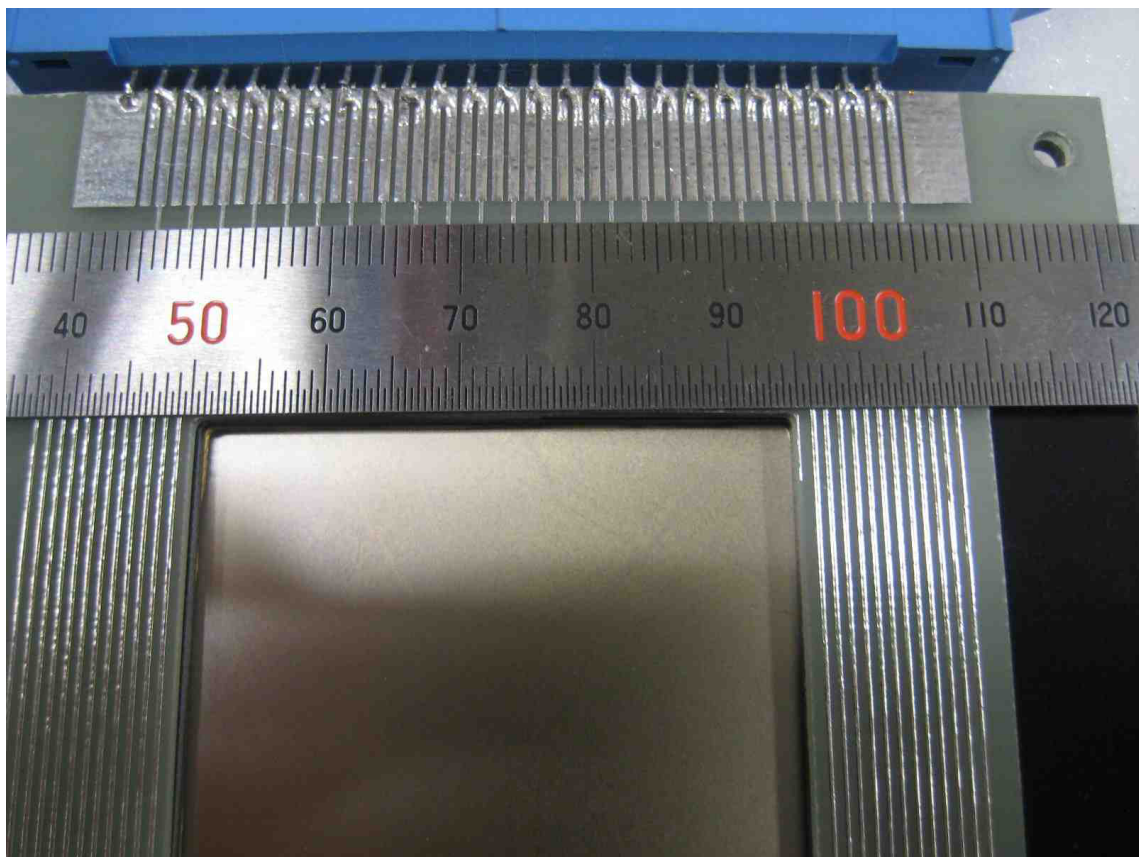


図 12.44: Si 検出器の裏面の写真。中央の金色の部分は Si。表面は Si 部分の大きさが 48 mm×48 mm であったが、裏面は 45 mm×45 mm となっていた。

このため我々は図 12.43 において、陽子が飛来したイベントを選別するゲート条件を厳しくすることで、Si 検出器の端を貫通したイベントが出来るだけ入らないようにした。図 12.45 中の赤線は陽子イベントのゲートの境界を表している。貫通を起こしていない本物のイベントを排除しないようにゲートを作ったため、まだ少しだけ貫通イベントが残ってしまっている。したがってこのゲートを用いても励起スペクトルには貫通イベントが混ざり、散乱によって生成された励起状態の数(つまり  $\gamma$  崩壊確率の分母の量)には不定性が生じる。一方分子の量については、次節において図 12.41 から作成する新たなゲートと組み合わせることで、貫通のイベントを完全に除去することが出来る。図 12.45 のゲートを 7 つの CsI 検出器について作成した。それぞれのゲート条件は以下の通りである。

$$\begin{aligned}
 \text{CsI2} & : 27.02x^{-1.32} \leq y \leq 144.1\exp(-0.936x) - 3.2126 \\
 \text{CsI3} & : 26.35x^{-0.97} \leq y \leq 140.9\exp(-0.946x) - 2.7507 \\
 \text{CsI4} & : 85.9 \times 0.33^x \leq y \leq 129.1\exp(-0.845x) - 3.4030 \\
 \text{CsI5} & : 26.14x^{-1.14} \leq y \leq 126.2\exp(-0.86x) - 2.1786 \quad (12.24) \\
 \text{CsI6} & : 78.93 \times 0.35^x \leq y \leq 130.8\exp(-0.863x) - 3.4708 \\
 \text{CsI7} & : 26.97x^{-1.13} \leq y \leq 126.0\exp(-0.851x) - 1.9307 \\
 \text{CsI8} & : 26.83x^{-1.23} \leq y \leq 132.1\exp(-0.872x) - 3.2704
 \end{aligned}$$

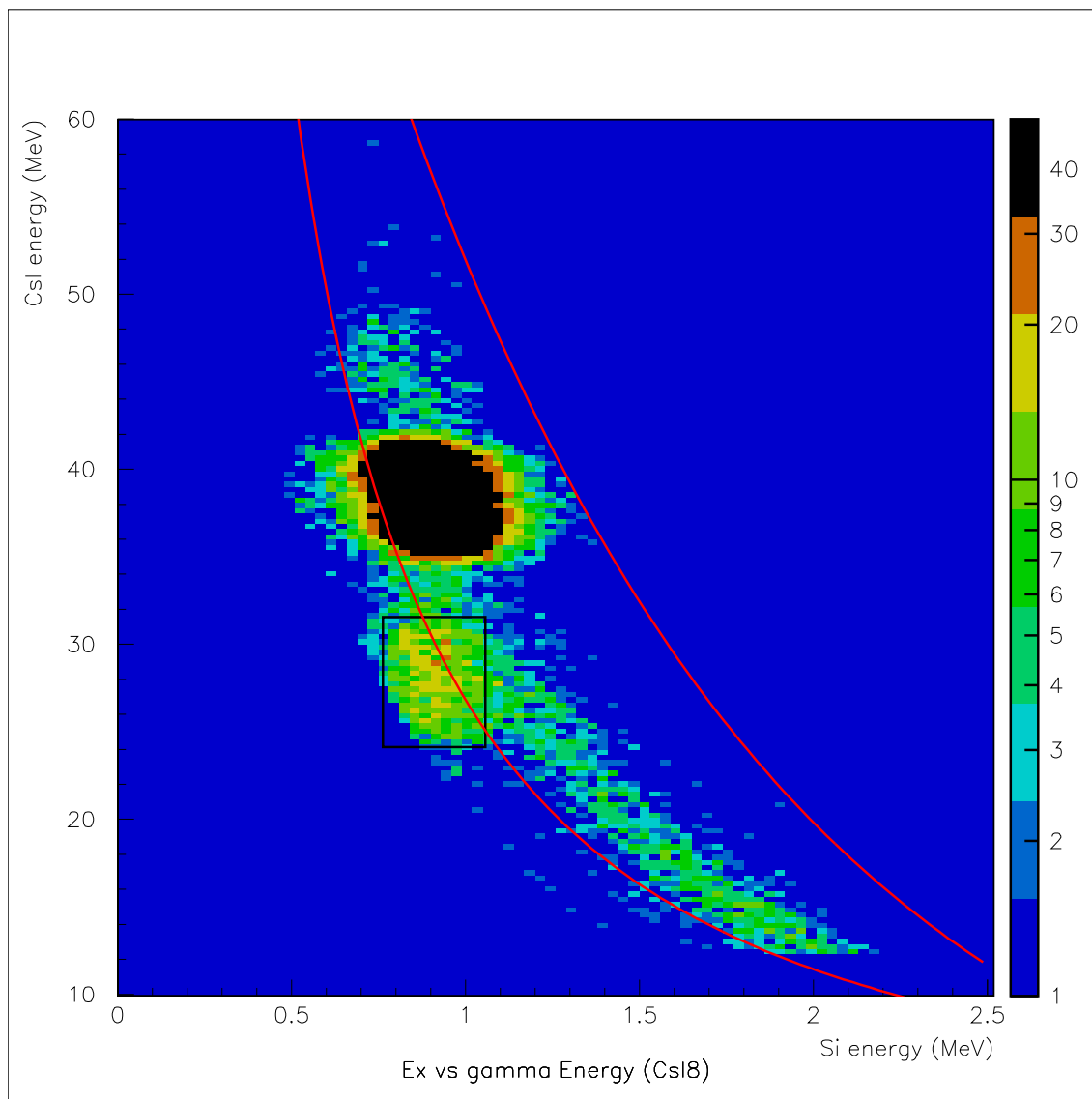


図 12.45: CsI 検出器 8 における、陽子イベントの選別。赤線で囲まれた領域 (式 (12.24)) のみを以後の解析では用いる。このようなゲートを各 CsI 検出器について作成した。

## 12.8 貫通イベント、アクシデンタルイベントを除去するゲート

12.6 節で述べたように、 $^{12}\text{C}$  励起状態が  $\gamma$  崩壊を起こして、GR 下流のシンチレータに飛来した際、アクシデンタルコインシデンスでないイベントは図 12.41 において傾き 1 の相関を持つはずである。この性質を利用して、前節で説明された Si 検出器の端を貫通したイベント、Si, CsI 検出器と GR 下流シンチレータのアクシデンタルでコインシデンスで取れたイベントを排除するゲートを作成する。

貫通をせずに正しくタイミングが取れているイベントは傾き 1 の相関を持つが、 $\gamma$  線のエネルギーはドップラー効果によりある程度の幅を持つ。この幅がどの程度であるかはシミュレーションでも分かるが、我々は図 12.41 の 4.44 MeV 励起状態のピークに着目してゲートの幅を決めた。図 12.46 がそのゲートを表している。まず 4.44 MeV のピークを図の  $y$  軸に射影して、ピークをガウス関数でフィットし中心値とシグマを得た。ゲートは 4.44 MeV のピーク中心から傾き 1 の直線を引き、そこから上下にシグマの 1 倍 (赤線)、2 倍 (黄色線) の幅を持つものの 2 種類を用意した。それぞれの CsI でのゲート条件は以下の通りである。

### 1 シグマ幅のゲート

$$\begin{aligned} \text{CsI2} &: x + 2.43 \leq y \leq x + 4.19 \\ \text{CsI3} &: x + 2.57 \leq y \leq x + 4.21 \\ \text{CsI4} &: x + 2.32 \leq y \leq x + 4.01 \\ \text{CsI5} &: x + 2.65 \leq y \leq x + 4.30 \\ \text{CsI6} &: x + 2.36 \leq y \leq x + 3.97 \\ \text{CsI7} &: x + 2.48 \leq y \leq x + 4.47 \\ \text{CsI8} &: x + 2.22 \leq y \leq x + 3.94 \end{aligned} \tag{12.25}$$

### 2 シグマ幅のゲート

$$\begin{aligned} \text{CsI2} &: x + 1.55 \leq y \leq x + 5.07 \\ \text{CsI3} &: x + 1.75 \leq y \leq x + 5.03 \\ \text{CsI4} &: x + 1.47 \leq y \leq x + 4.86 \\ \text{CsI5} &: x + 1.82 \leq y \leq x + 5.13 \\ \text{CsI6} &: x + 1.56 \leq y \leq x + 4.78 \\ \text{CsI7} &: x + 1.48 \leq y \leq x + 5.47 \\ \text{CsI8} &: x + 1.37 \leq y \leq x + 4.79 \end{aligned} \tag{12.26}$$

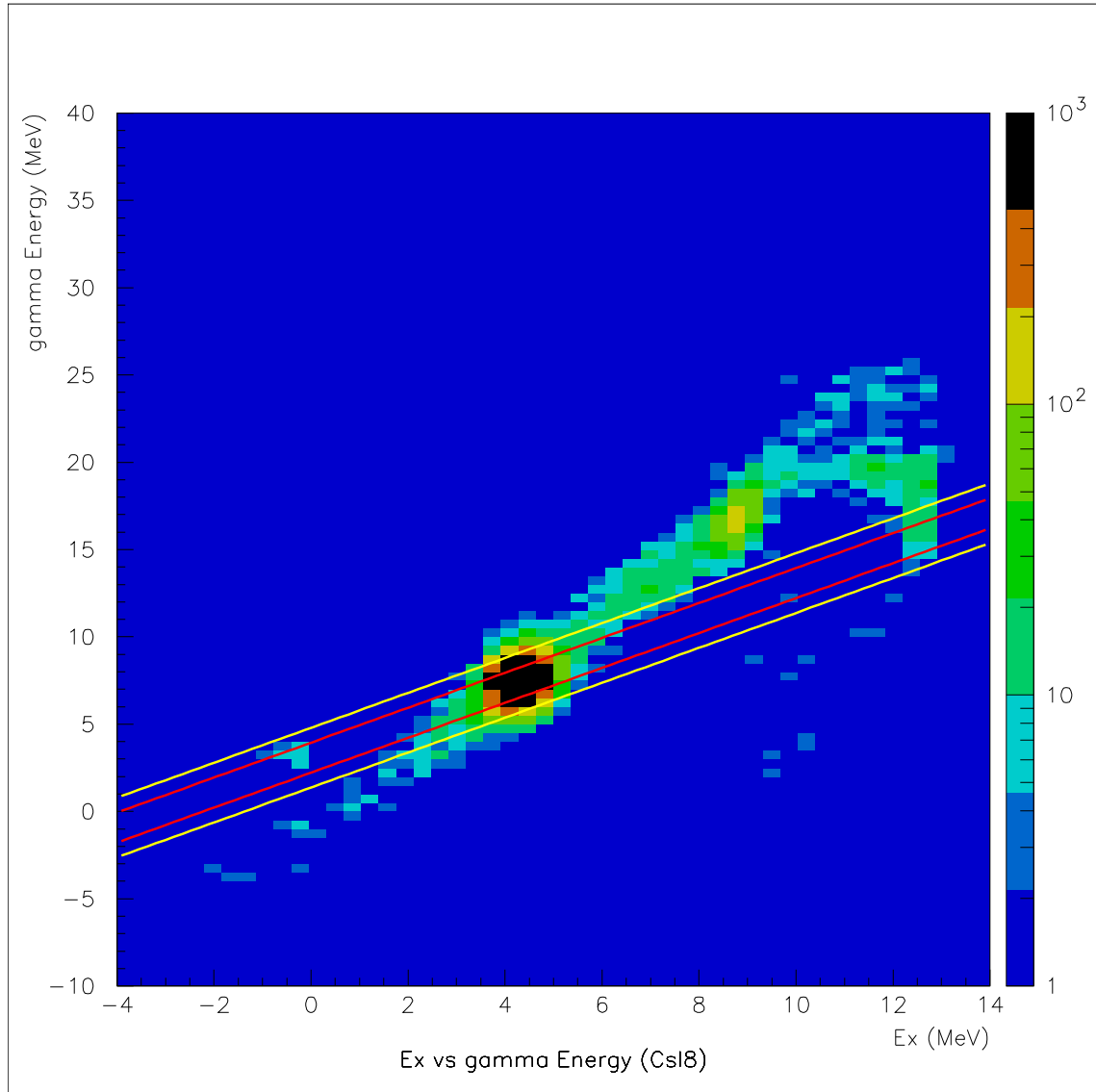


図 12.46: ドップラー効果による  $\gamma$  線のエネルギー広がり を考慮したゲート。幅は 4.44 MeV ピークの広がり を基準にして 2 種類用意した。図はシンチレータには  $^{12}\text{C}$  が飛来しているという条件式 (12.19)、Si, CsI 検出器とシンチレータのタイミング条件式 (12.20a) を課して描いている。

## 12.9 励起エネルギースペクトル

Si 検出器と CsI 検出器で検出された陽子のエネルギースペクトルを図 12.47 に示す。

これは Runsummary(11) にある RUN19~RUN35 のすべての RUN について足し合わせたものである。ただし、今回の実験では標的としてポリスチレンとポリスチレンに Al を蒸着したものの両方を用いていたが、Al を蒸着した標的を用いた場合の励起エネルギースペクトルに Al の影響は見られなかったため、両者とも同じ方法で解析を行った。

励起状態の崩壊分岐比を求めるために、プラスチックシンチレータで  $^{12}\text{C}$  が検出されたという条件を課して励起エネルギースペクトルを描いたもの ('no gamma gate' と表す)、さらに前節で作成した  $\gamma$  線のエネルギーを用いたゲートを課したもの ( $1\sigma$  の範囲で条件をつけたゲートを 'gamma gate1',  $2\sigma$  の範囲で条件をつけたゲートを 'gamma gate2' と表す。) は図 12.48, 図 12.49 のようになる。これらのスペクトルは、プロンプトに含まれるアクシデンタルを取り除くために、図 12.50 のスペクトルから図 12.51 を引くことにより求めた。アクシデンタルのスペクトルは、プロンプトのスペクトルを求める際にかけたタイミングゲート (図 12.39, 図 12.40 の赤線内) の代わりに、アクシデンタルコインシデンスのゲート (図 12.39, 図 12.40 の黄色線内) をかけたものである。で述べたようにアクシデンタルのスペクトルを作る際は図 12.39, 図 12.40 のそれぞれのスペクトルにおいて 2 つの黄色線内の領域についての平均をとった。

図 12.51 のように、gamma gate1, 2 によってアクシデンタルイベントが排除されていることがわかる。分岐比を求める際には、この gamma gate1 をかけたスペクトルを用いて、励起された  $^{12}\text{C}$  が基底状態に  $\gamma$  崩壊した数を見積もることにした。



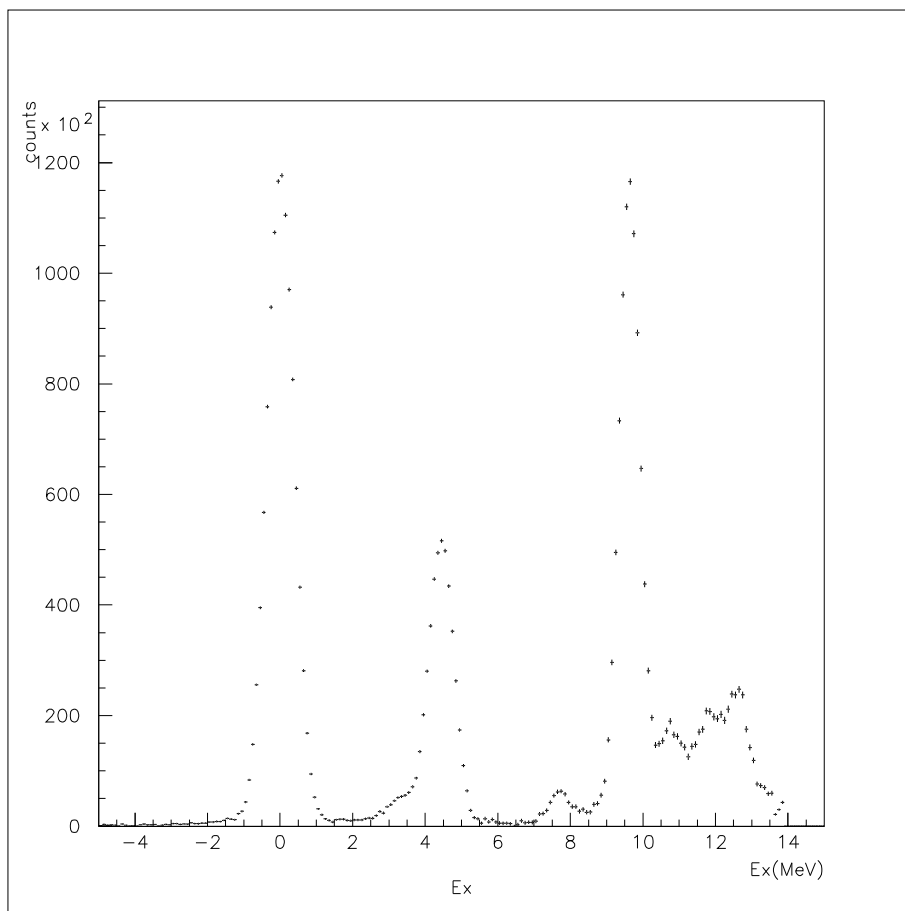


図 12.47: 分岐比を求める際に分母に対応する励起エネルギースペクトル。Si 検出器と CsI 検出器で陽子を検出したという条件を課したもの。

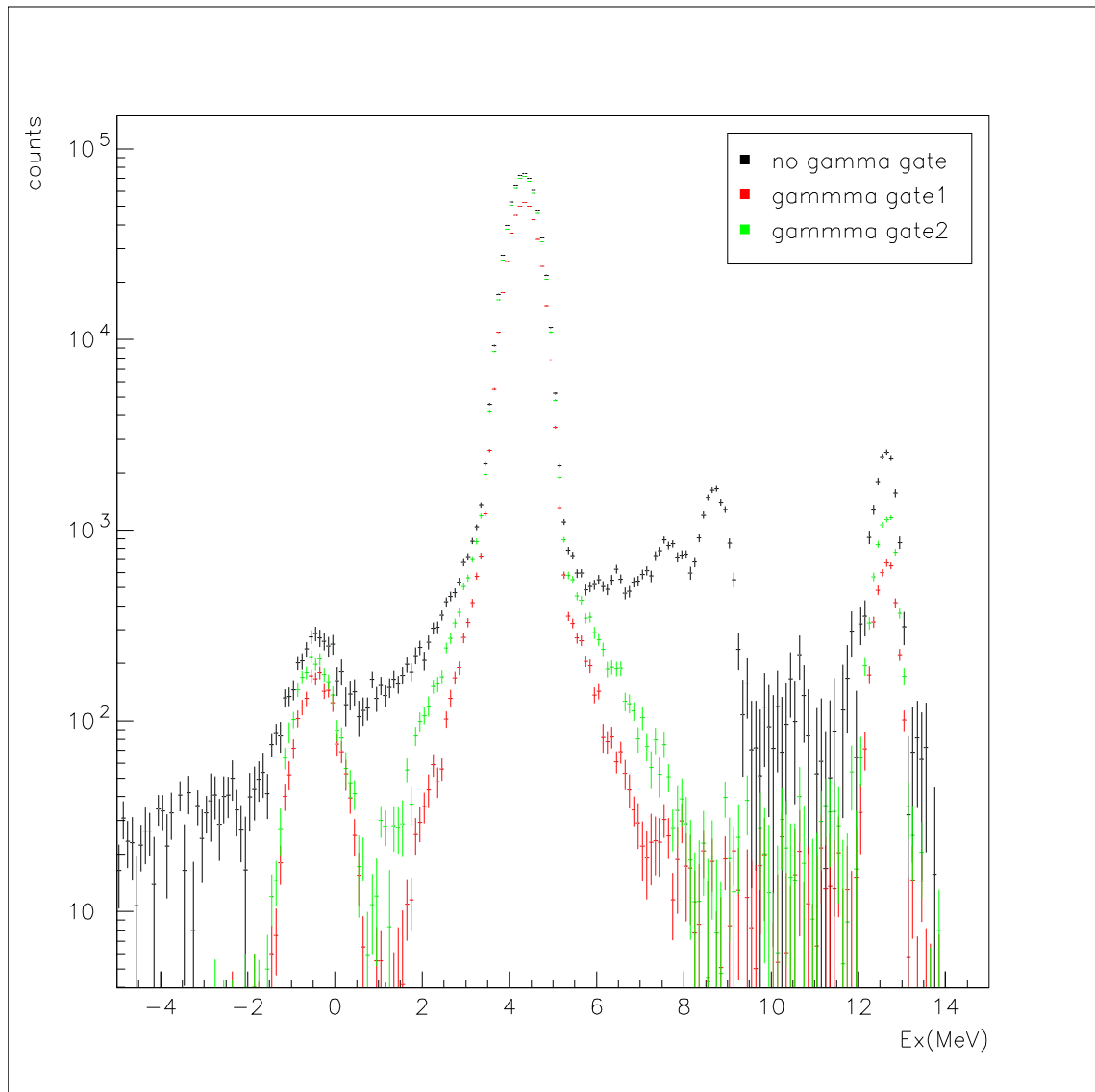


図 12.48: 分岐比を求めるための分子に対応する励起エネルギースペクトルの全体像。プラスチックシンチレータで $^{12}\text{C}$ が検出されたというゲートを課したもの (no gamma gate),  $\gamma$ 線のエネルギーを用いたゲートを課したもの (gamma gate 1, 2) についてそれぞれスペクトルを描いた。gamma gate1, 2により貫通イベントが排除されている様子がわかる。

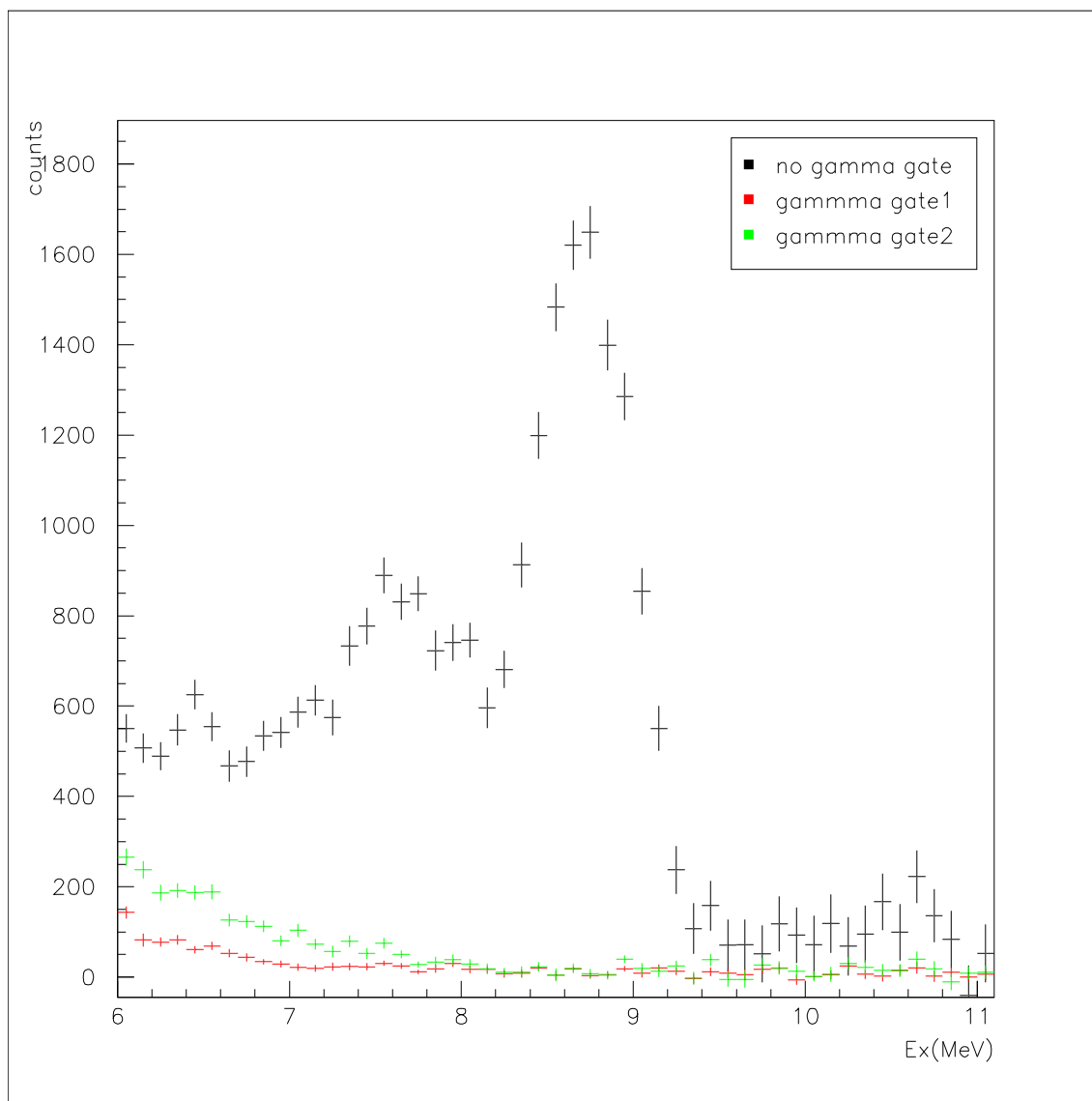


図 12.49: 分岐比を求めるための分子に対応する励起エネルギースペクトルで、今回注目している 7.65MeV, 9.64MeV 付近を拡大したもの。プラスチックシンチレータで  $^{12}\text{C}$  が検出されたというゲートを課したもの (no gamma gate),  $\gamma$  線のエネルギーを用いたゲートを課したもの (gamma gate 1, 2) についてそれぞれスペクトルを描いた。gamma gate1, 2 により貫通イベントが排除されているが、図 12.46 からわかるように特に gamma gate2 では 7.65MeV 付近では貫通イベントを排除しきれていない。

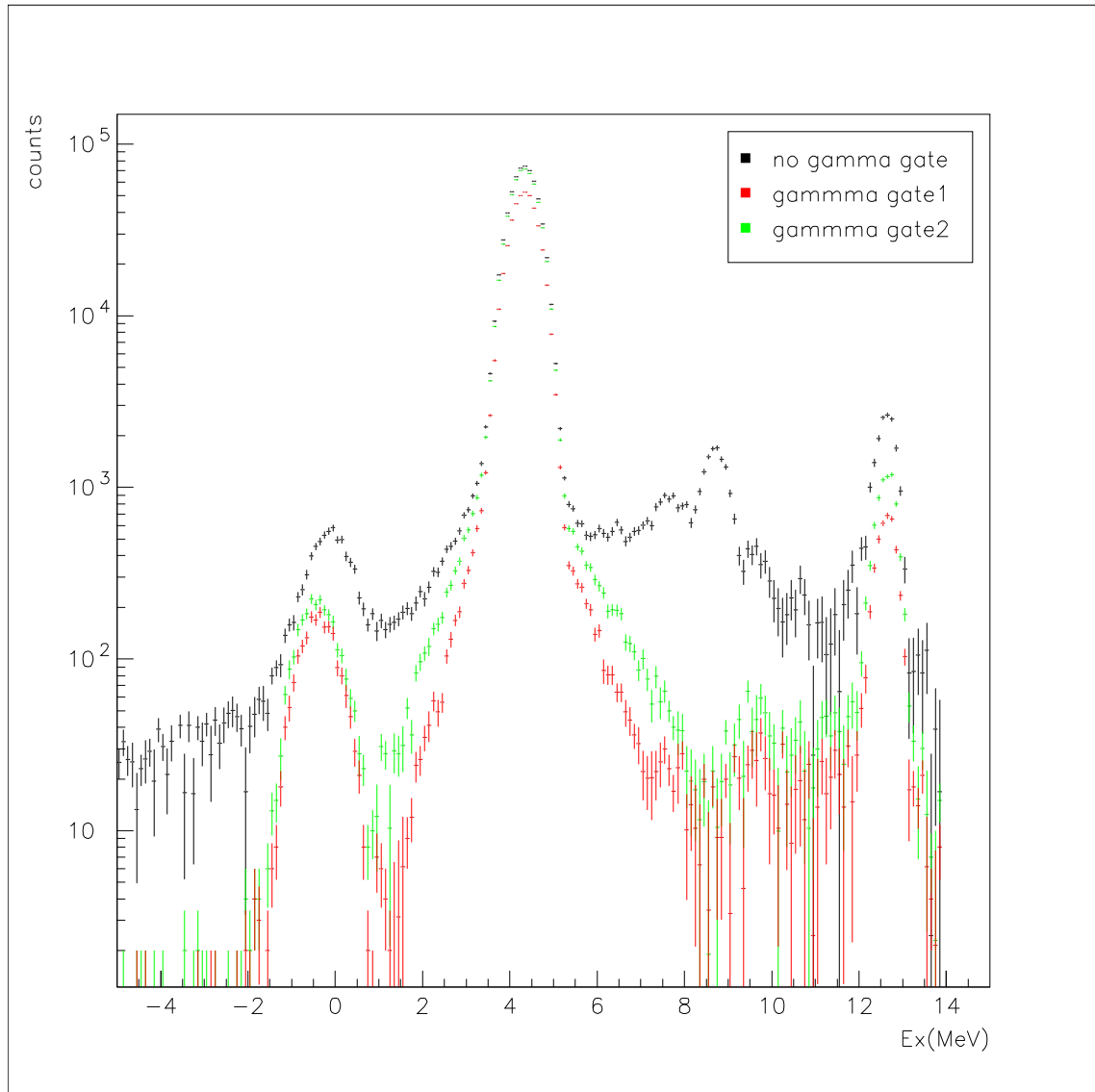


図 12.50: 分岐比を求めるための分子に対応するプロンプトの励起エネルギースペクトル。プラスチックシンチレータで  $^{12}\text{C}$  が検出されたというゲートを課したものの (no gamma gate),  $\gamma$  線のエネルギーを用いたゲートを課したものの (gamma gate 1, 2) についてそれぞれスペクトルを描いた。分岐比を求めるために用いる最終的な励起エネルギースペクトル (図 12.48 や図 12.49 など) は、このスペクトルからアクシデンタルのスペクトル (図 12.51) を引いて求めたものである。

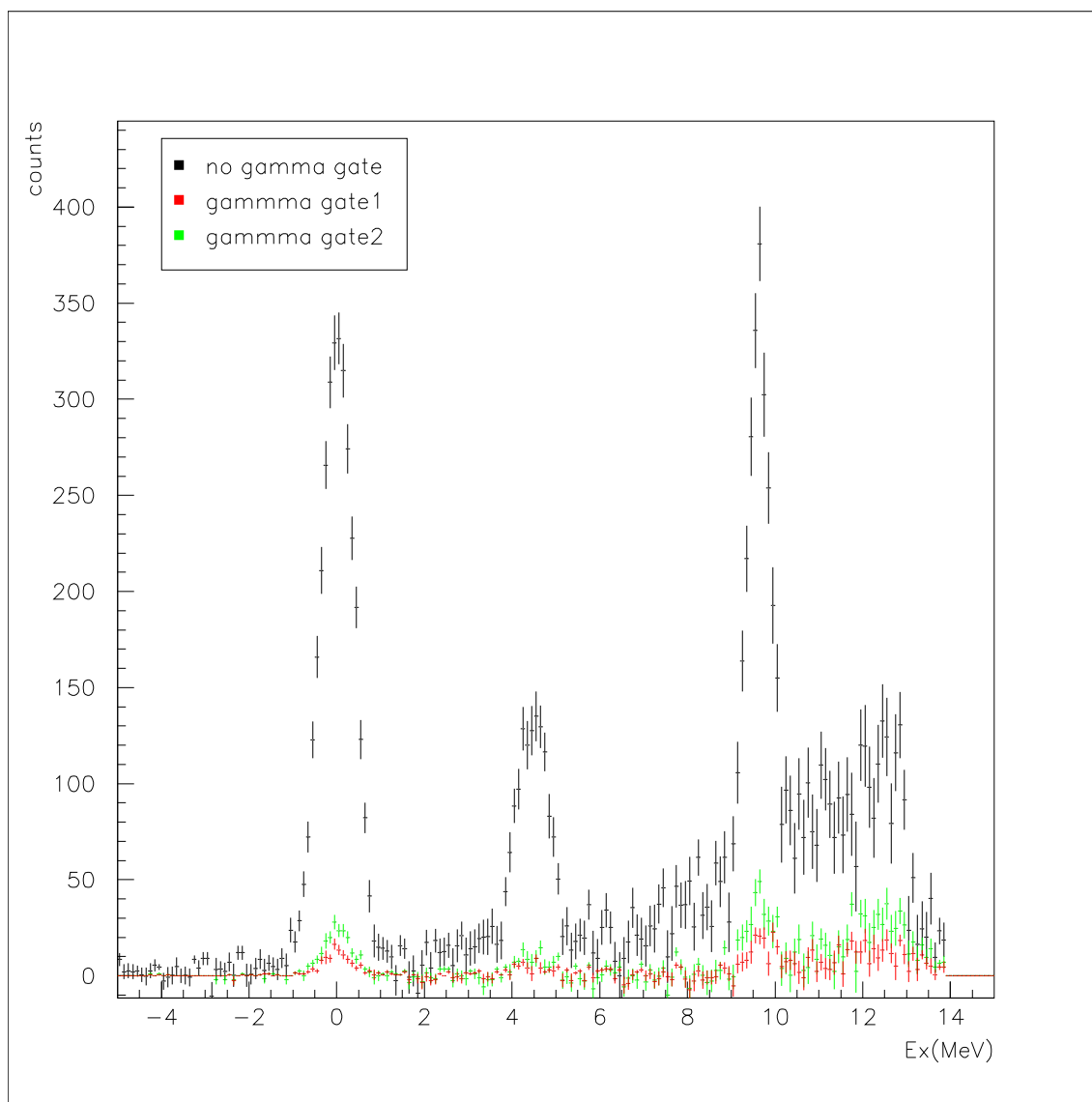


図 12.51: アクシデンタルイベントの励起エネルギースペクトル。gamma gate1, 2を課すことによってアクシデンタルイベントが減少する様子がわかる。

## 12.10 分岐比を求める

まず、 $^{12}\text{C}$ がある励起状態に励起されたイベントの総数(すなわち分岐比を求める際に分母となる数)は、図12.47の励起エネルギースペクトルにおけるピークの面積に比例する。さらに励起された $^{12}\text{C}$ が基底状態に $\gamma$ 崩壊したというイベントの総数(分岐比を求める際に分子となる数)は、図12.52, 図12.53の励起エネルギースペクトルにおけるピークの面積に比例する。つまり $\gamma$ 崩壊の分岐比を求めるには、それぞれの励起エネルギースペクトルのピークの面積比を求めればよいことになる。ただし、分母に対応するエネルギースペクトルを作る際に使用した trigger1(9.1節参照)ではイベント数を20分の1にスケールしているため、それを考慮し図12.47のイベント数は20倍しなければいけない。また、gamma gate1を作成する際に図12.46のように4.44MeVのピークについて $\pm 1\sigma$ の範囲内のイベントのみを選んでいるので、9.64MeV状態についても4.44MeV状態と同様に全イベントの68%が選び出されていると仮定しこれも考慮して数を見積もることとする。

しかし今回の実験では、図12.53を見るとわかるように、7.65MeV状態や9.64MeV状態についてはピークを見つけることができなかった。また、分母の励起エネルギースペクトル(図12.47)については貫通イベントを排除することができず、特に7.65MeV状態については今回測定を行った角度では断面積が小さく、貫通イベントの数と本来のイベントの数が同じオーダーであると考えられるので、分岐比を求めることは断念した。そこで今回は、9.64MeV状態についての分岐比の上限値を求めることにした。

まず、分母の励起エネルギースペクトルにおける9.64MeV状態のピークをガウス関数

$$f(C, \mu, \sigma, x) = C \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (12.27)$$

でフィットすると図12.54のようになり、パラメータは

$$C = 1.1663 \times 10^5 \pm 336.46 \quad (12.28)$$

$$\mu = 9.6342 \pm 5.6211 \times 10^{-4} \quad (12.29)$$

$$\sigma = 0.29347 \pm 1.1832 \times 10^{-3} \quad (12.30)$$

となった。

次に、分子のエネルギースペクトルについて、

$$f(C', x) = C' \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + A \quad (12.31)$$

のような、分母のピークと同じ mean とシグマを持ち高さだけが異なるガウス関数を含む関数についてのカイ二乗値を考える。ただし考慮する範囲は $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$

とし、定数 A はその範囲におけるカウント数の平均値である。  
 高さ  $C'$  をさまざまに変えながらカイ二乗値を調べると、高さ とカイ二乗値の関係は図 12.55 のようになった。ただし、注目する範囲のヒストグラムのデータ点の数は 13 であり、平均値を求める際に自由度が 1 つ減るので自由度は 12 である。

$2\sigma$  での信頼限界での上限値を求めるために、カイ二乗分布関数から自由度が 12 のとき確率が 5% となるようなカイ二乗値を求めると  $\chi^2 = 21.02607$  であるので、カイ二乗値が 21.02607 となるような  $C'$  を求めると、グラフは図 12.56 となった。

このときのパラメータは

$$C' = 20.07464 \quad (12.32)$$

であった。注目した 2 シグマの範囲での面積は

$$\begin{aligned} C' \int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dx &= 0.95 C' \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dx \\ &= 0.95 \sqrt{2\pi} C' \sigma \end{aligned} \quad (12.33)$$

であるので、崩壊分岐比の上限は

$$\frac{C'}{20 \times C} \times \frac{1}{0.68} = \frac{20.07464}{20 \times 1.1663 \times 10^5} \times \frac{1}{0.68} = 1.27 \times 10^{-5} \quad (12.34)$$

と求まる。ただし、10 章のシミュレーションから、GR 側のアクセプタンスが Si, CsI 検出器での 7.65MeV 状態と 9.64MeV 状態についてのアクセプタンスをほぼ覆っていると仮定している。同様にして  $1\sigma$  の信頼限界における上限値を求めると、表 12.10 のように  $3.87 \times 10^{-6}$  となった。

信頼限界	$C'$ (高さ)	$\chi^2$	分岐比
$1\sigma$	6.13136	13.70413	$3.87 \times 10^{-6}$
$2\sigma$	20.07464	21.02607	$1.27 \times 10^{-5}$

表 13: 9.65MeV 状態の  $\gamma$  崩壊分岐比の上限を  $1\sigma$  と  $2\sigma$  の信頼限界でそれぞれ求めたもの。

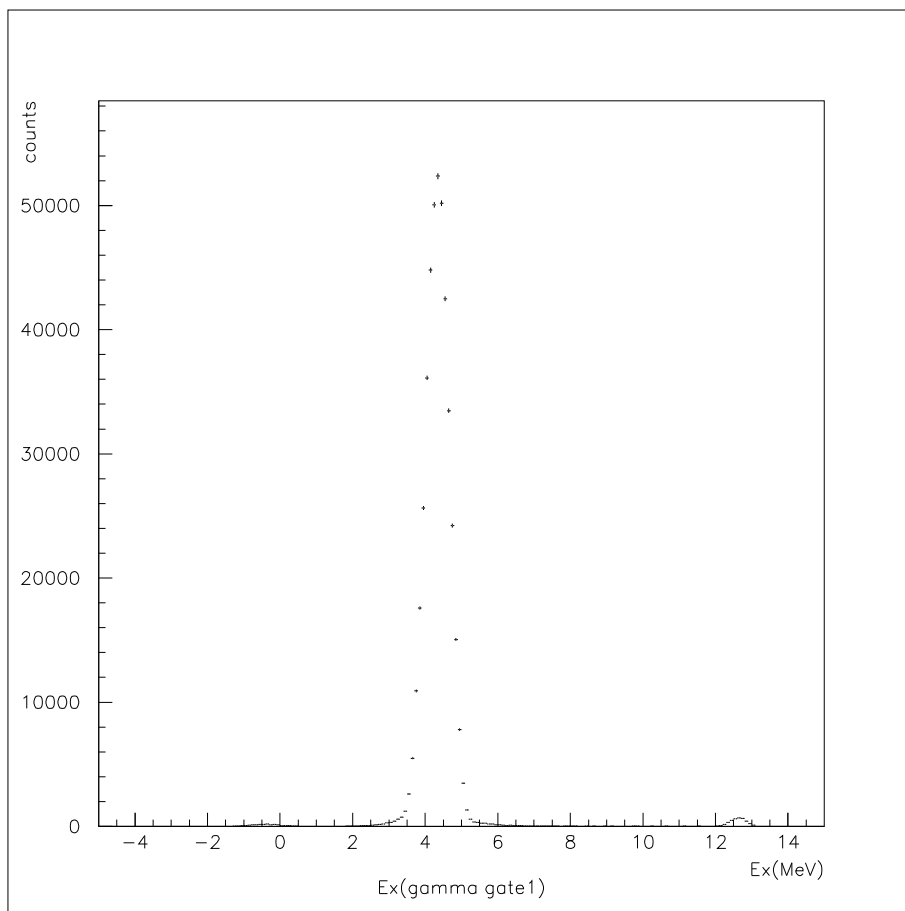


図 12.52: gamma gate1 を課した励起エネルギースペクトルの全体像。分岐比を求める際に分子に対応するもの。



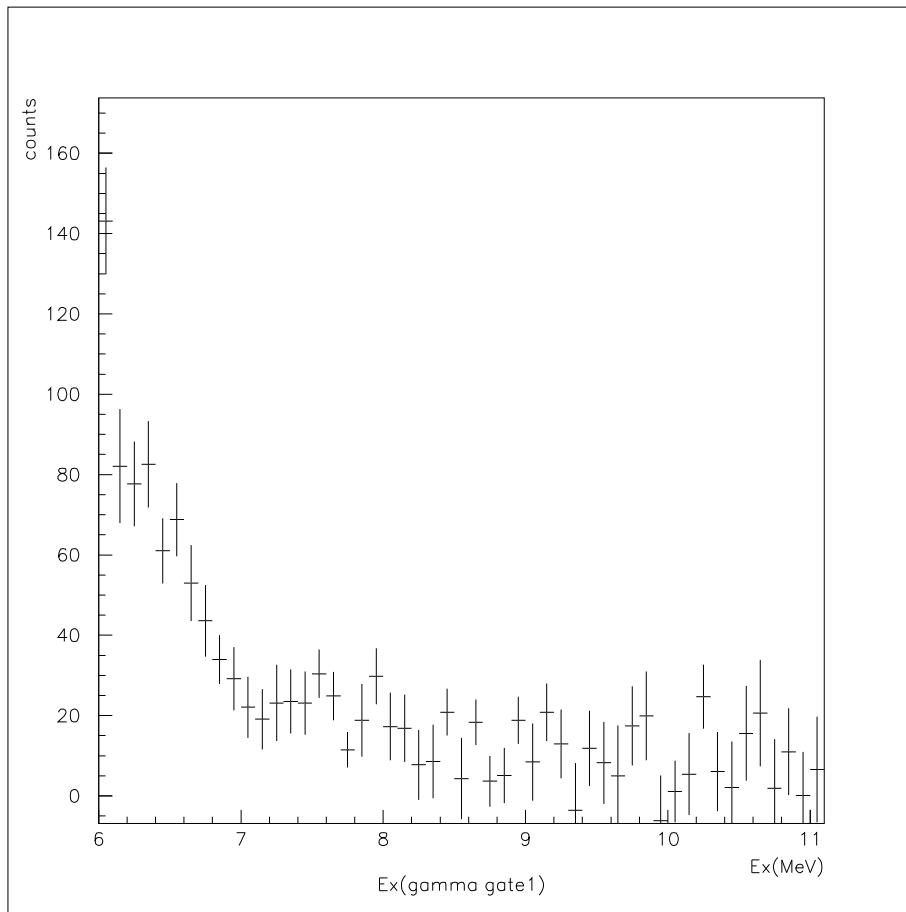


図 12.53: gamma gate1 を課した励起エネルギースペクトルで、今回注目している 7.65MeV, 9.64MeV 付近を拡大したもの。

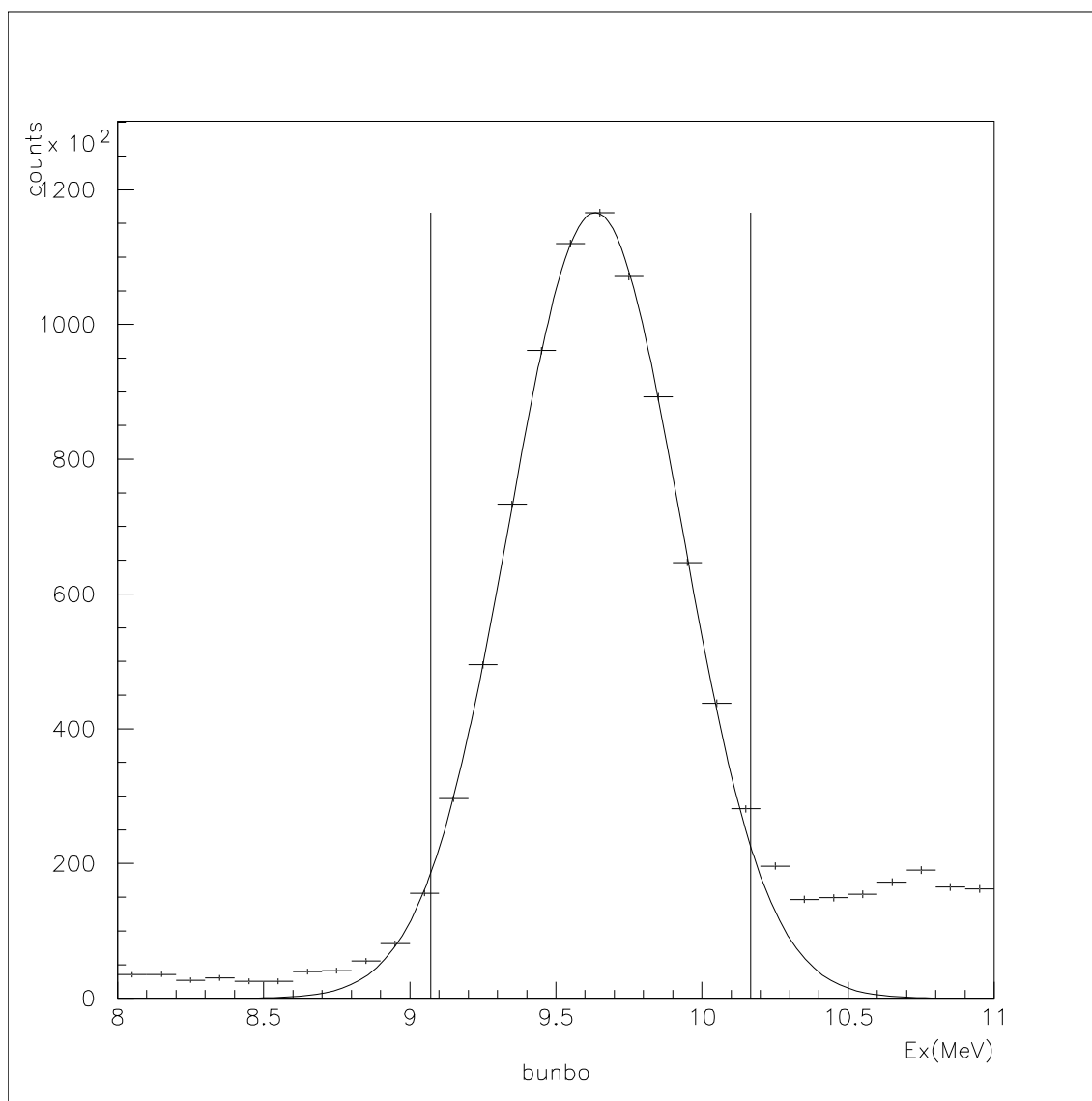


図 12.54: 分母の励起エネルギースペクトルにおける 9.64MeV 状態のピークを式 (12.27) のようなガウス関数でフィットしたもの。

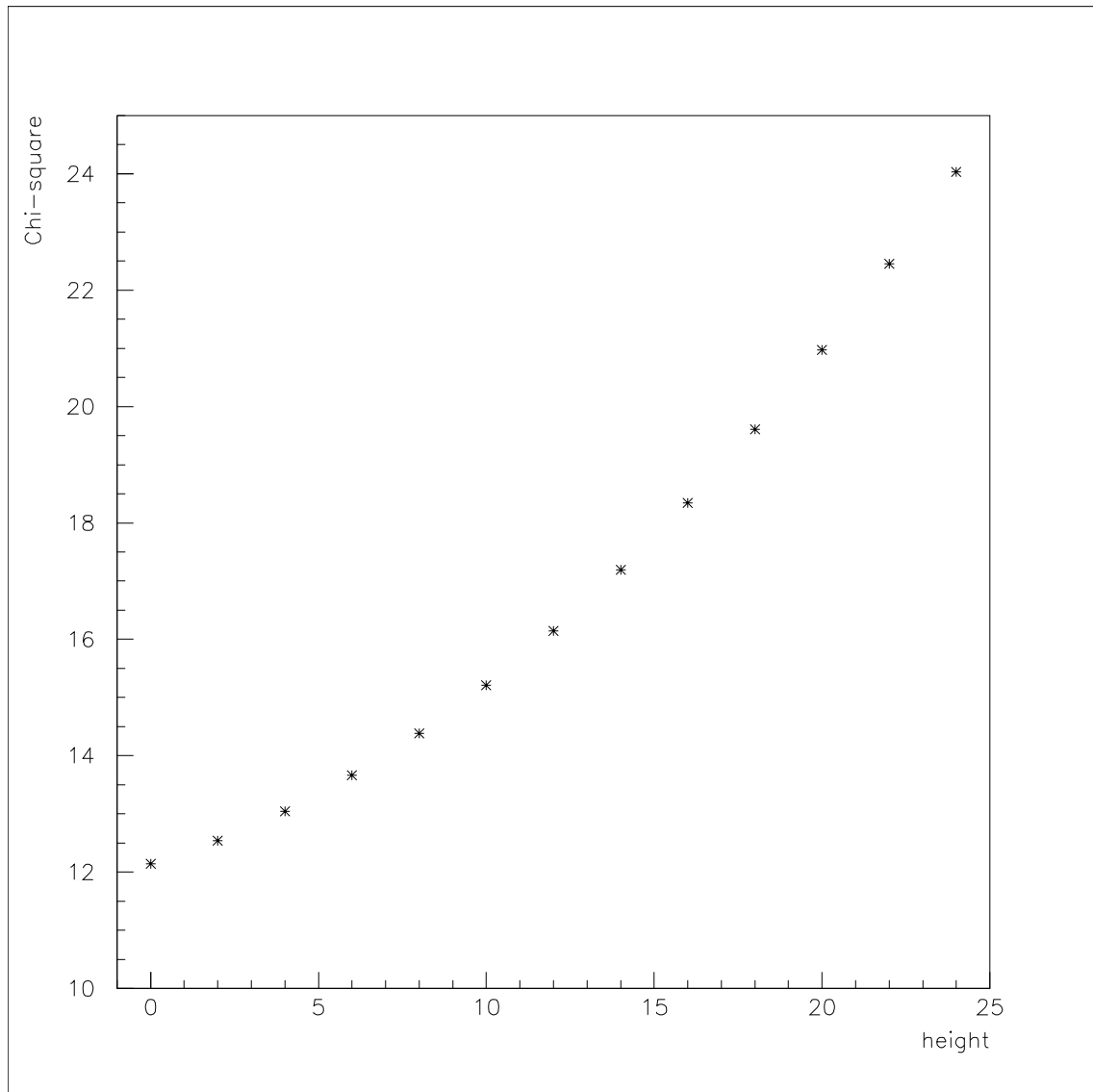


図 12.55: 高さ C' を様々に変えて、グラフのカイ二乗値を調べたもの。

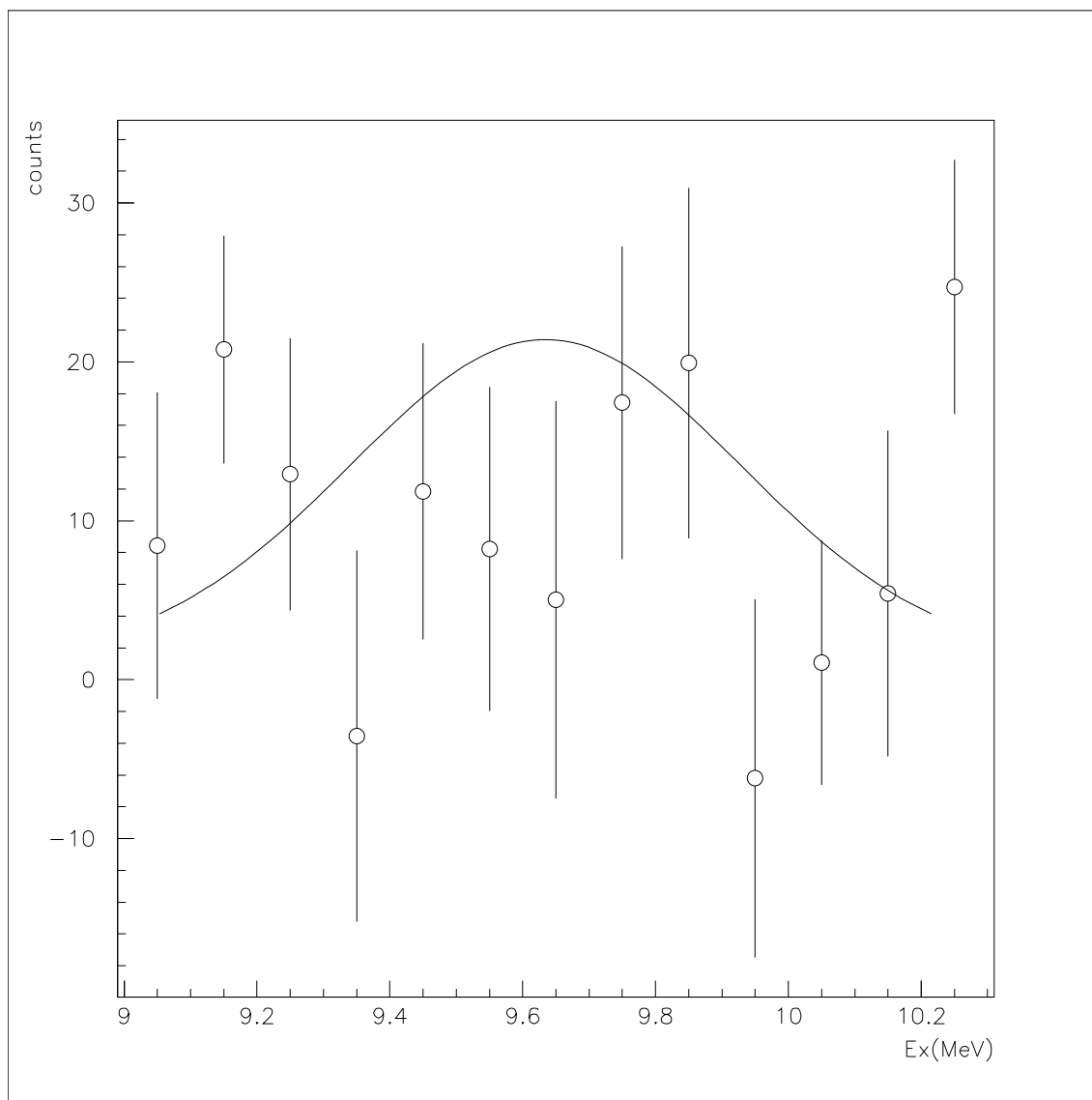


図 12.56: 分母の励起エネルギースペクトルでのピークと同じ  $\mu$  と  $\sigma$  を持ち、高さだけが異なるガウス関数+定数の形で  $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$  の範囲におけるカイ二乗値を求めたときの、 $2\sigma$  の信頼限界における上限となるピーク。つまりグラフのようなピークが存在するときこのようなデータが観測される確率は5%である。

## 12.11 実験データからわかる実験計画や解析の改善点

### 12.11.1 実験計画について

以前の実験 [7] によって求められた  $\gamma$  崩壊幅は、 $1\sigma$  の信頼限界における上限値が 14meV、 $2\sigma$  の信頼限界における上限値が 28 meV であり、全幅は  $34 \pm 5$  keV であったので、このときの  $\gamma$  崩壊分岐比の上限値は  $1\sigma$  の信頼限界で  $4.12 \times 10^{-7}$ 、 $2\sigma$  の信頼限界で  $8.24 \times 10^{-7}$  という結果であった。今回の測定では、分岐比を決定したり以前の実験による上限値を更新することはできなかった。もちろん Si 検出器の入射窓の大きさを正しく把握しておくことは重要であるが、実験計画に関して問題となったのは、図 12.53 の S/N 比が悪いことや、統計が足りなかったことである。

最終的な励起エネルギースペクトルを作るときは、図 12.57 に示すようにバックグラウンドを含むスペクトル (ポリスチレンを標的とした測定) からバックグラウンドのスペクトル (炭素を標的とした測定) を引いて、プロンプトのスペクトル (アクシデンタルイベントを含むスペクトル) を作成した。アクシデンタルイベントについても同様にしてバックグラウンドを取り除きエネルギースペクトルを作成した。このようにして作成したプロンプトとアクシデンタルの励起エネルギースペクトルが図 12.58 である。図 12.58 からわかるように特に 9.65MeV 付近でプロンプトの大部分がアクシデンタルイベントであり、プロンプトからアクシデンタルイベントを除く際に誤差が大きくなっていることがわかる。つまり、アクシデンタルイベントをできるだけ減らすことが重要である。

今回の実験では、プラスチックシンチレータで測定したエネルギーを利用して  $\gamma$  線のエネルギー拡がりや角度を考慮したゲートを作成したが、プラスチックシンチレータの代わりにドリフトチェンバーを用いて飛来した粒子のエネルギーや角度を求めることにより、より切れ味のよいゲートを作成することができる。

統計に関しては、以前の実験の結果を更新し有意義な結果を得るためには今回の実験の 100 倍程度の統計が欲しいところである。

今回は CsI 検出器のレート耐性によりビーム強度が制限されていたので、例えば CsI 検出器の大きさを 4分の1にして検出器 1つあたりのレートを下げることによりビーム強度を 4倍にすることができる。また、今回は図 5.1 のように Si, CsI 検出器は散乱平面付近に散乱された粒子を捉えることができず、その部分を覆うように検出器を 50%程度大きくしたり、今回 8 時間程度であった測定時間を 10 日間とすることにより、今回の 180 倍程度の統計が得られる。

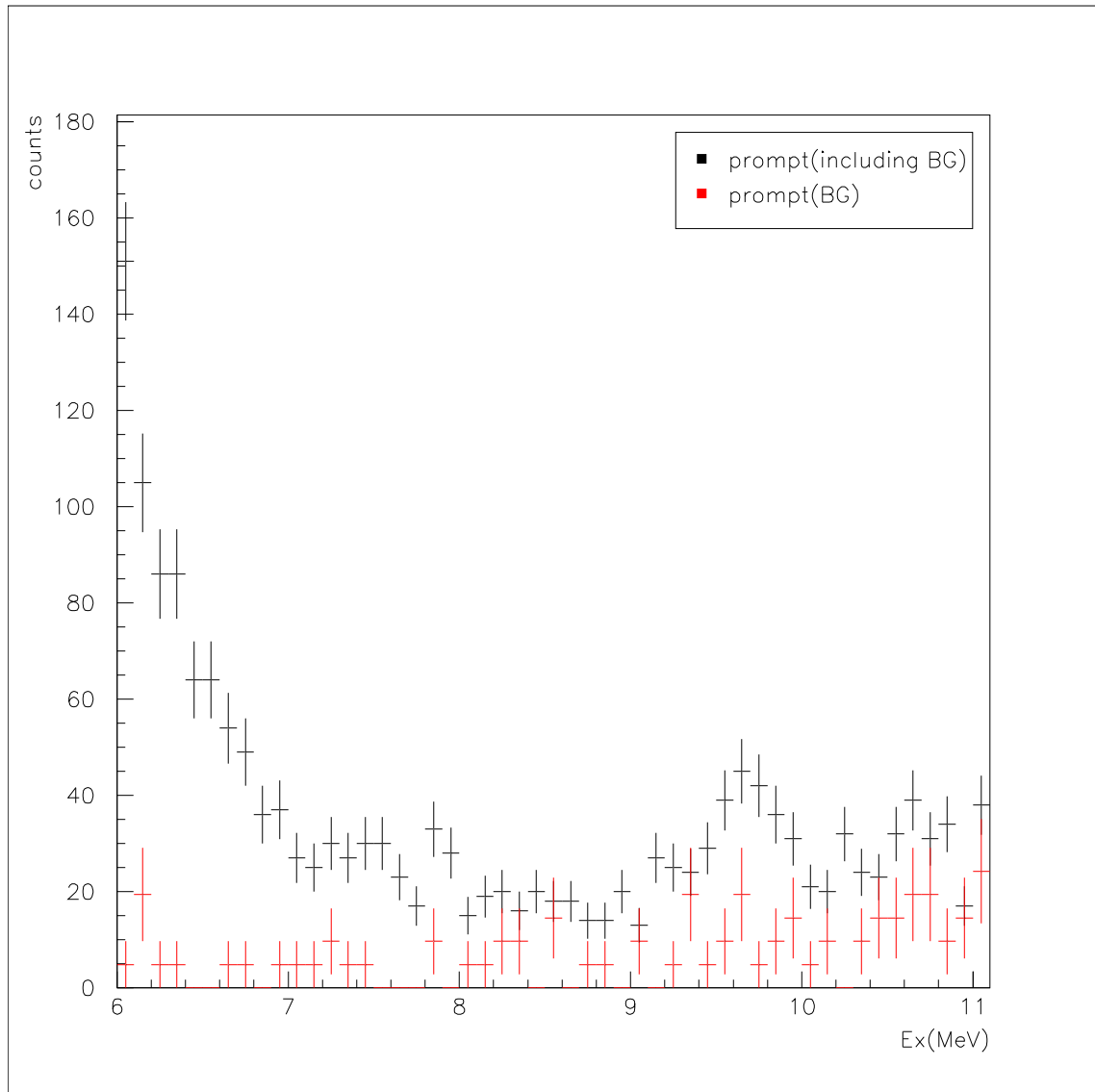


図 12.57: 励起エネルギースペクトルを作る前の、バックグラウンドを含むスペクトル(ポリスチレンを標的とした測定, including BG)とバックグラウンド(炭素を標的とした測定, BG)のスペクトルの比較。

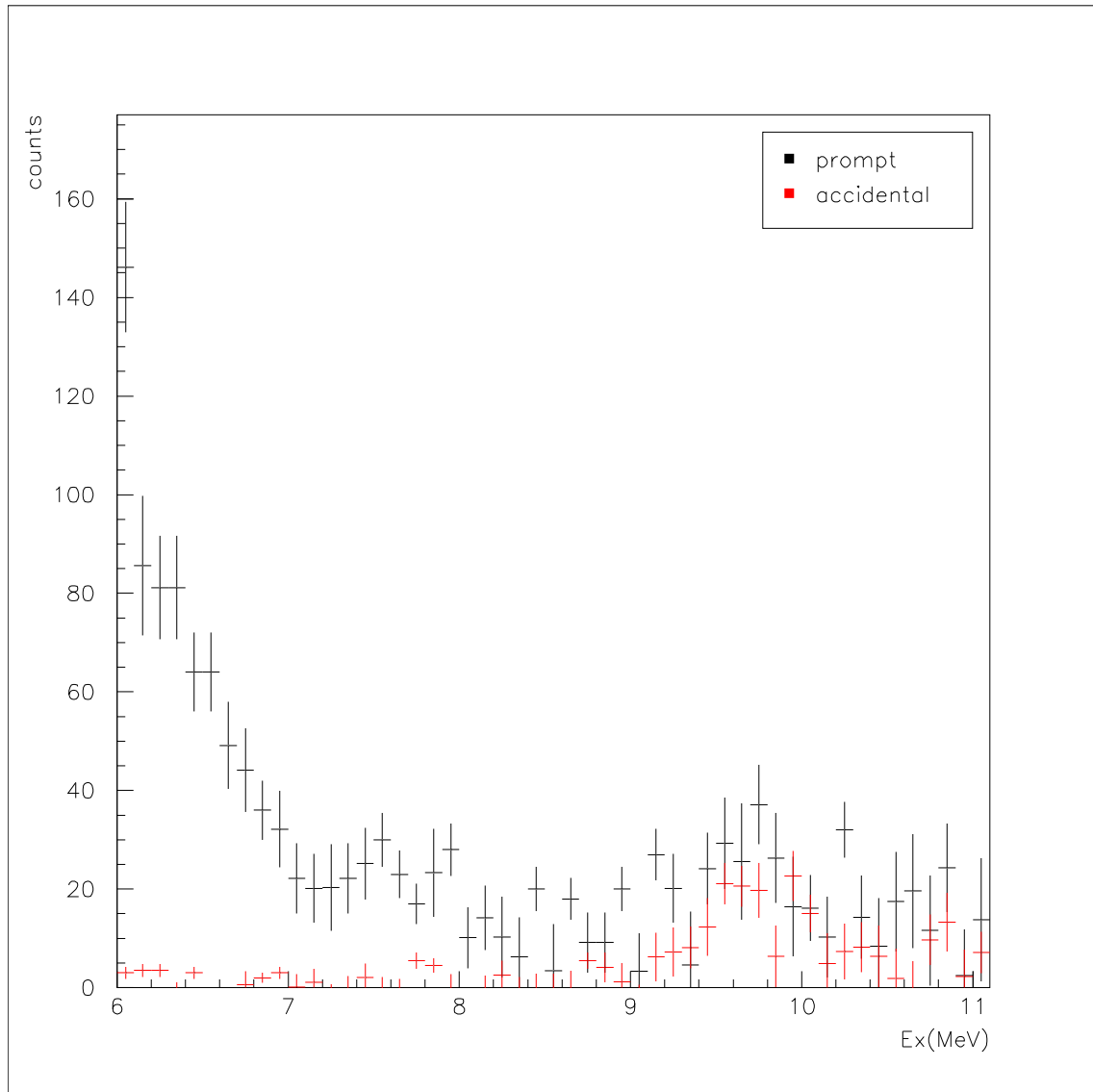


図 12.58: 励起エネルギースペクトルを作る前の、プロンプトとアクシデンタルのスペクトルの比較。特に9.65MeV付近でプロンプトの大部分がアクシデンタルイベントとなっている。

### 12.11.2 解析について

これらの上限値は10章のシミュレーションから、GR側のアクセプタンスがSi, CsI検出器での7.65MeV状態と9.64MeV状態についてのアクセプタンスをほぼ覆っているという仮定のもとで求められたものである。しかし、アクセプタンスによる制限を受けなければ100%であるはずの4.44MeV状態の分岐比を求め、実際の検出器の配置状況などを確認することは有意義である。分母のエネルギースペクトル(図12.47)で4.44MeVのピークをガウス関数としてフィットすると、パラメータは

$$C = 51630 \pm 202.88 \quad (12.35)$$

$$\mu = 4.4433 \pm 1.8993 \times 10^{-3} \quad (12.36)$$

$$\sigma = 0.35301 \pm 3.1111 \times 10^{-3} \quad (12.37)$$

となった。ただしフィッティングは[4.0023, 4.87876]の範囲で行った。さらに同じ範囲で分子のスペクトル(図12.52)でのピークをガウス関数としてフィットすると、パラメータは

$$C' = 52625 \pm 114.98 \quad (12.38)$$

$$\mu' = 4.3372 \pm 1.0104 \times 10^{-3} \quad (12.39)$$

$$\sigma' = 0.32755 \pm 1.0749 \times 10^{-3} \quad (12.40)$$

となった。分子のスペクトルでピークの中心位置がずれているのは、4.44MeV状態の $^{12}\text{C}$ のうちSi, CsI検出器で陽子が検出されたイベントが、GR側のアクセプタンスの中で偏りをもっているからであると考えられる。gamma gate1で4.44MeV状態のピークを $1\sigma$ の幅で切っていることを考慮すると、この実験のアクセプタンスにおける4.44MeV状態の分岐比は、

$$\begin{aligned} \frac{C'\sigma'}{20C\sigma} \times \frac{1}{0.68} &= \frac{52625 \times 0.32755}{20 \times 51630 \times 0.35301} \times \frac{1}{0.68} \\ &= 0.047288 \times \frac{1}{0.68} = 0.069541 \end{aligned} \quad (12.41)$$

となり、 $^{12}\text{C}$ が4.44MeVに励起され、Si, CsI検出器で陽子が検出されたイベントのおよそ7%をプラスチックシンチレータで検出していたことがわかる。このアクセプタンスを再現するように再度シミュレーションを行い、検出器の設置位置を確認したり、7.65MeV状態と9.64MeV状態についてほぼ一致していたGR側のアクセプタンスとSi, CsI検出器でのアクセプタンスの関係を確認することができ、もしアクセプタンスの補正が必要であればそれによってより正確な上限値を求めることができる。



## 13 今後の改善点

励起エネルギースペクトルの分解能をさらに良くするためには何を変更すべきかを知るために、まず励起エネルギースペクトルの幅に何がどのくらい寄与しているのかを見積もってみる。この実験では  $E_x = 7.65, 9.64 \text{ MeV}$  の2つのピーク  
の分離が重要となるため、 $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  における微係数と誤差に注目する。

### 13.1 微係数の見積り

励起エネルギー  $E_x$  は、入射エネルギー  $E_i$ , 反跳陽子のエネルギー  $E_4$ , 反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として

$$E_x = 2\sqrt{\frac{E_i E_4}{\tau}} \cos \theta_4 - \frac{\tau + 1}{\tau} E_4 \quad (13.1)$$

と表せる。(ただし  $\tau = \frac{m_i}{m_t}$ )  $E_x$  の  $E_i$ ,  $E_4$ ,  $\theta_4$  についての微係数を求めることによりそれぞれの変数についての依存性を知ることができる。 $E_i$ ,  $E_4$ ,  $\theta_4$  は互いに独立な変数ではないが、微分を行う際には式 (13.1) に陽に現れる  $E_i$ ,  $E_4$ ,  $\theta_4$  についてそれぞれ独立であるとして計算すると、

$$\frac{\partial E_x}{\partial E_i} = \sqrt{\frac{E_4}{\tau E_i}} \cos \theta_4 \quad (13.2)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial E_4} = \sqrt{\frac{E_i}{\tau E_4}} \cos \theta_4 - \frac{1 + \tau}{\tau} \quad (13.3)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial \theta_4} = -2\sqrt{\frac{E_i E_4}{\tau}} \sin \theta_4 \quad (13.4)$$

のようになる。ここで、

$$E_4 = \frac{\tau E_i}{(1 + \tau)^2} \left\{ \cos \theta_4 + \sqrt{\cos^2 \theta_4 - (1 + \tau) \frac{E_x}{E_i}} \right\}^2 \quad (13.5)$$

であることを用いてそれぞれの微係数を  $E_i$  と  $\theta_4$  の関数として表すと

$$\frac{\partial E_x}{\partial E_i} = \frac{1}{1 + \tau} \cos \theta_4 \left\{ \cos \theta_4 + \sqrt{\cos^2 \theta_4 - (1 + \tau) \frac{E_x}{E_i}} \right\} \quad (13.6)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial E_4} = -\frac{1 + \tau}{\tau} \frac{\sqrt{\cos^2 \theta_4 - (1 + \tau) \frac{E_x}{E_i}}}{\cos \theta_4 + \sqrt{\cos^2 \theta_4 - (1 + \tau) \frac{E_x}{E_i}}} \quad (13.7)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial \theta_4} = -2\frac{E_i}{1 + \tau} \left\{ \cos \theta_4 + \sqrt{\cos^2 \theta_4 - (1 + \tau) \frac{E_x}{E_i}} \right\} \sin \theta_4 \quad (13.8)$$

と書ける。予定していた実験条件と同じ  $E_i = 250 \text{ MeV}$  のとき、これは図 13.1 のようになる。また  $E_i = 500 \text{ MeV}$  とすると図 13.2 のようになる。また、ビームエネルギーが  $250 \text{ MeV}$ ,  $500 \text{ MeV}$ ,  $750 \text{ MeV}$ ,  $1000 \text{ MeV}$  の場合についてそれぞれの微係数をグラフにすると次の図 13.3, 図 13.4, 図 13.5 のようになる。

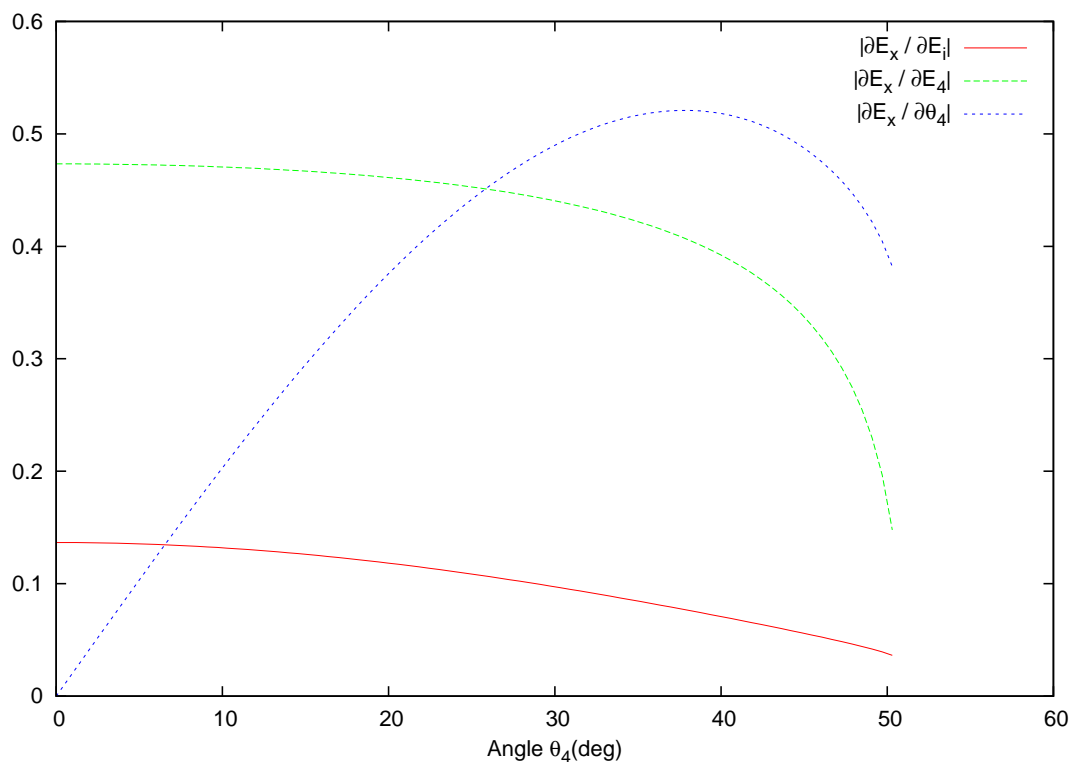


図 13.1: ビームエネルギーを  $250 \text{ MeV}$  としたときのそれぞれの微係数を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの

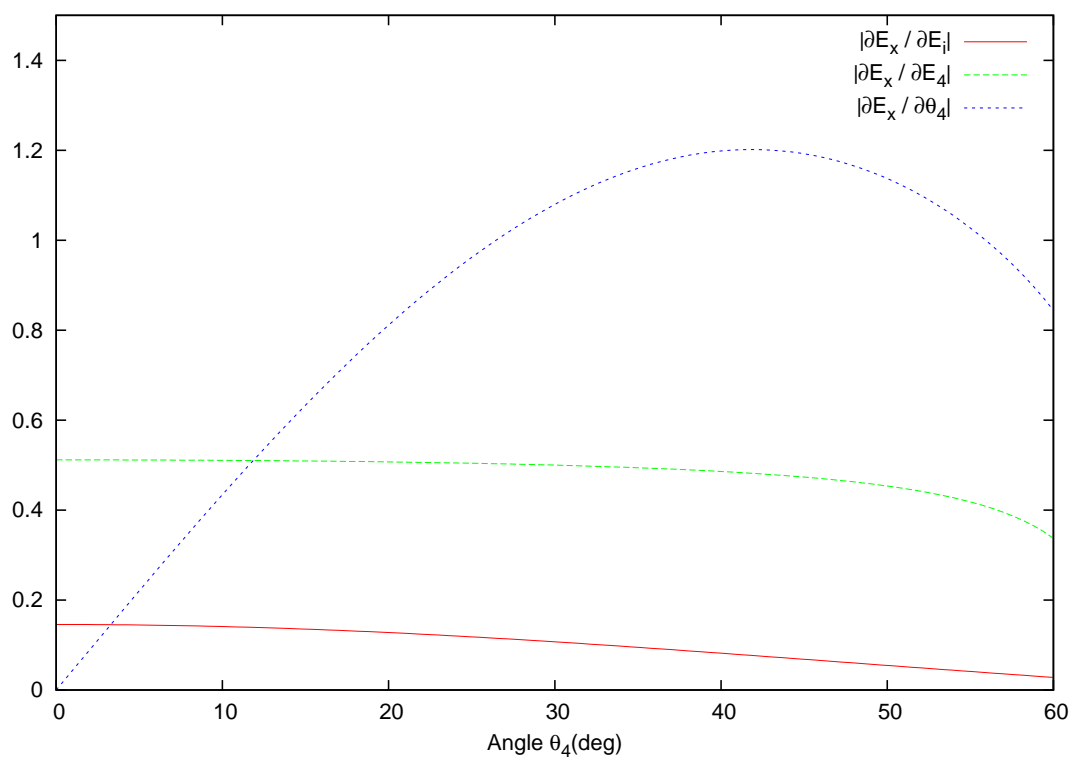


図 13.2: ビームエネルギーを 500MeV としたときのそれぞれの微係数を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの

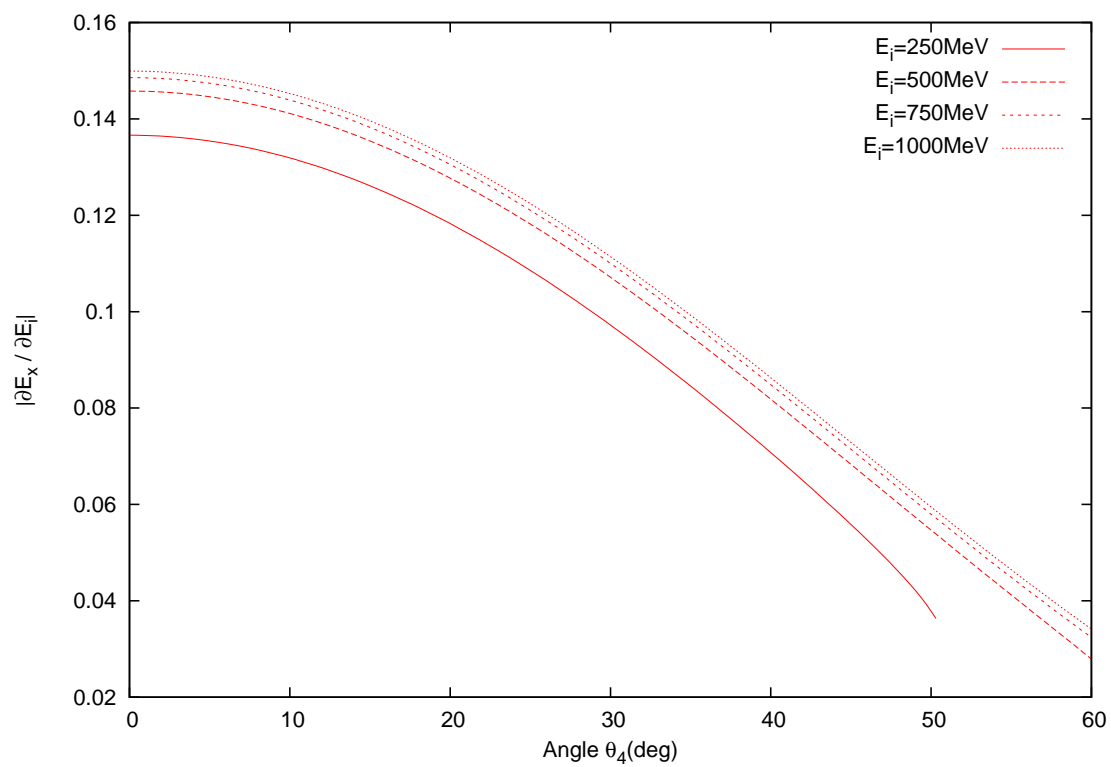


図 13.3: ビームエネルギーを様々に変えたときの  $|\partial E_x / \partial E_i|$  を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの

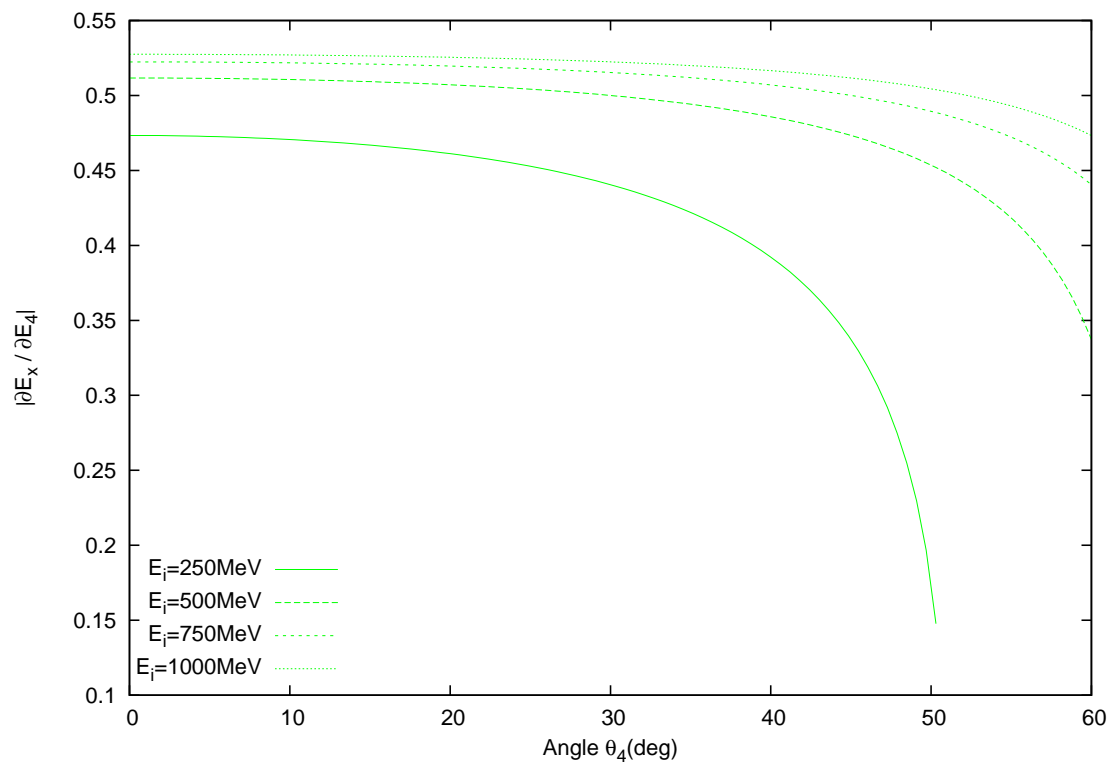


図 13.4: ビームエネルギーを様々に変えたときの  $|\partial E_x/\partial E_4|$  を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの

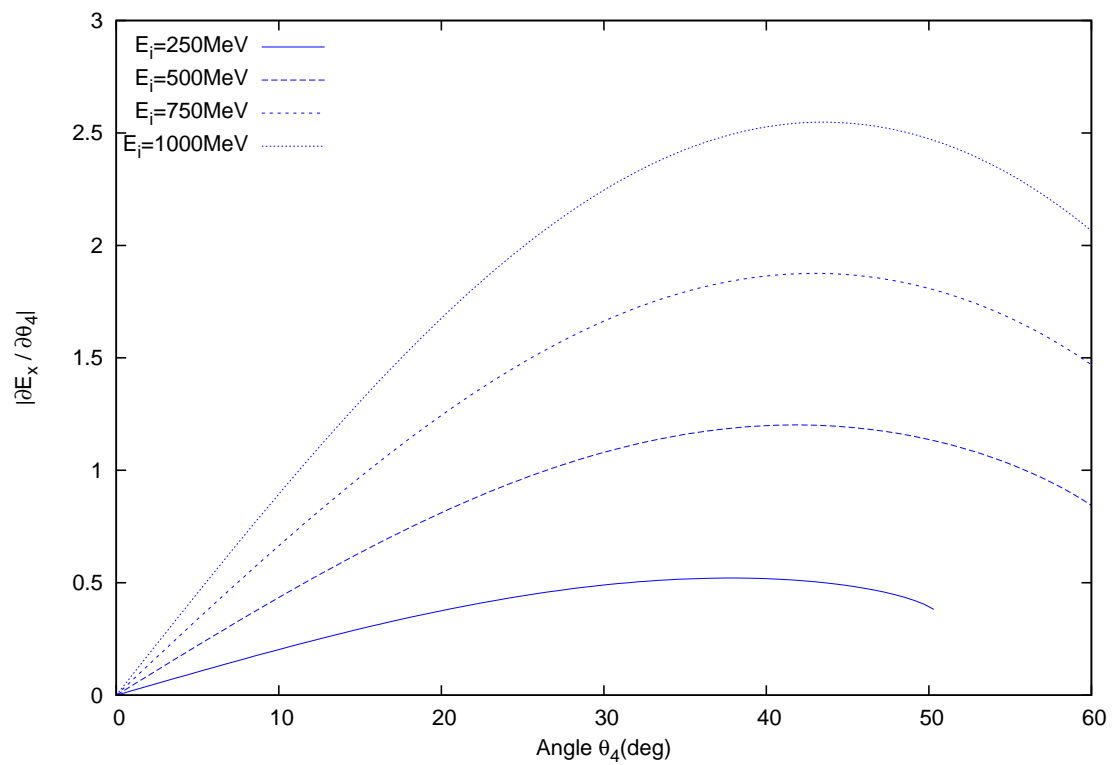


図 13.5: ビームエネルギーを様々に変えたときの  $|\partial E_x / \partial \theta_4|$  を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの

## 13.2 $E_i, E_4, \theta_4$ の幅の見積り

次に  $E_i, E_4, \theta_4$  の幅を今回予定していた実験条件、すなわち

- 入射粒子:  $^{12}\text{C}$
- 標的:  $\text{CH}_2$  3 mg/cm<sup>2</sup>
- ビームエネルギー: 250 MeV を中心に  $\sigma = 200$  keV でガウス分布
- 検出器の幾何的な配置は図 5.1 のとおり、設置角度は  $37^\circ$

の場合を例に見積もってみる。

### 13.2.1 入射エネルギー $E_i$ の幅

入射エネルギー  $E_i$  の幅には次のものが寄与していると考えられる。

- ビームエネルギーの幅:  $\sigma_{\text{Beam}} = 0.20$  MeV
- 入射粒子の標的中でのエネルギー損失の差による幅:  $\sigma_{\text{iEloss}} = 0.85$  MeV  
入射粒子がどの深さで標的内の陽子と散乱を起こすかによって、それまでの入射粒子の標的中でのエネルギー損失には差が生じる。散乱が最も深いところで起こった場合のエネルギー損失は LISE++ を用いて計算すると 2.93 MeV であるので、エネルギー損失が一様分布であると仮定し、 $a$  から  $b$  までの一様分布の分散が  $(a - b)^2/12$  であることを考慮すると、

$$\sigma = \frac{2.93}{\sqrt{12}} = 0.85 \quad (13.9)$$

より、上記の値を得る。

- 入射粒子の標的中でのエネルギーゆらぎによる幅:  $\sigma_{\text{iEstrag}} = 0.08$  MeV

以上の3つを考慮すると、入射エネルギー  $E_i$  の幅は

$$\sigma_{E_i} = \sqrt{\sigma_{\text{Beam}}^2 + \sigma_{\text{iEloss}}^2 + \sigma_{\text{iEstrag}}^2} \quad (13.10)$$

$$= \sqrt{0.20^2 + 0.85^2 + 0.08^2} = 0.88 \text{ MeV} \quad (13.11)$$

と見積もることができる。

### 13.2.2 CsI 検出器で検出されるエネルギー $E_4$ の幅

CsI 検出器で検出されるエネルギー  $E_4$  の幅には次のものが寄与していると考えられる。

- 反跳陽子の標的中でのエネルギー損失の差:  $\sigma_{\text{pEloss}} = 0.055 \text{ MeV}$   
これは散乱のおこる深さだけでなく、反跳粒子の散乱角にも依存する。反跳陽子の標的中でのエネルギー損失が最大となるのは、入射粒子が標的に入射した直後に散乱を起こし、さらに陽子の反跳角度が最も大きい場合である。なぜなら陽子の反跳角度が最大となると、陽子の標的内部での通過距離は最も長くなりまた陽子の反跳エネルギーが最小となるからである。今回の実験条件では Si, CsI 検出器の配置から反跳粒子の最大散乱角  $\theta_4$  は  $\theta_4 = 44.5^\circ$  より、エネルギー  $E_4 = 20.6 \text{ MeV}$  ( $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  のとき) の反跳陽子の厚さ  $3 / \cos 44.5^\circ = 4.2 \text{ mg/cm}^2$  の標的における陽子のエネルギー損失を考えればよい。エネルギー損失が一様分布であると仮定すると (実際より分散は大きくなる)、

$$\sigma_{\text{pEloss}} = \frac{0.12}{\sqrt{12}} = 0.034 \text{ MeV} \quad (13.12)$$

より上記の値を得る。実際はこの反跳陽子の標的中でのエネルギー損失の差による誤差は入射粒子のエネルギー損失の差による誤差と打ち消しあう関係にあるがそれは考慮しないことにする。

- 反跳陽子の標的中でのエネルギーゆらぎ:  $\sigma_{\text{pEstrag}} = 0.014 \text{ MeV}$
- Si 検出器のエネルギー分解能:  $\sigma_{\text{Si}} = 0.20 \text{ MeV}$  と仮定
- 不感層における反跳陽子のエネルギーゆらぎ:  $\sigma_{\text{dead}} = 0.027 \text{ MeV}$   
Si  $15 \mu\text{m}$  でのエネルギーゆらぎは  $\sigma = 0.017 \text{ MeV}$ , CsI 検出器の遮光フィルム ( $1.4 \text{ mg/cm}^2$ )  $65 \mu\text{m}$  でのエネルギーゆらぎは  $\sigma = 0.021 \text{ MeV}$  より、

$$\sigma_{\text{dead}} = \sqrt{0.017^2 + 0.021^2} = 0.027 \text{ MeV} \quad (13.13)$$

- CsI 検出器のエネルギー分解能:  $\sigma_{\text{CsI}} = 0.10 \text{ MeV}$  と仮定

以上を考慮すると、CsI 検出器で検出されるエネルギー  $E_4$  の幅は

$$\sigma_{E_4} = \sqrt{\sigma_{\text{pEloss}}^2 + \sigma_{\text{pEstrag}}^2 + \sigma_{\text{Si}}^2 + \sigma_{\text{dead}}^2 + \sigma_{\text{CsI}}^2} \quad (13.14)$$

$$= \sqrt{0.034^2 + 0.014^2 + 0.20^2 + 0.027^2 + 0.10^2} = 0.23 \text{ MeV} \quad (13.15)$$

と見積もることができる。式 (13.15) より、 $E_4$  の誤差に最も寄与するのは Si 検出器の分解能である。



### 13.2.3 陽子の検出される角度 $\theta_4$ の幅

陽子の検出される角度  $\theta_4$  の幅には、次のものが寄与していると考えられる。

- 検出器の幾何的な条件による幅:  $\sigma_{\text{detector}} = 0.66^\circ$

Si 検出器の各ストリップは図 5.1 のように縦方向・横方向それぞれに幅をもつため、一つのストリップの中でもビームの向きを基準として測った角度に違いが生じる。縦方向については、CsI 検出器とのコインシデンス条件を課すことにより、縦方向の幅を半分にすることができる。式 (12.3) を用いて実際の検出器の配置について角度を計算すると、一つのストリップ内での角度の差が最大となるのはビームの向きを基準として測った角度が小さくかつ散乱平面から離れた位置にあるストリップで、差は  $2.2^\circ$  となった。ストリップ内での角度の分布が一様であると仮定すると、

$$\sigma_{\text{detector}} = \frac{2.3}{\sqrt{12}} = 0.66^\circ \quad (13.16)$$

- ビームの角度拡がりによる幅:  $\sigma_{\text{Beam}} = 3 \text{ mrad} = 0.17^\circ$

以上より、

$$\sigma_{\theta_4} = \sqrt{\sigma_{\text{detector}}^2 + \sigma_{\text{Beam}}^2} \quad (13.17)$$

$$= \sqrt{0.66^2 + 0.17^2} = 0.68^\circ \quad (13.18)$$

と見積もることができる。

## 13.3 励起エネルギースペクトルの分解能の見積もり

以上より、 $\sigma_{E_i} = 0.88 \text{ MeV}$ ,  $\sigma_{E_4} = 0.23 \text{ MeV}$ ,  $\sigma_{\theta_4} = 0.68^\circ$ , またそれぞれの微係数の典型的な値として検出器の中心角度  $\theta_4 = 37^\circ$ , ビームエネルギー  $E_i = 250 \text{ MeV}$  における値

$$\frac{\partial E_x}{\partial E_i} = 0.08 \quad (13.19)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial E_4} = -0.41 \quad (13.20)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial \theta_4} = -0.52 \quad (13.21)$$

を採用すると

$$\begin{aligned}\sigma_{E_x} &= \sqrt{\left(\frac{\partial E_x}{\partial E_i} \sigma_{E_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial E_x}{\partial E_4} \sigma_{E_4}\right)^2 + \left(\frac{\partial E_x}{\partial \theta_4} \sigma_{\theta_4}\right)^2} \\ &= \sqrt{(0.070)^2 + (-0.095)^2 + (-0.353)^2} = 0.37 \text{ MeV} \quad (13.22)\end{aligned}$$

のように励起エネルギースペクトルの幅を見積もることができ、 $5.4\sigma$  で分解できると推定できる。分解能がシミュレーションでの値  $7.4\sigma$  よりも悪くなっているのは、この概算では  $\sigma_{E_i}$ ,  $\sigma_{E_4}$ ,  $\sigma_{\theta_4}$  について最大のものを用いているが、実際は  $\sigma_{E_4}$  は後方角度になるほど大きくなるのに対し、検出器の設置条件から  $\sigma_{\theta_4}$  は後方角度になるほど小さくなるため、本来のそれぞれのストリップごとの励起エネルギースペクトルの幅  $\sigma_{E_x}$  は式 (13.22) よりも小さくなるからである。

各ストリップごとに角度の幅  $\sigma_{\theta_4}$  を見積もり、それぞれの微係数と  $\sigma$  の積をグラフにしたものが図 13.6 である。ただし  $\sigma_{E_i}$ ,  $\sigma_{E_4}$  については上記の典型的な値を用いた。

式 (13.22) や図 13.6 からわかるように、 $E_x$  の幅に最も寄与しているのは反跳陽子の検出角度の誤差である。よって励起エネルギースペクトルの分解能を良くするには、角度誤差を小さくすることが不可欠である。そこでストリップの中心位置を変えずにストリップの縦方向の幅を様々に変えると角度の誤差は図 13.7 のようになる。

図 13.7 より、Si 検出器をストリップの向きが垂直になるように 2 個重ねたり CsI 検出器の縦幅を小さくしたりなどして縦方向の位置をより精度よく測定することにより、角度分解能ひいては励起エネルギースペクトルの分解能を向上させることができる。

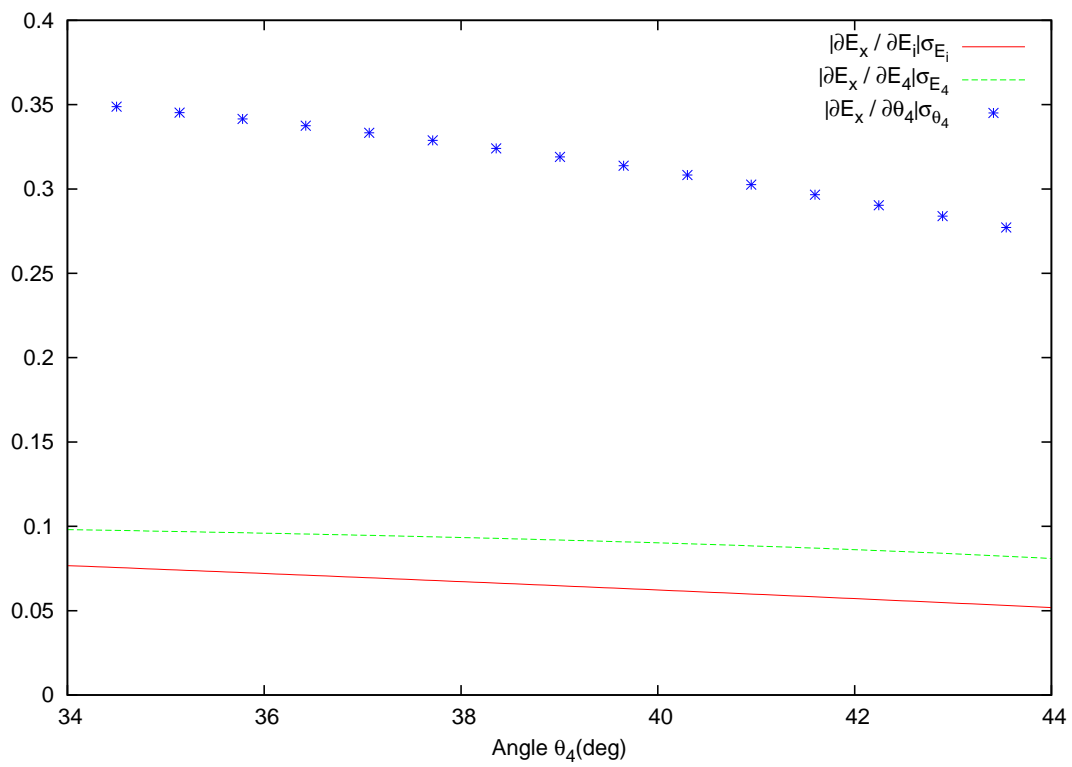


図 13.6: ビームエネルギーを 250 MeV としたときのそれぞれの微係数の絶対値と見積もった幅の積を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの。

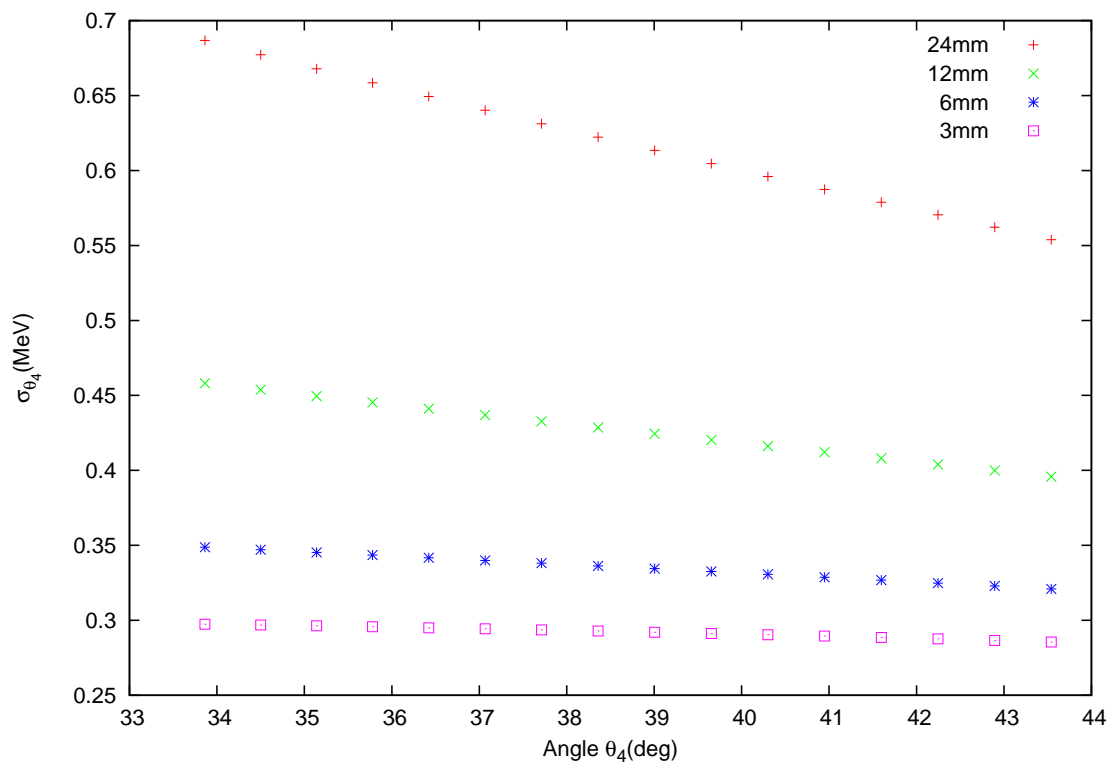


図 13.7: ストリップの中心位置を変えずに、縦幅を 12mm,6mm,3mm としたときの検出角度の幅  $\sigma_{\theta_4}$  を反跳陽子の角度  $\theta_4$  の関数として表したもの。今回の実験では CsI 検出器とのコインシデンス条件を課すことにより縦幅 24mm を実現した。

## まとめ

今回我々は宇宙における  $^{12}\text{C}$  の合成反応において重要な役割を果たす  $9.64\text{ MeV}(3_1^-)$  状態の  $\gamma$  崩壊確率を測定するために、大阪大学核物理研究センター (RCNP) のサイクロトロンを用いて実験を行った。実験ではポリスチレン標的に  $250\text{ MeV}$  の  $^{12}\text{C}$  ビームを入射させ、反跳陽子を Si+CsI 検出器で検出し、散乱された粒子を GR(グランドライデン) とその下流のプラスチックシンチレータを用いて運動量分析と粒子識別を行った。得られた励起エネルギースペクトルから求めた崩壊確率の上限値は、 $1\sigma$  の信頼限界で  $3.87\times 10^{-6}$  であった。今回は先行実験の上限値  $4.12\times 10^{-7}$  を更新することが出来なかったが、今回の実験よりもより高統計かつ S/N 比の高い実験を計画している。

## 謝辞

まず初めに、1年に渡って我々を指導して下さった川畑貴裕先生、延與佳子先生に感謝を申し上げます。川畑先生には実験計画や装置の使い方、果ては御飯の炊き方までを丁寧に指導して頂きました。また、急病人の看護もして下さいました。延與先生には理論研究において、原子核モデルについて丁寧かつわかりやすく指導して頂きました。また発表会前には、朝早くからプレゼンテーションの相談に乗って頂きました。質問に伺った際には研究室で美味しい珈琲を淹れて頂きました。

次に TRA の足立智さん、小林史治さん、TA の渡邊英知さんに感謝致します。足立さんには実験 TRA として標的の取り扱いを始めとして実験全般を細やかにサポートして頂きました。小林さんには理論 TRA としてクラスター模型計算を指導して頂きました。渡邊さんには実験 TA としてデータ解析法を指導して頂きました。

また実験にあたって、標的蒸着の指導をして下さった原子核ハドロン物理学研究室の村上哲也先生に感謝を申し上げます。同研究室の松田洋平さんには ESPRI 実験の Si 検出器を貸して頂き、さらには検出器架台の設計について右も左も分からない我々の相談に親身に乗って頂きました。実験の際には回路の組み立てを指導して頂き、さらには美味しいアイスクリームで我々の脳に栄養を与えて下さいました。同研究室の角谷朋亮さんには CsI 検出器の製作から取り扱いまでを指導して頂きました。旭化成ケミカルズ株式会社さま、株式会社アルライトさまには実験で用いたポリスチレン標的を提供して下さいました。

理化学研究所の銭廣十三さんには多忙の中、遠方より実験に参加して頂き、ビームラインの調整や回路の組み立てなど、幅広く御助力頂きました。RCNP の鈴木智和さんには冷却標的の駆動系の設計について指導して頂きました。また実験に手伝いに来て下さった RCNP の坂口治隆さん、橋本尚志さんに感謝を申し上げます。橋本さんのおかげで大変良い人生経験を積むことが出来ました。東京大学 CNS の久保野茂先生には宇宙核物理の視点から実験計画の相談に乗って頂きました。また実験にも参加して頂きました。また、実験のビームタイムを提供して下さいました大阪大学核物理研究センター、サイクロトロンを運転して頂いた加速器グループ、検出器テストの場を提供して下さいました京都大学タンデム加速器の皆様にも感謝を申し上げます。

最後に課題研究に関してサポートして下さいましたみなさまに感謝の言葉を申し上げます。みなさまのご指導のおかげで1年間素晴らしい課題研究生活を過ごすことが出来ました。この課題研究 P4 で得られた経験を今後の研究や生活に活かせるよう努力いたします。



## 付録 A

### 原子核の電磁遷移確率と Weisskopf unit

ここでは原子核の  $\gamma$  崩壊の遷移確率を古典的な議論から出発して導出し、それを単一粒子模型を用いて値を評価する。

初めに放射源 (原子核) のない領域を考えると Maxwell 方程式は

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 & (\text{A.1 a}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (\text{A.1 b}) \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & (\text{A.1 c}) \\ \nabla \times \mathbf{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} & (\text{A.1 d}) \end{cases}$$

電場、磁場の時間変化を

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\} \quad (\text{A.2 a})$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{B}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\} \quad (\text{A.2 b})$$

として式を変形すると  $k \equiv \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$  として

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k^2)\mathbf{E} = 0 & (\text{A.3 a}) \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 & (\text{A.3 b}) \\ \mathbf{B} = -\frac{i\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{k}\nabla \times \mathbf{E} & (\text{A.3 c}) \end{cases}$$

あるいは

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k^2)\mathbf{B} = 0 & (\text{A.4 a}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (\text{A.4 b}) \\ \mathbf{E} = \frac{i}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}\nabla \times \mathbf{B} & (\text{A.4 c}) \end{cases}$$

が導かれる。これらにそれぞれ横波の条件

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A.5 a})$$

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.5 b})$$

を加えると、(A.3 a)~(A.3 c) と (A.4 a)~(A.4 c) は独立な方程式になる。したがって、(A.3 a)~(A.3 c) の解を  $\mathbf{E}^M, \mathbf{B}^M$ , (A.4 a)~(A.4 c) の解を  $\mathbf{E}^E, \mathbf{B}^E$  とおくと、Maxwell 方程式 (A.1 a)~(A.1 d) を満たす任意の解は

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^E + \mathbf{E}^M \quad (\text{A.5 a})$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}^E + \mathbf{B}^M \quad (\text{A.5 b})$$



となる。添字の E,M はそれぞれ、電氣的、磁氣的放射を意味する。 $\mathbf{E}^M, \mathbf{B}^E$  が満たす方程式は Helmholtz 方程式なので、解は以下のように多重極展開で表される。

$$\mathbf{E}^M(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [e_{lm}^{(1)} h_l^{(1)}(kr) + e_{lm}^{(2)} h_l^{(2)}(kr)] Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (\text{A.6 a})$$

$$\mathbf{B}^E(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [b_{lm}^{(1)} h_l^{(1)}(kr) + b_{lm}^{(2)} h_l^{(2)}(kr)] Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (\text{A.6 b})$$

ここで、 $Y_{lm}(\theta, \phi)$  は球面調和関数、 $h_l^{(1,2)}(kr)$  は球 Hankel 関数。 $e_{lm}^{(1,2)}, b_{lm}^{(1,2)}$  は境界条件によって定まるベクトル。

$$h_l^{(1)}(x) = j_l(x) + in_l(x) \quad (\text{A.7 a})$$

$$h_l^{(2)}(x) = j_l(x) - in_l(x) \quad (\text{A.7 b})$$

$$j_l(x) \equiv (-1)^l x^l \left( \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^l \frac{\sin x}{x} \quad (\text{A.8 a})$$

$$n_l(x) \equiv (-1)^l x^l \left( \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^l \frac{\cos x}{-x} \quad (\text{A.8 b})$$

$\mathbf{B}^M, \mathbf{E}^E$  はそれぞれ (A.3 c), (A.4 c) から決まる。

これらに横波の条件式 (A.5 a), (A.5 b) を課すと、 $h_l^{(1,2)}(kr)$  が 1 次独立であることから

$$\mathbf{r} \cdot \sum_m e_{lm}^{(i)} Y_{lm}(\theta, \phi) = 0 \quad (\text{A.9 a})$$

$$\mathbf{r} \cdot \sum_m b_{lm}^{(i)} Y_{lm}(\theta, \phi) = 0 \quad (\text{A.9 b})$$

さらに Maxwell 方程式 (A.3 b), (A.4 b) より

$$\nabla \cdot \mathbf{E}^M(\mathbf{r}) = \sum_{l,m} \sum_{i=1}^2 \nabla \cdot [e_{lm}^{(i)} h_l^{(i)}(kr) Y_{lm}(\theta, \phi)] = 0 \quad (\text{A.10 a})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^E(\mathbf{r}) = \sum_{l,m} \sum_{i=1}^2 \nabla \cdot [b_{lm}^{(i)} h_l^{(i)}(kr) Y_{lm}(\theta, \phi)] = 0 \quad (\text{A.10 b})$$

ここで、微分演算子  $\nabla$  は角運動量演算子  $\mathbf{L} = \frac{1}{\hbar}(\mathbf{r} \times \mathbf{p}) = -i(\mathbf{r} \times \nabla)$  を用いて  $\nabla = \mathbf{r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{i}{r^2} \mathbf{r} \times \mathbf{L}$  と表されるので、(A.10 a), (A.10 b) は

$$\mathbf{r} \cdot \sum_{l,m} \frac{\partial h_l^{(i)}}{\partial r} e_{lm}^{(i)} Y_{lm} - \sum_{l,m} \frac{i}{r} h_l^{(i)} \mathbf{r} \cdot (\mathbf{L} \times e_{lm}^{(i)}) Y_{lm} = 0 \quad (\text{A.11 a})$$

$$\mathbf{r} \cdot \sum_{l,m} \frac{\partial h_l^{(i)}}{\partial r} b_{lm}^{(i)} Y_{lm} - \sum_{l,m} \frac{i}{r} h_l^{(i)} \mathbf{r} \cdot (\mathbf{L} \times b_{lm}^{(i)}) Y_{lm} = 0 \quad (\text{A.11 b})$$

なお動径  $r$  のみの関数  $F(r)$  について、 $\mathbf{L}F(r) = 0$  を用いた。  
ところが、(A.9 a),(A.9 b) より第1項が消えて

$$\mathbf{r} \cdot [\mathbf{L} \times \sum_m \mathbf{e}_{lm}^{(i)} Y_{lm}] h_l^{(i)} = 0 \quad (\text{A.12 a})$$

$$\mathbf{r} \cdot [\mathbf{L} \times \sum_m \mathbf{b}_{lm}^{(i)} Y_{lm}] h_l^{(i)} = 0 \quad (\text{A.12 b})$$

$\mathbf{r} \cdot \mathbf{L} = 0$  と  $\mathbf{L} \times \mathbf{L} = i\mathbf{L}$  に注意すると、これらの解は次の関係式を満たせばよいことがわかる。

$$\sum_m \mathbf{e}_{lm}^{(i)} Y_{lm} = \sum_m c_{lm}^{(i)} \mathbf{L} Y_{lm} \quad (\text{A.13 a})$$

$$\sum_m \mathbf{b}_{lm}^{(i)} Y_{lm} = \sum_m d_{lm}^{(i)} \mathbf{L} Y_{lm} \quad (\text{A.13 b})$$

ただし  $c_{lm}^{(i)}, d_{lm}^{(i)}$  は定数.

これらを (A.6 a),(A.6 b) に代入すると解が求まり、結局電場と磁場は、ベクトル球面調和関数

$$\mathbf{X}_{lm}(\theta, \phi) \equiv \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \mathbf{L} Y_{lm} \quad (\text{A.14})$$

を用いると以下のように書ける。

(E-l) 放射

$$\mathbf{B}_l^{\text{E}}(\mathbf{r}) = \sum_m f_{lm}^{\text{E}}(kr) \mathbf{X}_{lm}(\theta, \phi) \quad (\text{A.15 a})$$

$$\mathbf{E}_l^{\text{E}}(\mathbf{r}) = \frac{i}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} k} (\nabla \times \mathbf{B}_l^{\text{E}}) \quad (\text{A.15 b})$$

(M-l) 放射

$$\mathbf{E}_l^{\text{M}}(\mathbf{r}) = \sum_m f_{lm}^{\text{M}}(kr) \mathbf{X}_{lm}(\theta, \phi) \quad (\text{A.16 a})$$

$$\mathbf{B}_l^{\text{M}}(\mathbf{r}) = -\frac{i\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{k} (\nabla \times \mathbf{E}_l^{\text{M}}) \quad (\text{A.16 b})$$

ただし

$$f_{lm}^{\text{E}}(kr) \equiv c_{lm}^{(1)} h_{lm}^{(1)}(kr) + c_{lm}^{(2)} h_{lm}^{(2)}(kr) \quad (\text{A.17 a})$$

$$f_{lm}^{\text{M}}(kr) \equiv d_{lm}^{(1)} h_{lm}^{(1)}(kr) + d_{lm}^{(2)} h_{lm}^{(2)}(kr) \quad (\text{A.17 b})$$

ベクトル球面調和関数は以下の規格直交性を満たす。

$$\int [\mathbf{X}_{lm}(\theta, \phi)]^* \cdot [\mathbf{X}_{l'm'}(\theta, \phi)] d\Omega = \delta_{ll'} \cdot \delta_{mm'} \quad (\text{A.18})$$

次に原子核近傍での電場、磁場を考える。原子核内には電荷密度  $\rho(\mathbf{r}, t)$ , 電流密度  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ , 磁化密度  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  が存在し、これらの時間依存性を  $\exp(i\omega t)$  とすると、Maxwell 方程式は

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} & (\text{A.19 a}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (\text{A.19 b}) \\ \nabla \times \mathbf{E} = \frac{ik}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \mathbf{B} \equiv ik\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} (\mathbf{H} + \mathbf{M}) & (\text{A.19 c}) \\ \nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left[ \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \right] = \mathbf{j} - ik\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{E} & (\text{A.19 d}) \end{cases}$$

また連続の式は

$$\nabla \cdot \mathbf{j} - i\omega\rho = 0 \quad (\text{A.20})$$

これを  $\rho$  について解き、(A.19 a) に代入すると

$$\nabla \cdot \mathcal{E} = 0 \quad (\text{A.21 a})$$

$$\mathcal{E} \equiv \mathbf{E} + \frac{i}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \mathbf{j} \quad (\text{A.21 b})$$

(A.19 a)~(A.19 d) を  $\mathcal{E}, \mathbf{B}$  について書き直すと

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k^2)\mathcal{E} = -ik\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left( \frac{1}{k^2} \nabla \times \nabla \times \mathbf{j} + \nabla \times \mathbf{M} \right) & (\text{A.22 a}) \\ \nabla \cdot \mathcal{E} = 0 & (\text{A.22 b}) \\ \mathbf{B} = -\frac{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{k} \left( i\nabla \times \mathcal{E} + \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \nabla \times \mathbf{j} \right) & (\text{A.22 c}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k^2)\mathbf{B} = -\mu_0(\nabla \times \mathbf{j} + \nabla \times \nabla \times \mathbf{M}) & (\text{A.23 a}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (\text{A.23 b}) \\ \mathcal{E} = \frac{i}{k}(\nabla \times \mathbf{B} - \mu_0\nabla \times \mathbf{M}) & (\text{A.23 c}) \end{cases}$$

先と同様に、これらの解をベクトル球面調和関数を用いて次のように展開する。

$$\mathbf{B}^{\text{E}}(\mathbf{r}) = \sum_{l,m} r^{-1} \chi_{lm}^{\text{E}} \mathbf{X}_{lm}(\theta, \phi) \quad (\text{A.24 a})$$

$$\mathcal{E}^{\text{M}}(\mathbf{r}) = \sum_{l,m} r^{-1} \chi_{lm}^{\text{M}}(r) \mathbf{X}_{lm}(\theta, \phi) \quad (\text{A.24 b})$$

ここで  $\chi_{lm}^{(\text{E},\text{M})}(r)$  は放射源が存在するときの動径関数である。これらの解は放射源(原子核)の領域外では (A.15 a), (A.16 a) の解に接続されるものとする。

$$C_{lm}^{(\text{E},\text{M})} r^{-1} \chi_{lm}^{(\text{E},\text{M})}(r) \xrightarrow{kr \gg 1} f_{lm}^{(\text{E},\text{M})}(kr) \quad (\text{A.25})$$

$\chi_{lm}^E(r)$  が満たす微分方程式は (A.24 a) を (A.23 a) に代入し、左から  $\mathbf{X}_{lm}^*(\theta, \phi)$  を掛けて  $d\Omega$  積分を施し、直交関係式 (A.18) を利用すると以下が得られる。

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \chi_{lm}^E(r) = -F_{lm}^E \quad (\text{A.26})$$

$$F_{lm}^E \equiv \mu_0 r \int d\Omega \mathbf{X}_{lm}^*(\theta, \phi) \cdot (\nabla \times \nabla \times \mathbf{M}) \quad (\text{A.27})$$

この微分方程式を解くために Green 関数を用いる。Green 関数  $G(r, r')$  は以下の微分方程式を満たす。

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] G_l(r, r') = -\frac{1}{r} \delta(r - r') \quad (\text{A.28})$$

$r^{-1}G(r, r')$  が放射源で有限で、 $r \gg r'$  で場の解が外向波になるという条件を課すと (A.28) の解は

$$G_l(r, r') = ikr j_l(kr_<) h_l^{(1)}(kr_>) \quad (\text{A.29})$$

となる。したがって、(A.26) の解として以下を得る。

$$\chi_{lm}^E = \int_0^\infty G(r, r') F_{lm}^E(r') r' dr' = ikr \int_0^\infty r' j_l(kr_<) h_l^{(1)}(kr_>) F_{lm}^E(r') r' dr' \quad (\text{A.30})$$

放射源の領域外では  $r_< = r', r_> = r$  とおくと

$$\chi_{lm}^E \rightarrow ikr h_l^{(1)}(kr) \int_0^\infty r' j_l(kr') F_{lm}^E(r') dr' \quad (\text{A.31})$$

したがって放射源が存在する時の磁場は無遠くでは (A.24 a) より

$$\mathbf{B}^E(\mathbf{r}) = \sum_{l,m} ik h_l^{(1)}(kr) \int_0^\infty r' j_l(kr') F_{lm}^E(r') dr' \quad (\text{A.32})$$

これが放射源が存在しない時の磁場 (A.15 a) に接続されるという境界条件を課すと振幅  $c$  は

$$c_{lm}^{(1)} = -\frac{ik^2}{\sqrt{l(l+1)}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int \mathbf{Y}_{lm}^* \left\{ \rho \partial_r (r j_l) - \left[ -\frac{ik}{c} \mathbf{r} \cdot \mathbf{j} - i\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} k \nabla \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{M}) \right] j_l \right\} d^3r \quad (\text{A.33 a})$$

$$c_{lm}^{(2)} = 0 \quad (\text{A.33 b})$$

同様の計算を  $\boldsymbol{\varepsilon}$  についても行うと振幅  $d$  は

$$d_{lm}^{(1)} = -\frac{ik^2}{\sqrt{l(l+1)}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int \mathbf{Y}_{lm}^* \left\{ [\nabla \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{j}) - k^2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{M})] j_l + (\nabla \times \mathbf{M}) \partial_r(r j_l) \right\} d^3r \quad (\text{A.34 a})$$

$$d_{lm}^{(2)} = 0 \quad (\text{A.34 b})$$

原子核の光子の放出、吸収による遷移確率を計算するには  $kr \gg 1$  の場合を考えればよく、 $kr \gg 1$  での Bessel 関数の漸近式

$$j_l(kr) \simeq \frac{(kr)^l}{(2l+1)!!}$$

を用いると振幅は

$$c_{lm}^{(1)} \simeq \frac{2i}{(2l+1)!!} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} k^{l+2} \sqrt{\frac{l+1}{l}} (Q_{lm} + Q'_{lm}) \quad (\text{A.35 a})$$

$$Q_{lm} \equiv \frac{1}{2} \int r^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \rho(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{A.35 b})$$

$$Q'_{lm} \equiv \frac{-ik\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{2(l+1)} \int r^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) [\nabla \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{M}) - \mathbf{r} \cdot \mathbf{j}] d^3r \quad (\text{A.35 c})$$

$$d_{lm}^{(1)} \simeq \frac{2i}{(2l+1)!!} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} k^{l+2} \sqrt{\frac{l+1}{l}} (M_{lm} + M'_{lm}) \quad (\text{A.36 a})$$

$$M_{lm} \equiv -\frac{1}{2(l+1)} \int r^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \nabla \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{j}) d^3r \quad (\text{A.36 b})$$

$$M'_{lm} \equiv -\frac{1}{2} \int r^l Y_{lm}^*(\theta, \phi) \left( \nabla \cdot \mathbf{M} - \frac{k^2}{l+1} \mathbf{r} \cdot \mathbf{M} \right) d^3r \quad (\text{A.36 c})$$

$$(\text{A.36 d})$$

次に原子核の電磁遷移確率を計算する。

多極放射において単位時間、単位立体角当りに放出されるエネルギー flux は Poynting ベクトル

$$\mathbf{S} \equiv \mathbf{E}(t) \times \mathbf{H}(t) \quad (\text{A.37})$$

で与えられる。

波動域 ( $kr \gg 1$ ) では  $|\mathbf{E}| \simeq \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} |\mathbf{H}|$  であり、かつ電場と磁場は垂直なので

$$|\mathbf{S}| \simeq c\varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 \simeq c\mu_0 |\mathbf{H}|^2 \simeq \frac{c}{\mu_0} |\mathbf{B}|^2 \quad (\text{A.38})$$

となる。

原子核からの  $(l, m)$  次放射の単位時間当りの遷移確率を求めるには、 $\mathbf{S}$  の時間平均を全立体角で積分して、光子のエネルギー  $\hbar\omega = \hbar ck$  で割ればよい。純粋な  $(l, m)$  次の電氣的、磁氣的放射による電磁遷移確率をそれぞれ  $w_{lm}^E, w_{lm}^M$  とすると

$$w_{lm}^E = \frac{2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} k^{2l+1} |Q_{lm} + Q'_{lm}|^2 \quad (\text{A.39 a})$$

$$w_{lm}^M = \frac{2\mu_0}{\hbar} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} k^{2l+1} |M_{lm} + M'_{lm}|^2 \quad (\text{A.39 b})$$

となる。実際の観測においては、原子核は偏極しておらず、終状態のスピンも観測しない。したがって観測される遷移確率は  $w_{lm}^{(E,M)}$  について、初期状態の磁気量子数について平均を取り、終状態については和を取らなければならない。これを  $T_l^{(E,M)}$  とおくと

$$T_l^{(E,M)} = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{m_i} \sum_{m_f} \sum_m w_{lm}^{(E,M)} \quad (\text{A.40})$$

つまり電磁遷移確率は電氣的、磁氣的に加えて光子の角運動量  $l$  の値によって異なる。 $l = 1, 2, \dots$  の電磁遷移を E1, E2,  $\dots$  遷移といい、 $l = 1, 2, \dots$  の磁気遷移を M1, M2,  $\dots$  遷移という。

遷移を起こす際には、原子核の初期状態と終状態+光子の間で角運動量、パリティが保存しなければならない。E $l$  放射のパリティが  $(-1)^l$ 、M $l$  放射のパリティが  $(-1)^{l+1}$  であることから、原子核の初期状態の角運動量、パリティを  $J_i, \pi_i$ 、終状態のそれを  $J_f, \pi_f$  とすると、電磁遷移の選択則は

パリティについて

$$\begin{cases} \pi_i = (-1)^l \pi_f & (\text{E } l \text{ 遷移}) \\ \pi_i = (-1)^{l+1} \pi_f & (\text{M } l \text{ 遷移}) \end{cases} \quad (\text{A.41 a})$$

$$\quad \quad \quad (\text{A.41 b})$$

角運動量について

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \quad (\text{A.42})$$

が成り立つ。

また、光子の角運動量  $l$  が大きくなる程、遷移確率は急激に小さくなるので、 $l = |J_i - J_f|$  の遷移のみを考えればよい。

次に古典論的な考察から得た遷移確率式 (A.39 a), (A.39 b) を量子力学的な式に書き直す。

原子核の初期状態、終状態の波動関数をそれぞれ  $\psi_i, \psi_f$  とし、 $e$  を電気素量、 $M_n$  を核子の質量、 $\mu_n$  を核子の磁気モーメント、 $\boldsymbol{\sigma}$  を Pauli 行列とすると、電荷密度  $\rho$ 、電流密度  $\mathbf{j}$ 、磁化密度  $\mathbf{M}$  は以下のように表される。

$$\rho(\mathbf{r}) = 2\psi_i^* e \psi_f \quad (\text{A.43 a})$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = -2 \frac{ie\hbar}{2M_n} [\psi_f^* \nabla \psi_i - (\nabla \psi_f^*) \psi_i] \quad (\text{A.43 b})$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = 2\mu_n \frac{e\hbar}{2M_n} \psi_f^* \boldsymbol{\sigma} \psi_i \quad (\text{A.43 c})$$

原子核において、これらの物理量はそれぞれの核子から寄与する。したがって電氣的、磁氣的モーメント (A.35 a)~(A.36 c) を量子力学的に表すには、核子について和をとらなければならない。核子のラベルを  $j$  として、 $j = 1 \sim Z$  を陽子のラベル、 $j = Z + 1 \sim A$  を中性子のラベルとすると、モーメントは

$$Q_{l,m} = \sum_{j=1}^Z e_j \int r_j^l Y_{lm}^* \psi_{ij}^* \psi_{ij} d^3 r d\sigma \quad (\text{A.44 a})$$

$$Q'_{l,m} = -\frac{ik\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}{l+1} \sum_{j=1}^Z \frac{e\hbar}{2M_j} \int r_j^l Y_{lm}^* [\mu_j \nabla \cdot (\psi_{ij}^* \mathbf{r}_j \times \boldsymbol{\sigma}_j \psi_{ij}) - 2i\psi_{ij}^* (\mathbf{r}_j \cdot \nabla \psi_{ij})] d^3 r d\sigma \quad (\text{A.44 b})$$

$$M_{lm} = -\frac{1}{l+1} \sum_{j=1}^A \mu_j \frac{e\hbar}{M_j} \int r_j^l Y_{lm}^* \nabla \cdot (\psi_{ij}^* \mathbf{L}_j \psi_{ij}) d^3 r d\sigma \quad (\text{A.44 c})$$

$$\begin{aligned} M'_{l,m} &= -\sum_{j=1}^A \mu_j \frac{e\hbar}{2M_j} \int r_j^l Y_{lm}^* [\nabla \cdot (\psi_{ij}^* \boldsymbol{\sigma}_j \psi_{ij}) + \frac{k^2}{l+1} \psi_{ij}^* \mathbf{r}_j \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \psi_{ij}] d^3 r d\sigma \\ &\simeq -\sum_{j=1}^A \mu_j \frac{e\hbar}{2M_j} \int r_j^l Y_{lm}^* [\nabla \cdot (\psi_{ij}^* \boldsymbol{\sigma}_j \psi_{ij})] d^3 r d\sigma \end{aligned} \quad (\text{A.44 d})$$

となる。ここでモーメントの比をオーダー評価すると

$$\frac{Q'_{lm}}{Q_{lm}} \sim 1 \times 10^{-3} \quad (\text{A.45 a})$$

$$\frac{M'_{lm}}{M_{lm}} \sim 1 \quad (\text{A.45 b})$$

となるので、電氣的遷移確率の計算では  $Q'_{lm}$  の項を無視する。

遷移確率 (A.40) には原子核の波動関数が含まれているため簡単には求められない。以下では単一粒子模型を用いてこの値を評価する。この模型では、ある原子核状態を1個の核子の状態で代表させ、核スピンはその核子が持つ角運動量  $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$  で表されるものとしている。ここでは1個の核子を陽子とする。核子の波動関数

$\psi$  は動径関数  $R(r)$  と角度関数  $\Theta(\theta, \phi)$  の積で与えられる。

El 遷移に対する電氣的モーメントは (A.44 a) より

$$Q_{lm} = e \int_0^\infty R_f^* r^l R_i r^2 dr \int \Theta_{l_f j_f m_f}^* Y_{lm}^* \Theta_{l_i j_i m_i} d\Omega \quad (\text{A.46})$$

統計因子  $S$  を

$$S \equiv \frac{1}{2j_i} \sum_{m_i} \sum_{m_f} \sum_m \left| \int \Theta_{l_f j_f m_f}^* Y_{lm}^* \Theta_{l_i j_i m_i} d\Omega \right|^2 \quad (\text{A.47})$$

とおくと、 $S$  は  $l = |j_i - j_f|$  のとき以下のように表される。[12]

$$S = \frac{(j_i - \frac{1}{2})!}{(2j_i)!!} \frac{(2l+1)!!}{l!} \frac{(2j_f)!!}{(j_f - \frac{1}{2})!} \frac{1}{4\pi} \quad (\text{A.48})$$

(A.46) の動径部分の積分については  $R_i, R_f$  が核半径  $R$  内で一定値を取り、核外で 0 とするととなる。

$$\int_0^\infty R_f^* r^{l+2} R_i dr = \frac{\int_0^\infty r^{l+2} dr}{\int_0^\infty r^2 dr} = \frac{3R^l}{L+3} \quad (\text{A.49})$$

遷移が  $j_i = l + \frac{1}{2}$  軌道の粒子が  $j_f = \frac{1}{2}$  (軌道角運動量が 0) に移ることによって起こされるとすると、(A.48) の統計因子は

$$S\left(l + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, l\right) = \frac{1}{4\pi} \quad (\text{A.50})$$

となる。このとき、電磁遷移確率 (A.40) は (A.39 a), (A.46), (A.49) を用いると

$$\begin{aligned} T_l^E &= \frac{2(kR)^{2l} \omega e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \\ &\simeq 4.4 \times \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \times \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ MeV}}\right)^{2l+1} (1.2A^{\frac{1}{3}})^{2l} \times 10^{21}/\text{s} \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

となる。原子核の半径については密度飽和則  $R \simeq 1.2A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}$  を用いた。

同様に磁気遷移確率は

$$T_l^M \simeq 1.9 \times \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \times \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ MeV}}\right)^{2l+1} (1.2A^{\frac{1}{3}})^{2l-2} \times 10^{21}/\text{s} \quad (\text{A.52})$$

このように単一粒子模型を用いて評価した遷移確率を Weisskopf Unit という。

崩壊幅は

$$\Gamma \equiv \hbar T \quad (\text{A.53})$$



で定義される量なので、(A.51),(A.52)を用いると

$$\Gamma_l^E(E_\gamma) = 2.9 \times \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \times \left(\frac{E_\gamma [\text{MeV}]}{197}\right)^{2l+1} (1.2A^{\frac{1}{3}})^{2l} \times 10^6 \text{ eV} \quad (\text{A.54})$$

$$\Gamma_l^M(E_\gamma) = 1.3 \times \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \times \left(\frac{E_\gamma [\text{MeV}]}{197}\right)^{2l+1} (1.2A^{\frac{1}{3}})^{2l-2} \times 10^6 \text{ eV} \quad (\text{A.55})$$

これを今回注目している  $^{12}\text{C}$   $3^-$  状態の  $\gamma$  崩壊幅の計算に適用する。この準位は E1 遷移で

$$3^-(9.64 \text{ MeV}) \rightarrow 2^+(4.44 \text{ MeV}) + \gamma(5.2 \text{ MeV})$$

のように崩壊するので、単一粒子模型を用いると崩壊幅は  $\Gamma \sim 50 \text{ eV}$  となる。

[補足]

これまでの電磁遷移確率の議論は、古典的な議論から量子力学的に拡張して行ってきたが、最初から量子力学的な方法を用いて遷移確率を導くことも出来る。電荷  $e_j$ 、磁気モーメント  $\mu_j$  を持った核子と電磁場との間の非相対論的な相互作用ハミルトニアンは

$$H_{\text{int}} = - \sum_j \frac{e_j}{M} \frac{\mathbf{p}_j \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_j}{2} - \frac{e\hbar}{2M} \sum_j \mu_j \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{A.56})$$

で与えられ、初期状態  $\psi_i$  から終状態  $\psi_f$  への単位時間当りの遷移確率は 1 次摂動で

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_f |\langle \psi_f | H_{\text{int}} | \psi_i \rangle|^2 \quad (\text{A.57})$$

から求めることができる。ここで  $\rho_f$  は終状態の状態密度である。

## 参考文献

- [1] Burbidge, E. Margaret, Burbidge, G. R.; Fowler, William A.; Hoyle, F. Reviews of Modern Physics, **29**, 547-650 (1957).
- [2] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A. **506**, 1 (1990).
- [3] F. Hoyle and W. A. Fowler, Astrophys. J **132**, 565 (1960).
- [4] H.Horiuchi,K.Ikeda, Y.Suzuki Phys. Suppl. **52** Chap.4 (1972).
- [5] Eiji Uegaki *et al.*, Progress of Theoretical Physics **62** 1621-1640 (1979).
- [6] K Langanke and M Wiescher Rep. Prog. Phys. **64** (2001) 1657-1701.
- [7] D. Chamberlin, *et al.*, Phys. Rev. C **10**, 909 (1974).
- [8] Angulo, *et al.*, Nucl. Phys. A. **656** 3-183 (1999).
- [9] J. Kirk. Dickens, *et al.*, Phys. Rev. **132**, 2159 (1963).
- [10] T. Kawabata, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A. **459**, 171 (2011).
- [11] D. Horn, *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A320 273-276 (1992)
- [12] P. Ring, P. Schuck “The Nuclear Many-body Problem” Springer (2005)