

2013 年度学士論文

# 反跳陽子のトラッキングを利用した新型中性子 検出器の開発

中嶋 丈嘉

09B16905

東京工業大学 理学部 物理学科

指導教官 中村隆司

2013/03/24

## 概要

超重水素である  $^5\text{H}$  や  $^7\text{H}$  は生成可能な原子核の中で、中性子と陽子数の比が最も大きな原子核であり、安定核には見られない複数中性子の空間的相関や三体力の効果があらわになっている可能性が高い。こうした効果の研究にはエネルギー準位の測定が有効であるが、従来の測定からは準位が決定していない状況である。そこで我々は不変質量法を用いて超重水素のエネルギー準位測定を計画している。不変質量法を用いる場合、複数の中性子を検出する必要があると同時に、中性子の運動量分解能が主にエネルギーの分解能を決定している。そこで複数の中性子の検出効率を向上させ、運動量分解能の高い、新しい原理の中性子検出器 HIME の開発を行った。HIME は従来より微細なモジュールを層ごとに縦横に組む構造で、これにより反跳陽子をトラッキングする事が可能となり運動量分解能と複数中性子の検出効率の向上が見込まれる。本研究では HIME のプロトタイプ建設と宇宙線を用いた較正手法を確立させた。また中性子検出器の基本性能である時間分解能を求め、目標値との比較を行った。

# 目次

第 1 章	序	1
1.1	背景・目的	1
1.2	質量決定方法	3
1.3	実験施設	6
第 2 章	新型中性子検出器 HIME	9
2.1	プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器	9
2.2	中性子検出原理	9
2.3	NEBULA	12
2.4	新型中性子検出器 HIME	12
第 3 章	HIME のプロトタイプ検出器の作成	19
3.1	プロトタイプの建設	19
3.2	スプリッターの作成	25
3.3	インピーダンス整合	25
第 4 章	HIME のプロトタイプ検出器のテスト実験	27
4.1	ペDESTAL補正	27
4.2	時間較正	29
4.3	宇宙線を用いたエネルギー較正	31
4.4	光電子増倍管のゲインカーブ	36
4.5	光電子増倍管の印加電圧の決定	38
4.6	時間分解能	40
第 5 章	まとめ・今後の展望	53
5.1	まとめ・今後の課題	53
	参考文献	55



# 目次

1.1	核図表	1
1.2	$^5\text{H}$	2
1.3	$^5\text{H}$ の相対エネルギー	2
1.4	$\gamma$ 線分光法	3
1.5	質量欠損法	4
1.6	不変質量法	5
1.7	RIBF	6
1.8	各加速器で得られるビームのエネルギー	7
1.9	SAMURAI 検出器群	8
2.1	一般的な中性子検出器の概観	10
2.2	運動量測定	11
2.3	$^6\text{He}$ から $^5\text{H}$ の生成の様子	11
2.4	NEBULA	12
2.5	HIME の完成図	13
2.6	HIME を用いたシミュレーション	14
2.7	NEBULA を用いたシミュレーション	14
2.8	陽子の複数層通過	14
2.9	クロストーク	15
2.10	2 つの中性子が生成される場合	15
2.11	中性子が生成される場合	15
2.12	反跳陽子が複数ヒットする場合	15
2.13	因果律	16
2.14	トラッキングのシミュレーション	17
3.1	ID の振り方	20
3.2	HIME プロトタイプの写真	21
3.3	動作異常があったモジュール	21
3.4	信号処理とトリガー生成のブロック図	23
3.5	陽子のエネルギー損失のシミュレーション	24
3.6	スプリッター	25
3.7	スプリッター内部	25
3.8	スプリッターの回路	26

4.1	ペDESTAL補正前	28
4.2	ペDESTAL補正後	28
4.3	TDC Calibrator の入力信号	29
4.4	ch から実時間への変換	29
4.5	時間補正後	30
4.6	ID1-5-9-16	31
4.7	側面から見た図	31
4.8	ID1 のアナログ値	32
4.9	ID5 のアナログ値	32
4.10	ID9 のアナログ値	32
4.11	ID16 のアナログ値	32
4.12	横置きでのかすりイベント	33
4.13	横置きの4つが鳴るとい条件での宇宙線の様子	33
4.14	宇宙線の垂直入射イベント	33
4.15	dt7-dt5	34
4.16	ID5 の発光量	35
4.17	ID6 の発光量	35
4.18	ID7 の発光量	35
4.19	ID8 の発光量	35
4.20	ID1 の $U_p$ のゲインカーブ	37
4.21	ID1 の印加電圧調整後	39
4.22	ID9 の印加電圧調整後	39
4.23	ID5 の印加電圧調整後	39
4.24	ID13 の印加電圧調整後	39
4.25	スルー	41
4.26	スルー補正前	42
4.27	スルー補正後	42
4.28	ID5-6-7-8 のヒット	43
4.29	垂直入射の場合	43
4.30	位置指定の場合	43
4.31	スルー前	44
4.32	スルー補正後	44
4.33	$T_{AV1}-T_{AV5}$	45
4.34	$T_{AV15} - T_{AV13}$	45
4.35	ID1 のエネルギーゲート	46
4.36	エネルギーゲートをかけない場合	46
4.37	エネルギーゲートをかけた場合の分解能の向上	46
4.38	角度の不確定性	47
4.39	角度による幅を補正後の時間分解能	50

# 表目次

3.1	プラスチックシンチレータの仕様 . . . . .	19
3.2	光電子増倍管の仕様 . . . . .	20
4.1	ペDESTAL値 . . . . .	28
4.2	時間補正 . . . . .	30
4.3	カーブのフィットに用いた点 . . . . .	37
4.4	垂直入射の飛行時間の時間分解能 . . . . .	47
4.5	横置きモジュールあたりの時間分解能 . . . . .	48
4.6	斜め入射の飛行時間の時間分解能 . . . . .	49
4.7	縦置きモジュールあたりの時間分解能 . . . . .	49
4.8	モジュールあたりの時間分解能 . . . . .	50





# 第 1 章

## 序

### 1.1 背景・目的

原子核は陽子と中性子が強い相互作用によって束縛された量子多体系である。1911 年の E.Rutherford の  $\alpha$  粒子を用いた実験による Au 原子核の発見を発端とし、原子核についての様々な研究が行われてきた。研究の発展に伴いより詳細な原子核構造の探索のために必要な大強度の RI(Radioactive Isotope) ビームを生成する加速器の開発、改良も進展していった。日本では理化学研究所(埼玉県和光市)の不安定核ビーム施設である RIBF(Radio Isotope Beam Factory)において不安定ビームを用いた核反応の測定により、 $\beta$  安定線より離れた中性子過剰領域や中性子ドリップライン近傍の核種の研究が行われてきた。

中性子過剰なトリチウムより重い超重水素は生成可能な原子核の中で中性子数/陽子数の比が最も大きな原子核であり、安定核にはない構造をもつと考えられる。本研究では  $^5\text{H}$  を主に扱うが、この核種は中性子ドリップラインを超えたところに存在する非束縛核である。 $^5\text{H}$  に限らず非束縛核 ( $^7\text{H}, ^{10}\text{He}, ^{28}\text{O}$ ) は、三体力や複数中性子相関の効果があるわになっている可能性が高く、原子核物理学の基礎理論を発展させる重要な物理を含んでいる。核図表(図 1.1)に示す

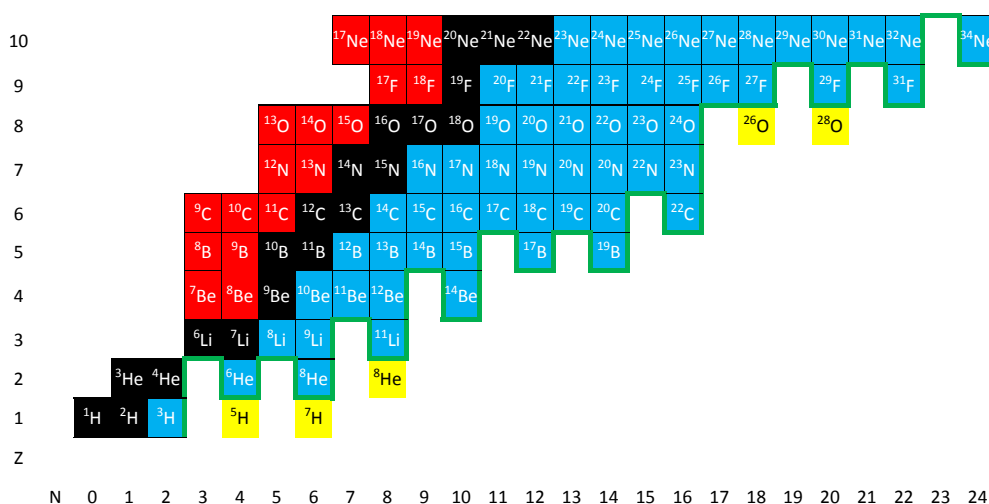


図 1.1 横軸に中性子数、縦軸に陽子数とする核図表。黒い核は安定核、赤い核は陽子過剰核、水色の核は中性子過剰核、緑の罫線は中性子ドリップライン、黄色の核は本研究の対称である非束縛核

ように  $^5\text{H}$  は中性子ドリップラインを超えた領域に位置しており、中性子放出に対して不安定である非束縛核である。 $^5\text{H}$  は共鳴状態としてトリチウムを核とし 2 つの中性子の系、または陽子と 4 つの中性子の系を持つ可能性があり、そ

のエネルギー準位が二体相関のみの場合より安定ならば三体力や多中性子相関の存在が示唆される事になる (図 1.2)。また安定核から中性子星までの全ての核子多体系の統一的理解のためにも非束縛核の構造理解は必要とされている。しかしながら、先行研究 [1],[2] によると、 ${}^5\text{H}$  の質量測定実験の結果は互いに矛盾しており未だに共鳴の準位は確定していない状況である。図 (1.3) に  ${}^5\text{H}$  の相対エネルギーの実験結果を示した。それぞれの実験のエネルギー分解能は左が  $\sim 400\text{keV}$ , 右が  $800\text{keV}$  (FWHM) であり、ピークが決定できているとは言いがたい。 ${}^5\text{H}$  の共鳴準位は自然幅を持っていると考えられ、準位の決定やピークの有無の識別には今以上の高い分解能が必要とされる。しかし現状の非束縛核の質量測定実験では主に中性子検出器の測定精度の欠如が問題となっている。また測定したい不安定核によっては、崩壊後に複数の中性子の放出をするものもあり、この複数中性子の識別も中性子検出器の課題として挙げられる。

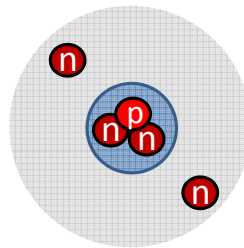


図 1.2  ${}^5\text{H}$ :t(トリチウム)のコアと2つの中性子の系の描象。1つの陽子と4つの中性子の系という見方もできる。

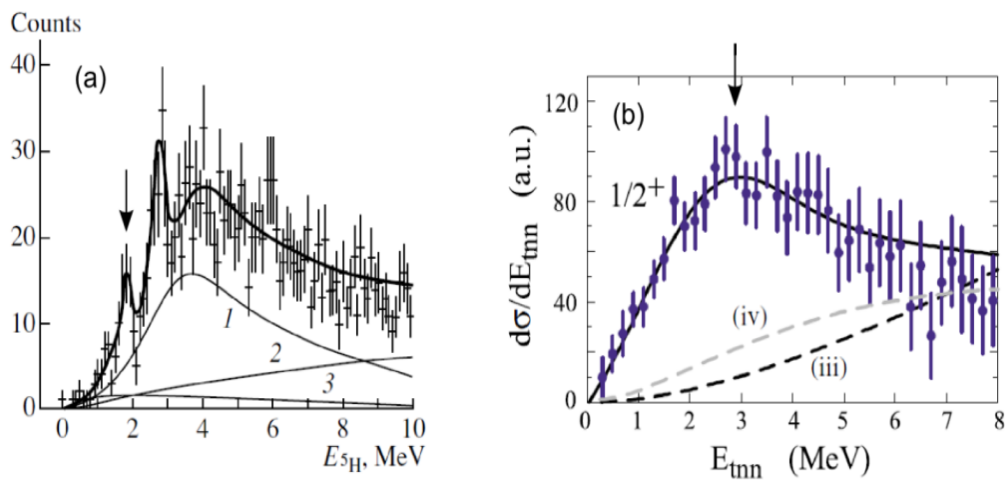


図 1.3  ${}^5\text{H}$  の相対エネルギーを2つの実験で比較した。左図の Akopian らによる測定では  $1.8\text{MeV}$  付近に  ${}^5\text{H}$  の基底状態があると主張し、左図の Meister らは基底状態が  $3\text{MeV}$  程度と異なる主張をしている

そこで我々はこの中性子検出器の測定精度の向上と複数中性子イベントの識別を目的とし、新型中性子検出器 HIME の開発を行った。本研究では HIME のプロトタイプ建設を行い、宇宙線を用いた較正手法を確立し、また中性子検出器の基本性能である時間分解能の評価を行った。

## 1.2 質量決定方法

一般にビーム実験では調べたい原子核を標的とし、プローブ粒子を衝突させて反応を起こす。しかし調べたい原子核が不安定核である場合は、短時間で崩壊してしまうので標的としては適さない。従って不安定核をビームとし、安定核を標的にする逆運動学が用いられる。一般的な中性子過剰核の準位を測定する方法には  $\gamma$  線分光法、質量欠損法、不変質量法などがあげられる。本研究の対象の非束縛核の準位測定は質量欠損法か不変質量法に限られている。以下各々の特徴を説明する。

### (1) $\gamma$ 線分光法

励起状態にある原子核は脱励起するときに、そのエネルギー差に相当する  $\gamma$  線を放出する。その  $\gamma$  線を測定し、励起準位を決定する方法を  $\gamma$  線分光法という。安定核やその近傍の原子核は中性子の束縛エネルギーが大きいので、この方法により励起準位を決定することが有効である。一方、図 (1.4) に示すように中性子ドリップライン付近の原子核は中性子の束縛エネルギーが小さくなっており、非束縛準位に励起してもその励起状態位が非束縛で  $\gamma$  崩壊によって基底状態に落ちることなく中性子崩壊してしまい、そのような不安定核ではこの方法を用いた非束縛準位を決定することはできない。

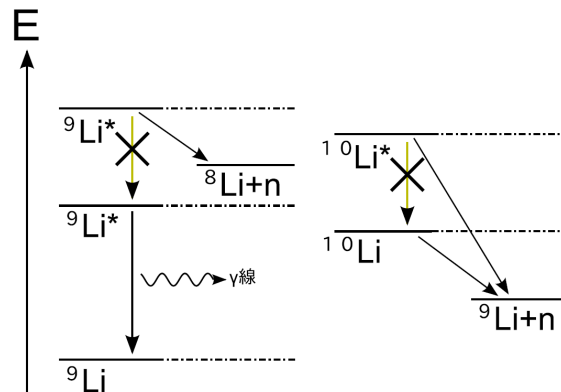


図 1.4  $\gamma$  線分光法

### (2) 質量欠損法

質量欠損法は目的の原子核以外の粒子を測定することで、目的の原子核の質量を求める方法である。図 1.5 に示すように入射粒子を  $X$ 、標的を  $a$ 、散乱された入射粒子を  $a'$ 、核反応により得られた目的の原子核を  $Y$  とし、目的の原子核が崩壊して放出される粒子を  $F_i (i=1,2,\dots)$  とし、エネルギーを  $E$ 、運動エネルギーを  $T$ 、運動量を  $p$ 、質量を  $m$  とする。エネルギー保存則と運動エネルギーの定義式から、

$$E_a + E_X = E_{a'} + E_Y \quad (1.2.1)$$

$$E = T + m \quad (1.2.2)$$

$$\therefore T_{a'} + T_Y - T_a - T_X = m_a + m_X - m_{a'} - m_Y = Q \quad (1.2.3)$$

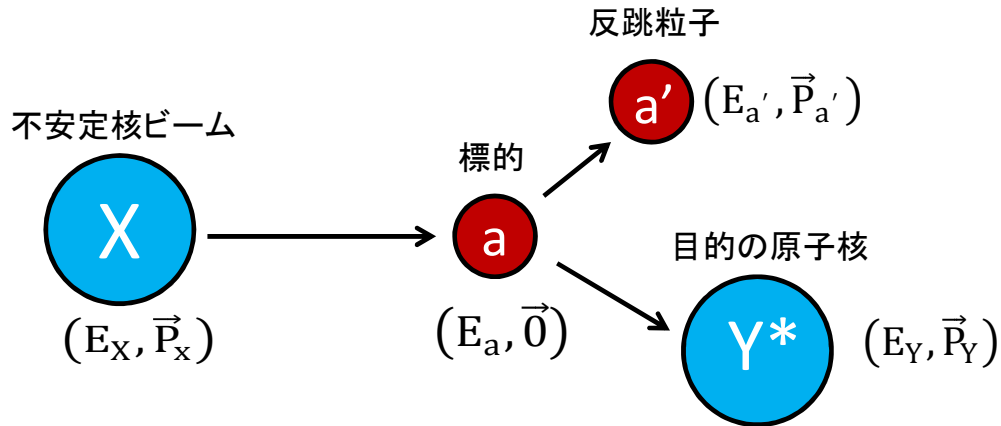


図 1.5 質量欠損法

となりこの  $Q$  を質量欠損と呼ぶ。a は静止していることを考慮し、エネルギー保存則と運動量保存則を用いると

$$E_Y = E_a - E_{a'} + m_X \quad (1.2.4)$$

$$\mathbf{p}_Y = \mathbf{p}_a - \mathbf{p}_{a'} \quad (1.2.5)$$

を得ることができ、特殊相対性理論より

$$\begin{aligned} m_Y^2 &= E_Y^2 - \mathbf{p}_Y^2 \\ &= (E_a - E_{a'} + m_X)^2 \\ &= \left( \sqrt{m_a^2 + \mathbf{p}_a^2} - \sqrt{m_{a'}^2 + \mathbf{p}_{a'}^2} + m_X \right)^2 - (\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_{a'})^2 \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

となり、崩壊後の全ての粒子の質量  $m_a$ ,  $m_{a'}$ ,  $m_x$  が既知であるならば運動量  $\mathbf{p}_a$ ,  $\mathbf{p}_{a'}$  を測定することで目的の原子核の質量  $m_Y$  を求めることができる。

質量欠損法では目的の原子核からの放出粒子の運動量は測定の必要がなく、反応で生成される反跳粒子の運動量を測定すればよい。しかし式 (1.2.6) よりわかるが、目的の原子核の分解能はビームと反跳粒子の運動量分解能がきめていいる。一般に反跳粒子の持つエネルギーは低いので、ターゲットを薄くしないとターゲット中で止り検出効率が悪くなる。また、もし止まらなかったとしても多重散乱を起こしてしまい運動量の分解能が悪くなってしまふ。更に入射ビームの運動量を、ターゲット上流にドリフトチェンバーなどを置くなどしてより正確に測定する必要がある。

## (3) 不変質量法

不変質量法では放出粒子をすべて測定することにより目的の原子核の質量を求める図 (1.6)。エネルギー保存則、運動量保存則より

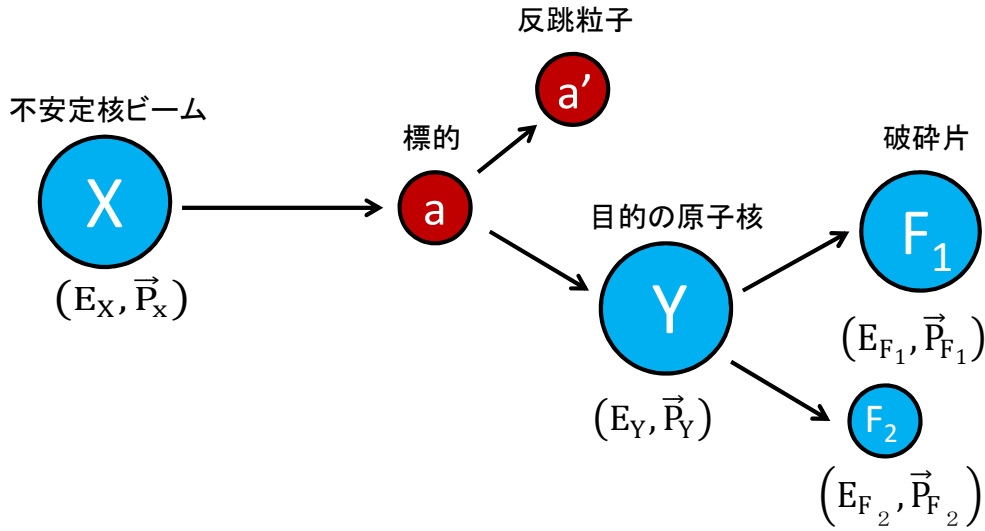


図 1.6 不変質量法

$$\begin{aligned}
 E_Y &= E_{F_1} + E_{F_2} \\
 \mathbf{p}_Y &= \mathbf{p}_{F_1} + \mathbf{p}_{F_2} \\
 \therefore M &= \sqrt{E_Y^2 - \mathbf{p}_Y^2} = \sqrt{\left(\sum_i E_{F_i}\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_{F_i}\right)^2} \quad (1.2.7)
 \end{aligned}$$

となる。M は目的の原子核の静止質量に一致し、この量を不変質量とよぶ。不変質量と放出粒子の質量の差である相対エネルギー  $E_{rel}$  は

$$E_{rel} = M - \sum_i m_{F_i} \quad (1.2.8)$$

で求められ、particle threshold からみた励起エネルギーに相当する。これは放出粒子間の相対的な運動エネルギーを表す。不変質量法を用いた時の相対エネルギー分解能  $\Delta E_{rel}$  は放出粒子が二粒子の場合、入射エネルギーを  $E_{in}$ 、質量を  $A_{in}$  とし、放出粒子の速度を  $v_1, v_2$ 、内角を  $\theta_{12}$ 、質量を  $A_1, A_2$  とすると

$$\Delta E_{rel} \sim \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} E_{rel}} \sqrt{\frac{E_X}{A}} \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{v_2}\right)^2 + \Delta \theta_{12}^2} \quad (1.2.9)$$

となる [4]。相対エネルギーの分解能は式 (1.2.9) よりわかるように、放出粒子の速度分解能  $\frac{\Delta v}{v}$  と角度分解能  $\Delta \theta_{12}$  に依存していて入射粒子は分解能に依存しないことがわかる。従って検出器の時間分解能と角度分解能にのみ依存し質量欠損法と比較して、高いエネルギー分解能が得られる。また反跳粒子は測定しないのでターゲットを厚くでき、高いイベントレートが得られる。分解能を考慮し、質量測定には核子あたり 250MeV の不安定核に対する不変質量法の使用を前提とし中性子検出器の開発を行った。

### 1.3 実験施設

本研究で開している新型中性子検出器 HIME は理化学研究所の RIBF で実験予定である。以下 RIBF の設備について説明する。

#### 1.3.1 RIBF

RIBF は従来の施設に新たに3つのサイクロトロン (リングサイクロトロン、fRC、IRC、及び超伝導サイクロトロン SRC) と超伝導不安定核ビーム生成分離装置 (BigRIPS)、超伝導双極子電磁石を中心とする多数の検出器群からなる SAMURAI を擁する施設である。図 (1.7) にその概観を示した。

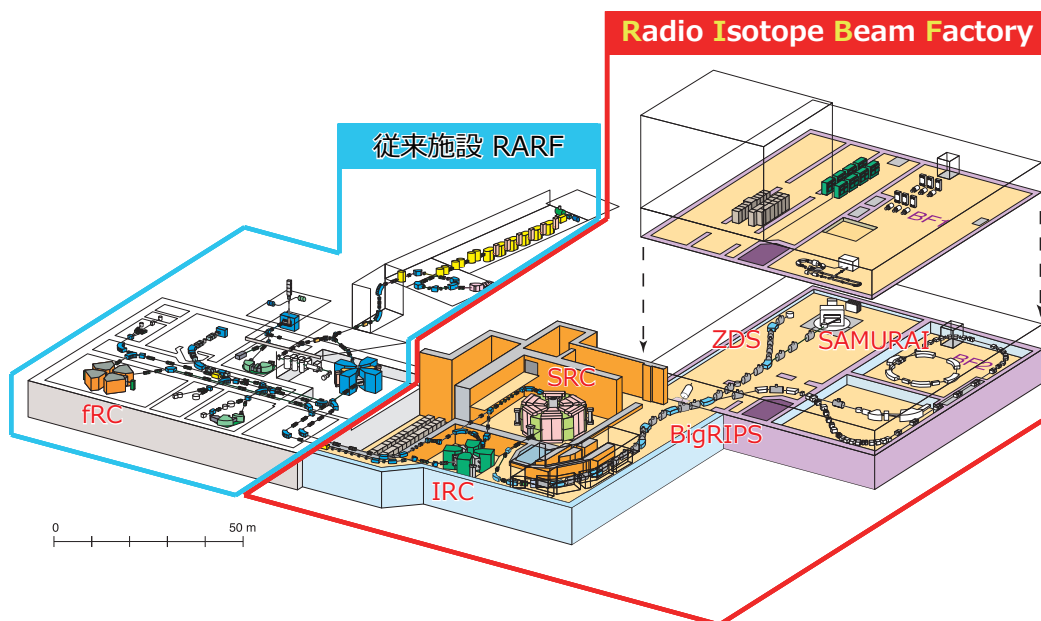


図 1.7 RIBF の外観図。RIBF は従来施設である RARF に隣接し存在する。線形加速器 RILAC、リングサイクロトロン RRC、fRC、IRC、SRC により加速されたビームは、超電導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS で選別され、標的と反応後 SAMURAI 検出器群により測定される。

## 1.3.2 RIBF の不安定核ビーム発生能力

RIBF の稼働により、不安定核ビーム発生能力が飛躍的に高まると期待される。図 (1.8) は従来施設と新施設で生成できる不安定核ビームの核子あたりのエネルギーを比較したものである。従来施設では核子あたりのエネルギーで 200MeV、また生成できる不安定核も質量数が 50 以下に限られていた。これに対し RIBF ではウランまでの全元素にわたって核子あたりのエネルギーは 350MeV で、ビーム強度も 100 ~ 1000 倍に増加し世界最大強度の  $10^{13}$ count/s を誇っている。こうした RIBF でビームの高エネルギー、大強度化により、新しい不安定核ビームの利用をした実験が可能となっている。

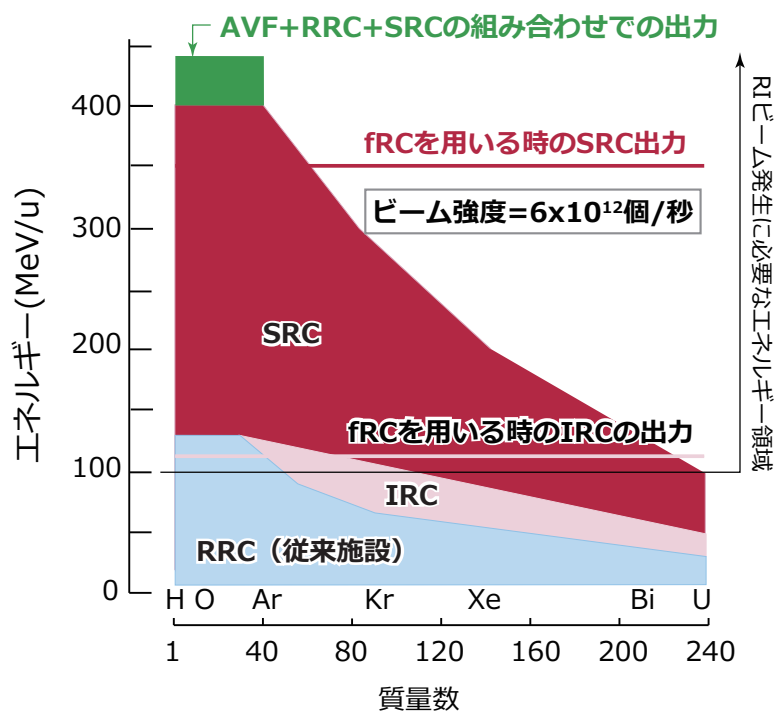


図 1.8 各加速器で得られるビームのエネルギー

### 1.3.3 SAMURAI

SAMURAI(Superconducting Analyzer for MUlti-particle from RAdio Isotope Beam) は RIBF の主要施設の一つである。SAMURAI は超伝導双極磁石を中心とする検出器群から構成される。超伝導電磁石は最大中心磁場 3T であり、磁極間が 80cm と広いので運動量、角度共に大きなアクセプタンスを有する。核反応後に放出される荷電粒子はこの超伝導磁石によって曲げられ、荷電粒子用検出器群で検出される。また分解反応で中性子が放出される場合は、中性子は電荷も持たないので直進し中性子検出器 NEBULA で検出される(図 1.9)。NEBULA はすでに 2012 年 5 月に行われた SAMURAI Dayone 実験において  $^{22}\text{C}^* \rightarrow ^{20}\text{C} + 2n$  のクーロン分解反応で放出される 2 つの中性子の検出などに使用されている。次章で HIME と NEBULA の比較、中性子検出器について説明する。

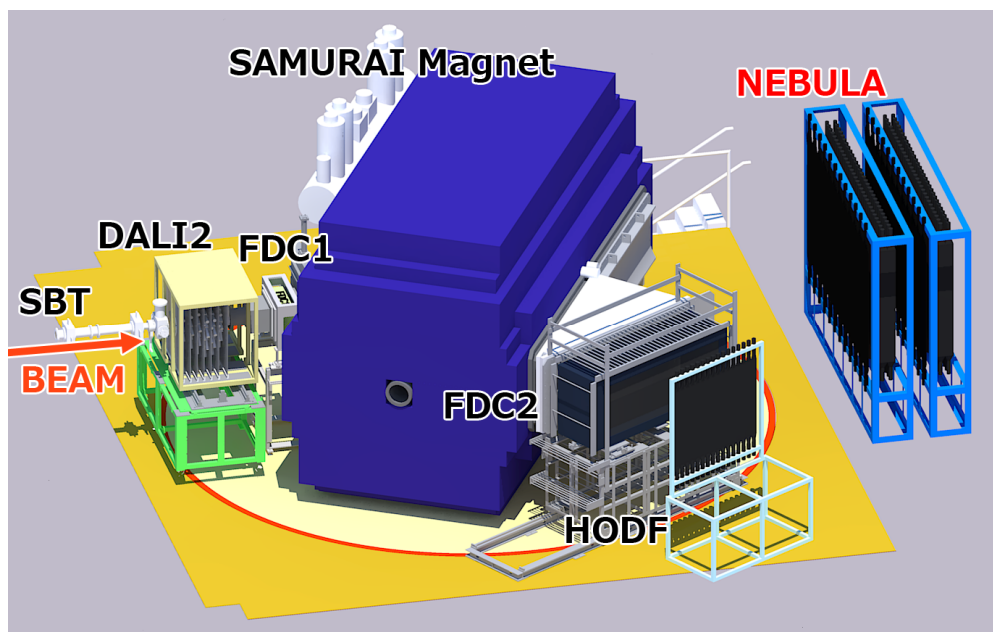


図 1.9 SAMURAI 検出器群の模式図。反応によって放出された中性子は図の右側の中性子検出器 NEBULA で検出される。



## 第 2 章

# 新型中性子検出器 HIME

本研究で開発した中性子検出器 HIME はプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器である。この章では一般的なプラスチックシンチレータを用いた中性子検出について説明し、NEBULA との比較により新型中性子検出器 HIME の特徴・仕様を示す。

### 2.1 プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器

中性子の検出は、それ自身が電荷を持っていないために電磁相互作用を用いて行うことができない。そこで強い相互作用に生じる二次粒子を検出することで中性子の検出を行なっている。HIME と NEBULA はプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器である。プラスチックシンチレータの特徴として応答が ps オーダーで、シグナルの立ち上がりも良く時間分解能に優れている。また H を多く含んでいるので、中性子との強い相互作用での反跳核のエネルギーが大きい。更に形状の加工も容易にできるという特徴を持っている。図 (2.1) に実験で用いる典型的な中性子検出器の概観を示した。プラスチックモジュールが積層された構造を持っており、その両端には光電子増倍管が設置されている。

### 2.2 中性子検出原理

#### 2.2.1 プラスチックシンチレータと中性子の反応

物質との相互作用で粒子を測定する場合は電磁相互作用から誘起された信号を用いて検出を行う。しかし中性子は電荷を持たないため、電磁相互作用を起こさない。また中性子はクーロン力を受けないために低エネルギーでも原子核付近まで接近が可能となる。結果として中性子と物質との相互作用は原子核付近まで接近して核力が作用する領域での核反応の起こる確立が高くなると考えられる。この核力によって生じた二次粒子の電磁相互作用をもって中性子の検出を間接的に行なっている。HIME ではプラスチックシンチレータを用いて中性子検出を行なっているため、プラスチックと中性子の反応を詳しく説明する。

プラスチックシンチレータは主に C(炭素) と H(水素) で構成されている。SAMURAI での実験で測定する中性子のエネルギーは 100 ~ 300MeV 程度と想定され、このエネルギー領域での主な反応は次の五つが挙げられる。

- (1)  $n + p \rightarrow n + p$  (弾性散乱)
- (2)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$  (弾性散乱)
- (3)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C} + \gamma$  (非弾性散乱)
- (4)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + p + {}^{11}\text{B}$
- (5)  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + n + {}^{11}\text{C}$

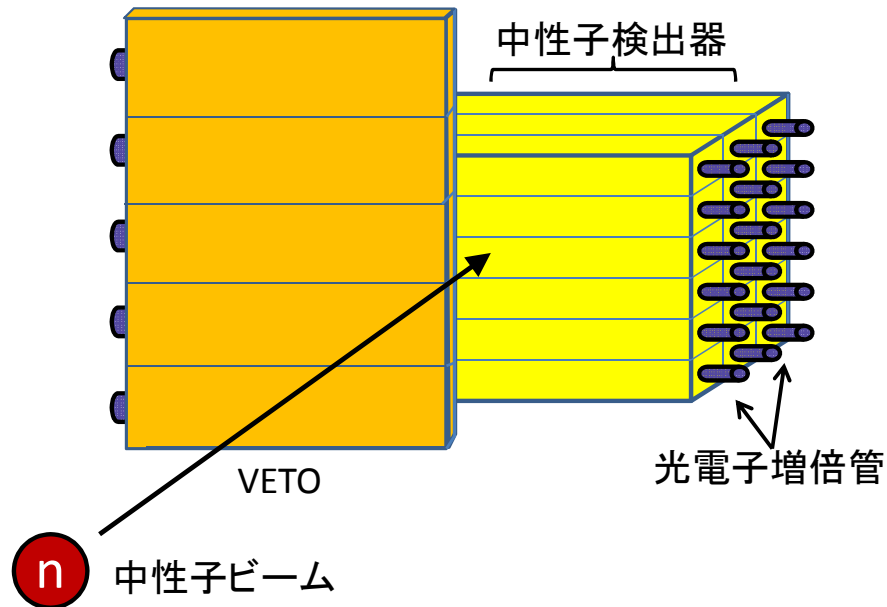


図 2.1 一般的な中性子検出器の概観。中性子検出器本体の前面の VETO は薄いプラスチックシンチレータで、中性子以外の荷電粒子などが飛来してくるイベントを除去するために置かれる。VETO は図の表現上、半分のみ描いている。

陽子を打ち出す反応である (1) と (4) は中性子を検出するための主な反応で、それ以外は検出精度を悪くするものである。弾性散乱のエネルギー移行を非相対論的な運動学で考えると式 (2.2.1) が得られる [3]。中性子と質量が同程度の陽子では反跳角が 0 度ではほぼ 100 % であるが炭素の場合は 30 % と小さいので検出精度を悪くしてしまう。また非弾性散乱で発生する  $\gamma$  線は 4.43MeV で平均自由行程が長く分解能を悪化させる。これら測定精度を悪化させる反応の対応として、 $\gamma$  線に関してはシンチレータに落とすエネルギーが中性子の落とすエネルギーに比べて小さいので、スレッショルドレベルを調整する事で除去できる。

$$\frac{E}{E_n} = 4\cos^2 x \frac{M}{(1+M)^2} \quad (2.2.1)$$

## 2.2.2 運動量測定方法

一章で説明したように不変質量法では目的の励起準位測定のために、破砕片の運動量ベクトルを測定する必要があった。図 (2.2) に中性子の運動量測定の様子を、 $^5\text{H}$  の生成反応を例に示した。ここでは  $^6\text{He}$  ビームを標的に衝突させ、目的の  $^5\text{H}$  を得る。 $^5\text{H}$  は不安定な原子核であるのですぐにトリチウムと 2 つの中性子に崩壊し (図 2.3)、荷電粒子であるトリチウムはマグネットによって曲げられ荷電粒子検出器へ、中性子は電荷を持たないため直進し中性子検出器へと向かう。

一般に運動量の決定には始点と終点の二点での位置情報と時間情報が必要である。始点には標的、終点には中性子のヒットをとる。標的での時間情報はビーム標的の前にある薄いプラスチックシンチレータで測定し、位置情報はその後方に設置してあるドリフトチェンバーを用いて標的での反応位置の X 座標と Y 座標を測定し、Z 座標については標的の中心位置とする。また終点は中性子検出器で検出された位置、及び反応位置から検出位置までに要した飛行時間となる。中性子検出器で検出できる測定量は、一つのマジュールで左右の光電子増倍管に到達するシグナルの電荷情報と時間の 4 つの情報である。図のような座標系で考えると x、z 座標は中性子のヒットによりシグナルが生成されたモ

ジュールの位置 ( $id$ ) で決定できる。 $y$  座標はモジュールの長さが一定である事から、 $y$  座標と左右の時間差が対応していることを利用して決定できる。飛行時間  $T$  は左右の時間平均から、シンチレータ内の伝搬時間を差し引くことにより求める事ができる。これらを式で表すと以下のようになる。

$$x = x(id) + (0, 1)\Delta x \quad (2.2.2)$$

$$z = z(id) + (0, 1)\Delta z \quad (2.2.3)$$

$$y = v(T_L - T_R) \quad (2.2.4)$$

$$T = \frac{1}{2} \left( T_L + T_R - \frac{L}{v} \right) \quad (2.2.5)$$

検出器の幅を  $\Delta x, \Delta z$ 、シンチレーション光の伝搬速度を  $v$ 、シンチレータの  $y$  方向の長さを  $L$  とした。 $(0,1)$  は 0 から 1 の間の一様乱数である。これらの式を用いて運動量ベクトルが決定できることになる。また位置座標の決定方法よりもわかるように、位置座標の  $x$  と  $z$  の位置の分解能はモジュール幅で  $\Delta x, \Delta z$  で決定される。また、 $y$  方向と  $T$  は左右のシグナルの時間分解能に依存している。

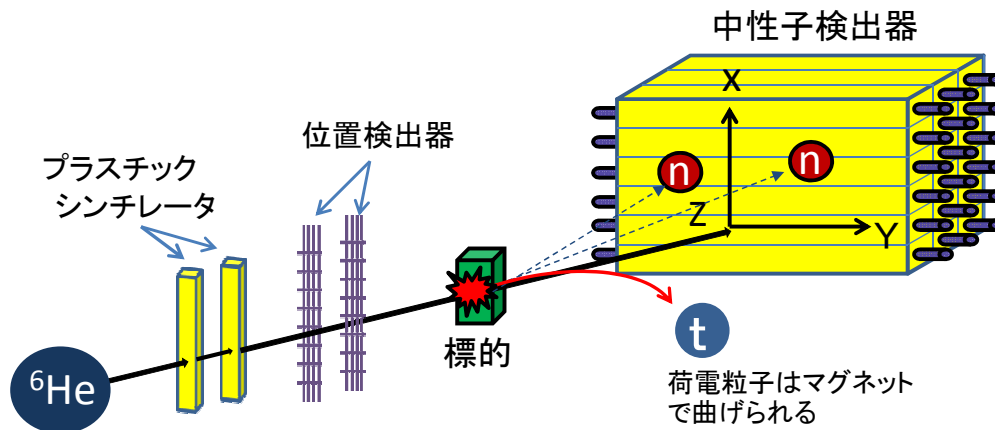


図 2.2 中性子検出器での運動量測定の様子。マグネットと VETO の図は省いて描いている。

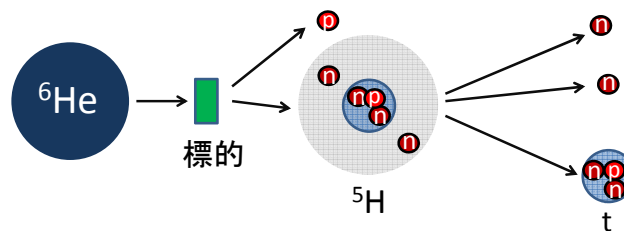


図 2.3  ${}^6\text{He}$  から  ${}^5\text{H}$  の生成の様子

## 2.3 NEBULA

現在我々が使用している中性子検出器である NEBULA について説明する。NEBULA は 2012 年 5 月の SAMURAI Dayone 実験で使用された、高効率で大立体角を持つ中性子検出器である。NEBULA の画像を図 (2.4) に示した。NEBULA はプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器であり、一つのコモジュールが  $12\text{ cm} \times 12\text{ cm} \times 180\text{ cm}$  で 120 本が前後に 2 層で組み立てられていて有効検出面積も  $6.5\text{ m}^2$  と広いアクセプタンスを持ち、一中性子の検出効率は 37 % となっている。また将来的にはコモジュールの数を倍の 240 本まで増やし、一中性子の検出効率を 64.6 % を到達させる予定である。

NEBULA の中性子検出方法は図 (2.2) とほぼ等しく、シンチレータが横ではなく縦向きに積層されているので図 (2.2) の座標系を用いると x 方向の位置が光電子増倍管の時間差で、y 方向はコモジュールの id で決定される。NEBULA の仕様としては y 方向と z 方向はコモジュールの幅より  $\sigma_x = \sigma_z \sim 3.5\text{ cm}$ 、 $\sigma_x \sim 5\text{ cm}$ 、 $\sigma_T \sim 0.3\text{ ns}$  であり相対エネルギーの分解能が  $1\text{ MeV}$  に対し、 $\Delta E_{rel} \sim 450\text{ keV (FWHM)}$  が見込まれる。



図 2.4 NEBULA をビームの上流側から撮影したもの。VETO が前面に設置されており、その後ろに 120 本のコモジュールが 2 層に組み立てられている。

## 2.4 新型中性子検出器 HIME

本研究で開発している新型中性子 HIME の仕様・特徴を説明する。HIME (HIgh resolution detector array for Multi neutron Events) は一本のコモジュールを微細化され、また層ごとに直交する構造を持っている。

### 2.4.1 HIME の仕様

HIME はプラスチックシンチレータを用いた中性子検出器である。図 (2.6) に HIME の完成型の模式図を示した。本研究では HIME のプロトタイプとして一層 10 本を層ごとに縦横に直交する 5 層構造をもつ検出器を建設した。コモジュールは一本あたり  $2\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 100\text{ cm}$  と薄く、中性子が複数層にわたりヒットしていく事を仮定している。ま

た HIME は直交した構造を持つので、x 方向と y 方向は交差するモジュールの幅で決まり、仕様として分解能は  $\sigma_x = \sigma_y \sim 1.2\text{cm}$ 、 $\sigma_z \sim 0.6\text{cm}$ 、 $\sigma_T \sim 0.2\text{ns}$  であり、相対エネルギーの分解能が  $1\text{MeV}$  に対し  $\Delta E_{rel} \sim 200\text{keV}$  (FWHM) となっており、NEBULA の  $450\text{keV}$  と比べて二倍以上に良くなるのが期待される。次に HIME の特徴について説明する。

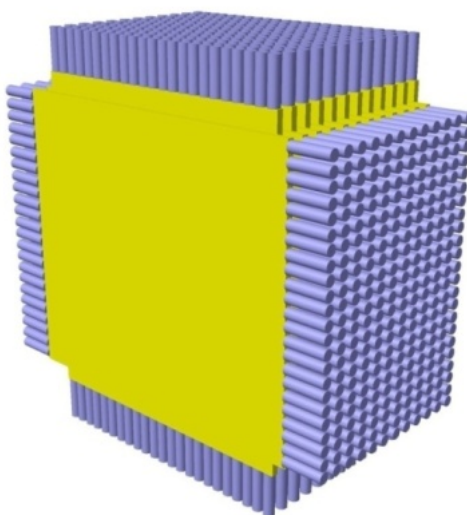


図 2.5 HIME の完成図

図 (2.6)(2.7) は非束縛核である  $^{11}\text{Li}$  の励起エネルギーの測定を HIME と NEBULA を用いて物理シミュレータ GEANT4 を用いてシミュレーションしたものである [4]。 $^{11}\text{Li}$  は第一励起状態 ( $1^+$ ) と、第二励起状態 ( $2^+$ ) を持つと予想されているが [7]、2 つの図を見比べると従来の検出器である NEBULA を用いた場合に区別できなかった 2 つのピークが HIME では区別できている。

#### 2.4.2 反跳陽子イベントの選択

第一章で述べたシンチレータと中性子の主な反応のうち、反跳される荷電粒子が  $^{11}\text{B}$  や  $^{12}\text{C}$  である反応はエネルギー移行率も低く、更に重イオンほどシンチレータに落としたエネルギーに対する発光量比が悪い。その結果これらの反応が起きても中性子がヒットしたモジュールで信号が鳴らない、または鳴ってもそのヒットしたモジュール一つのみとなる。一方、反跳されるのが陽子である場合はエネルギー移行量も大きく 3 層またはそれ以上が期待される。これによりイベント毎に 3 層以上なったものだけを選択することで主なバックグラウンドイベントである  $\gamma$  線によるものを除去できる。 $\gamma$  線によるシグナルは小さいシグナルを一つまたは 2 しか鳴らさないため、陽子のイベントと区別できる。このようにイベント毎に制限をかけることで、中性子とプラスチックシンチレータの反応を陽子 (H 原子核) と中性子の弾性散乱と  $^{12}\text{C}$  原子核と中性子の陽子ノックアウト反応を選択でき反跳二次粒子を陽子に特定できる。

#### 2.4.3 位置分解能・時間分解能の向上

前節で説明したように中性子のヒットした位置はシグナルがなったモジュールの ID で決まり、その分解能はプラスチックの幅によっている。このためモジュールの微細化が位置の分解能が向上につながる。微細化により位置分解能の

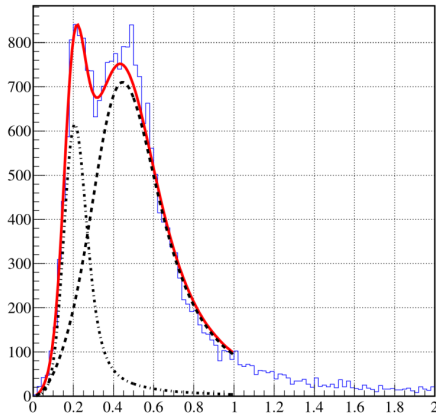


図 2.6 新型中性子検出器 HIME を用いた場合。2 つの準位をピークとして識別できている。

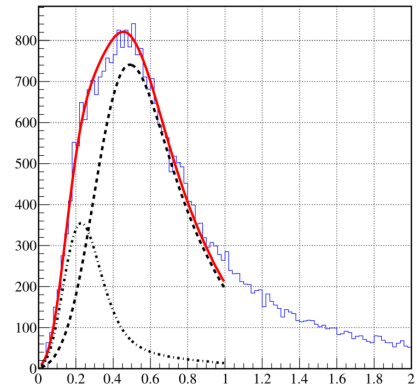


図 2.7 従来の中性子検出器の NEBULA を用いた場合。 $1^+$  の自然幅は狭いと考えるため、NEBULA ではピークとしては同定できていない事がわかる。

向上が期待され、さらにそのモジュールが直交して組まれているため反跳陽子のトラッキングが可能となり、更なる位置分解能の向上が期待できる。また観測しているイベントは陽子と中性子の単純な弾性散乱であるとする式 (2.2.1) を用いると、トラッキングによる反跳陽子の反跳角がわかると陽子のエネルギーも一意的に決定される。求まった運動エネルギーにより反跳陽子の速度が決定できるので、最初にヒットしたとされる位置から次にヒットしたとされるモジュールまでの飛行時間が決定できる。予めモジュール間の位置はわかっているため、複数層にヒットしたそれぞれの時間が決定できる。つまり、ヒットした分だけ中性子のタイミング情報の値が枚数分増えることとなり、 $N$  枚ヒットした場合は分解能が  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  で良くなると期待される (図 2.8)。

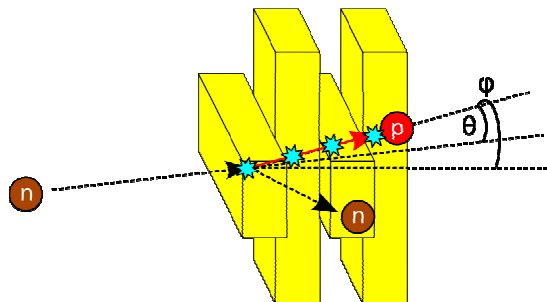


図 2.8 陽子がモジュールの複数層を通過し、複数のヒットを残している様子。

## 2.4.4 クロストークイベントの対処

HIME の測定対象と想定している非束縛核には、励起状態からの崩壊において複数の中性子を放出するものがある。中性子とプラスチックの反応の中で、中性子と炭素の弾性散乱と非弾性散乱は複数のモジュールを鳴らすクロストークイベントを多く生成する。クロストークイベントは1つの中性子が1つのヒットで十分にエネルギーを落とさずに複数層のヒットを残す図(2.9)の様なイベントを指し、崩壊によって複数中性子が生じる場合は、どの中性子がどのヒットを生じさせたのかの区別がつかなくなる。図(2.10)で示すように  $n_1$  が一層目で反跳され二層目となる場合と、 $n_2$  による場合が考えられる。更に、一つの中性子のヒットで反跳された陽子が生成した層では止まらずに別の層で鳴らす場合(図2.12)も考えられ、各々のシグナルがどの粒子に由来するのかを区別する方法が必要とされる。中性子とプラスチックの反応の中で、中性子と炭素の弾性散乱でのエネルギー移行は式(2.2.1)より30%と小さく、また中性子の反跳角が大きくなり複数のモジュールを鳴らしてしまうクロストークイベントを多く生成する。最後の反応(5)は中性子を生じさせてこれもクロストークイベントを生成してしまう。HIME では、特徴である反跳粒子のトラッキングをする事により識別が可能なることが期待されている。

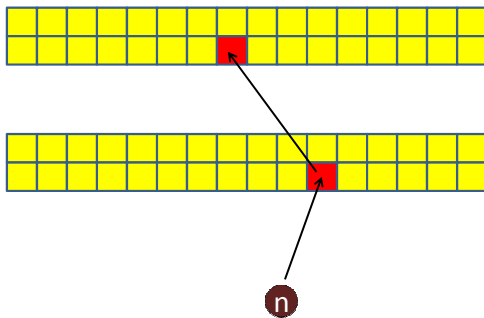


図 2.9 クロストーク

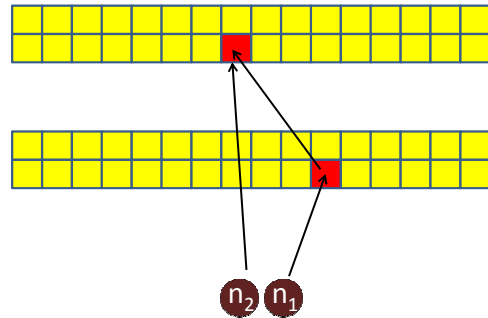


図 2.10 2つの中性子が生成される場合

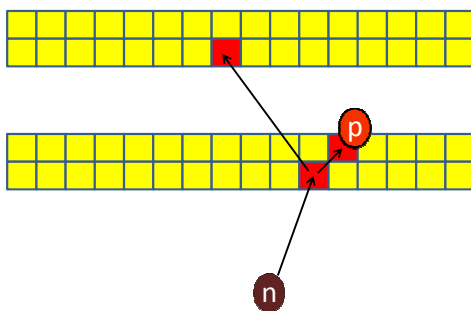


図 2.11 中性子が生成される場合

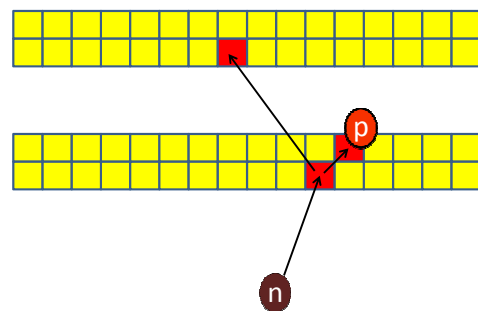


図 2.12 反跳陽子が複数ヒットする場合

従来の中性子検出器ではクロストークの対処として2つの因果律を用いていた。ひとつめは同じ層で複数ヒットあった場合で、このヒットが同じ反跳陽子によるならば入射中性子ビームのエネルギーよりおよそ陽子の飛程が決定できているので、このヒットした位置からのもう一方のヒット位置の距離と想定される反跳陽子の飛程を比較することで複数中性子イベントなのか否かを判断できる。2つ目は異なる層でヒットがあった場合で、中性子が一回目のヒットののち再びヒットしたイベントがあるとすると、少なからず一回目のヒットでこの中性子はエネルギー損失があるので速度が当然小さくなっていると考える。またシグナルの情報から一番目と二番目の間の位置情報とタイミング情報が得られるので、一回目のヒット位置から二回目のヒット位置までの飛行速度が決定できる。よって飛行速度がエネルギー損失後で増加してないかをチェックすることでクロストークの識別ができることになる。図(2.13)で示すように  $n_1$  の反応位置から一層目のヒットの位置までの速度を  $V_{01}$ 、一層目から二層目までの速度を  $V_{12}$  とすると

$$V_{12} > V_{01} \rightarrow \text{二中性子イベント} \quad (2.4.1)$$

が成立し二中性子イベントを選択できる。ただしこの条件では二中性子イベントを半分は取りこぼすことになるので、複数中性子検出の場合は検出効率が大幅に悪くなってしまう。

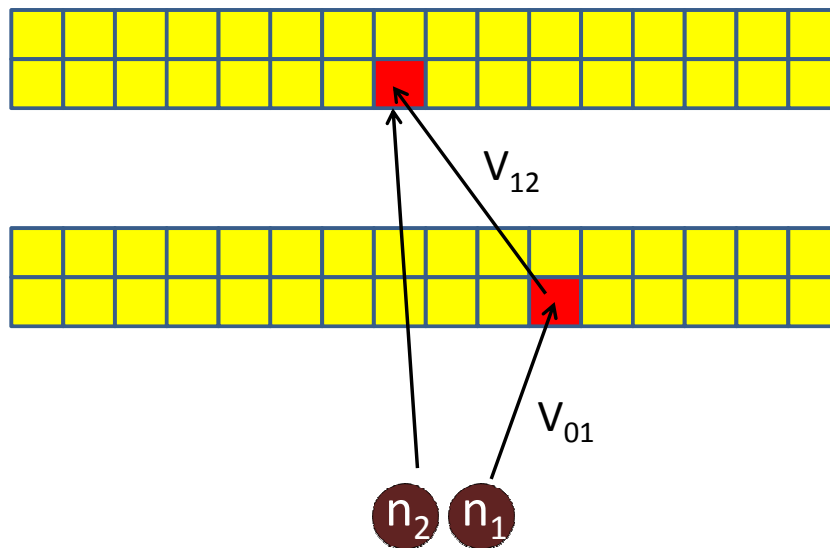


図 2.13 因果律 :  $V_{12} > V_{01}$  ならば二中性子イベントと言える

HIME では、陽子トラッキングを用いてクロストークの識別が可能になる。陽子トラッキングにより陽子の反跳角が決定できると、イベントは反跳粒子が陽子である場合と決まっているので中性子と陽子の単純な運動学から一方の中性子の反跳角度も決定できる。複数ヒットの場合では、中性子が求められた角度で1つ目のヒット位置から反跳された場合に2つ目のヒット位置に到達する事が起こり得るものか否かを判断できるようになる。図(2.14)に GEANT4 による HIME のトラッキングをシュミレーション [4] の結果を示した。

因果律を用いた場合は真のイベント半分は破棄されているのが、HIME ではトラッキングを用いることで検出効率の低下が改善されると見込まれる。



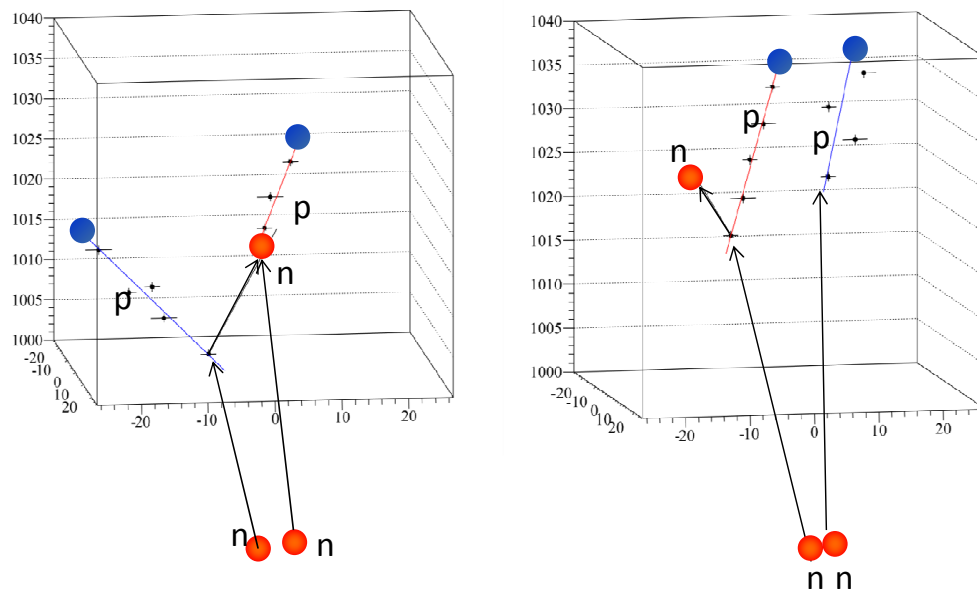


図 2.14 HIME の GEANT4 を用いたシミュレーション。左がクロスストークの場合で、右が二中性子イベントである。1 つ目のヒットの陽子の反跳角から中性子の散乱方向が決まり、その後 2 つ目の陽子との散乱角がどちらのイベントか区別する。



## 第 3 章

# HIME のプロトタイプ検出器の作成

本章では、HIME のプロトタイプ検出器の作成について述べる。主として、プロトタイプの配置や、信号の分配を行うスプリッターについて記述する。

### 3.1 プロトタイプの建設

新型中性子検出器 HIME のプロトタイプは東京工業大学の北地区のヴァンデグラフ実験室で設置した。前章で HIME の完成形の模式図 (2.6) を示したが、本研究では 1 層が 10 本のモジュールからなり、直交する 5 層構造をもつプロトタイプを組み立てた。

#### 3.1.1 プラスチックモジュールの遮光

シンチレータ光は中性子がプラスチックの主成分である H や C と強い相互作用を起こした結果生じる反跳粒子の電磁相互作用により、周辺の電子を励起させその励起状態から基底状態に落ちるときにエネルギー差に相当する光である。実験では反応によって生じるシンチレーション光を、プラスチックシンチレータの左右に取り付けられた光電子増倍管に集めている。シンチレータをむき出しで使用すると、光電子増倍管に関係のない  $\gamma$  線が入る場合があり正確なシンチレーション光を評価できないため、シンチレータ全体を遮光シートで覆ってやる必要がある。今回使用したプラスチックシンチレータと光電子増倍管の仕様を表 (3.1) と表 (3.2) に示した。プラスチックモジュールの選定としては、先行実験 [4] により、時間分解能の最も良い  $2\text{cm} \times 4\text{cm} \times 100\text{cm}$  のものを使用した。

#### 3.1.2 組立

HIME は本体を乗せる架台部分と、それぞれプラスチックモジュールが 10 本で 1 層を成すものが計 5 層ある。光電子増倍管に電圧をかけ、またそのカラのシグナルを信号処理回路に伝えるためにケーブリングを行った。実験で用いる

表 3.1 プラスチックシンチレータの仕様

型番	EJ-200(ELJEN Technology)(BC-408 相当)
形状	2 cm × 4 cm × 100 cm
屈折率	1.58
減衰長	91.8 cm
上昇時間	0.9 ns

表 3.2 光電子増倍管の仕様

型番	H7415(管球 : R6427)(浜松ホトニクス)
受光面径	$\phi$ 25 mm
光電面	バイアルカリ
上昇時間	1.9 ns
電子走行時間広がり	0.5ns(光子あたり)

ものは図 3.1 の 16 本であるが、図 (3.3) に示すように、横軸の dt は左右にシグナルが入る時間差なので特別な条件をかけない限りこのような挙動を示すことはない。これが ID2,8,11,16 の四本見つかった。様々なデバッグを行った結果、プラスチックモジュール自体がかけてたりする可能性が高いのではないかと結論に達した。これは線源を問題のモジュールに直接当てながらその位置を変えてつつシグナルを見ていると、ある特定の数箇所では波高が明らかに減衰していたからである。この発見はモジュールを 5 層に組みケーブルリングも終わった後であったので、外して調べるのが最良であるがそのためには時間がかかりすぎると判断したので、これらのモジュールの悪影響を出来るだけ受けられないような解析や評価をした。よって基本的にこれらの ID についての結果については議論はしない。また波高が減衰していたのでシグナルを取りこぼすことが不用意に起こらないように高い電圧をかけておいた。

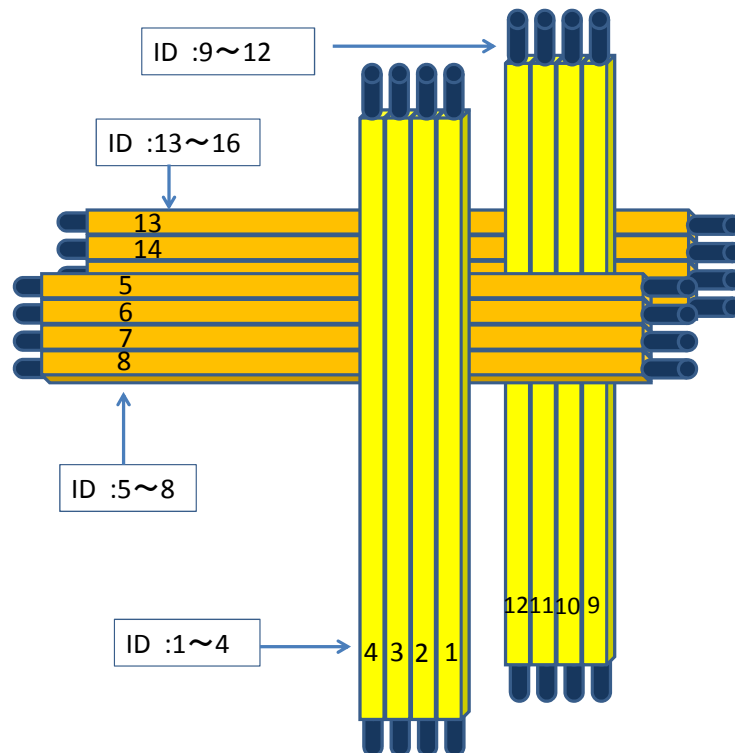


図 3.1 今回実験に使用したモジュールに図の様に名前 (ID) をつけた。プロトタイプ検出器は 1 層が 10 本が 5 層の構造を持つが、本研究のテスト実験としては実際にモジュールを組んだ後にトラッキングができるかどうかを優先されるので、今回は図のような 16 本を選んだ。

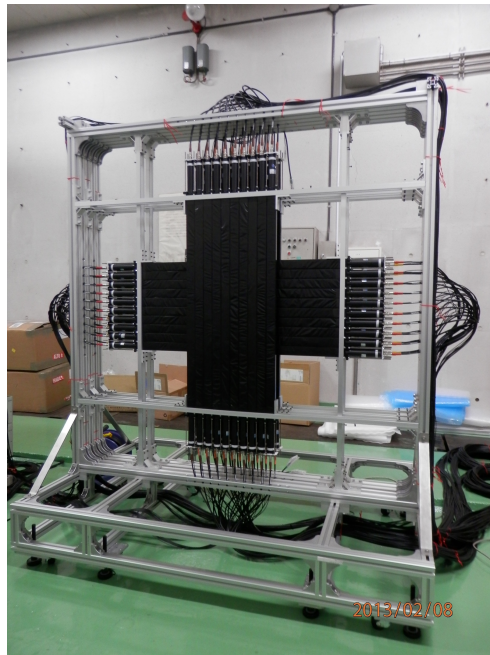


図 3.2 HIME のプロトタイプ検出器の完成形。プロトタイプは 2012 年 11 月末に完成した。またプロトタイプの実験で使用したモジュールは写真手前の 4 層のモジュールである。一層目の右端から左に向かい ID : 1、2、3、4 とした。

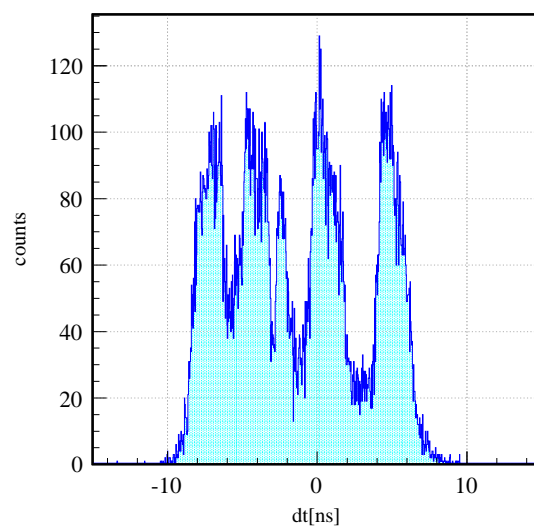


図 3.3 横軸：時間差 [ns] で縦軸はカウント数。ID8 の時間差分布を示している。

### 3.1.3 信号処理回路

光電子増倍管から送られる信号を処理する信号処理回路について説明する。図 (3.4) に信号処理とトリガー生成のブロック図を示した。以下それぞれの役割を説明した。

左右の光電子増倍管から得られたシグナルはスプリッターによりアナログ信号とタイミング信号に分けられる。アナログ信号は 200ns の delay をはさみ QDC で電荷積分値をデジタルデータで記録される。タイミング信号はまず Discrri に入力され、ここではあるスレッシュホールド以上の信号の場合ロジック信号を出す。このスレッシュホールドは自然放射線の  $\gamma$  線などなバックグラウンド成分を排除するために設けられている。次にこの出力はふた手に別れる。一方は TDC のストップ信号となり、もう一方は Coin へ向かう。Coin では 1 つのモジュールの左右で論理積をとり、この出力は  $\Sigma$  へ向かう。 $\Sigma$  ではモジュール 16 本分の論理和をとって、その入力信号の数に比例した波高のロジック信号を出力する。このことを利用して次の Discrri のスレッシュホールドを調整することで、入力信号の多重度である Multiplicity を設定できる。今回の実験では主に Multiplicity が 1 以上、4 以上を用いた。この Discrri からの出力はふた手にわかれて、TDC のスタート信号になるものと G.G へ向かう信号になる。TDC はこの共通の信号をスタート信号とし、最初の Discrri で生成され 500ns の delay をストップ信号としその間の時間をデジタルデータとして記録する。通常のビーム実験ではこの共通のスタート信号は標的を通過した時間とすることで、ストップまでの測定時間が飛行時間を与えることになる。本研究では宇宙線を用いる場合なので、スタート信号はモジュールのどれかが鳴るというセルフトリガーである。G.G ではゲートを 200ns 分生成し、このゲートが QDC へ出力され、QDC ではこのゲートが開かれているときデータをとるようになってる。

- Discrri(Discriminator)  
設定したスレッシュホールド以上のシグナルが来た時にロジック信号を出力する。
- Coin(coincidence)  
1 つのモジュールの左右の論理積をとっている。Coin のロジック信号は左右の信号のうちで遅れてきた方が入力された時点で生成されるので、毎回左右どちらかにスタートトリガーにしたい方にディレイをかける。
- $\Sigma$   
モジュール 16 本の Coin の論理和をとっている。またこの  $\Sigma$  では入力信号の数に比例した波高のロジック信号を出力する。
- G.G(Gate Generator)  
アナログ信号を測定する区間を生成する。
- QDC(charge to Digital Converter)  
アナログ信号の電荷積分値をデジタルデータとして記録する。
- TDC(Time to Digital Converter)  
スタート信号からストップ信号までの時間をデジタル情報として記録する。

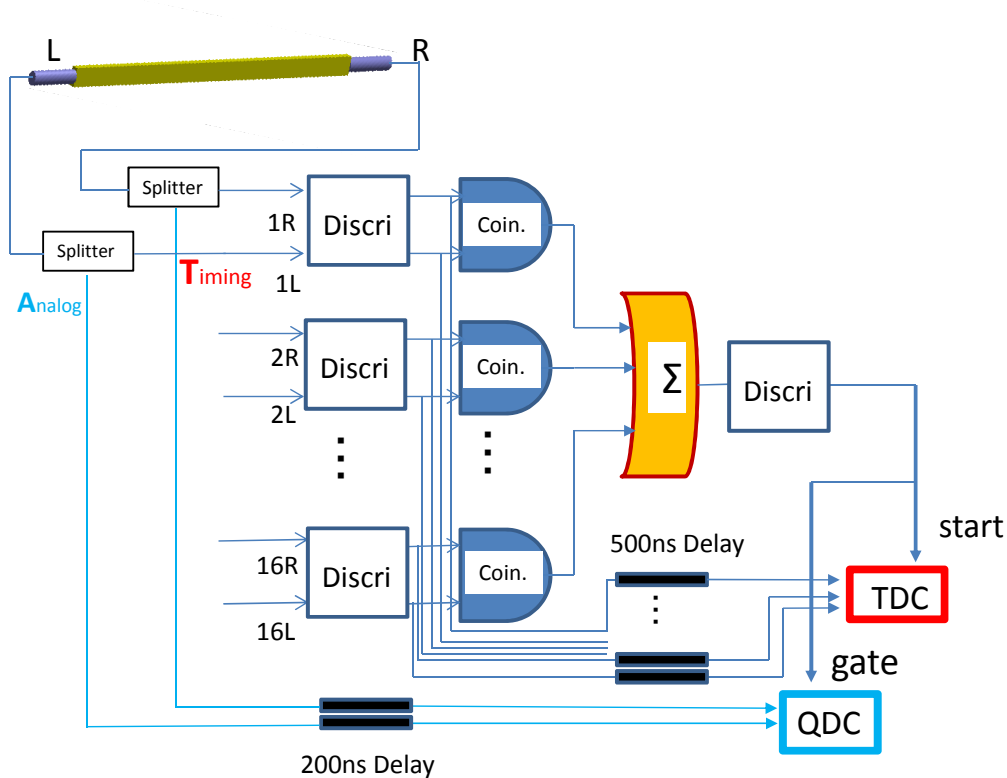


図 3.4 信号処理とトリガー生成のブロック図

### 3.1.4 エネルギーのダイナミックレンジ

QDC に収めることができるエネルギーロスの下限から上限までのエネルギーの範囲をダイナミックレンジといい、実験では予想されるエネルギーロスが過不足なく取れるようにこのレンジを決める必要がある。RIBF での中性子の入射エネルギーを 250MeV と仮定した時に、HIME の反跳陽子によるエネルギー損失をシミュレーションしたものが以下の図である。

ピークはモジュールに対して入ったイベントでこれが 8MeV に相当する。よってこの 8MeV を十分に含み最高エネルギーである 40MeV をふくむ範囲として、今回の 2MeV 40MeV のダイナミックレンジを取ることを要請する。まず下限の 2MeV がとれるには、この 2MeV<sub>ee</sub> に相当するシグナルがディスクミネータのスレッシュOLDである 20mV を超えていれば、下限値 2MeV のデータ取得は担保される。一方、PMT 直下の波高が 1V 2V を超すあたりから時間情報にずれが生じることが先行実験 [6] によりわかっている。波高の最大の電圧を 1V がモジュールでのエネルギーの最大損失である 40MeV に対応する場合、2MeV のエネルギーロスの場合の波高がどれくらいになるか見積もる。エネルギーロスは電荷積分値であるが、ここでは近似的にシグナルの波形が三角形となり、また立ち上がりから立ち下がりは一一定だとは仮定すると単純にエネルギーロスと波高は比例する。よって 2MeV のエネルギーロス

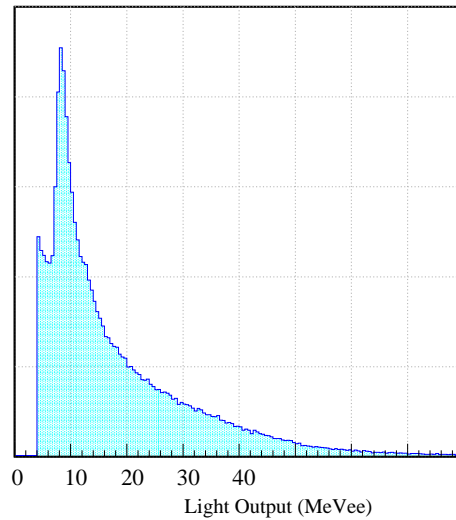


図 3.5 中性子ビームのエネルギーが 250MeV の場合の時の HIME での反跳陽子によるエネルギー損失をシミュレーションしたもの。2 40MeV の範囲に 90 % のイベント数が含まれる

に対応する光電子増倍管直下の波高は 50mV となる。またパルサーで測定した結果光電子増倍管直下からスプリッターとケーブルの減衰によりシグナルは 0.54 倍になり、27mV となり、ディスクリミネータのスレッシュホールドである 20mV を超えていることがわかる。40MeV を 1V と考えているのでエネルギーロスが光電子増倍管の直後での波高が 1V 2V である電圧であるならば、下限値は取れることになる。次に上限値の 40MeV が光電子増倍管直下で 2V であるとする、波形の FWHM が 10ns の三角形と近似すると、特性インピーダンスは  $50\Omega$  より、電荷積分値は  $20\text{ns} \times 2[\text{V}] \div 2 \div 50[\Omega] = 400\text{pc}$  と求まる。これは QDC の上限値と一致する。これがスプリッターにより、4 分の 1 以下になるので QDC の上限値を上回る心配はない。よって 40MeV のエネルギーロスに対応する光電子増倍管の直後の電圧が 1~2V であるならばダイナミックレンジ 2MeV ~ 40MeV が担保されることになる。



## 3.2 スプリッターの作成

光電子増倍管からきた信号は、タイミング情報とアナログ情報として信号処理回路へ送られる。もともと一つの入力信号をタイミング情報とアナログ情報の2つの出力に分けるのがスプリッターである。通常は等分配のスプリッターを用いるが、本研究ではタイミング情報のノイズ耐性を上げる目的と、エネルギーロスのダイナミックレンジを広く取るために不等分配するスプリッターを作成した。端子を入力する側を図(3.6)に、内部の抵抗の様子を図(3.7)に示した。

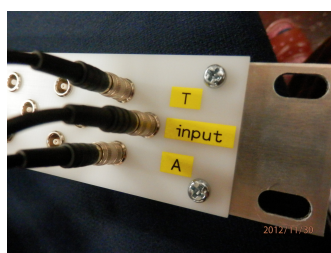


図 3.6 今回作成したスプリッターの端子を差し込む面の写真。光電子増倍管からの入力 (input) をタイミング情報 (T) とアナログ情報 (A) に分配する



図 3.7 スプリッターの内部の抵抗の画像。抵抗はハンダ付けで互いに接着させた

先行研究 [6] により、光電子増倍管への印加電圧が光電子増倍管の直下のシグナルの波高が 2V を超えたあたりから時間情報にずれが出てくる事が報告されており、本研究でも印加電圧の最大値として直下の波高が 2V となるようにする。これにより上限の印加電圧が決まってしまったので、エネルギーロスのダイナミックレンジを広く取るには下限値を広く取る必要がある。信号処理の項で説明したように光電子増倍管からの信号が記録されるにはまず、ディスクリミネータのスレッシュホールドレベルを超えなければならない。よって、より低いエネルギーをレンジに入れるためには、スプリッターの分配による波高の減衰を出来るだけ抑えれば良い。従ってタイミングへの分配を多くするようなスプリッターを作成した。分配比としてはアナログが小さくなり過ぎないことも考慮して3倍から4倍を目標値にした。

## 3.3 インピーダンス整合

高周波を扱う場合には信号の波形を歪めることなく後続の回路に信号を伝えることが重要となる。信号を伝える伝送線として主に同軸ケーブルが用いられ、この中を信号は電磁波として伝わっていく。また周りの空間の状態 (誘電率と透磁率) により電磁場の電場と磁場の比は決まり、電場 ~ 電圧、磁場 ~ 電流、であるのでシグナルが伝わるケーブルの性質により伝搬するシグナルの電圧と電流の比は決まってしまう。この電送における電圧と電流の比を特性インピーダンスと呼び、回路への接続などにより特性インピーダンスが変化すると、電送していたシグナルはその先のケーブルの性質による特性インピーダンスで電送していくので、インピーダンスが同じでない一部のシグナルは反射されることになる。よって正確に信号を伝えるためにインピーダンスの整合を取る必要がある。

信号処理には入力、出力があるのでそれぞれから見たインピーダンスとケーブルの特性インピーダンスを一致させれば良い。実験では特性インピーダンスが 50Ω の同軸ケーブルのみを使用しているので、入出力インピーダンスが常に 50Ω になるようにする。

### 3.3.1 スプリッターの抵抗値の決定

スプリッターの抵抗値の決定方法について説明する。図 3.8 にスプリッターの回路を示した。

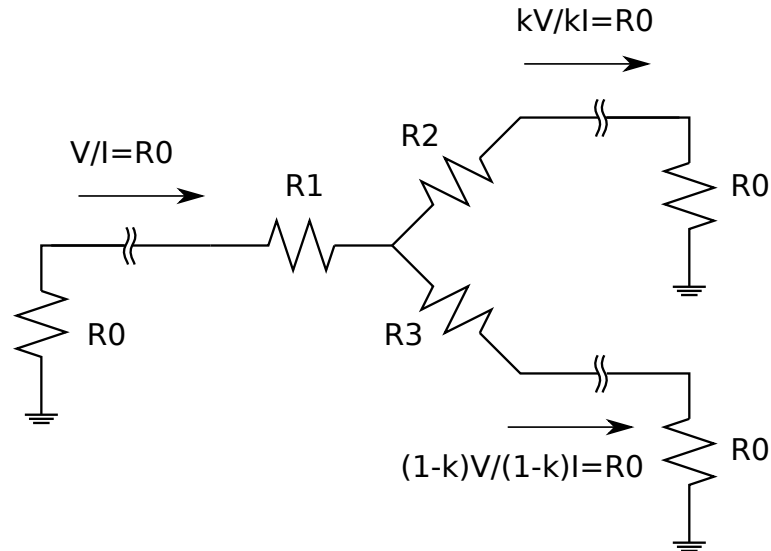


図 3.8 光電子増倍管からの入力、タイミングとアナログの二つに分配される。この部分がスプリッターの基幹であり、抵抗値  $R_1, R_2, R_3$  を調整することでその分配比を決定できる。分配後の片方の電圧の倍率を  $k$  と置くと、インピーダンス整合と電流の保存から反対側の電圧は  $(1-k)$  倍となる

光電子増倍管からの信号が特性インピーダンス  $\frac{V}{I}R_0$  を持つとき、分配後の抵抗  $R_2$  側の電圧の倍率を  $k$  とすると、インピーダンス整合を取ることにによりその電流値  $kI$  となる。電流の保存則から必然的に反対側の電圧は  $(1-k)$  倍となり、これにより入出力インピーダンスが  $R_0$  となることは要請できたので、キルヒホッフの法則により中心での電圧を三方向について計算し

$$V - R_1 I = kV + kR_2 I = (1-k)V + (1-k)R_3 I \quad (3.3.1)$$

が得られる。これを両辺を  $I$  で割ると

$$(R_0 - R_1) = k(R_0 + R_2) = (1-k)(R_0 + R_3) \quad (3.3.2)$$

という関係式を得る。今回は  $R_0$  は  $50\Omega$  であり、また簡単のために  $R_1 = R_3 = R$  として計算すると、

$$k : 1 - k = 50 + R = 50 + R_2 \quad (3.3.3)$$

となる。また欲しい倍率  $k$  として 3 倍から 4 倍程度の分配比であることと、実際に入手可能な抵抗値が離散値であることから、 $R_1 = R_3 = R$  として  $6.2\Omega, R_2 = 150\Omega$  と抵抗値を決定した。この設定値だと分配比は  $1 : 3.6$  となる。実際パルサーを用いてシグナルの分配比をオシロスコープで確認したところ、誤差の範囲で一致する結果となり目的のスプリッターを作成することができた。

## 第 4 章

# HIME のプロトタイプ検出器のテスト実験

完成した HIME のプロトタイプ検出器を用いてテスト実験を宇宙線を用いて行った。この章ではデータの解析方法と結果について議論する。テスト実験は東京工業大学北地区のヴァンデグラフ実験室で行った。実験で得られる測定量は、プラスチックモジュールの左右の光電子増倍管から得られる発光量情報とタイミング情報である。これらはそれぞれ QDC と TDC にデジタル化され ch として記録されるので、これらを物理量に較正する必要がある。またこのテスト実験で、HIME において宇宙線ソースを用いた新たに確立した較正手法について説明する。また検出器の基本性能である時間分解能を求め、目標値との比較を行った。

### 4.1 ペDESTAL補正

QDC で得られるアナログ値には真の電荷積分値だけでなくペDESTALと呼ばれる入力信号に依存しない値が含まれていて一律であるので、アナログ値にの一定のオフセットを与えている。またペDESTALは QDC の個体差があり、電荷のゼロ点を示すという役割も担っている。真の電荷積分値を求めるには各モジュールの全出力チャンネル 32 分にペDESTAL値を評価してやる必要がある。

ペDESTALを評価するためにデータの Multiplicity=1 というトリガーを用いてデータ収集を行った。これはモジュール ID : 1 16 のいずれかが鳴った場合にデータを取る仕様にして行った。この条件のもとでは 16 本中でどれか 1 つのモジュールが鳴った場合に、鳴っていない他のモジュールについても QDC はデータを取る。鳴っていないモジュールはエネルギーロスがないのでこのアナログ値が 0ch であるがペDESTALがあるので、この本来は 0ch で記録されるべき値がペDESTAL値の ch となる。従って、16 本中 1 本でも鳴るとデータを取るのだから寧ろ鳴っていない時の方がデータを多くとっているため、結果としてこの条件では大多数のイベントがペDESTAL値を記録していることになる。この下でとったデータの ID1 の  $U_p$  の QDC のアナログ値を図 4.1 に示した。図のピークをガウス分布でフィットし、分布の中心の ch 値をペDESTAL値と定めた。このペDESTAL値を各 ID の上下についてまとめたものが表 (4.1) である。おおよそ 200ch 付近に分布しているが、個体差がみてとれる。そしてこのパラメーターをソフトウェアに入力することにより、取得したアナログ値からこのペDESTAL値を引いた真の電荷積分値を求めることができる。このペDESTAL補正後の ID1 の  $U_p$  のヒストグラムが図 (4.2) で、エネルギーのゼロ点と ch 値のゼロ点が揃っている事が確認できる。

また信号が来てないにも関わらずペDESTALは蓄積されていくので、データをとっているとペDESTALの ch 値付近のデータ量が膨大になり、なおかつこの ch 値はエネルギーがゼロなので解析に必要な破棄されるべきイベントである。従って一旦ペDESTALが評価できた後は、これらをハード的な処理でペDESTALの ch 値近傍より小さい値のデータで取らないようにする、ペDESTALキルを行う。ペDESTALキルは (ピークの ch)+(ピークの半値全幅) を基準とした。ペDESTALキル後と前の全イベント数を時間あたりで Multiplicity=1 の場合で比較すると約 4 割に減り、約半分以上がヒットしていないのにデータをとっていたことになる。

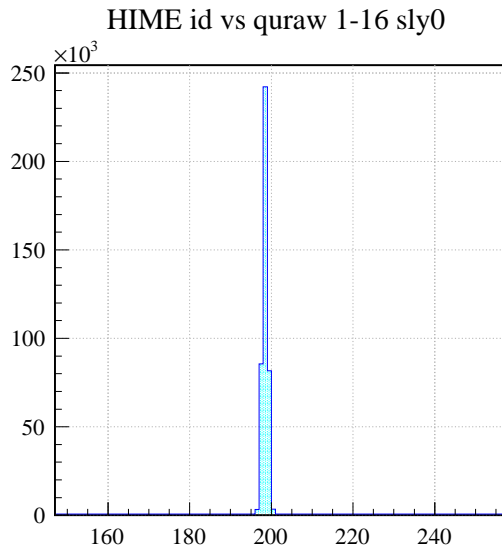


図 4.1 ペDESTAL補正前の ID1 の Up のヒストグラム。

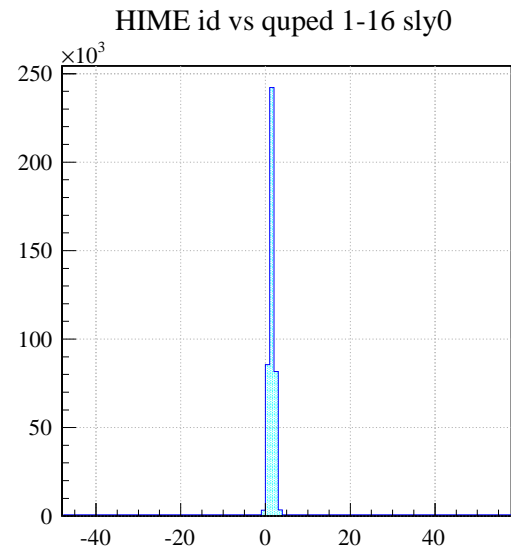


図 4.2 ペDESTAL補正後

表 4.1 ペDESTAL値

ID.	Up のペDESTAL値 [ch]	Down のペDESTAL値 [ch]
1	197	219.5
2	147.2	220.7
3	181.6	168.6
4	172.8	177.5
5	197.4	222.9
6	186.8	217.2
7	206.7	161.9
8	208.7	206.8
9	197.3	245.4
10	212.3	219.5
11	198	217.5
12	214.7	216.6
13	199.7	198.6
14	342.2	232.1
15	181.4	196.3
16	180.2	186.7

## 4.2 時間較正

TDC から得られる情報は、スタートトリガーからの時間差が ch 値であるのでこれを実時間に較正する必要がある。時間較正には TDC Calibrator の共通の Starts 信号と Stop 信号を用いる。TDC Calibrator では信号を 10ns ごとに信号を出力するので、TDC では正確に 10ns 間隔に鋭いピークが立つ (図 4.3)。このピークをそれぞれガウス分布でフィットし、となりのピークとの ch 差が 10ns という対応関係を利用して時間較正が可能となる (図 4.4)。

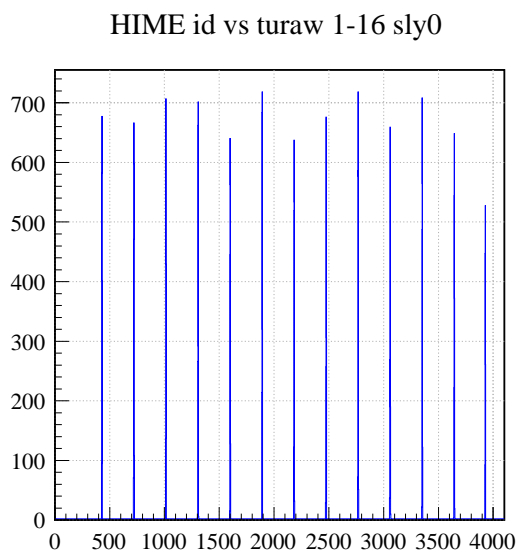


図 4.3 横軸は ch, 縦軸はカウント数。TDC Calibrator を用いて周期が一定の信号が入っている様子がわかる。

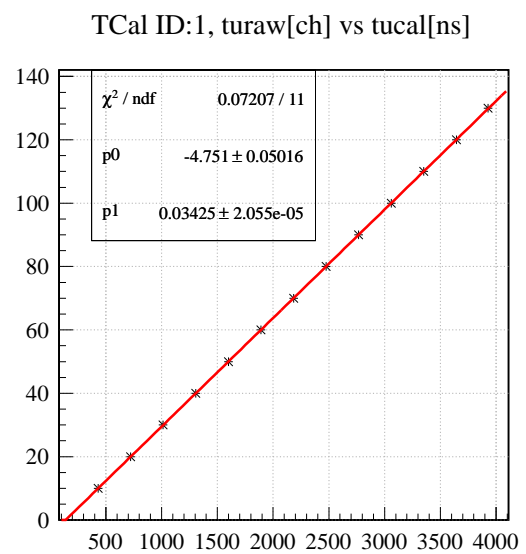


図 4.4 横軸が ch, 縦軸は実時間 [ns]。ch と実時間を一次関数でフィッティングした様子

実時間への較正として、図 (4.5) が得られる。シグナルの幅は 10ns と一定になっている。

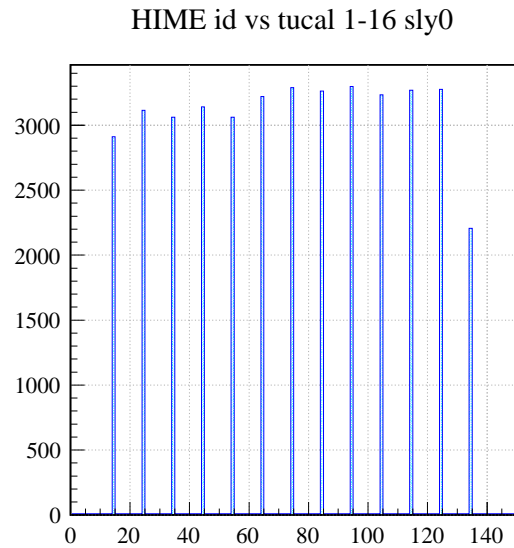


図 4.5 横軸が実時間 [ns] で縦軸がカウント数。時間較正後で、シグナルの間隔が一定の 10ns になっている。

表 4.2 時間補正

ID.	Up の比例係数 a[ns/ch]	誤差 [ns/ch]
1	0.03425	± 0.0002
2	0.03414	± 0.0004
3	0.03398	± 0.0005
4	0.03541	± 0.0004
5	0.03453	± 0.0002
6	0.03446	± 0.0001
7	0.03478	± 0.0001
8	0.03501	± 0.0001
9	0.03458	± 0.0002
10	0.03483	± 0.0001
11	0.03449	± 0.0002
12	0.03463	± 0.0001
13	0.03414	± 0.0003
14	0.03491	± 0.0001
15	0.03438	± 0.0002
16	0.03456	± 0.0002

### 4.3 宇宙線を用いたエネルギー較正

QDC で得たアナログ値の上下 (または左右) の幾何平均である発光量  $\sqrt{Q_L \cdot Q_R}$  はモジュールで落とされたエネルギーに対応する。この発光量をエネルギーに較正するには、エネルギー値が既知である較正点が必要となる。較正点のひとつは、エネルギーのゼロ点と考えられるペDESTALである。また通常の検出器では較正点として標準線源のコンプトンエッジなどを用いるが、HIME では宇宙線の経路指定のみによるエネルギー較正の手法を用いた。

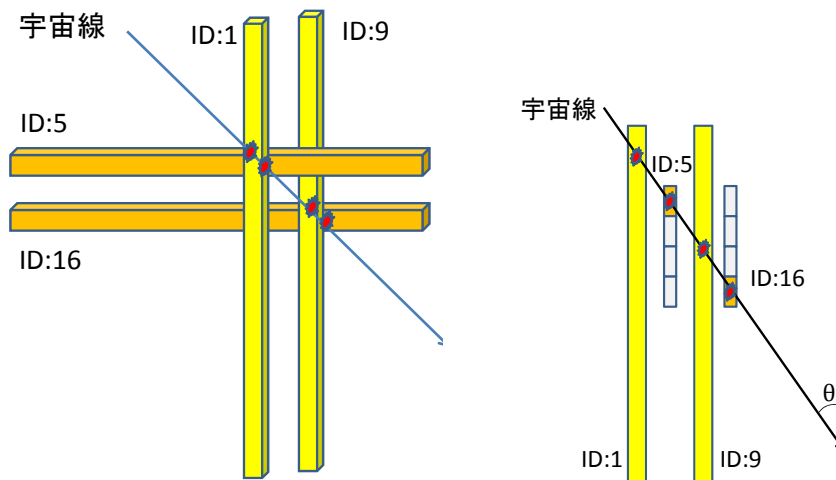


図 4.6 ID:1-5-9-16 にヒットがある場合は、図のように経路が一意に決定される。このようにヒットするモジュールを選択することで宇宙線の経路を一意に決定できる。

図 4.7 検出器の側面から図 (4.6) を見た場合。

HIME は層ごとに縦横に交互に直交するように組まれているので、Multiplicity=4 のもとでとったデータの解析において、モジュールの ID1、5、9、16 が全て鳴るというゲートをかけると選ばれたイベントはすべて図 4.6 のような経路を通る宇宙線イベントとして一意的に決まってくる。モジュールの幅による不定性は残るものの、イベントはそれぞれのモジュールの中心を通る経路が頻度としては最も多くなると考えられる。経路が一意的に決まると、宇宙線の落とすエネルギーも一意に決まってくるのでピークが観測できると考えられる。使用している宇宙線はミューオンであり、ミューオンは運動エネルギーが GeV オーダーと非常に大きく、シンチレータ内でのエネルギー損失は無視できるとし検出器通過による速度変化はゼロと近似して良い。この場合、ミューオンがプラスチックを通過するときのエネルギーロス  $E_{loss}$  は  $2\text{MeV/cm}$  と計算される。また図 4.7 に示すように、入射宇宙線の角度は横置きモジュール 5,9 により決定されその角度を  $\theta$  とおくと、 $\theta = 33.7^\circ$  となるので、宇宙線のプラスチック中の経路長を  $L$  とすると  $L = \frac{2[\text{cm}]}{\sin \theta} = 3.6[\text{cm}]$  となる。よって、 $E_{loss} = 2[\text{MeV/cm}] \times 3.6[\text{cm}] = 7.2[\text{MeV}]$  となり、各モジュールでのエネルギーピークは  $7.2\text{MeV}$  と決定できる。このように経路を選択することで宇宙線の角度が決定でき、その角度でのエネルギー損失を用いて QDC でのピークの ch 値からエネルギーへの較正が可能となる。

図 (4.6) のように ID1-5-9-16 を宇宙線が通るとした場合のそれぞれのモジュールでのアナログ値を次に示す。ID1(図 4.8) と ID9(図 4.10) は綺麗にピークが見えているが、ID5(図 4.9) と ID9(図 4.9) はピークらしきものが見える程度で綺麗には見えていない。これらの原因としてモジュールの縦置きか横置きかによる、宇宙線がモジュール内を通過する経路差の差異に起因するものだと考えられる。宇宙線の角度は ID5 と ID16 の 2 つの横置きモジュールによ

りほぼ決定されるので、ID1-5-9-16 にヒットするという条件だけであると、図(4.12)の様にID5とID16を通るイベントは図モジュールの四隅付近をカスって進む経路が考えられる。モジュールを通過する経路が短いとその分、エネルギー損失も小さくなってしまふ。一方、縦置きモジュールは角度による経路の違いはあるが横置きの様な、かするイベントは少ないので綺麗にピークが見えていると考えられる。

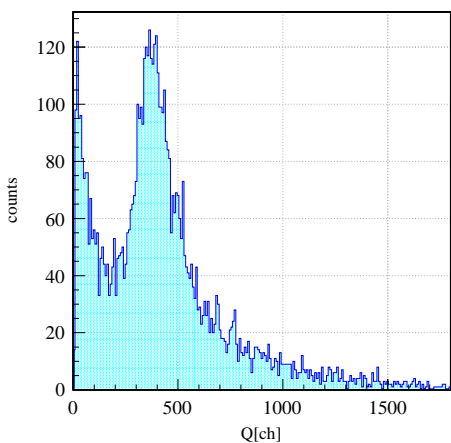


図 4.8 経路を指定した場合の ID1 のアナログ値。400ch 付近にピークが見える。

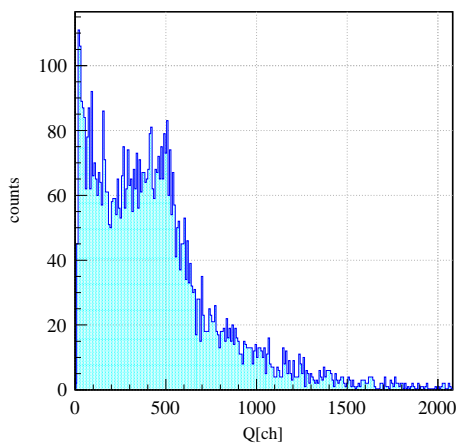


図 4.9 経路を指定した時の ID5 のアナログ値。500ch 付近にピークらしきものが見えるが、ピークの低エネルギー側のイベントカウントが多く ID1,9 ほど鋭くはない。

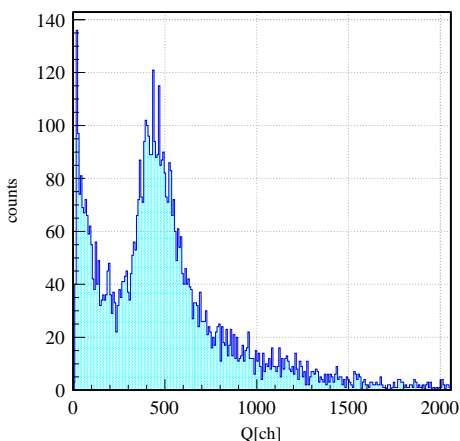


図 4.10 経路を指定した場合の ID9 のアナログ値。500ch 付近に ID1 と同様に綺麗なピークが見える。

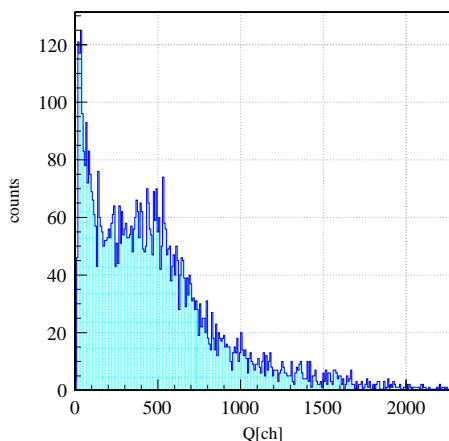


図 4.11 経路を指定した場合の ID16 のアナログ値。ID5 と同様に ID1,9 ほど綺麗なピークは見えていない。



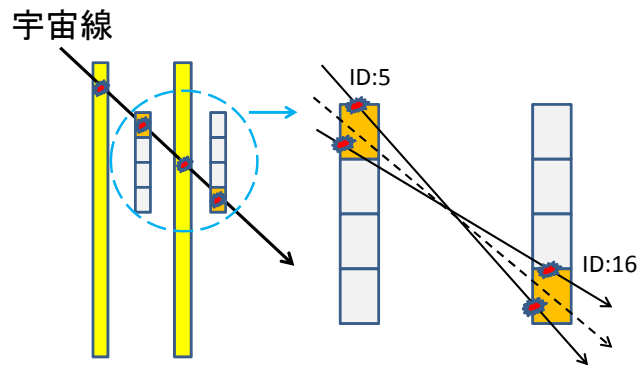


図 4.12 ID1-5-9-16 にヒットがある場合の様子。横置きモジュールに注目すると、点線で示した中央を通る経路に比べて、四隅を通る場合はモジュールを通る経路も短く、エネルギー損失も小さくなると考えられる。

従って横置きモジュールについてはこの方法ではピークを同定することが難しいので、図 (4.13) のように宇宙線が横置き of 4 つのモジュールを突き抜ける場合を用いて評価した。ただしこの場合では宇宙線が斜めに通過するものも含まれるので各モジュールでのエネルギーロス是一定でなくなってしまう。そのために、図 (4.14) のように宇宙線がモジュールに対して垂直に入射するイベントのみを選ぶことが出来れば、エネルギーロスが一意に決まりエネルギー較正ができることになる。

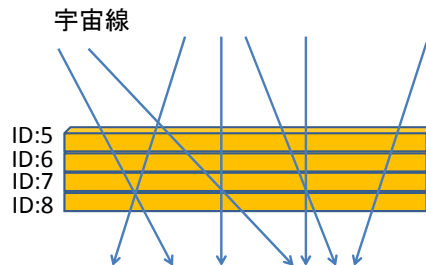


図 4.13 横置き of ID5-6-7-8 にヒットがある場合。4 層にヒットがあるという条件だけであると、斜めに入射してくる場合も含んでしまう。

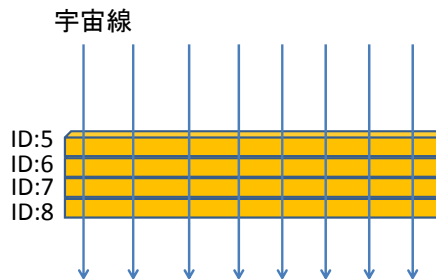


図 4.14 垂直に入射してくるイベント。斜めに経路を指定した場合と違って、宇宙線の経路は一意に決定していても、垂直であればモジュールでのエネルギー損失は等しくなる。

斜めに宇宙線が入る場合はモジュールの ID を指定し、各モジュールでヒットがあったという条件を取れば経路は一意に決定できるが、図 (4.14) のような横置きイベントを選択する条件としては左右の光電子増倍管の時間差分布の相関を見る方法が考えられる。左右の信号の時間差  $dt$  はそれぞれ  $dt = T_L - T_R$  で、モジュールの横方向に対応する量である。ID:5 と ID:7 を例にとると、よって  $dt$  の差である  $dt_7 - dt_5$  は宇宙線が通った横方向の差となる。宇宙線が垂直に入る場合は ID:5 と ID:7 のヒットした横方向の位置は同じなので、その  $dt$  の差の分布は垂直イベントを中心として対称な分布をするはずでその中心のイベントが垂直に入射したイベントと考えられる。図 (4.15) に  $dt_7 - dt_5$  の分布を示した。中心が垂直イベントである。この部分にゲートをかけてやると図 (4.14) の様な宇宙線を選択できる。垂直な場合の経路長はモジュールの長さ 4cm であるのでエネルギーロスは  $E_{loss} = 2[\text{MeV}/\text{cm}] \times 4[\text{cm}] = 8[\text{MeV}]$  となり、エネルギー較正ができることになる。

また本来は横置きのうち一番上の ID:5 と一番下の ID:8 の  $dt$  の差を用いる方がより良い条件を選択できるが、前章で述べたような動作不良が起きていると考えられるので ID:7 を使用した。これは ID:16 についても同様である。これらは、他に影響が無いように印加電圧は高めに設定した。

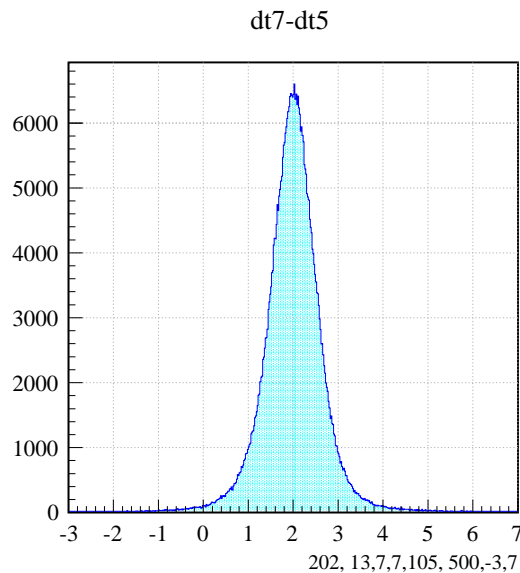


図 4.15 横軸時間差 [ns] で縦軸がカウント数。時間差がない中央の値付近がモジュールに垂直に入射に対応し、ピークになっている。この事は、よく知られた宇宙線は天頂角がゼロ度でフラックスが最大となる事実と一致している

横置きの場合のデータは Multiplicity=4 のトリガーで、横置きのモジュール ID5、6、7、8 がすべて鳴り、かつ  $dt_7 - dt_5$  の中心から  $\pm 1\text{ns}$  に分布するイベントをとるとした (本来なら角度がより地面に対し垂直になるのは ID5 と ID8 だが動作不良によりゲートには加えなかった。しかし 4 つが鳴るという条件には含まれている)。この条件のもとでのエネルギースペクトルを図 (4.16)(4.17)(4.18)(4.19) に示した。

ID5,6,7 で確かにピークが見えていることがわかり、横置きモジュールについては垂直イベントを利用することでエネルギー較正が可能となる。残りのモジュールについても同様に、縦置きは斜めに通過する場合を用いて、横置きは垂直入射の場合を用いることでエネルギー補正が可能となる。

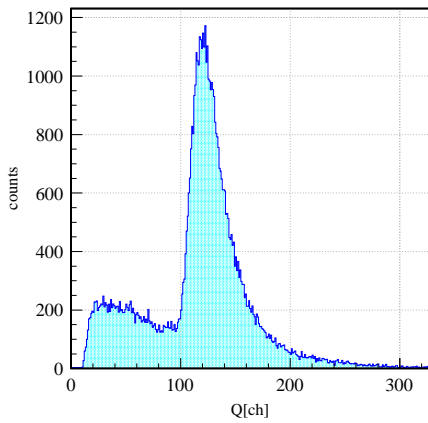


図 4.16 ID5: 横軸が発光量 [ch] で、縦軸がカウント数。綺麗なピークが見えている。

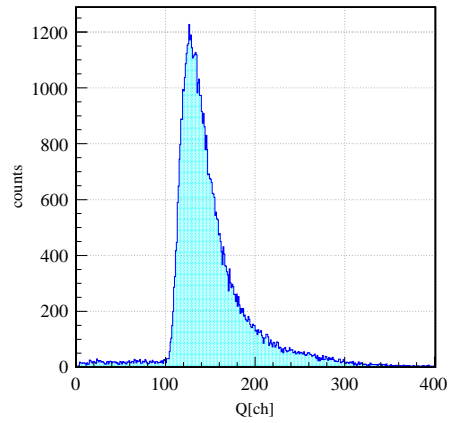


図 4.17 ID:6: 横軸が発光量 [ch] で、縦軸がカウント数。バックグラウンド成分が他より小さくなっている。

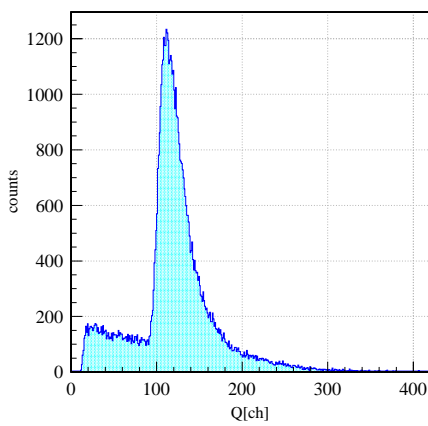


図 4.18 ID7: 横軸が発光量 [ch] で、縦軸がカウント数。ID6 ほどバックグラウンドが取り除かれていない。

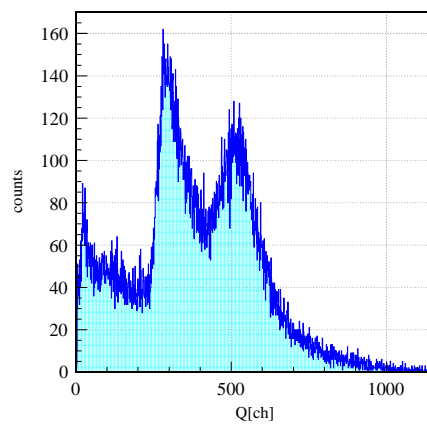


図 4.19 ID8: 横軸が発光量 [ch] で、縦軸がカウント数。ピークらしきものが 2 つ見えてるいが、動作不良のため原因は追求していない。

#### 4.4 光電子増倍管のゲインカーブ

光電子増倍管では、光電面に光子が到達すると光電効果により放出される光電子を更に印加加速し、ダイノードに入射させて二次電子を放出する。この二次電子が更に次のダイノードに入射して新たな二次粒子を放出する。この過程を繰り返すことで元の入力信号より大きな信号を得る。この入力電流と出力電流との電流増倍率をゲインと呼ぶ。n 段ダイノードを有し二次電子放出比  $\delta$  の光電子増倍管のゲイン  $\mu$  は

$$\mu = \delta^n \quad (4.4.1)$$

である。この二次電子放出比  $\delta$  はダイノード間の電圧  $E$  の関数であり

$$\delta = a \cdot E^k \quad (4.4.2)$$

与えられる。a は定数で、k は電極の構造・材質で決まる量である。印加電圧が  $V$  のときダイノード間の電圧の関係は  $V = (n+1)E$  より、ゲイン  $\mu$  の印加電圧  $V$  に対する変化は次式で与えられる [5]。

$$\mu = (a \cdot E^k)^n = a^n \left(\frac{V}{n+1}\right)^{kn} = A \cdot V^{kn} \quad (4.4.3)$$

ただし  $A = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}}$  とした。同じ発光量に対する出力値である  $ch$  値もこの印加電圧  $V$  に依存するはずであり

$$\begin{aligned} ch &= A \cdot V^{kn} \quad (4.4.4) \\ \log ch &= \log A + kn \cdot \log V \end{aligned}$$

となり対数軸上で線形になると考えられる。厳密には線形にならないが今回はこの関係式を用いる。ゲインは構造や陽極感度に大きく依存するので個別別に評価しなければならない。異なる HV に対し、ピークの  $ch$  それぞれプロットすると式 (4.4.4) に従うカーブが得られる。これをゲインカーブといい、このカーブを用いるとピークの  $ch$  を目的の  $ch$  に移動させるにはどのくらいの HV 値をかけるべきかがわかる。またゲインカーブは光電子増倍管ごとに異なるので実験をする際は全てについてカーブを得るべきであるが、今回は陽極感度の大きさの準に並べているので層で一番若い ID である 1,5,9,13 を代表として、同じ層ではカーブの傾き  $kn$  が等しいとして後述のゲイン調整も行った。

ピークはエネルギー較正で用いたように経路指定によって一意的に決定されたものを使用した。また HV 値は 100V 刻みのものを 3 点を用いた。また線源を当ててながら、光電子増倍管の直下のシグナルの波高を等しくなるように手動で HV 値を合わせてその設定の HV 値のもとでピーク値の  $ch$  を取った点 (ゲイン調整の話をしなないといけないのでここに入れるのきつい様な気がする) の合計 4 点を用いてゲインカーブを得た。例として ID1 の  $U_p$  のゲインカーブを図 (4.20) に示した。カーブの取得に用いた点は表 (4.3) に与える。

カーブが一旦得られたら、このカーブを用いてピーク値を指定の値にしたい場合に光電子増倍管にかけるべき HV が求められることができる。例として、HV を  $V_1$  をかけた時の  $ch$  値が  $ch_1$  であるとする。これに対しこのピークを  $ch_x$  にする HV 値  $V_x$  を求めることを考える。A と  $kn$  の値はカーブのフィッティングにより既知であり、この二点は

$$ch_1 = A \cdot V_1^{kn} \quad (4.4.5)$$

$$ch_x = A \cdot V_x^{kn} \quad (4.4.6)$$

$$(4.4.7)$$

をみたくので、求めたい HV 値である  $V_x$  は次式で決定できる。

$$V_x = V_1 \times \sqrt[kn]{\frac{ch_1}{ch_x}} \quad (4.4.8)$$

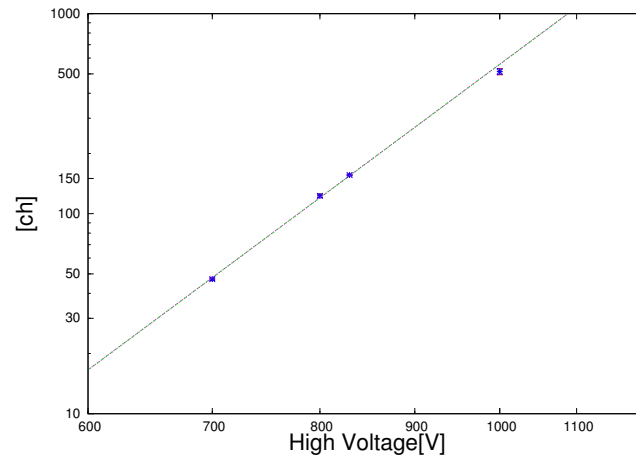
図 4.20 ID1 の  $U_p$  のゲインカーブ

表 4.3 カーブのフィットに用いた点

$U_p$ の HV 値 [V]	ピークの ch
1000	$512.9 \pm 17.9$
830	$156.1 \pm 1.4$
800	$122.8 \pm 2.5$
700	$47.07 \pm 0.66$

## 4.5 光電子増倍管の印加電圧の決定

3章のダイナミックレンジの議論で40MeVのエネルギーロスが光電子増倍管直下のシグナルで1.2Vに対応すると、実験で取りたい領域はカバーできることがわかった。従って次にすべきことは40MeVのエネルギーロスに対応する発光量が、光電子増倍管直下で1.2Vになるような光電子増倍管の印加電圧を求めることである。よってこのような印加電圧の時の光電子増倍管の直下のシグナルと、QDCに実際に電荷積分値として記録されるchとの相関がわかれば良いことになる。これにはディスクミネータのスレッシュホールドを用いる方法を用いた。まず2Vが40MeVに対応する場合、ディスクミネータのスレッシュホールドは20mVであるので、光電子増倍管では減衰考慮を考えると波高が $20[mV] \div 0.54 = 37[mV]$ のシグナルに対応する。また光電子増倍管の直後で37mVであるならば、このエネルギーロスは3章と同じ近似の方法を用いると0.74MeVのエネルギー損失になる。またディスクミネータのスレッシュホールドをギリギリ超えることができるシグナルが、QDCの下限値のchとなっている事を利用すると、このスレッシュホールドは20chであったので、この印加電圧の場合のエネルギー較正が可能になる。ここで我々は経路指定の方法により、7.2MeVエネルギーロスのピークを同定しているのでこの印加電圧でのエネルギー較正から $18ch \times \frac{7.2MeV}{0.74MeV} = 175ch$ と求められる。この値は光電子増倍管の直後の電圧の中での上限であるので実際の7.2MeVのピークは175chより低く設定すべきである。今回は後々にスケールをする際に便利な100ch付近にこのピークが来るような印加電圧に決定した。

前節でのゲインカーブを用いると、ピークのch値を目的のch値に移動させるために必要な印加電圧が決定できる。このように印加電圧を調節してピークを目的のchへ合わせることをハードのゲイン調整といい、この場合はそれに当たる。一方、QDCのエネルギー較正では係数A[MeV/ch]を決定していて、これをソフトのゲイン調整と考えられる。ハードのゲイン調整で目的のchにぴったり持ってくることは難しい。これは得られるゲインカーブのフィッティングの精度などによるからである。また今回は宇宙線を用いているために、斜めに突き抜けるID1、5、9、16のイベントは統計を貯めるのには時間がかかるので多くの点を取るには時間的制約がある。そのため今回はゲインカーブを得る点として4点を使用した。また本研究のゴールである時間分解能を求めるためには、印加電圧は一定にしなければならないのでこの4点目の印加電圧を最終的に印加した。この電圧は $\beta$ 線源をモジュールに当てて、光電子増倍管の直下のシグナルの波高がID16分の上下32個分が等しくなるように手動でHVを調節した。 $\beta$ 線源はエネルギーが連続的であるので、オシロスコープのAverageという機能を用いてシグナルの64個の平均の波高を比較した。比較の基準にはそれまでの印加電圧で、7.2MeVがおおよそ100ch付近にピークを持つことからID5を選んだ。この手動で調整したHVでとったデータでピークのchを移動したものが図(4.21),(4.22),(4.23),(4.24)である。代表としてID1,5,9,13の結果を示した。エネルギー較正と同様に、縦置きID1,9は斜めに突き抜けるID1-5-9-16が鳴ったというもとのデータを使用し、横置きのモジュールであるID5,13は垂直に抜けるイベントを用いた。ただし横置きの場合はエネルギーは8MeVに相当する。

7.2MeVのピークであるID1は123ch、ID9が113chであり目的の100chからは2割から3割程度ずれている。また8MeVのピークであるID5は126ch、ID13は133chであり8MeVは111chでありこちらは1割から2割のずれている。またID13についてはランダウ分布を仮定してフィッティングを行った。本来はモジュールでのエネルギー損失はランダウ分布になる事が期待されるが、幅の議論にはガウシアンが有効であるので本研究ではガウシアンを用いた。しかし、ピークのフィットという点では図(4.24)に示すようにランダウ分布が優れていると考えられる。

ハードのゲイン調整という意味ではこの程度の誤差なら許容範囲といえる。また次節の検出器の基本性能である時間分解能の評価ではslew補正を行うがこれは発光量依存性の相関を見るものなので、印加電はそのままとし時間分解能の評価に進んだ。

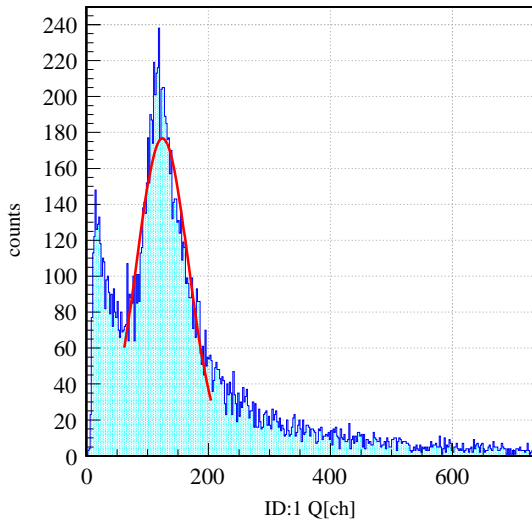


図 4.21 ID1 のエネルギースペクトル：横軸 ch、縦軸カウント数。ピーク値は 123ch

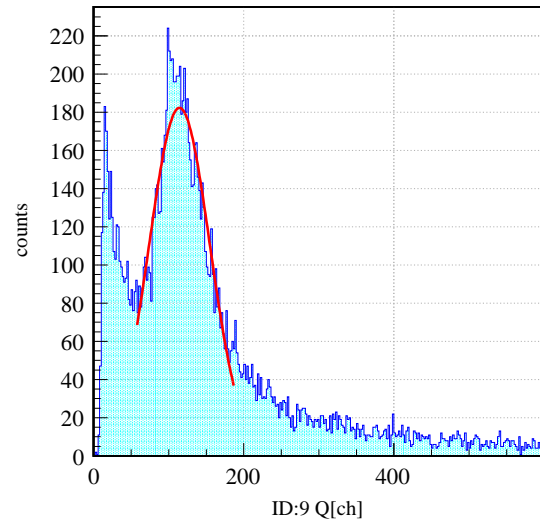


図 4.22 ID9 のエネルギースペクトル：横軸 ch、縦軸カウント数。ピーク値は 113ch

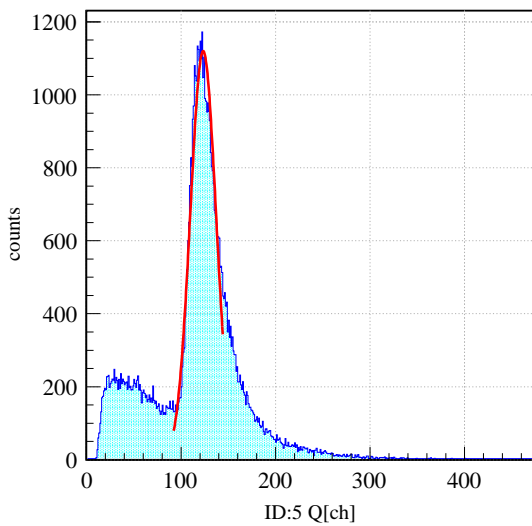


図 4.23 ID5 のエネルギースペクトル：横軸 ch、縦軸カウント数。ピーク値は 126ch

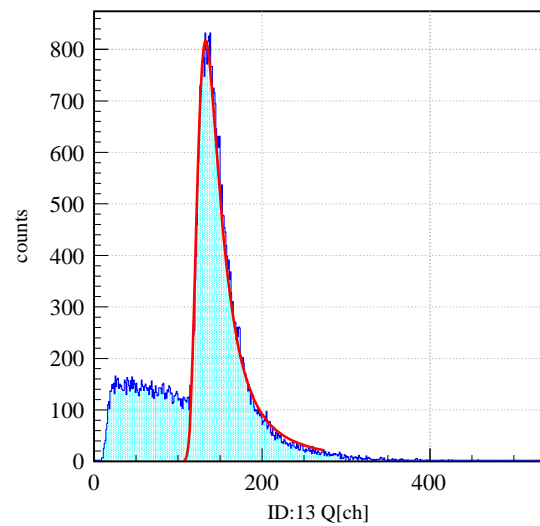


図 4.24 ID13 のエネルギースペクトル：横軸 ch、縦軸カウント数。これのみランダム分布をもちいて fit した。ピーク値は 133ch

## 4.6 時間分解能

中性子検出器の基本性能である時間分解能を求めて、目標値と比較してみる。時間分解能を評価する際には大きな誤差として、モジュールでのエネルギー損失に依存するスルーがある。このスルーを補正し、モジュール固有の時間分解能を求める。

### 4.6.1 時間分解能の評価方法

検出器固有の時間分解能は、イベントによらない一定な時間を測定した時の分布の幅がその検出器の時間分解能となる。ビーム実験の不変質量法では式(2.2.2)を用いて中性子の反応位置からヒット位置までの飛行時間を測定している。今回は宇宙線を用いているので、この一定の時間として、特定の経路を指定した場合のモジュール間の飛行時間が一定になるのでこれを用いて時間分解評価を行った。

2つのモジュール a,b 間の飛行時間は左右の時間平均は  $T_{AV} = \frac{T_L + T_R}{2}$  を用いて

$$T_{AVa} - T_{AVb} = \frac{T_{La} + T_{Ra}}{2} - \frac{T_{Lb} + T_{Rb}}{2} \quad (4.6.1)$$

と表せる。宇宙線の経路を指定した場合は各モジュール間の飛行時間は一定になり、一本あたりの時間分解能  $\sigma(T_i)$  を用いるとそれぞれの関係は

$$\sigma^2(T_{ab}) = \sqrt{\sigma^2(T_a) + \sigma^2(T_b)} \quad (4.6.2)$$

となる。右辺の固有の時間分解能はこのままでは一意に決定できないが、複数のモジュール間の飛行時間を測定することで決定できる。



### 4.6.2 スルー補正

タイミングの測定をする際に、シグナルの発生時間は同じであってもシグナルの立ち上がりによりディスクミネータのスレッシュホールドを超えるタイミングが変化してしまう(図 4.25)。この時間差をスルーといいこれが測定時間の大きな誤差となっている。これを補正することをスルー補正という。(本研究ではスルー補正と呼ぶが、一般的には time walk 補正などと呼ばれている)

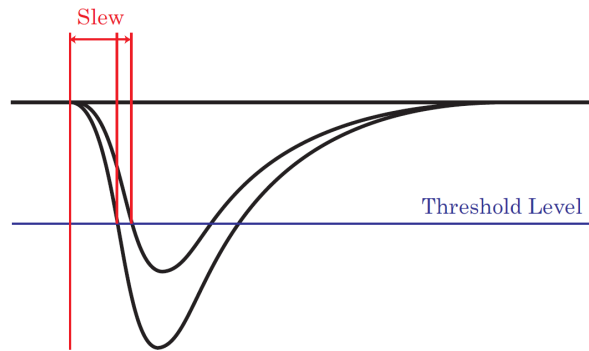


図 4.25 ディスクミネータのスレッシュホールドを超えるタイミングは、発光量が低いほど遅れてしまう

この時間分解能の誤差は検出器に落とすエネルギーに依存する。エネルギーに依存する時間の遅れであるスルーの遅れを補正する式として slw による遅れる時間を  $T_{slw}$ , 測定の時間を  $T_{obs}$ , 真の時間を  $T_{tue}$  とすると

$$T_{slew} = \frac{a_0}{\sqrt{E}} + a_1 \quad (4.6.3)$$

$$T_{true} = T_{obs} - T_{slew} \quad (4.6.4)$$

が得られる。よって式 (4.6.1) とエネルギーの相関に対して式 (4.6.3) でフィッティングすれば slw は補正できるが、正確には slew は左右の時間それぞれにあるので測定する時間平均 (飛行時間) は

$$T_{obsL} + T_{obsR} = T_{trueL} + \frac{a_L}{\sqrt{E_L}} + a_L + T_{trueR} + \frac{a_R}{\sqrt{E_R}} \quad (4.6.5)$$

となり、この slew 補正では左右の slew の和に対する補正をしているので左右毎に slew 補正する必要がある。そこで式 (4.6.1) の代わりに以下の相関を見た。

$$T_{La} - T_{AVb} \quad (4.6.6)$$

$$T_{Ra} - T_{AVb} \quad (4.6.7)$$

slew 補正は飛行時間が一定になるべきものと、エネルギーの相関を見て補正を行うものである。本研究ではこの飛行時間が一定になるべきものとして、経路指定によるモジュール間の飛行時間を見ることになるが経路が一意なら左右の時間との差も一定になると考えられるのでこの式 (4.6.6) により左右のスルーを独立に評価できる。

具体的なスルーの評価するデータは、飛行時間を一定にする必要があるので宇宙線の通過経路を指定する方法を用いる。図(3.1)を見るとジオメトリ上 ID:1-5-9-16 を宇宙線が通過する場合と対称な場合が複数考えられる。これにより ID:6、7、14、15 以外についてはそのモジュールを通る経路が指定できて時間分解能の評価が可能となる。またこれら ID:6、7、14、15 の4つは横置きの中でも中間に位置しているので、斜めに突き通る様な経路を考えると天頂角が大きくなり統計が少なくなると考えられるので、今回は横置きに対し宇宙線が垂直に突き抜けるイベントを用いてスルーを評価した。

例として図(4.26)、図(4.27)に ID:1 と ID:9 を用いた ID:9 のスルー補正を挙げた。横軸は  $\frac{1}{\sqrt{Q}}$  で縦軸に飛行時間を取った。補正前のヒストグラムを見ると、本来なら縦軸は経路をしているので ID1~9 間の飛行時間は一定である。つまり発光量に依存しない水平な分布をとることが期待されるが、スルーの効果によって低エネルギー側で遅れが生じてしまう。これを式(4.6.3)により fit し補正した後が右のヒストグラムで、確かに発光量に依存しない分布になっていることがわかる。縦置きモジュールと ID6、7、14、15 以外の横モジュールについても同様にスルー補正を行った。

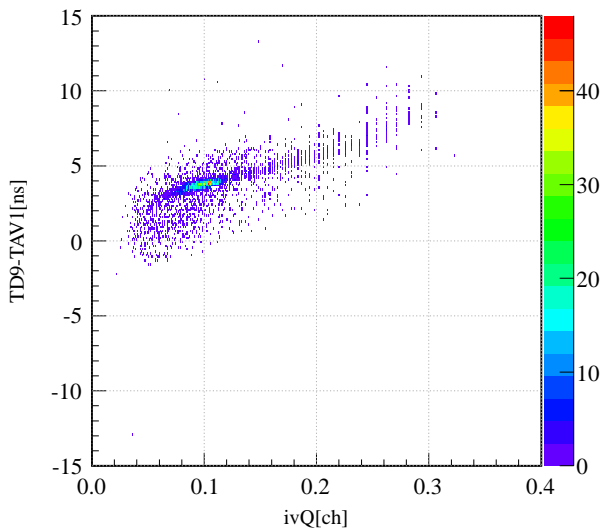


図 4.26 スルー補正前：横軸は  $1/\sqrt{Q_D}$ 、縦軸は  $T_{D9} - T_{AV1}$ 。低エネルギー側になるほど本来の飛行時間からのズレが大きくなっている。式(4.6.3)で示すように線形になっている。

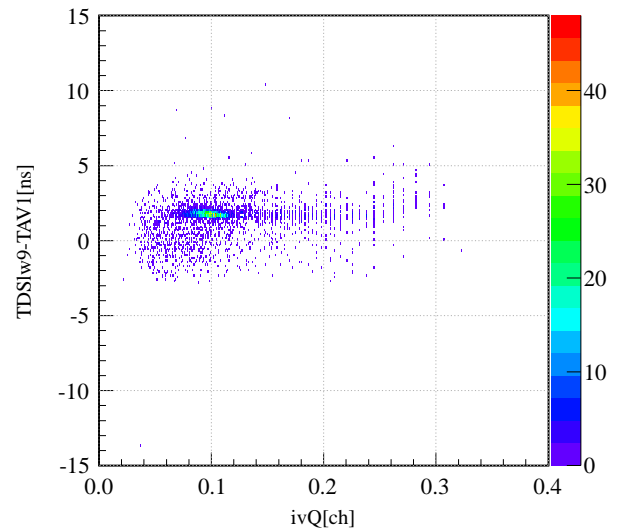


図 4.27 スルー補正後：横軸  $1/\sqrt{Q_D}$ 、縦軸  $T_{DSLw9} - T_{AV1}$ 。スルーによる時間のズレを引いた後の様子。ほぼ一定の飛行時間になっているが、エネルギーがかなり小さい領域では正しく行われていないので、時間分解能の評価の際はエネルギーゲートなどにより取り除く。

残りの横置きはこの4つのモジュールについては、エネルギー較正で用いたような宇宙線が垂直に入射する場合を用いる。ただしエネルギー較正の時はモジュールに落とすエネルギーが一定であればよかったので、横置きのモジュールについては図(4.28)と図(4.29)の条件のみを要請していたが、左右のスルーを見る際は入射する位置を限定しないとモジュールの幅100cm分の時間差を含むのでスルーは評価できない。そこで図(4.30)の様に入射する位置を指定してやることでスルーを評価できる。

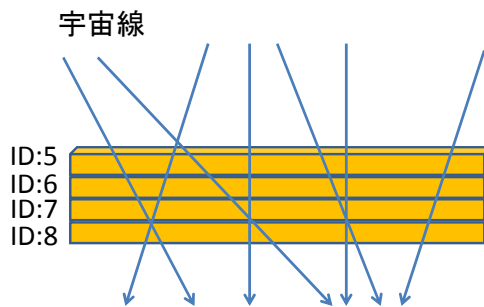


図 4.28 ID:5-6-7-8 を突き抜ける場合。これだけの条件だと斜めに入射する場合が考えられる。

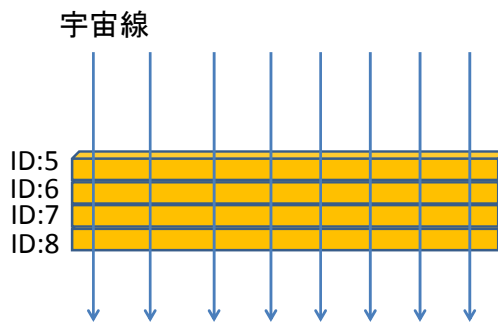


図 4.29 宇宙線が垂直に通過する場合。入射の位置がモジュールの横方向全てに渡っているので  $T_L(T_R)$  はモジュールの長さ分の幅を持ってしまう。

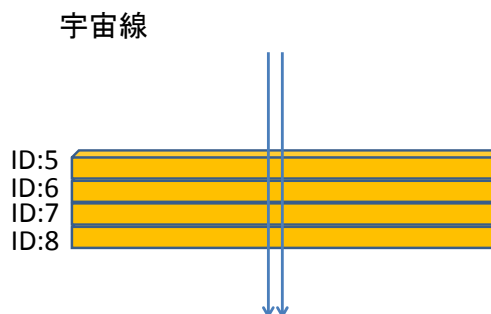


図 4.30 垂直に入射する宇宙線の入射位置を決定した場合。

横置き補正の例として、ID:5とID:6を用いたID:6のスルー補正を示す。図(4.31)は補正前のヒストグラムで、低エネルギー側ほど飛行時間が遅れていることがわかる。また横置きの場合は宇宙線の角度に関する制限が、縦モジュールを評価した斜めの経路より厳しいので、落とすエネルギーもより制限されている事がわかる。補正後は確かに発光量に依存しない一定の飛行時間となっている(図4.32)。以上により全てのモジュールのスルー補正が完了した。

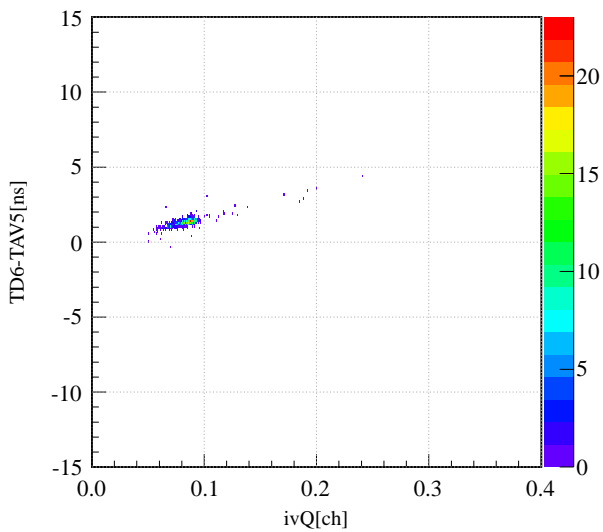


図 4.31 横軸は  $1/\sqrt{Q}$ 、縦軸は  $T_{D6} - T_{AV5}$ 。横置きの場合は宇宙線の入射の不確かさが小さい分、エネルギー損失のピークがより制限され広範囲のエネルギー損失は見られない。

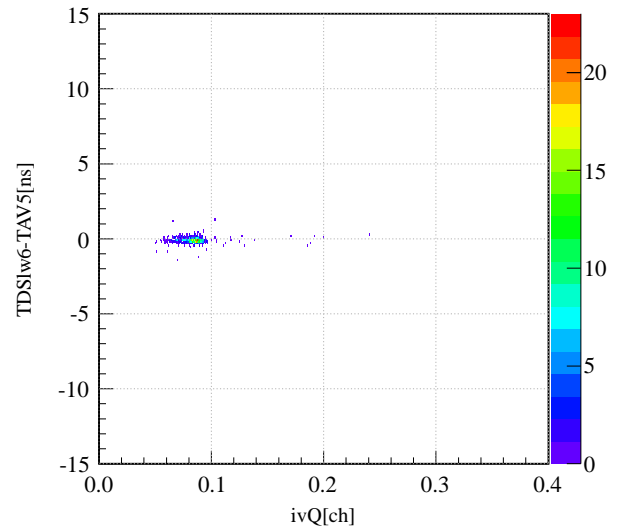


図 4.32 スルー補正後：横軸  $1/\sqrt{Q}$ 、縦軸  $T_{D6} - T_{AV5}$ 。補正後は発光量に依存しない飛行時間となっている。

## 4.6.3 時間分解能の結果・評価

スルー補正が終了したので式 (4.6.1)、(4.6.2) に従い時間分解能を求める。また経路指定によりモジュール間の飛行時間を一定として扱っていたが、実際には経路の不確定性による飛行時間に広がりがあるのでこれも含めて評価してやる必要があり、この不確定性の分を  $\sigma T_{unc}$  とすると、

$$\sigma T_{obs} = \sqrt{\sigma T_{true}^2 + \sigma T_{unc}^2} \quad (4.6.8)$$

が成立する。また一定の飛行時間を得るために宇宙線の経路を指定する方法を用いるが、今回も斜めに入射する場合と垂直に入射する場合の2つを用いて評価する。

まず代表として ID:1-5-9-16 にヒットがある図 (4.7) の場合を用いて ID1 と ID5 の飛行時間の分解能を図 (4.33) に示す。次に垂直に入射する場合の代表として ID13 と ID14 についての時間分解能を評価した (図 4.34)。先ほどのスルーの評価では、横置きのもジュールについては図 (4.30) の様な宇宙線の入射位置の条件を要請していた。しかし、時間分解能の評価には一定な飛行時間を見るだけで良く、また横置きの場合は垂直に入射する場合を見るのでそのイベントはモジュールの位置を制限しなくて良い。従って図 (4.28) と図 (4.29) の様なゲートをかけてやれば時間分解能は評価できる。

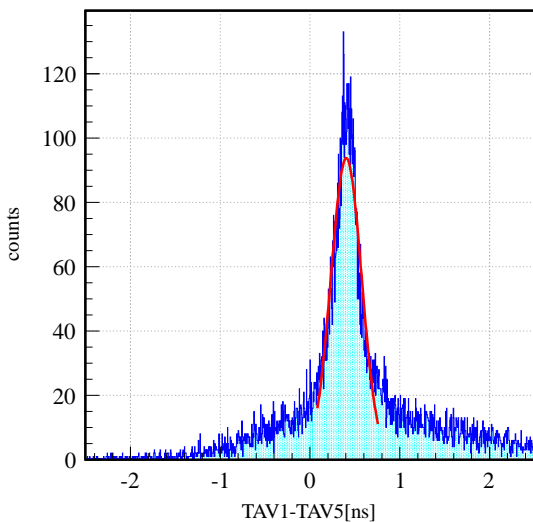


図 4.33 ID1-5-9-16 を突き抜ける場合の、ID1 から ID5 までの飛行時間の測定時間の分解能は 170 ps。

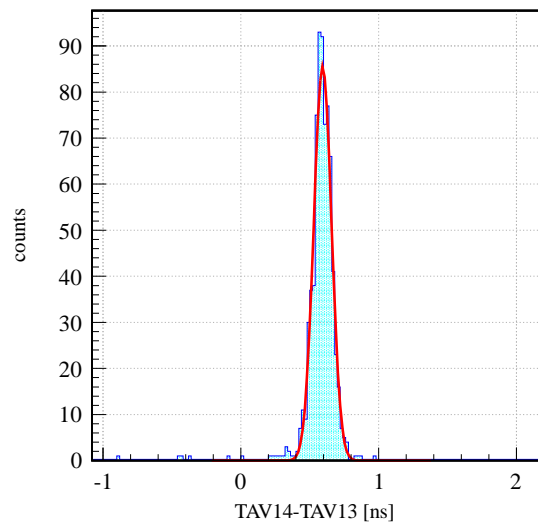


図 4.34 横軸が  $T_{AV14}-T_{AV13}$ 、縦軸がカウント数。この分布の幅 74 ps が飛行時間の時間分解能

斜め抜けの場合の時間分解能は 170 ps、垂直のもジュールの場合は 74 ps という結果であり垂直イベントのほうが倍以上良い結果となった。これは垂直イベントのほうがより厳しい宇宙線の経路指定を行なっているからである。また斜め抜けの場合はかすりイベントなどの不確定性が残っていたのでこれらを除く必要がある。経路指定を行えばそれぞれの中心を通るものが最も頻度の高いイベントだと考えられるので、ピークが見えることをエネルギー較正の節で用いた。従ってそのピーク付近以外のかすりイベントなどであると考えられる。例として、ID1-5-9-16 を宇宙線が突き

抜ける場合の ID1 のエネルギーゲートを図 (4.35) に示した。ゲートの幅としては、ピークをガウシアンでフィットしてピークを中心から半値の幅の範囲の間に入ってくるものを選択した。

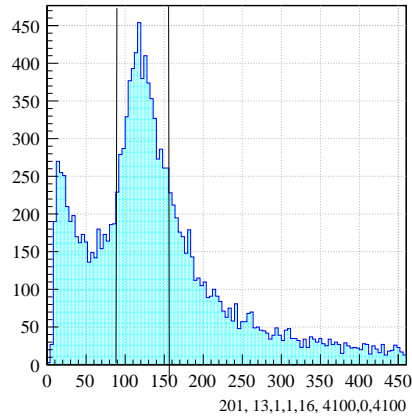


図 4.35 ID1-5-9-16 を突き抜ける場合の、ID1 のエネルギーピークのコストグラム。線で挟まれたピークの半値の幅の範囲のエネルギーを落とすものを選択している。

図 (4.36)、(4.37) にゲートをかける前とかけた後の時間分解能を示した。ゲートをかけたあとは 97 ps となっており倍近い精度の改善が見られた。以降はこのエネルギーゲートによって得られた飛行時間の時間分解能を用いて評価を行う。

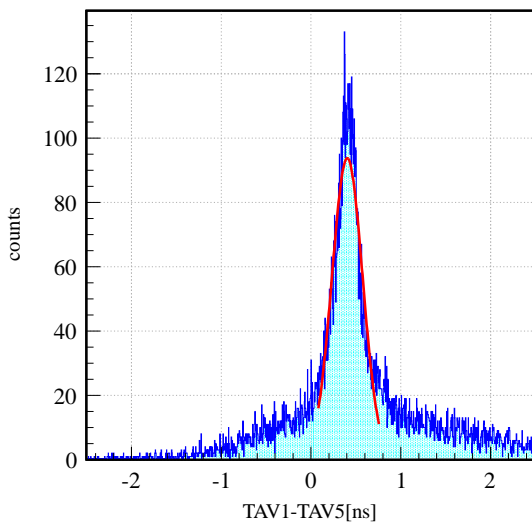


図 4.36 エネルギーゲートをかけていない場合。バックグラウンドが多く、 $\sigma T_{obs}=170[\text{ps}]$  である。

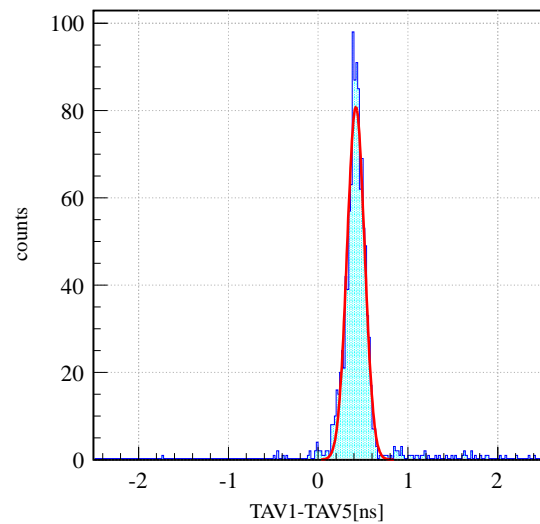


図 4.37 エネルギーゲートをかけた場合。バックグラウンドが多く取り除かれ、 $\sigma T_{obs}=96.6[\text{ns}]$  である。

まず時間分解能の評価には横置きモジュールについて行う。横置きモジュールは宇宙線の入射角度を厳しく制限することが可能である。図(4.38)の様に、ID:5とID:7のズレは1.5cm、また側面からの不定性はモジュールの幅2cm分である。この時ID:5からID:7までの飛行距離は最長で0.17cmしか変わらない。時間差に直すと5.7psでこれは誤差 $\frac{5.7}{\sqrt{12}}=1.6\text{ps}$ である。本研究で得られる時間分解能が50psと仮定すると、その場合の寄与は $\sqrt{50^2 + 1.6^2}=50.03\text{ps}$ となり本来の時間分解能に対して高々0.05%しかなくほとんど無視できる。つまり横置きモジュールの時間分解能はモジュール固有の時間分解能だと考えて良いことになる。ここで用いた経路はID:5-6-7-8、ID:13-14-15-16を通過する場合である。垂直イベントを用いた場合の飛行時間の分解能を表(4.4)に示した。また飛行時間の時間分解能から各モジュール一つ当たりの時間分解能の求めたものを表(4.5)に示した(ID:8、ID:16については動作不良のため割愛した)。一個あたりの時間分解能は目標の100psを大きく上回っていることがわかる。

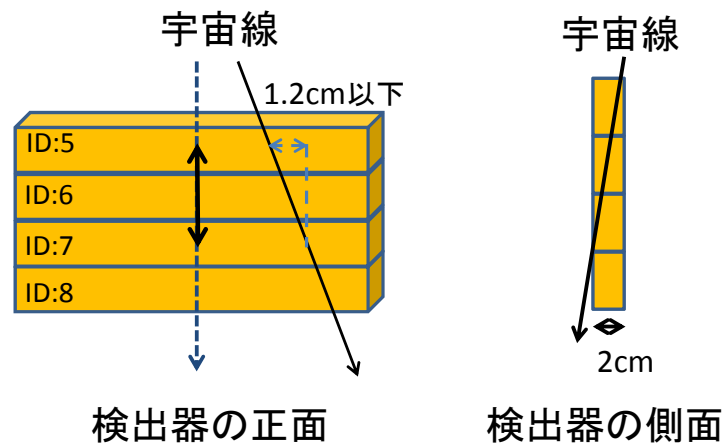


図 4.38 垂直に宇宙線が入射する場合はより厳しい制限を設けることができる。

表 4.4 垂直入射の飛行時間分解能

ID.	$\sigma T_{obs}[\text{ps}]$	誤差 [ps]
$T_{AV} 5 - T_{AV} 6$	70.0	$\pm 2.5$
$T_{AV} 5 - T_{AV} 7$	74.3	$\pm 2.1$
$T_{AV} 6 - T_{AV} 7$	81.9	$\pm 2.6$
$T_{AV} 13 - T_{AV} 14$	52.4	$\pm 2.1$
$T_{AV} 13 - T_{AV} 15$	86.4	$\pm 2.7$
$T_{AV} 14 - T_{AV} 15$	84.4	$\pm 2.6$

表 4.5 横置きモジュールの固有の時間分解能

ID.	$\sigma T_{obs}$ [ps]	誤差 [ps]
5	43.1	$\pm 2.1$
6	55.1	$\pm 2.1$
7	60.5	$\pm 2.1$
13	39.3	$\pm 2.1$
14	34.5	$\pm 2.1$
15	77.0	$\pm 2.1$

次に縦置きモジュールの時間分解能の評価を行う。縦置きについては ID:1-5-6-9-16 などの様な宇宙線が斜めに通過する場合を用いて横置きと同様に評価した。用いた経路は ID:1-5-9-16、ID:2-5-10-16、ID:3-5-11-16、ID:4-5-12-16 を宇宙線が通過する場合で、これらは横置きモジュール ID:5、16 が共通なので宇宙線の角度は等しい経路である。また縦置きの時間分解能の評価は横置きと少し異なり、斜めに抜ける場合の共通に通過する ID:5 の分解能を ID:1、9 の関係から求めたものから縦置きモジュールの時間分解能を求める方法を取った。斜めに抜ける ID:1、5、9 の様に 3 つの飛行時間から閉じた方程式から方法もあるが、原理的には共通する ID:5 の分解能が決まればその他も一意に決まるので今回はこの方法を用いた。

飛行時間の時間分解能を表 (4.6) に、各モジュールの時間分解能を表 (4.7) に示した (ID:2、11 は割愛)。縦置きの方がモジュールあたりの時間分解能は横置きより悪い結果となっている。これはモジュールの幅による宇宙線の角度の不確実性が大きくなっているからである。そこで縦置きの時間分解能は角度による不確実性を含んでおり、これを取り除いて固有の時間分解能を求めてやる必要がある。これには ID:5 の時間分解能を用いる。ID:5 は縦置きの時間分解能を評価する際の宇宙線が斜めに入射する場合と、横置きの評価を行う際の垂直に入射する場合の両方で時間分解能を評価しているので、これらの差が角度による不確実性を示していると考えられる。本研究ではこの ID:5 の角度による誤差を縦置きに共通に含んでいるものと仮定し、縦置きモジュールの時間分解能を補正した。角度による誤差は

$$\sigma^2(T_{\text{縦}}) = \sigma^2(T_{\text{横}}) + \sigma^2(T_{\text{角度}}) \quad (4.6.9)$$

の関係式に ID:5 の  $\sigma(T_{\text{縦}})=65$  ps、 $\sigma(T_{\text{横}})=43$  ps を代入して求めた。補正後の結果を表 (4.8)、図 (4.39) に示す。ID:12 の結果が著しく、エネルギーゲートのかけ方などでミスがないかなど確認したが特に原因を特定することはできなかった。しかし、これを除くとどれも 60 ps 程度の分解能を持っており、目標の 100 ps を大きく上回った結果を得ることができた。



表 4.6 斜め入射の飛行時間分解能

ID.	$\sigma T_{obs}$ [ps]	誤差 [ps]
$T_{AV} 1 - T_{AV} 5$	96.7	$\pm 2.8$
$T_{AV} 1 - T_{AV} 9$	98.1	$\pm 2.4$
$T_{AV} 5 - T_{AV} 9$	93.5	$\pm 2.4$
$T_{AV} 5 - T_{AV} 10$	100	$\pm 2.3$
$T_{AV} 3 - T_{AV} 5$	99.8	$\pm 2.1$
$T_{AV} 4 - T_{AV} 5$	112	$\pm 1.9$
$T_{AV} 12 - T_{AV} 5$	179	$\pm 3.3$

表 4.7 縦置きモジュールの固有の時間分解能

ID.	$\sigma T_{obs}$ [ps]	誤差 [ps]
1	71.5	$\pm 2.2$
3	75.7	$\pm 3.4$
4	91.1	$\pm 2.8$
9	67.1	$\pm 2.2$
10	76.2	$\pm 3.6$
12	166	$\pm 3.6$

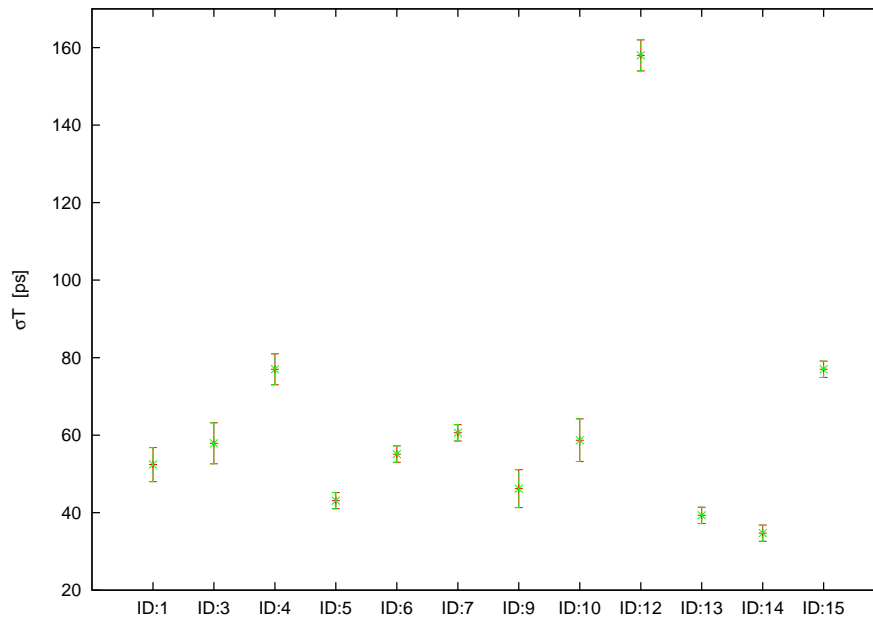


図 4.39 斜め抜けと、垂直抜けの両方を持つ ID:5 の値より角度による幅を評価し、それを共通のズレとし縦抜けのモジュールにの時間分解能を補正した。これにより得られた時間分解能を本研究で得られた時間分解能と定義する。ID:12 の値が大きく悪くなっているが、それ以外はおよそ 60 ps 付近に分布していて目標の 100 ps を大きく上回っていることがわかる。

表 4.8 最終的に得られた固有の時間分解能

ID.	$\sigma T_{obs}$ [ps]	誤差 [ps]
1	52.4	$\pm 4.4$
3	57.9	$\pm 5.3$
4	77.0	$\pm 4.0$
5	43.1	$\pm 2.1$
6	55.1	$\pm 2.1$
7	60.6	$\pm 2.1$
9	46.2	$\pm 4.9$
10	58.7	$\pm 5.5$
12	159	$\pm 4.0$
13	39.3	$\pm 2.1$
14	34.7	$\pm 2.1$
15	77.0	$\pm 2.1$

最後に、得られた時間分解能本研究の結果を受けて評価を行う。まず成果として HIME の仕様の目標であった 100 ps は達成する事ができた。次に HIME のモジュールを用いた、田中隆己氏によって行われた先行研究 [4] により評価された宇宙線を用いたモジュールあたりの時間分解能と比較を考える。先行研究 [4] によると時間分解能は宇宙線の 3.5MeV のエネルギーロスを用いた場合で 70[ps] である。本研究ではピークのエネルギーロスとして 7.2MeV ないし、8MeV を選択したので本来なら時間分解能は発光量が多い分だけ良くなるはずで発光量が約二倍と考えると  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  倍となり、50[ps] の分解能がとなる事が期待される。また田中氏の実験ではモジュールを横置きにして宇宙線の垂直入射の場合を用いた実験であったので、本研究での横置きモジュールとの比較が妥当となる。本研究で得られた横置きのモジュールの時間分解能の平均でおよそ 50 ps であるので先行研究と同程度の結果を得ることができた。また縦置きの今回はモジュールの ID:2、ID : 11、ID : 8、ID : 16 の動作不良によりいずれもエネルギーゲートをかけていないので斜めに抜ける ID1-5-9-16 などでは、更にゲートをかけることで時間分解能の改善が見込まれる。横置きの場合でも経路指定の際に垂直に突き抜けるというイベントを選択していたが、横置きの最下層である ID6,8 を考慮していないのでこの場合も改善が見込まれる。

これまでは宇宙線を用いた時間分解能について考えていたが、実際にいるのは中性子ビームであり目標の 100 ps とは中性子の分解能に対しての目標値である。宇宙線は荷電粒子であるためにモジュールにヒットした位置で信号が発生したと考えられるが、中性子の検出は強い相互作用によって反跳された荷電粒子を測定することで行なっている。このため中性子の検出位置はモジュールの幅の分だけ不確定性があると考えられる。よってこの不確定性をふくめた時間分解能が 100 ps を達成しているかが真の目標となる。

実験での使用予定の中性子エネルギーが 250MeV のビームを用いる場合、中性子の速度は  $\beta = \frac{v}{c} = 0.6$  であり、この速度で HIME のモジュールの厚さ 2cm の測定位置の幅による飛行時間の差は  $2\text{cm} \div (0.6 \times 30[\text{cm/ns}]) = 111\text{ps}$  である。これを飛行時間の誤差に変換すると  $111 \div \sqrt{12} = 32\text{ ps}$  が得られる。本研究の固有の時間分解能を 60 ps と見積ると測定位置の不確定性を加味した真の中性子の時間分解能  $\sigma(T) = \sqrt{60^2 + 32^2} = 68[\text{ps}]$  を得る。これは十分に 100 ps を大きく上回っている。また本実験で得られた最も悪い分解能 77 ps の場合でも 100 ps を十分に達成できている事がわかる。また NEBULA でこれを評価するとまずプラスチックの幅が HIME の 6 倍の 12cm あるので、この不確定性だけで 200[ps] を超えてしまうので、これにモジュールの固有の時間分解能を加えると HIME は NEBULA に対し最大で 3 倍の分解能の改善が見込まれることになる。



## 第 5 章

# まとめ・今後の展望

### 5.1 まとめ・今後の課題

本研究では新型中性子検出器 HIME のプロトタイプ検出器の建設と、宇宙線を用いた性能評価実験を行った。宇宙線の経路を選択することで、宇宙線のみを用いたゲイン調整、エネルギー較正の手法を確立した。また最終的に宇宙線の時間分解能はおよそ 60ps となり、目標値であった 100ps を大きく上回る事ができた。これは宇宙線を用いた場合の時間分解能であるが、中性子の位置の不確定性を加味しても十分 100ps を達成できた。またこの得られた時間分解能を用いて、NEBULA との 250MeV の中性子測定の時間分解能を比較すると最大 3 倍程度の改善が期待される。

今後の課題としては、動作不良のモジュールの原因を突き止め、残りの 34 本を合わせた 50 本のフルセットで時間分解能の評価を行う。また今回用い縦モジュールの角度の不確定性が正しいかどうかをシミュレーションを用いて検証してみる。さらにトラッキングの経路の違いにより時間分解能がどう変化するか評価するのは興味深い課題である。



## 参考文献

- [1] G.MTer-Akopian et al.,Nucl.Phys,A719,229c(2003)
- [2] M.Meister et al,NUcl.Phys.A723,13(2003);Erratum Nucl Phys.A739,353(2004)
- [3] 田中佳奈, 学士論文, 東京工業大学 (2008)
- [4] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2013)
- [5] 浜松ホトニクスハンドブック
- [6] 佐古貴行, 修士論文, 東京工業大学 (2011)
- [7] T. Myo et al., Phys. Rev. C 76, 024305 (2007).





## 謝辞

本研究を進める上で多くの方々にご指導、助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には至らないところが多い私に対しても丁寧かつ真摯なご指導をして下さり、物理に取り組む姿勢や、プレゼンテーションや多くの場において人に物事を的確に伝えるという事の重要性などを学ぶ事ができました。助教の近藤洋介氏には些細な質問にも丁寧に答えていただき、また議論や研究に必要な多くの事をご指導いただきました。特任助教の榎野泰宏氏には、HIME 開発にあたり検出器一般の知識やその評価方法など本論文を作成する上で非常に助けていただきました。小林信之氏にはコンピュータ、統計評価、物理など幅広い分野にわたる助言をいただき、また質問をした時には昼夜問わず多くの時間を割いて指導していただきました。田中隆己氏には HIME の共同の開発者の一人として、多くの知識を学びました。本研究を進める上で、特に身近で指導いただき大変お世話になりました。これからの自身の目標とするべき姿を見つける事ができました。生越駿氏、南方亮吾氏には研究室生活にわたる質問や、多くの疑問の解消に力になって頂きました。また旭研究室の方々にも発表練習の場でご指導いただき、良き隣人としてお付き合い頂きました。

本研究を支えてくださった方、指導をして下さった方に心より感謝致します。

2013年2月22日 中嶋 丈嘉