

2019 年度
学士論文

高分解能中性子検出器 HIME の開発

東京工業大学 理学院 物理学系
16B08880
高橋康平

指導教官 中村隆司

2020/02/13

概要

2 中性子系は自由空間では非束縛であるが、原子核表面において“ダイニュートロン”と呼ばれる空間的に強く相関した 2 中性子系が現れると予言されている。既にいくつかの理論モデルはダイニュートロンの存在を示唆しているが、現時点では直接的な実験証拠は得られていない。ダイニュートロンが存在するとされる候補核の 1 つに弱非束縛核 ^{26}O がある。 ^{26}O の崩壊によって放出される 2 中性子の開き角度の測定はダイニュートロン探索の良いプローブになると期待されている。しかし、この 2 中性子の実験室系における開き角度は最大で 12 mrad 程度であり、既存の標準的検出器 (幅 12 cm) では十分な分解能が得られないため、より高精細で位置分解能の高い検出器が必要となっていた。そこで、ダイニュートロン探索に向けて高分解能中性子検出器 HIME (High-resolution detector array for Multi neutron Events) の開発を行っている。HIME は厚さ 2cm×幅 4cm×長さ 100cm の高精細化したプラスチックシンチレーター 100 本が層ごとに縦横に組まれた構造を持ち、従来の中性子検出器では困難であった多中性子の高分解能検出が可能になると期待される。本研究では HIME のモジュール増設、および新たな信号読み出し集積回路 TacQuila の導入を行った。また、宇宙線を用いて時間・位置分解能を測定し、HIME がダイニュートロン探索実験の要求性能を満たすことを示した。

目次

第 1 章	序	1
1.1	ダイニュートロン	1
1.2	中性子ハロー核におけるダイニュートロン相関の探索	2
1.3	非束縛核におけるダイニュートロン相関探索	3
1.4	本研究の目的	6
1.5	本論文の構成	7
第 2 章	中性子検出器の原理	9
2.1	中性子検出器の基本構造	9
2.2	中性子検出原理	9
2.3	中性子の運動量	11
2.4	クロストーク	12
第 3 章	高分解能中性子検出器 HIME	15
3.1	中性子検出器 HIME	15
3.2	反跳陽子トラッキング	18
3.3	HIME のアップグレード	18
3.4	HIME のモジュール	19
3.5	HIME の信号回路系	20
3.6	TacQuila	21
第 4 章	HIME の性能評価	25
4.1	HIME の調整	25
4.2	HIME の較正	28
4.3	HIME の性能評価	42
4.4	HIME の性能評価	49
第 5 章	まとめと展望	51
5.1	本研究の総括	51
5.2	今後の課題と展望	51
参考文献		53

図目次

1.1	2核子系のエネルギーとダイニュートロンの模式図	1
1.2	2中性子ハロー核における θ と $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ の定義	2
1.3	中村らによる ^{11}Li の $B(E1)$ スペクトル分布 [5]	3
1.4	ヤコビ座標系の定義 [9]	4
1.5	^{13}Li の角相関 [10]	4
1.6	$^{16}\text{Be} \rightarrow ^{14}\text{Be} + 2n$ の2中性子の相関 [11]	5
1.7	^{26}O の角相関 [14]	6
1.8	^{26}O の放出角度の相関 [14]	6
1.9	^{26}O の2中性子相関 [9]	7
2.1	中性子と H, ^{12}C の反応断面積の入射エネルギー依存性 [15]	10
2.2	各粒子のエネルギーロスと発光量の関係 [19]	11
2.3	中性子の運動量ベクトルの決定 [17]	12
2.4	クロストークの模式図	13
2.5	$C(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be} + 2n)$ 反応における β_{12}/β_{01} の分布	13
3.1	HIME の模式図	16
3.2	NEBULA の外観	18
3.3	反跳陽子のトラッキングの様子 [17]	18
3.4	HIME の反跳陽子トラッキングによる飛跡 [18]	19
3.5	アップグレード前後の HIME の外観	19
3.6	1 Wall 目の ID	20
3.7	2 Wall 目の ID	20
3.8	HIME の信号回路	21
3.9	HIME のトリガーの概念図	22
3.10	TacQuila の外観 [20]	22
3.11	TacQuila 回路の概略図	23
3.12	TacQuila における QDC の非線形性 [20]	23
4.1	TacQuila のスレッシュホールド	28
4.2	較正のフローチャート	28
4.3	ペDESTアル補正	29
4.4	TacQuila の時間情報取得方法	29
4.5	TacQuila の時間較正	31

4.6	スルーの模式図	32
4.7	X,Y 座標の取り方	32
4.8	横置き Layer に対するスルー補正のコインシデンス	33
4.9	スルー補正	35
4.10	縦置き Layer のスルー補正の模式図	36
4.11	ΔT 補正	37
4.12	最小二乗法による飛跡の決定	38
4.13	相対位置補正	39
4.14	Δt と $x_{residual}$ の関係	40
4.15	$t_{ave,offset}$ の決定	41
4.16	時間差補正	41
4.17	エネルギー較正	42
4.18	減衰長のフィッティング	43
4.19	横置き Layer に対する時間分解能算出方法	45
4.20	反応位置の誤差	45
4.21	位置・時間分解能の相関	47
4.22	位置分解能と減衰長の相関。	48
4.23	^{26}O を用いたダイニュートロン探索実験のシミュレーション [18]	49
4.24	動作不良モジュールの発光量分布	50

表目次

3.1	HIME の仕様	16
3.2	HIME の性能	16
3.3	NEBULA の仕様	17
3.4	NEBULA の性能	17
4.1	PMT の印加電圧 ID1-50	26
4.2	PMT の印加電圧 ID51-100	27
4.3	HIME の減衰長	44
4.4	HIME 横置き Layer の時間分解能	46
4.5	HIME 縦置き Layer の時間分解能	47
4.6	HIME の位置分解能	48

第1章

序

放射性同位元素 (RI) を用いた RI ビーム技術の発展により、 β 安定線から離れた不安定核の研究が進展している。特に中性子過剰核では、コア核を取り囲むように中性子が存在する中性子ハロー現象、従来の魔法数の消失や新魔法数の出現などが発見され、一方で2中性子が空間的にコンパクトになっているような“ダイニュートロン相関”などの新現象の出現が期待されている。本章ではダイニュートロン相関に関する先行研究をレビューし、それを踏まえて本研究の意義・目的について述べる。

1.1 ダイニュートロン

自由空間で束縛する2核子系はアイソスピン一重項状態 (T, T_z) = (0, 0) の pn 系 (重陽子) のみであり、その他の2核子系、アイソスピン三重項状態 ($T = 1$) の nn, pp, pn 系は自由空間で束縛しない (図 1.1)。特に、2中性子系の自由空間での振る舞いは散乱長 $a_s = -18.6(3)$ fm[1] によって特徴づけられる。一方、1970 年代にミグダルは原子核表面では束縛するほど強い相関をもつ2中性子系 (ダイニュートロンと呼ぶ) が存在することを予言した [2]。ダイニュートロンとは、原子核内の2中性子が非常にコンパクトな空間に存在し、スピン一重項状態の束縛ボソン系のように振る舞う現象である。ミグダルの予言以降、安定核においてダイニュートロン相関の探索実験が行われたが、現在でも確固たる証拠が得られていない。

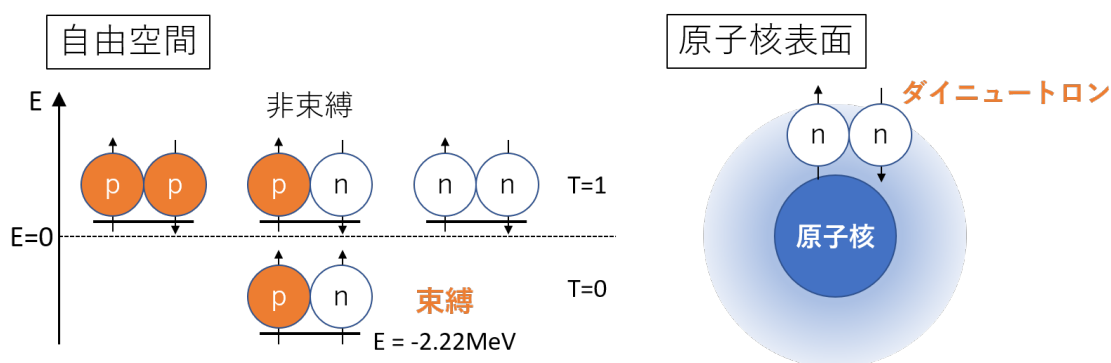


図 1.1 2核子系のエネルギーとダイニュートロンの模式図。自由空間では重陽子のみが $E = -2.22$ MeV で束縛し、2中性子系は束縛しない。しかし、原子核表面のようなポテンシャル中ではダイニュートロン相関が現れると予言されている。

1.2 中性子ハロー核におけるダイニュートロン相関の探索

中性子ハロー核とは通常の密度を持つ原子核 (コア核) の周りに、1つないしは2つの中性子が弱く束縛した原子核のことである。中性子ハロー核の特徴として通常の核より平均自乗根半径が大きくなること、および低密度の周辺部分 (ハロー) を有することが挙げられる。例えば ^{11}Li のハロー部分の半径は ^{208}Pb に匹敵するほどであり、中性子密度は通常の原子核密度より 3-4 桁小さい。

松尾らは低密度状態 ($\rho/\rho_0 \sim 10^{-4}$ -0.5 : ρ/ρ_0 は通常の原子核に対する中性子の密度) にある原子核表面においてダイニュートロン相関が現れることを示唆している [3]。中性子ハロー核は低密度な波動関数分布を持つため、2 中性子ハロー核においてダイニュートロン相関が発現すると考えられ、ダイニュートロン探索実験が行われてきた。本節においては代表的な研究であるクーロン分解反応実験の例を示す。

1.2.1 2 中性子ハロー核 ^{11}Li のクーロン分解反応実験

ダイニュートロン探索実験を行う有効なプローブとして、2 中性子ハロー核 ^{11}Li のクーロン分解反応が挙げられる。クーロン分解反応とは、高エネルギーの入射核が重標的の近傍を通過するときに感じる電磁パルスによって、入射核を励起し分解を起こす手法である。クーロン分解反応断面積から導出される電気双極子励起強度 $B(E1)$ を求めることで、エネルギー非加重クラスター和則 [4] により 2 中性子ハロー核の幾何学的構造を得ることができる。すなわち、

$$B(E1) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right) \langle (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)^2 \rangle \quad (1.2.1)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right) \langle r_1^2 + r_2^2 + 2\mathbf{r}_1\mathbf{r}_2 \rangle \quad (1.2.2)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right) \langle r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos \theta_{12} \rangle \quad (1.2.3)$$

$\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ はコア核を原点とした 2 中性子の位置ベクトルであり、これらがなす角が θ_{12} である (図 1.2)。

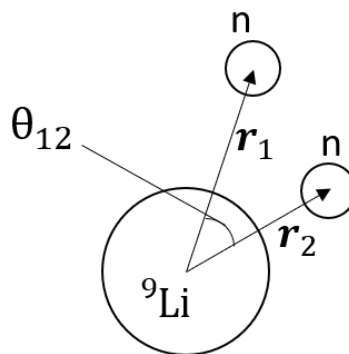


図 1.2 2 中性子ハロー核におけるコア核と 2 個のハロー中性子の幾何学的関係。ここでは ^{11}Li を例にとる。ハローを構成する 2 個の中性子の ^9Li コアの重心に対する位置ベクトルをそれぞれ $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 、その開き角度を θ_{12} とする。

中村らの ^{11}Li クーロン分解反応実験で得られた $B(E1)$ スペクトルを図 1.3 に示す [5]。この実験により、 $\langle \theta_{12} \rangle = 48_{-18}^{+14}$ 度という値が得られた。2 中性子間に相関がない場合は $\langle \theta_{12} \rangle = 90$ 度であるのに対し、 ^{11}Li では 2 中性子の開き角の期待値が有意に狭くなっておりダイニュートロン相関の存在が示唆された。

しかし、この実験の問題点としてモデル依存性が強いことが挙げられる。[5] で用いられているクラスター和則は ^9Li

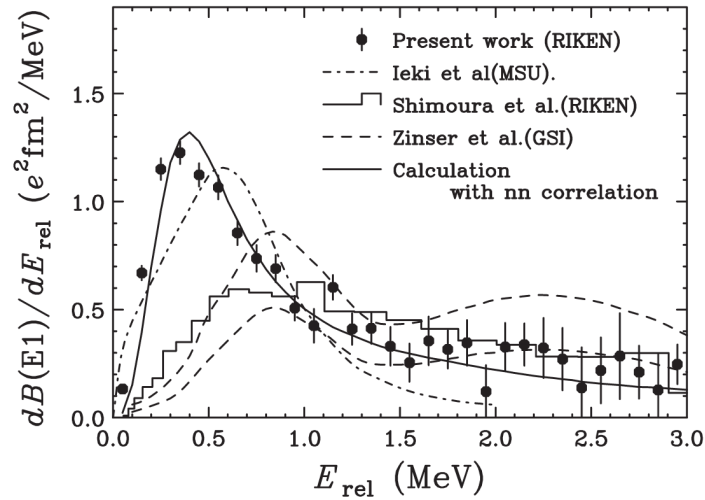


図 1.3 中村らによる ^{11}Li の $B(E1)$ スペクトル分布 [5]。

が基底状態であることを前提としているが、いくつかの理論研究はこの実験における ^{11}Li が励起状態であったと指摘している [6]。また、中性子コア間距離を仮定する必要がある点、さらに、 $B(E1)$ 分布を高励起エネルギーまで積分する必要があるが、その際の分布に不定性がある点なども問題点となっている。このような背景から、ダイニュートロン相関の存在を裏付ける異なる手法の実験が求められている。

1.3 非束縛核におけるダイニュートロン相関探索

ダイニュートロン相関は非束縛核にも現れる可能性がある。2007 年に Dobaczewski は、

$$S_{2n} \ll \Delta \quad (1.3.1)$$

(S_{2n} は 2 中性子分離エネルギー、 Δ はペアリングギャップエネルギー) を満たすとき、2 中性子間の相関が特に強くなることを理論的に示した [7]。ペアリングギャップエネルギーは $\Delta \sim 12/\sqrt{A}$ MeV であるため、例えば ^{11}Li では $S_{2n} = 375(5)$ keV [8] であり、 $S_{2n} \ll \Delta$ を満たすため 2 中性子相関が強くなる。

一方、非束縛核 ($S_{2n} < 0$) においても $|S_{2n}| \ll \Delta$ であれば 2 中性子相関が強くなり、ダイニュートロン相関が発現する可能性がある。そのため、 $|S_{2n}|$ が小さい非束縛核において、ダイニュートロン探索実験が行われている。非束縛核では $^AZ \rightarrow ^{A-2}Z + 2n$ 反応が自然に起こるため、 ^{11}Li で問題であった励起状態の存在の寄与を受けないというメリットがある。

1.3.1 非束縛核 ^{13}Li における 2 中性子開き角度

MSU(Michigan State University)にて、 $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + 2n$ 崩壊で放出される 2 中性子の開き角度に関する実験が行われた。図 1.5 にこの実験で得られた 2 中性子の放出開き角度 θ_k の分布を示す [10]。ただし、 θ_k はヤコビ座標系の T

系、Y系における2中性子が放出される角度であり、1.2.1節の θ_{12} とは異なる。 θ_k は以下の式を満たす。

$$\mathbf{k}_x = \frac{m_1 \mathbf{k}_1 - m_2 \mathbf{k}_2}{m_1 + m_2} \quad (1.3.2)$$

$$\mathbf{k}_y = \frac{m_3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) - (m_1 + m_2)\mathbf{k}_3}{m_1 + m_2 + m_3} \quad (1.3.3)$$

$$\cos\theta_k = \frac{\mathbf{k}_x \cdot \mathbf{k}_y}{k_x k_y} \quad (1.3.4)$$

$$E_x = \frac{(m_1 + m_2)k_x^2}{2m_1 m_2} \quad (1.3.5)$$

k_x, k_y は図1.4のように定義され、 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, m_1, m_2, m_3$ は各粒子の波数ベクトルと質量を表す。また、 E_x は2体系の相対エネルギーである。すなわち、 ^{13}Li では2中性子の放出開き角度が 0° の事象が増加する傾向が観測された。併せて、 $^{16}\text{Be} \rightarrow ^{14}\text{Be} + 2n$ 崩壊における2中性子の放出開き角度を図1.6に示す[11]。 ^{16}Be でも同様に、2中性子の放出開き角度 0° のイベントが増大している。

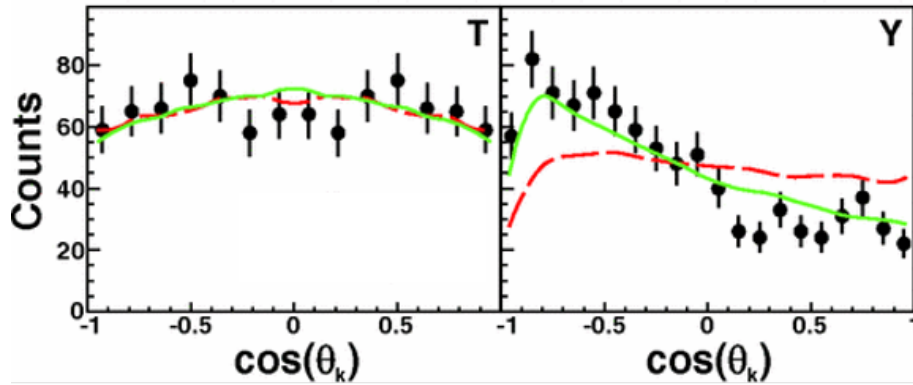


図1.4 $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + 2n$ 崩壊における θ_k の分布[10]。ここで、 θ_k はヤコビ座標系における2中性子放出開き角度。Y系では $\theta_k \sim 180^\circ$ に多く分布しており、2中性子が同方向に放出されやすいことを示唆している。

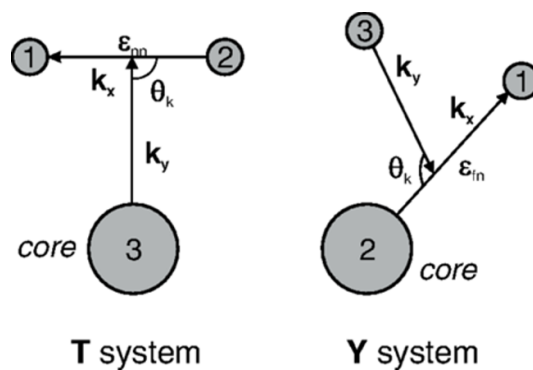


図1.5 ヤコビ座標系の定義[9]。T系における3、Y系における2がコア核を表し、残りは中性子を表している。なお、これらはCM系である。

しかし、これらの崩壊は2中性子のVirtual Stateを経由する崩壊であると指摘されている。つまり、



という連続的な崩壊が起こり、s波の2つの中性子がスピン一重項(1S_0)に組んだダイニュートロン("nn")として崩壊するモデルであると解釈される。また、 ^{16}Be では2中性子のFSI(Final-State Interaction)によって2中性子放出

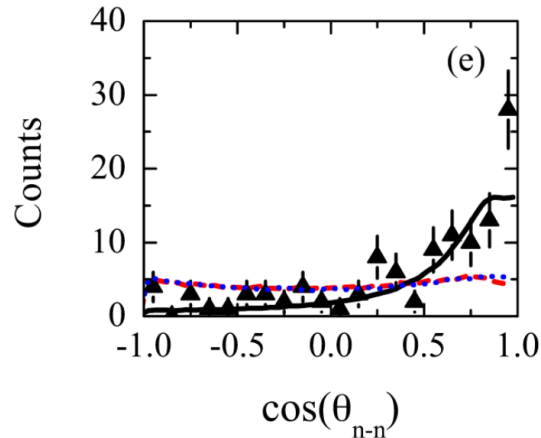


図 1.6 $^{16}\text{Be} \rightarrow ^{14}\text{Be} + 2n$ 崩壊における θ_k の分布 [11]。 ^{13}Li と同様に、Y 系では $\theta_k \sim 180^\circ$ に多く分布しており、2 中性子が同方向に放出されやすい。

開き角度が小さくなるため、ダイニュートロン相関が無くとも実験で観測されたような角度分布が再現できると指摘されている [12]。これらの実験で観測しているのは 2 中性子の相対運動量が小さい相関であり、ミグダルが予想した空間的にコンパクトなダイニュートロン相関とは異なるものである。

1.3.2 非束縛核 ^{26}O におけるダイニュートロン相関探索

萩野らの理論研究によって、非束縛核 ^{26}O においてダイニュートロン相関が現れることが予想されている。 ^{26}O は 2 中性子崩壊エネルギーが非常に小さく ($E_{rel} = 18 \pm 3(stat) \pm 4(syst)$ [13])、式 1.3.1 よりダイニュートロン相関が現れると期待されている。萩野らは、 ^{26}O の基底状態エネルギー、連続状態のカップリングや三体相互作用 (FSI) を含めた 3 体モデル計算を行い、図 1.7 のように ^{26}O の 2 中性子開き角度が 0° に密度が集中することを示した。また、2 中性子放出開き角度の分布は図 1.9 のようになり、nn 相互作用がない場合は $\theta_{nn} = 90^\circ$ に対して対象に分布するのに対し、nn 相関がある場合は θ_{nn} は非対称に分布し $\theta_{nn} \sim 180^\circ$ の放出が多くなる。

^{13}Li , ^{16}Be の 2 中性子相関と、萩野らが示した ^{26}O の相関は全く逆の相関になっている。ミグダルが予想するダイニュートロン相関では 2 中性子が強く相関しているため 2 中性子の距離 Δx は小さい、不確定性原理に従うとこれは Δp が大きいことに等しく、2 中性子が逆方向に放出されやすいことを示している。この傾向は ^{26}O の密度分布・放出角度分布における 2 中性子相関と等しい。本研究ではこの空間的にコンパクトなダイニュートロン相関に対応する萩野らのモデルを“ダイニュートロンモデル”と呼ぶ。一方、 ^{13}Li , ^{16}Be の 2 中性子は同方向に放出されやすいため、この 2 中性子相関はダイニュートロン相関とは逆の相関である。本研究ではダイニュートロン相関と逆の相関を示すモデルを、“自由空間 2 中性子モデル”と呼ぶことにする。

1.3.3 MSU における $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 2n$ 実験

Kohley らによって、MSU で ^{26}O の崩壊モデルに関する先駆的な実験が行われた [9]。この実験では、以下の 3 つのモデルについて比較を行っている。

- 自由空間 2 中性子モデル
- 無相関モデル
- ダイニュートロンモデル

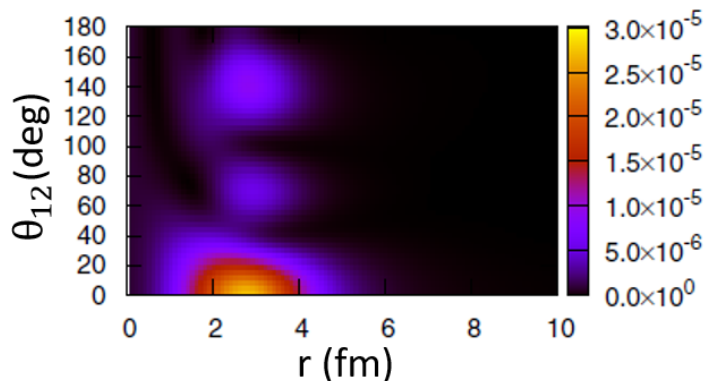


図 1.7 ^{26}O における 2 中性子開き角度の分布 [14]。 $r = r_1 = r_2$ とし、 ^{26}O では 2 中性子が非常に近い距離に存在しており、これはミグダルの示したダイニュートロン相関に等しい。

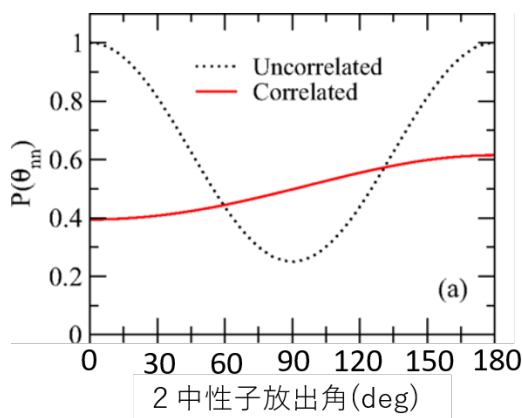


図 1.8 萩野らによる、 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 2n$ 崩壊における 2 中性子放出角度分布 [14]。 ^{26}O では 2 中性子が逆方向に放出されやすい。これは ^{11}Li 、 ^{16}Be と逆の相関である。

ここで無相関モデルとは 2 中性子が無相関に放出されるモデルであり、2 中性子の開き角度分布は平坦になる。Kohley らはシミュレーションに基づいた 3 つのモデルの相対エネルギー分布・角度分布と実験結果を照らし合わせたが、実験で使用した中性子検出器 MoNA の分解能が不十分であったため、3 つのモデルを十分に区別することができなかった (図 1.9)。

1.4 本研究の目的

本研究の最終目標は、 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 2n$ 崩壊によってダイニュートロン探索を行うことである。ただし、これを実現するには高分解能な中性子検出器が必要となる。そこで、本研究では高分解能中性子検出器 HIME の開発およびアップグレードを行った。

1.4.1 高分解能中性子検出器 HIME の開発

ダイニュートロン探索のため、 $^{26}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{O} + 2n$ 崩壊により放出される 2 中性子の角度相関を調べる必要があるが、それには中性子検出器の分解能が重要になる。 ^{26}O から放出される 2 中性子の開き角度は実験室系で 12 mrad 程度で

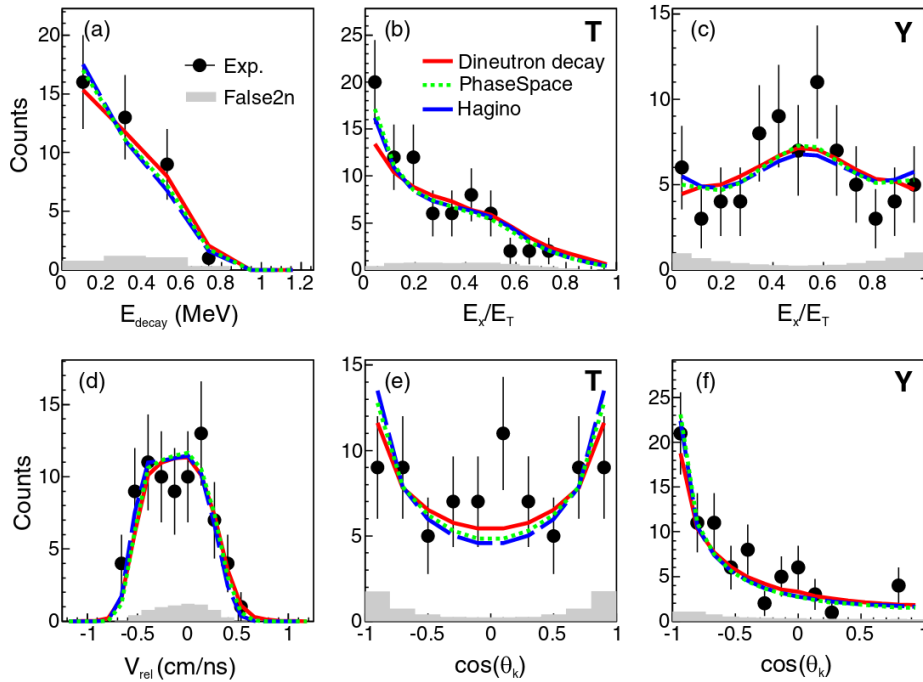


図 1.9 ^{26}O の 2 中性子相関 [9]。(赤線) 自由空間 2 中性子モデル、(緑点線) 無相関モデル、(青線) ダイニュートロンモデルを表す。(a) 3 体崩壊エネルギースペクトル、(b) ヤコビ T 系における相対エネルギー、(c) ヤコビ Y 系における相対エネルギー、(d) 相対速度スペクトル、(e) ヤコビ T 系における角度分布、(f) ヤコビ Y 系における角度分布。中性子検出器の分解能が不足していたため 3 モデルを区別できていない。

あり、これは標的から 10 m 離れた中性子検出器上で 12cm の広がりに対応する。しかし、現在理化学研究所の RI ビームファクトリー (RIBF) で使用されている中性子検出器 NEBULA はシンチレーターの幅が 12cm であり、 ^{26}O の 2 中性子を十分に区別することができない。そこで、本研究では高分解能中性子検出器 HIME の開発を行った。HIME の位置分解能は 1.2 cm であり、またシンチレーターの厚さが薄いために反応点の不定性が小さく、飛行時間分解能も向上する。さらに 2 中性子同時検出で問題となるバックグラウンドに対し、反跳陽子トラッキングによる高いバックグラウンド除去能力が得られる。そのため HIME により ^{26}O のダイニュートロン探索実験が可能となる。

1.5 本論文の構成

まず、第 2 章では中性子検出器の原理と、高分解能中性子検出器 HIME の概要について述べる。第 3 章では HIME のアップグレードについて、また新たに HIME に導入した読み出し用集積回路 TacQuila について述べる。第 4 章では、TacQuila を用いて取得した宇宙線のデータの解析、得られた HIME の分解能について述べる。最後に第 5 章では、本研究のまとめと展望について議論する。

第 2 章

中性子検出器の原理

ダイニュートロン関連の探索には、中性子の運動量を $\sigma \sim 1$ cm 程度の高い位置分解能で測定することが要求される。中性子は電荷を持たないため、電磁相互作用を用いた検出ができない。そこで、中性子と検出器中の原子核との核反応で生じる反跳陽子を観測することで間接的に中性子を検出し、時間情報と位置情報から中性子の運動量を決定する。本章では、プラスチックシンチレーターを用いた中性子検出について述べる。

2.1 中性子検出器の基本構造

ダイニュートロン探索実験で生成される中性子を検出するために、プラスチックシンチレーターと光電子増倍管 (PMT) を用いる。中性子はシンチレーター内の原子核と核反応をすることで荷電粒子を発生させる。この荷電粒子がシンチレーター中でエネルギーロスすると、シンチレーター内の分子が蛍光し、この光を PMT で電気信号に変換することで中性子の検出を行う。ここで、プラスチックシンチレーターと PMT を合わせたものをモジュールと呼ぶ。なお、シンチレーション光を効率よく PMT に送るため、シンチレーターと PMT の接合部分はライトガイドを通して光学的に接着されている。

プラスチックシンチレーターを用いた中性子検出器は中性子検出用モジュール (NEUT) を複数層並べて配置し、NEUT の前面には荷電粒子検出用モジュール (VETO) を配置する。このように複数層の NEUT を必要とするのは、プラスチックシンチレーターの 50 MeV \sim 1 GeV の中性子に対する検出効率が 1 cm あたり 1% と小さく、大体積の NEUT によって中性子検出率を高めるためである。また VETO は中性子と荷電粒子を区別するために設置する、厚さ 1 cm 程度のモジュールである。中性子は薄い VETO とほとんど反応しないが、荷電粒子は VETO で 100% 観測できるため、VETO で荷電粒子のイベントのみを除去することができる。

プラスチックシンチレーターを中性子検出器に用いることで、中性子の高分解能検出が可能になる。これは、プラスチックシンチレーターの特徴である、立ち上がり時間の速さ、数百 ps 程の高い時間分解能と、数 m の長い減衰長による。特に、大体積を必要とする NEUT では減衰長の長さが有利に働く。また、プラスチックシンチレーターは比較的安価であり、容易に大体積化できることも利点である。

2.2 中性子検出原理

中性子とシンチレーター中の原子核との核反応は中性子のエネルギーによって様相が大きく異なる。水素と炭素のみで構成されるプラスチックシンチレーターでは、中性子の反応断面積の入射エネルギー依存性が図 2.1 のようになる。ダイニュートロン探索実験で観測する中性子は数百 MeV であり、このエネルギー帯で重要な反応は以下の 5 種類である。

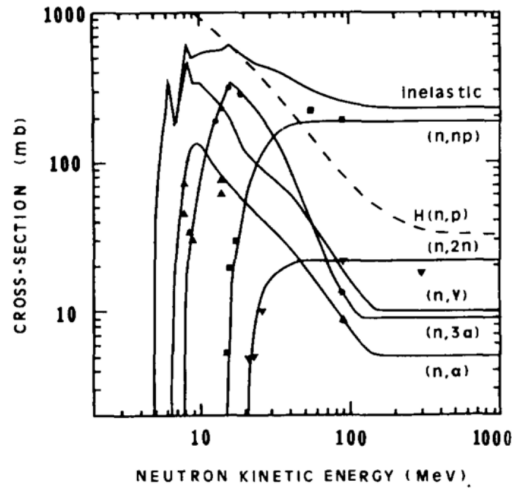


図 2.1 中性子と H, ^{12}C の反応断面積の入射エネルギー依存性 [15]。

(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) $n+^{12}\text{C} \rightarrow \gamma+X$

(4) $n+^{12}\text{C} \rightarrow p+X$

(5) $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+n+X$

このうち、(1)(4) の陽子を放出する反応は中性子検出における主要な反応である。一方、(2)(3)(5) の反応は検出できずバックグラウンドとなるため、シグナルにスレッシュホールドを設定することで除去する必要がある。

弾性散乱におけるエネルギー移行率は、非相対論的運動学において

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

と表される。ここで、 E 、 E_n は反跳粒子と入射中性子のエネルギーであり、 θ は散乱角、 M は (反跳粒子の質量)/(中性子の質量) である。中性子と陽子の弾性散乱ではゼロ度散乱においてエネルギー移行率が $E/E_n = 1$ であるのに対し、中性子と ^{12}C の弾性散乱では最大 $E/E_n \sim 0.3$ と、エネルギー移行率が小さくなる。

荷電粒子がシンチレーターに入射したときの発光量 $\frac{dL}{dx}$ は以下の Birks の式に従う [16]。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.2.2)$$

ここで、 $\frac{dE}{dx}$ は単位長さあたりのエネルギー損失、 A はシンチレーション効率、 kB はイオン化される電子の密度である。電子は約 1 MeV で最小電離損失粒子 (MIP: Minimum Ionizing Particle) となるため、それ以上のエネルギーを持つ電子の発光量は Birks の式により線形で近似できる。よって、電子が 1 MeV エネルギーロスしたときの発光量は 1 MeVee (MeV electron equivalent: 発光当量) と定義される。図 2.2 に本研究で用いたプラスチックシンチレーターの、荷電粒子の入射エネルギーに対する発光量を示す。

本研究の中性子検出器ではシグナルに 6MeVee のスレッシュホールドをかけるため、(2) の ^{12}C との弾性散乱反応は検出器にとって不感である。また、(3) の反応で放出される 4.44 MeV の γ 線は平均自由行程が 32 cm であり中性子検出器の位置分解能を超えるため、中性子検出分解能を悪化させる。4.44 MeV の γ 線は、光電効果により最大で 4.44 MeVee 発光するため、スレッシュホールドを 6MeVee に設定することで γ 線を除去する。(5) の反応は二中性子を発生させるため

直接的なクロストーク (後述) の原因になる。しかし、(5) の反応の観測には、(5) の反応に加え (1)(4) の反応が 2 回起きる必要があり、その確率は十分低い問題にならない。

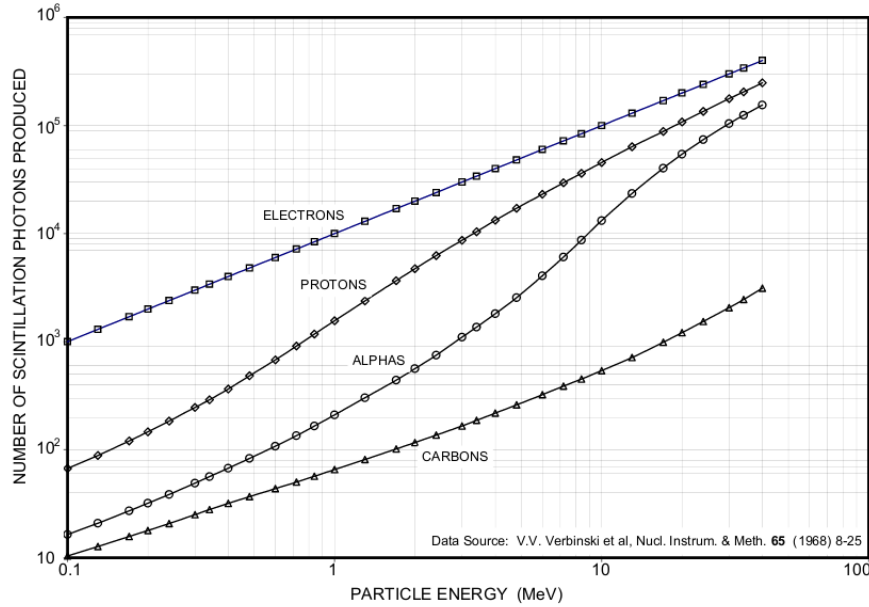


図 2.2 シンチレーター内における各粒子のエネルギーロスと発光量の関係 [19]。 ^{12}C の発光量は同じエネルギーの陽子と比較すると 1% 程度であり、スレッシュホールドを設けることで検出されなくなる。

2.3 中性子の運動量

中性子の運動量ベクトルの測定には飛行時間法 (TOF 法) を用いる。二次ビームが標的と反応すると同時に中性子が生じるため、図 2.3 に示すように、標的上流に設置される薄いプラスチックシンチレーターとドリフトチェンバーなどの位置検出器により、中性子の運動量の始点を決定する。また、終点は中性子検出器での検出位置と時間であるとして、中性子の運動量ベクトルを測定する。中性子検出器の検出位置と時間を (x, y, z, t) とすると、中性子の運動量ベクトル \vec{P}_n は

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{ct} \quad (2.3.1)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.3.2)$$

$$P_n = m_n \gamma \beta \quad (2.3.3)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (2.3.4)$$

$$\vec{P}_n = P_n \frac{1}{r} (x, y, z) \quad (2.3.5)$$

と与えられる。c は光速、 m_n は中性子の静止質量を表す。以上の議論より、中性子の運動量ベクトルの高分解能測定には、中性子検出器の位置分解能および時間分解能を高める必要があるとわかる。

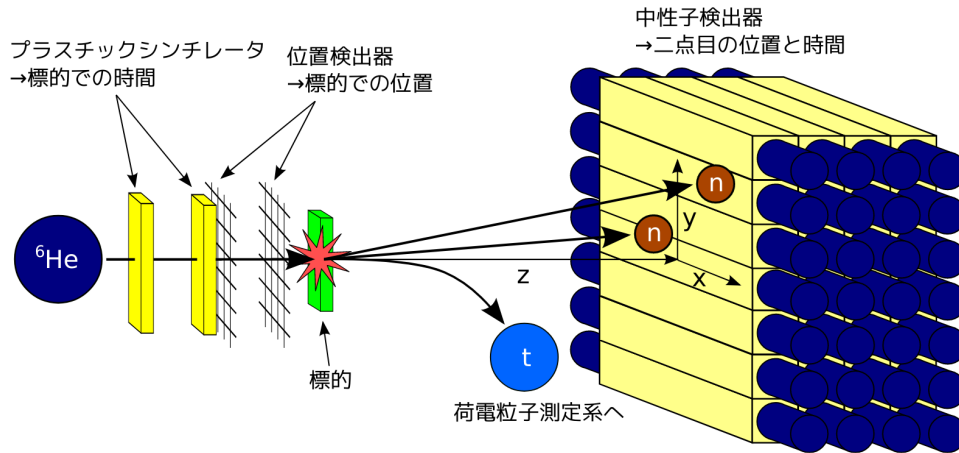


図 2.3 中性子の運動量ベクトルの決定 [17]

2.4 クロストーク

1つの中性子が入射したときに、複数のモジュールにシグナルが発生する現象をクロストークと呼ぶ。前述したシンチレーターと中性子の核反応に基づいて、入射中性子が以下の反応を起こすとき、クロストークが発生する。

- 反跳陽子が複数のシンチレーターを通過し、複数のシグナルを発生させる。
- 入射中性子があるモジュールで散乱後、別のモジュールに入射し、シグナルを発生させる (図 2.4)。
- シンチレーター内の中性子が入射中性子により反跳し、別のシグナルを発生させる。

クロストークで生じたシグナルをもとに計算した運動量ベクトルはもともと入射中性子が持っていたものとは異なりバックグラウンドとなるため、クロストークは除去する必要がある。1中性子イベントを検出する場合は、得られたシグナルのうち測定時間が最も早いものを選択することで、真のイベントを選択することができる。しかし2中性子イベントの場合は、2つのシグナルを観測しても、シグナルが2中性子由来か1中性子のクロストーク由来かを区別できない。

複数中性子を検出する際に、入射中性子によるシグナルと、クロストークによる疑似信号を区別することは容易ではない。NEBULA (理研) や MoNA (MSU) などの、プラスチックシンチレーターで構成される複数の層をもつ検出器では、シグナル間の速度を用いてクロストークの判別を行っている。ここで、シグナル間の速度を図 2.4 のように定義する。2中性子が2つのシグナルを発生させたときは、図 2.5 のように $\beta_{12}/\beta_{01} \sim 1$ のイベントが多くなる。対してクロストークの場合は、2信号間の速度がビームの速度を超えることができない。すなわち

$$0 < \beta_{12}/\beta_{01} < 1 \quad (2.4.1)$$

を満たすイベントはクロストークを含んでいるため、このイベントは除去する。

この手法によるクロストーク除去の問題点として検出効率の低下が挙げられる。これは式 (2.2.1) によってクロストークを除去した結果、真の2中性子イベントも一部除去してしまうことに起因する。例えば1中性子の検出効率が40%の検出器を用いる場合、2中性子の検出効率は $40\% \times 40\% = 16\%$ とはならず、そのイベントの半数程度しか解析に利用できない。

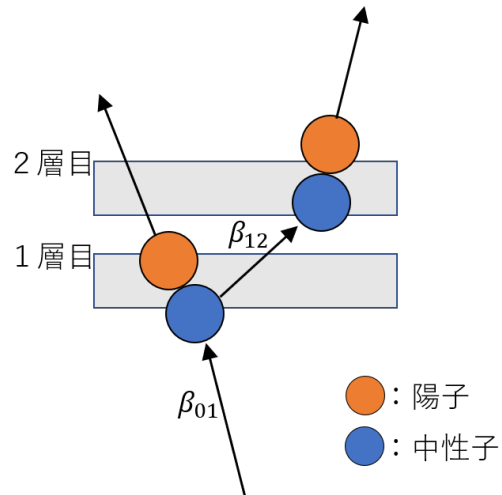


図 2.4 入射中性子が複数モジュールで反応するクロストークの例。一中性子イベントであるが、複数シグナルが検出されることがわかる。1つ目のシグナルの速度を β_{01} 、1つ目と2つ目のシグナル間の速度を β_{12} とする。

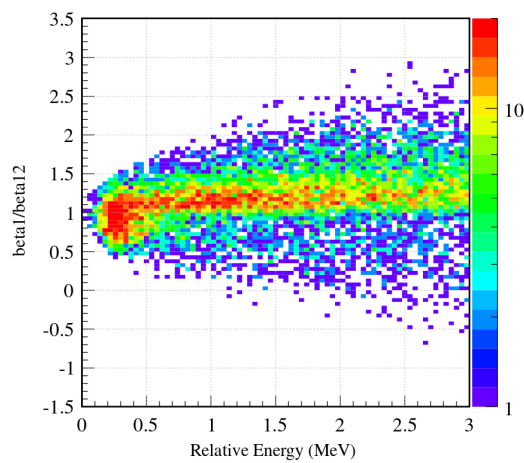


図 2.5 $[C(^{14}Be, ^{12}Be + 2n)]$ 反応における β_{12}/β_{01} の分布 [17]。 $\beta_{12}/\beta_{01} < 1$ の領域はクロストークを含むイベントである。

第 3 章

高分解能中性子検出器 HIME

ダイニュートロン探索実験に向けて高分解能中性子検出器 HIME の開発が行われている。従来の HIME は NEUT48 本で構成されたが、本研究において NEUT の本数を 100 本に増設した。また今回のアップグレードに伴い新たな情報取得用集積回路 TacQuila を HIME に導入した。本章では HIME の概要と新回路 TacQuila について述べる。

3.1 中性子検出器 HIME

3.1.1 中性子検出器 HIME の概要

HIME(HIgh-resolution detector array for Multi neutron Events) の模式図を図 3.1 に示す。HIME は、厚さ 2 cm × 幅 4 cm × 長さ 100 cm のプラスチックシンチレーター NEUT 100 本と、厚さ 1 cm × 幅 36 cm × 長さ 105 cm のプラスチックシンチレーター VETO 3 枚で構成される。HIME の NEUT と VETO の仕様を表 3.1 に示す。従来の HIME は 48 本の NEUT で構成されていたが、本研究において NEUT の本数を 100 本に増設した。HIME は、NEUT を 10 本並べたものを 1Layer として、NEUT が隣の層と直交するように 10Layer 配置された構造を持つ。また、5Layer をまとめて 1Wall とし、現在の HIME では 2 つの Wall を 1m 離して設置している。

HIME の最大の特徴は、中性子を高分解能で検出できることである。他の中性子検出器 (後述) の NEUT が 12 cm × 12 cm の太さであるのに対し、HIME の NEUT は 2 cm(T) × 4 cm(V) と高精細化している。位置分解能は、(シンチレーターの幅) / $\sqrt{12}$ で決定されるため、NEUT が細い HIME では位置分解能が大きく向上する。しかし、NEUT が細いほど分解能が高くなるわけではなく、NEUT が細すぎるとシンチレーター内の光の反射の回数が多くなり減衰が大きくなるため、逆に時間分解能が低下する。2 cm(T) × 4 cm(V) の太さにすることで、目標の 100 ps を上回る十分な時間分解能を得られる [17]。HIME の設計性能を表 3.1.1 に示す。

また、HIME がこのような 2Wall 構造になっているのは、真の 2 中性子イベントをクロストークと区別するためである。2 中性子が同一 Wall で観測されるイベント (Same Wall イベント) では、2 中性子イベントの分布がクロストーク分布に含まれてしまい、これらを区別することができない。2 Wall 構造にすることで 2 中性子が異なる Wall でヒットするイベント (Different Wall イベント) を観測できるため、2 中性子解析では Different Wall イベントのみを用いる [18]。

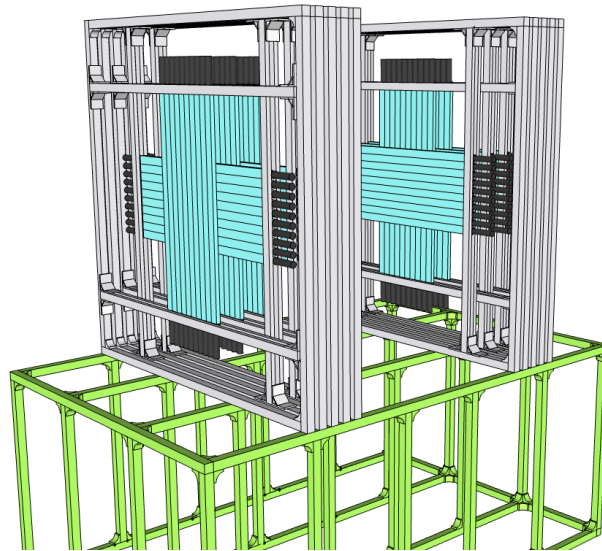


図 3.1 HIME の模式図 (Google SketchUp で作成)。NEUT10 本で 1Layer を構成し、5Layer が 1Wall を構成する。また、Wall の間は 1 m の間隔を開けている。

NEUT	
シンチレーター	EJ-200 (Eljen Technology)
光電子増倍管	H7415(浜松ホトニクス、受光面サイズ $\phi 25$ mm)
サイズ	2 cm(T) \times 4 cm(V) \times 100 cm(H)
有感面積	40 cm(V) \times 40 cm(H)
モジュール数	10 NEUT \times 10 Layer
VETO	
シンチレーター	EJ-200 (Eljen Technology)
光電子増倍管	H6410(浜松ホトニクス、受光面サイズ $\phi 46$ mm)
サイズ	1 cm(T) \times 36 cm(V) \times 105 cm(H)
有感面積	106 cm(V) \times 105 cm(H)
モジュール数	3 VETO \times 1 Layer

表 3.1 HIME の仕様

位置分解能	$\sigma_x < 1.15$ cm, $\sigma_y < 1.15$ cm, $\sigma_z = 0.58$ cm
時間分解能	~ 100 ps
検出効率	18%

表 3.2 HIME の分解能と検出効率。位置分解能はモジュールに一様にビームが入射すると仮定したときの統計的な値、時間分解能は目標値を示す。検出効率は 250 MeV の 1 中性子イベントに対する値。

3.1.2 中性子検出器 NEBULA

ここでは HIME と、他の中性子検出器である NEBULA との比較を行う。NEBULA(NEutron Detection System for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance) は現在 SAMURAI で標準的に使用されている中性子検出器である。NEBULA の仕様を表 3.3 に、性能を表 3.1.2、外観を図 3.2 に示す。NEBULA の特徴は 1.9 m(V) x 3.7 m(H) の広い有感領域であり、HIME の有感領域 (40 cm x 40 cm) と比較して非常に大きなアクセプタンスを持っている。検出効率の面では NEBULA が有利であるが、HIME は位置分解能、時間分解能が NEBULA より高いことがわかる。

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
光電子増倍管	H7724ASSY(浜松ホトニクス、受光面サイズ $\phi 46$ mm)
サイズ	12 cm(T) x 180 cm(V) x 12 cm(H)
有感面積	1.8 m(V) x 3.6 m(H)
モジュール数	30 NEUT x 4 Layer
VETO	
シンチレータ	BC408 (Saint-Gobain)
光電子増倍管	H7724ASSY(浜松ホトニクス、受光面サイズ $\phi 46$ mm)
サイズ	1 cm(T) x 190 cm(V) x 32 cm(H)
有感面積	1.9 m(V) x 3.7 m(H)
モジュール数	12 VETO x 2 Layer

表 3.3 NEBULA の仕様

位置分解能	$\sigma_x=3.5$ cm, $\sigma_y \sim 3.5$ cm, $\sigma_z=3.5$ cm
飛行時間分解能	257(8) ps
相対エネルギー分解能	$0.163(9)\sqrt{E_{rel}(MeV)}$ (1σ)
検出効率	32.2(7)%

表 3.4 NEBULA の分解能と検出効率。2012 年に SAMURAI で行われたコミッションング実験で得られた値 [17]



図 3.2 NEBULA の外観

3.2 反跳陽子トラッキング

HIME の NEUT は厚さが 2cm と薄いため、図 3.3 のように中性子衝突により生じた反跳陽子が複数モジュールを通過でき、反跳陽子の飛跡の解析 (反跳陽子トラッキング) が可能となる。

2016 年に行われた HIME の性能評価実験により、実際に反跳陽子トラッキングをして、2 中性子イベントとクロストークを判別した例を図 3.4 に示す [18]。この研究により、反跳陽子をトラッキングすることで、しなかった場合より 10% 分解能が向上することがわかっている。また、この反跳陽子トラッキングにより、4 中性子以上の複雑なイベントを高い精度で解析できると期待されている。

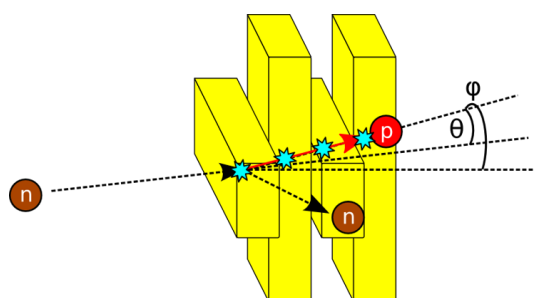


図 3.3 反跳陽子のトラッキングの様子 [17]。HIME はモジュールの厚さが 2 cm と薄いため、反跳陽子が複数モジュールを通過することができ、反跳陽子のトラッキングが可能となる。

3.3 HIME のアップグレード

図 3.5 にアップグレード前後の HIME を示す。今回のアップグレードで、HIME は従来の 1WALL 型から完成形と同じ 2WALL 型となった。図 3.5(右) の手前側にあるのが増設前の HIME(増設後の 1 Wall 目) であり、奥側にあるのが今回の増設によって製作された HIME の 2 Wall 目である。1 Wall 目と 2 Wall 目は、縦置きと横置きを組み方の

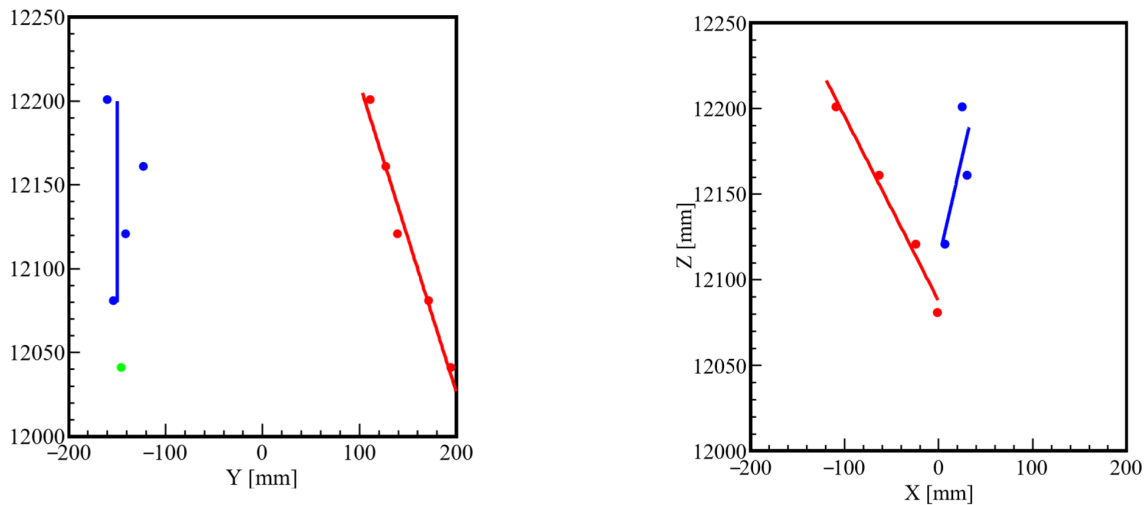


図 3.4 HIME の反跳陽子トラッキングによる飛跡解析 [18]。横軸は HIME の水平方向の距離、縦軸はビーム方向の距離。同色で示した点が同じ飛跡を持ち、緑の点はバックグラウンドである。(左) 2 中性子イベントの様子。二本の飛跡には相関がない。(右) クロストークイベントの様子。二本の飛跡は始点部分が重なっており、クロストークであると判断できる。

違い以外、全く同じ形状をしている。また架台部分にも変更を加え、SAMURAI のセットアップに合わせた形状となり、回路系は全て架台内部に取り付けた。



図 3.5 アップグレード前後の HIME の外観。(左)HIME が 48 本の NEUT で構成されていたときの外観 (上流側から撮影)。前実験のセットアップに合わせて高さの低い架台を使用しており、回路系は隣接するラックに取り付けていた。(右) 今回のアップグレードにより NEUT が 100 本となった HIME(上流側から撮影)。VETO を外しており、ケーブルを取り付ける前の写真。2 つの Wall で構成されており、架台部分にすべての回路が取り付けられている。

3.4 HIME のモジュール

今後の議論を円滑にするため、増設後の HIME の 100 本の NEUT に図 3.6、3.7 のように ID をつける。Layer1 から 10 まで、図 3.6 の右から左、上から下の順番で ID をつけている。この ID は以降の章でも用いる。

なお、VETO のモジュールは増設作業中に破損したため、本研究では VETO に ID を付けておらず、解析にも使用していない。

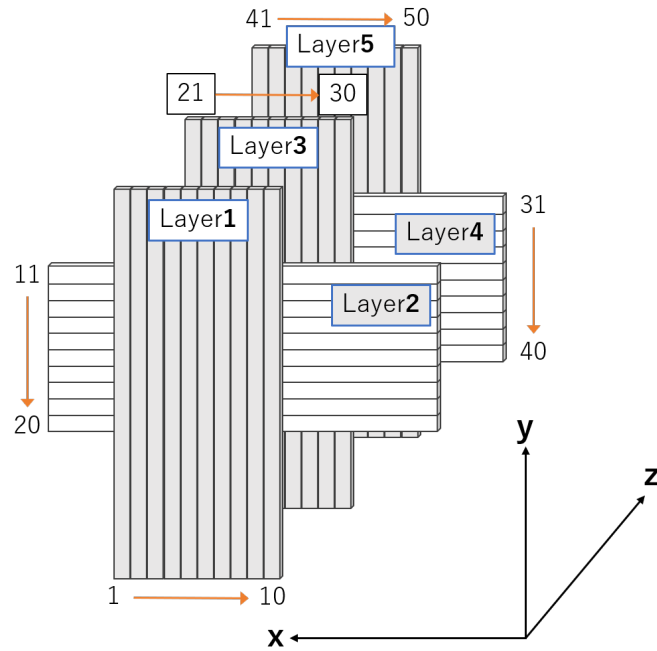


図 3.6 1 Wall 目の NEUT の ID。上流側から HIME を見た図であり、z 軸はビーム方向である。グレーの Layer は縦置き Layer を、白の Layer は横置き Layer を表す。

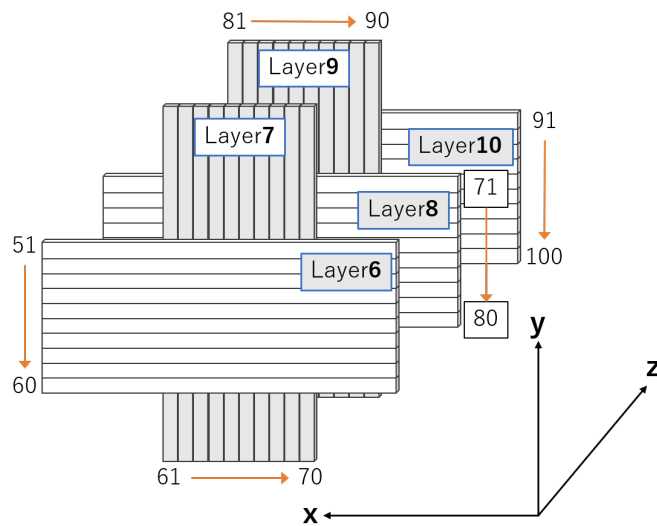


図 3.7 2 Wall 目の NEUT の ID。1 Wall 目と同様の方法で ID を付けている。

3.5 HIME の信号回路系

本研究で用いた HIME の信号回路系を図 3.8 に示す。

- Discri(Discriminator) : 入力されたアナログ信号の波高が設定したスレッシュホールドを超えたときロジック信号を

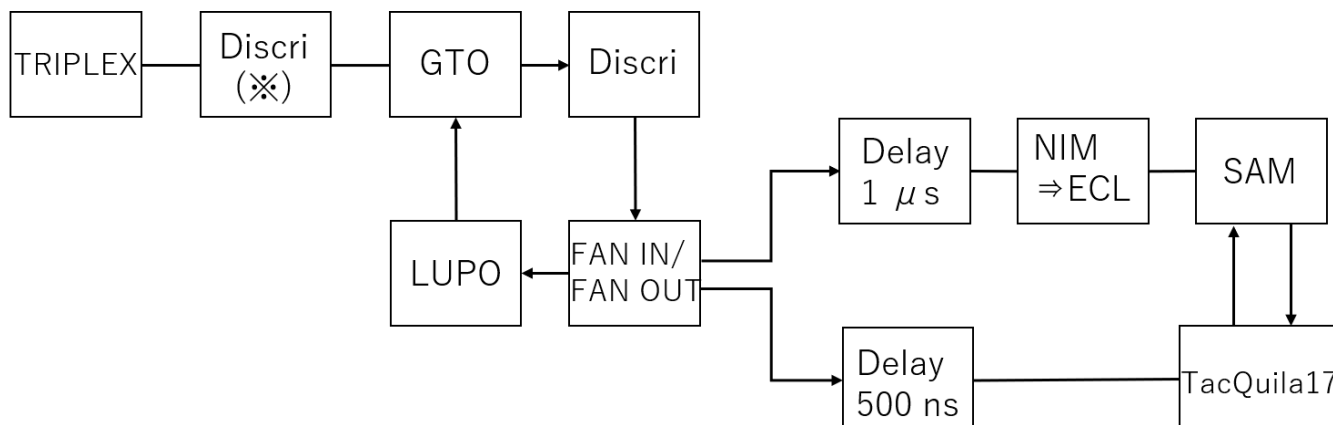


図 3.8 HIME の信号回路。

出力する。

- FAN IN/FAN OUT : 入力信号と同じ信号を複数出力する。
- LUPO : TacQuila で情報の取得が行われている間は、新たな情報を取得することができず、これを busy 状態と呼ぶ。LUPO では busy 信号をコントロールしており、データ取得が終わったときに End Of Busy 信号 (EOB) を出力する。
- GTO(Gate Turn-Off thyristor) : busy 信号が出ている間、TacQuila からのデータ取得を停止する。
- NIM→ECL : NIM 信号を ECL 信号に変換する。
- SAM : TacQuila にトリガーをかけ、TacQuila からデータを取得して PC に転送する。

HIME では、図 3.8 に※で示した Discri に 150 mV のスレッシュホールドを設定している。1 つの PMT が信号を検出すると TRIPLEX(後述) から 100 mV の信号が送られるため、1 つのモジュールが信号を検出すると通常多重度 2 の信号 (200 mV) が生成される。つまり、Discri に 150 mV のスレッシュホールドをかけることで多重度 2 以上のイベントのみに対してトリガーをかけられる。多重度の求め方は図 3.9 のようになっており、全 200 本の PMT に対してどれか 2 つが信号を検出すれば多重度が 2 となる。

3.6 TacQuila

TacQuila はドイツ重イオン研究所 (GSI) で開発されたデータ読み出し用集積回路である。一般的な検出器では、時間情報と電荷量を読み出すために TDC(Time-to-Digital Converter) と QDC(Charge(Q)-to-Digital Converter) を使用する事が多い。しかし、HIME のように多数のモジュールで情報を取得するとなると TDC と QDC の数をモジュール数に比例して増やす必要があり、コスト面の問題が生じる。本研究では、GSI の協力により NeuLAND(GSI の中性子検出器) で使用していた TacQuila を HIME に使用できる運びになった。

TacQuila の外観を図 3.10 に示す [20]。1 枚の TacQuila は全 17ch で構成されており、そのうち 16ch は PMT からのデータ取得用 ch であり、残りの 1ch は TacQuila17 と呼ばれる時間情報取得用 ch である。1 枚の TacQuila は 16ch の信号を処理でき、HIME は合計 200ch を持つため、現在 HIME では 16 枚の TacQuila を使用して信号を処理している。

TacQuila には内部に以下の 4 つのパーツが組み込まれている。

- Land FEE : 以下の 3 パーツに信号を与える。

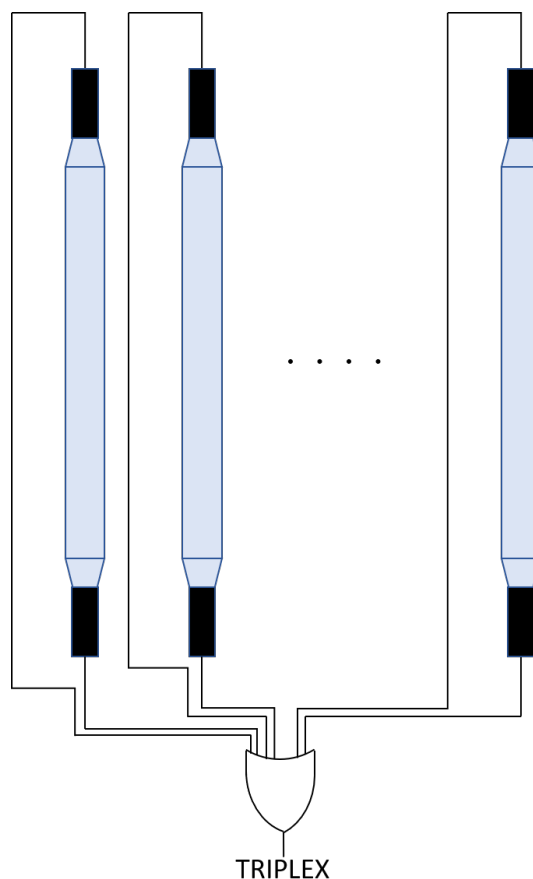


図 3.9 HIME のトリガーの概念図。全 PMT の信号に対する OR を取り、多重度 2 以上のイベントに関してトリガーをかける。



図 3.10 TacQuila の外観 [20]。

- TRIPLEX : 多重度に比例した信号を生成し、トリガーをかける。
- QDC : 電荷量を読み取る。
- TacQuila17 : 時間を読み取る。

TacQuila の回路の概略図を図 3.11 に示す。TacQuila では内部に QDC と TDC(に相当するもの) が含まれているため、通常の回路に必要な QDC,TDC,Delay が不要となっている。

TacQuila の QDC には図 3.12 に示すような非線形性があり、低 ch 側 (< 400 ch) で線形性が良くなるため本研究では低 ch 側でデータを取得した。TacQuila の時間情報取得の詳細は 4 章で述べる。なお、TacQuila の時間分解能は 10.5 ps である。

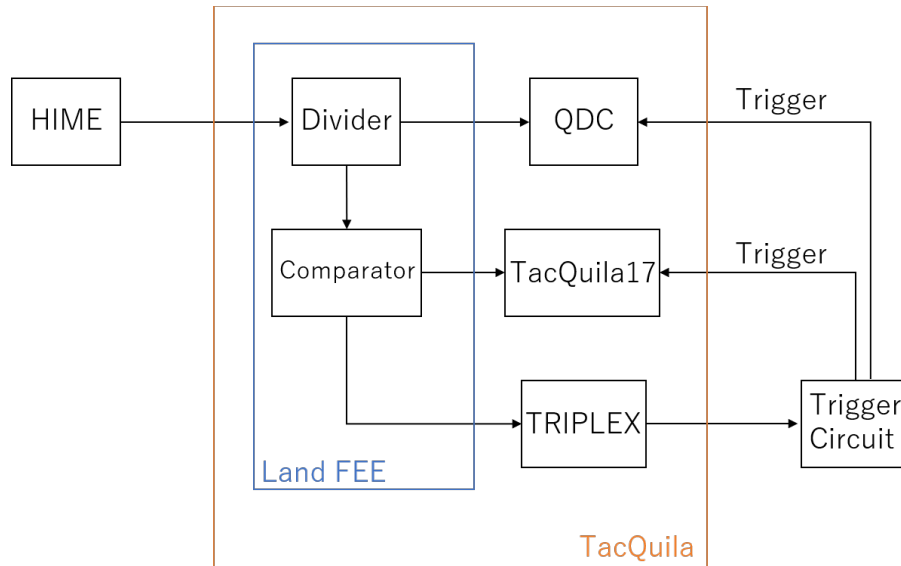


図 3.11 TacQuila 回路の概略図。コンパレーターは Discr1 と Divider の機能を併せ持ち、スレッシュホールドを超えたときに TacQuila17 と TRIPLEX に信号を送る。TacQuila ではコンパレーターのスレッシュホールドを変更することで、不要なバックグラウンドを除去できる。

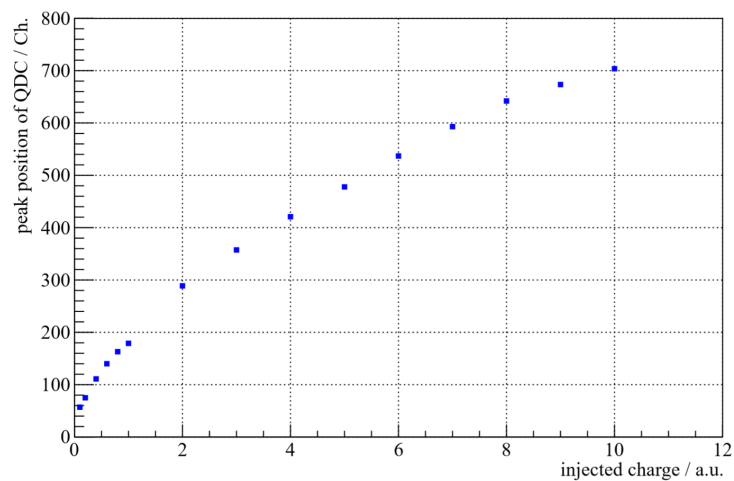


図 3.12 TacQuila における QDC の非線形性 [20]。横軸は発光量 (1 injected-charge=23 nC)、縦軸は QDC のピークの値 [ch]。

第 4 章

HIME の性能評価

HIME の性能がダイニュートロン探索実験の要求性能を満たすか確認するために HIME の較正を行った。また、HIME のモジュールごとに時間分解能と位置分解能を求めた。本章では HIME の較正の方法について述べ、得られた分解能について議論する。

4.1 HIME の調整

本セクションでは HIME のハード面での調整について述べる。ハードの調整は全て人の手によるものであり正確な調整ではないが、装置の想定外の挙動を防ぐためにこれらの調整を行う必要がある。

4.1.1 PMT のゲイン調整

HIME には全 200 本の PMT があるが、各 PMT に同じ電圧を印加したときの出力信号の波高（ゲイン）は PMT ごとに異なっている。この原因には主に、シンチレーター・ライトガイド・PMT をセメントで接着したときに生じる光学的な差異や、PMT ごとの個体差が影響している。PMT のゲインを揃えるため、本研究では ^{22}Na を用いて 1.274 MeV の γ 線のコンプトンエッジが 40 mV の出力となるように、オシロスコープで波高を観測してゲイン調整を行った。同時に、異常な波形を出力するモジュールが存在しないかを確認した。ここで、調整後の PMT の出力を 40 mV としたのは、TacQuila の QDC に非線形性がある部分を避けるためである。 γ 線のコンプトンエッジのエネルギーは以下の式で与えられる。

$$E_{\text{compton}} = \frac{2E^2}{m_e c^2 + 2E} \quad (4.1.1)$$

ここで ^{22}Na の γ 線のエネルギーは $E = 1.274$ MeV であるので、コンプトンエッジのエネルギーは $E_{\text{compton}} = 1.061$ MeV である。つまり、ゲイン調整後の HIME では

$$1 \text{ MeV} \sim 40 \text{ mV} \quad (4.1.2)$$

という関係が成り立つ。表 4.1,4.2 に各 PMT のゲイン調整後の印加電圧を示す。LR(UD) は HIME を上流側から見たときの PMT の位置であり、それぞれ左右 (上下) を表す。

続いて HIME で観測する宇宙線のゲインを求める。Bethe-Bloch の式より、プラスチックシンチレーター中のミューオンのエネルギー損失は、2 MeV/cm である。HIME のモジュールが 2(H) × 4(V) cm の厚さであることから、シンチレーターを垂直に通過する宇宙線のエネルギー損失は 8 MeV であり、そのゲインは 320 mV である。このゲインであれば TacQuila の QDC の非線形性をほとんど無視できるとして、以下は QDC が線形であるとして議論を進める。

ID	L(U) [-V]	R(D) [-V]	ID	L(U) [-V]	R(D) [-V]
1	1000	950	26	950	950
2	1000	950	27	950	950
3	970	970	28	900	950
4	1050	1000	29	900	950
5	1000	1050	30	950	900
6	1000	1000	31	900	950
7	1000	1050	32	980	980
8	1000	1000	33	950	1000
9	1000	1000	34	950	1000
10	1000	1000	35	1000	1000
11	1000	950	36	1000	1000
12	950	1000	37	1000	1000
13	950	1000	38	1000	1000
14	950	950	39	1000	1000
15	950	1050	40	1050	1000
16	950	950	41	1000	1200
17	1000	1050	42	1150	1000
18	1000	950	43	1100	1000
19	950	950	44	1050	1050
20	950	900	45	1050	1000
21	950	950	46	1050	1000
22	900	950	47	1050	1050
23	900	1000	48	1050	1050
24	950	950	49	1000	1000
25	1000	950	50	1200	1200

表 4.1 PMT の印加電圧 ID1-50。ID1-48 については以前にゲイン調整がされていたが、本研究で PMT とライトガイドを接着し直したため、再び調整を行った。

ID	L(U)[-V]	R(D)[-V]	ID	L(U)[-V]	R(D)[-V]
51	1150	1300	76	850	850
52	1150	1050	77	850	900
53	1050	1000	78	850	900
54	970	950	79	1000	950
55	950	970	80	900	950
56	970	950	81	1000	1000
57	1000	950	82	1000	1000
58	1050	1100	83	950	1000
59	1100	1150	84	900	900
60	1150	1150	85	900	950
61	950	950	86	950	950
62	950	900	87	950	950
63	900	900	88	900	900
64	light leak	light leak	89	950	950
65	850	850	90	1000	950
66	850	850	91	1100	1300
67	850	850	92	950	970
68	900	900	93	1100	1100
69	900	900	94	1000	1050
70	900	900	95	850	850
71	900	900	96	850	850
72	900	900	97	850	900
73	900	900	98	1050	950
74	850	900	99	1100	1300
75	850	850	100	1000	1050

表 4.2 ID51-100 の PMT の印加電圧。ID64 については光漏れが確認されたため、解析では使用しない。

4.1.2 TacQuila のスレッシュヨルド調整

TacQuila では、コンパレーターにスレッシュヨルドを設定することで、ある電圧以下の不要なデータを除去することが可能である。コンパレーターでの、スレッシュヨルドの設定値 [ch] と対応する電圧値 [mV] の関係を図 4.1 に示す。スレッシュヨルドと電圧の関係は 1 枚ごとに個体差があり、それぞれ適切なスレッシュヨルド値を設定する必要がある。そこでスレッシュヨルド値は、(1)4 MeVee 以上発光した宇宙線を観測でき、(2)TacQuila が正しくデータを取得できる値に設定した。本研究ではスレッシュヨルドを 550ch とした。

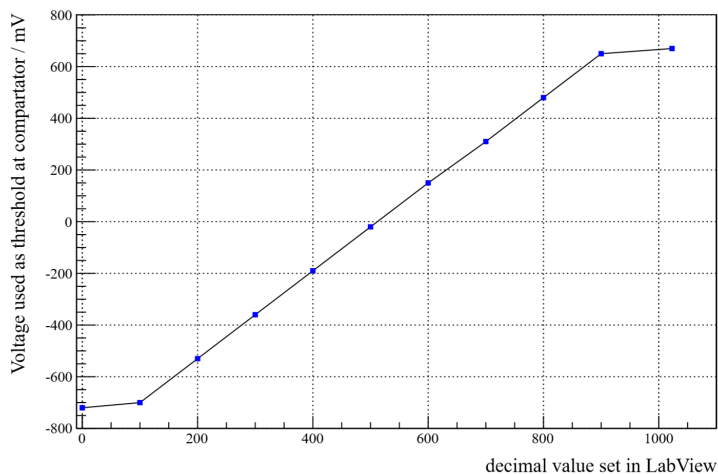


図 4.1 TacQuila のスレッシュホールド [20]。横軸はスレッシュホールドの設定値 [ch]、縦軸はスレッシュホールド値 [mV]。

4.2 HIME の較正

本セクションでは HIME の較正について述べる。較正・補正の順序は図 4.2 のフローチャートに従っている。ここで、図 4.2 の矢印は、矢印の始点の較正・補正が完了しなければ、終点の較正・補正を行えないことを表している。フローチャートからわかるように、スルー補正と時間差較正は相互に影響し合うため、両較正を交互に行いパラメータを決定する必要がある。

本研究の解析には理化学研究所 RIBF 棟地下 2 階において、宇宙線を 93 時間取得したデータを使用している。また、本研究では HIME の増設分である ID51-100 についてのみ解析を行い、光漏れしていた ID64 とモジュールに異常が見られた ID92,99 は解析の対象から除外した。

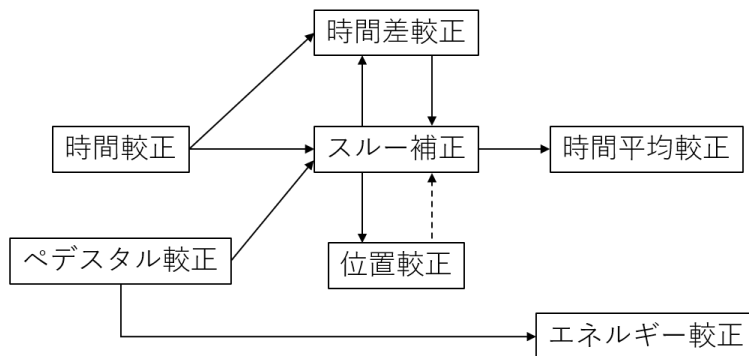


図 4.2 較正のフローチャート。矢印の終点の較正が始点の較正の影響を受けるため、始点の較正が完了した後に終点の較正をする必要がある。ただし、点線で示した矢印は終点の較正が始点の較正の影響をほとんど受けないことを表す。

4.2.1 ペDESTAL較正

QDC は入力されたアナログ信号の波形の積分を行い、積分値をデジタル信号として出力するモジュールである。本来、信号が無ければ QDC の積分値は 0 となるが、実際には QDC の GND レベルと入力信号の GND レベルが一致し

ないため、有意の積分値が得られる。これをペDESTALと呼び、エネルギーの原点が本来のゼロ点からずれるため較正をする必要がある。

ペDESTAL値の取得にはパルサーを用いた。TacQuilaにはパルサーモードと物理モードの2種類のモードがあり、パルサーモードでは全 TacQuila にトリガー信号のみを与える。よって、パルサーモードでは入力信号が無いのときの QDC の値、すなわちペDESTALを取得できる。パルサーモードで取得した QDC スペクトルをガウシアンでフィットし、その中央値をペDESTAL値とした。ペDESTAL補正を行う前後の QDC の分布を図 4.3 に示す。ペDESTAL値をデータの QDC 値から差し引くことでエネルギーの原点を較正する。

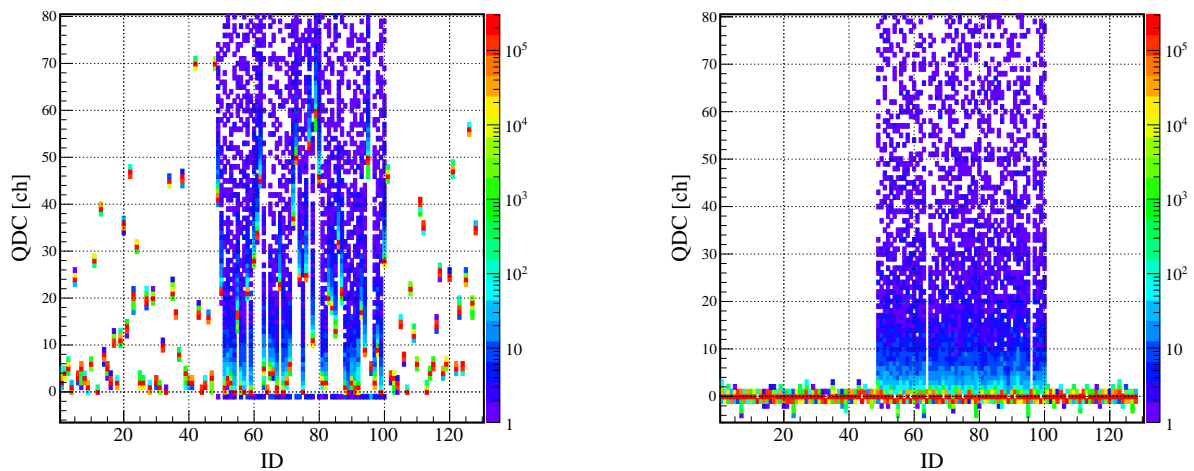


図 4.3 ペDESTAL較正前の QDC の分布 (左図)。ペDESTAL較正後の QDC の分布 (右図)。ペDESTAL較正によって、入力信号が無いときの QDC の値が0となっていることがわかる。ID48-100においてペDESTALに関係のないデータが含まれているのは ID48-100のみ TacQuila と HIME をケーブルで接続したためである。パルサーのトリガーと同じタイミングで偶然宇宙線の信号が入力されると、パルサーモードでも宇宙線のデータが取得される。

4.2.2 TacQuila の時間較正

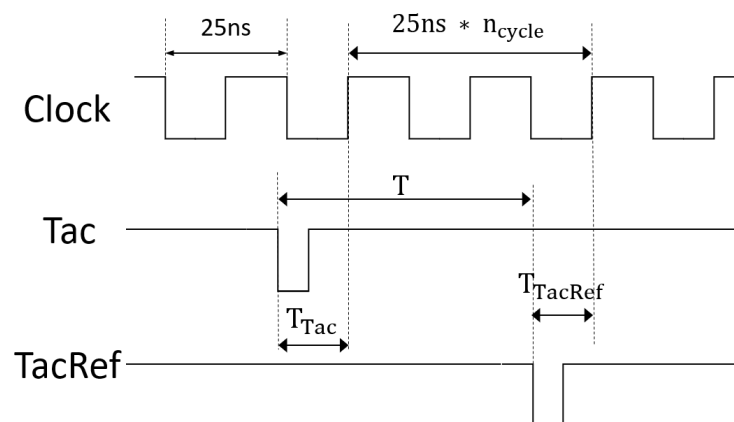


図 4.4 TacQuila における時間情報取得方法。25ns 周期の矩形波を生成し、時間情報を得る。T は観測する時間、 n_{cycle} はクロックカウンターの値、 T_{Tac} はスタート信号と矩形波の立ち上がりの時間差、 T_{TacRef} はストップ信号と矩形波の立ち上がりの時間差である。

TacQuila の時間情報の取得は図 4.4 に示した手法で行われている。TacQuila には 25ns 周期のクロックを入力しており、このクロックとの時間差がデータとして取得される。まず PMT から信号が入ると、クロック信号のエッジとの時間差 (Tac と呼ぶ) を取得する。Tac 情報が得られるとクロックカウンターがスタートし、TacQuila の Channel17 にストップ信号が入力されるまでクロックカウンターは動作する。このストップ信号とクロック信号のエッジの時間差を TacRef と呼ぶ。これらの情報から、TacQuila では以下の式によって時間情報を得ることができる。ただし、 n_{cycle} はクロックカウンターの値、 T_{Tac} 、 T_{TacRef} は Tac, TacRef の値である。

$$T = 25ns \times n_{cycle} + T_{Tac} - T_{TacRef} \quad (4.2.1)$$

Tac, TacRef の較正にはパルサーランを用いる。TacQuila に入力されるパルサー信号はクロック信号に対してランダムに Tac, TacRef を生成するため、 T_{Tac} 、 T_{TacRef} の値は 0 ~ 25 ns の間で一様に分布する。しかし、実際には Tac に非線形性があるため図 4.5 左上のような 25ns 付近のピークが見られる。この非線形性の効果を考慮して時間較正をするために、以下の式を用いて $ch \rightarrow ns$ の較正を行った。

$$T_{ns} = 25ns \times \frac{\int_0^{ch} Tac(ch') d(ch')}{\int_0^{ch_{MAX}} Tac(ch') d(ch')} \quad (4.2.2)$$

時間較正では式 4.2.2 に従って、1ch ごとに $ch \rightarrow ns$ の関係を求める。しかし、この式により得られた時間較正パラメーター (式 4.2.2 右辺) は元データの統計誤差の影響を含むため、この影響を小さくする必要がある。そこで、1500ch ~ 3000ch では Tac が線形になっていると仮定した上で、この区間では 50 ch ごとに時間較正パラメーターを取得し、隣接する 2 点を結ぶ直線で内挿を取ることにより、時間較正を行った。Tac の較正前後の分布を図 4.5 に示す。この較正で完全にピークが消えた訳ではないが、25 ns 近傍において最大で 25 ps の誤差しか生じないため、今後の解析には影響がないとして議論を進める。

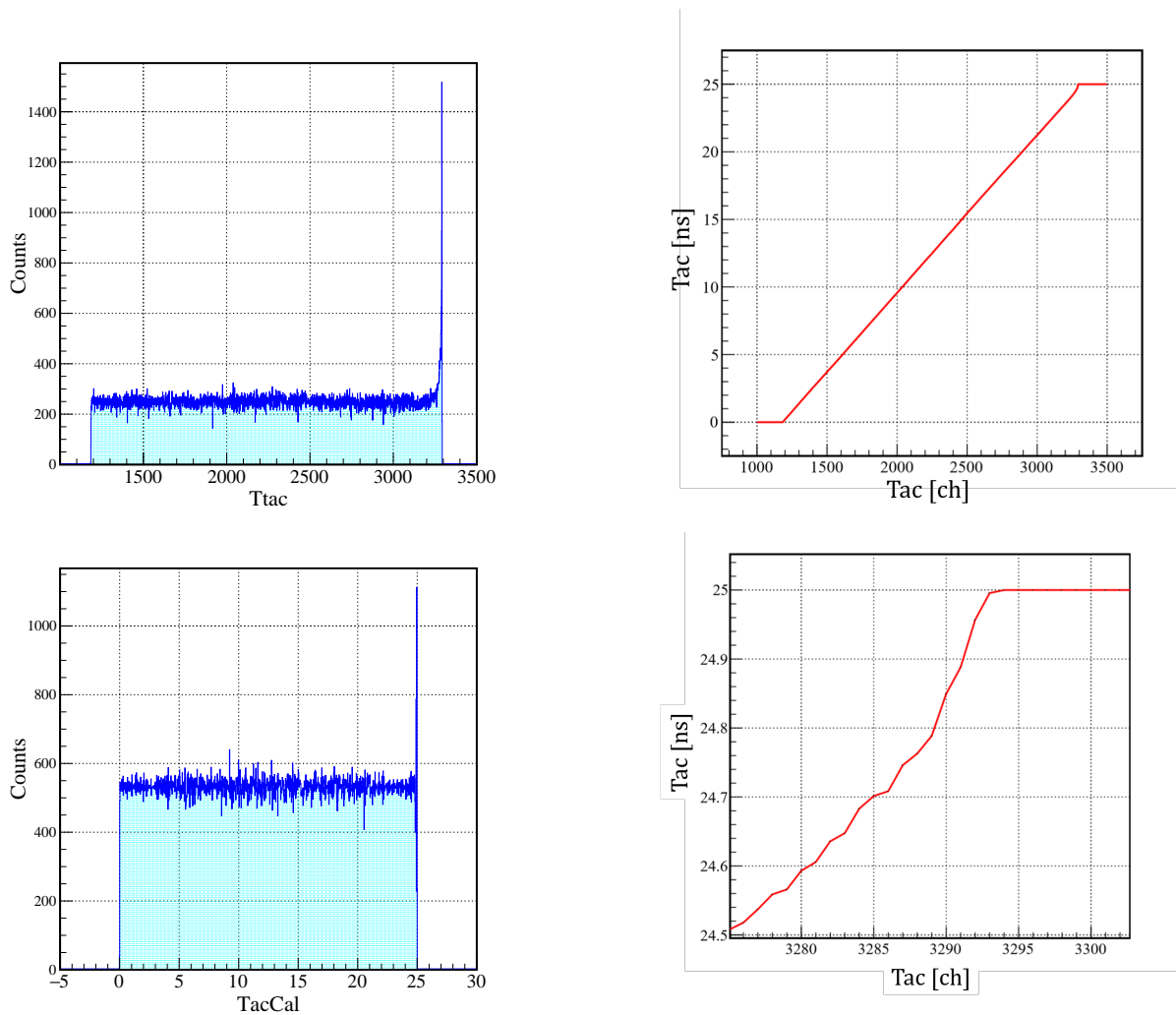


図 4.5 ID1 に対する TacQuila の時間校正。(左上) 時間校正前の Tac 分布。(右上) Tac[ch] と校正後の時間 [ns] の関係。(左下) 時間校正後の Tac の分布。非線形性によるピークはほとんど無くなっているが、25 ns の近傍では分布にバラツキがある。(右下) 25 ns 近傍での Tac [ch] と時間 [ns] の関係。25 ns 付近では $ch \rightarrow ns$ の変換が滑らかでないため、25 ns 近傍の分布が平坦で無くなると思われる。なお実際には、元データの ch 値に 0 ~ 1 の乱数を振ることで、離散的な時間情報を連続変数であるとみなして解析する。

4.2.3 スルー補正

スルーとは、観測する時間が発光量に依存する現象である。時間情報の取得は TacQuila のコンパレーターのスレッシュホールドを信号が超えたときに行われるため、波高によってスレッシュホールドを超えるタイミングが異なり、時間が発光量に依存する (図 4.6)。スルー効果は時間分解能を悪くするため、これを補正する必要がある。

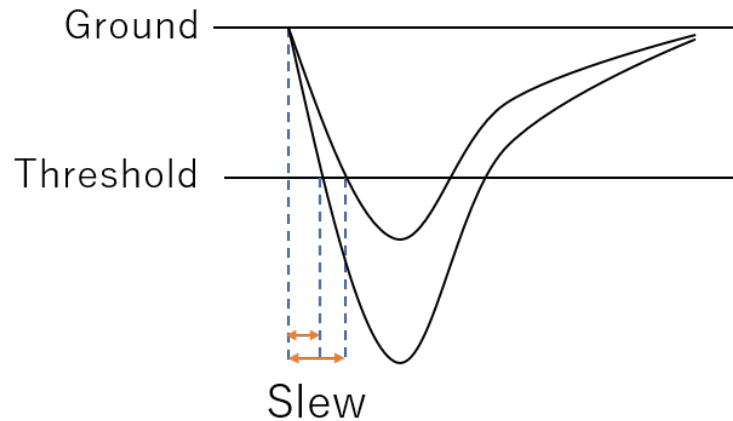


図 4.6 スルーの模式図。発光量 Q によってスレッシュホールドを超えるタイミングが異なる。

スルー補正を行うため以下の仮定をする。またスルー補正以降の較正についても、同様の仮定に基づいている。左右の PMT で観測される時間 T_{obs} は、実際に宇宙線が入射した時間 T_{real} 、観測位置 x 、シンチレーター長 L 、シンチレーター内の光の速度 v 、発光量 Q に依存するスルーの効果 $Slew(Q)$ を用いて以下のように表される。ただし観測位置 x は図 4.7 のように取る。

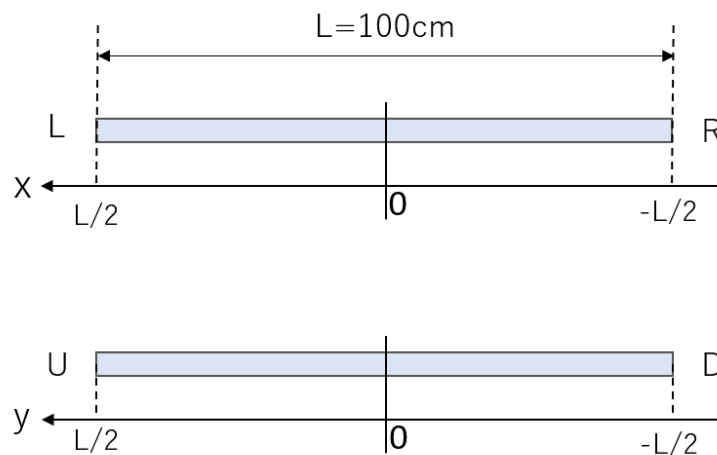


図 4.7 観測位置 x の取り方。 x, y 座標の向きは図 3.6、3.7 に等しく、原点はシンチレーターの中央である。ただし、実際の解析では原点をシンチレーターの中央から 21 mm だけ R(D) 方向にずらす必要がある。これは宇宙線解析と RIBF のビームを用いた実験で条件を一致させるためであり、ビームの中心がモジュールとモジュールの間に来るのを防ぐことに起因する。

$$T_{obs,L(R)} = T_{real} + \frac{L/2 \mp x}{v} + Slew(Q_{L(R)}) \quad (4.2.3)$$

よって左右の PMT の時間平均 $T_{obs,ave}$ は

$$T_{obs,ave} = \frac{1}{2}(T_{obs,L} + T_{obs,R}) \quad (4.2.4)$$

$$= T_{real} + \frac{L}{2v} + \frac{1}{2}(Slew(Q_L) + Slew(Q_R)) \quad (4.2.5)$$

である。また、左右で観測される発光量 Q は、PMT ごとのゲイン係数 A 、シンチレーター内での光の減衰長 λ 、宇宙線が実際に発生させる発光量 Q_{real} を用いて以下のように表される。

$$Q_{L(R)} = A_{L(R)} \exp\left(-\frac{L/2 \mp x}{\lambda}\right) Q_{real} \quad (4.2.6)$$

$$(4.2.7)$$

よって左右の PMT の発光量の相乗平均 Q_{ave} は

$$Q_{ave} = \sqrt{Q_L Q_R} \quad (4.2.8)$$

$$= Q_{real} \sqrt{A_L A_R} e^{-L/2\lambda} \quad (4.2.9)$$

となる。最後に、スルーの効果は発光量の平方根に反比例すると近似する。^{*1}

$$Slew(Q) = \frac{C}{\sqrt{Q}} \quad (4.2.10)$$

ここで、定数 C が本小節で求めるスルーパラメーターであり、この値はチャンネルのスレッシュホールドと PMT のゲインに依存するため各 PMT ごとに異なっている。

以上の仮定に基づき、宇宙線ランを用いてスルー補正を行った。スルー補正の方法は HIME の横置き Layer と縦置き Layer で異なっている。まず横置き Layer に対してスルー補正した後に、補正の終わった横置き Layer とのコインシデンスをとり縦置き Layer のスルー補正を行う。

横置き Layer のスルー補正

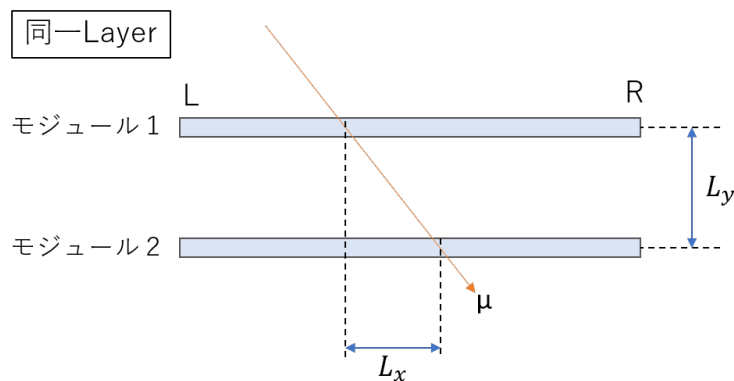


図 4.8 横置き Layer に対するスルー補正では、同一 Layer 内の 2 本のモジュールでコインシデンスを取る。宇宙線の入射経路にはゲートをかけず、斜めに入射したものも含める。2 モジュール間の x 軸 (y 軸) 方向の反応位置の差を L_x (L_y) とする。このコインシデンスの取り方は他の解析でも用いる。

^{*1} この近似は必ずしも正しくない。特に低エネルギー側では、発光量とスルーの関係が近似式 4.2.10 から大きく外れる。他の近似式として、 $slew(Q)$ を $\log Q$ の多項式とみなすことも多い [17]。

横置き Layer(6,8,10Layer) では、同一 Layer 内の 2 モジュールでコインシデンスを取るによりスルー補正を行う (図 4.8)。同一 Layer 内のモジュール 1 とモジュール 2 の間で観測される飛行時間 TOF_{obs} は、観測点から計算される TOF_{calc} を用いて

$$TOF_{obs} = T_{ave,2} - T_{ave,1} \quad (4.2.11)$$

$$= TOF_{calc} + \frac{1}{2} ((Slew(Q_{L,2}) + Slew(Q_{R,2})) - \frac{1}{2} (Slew(Q_{L,1}) + Slew(Q_{R,1}))) \quad (4.2.12)$$

$$= TOF_{calc} + \frac{1}{2} \left(\frac{C_{L,2}}{\sqrt{Q_{L,2}}} + \frac{C_{R,2}}{\sqrt{Q_{R,2}}} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{C_{L,1}}{\sqrt{Q_{L,1}}} + \frac{C_{R,1}}{\sqrt{Q_{R,1}}} \right) \quad (4.2.13)$$

と表される。式 4.2.13 より、 TOF_{obs} には 4 つの変数があり、モジュール 2 の左の PMT のスルーパラメーター ($C_{L,2}$) を求めるためには、少なくとも 3 つの変数にゲートを掛けて定数として扱う必要がある。そこで、本研究では $C_{L,2}$ を求めるため $Q_{R,2}$, $Q_{ave,1}$, x_1 にゲートをかけた。 $Q_{R,2}$, $Q_{L,1}$, $Q_{R,1}$ に対してゲートをかける手法が最も容易であるが、このゲート条件ではイベント数を十分に確保できない。 $Q_{ave,1}$, x_1 のゲートは、仮定より導かれる以下の式に基づく。

$$Slew(Q_L) + Slew(Q_R) = \frac{C_L}{\sqrt{Q_L}} + \frac{C_R}{\sqrt{Q_R}} \quad (4.2.14)$$

$$= \frac{C_L}{\sqrt{A_L Q_{real}}} \exp\left(\frac{L/2 - x}{2\lambda}\right) + \frac{C_R}{\sqrt{A_R Q_{real}}} \exp\left(\frac{L/2 + x}{2\lambda}\right) \quad (4.2.15)$$

$Q_{real,1}$ の値はイベントごとに異なるため、 $Q_{ave,1}$ にゲートをかけることで $Q_{real,1}$ を定数とみなす (Q_{real} , Q_{ave} の関係は式 4.2.9)。また減衰長 λ は 91.8 cm [17] であるため、 $x_1 \sim 0$ の条件下で式 4.2.15 は十分定数とみなせることを利用して x_1 にゲートをかける。以上の考察に基づきゲートをかけることで、式 4.2.13 は以下のように扱える。

$$TOF_{obs} - TOF_{calc} = \frac{1}{2} \left(\frac{C_{L,2}}{\sqrt{Q_{L,2}}} \right) + const \quad (4.2.16)$$

最後に、 TOF_{calc} を各モジュールで宇宙線が観測された位置より算出する。観測された宇宙線の垂直方向の飛行距離 L_y と水平方向の飛行距離 L_x を用いて TOF_{calc} を求めた。 L_y はシンチレーターの幅から算出し、 L_x はモジュール 1 (2) 内の時間差 ΔT_1 (ΔT_2) より求めた。すなわち

$$\Delta T = T_{obs,L} - T_{obs,R} \quad (4.2.17)$$

$$L_y = (\text{モジュール間の距離}) \quad (4.2.18)$$

$$L_x = \frac{v}{2} (\Delta T_1 - \Delta T_2) \quad (4.2.19)$$

$$TOF_{calc} = \frac{\sqrt{L_x^2 + L_y^2}}{c} \quad (4.2.20)$$

である。ここで、宇宙線の速度は光速とし、シンチレーター内の光速は $v=15.3$ cm/ns [18] とした。スルー補正前と補正後の発光量と TOF の関係を図 4.9 に示す。ただし L_x の値はスルーの影響を受けるため、以上の手順を繰り返す事により正しく補正される。

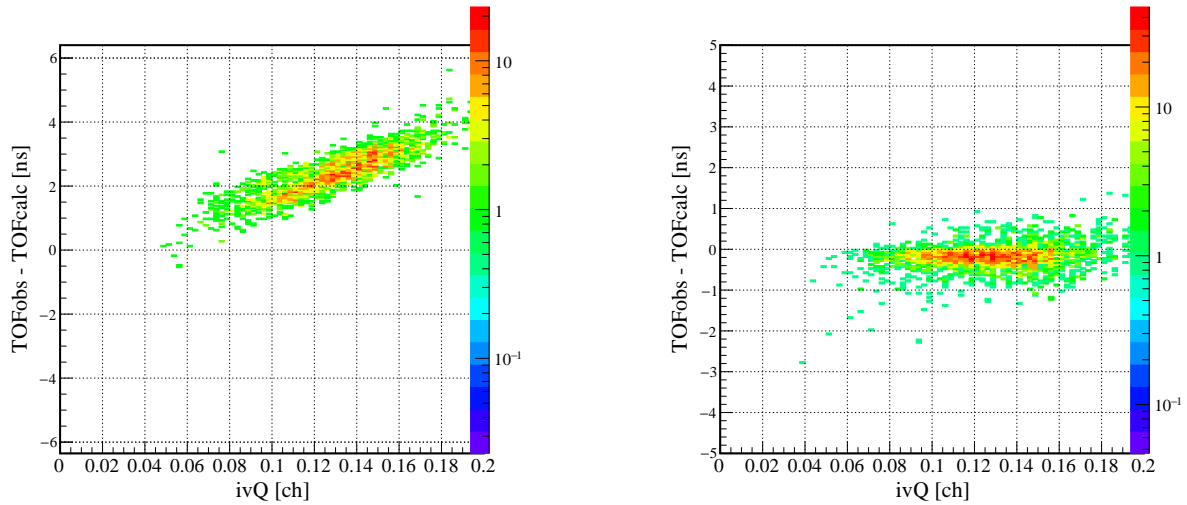


図 4.9 (右) スルー補正前の発光量と TOF の関係。横軸 $1/\sqrt{Q}$ 、縦軸 $TOF_{obs} - TOF_{real}$ [ns] の相関。(左) スルー補正後の相関。スルー補正により、TOF の発光量依存性が消えている。

縦置き Layer のスルー補正

横置き Layer についてスルー補正と左右の PMT の時間差較正 (後述) が完了した段階で、縦置き Layer のスルー補正を行った。ただし、縦置き Layer ではモジュールと水平に宇宙線が入射しやすいため、同一 Layer 間のコインシデンスによりスルー補正をすることが困難である。そこで、縦置き Layer では横置き Layer とのコインシデンスを取ることによってスルー補正を行う。

スルー補正を正しく行うためには式 4.2.16 における TOF_{calc} を正確に求める必要があるが、スルー補正をしていない縦置き Layer の反応位置から TOF_{calc} を求めようとすると誤差が大きくなる。本研究では 3 モジュール (横置き 2 面、縦置き 1 面) のコインシデンスを取り、縦置き Layer の反応位置を 2 つの横置き Layer の反応位置から割り出すことで正確に TOF_{calc} を求めている。縦置き Layer のスルー補正の手順は以下の通りである。

1. 3Layer 以上で観測されたイベントを選択する。
2. ヒットのあった Layer のうち縦置き Layer が 1 面、横置き Layer が 2 面含まれるヒットパターンを選択する。
3. 2 で選択した Layer に図 4.10 のように番号を振る。j, k から i の反応位置を求める際に外挿とならないよう、i が j と k に挟まれるように Layer を選択する。
4. j と k の内挿から i の反応位置を算出する。これによって $i \rightarrow j$, $i \rightarrow k$ 間の TOF_{calc} が正確に求まるため、式 4.2.16 に従い横置き Layer と同様のゲート条件で縦置き Layer のスルー補正を行う。

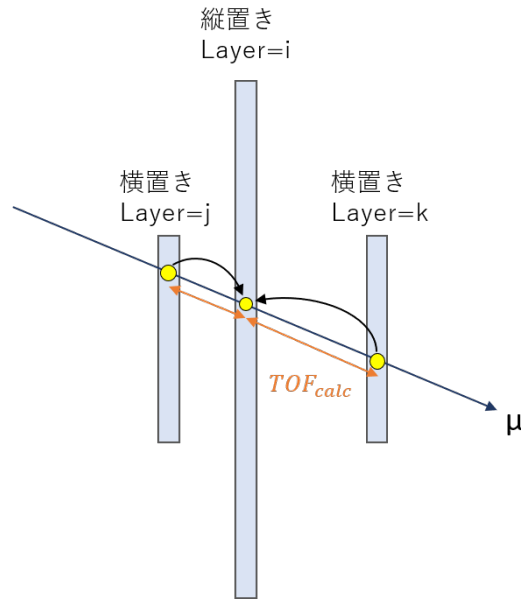


図 4.10 縦置き Layer のスルー補正を行う際の宇宙線イベントの模式図。縦置き Layer に i 、横置き Layer に j, k と名前を付ける。横置き Layer の反応位置の内挿から縦置き Layer の反応位置を計算し TOF_{calc} を求めることで、縦置き Layer のスルー補正を行う。

4.2.4 左右の PMT の時間差較正

あるイベントについて、モジュールの左右の PMT の時間差 ΔT から、シンチレーター内で宇宙線が反応した点を求める事ができる (式 4.2.19)。しかし、 $\Delta T = 0$ となる点が必ずしもシンチレーターの中央に一致するとは限らないため、これらが一致するように較正する。 ΔT の値にオフセット ΔT_{offset} を加える事により、 $\Delta T = 0$ の点を $x(y)$ 軸の原点とする。ただし、 ΔT_{offset} の値はスルーの影響を受けるため、時間差補正とスルー補正を繰り返すことにより正しい ΔT_{offset} の値を得る。

ΔT 分布のフィッティングには以下の関数 $f(x)$ を用いた。

$$x_0 = |x - p_0| \quad (4.2.21)$$

$$f(x) = \begin{cases} p_1 & (x_0 < p_2) \\ p_1 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x_0}{p_3}\right) & (x_0 > p_2) \end{cases} \quad (4.2.22)$$

ΔT_{offset} の値は、式 4.2.21 の p_0 とした。図 4.11 に ΔT 補正前と、 ΔT_{offset} を加えた補正後の ΔT 分布を示す。

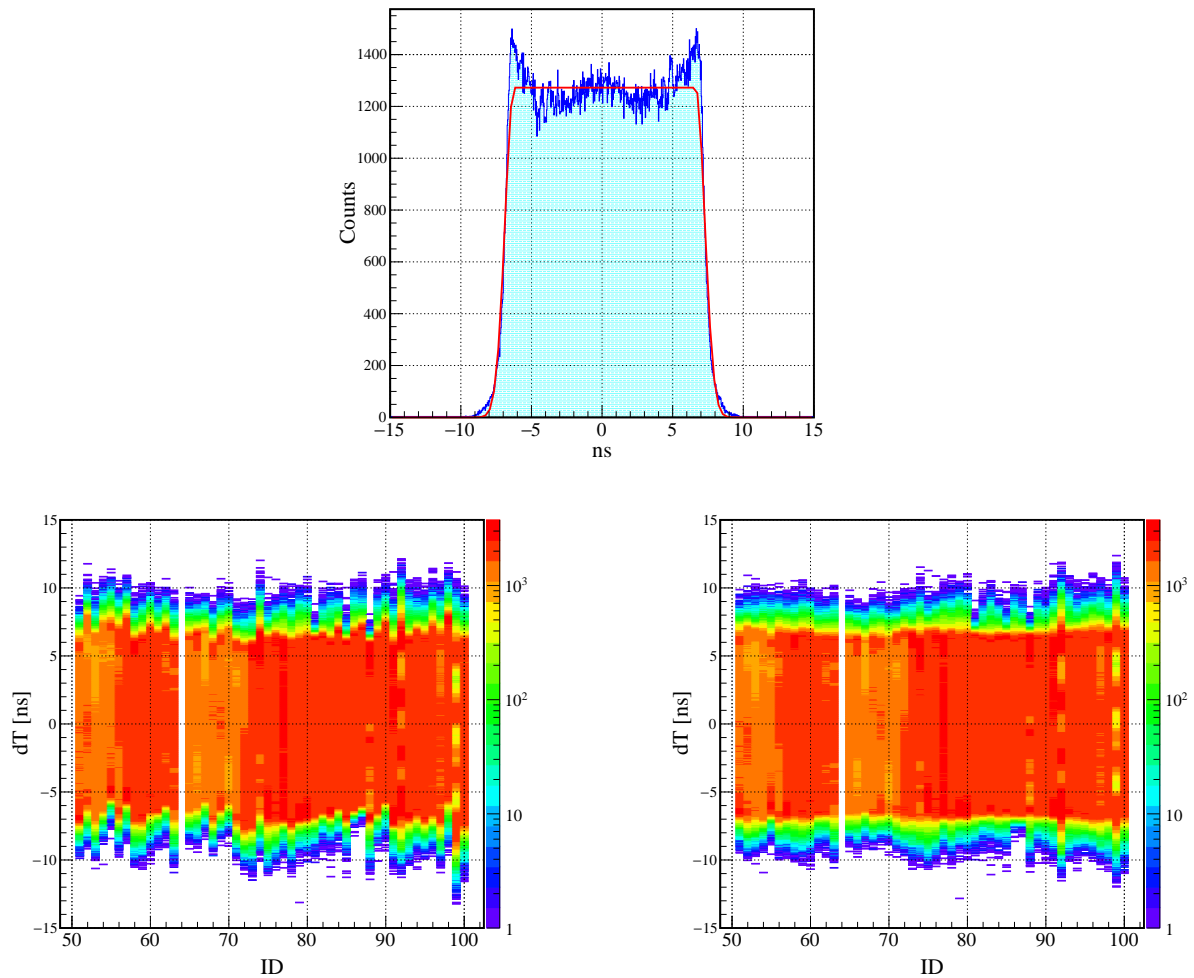


図 4.11 (上) 関数 $f(x)$ によってフィッティングし、 ΔT_{offset} を求める。(左下) ΔT 補正前の ΔT 分布。横軸 ID、縦軸 ΔT [ns]。(右下) 補正後の ΔT 分布。

4.2.5 相対的な位置較正

ここまでの補正・較正で各モジュールごとの位置較正は完了しているが、モジュール間の相対的な位置を較正するため、各モジュールに位置のオフセットを加える。解析の手順は以下の通りである。

1. 5枚の Layer を通過した宇宙線のイベントを選択して宇宙線の飛跡を求める (図 4.12)。xz 平面上の飛跡を一次関数 $z = ax + b$ であるとして、 a, b を最小二乗法で求める。観測された位置を x_i, z_i として、 a, b は

$$a = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i z_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n z_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \quad (4.2.23)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n x_i^2 \sum_{i=1}^n z_i - \sum_{i=1}^n x_i z_i \sum_{i=1}^n x_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \quad (4.2.24)$$

である。

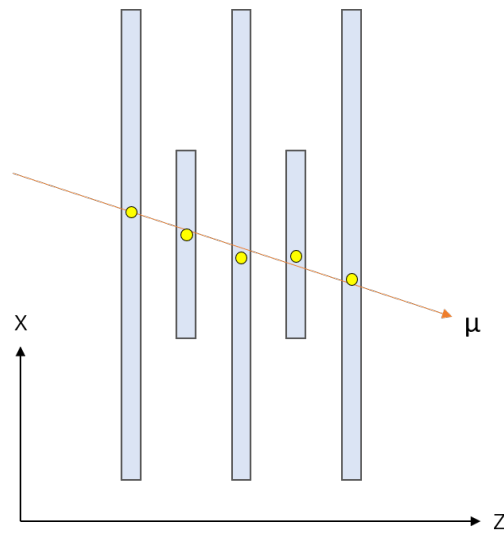


図 4.12 最小二乗法による飛跡の決定。宇宙線が5層突き抜けたイベントに対して飛跡のトラッキングを行う。各点で観測された反応位置と算出された反応位置の差が $x_{residual}$ である。

2. 宇宙線の飛跡から得られる観測位置 x_{calc} と、モジュールで観測された位置 x_{obs} から残差 $x_{residual}$ を求める。

$$x_{residual} = x_{calc} - x_{obs} \quad (4.2.25)$$

$$x_{calc} = \frac{z - b}{a} \quad (4.2.26)$$

同様の手順を yz 平面についても行い、 $y_{residual}$ を求める。補正前後の $x_{residual}, y_{residual}$ の分布を図 4.13 に示す。横置ききの Layer6,8,10 に対しては x 方向のオフセットである $x_{residual}$ を、縦置ききの Layer7,9 については y 方向のオフセット $y_{residual}$ を加えて相対位置補正を行った。

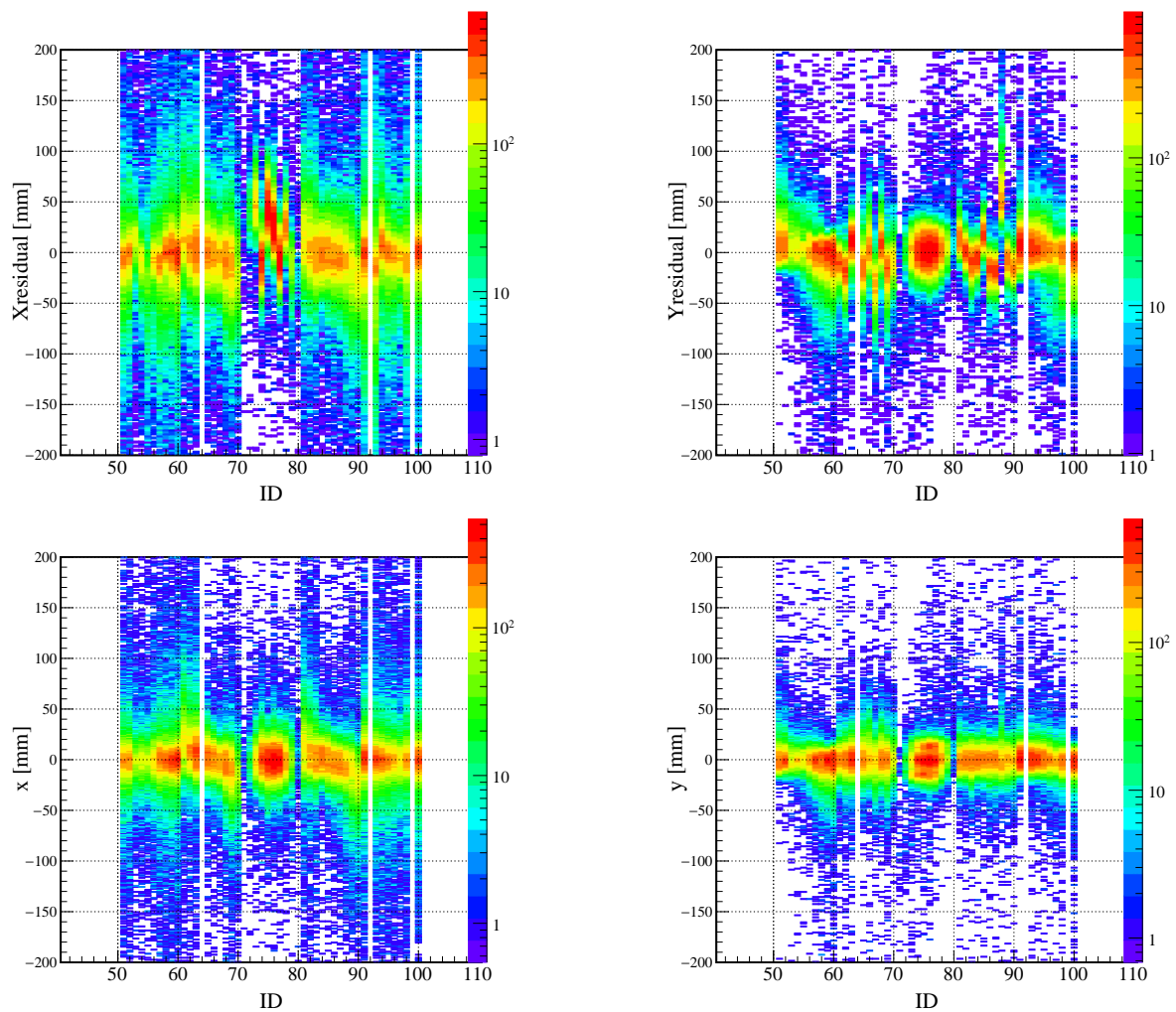


図 4.13 相対位置オフセットを加える前の $x_{residual}$ (左上) と $y_{residual}$ (右上)。相対位置補正後の $x_{residual}$ (左下) と $y_{residual}$ (右下)。5Layer のコインシデンスを取るため、ID71, 80 ではイベント数が少ない。

シンチレーター内の光速の補正

ここまでの解析ではシンチレーター内の光速を一様に $v = 15.3 \text{ cm/ns}$ であるとして扱ったが、実際にはモジュールごとに光速のバラツキがある。これは光がモジュール内を反射しながら進むため、光の進行距離が実際のシンチレーター長より長くなり、見かけ上の光速が遅くなることに起因する。光の反射率はモジュールのラッピングの具合等により異なるため、モジュールごとに光速に差が生じる。

シンチレーター内の光速を補正するため、先程求めた $x_{residual}$ を用いる。本来、 ΔT と $x_{residual}$ に相関は無いが、光速が本来の値からずれていると図 4.14 のように $x_{residual} = P \times \Delta T$ の関係が現れる。この P を用いて、補正されたシンチレーター内の光速 v_{corr} は次のように表される。

$$v_{corr} = v + 2P \quad (4.2.27)$$

補正後のシンチレーター内の光速の平均値は $14.68 \pm 0.02 \text{ cm/ns}$ となった。

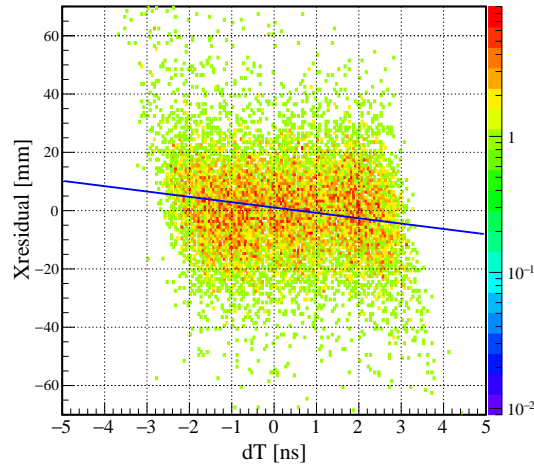


図 4.14 ΔT と $x_{residual}$ の相関。

4.2.6 時間平均較正

スルー補正、時間差較正が完了すると $TOF_{obs} - TOF_{calc} \sim 0$ となる。しかし、異なる TacQuila が担当するモジュールでコインシデンスを取り TOF を求めると、 $TOF_{obs} - TOF_{calc}$ の値が 0 にならず、最大で ± 15 ns ほどのズレが生じる。これは、TacRef 信号が出力されてから入力されるまでの時間が TacQuila ごとに異なることに起因すると考えられる。また、同一 TacQuila 間でコインシデンスを取ったとしても、ケーブル長や PMT 内の走行時間の違いによって $TOF_{obs} - TOF_{calc}$ の値は ± 1 ns 程度ずれる。これらを補正するため、ID51 を基準として各モジュールに次式で与えられるオフセット $T_{ave,offset}$ を加える。

$$T_{ave,offset} = T_{ave,ID51} - T_{ave} - TOF_{calc} \quad (4.2.28)$$

$T_{ave,ID51} - T_{ave} - TOF_{calc}$ の分布をガウシアンでフィッティングし、その中央値をオフセットとした。

しかし、この手法ではフィッティングの精度の問題により TOF に依然として 200 ps 程度のズレが生じる。これを完全に補正するため、宇宙線が 5 層通り抜けたイベントを用いて宇宙線のトラッキングによる時間平均較正を行う。この較正では図 4.15 のように横軸に z 、縦軸に t_{ave} を取り最小二乗法でトラックを引いた後に、トラックから計算される時間 $t_{ave,calc}$ と観測時間 t_{ave} の残差 $t_{residual}$ を求める。この $t_{residual}$ 分布をガウシアンでフィットし、得られた中央値を既に求めた $T_{ave,offset}$ に加えることで、より精度の良い時間平均較正を行った。解析は以下の手順で行った。

1. 5 層でヒットしたイベントを選択する。
2. まず、zx 平面、zy 平面において宇宙線をトラッキングし、

$$x = Az + B \quad (4.2.29)$$

$$y = Cz + D \quad (4.2.30)$$

と表される宇宙線の傾き A , C を求める。

3. A , C から宇宙線の速度の z 成分 c_z を求める。 c_z は光速 c を用いて次式で表される。

$$c_z = \frac{c}{\sqrt{A^2 + C^2 + 1}} \quad (4.2.31)$$

4. z, t_{ave} 平面において以下の式に基づきトラッキングを行う。

$$t_{ave} = \frac{z}{c_z} + E \quad (4.2.32)$$

$$E = \sum_{i=0}^5 (t_{ave,i} - z_i/c_z) \quad (4.2.33)$$

$$t_{residual} = \frac{z}{c_z} + E - t_{ave} \quad (4.2.34)$$

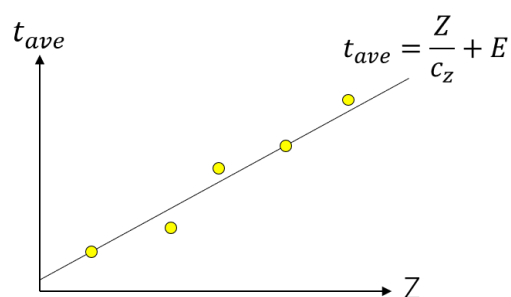


図 4.15 $t_{ave,offset}$ の決定

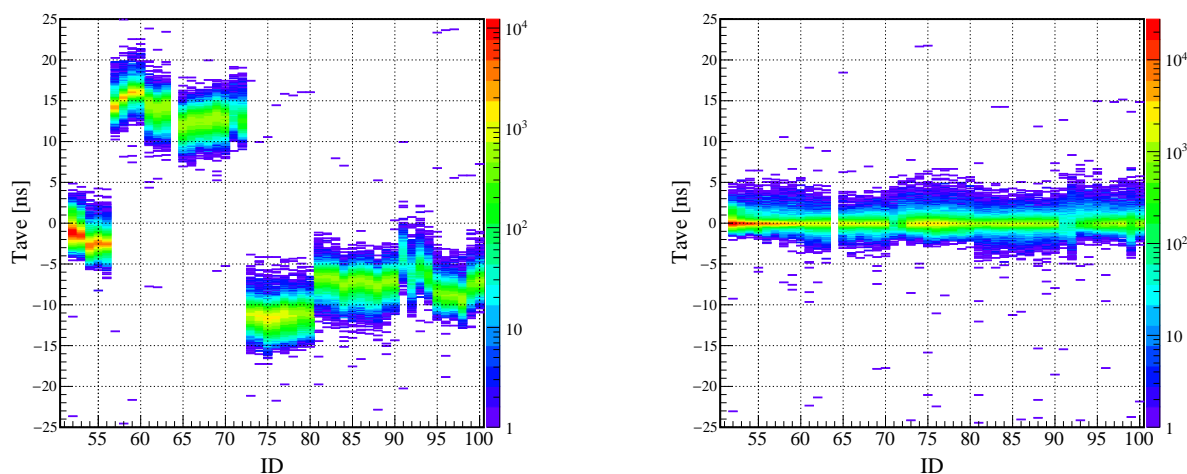


図 4.16 (左) 時間平均を較正する前の ID51 との TOF 分布。横軸 ID、縦軸 $T_{ave,ID51} - T_{ave} - TOF_{calc}$ [ns]。
(右) 較正後の分布。全て 0 ns 付近に分布している。

4.2.7 エネルギー較正

最後に、PMT ごとに HIME の発光量 [ch] をエネルギー [MeVee] に較正する。エネルギー較正の手法は以下の通りである。

1. 横置き Layer(縦置き Layer) について、図 4.8 のように、同一 Layer を複数層通過したイベントを選択する。

2. 宇宙線の飛跡から、シンチレーター内での発光量 Q_{calc} [MeVee] を求める。すなわち、

$$Q_{\text{calc}} = 4 \text{ cm} \times \frac{\sqrt{L_x^2 + L_y^2}}{L_y} \times 2 \text{ MeVee/cm} \quad (4.2.35)$$

3. 較正するシンチレーターの中央 $|x| < 5 \text{ cm}$ で観測されたイベントを選択する。このゲートは光の減衰を左右の PMT で等しくするためである。

4. 得られた分布を図 4.17 のように、指数関数とランダウ分布の和でフィッティングし、ピークを求める。手順 2 で求めた Q_{calc} を用いて、エネルギー較正のパラメーターは $Q_{\text{calc}} / \text{Peak}$ [MeVee/ch] と求まる。

ここで求めたエネルギー較正パラメーターは、式 4.2.6 における

$$\frac{1}{a_L(R)} \exp\left(\frac{L}{2\lambda}\right) \quad (4.2.36)$$

に等しい。

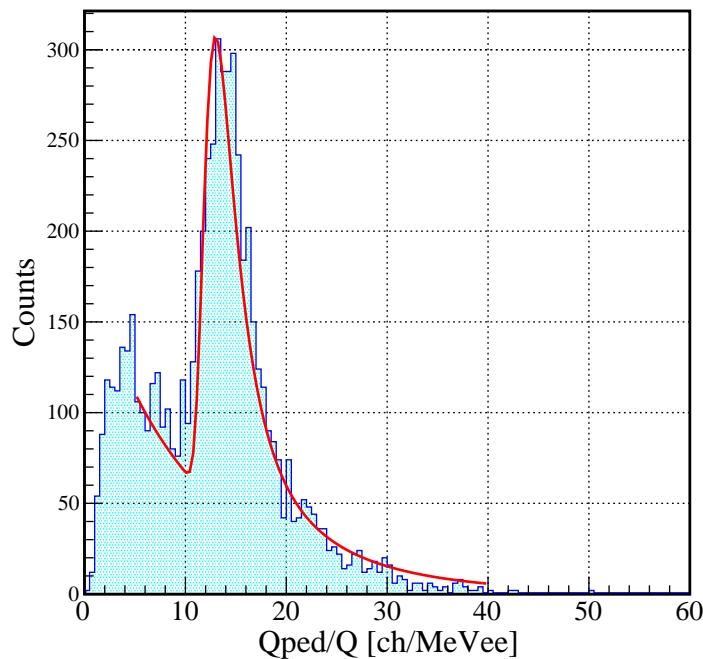


図 4.17 ID63 のスケールした発光量分布。横軸は中央で 1 MeVee 発光したときに観測される電荷量 Q/Q_{calc} [ch/MeVee]。この図のピーク値の逆数がエネルギー較正のパラメーターである。

4.3 HIME の性能評価

以上の較正ののち、HIME の性能評価を行った。ここでは評価方法と結果について述べる。

4.3.1 減衰長

HIME で用いているシンチレーターの減衰長のカタログ値は 380 cm[21] であるが、実際にはシンチレーターの形状や表面の反射率の影響を受け、減衰長の値は変化する。各モジュールのラッピングの差などで生じる境界での反射率の

差によって減衰長はモジュールごとに変化するため、これを求める。減衰長 λ は以下の式に基づいて求める。

$$Q_{L(R)} = \exp\left(\frac{\pm x}{\lambda}\right) \times Q_{cal,ave} \quad (4.3.1)$$

Q_L と Q_R の比をとり変形させると、

$$x = \lambda \log(Q_L/Q_R)/2 \quad (4.3.2)$$

この式の x を横軸に、 $\log(Q_L/Q_R)/2$ を縦軸に取ったものを図 4.18 に示す。図 4.18 を線形でフィットし、その傾きから減衰長を求めた。ただし、シンチレーターの両端では反射の回数が減り見かけ上の減衰長が長くなるため、シンチレーターの中央部分 80 cm の減衰長をモジュール固有の減衰長とみなした。このようにして求めた各 ID ごとの減衰長を表 4.3 に示す。

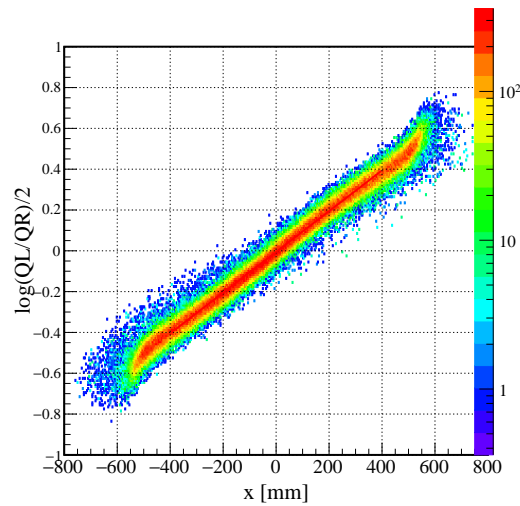


図 4.18 減衰長のフィッティング。横軸は位置、縦軸は式 4.3.2 における $\log(Q_L/Q_R)/2$ 。シンチレーターの両端では減衰長がこの図を 1 次関数でフィッティングして得られる傾きの逆数が減衰長である。

ID	減衰長 [cm]	ID	減衰長 [cm]
51	191	71	140
52	100	72	136
53	130	73	115
54	119	74	126
55	127	75	137
56	117	76	138
57	120	77	131
58	168	78	103
59	156	79	130
60	167	80	147
61	140	81	116
62	141	82	135
63	115	83	142
64	no data	84	126
65	119	85	104
66	140	86	112
67	111	87	115
68	117	88	111
69	124	89	111
70	103	90	134

ID	減衰長 [cm]
91	141
92	no data
93	122
94	130
95	142
96	147
97	127
98	132
99	no data
100	136

表 4.3 HIME の各モジュールの減衰長

4.3.2 時間分解能の評価

HIME で最も重要な性能の 1 つである時間分解能 σ_t を求める。時間分解能の算出方法は横置き Layer と縦置き Layer で異なっているため、まずは横置き Layer の時間分解能について議論する。

横置き Layer の時間分解能

横置き Layer の時間分解能の算出には、同一 Layer の全モジュールを通過した宇宙線イベントを用いる。従来は 2 モジュールのコインシデンスを取り、それらの時間差 (TOF) 分布から時間分解能を算出していたが、この手法では時間分解能が極端に高い (低い) 値を示すことがあり [22]、時間分解能の算出方法として信頼性に欠けていた。本研究では、10 モジュールのコインシデンスイベントについて、1 モジュールと他の 9 モジュールとの時間差をとり、その分布の幅を評価する。この手法によってより正確に分解能を求めることができる。時間分解能の算出では、図 4.19 のように観測時間 t と観測位置 y を最小二乗法を用いて 1 次関数でフィッティングし、算出された時間 t_{calc} と観測時間 t_{obs} の残差 $t_{residual}$ を求めた。この残差分布をガウシアンでフィットすることで時間分解能が求まる。

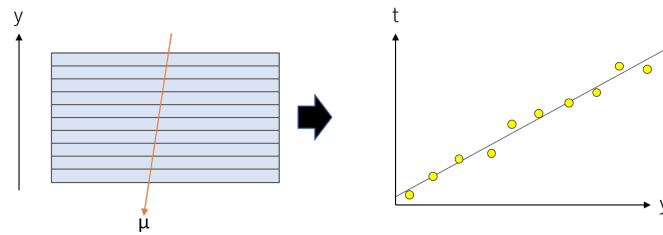


図 4.19 横置き Layer に対する時間分解能算出方法

さらに、いくつかのゲートをかけることで正確に時間分解能を求める。まず、宇宙線の経路を指定することで宇宙線の反応位置の誤差を最小にする必要がある。ここで反応位置の誤差とは、宇宙線がモジュールに対して斜めに入射するイベントで生じる、角度に依存した観測位置のズレのことである (図 4.20)。この誤差を減らすため $L_y/L_x > 4$ (図 4.8 参照) というゲートを設ける。このゲートにより反応位置の誤差は最大 18 ps になるため、最終的な結果にほとんど影響しない。

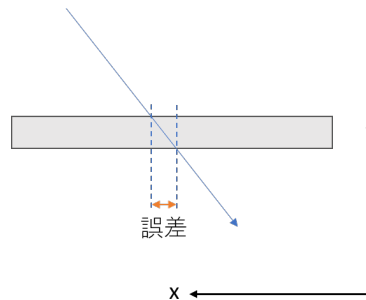


図 4.20 時間分解能を求める際に問題となる反応位置の誤差。宇宙線が斜めに入射すると反応位置にずれが生じる。

続いて発光量にゲートをかける。スルー補正により発光量と TOF の相関はほぼ除去できているが、低発光量側ではスルーの効果が僅かに残っているため、発光量に $Q > 6$ MeVee のゲートをかける。このゲートによって時間分解能が 10% 程良くなる。

最終的に横置き Layer については以下の方法で時間分解能を求めた。

1. 図 4.19 のように 10 モジュールを通過したイベントを選択する。
2. 宇宙線の経路に $L_y/L_x > 4$ のゲートをかける。
3. 宇宙線の発光量に $Q > 6$ MeVee のゲートをかける。
4. TOF と観測時間から $t_{residual}$ 分布を求め、ガウシアンでフィットし時間分解能を求める。

このようにして求めた横置き Layer の分解能を表 4.4 に示す。誤差はフィッティングの誤差を表す。HIME の横置き Layer に対する時間分解能の平均値は 88.1 ps であった。

縦置き Layer の時間分解能

続いて縦置き Layer の時間分解能を評価する。縦置き Layer では 4.2.6 節のトラッキングと同様の方法で $t_{residual}$ 分布を求め、これをガウシアンでフィットすることで時間分解能を求める。さらに、正確に時間分解能を求めるため縦置き Layer では以下のゲートをかけた。

1. 宇宙線の発光量が $Q > 6$ MeVee のイベントを選択する。

ID	時間分解能 [ps]	誤差 [ps]	ID	時間分解能 [ps]	誤差 [ps]
51	91.0	1.5	76	76.1	2.4
52	86.5	1.4	77	61.0	1.8
53	93.3	1.9	78	58.9	2.1
54	93.8	2.1	79	65.3	2.7
55	131.2	3.8	80	62.0	3.0
56	85.9	2.2	91	62.0	1.0
57	91.0	2.9	92	No Data	
58	70.3	2.6	93	56.4	2.0
59	67.2	2.5	94	60.7	2.3
60	52.4	2.1	95	62.4	2.4
71	97.4	1.5	96	70.4	4.6
72	83.9	1.4	97	84.7	6.2
73	78.2	1.6	98	64.3	4.9
74	87.7	2.3	99	No Data	
75	99.8	2.3	100	43.8	9.8

表 4.4 HIME 横置き Layer の時間分解能。

2. 反応位置の誤差を減らすため、宇宙線の経路が

$$\sqrt{A^2 + C^2 + 1} < \sqrt{2} \quad (4.3.3)$$

を満たすイベントを選択する。このゲートにより反応位置による誤差は最大でも 19 ps となり、最終的な結果にほとんど影響しない。

このようにして求めた時間分解能を表 4.5 に示す。縦置き Layer の時間分解能の平均値は 95.1 ps であった。縦置き Layer の時間分解能は横置き Layer よりも平均 6.8 ps 悪くなるという結果が得られたが、これは 5 層通過した宇宙線のトラッキングの精度によるものと考えられる。縦置き Layer の時間分解能の算出では 5 つのデータ点でトラックを引くため、10 点でトラックを引いた横置き Layer よりもトラッキングの精度が落ちると考えられる。また、 $t_{residual}$ を求める際に用いた宇宙線の速度の z 軸成分 c_z は、元々宇宙線の観測位置から求めたものであるため、x,y,z 方向全ての位置分解能の影響を受ける。これらの要因により縦置き Layer の時間分解能が悪化したと考えられ、先行研究 [22] でも同様の傾向が指摘されている。

本研究で得られた縦置き Layer の時間分解能はモジュール本来の時間分解能ではないため、以降は横置き Layer の時間分解能についてのみ議論する。

4.3.3 位置分解能の評価

時間分解能に続き、HIME の位置分解能を求める。位置分解能の最も容易な算出方法は、

$$\sigma_x = v \times \sigma_t \quad (4.3.4)$$

という式を用いて時間分解能から位置分解能を算出する手法である。しかし、本研究では時間分解能と独立に位置分解能を求めることで、HIME の性能を時間・位置分解能の両面から評価する。

ID	時間分解能 [ps]	誤差 [ps]	ID	時間分解能 [ps]	誤差 [ps]
61	84.4	4.3	81	96.5	5.4
62	90.1	4.5	82	87.0	3.7
63	87.8	2.6	83	92.4	3.6
64	No Data		84	89.3	4.8
65	94.6	3.9	85	87.6	4.4
66	106.0	5.2	86	91.7	4.6
67	108.6	9.8	87	84.7	3.7
68	95.0	3.7	88	94.3	5.2
69	109.2	5.3	89	95.4	4.3
70	120.1	18.5	90	90.2	5.2

表 4.5 HIME 縦置き Layer の時間分解能。

5層を通り抜けたイベントに対して図 4.12 のように残差を求め、残差をガウシアンでフィットすることで位置分解能を評価した。時間分解能の算出の時と同様の理由で発光量には $Q > 3$ MeVee のゲートをかけた。各モジュールの位置分解能を表 4.6 に示す。位置分解能の平均値は 12.2 mm であった。

4.3.4 位置・時間分解能と減衰長の相関

以上の結果を踏まえて HIME の性能を多角的に評価する。まず、各モジュールの位置分解能と時間分解能の相関は図 4.21 のようになり、独立に求めた位置・時間分解能に有意の相関が見られた。また関数 $y = ax$ でフィットすると $a = 14.6 \pm 0.1$ cm/nm となり、この値は補正後のシンチレータ内の光速 $a = 14.68$ cm/ns に良く一致している。よって、本研究で得られた位置・時間分解能は十分に信頼されうる値であると示された。

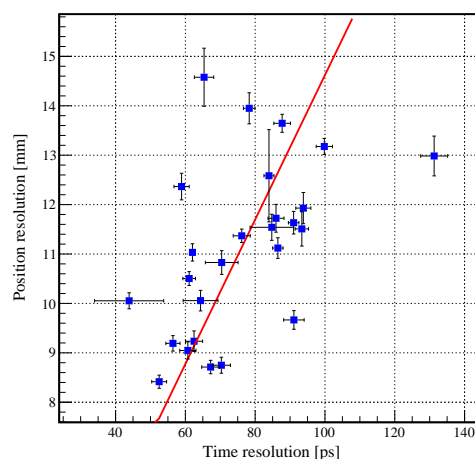


図 4.21 位置・時間分解能の相関

また減衰長と位置分解能の相関は図 4.22 のようになった。減衰長と位置分解能に有意の相関は見られない。

ID	位置分解能 [mm]	誤差 [mm]	ID	位置分解能 [ps]	誤差 [ps]
51	11.6	0.3	76	11.3	0.1
52	11.1	0.3	77	10.5	0.1
53	11.5	0.2	78	12.3	0.3
54	11.9	0.3	79	14.5	0.6
55	12.9	0.4	80	No Data	
56	11.7	0.3	81	9.2	0.2
57	9.6	0.2	82	9.0	0.2
58	8.7	0.2	83	10.5	0.2
59	8.7	0.1	84	8.7	0.2
60	8.4	0.1	85	9.0	0.2
61	9.4	0.2	86	9.5	0.2
62	10.7	0.2	87	9.3	0.2
63	9.7	0.1	88	11.4	0.2
64	No Data		89	9.9	0.2
65	12.3	0.2	90	9.3	0.2
66	13.3	0.3	91	11.0	0.2
67	14.0	0.3	92	No Data	
68	11.9	0.2	93	9.1	0.2
69	11.9	0.2	94	9.0	0.2
70	13.2	0.4	95	9.2	0.2
71	No Data		96	10.8	0.2
72	12.5	0.1	97	11.5	0.3
73	13.9	0.3	98	10.1	0.2
74	13.6	0.2	99	No Data	
75	13.1	0.2	100	10.0	0.2

表 4.6 HIME の位置分解能。ID64,92,99 はモジュールに問題があるため解析対象から除外しており、ID71,80 は統計量が極端に少ないため正確に位置分解能を求めることができない。

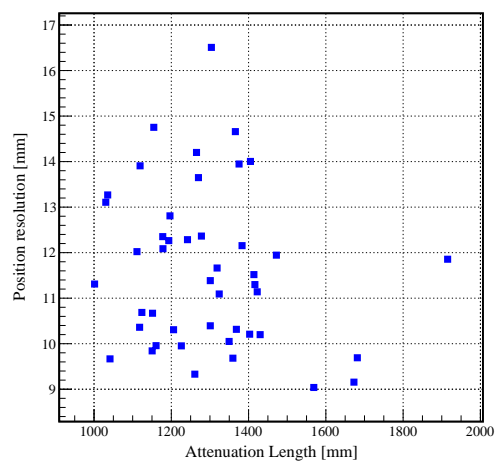


図 4.22 位置分解能と減衰長の相関

4.4 HIME の性能に対する考察

4.4.1 HIME の分解能

本研究によって、HIME の時間分解能 $\sigma_t=88.3$ ps、位置分解能 $\sigma_x(y)=12.2$ mm であることが示された。この値は HIME の目標時間分解能である $\sigma_t=100$ ps を上回り、また ^{26}O から放出される 12 cm 程度の広がりを持った 2 中性子を十分に区別できる位置分解能である。先行研究 [18] のシュミレーションによると、HIME の時間分解能が 100 ps、位置分解能が 12 mm であれば ^{26}O を用いたダイニュートロン探索実験において、図 4.23 のように自由空間 2 中性子モデルとダイニュートロンモデルを十分に区別できる。よって HIME がダイニュートロン探索実験に十分な分解能を持つことが示された。

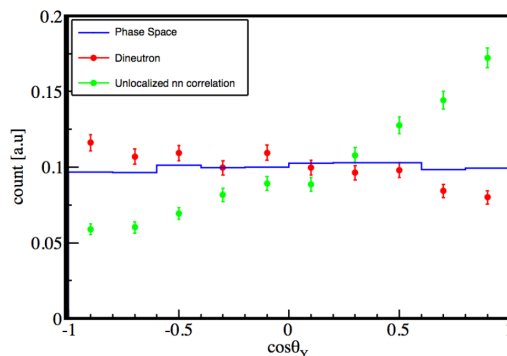


図 4.23 ^{26}O を用いたダイニュートロン探索実験のシュミレーション [18]。横軸はヤコビ Y 座標における $\cos\theta_Y$ 。

ただし、本研究で得られた時間分解能 88.3 ps は先行研究で得られた値 60 ps[22] や、67.4 ps[23] に比べると分解能が下がっている事がわかる。本研究では TacQuila の QDC に非線形性がある領域を避けるため、PMT のゲインをあえて低く設定した ([22], [23] に比べ印加電圧が 300 V 程低い) ことが原因であると考えられる。PMT の出力波高が低くなると PMT の SN 比が悪くなり [24]、ノイズが乗ることでディスクリミネータのスレッシュホールドを超えるタイミングにもバラツキが生じるため時間分解能が悪化すると考えられる。

4.4.2 HIME の動作不良モジュール

解析の結果、ID92, 99 のモジュールに動作不良が見つかった。ID92, 99 の ΔT と Q_{ave} の関係は図 4.24 のようになり、正常なモジュールでは分布が平坦になるのに対して ID92, 99 では異常な分布を示していることがわかる。この原因の詳細は不明であるが、ID92 のシンチレータは以前に行われた研究 [18] における ID14 に等しく、[18] でも異常な発光量分布をすることが確かめられているため、おそらく ID92, 99 はシンチレータに破損等が生じていると考えられる。

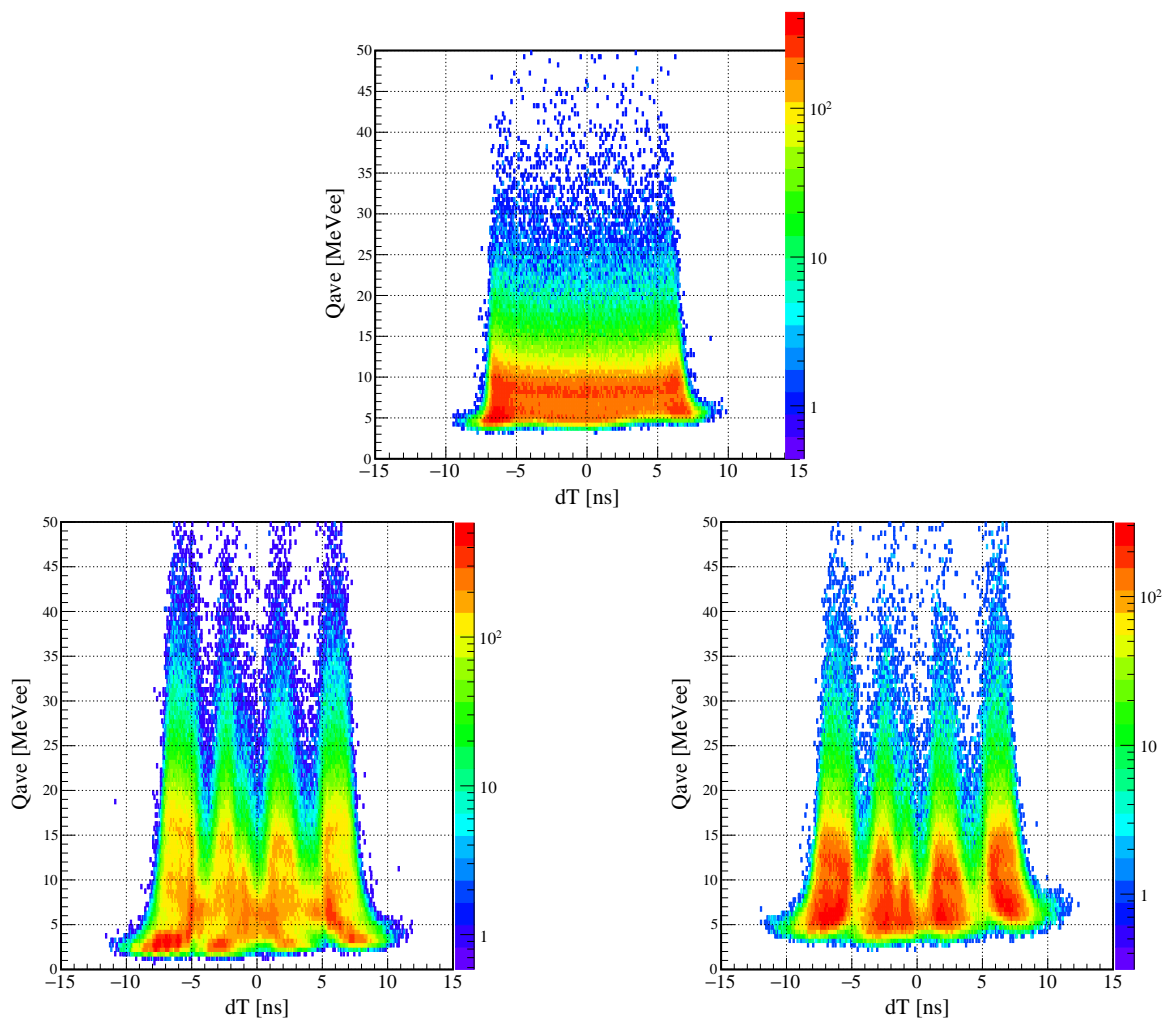


図 4.24 動作不良モジュールの発光量分布。(上) 正常な発光量分布 (ID51)。ID51 は横置き Layer であるため、発光量は 8 MeVee 付近に多く分布する。(左下)ID92 の発光量分布。(右下)ID99 の発光量分布。

第 5 章

まとめと展望

5.1 本研究の総括

本研究では高分解能中性子検出器 HIME の開発を行った。HIME は NEUT の本数が 48 本から 100 本にアップグレードされ 2Wall 構造となり、新たに情報読み出し集積回路 TacQuila が導入された。また、TacQuila によって取得された宇宙線データを元に HIME の較正を行い、HIME の時間・位置分解能を求めた。HIME の時間分解能の平均値は 88.3 ps、位置分解能の平均値は 12 mm となり、HIME がダイニュートロン探索実験の要求性能を満たすことが示された。

5.2 今後の課題と展望

HIME のモジュールのうち、ID64 には光漏れが、ID92, 99 には異常な発光量分布が見られた。そのため ID64 についてはモジュールのラッピングをやり直し、ID92, 99 は別のシンチレーターに変更する必要がある。また、TacQuila の QDC には非線形性があり、本研究ではこれを考慮しなかったが、今後ビームを用いた実験をする際は考慮する必要がある。よって QDC の非線形性を取り除く解析手法の確立や、現在使用している QDC の変更が必要である。

HIME の較正や分解能評価の点での課題を挙げる。本研究で得られた時間分解能は先行研究の値と比較して悪く、その原因が PMT のゲインにあると考えられる。そのため、PMT のゲインを変化させて解析を行い、時間分解能がどのように変化するかを議論する必要がある。続いて、今回スルー補正で用いた近似式は低エネルギー側では十分一致していなかった。今後はより良い近似式を用いてスルー補正を行うことで分解能の向上が見込まれる。最後に、本研究で求めた分解能はあくまで宇宙線に対する分解能であり、中性子に対する分解能は本来の分解能よりも悪くなる。この影響を定量的に議論した上で HIME がダイニュートロン探索実験に適するかを考える必要がある。

参考文献

- [1] A. Gardestig, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36** 053001(2009).
- [2] A.B.Migdal *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys., **16**, 238 (1972).
- [3] M. Matsuo *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 044309 (2006).
- [4] H. Esbensen *et al.*, Nucl. Phys. A **542**, 310 (1992)
- [5] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett **96**, 252502 (2006).
- [6] Y. Kikuchi *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 034606 (2013).
- [7] J. Dobaczewski *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59**, 432 (2007).
- [8] C. Gaulard *et al.*, Nucl. Phys. A **826** 1-23 (2009).
- [9] Z. Kohley *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 034323 (2015).
- [10] Z. Kohley *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 011304 (2013).
- [11] A. Spyrou *et al.*, Phys. Rev. Lett **108**, 102501 (2012).
- [12] F. M. Marques *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 239201 (2012).
- [13] y. Kondo. *st al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 102503 (2016).
- [14] K. Hagino, H. Sagawa *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 034330 (2016).
- [15] R. A. Cecil *et al.*, Nucl. Instr. and Methods. **161**, 439 (1979).
- [16] W. R. Leo 著、「Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments(Second Revised Edition)」Springer-Verlag (1994).
- [17] ELJEN-TRCHNOLOGY Resoponse of EJ-200
https://eljentechnology.com/images/technical_library/EJ200_Resp.pdf
- [18] 田中隆己 修士論文 (2012)
- [19] 斎藤敦美 修士論文 (2016)
- [20] GSI Christoph Caesar 博士論文 (2012)
- [21] ELJEN-TRCHNOLOGY Properties of EJ-200
<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
- [22] 中嶋丈嘉 卒業論文 (2013)
- [23] 安田聖 卒業論文 (2018)
- [24] 浜松ホトニクス、「光電子増倍管ハンドブック」(光電子増倍管 その基礎と応用 第4版)
https://www.hamamatsu.com/sp/hq/mktg-LP/201707_pmt/PDF/PMT_handbook_v4J.pdf

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方にご指導・ご鞭撻をいただきました。指導教官の中村隆司教授には、日々の研究に対しての鋭いご指摘のみならず、研究者としての心構えについても多くのことをご教授いただきました。助教授の近藤洋介氏は、些細な疑問にも真摯に対応していただき、私の研究を進める上で多くのアドバイスをいただきました。安田聖氏には HIME の増設作業や TacQuila の調整などで多大なご協力をいただき、無事に HIME のデータを取得することができました。中村隆司教授、近藤洋介助教、安田聖氏には、格別の感謝をしております。

また、修士論文などで忙しいにも関わらず理研に足を運び HIME の増設作業を手伝っていただいた中村研究室の先輩・同輩の方々や、HIME の増設に関する無理難題を引き受けて下さった G-Tech の方々を始めとする、多くの皆様のご協力の上で本研究を行えたことを心より感謝いたします。