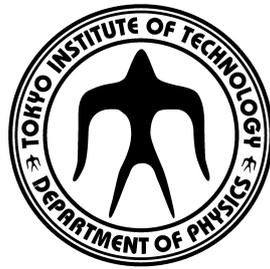


2020 年度 修士論文

ダイニュートロン相関探索実験のための 高精細中性子検出器 HIME の開発



東京工業大学 理学院物理学系物理学コース

学籍番号 19M00754

氏名 安田聖

指導教員 中村隆司

2021/ 03/ 17

概要

本論文では、新型高精細中性子検出器 HIME (High-resolution detector array for Multi neutron Events) の性能評価実験と、得られたデータ解析の結果について報告する。この中性子検出器 HIME は、“ダイニュートロン相関”を探索する実験で用いるものである。ダイニュートロン相関とは空間的に強く相関した中性子対であり ^{26}O のような中性子過剰核の表面に現れると予想されている。自由空間においては非束縛である 2 中性子が中性子過剰核表面においては準束縛状態を形成すると考えられており、見つければ原子核における新たな相関の形態となる。しかしダイニュートロン相関の実験的証拠は乏しく未だ確定したものではないため、実験による検証が待たれている。ダイニュートロン相関は、中性子過剰な弱非束縛核 ^{26}O から自発的に放出される 2 中性子の角度相関を測定すれば、そのシグナルが得られると理論的に予想されている。一方でこうした角度相関の測定には、中性子検出器に高い時間分解能 ($\Delta t \sim 100$ ps) と高い位置分解能 ($\Delta x \sim 15$ mm) が要求される。本研究で開発している新型高精細中性子検出器 HIME は厚さ 20 mm × 幅 40 mm × 長さ 1 m のプラスチックシンチレータ 48 本で構成されており、縦横交互に設置された 5 つのレイヤーに配列されている。高精細化された HIME の構造により高分解能を達成できる。さらに厚さが 20 mm と薄いため、中性子ビームによって反跳された陽子を複数層にわたって検出することができ、その飛跡解析によって位置・時間分解能がさらに改善され、また複数個の中性子の弁別も可能となる。こうした飛跡解析を用いる手法は実現すれば世界初となる。

HIME の中性子ビームに対する性能評価実験を、大阪大学核物理研究センター (RCNP) において行った。実験では 250 MeV の陽子ビームを厚さ 0.5 g/cm^2 の $^{\text{nat}}\text{Li}$ 標的に照射させ $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応によって準単色中性子ビーム (247 MeV) を生成し、この準単色中性子ビームに対する検出器の応答を調べることで性能評価を行った。その結果、時間分解能 89(1) ps (1σ)、位置分解能 12(1) mm (1σ)、という値を得て HIME は要求性能を満たしていることが確かめられた。さらに中性子のエネルギー分布から検出効率を導出するとともに、その検出効率のスレッシュホールド依存性を評価した。さらに性能評価実験における発光量分布と、GEANT4 によるモンテカルロシミュレーションにおける発光量分布を比較することによって、シミュレーションが実験を正しく再現できるかを評価した。

Abstract

In this thesis, we report on the test of "HIME" (High-resolution detector array for Multi neutron Events). HIME will be used "dineutron correlation" search experiment. Dineutron correlation is strongly correlated neutron pair in spatially, and it is predicted that it appears in the surface of neutron-rich nuclei like ^{26}O . Two unbound neutrons in free space are thought to form a quasi-bound state on the surface of a neutron-rich nucleus. If the dineutron correlation is found, it is a new correlation in the nucleus. But, experimental evidence of dineutron correlation is scarce and uncertain. So, experimental verification has waited. Some theory predicts that we can get the signal of dineutron correlation, if we measure the angular correlation of emitted neutrons from unbound neutron-rich nuclei ^{26}O . But, the neutron detector is needed high time resolution ($\Delta t \sim 100$ ps) and high position resolution ($\Delta x \sim 15$ mm) to measure the angular correlation. Newly developed high-granularity neutron detector HIME is composed of 48 bars of plastic scintillator, whose size is 20 mm(T) \times 40 mm(W) \times 1 m(H), arranged into five layers installed alternately. Such a high-granularity of HIME enables us to archive high resolution. The thinness enables tracking analysis of recoil proton which is emitted from incident neutron and scintillator scattering. The tracking analysis improves resolution better, and enable distinguish multi neutrons. This tracking analysis method is the world's first.

We did the test of HIME using neutron beam in RCNP (Research Center of Nuclear Physics), Osaka University. In experiment, we bombarded proton beam (250 MeV) to $^{\text{nat}}\text{Li}$ target 0.5 g/cm². The reaction produces quasi-monochromatic neutron beam (247 MeV) using $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ reaction. We discuss the performance of HIME for the quasi-monochromatic neutron beam. From this test, we get the value that time resolution is 89(1) ps, and position resolution is 12(1) mm. We conclude that the developed HIME is suitable for the required performance. And, we derived the efficiency of HIME from the energy distribution of neutron. We evaluate the threshold dependence of efficiency. And, we compare charge distribution in experimental data and simulated data using "Geant4" which is a monte-carlo simulation. We evaluate that simulation can reproduce experimental results or not.

目次

第 1 章	序	1
第 2 章	高精細中性子検出器 HIME	11
2.1	プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器	11
2.2	中性子検出器の原理	11
2.3	弾性散乱反応	12
2.4	電子換算発光量	12
2.5	中性子の運動量ベクトル	13
2.6	運動量分解能	14
2.7	クロストーク	14
2.8	中性子検出器の基本構造	15
2.9	HIME	16
2.9.1	新型高精細中性子検出器 HIME	16
2.9.2	理研の標準装備中性子検出器 NEBULA	17
2.9.3	MSU の標準装備中性子検出器 MoNA	19
2.9.4	HIME と NEBULA・MoNA の比較	20
2.10	^{26}O の放出角分布測定実験のセットアップ	21
2.10.1	概要	21
2.10.2	MINOS	22
2.10.3	HIME	22
2.11	^{26}O における放出角分布の測定	22
第 3 章	準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験	25
3.1	実験目的	25
3.2	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応	25
3.3	Li 標的・陽子ビーム・解析に用いたランの一览	26
3.4	実験セットアップ	26
3.5	HIME の各モジュールの ID 番号の割り振り	27
3.6	軸と原点の設定	28
3.7	各 PMT の印加電圧	28
3.8	信号回路のセットアップ	29
3.9	トリガー生成	30
第 4 章	準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験のデータの較正	33
4.1	TDC の単位較正	34
4.2	QDC のゼロ点補正	37

4.3	位置の較正	38
4.4	宇宙線を用いた発光量較正	40
4.5	準単色中性子ビームを用いた発光量較正	42
4.6	スルー補正	43
4.7	モジュール間の相対的な時間のオフセット補正	46
4.8	標的-HIME 間の絶対的な時間のオフセット補正	46
4.9	準単色中性子ビームの選択	47
4.9.1	NEUT における準単色中性子ビーム	47
4.9.2	VETO におけるヒット	47
4.9.3	3 層突き抜けイベント	48
第 5 章	結果・議論	49
5.1	時間分解能	49
5.2	HIME 固有の時間分解能・位置分解能・運動量分解能	50
5.3	本実験での有効領域とシミュレーションのセットアップ	51
5.3.1	本実験での HIME の有効領域	51
5.3.2	シミュレーションのセットアップ	52
5.4	発光量分布	52
5.4.1	飛行時間と発光量の関係	52
	1 モジュールでのイベント	52
	3 層以上突き抜けイベント	53
5.4.2	発光量分布を用いた実験とシミュレーションの比較	53
	1 モジュールでのイベント	54
	3 層以上突き抜けイベントの場合	54
5.4.3	VETO による影響を軽減した場合の発光量分布を用いた実験とシミュレーションの比較	56
	1 モジュールでのイベント	57
	3 層以上突き抜けイベントの場合	57
5.4.4	発光量分布のまとめ	58
5.5	検出効率	59
5.5.1	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積	59
5.5.2	入射中性子数の見積もり	59
5.5.3	検出中性子数の見積もり	60
	検出中性子数の見積もり 1	60
	検出中性子数の見積もり 2	62
5.5.4	検出効率 (1 モジュールでのイベント)	63
	各フィッティング関数を用いた場合の検出効率	63
	2 つのフィッティング関数の比較	64
	位置のゲート条件	65
5.5.5	検出効率 (3 層以上突き抜けイベント)	65
5.6	検出効率のスレッシュホールド依存性と、それを用いた実験とシミュレーションの比較	66
5.6.1	1 モジュールでのイベント	66
5.6.2	3 層以上突き抜けイベント	66
5.6.3	最適なスレッシュホールド	67

5.7	層の枚数を変化させた場合の検出効率	68
5.8	結果と議論のまとめ	69
第 6 章	まとめ・今後の展望	71
6.1	まとめ	71
6.2	今後の展望	71
AppendixA	各 ID ごとの時間分解能	72
A.1	TOF の時間分解能	72
AppendixB	現在の HIME	76
B.1	HIME の増強に伴うモジュール数の増加	76
B.2	不良モジュールの修理	77
B.2.1	PMT の接続不良	77
B.2.2	シンチレータの不良	77
B.2.3	信号処理回路	77
B.2.4	その他必要物品	78
AppendixC	信号処理回路 : TacQuila	79
C.1	TacQuila とは	79
C.2	コネクタ	79
C.3	見た目上での配置と DAQ Number	81
C.4	LAND FEE	81
C.5	TRIPLEX	82
C.6	TacQuila17	85
C.6.1	時間情報の取得	85
C.6.2	reset time	86
C.6.3	較正方法	86
C.7	QDC	89
C.8	回路のケーブルリング	89
C.8.1	全体図	89
	Physics run	89
	Calibration run	90
C.8.2	トリガー生成回路	91
C.9	Low Voltage	92
C.9.1	各 LV の必要スペック	92
C.9.2	LV 周りの配線	93
C.9.3	common stop 信号の供給	96
参考文献		98

目次

1.1	核内ダイニュートロン相関の概念図	1
1.2	核図表	2
1.3	^{11}Li から放出される 2 中性子の開き角の定義 (座標空間)。	3
1.4	^{11}Li のクーロン分解反応で測定された E1 励起強度分布 [5]	3
1.5	先行研究 [10] における実験原理	4
1.6	開き角 θ_{nf} とノックアウトされた中性子の欠損運動量 k の関係 [10]	5
1.7	^{26}O のエネルギーレベル図 [11]	5
1.8	^{13}Li の核相関 [15]	6
1.9	ヤコビ座標系における放出開き角 (運動量空間)[18]	6
1.10	^{26}O から放出される 2 中性子の開き角分布 [20]	8
1.11	^{26}O から放出される 2 中性子の開き角の定義	8
1.12	3 つの崩壊モデルの比較 [18]	9
1.13	実験結果とシミュレーションモデルの比較 [18]	10
2.1	プラスチックシンチレータ中での荷電粒子の発光量の入射エネルギー依存性 [25]	13
2.2	クロストークイベントの識別	15
2.3	反跳陽子によるクロストークイベント [22]	15
2.4	HIME の全体図	16
2.5	HIME の 1 モジュール	17
2.6	NEBULA の全体図	18
2.7	NEBULA の 1 モジュール	18
2.8	MoNA の全体図 [24]	20
2.9	SAMURAI セットアップ	21
2.10	液体水素標的システム MINOS[31]	22
2.11	3 つの崩壊モデルの比較 [26]	23
2.12	角 θ_Y の定義	23
2.13	3 つの崩壊モデルのシミュレーション結果 [26]	24
3.1	実験セットアップ [22]	27
3.2	HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (1,3,5 層目)	27
3.3	HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (2,4 層目)	28
3.4	信号処理回路	29
3.5	本来想定していたトリガー回路	30
3.6	トリガー回路中における正しいブロック分け	31
3.7	トリガー回路中における実際のブロック分け	32

4.1	較正の手順	34
4.2	各 ID での TDC Calibrator モジュールに対する TDC データ	35
4.3	TDC の時間較正 (ID4-u)	35
4.4	時間較正の残差分布 (ゲート条件なし)	36
4.5	時間較正の残差分布 (ゲート条件有り)	36
4.6	ペDESTAL補正前	37
4.7	ペDESTAL補正後	37
4.8	2,3,4 層目の位置較正に用いるコインシデンス	38
4.9	位置の較正	39
4.10	1 層目の位置較正に用いるコインシデンス	39
4.11	各 ID ごとのシンチレータ中の光の速度の分布	40
4.12	宇宙線を用いた発光量較正のセットアップ	41
4.13	ID18,20 の x 座標の差	41
4.14	天頂方向からの宇宙線に対する発光量 (ID35)	42
4.15	ID35 における準単色中性子ビームに対する発光量	42
4.16	ID25 における準単色中性子ビームに対する発光量	43
4.17	スルーの原因	43
4.18	スルー補正前の様子	44
4.19	スルーパラメータ c による TOF の時間分解能の変化	45
4.20	スルー補正後の TOF の時間分解能	45
4.21	ID4 の TOF	46
5.1	各層間における TOF の分布	50
5.2	飛行時間と発光量の関係	53
5.3	飛行時間と発光量の関係	53
5.4	ID4 における発光量分布	54
5.5	1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 1 層目の発光量の分布	55
5.6	1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 2,3 層目の発光量の分布	55
5.7	3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 3 層目の発光量の分布	56
5.8	3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4 層目の発光量の分布	56
5.9	ID19 における発光量分布	57
5.10	3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 3 層目の発光量の分布 (ゲート有り)	58
5.11	3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4 層目の発光量の分布 (ゲート有り)	58
5.12	連続状態のエネルギースペクトル	61
5.13	関数 $f(1)$ を用いたときのフィッティング結果	62
5.14	グラフの読み取り	62
5.15	関数 $f(2)$ を用いたときのフィッティング結果	63
5.16	検出効率のスレッシュホールド依存性	66
5.17	検出効率のスレッシュホールド依存性	67
5.18	スレッシュホールドを変更した時の発光量分布	68
C.1	TacQuila へ接続するための専用 8ch コネクター製作に用いる部品	80
C.2	TacQuila の 8 ch ケーブルとの接合部	80
C.3	TacQuila の配置図	81

C.4	LAND FEE	81
C.5	LAND FEE 内での信号処理の流れ。	82
C.6	TRIPLEX とその接合	83
C.7	TRIPLEX 同士の配線”Tree”	84
C.8	TRIPLEX Interface	84
C.9	ディスプレイ上の tree	85
C.10	TacQuila17	85
C.11	TacQuila の時間情報を得る方法	86
C.12	各チャンネルごとのカウント数	87
C.13	時間較正	88
C.14	時間較正後の各チャンネルごとのカウント数	88
C.15	QDC	89
C.16	physics run のときの回路図	90
C.17	calibration run のときの回路図	91
C.18	トリガー回路	92
C.19	実際に LV を使用している写真	93
C.20	LV の配線 1	94
C.21	LV の配線 2	94
C.22	LV の cable box	95
C.23	LV の必要電圧	96
C.24	common stop 信号の供給	97

表目次

1.1	非束縛核の2中性子崩壊エネルギー	6
2.1	HIMEの仕様 [22]	17
2.2	HIMEの分解能 [22]	17
2.3	NEBULAの仕様 [22]	19
2.4	NEBULAの分解能 [22]	19
2.5	MoNAの仕様 [24]	20
2.6	MoNAの分解能 [28]	20
3.1	Li 標的	26
3.2	解析に用いたランの一覧	26
3.3	各PMTの印加電圧	29
4.1	計算に用いた6通りのTOF	44
4.2	各層間における反跳陽子の飛行時間の差	46
5.1	各層間における時間分解能 (1σ)	50
5.2	シミュレーション条件	52
5.3	本実験における条件	59
5.4	2つの反応の断面積の比較	60
5.5	1本での検出効率 ($f_1(x)$ を用いてフィッティングした場合)	64
5.6	1本での検出効率 ($f_2(x)$ を用いてフィッティングした場合)	64
5.7	位置のゲート条件の有無による検出効率	65
5.8	3層突き抜けイベントでの検出効率	65
5.9	1モジュールでのイベントにおける、実験とシミュレーションにおける検出効率のスレッシュホルド依存性	66
5.10	3層以上突き抜けイベントにおける、実験とシミュレーションにおける検出効率のスレッシュホルド依存性	67
5.11	スレッシュホルドが1 MeVee ときの、HIME が $1 \times n$ 層の場合の検出効率	69
5.12	スレッシュホルドが1 MeVee ときの、HIME が $2 \times n$ 層の場合の検出効率	69
A.1	TOF 分解能 1	72
A.2	TOF 分解能 2	73
A.3	TOF 分解能 3	73
A.4	TOF 分解能 4	74
A.5	TOF 分解能 5	74
A.6	TOF 分解能 6	75
B.1	2018年時点でのHIMEの仕様 [22]	76

B.2	2020年時点でのHIMEの仕様	77
C.1	5種類のLV	93

第1章

序

不安定核ビーム技術の進展に伴い β 安定線から離れた不安定核の研究が進み、中性子過剰領域では魔法数の消失や新魔法数の出現に象徴される殻構造の変化や、密度の飽和性を破る中性子ハロー・中性子スキン構造など、 β 安定線近傍では見られなかった性質が現れることが分かってきた。そのような中性子過剰領域での特異な現象の一つとしてダイニュートロン相関が予言されている。自由空間においては、束縛する2核子系はスピンの平行な重陽子 (np) のみであり、スピンの反平行な2核子系 (nn, np, pp) は束縛しない。しかし1973年にミグダルは、互いに強く相関しており空間的にコンパクトでスピン一重項状態の準束縛系 (ボゾン) とみなせる2中性子系が、原子核表面に現れることを理論的に予言した [1]。この2中性子の間の相関のことを「ダイニュートロン相関」と呼び図1.1のようなものである。それ以降、核内ダイニュートロン相関の探索実験が行われてきたが、 β 安定核では発見されなかった。

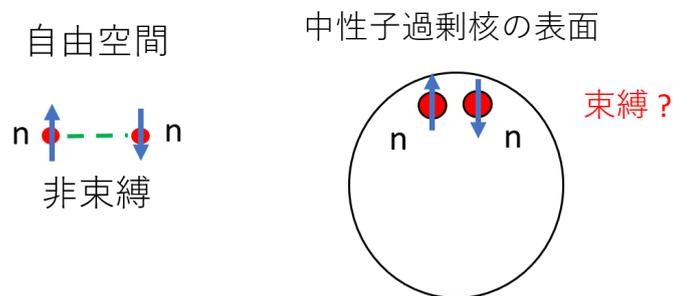


図1.1 核内ダイニュートロン相関の概念図

一方、松尾の理論研究 [2] において、ダイニュートロン相関は低密度状態で現れる可能性が示唆されている。具体的な候補としては2中性子ハロー核 (図1.2の赤) や中性子過剰な非束縛核 (図1.2の黄色) の表面、さらに中性子星の表面などがあげられる。2中性子ハロー核とは、通常の核密度 (0.17 fm^{-3}) であるコア核の周りに2つの中性子が空間的に薄く広がって分布する原子核のことで、核物質表面が低密度 ($\sim 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$) になっている。さらに Dobaczewski によって、2中性子の束縛エネルギーの絶対値 $|S_{2n}|$ が2中性子対のペアリングギャップ Δ よりも十分小さいとき ($|S_{2n}| \ll \Delta$) に、2中性子間の相関が特に強くなることが理論的に示された [3]。2中性子ハロー核は、実際2中性子分離エネルギーが小さいという性質もある。これらの理由から2中性子ハロー核の表面でダイニュートロン相関が発達しやすいと考えられ、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を目的とした実験が行われるようになった。

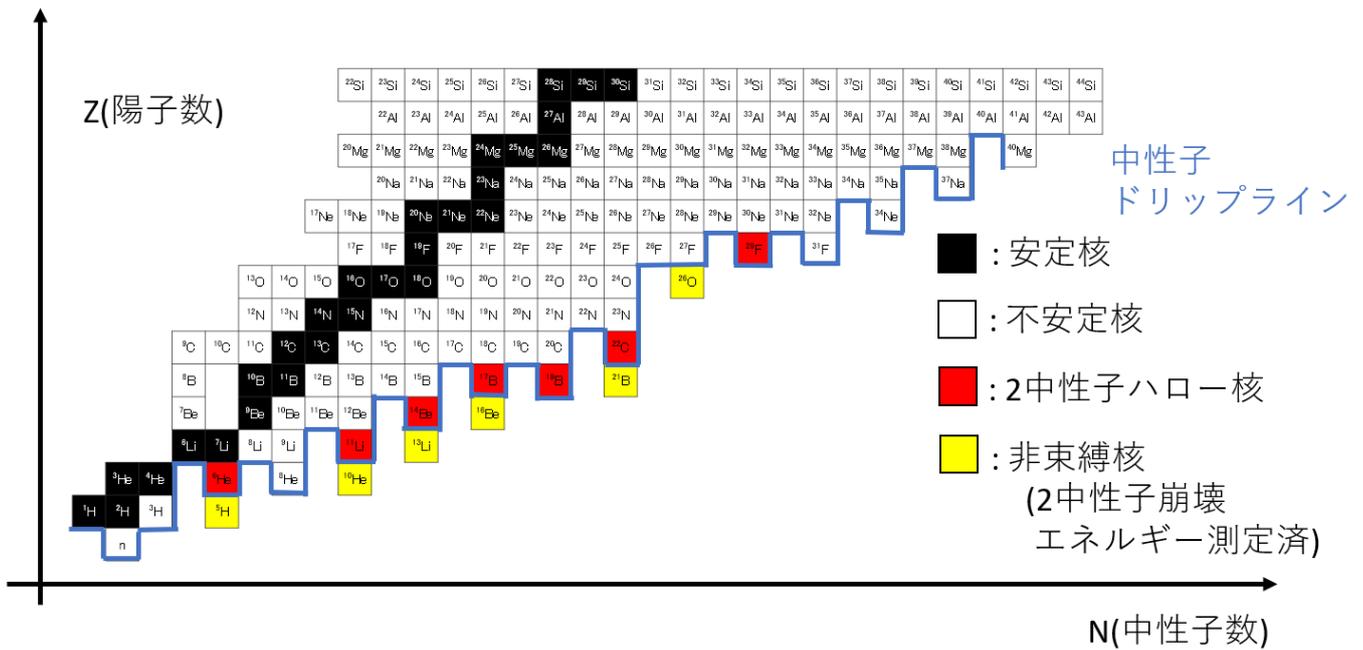


図 1.2 核図表。2 中性子ハロー核の核子を赤で、2 中性子崩壊エネルギーが測定された非束縛核を黄色であらわしている。

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手法のうち、有効な手法としてクーロン分解反応を用いた $E1$ 遷移強度 $B(E1)$ の測定が挙げられる。 $B(E1)$ は 2 中性子ハロー核の幾何学的構造と結びつけることができる。エネルギー非加重型クラスター和則 [4] によれば $B(E1)$ は、

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dB}{dE_x} dE_x, \quad (1.0.1)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle (r_1 + r_2)^2 \rangle, \quad (1.0.2)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \theta_{12} \rangle, \quad (1.0.3)$$

と表される。ここで r_1, r_2 はコア核を中心とした 2 つのハロー中性子それぞれの位置ベクトルであり、 θ_{12} はそれらのなす角である。(図 1.3)

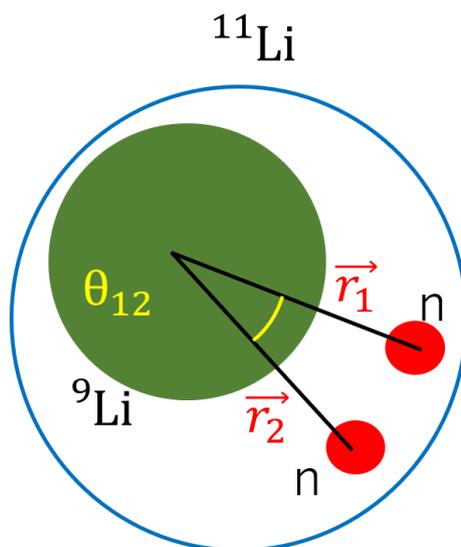


図 1.3 ^{11}Li から放出される 2 中性子の開き角の定義 (座標空間)。

ハロー中性子が相関を持たない場合には、2 中性子の開き角 θ_{12} の期待値は $\langle \theta_{12} \rangle = 90^\circ$ となるのに対し、2 中性子が空間的に局在し、ダイニュートロン相関がある場合には $\langle \theta_{12} \rangle$ の値が 90° よりも小さくなる。よって $B(E1)$ の強度を測定し $\langle \theta_{12} \rangle$ の値を導出することによって、2 中性子の空間的相関を議論することができる。

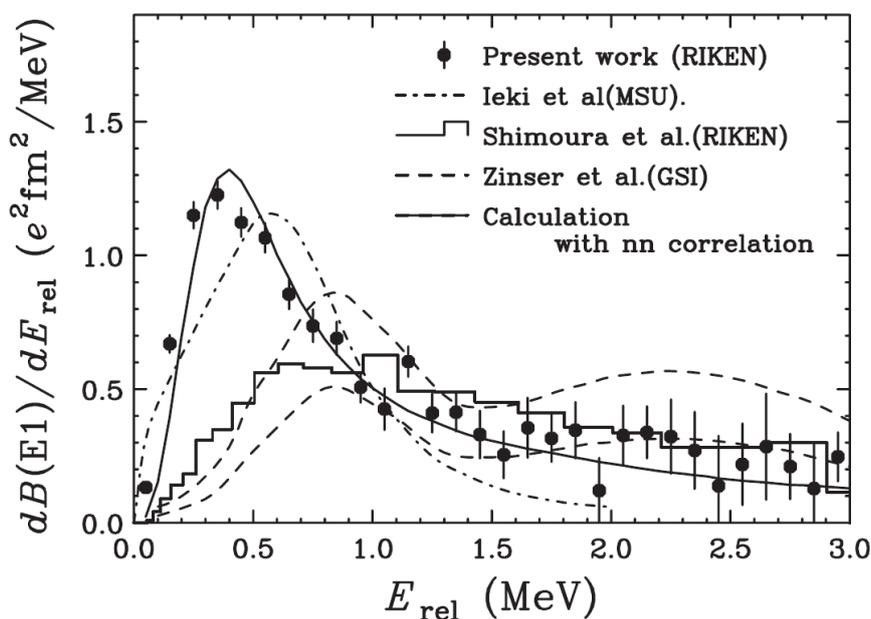


図 1.4 ^{11}Li のクーロン分解反応で測定された E1 励起強度分布 [5]。高エネルギー側のピークは安定核でも普遍的にみられるピークである。一方低エネルギー側のピークはハロー核のみにみられるピークである。

実験例として中村らによる理化学研究所の RIPS における ^{11}Li のクーロン分解反応実験 [5] がある。この実験では、図 1.3 のような $B(E1)$ スペクトルが得られた。この $B(E1)$ 強度から 2 中性子の開き角として $\langle \theta_{12} \rangle = 48_{-18}^{+14}$ 度という、無相関 ($\langle \theta_{12} \rangle = 90^\circ$) と比較して有意に小さい値が得られた。これは核内において 2 つのハロー中性子が空間的にコンパクトに存在していることを示しており、ダイニュートロン相関の存在を裏付けるものと考えられる。他の 2 中性子ハロー核に

関しては Cook らによる理研 RIBF の SAMURAI における ^{19}B のクーロン分解反応実験 [9] がある。この実験においても 2 中性子の開き角として $\langle \theta_{12} \rangle \sim 25$ 度という、無相関 ($\langle \theta_{12} \rangle = 90^\circ$) と比較して有意に小さい値が得られている。しかしこの手法は、モデル依存性が強いことが問題とされている。先行研究 [5] では ^{11}Li のコア核である ^9Li は基底状態にあると仮定しているが、いくつかの理論研究においてコア核 ^9Li が励起状態にある可能性が示されている [6, 7]。また、角度を導出する際に r_1 や r_2 の大きさに不定性があることや、三体模型が成立する励起エネルギーに実際に限界があることなども問題となっている。

一方、久保田らは陽子の準非弾性散乱を用いた新手法で、2 中性子ハロー核のダイニュートロン構造の抽出に成功している。すなわち、 $^{11}\text{Li}(p,pn)^{10}\text{Li}$ 反応により ^{11}Li 内の 2 中性子の運動量の相関を導いたのである。これを図 1.5 を用いて説明する。図 1.5 は、この反応過程を模式的に示したものである。

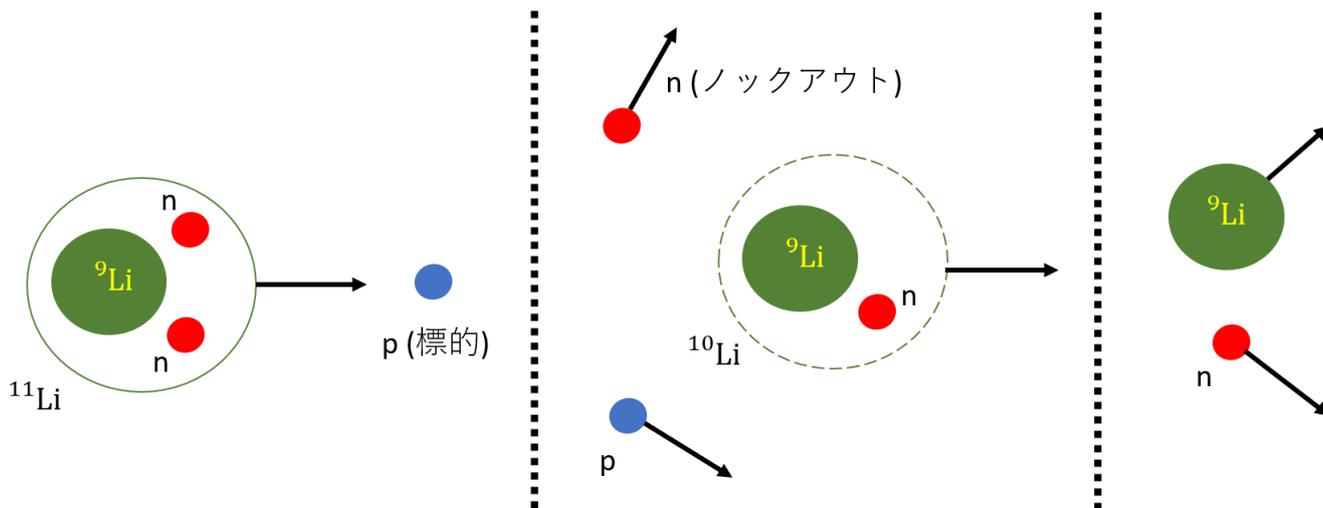


図 1.5 先行研究 [10] における実験原理。加速した ^{11}Li 原子核を液体水素標的に照射し $^{11}\text{Li}(p,pn)^{10}\text{Li}$ 反応によって、1 中性子をノックアウトする。生成された ^{10}Li は非束縛核であるため、即座に ^9Li と 1 中性子に崩壊する。この一連の反応において放出される 4 種の粒子を全て検出する。

この実験では、図 1.5 のようにノックアウトされた中性子と反跳陽子、 ^{10}Li の中性子崩壊で ^9Li ともう一つ中性子が放出されるが、ノックアウトされた中性子が大きな反跳を受けたイベントを選ぶことによって反応前中性子の運動量の情報を失わせるような中性子に作用する FSI (Final State Interaction : 終状態相互作用) を最小限にできるという利点がある。この実験ではすべての放出粒子の運動量ベクトルを測定し、図 1.6 中で定義されている運動量空間における 2 中性子間の開き角 θ_{nf} を導出した。この開き角の平均値 $\langle \theta_{nf} \rangle$ をノックアウトされた中性子の欠損運動量 k の関数としてプロットしたものが図 1.6 である。

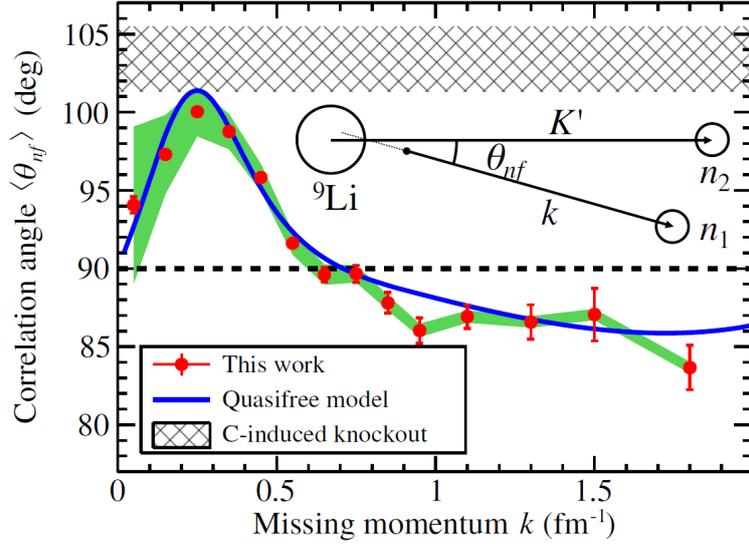


図 1.6 開き角 θ_{nf} とノックアウトされた中性子の欠損運動量 k の関係 [10]。開き角 θ_{nf} が大きいときがミグダル型のダイニュートロン相関に相当する。欠損運動量 k が小さいときが ${}^{11}\text{Li}$ の表面に相当する。この結果から ${}^{11}\text{Li}$ の表面にダイニュートロン相関が存在していることが分かる。

この結果から $k \sim 0.3 \text{ fm}^{-1}$ 、つまり ${}^{11}\text{Li}$ の表面に相当する $r \sim 3.6 \text{ fm}$ の領域でダイニュートロン相関が発達していることが分かった。これは特定の低密度領域でダイニュートロン相関が発達しているという理論的な予測と矛盾しない。注目すべきは、この手法では、クーロン分解反応のようにダイニュートロン相関の平均値を求めたのではなく、ダイニュートロンの発言する位置を求めていることである。

2 中性子ハロー核の他、ダイニュートロン相関が存在する候補として 2 中性子エネルギー ($|s_{2n}|$) の低い非束縛核がある。ここで”低い”とは、上述した ($|S_{2n}| \ll \Delta$) の条件のことである。その有力候補が ${}^{26}\text{O}$ である。 ${}^{26}\text{O}$ と ${}^{24}\text{O}$, ${}^{25}\text{O}$ のエネルギーの関係を図 1.7 に示す。

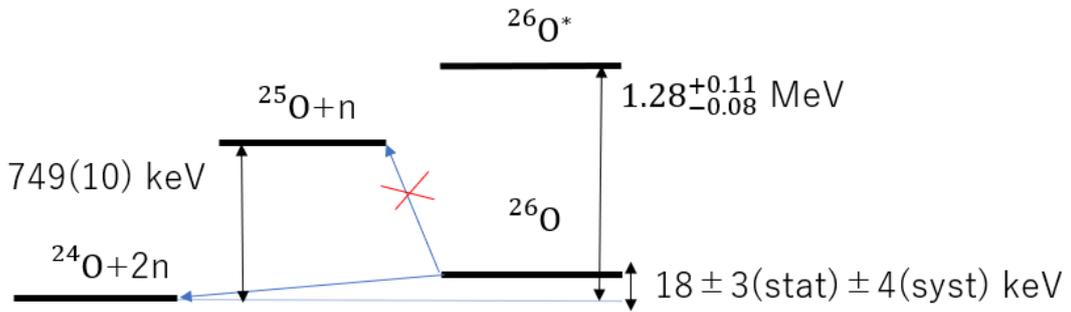


図 1.7 ${}^{26}\text{O}$ のエネルギーレベル図 [11]。 ${}^{26}\text{O}$ は ${}^{25}\text{O}$ へ 1 中性子崩壊するのではなく ${}^{24}\text{O}$ へ 2 中性子崩壊することが分かる。また ${}^{26}\text{O}$ の 2 中性子崩壊エネルギー ($18 \pm 3(\text{stat}) \pm 4(\text{syst}) \text{ keV}$) は現在観測されているものの中で最小の 2 中性子崩壊エネルギーとなっている。

このエネルギーレベル図から分かるように、 ${}^{25}\text{O}$ の共鳴状態を経由する逐次中性子放出はエネルギー的に禁止されており、

$${}^{26}\text{O} \rightarrow {}^{24}\text{O} + n + n, \quad (1.0.4)$$

という 2 中性子崩壊が自然に起こる。この 2 中性子の相関を測定することでダイニュートロン相関を観測できる可能性がある。現在、中性子ドリップラインの外側に位置する非束縛核のうち、2 中性子崩壊エネルギーが実験的に測定されている非

束縛核は6つあり、それぞれの結果は表 1.1 のようになっている。6つの中で最も2中性子崩壊エネルギーの小さい ^{26}O ($S_{2n} = 18 \pm 3(\text{stat}) \pm 4(\text{syst}) \text{ keV}$) [11] に注目が集まっている。

核種	^5H	^{10}He	^{13}Li	^{16}Be	^{21}B	^{26}O
2中性子崩壊エネルギー [MeV]	1.7(3)	1.54(11)	0.120^{+60}_{-80}	1.35(10)	2.47(19)	0.018(5)
参考文献	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]	[11]

表 1.1 非束縛核の2中性子崩壊エネルギー

こうした、非束縛核のダイニュートロン相関を調べる手法として、静止系にある非束縛核から放出される2中性子の角度相関を調べる手法がある。その先駆的な実験は、Kohley[15]やSpyrou[16]によって米国ミシガン州立大学(MSU)の国立超電導サイクロトロン研究所(NSCL)において行われた。図 1.8 は、Kohleyが行った $^{13}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Li} + n + n$ 実験における $\cos \theta_k$ の分布を示す。ここで θ_k は、図 1.9 で示すヤコビ座標における角度 θ_k である。

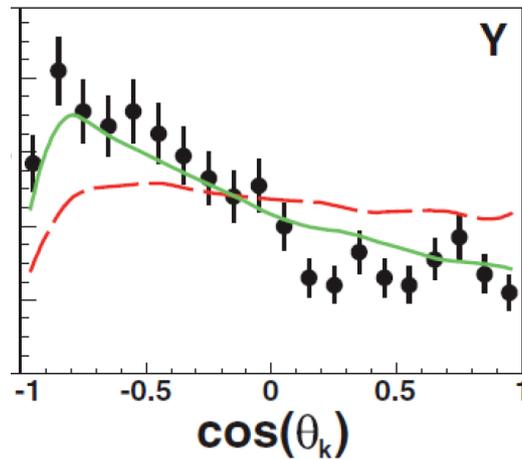


図 1.8 ^{13}Li の核相関 [15]。 θ_k が大きいことから、運動量空間において2中性子がコンパクトであり、同方向に放出されやすいことを示している。赤線は2中性子が無相関である場合のシミュレーション結果、緑線は運動量空間において2中性子がコンパクトである場合のシミュレーション結果である。

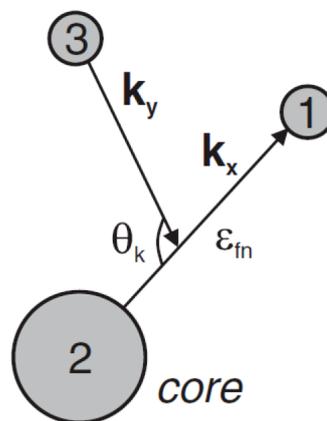


図 1.9 ヤコビ座標系における放出開き角 (運動量空間)[18]

m_1, m_2, m_3 はそれぞれ粒子 1,2,3 の質量、 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$ はそれぞれ粒子 1,2,3 の運動量ベクトルとすると、図 1.9 で示した運動量ベクトル $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$ や開き角 θ_k との関係は、

$$\mathbf{k}_x = \frac{m_2 \mathbf{k}_1 - m_1 \mathbf{k}_2}{m_1 + m_2}, \quad (1.0.5)$$

$$\mathbf{k}_y = \frac{m_3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) - (m_1 + m_2)\mathbf{k}_2}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad (1.0.6)$$

$$\cos \theta_k = \frac{\mathbf{k}_x \mathbf{k}_y}{k_x k_y}, \quad (1.0.7)$$

となる。 ^{13}Li の実験では θ_k が 180° に近いイベントが多く観測された。これは 2 中性子が同方向に放出されやすいことを示している。他の非束縛核に関しては Spyrou らによる ^{16}Be の実験がある [16]。この実験でも ^{13}Li の場合と同様に 2 中性子が同方向に放出されやすいことが観測された。この ^{13}Li , ^{16}Be でみられる相関を解釈したモデルを「仮想 2 中性子状態崩壊モデル」と呼ぶことにする。2 中性子が同方向に放出されているということは運動量空間において 2 中性子相対運動量が小さいことを表している。このことから不確定性原理より座標空間において 2 中性子が「遠い」ことを表している。つまりこの仮想 2 中性子状態崩壊モデルにおける 2 中性子の相関は、ミグダル型のダイニュートロン相関とは逆の相関になっている。

一方、萩野らの三体計算によって、非束縛核 ^{26}O においては、 ^{13}Li とは逆の角度相関、つまり空間的にコンパクトなダイニュートロン相関が現れることが予言されている [19, 20]。萩野らは 2 中性子を放出する非束縛核である ^{26}O について、連続状態とのカップリング及び 2 中性子の FSI も含めた $^{24}\text{O} + n + n$ の三体モデル計算を行った。2 中性子間相互作用がないと仮定した場合には運動量空間における開き角 θ_{nn} (定義は図 1.11) の分布は 90° に対して対称になるが、2 中性子間相互作用があると仮定した場合の開き角の分布は非対称になり、2 中性子が反対方向 (180°) に放出されやすくなることを示した (図 1.10)。この萩野モデルにおいて 2 中性子が逆方向に放出しているということは 2 中性子が大きな相対運動量をもつことを表している。このことは不確定性原理より座標空間において 2 中性子がコンパクトであることに対応している。また 2 中性子間の軌道角運動量が $l = 0$ (s 波) のみの場合には開き角の分布は一様になるが、軌道角運動量 $l = 1$ (p 波) の成分が混合すると 90° に対して非対称な分布となる。これはパリティの異なる軌道の混合がダイニュートロン相関の発達に関わっていることを示している [20]。

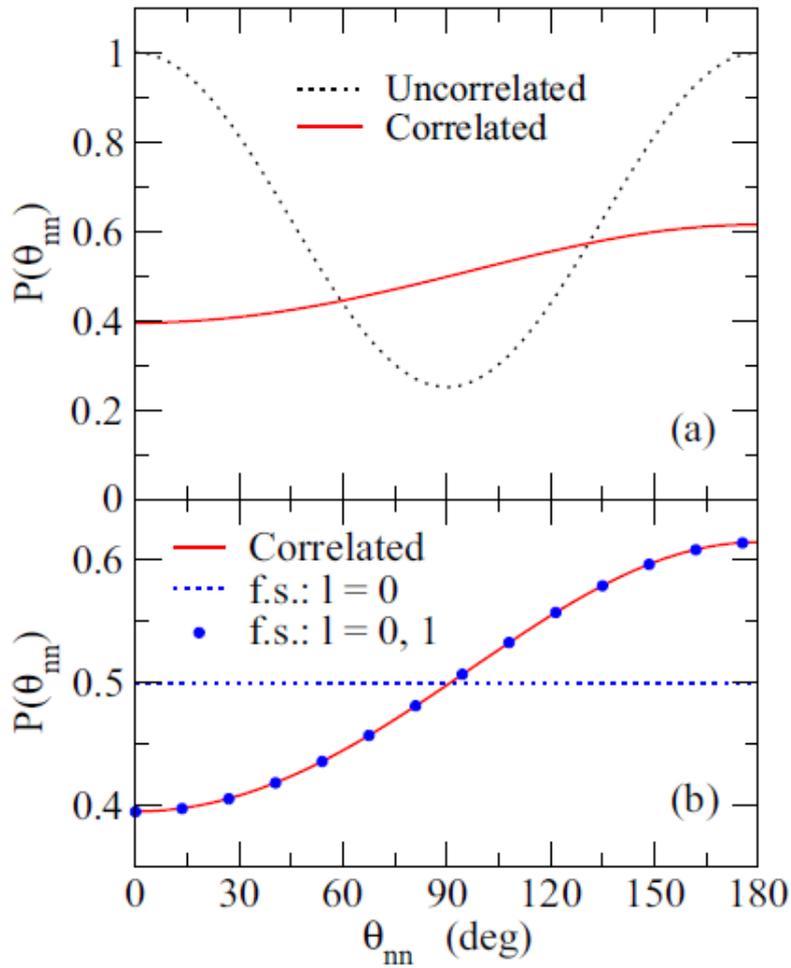


図 1.10 ^{26}O から放出される 2 中性子の開き角分布 [20]。 θ_{nn} の定義は図 1.11。上下どちらの図も、横軸に運動量空間における開き角 θ_{nn} 、縦軸に θ_{nn} ごとの強度をとっている。上の (a) 図においては、2 中性子間にダイニュートロン相関がある場合と無い場合の分布を示している。ダイニュートロン相関が無い場合には分布は $\theta_{nn} = 90$ 度に対して対象であるが、ダイニュートロン相関がある場合には $\theta_{nn} = 180$ 度側に分布が偏ることを表している。下の (b) 図においては、2 中性子の角運動量が $l=0$ のみの場合と、 $l=0, 1$ が混ざっている場合の分布を示している。 $l=0$ のみの方はダイニュートロン相関は現れないが、パリティの異なる $l=0, 1$ が混ざっている場合にはダイニュートロン相関が現れる。運動量空間において θ_{nn} が 180 度側に分布が偏ることは、2 中性子が逆方向に放出されやすいことを示しており、ダイニュートロン相関と矛盾しない。

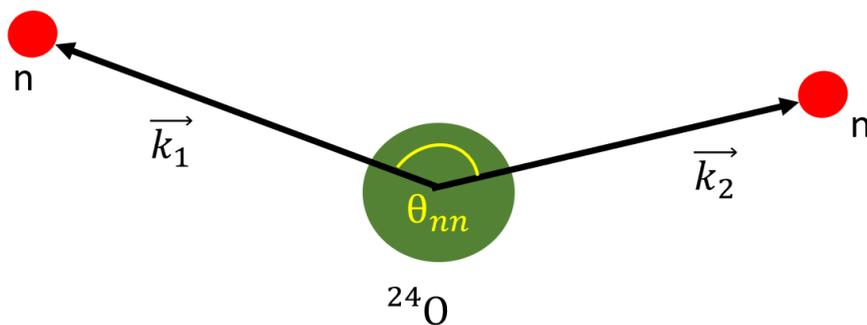


図 1.11 ^{26}O から放出される 2 中性子の開き角の定義 (運動量空間)。 θ_{nn} が 180 度に近いときは 2 中性子が逆方向に放出される。

Kohley らは、この萩野モデルの検証のため MSU において ^{26}O の角相関測定を行った [18]。 ^{26}O の崩壊によって生成されるコア核 ^{24}O と 2 中性子の運動量ベクトルを測定し、放出 2 中性子の運動量ベクトルの開き角分布と以下の 3 つのモデルによるシミュレーションとの比較を行った。

- Phase Space Decay
- 仮想 2 中性子状態崩壊モデル
- 萩野モデル (ダイニュートロン相関)

の 3 つのモデルと比較した。ここで”Phase Space Decay”とは 2 中性子が無相関に放出される崩壊であり、2 中性子は一様に放出されるため角度分布は平たんになる。3 つのモデルでは図 1.12 のように異なる角度分布を示す。

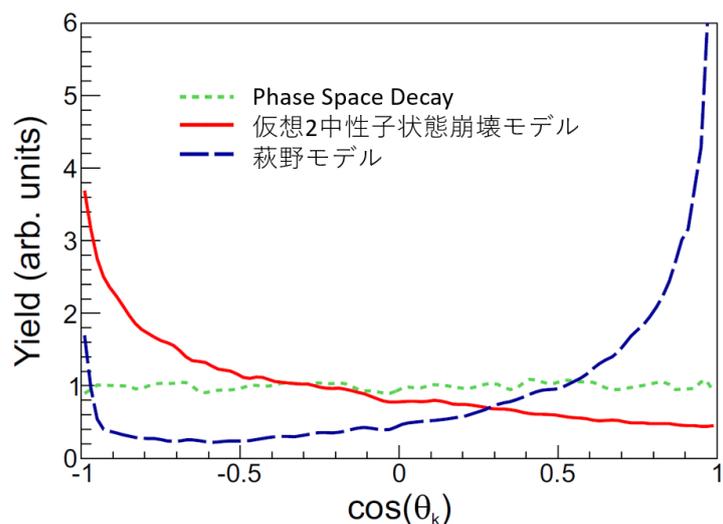


図 1.12 3 つの崩壊モデルの比較 [18]。ここで θ_k はヤコビ座標系の Y 系の角 θ_k であり図 1.9 の Y 系の θ_k の定義と同様である。3 つの崩壊モデルがそれぞれ異なった各相関を示していることが分かる。この 3 つの崩壊モデルをシミュレーションにインプットした。

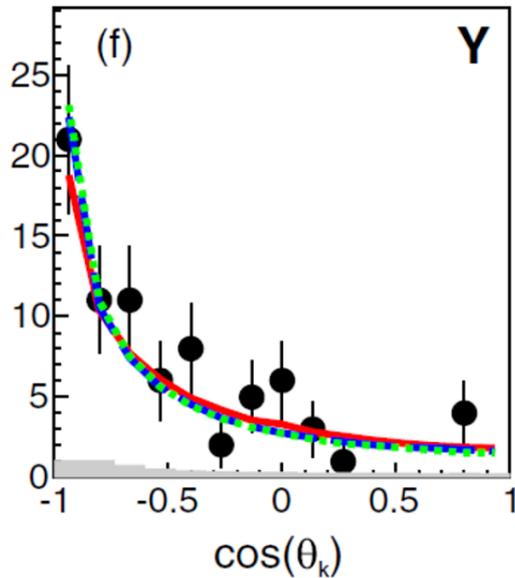


図 1.13 実験結果とシミュレーションモデルの比較 [18]。ここで θ_k はヤコビ座標系の角 θ_k であり図 1.9 の θ_k の定義と同様である。実験の分解能・アクセプタンスを含めると 3 つの崩壊モデルを区別することができない。

Kohley らは各崩壊モデルに対して実験の分解能・アクセプタンスを含めたシミュレーションを行い、各モデルのシミュレーション結果と実験結果を比較した。その結果は図 1.13 のようになり、この実験における検出器の分解能・アクセプタンスでは 3 つのモデルを区別することができず、 ^{26}O の 2 中性子相関を解明することはできなかった。放出角分布の測定から ^{26}O の 2 中性子相関を明らかにするためには、既存の MSU に標準装備されている中性子検出器 MoNA(1 モジュールの幅 100mm) や理研 RIBF に標準装備されている中性子検出器 NEBULA(1 モジュールの幅 120mm) よりも分解能が 1/3 程度の中性子検出器が必要とされる。

そこで我々は新型高精細中性子検出器 HIME の開発を行った。本論文ではその開発の中でも、特に大阪大学核物理研究センター (RCNP) で行われた HIME の性能評価実験について報告する。第 2 章では、中性子検出器の原理と新型高精細中性子検出器 HIME および HIME を用いたダイニュートロン相関探索実験の概要について述べる。第 3 章では、HIME の性能評価実験について述べる。第 4 章では、性能評価実験における補正について述べる。第 5 章では、HIME が要求性能を満たしているかについて議論する。第 6 章では、まとめと今後の展望について述べる。

第 2 章

高精細中性子検出器 HIME

ダイニュートロン相関探索実験においては中性子の運動量ベクトルを高分解能で測定することが重要となる。中性子は電荷をもたないため電磁相互作用を用いた直接的な検出を行うことはできない。そこで強い相互作用によって生じる荷電粒子を検出することにより、間接的に中性子を検出し、飛行時間と検出位置から運動量を決定する。本章では、中性子検出の仕組み及び中性子の運動量ベクトルの測定原理について述べる。また本研究で使用した高精細中性子検出器 HIME の概要について述べる。さらに比較として現在理化学研究所 RIBF の SAMURAI セットアップに標準装備されている中性子検出器 NEBULA[22]、および現在ミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器 MoNA[24] の概要についても述べて HIME との比較を示す。

2.1 プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器

本研究で開発を行っている 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。プラスチックシンチレータの特徴として時間応答が良いため高い時間分解能が得られることがあげられる。このことは後述の飛行時間 (TOF) 法において有用である。また H を多く含んでいるので中性子との強い相互作用による反跳核のエネルギーが大きくなる。さらに形状の加工が容易であることや安価であるという特徴も持っている。

2.2 中性子検出器の原理

50~300 MeV のエネルギーの中性子とプラスチックシンチレータの反応として、主要なものは次の 5 つである。

1. $n + p \rightarrow n + p$ (陽子との弾性散乱)
2. $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$ (${}^{12}\text{C}$ との弾性散乱)
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 の反応は荷電粒子である陽子を反跳する反応であり中性子検出に利用される。3 の反応では ${}^{12}\text{C}$ 以外に 4.44 MeV の γ 線も放出されるが、この γ 線の平均自由行程が約 32 cm と中性子検出器の位置分解能よりも長いため、中性子検出の分解能を悪化させる。この γ 線によるシグナルはスレッシュホールドを設定することで排除する。5 の反応では後述するクロストークイベントの原因となる。

2 の反応に関しては ${}^{12}\text{C}$ が反跳される。また 3,5 の反応においても炭素の反跳が考えられる (式中の X)。この反跳された ${}^{12}\text{C}$ は以下で述べる理由により中性子検出に用いることができない。

2.3 弾性散乱反応

非相対論的運動学において弾性散乱によるエネルギー移行率を考えると、エネルギー保存則と運動量保存則より

$$\frac{E}{E_n} = 4 \cos^2 \theta \frac{M}{(1+M)^2}, \quad (2.3.1)$$

となる。ここで E, E_n は反跳粒子と中性子のエネルギーを表し、 θ は実験室系における反跳粒子の散乱角を、 M は標的核と中性子の質量比となっている。ゼロ度散乱において陽子の反跳では $E/E_n \sim 1$ だが ^{12}C の反跳では $E/E_n \sim 0.28$ となる。250 MeV の入射中性子に対してゼロ度に弾性散乱した ^{12}C のエネルギーは約 70 MeV となる。

2.4 電子換算発光量

プラスチックシンチレータの荷電粒子に対する応答は Birsk によって提唱されている [21]。Birsk は次の 2 つの仮定をした。

- 粒子の飛跡に沿った高い電離密度のところは損傷を受けた分子によって消光される。
- 損傷を受けた分子の密度 B と、直接電離密度は比例する。

この比例係数を k とすると直接電離密度は kB と書ける。ここから単位飛程長当たりの蛍光エネルギー (dL/dx) と荷電粒子の比エネルギー損失 (dE/dx) の間の関係式、

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \left(\frac{dE}{dx} \right), \quad (2.4.2)$$

で説明することができる。ただし S は規格化定数を表す。電子の場合は運動エネルギーが 1 MeV 程度のときに MIP(最小電離損失粒子) となるため、1 MeV 以上の運動エネルギーを持つ電子の単位長さ当たりのエネルギー損失は一定とみなすことができる。ここから発光量の単位として、電子が 1 MeV エネルギー損失した時の発光量を 1 MeVee とする単位を導入する。図 2.1 に荷電粒子がプラスチックシンチレータに入射した際の発光量の入射エネルギー依存性を示す。電子以外の荷電粒子では電荷と質量が大きいかほどエネルギー損失に対する発光量は相対的に減少することが分かる。炭素の場合の運動エネルギー K [MeV] と発光量 Q [MeVee] の関係式は、

$$Q = 0.017K, \quad (2.4.3)$$

程度となる。このため 250 MeV の入射中性子に対してゼロ度に弾性散乱した ^{12}C による発光量は約 1.19 MeVee と小さいため、 ^{12}C による信号を検出することができない。

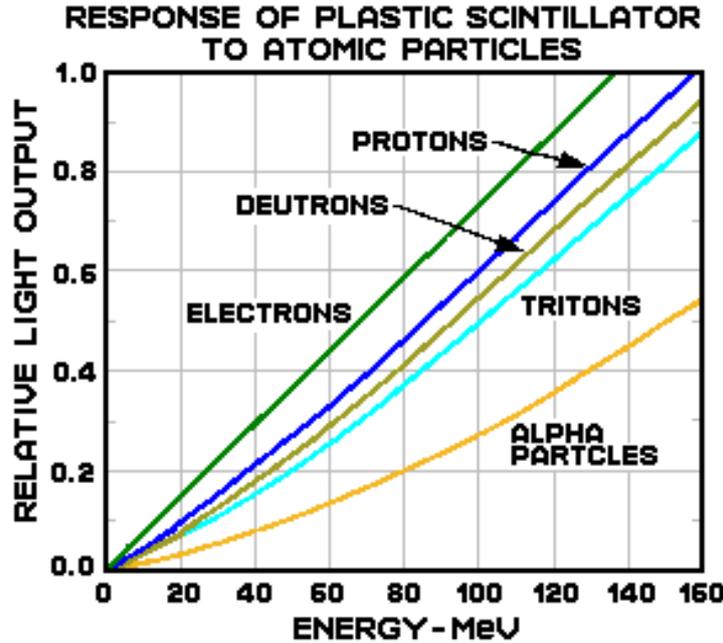


図 2.1 プラスチックシンチレータ中での荷電粒子の発光量の入射エネルギー依存性 [25]。電子の場合は運動エネルギーが 1 MeV 程度のときに MIP(最小電離損失粒子) となるため、1 MeV 以上の運動エネルギーを持つ電子のエネルギー損失は一定となり、発光量はほぼ線形になる。電子以外の荷電粒子では電荷と質量が大きいほどエネルギー損失に対する発光量は相対的に減少することが分かる。

2.5 中性子の運動量ベクトル

中性子の運動量ベクトルは、中性子の飛行時間法 (TOF 法) によって測定する。運動量を測定するためには粒子の位置と時間を 2 点で決める必要がある。中性子の運動量測定においては、始点は標的内で反応した位置であり、終点は中性子検出器上での検出位置および時間である。

実験データとして得られる測定量は、シンチレータ両端の PMT に到達したシグナルの波高 Q_l, Q_r と時間 T_l, T_r とどのモジュールがヒットしたかという情報である。二次粒子の発生場所の x, z はシンチレータの座標 x_0, z_0 で決定し、シンチレータの長軸方向 y は両端のシグナルの時間差 $dt = T_l - T_r$ によって決定する。中性子の到着時間は両端の測定時間の相加平均 $T_{ave} = (T_l + T_r)/2$ によって決定する。具体的にはシンチレータ内での光の伝播速度を v とすると、

$$x = x_0, \quad (2.5.4)$$

$$y = \frac{v}{2}(T_l - T_r), \quad (2.5.5)$$

$$z = z_0, \quad (2.5.6)$$

$$t = \left(\frac{T_l + T_r}{2} \right) - \frac{l_y}{2v}, \quad (2.5.7)$$

と与えられる。二次粒子の観測された場所は中性子の検出された位置と時間とみなすことができるので、中性子の運動量は、

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{ct}, \quad (2.5.8)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2.5.9)$$

$$p = m\gamma\beta, \quad (2.5.10)$$

$$p_i = p \frac{x_i}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (i = x, y, z), \quad (2.5.11)$$

と与えられる。

左右の PMT で測定される波高 Q_l, Q_r は、蛍光の減衰が減衰長 λ により位置 y の指数関数で表せると仮定すると、元の発光量を Q_0 とすると、

$$Q_l = Q_0 \exp\left(-\frac{y}{\lambda}\right), \quad (2.5.12)$$

$$Q_r = Q_0 \exp\left(-\frac{L-y}{\lambda}\right), \quad (2.5.13)$$

となるため、相乗平均 $Q_{ave} = \sqrt{Q_l \times Q_r}$ を用いると、

$$Q_0 = Q_{ave} \exp\left(\frac{L}{2\lambda}\right), \quad (2.5.14)$$

となる。

2.6 運動量分解能

中性子検出器固有の時間分解能を Δt_0 とする。各軸 i 方向の運動量分解能は相対論的に考えると、

$$\frac{\Delta p_i}{p} \simeq \gamma^2 \sqrt{\left(\frac{\Delta r_i}{r}\right)^2 + \left(\frac{r_i \Delta t_0}{r t}\right)^2}, \quad (2.6.15)$$

となる。ここで z 軸をビーム軸と同一として定義しているため、 $\frac{r_x}{r} \ll 1, \frac{r_y}{r} \ll 1, \frac{r_z}{r} \simeq 1$ となり各軸における運動量分解能は、

$$\frac{\Delta p_x}{p} \simeq \gamma^2 \frac{\Delta x}{r}, \quad (2.6.16)$$

$$\frac{\Delta p_y}{p} \simeq \gamma^2 \frac{\Delta y}{r}, \quad (2.6.17)$$

$$\frac{\Delta p_z}{p} \simeq \gamma^2 \sqrt{\left(\frac{\Delta z}{r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_0}{t}\right)^2}, \quad (2.6.18)$$

となる。ここで Δt_0 は HIME 固有の真の時間分解能であるが、実際の解析ではビーム軸方向のシンチレータの大きさによる誤差はないと思い、その誤差は時間分解能の方へ押し付ける。この押し付けられた側の時間分解能を Δt とし、この Δt のほうを単に時間分解能と呼んで議論する。この時 $\Delta z = 0$ とみなすので、

$$\frac{\Delta p_z}{p} \simeq \gamma^2 \frac{\Delta t}{t}, \quad (2.6.19)$$

となる。

2.7 クロストーク

クロストークとは 1 つの中性子が入射したことに対して、複数のモジュールが信号が発する事象のことである。一般に複数のモジュールが同時に信号を出す事象には次のようなものがある。

1. 1 つの中性子が複数のモジュールで反応し信号を発生させる
2. 1 つの中性子との反応で発生した反跳陽子が複数のモジュールで反応し信号を発生させる

1,2 のクロストークイベントと、クロストークではない真の複数中性子によるイベントの違いを図示すると、図 2.2 のようになる。

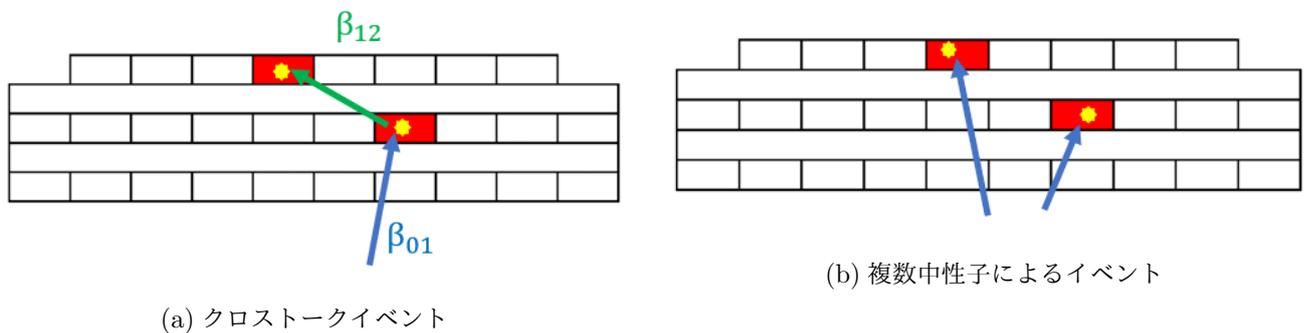


図 2.2 クロストークイベントの識別。 β_{01} と β_{12} の差を用いて、真の 2 中性子イベントとクロストークを識別する。

複数中性子についての解析を行う場合において、真の複数中性子によるイベントとクロストークイベントを識別することは非常に重要である。既存の中性子検出器である NEBULA や MoNA においては 2 つのヒットモジュール間の速度によってクロストークイベントを区別している。クロストークイベントでは 1 度目の信号を出す際にエネルギーを失うため $\beta_{01} > \beta_{12}$ となる。一方複数中性子によるイベントの場合は β_{01}, β_{12} に関係はない。そのため $\beta_{01} < \beta_{12}$ であるイベントのみを選ぶことで複数中性子によるイベントのみを抜き出すことができる。しかし複数中性子によるイベントのうちの半分ほどのイベントは失われてしまう。

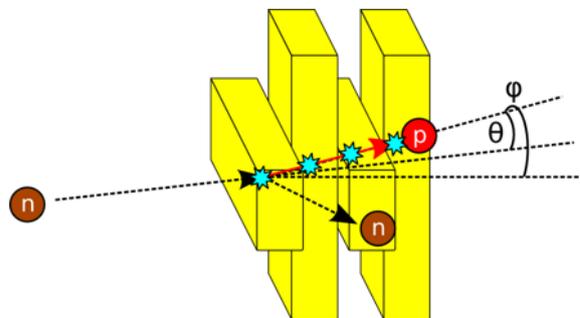


図 2.3 反跳陽子によるクロストークイベント [22]。HIME ではシンチレータの厚さが薄く反跳陽子を複数のモジュールで検出可能であることを利用して、反跳陽子の飛跡解析を行うことでクロストークイベントの識別を行う。

一方現在開発中の新型高精細中性子検出器 HIME は厚さが 20 mm と薄く、反跳陽子は複数のモジュールで検出することが可能である (図 2.3)。このことを利用して反跳陽子によるクロストークイベントにおいて反跳陽子の飛跡解析という新たな手法が考案されている [26]。

2.8 中性子検出器の基本構造

プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器では、中性子とプラスチックシンチレータ中の原子核との強い相互作用によって荷電粒子を反跳させて、その反跳粒子をプラスチックシンチレータ自身で検出する。プラスチックシンチレータ蛍光は両端に接続された PMT(光電子増倍管) によって電気信号に変換することによって中性子を検出する。

中性子検出器は中性子を検出する部分である NEUT と、荷電粒子と中性子を区別する VETO によって構成されている。NEUT は複数のモジュールを並列させた構造をしている。この NEUT によって中性子によって反跳された荷電粒子を検出

するのだが、荷電粒子が一次粒子として入射した場合にもシグナルが観測されてしまう。一方 VETO は厚さ 10 mm ほどの薄いプラスチックシンチレータによって構成されていて、NEUT の前方に配置されている。VETO は薄いため荷電粒子の場合の反応率はほぼ 100 % であるが、中性子の場合の反応率は 1 %/cm である。よって VETO はシグナルを出していないが NEUT はシグナルを出しているというイベントを取り出すことで、中性子によるシグナルのみを取り出すことができる。

2.9 HIME

本節では新型高精細中性子検出器 HIME と、理研と MSU(ミシガン州立大学) にそれぞれ標準装備されている中性子検出器 BENULA, MoNA について述べる。そのうえで、HIME と NEBULA・MoNA の比較を行う。

2.9.1 新型高精細中性子検出器 HIME

HIME の仕様を表 2.1 に示す。HIME はモジュール 1 本あたり、40 mm × 20 mm × 1000 mm のプラスチックシンチレータ 48 本からなる中性子検出部 (NEUT) と、360 mm × 10mm × 1050mm のプラスチックシンチレータ 3 枚からなる荷電粒子識別部 (VETO) から構成されている。中性子検出部 (NEUT) は 1 層あたり 10 本のシンチレータを並べたもの 4 層と 8 本のシンチレータを並べたもの 1 層の計 5 層を、互いに直交させた構造を持つ。図 2.4 は VETO を除いた HIME の全体図であり、各層が重なっている面積は 400mm × 400mm となる。また 1 モジュールに対して拡大したものを図 2.5 に示す。この HIME の宇宙線に対する性能評価実験は [22, 23] で行われている。その結果を表 2.2 に示す。

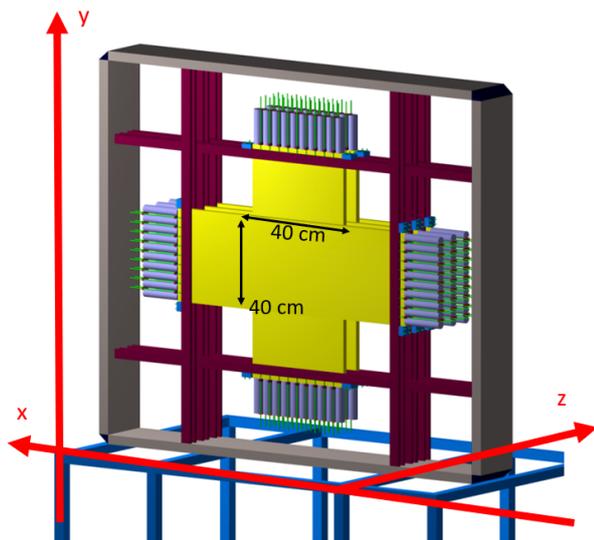


図 2.4 HIME の全体図

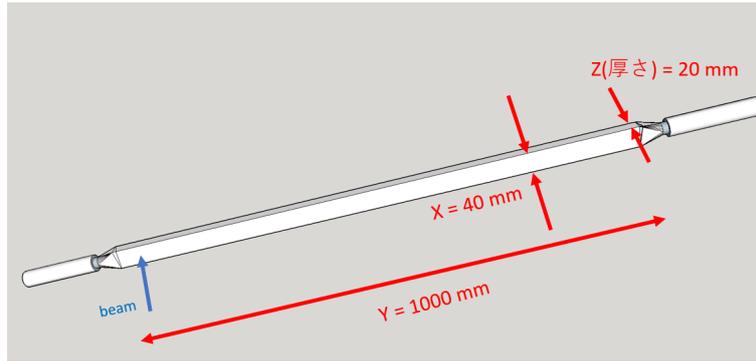


図 2.5 HIME の 1 モジュール。40 mm × 1000 mm の面でビームを検知する。ビーム軸方向に対する厚さは 20 mm である。HIME のシンチレータは縦置きと横置きがあり長軸短軸と x 軸 y 軸の対応はずれるが、ここでは短軸を x 軸、長軸を y 軸とした。

NEUT	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H7415 (光電面の直径: 25.4 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	40 mm × 1000 mm × 20 mm
有感領域	400 mm(V) × 400 mm(H)
モジュール数	10 NEUTs × 4 Layers + 8 NEUTs × 1 Layer
VETO	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H6410 (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	360 mm × 1050 mm × 10 mm
有感領域	1060 mm(V) × 1050 mm(H)
モジュール数	3 VETOs × 1 Layer

表 2.1 HIME の仕様 [22]

位置分解能	$\sigma_x = 12 \text{ mm}, \sigma_y \sim 10 \text{ mm}, \sigma_z = 6 \text{ mm}$
宇宙線に対する時間分解能	67(2) ps

表 2.2 HIME の分解能 [22]。HIME のシンチレータは縦置きと横置きがあり長軸短軸と x 軸 y 軸の対応はずれるが、ここでは短軸を x 軸、長軸を y 軸とした。x,z 方向の位置分解能は NEUT の大きさから導出。y 方向の位置分解能は HIME の時間分解能とシンチレータ内での伝達速度 156 mm/ns の積。各値は宇宙線に対する実験値 [23]。

2.9.2 理研の標準装備中性子検出器 NEBULA

理化学研究所の RIBF の多種粒子測定装置 SAMURAI に標準装備されている中性子検出器 NEBULA について述べる。NEBULA の仕様を表 2.3 に示す。NEBULA は 120 mm × 120 mm × 1800 mm のプラスチックシンチレータ 120 本からなる中性子検出部 (NEUT) と、320 mm × 10 mm × 1900 mm のプラスチックシンチレータ 24 枚からなる荷電粒子識別部 (VETO) から構成されている。中性子検出器は 1 層あたり 30 本のシンチレータを並べたもの 4 層を、全て縦に配置した構造を持つ。図 2.6 は NEBULA の全体図であり、有感領域は 1800 mm(V) × 3600 mm(H) となる。また 1 モジュールに対

して拡大したものを図 2.7 に示す。この NEBULA の中性子ビームに対する性能評価実験は [22] で行われている。その結果を表 2.4 に示す。



図 2.6 NEBULA の全体図

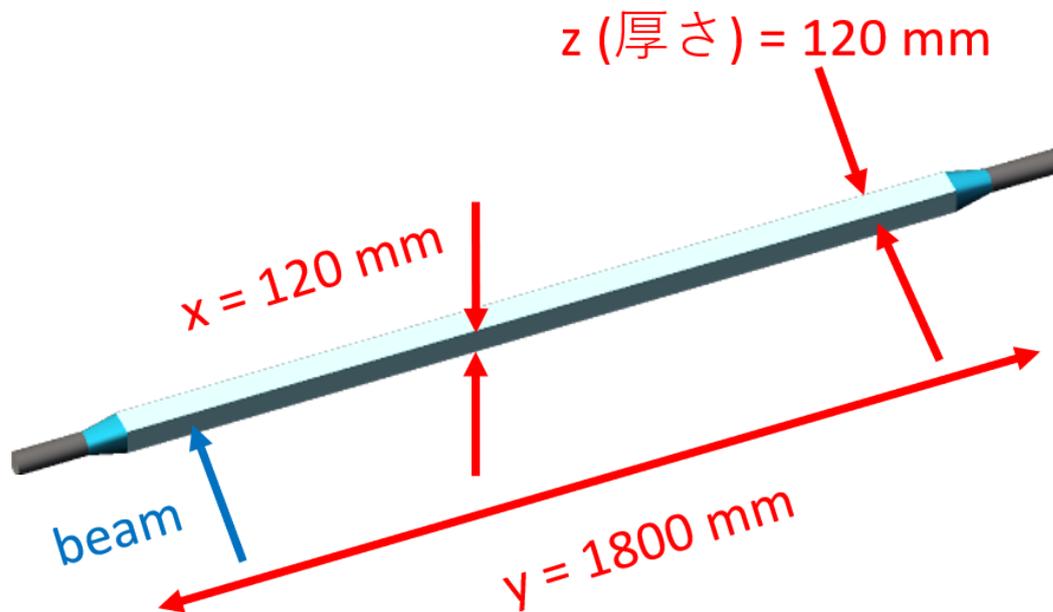


図 2.7 NEBULA の 1 モジュール。120 mm × 1800 mm の面でビームを検知する。ビーム軸方向に対する厚さは 120 mm である。

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
PMT (光電子増倍管)	R7724ASSY (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	1800 mm × 120 mm × 120 mm
有感領域	1800 mm(V) × 3600 mm(H)
モジュール数	30 NEUTs × 4 Layers
VETO	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
PMT (光電子増倍管)	R7724ASSY (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	1900 mm × 320 mm × 10 mm
有感領域	1900 mm(V) × 3700 mm(H)
モジュール数	12 VETOs × 2 Layers

表 2.3 NEBULA の仕様 [22]

位置分解能	$\sigma_x = 35 \text{ mm}, \sigma_y \sim 28 \text{ mm}, \sigma_z = 35 \text{ mm}$
NEBULA 固有の時間分解能	175(8)ps
NEUT でのビーム方向の反応位置の不定性	189 ps
250MeV の中性子ビームに対する時間分解能	257 ps

表 2.4 NEBULA の分解能 [22]。x,z 方向の位置分解能は NEUT の大きさから導出。y 方向の位置分解能は NEBULA 固有の時間分解能とシンチレータ内での伝達速度 158 mm/ns の積。各値は 250 MeV の中性子ビームに対する実験値。

2.9.3 MSU の標準装備中性子検出器 MoNA

つづいてミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器 MoNA について述べる。MoNA の仕様を表 2.5 に示す。MoNA はモジュール 1 本あたり、100 mm × 100 mm × 2000 mm のプラスチックシンチレータ 144 本からなる中性子検出部 (NEUT) から構成されている。中性子検出器は 1 層あたり 16 本のシンチレータを並べたもの 9 層を、全て横に配置した構造を持つ。図 2.8 は MoNA の全体図である。有感領域は 1600 mm(V) × 2000 mm(H) となっている。MoNA の分解能は表 2.6 に示す。



図 2.8 MoNA の全体図 [24]。100 mm × 2000 mm の面でビームを検知する。ビーム軸方向に対する厚さは 100 mm である。

NEUT	
シンチレータ	BC-408 (Saint-Gobain)
PMT (光電子増倍管)	XP2262B (光電面の直径: 51 mm, PHOTONIS)
寸法	2000 mm × 100 mm × 100 mm
有感領域	1600 mm(V) × 2000 mm(H)
モジュール数	16 NEUTs × 9 Layers

表 2.5 MoNA の仕様 [24]。MoNA は NEUT のみから構成されており VETO は存在しない。

位置分解能	$\sigma_x = 29 \text{ mm}, \sigma_y \sim 51 \text{ mm}[28], \sigma_z = 29 \text{ mm}$
時間分解能	$< 1 \text{ ns}$

表 2.6 MoNA の分解能 [28]。x,z 方向は NEUT の大きさから導出。

2.9.4 HIME と NEBULA・MoNA の比較

HIME と NEBULA・MoNA の比較をする。それぞれの中性子検出器におけるシンチレータの幅は、40 mm、120 mm、100 mm である。このシンチレータの幅から HIME は既存の中性子検出器よりも 2.5 ～ 3.0 倍向上することが期待される。この分解能の高さは、中性子の運動量分解能の向上のみに限らず、真の 2 中性子イベントのクロストークイベントの識別にも活かされる。このことは次節で述べる ^{26}O の放出角分布測定実験において非常に重要となる。

2.10 ^{26}O の放出角分布測定実験のセットアップ

2.10.1 概要

ダイニュートロン相関探索実験は理化学研究所 RIBF の SAMURAI エリアで計画されている。超伝導リングサイクロトロン SRC を主加速器とした加速器群によって、最大エネルギー 345 MeV/u、最大強度 500 pnA の ^{48}Ca 一次ビームを生成することができる。不安定核生成分離装置 BigRIPS[30] を用いて、 ^{48}Ca 一次ビームを厚さ 15 mm の Be 標的に照射して、核破砕反応により ^{27}F を含む二次ビームを得ることができる。SAMURAI エリアには平均エネルギー 219 MeV/u、強度 4900 cps の ^{27}F 二次ビームが輸送される。ただし、他の核種も含めた二次ビームの強度は 7100 cps である。

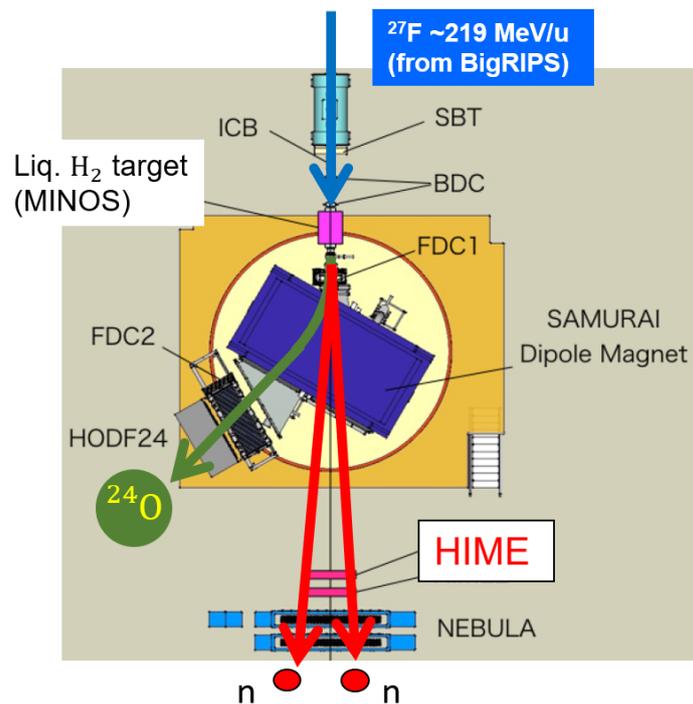


図 2.9 SAMURAI セットアップ

SAMURAI エリアでは、以下のようにして測定が行われる。

1. 標的上流に配置されているビーム検出器群によって二次ビーム ^{27}F を測定する。
2. ^{27}F を厚さ 1 g/cm^2 の液体水素標的システム MINOS に照射し、1 陽子分離反応によって ^{26}O を生成する。標的中心での ^{27}F のエネルギーは 205.5 MeV/u である。 ^{26}O は非束縛核であるため即座に ^{24}O と 2 中性子に崩壊する。
3. 標的下流に配置されている SAMURAI 磁石によって重イオン破砕片 ^{24}O の軌道は曲げられ、重イオン破砕片検出器群によって運動量ベクトルが測定される。
4. 2 中性子は電荷を持たないため SAMURAI 磁石内を直進し、中性子検出器群において測定する。
5. 本来、中性子検出器群は NEBULA のみだが、ダイニュートロン相関探索実験においては NEBULA の前方に HIME を配置して 2 中性子の検出を行う。

中性子の検出においては特に液体水素標的システム MINOS と中性子検出器 HIME の 2 つが重要になるため、この 2 つについて詳しく説明する。

2.10.2 MINOS

標的厚に関しては、薄いと十分な統計量を得ることが難しく、厚いと ^{27}F の標的中のエネルギー損失の不定性が大きくなり再構成する運動量分解能が悪くなる。先行研究 [18] において角相関を決定できなかった理由の一つともされている。そのためダイニュートロン相関探索実験においては液体水素標的システム MINOS を用いる。

図 2.10 のように、MINOS は厚い液体水素標的の周りに、反跳陽子飛跡検出器 TPC (Time Projection Chamber) が取り付けられている。 $^{27}\text{F}(p,2p)^{26}\text{O}$ 反応によって放出される 2 つの陽子の飛跡を測定することによって、液体水素標的中の反応点を 3 mm (FWHM) の精度で測定することができる。そのため再構成する運動量分解能を悪化させることなく統計量を稼ぐことができる。

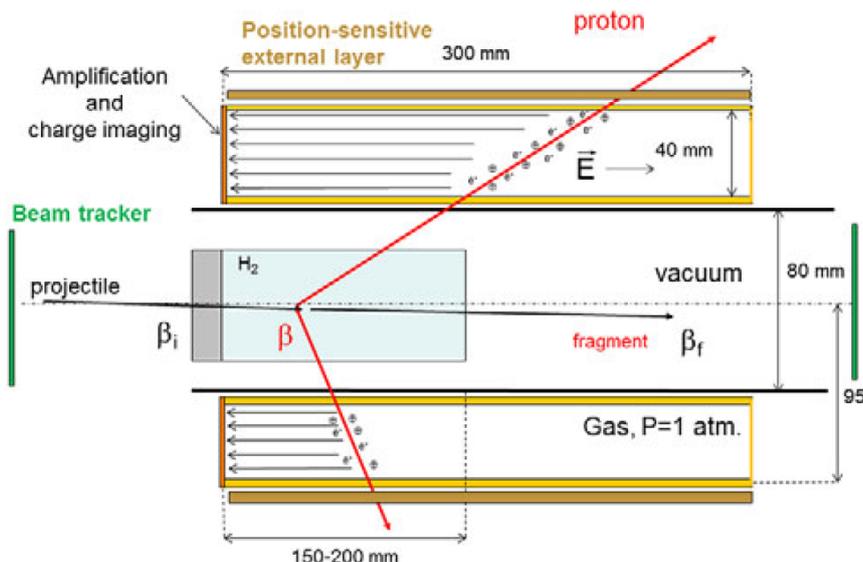


図 2.10 液体水素標的システム MINOS[31]。厚い液体水素標的の周りに TPC が取り付けられている。(p,2p) 反応によって放出される 2 陽子の飛跡を測定する。先行研究のシミュレーションにおいて厚さは $140\text{mm} = 1\text{ g/cm}^2$ としている。

2.10.3 HIME

現在の HIME は 5 層 $\times 1\text{wall}$ から構成されているが、ダイニュートロン相関探索実験においては 6 層構成 $\times 2\text{wall}$ まで増強する予定である。この HIME を NEBULA の前方に配置する。先行研究 [26] でのシミュレーションにおいてそれぞれの wall は標的から 11,12 m 下流に置くとしていた。

2.11 ^{26}O における放出角分布の測定

放出角分布の測定から ^{26}O の 2 中性子相関を明らかにするためには、より良い運動量分解能が必要とされる。 ^{26}O は安定核ではないので標的として用いることができない。そのため実験では、 ^{27}F を高速なビームとして標的に照射して ^{26}O を作り出す。つまり ^{26}O の重心は高速で運動している。 ^{26}O の崩壊エネルギーは 18 keV [11] と小さいため、ダイニュートロン相関によって重心系で見て ^{26}O 中の 2 中性子が逆方向に放出されたとしても、実験室系である中性子検出器上では近い位置で検出される。具体的な数値を計算すると、MSU の実験セットアップ (標的から中性子検出器まで 6.05m [18, 29]) において 2 中性子の検出位置の差は 70 mm、理研の SAMURAI セットアップ (標的から中性子検出器まで 11m[11]) において 2 中性子の検出位置の差は 130 mm となる。これより、ミシガン州立大学 (MSU) に標準装備されている中性子検出器

MoNA(1 モジュールの幅 100 mm) や理化学研究所の RIBF に標準装備されている中性子検出器 NEBULA(1 モジュールの幅 120 mm) を用いて、 ^{26}O の 2 中性子の相関を測定することが困難であると分かる。そのため新たに高精細な中性子検出器が必要となる。

先行研究 [26] において、図 2.9 のセットアップにおけるシミュレーションが行われた。まず Kohley らと同様に 3 つのモデルを用意する。

- Phase Space Decay
- 仮想 2 中性子状態崩壊モデル
- 萩野モデル (ダイニュートロン相関)

これら 3 つのモデルの様子は図 2.11 のようになる。ただし角 θ の定義は図 2.12 のようになる。

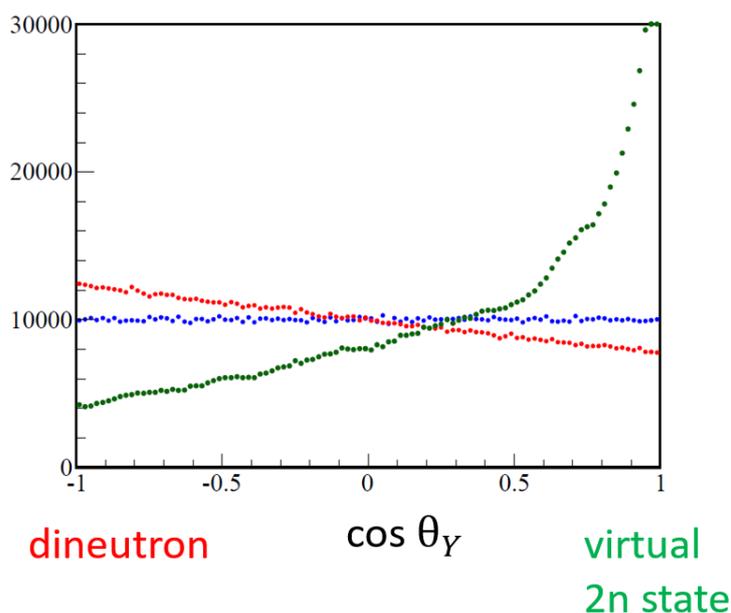


図 2.11 3 つの崩壊モデルの比較 [26]。 θ_Y の定義は図 2.12。運動量空間において θ_Y が大きいときは 2 中性子が逆方向に放出されることを示している。

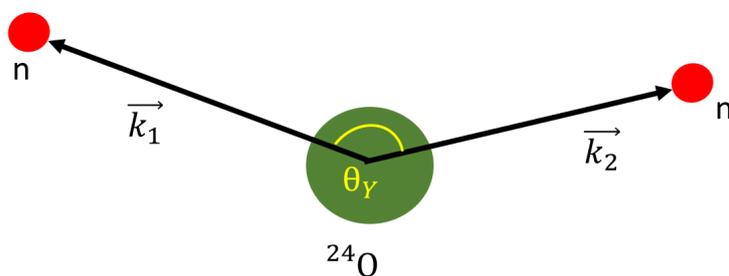


図 2.12 角 θ_Y の定義 (運動量空間)。 θ_Y が大きいときは 2 中性子が逆方向に放出される。

図 2.11 をシミュレーションインプットとして、SAMURAI セットアップでシミュレーションが行われた。中性子検出器 HIME の時間分解能を 100 ps とした場合の、シミュレーション結果は図 2.13 のようになる。3 つのシミュレーションモデルが識別可能であることが分かる。

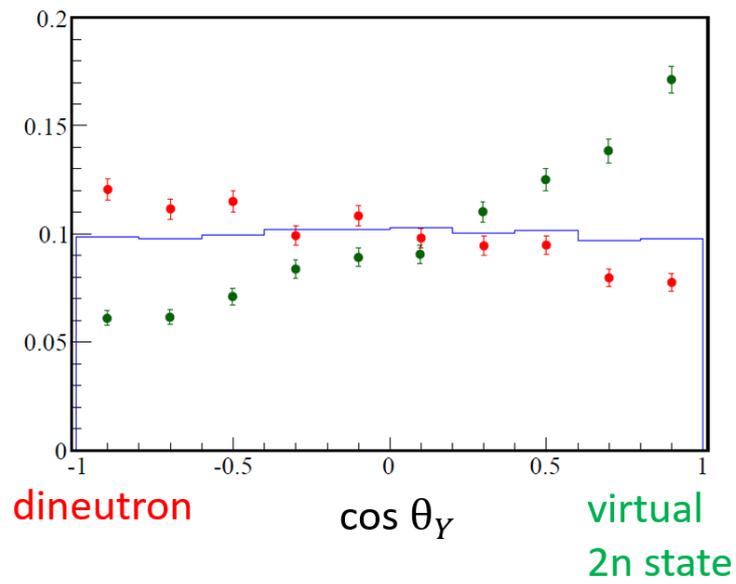


図 2.13 3つの崩壊モデルのシミュレーション結果 [26]。3つのシミュレーションモデルが識別可能であることが分かる。

つまり HIME の時間分解能が 100 ps であれば、SAMURAI セットアップにおいて ^{26}O の 2 中性子の相関を測定し角相関の 3 つのモデルを区別可能であるということになる。そのため HIME の開発において時間分解能 100 ps という値が一つの目標となっている。

第3章

準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験

2018年11月に大阪大学核物理研究センター (RCNP) において HIME の性能評価を目的とした ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応実験を行った。本章では、この性能評価実験の概要について報告する。

3.1 実験目的

先行研究 [22, 23, 27] によって、宇宙線に対する時間分解能および陽子・ガンマ線に対する時間分解能の上限が求められている。および先行研究 [26] によって中性子に対する反跳陽子の飛跡解析の手法について調べられている。しかしこの実験は他の実験のパラサイト実験であり HIME の前面には別の中性子検出器が設置されていたため、HIME に入射する中性子の個数・エネルギーを正確に求めることはできなかった。そのため中性子に対する HIME の時間分解能・検出効率に関しては先行研究で評価できていない。そのため HIME の中性子ビームに対する時間分解能と検出効率の評価を目的とした実験を行った。

3.2 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応

この ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の特徴として以下の2つが挙げられる。

- 反応微分断面積が既知
- 準単色中性子ビームを生成

まず反応微分断面積が既知であることについて述べる。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積は Taddeucci によって調べられている [32]。重心系における角度分布は前方に集中し、 0° にピークを持つ。微分断面積の運動量移行分布は $q < 0.5 \text{ fm}^{-1}$ において、

$$\sigma(q) = \sigma_0 \exp\left(-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right), \quad (3.2.1)$$

と近似的に表すことができる。 σ_0 は重心系における角度ゼロの断面積であり $\sigma_0 = 27.0 \pm 0.8 \text{ mb/sr}$ 、 $\langle r^2 \rangle / 3$ は平均二乗半径であり $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.3 \text{ fm}^2$ という値が実験的に求められている。これらの値から、250 MeV の入射陽子に対して実験室系において中性子の放出角が0度の場合には微分断面積は $37.2 \pm 1.1 \text{ mb/sr}$ となる。

次に準単色中性子ビームを生成することについて述べる。この反応で生成される ${}^7\text{Be}$ の束縛状態は基底状態と 0.43 MeV の第一励起状態の2つのみであり、それ以上の準位に遷移した場合には分解する。よってこの反応で放出される中性子のエネルギースペクトルは、基底状態と第一励起状態に遷移した場合に生成される中性子による2つのピークと、それより上の準位に遷移して分解したことによる連続スペクトルによって構成される。このうちの2つのピークに相当する準単色中性子ビームを用いて HIME の性能評価を行う。

3.3 Li 標的・陽子ビーム・解析に用いたランの一覧

本実験では陽子ビームを Li 標的に照射して ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応による準単色中性子ビームの測定を行った。使用した Li 標的の情報を表 3.1 にまとめる。また準単色中性子ビームのデータ取得の前後において、空標的のデータや宇宙線に対するデータなどを取得した。これらを表 3.2 にまとめる。

	${}^{nat}\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$
存在比		7.59 %	92.41 %
原子比		6.015	7.016
質量比		6.58 %	93.42 %
密度	0.534 g/cm ³	-	-
厚み	10.00(2) mm	-	-
厚み	0.534(1) g/cm ²	0.0351 g/cm ²	0.499(1) g/cm ²

表 3.1 ${}^{nat}\text{Li}$ 標的 [34]。

run No.	目的	ビーム	エネルギー	ビーム強度	標的	取得時間
79	ペDESTAL取得	-	-	-	-	-
131,132,136,139	準単色中性子ビーム	p	250 MeV	3.1×10^{10} cps	Li	129m47s
140	空標的	p	250 MeV	3.1×10^{10} cps	(empty)	35m40s
142 ~ 164	宇宙線	-	-	-	-	23h
176	時間の単位較正	-	-	-	-	-

表 3.2 解析に用いたランの一覧。

3.4 実験セットアップ

本実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の N0 コースで行われた。N0 コースは荷電粒子の掃引マグネットを有しており、さらに 100 m 遠方まで中性子検出器を置くことができる、中性子検出に特化した実験施設である。一次ビームには 250 MeV の非偏極陽子ビームを用い、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43\text{MeV})$ 反応により準単色中性子ビームを生成する。

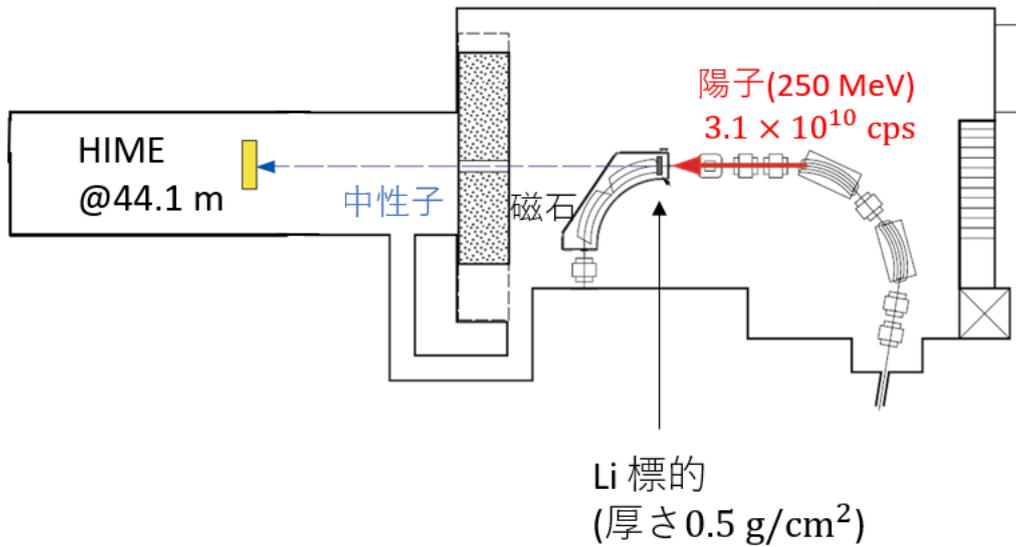


図 3.1 実験セットアップ [22]。HIME を標的の 44.1 m 下流に設置する。アクセプタンスは 6.58×10^{-5} sr となる。

本実験のセットアップは図のようになる。標的周辺に検出器は配置せず、時間原点にはサイクロトロン周波数と同期した RF 信号を用いる。そのため陽子ビームのレートを 3.1×10^{10} cps にまで高くすることができ高いイベントレートが得られる。HIME は標的から 44.1 m 下流に設置する。アクセプタンスは 6.68×10^{-5} sr となる。標的から HIME までの距離が長いこと中性子の飛行時間が長くなり高いエネルギー分解能が得られる。またアクセプタンスが小さいため、標的から 5.68m 下流にある中性子シールドを閉めて実験を行った。この中性子シールドによる影響の考察は 5.3.3 章において行っている。

3.5 HIME の各モジュールの ID 番号の割り振り

以下では HIME の 48 本のモジュールに対して 1 から 48 の ID 番号を割り振る。ID の割り振りは図 3.2, 3.3 のように行う。まずビームの上流側から 1 層目、2 層目、3 層目、4 層目、5 層目とする。縦向きに置かれている 1, 3, 5 層目に関してはビーム上流側から見て左側から ID1, ID2 と割り振っていく。横向きに置かれている 2, 4 層目に関しては上側から ID11, ID12 と割り振っていく。

モジュール両端の PMT に関しては、縦向きに置かれている 1, 3, 5 層目に関しては上側の PMT を”u”、下側の PMT を”d”とする。横向きに置かれている 2, 4 層目に関しては上流側から見て左側の PMT を”u”、右側の PMT を”d”とする。

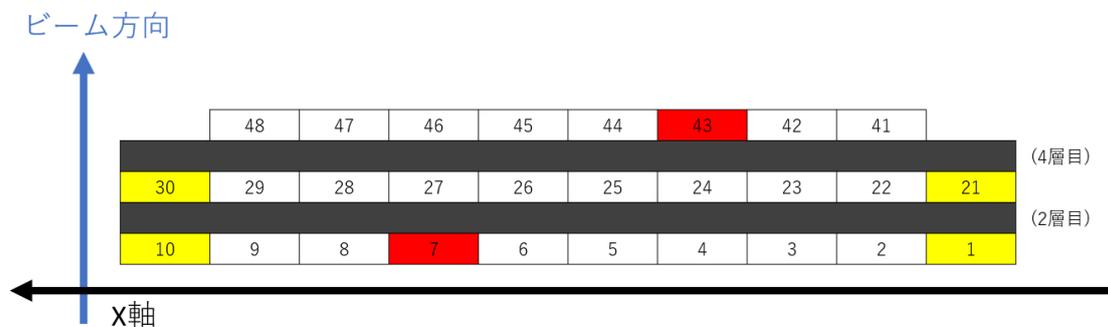


図 3.2 HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (1, 3, 5 層目)。この図は上から見た図であり、ビーム上流側から見て右側から ID1, ID2 と割り振ってある。また黄色で塗られた ID1, 10, 21, 30 の 4 モジュールは本実験ではデータを取っていない。さらに赤で塗られた ID7 にはデータが入っておらず、ID43 は発光量のデータが小さいという問題があった。

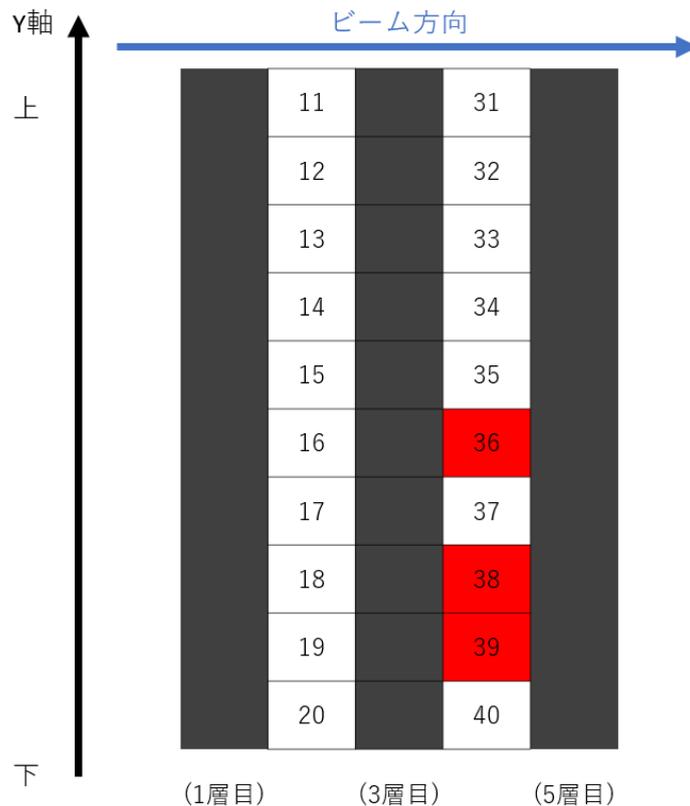


図 3.3 HIME のモジュールの ID 番号の割り振り (2,4 層目)。この図はビームの右側から見た図であり、上側から ID11, ID12 と割り振ってある。また赤で塗られた ID36, 38, 39 は発光量のデータが小さいという問題があった。

また本実験においては、図 3.2 において黄色で塗られた ID1, 10, 21, 30 の 4 モジュールのデータを取っていない。つまり本実験における HIME の有感領域は、横 320 mm × 縦 400 mm となっている。さらに赤で塗られた ID7 にはデータが入っておらず、ID36, 38, 39 は発光量のデータが小さいという問題があった。これらのモジュールによる影響については、5 章で述べる。

3.6 軸と原点の設定

本実験においては、以下でのべるように原点と軸を設定する。

- x 軸を左右方向にとり、ビーム上流から見て右から左へ向かう方向を正とする。
- y 軸を上下方向にとり、下から上へ向かう方向を正とする。
- z 軸をビーム軸方向にとり、上流から下流へ向かう方向を正とする。
- 原点を標的とビーム軸の交点とする。

このため HIME 上における x 軸と y 軸の交点は、ID5 上において ID6 から 6 mm かつ ID4 から 36 mm、ID16 上において ID15 から 26 mm かつ ID17 から 16 mm となる。

3.7 各 PMT の印加電圧

各 PMT には表 3.3 のような値の電圧を印加した。

ID	2-9	11-20	22-30	31-40	41-48
印加電圧 [V]	-1280	-1250	-1220	-1310	-1340

表 3.3 各 PMT の印加電圧

3.8 信号回路のセットアップ

図 3.4, 3.5 に本実験で用いた信号処理回路およびトリガー回路を示す。

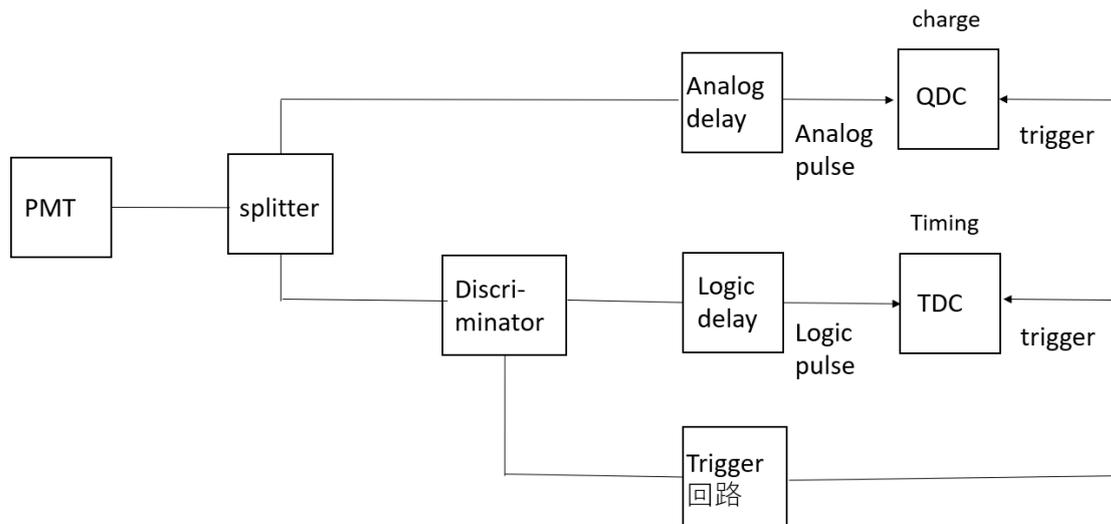


図 3.4 信号処理回路

- Discriminator (CAEN V895)
Discriminator は入力された信号がスレッシュホールドを超えたときにある幅のデジタル信号を出力する。本実験ではスレッシュホールドを-40 mV、出力波の幅を 30 ns とした。
- QDC (CAEN V792)
QDC(charge to Digital Converter) は入力されたアナログ波を決められたゲート幅中で積分することで、電荷量を書き出す回路である。本実験ではゲート幅を 80 ns とした。
- TDC (CAEN V1290)
TDC(Time to Digital Converter) は入力されたデジタル波から時間情報を書き出す回路である。
ただしこの V1290 では内部クロックのジッターの影響が大きいと知られているため、トリガー信号を TDC の最後のチャンネルに入力して (T_{ref}) として記録する。それ以外チャンネルの時間情報を解析する際には、観測時間 T から T_{ref} を差し引いた $T - T_{ref}$ を用いて解析する。これ以降に記述する時間情報は、全て T_{ref} を差し引いたものである。

Analog/Logic Delay によって信号を遅くしている間に、図 3.5 のトリガー回路を用いて trigger 信号を生成する。

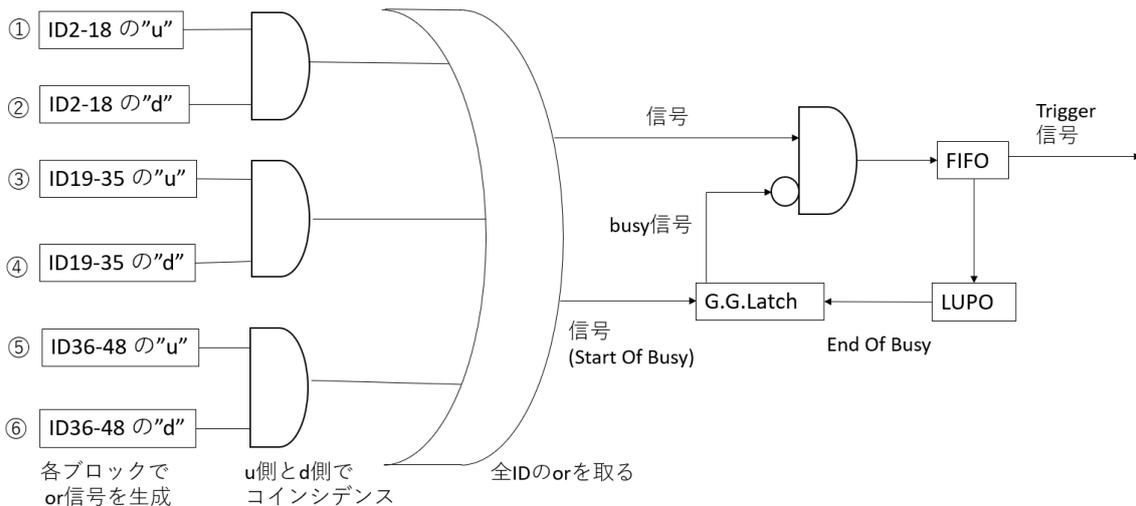


図 3.5 本来想定していたトリガー回路

今回用いた 44 本のモジュールを「ID2-18」「ID19-35」「ID36-48」の 3 つに分けて、それぞれの u 側,d 側の計 6 ブロックそれぞれにおいて or 信号を生成する。u 側の or 信号と d 側の or 信号のコインシデンスを取ることによって、同じモジュールの両側の PMT がコインシデンスした時のイベントを逃すことなく取得することができる。

- LUPU

データ収集システムが処理を終えて次の信号を処理することが可能になった際に、EOB(End Of Busy) 信号を出力する。

- G. G. Latch. (Gate Generator)

HIME からの信号を受け取ると busy 信号の出力を始める。LUPU からの EOB 信号を受けると busy 信号の出力を終える。

HIME からの信号と busy 信号のアンチコインシデンスを取ることによって、“dead time”中にトリガー信号が出力されないようにしている。この処理により、データ収集システムの live time は 100 % ではなくなる。スケーラを用いて line time を測定すると 50.00(3) % であった。

3.9 トリガー生成

第 2 章で述べた通り HIME は 48 本の NEUT から構成されている。しかし今回は 1 層目および 3 層目の両端のモジュール (ID1,10,21,30) を使わずに、縦置ききの 8NEUT × 3 層と横置ききの 10NEUT × 2 層の計 44 モジュールによって実験を行った。

図 3.5 で示した通り、今回のトリガー回路においては図 3.6 のようなブロック分けにすることによって、各モジュールの両端の PMT のコインシデンスを取ってトリガー信号を生成する予定であった。しかし実際には誤って図 3.7 のようなブロック分けにしてしまったため、他のモジュールを考慮せずに 1 つモジュールの両端のコインシデンスを取ることのできるモジュールが ID2,3,4,19,20 の 5 モジュールのみとなった。それでも連続する 3 層を突き抜けた場合には、問題なくトリガーを生成することができる。

①	②	③	④	⑤	⑥
2u	2d	19u	19d	36u	36d
3u	3d	20u	20d	37u	37d
4u	4d	22u	22d	38u	38d
5u	5d	23u	23d	39u	39d
6u	6d	24u	24d	40u	40d
7u	7d	25u	25d	41u	41d
8u	8d	26u	26d	42u	42d
9u	9d	27u	27d	43u	43d
11u	11d	28u	28d	44u	44d
12u	12d	29u	29d	45u	45d
13u	13d	31u	31d	46u	46d
14u	14d	32u	32d	47u	47d
15u	15d	33u	33d	48u	48d
16u	16d	34u	34d		
17u	17d	35u	35d		
18u	18d				

図 3.6 トリガー回路中における正しいブロック分け。すべてのモジュールにおいて両端の PMT のコインシデンスを取ることが可能である。

①	②	③	④	⑤	⑥
2u	36u	19u	5d	22d	36d
3u	37u	20u	6d	23d	37d
4u	38u	22u	7d	24d	38d
5u	39u	23u	8d	25d	39d
6u	40u	24u	9d	26d	40d
7u	41u	25u	11d	27d	41d
8u	42u	26u	12d	28d	42d
9u	43u	27u	13d	29d	43d
11u	44u	28u	14d	31d	44d
12u	45u	29u	15d	32d	45d
13u	46u	31u	16d	33d	46d
14u	47u	32u	17d	34d	47d
15u	48u	33u	18d	35d	48d
16u	2d	34u	19d		
17u	3d	35u	20d		
18u	4d				

図 3.7 トリガー回路中における実際のブロック分け。両端の PMT のコインシデンスを取ることが可能であるのは赤字で示した ID2,3,4,19,20 の 5 モジュールのみである。それでも連続する 3 層を突き抜けた場合には、問題なくトリガーを生成することができる。

第 4 章

準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験のデータの較正

本章では、前章で述べた大阪大学核物理センター (RCNP) における、準単色中性子ビームによる HIME のテスト実験のデータの較正について述べる。

ダイニュートロン探索実験においては次の 3 種類のデータを用いて較正する予定である。

- 高エネルギー γ 線のデータ
- 宇宙線のデータ
- clock や TDC Calibrator をトリガーとしたデータ

一方本実験においては、

- 高エネルギー γ 線のデータを取得していない
- 準単色中性子ビームのエネルギーが既知である
- 準単色中性子ビームについて十分な統計量がある

といった理由から、次の 3 種類のデータを用いて較正する。

- 準単色中性子ビームのデータ
- 宇宙線のデータ
- clock や TDC Calibrator をトリガーとしたデータ

較正には 8 つのステップがある。まず最初に、単独で較正が可能な次の 2 つの補正を行う。

- TDC の単位較正
- QDC のゼロ点補正

TDC の単位較正は TDC Calibrator をトリガーとしたデータを、QDC のペDESTAL の除去では clock をトリガーとしたデータを用いて補正を行う。この 2 つは最初に 1 度だけ補正すれば十分である。残りの 6 つの較正のうち「宇宙線を用いた発光量較正」は宇宙線のデータを用いて較正を行い、その他の 5 つの補正には準単色中性子ビームによるイベントを選択して用いる。これら 6 つの補正の間には相関があるので、1 度 6 つ全ての補正を終えたのちに何度か繰り返す必要がある。6 つの較正の順序と相関関係は図 4.1 のようになっている。

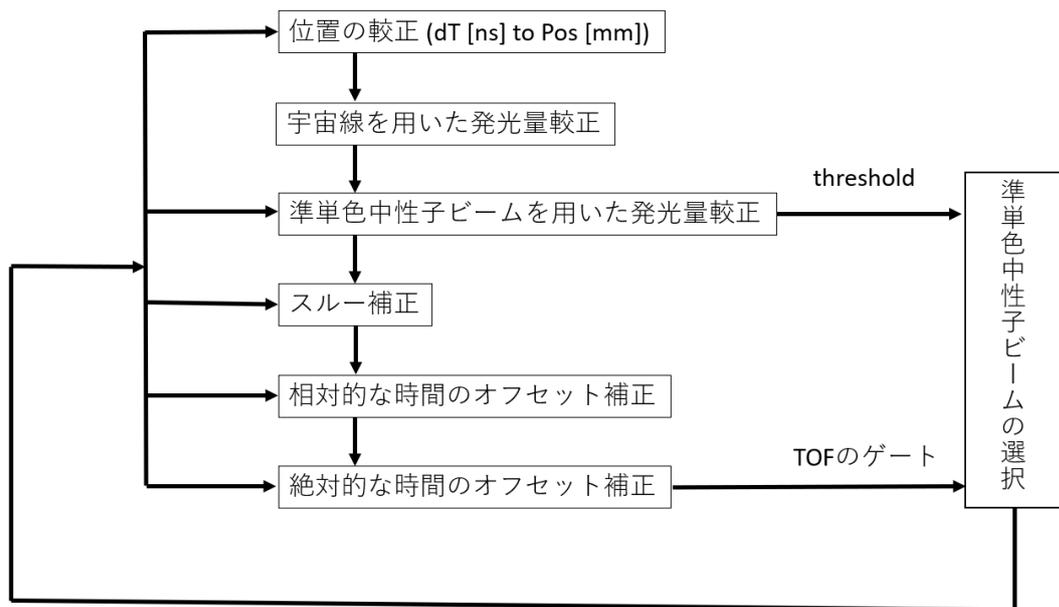


図 4.1 較正の手順。「宇宙線を用いた発光量較正」には宇宙線のデータを用い、その他の 5 つの補正には準単色中性子ビームによるイベントを選択して用いる。矢印は相関の向きを表しており、例えば「スルー補正の結果によって相対的な時間のオフセット補正の結果も変化する」ということである。そのため 6 つの較正は図中の上から下の順で行う。本論文においても上から下の順で述べる。各較正の結果求めたスレッシュホールドと TOF のゲート条件を用いて準単色中性子ビームを再度選択し、6 つの補正を繰り返す。

ここで準単色中性子ビームの解析においては、特筆しない限りは連続する 3 層を突き抜けたイベントを用いる。これはトリガー信号の生成においてミスがあり、1 つのモジュールの両端のコインシデンスを取ることができるモジュールが 5 モジュールのみであるからである。そのため問題なくトリガーを生成できている「連続する 3 層を突き抜けたイベント」を用いて解析を進める。

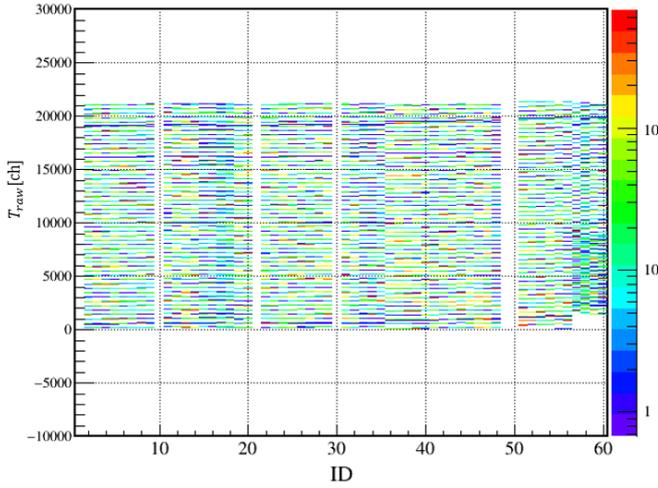
さらに「1,2,3 層目を突き抜け」、「3,4,5 層目を突き抜け」の場合は 1,3、3,5 層目のシンチレータの x 座標が等しい、「2,3,4 層目を突き抜け」の場合は 2,4 層目のシンチレータの y 座標が等しい、というゲートをかける。これにより前方に反跳された反跳陽子のみを取り出すことができるので、発光量や層間の反跳陽子の飛行距離のブレを少なくでき補正の精度を上げることができる。

4.1 TDC の単位較正

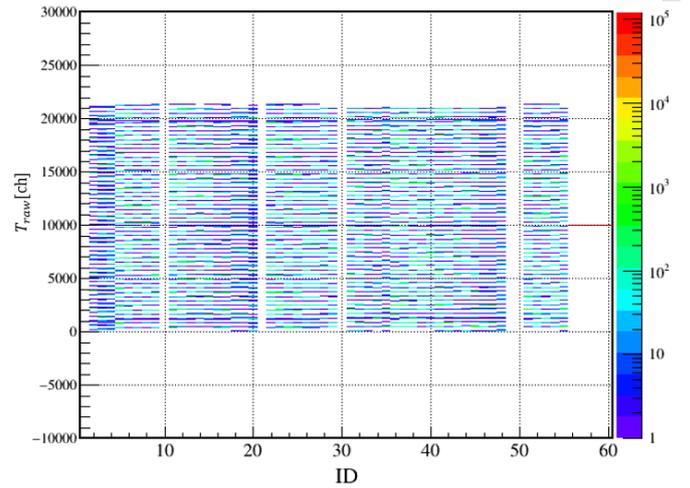
TDC の出力 (T_{raw}) は単位が [ch] によって出力されるため、

$$T_{cal} [\text{ns}] = t_{cal} \times T_{raw} [\text{ch}], \quad (4.1.1)$$

であらわされるような変換係数 t_{cal} によって、実時間 T_{cal} (単位は [ns]) に変換する必要がある。変換係数 t_{cal} は TDC Calibrator モジュールを使って求める。TDC Calibrator は 10 ns 間隔の信号を出力するように設定したため、TDC のスペクトル (T_{raw} [ch]) には 10 ns 間隔の鋭いピークが立つ。これらのピークをそれぞれガウス分布によってフィットし、各ピークの間隔が 10 ns に対応するということから変換係数 t_{cal} を求める (図 4.2,4.3)。

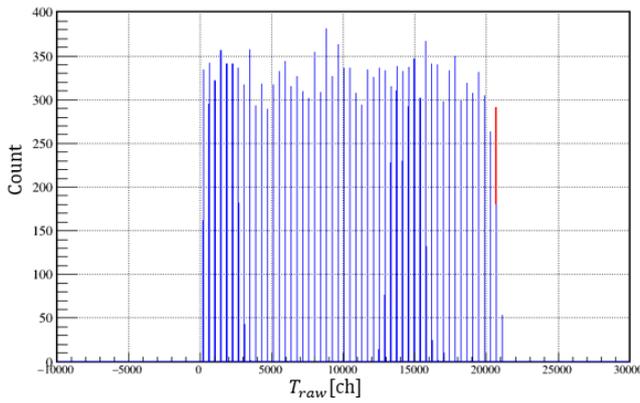


(a) 各 ID の”u”側の TDC データ (tu)

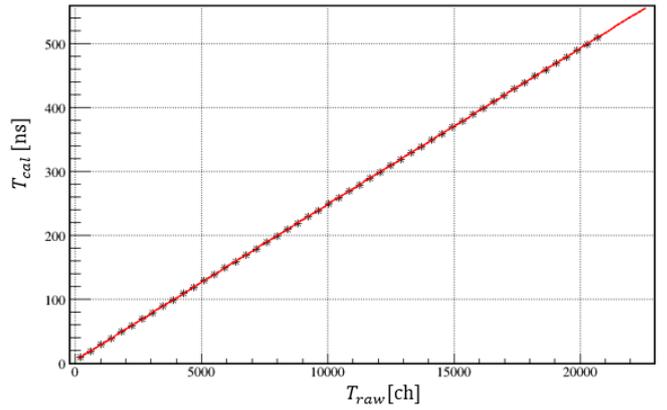


(b) 各 ID の”d”側の TDC データ (td)

図 4.2 各 ID での TDC Calibrator モジュールに対する TDC データ。ここで ID51 以降は VETO や RF 信号や V1290 の Tref 用のチャンネルに対応している。u 側と d 側で ID 数が一致しないことも同様の理由による。



(a) ID4 の T_u の分布

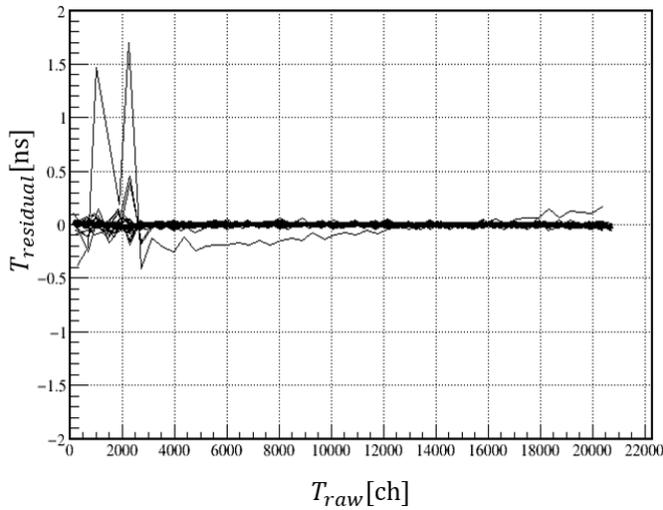


(b) 線形近似によって変換係数 t_{cal} を求める。

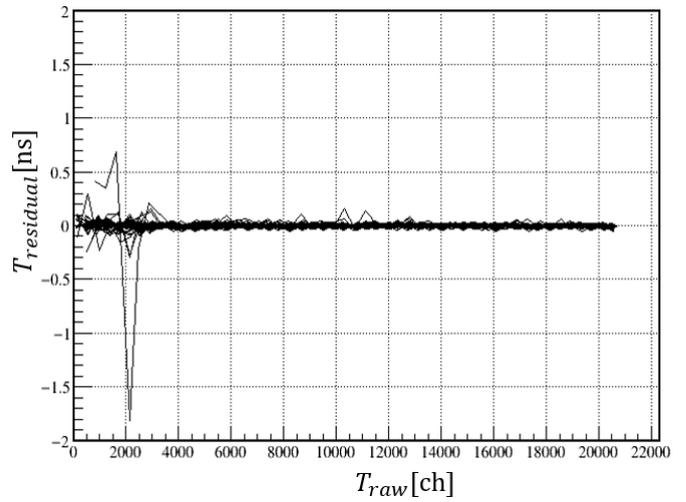
図 4.3 TDC の時間較正 (ID4-u)

上記の方法によって変換係数 t_{cal} を求め、そこから計算した時間 T_{cal} と実際に TDC Calibrator モジュールが出力した時間 T_{calib} の差 $T_{residual}$ の分布をすべての ID についてプロットすると図 4.4 のようになる。

$$T_{residual}[\text{ns}] = T_{cal}[\text{ns}] - T_{calib}[\text{ns}] = (t_{cal} \times T_{raw}[\text{ch}]) - T_{calib}[\text{ns}] \quad (4.1.2)$$



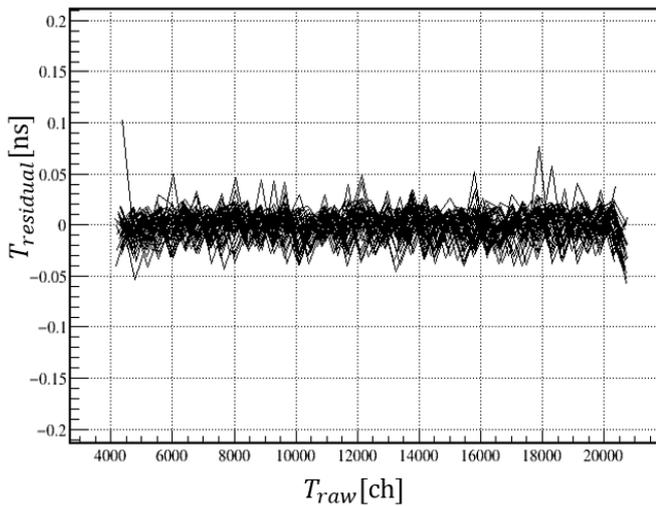
(a) Tu における $T_{residual}[ns]$ の分布 (ゲート条件なし)



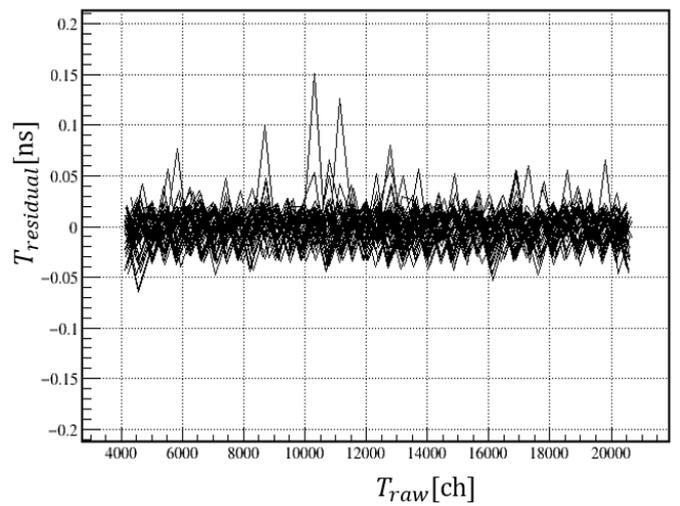
(b) Td における $T_{residual}[ns]$ の分布 (ゲート条件なし)

図 4.4 時間較正の残差分布 (ゲート条件なし)

一部の ID において低チャンネル部の線形性が悪い結果となった。ここで、この低チャンネル部に記録される信号はトリガー信号とほぼ同じタイミングの信号である。一方で本研究に用いる準単色中性子ビームによる信号はトリガー信号とは異なるタイミングであるため、低チャンネル部に記録されることはなく、準単色中性子ビームの解析に TDC の低チャンネル部は用いない。したがって 4000 ch 以上というゲート条件をかけて低チャンネル部を除き、それ以外の部分のみで変換係数 t_{cal} を求め直した。この場合での t_{cal} に対する $T_{residual}$ の分布は図 4.5 のようになる。十分な精度で単位較正することができたため、以降は単位較正された時間情報を使って解析を行う。



(a) Tu における $T_{residual}[ns]$ の分布 (ゲート条件 4000 ch 以上)



(b) Td における $T_{residual}[ns]$ の分布 (ゲート条件 4000 ch 以上)

図 4.5 時間較正の残差分布 (ゲート条件有り)

4.2 QDC のゼロ点補正

QDC は入力されたアナログ信号を積分しデジタル値に変換するモジュールである。トリガーによって生成されたゲート信号を QDC に入力し、このゲート幅中に含まれるアナログ信号を積分した値を返す。入力信号がない場合、QDC データは 0 ch とならず、有限の値を返す。これは QDC の 0 ch と入力信号の GND レベルが一致しないためである。この値をペDESTAL と呼ぶ。

QDC のスレッシュホールドを 0 ch に設定して QDC にゲート信号のみを入力することによって、ペDESTAL を取得することができる。ペDESTAL の分布を図 4.6 に示す。各チャンネルごとのペDESTAL の分布をガウシアンでフィットすることによってペDESTAL の値を得た。このペDESTAL の値を差し引くことでエネルギーの原点をそろえた (図 4.7)。

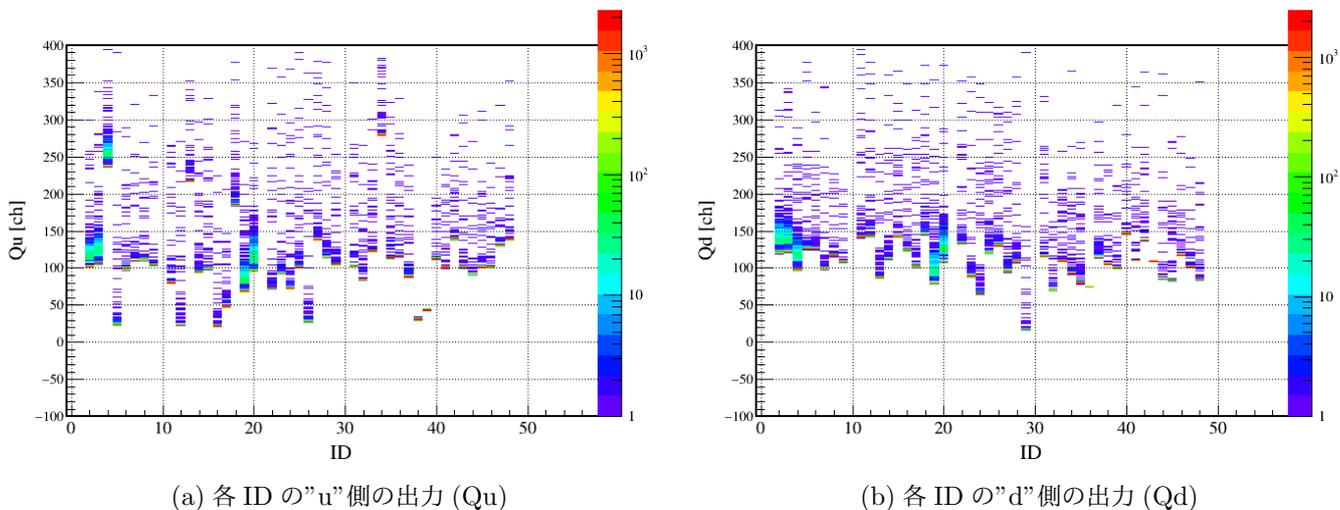


図 4.6 ペDESTAL 補正前

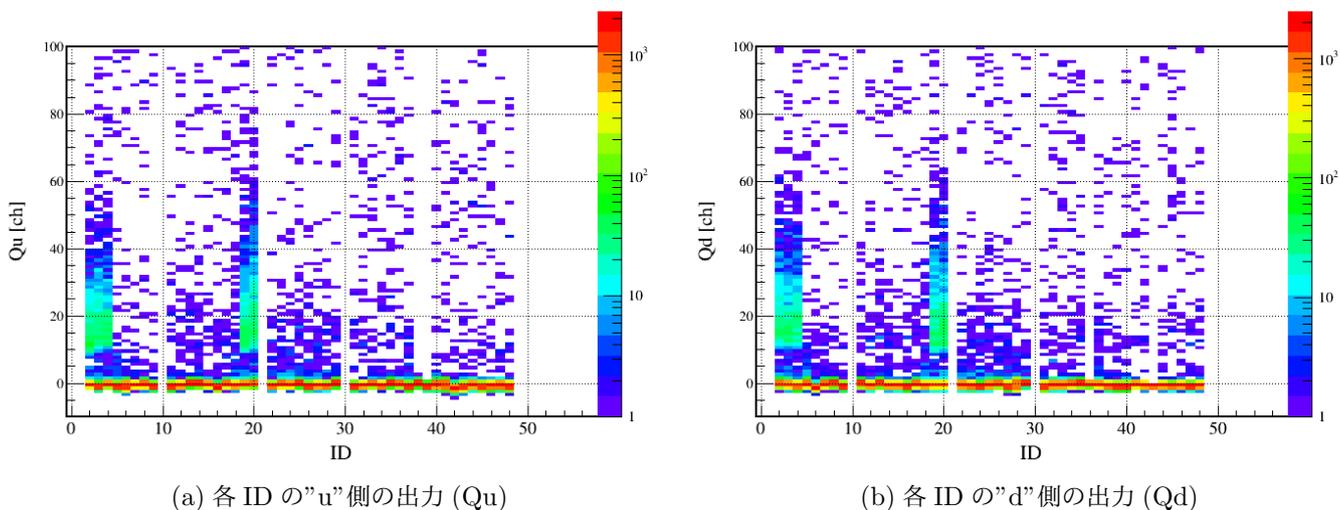


図 4.7 ペDESTAL 補正後。0 ch 付近のピークがペDESTAL であり、正しく補正できていることが分かる。

4.3 位置の較正

反応位置の決定方法には軸方向によって次の2つの方法を使い分ける。ビーム軸方向とシンチレータの短軸方向に関しては反応したシンチレータの幾何学的位置によって決定する。これには実験の際にレーザー墨出し器を用いて測定した位置情報を利用する。一方シンチレータの長軸方向に関しては両側のPMTの時間差 $dT (= T_d - T_u)$ を利用する。時間差 dT は単位が [ns] で与えられるため、適切な変換係数を用いて位置 Pos (単位は [mm]) に変換する必要がある。さらに $dT = 0$ の点は各シンチレータによってバラバラである。これは回路や後述するスルーの影響があるからである。そのため適切なオフセット T_{offset} を加えることで、縦置きシンチレータにおける原点を x 軸上に、横置きシンチレータにおける原点を y 軸上に来るように補正した。以上のことをまとめると、

$$Pos [mm] = \frac{v [mm/ns]}{2} (Td - Tu + T_{offset} [ns]) , \quad (4.3.3)$$

となる。ただし v はシンチレータ中における光の速度である。

位置の較正には準単色中性子ビームのデータを用い、連続した3層を突き抜ける反跳陽子イベントを利用する。まずは最前層と最後層を除いた2,3,4層目の補正を行う。

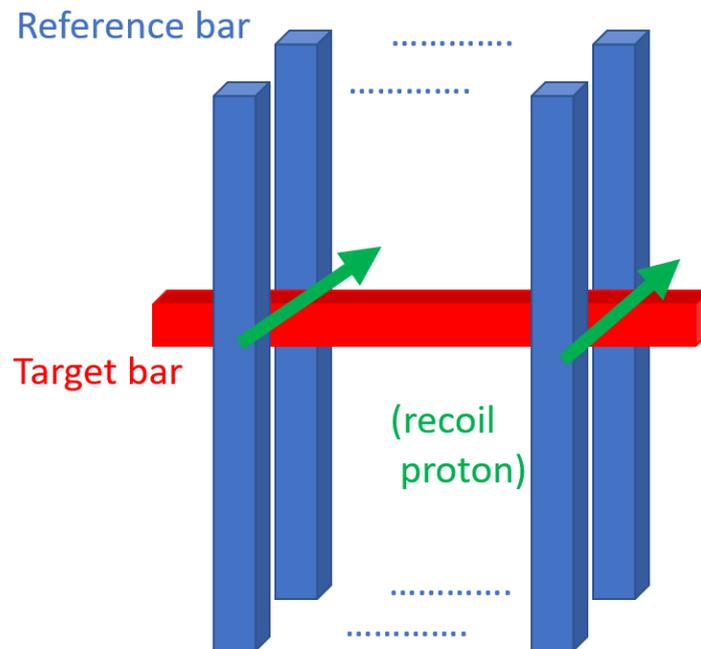


図 4.8 2,3,4 層目の位置較正に用いるコインシデンス。補正の対象となる”Target bar”と前後1層ずつにある”Reference bar”の計3本のコインシデンスを考える。この時”Reference bar”の組として x 座標が同じものを用いることで、前方に反跳した陽子を選択する。Target bar の Pos の値が、Reference bar の x 座標と一致するように補正する。

図 4.8 のように補正の対象となるシンチレータ (以下、Target bar) と、その1層前にあるシンチレータと1層後にあるシンチレータ (以下、Reference bar) の3本によるコインシデンスを考える。例として ID35 の補正を行う場合を考えると、コインシデンスの取り方を (ID22,35,41)、(ID23,35,42)、...、(ID29,35,48) というように Reference bar の組として x 座標が同じものを選択することで、前方に反跳した陽子を選択する。この反跳陽子に対して、Target bar の $dT (= T_d - T_u)$ の値と Reference bar の x 座標を図 4.9 のようにプロットして、 x 軸方向の各ビン、つまり 3,5 層目のモジュールごとに一次関数でフィッティングすることで、シンチレータ中での光の速度 v とオフセット T_{offset} を求める。

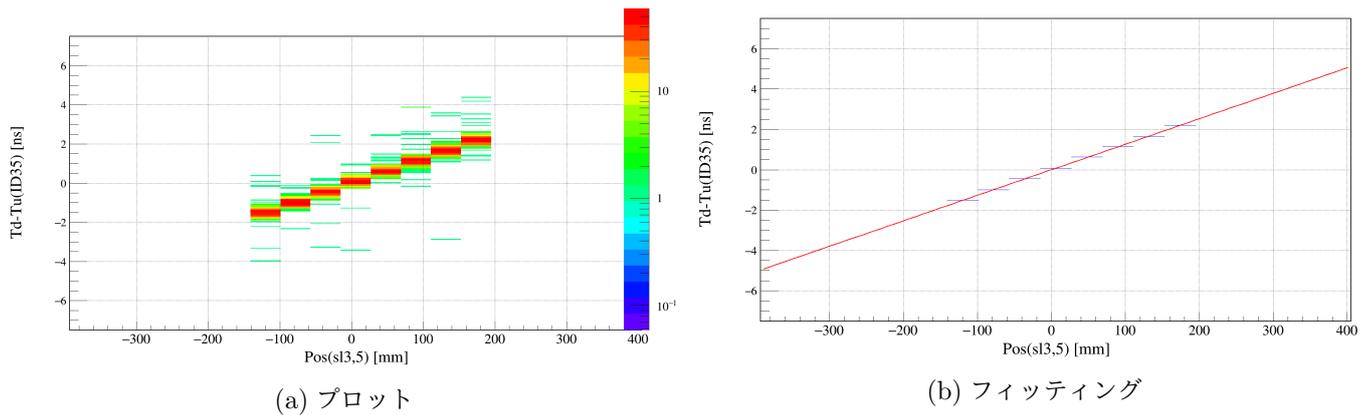


図 4.9 位置の較正。(a)、横軸に Reference bar の x 座標を、縦軸に Target bar の dT (=Td-Tu) の値をとった。横軸のピン幅は 42 mm であり 3,5 層目のモジュールの x 軸方向の幅に対応している。(b)、(a) のプロットにおいて x 軸方向の各ビン、つまり 3,5 層目のモジュールごとに dT (=Td-Tu) の平均値をとる。これを一次関数でフィッティングすることで、シンチレータ中の光速 v とオフセット T_{offset} を求める。

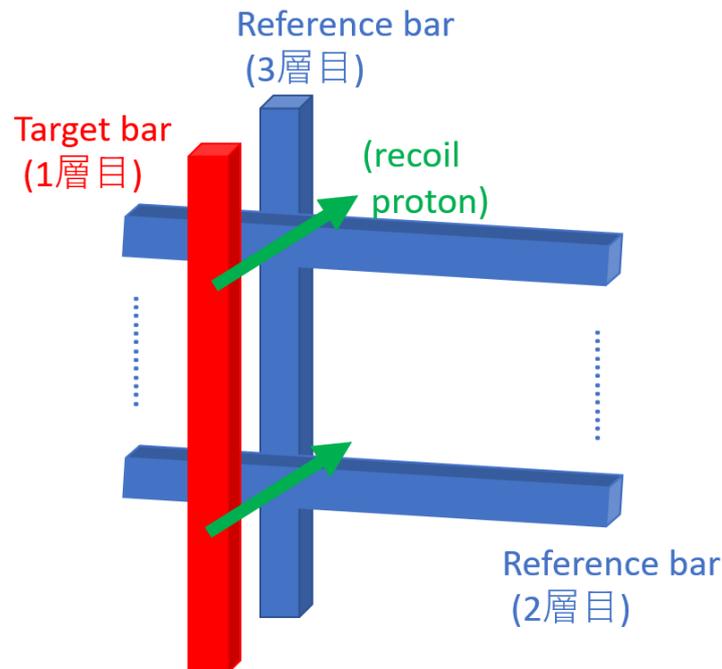
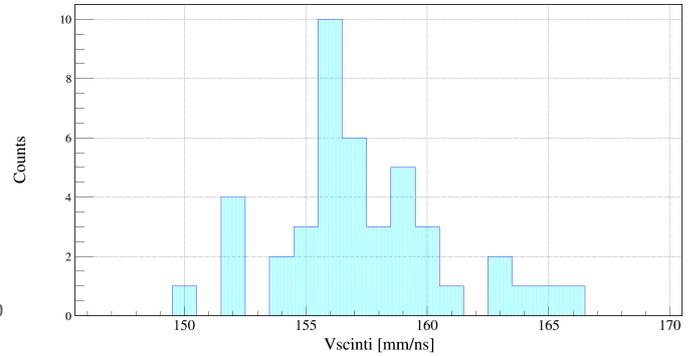
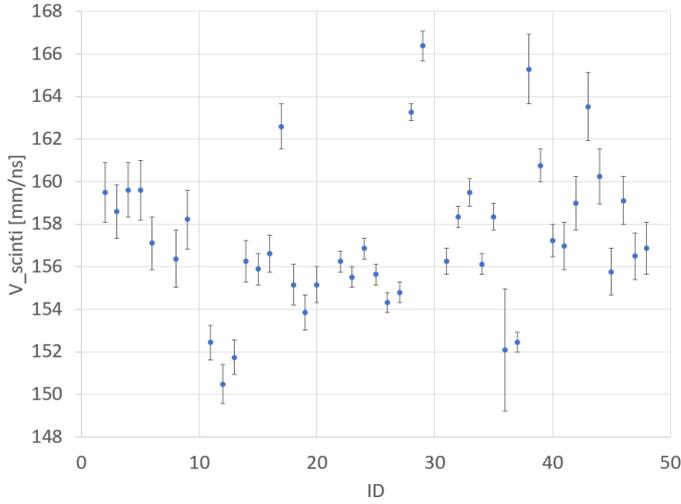


図 4.10 1 層目の位置較正に用いるコインシデンス。1,2,3 層目の 3 本のコインシデンスを考える。この時 3 層目の Reference bar を Target bar と同じ x 座標のものに固定することで、前方に反跳した陽子を選択する。Target bar の dT (=Td-Tu) の値が、2 層目の Reference bar の y 座標と一致するように補正していく。

次に 1 層目の補正について述べる。1 層目は最前層であるため前後の層で挟むことは不可能である。そのため 1 層目の位置の較正には、図 4.10 のように 1,2,3 層目を突き抜けたイベントを用いる。コインシデンスを取る 3 層目のシンチレータは、Target bar と同じ x 座標のものに固定する。これにより前方に反跳した陽子を選択する。この前方に反跳した反跳陽子に対する Target bar の dT (=Td-Tu) の値が、2 層目の Reference bar の y 座標と一致するように補正していく。5 層目の位置の較正も 1 層目の場合と同様の手法で行う。

この結果から各シンチレータ中における光の速度 v の分布は図 4.11 のようになった。平均値は 157(1) mm/ns である。ただし RMS が 3.4 mm/ns と大きいため、全シンチレータに対して共通の値を用いるのではなく各シンチレータごとに求



(a)、各 ID ごとのシンチレータ中の光の速度の分布

(b)、(a) を縦軸に射影したもの

図 4.11 (a)、各 ID ごとのシンチレータ中の光の速度の分布。(b)、(a) を縦軸に射影したものの RMS が 3.4 mm/ns と大きいので今後の解析では各シンチレータ固有の光の速度を用いていく。

めた光の速度を用いる。

4.4 宇宙線を用いた発光量較正

シンチレータ中で粒子の落としたエネルギーは発光量に変換され、その値が QDC によって取得される。QDC のデータ (Q_{raw}) は単位が [ch] によって出力されるため、

$$Q_{cal}(ave) [\text{MeVee}] = q_{cal} \times \sqrt{Q_{raw}(u) [\text{ch}] \times Q_{raw}(d) [\text{ch}]}, \quad (4.4.4)$$

で表されるような変換係数 q_{cal} を各モジュールごとに求めて、発光量 Q_{cal} (単位は MeVee) に変換する必要がある。既にペDESTALの補正によって 0 MeVee が 0 ch に来るように補正してあるため、あともう 1 点だけ基準点を取れば変換係数 q_{cal} が求まり QDC データを較正することができる。横置きモジュールの中で (ID18,20) と (ID35,37) の 2 組のみについては宇宙線を用いて発光量較正を行う。これは、(ID18,20) のコインシデンスを考える場合には 20u と 20d の PMT のコインシデンスによって正しくトリガーがかかっており、(ID35,37) のコインシデンスを考える場合には 35d と 37d の PMT のコインシデンスによって正しくトリガーがかかっているからである。その他のモジュールについては次節で述べるように、準単色中性子ビームを用いて発光量較正を行う。

y 軸方向のシンチレータの厚さは 4 cm であるため、宇宙線イベントの発光量は 8 MeVee となる。ただし宇宙線が MIP であると仮定した時の発光量を 2 MeVee/cm とした。この時のセットアップは図 4.12 のようになる。

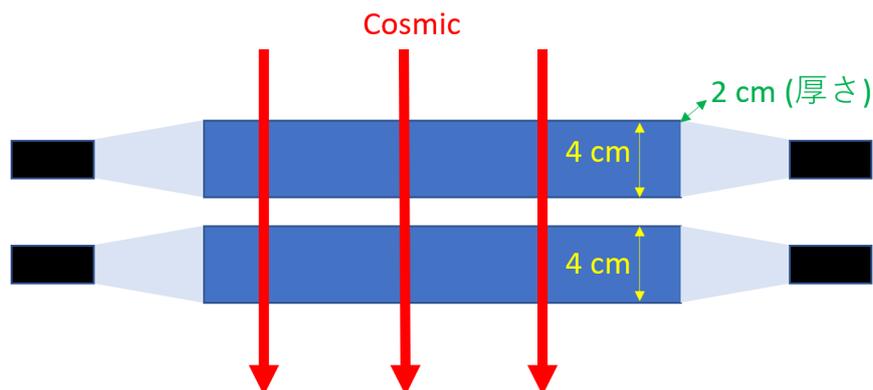


図 4.12 宇宙線を用いた発光量校正のセットアップ。横置きモジュールの中で正しくトリガーがかかっている (ID18,20) と (ID35,37) の 2 組にのみについて宇宙線を用いた発光量校正を行う。天頂方向からの宇宙線による発光量が 8 MeVee に相当する。

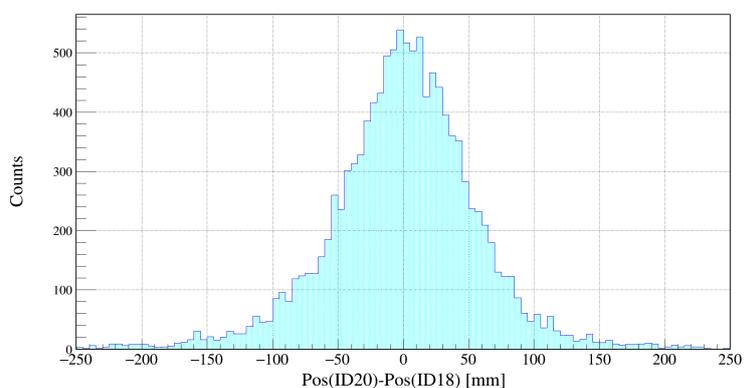


図 4.13 ID18,20 の x 座標の差。ただ 2 本のコインシデンスを取っただけでは天頂方向からの宇宙線のみを選ぶことはできないと分かる。z 軸方向の厚さが 20 mm であることから、2 モジュールの x 座標の差が 10 mm 以下というゲートをかけた。

ここで ID18,20 のコインシデンスを取った時の、両モジュールにおける発光位置の差をプロットすると図 4.13 のようになる。図 4.13 から分かるように、ただ 2 本のコインシデンスを取るだけでは天頂方向からの宇宙線のみを選択することはできない。そのため 2 本のシンチレータにおける観測位置の x 座標について、

$$-10 \text{ mm} < Pos(ID20) - Pos(ID18) < 10 \text{ mm} , \quad (4.4.5)$$

のようなゲートをかけた。ただし、シンチレータの z 軸方向の厚さが 20 mm であることから $\pm 10 \text{ mm}$ というゲートにした。この時の発光量の分布は図 4.14 のようになる。このヒストグラムをランダウ分布でフィットした時のピークのチャンネル値が 8 MeVee となるように発光量校正を行った。

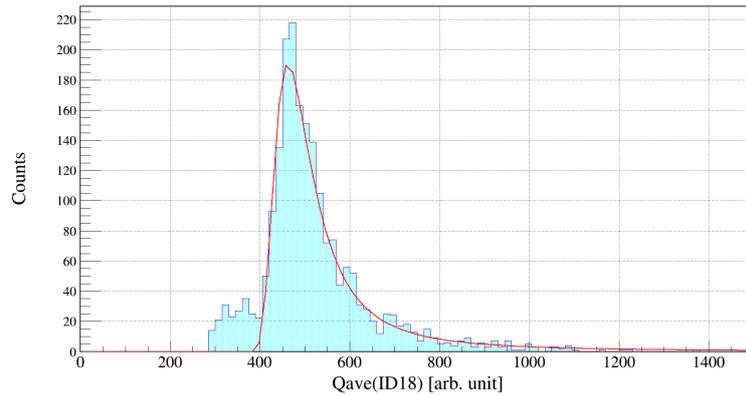


図 4.14 天頂方向からの宇宙線に対する発光量 (ID18)。2 モジュールの x 座標の差が 10 mm 以下というゲートをか
けることで、天頂方向からの宇宙線のみを選択した。このヒストグラムをランダウ分布でフィッティングし、ピーク
のチャンネル値が 8 MeVee となるように発光量較正をした。

4.5 準単色中性子ビームを用いた発光量較正

発光量の較正には準単色中性子ビームのデータを用い、連続した 3 層を突き抜ける反跳陽子イベントを利用する。まず ID18,20,35,37 における発光量分布から何 MeVee にピークがあるかを求める。例として準単色ビームに対する ID35 の発光量分布は図 4.15 となる。このヒストグラムをランダウ分布でフィッティングすることで、発光量のピークとその FWHM を求める。4 本のモジュールに対する結果の平均を取ることによって、準単色中性子ビームに対する発光量のピークは 8.5(2) MeVee、ピークの FWHM は 3 MeVee と求まった。

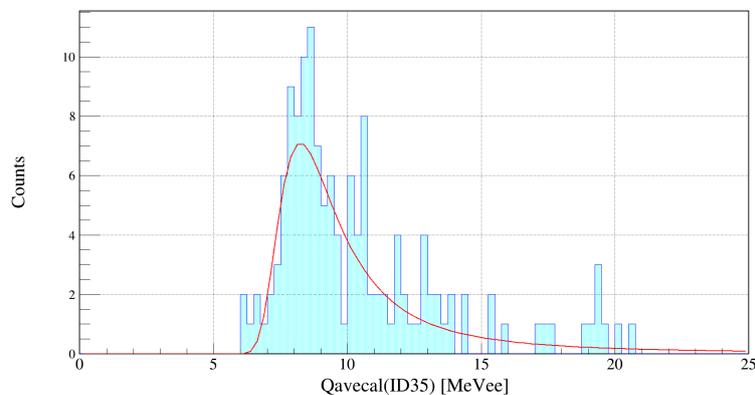


図 4.15 ID35 における準単色中性子ビームに対する発光量。このヒストグラムをランダウ分布でフィッティングする
ことで、発光量のピークとその FWHM を求める。4 本のモジュールに対する結果の平均を取ることによって、準単色
中性子ビームに対する発光量のピークは 8.5(2) MeVee、ピークの FWHM は 3 MeVee と求まった。

次に ID18,20,35,37 以外のモジュールについて、準単色ビームに対する発光量分布をみる。例として、準単色ビームに対す
る ID25 の発光量分布を図 4.16 に示す。このヒストグラムをランダウ分布でフィットした時のピークのチャンネル値が 8.5
MeVee となるように発光量較正を行った。

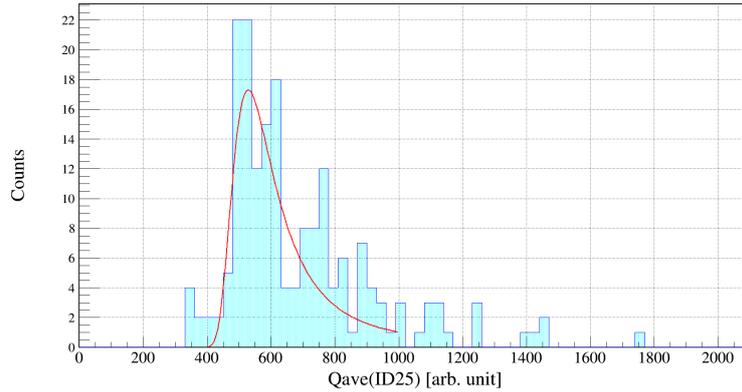


図 4.16 ID25 における準単色中性子ビームに対する発光量。このヒストグラムをランダウ分布でフィッティングし、ピークのチャンネル値が 8.5 MeVee となるように発光量較正をした。

4.6 スルー補正

時間情報の発光量依存性をスルーと呼ぶ。これは、シグナルの発生時間が同じであった場合でも発光量によって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が異なることに起因する (図 4.17)。スルーは時間分解能を悪化させる原因となるので補正を行う。

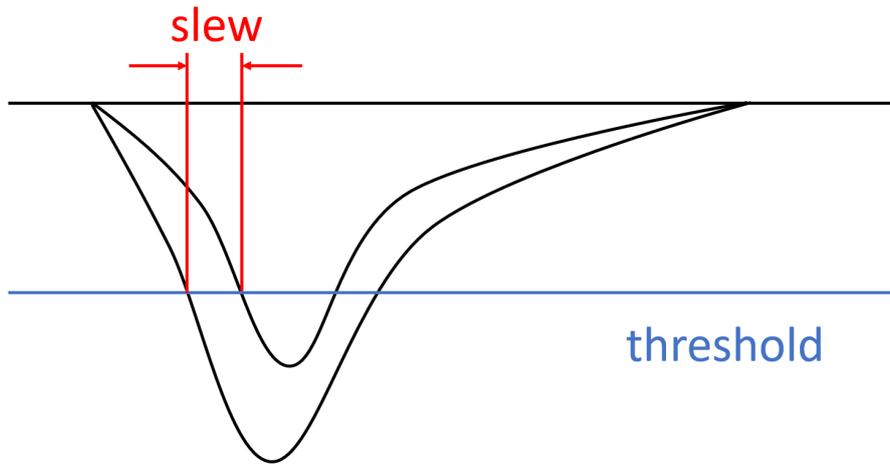


図 4.17 スルーの原因。信号の発生時間が等しくても、発光量小さいとスレッシュホールドを超える時間が遅くなり、信号の時間情報が遅くなる。

真の時間を T 、測定時間を T' 、スルーによって遅れる時間を T_{slew} とする。シグナルの立ち上がりを 2 次の関数であるとすると、

$$T_{slew} = \frac{c_{slew}}{\sqrt{Q}} + T_{offset} , \quad (4.6.6)$$

$$T' = T + T_{slew} , \quad (4.6.7)$$

となる。このスルーパラメータ c_{slew} は各 PMT 固有のものであり個別に補正していく必要がある。具体的には横軸に $1/\sqrt{Q}$ を、縦軸に TOF をプロットして一次関数でフィッティングし傾きの分だけスルーパラメータ c_{slew} を変化させる。さらに 1 つの PMT についてスルー補正をしたのちに別の PMT のスルー補正を行うと TOF の値が変化する。そのため

た初めの PMT に戻ってスルー補正を行う。このように、このスルー補正は各 PMT について繰り返し補正を行う必要がある。

ここで例として、ID15,25,35 でコインシデンスを取った時の ID15,25 間、ID25,35 の時間差について考えてみる。それぞれ横軸に $1/\sqrt{Qu(ID25)}$ [MeV^{0.5}]、縦軸に 2 モジュールの時間差を取ると図 4.18 のようになる。

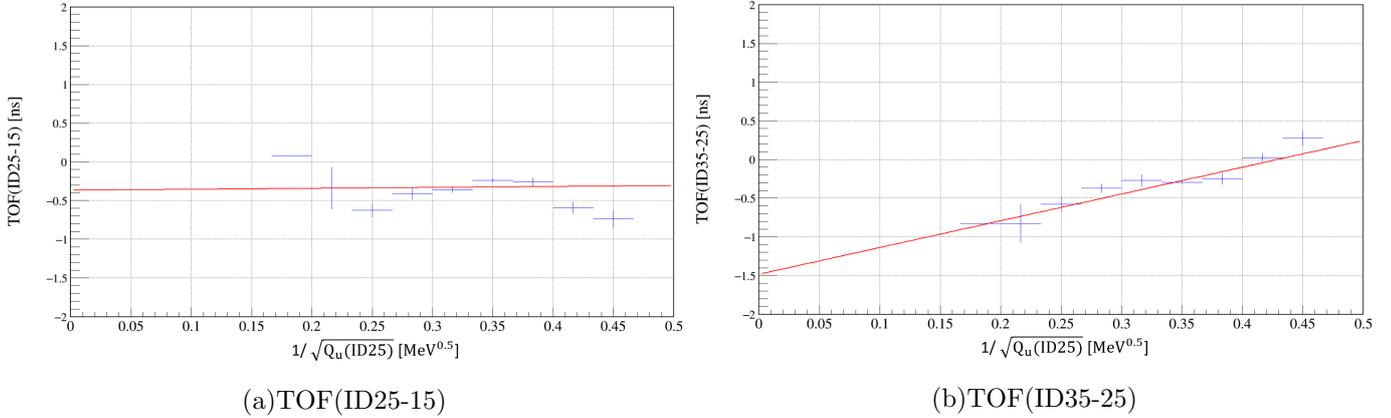


図 4.18 スルー補正前の様子。この図における TOF はスルー補正前のものである。同一の PMT である 25u において、TOF(ID25-15) と TOF(ID35-25) でスルーの影響が異なっているため、上流の場合と下流の場合の両方を同時に補正できるパラメータは存在しないことが分かる。

このようにある PMT を補正する際に、その上流側の検出器との時間差を見た場合と下流側の検出器との時間差を見た場合とでは異なる結果となる。このため上で述べた各 PMT についてのフィッティングを繰り返し行うことで各 PMT について別々のスルーパラメータを求めるという手法は難しい。よって、

$$T_{true} = \frac{c_{slew}}{\sqrt{Q}} + T_{(before-slew-calib)}, \quad (4.6.8)$$

で表される同一のパラメータ c_{slew} を全 PMT に用いてスルー補正を行った。

簡単のため各層の中央に位置する ID5,15,25,35,44 の 5 本のモジュールに注目する。このときコインシデンスの取り方や時間差をみる検出器の選び方によって、表 4.1 のような 6 通りの TOF を計算することができる。

コインシデンス	TOF
ID5,15,25	ID5-ID15
ID5,15,25	ID15-ID25
ID15,25,35	ID15-ID25
ID15,25,35	ID25-ID35
ID25,35,44	ID25-ID35
ID25,35,44	ID35-ID44

表 4.1 計算に用いた 6 通りの TOF。5 本の ID について 6 通りの TOF を考えることができ、これらの平均値から共通のパラメータ c_{slew} を決定した。

共通のスルーパラメータ c_{slew} を 0.1 刻みで動かしたときに、表 4.1 で考えた 6 通りの TOF の時間分解能の平均値は図 4.19 のようになる。

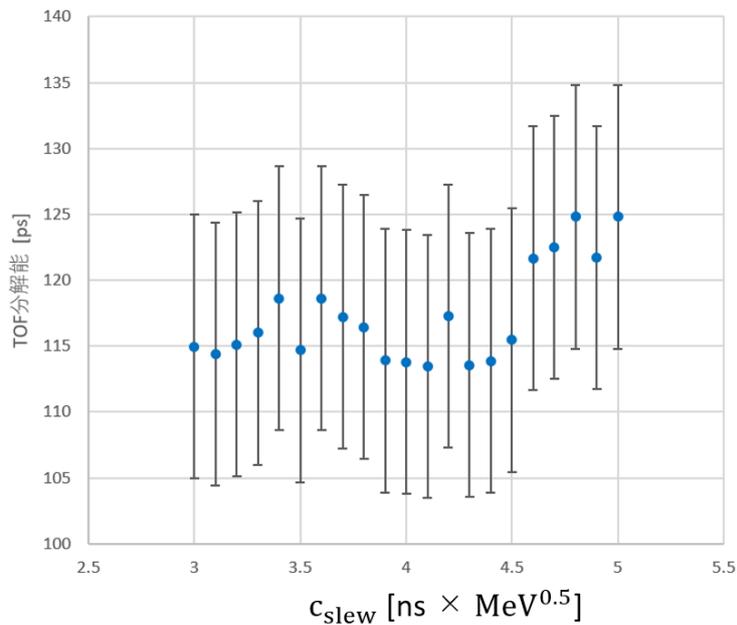


図 4.19 スルーパラメータによる TOF の時間分解能の変化。誤差が大きいため、 c_{slew} が 3.0 ~ 4.5 の範囲で TOF の時間分解能はほとんど変わらない。本解析では $c_{slew} = 4.1$ を採用した。この時の TOF の時間分解能は 113(10) ps である。

図 4.19 より、この誤差では c_{slew} が 3.0 ~ 4.5 の範囲で TOF の時間分解能はほとんど変わらないことが分かる。本解析では $c_{slew} = 4.1$ を採用した。この時の TOF のヒストグラムをガウシアンでフィッティングすると図 4.20 のようになる。図 4.20 をみても分かる通り、理想的なガウシアンからは少しずれておりスルーの効果が残っている。一方で、6 通りの

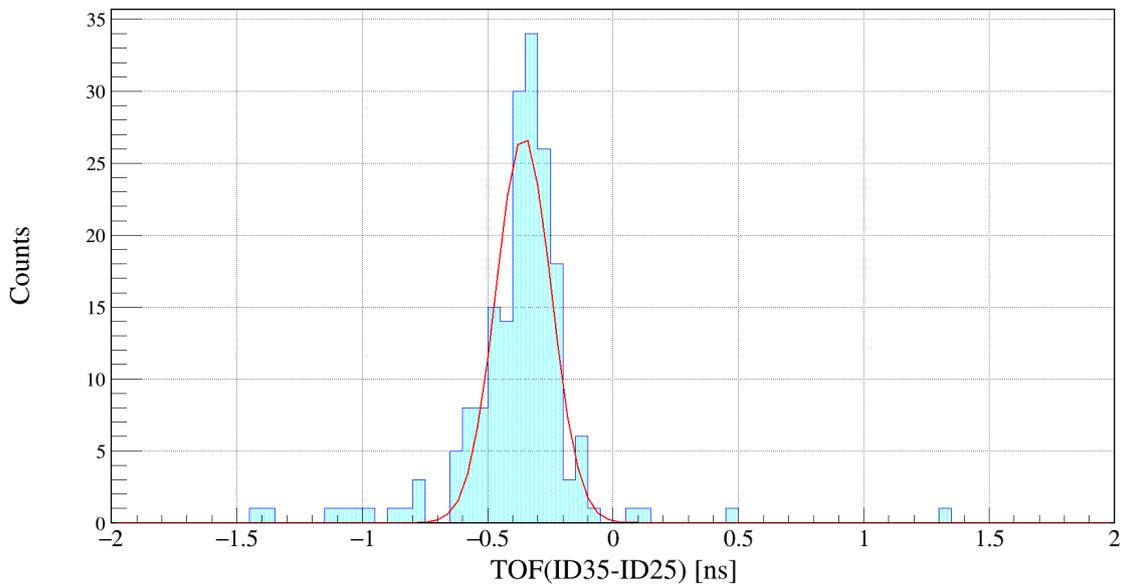


図 4.20 スルー補正後の TOF の時間分解能。このヒストグラムのフィッティングで得られる TOF の時間分解能は 110(12) ps である。2 モジュールの時間分解能が等しいと仮定した場合には、TOF の時間分解能を $\sqrt{2}$ で割ることで 1 モジュールの時間分解能が分かる。今の場合、1 モジュールの時間分解能は 78(8) ps であり、要求性能である 100 ps を下回る。

TOF の時間分解能の平均値は 113(10) ps であり、モジュール 1 本当りの時間分解能に直すと 80(7) ps である。この 80 ps という時間分解能の値は、HIME の要求性能である時間分解能 100 ps を十分満たしている。

ID5,15,25,35,44 以外のモジュールにも、スルーパラメータ $c_{slew} = 4.1$ を採用してスルー補正を行う。

4.7 モジュール間の相対的な時間のオフセット補正

本項では図 4.20 のガウシアンピークに相当する、隣の層のモジュールとの時間差の補正について述べる。モジュール間の時間差の値は、回路などの要因によってずれがあるため補正する必要がある。まず隣の層のモジュールとの時間差が 0 となるように全モジュールの時間にオフセットを加える。次に中性子のエネルギーから計算した飛行時間をもとに、各層間における反跳陽子の飛行時間の差を計算する。ここで中性子ビームとシンチレータ中の陽子との弾性散乱を仮定し、さらに中性子ビームとシンチレータ中の陽子はシンチレータの中央で反応したと、陽子が 0 度に反跳したことを仮定している。その計算結果は表 4.2 のようになる。その時間差とあうように時間のオフセットを加えて補正する。

	1 層目	2 層目	3 層目	4 層目	5 層目
1 層目との時間差 [ps]	-	300	660	1015	1370

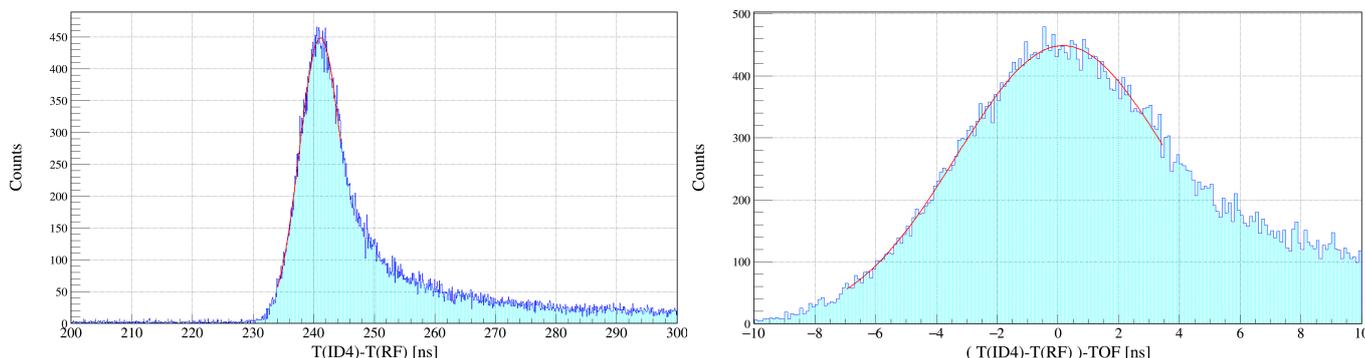
表 4.2 各層間における反跳陽子の飛行時間の差

4.8 標的-HIME 間の絶対的な時間のオフセット補正

本節においては HIME と RF 信号との時間差で計算される、標的-HIME 間の TOF のオフセットの補正を行う。RF 信号と標的での反応の時間は一致しておらず、ある一定のオフセットがあるため補正する必要がある。1 本でもトリガーが問題なくかかっているモジュールの中で、1 層目にあり、かつビーム軸に最も近い ID4 での観測時間から RF の時間を引いた値を考える。その値から計算で求めた中性子の飛行時間 $TOF_{(calc)}$ を引いた値は、

$$(T_{ID4} - T_{RF} [ns]) - TOF_{(calc)} [ns], \quad (4.8.9)$$

となる。この式の値をプロットしてガウシアンでフィッティングし、ピークが 0 になるように補正する。その結果は図 4.21 である。



(a)、HIME(ID4) での時間から RF での時間を引いたもの (b)、(a) から中性子のエネルギーから計算される TOF を差引いたもの。

図 4.21 ID4 の TOF。HIME(ID4) での時間から RF での時間を引いたもの、および中性子のエネルギーから計算される TOF を差引いたもの。HIME(ID4) までの TOF は 240.9 ns であり、この値を引いた分布のピーク位置がゼロとなるように補正する。

ここでは分布全体をガウシアンでフィッティングしたのちに、そのガウシアンの $(-2\sigma \sim +1\sigma)$ の範囲で再度フィッティングす

るという手法でピークの値を求めた。 $(-2\sigma \sim +1\sigma)$ というゲートは経験的に決定したが、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応による準単色中性子ビームよりもエネルギーが低く TOF の大きい、連続状態や ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}(g.s.)$ によるピークの影響を少なくする意図がある。しかし後述する通り、厳密には各成分が混ざってきてピークの位置がずれてしまうため、最終的には各成分ごとに分けてフィッティングした際の ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応のピークを用いて補正を行った。

HIME-RF 間の TOF の時間分解能は $\sim 3.5 \text{ ns}$ という値となった。HIME-HIME 間の TOF の時間分解能である $\sim 0.1 \text{ ns}$ と比較して大幅に悪いことから、HIME 側ではなく RF 側の信号に何らかのジッターがあったと考えられる。このジッターの原因は不明である。各モジュールの相対的な時間差は前項の通りあっているため、ID4 と同じオフセットを加えることで、他のモジュールの TOF のオフセットも補正されることになる。

4.9 準単色中性子ビームの選択

${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応では、 ${}^7\text{Be}$ の基底状態・第一励起状態への遷移だけでなく連続状態への遷移も起こる。そのため、単色中性子ビームとみなすことのできる ${}^7\text{Be}$ の基底状態・第一励起状態への遷移を TOF にゲートをかけることで選択する。

4.9.1 NEUT における準単色中性子ビーム

標的有りの run のデータ全体の中から、以下の条件を満たしたものを準単色中性子ビームとして選択する。

- VETO でのヒットがない
- 1 本の NEUT の両端の PMT に対応する TDC にデータが入っている
- 発光量がスレッシュホールドである 5 MeVee 以上である。
- そのイベントにおける標的から HIME までの TOF が、図 4.21 による全イベントによる分布のピークから $-2\sigma \sim +1\sigma$ の範囲内にあるもの

ここで $-2\sigma \sim +1\sigma$ というゲートは経験的に決定したが、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応による準単色中性子ビームよりもエネルギーが低く TOF の大きい、連続状態や ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}(g.s.)$ によるピークの影響を減らす意図がある。VETO でのヒットに関しては以下で述べる。

4.9.2 VETO におけるヒット

まず VETO におけるヒットの条件を以下のように定義する。

- 1 本の VETO の両端の PMT に対応する TDC にデータが入っている
- そのイベントにおける標的から HIME までの TOF が、図 4.21 のような全イベントによる分布のピークから $-3\sigma \sim +3\sigma$ の範囲内にあるもの
- 3 本ある VETO のシンチレータのうち 1 本でも上記 2 つの条件を満たした場合には「VETO にヒットがあった」とみなす。

通常は VETO に関しても適切なスレッシュホールドを設定するが、本研究においてはスレッシュホールドを設定しない。これは QDC の不具合により VETO の PMT の発光量情報の取得に失敗しており、スレッシュホールドを設定することができないためである。一方で TDC データについては問題はないので、時間情報のみを用いて VETO でのヒットを定義する。

また VETO の場合は TOF に関するゲートを NEUT の場合よりも広く設定する。これは VETO で検出される荷電粒子のエネルギーが準単色中性子ビームのエネルギーから少しずれている可能性が考えられるため、ゲートの時間外で VETO を鳴らしたのちにゲートの時間内で NEUT を鳴らす、というイベントも除くためである。

4.9.3 3層突き抜けイベント

ここで「3層突き抜けイベント」の定義を行う。ここまで述べてきた HIME の較正には、特筆しない限り連続する3層を突き抜けた準単色中性子ビームのイベントを用いて補正を行う。

HIME は5層構造であるため、連続する3層を突き抜けるものとしては「1,2,3層目を突き抜け」、「2,3,4層目を突き抜け」、「3,4,5層目を突き抜け」の3パターンがある。ここで各層におけるヒットとは以下のように定義する。

- VETO にヒットがない
- 1本の NEUT の両端の PMT に対応する TDC にデータが入っている
- 発光量がスレッシュホールドである 5 MeVee 以上
- 上記3つを満たした NEUT が1本でもあれば、その層にヒットがあったとする。

ここで「1,2,3,4層突き抜け」と「2,3,4層目を突き抜け」を区別するために「2,3,4層目を突き抜け」、「3,4,5層目を突き抜け」に関しては前層における VETO を考える。つまり「2,3,4層目を突き抜け」とは、「1層目にヒットが無い」かつ「2,3,4層目の3層全てでヒットがある」というものである。ただしシンチレータと反応して反跳した陽子のエネルギーは、もとの準単色中性子ビームのエネルギーからはずれるため、前層の VETO におけるヒットの有無を考える場合には、TOF のゲートを考慮しない。

第5章

結果・議論

本章では HIME の時間分解能・発光量分布・検出効率について議論する。これらの議論に用いる 2 種類のイベントについて定義する。1 つめは「1 モジュールでのイベント」である。このイベントの特徴は以下のとおりである。

- ある 1 モジュールにおいてヒットがあった場合のイベント
- 他のモジュールにおけるヒットは考慮しない
- 現在の中性子検出器において用いられている手法

2 つめは「3 層以上突き抜けイベント」である。このイベントの特徴は以下のとおりである。

- 連続する 3 層それぞれにおいてヒットがあった場合のイベント
- 4 層以上ヒットがあった場合もこのイベントに含める
- 反跳陽子が連続する 3 層以上を突き抜けた場合に相当
- トラッキング解析で用いるイベント

本章における議論に関しては、この 2 種類のイベントを用いて議論する。

1 層目の ID7 にデータが取得されていない。また 4 層目の ID36,37,39 と 5 層目の ID43 の発光量が小さくイベント数が少なくなっている。バイアスのかからない評価・議論を行うために、この 5 モジュールを除いて考える。

5.1 時間分解能

HIME の時間分解能は、3 層以上突き抜けイベントにおける、HIME の異なる層間の TOF から HIME の 1 モジュールの時間分解能を導出する。どの連続する 3 層突き抜けを考えるかには「1,2,3 層目のコインシデンス」、「2,3,4 層目のコインシデンス」、「3,4,5 層目のコインシデンス」という 3 パターンが考えられる。さらにそれぞれにおいて「ビーム上流側の層と中央の層の間の TOF」、「中央の層とビーム下流側の層の間の TOF」の 2 パターンが考えられる。つまり両者を合わせて考えると $3 \times 2 = 6$ パターンが考えられる。各パターン内においては複数通りの TOF が考えられる。例えば 1,2 層目の間の場合には、(ID2,11)、(ID2,12)、...、(ID9,20)、といった形である。これらの TOF を全て同一のヒストグラムに詰めたとときの分布をガウシアンでフィットすることで、各パターンにおける TOF の時間分解能を導出する。

各パターン内において TOF の時間分解能は、それぞれ表 5.1 のようになる。ただし 1 モジュールの時間分解能の値は、TOF の構成に用いた 2 つのモジュールの時間分解能が等しいと仮定することで、TOF の時間分解能を $\sqrt{2}$ で割ることによって導出した。表 5.1 の 6 パターンのうち、最も時間分解能がよいものと最も悪いもののピークは図 5.1 のようになる。

コインシデンス	TOF	TOF の時間分解能 [ps]	1 モジュールの時間分解能 [ps]
1,2,3 層目	1,2 層目	116(1)	82(1)
	2,3 層目	128(1)	90(1)
2,3,4 層目	2,3 層目	123(1)	87(1)
	3,4 層目	130(2)	92(1)
3,4,5 層目	3,4 層目	135(2)	96(1)
	4,5 層目	135(2)	86(1)

表 5.1 各層間における時間分解能 (1σ)。1 モジュールの時間分解能の値は、TOF の構成に用いた 2 つのモジュールの時間分解能が等しいと仮定することで、TOF の時間分解能を $\sqrt{2}$ で割ることによって導出した。

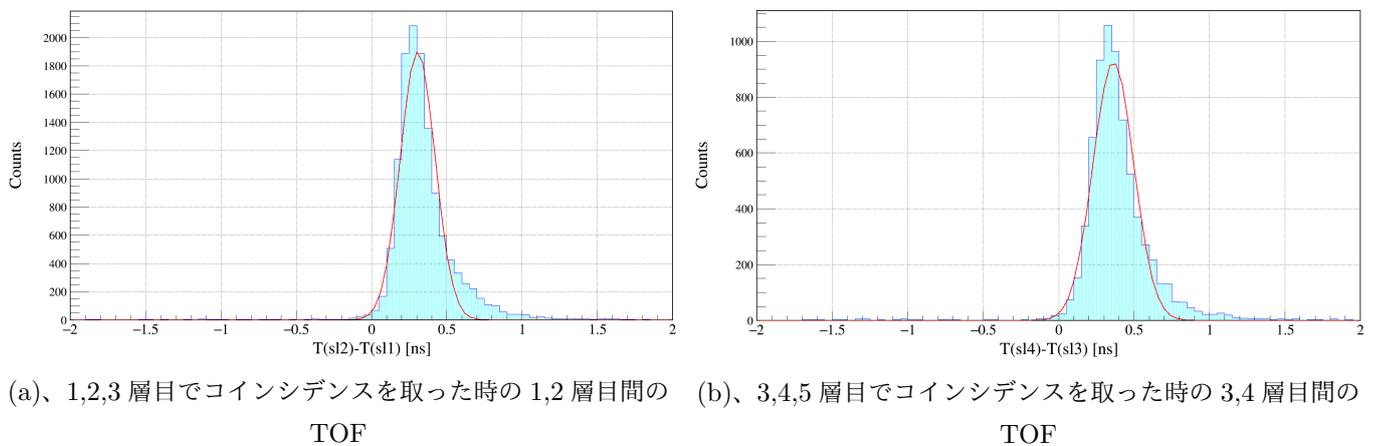


図 5.1 各層間における TOF の分布。(a)、1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 1,2 層目間の TOF。6 パターンのうち最も時間分解能が良いものであり、TOF の時間分解能は 116(1) ps である。(b)、3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 3,4 層目間の TOF。6 パターンのうち最も時間分解能が悪いものであり、TOF の時間分解能は 135(2) ps である。

これら 6 つの「1 モジュールの時間分解能」の平均を取ると 89(1) ps となる。また、1 モジュールの時間分解能は最も悪いものでも 96(1) ps であり、HIME の要求性能である時間分解能 100 ps よりも良い値となっている。これにより HIME によるダイニュートロン相関探索実験が可能であると考えられる。

ここで表や図 5.1 においては、引くことができる全ての TOF の結果を同時にプロットしたものを使って議論している。それぞれの分解能の結果は Appendix. A にまとめる。ただし Appendix. A の値の中には ID36,38,39,43 の結果を用いたものもあるが、ここでの議論においては除いている。

5.2 HIME 固有の時間分解能・位置分解能・運動量分解能

前節で求めた 1 モジュールの時間分解能から HIME 固有の時間分解能と位置分解能、およびダイニュートロン相関探索実験における運動量分解能について導出する。ただし HIME の分解能としては、前節での 6 つの「1 モジュールの時間分解能」の平均を取った 89(1) ps (1σ) という値を用いる。

2.6 節で述べたとおり、z 軸方向の位置分解能は時間分解能に押し付けて考える。つまり前節で求めた 1 モジュールの時間分解能 (Δt) とは、z 軸の位置分解能 (Δz) が押し付けられたものである。そのためまずは z 軸の位置分解能が押し付けられる前の、HIME 固有の時間分解能 (Δt_0) を導出する。まず z 軸方向の位置分解能 σ_z はシンチレータの幅 20 mm を $\sqrt{12}$ で割ることによって、 $\sigma_x = 5.77$ mm (1σ) と求まる。さらに 5.1 節では連続する層間の 65 mm を飛行する反跳陽子を考え

たので、この反跳陽子の飛行時間を 360 ps とすると HIME 固有の時間分解能 Δt_0 (1σ) は、

$$\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 = \left(\frac{\Delta z}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_0}{t}\right)^2, \quad (5.2.1)$$

$$\Delta t_0 = 360 \text{ ps} \times \sqrt{\left(\frac{89 \text{ ps}}{360 \text{ ps}}\right)^2 - \left(\frac{5.77 \text{ mm}}{65 \text{ mm}}\right)^2}, \quad (5.2.2)$$

$$\Delta t_0 = 83(1) \text{ ps}, \quad (5.2.3)$$

と求まる。

次に位置分解能を導出する。短軸方向の位置分解能 σ_x はシンチレータの幅 40 mm を $\sqrt{12}$ で割ることによって、 $\sigma_x = 11.5 \text{ mm}$ (1σ) と求まる。シンチレータ中における光の速度 v と HIME 固有の時間分解能から長軸方向の位置分解能 σ_y は、 $\sigma_y = 12.6(2) \text{ mm}$ (1σ) と求まる。

さらに、時間分解能と位置分解能から式 2.6.18, 2.6.19 を利用して、ダイニュートロン相関探索実験における運動量分解能を導出する。ダイニュートロン相関探索実験のセットアップにおける、標的から HIME までの距離 11.00 m と TOF 64.2 ns から HIME の飛行時間分解能 (1σ) を考えると、

$$\Delta t = 64.2 \text{ ns} \times \sqrt{\left(\frac{83 \text{ ps}}{64200 \text{ ps}}\right)^2 + \left(\frac{5.77 \text{ mm}}{11000 \text{ mm}}\right)^2}, \quad (5.2.4)$$

$$\Delta t_0 = 90(1) \text{ ps}, \quad (5.2.5)$$

となる。

ダイニュートロン相関探索実験において、放出される中性子のエネルギーを 200 MeV とすると $\gamma^2 = 1.49$ に相当する。これと標的から HIME までの距離 11 m と TOF 64.2 ns を用いる。この時の x, y, z 軸方向の運動量分解能は、

$$\frac{\Delta p_x}{p} \simeq 1.00 \times \frac{11.4 \text{ mm}}{1.1 \times 10^4 \text{ mm}} = 1.05 \times 10^{-3}, \quad (5.2.6)$$

$$\frac{\Delta p_y}{p} \simeq 1.00 \times \frac{12.6 \text{ mm}}{1.1 \times 10^4 \text{ mm}} = 1.15(2) \times 10^{-3}, \quad (5.2.7)$$

$$\frac{\Delta p_z}{p} \simeq 1.49 \times \frac{0.090 \text{ ns}}{64.2 \text{ ns}} = 2.09(2) \times 10^{-3}, \quad (5.2.8)$$

となる。

5.3 本実験での有効領域とシミュレーションのセットアップ

5.3.1 本実験での HIME の有効領域

本実験では中性子シールドを閉めて実験していた。これは標的から 5.68m 下流にあるものであり、シールド中央部にある中性子ビーム透過用の窓の大きさは、幅 100 mm、高さ 120 mm である。この中性子シールドによるアクセプタンスの制限を考慮する必要がある。HIME が位置する標的から 44.1 m 地点においては幅 776 mm、高さ 931 mm に対応する。この領域を座標で示すと、

$$-388 \text{ mm} < x < +388 \text{ mm}, \quad (5.3.9)$$

$$-465 \text{ mm} < y < +465 \text{ mm}, \quad (5.3.10)$$

となる。一方で 2,4 層目の横置きシンチレータが位置している y 座標の領域と 1,3,5 層目の縦置きシンチレータが位置している y 座標の領域を座標で示すと、

$$-474 \text{ mm} < y < +526 \text{ mm}, \quad (5.3.11)$$

$$-494 \text{ mm} < y < +506 \text{ mm}, \quad (5.3.12)$$

となる。この領域は中性子シールドのアクセプタンスよりも広いいため、シンチレータの端の部分には中性子ビームが届いていないことになる。そのため縦置きシンチレータは両端 100 mm ずつ、横置きシンチレータは両端 150 mm ずつカットして中央部だけの検出効率を評価する。この条件を座標で示すと、

$$-344 \text{ mm} < x < +356 \text{ mm} , \quad (5.3.13)$$

$$-374 \text{ mm} < y < +426 \text{ mm} , \quad (5.3.14)$$

となる。この部分を本実験での HIME の有効領域とする。

5.3.2 シミュレーションのセットアップ

Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションによって HIME の発光量分布を求めて、実験結果と比較する。250 MeV の陽子ビームと厚さ 0.5 g/cm^2 の Li 標的を用いて ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を起こした場合に対応する、246.7 MeV の単色中性子ビームを発生させる。

シミュレーション上において実際の HIME を再現した。設定としては 48 本のシンチレータを設置しているが、解析上では ID1,7,10,21,30,36,38,39,43 を無視することで実験の条件に近づけることができる。この条件下で、中性子シールドのアクセプタンスに相当する $700 \text{ mm} \times 800 \text{ mm}$ の領域に均等に分布させた単色中性子を 1×10^8 個発生させた。ただし角度分布は持たせていない。以上の条件を表にまとめると表 5.2 のようになる。この条件下における 1 モジュールでのイベントと 3 層以上突き抜けイベントでの発光量分布を導出する。

物理クラス		QGGSP_INCLXX+G4NEUTRONXS
中性子ビーム	エネルギー 位置分布 角度分布 イベント数	246.7 MeV の単色中性子 $700 \text{ mm} \times 800 \text{ mm}$ の領域に均等に分布させる 無し 1×10^8 event
NEUT	寸法 モジュール数 同じ層の隣のモジュールとの間隔 各層の間隔	$20 \text{ mm} \times 40 \text{ mm} \times 1 \text{ m}$ $10\text{NEUTs} \times 4\text{Layers} + 8\text{NEUTs} \times 1\text{Layer}$ 2 mm 45 mm
VETO	寸法 モジュール数 同じ層の隣のモジュールとの間隔 NEUT 最前層との間隔	$10 \text{ mm} \times 360 \text{ mm} \times 1.05 \text{ m}$ $3\text{VETOs} \times 1\text{Layers}$ -10 mm (10 mm だけ重なっている) 中央のモジュールは 40 mm、上下のモジュールは 50 mm

表 5.2 シミュレーション条件。ただし設定としては 48 本のシンチレータを設置しているが、解析上では ID1,7,10,21,30,36,38,39,43 を無視することで実験の条件に近づけている。

5.4 発光量分布

5.4.1 飛行時間と発光量の関係

1 モジュールでのイベント

まず 1 モジュールでのイベントに注目する。正しくトリガーがかかっている ID4 について、標的の有り無しそれぞれの場合の場合における中性子の飛行時間と発光量の関係は、図 5.2 のようになる。240 ns 付近に分布しているものが ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を起源とする準単色中性子ビームであり、150 ns 付近に分布しているものが、標的を

起源とするガンマ線である。低発光量部にビームと同期しないノイズが大量に存在していることが分かる。ただし両者の測定時間は異なっており、両者の z 軸方向の値を直接比較することはできない。

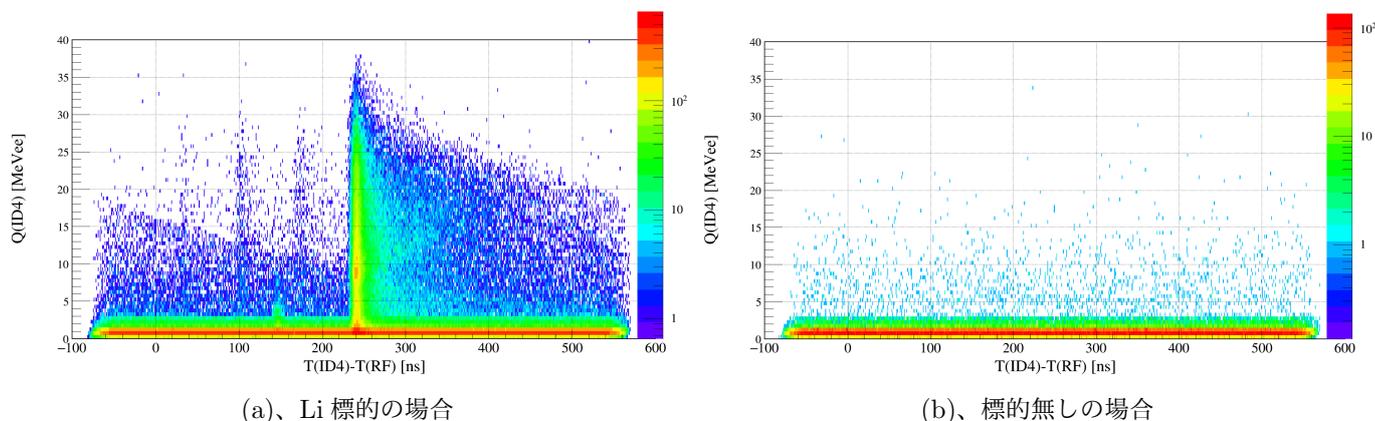


図 5.2 飛行時間と発光量の関係。両端の PMT によるトリガーが正しくかかっている ID4 のものである。(a)、Li 標的の場合。(b)、標的無しの場合。ただし両者の測定時間は異なっており、両者の z 軸方向の値を直接比較することはできない。240 ns 付近に分布しているものが ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を起源とする準単色中性子ビームであり、150 ns 付近に分布しているものが、標的を起源とするガンマ線である。準単色中性子ビーム以外の起源による、発光量が 2 MeVee 以下のイベントが多いと分かる。

3 層以上突き抜けイベント

次に、3 層以上突き抜けイベントに注目する。ID5,15,25 でコインシデンスを取った時の ID5 における分布について、標的の有り無しそれぞれの場合には図 5.2 のようになる。ただし両者の測定時間は異なっており、両者の z 軸方向の値を比較することはできない。3 層のコインシデンスを取ることによって、スレッシュホールドをかけなくてもノイズを取り除くことができていると分かる。

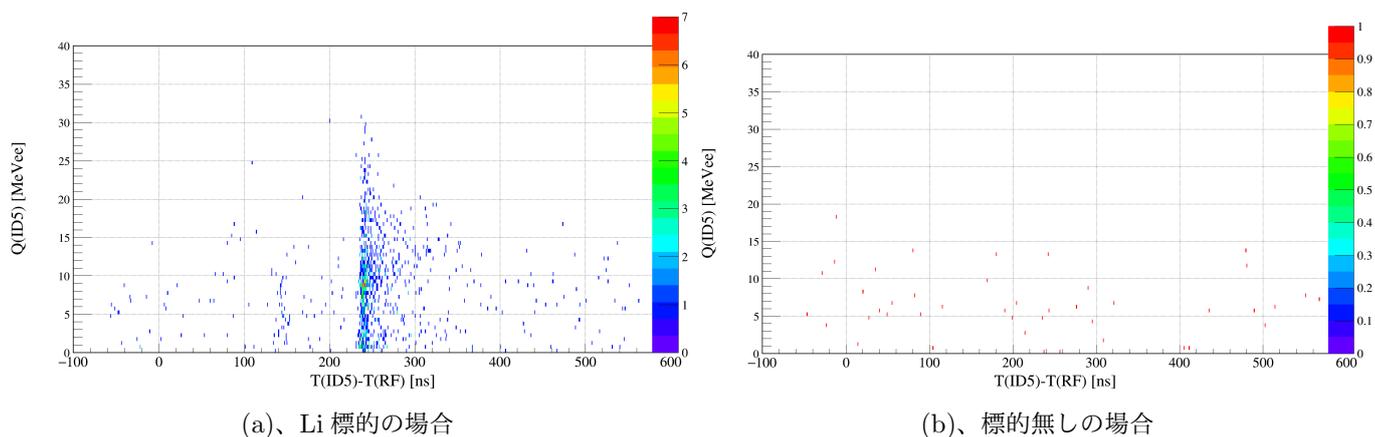


図 5.3 飛行時間と発光量の関係。ID5,15,25 でコインシデンスを取った時の ID5 の値である。(a)、Li 標的の場合。(b)、標的無しの場合。3 層のコインシデンスを取ることによって、スレッシュホールドをかけなくてもノイズを取り除くことができていると分かる。

5.4.2 発光量分布を用いた実験とシミュレーションの比較

実験の場合とシミュレーションの場合の発光量分布を同時にプロットすることで、両者の発光量分布を比較する。本節におけるスレッシュホールドは 1 MeVee とする。ただし赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発

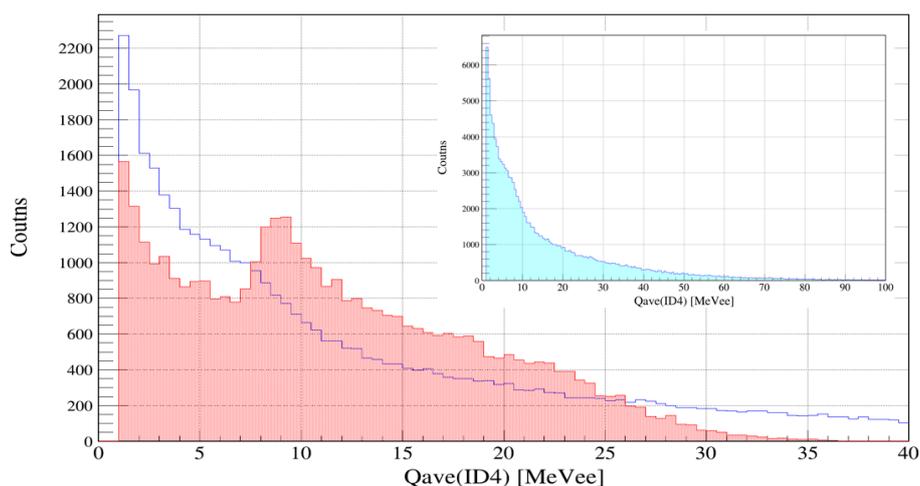


図 5.4 ID4 における発光量分布。TOF が $-2\sigma \sim +1\sigma$ の領域の部分のみを抜き出している。赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを、右上に挿入した。実験の場合の発光量のみ 8.5 MeVee 付近にピークがみられるが、これは VETO で中性子が反応したがスレッシュホールドを超えないようなイベントによる、反跳陽子のピークであると考えられる。

光量分布である。また実験の場合の発光量は縦軸のカウント数に従っているが、シミュレーションの場合の発光量分布は、実験の場合とシミュレーション場合の発光量分布の積分値が等しくなるようにスケールしている。

1 モジュールでのイベント

図 5.2 のうち TOF が $-2\sigma \sim +1\sigma$ の領域の部分について、縦軸方向に射影することによって ID4 の発光量を得ることができる。Li 標的の場合の発光量から、標的無しの場合の発光量を差引いたものは図 5.4.3 のようになる。ただし両者の総カウント数の違いは補正している。

実験における発光量分布とシミュレーションにおける発光量分布を比較すると、実験の場合のみ 8.5 MeVee 付近にピークがみられる。ピークの発光量より別のモジュールで中性子とプラスチックシンチレータが反応して反跳された陽子によるピークである。このピークが発生する原因としては VETO のスレッシュホールドが考えられる。実験データにおいては VETO の発光量情報の取得に失敗しているため、ハードウェアにおけるスレッシュホールドをそのまま採用している。ハードウェアのスレッシュホールドは、ディスクリミネータにおける波高が ~ 40 mV と設定していたが、これがどれほどの発光量に対応しているかは不明である。この VETO のハードウェアのスレッシュホールドが高い場合には、中性子が VETO 中で反応して反跳陽子が発生した場合でも発光量がスレッシュホールドを超えず、VETO のデータが取得されない。実験における ID5 ではこのような反跳陽子のイベントによる影響が混じっていると考えられる。一方シミュレーションにおいては図 5.2 の類推から VETO のスレッシュホールドを 0.5MeVee に設定しているが、これが誤りである可能性がある。

また高発光量に注目するとシミュレーションの場合は図 5.4.3 より高発光量部にまでテールが伸びているが、実験の場合は 35 MeV 付近でテールが終わっている。

3 層以上突き抜けイベントの場合

次に 3 層突き抜けイベントにおける、発光量分布について考える。1,2,3 層目でコインシデンスを取った時のそれぞれの発光量、および 3,4,5 層目でコインシデンスを取った時のそれぞれの発光量について考える。実験とシミュレーションそれぞれの場合における発光量分布を比較する。これらの発光量の結果は図 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 のようになる。

3 層以上突き抜けイベントの場合も 1 モジュールでのイベントの場合と同様に、シミュレーションの場合は図 5.5, 5.6 より高発光量部にまでテールが伸びているが、実験の場合は 30 MeV 付近でテールが終わっている。また高発光量部以外の低

発光量部に注目すると、図 5.5 以外の発光量分布はおおよそあっているが、図 5.5 の発光量分布は異なっている。この理由としては 1 モジュールでのイベント場合と同様に、VETO のスレッシュホールドが考えられる。図 5.5 は 1 層目のモジュールであるため VETO による影響が大きく、図 5.7 は 3 層目のモジュールであるため VETO による影響が小さいと考えられる。

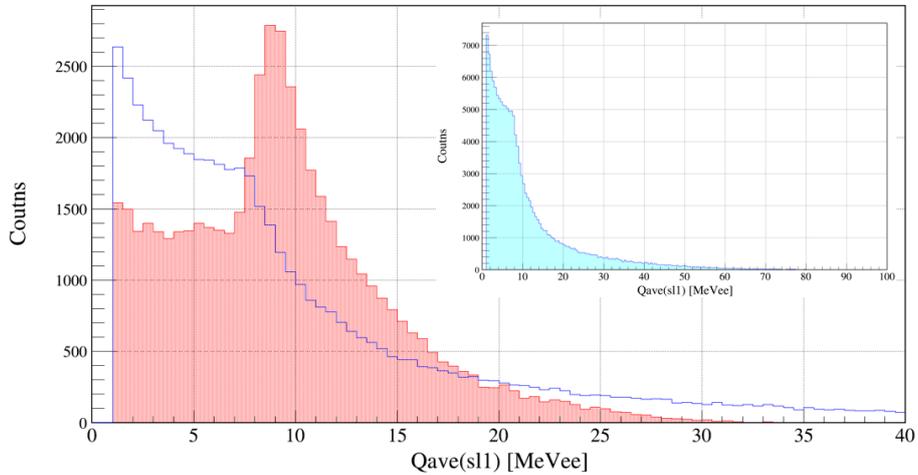
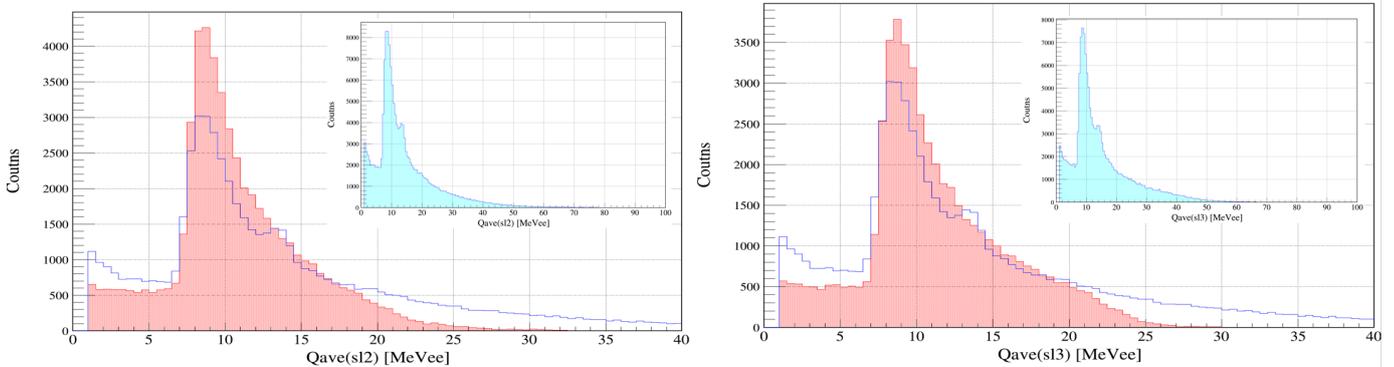


図 5.5 1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 1 層目の発光量の分布。赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを右上に挿入した。低チャンネル部の発光量分布が異なるが、これは 1 モジュールでのイベントの場合と同様に、VETO のスレッシュホールドによるものと考えられる。



(a)、1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 2 層目の発光量の分布 (b)、1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 3 層目の発光量の分布

図 5.6 1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 2,3 層目の発光量の分布。赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを右上に挿入した。どちらのモジュールにおいても、高発光量部を除くと発光量分布の形に大きな差は見られない。

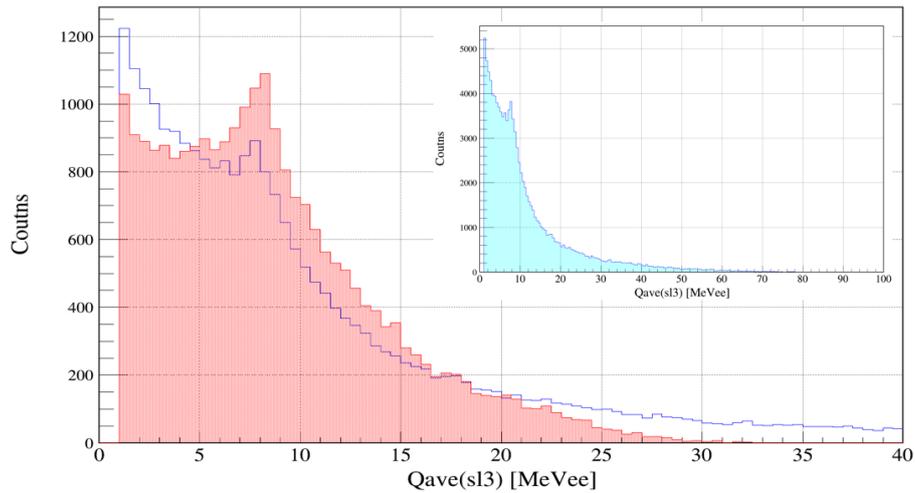
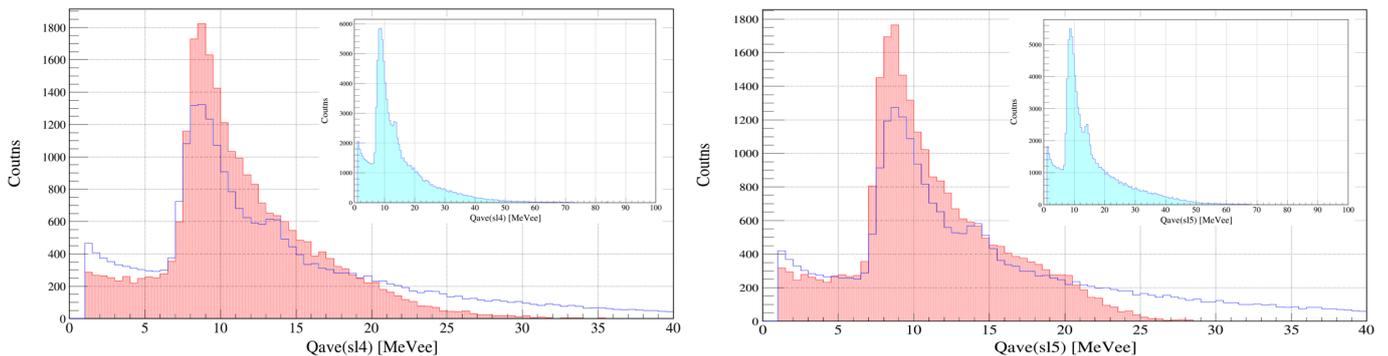


図 5.7 3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 3 層目の発光量の分布。赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを右上に挿入した。1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 1 層目の発光量分布と同様に、3 層突き抜けイベントにおける先頭の層であるが、1 層目の場合ほど発光量分布の形に極端な差は見られない。



(a)、3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4 層目の発光量の分布 (b)、3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 5 層目の発光量の分布

図 5.8 3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4,5 層目の発光量の分布赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを右上に挿入した。どちらのモジュールにおいても、高発光量部を除くと発光量分布の形に大きな差は見られない。

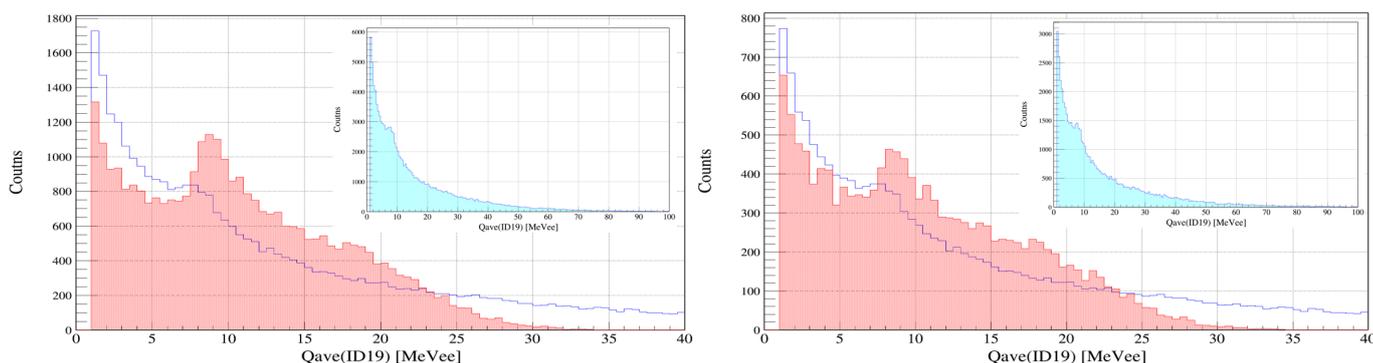
5.4.3 VETO による影響を軽減した場合の発光量分布を用いた実験とシミュレーションの比較

前節の発光量分布において、VETO と中性子が反応したことによる反跳陽子のピークが観測された。これはシミュレーションの妥当性を議論したり、検出効率を導出する際にはノイズとなってしまふ。そのため NEUT の一部を VETO として用いたり、NEUT に位置のゲートを課すことによって VETO による影響を軽減しその時の発光量分布の比較を行う。ただし本節におけるスレッシュホールドは前節と同様に 1 MeVee とする。

1 モジュールでのイベント

前節の図においては1層目のモジュールであるID4の発光量分布の比較を行った。本節では1層目のモジュールをVETOと用いて、1層目のモジュール全てでヒットが無かった時における、2層目のモジュールであるID19の発光量分布の比較を行う。

ID19の発光量分布は図5.9(a)のようになる。まだ8.5 MeVee付近にピークが残っていることが分かる。これは1層目が縦置きであるのに対して2層目が横置きであるため、ID19の端の部分においては1層目がVETOとして機能していないことが考えられる。ID2-9の後方に相当する336 mmの部分にゲートをかかけたときの発光量分布は図5.9(b)のようになる。8.5 MeVee付近にピークが軽減されていることが分かる。



(a)、ID19の発光量の分布 (ゲート無し)

(b)、ID19の発光量の分布 (ゲート有り)

図5.9 ID19における発光量分布。TOFが $-2\sigma \sim +1\sigma$ の領域の部分のみを抜き出している。赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について100MeVeeまでプロットしたものを、右上に挿入した。(a)のID19全体における発光量分布では8.5 MeVee付近にピークがみられるが、(b)のID19のうちID2-9の後方に相当する336 mmの部分にゲートをかかけた時の発光量分布では8.5 MeVee付近のピークが消えていることが分かる。

3層以上突き抜けイベントの場合

2層目においては10本のNEUT全てでデータを取得できているので、2層目にヒットが無く3,4,5層目のコインシデンスを取った時の場合を考える。この場合における発光量分布は図5.7, 5.8と同様の結果になる。しかしID36,38,39,43でデータが十分に取得できていないことが考慮されていない。そのため(ID25-29)・(ID31-35)・(ID44-48)のコインシデンスであり、かつこの交差部に位置のゲートを課した時の発光量分布の比較を行う。

その結果は図5.10,5.11となる。図5.7,5.8と比較すると、実験とシミュレーションの一致度が上昇していることが分かる。

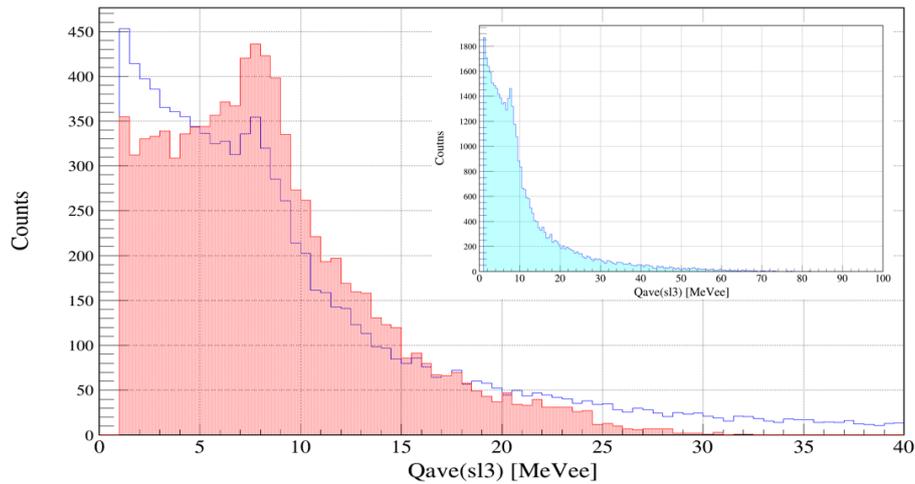
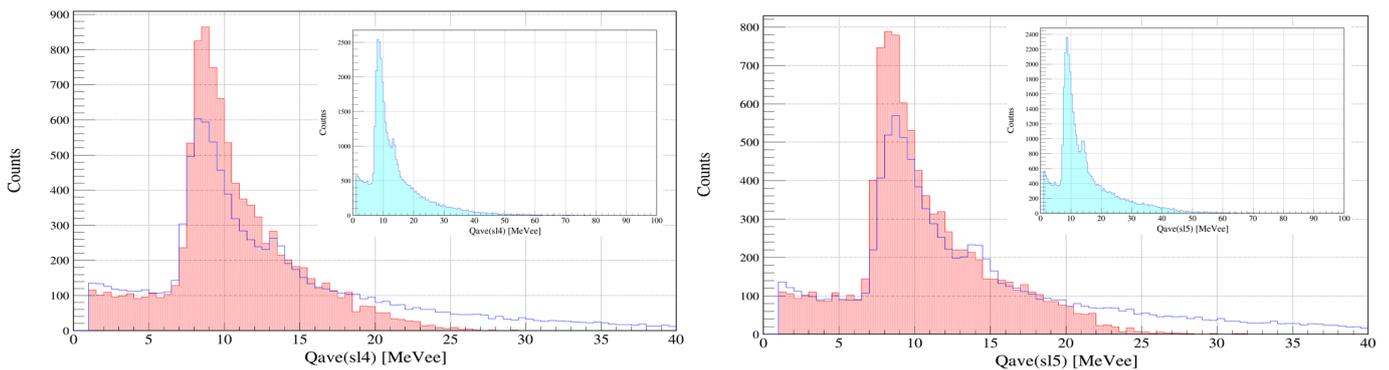


図 5.10 3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 3 層目の発光量の分布 (ゲート有り)。赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを右上に挿入した。図 5.7 と比較すると、実験とシミュレーションの差がさらに小さくなっている。



(a)、3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4 層目の発光量の分布 (ゲート有り) (b)、3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 5 層目の発光量の分布 (ゲート有り)

図 5.11 3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4,5 層目の発光量の分布 (ゲート有り) 赤が実験の場合の発光量分布であり、青がシミュレーションの場合の発光量分布である。ただし両者の面積が等しくなるように、シミュレーションの場合の発光量をスケールしている。またシミュレーションの発光量分布について 100MeVee までプロットしたものを右上に挿入した。図 5.8 と比較すると、実験とシミュレーションの差がさらに小さくなっている。

5.4.4 発光量分布のまとめ

実験とシミュレーションの発光量分布を比較することによって、実験における 1 層目の発光量分布に反跳陽子と考えられるピークがみられた。これは VETO のハードウェアのスレッシュホールドが高すぎたことによって、中性子ビームが VETO と反応して反跳陽子を発生させるイベントを棄却できなかった可能性が考えられる。既存の中性子検出器である NEBULA においては、VETO の厚さ 10 mm に対して NEUT の厚さが 120 mm と 12 倍であった。これにより「VETO は十分に薄い」という仮定が成立していたと考えられる。一方で HIME の場合は、VETO の厚さ 10 mm に対して NEUT の厚さが 20 mm と 2 倍である。このため「VETO は十分に薄い」という仮定が成立していないと考えられる。

さらに実験とシミュレーションで、高発光量部の分布の違いがみられた。分布の違いの原因としては

- 実験において、高発光量なイベントの記録に失敗した
- シミュレーションにおいて、高発光量なイベントの取り扱いに誤りがある

のどちらか、あるいは両方が考えられる。この高発光量部の分布の違いに関する考察が今後の課題である。

5.5 検出効率

5.5.1 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積は運動量移行分布の $q < 0.5 \text{ fm}^{-1}$ の範囲において、

$$\sigma(q) = \sigma_0 \exp\left(-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right), \quad (5.5.15)$$

と近似的に表すことができる。

ここで HIME の縦置きモジュールと横置きモジュールの交差部において最もビーム軸から離れている部分までの距離は 280 mm である。さらに標的から HIME までの距離は 44.1 m である。この位置に対応する運動量移行 q は、 $q = 0.0185 \text{ fm}^{-1}$ となる。さらに $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.3 \text{ fm}^2$ という値が実験的に求められており、これらを用いると、

$$\frac{\sigma(q)}{\sigma_0} = 0.998, \quad (5.5.16)$$

となる。このため検出効率を考える場合においては、 $q = 0$ の断面積の値 $\sigma_0 = 37.2(11) \text{ mb/sr}$ を用いる。

5.5.2 入射中性子数の見積もり

HIME の検出効率を導出するために、HIME に入射した準単色中性子ビーム数を見積もる。本実験における条件をまとめると表 5.3 のようになる。

標的から HIME までの距離 [cm]	4410(2)
観測時間 [s]	7787(1)
陽子ビームのレート [/s]	$3.1(1) \times 10^{10}$
${}^7\text{Li}$ 標的の厚さ [g/cm ²]	0.499(1)
live time	0.5000(3)
微分断面積 [mb/sr]	37.2(11)

表 5.3 本実験における条件。ここで陽子ビームのレートと微分断面積の誤差が大きいため、この 2 つ以外の要素に起因する誤差を無視する。

ここで陽子ビームのレートと微分断面積の誤差が大きいため、この 2 つ以外の要素に起因する誤差を無視する。標的の中における 1 cm^2 当たりの ${}^7\text{Li}$ の原子数 $N_{7\text{Li}}$ を考えると、

$$N_{7\text{Li}} = 0.499 \times \frac{6.02 \times 10^{23}}{7.016} \simeq 4.28 \times 10^{22} / \text{cm}^2, \quad (5.5.17)$$

となる。HIME の面積が $S [\text{cm}^2]$ の時の入射中性子数 $N_{in}(S)$ は、

$$N_{in}(S) = \frac{S}{4410^2} \times 7787 \times 3.1(1) \times 10^{10} \times 4.28 \times 10^{22} \times 37.2(11) \times 10^{-27} \times 0.500, \quad (5.5.18)$$

$$= \frac{S}{4410^2} \times 7787 \times 3.1(1) \times 4.28 \times 37.2(11) \times 0.5 \times 10^5, \quad (5.5.19)$$

$$= 9.88(43) \times 10^3 \times S, \quad (5.5.20)$$

となる。

これに標的と HIME の間での空気との反応による中性子フラックスの減少を考慮する必要がある。空気の密度は 1.205 mg/cm^3 であるので、 4410 cm に対応する厚さは 5.304 g/cm^2 となる。これは ${}^{\text{nat}}\text{Li}$ 標的の 10 倍に相当する厚さである。先行研究 [36] より中性子と空気の反応断面積を $347(7) \text{ mb}$ とすると、空気と散乱せずに HIME まで届食ことのできる中性子は、全体の $92.7(2)\%$ である。HIME の面積が $S [\text{cm}^2]$ の時の入射中性子数 $N_{in}(S)$ は

$$N_{in}(S) = 0.927(2) \times 9.88(43) \times 10^3 \times S \quad (5.5.21)$$

$$= 9.15(40) \times 10^3 \times S \quad (5.5.22)$$

となる。

5.5.3 検出中性子数の見積もり

本節では中性子のエネルギー分布から、検出中性子数を 2 種類のフィッティング関数を用いて導出する。簡単のため、ID4 のみについて考え他のモジュールでのホットの有無を考慮していないときのエネルギー分布を用いる。ただし、この ID4 は左右の PMT のコインシデンスによって問題なくトリガーをかけることができているモジュールである。

検出中性子数の見積もり 1

標的から HIME までの TOF をもとに中性子のエネルギーを導出して、その分布のフィッティングを行うことで準単色中性子ビームの検出数を求める。フィッティングにおいては 2 通りの方法でフィッティングを行う。検出された中性子の起源としては次の 3 つが考えられる。

- ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応による準単色中性子ビーム
- ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応によるピーク
- ${}^7\text{Be}$ の高いエネルギー状態の連続状態

この 3 つが混じったものが検出されるが、正確に検出効率を求めるためには ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応による準単色中性子ビームのイベント数を抜き出す必要がある。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応によるピークと ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応によるピークの形としてガウシアンを採用する。表 5.4 に示した ${}^{\text{nat}}\text{Li}$ 標的中の存在比と微分断面積より、2 つのガウシアン面積の比は $1:0.048$ となる。ここで、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積は [32]、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応の微分断面積は [35] の値を用いた。ここで ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応の比が小さいので、こちらの微分断面積の誤差は無視する。

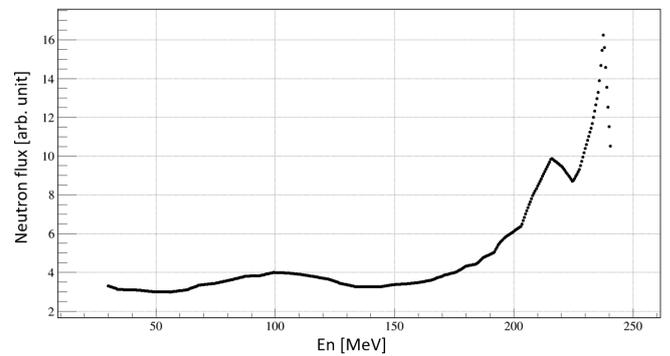
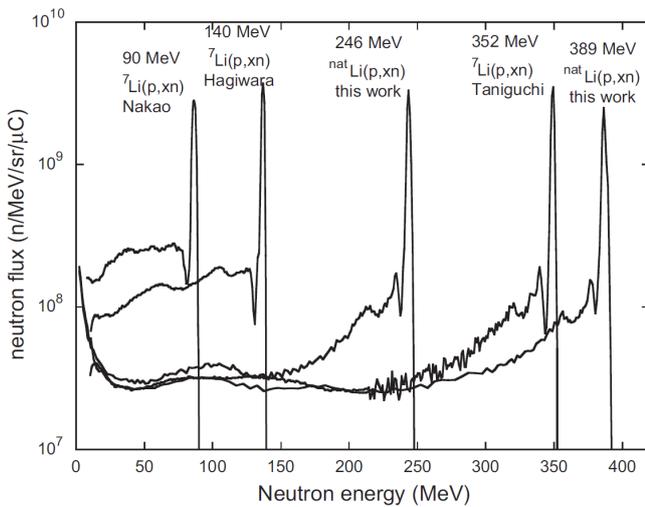
反応	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$	${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$
${}^{\text{nat}}\text{Li}$ 標的中の存在比	92.41	7.59
CM 系における微分断面積 [mb/sr]	27.0	15
Lab 系における微分断面積 [mb/sr]	37.2	22
中性子検出数の比	1	0.048

表 5.4 2 つの反応の断面積の比較。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積は [32]、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応の微分断面積は [35] の値を用いた。2 つのピークの相対的な断面積の比、つまり HIME での中性子検出数の比は $1:0.048$ となる。

エネルギー分解能に対応する各ピークの幅については共通のパラメータ σ とする。各ピーク面積については $1:0.048$ という比を固定値としてパラメータとする。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応によるピーク面積が求める検出中性子数に相当するため " N_{detect} " とおくと、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応によるピークの高さは $N_{detect}/(\sqrt{2\pi}\sigma)$ となり、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応によるピークの高さは $0.048N_{detect}/(\sqrt{2\pi}\sigma)$ となる。両ピークのエネルギーはそれぞれ 246.7

MeV、243.3 MeV に固定する。

次に連続状態について考える。連続状態のエネルギー分布の形は岩本氏による先行研究 [33] における形を採用する。図 5.12(a) は岩本氏による先行研究 [33] の結果である。この実験はエネルギー分解能が高いため、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応のピーク部と連続状態の部分がよく分離されている。この 246 MeV の陽子ビームに対する実験結果における、ピーク以外の連続状態の部分を読み取る。ただし連続状態の部分とは、図 5.12(a) の 237 MeV 付近にある”谷”よりも低エネルギー部のことを指す。この読み取ったエネルギー値を t だけシフトさせることで 250 MeV の陽子ビームに対する連続状態の形を求めることができる。ただし t はパラメータとする。例として $t = 4 \text{ MeV}$ とした場合には図 5.12(b) のようになる。この形を本実験のエネルギー分解能 σ で畳みこんだ関数形を $g_1(x; t, \sigma)$ とする。さらに $g_1(x; t, \sigma)$ のスケールパラメータとしてパラメータ A を導入する。



(b) 岩本氏による 246MeV の陽子ビームに対するエネルギー

(a) 岩本氏による先行研究におけるエネルギースペクトル [33] スペクトルを読み込み、エネルギー値をシフトしたもの

図 5.12 連続状態のエネルギースペクトル。(a) 岩本氏による先行研究におけるエネルギースペクトル [33]。(b) 岩本氏による 246 MeV の陽子ビームに対するエネルギースペクトルのうちピーク部以外の連続状態の部分を読み込みエネルギー値をシフトしたもの。エネルギー値を t だけシフトさせることで 250 MeV の陽子ビームに対する連続状態の形を求めることができる。ただし t はパラメータとする。図においては例として $t = 4 \text{ MeV}$ とした。(b) で示した関数をエネルギー分解能 σ で畳みこんだ関数形を $g_1(x; t, \sigma)$ とする。

以上よりフィッティング関数 $f_1(x)$ として、

$$f_1(x) = \frac{N_{detect}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times \exp\left[-\frac{(x - 246.7)^2}{\sigma^2}\right] + \frac{0.048N_{detect}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times \exp\left[-\frac{(x - 243.3)^2}{2\sigma^2}\right] + A \times g_1(x; t, \sigma), \quad (5.5.23)$$

を考える。このフィッティング関数 $f_1(x)$ を用いてフィッティングを行う。ただし t の値は後述するもう一つのフィッティング関数を用いたフィッティングで得られた $t = 2.6 \text{ MeV}$ に固定して行った。例として ID4(スレッシュヨールド 5 MeVee) での TOF から求めた中性子のエネルギースペクトルにおけるフィッティングの結果を図 5.13 に示す。ただし標的無しのデータで求めたバックグラウンドイベントを差し引いてある。このフィッティングにより、 $N_{detect} = 3.10(2) \times 10^4$, $\sigma = 9.70(5) \text{ MeV}$, $A = 20.8(2)$ が得られた。この N_{detect} の値が、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を起源とする検出中性子数である。

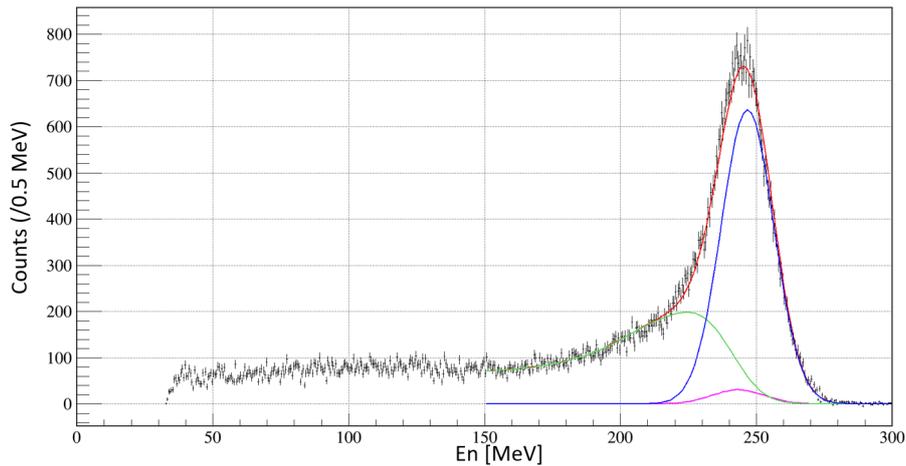
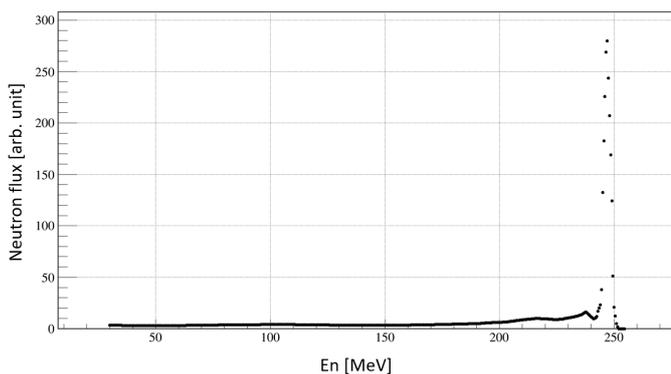


図 5.13 関数 $f_1(x)$ を用いたときのフィッティング結果。青線が ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を起源とする準単色中性子ビームによるガウシアン。紫線が ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応を起源とするガウシアン。緑線が連続状態を表しており、この 3 つを合わせたものが赤線で示したフィッティング関数 $f_1(x)$ である。

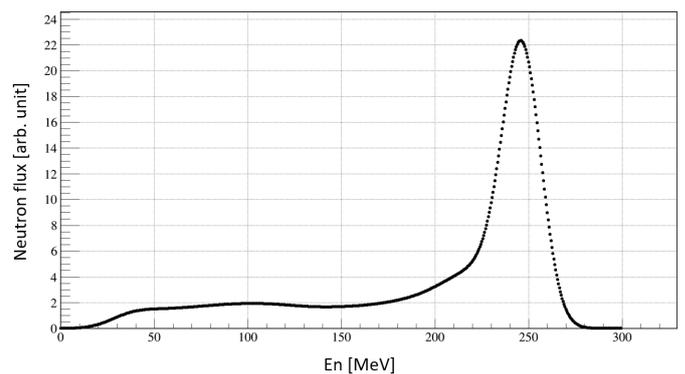
検出中性子数の見積もり 2

次に、前述した関数形 $f_1(x)$ とは異なる関数形を用いてフィッティングを行うことを考える。ガウシアンを併用するのではなく、岩本氏による先行研究のみから関数形を決定する。岩本氏による先行研究 [33] のうち 246 MeV の実験結果全体を読み取る。この読み取ったエネルギー値を t だけシフトさせることで 250 MeV の陽子ビームに対する分布を求めることができる。ただし t はパラメータとする。例として $t = 4 \text{ MeV}$ とした場合には図 5.14(a) のようになる。

図 5.14(a) の 241 MeV 付近にある”谷”よりも低エネルギー部の連続状態を読み取りエネルギー分解能 σ で畳みこんだ関数形を $g_2(x; t, \sigma)$ とする。一方で、図 5.12(a) の 241 MeV 付近にある”谷”よりも高エネルギー部のピーク部を読み取りエネルギー分解能 σ で畳みこんだ関数形を $g_3(x; t, \sigma)$ とする。一例として $\sigma = 10 \text{ MeV}$ で畳みこむと $g_2(x; t, \sigma) + g_3(x; t, \sigma)$ は図 5.14(b) のようになる。



(a)、岩本氏の値を読み取りシフトしたもの



(b)、(a) を $\sigma = 10 \text{ MeV}$ で畳みこんだもの。

図 5.14 グラフの読み取り。(a)、岩本氏の先行研究による 246 MeV の陽子ビームに対するエネルギースペクトルを読み込み t だけシフトさせたもの。ここでは一例として $t = 4 \text{ MeV}$ とした。(b)、(a) での図をエネルギー分解能で畳み込んだもの。ここでは一例として $\sigma = 10 \text{ MeV}$ で畳みこんだ。連続状態の関数形 $g_2(x; t, \sigma)$ と、ピーク部の関数形 $g_3(x; t, \sigma)$ の和をパラメータ B でスケールした、 $B \times g_2(x; t, \sigma) + B \times g_3(x; t, \sigma)$ を用いてフィッティングを行う。

これをパラメータ B でスケールしたフィッティング関数 $f_2(x)$ として、

$$f_2(x) = B \times g_2(x; t, \sigma) + B \times g_3(x; t, \sigma), \quad (5.5.24)$$

$$(5.5.25)$$

を考える。この関数 $f_2(x)$ を用いてフィッティングを行う。ただし σ の値は、フィッティング関数 $f_1(x)$ を用いたフィッティングで得られた $\sigma = 9.7$ MeV に固定して行った。例として ID4(スレッシュホールド 5 MeVee) での TOF から求めた中性子のエネルギースペクトルでフィッティングした結果が図 5.15 である。ただし標的無しのデータで求めたバックグラウンドイベントを差し引いてある。このフィッティングにより、 $B = 17.4(1), t = 2.6(1)$ MeV が得られた。ここで図 5.14(a) におけるピーク部分、つまり $g_2(x; t, \sigma)$ の面積は 2078 であるため $f_2(x)$ におけるピーク部分の面積、つまり ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を起源とする準単色中性子ビームの個数 N_{detect} は、

$$N_{detect} = 2078 \times 17.4(1) = 3.62(2) \times 10^4, \quad (5.5.26)$$

となる。

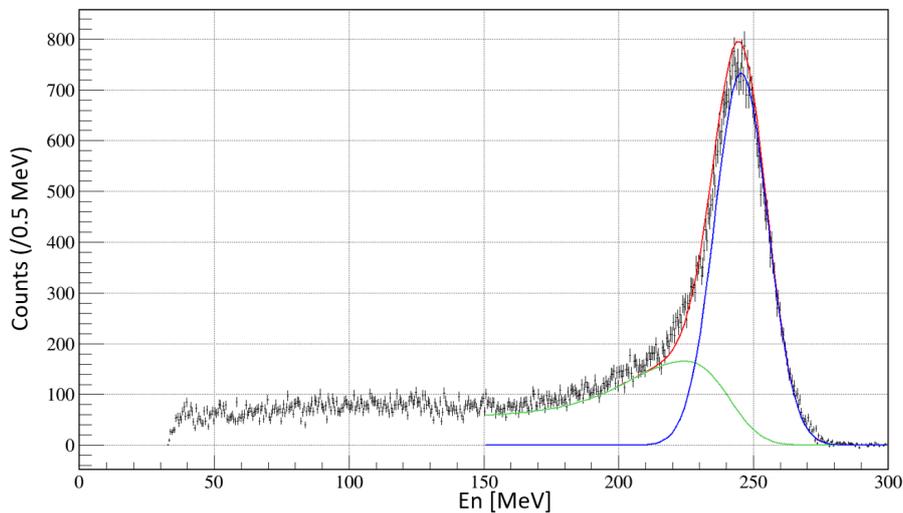


図 5.15 関数 $f_2(x)$ を用いたときのフィッティング結果。エネルギー分解能は $f_1(x)$ を用いたときのフィッティングと等しい 9.7 MeV とした。青線がピーク部に起因する $g_3(x; t, \sigma)$ 、緑線が連続状態に起因する $g_2(x; t, \sigma)$ を表しており、この 2 つを合わせたものが赤線で示したフィッティング関数 $f_2(x)$ である。

5.5.4 検出効率 (1 モジュールでのイベント)

全モジュールの中で正しくトリガーがかかっている ID2,3,4,19,20 のみについて考える。ただしスレッシュホールドは 5 MeVee である。

各フィッティング関数を用いた場合の検出効率

フィッティング関数 $f_1(x)$ を用いてフィッティングを行い、ID2,3,4,19,20 について N_{detect} を求めて、そこから検出効率を導出すると表 5.5 のようになる。

ID	2	3	4	19	20
有効領域の面積 S [cm^2]	320	320	320	280	280
検出された中性子数 N_{detect} [$\times 10^4$]	3.10(2)	3.16(2)	3.10(3)	2.70(2)	2.65(2)
検出効率 [%]	1.06(5)	1.08(5)	1.06(5)	1.05(5)	1.04(5)
χ^2/ndf	512.9/295	559.2/295	507.2/293	413.4/292	475.5/293

表 5.5 1 本での検出効率 ($f_1(x)$) を用いてフィッティングした場合。5 本のモジュールにおいて有意な差の無い結果が得られたため、他のモジュールにおいても同程度の検出効率が期待される。

5 本のモジュールにおいて有意な差の無い検出効率が得られた。今回トリガーをうまく書けることができなかった他のモジュールにおいても、同程度の検出効率が期待される。

同様にして、フィッティング関数 $f_2(x)$ を用いてフィッティングを行い、ID2,3,4,19,20 について N_{detect} を求めて、そこから検出効率を導出すると表 5.6 のようになる。

ID	2	3	4	19	20
有効領域中の面積 S [cm^2]	320	320	320	280	280
検出された中性子数 N_{detect} [$\times 10^4$]	3.65(1)	3.67(1)	3.61(1)	3.10(1)	3.05(1)
検出効率 [%]	1.25(5)	1.23(6)	1.25(5)	1.21(5)	1.19(5)
χ^2/ndf	1073/296	1074/296	988/294	756/293	713.7/294

表 5.6 1 本での検出効率 ($f_2(x)$) を用いてフィッティングした場合。5 本のモジュールにおいて有意な差の無い結果が得られたため、他のモジュールにおいても同程度の検出効率が期待される。

5 本のモジュールにおいて有意な差の無い検出効率が得られた。今回トリガーを正しくかけることができなかった他のモジュールにおいても、同程度の検出効率が期待される。

2 つのフィッティング関数の比較

この 2 種類のフィッティング関数を用いたときの検出効率を比較すると $f_2(x)$ を用いた場合の検出効率が 1 ~ 2 割程度大きくなっている。この理由として、フィッティング関数 $f_1(x)$ においては

- ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応による準単色中性子ビーム
- ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応によるピーク
- ${}^7\text{Be}$ の高いエネルギー状態の連続状態

の 3 成分を考えたが、フィッティング関数 $f_2(x)$ においては

- ピークの部分
- 連続状態の部分

の 2 成分しか考えていない。 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応によるピークを考慮したか否かによって値が異なると考えられる。実験においては ${}^{\text{nat}}\text{Li}$ 標的を用いており標的中に ${}^6\text{Li}$ 含まれているため、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(g.s.)$ 反応によるピークは考慮すべきものである。また χ^2/ndf の値を比較すると $f_1(x)$ を用いてフィッティングした場合の方が、 $f_2(x)$ を用いてフィッティングした場合よりも小さい値になっている。このようにフィッティングの精度という面からも $f_1(x)$ を用いてフィッティングする方が的確であると考えられる。

以上の理由により、以後は $f_1(x)$ を用いたフィッティングについて議論を進める。

位置のゲート条件

前節において、VETO と中性子が反応して反跳陽子が生成されることを考察した。この影響を無視してしまうと、検出効率が本来の値よりも高くなってしまふ。そのためこの影響を小さくする必要がある。前節と同様に ID19,20 に位置のゲート条件を課した場合を考える。位置のゲート条件の有無による検出効率の値は表 5.7 のようになる。位置のゲート条件を課すことで検出効率が 1 割ほど小さくなるが、これは VETO と中性子が反応して生成された反跳陽子の影響を軽減できたからであると考えられる。

以降は ID19 に位置のゲートをかけたものに対して、議論を進めていく。

ID	4	19	20	19	20
ゲート条件の有無	無	無	無	有	有
有効領域中の面積 S [cm^2]	320	280	280	134.4	134.4
検出効率 [%]	1.06(5)	1.05(5)	1.04(5)	0.95(6)	0.91(5)

表 5.7 位置のゲート条件の有無による検出効率。位置のゲート条件を課すことで検出効率が 1 割ほど小さくなる。これは VETO と中性子が反応して生成された反跳陽子の影響を軽減できたからであると考えられる。

5.5.5 検出効率 (3 層以上突き抜けイベント)

3 層以上突き抜けイベントの検出効率についても、1 モジュールでのイベントの場合と同様にして考えていく。まず有効領域中の面積を考える。3 層以上突き抜けイベントが発生するのは、縦置きモジュールと横置きモジュールも交差部である $320 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ の領域である。この領域外において 3 層突き抜けイベントがあった場合は、そのイベントを棄却する。

1 層目の ID7 と 4 層目の ID36,37,39 と 5 層目の ID43 において問題が発生している。1,2,3 層目については ID7 を除いて 1 層目の有効領域である $S = 1120 \text{ cm}^2$ を用いる。2,3,4 層目、3,4,5 層目については実際に中性子ビームとシンチレータが反応する上流の層の中において、問題のあるモジュールが存在しないので $S = 1200 \text{ cm}^2$ を用いる。2,3,4 層目および 3,4,5 層目について位置のゲート条件を課したのも考える。このときは $S = 420 \text{ cm}^2$ である。

フィッティング関数 $f_1(x)$ を用いてフィッティングを行い N_{detect} を求めて、そこから検出効率を導出すると表 5.8 のようになる。

突き抜ける層	1,2,3	2,3,4	3,4,5	2,3,4	3,4,5
ゲート条件の有無	無	無	無	有	有
有効領域の面積 S [cm^2]	1120	1200	1200	420	420
検出効率 [%]	0.39(2)	0.27(1)	0.19(1)	0.24(1)	0.23(1)

表 5.8 3 層突き抜けイベントでの検出効率。ゲート条件がない場合は、層ごとに大きく異なる検出効率となった。これは 2,3,4 層目と 3,4,5 層目において、問題のあるモジュールの存在による影響を正しく排除できていないからであると考えられる。一方ゲート条件を課した場合には、検出効率が誤差の範囲で一致した。VETO や前層で生成された反跳陽子による影響や、問題のあるモジュールの存在による影響を正しく排除できていると考えられる。

ゲート条件がない場合は、層ごとに大きく異なる検出効率となった。これは 2,3,4 層目と 3,4,5 層目において、問題のあるモジュールの存在による影響を正しく排除できていないからであると考えられる。一方ゲート条件を課した場合には、検出効率が誤差の範囲で一致した。VETO や前層で生成された反跳陽子による影響や、問題のあるモジュールの存在による影響を正しく排除できていると考えられる。

以降は 3,4,5 層目の突き抜けに位置のゲートをかけたものに対して、議論を進めていく。

5.6 検出効率のスレッシュホールド依存性と、それを用いた実験とシミュレーションの比較

ここまではスレッシュホールドを 5 MeVee に固定して解析を行ってきた。本節では検出効率のスレッシュホールド依存性を議論する。さらにこの検出効率のスレッシュホールド依存性を実験データとシミュレーションの両方について導出することで、実験とシミュレーションの比較の比較を行う。ただし実験データの検出効率については、ID19 に位置ゲートを課したイベントと、3,4,5 層目を突き抜けたものにゲートを課したイベントに対して、 $f_1(x)$ を用いたフィッティングを行った結果を用いている。

5.6.1 1 モジュールでのイベント

1 モジュールでのイベントにおける、実験とシミュレーションにおける検出効率のスレッシュホールド依存性は表 5.9、および図 5.16 のようになる。

スレッシュホールド [MeVee]	1	2	3	4	5	6	7	8	9
シミュレーション [%]	2.49(1)	2.33(1)	2.22(1)	2.13(1)	2.05(1)	1.98(1)	1.91(1)	1.80(1)	1.65(1)
実験 [%]	1.23(6)	1.10(6)	1.01(6)	0.97(6)	0.95(6)	0.96(5)	0.94(5)	0.90(5)	0.80(4)

表 5.9 1 モジュールでのイベントにおける、実験とシミュレーションにおける検出効率のスレッシュホールド依存性

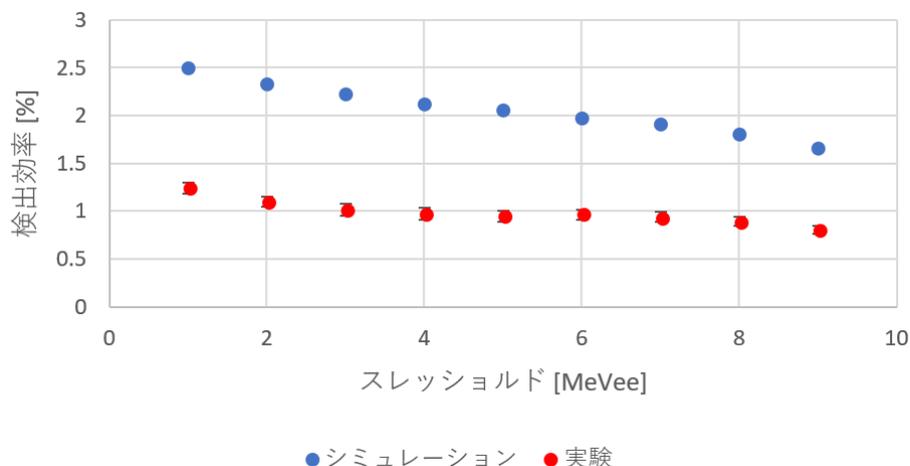


図 5.16 検出効率のスレッシュホールド依存性。実験値とシミュレーションそれぞれでの検出効率のスレッシュホールド依存性。青がシミュレーションによる値、赤が実験値である。ただし誤差が小さいため、誤差棒はマーカーと被って見えずらくなっている。両者の依存性の形は似通っているが、絶対値が大きく異なっている。これは実験において高発光量なイベントが取得できていなかったことが考えられる。

両者の依存性の形は似通っているが、絶対値が大きく異なっている。これは実験において高発光量なイベントが取得できていなかったことが、原因として考えられる。

5.6.2 3 層以上突き抜けイベント

この時実験とシミュレーションにおける検出効率のスレッシュホールド依存性は表 5.10、および図 5.17 のようになる。

スレッシュヨルド [MeVee]	1	2	3	4	5	6	7	8	9
シミュレーション [%]	0.49	0.48	0.46	0.45	0.43	0.41	0.39	0.34	0.28
実験 [%]	0.25(1)	0.25(1)	0.24(1)	0.24(1)	0.23(1)	0.23(1)	0.22(1)	0.19(1)	0.15(1)

表 5.10 3層以上突き抜けイベントにおける、実験とシミュレーションにおける検出効率のスレッシュヨルド依存性。ただしシミュレーションにおける検出効率の誤差は 0.003 % 以下であるため省略した。

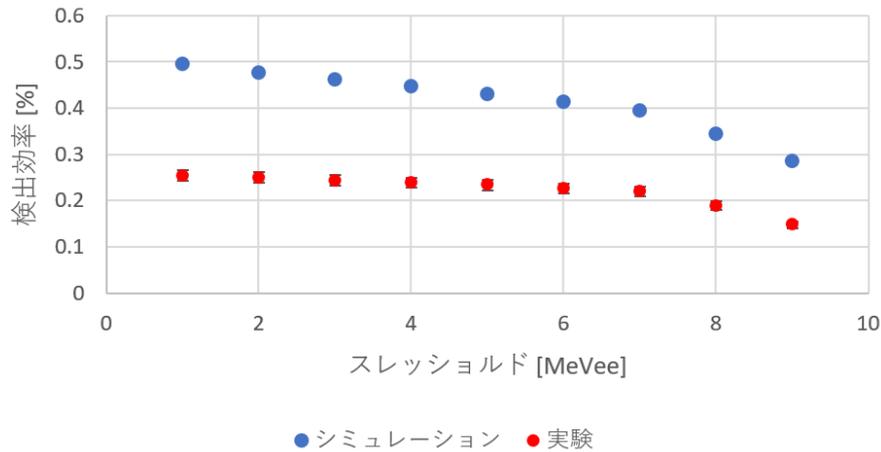


図 5.17 検出効率のスレッシュヨルド依存性。実験値とシミュレーションそれぞれでの検出効率のスレッシュヨルド依存性。青がシミュレーションによる値、赤が実験値である。ただし誤差が小さいため、誤差棒はマーカーと被って見えずらくなっている。両者の依存性の形は似通っているが、絶対値が大きく異なっている。これは実験において高発光量なイベントが取得できていなかったことが考えられる。

両者の依存性の形は似通っているが、絶対値が大きく異なっている。これは実験において高発光量なイベントが取得できていなかったことが考えられる。

またスレッシュヨルドが 7MeVee を超えてあたりから急激に検出効率が落ちていますが、これは 250 MeV 程度の陽子が厚さ 20 mm のプラスチックシンチレータを突き抜けるときの発光量が 8.5 MeVee であり、後方の層における反跳陽子による発光のイベントが棄却されているからであると考えられる。

5.6.3 最適なスレッシュヨルド

実験とシミュレーションそれぞれの場合における 3,4,5 層目を突き抜けたイベントに対して、スレッシュヨルドを 1MeVee,4MeVee にした場合を同時にプロットすると図 5.18 のようになる。

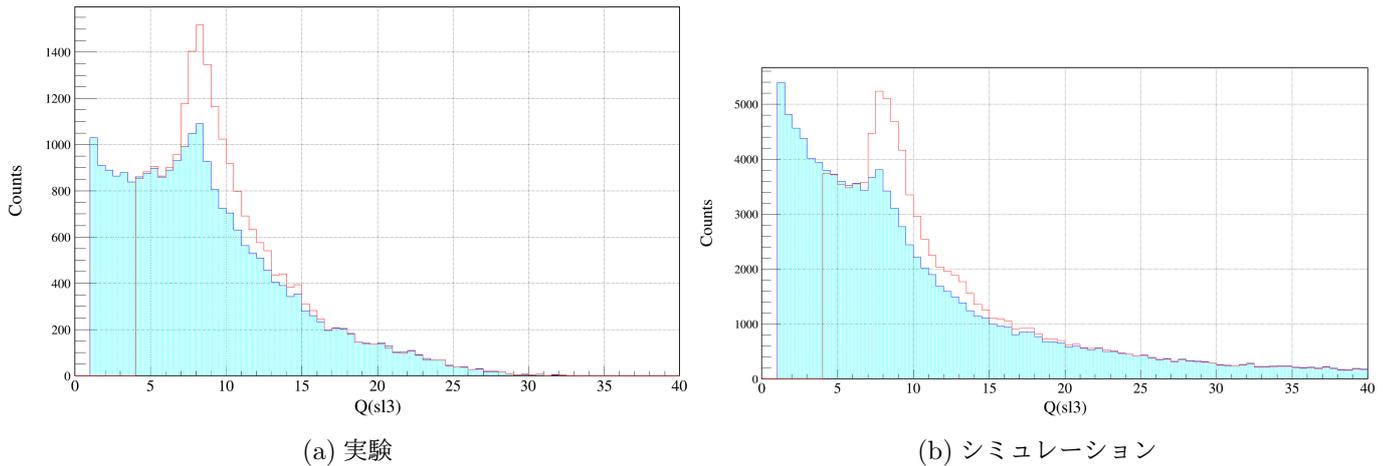


図 5.18 スレッシュホールドを変更した時の発光量分布。(a) 実験の場合の発光量分布。(b) シミュレーションの場合の発光量分布。どちらも青がスレッシュホールド 1 MeVee で、赤がスレッシュホールド 4 MeVee である。スケールはしていないため、カウント数を直接比較することができる。スレッシュホールドを高くすると 8.5 MeVee 付近のピークが大きくなる。個の原因については、本文中で考察している。

スレッシュホールドを高くすると 8.5 MeVee 付近のピークが大きくなる。これには以下のようなことが考えられる。「3,4,5 層目を突き抜けたイベント」とは以下の 4 つ全てを満たしたイベントである。

- 2 層目でヒットが無い、または発光量がスレッシュホールド未満
- 3 層目でヒットがあり、かつ発光量がスレッシュホールド以上
- 4 層目でヒットがあり、かつ発光量がスレッシュホールド以上
- 5 層目でヒットがあり、かつ発光量がスレッシュホールド以上

このためスレッシュホールドが高くなると「2 層目の発光量がスレッシュホールド未満」という条件がゆるくなっていくため、8.5 MeVee 付近のピークが大きくなっていくと考えられる。本当は 2 層目で中性子が反応して反跳陽子が生成されているが、発光量がスレッシュホールド未満であったため、「2 層目では中性子は反応せず 3 層目で中性子が反応した」と誤認識されてしまうイベントが存在していることになる。検出効率のスレッシュホールド依存性を議論した際にスレッシュホールドが 7 MeVee 付近まではあまり検出効率が変化しなかったが、これは

- 前の層での、発光量がスレッシュホールド未満
- 注目している層での、発光量がスレッシュホールド以上

という 2 つの条件が拮抗していたからであると考えられる。

以上よりスレッシュホールドは 1 MeVee のように、可能な限り下げて解析するべきであることが分かる。

5.7 層の枚数を変化させた場合の検出効率

ここまでは、1 モジュールでのイベントに関しては HIME が 1 層しかない場合の検出効率を、3 層以上突き抜けイベントに関しては HIME が 3 層しかない場合の検出効率を議論してきた。しかし実際の HIME は複数層配置されており、その状態での検出効率が重要になる。よって、HIME が n 層の場合の検出効率を導出する。

検出されない確率を考慮することによって、1 層の場合の検出効率 ϵ_1 と n 層の場合の検出効率 ϵ_n の関係は

$$\epsilon_n = 1 - (1 - \epsilon_1)^n, \quad (5.7.27)$$

となる。HIME が 1wall 構成の場合の検出効率は表 5.11 のようになる。

1wall 内での層の枚数	1 モジュールでのイベント [%]	3 層以上突き抜けイベント [%]
1	1.23	-
2	2.44	-
3	3.64	0.25
4	4.83	0.50
5	6.00	0.75
6	7.16	1.00
7	8.30	1.24
8	9.43	1.49
9	10.5	1.74
10	11.6	1.98
11	12.7	2.23
12	13.8	2.47

表 5.11 スレッシュホールドが 1 MeVee ときの、HIME が 1 × n 層の場合の検出効率。

HIME が 2 wall 構成の場合の検出効率は表 5.12 のようになる。

1wall 内での層の枚数	1 モジュールでのイベント [%]	3 層以上突き抜けイベント [%]
1	2.44	-
2	4.83	-
3	7.16	0.50
4	9.43	1.00
5	11.6	1.49
6	13.8	1.98

表 5.12 スレッシュホールドが 1 MeVee ときの、HIME が 2 × n 層の場合の検出効率。

5.8 結果と議論のまとめ

3 層突き抜けイベントにおける反跳陽子の飛行時間から、HIME の時間分解能と位置分解能を導出した。これにより HIME がダイニュートロン相関探索実験のための要求性能を満たしていることが確認できた。さらにこれらの値から、ダイニュートロン相関探索実験における運動量分解能を導出した。

実験とシミュレーションの発光量分布を比較することによって、実験における 1 層目の発光量分布に反跳陽子と考えられるピークがみられた。これは VETO のハードウェアのスレッシュホールドが高すぎたことによって、中性子ビームが VETO と反応して反跳陽子を発生させるイベントを棄却できなかった可能性が考えられる。さらに実験とシミュレーションで、高発光量部の分布に違いがみられた。分布の違いの原因としては

- 実験において、高発光量なイベントの記録に失敗した
- シミュレーションにおいて、高発光量なイベントの取り扱いに誤りがある

のどちらか、あるいは両方が考えられる。

1 モジュールでのイベントと 3 層以上突き抜けイベントにおいて検出効率を導出した。さらにシミュレーションにおける検出効率も導出するとともに、それらのスレッシュホールド依存性を評価した。それにより HIME の検出効率はスレッシュホールドが 1 MeVee のときに、1 モジュールでのイベントでは 1.23 %、3 層以上突き抜けイベントでは 0.25 % と導出した。さら

にここから HIME が n 層で構成されている場合の検出効率を導出した。例えば HIME が 6 層 \times 2wall で構成される場合の検出効率は、1 モジュールでのイベントでは 13.8 %、3 層以上突き抜けイベントでは 1.98 % となる。

また HIME を用いた実験をする際には、ソフトウェアのスレッシュホールドを低くするべきであることも分かった。そのためにはハードウェアのスレッシュホールドも低くする必要があり、HIME 単体をトリガーとした場合には図 5.2 のようにノイズが多くなる。しかし SAMURAI エリアにおける実験では HIME 単体をトリガーとすることは無く、荷電粒子検出器とのコインシデンスをトリガーとするため、HIME のハードウェアのスレッシュホールドを低くしても実験に問題はないと考えられる。

第6章

まとめ・今後の展望

6.1 まとめ

本研究では、新型高精細中性子検出器 HIME の開発を行った。本論文では、特に大阪大学核物理研究センター (RCNP) で行われた HIME の性能評価実験について報告した。250 MeV に加速した陽子を厚さ 0.5 g/cm^2 の ${}^{\text{nat}}\text{Li}$ 標的に照射させ ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(g.s. + 0.43 \text{ MeV})$ 反応によって得られた準単色中性子ビームを生成し、この準単色中性子ビームに対する検出器の応答を調べることにより性能評価を行った。

この準単色中性子ビームに対して $89(1) \text{ ps}(1\sigma)$ という HIME の時間分解能を得た。これは ${}^{26}\text{O}$ における角相関に対する 3 つのモデルの識別に十分な時間分解能であり、HIME を用いることでダイニュートロン相関の探索実験が可能であると考えられる。またスレッシュホールドが 1 MeVee のときに、1 本のモジュールについて $1.23(6) \%$ 、3 層突き抜けイベントについて $0.25(1) \%$ という検出効率を得た。この値自体は 1 層だけ、3 層だけの場合の検出効率であるが、この値から任意の層の数に対する検出効率を導出することができる。例えば HIME が 6 層 \times 2wall で構成される場合の検出効率は、1 モジュールでのイベントでは 13.8% 、3 層以上突き抜けイベントでは 1.98% となる。

さらに実験とシミュレーションの両方において、検出効率のスレッシュホールド依存性やと発光量分布を求めて比較を行った。これにより VETO を含めたスレッシュホールド値の重要性や、高発光量部における差異を発見した。これらは、実際に HIME を用いてダイニュートロン相関探索実験を行う場合において、有意義な情報になると考えられる。

6.2 今後の展望

本論文では、2018 年 11 月に行われた性能評価実験について報告した。2018 年時点では HIME は 5 層 48 モジュール構成であったが、2019 年に 10 層 100 モジュール構成にまで増強した。これはダイニュートロン相関探索実験へ向けた増強である。また増強に伴う信号数の増加に対応するため新たな信号処理回路 TacQuila の導入も行った。これらは本論文の Appendix.. B や高橋氏の卒業論文 [37] にまとめられている。

さらに今後 12 層 120 モジュールへの増強や、1 層当たりのモジュール数を増やして $25 \text{ 本} \times 12 \text{ 層} = 300 \text{ モジュール}$ にまで増強する予定である。これにより HIME のアクセプタンスが大きくなるため、ダイニュートロン相関探索実験以外の実験にも利用され、様々な物理の解明にいかされることが期待される。

AppendixA

各 ID ごとの時間分解能

A.1 TOF の時間分解能

HIME の時間分解能の導出の際には、反跳陽子が連続する 3 層を突き抜けた場合の HIME の異なる層間の TOF から HIME の 1 モジュールの時間分解能を導出する。ここで反跳陽子が突き抜ける 3 層の選び方の TOF の引き方から 6 パターンに分けられる。各パターンの結果をまとめると以下のようになる。

ID	2	3	4	5	6	7	8	9
11	97.3	140.8	135.8	116.9	111.9	-	142.9	96.4
12	120.0	81.0	89.2	108.6	102.4	-	94.1	98.1
13	112.9	144.0	118.6	122.8	129.2	-	113.4	133.4
14	89.2	128.9	116.1	126.5	106.1	-	123.1	102.2
15	101.1	85.7	90.3	97.3	101.2	-	109.7	106.8
16	127.2	93.7	110.9	110.7	112.3	-	104.2	87.6
17	155.5	116.0	131.8	145.1	190.0	-	149.3	140.7
18	149.2	142.0	109.0	83.7	110.8	-	90.1	88.3
19	102.5	111.0	106.6	96.2	94.1	-	108.4	107.4
20	110.2	99.9	126.1	99.48	105.8	-	103.9	95.0

表 A.1 TOF 分解能 1. 1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 1,2 層目間の TOF の時間分解能。単位は ps である。例えば ID2,11,22 でコインシデンスを取った時の TOF(ID2-11) の時間分解能が 97.3 ps である。ID7 にデータが入っておらず ID7-(2 層目)-ID27 のイベントが得られていないため ID7 についての TOF を除いた 70 本の TOF を考える。70 本の TOF の分解能の 2 乗平均は 13200 ps² であり、平方根は 115(12) ps となる。

ID	22	23	24	25	26	27	28	29
11	128.6	116.7	121.5	141.6	132.9	-	116.2	171.2
12	121.6	118.0	117.4	155.5	122.5	-	102.3	145.9
13	105.9	93.0	154.0	103.1	116.1	-	110.5	146.5
14	100.8	99.0	130.2	114.1	123.4	-	116.5	122.8
15	94.7	120.0	136.7	125.5	119.4	-	97.9	108.3
16	124.7	128.5	112.5	120.9	114.2	-	112.8	161.1
17	88.6	113.6	115.9	123.9	100.7	-	104.2	114.0
18	99.4	127.5	114.3	123.6	79.9	-	105.6	123.1
19	113.3	110.9	145.9	112.4	111.4	-	115.8	118.6
20	113.6	134.0	123.8	109.1	106.5	-	116.1	112.9

表 A.2 TOF 分解能 2。1,2,3 層目でコインシデンスを取った時の 2,3 層目間の TOF の時間分解能。単位は ps である。例えば ID2,11,22 でコインシデンスを取った時の TOF(ID11-22) の時間分解能が 128.6 ps である。ID7 にデータが入っておらず ID7-(2 層目)-ID27 のイベントが得られていないため ID27 についての TOF を除いた 70 本の TOF を考える。70 本の TOF の分解能の 2 乗平均は 14340 ps² であり、平方根は 120(11) ps となる。

ID	22	23	24	25	26	27	28	29
11	111.3	175.6	173.3	120.4	99.8	82.6	90.2	120.2
12	102.2	93.1	133.5	151.6	122.3	161.5	115.7	148.7
13	187.8	103.5	105.6	136.9	120.9	106.3	121.6	124.4
14	99.5	147	121.9	132.3	134.5	119.1	87.14	136.6
15	121.8	140.4	132.3	135.6	132.7	114.3	111.2	98.0
16	136.0	187.6	110.1	136.9	131.3	139.5	93.8	139.9
17	116.6	106.9	146.1	108.3	95.6	137.3	110.4	129.6
18	95.11	108.1	134.1	110.8	103.0	130.5	108.5	133.0
19	114.4	112.2	129.2	114.9	93.19	78.34	119.7	122
20	103.9	160.6	143.0	123.4	147.8	121.3	123.3	146.9

表 A.3 TOF 分解能 3。2,3,4 層目でコインシデンスを取った時の 2,3 層目間の TOF の時間分解能。単位は ps である。例えば ID11,22,31 でコインシデンスを取った時の TOF(ID11-22) の時間分解能が 111.3 ps である。80 本の TOF について考えることができる。80 本の TOF の分解能の 2 乗平均は 15700 ps² であり、平方根は 125(15) ps となる。

ID	22	23	24	25	26	27	28	29
31	94.5	105.8	180.0	112.0	118.2	86.7	107.1	100.6
32	77.1	214.5	97.7	110.9	122.6	109.3	103.1	118.9
33	99.0	73.9	131.5	103.7	127.5	106.4	103.2	133.1
34	126.8	119.2	133.0	113.1	122.4	106.5	105.8	93.4
35	114.8	138.6	93.3	109.6	109.0	113.3	127.1	102.4
36	-	-	-	-	-	-	-	-
37	103.7	105.2	122.0	141.6	124.5	109.7	142.8	99.0
38	-	-	-	-	-	-	-	-
39	-	-	-	-	-	-	-	-
40	113.9	143.3	144.5	139.6	118.2	119.2	132.0	105.5

表 A.4 TOF 分解能 4。2,3,4 層目でコインシデンスを取った時の 3,4 層目間の TOF の時間分解能。単位は ps である。例えば ID11,22,31 でコインシデンスを取った時の TOF(ID22-31) の時間分解能が 94.5 ps である。ID36,38,39 の発光量が小さいため、これらについての TOF を除いた 56 本の TOF を考える。56 本の TOF の分解能の 2 乗平均は 14100 ps^2 であり、平方根は 119(11) ps となる。

ID	22	23	24	25	26	27	28	29
31	112.4	130.5	118.4	99.6	127.5	101.6	113.6	107.9
32	116.1	104.1	102.1	110.9	92.5	114.6	103.3	138.9
33	90.15	114.7	114.4	84.5	93.3	106.3	134.2	131.9
34	129.3	95.4	290.9	139.7	135.7	134.3	113.3	121.8
35	116.2	107.2	114.3	110.3	151.2	86.2	123.0	112.3
36	-	-	-	-	-	-	-	-
37	122.9	129.6	129.3	119.5	138.7	138.9	95.8	87.8
38	-	-	-	-	-	-	-	-
39	-	-	-	-	-	-	-	-
40	108.1	138.8	123.1	186.6	124.7	158.3	131.0	146.4

表 A.5 TOF 分解能 5。3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 3,4 層目間の TOF の時間分解能。単位は ps である。例えば ID22,31,41 でコインシデンスを取った時の TOF(ID22-31) の時間分解能が 112.4 ps である。ID36,38,39 の発光量が小さかったため、これらについての TOF を除いた 56 本の TOF を考える。56 本の TOF の分解能の 2 乗平均は 15700 ps^2 であり、平方根は 125(17) ps となる。

ID	41	42	43	44	45	46	47	48
31	156.5	146.8	-	148.5	148.6	121.0	128.6	133.2
32	142.8	188.5	-	137.1	132.6	153.4	113.9	129.6
33	136.9	165.9	-	136.3	126.7	121.3	132.3	125.8
34	117.9	108.0	-	184.8	159.9	82.6	102.9	163.2
35	110.8	140.1	-	115.4	123.3	95.5	127.2	114.1
36	-	-	-	-	-	-	-	-
37	117.8	118.6	-	106.3	115.9	105.8	94.6	93.8
38	-	-	-	-	-	-	-	-
39	-	-	-	-	-	-	-	-
40	96.3	134.9	-	110.9	103.6	111.3	104.5	120.3

表 A.6 TOF 分解能 6。3,4,5 層目でコインシデンスを取った時の 4,5 層目間の TOF の時間分解能。単位は ps である。例えば ID22,31,41 でコインシデンスを取った時の TOF(ID31-41) の時間分解能が 156.5 ps である。ID43 の発光量が小さかったため、ID43 についての TOF を除いた 49 本の TOF を考える。49 本の TOF の分解能の 2 乗平均は 16600 ps^2 であり、平方根は 129(15) ps となる。

Appendix B

2020 年時点での HIME

本論文では 2018 年に行われた HIME の性能評価実験について報告した。そのため 2,3 章に述べた HIME の構成は 2018 年時点ののものであり、2020 年時点では一部構成が異なっている。本章では、性能評価実験後における 2020 年時点での HIME について報告する。

B.1 HIME の増強に伴うモジュール数の増加

2018 年時点における HIME の構成は表 B.1 のようになっている。1 層 10 本のレイヤーが 4 層と 1 層 8 本のレイヤーが 1 層の、合計 5 層 48 本構成であった。

NEUT	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H7415 (光電面の直径: 25.4 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	40 mm × 1000 mm × 20 mm
有感領域	400 mm(V) × 400 mm(H)
モジュール数	10 NEUTs × 4 Layers + 8 NEUTs × 1 Layer
VETO	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H6410 (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	360 mm × 1050 mm × 10 mm
有感領域	1060 mm(V) × 1050 mm(H)
モジュール数	3 VETOs × 1 Layer

表 B.1 2018 年時点での HIME の仕様 [22]

2019 年に増強を行い HIME の構成は表 B.2 のようになった。1 層 10 本のレイヤーが 5 層で 1wall として、2wall 構成とした。ただし VETO は上流側の wall 用の 1 層分しか備えていない。

NEUT	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H7415 (光電面の直径: 25.4 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	40 mm × 1000 mm × 20 mm
有感領域	400 mm(V) × 400 mm(H)
モジュール数	(10 NEUTs × 5 Layers) × 2 Walls
VETO	
シンチレータ	EJ-200 (Eljen Technology)
PMT (光電子増倍管)	H6410 (光電面の直径: 46 mm, 浜松フォトニクス)
寸法	360 mm × 1050 mm × 10 mm
有感領域	1060 mm(V) × 1050 mm(H)
モジュール数	3 VETOs × 1 Layer

表 B.2 2020 年時点での HIME の仕様

B.2 不良モジュールの修理

B.2.1 PMT の接続不良

本研究においては解析に用いた 44 本の NEUT のうち ID7,36,38,39,43 の 5 本に問題が見つかった。これらのモジュールについて PMT ごとにデータを確認すると「片方の PMT のデータは問題ないが、もう片方に問題がある」という形になっている。そのためシンチレータではなく PMT やケーブル側に問題があったと考えられる。

このうち ID7 に関しては単にケーブルの接触不良であると考えられる。性能評価実験のうち、本解析で用いなかったランにおいては ID7 においても問題なくデータが取れている。一方残りの ID36,38,39,43 に関しては PMT とライトガイドの接触不良であると考えられる。もともと HIME は関東にあったものを、本実験のために大阪の RCNP にまで運送した。この運送過程においてライトガイドと PMT の接続がはずれてしまったと考えられる。

大阪から東京へ運びなおしたのちに PMT の接続を確かめたところ半数以上の PMT が外れていた。これにより発光量が減少していたと考えられる。この接続不良については全てのモジュールについて修理したため、2020 年時点では接続不良の PMT は存在しない。

B.2.2 シンチレータの不良

先行研究 [26, 27] において、一部のモジュールの発光量分布に異常な位置依存性があるとの報告があった。増強に際してシンチレータと PMT の組み合わせを一部変更したところ、先行研究の場合と同じシンチレータのモジュールで異常な位置依存性が発生した。これより先行研究における不具合はシンチレータによるものであると判明した。2020 年時点での HIME の 100 モジュールの中で問題となっているのシンチレータは 2 本のみである。一方でこの 100 モジュールとは別に、問題の無いシンチレータが 3 本用意できているため、これらのシンチレータを用いれば問題の無いモジュールを 100 本分用意することができる。

B.3 信号処理回路

本実験では、TDC, QDC, Discriminator, Delay など様々な回路を組み合わせて信号を処理した。しかしモジュール数が増加するにしたがって、信号処理回路は煩雑になってしまう。そのため、TDC, QDC などの要素が集積された信号処理回路 TacQuila の導入を行った。現在 125 モジュール分のデータを取得することが可能であり、100 モジュールの構成の HIME

を VETO も含めて十分カバーできる。この信号処理回路 TacQuila について、次章で詳しく述べる。

B.4 その他必要物品

モジュール本体や信号処理回路以外にも、HV の供給システムやケーブルなど、増強に伴って必要となる物品がいくつかある。しかしモジュール 100 本に対して必要な物品は 2020 年までに全てそろえたため、100 モジュール全てを同時に用いてデータを取得する準備は整っている。

Appendix C

信号処理回路： TacQuila

HIME に新しく導入した、集積回路”TacQuila”について述べる。詳細については Caeser 氏によって説明されているため [38]、ここでは概要について説明する。

C.1 TacQuila とは

TacQuila とはドイツの GSI において開発された集積回路である。TacQuila の働きとしては主に次の 3 つがあげられる。

- Multiplicity 信号の作成
TacQuila 全体、つまり HIME 全体の PMT に対する Multiplicity 信号を出すことができる。この Multiplicity 信号をもとに、別のトリガー回路を用いて、トリガー信号および common stop 信号を作り出す。さらにいくつかの Multiplicity を取るかという、トリガー条件を設定することができる。
- TDC(TacQuila17)
時間情報を記録することができる。
- QDC
発光量情報を記録することができる。

このように TacQuila は、中性子ビームに対する情報集積において重要となる上記 3 つの役割を”TacQuila”のみでこなすことができる。

さらに以前の、トリガー信号生成・TDC・QDC が別々になった回路では各 PMT のシグナルごとに cable delay ・logic delay が必要であった。例えばシンチレータ 100 本で構成された HIME においては PMT 200 本分の cable delay が必要であったが、TacQuila においてはトリガー信号生成時の 1 本分の logic delay のみで済む。そのため回路全体をシンプルにまとめることができるうえ、コストも抑えることができる。

C.2 コネクター

HIME からの信号を TacQuila へと伝えるためには、普通の LEMO コネクターではなく、TacQuila 専用の 8ch ケーブルを用いる必要がある。専用ケーブルとは 8 本の LEMO ケーブルを図 C.1 の 2 つの部品によってまとめたものである。これらの部品を用いて作成した専用 8ch コネクターを、図 C.2 のような TacQuila の接合部と接合して用いる。

Caution



- (a)、TacQuila へ接続するための専用 8ch コネクタ製作に用いる部品 1。これによって 8 本の LEMO ケーブルを 1 本にまとめる。
- (b)、TacQuila へ接続するための専用 8ch コネクタ製作に用いる部品 2。これによって LEMO ケーブルの先端を TacQuila との接合可能なものにする。

図 C.1 (a) TacQuila へ接続するための専用 8ch コネクタ製作に用いる部品 1。これによって 8 本の LEMO ケーブルを 1 本にまとめる。(b) TacQuila へ接続するための専用 8ch コネクタ製作に用いる部品 2。これによって LEMO ケーブルの先端を TacQuila との接合可能なものにする。ただし (b) のコネクタには見た目が似ているオスメスの 2 タイプがあるため、注意が必要である。



図 C.2 TacQuila の 8chf ケーブルとの接合部。

C.3 見た目上での配置と DAQ Number

1つの TacQuila には 16ch が備えられている。上方から 0, 1, ... となっており一番下が 15 ch である。HIME での実験においては 16 個の TacQuila を用いる。それぞれのナンバリングおよび配置は図 C.3 のようになる。

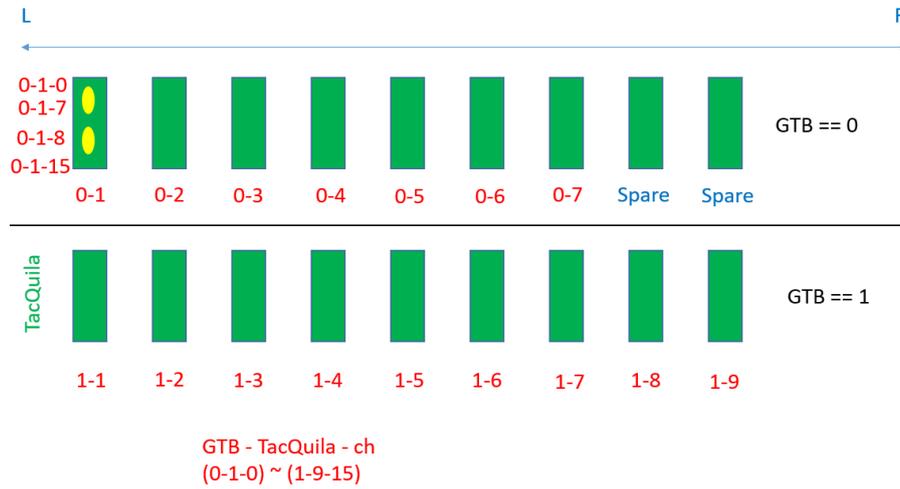


図 C.3 TacQuila の配置図

この図 C.3 で登場した赤字のナンバリングは解析に用いるナンバリングである。後述する Tree の番号とは異なるため注意が必要である。

C.4 LAND FEE

TacQuila を構成する 4 つのボードの一つである”LAND FEE”について説明する。LAND FEE は、はじめに HIME から入ってきた信号を他の 3 つのボードへと分割する役割を行っている。

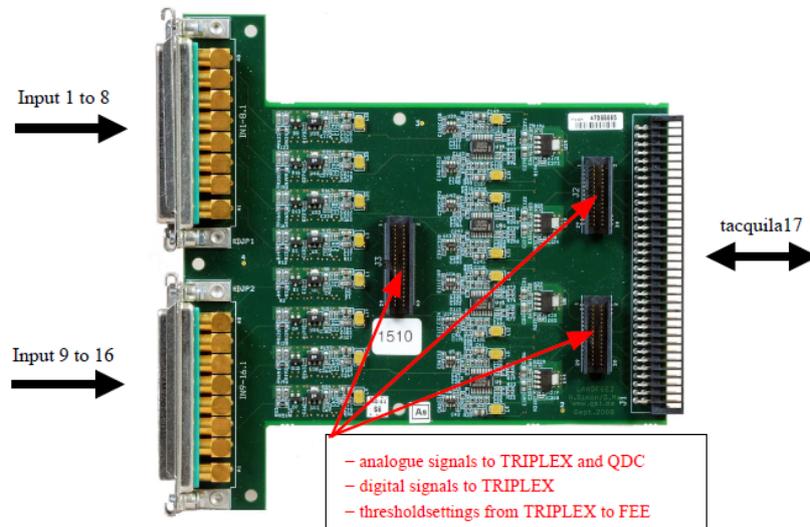


図 C.4 LAND FEE[38]

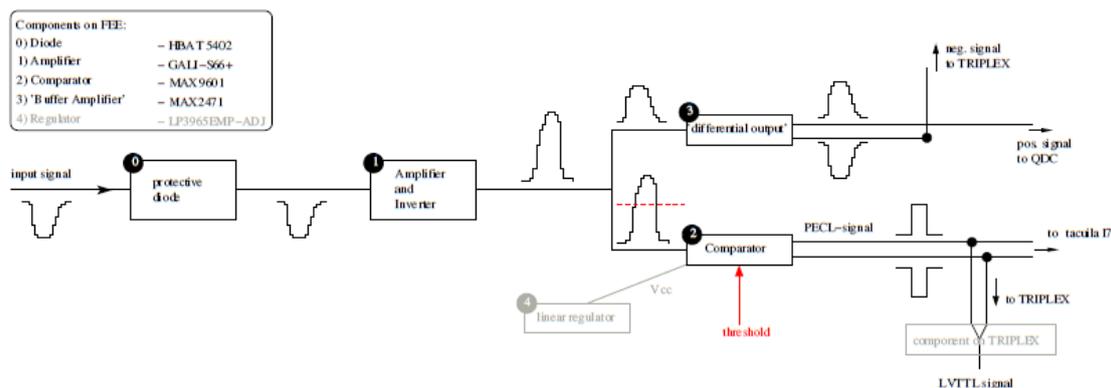


図 C.5 LAND FEE 内での信号処理の流れ。[38]

HIME からの信号は図 C.4 の左側から入る。LAND FEE に入った信号は図 C.5 のような処理をされる。図 C.5 のとおり信号は 2 種類の流れで処理されているので、それぞれについて説明する。

まず発光量情報に対する処理の流れを説明する。LAND FEE へ入ってきた入射波は反転増幅器によって正の電荷をもつ大きなパルスへと変換される。その後正負 2 つの波を作り出し、正の波は”QDC”へ送られ発光量情報の記録に用いられ、負の波は”TRIPLEX”へと送られ multiplicity 信号を作るために用いられる。

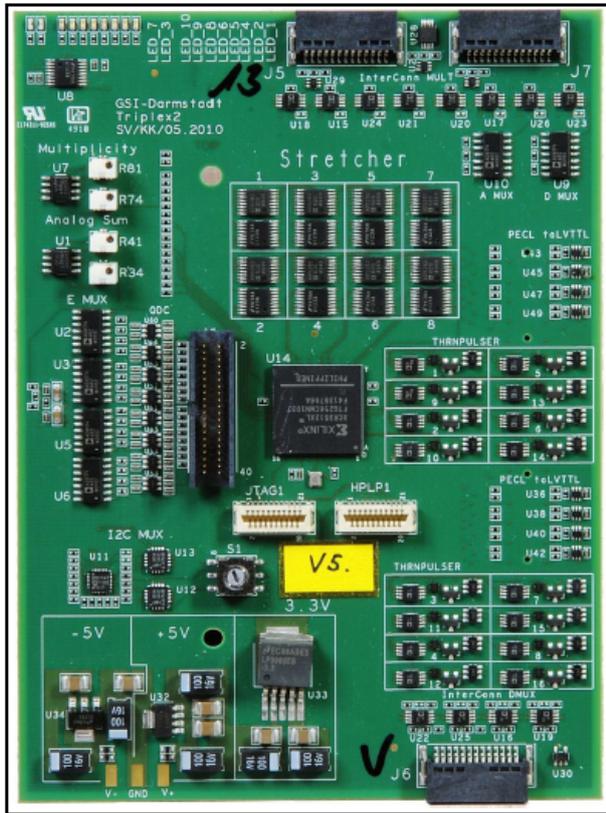
次に時間情報に対する処理の流れを説明する。LAND FEE へ入ってきた入射波は反転増幅器によって正の電荷をもつ大きなパルスへと変換される。その後コンパレータ (=Discriminator) によってパルスの大きさとスレッシュホールドの比較を行い、パルスがスレッシュホールドよりも大きい場合のみ正負 2 つのデジタル波を出す。それぞれの波は”tacquila17(=TDC)”および”TRIPLEX”へ送られる。”tacquila17”では時間情報の記録に用いられ、負の波は”TRIPLEX”へと送られ multiplicity 信号を作るために用いられる。

後述するスレッシュホールドとはコンパレータ (=Discriminator) のスレッシュホールドのことである。”QDC”にはスレッシュホールドを設定しない。

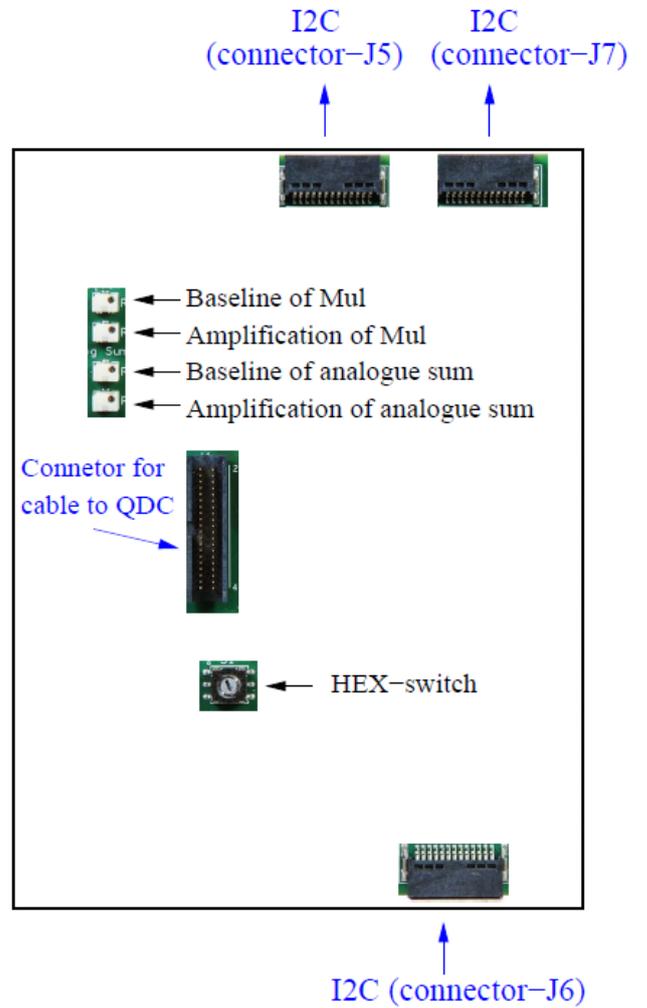
C.5 TRIPLEX

TacQuila を構成する 4 つのボードの一つである”TRIPLEX”について説明する。TRIPLEX は、はじめに LAND FEE から入ってきた信号をもとに、multiplicity 信号を作成する役割を行っている。

上方の 2 つの接合部 J5,J7 と下方の 1 つの接合部 J6 によって図 C.7 のような”Tree”を構成することができる。



(a)TRIPLEX



(b)TRIPLEX 同士の接合

図 C.6 (a)TRIPLEX[38]。(b)TRIPLEX 同士の接合 [38]。このコネクタを利用して複数の TacQuila の TRIPLEX を”Tree”状に接合していく。

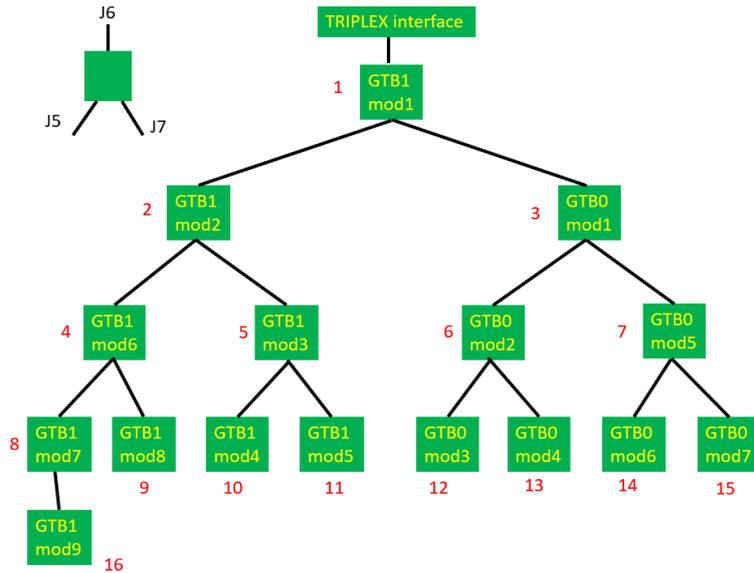


図 C.7 TRIPLEX 同士の配線”Tree”

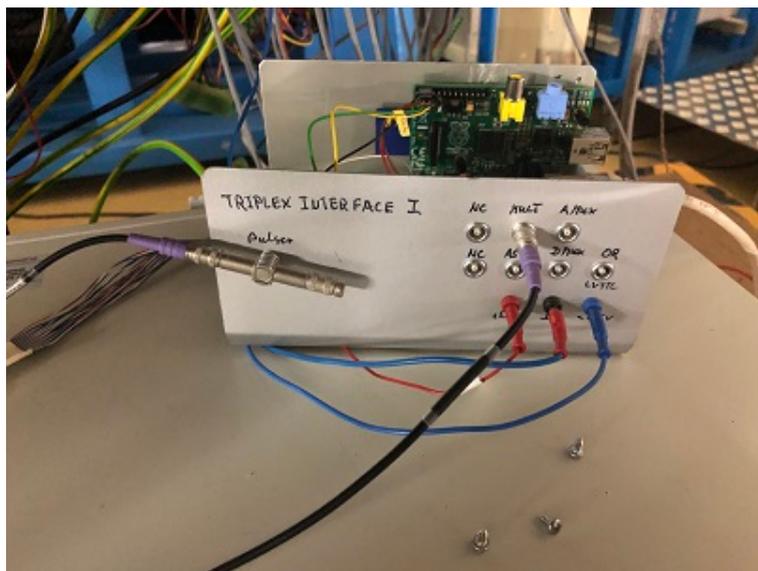


図 C.8 TRIPLEX Interface。TRIPLEX 同士の配線”Tree”によって全 16TacQuila における情報が TRIPLEX Interface に集まる。

図 C.7 のような”Tree”構造によって 16 個の TacQuila における情報が”TRIPLEX Interface”に集まる。

またコンパレータ (=Discriminator) のスレッシュホールドは変更をすることができる。変更する方法にはコマンドによって変更する方法と、PC のデスクトップ上に”Tree”を書き出してその中で変更する方法がある。この場合 TacQuila の板単位でスレッシュホールドを変更することができる。変化能可能な範囲は、0 ch (negative) ~ 512 ch (0 V) ~ 1023 ch (positive) までの範囲である。ただし通常はスレッシュホールドを固定値 (550 ch) にしておく。しかし TacQuila と LV ケーブルとの接触不良によってスレッシュホールドのレベルがずれる現象が観測されている。この場合 550 ch に設定しても 0 V 以下の値となりデータが取得されなくなる。そのためパルサーや宇宙線のデータを用いて、正しいスレッシュホールド値を設定する必要がある。

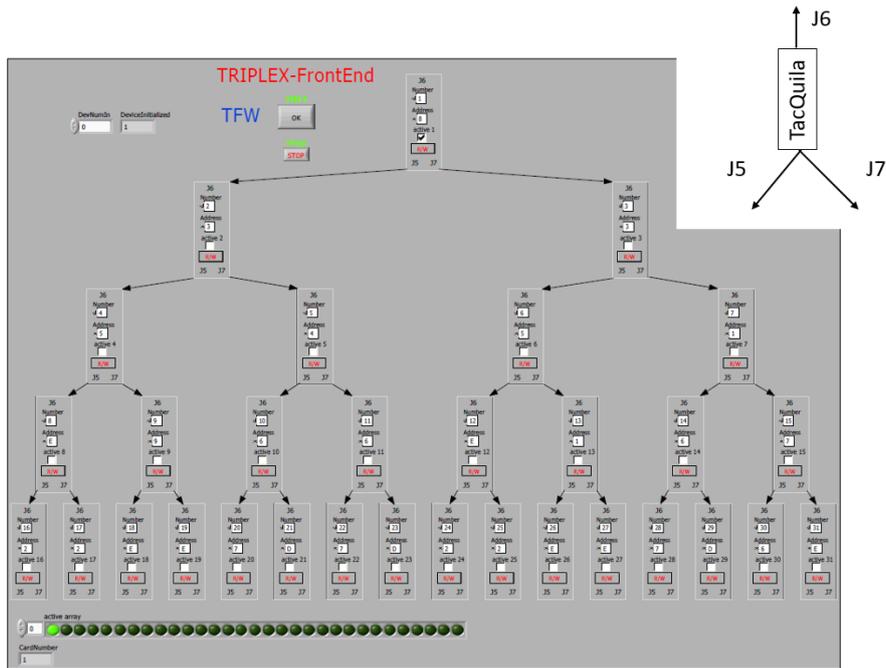


図 C.9 ディスプレイ上の tree[38]

C.6 TacQuila17

TacQuila を構成する 4 つのボードの一つである”TacQuila17”について説明する。TacQuila17 は、LAND FEE から入ってきた信号および common stop をもとに、時間情報を求めを記録する役割を行っている。

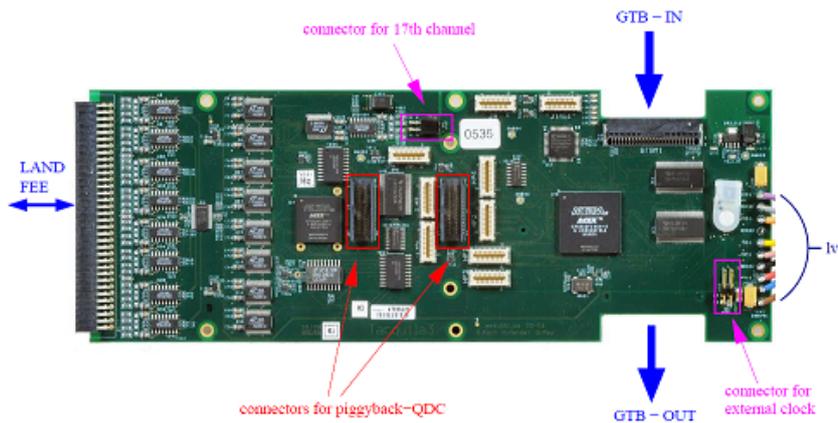


図 C.10 TacQuila17[38]

C.6.1 時間情報の取得

時間情報の取得には以下のような手順を踏む。TacQuila は内部に周期 25 ns のクロックを内蔵している。TacQuila では各 16ch のパルスの立下りから、クロックの立ち上がりまでの時間 T_{Tac} を記録する。さらに common stop として信号が入る 17ch に対しても同様の時間 T_{TacRef} を記録する。そして 2 パルス間の Clock の周期数 n_{Cycle} から、2 パルス間の時間

差 T を得る。

$$T = T_{Tac} - T_{TacRef} + 25n_{Cycle} \text{ [ns]} \quad (3.6.1)$$

この T が 1 ~ 16 ch における時間情報になる。この流れを図示すると図 C.11 のようになる。

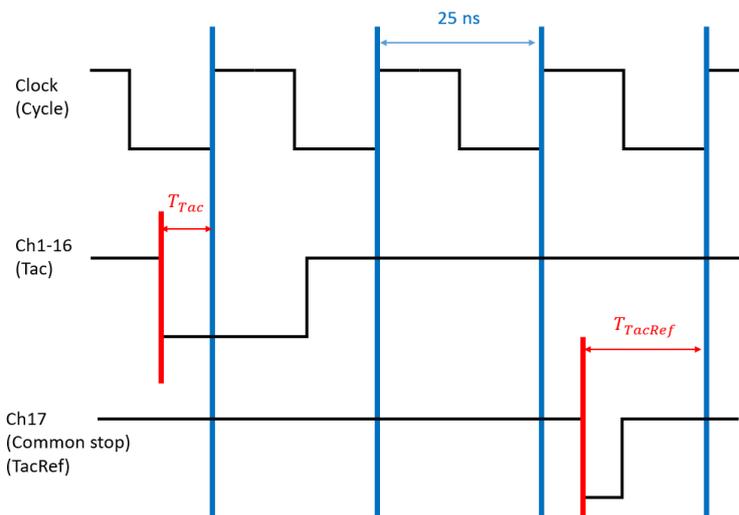


図 C.11 TacQuila の時間情報を得る方法

一方 17 ch においては自身がスタートとなり、トリガー信号がストップになる。

C.6.2 reset time

reset time とはイベントの情報を保持する時間のことである。スタート信号としてイベントのデータが届いてから、reset time 内にストップ信号が届かなければ、そのイベントは棄却される。

reset time は 75 ~ 6375 ns の間で 100 ns 刻みで好きな値を用いることができる。しかし実際には reset time を最大値 6375 ns に固定し実験中に reset time を変更することはない。

C.6.3 較正方法

ここでは斗米氏の方法 [41] による時間較正について説明する。説明中に登場する図 C.12,C.13,C.14 は斗米氏による解析結果である。

まず pulser を用いた Calibration run において各チャンネルごとのカウント数は図 C.12 のようになる。Pulser run では 25 ns のウィンドウに対してランダムにイベントが生成されるため、各チャンネルのカウント数は一定になるべきである。しかしながら Tac の非線形性のため、特に 25 ns 近辺においてイベント数の増加がみられ、これを補正する必要がある。

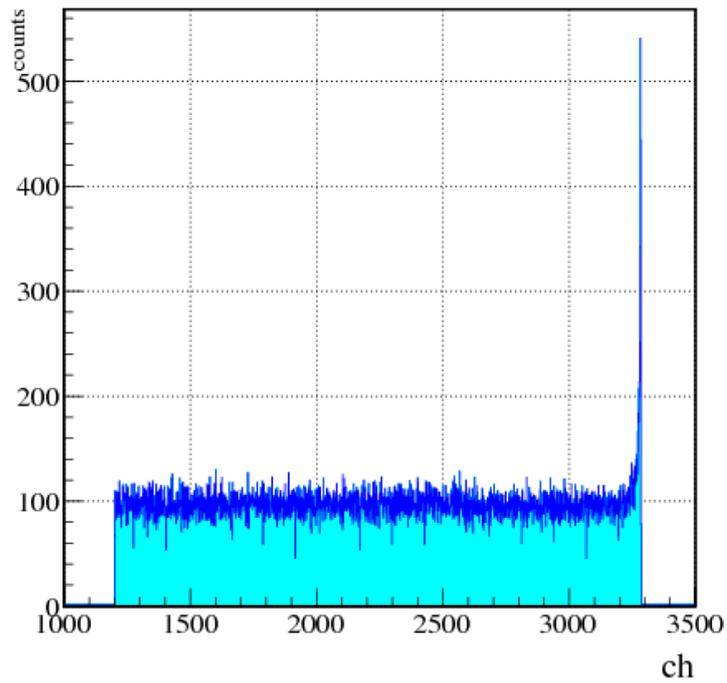


図 C.12 各チャンネルごとのカウント数 [41]。Pulser run では 25 ns のウィンドウに対してランダムにイベントが生成されるため、各チャンネルのカウント数は一定になるべきである。しかしながら Tac の非線形性のため、特に 25 ns 近辺においてイベント数の増加がみられる。

補正方法としては、図 C.12 のヒストグラムを

$$f(ch) = \frac{\int_0^{ch} Tac(ch')dch'}{\int_0^{ch_{MAX}} Tac(ch')dch'} \times 25 \text{ [ns]} \quad (3.6.2)$$

のようにして、積分し最大が 25 ns となるようにスケールする。その結果得られるグラフは図 C.13 のようになる。

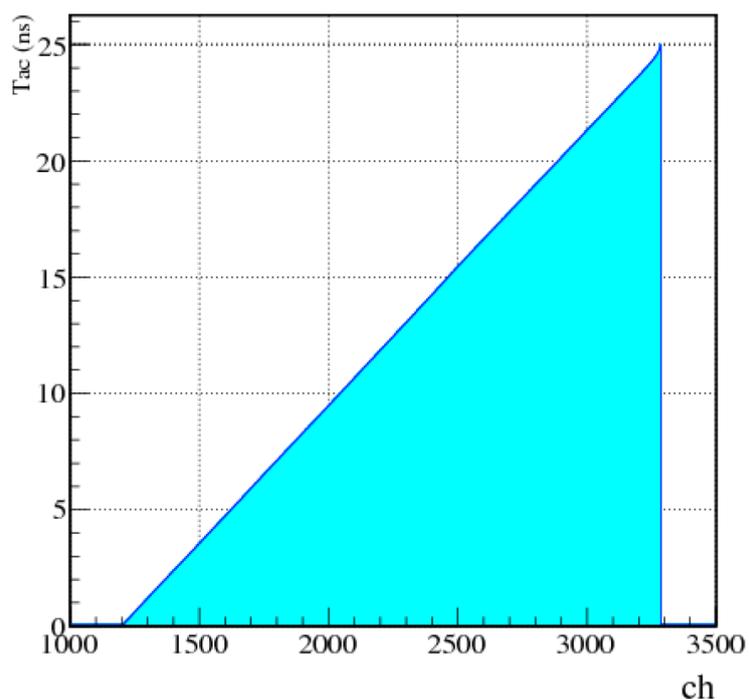


図 C.13 時間較正 [41]。図 C.12 を積分し、最大が 25 n s となるようにスケールする。このグラフが時間較正に用いる関数となる。

得られたグラフを用いて時間較正を行う。つまりチャンネル [ch] と時間 [ns] は比例関係になるとは限らない。時間較正を行った結果は図 C.14 のようになる。25 ns 付近にみられたイベント数の増加を消去することができている。

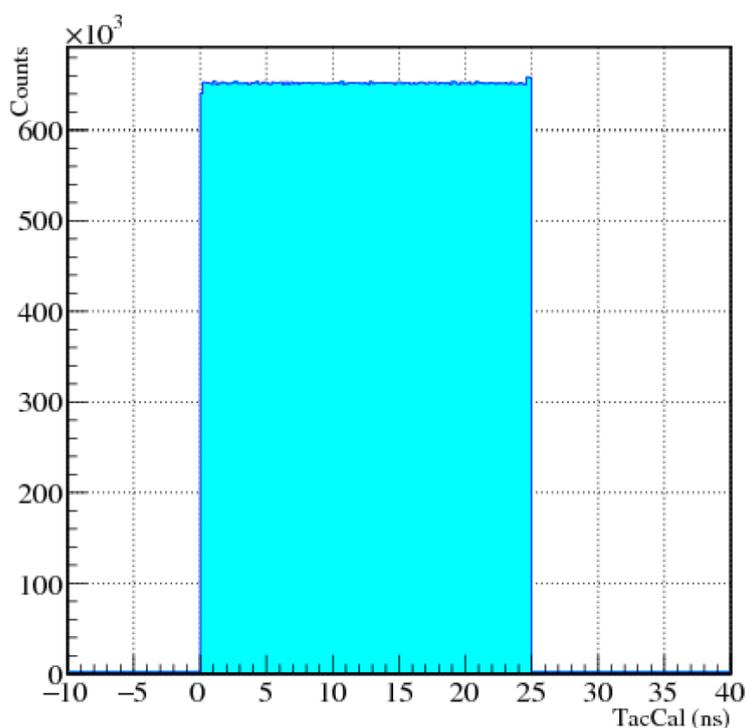


図 C.14 時間較正後の各チャンネルごとのカウント数 [41]。図 C.12 で 25 ns 付近にみられたイベント数の増加を消去することができている。

C.7 QDC

TacQuila を構成する 4 つのボードの一つである”QDC”について説明する。QDC は、LAND FEE から入ってきた信号をもとに、発光量情報を求めを記録する役割を行っている。QDC には非線形性があるという現象が報告されている [?, 41]。

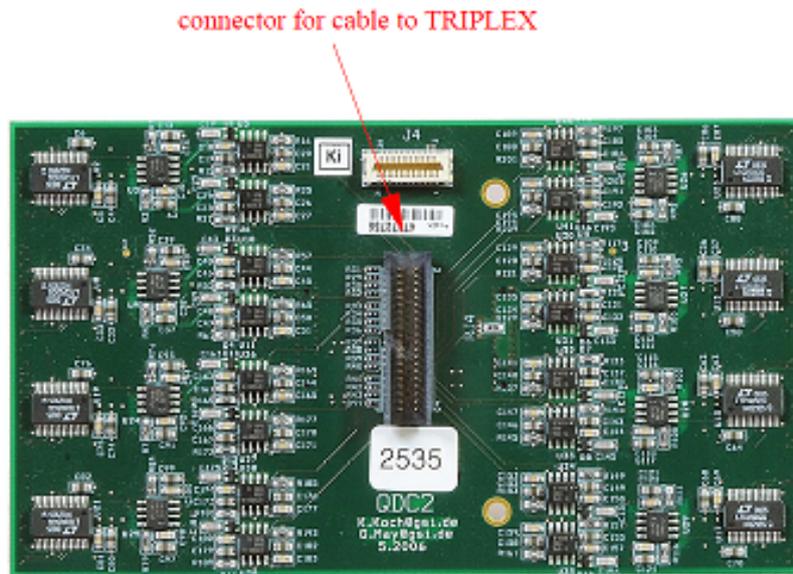


図 C.15 QDC[38]

C.8 回路のケーブルリング

C.8.1 全体図

回路全体のケーブルリングについて説明する。ただし煩雑になるため HIME を用いて physics run を取る場合と pulser を用いた calibration run の場合とを分けて考える。

Physics run

全体図は図 C.16 のようになる。

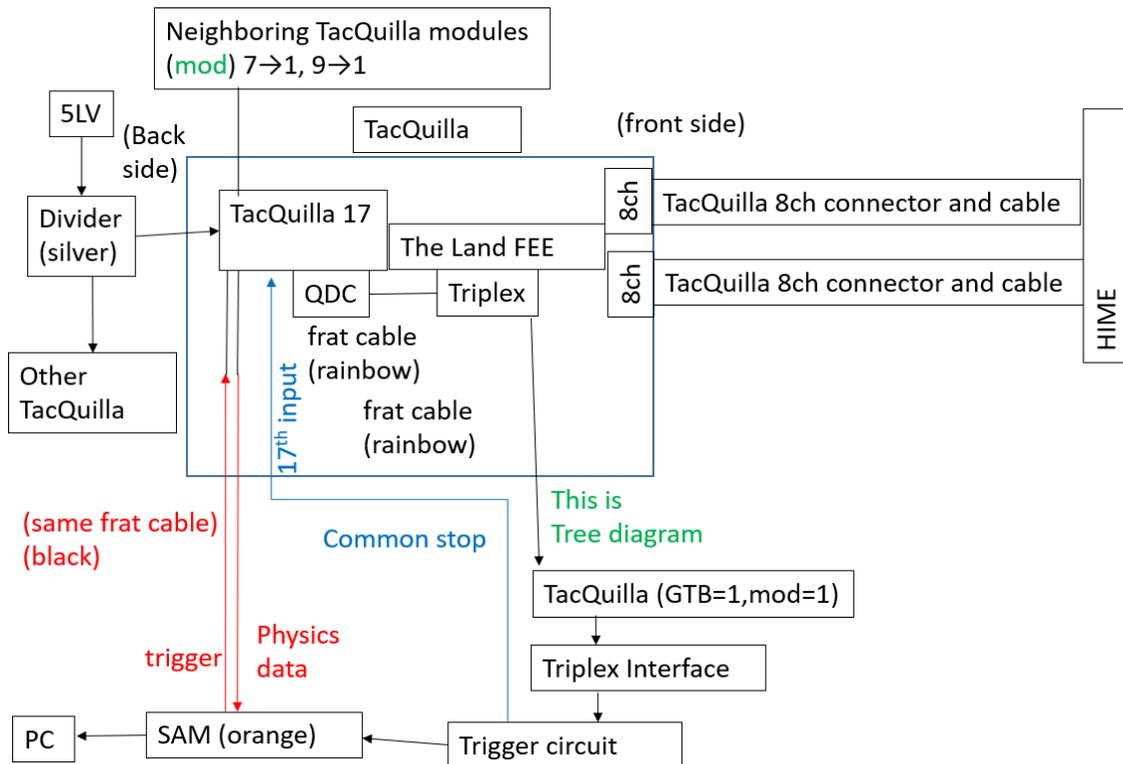


図 C.16 physics run のときの回路図

- HIME の各 PMT から出た信号は 1 本ずつの LEMO ケーブルによって送られる。
- 8 本の LEMO ケーブルが束ねられた状態で TacQuilla の LAND FEE に入る。
- LAND FEE に入った信号は section3 で述べたようにして、“TRIPLEX”、“TacQuilla17”、“QDC”の 3 箇所に送られる。
- TRIPLEX においては全 16 ch の multiplicity を考えて、各 TacQuilla における multiplicity 信号を出す。
- 各 TacQuilla の TRIPLEX は Tree 状に配線されており、この Tree 状の配線を用いて各 TacQuilla における multiplicity 信号が TRIPLEX Interface に集められる。
- TRIPLEX Interface からは全 16TacQuilla に対する multiplicity 信号が出される。
- 全 16TacQuilla に対する multiplicity 信号をもとに“common stop”信号と“Trigger”信号が生成される。
- “common stop”信号は TacQuilla 後方の回路・ケーブルによって各 TacQuilla へ届けられる。
- SAM で生成された“Trigger”信号は 2 本の GTB ケーブルによって、まず「GTB==0,mod==7」と「GTB==1,mod==9」の TacQuilla 中の TacQuilla17 に入る。
- 各 GTB ごとに mod. 7 → 6 → ... → 1 と mod. 9 → 8 → ... → 1 の順に配線されたケーブルに従って各 TacQuilla の TacQuilla17 へと信号が届く。
- “common stop”信号と“Trigger”信号が各 TacQuilla へ届くと、TacQuilla17 で時間情報が、QDC で発光量が記録される。
- 記録された情報は“Trigger”信号とは逆に mod 1 → 2 → ... → 7 と mod 1 → 2 → ... → 9 の順でケーブルをたどり“SAM”へと送られる。
- “SAM”から PC へとデータが送られる。

Calibration run

全体図は図 C.17 のようになる。

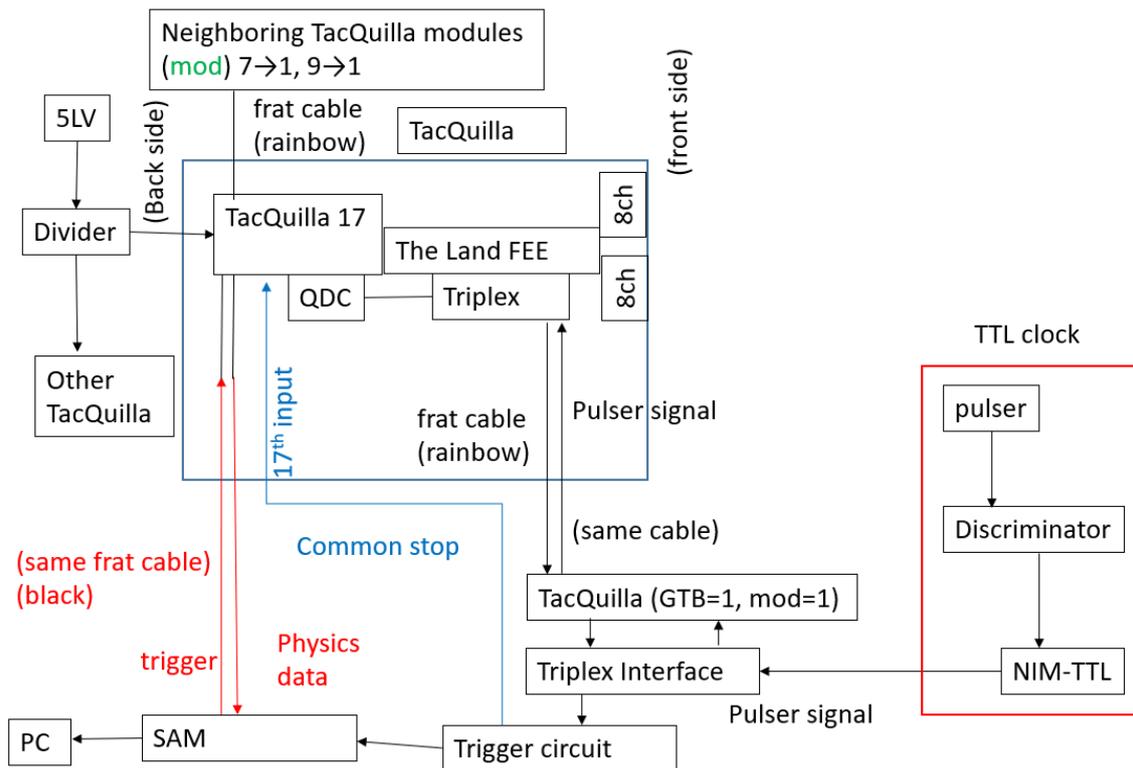


図 C.17 calibration run のときの回路図

まず”pulser”から出た信号は”Discriminator”と”NIM-TTL 変換”を通ったうえで”Triplex Interface”へ入る。そこから Tree 状のケーブルを逆にたどり各 TacQuilla の TRIPLEX に信号が届く。その後各 TacQuilla における multiplicity 信号が作られ、Tree 状のケーブルを Physics run のときと同じ方向へたどり再び”Triplex Interface”に信号が集められる。以降は”Physics run”のときと同様である。

C.8.2 トリガー生成回路

トリガー生成回路は以下の図 C.18 のようになっている。

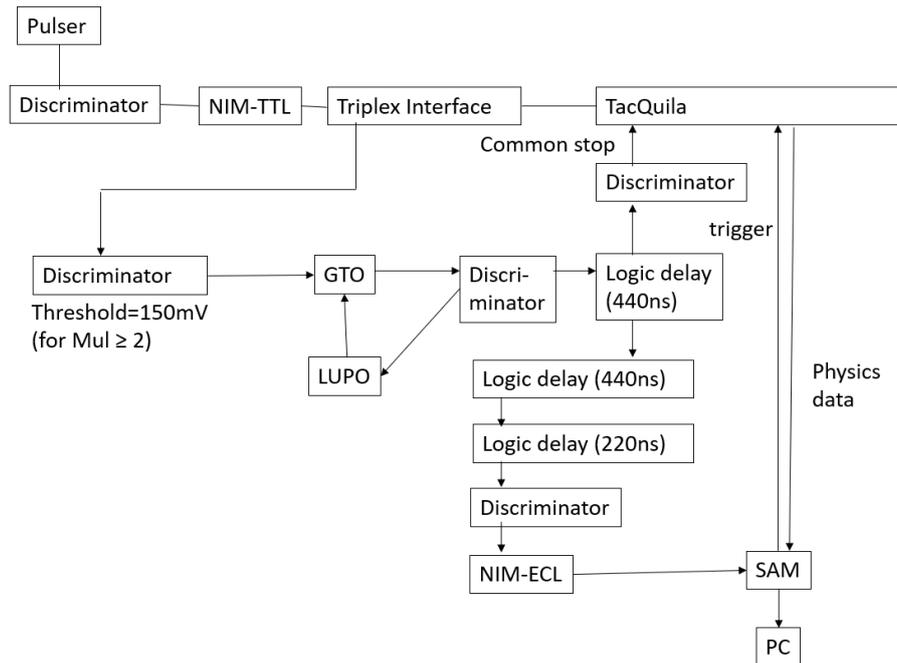


図 C.18 トリガー回路

各モジュール回路については以下のようにになっている。

- Discriminator
入力された信号がスレッシュホールドを超えたときにデジタル信号を出す。
- NIM-TTL
NIM 信号を TTL 信号に変換する。
- NIM-ECL
NIM 信号を ECL 信号に変換する。
- LUPO
TacQuila が処理を終えて次の信号を処理することが可能になった際に、EOB(End Of Busy) 信号を出す。
- GTO
TRIPLEX Interface からの信号と LUPO からの EOB 信号をもとに、TacQuila が信号の処理が可能であるときのみ、TRIPLEX Interface からの信号を通す。
- SAM
GSI で開発された回路モジュールであり、トリガー信号を各 TacQuila へと送る。さらに各 TacQuila からの物理情報を PC へ送る。

C.9 Low Voltage

C.9.1 各 LV の必要スペック

TacQuila を使うためには 5 種類の LV(Low Voltage) を供給する必要がある。各 LV は表 C.1 のようになる。ただし必要電流は TacQuila を 16 個セッティングした時の値であり、TacQuila の個数に比例する。

表 C.1 より各 LV は十分なスペックを備えているように見える。しかし電流を TacQuila に流した瞬間には一時的に必要な電流の 3 倍程度の電流が流れることがある。そのため”+VV”用の LV には注意が必要である。問題が起きた場合には、電

ラベル	必要電圧 [V]	使用目的	必要電流 ([38] での値) [A]	実測値 [A]	使用した LV(電圧-電流)
+7V	+7	FFE and ref-clock	0.64	0.79	30-50
+VV	+6	FEE and TRIPLEX	28.8	22.75	20-76
+5V	+5	TacQuila17 and QDC	19.2	19.23	20-76
-VV	-6	TRIPLEX	9.6	8.97	30-50
-5V	-5	QDC	4.8	5.31	20-76

表 C.1 5種類の LV

圧値をゆっくり上げることによって問題を避ける。

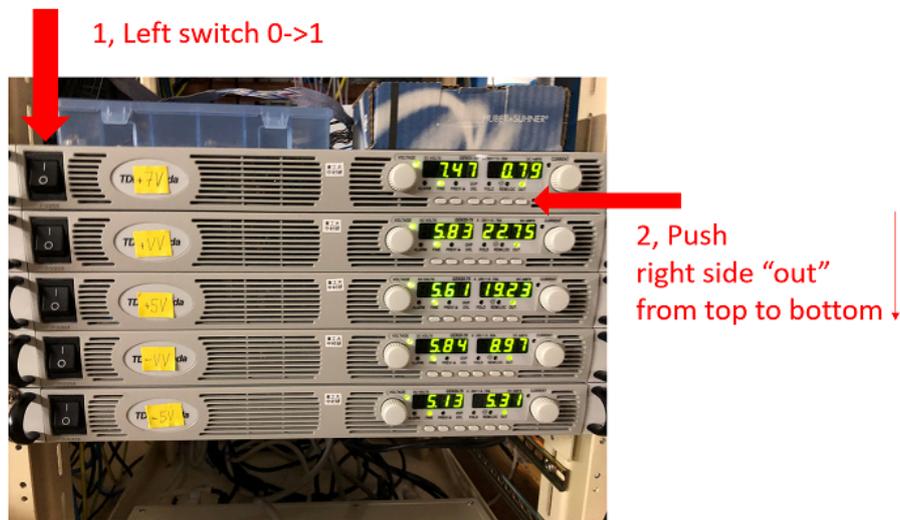


図 C.19 実際に LV を使用している写真。使用開始時には各 LV の左側のスイッチを上から順に入れていく。次に右側の out ボタンを上から順に押していく。電流値は自動的に制御される。

使用開始時には各 LV の左側のスイッチを上から順に入れていく。次に右側の out ボタンを上から順に押していく。電流値は自動的に制御される。使用終了時には逆に、各 LV の右側の out ボタンを下から順に押していき次に左側のスイッチを下から順に入れていく。

C.9.2 LV 周りの配線

5種類の LV から各 TacQuila へは図 C.20,C.21 のようなケーブルリングによって供給される。

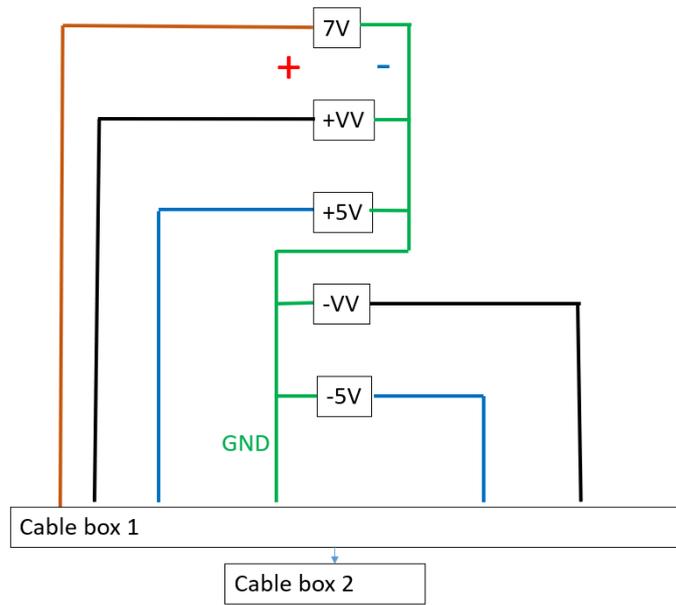


図 C.20 LV の配線 1

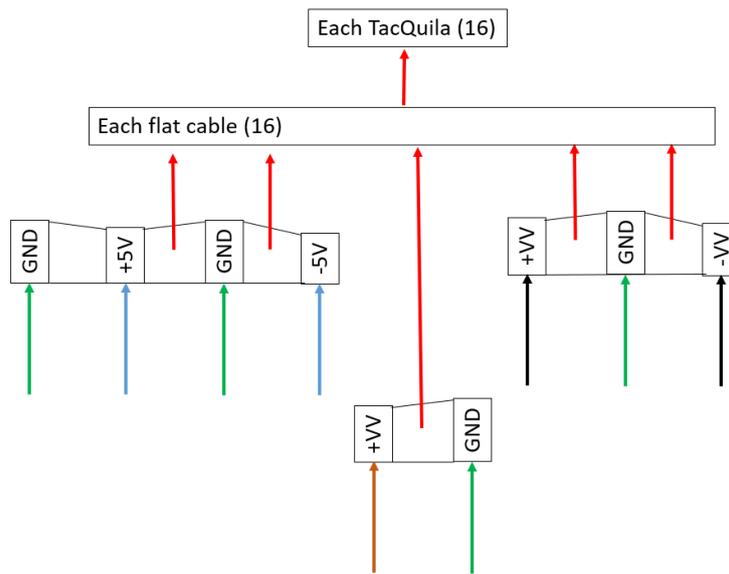
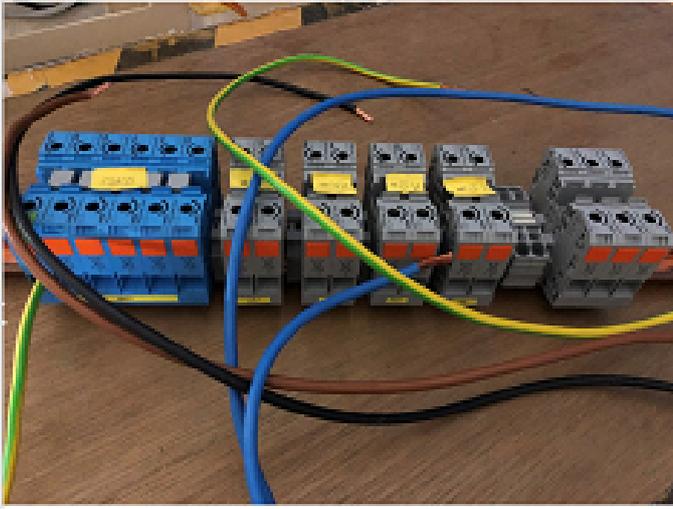
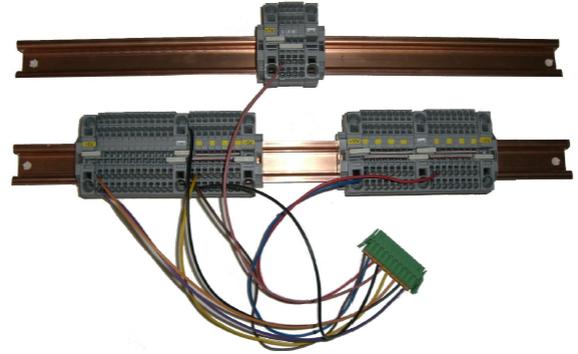


図 C.21 LV の配線 2

ただし図中の Cable box1,2 とは図 C.22 のものである。



(a)cable box1



(b)cable box2[38]

図 C.22 (a)LV の cable box1(b)LV の cable box2[38]

各部には”丸い穴”と”四角い穴”の2つがセットになっている。四角い穴にマイナスドライバーを差すことで丸い穴の内部の口が開く。その状態で丸い穴のケーブルを差し込みマイナスドライバーを抜くことで、ケーブルを固定することができる。また”Cable box2”では各部が”7V”などの数値と”GND”によって挟まれている。黄色く塗られている部分はその数値の電圧が出力される。黄色く塗られていない部分は接地されている。

また TacQuila と cable box2 との接触不良によってスレッシュホールドのレベルがずれる現象が観測されている。この場合 550 ch に設定しても 0 V 以下の値となりデータが取得されなくなる。応急処置としてはスレッシュホールドを 600 ch 等に変更するという解決策を取ることもできるが、ケーブル接続に注意して全 TacQuila がスレッシュホールド 550 ch で機能することが理想である。

各 Tacquila では 9 種類の電圧が必要となるが図 C.23 のように配線することによって対応している。

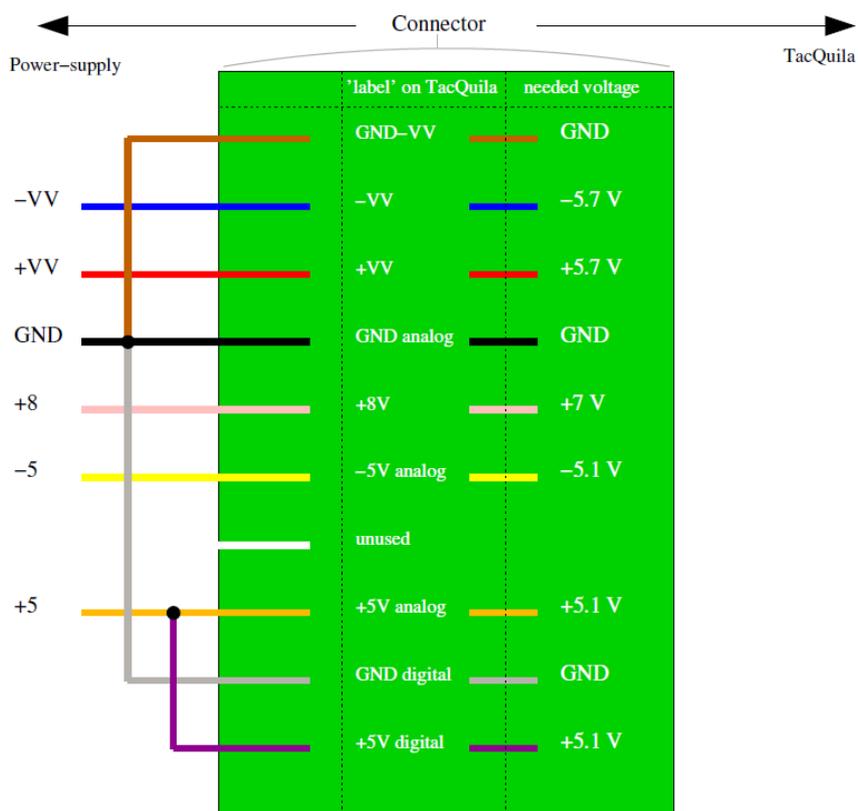


図 C.23 LV の必要電圧

表 C.1 と図 C.23 を比較すると分かるように、LV が供給する電圧は TacQuila で必要とされる電圧よりも少し高くなっている。これは LV から TacQuila へ供給される間に電圧降下が発生するためである。

C.9.3 common stop 信号の供給

トリガー信号から生成された common stop 信号は電子回路を通過したのちに以下のモジュールによって各 16TacQuila へ供給される。

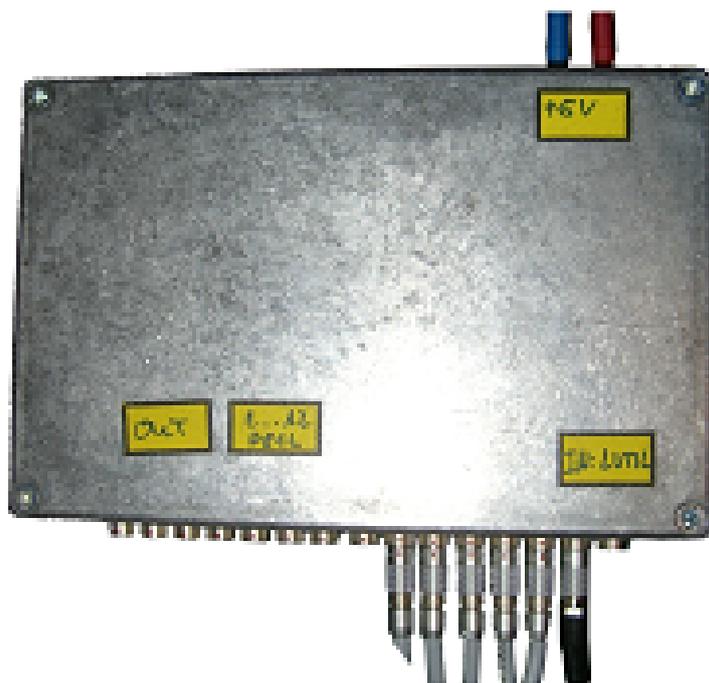


図 C.24 common stop 信号の供給 [38]

この画像の1モジュールのみでは全16TacQuilaに信号を供給することができないため2つのモジュールを使う。まず大元のcommon stop信号を一方のモジュールの左下に入力する。そこから約半分のTacQuilaともう一方のモジュールへ出力し、もう一方のモジュールから残りの半分のTacQuilaへ出力する。

参考文献

- [1] A. B. Migdal *et al.*, *Sov.J.Nucl.Phys.***16**, 238 (1973)
- [2] M. Matsuo *Phys.Rev.C***73**, 044309 (2006)
- [3] J. Dobaczewski *et al.*, *Prog.Part.Nucl.Phys.***59**, 432 (2007)
- [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] G. Potel *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***105**, 172502 (2010)
- [8] K. Hagino *et al.*, *Phys.Rev.C***80**, 031301 (2009)
- [9] K. J. Cook *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***124**, 212503 (2020)
- [10] Y. Kubota *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***125**, 252501 (2020)
- [11] Y. Kondo *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***116**, 102503 (2016)
- [12] C. Gaulard *et al.*, *Nucl.Phys.A*, **826**, 1-23 (2009)
- [13] A. A. Korshennikov *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***87**, 092501 (2001)
- [14] H. T. Johansson *et al.*, *Nucl.Phys.A*, **847**66 (2010)
- [15] Z. Kohley *et al.*, *Phys.Rev.C*, **87**, 011304 (2013)
- [16] A. Spyrou *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***108**, 102501 (2012)
- [17] S. Lemond *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***121**, 262502 (2018)
- [18] Z. Kohley *et al.*, *Phys.Rev.C*, **91**, 034323 (2015)
- [19] K. Hagino, and H. Sagawa, *Phys.Rev.C*, **89**, 014331 (2014)
- [20] K. Hagino, and H. Sagawa, *Phys.Rev.C*, **93**, 034330 (2016)
- [21] Glenn F. knoll 著、木村逸郎/阪井英次訳 「放射線ハンドブック (第3版)」 日刊工業新聞社 (2001)
- [22] 田中隆己, 修士論文, 東京工業大学 (2013)
- [23] 田中隆己, 卒業論文, 東京工業大学 (2011)
- [24] MoNA Collaboration.
<http://www.cord.edu/dept/physics/mona/index.html>
- [25] ELJEN Technology, EJ-200 の諸元表 <http://www.ggg-tech.co.jp/marker/eljen/ej200.html>
- [26] 斎藤敦美, 修士論文, 東京工業大学 (2017)
- [27] 中嶋丈嘉, 卒業論文, 東京工業大学 (2013)
- [28] A. Schiller *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***99**, 112501 (2007)
- [29] E. Lunderberg *et al.*, *Phys.Rev.Lett.***108**, 142503 (2012)
- [30] T. Kubo *et al.*, *Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.Sect.B***97**, (2003)
- [31] A. Obertelli *etal.*, *Eur.Phys.J.A.***50**,8 (2014)
- [32] T. N. Taddeucci *et al.*, *Phys.Rev.C*, **41**, 6 (1990)
- [33] Y. Iwamoto *et al.*, *Nucl.Inst.Meth.A*, **629**, 43-49 (2011)
- [34] 文部科学省 国立天文台編 「理科年表」 丸善 (2003)

- [35] J. Rapaport *et al.*, *Phys.Rev.C*, **41**, 5 (1990)
- [36] L. Ray ,*Phys.Rev.C*, **20**, 5 (1979)
- [37] 高橋康平, 卒業論文, 東京工業大学 (2020)
- [38] Christoph Caesar, 博士論文, Technischen Universitaet Darmstadt(2012)
- [39] <https://www.digikey.jp/products/en?keywords=1727040037>
- [40] <https://www.digikey.jp/products/en?keywords=1731120050>
- [41] 斗米貴人, 修士論文, 東京工業大学 (2018)

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導と助言をいただきました。指導教員である中村隆司教授には、専門的な物理の内容はもちろん文章の書き方や発表の方法といった様々な点でご指導いただきました。本論文に関しても最後の最後までご指導いただきました。さらには HIME に関する発表の機会を何度もいただき非常に勉強になりました。助教の近藤洋介氏には実験・解析・本論文執筆など、ありとあらゆる面において助けていただきました。私が研究で行き詰ってしまったときには私の質問に答えてくださったり、ともに考えてくださったりしていただきました。武内聡氏には狭い視野で悩んでいる私に別の観点からの助言をいただきました。王赫氏には、私の拙い英語も耳を傾けていただき、様々なアドバイスをいただきました。Katlin J. Cook 氏には主に回路 TacQuila 導入において悩んでいる私をいつも助けてくださいました。事務の大野真由美氏には予算や書類といった事務面だけでなく私の雑談にも付き合ってくださいました。良いリフレッシュとなって研究に励むことができました。

また中村研究室の齊藤敦美氏は私が HIME に関しての質問をした際にはともに考えていただきました。HIME プロジェクトの前任者である斎藤氏の存在は非常に心強いものでした。安田昌弘氏と山田啓貴氏には主に RCNP での性能評価実験においてお世話になりました。お二人の活躍がなければ性能評価実験が成功することはなかったでしょう。そのようなお忙しいにもかかわらず、初めての加速器実験で右も左も分からない私に様々なことを教えていただきました。斗米貴人氏は実験と解析の両面において深い知識をお持ちで、有用な知識から面白い知識まで様々なことを教えていただき、有意義かつ面白い研究生生活を送ることができました。さらに中村研究室の先輩である松本真由子氏、栗原篤志氏、三木晴瑠氏、島田哲朗氏、藤井勇紀氏は私が些細なところで躓いている際に助けていただきました。同期の吉留勇起氏は私が解析で分からないときには助けていただきました。ともにバグ出しを行っていただいたことには非常に感謝しています。さらに同期として私と同時期に修士論文の執筆に向かう姿を見て、見習わなければと思われました。また李慧智氏、海老名直樹氏、高橋康平氏、堀川晃太氏、松井智輝氏は真摯に研究に取り組んでおり、彼らがよい研究室の環境を作っていたおかげで私も研究に集中することができました。中村研究室の学生の皆様には物理以外の面においても様々な面から私を支えていただきました。

また RCNP での実験においては RCNP の青井考氏、嶋達志氏、小林信之氏、王恵仁氏、および理化学研究所の磯部忠昭氏に協力していただき実験の進行を助けていただきました。さらに HIME の新回路である TacQuila の導入においてはクロアチア RBI の Igor Gasparic 氏、ドイツ TU Darmstad の Hans Tornqvist 氏、Meytal Duer 氏にもお世話になりました。

最後に研究生生活を精神的に支えていただいた家族に心から感謝いたします。