

J-PARC E69 実験(WAGASCI プロジェクト)における
高速応答シンチレータの性能評価とシミュレーションに
による荷電粒子の運動方向同定能力の評価

横浜国立大学 理工学部
数物・電子情報系学科 物理工学 EP
学籍番号 1664272
山本 健介

2019年2月13日

概要

長基線ニュートリノ振動実験である T2K (Tokai-to-Kamioka) 実験は、ニュートリノと標的原子核との反応断面積に大きな系統誤差をもつ。それを削減するために茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC で J-PARC E69 実験 (WAGASCI プロジェクト) がおこなわれている。

E69 実験ではニュートリノ標的かつ飛跡検出器の WAGASCI 検出器とニュートリノ反応によって生成されたミューオンの飛程検出器である Side-MRD が 50 cm の幅を持ってビームの方向に対して垂直な方向に配置される。現在、これら 2 つの検出器で検出されるミューオンの運動方向を同定することが求められている。私は運動方向の同定のために、高速応答シンチレータの性能評価をおこなった。一般的に発光の時定数が小さいプラスチックシンチレータの中でも、特に時定数の小さいシンチレータを用い、光量、時間分解能を測定した。シンチレーション光の読み出しは、波長変換ファイバもしくはクリアファイバで集光したのち半導体型光検出器 MPPC で読み出す方法と光電子増倍管をプラスチックシンチレータに接着して直接読み出す方法でおこない、読み出し方法の違いによる性能の変化を評価した。

また、モンテカルロシミュレーションを用いて、運動方向の同定能力について評価をおこなった。WAGASCI 検出器でのヒット情報と Side-MRD でのヒット情報をシミュレーションにより調べることで、各検出器の時間分解能を見積もることができる。これらの情報から、WAGASCI 検出器と Side-MRD でのミューオンの飛行時間を用いた、運動方向の同定能力の評価をおこなった。さらに本研究で性能評価した高速応答シンチレータをミューオンの飛行時間を測定する TOF カウンタとして新たに追加した場合、運動方向の同定能力がどの程度向上するかについても評価した。

目 次

第 1 章 ニュートリノ振動	4
1.1 ニュートリノ	4
1.2 ニュートリノ振動	5
第 2 章 T2K 実験	7
2.1 概要と目的	7
2.2 ニュートリノビーム	8
2.3 前置検出器	9
2.4 後置検出器	11
第 3 章 J-PARC E69 実験	13
3.1 概要と目的	13
3.2 WAGASCI 検出器	13
3.3 Baby-MIND	14
3.4 Side-MRD	15
3.5 TOF カウンタ	16
第 4 章 高速応答シンチレータの性能評価	18
4.1 目的	18
4.2 実験方法	18
4.2.1 MPPC	18
4.2.2 光電子増倍管	21
4.2.3 シンチレータ	22
4.2.4 NIM	24
4.2.5 BRoAD	25
4.2.6 CAMAC	26
4.2.7 測定のセットアップ	27
4.3 MPPC の Gain 測定	30
4.3.1 MPPC の Gain 測定の目的	30
4.3.2 MPPC の Gain 測定の方法	30
4.3.3 MPPC の Gain 測定の結果	31
4.4 ADC のペデスタルの測定	36
4.5 TDC の較正	36
4.5.1 TDC の較正の目的	36
4.5.2 TDC の較正の方法	36
4.5.3 TDC の較正の結果	37
4.6 本実験の結果	38

4.6.1	クリアファイバとMPPCを用いた測定	38
4.6.2	波長変換ファイバとMPPCを用いた測定	38
4.6.3	光電子増倍管	40
4.7	考察と今後の展望	42
第5章	シミュレーションによる荷電粒子の運動方向同定能力の評価	43
5.1	目的	43
5.2	Geant4シミュレーションパッケージ	43
5.3	手法	43
5.4	WAGASCI検出器とSide-MRDの運動方向同定能力の評価	47
5.5	TOFカウンタを用いた運動方向同定能力の評価	48
5.6	Side-MRDへのEJ-230導入による運動方向同定能力の評価	50
第6章	結論	52

第1章 ニュートリノ振動

本章では、ニュートリノの性質とニュートリノ振動について述べる。

1.1 ニュートリノ

物質を構成しているとされる素粒子は、次の表にまとめられる。

表 1.1: 物質の構成粒子

名称	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	$+\frac{2}{3}$	u (アップ)	c (チャーム)	t (トップ)
	$-\frac{1}{3}$	d (ダウン)	s (ストレンジ)	b (ボトム)
	-1	e (電子)	μ (ミューオン)	τ (タウオン)
レプトン	0	ν_e (電子ニュートリノ)	ν_μ (ミューオンニュートリノ)	ν_τ (タウニュートリノ)

強い相互作用をする粒子をクォークといい、強い相互作用をしない粒子はレプトンという。またこれらの粒子には反粒子が存在するが、反粒子で作られた反物質は不安定であり、私たちの身の回りには存在しない。

ニュートリノは中性的レプトンである。またクォークや荷電レプトンと異なり、質量が著しく小さい。これらの性質からニュートリノは観測することが難しく、ニュートリノについて明らかにすることは素粒子物理学を大きく発展させる。

簡単にニュートリノの歴史について述べる。1930年にオーストリアの物理学者 Pauli が β 線のエネルギー分布を研究している際に、エネルギーが保存されないことを発見した。エネルギーを持ち去ってしまう粒子が存在するのではないか、という観点からニュートリノが考えられ、1933年にイタリアの物理学者 Fermi によってニュートリノと名付けられた。1956年にアメリカの物理学者 Reines らが原子炉から生まれるニュートリノを捕らえることに成功し、これがニュートリノを観測した初めての出来事である。1970年代には太陽からやってくるニュートリノ、太陽ニュートリノを観測するが、理論値の $1/3$ 程度しか観測されずに問題とされた。この問題は 1.2 節で述べるニュートリノ振動が実証されたことで解決に至った。1987年には超新星爆発で発生したニュートリノの観測に成功し、ニュートリノ天文学という新たな学問の誕生、発展に至った。1998年、ニュートリノ振動が発見されたことでニュートリノに質量があることが発見された。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノは、表 1.1 で述べたフレーバの固有状態とは別に質量の固有状態も持つ。フレーバの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) と質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) は互いに重ね合わせで記述できる。ユニタリ行列を U とすると、

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

という形で表せる。

ニュートリノの振動現象を 2 体で考える。フレーバの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$, $|\nu_\beta\rangle$ は質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$, $|\nu_j\rangle$ と混合角 θ を用いて、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表せる。 $|\nu_i\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{-i(E_i t - p_i x)} \quad (1.3)$$

と表せるから、 $|\nu_\alpha\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos \theta |\nu_i\rangle e^{-i(E_i t - p_i x)} + \sin \theta |\nu_j\rangle e^{-i(E_j t - p_j x)} \quad (1.4)$$

である。 $t = T$, $x = L$ のときには、

$$|\nu_\alpha(L, T)\rangle = \cos \theta |\nu_i\rangle e^{-i(E_i T - p_i L)} + \sin \theta |\nu_j\rangle e^{-i(E_j T - p_j L)} \quad (1.5)$$

となる。式 (1.2) の逆行列、

$$\begin{pmatrix} |\nu_i\rangle \\ |\nu_j\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

より、式 (1.5) は $|\nu_\alpha\rangle$, $|\nu_\beta\rangle$ ($t = 0$), $\Delta\phi_{ij} = (E_i - E_j)T - (p_i - p_j)L$ を用いて、

$$|\nu_\alpha(L, T)\rangle = e^{-i(E_i T - p_i L)} [(\sin^2 \theta + e^{i\Delta\phi_{ij}} \cos^2 \theta) |\nu_\alpha\rangle - \sin \theta \cos \theta (1 - e^{-i\Delta\phi_{ij}}) |\nu_\beta\rangle] \quad (1.7)$$

となる。したがって、 $x = L$, $t = T$ でニュートリノのフレーバが α から β へ変化する確率、すなわち ν_α から ν_β へのニュートリノ振動が起こる確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, T) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta\phi_{ij}}{2}\right) \quad (1.8)$$

である。 $|\nu_i\rangle$, $|\nu_j\rangle$ の運動量が等しいとして ($p_i = p_j = p$)、ニュートリノが光速で動いているとする ($L = cT$, $E^2 = p^2 + m^2$)。さらにニュートリノの質量は非常に小さい ($m \ll E$, $m \ll p$) ことから、 $\Delta\phi_{ij}$ は、

$$\Delta\phi_{ij} = \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{2p} \quad (1.9)$$

となる。ニュートリノのエネルギー E_ν は質量が非常に小さいので $E_\nu = p$ であることから、振動確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E_\nu} \right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2[\text{eV}^2] L[\text{km}]}{4E_\nu[\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

となる。式 (1.10) から振動確率は混合角 θ と質量の 2 乗の差 ($\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2$) に依存することが理解できる。ニュートリノ振動が起こるということは、異なる質量固有状態のニュートリノの質量の 2 乗に差があるということであり、すなわちニュートリノが質量を持つことを意味している。1998 年にニュートリノ振動が発見されたことから、ニュートリノは質量を持つことが発見された。

3 体のニュートリノ振動でも次に述べる PMNS 行列から同様に計算することができる。式 (1.1) で表したユニタリ行列は Pontecorvo、牧、中川、坂田によって導かれ、式 (1.11) に表す PMNS 行列として知られている。

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

ここで、 θ_{ij} は ν_i と ν_j の混合角を表し、 δ は CP 対称性の破れの因子である。現在、それぞれの混合角の精密測定がおこなわれており、次章で述べる T2K 実験では、 θ_{13} の精密測定を目標としている。 δ が 0 でないときにはニュートリノ振動における CP 対称性が破れており、ニュートリノと反ニュートリノで振動確率が異なる。ニュートリノ振動での CP 対称性の破れを理解することは標準理論における CP 対称性の破れを説明する糸口となることが期待されており、こちらについても精密な測定がされている。

第2章 T2K 実験

本章では、T2K 実験の概要と目的、また用いられているニュートリノビーム、検出器について述べる。

2.1 概要と目的

T2K (Tokai-to-Kamioka) 実験は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設、J-PARC からのニュートリノビームによるニュートリノ反応を、J-PARC 構内の前置検出器および 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にある後置検出器、スーパーカミオカンデで観測し、ニュートリノ振動現象を研究する長基線ニュートリノ実験である。(図 2.1)

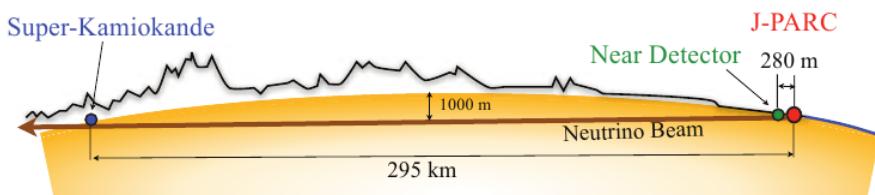


図 2.1: T2K 実験 [1]

T2K 実験の目的は以下の 3 つである。 (1) ν_μ から ν_e への振動現象の発見。 (2) ν_μ の消失現象実験における振動パラメータの精密測定。 (3) 中性カレント反応の観測を通して、弱い相互作用では反応しない右巻きのニュートリノ、ステライルニュートリノの構成要素の探索。 (1) については、2011 年 6 月に T2K 実験グループが $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動現象を発見した、と発表した。その後もこの現象の観測が続けられ、決定的なものになっている。

T2K 実験が世界で初めてのオファクシスのニュートリノ実験で、検出器はニュートリノビームの中心から 2.5° 離れた方向にある。中心軸から離れたビームのオファクシス成分は、中心軸上の成分よりもエネルギーの広がりが狭く、このことはスーパーカミオカンデに到達するまでにニュートリノ振動の起こる確率をより高めることを意味する。また、T2K 実験において最も重要な測定はニュートリノエネルギーの測定であり、その測定はニュートリノが検出器中の中性子と相互作用して、ニュートリノと同じフレーバの荷電レプトンと陽子が生成される反応を用いて、最も精度よくおこなうことができる。オファクシス成分は、中心軸上の成分よりもこれらの事象を多く含み、ニュートリノエネルギーをより精度よく測定することが可能になる。



図 2.2: J-PARC 施設 [2]

2.2 ニュートリノビーム

T2K 実験のニュートリノビームは、茨城県東海村にある J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) で作られ、大強度の ν_μ ビームを作ることができる。(図 2.2) 加速器は 3 つの部分から構成される。(図 2.3) 最初に、水素ガスをプラズマ励起し陽子に電子 2 個がついた負水素イオンを発生させ、400 MeV まで加速する線形加速器のリニアックを通る。次に、入射時に電子を 2 個剥ぎ取り、陽子ビームを 3 GeV に加速し設計値 $333 \mu\text{A}$ という大電流ビームを供給する 3 GeV RCS (Rapid Cycling Synchrotron) というシンクロトロンを通る。最後に、30 GeV まで加速する Main Ring というシンクロトロンを通り、標的に衝突する。



図 2.3: 加速器施設 [2]

ニュートリノビームは加速された陽子ビームがグラファイト標的に衝突することで作られる。衝

突然によってまずパイ中間子が生成され、それはすぐにミューオンとミューニュートリノに崩壊する。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

パイ中間子には正の電荷、負の電荷を持つものがあるが、磁場で偏向することによってスーパーカミオカンデの方向に向けて飛んでいくパイ中間子を選択することができる。このことを利用して、T2K 実験では ν_μ からなるビームと $\bar{\nu}_\mu$ からなるビームを選ぶことができ、両方のモードで測定をおこなうことができる。これにより、ニュートリノの粒子と反粒子の対称性 (CP 対称性) の破れを測定できる。ミューオン、および反応や崩壊をせずにビームに残留している陽子とパイ中間子は、標的とは別のグラファイト層でエネルギーを失って吸収されるが、ニュートリノはこれを通り抜ける。このようにして、ニュートリノビームが作られる。

2.3 前置検出器

T2K 実験では、グラファイト標的から 280 m 離れたところに INGRID と ND280 という 2 つの前置検出器が設置されている。

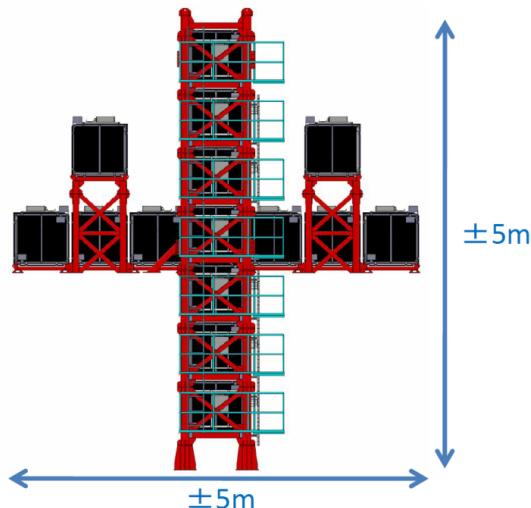


図 2.4: INGRID[1]

INGRID 検出器 (Interactive Neutrino GRID) は、ビームの方向と強度を確認するために、ビームの中心軸上に設置されている。(図 2.4) ニュートリノビームはその方向が 1° の $1/20$ で安定していること、およびビーム強度が長期間安定していることが求められる。INGRID 検出器中の鉄とニュートリノの反応を見ることでそれらを確認でき、毎日おこなわれている。

ND280 (Near Detector 280) は、中心軸から 2.5° 離れた角度に設置され、ニュートリノ振動が起こる前のビーム中のミューニュートリノの数を測定する。この ND280 での測定は、ニュートリノ振動がないと仮定した場合に、後置検出器で観測されるミューニュートリノの個数を予測するのに使われる。以下では、図 2.5 に示した ND280 検出器群について述べる。

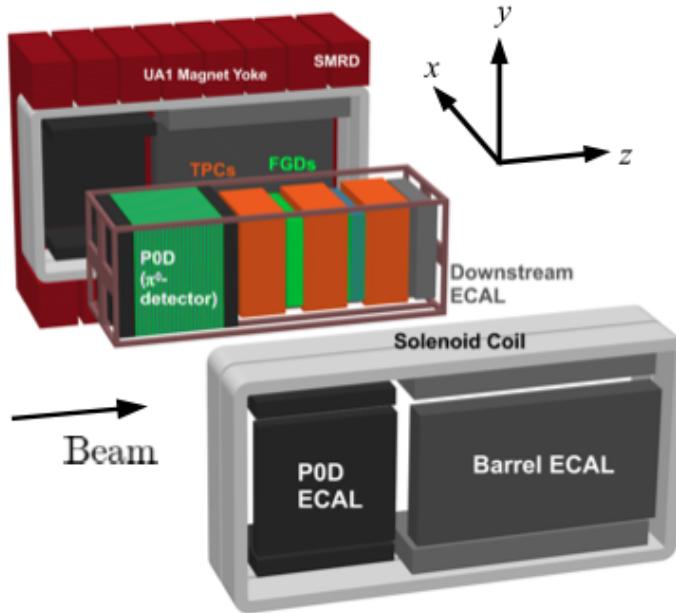


図 2.5: ND280[1]

- UA1 magnet

検出器全体に 0.2 T の磁場を加えている大型常伝導電磁石である。UA1 実験で使用されたものを CERN から寄贈された。

- P0D: π^0 Detector

π^0 を含む終状態におけるニュートリノ反応検出器である。鉛の薄膜とシンチレータおよび水ターゲットのサンドイッチ構造になっている。

- FGD: Fine Grained Detector

断面が約 1 cm 四方の細かく区分されたシンチレータからなるトラッカーである。検出器がニュートリノ標的となり、反応点付近の粒子を観測することができる。シンチレータのみのモジュール、水ターゲットとシンチレータとのサンドイッチ構造のモジュールの 2 台からなる。

- TPC: Time Projection Chamber

ガスによって満たされており、ニュートリノ反応によって生成された荷電粒子、多くの場合はミューオンが TPC 中のガスと衝突し、それによりミューオンの飛跡を調べることができる。また、磁場がかかっていることからミューオンの飛跡は曲がる。その曲がり具合から運動量を計算することができる。

- ECAL: Electromagnetic CALorimeter

ニュートリノ反応によって生成されたミューオンから発生する電磁シャワーを観測し、そのエネルギーを測定している。鉛とシンチレータのサンドイッチ構造になっている。

- SMRD: Side Muon Range Detector

UA1 magnet の鉄レイヤー同士の隙間に設置されたプラスチックシンチレータからなる検出器である。大角度での散乱にて TPC に入射しなかったミューオンの軌跡およびエネルギーの再構成をおこなう。

2.4 後置検出器

T2K 実験の後置検出器は、岐阜県飛騨市神岡町にあるスーパーカミオカンデである。(図 2.6) スーパーカミオカンデはグラファイト標的から 295 km 離れたところに位置し、宇宙線ミューオンなどのバックグラウンドを大きく減らすために地下 1000 m に設置されている。スーパーカミオカンデでは、ニュートリノは極めて純度の高い水が満たされた、直径 39.3 m、高さ 41.4 m の非常に大きな円筒形容器に入射し、水と反応する。



図 2.6: スーパーカミオカンデ [3]

ミューニュートリノから生成されるミューオンや電子ニュートリノから生成される電子は、水中では経路上の電子を変位させる。それらのレプトンが通り過ぎた後、変位した電子がもとの平衡の位置に戻るとき光を放出する。もし通過するレプトンが水中での光速よりも速く移動すれば、この光はチエレンコフ放射として知られる円錐状の放射となる。スーパーカミオカンデの円筒形容器の壁面には 10,000 個以上の光電子増倍管が並べられており、それらはチエレンコフ光の円錐をリングとして検出する。ミューオンは輪郭のはつきりしたリングを作り、電子は輪郭のぼやけたリングを作ることから、スーパーカミオカンデは図 2.7, 2.8 のようにミューオンと電子を区別できる。[3]

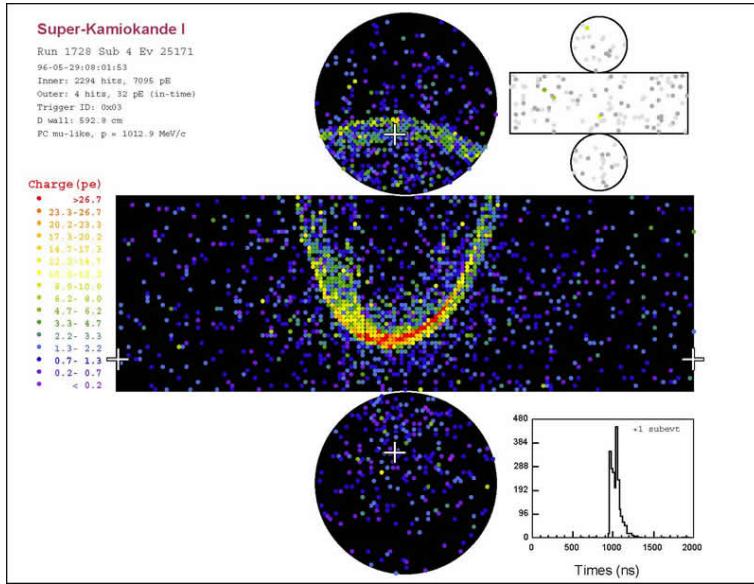


図 2.7: ミューオンイベント

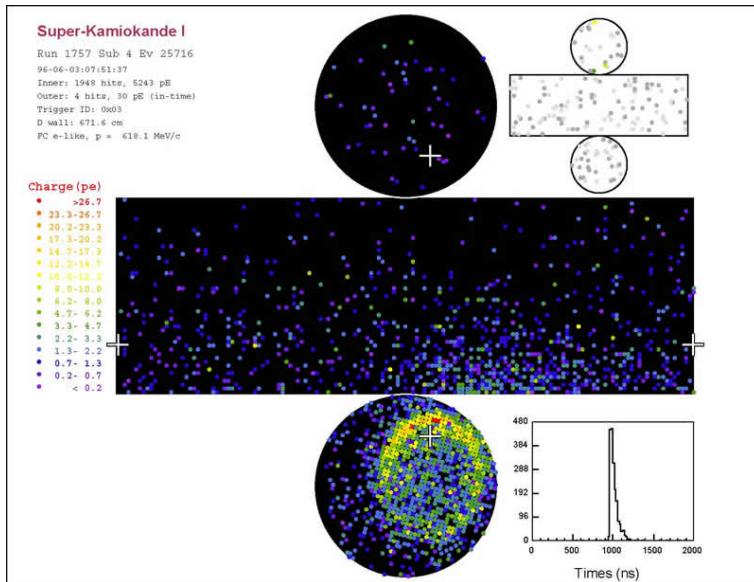


図 2.8: 電子イベント

第3章 J-PARC E69 実験

本章では、J-PARC E69 実験 (WAGASCI プロジェクト) の概要と目的、また用いられている検出器について述べる。

3.1 概要と目的

J-PARC E69 実験は、J-PARC の共同利用実験審査委員会 (PAC: Program Advisory Committee) で承認され、2019 年 4 月からのニュートリノビーム測定を目指して準備が進められている。また、この実験はニュートリノ標的かつ荷電粒子飛跡検出器である WAGASCI 検出器の名前から WAGASCI プロジェクトとも呼ばれる。T2K 実験の最も大きな系統誤差は、ニュートリノと標的原子核の反応断面積の不定性によるものである。E69 実験では新しい検出器である WAGASCI 検出器を設計して T2K 前置検出器ホールに建設し、水 (H_2O) のニュートリノ反応断面積を 10% 以内の高精度で測定し、その結果から T2K 実験の系統誤差を大きく削減することを目的としている。

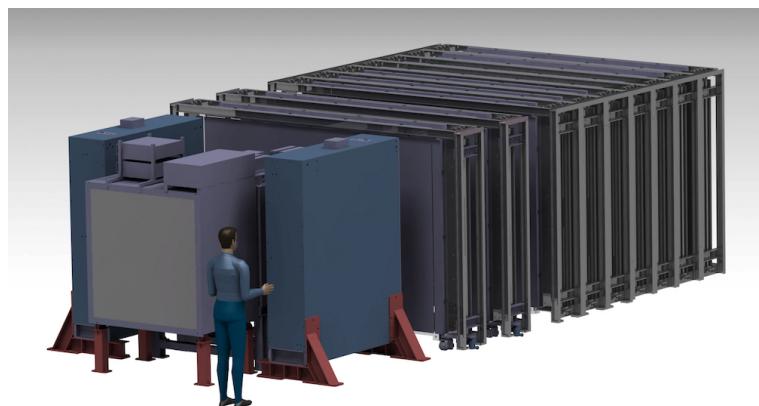


図 3.1: J-PARC E69 実験の全体図

図 3.1 は J-PARC E69 実験の全体図である。E69 実験は後述する 3 種類の検出器からなる。それらの検出器は T2K 実験の前置検出器ホール地下 2 階のビームの中心軸から 1.5° のオフアクシス角の位置に設置される。

3.2 WAGASCI 検出器

検出器群の中心に位置するのは、WAGASCI 検出器 (WAter Grid And SCIntillator) である。WAGASCI 検出器はビームの方向に沿って 2 台設置される。

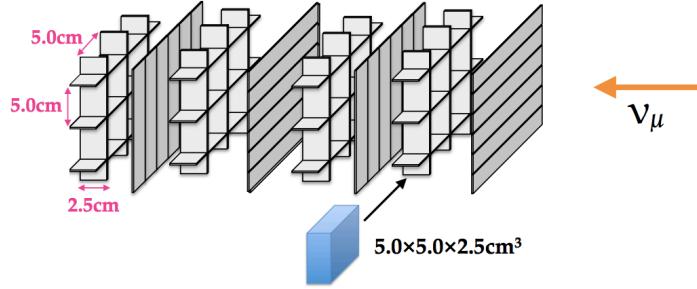


図 3.2: WAGASCI 検出器

1台のWAGASCI検出器はビーム軸に垂直方向に縦横1m、ビーム軸と平行に0.5mの大きさをしており、ニュートリノ標的である水の質量は約500kgである。WAGASCI検出器の内部はプラスチックシンチレータを格子状に組むことで三次元的な格子構造を実現している。その様子を図3.2に示す。プラスチックシンチレータの並び方は、横方向、グリッド構造、縦方向、グリッド構造、横方向という順番になっており、グリッド構造内のプラスチックシンチレータは縦横5cm間隔で並んでいる。その中にH₂Oを入れるため、5.0cm×5.0cm×2.5cmのH₂Oのセルが並んでいるような構造になる。ニュートリノ反応が起きて生じた荷電粒子はプラスチックシンチレータを通った際にトラックを形成する。WAGASCI検出器ではプラスチックシンチレータを三次元格子構造に組むことで、荷電粒子に対して4πのアクセプタンスを実現している。

3.3 Baby-MIND

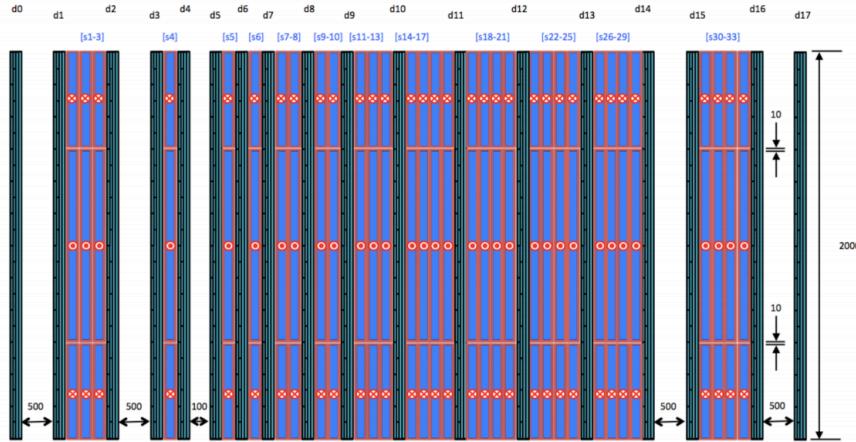


図 3.3: Baby-MIND

Baby-MIND (Baby Magnetized Iron Neutrino Detector)はCERNで建設され、鉄とプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造をしている。磁場がかけられており、ミューオンの曲がり方からその電荷を測定することができる。さらに貫通した鉄の枚数からミューオンの運動量を測定でき

る。E69 実験では、ビームの下流方向に設置され、ニュートリノ反応が起こって下流方向に飛んだミューオンの電荷と運動量を測定する。

3.4 Side-MRD

Side-MRD (Side Muon Range Detector) は、WAGASCI 検出器の両側 50 cm の位置に置かれており、2017 年から 2018 年にかけて横浜国立大学で 2 台建設された。WAGASCI 検出器から大角度方向に飛んだミューオンに対してのトラッキングや粒子の判別の精度を向上させることが Side-MRD の目的である。鉄とプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造となっており、貫通した鉄の枚数から、ミューオンの運動量を測定し、ミューオンとパイオニアを区別する。



図 3.4: Side-MRD のサンドイッチ構造

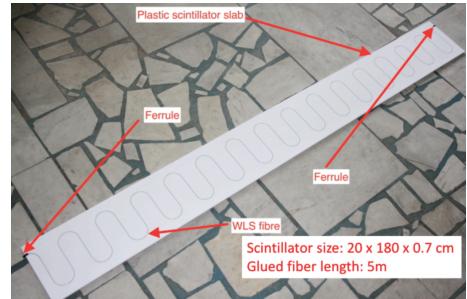
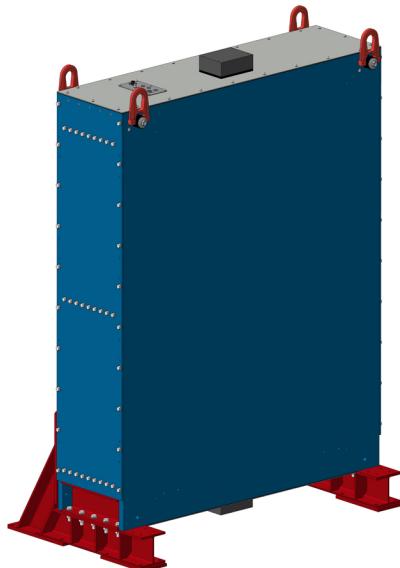


図 3.6: Side-MRD に用いるシンチレータ

図 3.5: Side-MRD の模式図

Side-MRD は、高さ 1.8 m、長さ 1.6 m、厚さ 3 cm の鉄板が 11 層とシンチレータ 10 層からなり、シンチレータの各層は高さ 1.8 m、長さ 0.2 m、厚さ 7 mm のプラスチックシンチレータを 8 枚で構成されている。このシンチレータは薄さに対して幅が大きいので、直径 1.0 mm の波長変換ファイバを波状に埋め込んで用い、ファイバの光を両側から読み出す。Side-MRD に用いるシンチレータを図 3.6 に示す。

3.5 TOF カウンタ

WAGASCI 検出器と Side-MRD の両方でミューオンが検出されるイベントの場合、WAGASCI 検出器でニュートリノ反応が起こる信号イベントと、Side-MRD でニュートリノ反応が起こるバックグラウンドイベントを区別することが求められている。そのためにはミューオンの飛行時間 (TOF: Time Of Flight) を用いた方向の同定が必要である。TOF の精度向上を目的に TOF カウンタと呼ばれるシンチレータ層を追加で設置することを検討している。E69 実験では、TOF カウンタを WAGASCI 検出器と Side-MRD の間に図 3.7 のように追加で設置することで、WAGASCI、Side-MRD の順に検出される信号イベントと、Side-MRD、WAGASCI の順に検出されるバックグラウンドイベントを区別する。

第 4 章において TOF カウンタになり得る高速応答シンチレータの性能評価について、第 5 章においてモンテカルロシミュレーションによる運動方向同定能力の評価、また TOF カウンタを設置した場合の能力向上について述べる。

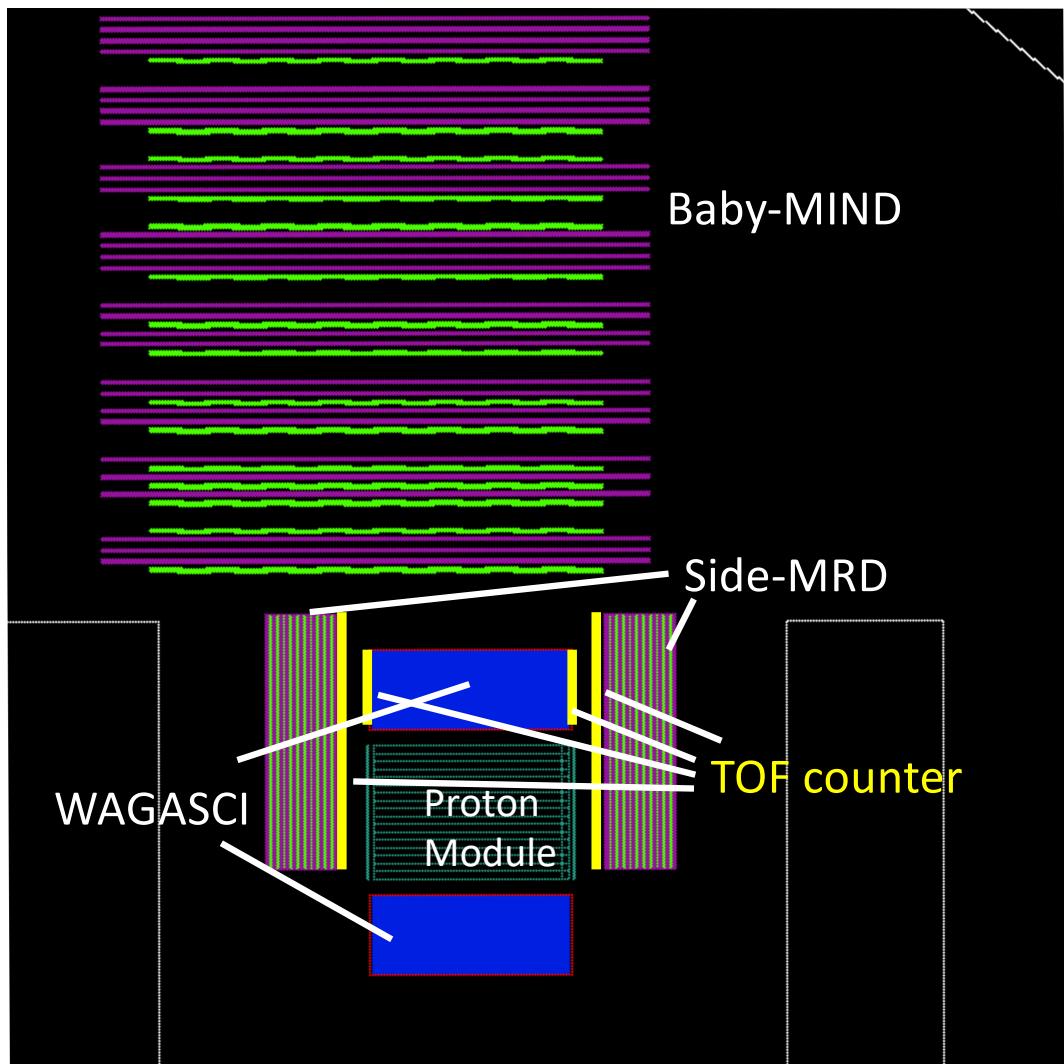


図 3.7: TOF カウンタの設置検討図。図の黄色の線が追加で設置する予定の TOF カウンタ。

第4章 高速応答シンチレータの性能評価

本章では、シンチレータの性能評価をおこなう試験について述べる。

4.1 目的

高速応答シンチレータ EJ-230 の光量、時間分解能を測定する。また 2 種類のファイバで光を取り出しファイバによって性能がどのように変わるか、MPPC と光電子増倍管の 2 つの光検出器によって性能がどのように変わるかを調べる。

4.2 実験方法

この実験で使用するシンチレータや機器について述べた後に、この実験のセットアップを述べる。

4.2.1 MPPC

MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) は、ガイガーモード APD (Avalanche PhotoDiode) をマルチピクセル化した浜松ホトニクス社の半導体光検出器である。低電圧で動作し、高いゲイン、高い検出効率、高速応答、優れた時間分解能、広い感度波長範囲といった特長があり、フォトンカウントティングで必要とされる性能を高いレベルで実現している。その一方、以下で記述するダークレートが大きいことやクロストーク、アフターパルスなどのノイズが大きいこと、また受光面が小さく集光する必要があることなどが改善すべき課題として残っている。磁場中でも使用でき、高エネルギー分野のみにとどまらず、医療、計測などの広い分野で応用が期待されている。

今回用いた MPPC は S13081-050CS(X1) という型である。以下で、MPPC の動作原理とゲイン、ノイズの特性について述べる。

APD

フォトダイオードにバンドギャップ以上のエネルギーをもつ光が入射すると、その光エネルギーによって電子とホールの対が生成される。PN 接合に逆電圧を印加すると、空乏部内部で発生した電子-ホール対のうち、電子は N⁺ 側に、ホールは P⁺ 側にそれぞれ電場によってドリフトする。電子やホールはドリフトする過程で結晶格子との相互作用で新たな電子-ホール対を生成する。さらにこの電子-ホール対が新たに対を生成するという流れで、連鎖的に電子とホールの対が生成される。これをアバランシェ増倍といい、この現象が起こる層をアバランシェ層という。図 4.2 にアバランシェ増倍の様子を示す。半導体にシリコンを用いる場合は、ホールよりも電子のほうが増倍に寄与するため、浜松ホトニクス社の MPPC は電子-ホール対のうち、電子がアバランシェ層に入りやすい構造となっている。

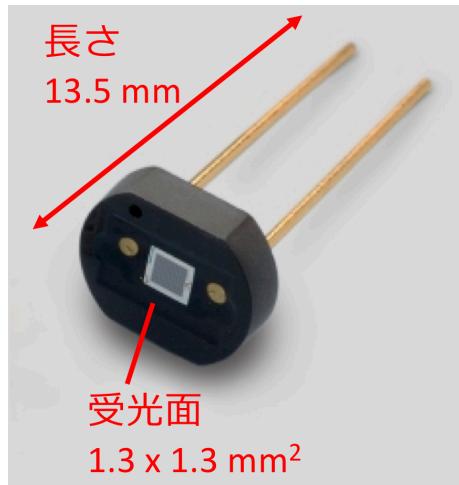


図 4.1: MPPC (浜松ホトニクス社 S13081-050CS(X1)) [4]

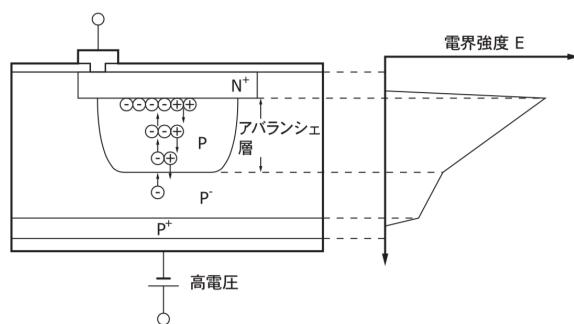


図 4.2: アバランシェ増倍 [4]

ガイガーモードとクエンチング抵抗

APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると、光量の大小に関わらず光の入射によって素子に固有の飽和出力が発生する。この電圧で APD を動作させる状態をガイガーモードといい、最初のフォトンとの相互作用で生じた電荷が制限なく增幅される状態となる。ガイガーモードでは、1 つのフォトンの検出でも大きな出力が得られ、一度ガイガーフラッシュが始まると放電が継続する。

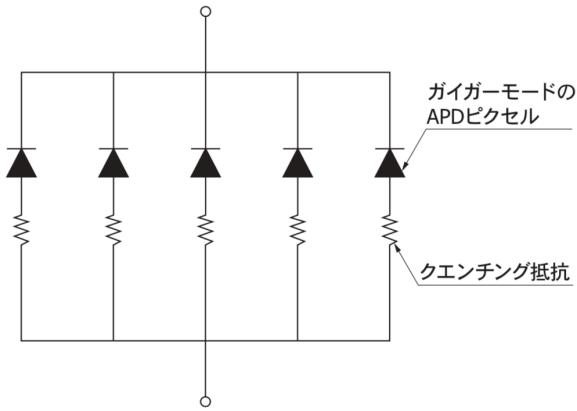


図 4.3: MPPC の構造 [4]

ガイガーフラッシュを止めて次のフォトンを検出するために、ガイガーモードで動作する APD に数百 kΩ ほどの大きな抵抗値のクエンチング抵抗を直列に接続する。すると、APD からの出力電流がクエンチング抵抗を通るときに電圧降下を起こし、ダイオード中の電場が低下し、ガイガーフラッシュが止まる。

ゲイン

MPPC のゲイン G は 1 ピクセルが 1 フォトンを検出して発生したパルスの電荷量 Q を素電荷 e で割った値で定義される。

$$G = \frac{Q}{e} \quad (4.1)$$

Q は逆電圧 V_R と降伏電圧 V_{BR} に依存し、式 (4.2) で表される。

$$Q = C \times (V_R - V_{BR}) \quad (4.2)$$

C は 1 ピクセルのキャパシタンスを表す。

式 (4.1), (4.2) はピクセルのキャパシタンスが大きいほど、逆電圧が高いほど、ゲインが大きくなることを示している。逆電圧を上げると、直線的にゲインが大きくなる。

ダークパルス

光によって生成されたキャリアだけではなく、熱によってもキャリアは生成され、パルスが発生する。これをダークパルスといい、信号のノイズとなる。1 秒あたりのダークパルスの数をダーク

レートといい、室温で 10^6 pulses/mm² ほどの値となる。熱電子の発生は MPPC の温度を下げることで抑制できる。

クロストーク

MPPC の 1 ピクセルに光が入射したときに、アバランシェ増倍がおこなわれる過程で 2 次フォトンが隣のピクセルに検出されることがある。この現象をクロストークという。クロストークもノイズの要因であり、実際よりも多くのフォトンを検出する原因となっている。

アフターパルス

MPPC のピクセルでアバランシェ増倍する過程で、結晶欠陥などにキャリアが捕獲され、少しの時間の経過後にキャリアが放出されることがある。そのキャリアはアバランシェ増倍し、別のイベントとしてパルスが発生する。この現象をアフターパルスという。

4.2.2 光電子増倍管

光電子増倍管は、光電効果を利用して光電子を放出しその光電子を増倍させることで信号を得る光検出器である。今回用いたものは、浜松ホトニクス社の R329-02 という型である。

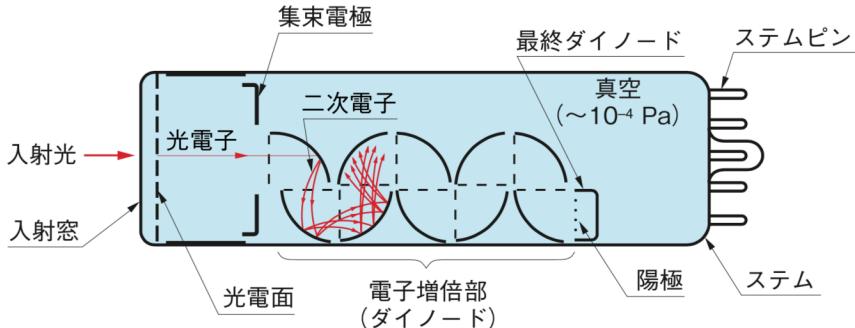


図 4.4: 光電子増倍管の構造 [4]

光電子増倍管は一般的にガラス管に封じられた真空管で、入射窓、光電面、収束電極、電子増倍部(ダイノード)、陽極より構成される。光電子増倍管に入射した光は、ガラス窓を透過して光電面内の電子を励起させ、真空中に光電子を放出する光電効果を起こす。放出された光電子は収束電極で加速、収束され、第 1 ダイノードに衝突し二次電子を放出することにより電子増倍する。二次電子増倍がそれ以降のダイノードに衝突し、二次電子放出を繰り返す。1 つのダイノードに入射する電子に対する放出二次電子の比を二次電子放出比といい、ゲインは次のように表される。

$$\text{Gain} = \delta^n \quad (4.3)$$

ここで δ は二次電子放出比、 n はダイノードの段数を表す。最終ダイノードより放出された二次電子群は最終的に 10^6 個から 10^7 個となり、陽極から取り出される。

4.2.3 シンチレータ

測定したいプラスチックシンチレータとトリガーとして用いた NaI (Tl) シンチレータについて述べる。

- EJ-230

プラスチックシンチレータは、荷電粒子がシンチレータを通過すると、その経路にある原子内の電子が励起し、遷移するときに光を放出する。このようにして放出された光はシンチレーション光と言い、荷電粒子の検出に広く用いられる方法である。

本実験で性能評価をおこなうシンチレータは、Eljen Technology 社のプラスチックシンチレータ EJ-230 であり、非常に良い時間分解能をもつ。今回測定に用いたサンプルは、1 辺が 10 cm の正方形で厚さが 1 cm である。また、透明であるため、シンチレーション光を反射させるために、表面を白いタイベックシートで覆った。

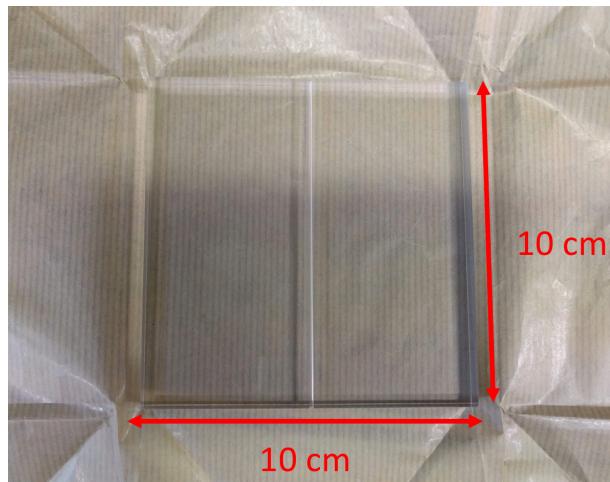


図 4.5: 高速応答プラスチックシンチレータ EJ-230

- ファイバ

今回用意したファイバは 2 種類ある。EJ-230 で発生したシンチレーション光をそのまま伝播する kuraray 社のクリアファイバ Clear-PS、シンチレーション光の波長を変換する波長変換ファイバ (WLS: WaveLength Shifter) Y-11 であり、それら 2 つのファイバに対し、曲げ耐性のある S タイプと曲げ耐性のない Non-S タイプを用意した。

ファイバを通る光を MPPC で検出するために、コネクタを取り付けた。ファイバを 30 cm の長さにカットし、その両端にオプティカルコネクタを付けた。オプティカルコネクタは、京都大学の五味さんがデザインしたコネクタであり、MPPC で効率よく光を検出するために作られた。Eljen Technology 社のオプティカルセメント (EJ-500) を用いてファイバをコネクタに接着した。その後 1 晩放置し、コネクタの先をマイクロフィルムで研磨し、ファイバの先を平らにした。そのようにしてファイバにコネクタを取り付け、また、EJ-230 とファイバの間のすき間は Elkem Silicones 社のオプティカルグリース (BLUESIL V-788) で埋めた。

図 4.7 はファイバを乗せ、タイベックシートで覆った EJ-230 である。



図 4.6: オプティカルコネクタを取り付けたファイバ



図 4.7: ファイバを取り付けた EJ-230

- NaI (Tl) シンチレータ + 光電子増倍管

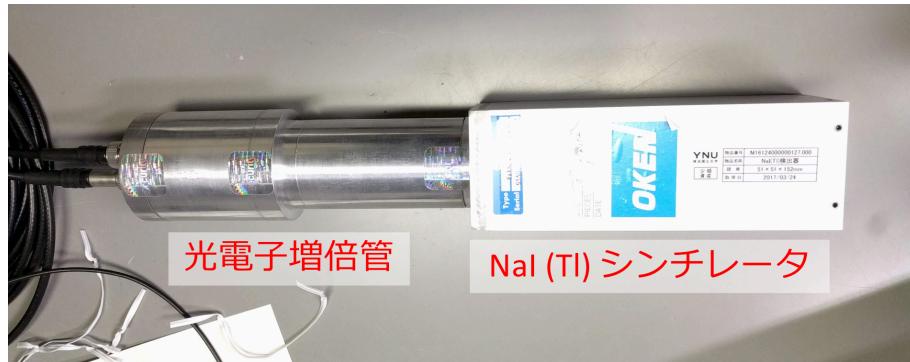


図 4.8: NaI (Tl) シンチレータ + 光電子増倍管

NaI シンチレータは、光量の大きい無機シンチレータとして知られている。無機シンチレータは、荷電粒子が通過するとその経路で電子と空孔のペアが発生し、電子が無機結晶の内部にある活性剤をイオン化、そして励起する。このようにしてできた励起した活性剤は、ある時間が経過すると遷移し、そのときにシンチレーション光を放出する。今回用いた NaI (Tl) シンチレータは、NaI 結晶中にタリウムが活性剤として入っている。

NaI シンチレータには光電子増倍管が直接接着されており、十分な光量を持つ信号が検出できる。Discriminator での閾値は -250 mV に設定した。

4.2.4 NIM

NIM (Nuclear Instrument Modules) は、米国原子力委員会 (AEC: Atomic Energy Commission)において 1966 年に制定された”放射線測定モジュール標準規格 TID-20893”に準拠した標準規格である。この規格に準拠した回路は NIM モジュールと呼ばれ、原子力関連、高エネルギー加速器用、宇宙線研究用、精密計測システムの構築など、研究用途に広く活用されている。また、NIM モジュールは NIM ビンと呼ばれるスロット付の箱に装着することで、背面の電源供給ピンや制御信号ピンとモジュールを接続し、動作させることができる。NIM の論理信号は、YES 状態と NO 状態の 2 通りであり、YES のときには -0.8 V の電圧がかかり、NO のときには 0 V である。

以下が今回実験に用いたモジュールである。

- Quad Discriminator (カイズワークス社、KN240)
アナログ信号を入力し、閾値 (-40 mV から -750 mV で可変) を越える信号は YES 状態として、設定するパルス幅で出力する。
- Clock Generator (カイズワークス社、KN271)
 100 MHz, 10 MHz, 5 MHz, 1 MHz, 500 kHz, 100 kHz, 50 kHz, 10 kHz, 5 kHz, 1 kHz, 500 Hz, 100 Hz, 10 Hz の周波数で YES 状態の信号を出力する。パルスジェネレータとして使用可能。ADC のペデスタルの測定、TDC の較正の際に用いた。

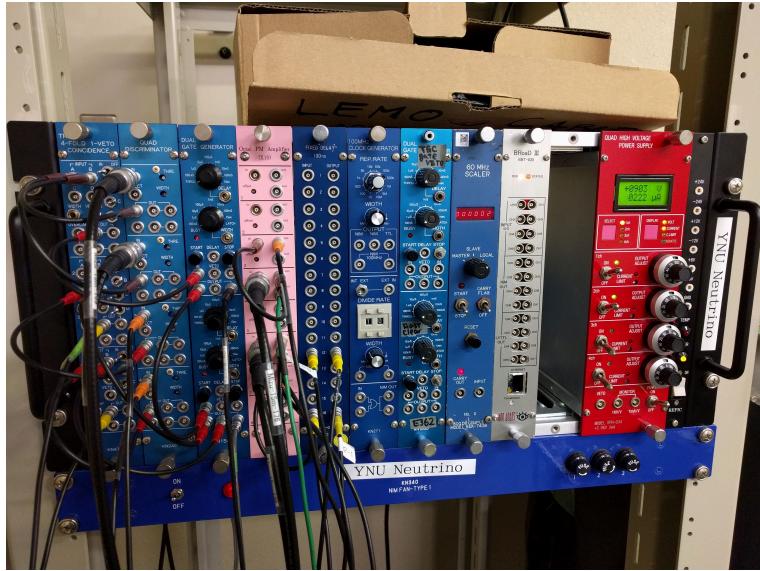


図 4.9: NIM モジュール

- Coincidence (カイズワークス社、KN470)
4つまでの信号が同時に入力されたときに、信号を出力する。論理としては”and”のような役割を果たす。
- Divider (カイズワークス社、KN510)
アナログ信号を 2 つに分ける。このとき振幅も $1/2$ になる。
- Gate Generator (カイズワークス社、KN1500)
YES 状態の信号が入力された後に、20 ns から 1 s までの可変なパルス幅の信号を、15 ns または 45 ns から 1 s までで可変な時間だけ遅延させて出力する。
- Delay (カイズワークス社、KN1650)
YES 状態の信号を入力すると、100 ns 遅延させて同じ信号を出力する。
- Amplifier (x10) (フジダイヤモンド社、0353t)
アナログ信号や NIM 信号に関わらず、入力された信号を 10 倍の電圧に増幅して出力する。
- High Voltage (林栄精器株式会社、RPH-034)
0 V から 3.0 kV までの高電圧を出力できる。高電圧を送るため、ケーブルは安全に配慮された HV ケーブルを用いる。このケーブルは素手で端子を触ることができないようになっている。

4.2.5 BRoAD

BRoAD は、BeeBeans Technologies 株式会社で作られたプログラマブル NIM 信号処理装置である。付属のソフトウェアを用いて論理回路を組み、それを読み込ませることで容易に論理回路を構成できる。信号は 200 MHz でサンプリングされるため、BRoAD の時間分解能は 5 ns である。

今回の測定では、1 ns よりも小さい時間分解能を持つ EJ-230 からのヒット時間測定に関する信号を BRoAD に入力すると、測定系の時間分解能が 5 ns になってしまい、EJ-230 の時間分解能を測定することができない。したがって、EJ-230 からのヒット時間測定に関する信号は BRoAD に入力しないようにすることに注意した。BRoAD は、トリガー用の NaI (Tl) の信号を入力し、その後の論理回路を構成するのに用いた。



図 4.10: プログラム NIM 信号処理装置 BRoAD

4.2.6 CAMAC

CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) は、1969 年に ESONE (European Standards on Nuclear Electronics) 委員会によってデザインされた、デジタルデータの伝達システムである。デザインされた後、アメリカの NIM 委員会がこのシステムを採用したことで、CAMAC は医学や素粒子物理学を中心に、世界中で使われている。

CAMAC はクレート、クレートコントローラ、モジュールの 3 種類から構成される。モジュールは、一つひとつが抜き差し可能であり、モジュールに応じたデータを収集することができる。例えば、TDC モジュールは時間情報を収集できる。クレートは、モジュールを入れる箱のようなものであり、電源の供給ができる。クレートコントローラは、コンピュータからの指示をモジュールに伝え、モジュールが収集したデータをコンピュータに転送することができる。

以下が今回の実験で用いたモジュールである。

- ADC: Analog Digital Converter (LeCroy 社、2249W)
幅を持つ NIM 信号をゲートとして入力し、その幅の時間に入力されたアナログ信号を積分し、数値を返す。このようにして変換された数値は、ADC count という各 ADC または各チャネルごとに設定された単位であり、これをわかりやすい単位にさらに変換する必要がある。今回は光量を知りたいので、p.e. (photoelectron) という光電効果によって飛び出す電子の数を単位に設定した。そのために後述する MPPC のゲインを測定する前実験をおこなった。また、ADC の各チャネルにはペデスタルという何も信号が入力されていないときにも返す値がある。負の電圧の信号が大きければ ADC count は大きくなるが、正の電圧を含む信号に対応するためにペデスタルが存在する。実験で用いるチャネルのペデスタルを測定する前実験をおこない、これも後述する。
- TDC: Time Digital Converter (テクノランドコーポレーション、C-TS 105)
NIM 信号をスタートに入力した後に NIM 信号をストップに入力すると、その間の時間を測定する。ADC と同様に、TDC count として出力されるため、これを時間に変換する必要がある。そのために後述する TDC の較正の前実験をおこなった。また、このモジュールは、測

定開始のファンクションをコンピュータから入力した後、ストップ信号がスタート信号よりも前に入力されると意味のない値を返してしまう。NIM の論理回路の段階でストップ信号よりも前にスタート信号が来るように回路を組む必要がある。

4.2.7 測定のセットアップ

2つのトリガー用の NaI (Tl) シンチレータを上下に置き、その両方を通過する宇宙線ミューオンを用いて、EJ-230 の性能評価をおこなった。宇宙線が通ると、NaI からのシンチレーション光、また EJ-230 からのシンチレーション光が発生し、EJ-230 からの光については両側の MPPC、または光電子増倍管で読み出した。

MPPC を用いてシンチレーション光を読み出すとき、NaI から読み出した信号は、 -250 mV の閾値に設定した Discriminator を通り、Gate Generator に入力した。そこでパルス幅を 200 ns 程度にして、ADC のゲートと TDC のスタートに入力した。MPPC からの信号は、Amplifier を通り 10 倍の大きさにして、1つは ADC のチャンネルに、1つは再び Amplifier に入力しさらに 10 倍の大きさにした。Amplifier で 100 倍の大きさになった信号は、Discriminator に入力され、閾値は 1 p.e. 相当の -150 mV に設定した。その信号は Delay によって 100 ns 遅延され、200 ns 程度のパルス幅を持った NaI の信号と Coincidence に入力した。これは MPPC からのストップ信号が NaI からのスタート信号よりも先に入力されないようにするためである。Coincidence から出力された信号は、TDC のチャンネルに入力した。MPPC を用いたときの論理回路の概要とセットアップの様子は以下の図 4.11、図 4.12 の通りである。

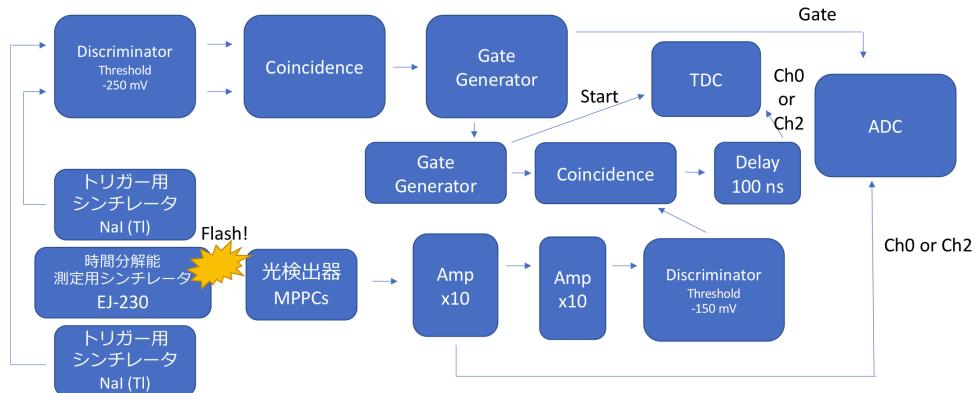


図 4.11: EJ-230 の読み出し用光検出器に MPPC を用いた測定時の論理回路

光電子増倍管を用いてシンチレーション光を読み出すとき、NaI から読み出した信号は、 -250 mV の閾値に設定した Discriminator を通り、BRoAD に入力した。BRoAD 内で上下 2 つの NaI からの信号の AND をとり、250 ns の幅を持った Gate 信号を出力し、ADC のゲートと TDC のスタートに入力した。光電子増倍管からの信号は、Divider を通り、1つは ADC に、1つは Discriminator に入力される。このときの閾値は -300 mV に設定した。その信号は 250 ns のパルス幅を持った NaI の信号と Coincidence に入力した。これは MPPC のときと同様に光電子増倍管からのストップ信号が NaI からのスタート信号よりも先に入力されないようにするためである。Coincidence から出力された信号は、TDC のチャンネルに入力した。光電子増倍管を用いたときの論理回路の概要とセットアップの様子は以下の図 4.13、図 4.14 の通りである。

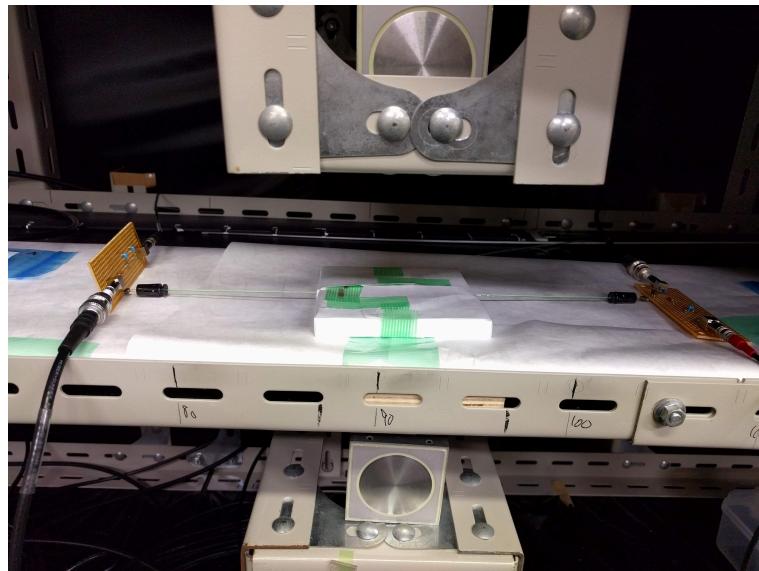


図 4.12: EJ-230 の読み出し用光検出器に MPPC を用いた測定時のセットアップの写真

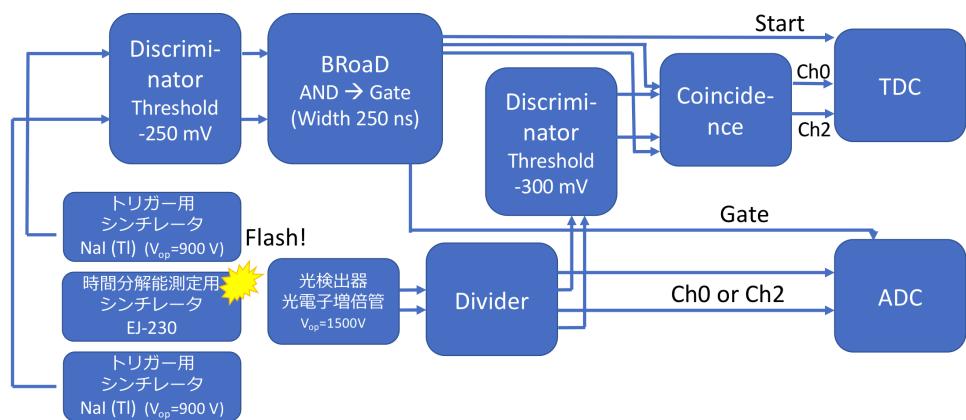


図 4.13: EJ-230 の読み出し用光検出器に光電子増倍管を用いた測定時の論理回路

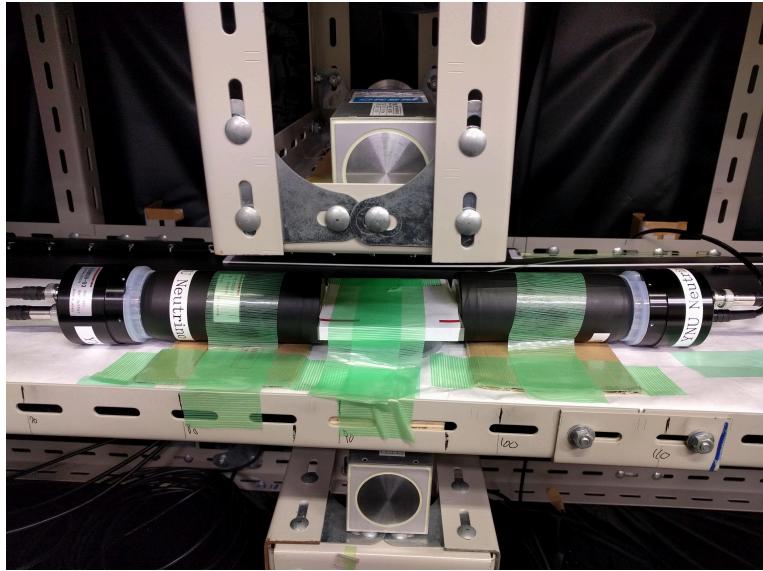


図 4.14: EJ-230 の読み出し用光検出器に光電子増倍管を用いた測定時のセットアップ

測定のセットアップの組み合わせを表 4.1 に示す。

表 4.1: 測定のセットアップの組み合わせ

	光検出器	ファイバ
セットアップ 1	MPPC	クリアファイバ Clear-PS
セットアップ 2	MPPC	波長変換ファイバ Y-11
セットアップ 3	光電子増倍管	なし

測定する物理量は、光量と時間分解能である。光量は単位を p.e. に換算し、EJ-230 のそれぞれの端から読み取った信号から、どの程度の光量が得られるのかを測定する。時間差は単位を ns に換算した後、EJ-230 の左側から得られた信号の TDC のチャンネル 0 への到達時間 t_A から右側から得られた信号のチャンネル 2 への到達時間 t_B を引いた $t_A - t_B$ を測定する。さらにこの時間差の分布から、標準偏差 σ_{A-B} を求める。誤差の伝播から、

$$\sigma_{A-B} = \sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2} \quad (4.4)$$

$$= \sqrt{2} \sigma_A \quad (4.5)$$

が得られる。ここで、 σ_A は左側の読み出しのみの標準偏差、 σ_B は右側の読み出しのみの標準偏差であり、左側と右側で同じセットアップのため、 $\sigma_A = \sigma_B$ が成り立つ。式 (4.5) から、

$$\sigma_A = \frac{\sigma_{A-B}}{\sqrt{2}} \quad (4.6)$$

が成り立つ。このシンチレータの時間分解能 σ は、両側読み出しのため、1 回のイベントで 2 ch 分のデータが得られることから、

$$\sigma = \frac{\sigma_A}{\sqrt{2}} \quad (4.7)$$

$$= \frac{\sigma_{A-B}}{2} \quad (4.8)$$

となる。したがって、式(4.8)より時間分解能は、左右の時間差の分布の標準偏差を2で割った値となる。

4.3 MPPC の Gain 測定

4.3.1 MPPC の Gain 測定の目的

MPPC のゲインを調べ、単位を ADC count から p.e. へ変換する式を導く。

4.3.2 MPPC の Gain 測定の方法

使用する機器は 4.2 節で述べたものに他に以下のものがある。

- ファンクションジェネレータ (Tektronix 社、AFG1062)
パルス波や正弦波などの波形を出力できるデバイスである。図 4.15 にセットアップを示す。

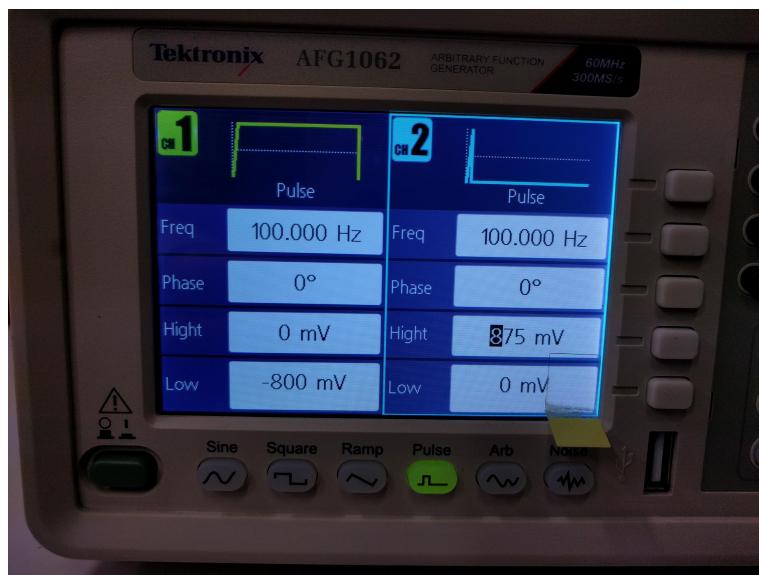


図 4.15: LED の発光に用いたファンクションジェネレータのセットアップ

チャンネル 1 では、100 Hz で NIM 信号と同様の信号を出す。これは Gate Generator に入力するための信号である。チャンネル 2 では、光量を変化させながら LED を光らせるため、100 Hz で 875 mV から 925 mV までの電圧の信号を出す。

- MPPC 読み出し回路

図 4.16 のように MPPC の読み出し回路を作製した。 V_{bias} は MPPC にかける電圧であり、54.20 V とした。 V_{out} から信号を読み出す。MPPC 電源側はローパスフィルタ、信号読み出し側はハイパスフィルタとなっている。完成した回路は図 4.17 に示す。

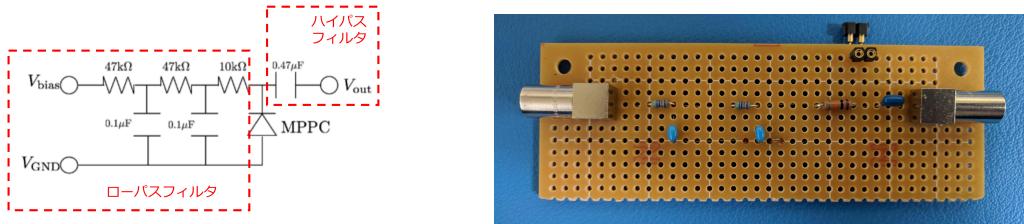


図 4.17: 自作した MPPC 読み出し回路の写真

図 4.16: MPPC 読み出し回路の回路図

- LED ドライバ

図 4.18 のように LED ドライバを作製した。



図 4.18: LED ドライバの回路図

図 4.19 に示すように、LED と MPPC を向かい合うようにセットし、ブラックシートで覆った。ファンクションジェネレータで出力されたパルス波のうち、チャンネル 1 のものは Gate Generator を通り、ADC のゲートに入力され、チャンネル 2 のものは LED ドライバの電源となる。LED が発光すると、MPPC で光を検出し、その信号は Amplifier を通り、ADC のチャンネル 0 とチャンネル 2 に入力された。ADC のチャンネル 0 に入力される信号を発する MPPC は A とし、チャンネル 2 の MPPC は B とする。論理回路を図 4.20 に示す。

横軸を ADC count、縦軸をイベント数とするグラフを描くと、1 p.e. ごとにピークができる、その間隔の ADC count を測定し、平均をとる。その平均を A [ADC counts/p.e.] とすると、MPPC のゲインは以下の式で計算できる。

$$\text{Gain} = \frac{0.25 \text{ pC}/\text{ADC count} \times A}{e} \quad (4.9)$$

ここで $0.25 \text{ pC}/\text{ADC count}$ は 1 ADC countあたりの電荷量であり、 e は素電荷 $1.602 \times 10^{-7} \text{ pC}$ である。

4.3.3 MPPC の Gain 測定の結果

LED ドライバに、LED の光量が小さい 875 mV、大きい 900 mV、さらに大きい 925 mV をかけたときの MPPC A の応答を以下に示す。



図 4.19: MPPC のゲイン測定におけるセットアップ

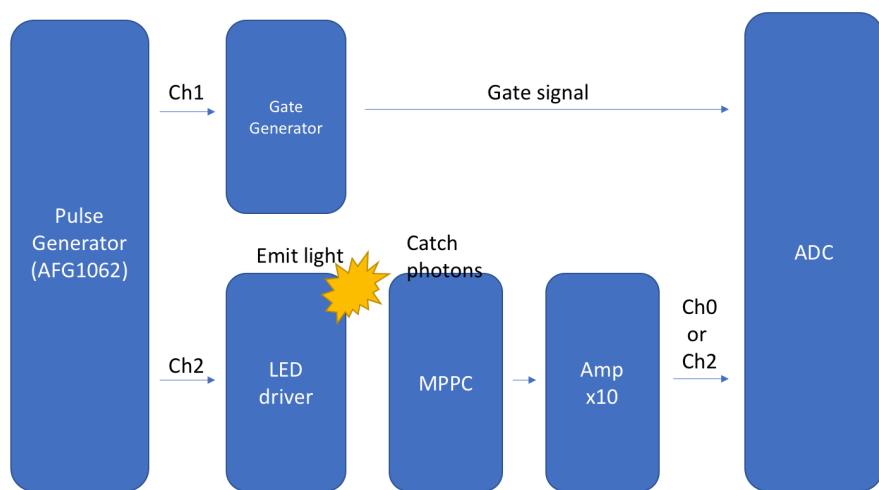


図 4.20: MPPC のゲイン測定における論理回路

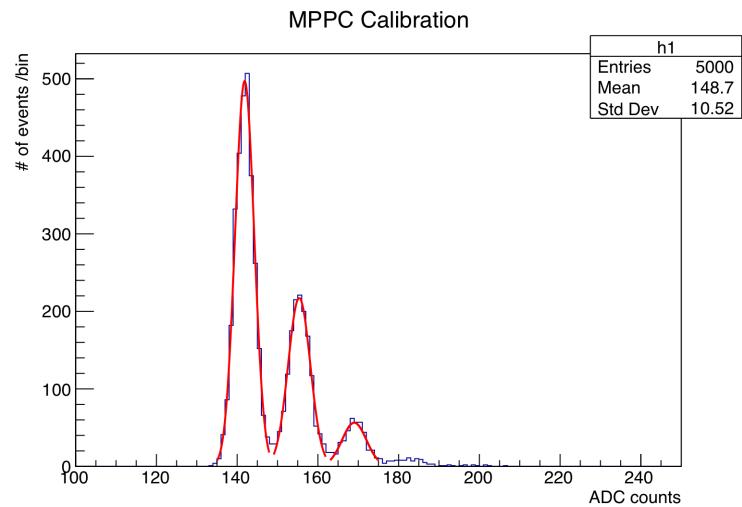


図 4.21: 875 mV の電圧をかけたとき (LED の光量が小さいとき) の MPPC A の応答

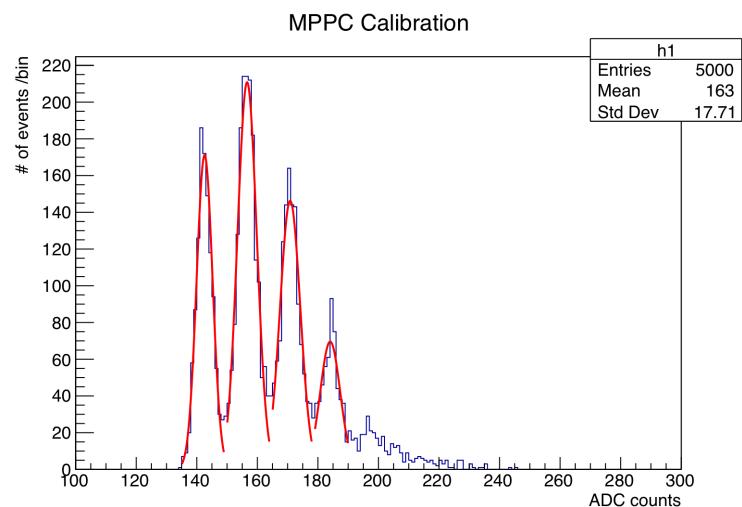


図 4.22: 900 mV の電圧をかけたとき (LED の光量が大きいとき) の MPPC A の応答

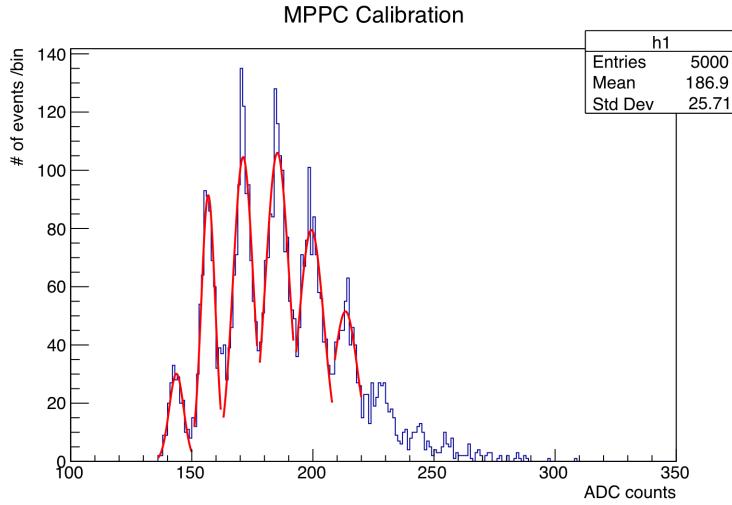


図 4.23: 925 mV の電圧をかけたとき (LED の光量がさらに大きいとき) の MPPC A の応答

図 4.21 では、ペデスタル、1 p.e.、2 p.e. のピークが確認できる。図 4.22、図 4.23 でも 1 p.e. ごとにピークが確認できる。これらの 1 p.e. ごとのピークをガウス分布でフィットし、そのピークの平均値の間隔を以下の表 4.2 にまとめることにする。

表 4.2: MPPC A における 1 p.e. ごとの ADC count

[ADC count]	0 p.e. - 1 p.e.	1 p.e. - 2 p.e.	2 p.e. - 3 p.e.	3 p.e. - 4 p.e.	4 p.e. - 5 p.e.
875 mV	13.5	13.6			
900 mV	14.0	14.2	13.3		
925 mV	13.1	14.4	14.1	14.1	14.1

表 4.2 より、MPPC A の 1 p.e. ごとの ADC count の平均をとると、13.8 ADC counts/p.e. となる。ゲインは式 (4.9) より 2.15×10^7 となるが、論理回路において 10 倍の Amplifier で増幅しているため、MPPC のゲインは 2.15×10^6 となる。

MPPC B についても同様にグラフ、表を示し、計算をおこなう。

表 4.3: MPPC B における 1 p.e. ごとの ADC count

[ADC count]	0 p.e. - 1 p.e.	1 p.e. - 2 p.e.	2 p.e. - 3 p.e.	3 p.e. - 4 p.e.	4 p.e. - 5 p.e.
875 mV	14.1	13.1			
900 mV	14.6	13.8	14.1		
925 mV	12.5	13.4	15.2	13.8	12.9

表 4.3 より、MPPC B の 1 p.e. ごとの ADC count の平均は 13.8 ADC counts/p.e. であり、式 (4.9) よりゲインは 2.15×10^7 となるが、論理回路において Amplifier で 10 倍に増幅しているため、

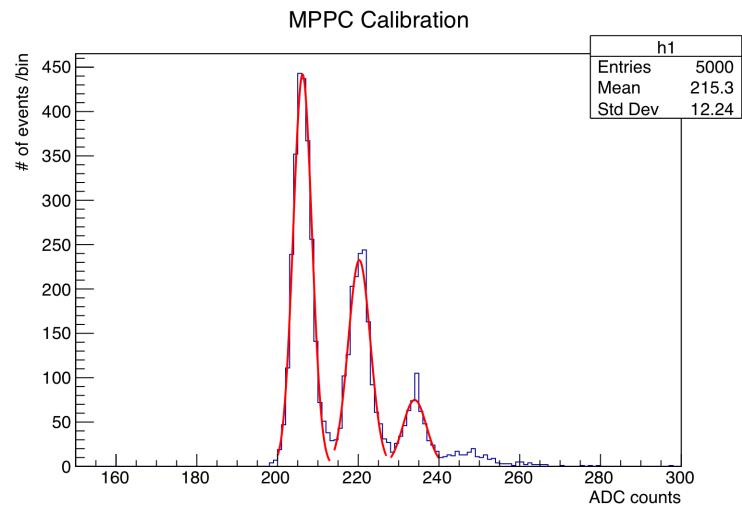


図 4.24: 875 mV の電圧をかけたとき (LED の光量が小さいとき) の MPPC B の応答

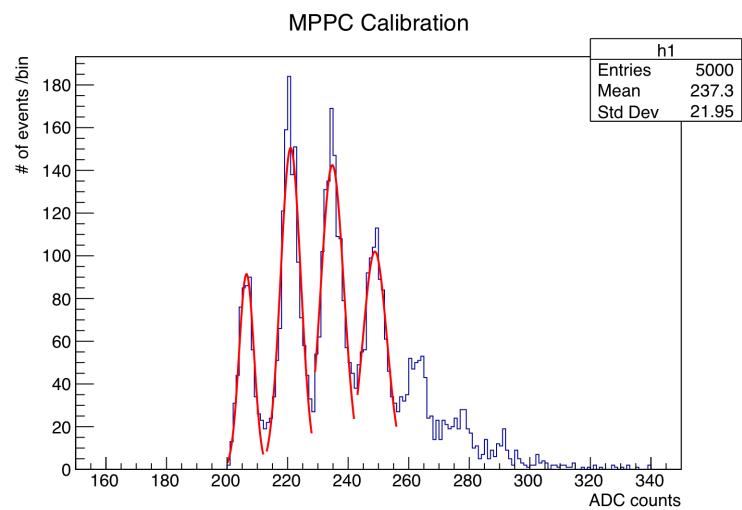


図 4.25: 900 mV の電圧をかけたとき (LED の光量が大きいとき) の MPPC B の応答

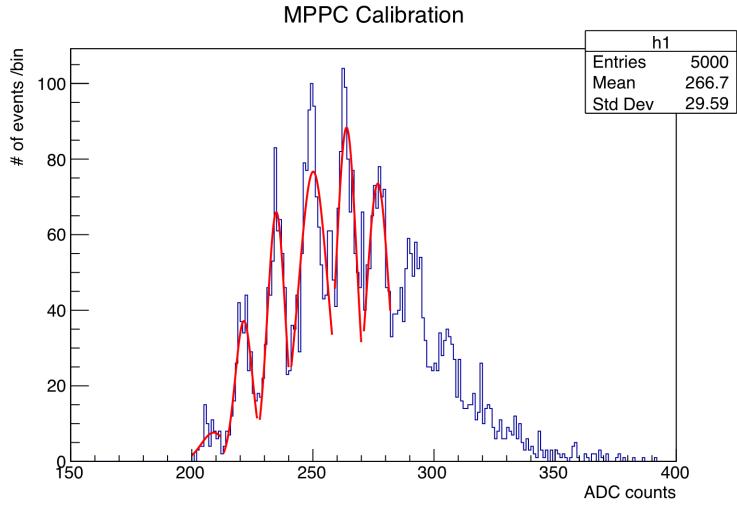


図 4.26: 925 mV の電圧をかけたとき (LED の光量がさらに大きいとき) の MPPC B の応答

MPPC のゲインは 2.15×10^6 となる。

4.4 ADC のペデスターの測定

ADC の各チャンネルにはペデスターという何も信号が入力されていないときにも返す値がある。負の電圧の信号が大きければ ADC count は大きくなるが、正の電圧がかかるときにはペデスターよりも小さな ADC count の値となる。正の電圧を含む信号を測定したときでも ADC count が正の値をとるためにペデスターが存在する。

本測定で収集したデータを p.e. の単位に換算するために必要な ADC のペデスターを調べる。

セットアップは、Clock Generator の周波数を 100 Hz に設定し、その出力された信号は Gate Generator を通り、ADC のゲートに入力した。また、Amplifier のオフセットも ADC のペデスターに影響するため、MPPC にかける電圧を 0 V にして Amplifier を通して、ADC のチャンネル 0 と 2 に入力した。そのようにして得られたデータを図 4.27 に示す。

青色はチャンネル 0 で、赤色はチャンネル 2 である。図 4.27 より、チャンネル 0 のペデスターは 57.98 ADC counts、チャンネル 2 のペデスターは 93.97 ADC counts とわかった。

4.5 TDC の較正

4.5.1 TDC の較正の目的

TDC count から時間への換算式を求める。またオフセットを調べる。

4.5.2 TDC の較正の方法

スタート信号を入力してから、ストップ信号を 100 ns, 200 ns, 300 ns, 400 ns 遅らせて入力し、そのときの TDC count を調べた。横軸に遅らせた時間、縦軸にそのときの TDC count をとり、直

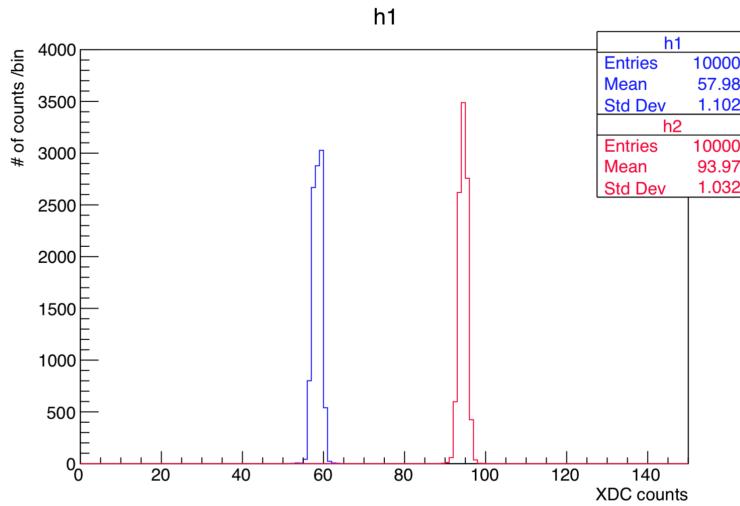


図 4.27: 光検出器に MPPC を用いたときの ADC チャンネル 0 と 2 のペデスタル測定

線でフィッティングした。その切片がオフセットになり、その直線の傾きから換算式を得た。

論理回路は、Clock Generator の周波数を 100 Hz にセットし、2 つの信号を出力した。スタート信号に入力するための 1 つは Gate Generator を通り、TDC のスタートに入力した。ストップ信号に入力するための 1 つは Gate Generator でスタート信号の入力から 100 ns, 200 ns, 300 ns, 400 ns 遅れるように遅延時間を調整し、出力した。そのうちの 1 つはストップのチャンネル 0 へ、もう 1 つはチャンネル 2 に入力した。論理回路の概要は図 4.28 に示す。

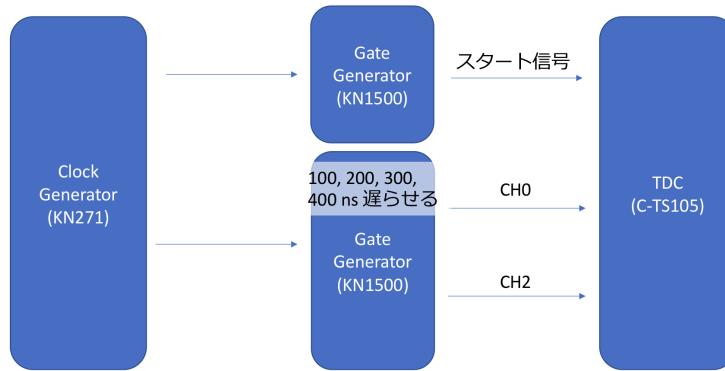


図 4.28: TDC の較正における論理回路

4.5.3 TDC の較正の結果

チャンネルごとに遅延時間と TDC count をまとめた表を表 4.4、表 4.5 に示す。

これらの表から、チャンネル 0 についてフィッティングしたグラフを図 4.29 に、チャンネル 2 についてのグラフを図 4.30 に示す。

表 4.4: CH0 の遅延時間と TDC count

Delay time /ns	TDC counts
100	3556
200	7217
300	10860
400	14510

表 4.5: CH2 の遅延時間と TDC count

Delay time /ns	TDC counts
100	3584
200	7245
300	10890
400	14540

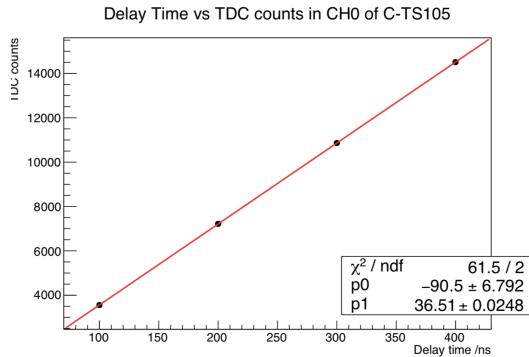


図 4.29: CH0 の較正の結果

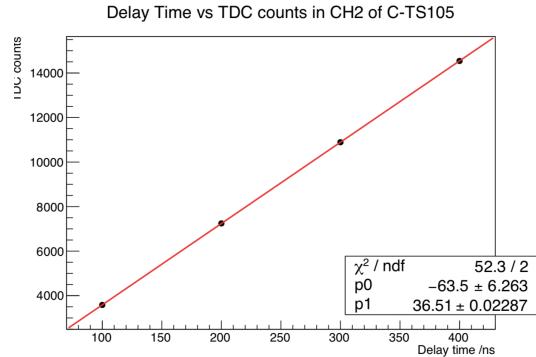


図 4.30: CH2 の較正の結果

チャンネル 0 のオフセットは -90.5 TDC counts であり、傾きは 36.51 TDC counts/ns、その逆数をとると 0.0274 ns/TDC count となる。同様にチャンネル 2 のオフセットは -63.5 TDC counts であり、傾きは 36.51 TDC counts/ns、その逆数をとると 0.0274 ns/TDC count となる。

4.6 本実験の結果

本実験の結果をクリアファイバと MPPC を用いたときと波長変換ファイバと MPPC を用いたとき、光電子増倍管を用いたときでそれぞれ述べる。

4.6.1 クリアファイバと MPPC を用いた測定

クリアファイバを用いて実験をおこなったが、MPPC で光を検出することができず、ゲートの範囲内でイベントが観測できなかった。これはクリアファイバでの短波長領域の光の減衰が大きいためであると考えられる。EJ-230 の発するシンチレーション光は MPPC の十分に検出可能な波長領域であることから、そのように言える。以下に図 4.31 に MPPC の検出波長領域を、図 4.32 に EJ-230 の発光波長領域を示す。

これらの図から EJ-230 の発光波長領域を MPPC の検出波長領域はカバーしていることがわかる。したがって、クリアファイバでは信号の読み出しができなかつたのはファイバ内の光の減衰が原因であると考えられる。

4.6.2 波長変換ファイバと MPPC を用いた測定

曲げ耐性のある S タイプと曲げ耐性のない Non-S タイプについて述べる。

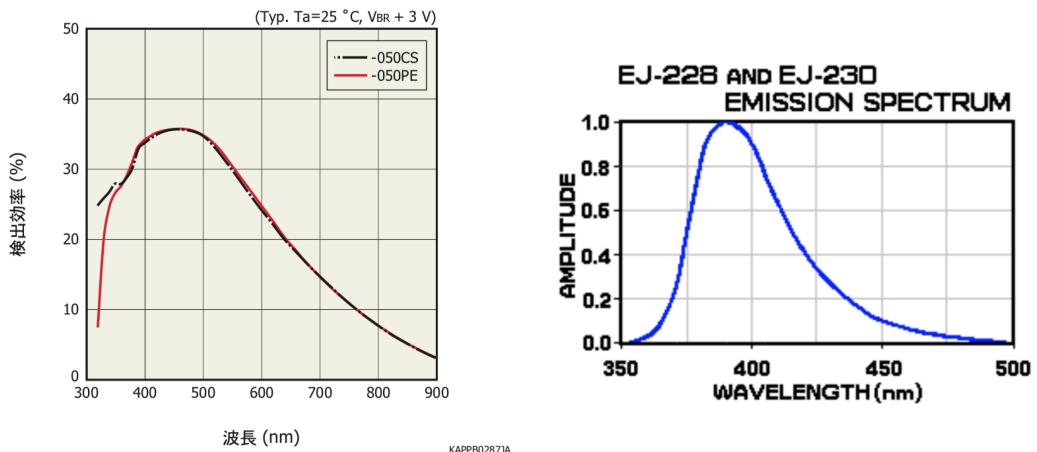


図 4.31: MPPC S13081-050CS(X1) の検出波長領域 [4]
図 4.32: プラスチックシンチレータ EJ-230 の発光波長領域 [5]

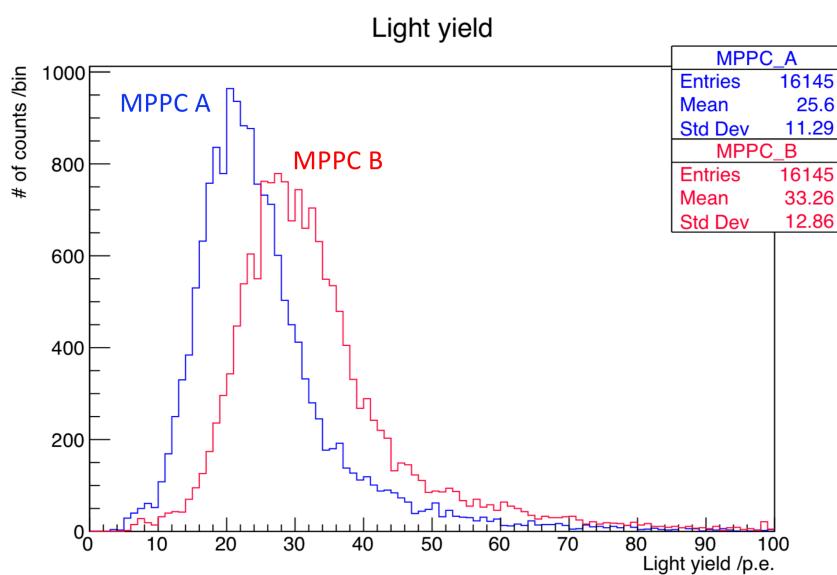


図 4.33: S タイプの WLS ファイバを用いたときの MPPC A, B で測定された光量の分布

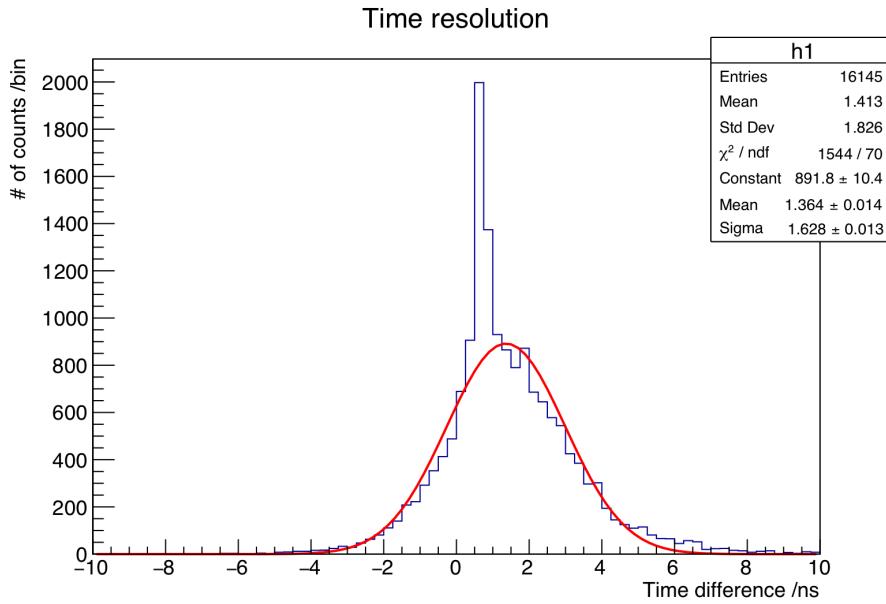


図 4.34: S タイプの WLS ファイバを用いたときの MPPC A, B でのヒット時間差の分布

S タイプのファイバを用いた場合の MPPC A, B で測定した光量を図 4.33 に、MPPC A, B でのヒット時間の差を図 4.34 に示す。光量の平均値は左側が 25.60 p.e.、右側が 33.26 p.e. となり、偏りがある結果となった。また、ヒット時間の差の分布は平均値が 1.36 ns、標準偏差が 1.63 ns より、式 (4.8) から時間分解能は 0.82 ns と求められた。ヒット時間差の平均値が 0 ns からずれている理由は、右側で観測されたイベントが多かったこと、またコネクタを接続した際のファイバの端の研磨が十分でなかったため、MPPC A, B で光量に大きな差が生じてしまったことが考えられる。もしくはセットアップの段階でファイバの位置が左側が長くなるようにずれていた、あるいは EJ-230 の位置が左側にずれてしまっていたことが予想できる。

Non-S タイプのファイバを用いた場合の光量を図 4.35 に、時間差を図 4.36 に示す。

光量の平均値は左側が 28.86 p.e.、右側が 28.55 p.e. となり、左右でほぼ均等に光量が得られる結果となった。また、時間差の分布は平均値が 0.73 ns、標準偏差が 1.62 ns より、式 (4.8) から時間分解能は 0.81 ns と求められた。時間差の分布に左右の偏りが多少あるが、光量についても差がない結果となった。測定から S タイプと Non-S タイプで時間分解能に差がないことがわかった。

4.6.3 光電子増倍管

光電子増倍管を用いた場合のヒット時間差を図 4.37 に示す。

時間差の分布は平均値が -0.04 ns、標準偏差が 1.22 ns より、式 (4.8) から時間分解能は 0.61 ns と求められた。波長変換ファイバと MPPC を用いたときよりも良い時間分解能を持つ結果となった。

結果をセットアップごとに表 4.6 にまとめる。

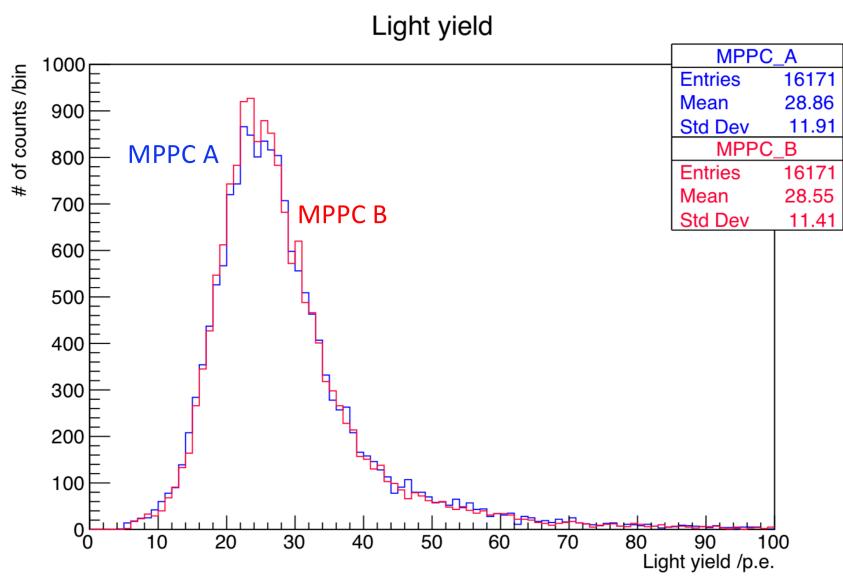


図 4.35: Non-S タイプの WLS ファイバを用いたときの MPPC A, B で測定された光量の分布

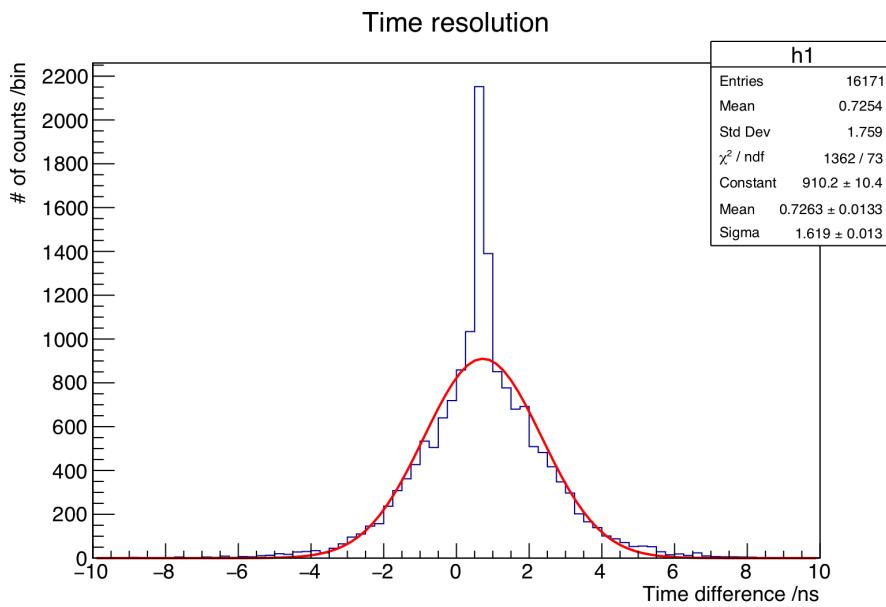


図 4.36: Non-S タイプの WLS ファイバを用いたときの MPPC A, B でのヒット時間差の分布

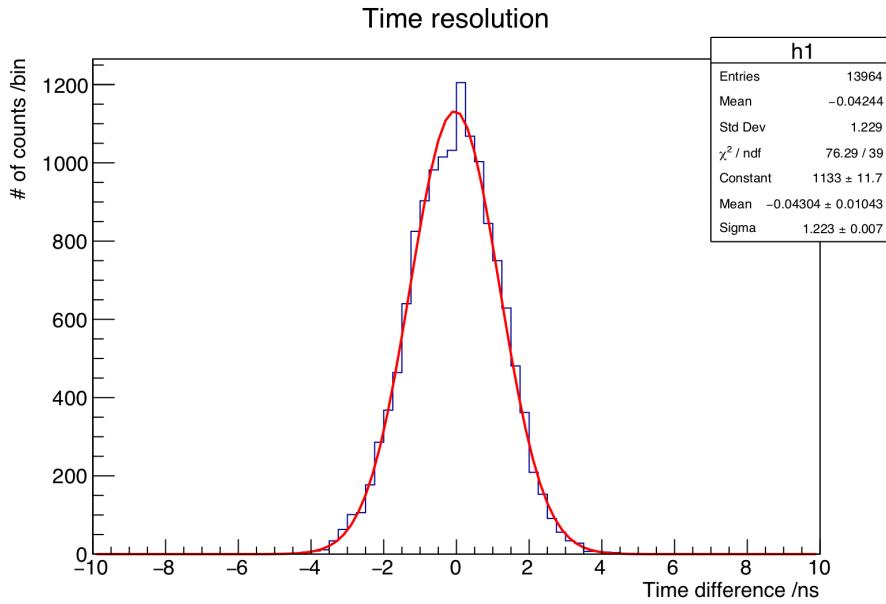


図 4.37: 光電子増倍管で直接読み出したときの左右の光電子増倍管でのヒット時間差の分布

表 4.6: 時間分解能の測定結果

セットアップ	時間分解能
MPPC + Y-11 (S タイプ)	0.82 ns
MPPC + Y-11 (Non-S タイプ)	0.81 ns
光電子増倍管	0.61 ns

4.7 考察と今後の展望

光電子増倍管を用いたときの時間分解能は 0.61 ns で、波長変換ファイバと MPPC を用いたときの時間分解能は 0.81 ns となった。これは、波長変換ファイバ内の発光にかかる時間が関係していると考えられる。波長変換ファイバでは、最初のシンチレーション光を吸収し、別の光を再放出している。波長変換ファイバを構成する分子の崩壊時間がシンチレータの時定数より長いとき、その系の時間応答を悪くしてしまう。この影響で波長変換ファイバを用いたときのほうが時間分解能が良くないのだと考えられる。

しかし実際の実験では光電子増倍管での読み出しが、光電子増倍管の費用が高いことや光電子増倍管を動作させるのに高電圧が必要などの観点から適さない。MPPC を用いて検出でき、波長変換をせず、かつ低波長領域での減衰の小さい石英系のファイバを用いることを検討している。今後、石英系のファイバを用いた時間分解能の測定をおこないたい。

第5章 シミュレーションによる荷電粒子の運動方向同定能力の評価

本章では、WAGASCI 検出器と Side-MRD の両方で検出されるミューオンの運動方向の同定のモンテカルロシミュレーションについて述べる。

5.1 目的

3.5 節で述べたように、J-PARC E69 実験では WAGASCI 検出器と Side-MRD は 50 cm の幅を持って T2K 前置検出器ホールの B2 フロアに設置されている。B2 フロアには 3.5 節で述べた検出器の他に、CH のニュートリノ標的であるプロトンモジュールが、CH のニュートリノ反応断面積の測定を増やすために 2 つの WAGASCI 検出器の間に設置されている。E69 実験は WAGASCI もしくはプロトンモジュールでニュートリノ反応が起こるシグナルイベントについて反応断面積の測定をおこないたい。しかし Side-MRD でニュートリノ反応が起こり、その後 WAGASCI 検出器にミューオンが入ってくるバックグラウンドイベントも存在することが考えられる。このバックグラウンドイベントは E69 実験において系統誤差の要因となる。

これらのシグナルイベントとバックグラウンドイベントを区別するために、検出されるミューオンについて運動方向の同定をおこなう。現状の WAGASCI 検出器と Side-MRD のみでの運動方向同定能力を Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより調べ、前章で試験したシンチレータを TOF カウンタとして追加したときの運動方向同定能力の向上について考察する。

5.2 Geant4 シミュレーションパッケージ

Geant4 は、CERN (欧州原子核研究機構)を中心開発され、粒子が物質中を通過する際に生じる相互作用過程などを正確にシミュレーションするソフトウェアパッケージである。C++で記述されており、ユーザが自らのシミュレーションを作る際に必要な C++ クラスをまとめたパッケージであるツールキットという形式で提供される。これにより広範なユーザ要求に対応が可能となっている。高エネルギー物理学におけるシミュレーションの世界標準ツールキットであるが、宇宙、宇宙線、医療、加速器、放射線遮蔽などの分野でも世界的に使われている。

5.3 手法

J-PARC の前置検出器ホール B2 フロアが再現されているアプリケーションを用いて、以下の手順でシミュレーションをおこなった。簡単のために、2 つの WAGASCI 検出器のうちビーム方向に対して下流側に位置する WAGASCI 検出器と南側に位置する Side-MRD の両方にヒットするイベントのみを考え、シンチレーション光のシンチレータ内、またファイバ内の光の伝播にかかる

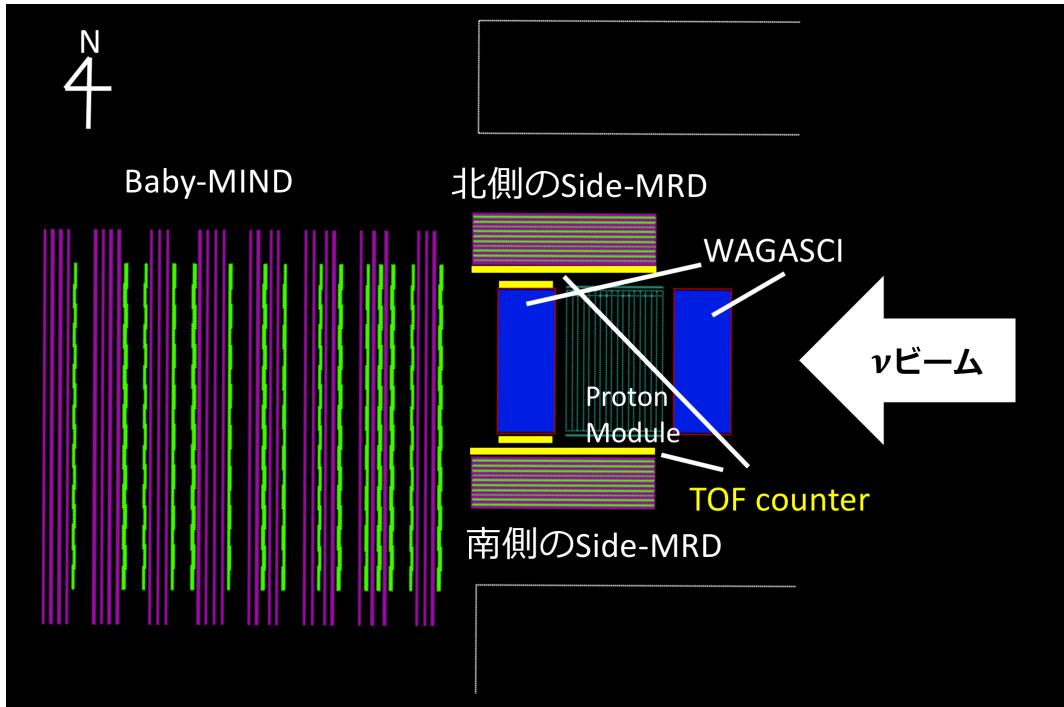


図 5.1: B2 フロアのジオメトリ

時間は今回は無視する。また、WAGASCI 検出器でニュートリノ反応が起り、WAGASCI 検出器、Side-MRD の順でヒットするイベントをシグナルイベント、Side-MRD 検出器で反応が起り、Side-MRD、WAGASCI 検出器の順でヒットするイベントをバックグラウンドイベントと定義する。(図 5.2)

1) 有効体積 (FV: Fiducial Volume) の定義

ニュートリノイベントの解析をする際に、検出器の中心部の領域で起こったニュートリノ反応イベントのみを解析する。この領域のことを有効体積 (FV: Fiducial Volume) という。FV を選択することで、バックグラウンドイベントを取り除き、ニュートリノ標的でのニュートリノ反応のみを測定することができる。WAGASCI 検出器の FV を図 5.3 のように、ビーム軸と垂直に 98 cm × 98 cm、ビーム軸と平行に 21 cm と定義する。

2) シグナルイベントの再構築

WAGASCI 検出器の FV 内でニュートリノ反応が起こったイベントのうち、WAGASCI 検出器の FV 内でヒットを残し、Side-MRD でもヒットを残したイベントを抜き出す。このイベントについて、各シンチレータにヒットした時間情報を得る。

3) バックグラウンドイベントの再構築

Side-MRD でニュートリノ反応が起こったイベントのうち、Side-MRD でヒットを残し、WAGASCI 検出器でもヒットを残し、かつ WAGASCI 検出器の FV 内でヒットが終わるイベントを抜き出す。このイベントについて、各シンチレータにヒットした時間情報を得る。

4) 時間分布の描画

シグナルイベント、バックグラウンドイベントのどちらに対しても、WAGASCI 検出器にヒッ

下流側のWAGASCI検出器

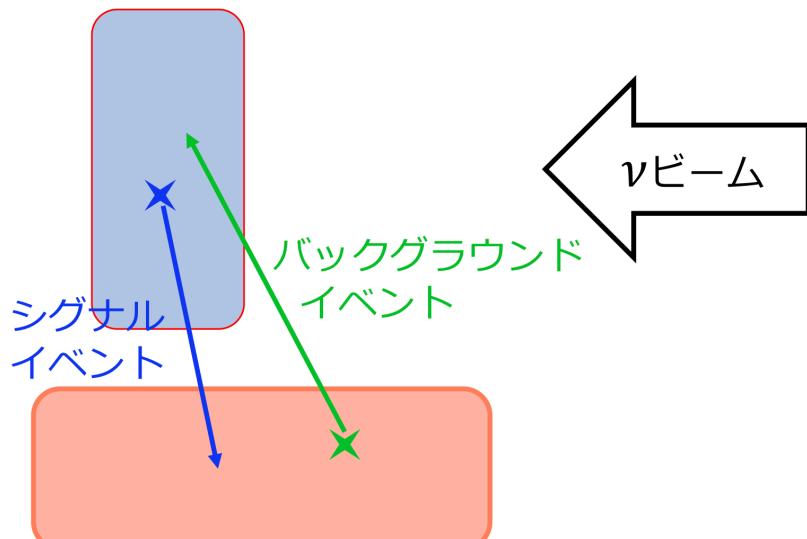


図 5.2: シグナルイベントとバックグラウンドイベント

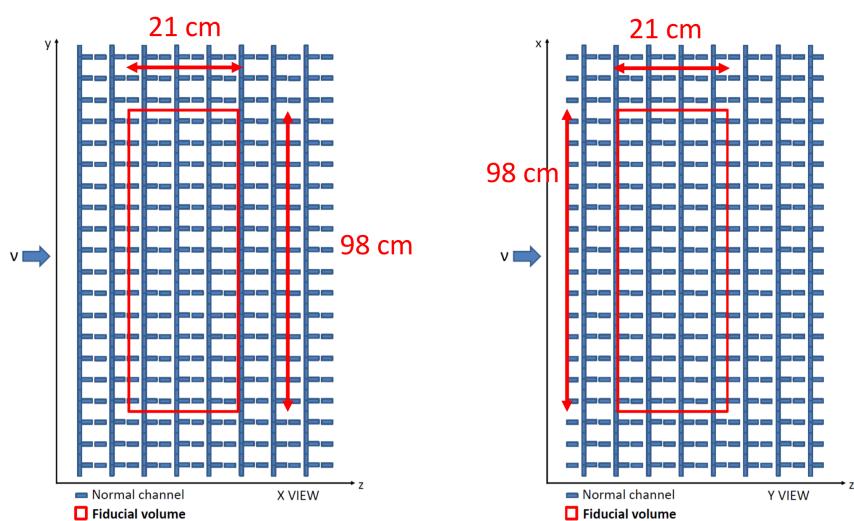


図 5.3: WAGASCI 検出器の FV の定義

トした時間情報を WAGASCI 検出器に用いられているシンチレータの時間分解能 $\sigma_W = 1.95$ ns [6] の時間内でランダムにばらけさせた後、全ヒットについて時間の平均をとる。このようにして求めた時間情報を T_W とする。同様に、Side-MRD にヒットした時間情報を Side-MRD に用いられているシンチレータの時間分解能 $\sigma_S = 1.15$ ns [6] の時間内でランダムにばらけさせた後、全ヒットについて時間の平均をとり、その時間情報を T_S とする。Side-MRD については両側読み出しのため、シミュレーションで算出されたモジュールへのヒット回数を 2 倍にする。シグナルイベント、バックグラウンドイベントの各イベントを、次のファクタで規格化し、横軸を $T_W - T_S$ 、縦軸をイベント数とするヒストグラムを描く。

$$\text{Factor} = \text{Norm} \times \text{cross section} \times N_A \times \rho \times d \quad (5.1)$$

ここで、Norm はニュートリノビームシミュレーション JNUBEAM における規格化係数、cross section はニュートリノ反応シミュレーション NEUT における反応断面積の計算、 N_A はアボガドロ定数で 6.02×10^{23} 、 ρ は物質の密度、 d は検出器のビーム方向の厚さである。

5) 運動方向同定能力の評価

描いたヒストグラムをガウス関数でフィットする。シグナルイベントのガウス関数とバックグラウンドイベントのガウス関数の交点をカットポイントとする。シグナルイベントのうちカットポイントよりも時間差の小さいイベントを選択し、その割合をシグナルイベントの選択効率として計算する。また、バックグラウンドイベントのうち、カットポイントよりも時間差の小さいイベントの割合をバックグラウンド混入率として計算する。これらを求めることで、運動方向同定能力を評価する。

6) TOF カウンタを設置した際の方向同定能力の評価

図 5.1 のように TOF カウンタを 1 層または 2 層設置することを考える。ここでは TOF カウンタとして前章で性能評価したプラスチックシンチレータ、EJ-230 を用いる。

EJ-230 は両側読み出しで信号をとると考え、TOF カウンタが 1 層の場合はヒット数が 2、TOF カウンタが 2 層のときはヒット数が 4 としてシミュレーションする。

シグナルイベントでは、WAGASCI 側の TOF カウンタの検出時間は、WAGASCI 検出器で最後にミューオンが検出された時間と同じとして、その時間情報を EJ-230 の時間分解能 $\sigma_{TOF} = 0.61$ ns の時間内でランダムにばらけさせる。このようにして求めた時間は WAGASCI 検出器の時間情報に取り込む。また、Side-MRD 側の TOF カウンタの検出時間は Side-MRD で最初にミューオンが検出された時間と同じとして、同様にその時間情報を EJ-230 の時間分解能 σ_{TOF} の時間内でランダムにばらけさせる。この時間情報は Side-MRD の時間情報に取り込む。

バックグラウンドイベントでは、Side-MRD 側の TOF カウンタの検出時間は Side-MRD で最後にミューオンが検出された時間と同じとして、その時間情報を EJ-230 の時間分解能 σ_{TOF} の時間内でランダムにばらけさせる。また、WAGASCI 側の TOF カウンタの検出時間は WAGASCI 検出器で最初にミューオンが検出された時間と同じとして、同様にその時間情報を EJ-230 の時間分解能 σ_{TOF} の時間内でランダムにばらけさせる。

その後、式 (5.1) で各イベントを規格化し、(5) と同じ手順でヒストグラムを描き、シグナルイベントの選択効率とバックグラウンドの混入率を求める。

5.4 WAGASCI 検出器と Side-MRD の運動方向同定能力の評価

WAGASCI 検出器と Side-MRD でのミューオンの運動方向の同定について、図 5.4 にヒストグラムを示す。

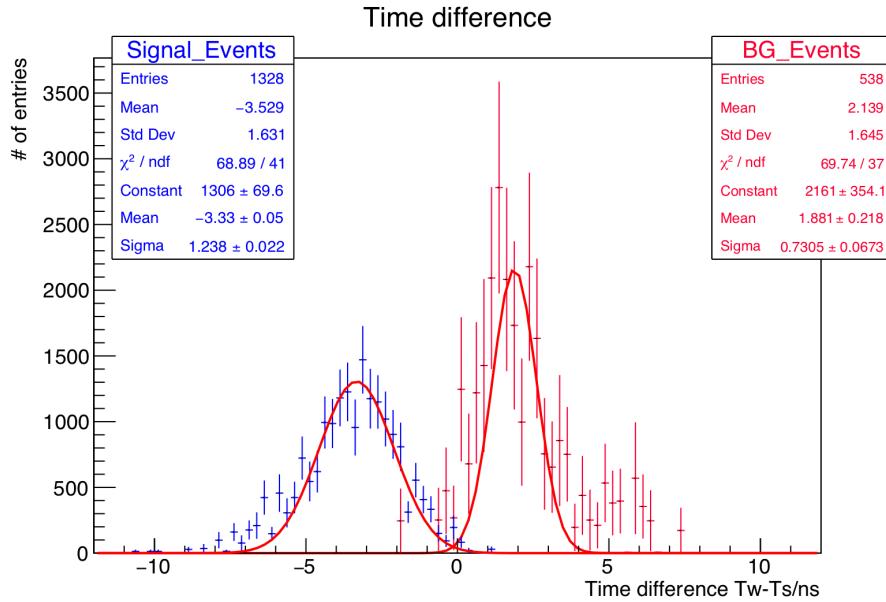


図 5.4: WAGASCI 検出器と Side-MRD の運動方向同定能力

図 5.4 より、ガウス分布の交点であるカットポイントは -0.125 ns であり、シグナルイベントの選択効率は 98.2%、バックグラウンド混入率は 4.8% であった。バックグラウンドの混入率を小さくするためにカットポイントを -0.625 ns とすると、バックグラウンドの混入率は 1.9% と大きく減少した。しかしバックグラウンドの混入率が小さくなると同時にシグナルイベントの選択効率も小さくなってしまい、96.9%となってしまう。カットポイントとシグナルイベントの選択効率、バックグラウンド混入率をまとめ、表 5.1 に示す。

表 5.1: カットポイントと運動方向同定能力

カットポイント	シグナルイベントの選択効率	バックグラウンド混入率
-0.875 ns	95.1%	1.0%
-0.625 ns	96.9%	1.9%
-0.375 ns	97.7%	3.8%
-0.125 ns	98.2%	4.8%
0.125 ns	99.3%	9.6%
0.375 ns	99.7%	12.2%
0.625 ns	99.8%	16.8%
0.875 ns	99.8%	22.3%

図 5.4 や表 5.1 より、カット時間を -0.875 ns から -0.125 ns とすると、WAGASCI 検出器と

Side-MRD でも十分なシグナルイベントの選択効率かつ低いバックグラウンド混入率を達成できることがわかった。

5.5 TOF カウンタを用いた運動方向同定能力の評価

TOF カウンタを 1 層追加した場合の WAGASCI 検出器と Side-MRD でのミューオンの運動方向の同定について、図 5.5 にヒストグラムを示す。

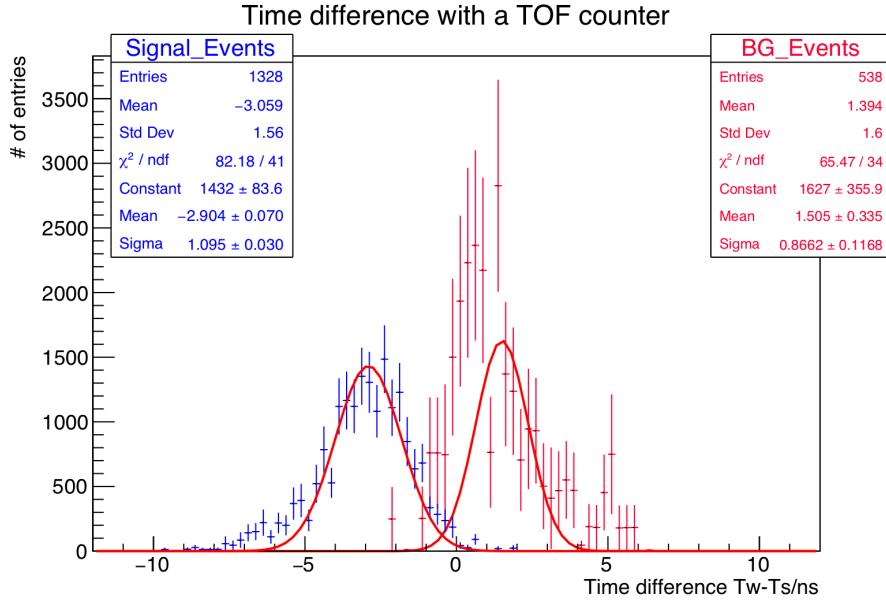


図 5.5: TOF カウンタを 1 層追加した場合の WAGASCI 検出器と Side-MRD の運動方向同定能力

図 5.5 よりガウス分布の交点であるカットポイントは -0.375 ns であり、シグナルイベントの選択効率は 96.6%、バックグラウンド混入率は 10.6% となった。TOF カウンタの導入によりヒット情報が増え、時間差の分布の広がりが小さくなつたと言えるが、バックグラウンド混入率はとても大きくなつてしまつた。表 5.2 にカットポイントとシグナルイベントの選択効率、バックグラウンド混入率をまとめる。

TOF カウンタがないときと 1 層追加したときで比較すると、シグナルイベントの選択効率には大きな差はないが、カットポイントに関わらずバックグラウンド混入率が大きくなつてしまつた。図 5.1 のように、TOF カウンタは WAGASCI 検出器と Side-MRD の間に追加が検討されており、WAGASCI 検出器側の TOF カウンタと Side-MRD 側の TOF カウンタの間のミューオンの TOF の差が最も小さくなる。TOF カウンタを追加すると、この影響によりかえつてシグナルイベントとバックグラウンドイベントの時間差が縮まつてしまつ。この影響でバックグラウンド混入率が大きくなつてしまつ。

さらに、TOF カウンタを 2 層追加した場合の WAGASCI 検出器と Side-MRD でのミューオンの運動方向の同定について、図 5.6 にヒストグラムを示す。

表 5.2: TOF カウンタを 1 層追加した場合のカットポイントと運動方向同定能力

カットポイント	シグナルイベントの選択効率	バックグラウンド混入率
-0.875 ns	93.3%	4.8%
-0.625 ns	95.1%	7.7%
-0.375 ns	96.6%	10.6%
-0.125 ns	97.9%	16.3%
0.125 ns	98.9%	23.6%
0.375 ns	99.1%	32.1%
0.625 ns	99.3%	41.0%
0.875 ns	99.8%	49.3%

カットポイント	シグナルイベントの選択効率	バックグラウンド混入率
-0.875 ns	93.3%	4.8%
-0.625 ns	95.1%	7.7%
-0.375 ns	96.6%	10.6%
-0.125 ns	97.9%	16.3%
0.125 ns	98.9%	23.6%
0.375 ns	99.1%	32.1%
0.625 ns	99.3%	41.0%
0.875 ns	99.8%	49.3%

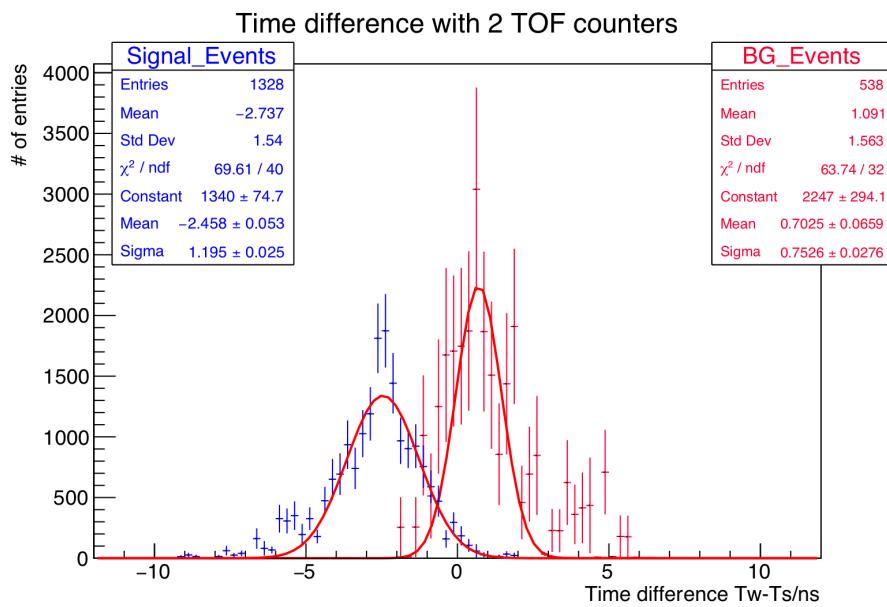


図 5.6: TOF カウンタを 2 層追加した場合の WAGASCI 検出器と Side-MRD の運動方向同定能力

図 5.6 よりガウス分布の交点であるカットポイントは -0.625 ns であり、シグナルイベントの選択効率は 98.8%、バックグラウンド混入率は 31.3% となった。TOF を 1 層追加したときよりもさらにバックグラウンド混入率が大きい。カットポイントとシグナルイベントの選択効率、バックグラウンド混入率について表 5.3 にまとめる。

表 5.3: TOF カウンタを 2 層追加した場合のカットポイントと運動方向同定能力

カットポイント	シグナルイベントの選択効率	バックグラウンド混入率
-0.875 ns	89.4%	7.8%
-0.625 ns	92.6%	12.5%
-0.375 ns	95.1%	18.9%
-0.125 ns	96.0%	25.4%
0.125 ns	97.6%	32.0%
0.375 ns	98.6%	39.1%
0.625 ns	99.1%	50.6%
0.875 ns	99.5%	57.7%

TOF カウンタを追加するとヒット情報が増えるためヒット時間差のばらつきが減る。その一方、図 5.1 のように WAGASCI 検出器と Side-MRD の間に TOF カウンタの追加が検討されており、WAGASCI 検出器側の TOF カウンタと Side-MRD 側の TOF カウンタの間のミューオンの TOF が最も小さくなることから、TOF カウンタを追加すると、シグナルイベントとバックグラウンドイベントの時間差が縮まってしまう。

今回のモンテカルロシミュレーションの結果から、WAGASCI 検出器と Side-MRD でも十分なミューオンの運動方向の同定ができることがわかり、TOF カウンタを追加するとヒット時間差のばらつきが小さくなる影響よりも時間差が縮まる影響のほうが大きくなってしまうことがわかった。

次節でミューオンの運動方向同定能力の向上のために、Side-MRD のアップグレードとして Side-MRD のシンチレータを今回試験したプラスチックシンチレータ EJ-230 に変えて、能力向上を評価する。

5.6 Side-MRD への EJ-230 導入による運動方向同定能力の評価

ミューオンの運動方向同定能力の向上のために、Side-MRD のアップグレードを考え、Side-MRD のシンチレータを今回試験したプラスチックシンチレータ EJ-230 に変えて能力向上を評価する。

手法は 5.3 節で述べた方法とほとんど同様であり異なる点は、Side-MRD にヒットした時間情報をばらけさせる過程のみである。Side-MRD に用いられているシンチレータの時間分解能 $\sigma_S = 1.15 \text{ ns}$ [6] の時間内でランダムにばらけさせる部分を、今回試験したプラスチックシンチレータ EJ-230 の時間分解能 0.61 ns の時間内でランダムにばらけさせて、全ヒットについて時間の平均をとり、その時間情報を T_S とする。このようにして得られたシグナルイベントとバックグラウンドイベントにおける、WAGASCI 検出器でのヒット時間と Side-MRD でのヒット時間差の分布を図 5.7 に示し、カットポイントとシグナルイベントの選択効率とバックグラウンド混入率を表 5.4 にまとめる。

カットポイントが 0 ns よりも小さいときに、WAGASCI 検出器と現在の Side-MRD の運動方向同定能力と比較して、0.5%程度のシグナルイベント効率の向上、また 2%程度のバックグラウンド混入率の減少が確認できた。Side-MRD におけるヒット時間のばらつきが減少したことにより、シ

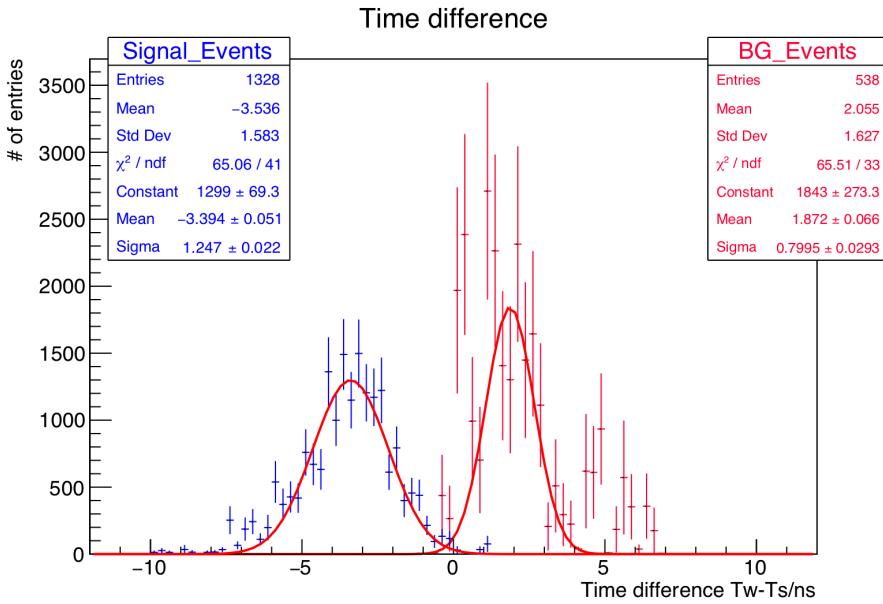


図 5.7: Side-MRD のシンチレータを EJ-230 にしたときの WAGASCI 検出器と Side-MRD の運動方向同定能力

グナルイベントもバックグラウンドイベントもヒット時間差のばらつきが小さくなつたことが理由として挙げられる。

WAGASCI 検出器と Side-MRD の間のミューオンの運動方向同定能力を向上させるためには、TOF カウンタを設置するよりも検出器に用いるシンチレータにより良い時間分解能をもつシンチレータを用いることのほうが大きな効果が得られることがわかつた。

表 5.4: Side-MRD のシンチレータを EJ-230 にしたときのカットポイントと運動方向同定能力

カットポイント	シグナルイベントの選択効率	バックグラウンド混入率
-0.875 ns	96.2%	0.05%
-0.625 ns	97.4%	0.1%
-0.375 ns	97.9%	1.8%
-0.125 ns	98.6%	2.8%
0.125 ns	99.2%	10.3%
0.375 ns	99.4%	19.5%
0.625 ns	99.4%	23.3%
0.875 ns	99.4%	25.9%

第6章 結論

T2K 実験におけるニュートリノと標的原子核との反応断面積の系統誤差の削減のために、J-PARC E69 実験がおこなわれ、2019 年 4 月からのニュートリノビーム測定を目指している。WAGASCI 検出器と Side-MRD の両方でミューオンを検出するイベントについて、WAGASCI 検出器でニュートリノ反応が起こるシグナルイベントと、Side-MRD でニュートリノ反応が起こるバックグラウンドイベントを区別するために、TOF カウンタのインストールが検討されている。

本研究では、TOF カウンタとして使用することが検討されている EJ-230 というプラスチックシンチレータの光量と時間分解能を測定した。シンチレーション光を波長変換ファイバで集光し、MPPC で光を読み出した場合の光量はおよそ 29 p.e. で時間分解能は 0.81 ns であった。シンチレータに光電子増倍管を直接貼り付けて光を読み出した場合の時間分解能は 0.61 ns であった。今後、石英系のファイバを用いた測定を考えており、さらなる時間分解能の向上が期待できる。

さらに本研究では、モンテカルロシミュレーションにより荷電粒子の運動方向の同定能力の評価をおこなった。WAGASCI 検出器と Side-MRD でも十分なミューオンの運動方向の同定能力を持つことがわかり、本研究で試験したシンチレータを TOF カウンタとしてインストールしても運動方向の同定能力に向上は見られなかった。さらなる運動方向の同定能力の向上のために、Side-MRD のシンチレータを本研究で試験したプラスチックシンチレータ EJ-230 に変えることで、WAGASCI 検出器とシンチレータを EJ-230 に変えた Side-MRD の運動方向同定能力は向上した。今後、シンチレータ内の光の伝播も考慮したシミュレーションを実施することで、より正確なシミュレーション結果を得ることが期待できる。

謝辞

本研究を中心にしてこの1年間関わってくださったすべての方々に感謝申し上げます。

指導教官の南野彰宏先生は授業やミーティング等忙しい中、たくさんの指導を賜りました。特にアナログ回路の作製やシンチレーション光の読み出しの際などの現場での指導は、的確なアドバイスをいただきました。指導していただいたことは本研究だけでなく、今後の研究活動においても大切なことだと感じております。

京都大学の木河達也先生はモンテカルロシミュレーションについて多くのことを教えてくださいました。たくさんの質問にも丁寧に答えてくださり、本研究を進めるにあたって大きな力となりました。

本研究室の先輩である、ジョジョ、淺田さん、岡本さんは素粒子分野のことや研究の楽しさについて教えてくださいました。研究が進むにつれて、行き詰ったとき先輩方に相談させていただくと、いつも丁寧に考えてくださり解決に結びつくアドバイスをいただきました。

本研究室の同期である、谷原さん、佐々木さん、片山さんは年が違うにも関わらず、常に優しく接してくれました。実験の話だけでなく、他愛のない会話までできて、楽しい1年間となりました。

たくさんの人との関わりから多くのことを学ぶことができました。重ねて御礼申し上げます。

参考文献

- [1] The T2K Experiment (<http://t2k-experiment.org/ja/>)
- [2] J-PARC | 大強度陽子加速器施設 (<https://j-parc.jp/index.html>)
- [3] スーパーカミオカンデ 公式ホームページ (<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html>)
- [4] ホーム | 浜松ホトニクス (<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>)
- [5] Eljen Technology - Home (<https://eljentechnology.com/>)
- [6] 岡本浩大「J-PARC T59 実験 (WAGASCI) の横方向ミューオン検出器用シンチレータの性能評価」(横浜国立大学、2017、卒業論文)