

修士論文

T2K 実験における新型ニュートリノ検出器

Super FGD のための研究開発

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

栗林 宗一郎

2020 年 1 月 29 日

概要

T2K 実験は、J-PARC 加速器施設で生成するニュートリノビームを、標的から 280 m 離れた前置検出器 ND280 および 295 km 離れた後置検出器スーパーカミオカンデ (SK) により測定する長基線ニュートリノ振動実験である。ニュートリノ混合角 θ_{23} の精密測定や、CP 対称性の破れの発見を目標としている。

現在 T2K 実験では 2021 年度からの統計量増大が計画されており、ニュートリノの CP 対称性の破れの証拠を掴むためには、系統誤差削減が重要課題となっている。系統誤差の主要因はニュートリノと原子核の反応の不定性である。この問題を解決するために ND280 に新型ニュートリノ検出器 Super FGD を導入する研究が進められている。Super FGD は 1 cm^3 のキューブ型のプラスチックシンチレータを 200 万個積層し、その蛍光を 3 方向から波長変換ファイバーと光検出器 MPPC で読み出す検出器である。ニュートリノ反応由来の荷電粒子を測定するためガス検出器 TPC に 3 方向を囲まれており、これまでの ND280 では測定できなかった、大角度に散乱した、あるいは低運動量の荷電粒子 (特に $300 \text{ MeV}/c$ までの陽子) にも高い感度がある。

本論文では新しい構造を持った Super FGD の約 6 万チャンネルにもなる読み出し部の開発と性能評価を行った。最初に、波長変換ファイバーと MPPC を光学的に接続するインターフェース部分のプロトタイプを製作した。3 方向でかつ約 6 万チャンネルの MPPC の読み出しになるため、約 4 cm という Super FGD と TPC のわずかな隙間において 1 チャンネル/cm² という高密度のチャンネルを精密に読み出すためにデザインを最適化した。特に粒子識別や検出効率の上で重要な荷電粒子のエネルギー損失による光量が各チャンネルで平均値が 40 P.E. で標準偏差/平均が 7%程度と十分かつ一様になるように改善した。

次に実機で使用予定のエレクトロニクスの性能評価を行った。現状、信号の波形の閾値を超えている時間 (TOT) とその波高について相関が見えていないという問題があり、この問題を解決するためにエレクトロニクスの試験システムを構築し、その試験結果から TOT および波高の使用可能性の評価と改善を行った。さらにいままでの測定結果から得た光量と TOT に関連して、読み出しと逆側のファイバー端への処理の必要性について検討した。ファイバー端に反射率の高い物質があると光量が増加するが、ファイバー端で反射した光の経路が長いことにより信号の波形をゆがませてしまう可能性がある。したがって、ファイバー端処理によって光量を正確に測定できない可能性もあった。そこでまずいくつかのファイバー端処理で波形の波高と TOT を測定し、波形がゆがまされているのかどうかを評価した。これらの結果をもとにファイバー端を処理した際、光量にどのような影響を与えうるのかを評価した。

また、陽電子ビームを用いた試験と光学シミュレーションにより、先述した MPPC インターフェースの性能が十分であることを確認し、キューブ型シンチレータ内の光量の位置依存性についても評価した。

最後にこれらの効果について GEANT4 を用いた検出器シミュレーションで物理測定への影響を評価し、性能が十分であることを確認した。

目次

第1章	ニュートリノ	1
1.1	ニュートリノとは	1
1.2	ニュートリノ振動	1
1.3	ニュートリノ振動に関するこれまでの測定結果	3
1.4	ニュートリノに関する未解決問題	5
第2章	T2K 実験	7
2.1	T2K 実験とは	7
2.2	ニュートリノビーム生成	7
2.2.1	J-PARC 概要	7
2.2.2	ニュートリノビーム生成概要	8
2.2.3	Off axis 法	9
2.3	前置検出器	9
2.3.1	INGRID	10
2.3.2	ND280	10
2.3.3	WAGASCI-Baby MIND 検出器	11
2.4	後置検出器 スーパーカミオカンデ (SK)	12
2.5	T2K 実験でのこれまでの測定結果	12
2.6	T2K-II 実験計画に向けた現状と課題	15
2.7	ND280 アップグレード計画	15
第3章	Super FGD	18
3.1	ニュートリノと原子核の相互作用	18
3.1.1	ニュートリノと原子核の相互作用の種類	18
3.2	Super FGD	21
3.3	検出器の構成要素	22
3.3.1	1 cm ³ プラスチックシンチレータキューブ	22
3.3.2	波長変換ファイバー	22
3.3.3	光検出器 MPPC	23
3.3.4	信号読み出しの電子学	25
3.4	期待される性能	25

3.5	現状と課題および本論文の構成	26
第4章	MPPC インターフェースの開発と性能評価	28
4.1	MPPC インターフェースとは	28
4.2	Super FGD の MPPC インターフェースへの要求とデザイン	28
4.2.1	MPPC インターフェースへの要求	28
4.2.2	MPPC-PCB のデザイン	30
4.2.3	光学コネクタのデザイン	31
4.2.4	インターフェースプレートのデザイン	31
4.3	25ch MPPC インターフェース試作機を用いた性能評価	33
4.3.1	セットアップ	34
4.3.2	宇宙線を用いた性能評価	34
4.3.3	ファイバー MPPC 間の隙間による光量の変動	38
4.3.4	ソフトフォーム	40
4.3.5	ソフトフォームの効果の検証	40
4.3.6	光学的クロストークの測定	42
4.4	64 ch MPPC インターフェースの開発状況	43
第5章	Super FGD のためのエレクトロニクスの性能評価	45
5.1	CITIROC	45
5.2	Baby MIND の FEB の動作	45
5.3	オフライン解析 (unpacking) での解決	49
5.4	考察および結論	50
第6章	波長変換ファイバーの端面処理の最適化	53
6.1	ファイバー端面処理の必要性について	53
6.2	ファイバー端面の処理による影響の評価	53
6.2.1	ファイバー端面の処理の方法	53
6.2.2	測定のセットアップ	55
6.2.3	ADC および TOT(Time over Threshold) の評価	56
6.3	考察	60
第7章	陽電子ビームを用いた試験および光学シミュレーション	61
7.1	陽電子ビームを用いた試験	61
7.1.1	ビームライン	61
7.1.2	セットアップ	61
7.1.3	MPPC インターフェースの性能評価	64
7.1.4	シンチレータキューブ内での光量の一様性	67

7.1.5	考察	67
7.2	GEANT4を用いた光学シミュレーション	69
7.2.1	目的	69
7.2.2	セットアップおよび光子の伝搬	69
7.2.3	ビームテストの結果との比較	74
7.2.4	結論および今後の展望	74
第 8 章	Super FGD の検出器シミュレーション	77
8.1	粒子識別精度の評価	77
8.1.1	目的	77
8.1.2	セットアップ	77
8.1.3	シンチレータキューブ内での光量の効果	80
8.1.4	MPPC インターフェースでの光量の非一様性の効果	82
8.1.5	ファイバー端の処理の与える影響	83
8.2	考察および結論	83
第 9 章	課題と将来計画	84
9.1	MPPC インターフェースとその周辺機器のデザインの決定および大量生産	84
9.2	ファイバー端の処理方法の決定および大量加工	84
9.3	シミュレーションへの検出器の応答の実装、および飛跡再構成の開発	85
9.4	2022 年からの物理測定に向けて	86
第 10 章	結論	87
	謝辞	88
	参考文献	93

第1章 ニュートリノ

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノは、1930年にパウリによって β 線のエネルギースペクトラムが連続的であることからその存在仮説を初めて提唱された^[1]。その後1956年にコーワンとライネスが、原子炉からの中性子や γ 線でない中性の粒子の存在を確認することで、反電子ニュートリノの存在を実験的に実証した^[2]。1962年には、レーダーマン、シュワルツ、シュタインバーガーによりミューオンニュートリノの存在が確かめられた^[3]。彼らは、 π^+ の崩壊由来のニュートリノが β 崩壊由来のそれと異なっていることから、2種類以上のニュートリノが存在することを確認した。さらに、LEP実験において Z 粒子の崩壊幅を調べることにより、弱い相互作用をする軽いニュートリノの世代数が3であることが実験的に確かめられた^[4]。以上の実験事実等からニュートリノには各荷電レプトンフレーバー(e, μ, τ)に対応した3世代が存在していると考えられ、それぞれの反粒子をあわせて6種類あると考えられている¹。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノのレプトンフレーバーが周期的に変化する現象である^[5]。ニュートリノに3種類の質量固有状態があり、かつフレーバーの固有状態が複数の異なる質量固有状態の重ね合わせで表現されたとした場合、ニュートリノ振動が存在する。以下、ニュートリノ振動について理論的に説明する。ニュートリノ質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ 、フレーバー固有状態を $|\nu_l\rangle$ とすると、

$$|\nu_l\rangle = U_{l,i} |\nu_i\rangle \quad \text{with} \quad \left\{ \begin{array}{l} l = e, \tau, \mu \\ i = 1, 2, 3 \end{array} \right\} \quad (1.1)$$

となる。ここで $U_{l,i}$ は 3×3 のユニタリ行列であり、提唱者のイニシャルを取ってPMNS(Pontecorvo、牧、中川、坂田)行列と呼ぶ^[6]。Uは混合角 $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ 、複素位相 δ を用いて、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$

¹マヨラナ粒子であった場合には3種類

として、

$$\begin{aligned}
U_{\text{PMNS}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2)
\end{aligned}$$

と表される。また、ここでの複素位相 δ は、 $\delta \neq 0, \pi$ の時、PMNS 行列は CP 対称性の破れを生むため、 δ は CP 位相 (δ_{CP}) と呼ばれる。

次に、ニュートリノの質量固有状態の時間変化について考えると、

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

のように表される。ここで、 E_i, p_i はニュートリノのエネルギーと運動量である。さらに、フレーバーの固有状態の時間変化 $|\nu_l, t\rangle$ について考えると、フレーバーの固有状態は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の重ね合わせで書けることから、

$$\begin{aligned}
|\nu_l, t\rangle &= \sum_i U_{l,i} |\nu_i, t\rangle = \sum_i U_{l,i} |\nu_i, 0\rangle e^{-i(E_i t - p_i x)} = \sum_{i,l''} U_{l,i} U_{i,l''} |\nu_{l'', 0}\rangle e^{-i(E_i t - p_i x)} \\
&= \sum_{i,l''} \{U_{l,i} e^{-i(E_i t - p_i x)} U_{l'',i}^*\} |\nu_{l'', 0}\rangle \quad (1.4)
\end{aligned}$$

と表される。ここで U がユニタリーであることから、 $U^\dagger = U^{-1}$ であることを用いた。従って、フレーバー固有状態の遷移振幅 $U_{l',l}(t)$ は、

$$U_{l',l}(t) = \langle \nu_{l'}, 0 | \nu_l, t \rangle = \langle \nu_{l'}, 0 | \sum_{i,l''} \{U_{l,i} e^{-i(E_i t - p_i x)} U_{l'',i}^*\} |\nu_{l'', 0}\rangle = \sum_i U_{l',i} e^{-i(E_i t - p_i x)} U_{l,i}^* \quad (1.5)$$

と表される。よって、振動確率は遷移振幅の二乗をとって

$$P_{l',l}(t) = |U_{l',l}(t)|^2 = \left| \sum_i U_{l',i} e^{-i(E_i t - p_i x)} U_{l,i}^* \right|^2 \quad (1.6)$$

となる。また、ニュートリノは質量が十分小さく、 $p_i \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i}$ の近似が成り立ち、距離 L だけニュートリノが飛行した場合を考えると、 $t \simeq L$ で (自然単位系であるので光速 $c = 1$ である)

$$E_i t - p_i L \simeq E(t - L) + m_i^2 \frac{L}{2E} = m_i^2 \frac{L}{2E} \quad (1.7)$$

であるので、距離 L だけ飛行したニュートリノ ν_α が ν_β として観測される確率は、 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ と

すると、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &\simeq \sum_i U_{\alpha i} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{j\alpha}^* \sum_j U_{\alpha j}^* e^{im_j^2 \frac{L}{2E}} U_{\beta j} \\
&= \sum_i U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{i\alpha}^* U_{\beta i} + \sum_{i>j} 2\text{Re}(U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}}) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij} L}{2E} \right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 ([\text{eV}]^2) L [\text{km}]}{4E [\text{GeV}]} \right) \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 ([\text{eV}]^2) L [\text{km}]}{2E [\text{GeV}]} \right) \tag{1.8}
\end{aligned}$$

と表すことができる。また、ニュートリノは3世代で、後述する測定結果から、 $|\Delta m_{12}^2|$ の値は $|\Delta m_{23}^2|$ に比べて十分に小さいので、主要項のみを考えると、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \begin{cases} 4|U_{\alpha 3} U_{\beta 3}|^2 \sin^2(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}) & (\alpha \neq \beta) \\ 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2(1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}) & (\alpha = \beta) \end{cases} \tag{1.9}$$

となる。これらの項には δ_{CP} が含まれておらず、 δ_{CP} をニュートリノ振動から測定する場合、高次の項を考える必要がある。

1.3 ニュートリノ振動に関するこれまでの測定結果

ニュートリノ振動は、1998年にスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測で、実験的に発見された^[7]。図1.1のように、 ν_μ がニュートリノ振動により大きく減っていることがわかる。それまで、ニュートリノは標準模型の範囲では質量のないスピン1/2の粒子(ワイル粒子)と考えられていた。しかしこの発見により、ニュートリノに質量があることが実証され、現在ではマヨラナ粒子またはディラック粒子であると考えられている。

以下振動パラメータ ($\theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \theta_{13}, \theta_{12}, \Delta m_{12}^2, \delta_{CP}$) ごとに測定の現状について述べ、測定結果について表1.1にまとめた。

- $\theta_{23}, \Delta m_{32}^2$

スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノを用いた測定に始まり、K2K 実験や T2K 実験、NO ν A 実験での加速器ニュートリノ実験で測定されてきた。

- θ_{13}

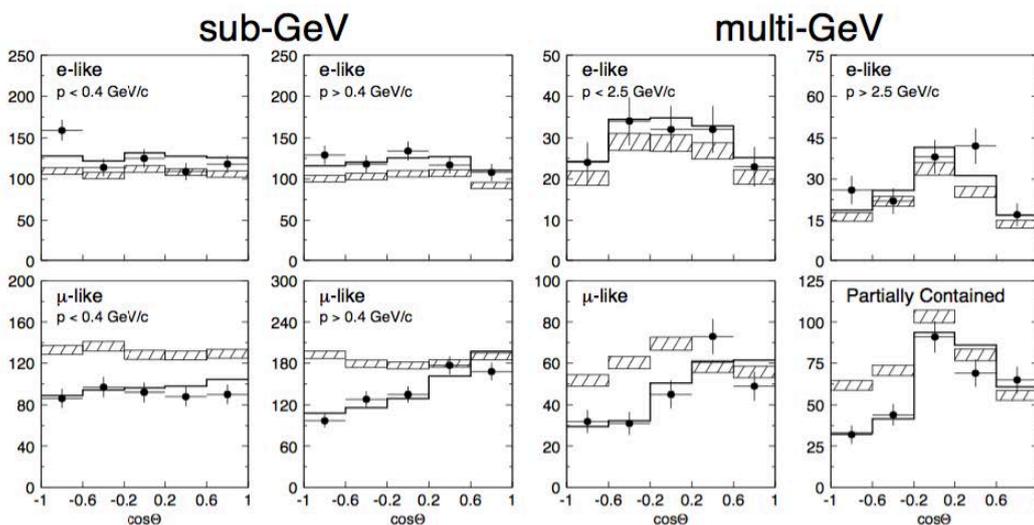


図 1.1 スーパーカミオカンデによって測定された大気ニュートリノの天頂角分布 [7]。黒の実線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィットで、斜線部分がニュートリノ振動を仮定しない場合のシミュレーション結果

原子炉ニュートリノ実験、加速器ニュートリノ実験によって精密に測定されている。長年この値が0かどうか分かっていなかったが、2012年に0でないことが実験的に確かめられた [8]。

- $\theta_{12}, \Delta m_{12}^2$
スーパーカミオカンデやSNOによる太陽ニュートリノ測定実験や、KamLANDなどの原子炉ニュートリノ実験で測定されている。
- δ_{CP}
加速器ニュートリノ実験において、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ を測定することで δ_{CP} を測定している。現在 T2K では 2σ 以上の信頼度で $\delta_{CP} \neq 0, \pi$ を示唆している [9]。

表 1.1 ニュートリノ振動パラメータ [10]。括弧なしは順階層だった場合、括弧付きは逆階層だった場合。

Parameter	best-fit	3σ
$\Delta m_{32}^2 $ [eV^2]	2.54×10^{-3}	2.42 - 2.66
Δm_{21}^2 [eV^2]	7.37×10^{-5}	6.93 - 7.96
$\sin^2\theta_{12}$	0.297	0.250 - 0.354
$\sin^2\theta_{23}$	0.425 (0.589)	0.381 - 0.615 (0.384 - 0.636)
$\sin^2\theta_{13}$	0.0215 (0.0216)	0.0190 - 0.0240 (0.0190 - 0.0242)
δ_{CP}/π	1.38 (1.31)	2σ : [1.0 - 1.9], (2σ : [0.92 - 1.88])

1.4 ニュートリノに関する未解決問題

ニュートリノ振動は標準模型を超えた物理であり、その存在が実証されたことだけでも物理として興味深い話題である。しかし、現在もニュートリノに関して未解決の問題は残されている。

まず、ニュートリノ混合行列の δ_{CP} についてである。クォークにおいて CP 対称性が破れていることは、すでに中性 K 中間子の崩壊や Belle 実験等で確認されている^[11]。しかし、それだけでは物質優勢宇宙を説明する上で十分でない^[12]。そこでレプトンでの CP 対称性の破れにより物質優勢宇宙が説明できるのではないかというレプトジェネシスが有力視されている^[13]。レプトジェネシスに関連してニュートリノ混合行列での CP 対称性の破れを発見すること、すなわちレプトンでの CP 対称性の破れを発見することは非常に物理的意義がある。また、 θ_{23} が最大混合 ($\sin^2 \theta_{23} = 1/2$) であるかどうかも残された課題の一つである。 θ_{23} が最大混合であれば、新たな隠された対称性の証拠になる可能性がある。

さらに、真空中のニュートリノ振動ではニュートリノの質量固有状態の質量 2 乗差の絶対値を求めることはできるが、その正負を求めることはできない。そのためニュートリノの質量階層性についても未だ解明されておらず、図 1.2 のように順階層であるか、逆階層であるか分かっていない。物質効果を利用した大気ニュートリノや加速器ニュートリノ測定などにより、この質量階層性の決定を目指している。また、先述したようにニュートリノの質量を標準模型では説明できず、それらを説明する様々なモデルが考えられている。各モデルごとに順階層、または逆階層を予言している場合があり、質量階層性を決定することはそれらの検証においても重要である^[15]。

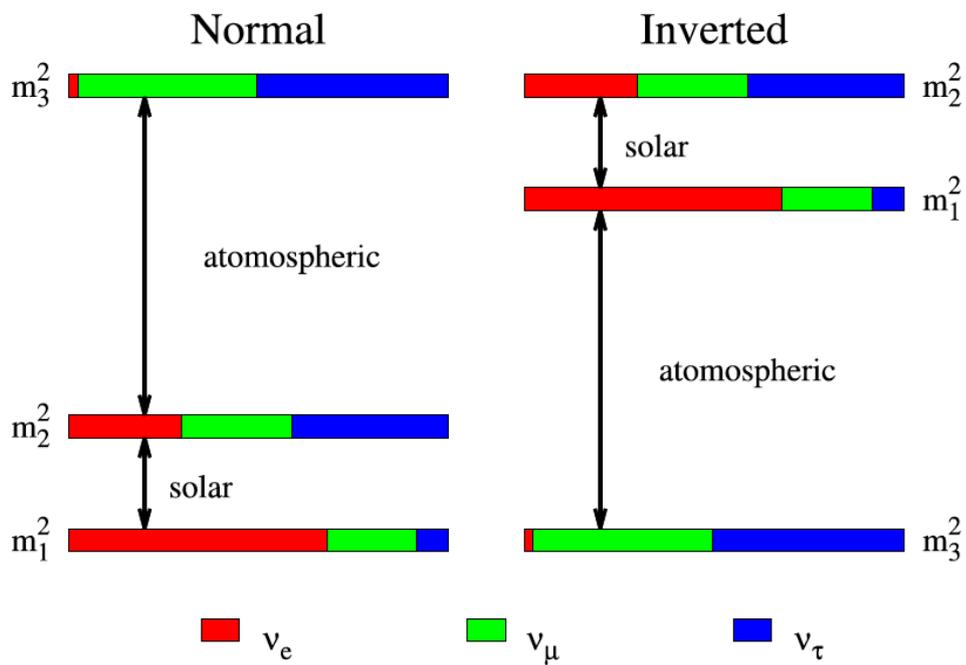


図 1.2 ニュートリノ質量階層性の順階層 (左図)、逆階層 (右図)^[14]。各質量固有状態の質量二乗の絶対値の差はニュートリノ振動の測定結果から、 m_1 と m_2 の大小は太陽ニュートリノの測定結果からわかっているが、 m_1, m_2 と m_3 の大小はわかっていない。

第2章 T2K 実験

2.1 T2K 実験とは

T2K 実験は、J-PARC 加速器施設で生成するニュートリノビーム (ν_μ) を、標的から 280m 離れた前置検出器および 295 km 離れた後置検出器スーパーカミオカンデ (SK) により測定する長基線ニュートリノ振動実験である (図 2.1)^[16]。後置検出器でニュートリノ振動により出現する ν_e あるいは、減少した ν_μ を検出している。これにより T2K 実験は、ニュートリノ振動行列における、特に δ_{CP} と θ_{23} を世界最高精度で測定することができる。T2K 実験の装置については本章の前半で述べて、細かな現状と課題については、本章の後半で述べる。



図 2.1 T2K 実験の概念図。

2.2 ニュートリノビーム生成

2.2.1 J-PARC 概要

J-PARC (Japan Proton Accelerator Complex) の陽子加速器施設は主に図 2.2 のように 400 MeV Linear Accelerator (LINAC), 3 GeV Rapid Cycling Synchrotron (RCS), 30 GeV Main Ring (MR) から構成される。LINAC で生成された陽子ビームは RCS および MR で 30 GeV まで加速され、標的に打ち込まれる。この陽子ビームは 8 バンチの内部構造を持ち、2.48 秒ごとに加速され打ち込まれている。表 2.1 に 2020 年 1 月現在の陽子ビームのパラメータをまとめた。



図 2.2 J-PARC 全体図、LINAC, RCS, MR の 3 つからなる [17]。

表 2.1 陽子ビームのパラメータ

パラメータ	デザイン値	2020 年 1 月現在の値
ビームエネルギー	50 GeV	30 GeV
ビーム強度	750 kW	503 kW
スパイルあたりの陽子数	3.3×10^{14}	2.5×10^{14}
スパイル間隔	~ 3 sec	2.48 sec
バンチ数	8	8
バンチ幅	58 nsec	58 nsec

2.2.2 ニュートリノビーム生成概要

陽子ビームは炭素標的に照射され、ハドロン反応によって、主に荷電 π 粒子が生成される。そのうち、 π^+ ないし π^- は電磁ホーンにより収束され、標的の下流の 94 m の崩壊領域で以下のような崩壊をして、ニュートリノビームが生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

また、電磁ホーンの電流の向きを逆にすることで、収束される荷電 π 中間子の電荷の正負を逆にでき、反ニュートリノビームも以下の崩壊式で生成することができる。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

2.2.3 Off axis 法

加速器ニュートリノビームで用いられる off axis 法とは、意図的にビーム軸からずれた場所に検出器を配置することで、幅の狭いエネルギー分布を持ったニュートリノビームを得る方法である。まず、ニュートリノビームは主に、荷電 π 粒子の二体崩壊により生成されているので、元の荷電 π 粒子、エネルギー、質量と運動量をそれぞれ、 E_π, m_π, p_π 、ミューオンの質量を m_μ 、ニュートリノと荷電 π 粒子のなす崩壊角を θ_ν とすると、ニュートリノのエネルギー E_ν は、

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta_\nu)} \quad (2.3)$$

で与えられる。すると、図 2.4 の左のように、角度 θ_ν が大きくなるほど、 π の運動量に対して、 E_ν は平坦な形になり、よりエネルギー幅の狭いニュートリノビームを得ることができる。この off axis 法は T2K 実験で初めて採用された。T2K 実験の各検出器は、図 2.3 のように並べられている。この配置からわかるように後置検出器スーパーカミオカンデはビーム軸から 2.5 度ずれた場所に置かれている。また、T2K 実験では基線長が 295 km であるため、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率が最大となるような条件は式 (1.8) より、

$$\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] 295 [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} = \frac{(2n - 1)\pi}{2} \quad (2.4)$$

であり、この式 2.4 と図 2.4 の右図のように、この振動確率が最大となるような $E_\nu \sim 0.6 \text{ GeV}$ となるように off axis 角を選んでいる。

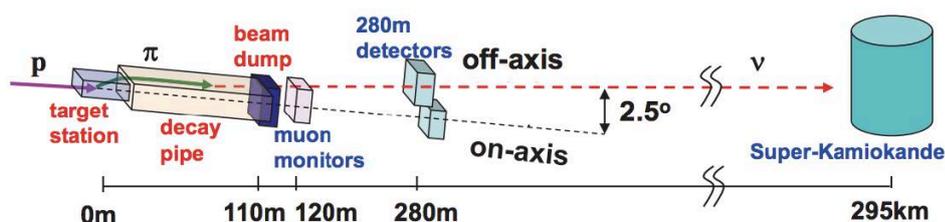


図 2.3 T2K 実験での主要な装置の配置

2.3 前置検出器

ニュートリノ振動パラメータを測定する際の系統誤差の主な要因の一つとしてニュートリノと原子核の反応の不定性とニュートリノフラックスの不定性がある。これらの不定性を抑えるために生成直後のニュートリノを測定する前置検出器が必要である。T2K 実験の前置検出器としては図 2.5 に示す INGRID、ND280 と WAGASCI がある。これらの前置検出器群は陽子ビームの標的から 280 m 下流にある。

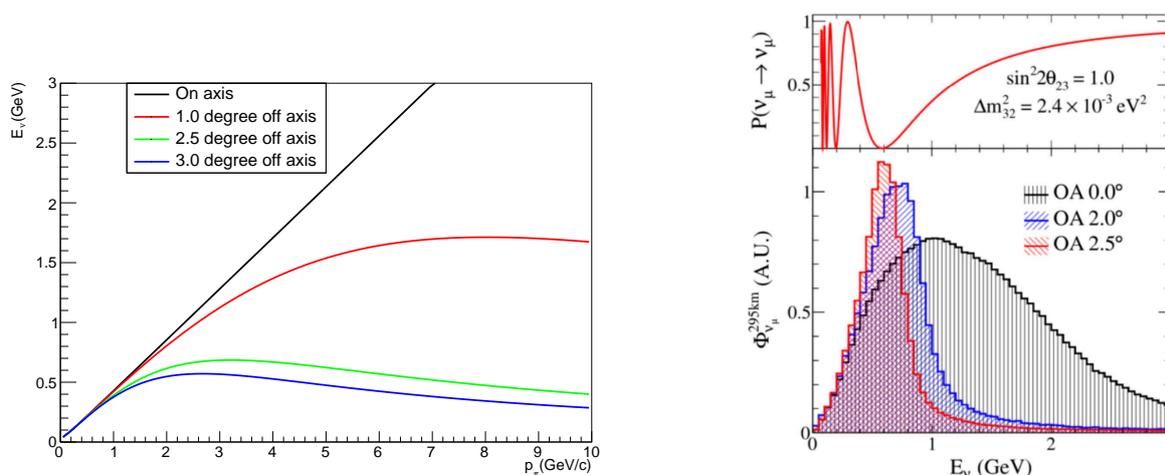


図 2.4 π 中間子の運動量及び崩壊角とニュートリノのエネルギーの関係 (左図)。T2K 実験におけるニュートリノ振動確率と off axis 法でのニュートリノフラックスのエネルギー分布 (右図)。右の上下の図を比較してわかるように振動確率が最大となるようなエネルギーがオフアキス角 2.5 度でのエネルギー分布のピークになっている。

2.3.1 INGRID

INGRID は、1つのモジュールが鉄9層、シンチレータ層11層でできたサンドイッチ構造になっており、重さは約7tある。それらを鉛直方向に7モジュール、水平方向に7モジュールに設置した十字形の検出器となっている。この検出器はビーム軸上に設置されていて、ニュートリノビームプロファイルを測定することが可能である。

2.3.2 ND280

ND280 は、ビーム軸から 2.5 度だけずれた場所に設置されている。これにより、スーパーカミオカンデがある方向に飛んだニュートリノ振動前のニュートリノと原子核の断面積とフラックスを測定できる。ゆえに、ニュートリノ振動の測定において重要なニュートリノと原子核の反応とフラックスの不定性による系統誤差を減らすことができる。以下の検出器から構成される複合型検出器である。

- UA1 Magnet: 検出器全体を覆い、0.2 T の磁場をかけることができる大型常伝導ダイポール電磁石である。これにより、荷電粒子の飛跡を曲げることができ、運動量と電荷の符号の測定が可能となっている。
- POD (π^0 Detector)^[20]: スーパーカミオカンデにおける ν_e 測定のバックグラウンドになりうる中性カレント π^0 生成反応の測定に特化したビームから見て最上流にある検出器である。鉛と標的層の水とシンチレータのサンドイッチ構造になっている。
- FGD (Fine Graind Detector)^[21]: 棒状のシンチレータをビーム軸と垂直な平面に対して、鉛直方向と水平方向に並べた層を交互に配置する積層構造になっている。ニュートリノ反応点の検出お

よび、FGD 内で止まる低エネルギー粒子のトラッキングと粒子識別を目的としている。

- TPC (Time Projection Chamber)^[22]: ニュートリノ反応で生成された荷電粒子の曲がり具合を測定することで、その運動量と電荷の符号を測定することができる。また、エネルギー損失から粒子識別をすることも可能となっている。
- ECAL (Electromagnetic CALorimeter)^[23]: マグネット内側の最外層と下流に位置し、ニュートリノ反応で生成される電子と γ 線の電磁シャワーを捕らえ、エネルギーを測定する装置である。
- SMRD (Side Muon Range Detector)^[24]: TPC に入射しなかったニュートリノ反応由来のミュオンの飛程を測定し、ニュートリノエネルギーを再構成する。

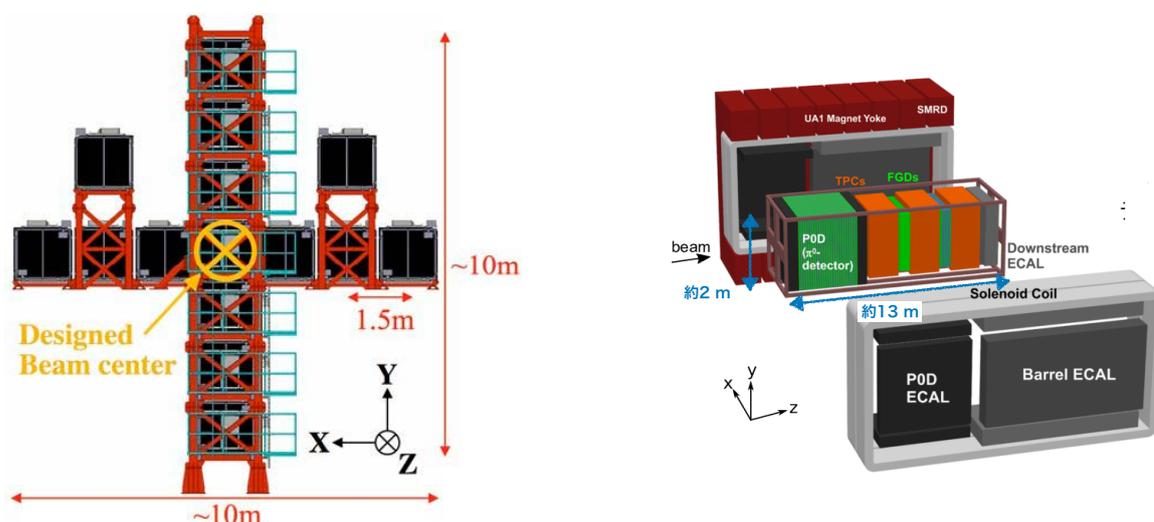


図 2.5 T2K 前置検出器で左が INGRID、右が ND280 で複数の検出器がマグネットに覆われている。

2.3.3 WAGASCI-Baby MIND 検出器

ND280 とは異なる off axis 角に置かれたニュートリノ検出器であり、ND280 とは異なったエネルギーにおけるニュートリノ反応の微分断面積の精密測定を目指している。図 2.6 のような全部で 4 種類の検出器からなっている。それぞれ、大角度に散乱した荷電粒子にも感度があるように 3 次元の格子状に組まれたシンチレータとその内部を満たす水による水標的検出器である WAGASCI、大部分が棒状のプラスチックシンチレータのみからなるアクティブ標的検出器の Proton module、大角度に散乱したニュートリノ反応由来のミュオンの飛程を測る Wall MRD と前方に散乱したミュオンの飛程と電荷を測定する Baby MIND である。

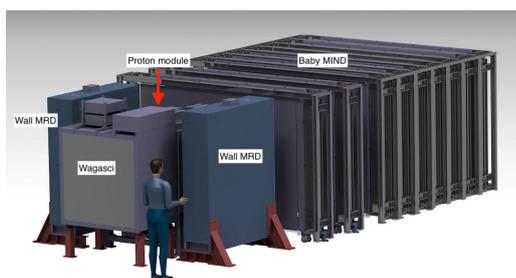


図 2.6 WAGASCI - Baby MIND 検出器の概観 [25]。

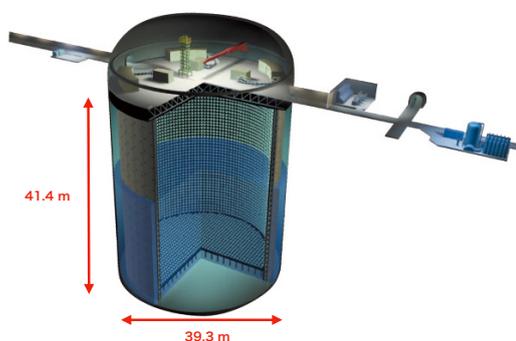


図 2.7 T2K 後置検出器スーパーカミオカンデ概略図 (左図) と内部写真 (右図)

2.4 後置検出器 スーパーカミオカンデ (SK)

T2K 実験では、ニュートリノ振動後のニュートリノを後置検出器、スーパーカミオカンデ (SK) で測定している。スーパーカミオカンデは図 2.7 のように約 50 kt の超純水を蓄えたタンクと、その水を取り囲むように内部に設置された 11129 個の 50 cm 口径 inner PMT と veto 用に設置された 1885 個の 20 cm 口径 outer PMT からなる。このうち検出器内部全体の表面積の 40% を覆う inner PMT で、水とニュートリノとの相互作用由来の荷電粒子のチェレンコフ光を検出することにより、ニュートリノを検出する。ニュートリノ反応により生じた荷電粒子が電子であった場合には電磁シャワーを起こすので、図 2.8 のようにミューオンの場合に比べてチェレンコフ光のリングの輪郭はぼやけたものとなる。これにより、 ν_e 由来なのか、 ν_μ 由来なのか判別することができる。

2.5 T2K 実験でのこれまでの測定結果

現在 T2K 実験は、2010 年 1 月のビーム照射開始から、2019 年 12 月までに、 3.2×10^{21} P.O.T. (protons on target, 標的に照射した陽子数のこと) のデータを蓄積し、T2K 実験の目標の 40 % 程度に到達してい

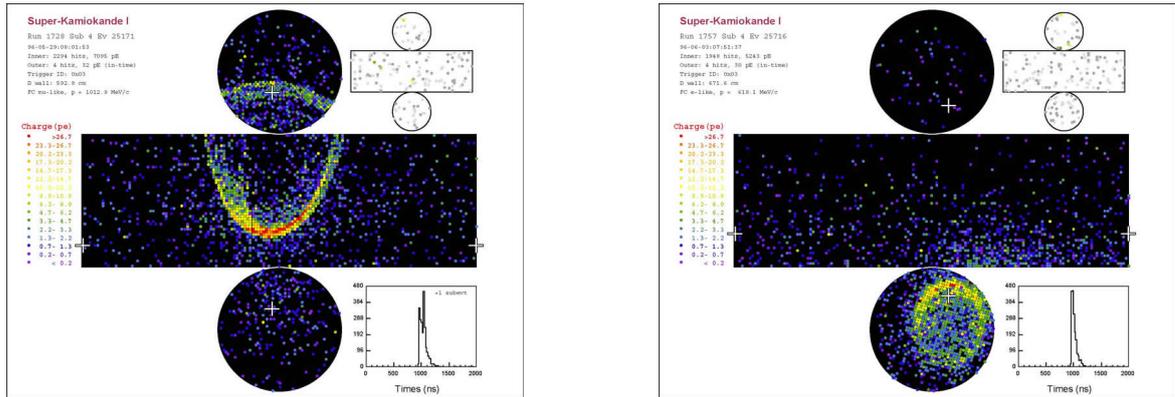


図 2.8 T2K 後置検出器スーパーカミオカンデでのシミュレーションによるイベントディスプレイ [26] それぞれミュオン由来のもの(左図)と電子由来のもの(右図)。

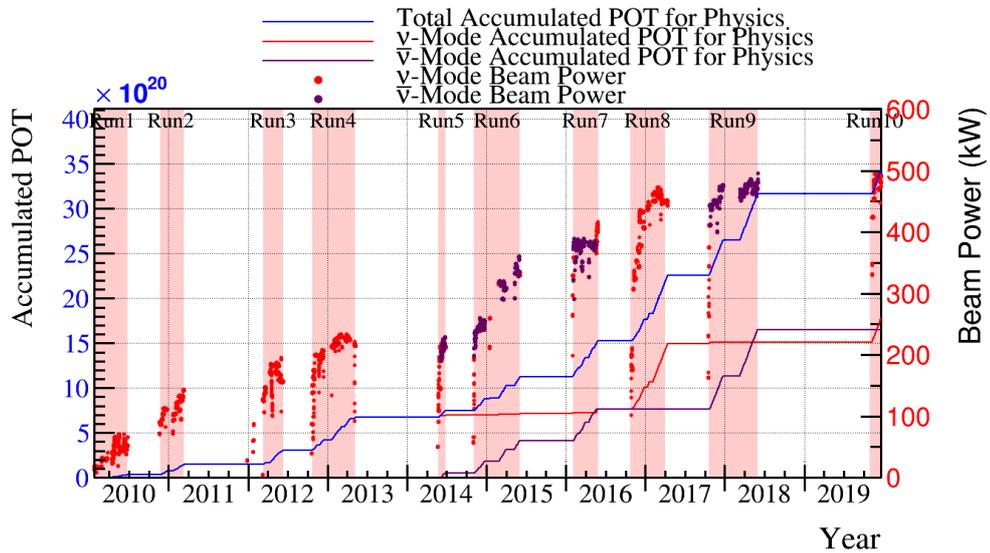


図 2.9 2010 年 1 月から 2019 年 12 月までのビーム蓄積量とビーム強度。

る。また、ビーム強度は現在 503 kW まで到達している。2019 年 12 月までの P.O.T とビーム強度の変遷を図 2.9 に示す。

T2K 実験は 2013 年に世界で初めて ν_e 出現事象を発見した [27]。さらに、これまで θ_{23} と δ_{CP} を世界最高精度で測定してきた。現在、T2K 実験では 2018 年 5 月までの 3.2×10^{21} P.O.T の統計量を使用して、図 2.10 のような結果が得られている。この図の一番下に書かれているのが δ_{CP} についての確度で順階層の場合、 $\delta_{CP} = -1.89^{+0.70}_{-0.58}$ 、逆階層の場合、 $\delta_{CP} = -1.38^{+0.48}_{-0.54}$ という測定値が得られている。また、CP 対称性が成り立つ $\delta_{CP} = 0$ および、 π は、95%の確度で棄却されており、CP 対称性が大きく破れていることを示唆する結果となっている。

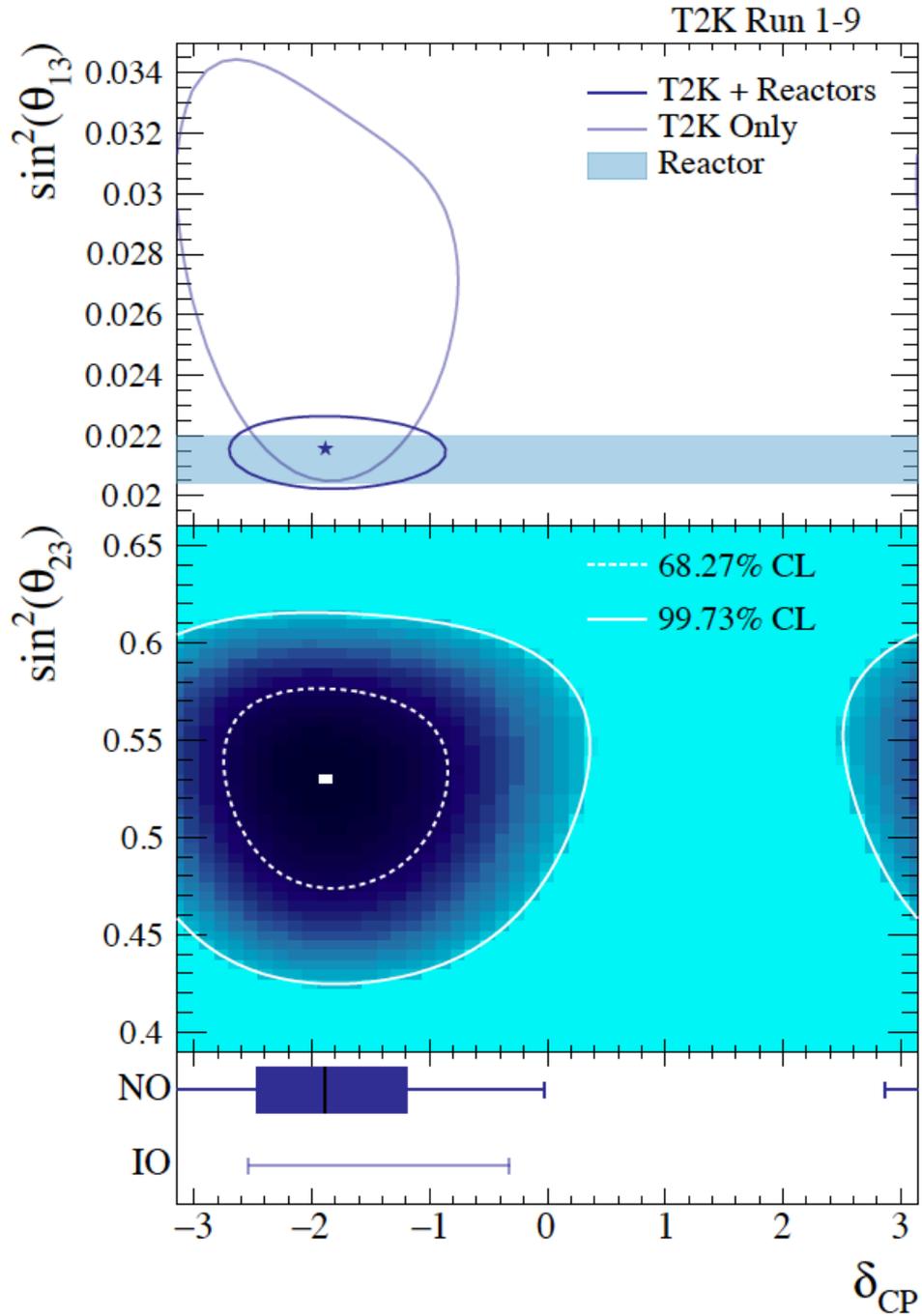


図 2.10 T2K Run1-9 の結果 [9]。上図が δ_{CP} と $\sin^2 \theta_{13}$ 、中央図が δ_{CP} と $\sin^2 \theta_{23}$ の 2 次元の確度分布、下図が δ_{CP} についての 1 次元の Likelihood。星印と白い四角がベストフィットを示している。

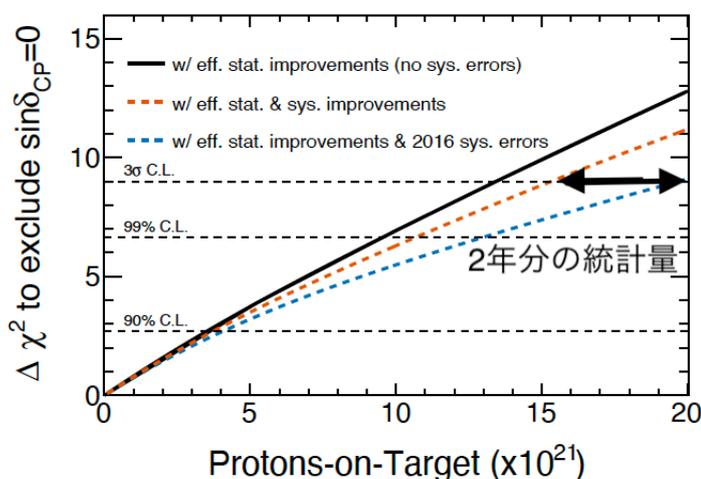


図 2.11 $\delta_{CP} = -\frac{\pi}{2}$ と仮定している場合の CP 対称性の破れの探索感度 [28]。黒線は系統誤差を考慮しない場合、オレンジの点線は 2016 年時点での系統誤差の場合、青の点線は目標としている系統誤差がだった場合。

2.6 T2K-II 実験計画に向けた現状と課題

T2K 実験ではニュートリノ振動パラメータ、特に CP 対称性の破れを発見する統計量が足りていない。そこで、T2K-II では第期として統計量を増やすためにビーム強度を現状の 500 kW から 1,300 kW にまで増強するための大幅な加速器のアップグレードが予定されている。統計量が増えると、系統誤差の削減が重要になる。図 2.11 のように目標としている系統誤差まで削減することで、2 年早く CP の破れを 3σ の信頼度で得ることができる。そこで、系統誤差の大きな要因となっているニュートリノと原子核の反応の不定性を減らすために、ND280 アップグレード計画が予定されている。次節で本研究と関連する ND280 アップグレード計画の概略について述べる。

2.7 ND280 アップグレード計画

現行の ND280 ではニュートリノと原子核の不定性をさらに減らす上で以下の問題点を抱えている。

- 図 2.12 のように SK が全方向にアクセプタンスがあるのに対して、現行の ND280 では構造上前方向に散乱した荷電粒子に対してのみ感度が高い。横方向に飛んだ粒子に対しては、さらに感度が落ちる。
- 図 2.13 のように FGD の構造上 600 MeV/c 以上の荷電粒子にまでしか感度がない。横方向に飛んだ粒子に対しては、さらに感度が落ちる。

これらを解決するために ND280 アップグレード計画が予定されている [29]。ND280 アップグレード計画では、主に図 2.14 のような新しいニュートリノ反応点検出器である Super FGD 検出器と、High Angle

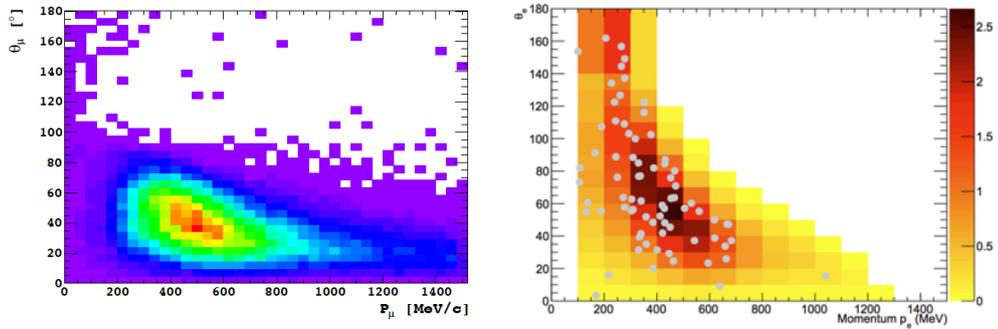


図 2.12 各運動量および散乱した角度毎のミュオンに対する ND280 の感度 (左図) と電子に対する SK の検出された電子の分布 (右図)。SK が 4π acceptance であるので測定できる位相空間に違いがある。

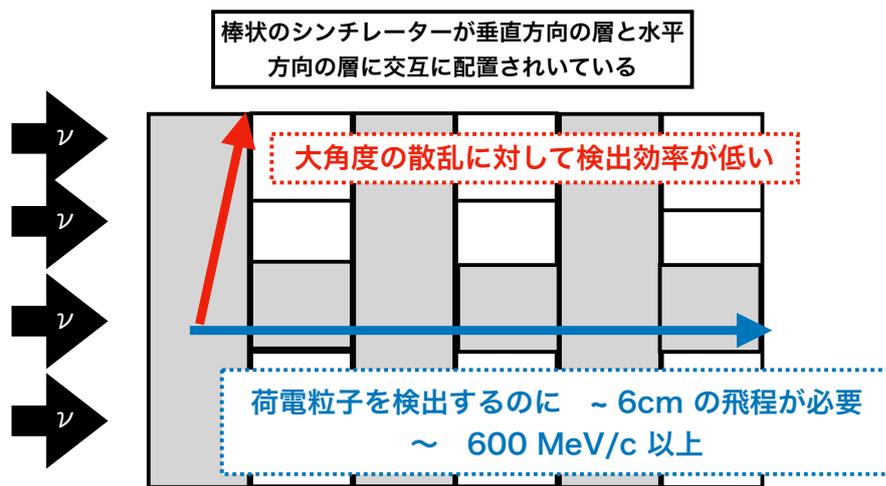


図 2.13 FGD 検出器の断面図。構造上前方方向の荷電粒子の散乱に強く、検出するには少なくとも 6 cm 以上の飛程を必要とする。

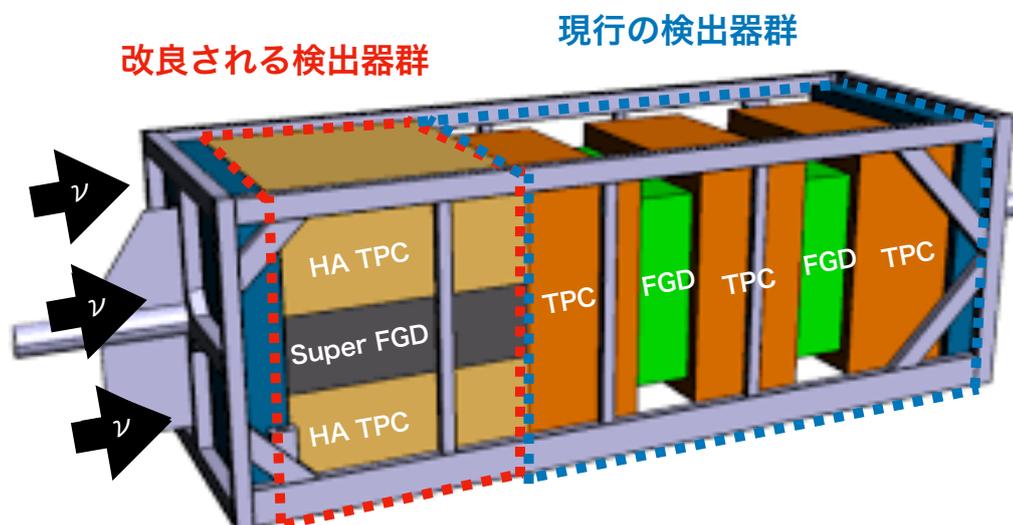


図 2.14 ND280 アップグレード計画で導入が予定されている検出器群。大角度の散乱に対しても、感度があるように新しく導入したニュートリノ検出器 Super FGD は TPC で 3 方向から囲まれている。

TPC (HA TPC)、そしてその周りを囲む TOF (Time of flight counter) といった検出器群が新たに設置される予定である。これらの検出器により、より低運動量または大角度に散乱した荷電粒子にまで感度を得ることができる。本研究の主題である Super FGD 検出器とその利点についてニュートリノと原子核の反応に関連づけて次の章で詳しく述べる。

第3章 Super FGD

この章では本研究に関連するニュートリノと原子核の相互作用について前半で述べ、それを理解する上での Super FGD の必要性と検出器の詳細について後半で述べる。

3.1 ニュートリノと原子核の相互作用

T2K 実験においては 1 GeV 付近のエネルギーのニュートリノを用いる。そのエネルギーに対応するドブロイ波長は約 1 fm であるため、ニュートリノは主に原子核または原子核中の核子と反応する。

3.1.1 ニュートリノと原子核の相互作用の種類

ニュートリノと原子核または核子の反応には様々なモードがある。T2K 実験のエネルギー領域で主要な反応モードについて以下で説明する。ニュートリノエネルギーに対する様々なニュートリノと原子核の反応モードの断面積を図 3.1 に示す。

荷電カレント準弾性散乱 (CCQE)

$$\nu_l + N \rightarrow l + N'$$

ここで、 N は始状態の核子、 N' は終状態の核子、 l は終状態の荷電レプトンである。この反応は T2K 実験のエネルギー領域では主要な反応であり、ニュートリノ振動解析におけるシグナルモードとして選択されている。図 3.2 のような 2 体反応であるので以下の式のように、ニュートリノのエネルギー E_ν を核子の質量 m_N と終状態のレプトンのエネルギー E_l 、運動量 p_l 、質量 m_l と散乱角 θ_l から再構成することができる。

$$E_\nu = \frac{m_N E_l - \frac{m_l^2}{2}}{m_N - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (3.1)$$

始状態の核子が原子核中にある場合には原子核による束縛エネルギー E_b による効果も考えなくてはならない:

$$E_\nu = \frac{(m_N - E_b) E_l - \frac{m_l^2}{2}}{m_N - E_b - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (3.2)$$

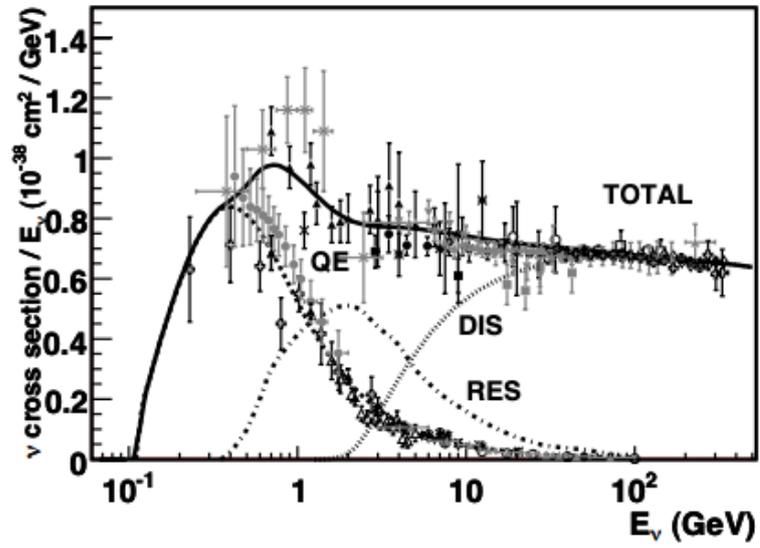


図 3.1 横軸がニュートリノエネルギー、縦軸が様々なニュートリノと原子核の反応モードの断面積 [30]。

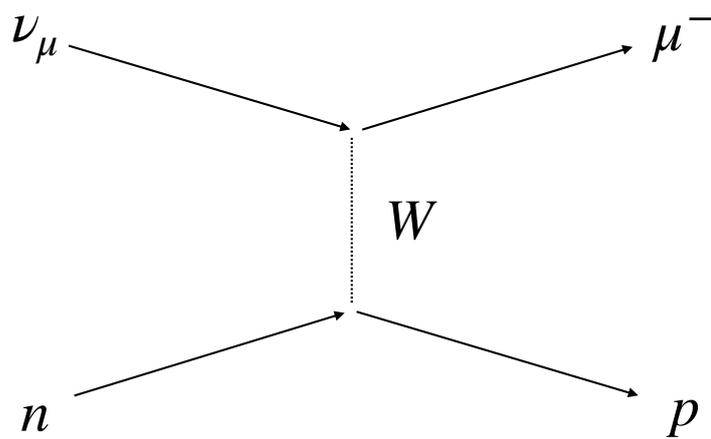


図 3.2 CCQE 反応のダイアグラム

2particle 2hole(2p2h)

$$\nu_l + N_1 + N_2 \rightarrow l + N'_1 + N_2$$

図 3.3 のように 2p2h 反応は、相関を持つ核子 2 つが関係し、終状態に核子 2 つが出てくる反応である。電子-原子核散乱の実験で存在が報告されており、ニュートリノ原子核反応でも存在していると考えられている。識別するには低運動量の核子まで捉える必要があるため、CCQE との識別が非常に難しく、式 3.1 を用いたニュートリノのエネルギーの再構成が不正確なものになってしまう。

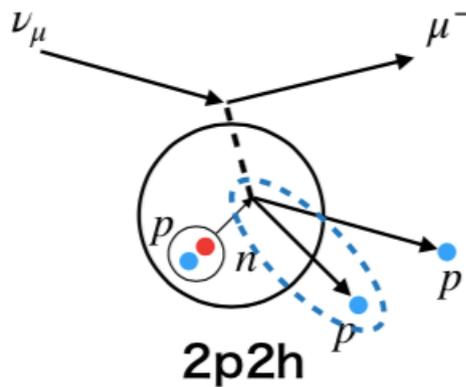


図 3.3 2p2h 反応

Resonant π production

$$\nu_l + N \rightarrow l + \Delta \rightarrow l + N' + \pi$$

ニュートリノと核子が反応し、 Δ 共鳴状態などを介して、 π 粒子を生成する。終状態に、核子、レプトンと π 粒子が終状態に存在する。 π 粒子を検出できなかった場合、CCQE 反応と誤認してしまう場合がある。共鳴状態となった後 π 粒子ではなく γ を放出する場合もある。後述する Super FGD では、この π 粒子を検出するため、飛跡を再構成するか、それが不可能な場合には $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ で生成される崩壊電子を検出する必要がある。

Coherent π production

$$\nu_l + A \rightarrow l + A' + \pi$$

先述した resonant π production とは異なり、ニュートリノと原子核がコヒーレントに反応し、 π 粒子を生成する反応である。Resonant π production と同様に π 粒子を検出できなかった場合、CCQE と誤認してしまう可能性がある。原子核とのコヒーレントな反応であるため、原子核への移行運動量が小さく、この反応で生成されたレプトンはニュートリノと同じ方向に飛びやすい。

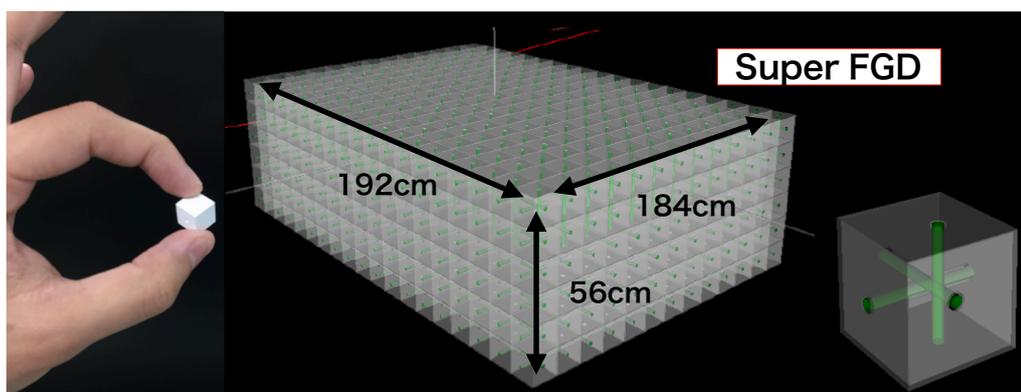


図 3.4 新型ニュートリノ検出器 Super FGD の概念図

これらのニュートリノ反応の他にも、エネルギーが数 GeV 程度の時、クォークとの直接的な反応である DIS 反応や、中性の Z ボソンを介する中性カレント反応等がある。現状これらのニュートリノと原子核の反応を理解する上で重要になってくる原子核の多体効果を説明するモデルは不定性が大きく、系統誤差の大きな要因となっている。特に 2p2h 反応は原子核の多体効果の一つであるが、T2K 実験のエネルギー領域では CCQE 反応と混在していて、尚且つそれらを識別するには、低運動量の陽子を検出する必要がある。この反応を含め、原子核の多体効果を理解するにはより低運動量のハドロンまで飛跡を検出する必要があるが、現状の ND280 では 600 MeV/c までの陽子にしか感度がない。

また、SK が全方位に感度があるので、大角度に荷電粒子が散乱するニュートリノ反応も理解する必要があるが、先述したように現行の ND280 では大角度の方向に感度がない。したがって、大角度に感度がある前置検出器が必要とされている。

そこで低運動量または大角度に散乱した荷電粒子まで、検出可能な検出器が必要とってくる。本研究では、それを実現できる Super FGD の開発について述べる。

3.2 Super FGD

Super FGD は 1 cm^3 キューブ型プラスチックシンチレータを約 200 万個積層し (192 cm (X) \times 184 cm (Y) \times 56 cm (Z)) の直方体をなす検出器である。各キューブのシンチレーション光を 3 方向から波長変換ファイバーと光検出器 MPPC で読み出している (図 3.4)。これにより、この検出器自体がニュートリノ反応標的であるとともに、ニュートリノ反応由来の荷電粒子の 3 次元の飛跡検出が可能となっている。以下検出器の構成要素について述べる。

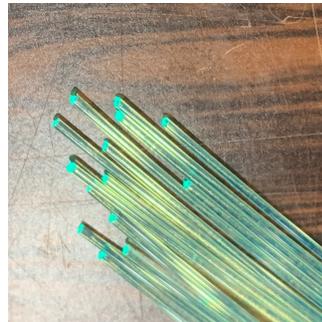
図 3.5 1 cm³ シンチレータキューブ

図 3.6 Y11 波長変換ファイバー

3.3 検出器の構成要素

3.3.1 1 cm³ プラスチックシンチレータキューブ

図 3.5 のように 1 cm × 1 cm × 1 cm の大きさのプラスチックシンチレータで、シンチレータ内部の材質はポリスチレンをベースとして、1.5% のパラテルフェニルと 0.01% の POPOP がドープされている。シンチレータの表面には反射材の層が形成されており、各シンチレータを光学的に分離すると同時にシンチレーション光の収集効率を高めている。この反射材はケミカルエッチングの手法によるもので、材質はシンチレータ内部と同じポリスチレンで、厚みは 50 ~ 80 μm となっている。3 方向から波長変換ファイバーで読み出すために、直径約 1.5 mm の穴が 3 方向に開けられている。

3.3.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーの写真を図 3.6 に示す。コア部分と呼ばれる中心部分に入射した光を適当な波長に変化してその光をファイバー端まで伝搬する。一列に並んだシンチレータキューブを串刺しに貫き、シンチレーション光を読み出し、後述する光検出器 MPPC の有感領域にあうように適当な波長に変換し、伝搬する。Super FGD ではクラレ社の Y11 ファイバーを使用予定である [31]。この波長変換ファイバーのコア部分はポリスチレンからできている。そのコア部分を屈折率がコア部分より低い材質 2 層で覆ったマルチクラッド構造になっており、臨界角が大きくより多くの光を伝搬することが可能である。表 3.1 に波長変換ファイバーの特性をまとめた。長さは読み出し部分やキャリブレーションシステム等の設置のことを考えて、ファイバー 1 本ごとに検出器のシンチレータに通すために必要な各辺の長さ + 20 cm 程度で、合計で約 6 万本のファイバーを使用予定である。

Super FGD ではファイバーの片方からのみ光信号を読み出すので、読み出しと逆側の端面において光子が反射するような処理を施せば MPPC で検出される光量を増やすことができる。この読み出しと反

表 3.1 波長変換ファイバー Kurarey Y11 (200) の主な特徴

項目	特徴
ファイバーの型	断面は丸型でマルチクラッド
直径	1.0 mm
材質	コア: ポリスチレン 中間クラッド: ポリメチルメタアクリル (PMMA) 外部クラッド: フッ素化重合体 (FP)
屈折率	コア: 1.59, 中間クラッド: 1.49, 外部クラッド: 1.42
密度	コア: 1.05 g/cm ³ , 中間クラッド: 1.19 g/cm ³ 外部クラッド: 1.43 g/cm ³
吸収波長のピーク	430 nm
発光波長のピーク	476 nm
減衰長	> 3.5 m

対側のファイバー端面の処理については第6章で述べる。

3.3.3 光検出器 MPPC

MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) とは、SiPM(Silicon Photomultipliers) の一種でガイガーモードの APD(Avalanche photodiode) をマルチピクセル化した半導体検出器である。特徴としては、低電圧で動作し、高い増幅率、高い検出効率、高速応答、優れた時間分解能、光子の波長に対して広い有感領域を持っている。本検出器は磁場中に置かれるが、MPPC は磁場中でも使用可能である。

まず、MPPC の検出原理について説明する。この MPPC の各 APD にブレイクダウン電圧より高い逆バイアス電圧をかけることで、ガイガーモードで動作する。これにより光子が入射して光電効果が起きると、電子・正孔対が形成され、電子が電場によって加速され、雪崩増幅を起こし、 $10^5 \sim 10^6$ 程度の高いゲインを獲得する。各ピクセルで出力される電荷 Q_i は、静電容量を C 、印加電圧を V 、ブレイクダウン電圧を V_{bd} と置くと、以下の式で表される。

$$Q_i = C(V - V_{bd}) \quad (3.3)$$

したがって、これが複数のピクセルで起こるので、MPPC 全体の出力電荷 Q は光が入射して雪崩増幅を起こしたピクセル数を N とすると、

$$Q = NQ_i \quad (3.4)$$

となる。このように、雪崩増幅を起こしたピクセル数に比例した信号を得ることができ、入射した光子数を測定できる。式 (3.3) と式 (3.4) より、MPPC のゲインは印加電圧とブレイクダウン電圧の差に比例する。また、MPPC の基礎特性としては以下のようなものがある。

- PDE(光子検出効率):MPPC 表面に入射した光子が検出される確率であり、MPPC の表面の開口

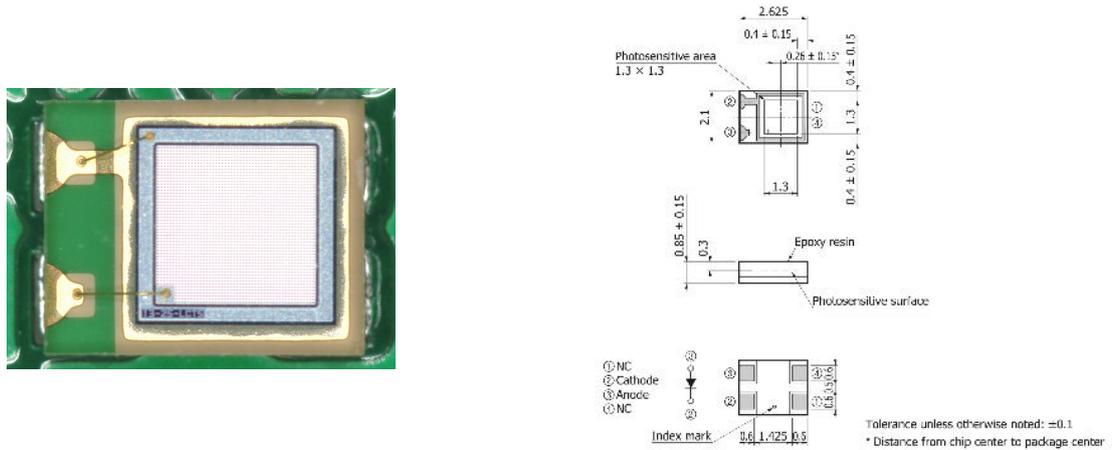


図 3.7 MPPC S13360-1325PE の写真と寸法仕様

表 3.2 MPPC (S13360-1325PE) の主な特徴。温度が 25 度程度で、印加電圧がブレイクダウン電圧より 5 V 高い時の測定結果。

項目	特性
有効受光領域	1.3 mm × 1.3 mm
ピクセルピッチ	25 μm
ピクセル数	2668
受光領域の表面被覆率	47%
パッケージタイプ	表面実装型
ブレイクダウン電圧	53±5 V
波長感度のピーク	450 nm
光子検出効率	0.25
ゲイン	7.0×10^5
ダークカウント	70 kcps (typ.)
クロストーク率	1%

率、光子によって電子・正孔付が生じる確率である量子効率と雪崩増幅が起きる確率の積で表される。

- ダークカレント:熱電子放出により、光子を検出した時と同様の雪崩増幅が起き、光子検出との区別が難しい信号。
- クロストーク:あるピクセルで光子が検出されたことによる雪崩増幅中に二次元的な光子が隣接するピクセルに放出され、そこでも雪崩増幅を起こし、2倍の波高を持つような信号。
- アフターパルス:MPPC 内部の増幅領域の格子欠陥中に電子が一時的に捕獲されて、一定時間後に放出されることにより、光子検出による信号より少し遅れた同じ波形の信号。

表 3.2 に今回使用する MPPC S13369-1325PE(図 3.7) の主な特徴をまとめた。本検出器では波長変換ファイバーからの光をこの光検出器 MPPC で検出した光子数を測定する。

3.3.4 信号読み出しのエレクトロニクス

Super FGD では MPPC からの信号を読み出して電荷情報と時間情報を取り出すために、CITIROC チップ^[32]を使用予定である。CITIROC 内部のダイアグラムは図 3.8 に示す通りである。主な特徴としては、WAGASCI 検出器などで使われている SPIROC に比べて、時間分解能が良いことと不感時間が少ないことが挙げられる。細かな動作と仕様については第 5 章で述べる。

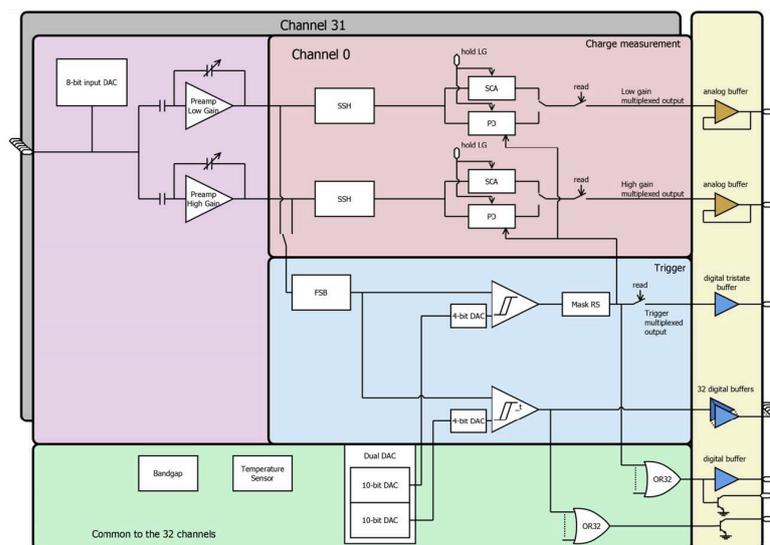


図 3.8 CITIROC 内部のダイアグラム

3.4 期待される性能

現在の ND280 のニュートリノ反応点検出器である FGD と比べた際の Super FGD の利点として以下のものが挙げられる。

- 大角度に対するアクセプタンス

図 3.9 のように FGD の構造 (図 2.13) に比べて大角度に散乱した場合にも複数の別々のシンチレータにヒットがあるので、飛跡を再構成することが可能となっている。これにより、図 3.10 のように、大角度に散乱した荷電粒子に対しても検出効率が高い。

- 低運動量の荷電粒子の検出

現行の FGD では検出器内で停止した陽子に対して、運動量が $600 \text{ MeV}/c$ 以上出ないと検出できなかったが、Super FGD では図 3.11 のように 3 つ以上のシンチレータにヒットがあれば飛跡を検出可能なので、 $300 \text{ MeV}/c$ 以上の低運動量の陽子に対しても感度がある。先述したように低運動量の荷電粒子を検出することでニュートリノと原子核反応においての核効果の影響をより詳細に調べることができる。

さらに、ニュートリノ反応由来の中性子が検出器内で反応し、反跳した陽子のヒット時間からその中性子のエネルギーの再構成が可能であったり、反応点付近のエネルギー損失の情報から ν_e 由来の電子と γ 由来の電子・陽電子対の識別が可能であったりといった有意義な多くの可能性を持っている。

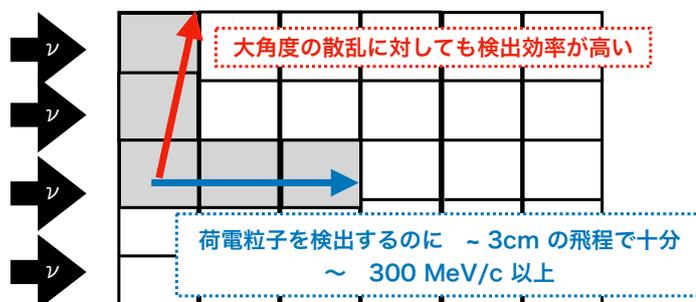


図 3.9 Super FGD による荷電粒子検出の概念図。FGD の弱点であった大角度の散乱したあるいは低運動量の荷電粒子に対しての検出効率が新しい構造により改善される。

3.5 現状と課題および本論文の構成

本章で述べてきたように Super FGD はニュートリノと原子核反応の研究に非常に有意義な検出器である一方で、挑戦的な構造を持った検出器である。そのため、本検出器を製作するためには数多くの困難が存在した。特に本研究が行われた時期は Super FGD のデザイン決定から大量生産に向けた準備段階にあった。

そこで本論文では、物理測定で重要となるポイントを見極めつつ光学的読み出し部分のデザインの最適化および、実際の物理測定において十分な性能であることの確認を行なった。具体的には、以下の課題の解決方法および、検出器建設に向けた道筋を述べる。

1. 検出器内の限られたスペースでの読み出しをいかに最適化するか
2. Super FGD での測定で問題となりうるエレクトロニクスの光量に対する応答
3. 粒子識別効率向上のためにファイバー端面の処理をどうすべきか
4. Super FGD の各応答の理解。特に、初めて実用するキューブ型プラスチックシンチレータの応答や内部での光学的な振る舞いについての正確な理解

課題 1 については第 4 章で紹介する。課題 2 については、第 5 章、課題 3 については、第 6 章、課題 4 については第 7 章で述べる。実際にこれらの開発および性能評価から得られた検出器の性能が十分であることをシミュレーションにより確認し、第 8 章にまとめた。

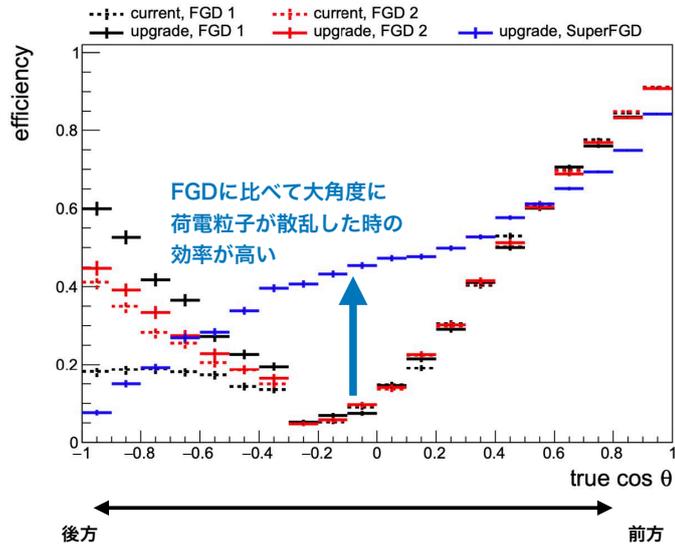


図 3.10 Super FGD と FGD での角度毎の検出効率

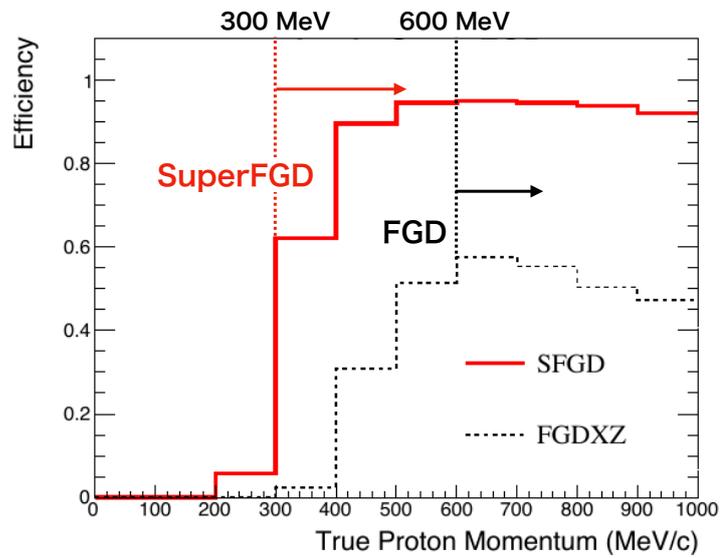


図 3.11 検出器内で停止した低運動量の陽子に対する Super FGD あるいは FGD の検出効率

第4章 MPPC インターフェースの開発と性能評価

4.1 MPPC インターフェースとは

Super FGD は前章で述べてきたようにシンチレータにおける荷電粒子のエネルギー損失により発生する光量を波長変換ファイバーと光検出器 MPPC で読み出すことにより 3次元のトラッキングを可能にしている。直径 1 mm のファイバー端からの光を 1.3 mm × 1.3 mm の MPPC の光電面で高効率で収集するためには、6 万チャンネル全てのファイバー端面と MPPC の光電面を隙間やズレなく密着させなければならない。そこで、このような多チャンネルでの正確な光学的接続を保証することのできる MPPC インターフェースの開発が必要になる。我々の開発している MPPC インターフェースは、光検出器 MPPC と複数の MPPC をマウントするためのプリント基板である MPPC-PCB、波長変換ファイバー端を MPPC に押し付けるための光学コネクタ及びインターフェースプレートからなる。図 4.1 に全体の概念図を示す。

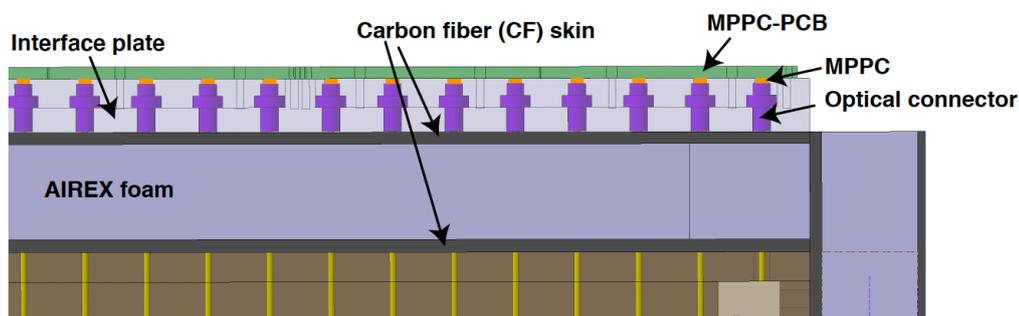


図 4.1 MPPC インターフェースの概念図。

インターフェースプレートには図 4.2 のように光学コネクタをはめるための穴が 1 cm ピッチで開けられ、それにより光学コネクタが固定、すなわちファイバー端が MPPC 表面に正確に接触するように固定される。なぜこのようなデザインであるか、またデザインを決定する上で考慮すべきことを次節で構成要素ごとの説明も含めて述べる。

4.2 Super FGD の MPPC インターフェースへの要求とデザイン

4.2.1 MPPC インターフェースへの要求

Super FGD の MPPC インターフェースには、以下のことが要求される。

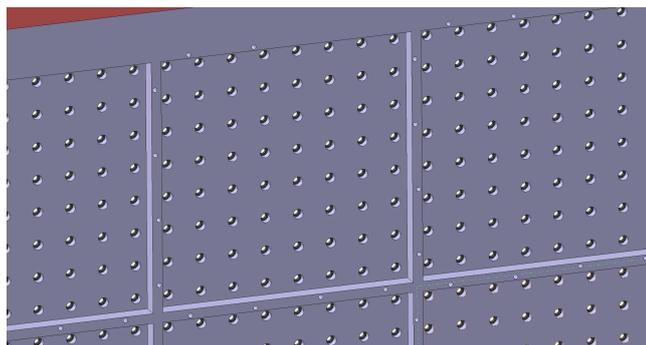


図 4.2 インターフェースプレートの概念図。

- 低物質量でコンパクトであること

ND280 の従来の検出器 FGD ではビーム方向では TPC に接しているが、2 方向読み出しであるためにビームと垂直な方向には十分な読み出しのためのスペースが存在した。しかし、3 方向読み出しの Super FGD の場合は図 4.3 のように MPPC インターフェース部分は Super FGD とそれを囲む TPC の間に設置する必要があるため、限られたスペースに設置する必要がある。また、散乱した荷電粒子を測定する上での不感物質になるため低物質量であることと、コンパクトなデザインであることが必要となる。具体的には、Super FGD から TPC に向かうミュオンの典型的なエネルギーは 500 MeV であり、MPPC インターフェースによるエネルギー損失を 1% 程度に抑えるためには、物質量は $\sim 2.5 \text{ g/cm}^2$ 以下であることが要求される。また、Super FGD と TPC の隙間は MPPC インターフェース部分を含めて約 4 cm であり、信号を読み出すためのケーブルや検出器全体を設置するためのボックスのフレームのための余裕を取ることを考えると、さらに使える領域は小さい。

- ファイバーから MPPC への光の収集効率が一様かつ十分であること

MPPC に対してファイバー端面が横にずれてしまったり、間に過剰な隙間が生まれてしまったりすることで光量の減少やチャンネルごとのふらつきが生じてしまうことがある。それにより、荷電粒子の検出効率とエネルギー損失を利用した粒子識別に悪影響を与えてしまう可能性がある。現行の FGD および INGRID での MIP(最小電離損失粒子) に対する光量が 20 P.E.¹程度で、光学コネクタのつけ外しでの光量のふらつきが 4%程度であるので検出効率と粒子識別の性能を保障するためにはそれと同等以上の性能が必要である。

以上の要求を元に、デザインを決定する必要がある。以下各要素ごとに、この要求を満たすためにどのようなデザインであるかを述べる。

¹P.E.:Photoelectron Equivalent

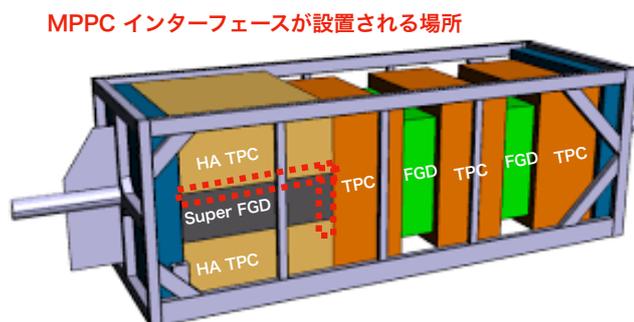


図 4.3 ND280 内で MPPC インターフェースを設置する場所を赤枠で示した。TPC と Super FGD の隙間の限られたスペースになってしまう。



図 4.4 従来の T2K 実験で使用されてきたスルーホール型の MPPC(左図) と光学コネクタ (右図)^[33]。

4.2.2 MPPC-PCB のデザイン

FGD と INGRID で使用されている MPPC のパッケージタイプはスルーホール型で (図 4.4 左図)、MPPC とファイバーを接続するための光学コネクタ (GOMI connector) に、チャンネルごとにはめ込む形であった (図 4.4 右図)^[33]。

しかし、今回のようにスペースが限られていて、約 6 万チャンネルを膨大なチャンネル数でチャンネル密度 1 ch/cm^2 の高密度で実装するには図 4.4 の方式は適当ではない。そこで、図 4.5 のような表面実装型の MPPC を PCB 上にマウントした MPPC-PCB を T2K 前置検出器としては初めて採用することにした。これらの MPPC は実機では 8×8 の 64 ch が 1 枚の PCB 上に実装される。今回は性能評価のために図 4.6 のような 5×5 の 25 ch で寸法が、 $60 \text{ mm} \times 60 \text{ mm} \times 1.6 \text{ mm}$ と十分に薄い試作機を製作した。この表面実装によるデザインで重要になってくるのが、PCB の実際の形状がどれだけ歪んでいるかとどれだけの精度で MPPC がマウントされているかである。MPPC はこの PCB 上に 1 cm ピッチで、設計上 $50 \mu\text{m}$ 未満の精度でマウントされていて、リフローオープンと呼ばれる半田付け蒸着機で PCB 上に半田付けされている。どれだけの位置精度でマウントされているかの確認のために $5 \mu\text{m}$ の精度で 3 次元の形状測定を行い、 $60 \mu\text{m}$ 未満の精度でマウントされていることを確認した。MPPC の大きさが 1.3 mm 四方、波長変換ファイバーの直径が 1 mm であることを考えると十分な精度である。また、

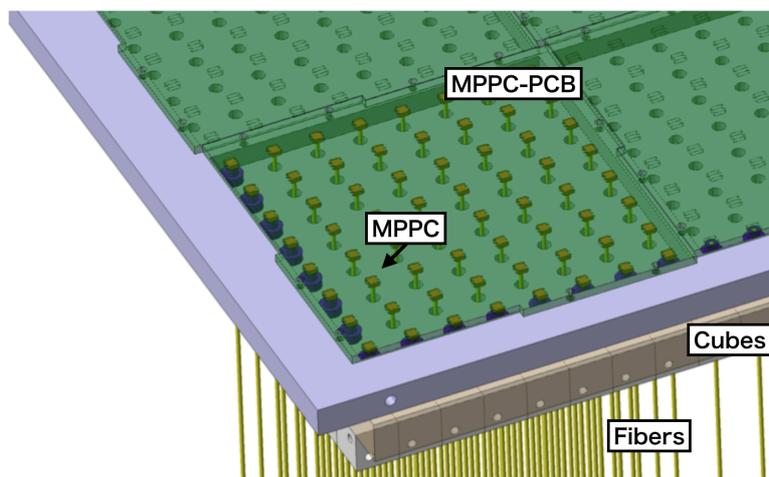


図 4.5 実機での MPPC-PCB のデザイン、8 x 8 ch の MPPC が一つの PCB 基板の上に実装されていてよりコンパクトなスペースでの多チャンネル読み出しが可能となっている。

PCB の平坦性の標準偏差は $50 \mu\text{m}$ 未満であった。これが十分であるかどうかはこの章で後述する光学接続による光量変動の節で述べる。

4.2.3 光学コネクタのデザイン

光学コネクタは波長変換ファイバーの MPPC 側の端に取り付けることで、ファイバー端をしっかりと固定し、後述するインターフェースプレート上にはめ込むことで MPPC にファイバー端面を適度に接触する役割を持つ。光学コネクタは図 4.7 の左のようなデザインが考案されていたが、研磨機での研磨の際の作業効率から図 4.7 の右のようなデザインが新たに考案された。図 4.8 に示すように新型コネクタは旧型のコネクタに比べて、研磨作業を行う際にコネクタの中心部分が出っ張っていて先が細くなっていることから、その出っ張り部分をコネクタを研磨するための治具に押し付けることができ、研磨の際の作業効率が良くなる。長さは FGD や INGRID の光学コネクタが 14 mm 程度なのに対して、 7 mm 程度とコンパクトな設計になっている。

4.2.4 インターフェースプレートのデザイン

インターフェースプレートは図 4.9 のように、試作機でも実機と同様にファイバーの光学コネクタ部分を通すための穴が 1 cm ピッチで開けられていて、光学コネクタをしっかりとはめ込むことができる。これにより、光学コネクタを MPPC に押し当てることができる設計になっている。また、インターフェースプレート内部にプラスチックプレートをはめ込むことができる設計になっていて、そのプラスチックプレートによりチャンネル間の光学コネクタ周りがより光学的に密閉される。これにより、隣接するチャンネル間での光学的クロストークを防ぐことができると想定されている。この必要性

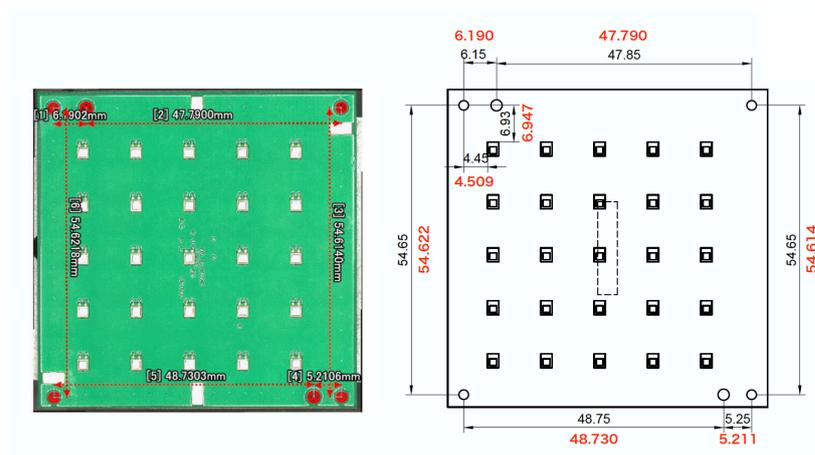


図 4.6 MPPC-PCB 試作機の全体図。赤字で示したのが、測定値、黒字で示したのが、設計値

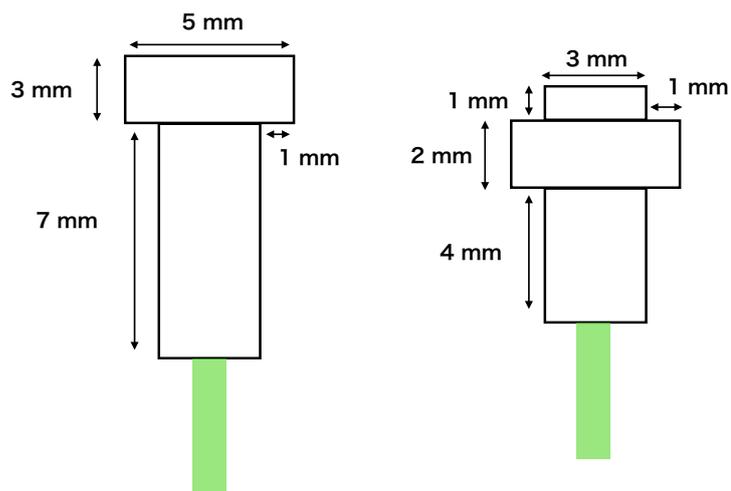


図 4.7 光学コネクタ 旧型 (左図) と新型 (右図) の比較。

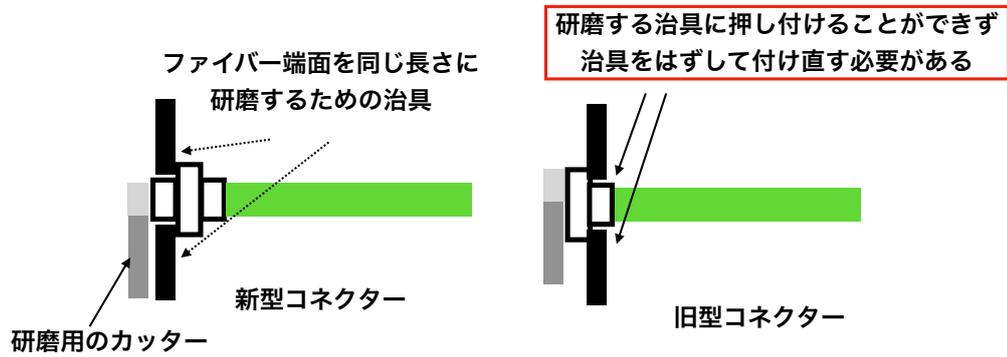


図 4.8 新型コネクタと旧型コネクタでの研磨効率の比較。

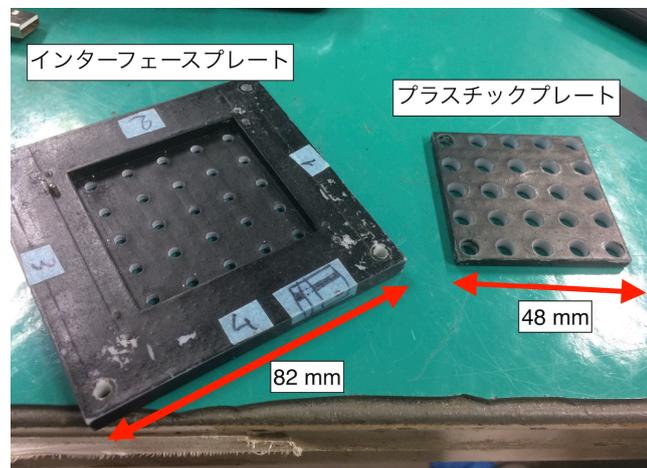


図 4.9 25 ch 試作機でのインターフェースプレートのデザイン。

についてもこの章の後半で光学的クロストークの評価と合わせて述べる。今回の試作機では、インターフェースプレートの一辺の大きさは 82 mm、プラスチックプレートの大きさは 48 mm となっている。また、厚みは 10 mm と高さ 7 mm の光学コネクタが入る厚さでありながらも、物質量およびスペース低減のために十分な薄さになっている。物質量は、単位面積当たり 1 g/cm^2 となっていて、先述した、500 MeV のミューオンのエネルギー損失についての要求性能の 2.5 g/cm^2 を十分に満たしている。光学的な密閉性を考えて、光を吸収する黒色のデザインとなっている。

4.3 25ch MPPC インターフェース試作機を用いた性能評価

MPPC インターフェースの実機製作に向けて 25 ch の試作機を用いて性能評価試験を行った。光量が十分でかつ一様であるかを評価し、64 ch MPPC インターフェースの設計にフィードバックすることを目的とする。

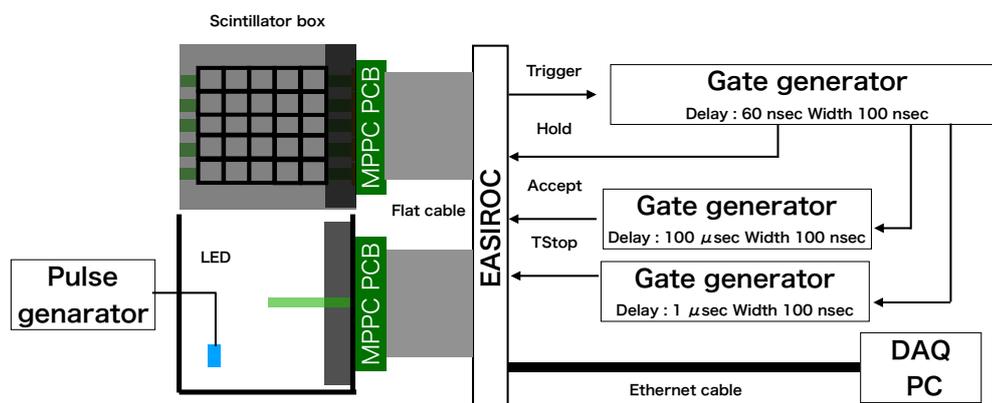


図 4.10 宇宙線または、LED を用いた性能評価の際の EASIROC でデータ取得するためのセットアップとダイアグラム。

4.3.1 セットアップ

今回の性能評価では、図 4.10 のようなセットアップで宇宙線による試験と LED による試験を行なった。図 4.10 のように宇宙線測定の際には $5 \times 5 \times 4$ のシンチレータキューブを使用し、実機では 3 面読み出しではあるが、今回は 1 面読み出しで 5×5 のファイバーの読み出し面が鉛直方向になるように通した。これにより、各チャンネルの上下のチャンネルを宇宙線によるヒットを取ってくるためのトリガースチンチレータとして使用できる。図 4.11 に今回の性能評価で用いた小型試作機の全体図を示す。データ取得用のエレクトロニクスとしては EASIROC モジュールを使用した [34]。EASIROC モジュールは、MPPC を使用した測定用に作られたモジュールで、一台に 2 つの EASIROC チップが搭載されている。1 チップごとに 32 ch の MPPC の同時測定が可能になっている。機能としては、Hold 信号が入力されたタイミングで peak hold により各波形の波高を 12 bit の ADC としてデータ取得することが可能である。増幅率の異なる 2 種類の ADC 読み出しの両方を同時に取得することが可能で、広いダイナミックレンジを持っている。また、multi hit TDC の機能を搭載していて、Trigger 信号が発行されてから TStop に信号が入力されるまで、それぞれの波形の立ち上がり時間と立ち下がり時間を 1 nsec のサンプリングレートで記録することが可能である。それぞれのヒット時間は TStop 信号との時間差で記録されるので、TStop 信号は Trigger 信号から一定時間遅らせる必要がある。また、次の ADC を受け取るための準備として必要な Accept 信号を TStop 信号が入力された後に入力する必要がある。

実際の測定では、レートが高くなりすぎるとデータ取得が停止してしまうことがあったため、Accept は十分に遅らせて (約 $100 \mu\text{sec}$) 入力した。

4.3.2 宇宙線を用いた性能評価

MPPC インターフェースの試作機での光量が十分でかつ一様であることを調べるために宇宙線を利用した測定を行なった。旧型のコネクタを使用した場合と新型のコネクタを使用した場合とで測定を

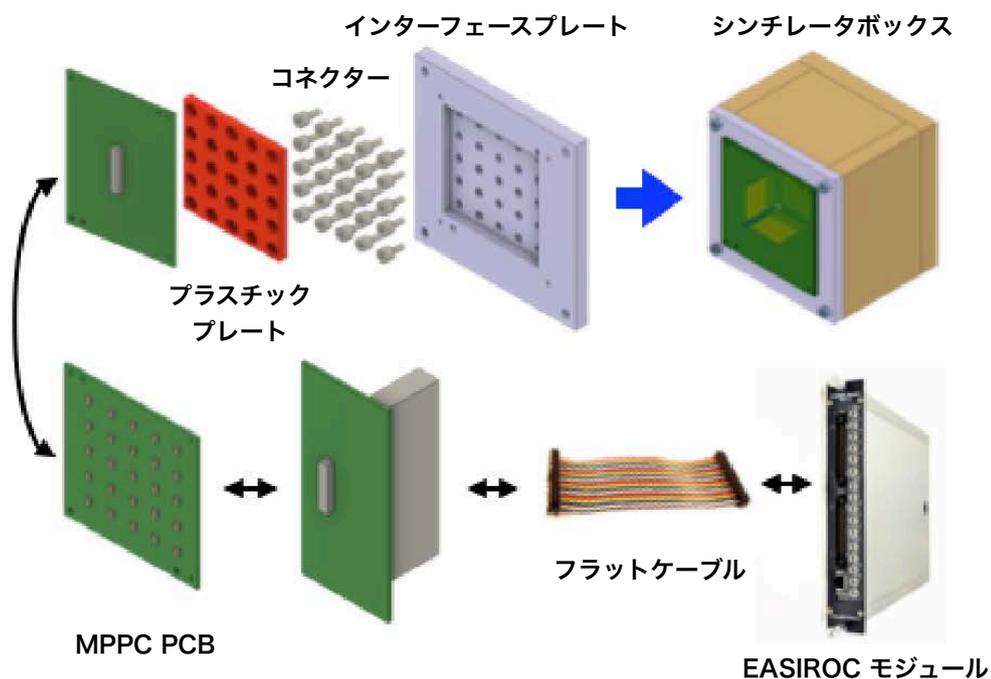


図 4.11 25 ch インターフェース試作機

行い、比較した。データ取得のためのトリガー条件としては、25ch のどれかでヒットがあった場合とし、閾値は5 P.E. とした。データ取得時間は後述するランダム関数でフィットした際のMPV(Most probable value)の統計誤差が3%程度に収まるように、45時間取得した。

MPPC のゲイン測定

性能評価をするにあたって、MPPC のゲインを宇宙線測定中のダークカレントを用いて測定した。図 4.12 の左図のように ADC 分布において、左から1つ目のピークがペDESTAL、2つ目のピークが1 P.E. に相当する。1つ目のピークと2つ目のピークの差を1 ADC count あたりの電荷をかけて、素電荷とエレクトロニクス内部での増倍率で割ることでゲインを求めた。図 4.12 の右図に各チャンネルのゲインを、表 4.1 に全チャンネルのゲインの平均値と、標準偏差を後述する MPV 光量の性能評価の結果と合わせてまとめた。MPPC のゲインは光学コネクターによって違いは見られないはずだが、測定結果にわずかな違いが見られた。これは測定時の温度が影響していることによるものだと考えられる。各測定においてチャンネルごとのばらつきは3%程度と十分に小さかった。

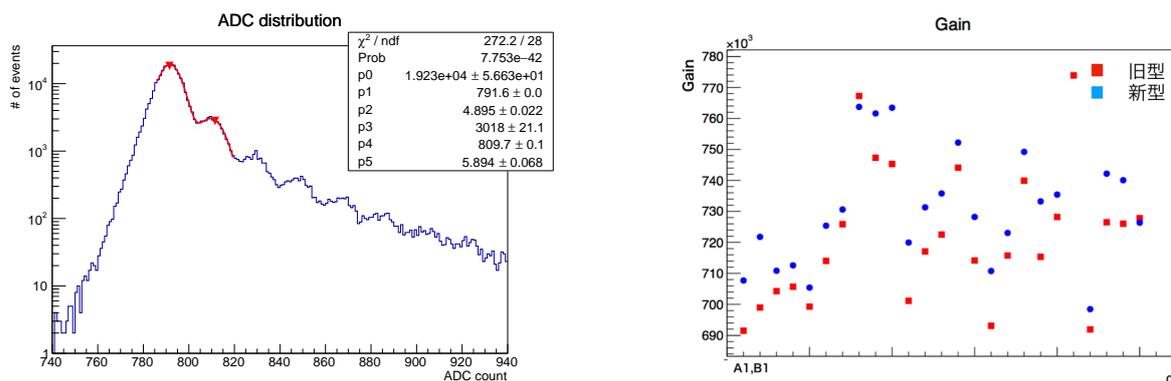


図 4.12 あるチャンネルでの MPPC の ADC 分布 (左図) と後述する各光学コネクタの測定での 25 ch MPPC の各チャンネルでのゲイン (右図)。

光量が十分かつ一様であることの確認

光量は各チャンネルの ADC 値からペDESTAL を差し引き、ゲインに対応する ADC 値で割ることで得られる。

解析に際しては、宇宙線による事象を選択するために、中3段のチャンネルに関しては同じ列の一番上と一番下のチャンネルでヒットがあった場合 (≥ 5 P.E.) のイベントを選択した。一番上 (一番下) の段に関しては、直下 (直上) のチャンネルを代わりに用いた。中3段についてはほぼ確実に宇宙線がそのチャンネルを通過するイベントを選択できるが、一番上と下の段については通過していないイベントが含まれてしまう可能性がある。しかし、今回の測定では宇宙線イベントによる光量が、十分に大きくランダウ関数でフィットする際には問題ないとした。図 4.13 のように光量分布を [50,120] (P.E.) の範囲でフィットしたランダウ関数の MPV (Most probable value) をそのチャンネルの MPV 光量とした。

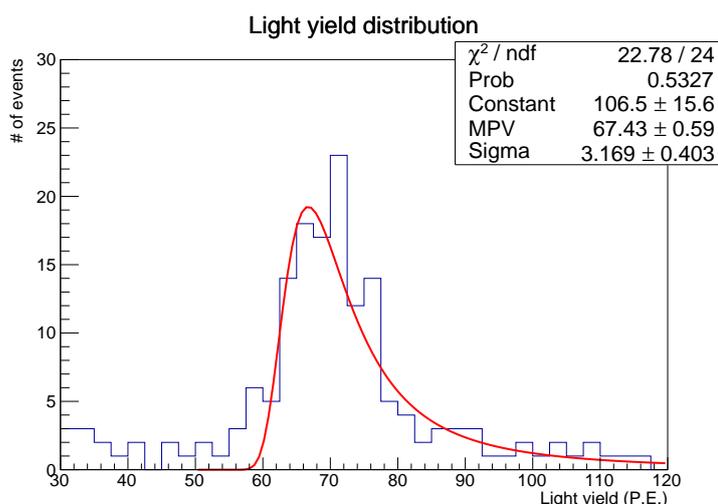


図 4.13 宇宙線測定でのあるチャンネルでの光量分布。赤線がフィットしたランダウ関数。

図 4.14 および表 4.1 に結果をまとめる。MPV 光量の平均は約 70 P.E. と十分であり、チャンネル間

の MPV 光量のふらつきが 5 ~ 10% という結果が得られた。従来の光学コネクタの再現性 (約 4%) に比べると、チャンネル間のふらつきは大きい。このふらつきはシンチレータの個体差による可能性がある。今回の測定ではファイバーを 1 本しか通していないが、ファイバーを複数本通した際は、シンチレータ中での光の伝搬の際に、他のファイバーで吸収される場合があるため、ファイバー 1 本からの MPV 光量は少なくなる。実際に実機と同じ 3 本のファイバーを挿入して測定を行ったところ、40 P.E. 程度と 40% 程度 MPV 光量が減少していたが要求値の 20 P.E. という基準から考えると十分である。しかし、新型のコネクタを用いた測定では MPV 光量が大きく減少しているチャンネルがあり、一様性が悪い。原因としてはファイバー端と MPPC の間に隙間が生じたことによるものと考えられる。

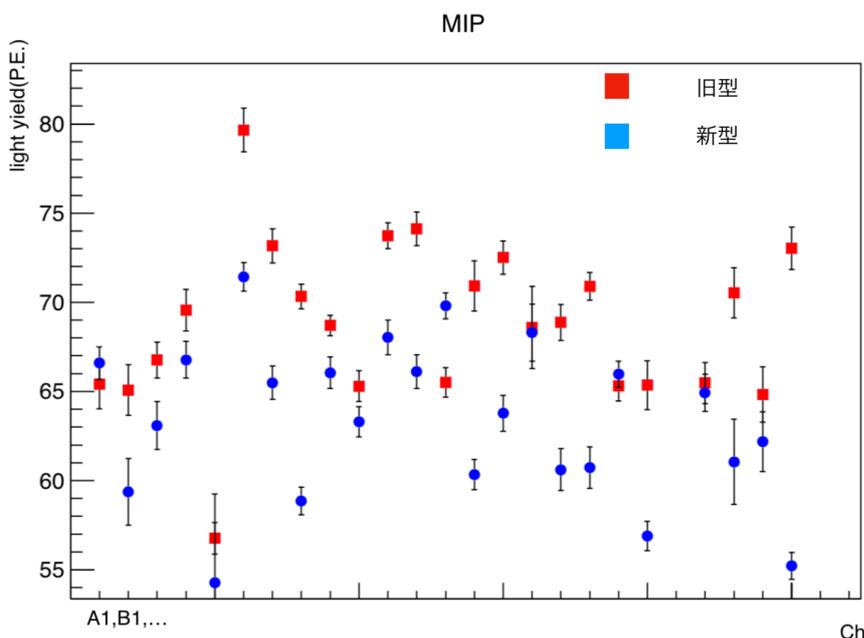


図 4.14 各チャンネルでの MPV 光量を旧型の場合と新型との場合で比較。y 軸の誤差棒はランダム関数でフィットした際の統計誤差を表す。新型での光量が小さくなってしまっている。

表 4.1 各光学コネクタでの光量の平均値と標準偏差。

項目	旧型	新型
ゲイン平均値	7.21×10^5	7.30×10^5
ゲイン標準偏差	2.17×10^4	1.81×10^4
MPV 光量平均値 (P.E.)	69.6	64.6
MPV 光量標準偏差 (P.E.)	4.98	8.92

MPV 光量の減少の原因としては、MPPC-PCB をインターフェースプレートにとめるネジが緩んだことで、MPPC とファイバーの間に隙間が生じたことが原因であると考えられた。実際にネジを締めなおして測定を行うと、図 4.15 のように前節の測定で光量の減少が見られたチャンネルでの光量が 10% 程度

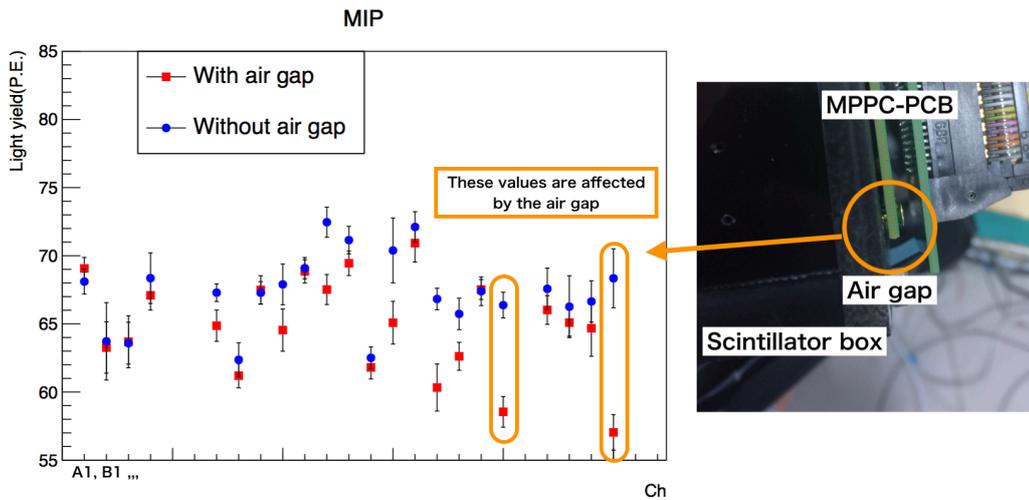


図 4.15 宇宙線を用いた光量の一様性の測定。赤マークと青マークはそれぞれ隙間が生じていた場合と、ネジを締め直して隙間を改善した場合。MPPC-PCB とインターフェースプレート間に隙間が生じることで、光量が減少していることがわかる。

増加した。よって新型コネクタでも旧型のコネクタと同程度の光収集性能があることがわかった。したがって、研磨の際の作業効率から新型コネクタを採用することを決定した。

このわずかな隙間により光量が減衰してしまう可能性があるという結果を受けて、光量が隙間に応じてどのように変動するのか、測定と光学シミュレーションから理解することにした。また、このような隙間が生じることを防ぐような対策については後ほど述べる。

4.3.3 ファイバー MPPC 間の隙間による光量の変動

LED を用いた測定

意図的に MPPC とファイバー間に隙間をあけて、LED を用いて測定を行った。光量は、最小電離損失粒子 (MIP) による信号と同程度になるように調整した。LED を使用したのは、短時間に多くの統計量を貯めることが可能であるからである。隙間をあけるための道具として、フィーラーゲージと呼ばれるものを使用した。隙間に挿入して寸法を測るための工具で、厚さ 0.1 mm のものでは精度は ± 0.004 mm である。複数枚重ねて図 4.16 のようにインターフェースプレートと PCB の間に挟むことで、ファイバー・MPPC 間に意図的に隙間を設けて測定を行った。図 4.17 の左図に結果を示す。光量が距離を離すごとに減っていくのがわかる。各光量分布をガウス分布でフィットして、その中心値をその距離での光量とした。

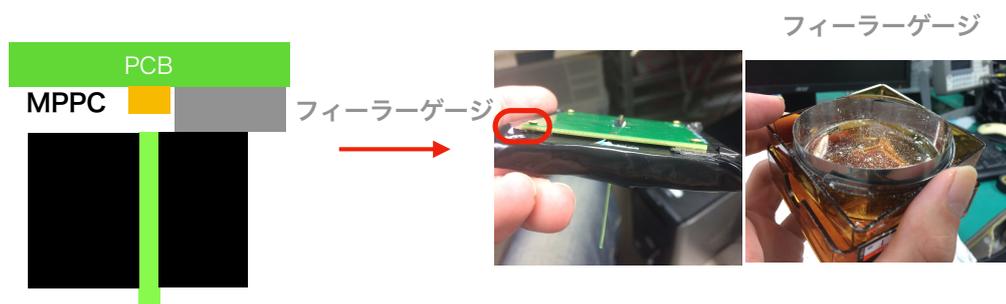


図 4.16 ファイバークップリングを測定するためのセットアップ。一番右図に示したのはカットしていない状態のフィーラーゲージでこれを 1 cm 四方程度にカットして重ねて使用している。

光学シミュレーション

測定結果を理解するために、手製の光学シミュレーションによる計算を行なった。ファイバー端から出る光の位置分布と角度分布を再現するためにファイバーでの光子の伝搬もシミュレートした。

まず、ファイバーのある位置から等方的に光を生成し、それがコア部分とクラッド部分の境界面に達したら、境界面での屈折率の差によりフレネル反射を行いながらファイバー中を伝搬させる。その際の臨界角はそれぞれの屈折率から決まっていて、Y11 ファイバーの場合は 66.3 度である。コア内部での減衰も考える必要があるので、今回のシミュレーションでは、あらゆる波長の光子について減衰長を 3 m とした。ファイバー端まで届いた光はスネルの法則による屈折角に従って、透過と反射をし、最後に MPPC に到達した光子は光子検出効率に従って、検出される。このシミュレーションによるファイバー端からの光量の位置分布は図 4.17 の右図のようになっていて、境界面に多くの光が分布していることがわかる。

結果および考察

測定とシミュレーションで得られた検出光量のファイバーと MPPC の隙間依存性を図 4.18 に示す。距離が小さい時には測定とシミュレーションに少しずれがあるが、いずれの場合にも 0.6 mm 程度の隙間で 40% 程度の減少を確認した。また、両方の結果から、隙間を 0.2 mm 以内に抑えれば、光量の減少を 10% 未満に抑えられるという結果が得られた。光学コネクタの再現性を 4% 程度に抑えるためには、測定結果から、隙間を 0.1 mm 程度のふらつきに抑えなければならない。PCB の平坦性については 50 μm であり、十分であることがわかった。

このシミュレーションでは、小さい距離では光量の変化が小さかった。その原因としてはファイバー端の直径が 1 mm なのに対して、MPPC の表面が 1.3 mm \times 1.3 mm と大きく、距離を少し離しても、ファイバー端からの光はほとんど MPPC 表面に入射することが原因である。測定結果が少しずれている点についてであるが、シミュレーションには MPPC の表面のエポキシ樹脂等での反射の効果が入っておらず、その影響で小さい距離でのずれが生じたと考えている。

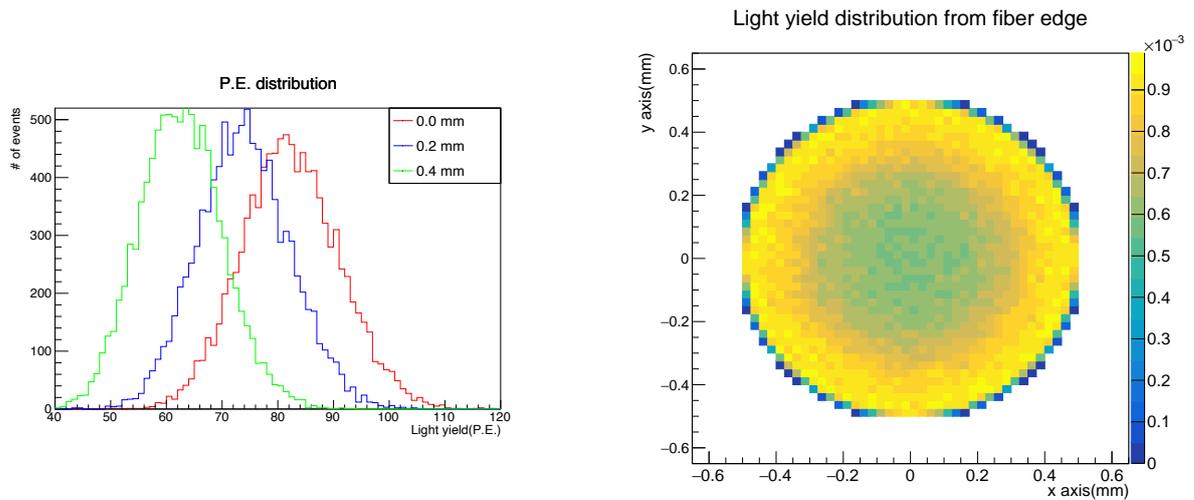


図 4.17 測定でのフィーラーゲージの距離を離して行った時の MPPC での光量分布 (左図)、光学シミュレーションでのファイバー端からの光の位置分布 (右図)。

これらの結果から、このような隙間による粒子識別および検出効率への悪影響を防ぐための、解決方法を考えた。次節でその解決法について述べる。

4.3.4 ソフトフォーム

MPPC とファイバー端の接続の改善策として、ファイバー端にソフトフォームを取り付けることを考案した。図 4.19 のようにソフトフォームには中心に穴が空いていて内径が 3 mm で外径が 5 mm のリング状になっていて、その穴を通して光学コネクタ端に取り付ける。作業の効率性から、実機ではファイバーにコネクタを取り付ける前にこの作業を行う。ソフトフォームは EPT スポンジの E4388 をウォータージェット加工することで作られている。これにより、MPPC に外傷を与えないように十分に柔らかく、光学コネクタを MPPC に押し付けることが可能である。また、図 4.20 の様にインターフェースプレートの光学コネクタとの接触部分が適切な角度でなかった場合にも緩衝材としての役割が持てる。

4.3.5 ソフトフォームの効果の検証

ソフトフォームをつけた場合の効果を評価するために図 4.21 のような試験を行なった。ソフトフォームをつけるために必要なソフトフォームを縮めた時の厚さ程度の 0.2 mm の隙間をフィーラーゲージを用いてあげ、LED を使用した試験を行った。

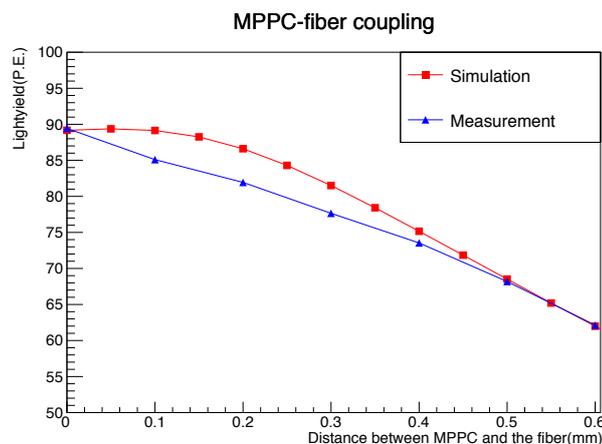


図 4.18 光収集量のファイバー・MPPC 間の隙間依存性。

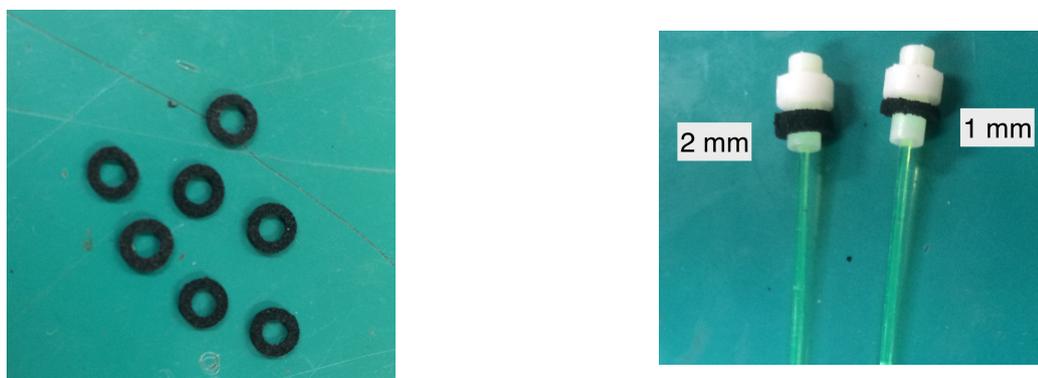


図 4.19 左図がソフトフォームの概観で、右図がソフトフォームを光学コネクタに取り付けたもの。

結果と考察

表 4.3.5 に結果を示す。ソフトフォームをつけていない状況に比べて、0.2 mm の隙間を空けてソフトフォームを取り付けた方が 3%程度、光量が大きい結果が得られた。また、ソフトフォームを付けずに隙間を開けた状態と比べると、光量が7%程度大きいという結果が得られた。今回の測定結果から、十分に光量を増加させることができるという結果が得られた。以上の結果からソフトフォームを採用することに決定した。

表 4.2 ソフトフォームがある場合とない場合とでの光量の比較 (P.E.)。

フィーラーゲージの厚さ (mm)	ソフトフォームなし	ソフトフォーム厚さ 1 mm	ソフトフォーム厚さ 2 mm
0	83.6	-	-
0.2	80.04	85.5	86.5

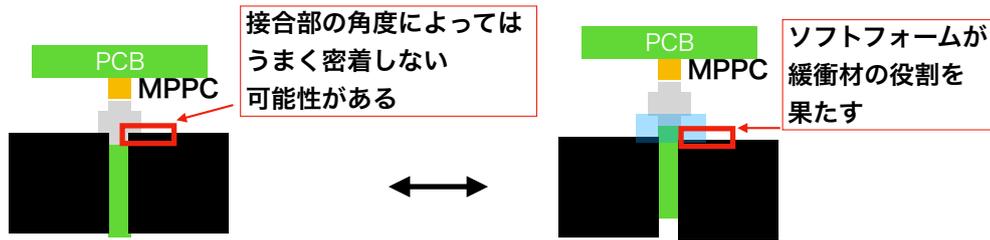


図 4.20 ソフトフォームを用いることで、接合部の角度が悪かった場合に緩衝材としての役割も果たす。



図 4.21 ソフトフォームを用いた測定のセットアップ

4.3.6 光学的クロストークの測定

ここでの光学的クロストークとは、図 4.22 の左図で示すように MPPC インターフェース内部で光が光学コネクタ付近から隣接するチャンネルに漏れてしまうことを指す。この現象が起きてしまうと、ヒットがあったチャンネルに隣接するヒットがないはずのチャンネルにまで偽のヒットが観測される。これを防ぐためにプラスチックプレートをはめ込むことが予定されていたが、その必要性について検証する。プラスチックプレートがない場合でも光学的クロストークが存在しないのであれば、不感物質の低減と部品数削減のためにはプラスチックプレートをなくす方が良い。そこで、実際にプラスチックプレートがない状態で光学的クロストークの測定を行った。

セットアップ

プラスチックプレートがない状態で、MIP の光量の 10 倍以上の光を中心のチャンネルのファイバーのみに照射して、隣接するチャンネルでの光量を確認した。この光量は実際の物理測定では、低運動量の陽子が落とすエネルギー損失によるものに対応し、ニュートリノ反応由来の荷電粒子が落とす最大の光量である。

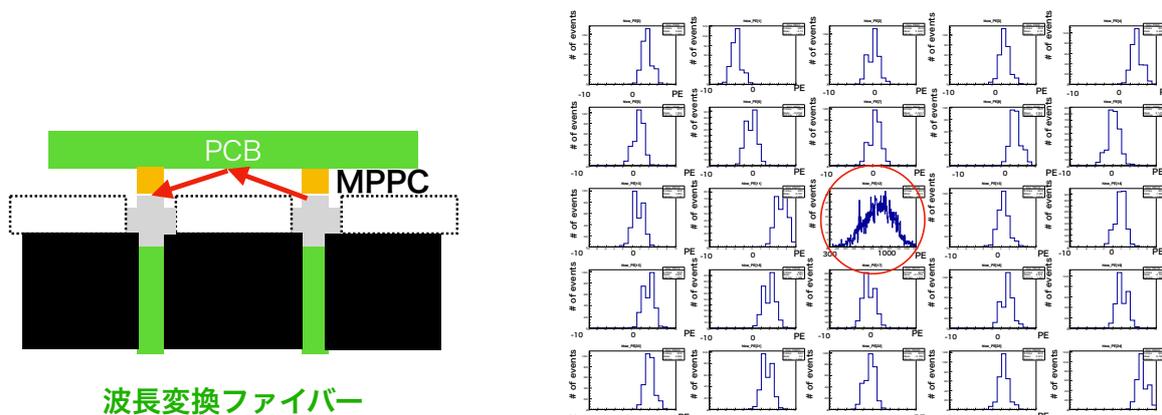


図 4.22 プラスチックプレートがない場合に赤矢印のように光が隣接するチャンネルに漏れてしまう可能性があった (左図)。プラスチックプレートなしでの光学的クロストークの有無の確認結果 (右図)、中心のみ 1000 P.E. 程度の光量が測定されているが、他のチャンネルではペDESTALしか見えていない。

結果と考察

図 4.22 に各チャンネルの光量分布を載せる。中心のチャンネルでのみ ~1000 P.E. 程度の光量が測定されたが、隣接するチャンネルで光学的クロストーク由来の信号は確認されなかった。したがって、プラスチックプレートは不要であると結論した。

4.4 64 ch MPPC インターフェースの開発状況

以上の測定結果から、MPPC インターフェースの基本デザインには問題がないことを確認し、新型の光学コネクタを採用することにした。さらに元々のデザインから、プラスチックプレートを取り除き、厚さ 1 mm のソフトフォームを取り付けることにした。現在、これらを適用した実機で使用予定の 64 ch MPPC インターフェース試作機の製作が行われている (図 4.23 と図 4.24)。また、ソフトフォームについても大量生産が進められている。

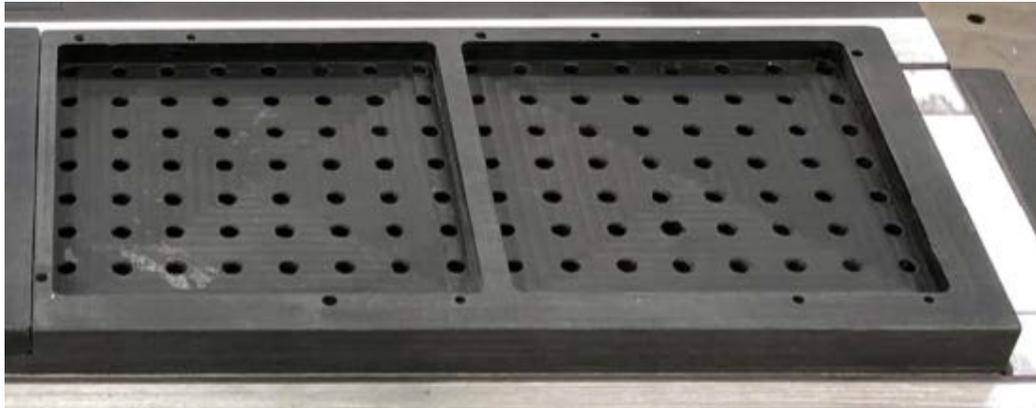


図 4.23 64 ch MPPC インターフェースのインターフェースプレート

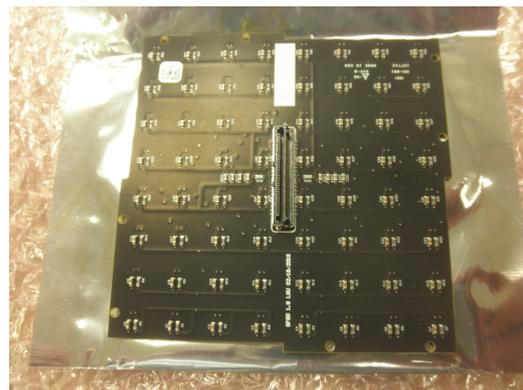


図 4.24 64 ch MPPC-PCB。MPPCが半田付けされている側(左図)、ケーブルにつなぐためのコネクタ側(右図)

第5章 Super FGDのためのエレクトロニクスの性能評価

Super FGDではMPPCからの信号の読み出しにCITIROCチップを使用予定である。しかし、CITIROCを用いて開発されたBaby MIND検出器(Sec.2.3.3参照)用のMPPC読み出しボードには光量の情報のデータ取得においていくつかの懸念があった。本章ではまず、CITIROCの仕様と動作について述べた後、それに伴い予想される問題点およびその解決法について述べる

5.1 CITIROC

CITIROCはMPPCの測定用に開発されたASICチップで、1チップで32chの測定ができる。Baby MIND検出器では、1つのFEB(Front End Board)上に3つのチップを実装し、それらを1つのFPGAによって制御している。Super FGDでは、6万チャンネルものMPPCを使用するため、1つのFEBにチップが4枚、6枚または8枚実装される予定で、図5.1に示すようなデザインのFEBを現在開発中である。しかし、Baby MINDで使用されているエレクトロニクスにはSuper FGDに転用する際には致命的になりうるいくつかの懸念があることが判明した。次節でBaby MINDのエレクトロニクスの動作について述べた後、それに伴い予想される問題を説明する。

5.2 Baby MINDのFEBの動作

図5.2に簡易的なCITIROC内部のダイアグラムを示す。この図からわかるようにMPPCからの信号はプリアンプで増幅され、ファストシェイパーを通った信号がDAC設定値によって決定される閾値を超えた時、データ取得のためのトリガー(後述するピーク検出機能のためのトリガー)を発行し、ヒット時間、すなわちファストシェイパーでの波形の閾値を超えた時間と閾値を下回った時間を記録することができる。Time-over-threshold(TOT)と呼ばれる閾値を超えている時間はこの時間差から計算される。一方、スローシェイパーを通った信号から図5.3のようなピーク検出機能により、ある決まった時間内において、最大の波高の情報をADCで取得することが可能である。ただし、FEB側では設定された閾値を超えた場合にのみADC値を記録している。閾値を超えない場合と、ピーク検出を行う時間内で最大でない波高だった場合は、波高は0として記録される。

ピーク検出を行う時間は変更が可能で、Baby MINDではその時間を10 μsec としている(以下この時間をL1 hold timeと呼ぶ)。このピーク検出後の9.1 μsec の間は、取得したADC信号を処理するため

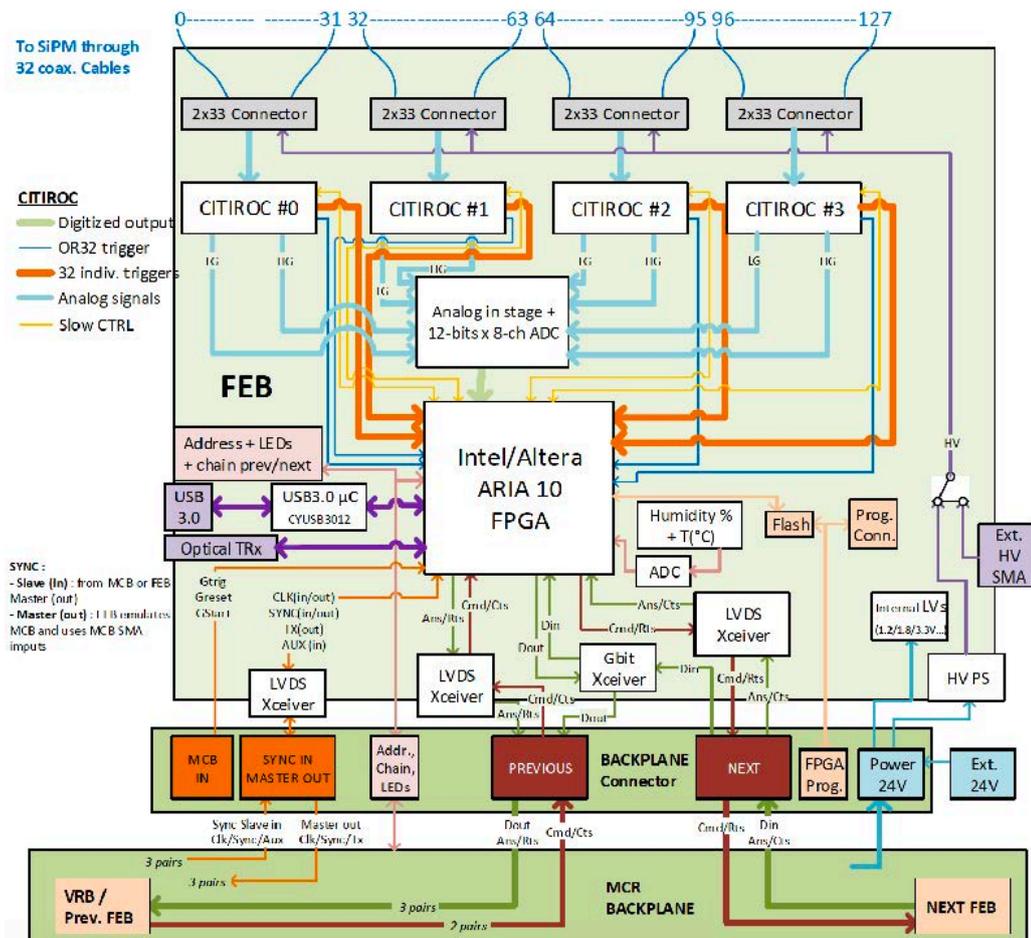


図 5.1 Super FGD でのデータ取得のための FEB のブロック図 (チップが 1 つの FEB に 4 個の場合)。

に不感時間となっていて、この時間に信号が入ってきたとしても、その波高情報を ADC として取得することはできない。したがって、L1 hold time とこの不感時間を合わせたファストシェイパーの波形の閾値を超えてからの 19.1 μsec の間は最大の波高しかとってこれず、それ以外のこれより小さい信号の波高を取得することができない。

Baby MIND の測定では、L1 hold time を 10 μsec にして、かつニュートリノビームが来る直前の 10 μsec を DAQ システムの設定で意図的に不感時間とすることにより、ビームスピルの間 ($\sim 5 \mu\text{sec}$) が不感時間とならないようにしている。タイミングは FEB 外部にあるマスタークロックボードによって管理されていて、このボードにビームタイミング等の外部信号を入力することにより、外部信号が入力されてからのヒット時間を記録することができる。Baby MIND でのニュートリノビームでの測定の際には、ニュートリノビームが来る 30 μsec 前にビームトリガーによりマスタークロックボードに信号が入力される。これにより各スピルでのビームトリガーからのヒット時間が記録できる。図 5.4 に実際の Baby MIND のデータでの各スピルでのビームトリガーが発行されてからのヒットタイミングと波高の関係を示す。ニュートリノビームの 8 つのバンチ構造を見ることができ、直前の 10 μsec の間は不感時

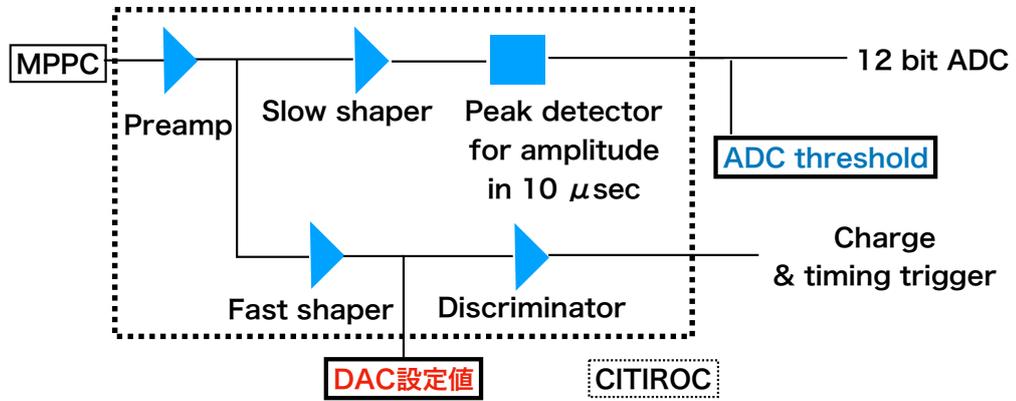


図 5.2 CITIROC 内部の簡易的なダイアグラム。

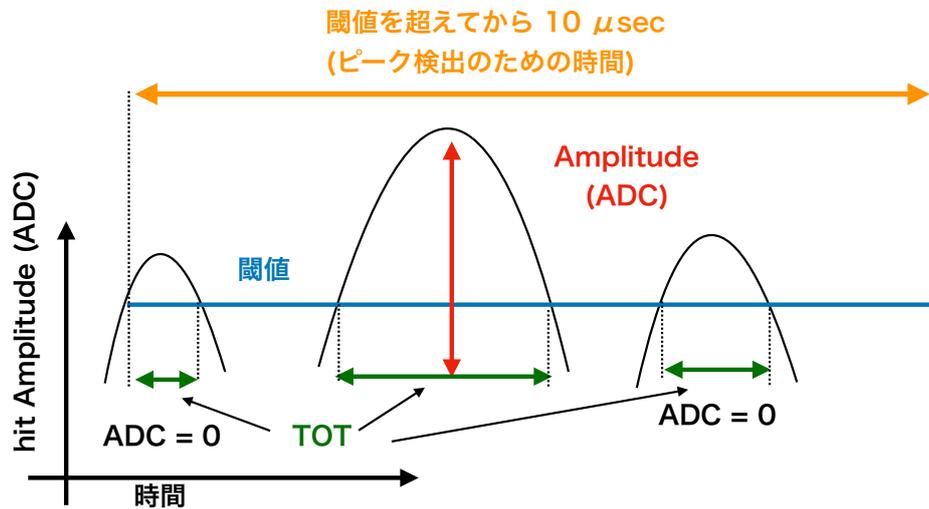


図 5.3 Baby MIND の FEB での動作。10 μsec の間、一つの ADC 情報しか取得できないため、他のそれより波高の小さかった波形の ADC 情報は記録されず、TOT のみ記録される。

間になっていてほとんどイベントが存在しないこともわかる。

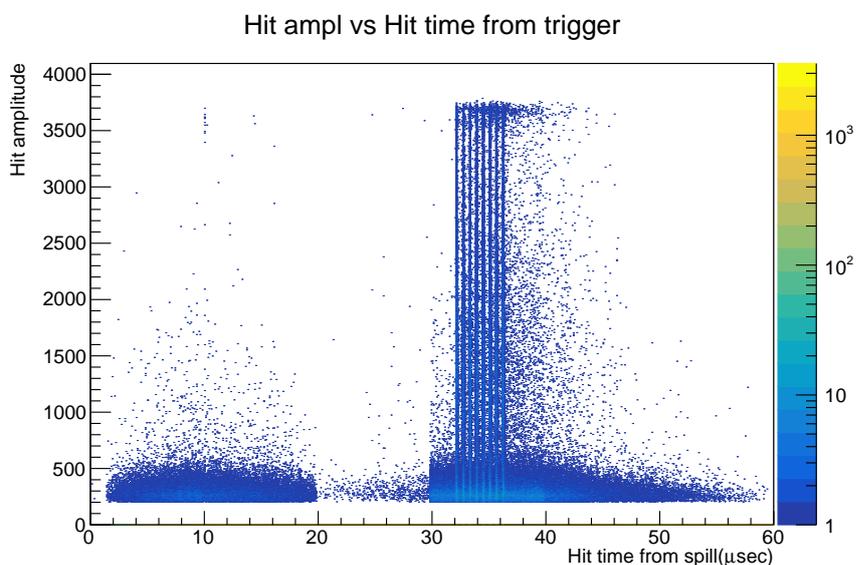


図 5.4 Baby MIND のデータにおける各ビームスプリルでのビームトリガーが発行されてからのヒットタイミングと ADC で取得した波高の関係。2018 年 5 月でのニュートリノビームランデータ

以上のことを踏まえると、現在の Baby MIND のデータ取得の設定では、各チャンネル 1 スプリルの間に、1 つの波高しか ADC で取得することができない。もし Super FGD での測定の際に同じデータ取得の方式だと、 $\sim 2 \mu\text{sec}$ 程度遅れて検出されるミュオンからの崩壊電子が検出できない可能性がある。特に、図 5.5 のような $\text{CC}1\pi$ 反応 ($\nu_l + p \rightarrow l + p + \pi$) は CCQE 反応 ($\nu_l + n \rightarrow p + l$) と識別する上で、 π 粒子の運動量が低く、 π 粒子の飛跡が検出できない時は、 π 粒子由来の崩壊電子の検出が必要である。よって崩壊電子が検出できない場合、これらの反応の識別精度が悪くなる可能性がある。一方で、TOT

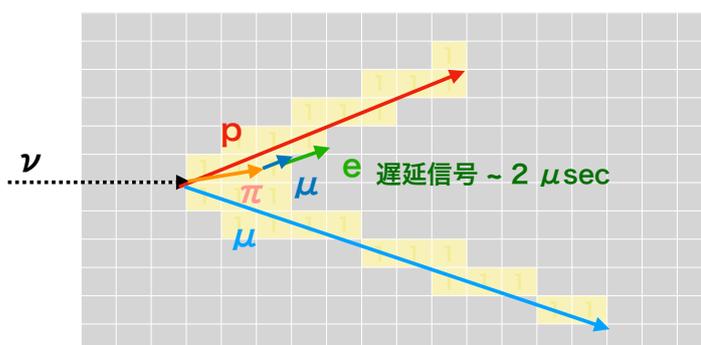


図 5.5 $\text{CC}1\pi$ 反応がおきた場合の Super FGD の断面図。崩壊電子が $2 \mu\text{sec}$ 遅れて同一チャンネルでヒットする可能性がある。

は 1 スプリル内でも 8 つのヒットまで取得することができ、ほぼ全てのヒットについて取得可能である。

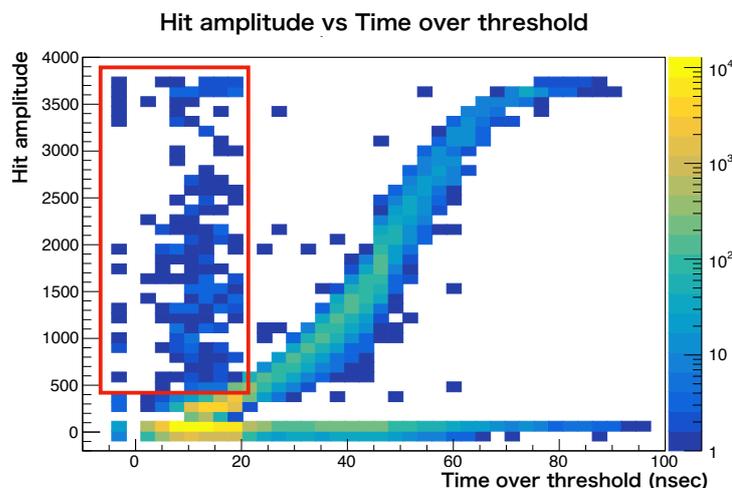


図 5.6 Baby MIND のエレクトロニクスでの ADC と TOT の 2 次元ヒストグラム、赤色の赤枠で示した部分に全く相関を見ることができない。2018 年 5 月 4 日のニュートリノビームランのデータ

図 5.3 のように TOT は信号の大きさ、すなわち光量の情報を持っている。ゆえに、TOT から波高を再構成できれば、全てのヒットについて波高を取得することが可能である。

ただ ADC が 12 bit なのに比べて TOT が 6 bit と情報量が非常に少なく、TOT のみでエネルギー損失を計算することは粒子識別に悪影響を与えてしまう可能性も考えなければならず、可能な限り多くのヒットについて ADC を取得するのが望ましい。ADC が 0 で TOT が 0 でないイベントが非常に多く、全体のイベント数の 40% 程度あったが、これは先述した一定時間内に一つの ADC しか取得ができない問題と、ADC とファストシェイパーの波形の 2 つ閾値が存在することによるものだと考えられる。

図 5.6 は、Baby MIND の測定で得られた ADC と TOT の関係である。ADC と TOT に全く相関が見えないデータが全体の 20% 程度あった。LED を用いた試験から、現在 Baby MIND のデータで ADC と TOT の相関が失われてしまっている主な原因は、ADC への時間情報の割り当てがうまくいっておらず、ADC が一番後ろのヒットに割り当てられてしまっていることによるものだと確認した。

5.3 オフライン解析 (unpacking) での解決

現在のファームウェアの仕様では、各 L1 hold time 中での最後に閾値を超えて記録されたヒットに ADC が割り当てられていることが LED を用いた試験から分かったので、その割り当てを生データを解析可能な形式に変換する unpacking の中で無理やり変更してみた。具体的には図 5.7 のように、現在 ADC が割り当てられているヒットがある各チャンネルでの 10 μ sec 前までの TOT の大きさを比較した上で、TOT が最大のものに ADC を割り当てた。

その結果が、図 5.8 で、ADC と TOT の相関が見られないイベントが、約 1% 程度まで減少した。このようなイベントが残っている原因については、ADC を割り当てる時に L1 hold time の開始

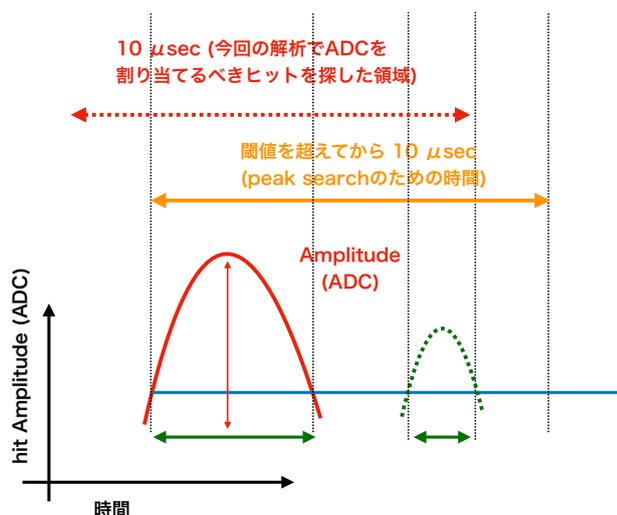


図 5.7 ADC を正しいヒットに割り当てるための手法。現在 ADC が最後のヒットに割り振られているので、そのヒットのた立ち下がり時間から $10 \mu\text{sec}$ 前までで最も大きな TOT を持つヒットを探す。

時間が分かっている訳ではないため、誤って 1 つ前の L1 hold time の大きな ADC を持ったヒットに割り当ててしまうことで、図 5.9 の上図のように、本来大きな ADC が割り当てられるべきヒットに小さな ADC で置き換えてしまうことが原因だと考えられる。同様に図 5.9 の下図のようにかえって、L1 hold time の外の大きすぎる TOT に ADC を割り振ってしまうことがあった。

5.4 考察および結論

以上の調査により、CITIROC を用いて、ADC と TOT の割り当てを正確に行うためには、L1 hold time の開始時間を取得する必要があると考え、Super FGD 用のエレクトロニクスでは、L1 hold time の開始時間を取得するようにファームウェアに変更を加える予定である。これらの改善を行えば、TOT を用いて波形の波高情報を取得できるということがわかった。TOT では光量の再構成の精度は悪いが、崩壊電子についてはエネルギー損失による粒子識別を行う必要はないので、十分である。また、複数のニュートリノイベントのパイルアップによって同一チャンネルで複数ヒットが観測された場合は、一方のヒットは ADC では取得できないので、TOT を使わざるを得ないが、Super FGD ではそのような確率は非常に小さい。以上のことから Super FGD のデータ取得においては、正確な光量測定の必要がない崩壊電子と稀に起きるニュートリノイベントのパイルアップによる多重ヒットを除けば、CITIROC により正確な波高情報を取得できることがわかった。

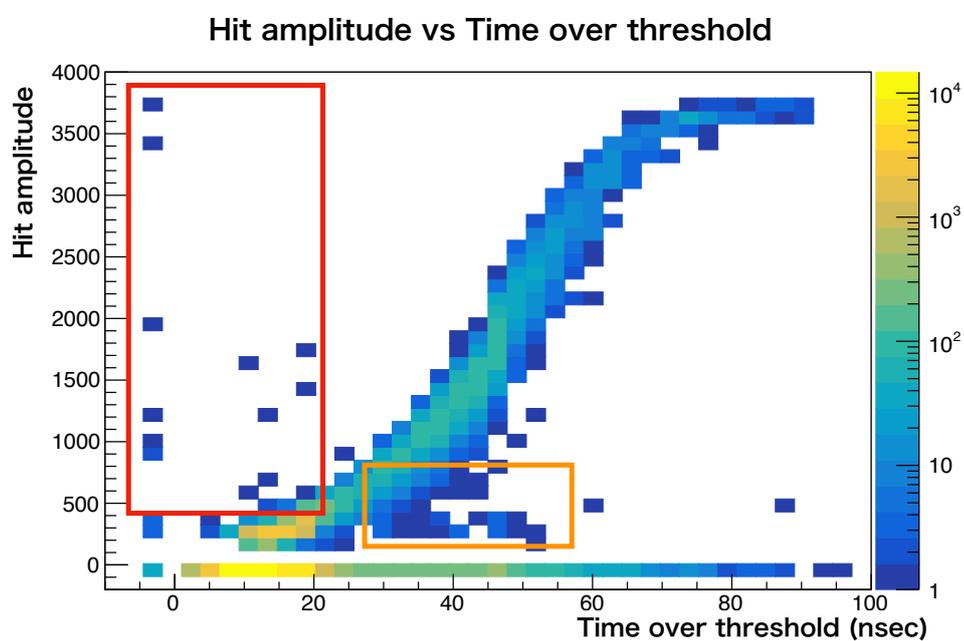


図 5.8 ADC の割り当てを変更後の Baby MIND のエレクトロニクスによる ADC と TOT の 2 次元ヒストグラム。図 5.6 に比べて明らかに、ADC と TOT の相関がなかったイベントが減っているが、逆に ADC に比べて TOT が大きいイベントが生じている。

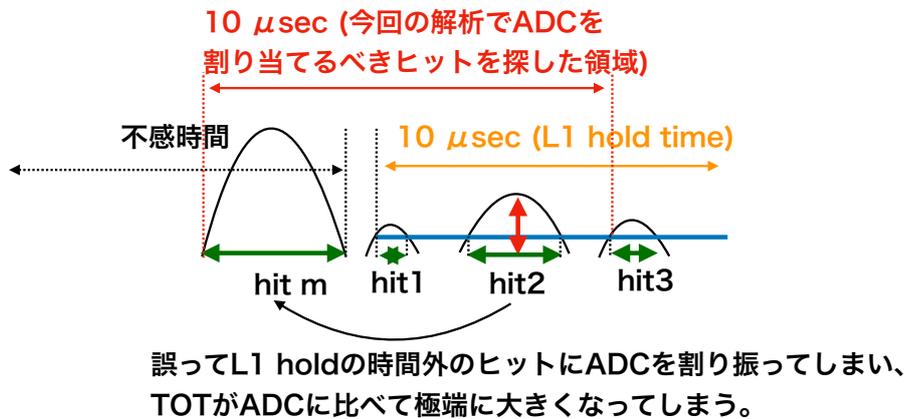
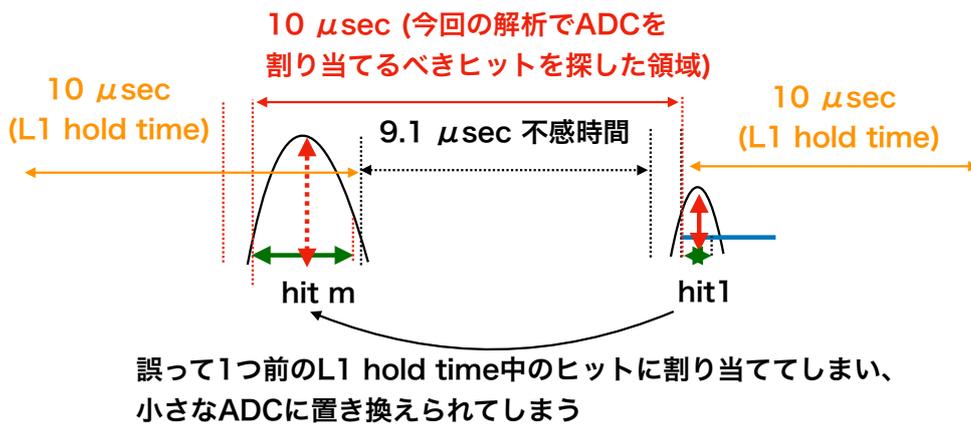


図 5.9 ADC が TOT に比べて小さくなってしまふ理由を示す図 (上図) と TOT が ADC に比べて大きくなってしまふ理由を示す図 (下図)。ADC が不感時間の間の記録されたより大きい波形のものに割り当てられてしまい、ADC と TOT の割り当てがうまくいなくなる。

第6章 波長変換ファイバーの端面処理の最適化

6.1 ファイバー端面処理の必要性について

Super FGD ではシンチレータからの光を MPPC に伝搬するのに波長変換ファイバーを使用する。本研究では、ファイバーの端面処理の最適化を行なった。

図 6.1 のように読み出しとは逆側のファイバー端面に反射率が高い物質があると、ファイバー中で MPPC と逆側に放たれた光子が反射され戻ってくることで光量が増加する。しかし、読み出しと逆側のファイバー端面で反射した光の経路が読み出し側に直接届いた光の経路と大きく異なることにより信号波形が歪み、光量は増加するものの、正確に荷電粒子のエネルギー損失を測定できなくなる可能性がある。前章での議論から ADC および TOT を評価する必要がある。また、端面処置特に鏡面の形成には手間とコストがかかってしまう。また、大量のファイバーについて光量のばらつきを抑える必要もある。これらの問題点を踏まえ、ファイバーの端面の処理ごとに測定を行い、性能評価を行なった。

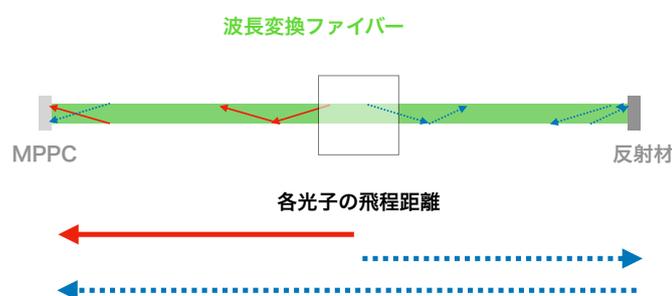


図 6.1 ファイバー端面処理による効果を示す図。青色の点線で示した光子がファイバー端で反射することにより MPPC に到達することができ、これにより光量が増大する。一方で図の下部に示した様に光子の飛程距離が大きく違い、それにより波形がゆがんでしまうのではないかとということが危惧される。

6.2 ファイバー端の処理による影響の評価

6.2.1 ファイバー端の処理の方法

ファイバー端を処理するにあたって、5つの方法を検討することにした。

- ファイバー端をニッパーでカットする

この場合ファイバー端を全く処理しておらず、表面がごつごつとしているため、逆側に届いた光子がファイバー端で透過および乱反射して、読み出しとは逆側に行った光子がMPPCまでたどり着くものはほとんどない。加工の手間は最も簡単である。

- ファイバー端を研磨機で研磨する (以降研磨するといった際には、研磨機で研磨することを指す)

ファイバー端を綺麗に研磨しているため、読み出しとは逆側のファイバー端まで全反射しながらたどり着いた一部の光子はスネルの法則による反射をファイバー端でする。よって、反射前と反射後のファイバー軸に対する角度が変わらないため、ファイバー端での反射後も全反射しながら、読み出し側まで戻っていく。したがって、一つ目の方法よりも光量は増大すると考えられる。

- ファイバー端を研磨した後、アルミニウムを蒸着する

ファイバー端にほぼ反射率が1のアルミニウムを蒸着しているため、ほとんどの光子がファイバー端で鏡面反射され、反射後もファイバー軸に対する角度を保つため、全反射により読み出し側まで伝搬する。したがって、最も光量を増やすことのできる理想的な方法である。そのためには、真空蒸着または、スパッタリングが必要だが、手間がかかってしまうのが難点である。真空蒸着とは、真空にした容器内で蒸着材料を加熱し、気化させることで、離れた位置に置かれた標的の表面に付着させる。一方で、スパッタリングの場合はアルミニウムにイオン化した原子を衝突させて、弾き出させ、標的の表面に付着させる。今回の測定では真空蒸着によるものを使用した。図6.2の左図のようにファイバー端面以外をマスキングテープでマスクして、ファイバー端面のみをアルミニウムで真空蒸着した。図6.2の右図に蒸着後のファイバー端面を示す。コア部分にはアルミニウムを蒸着することはできたが、端面のクラッド部分にはしっかりと付着せず、クラッド部分から少し漏れ出てしまっていた。真空蒸着の際にマスキングテープやファイバーからのアウトガスにより真空度が悪くなり、アルミのファイバー表面へのくっつき具合が悪くなってしまったことが原因と考えている。しかし、コア部分は十分に隠れているので大きな影響はないと考えた。

- ファイバー端を研磨した後、黒色油性ペンで塗布する

端面での光の密閉性は高まるが、黒色のファイバー端表面にあたった光子がほとんど吸収されてしまうため、ファイバー端での反射により光量が増大する効果が期待できないと考えられる。

- ファイバー端を研磨した後、TiO₂を含んだ白色の反射材 (ELJEN Technology 社 EJ-510) を塗る

反射率は1に近くアルミニウムの場合と同様である。しかし、反射の仕方が金属の場合とは異なり、ランバート反射のため、反射後の光がファイバー表面での臨界角に収まる可能性も低く、光量増大はアルミニウムの場合ほど得られないと考えられる。

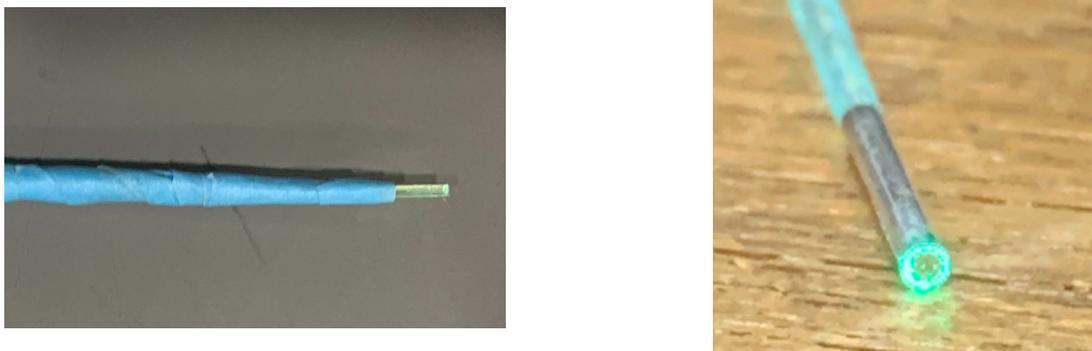


図 6.2 アルミニウムでの真空蒸着のために端面以外をマスクしたファイバー (左図) と真空蒸着後のファイバー端面 (右図)。

6.2.2 測定の設定アップ

シンチレータをファイバーに沿って、10 cm ずつ移動させながら、宇宙線の測定を繰り返すことでファイバーの各位置での光量を測定した。図 6.3 にセットアップを示す。長さ 200 cm の波長変換ファイバーを 6 本、シンチレータキューブ 6×10 個、MPPC S13360-050-CS6 個と読み出し回路としての EASIROC モジュールからなる。一つ目のセットアップで図 6.3 の上図のように上下にトリガー用のシンチレータを置き、その間に 4 本のそれぞれ異なる端面処理を施した波長変換ファイバーとシンチレータを置いた。今回の測定の目的は、波長変換ファイバーに端面処理を施した場合にどれだけ ADC で測定した光量と TOT が変化を見ることである。そこで、これらのセットアップでの測定後、比較のために、処理が研磨のみだったものを除き、同じ波長変換ファイバーの端面を研磨機で研磨した。研磨のみだったものは、ニッパーでカットした。これらの処理の後、再度光量測定をした。

閾値の設定

TOT の測定では閾値を超えた時間が重要になるため、閾値を慎重に決定する必要がある。Super FGD の実機での測定における閾値はまだ決定されてはいないが、MPPC のダークカレントが十分小さいことから、0.5 ~ 2.5 P.E. 程度であると考えられ、また Super FGD 試作機を用いたビームテストが 2.5 P.E. の閾値で行われていることから 2.5 P.E. にすることにした。

光量 (波高) の評価

前章での宇宙線試験と同様に、各チャンネルの上下のチャンネルで 5 P.E. 以上であった場合を選択した。今回の測定においても光量分布をランダウ関数でフィットした時の MPV を算出した。フィット範囲は各光量分布の光量の最頻値の -5 から $+10$ とした。図 6.4 に光量分布とランダウ関数でのフィット結果の例を示す。

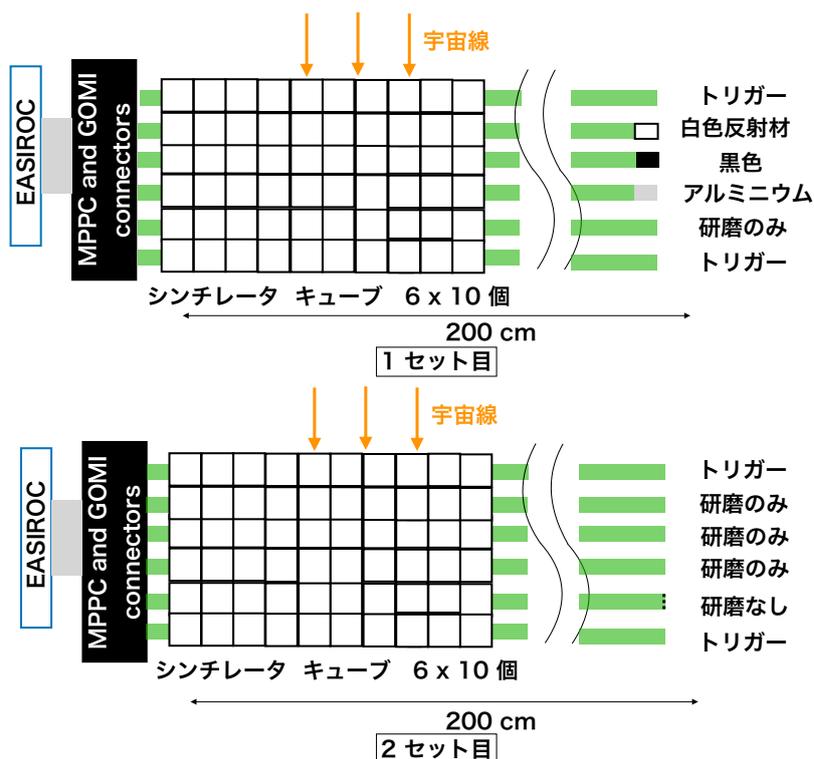


図 6.3 各端面処理における波長変換ファイバーの性能評価のためのセットアップ

各位置での1回目と2回目の光量測定の結果をそれぞれ図 6.5 と図 6.6 に示す。各位置での1回目と2回目のMPV光量の比を図 6.7 に示す。図 6.7 からわかるようにアルミ蒸着を行った場合には、読み出しとは逆側の端面に近い場所での測定においてMPV光量が20%程度増加する傾向が見られた。一方、反射材塗布または研磨のみの場合にはこの宇宙線試験でのファイバーのたわみによる系統誤差が大きく今回の試験からはMPV光量の変化をはっきりとは見ることができなかった。また、黒色に処理した場合は逆側の端面に近いほど、MPV光量がむしろ減少している傾向が見られた。

6.2.3 ADC および TOT (Time over Threshold) の評価

各位置でのADCとTOTの相関を確認した。図 6.8 にある位置での1回目の光量測定におけるADCとTOTの相関図を示す。反射材塗布したファイバーのMPV光量が極端に小さかったが、特に明らかに相関がおかしくなっているような傾向はみられなかった。TOTを評価するために、図 6.9 のように各位置でのADC/TOT (ADC count/nsec) をプロットした。それぞれの場合を比較した場合において、大きな違いを見ることは出来なかった。

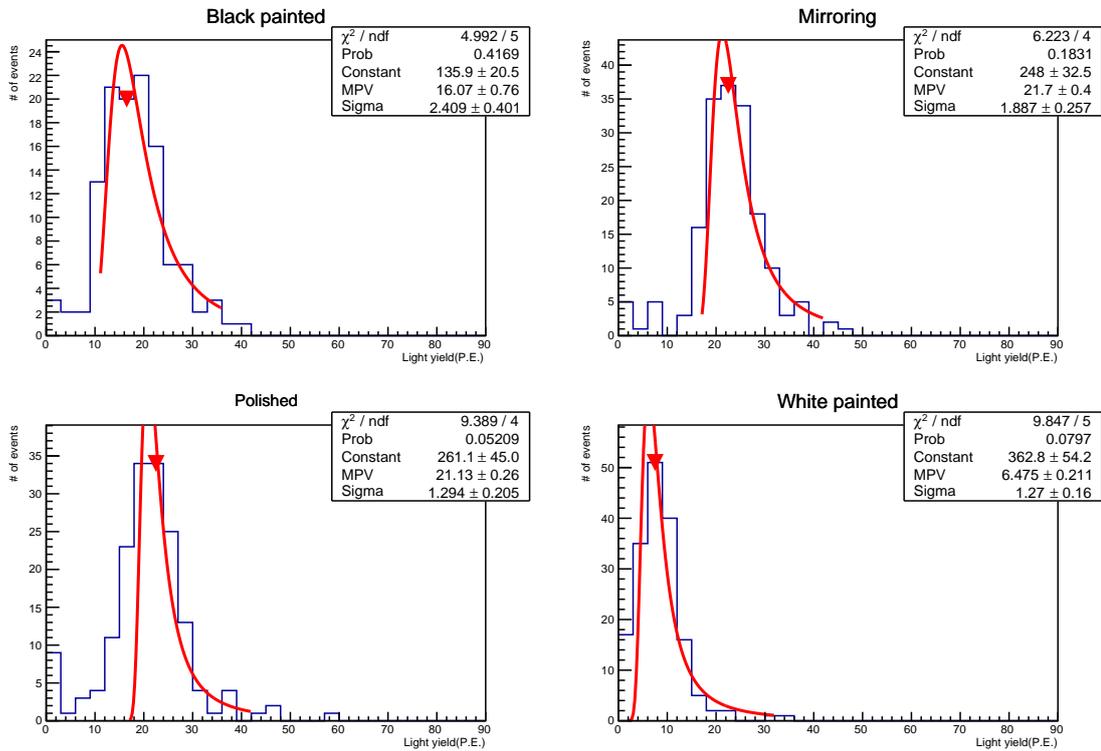


図 6.4 MPPC からの距離が 195 cm の位置での各ファイバーの光量分布とランダウ関数によるフィット

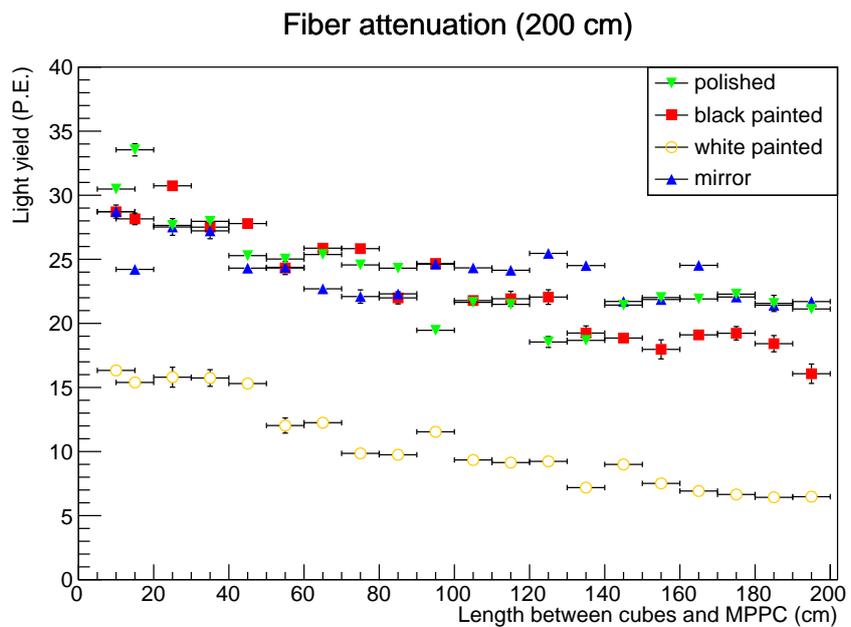


図 6.5 各端面処理での MPV 光量の位置依存性 (1 回目の測定)

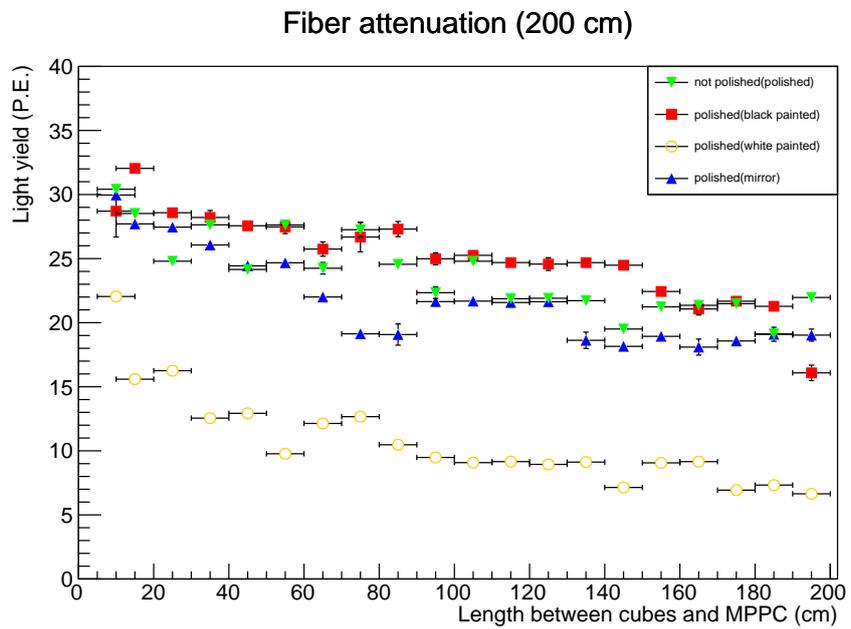


図 6.6 処理端面を研磨ないし、ニッパーでカットした後の MPV 光量のファイバーでの位置依存性 (2 回目の測定)

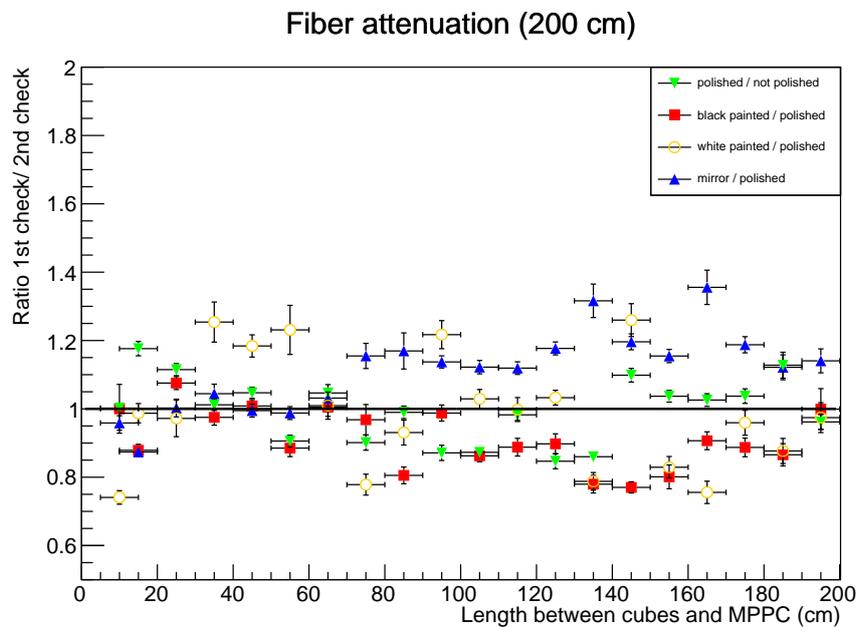


図 6.7 MPPC からの各距離での 2 回目の測定に対する 1 回目の測定の MPV 光量の比をとった。

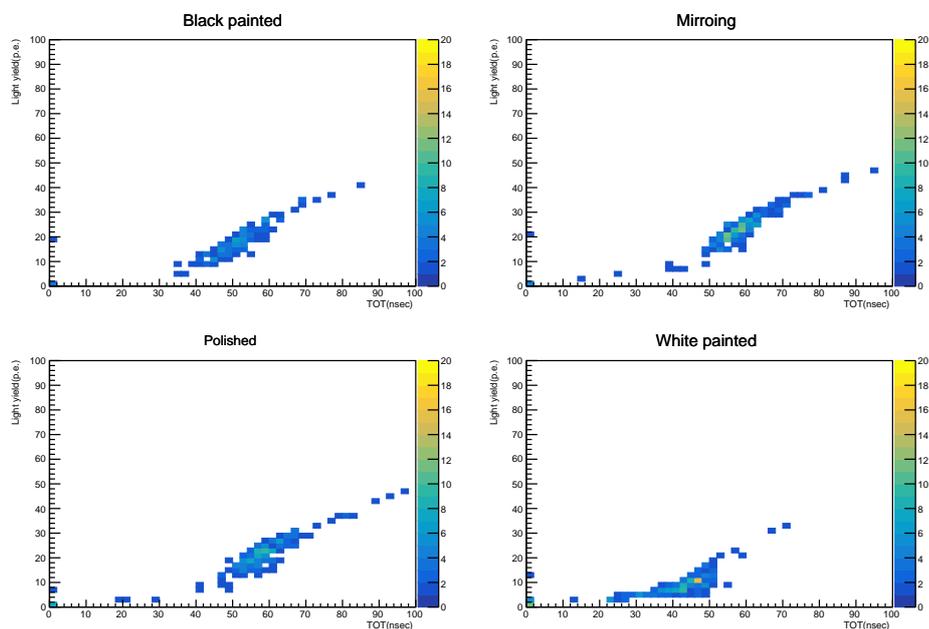


図 6.8 MPPC からの距離が 195 cm の位置での ADC により測定された光量と TOT の相関図の例。

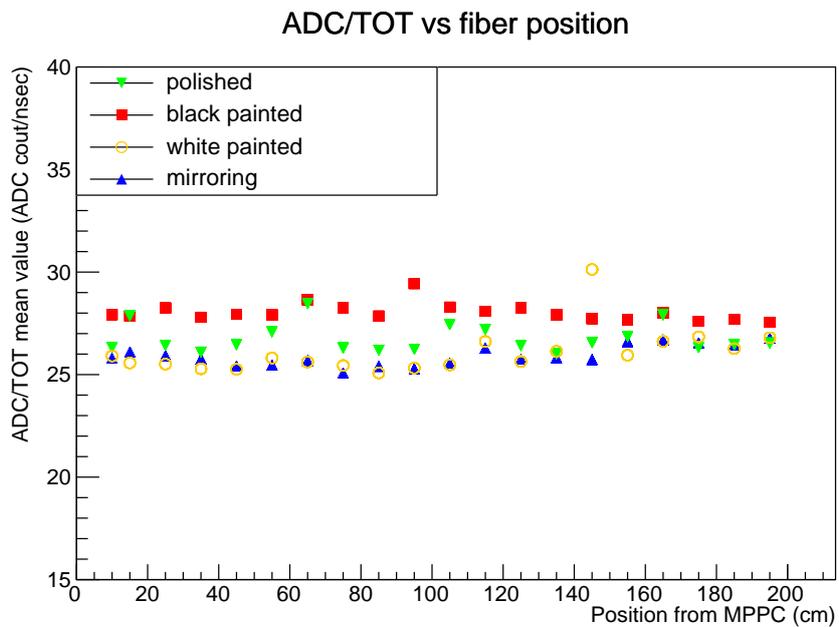


図 6.9 各ファイバー端処理、ファイバーの各位置での ADC/TOT の平均値。

6.3 考察

ファイバー端を処理することによる TOT が歪まされる効果はなく、かつアルミ蒸着した場合には 20% 程度ファイバーの端面付近で確実に光量を増やすことができることがわかった。また、黒色塗布した場合には光量はファイバー端付近で減少している傾向がみられた。したがって、光量を増加させるという観点においてファイバー端をアルミ蒸着するに越したことはない。しかし、実機で数万本のファイバーでこの処理を行うのはコストと手間が非常にかかってしまう。そこで、第7章で Super FGD の検出器シミュレーションから、粒子識別能力がファイバーの光量によりどれだけ変化するかを評価をし、ファイバー端処理を決定する。

第7章 陽電子ビームを用いた試験および光学シミュレーション

7.1 陽電子ビームを用いた試験

ビームを用いた性能評価は宇宙線試験に比べて短時間で大きな統計量を得ることができるという利点がある。そこで、以下の目的のために2018年11月14日から17日の間で東北大学電子光理学研究センター (ELPH) で陽電子ビームを用いたビームテストを行った [35]。

- 大統計での MPPC インターフェースの性能の確認
- MPPC インターフェース以外の要素、主に宇宙線の統計量では見ることの難しいシンチレータキューブ内での光量の一様性の確認

他にも、クロストークレートの測定等を行ったが、本研究に関係あるこの上記の測定についてのみ本章で述べる。

7.1.1 ビームライン

ELPH のビームラインを図 7.1 に示す。入射用線形加速器で 70 MeV まで加速された電子が、さらに BST リング内で 1.3 GeV まで加速される。この電子ビームの制動放射由来によるガンマ線が対生成することにより、500 MeV の陽電子、電子ビームが生成される。そのうち、陽電子のみを双極電磁石で選択的に曲げて、GeV ガンマ照射室まで導いている。本試験では GeV ガンマ照射室でこの陽電子ビームの照射を行った。

陽電子ビームの性質を表 7.1 にまとめた。

7.1.2 セットアップ

図 7.2 に今回の測定のセットアップの概念図を示した。また、実際の写真を図 7.3 に示す。これらの

表 7.1 陽電子ビームの性質

運動量	$\sim 500 \text{ MeV}/c$
レート	$\sim 2.7 \text{ kHz}$
ビームの広がり	$\sigma_x = \sigma_y \sim 7 \text{ mm}$

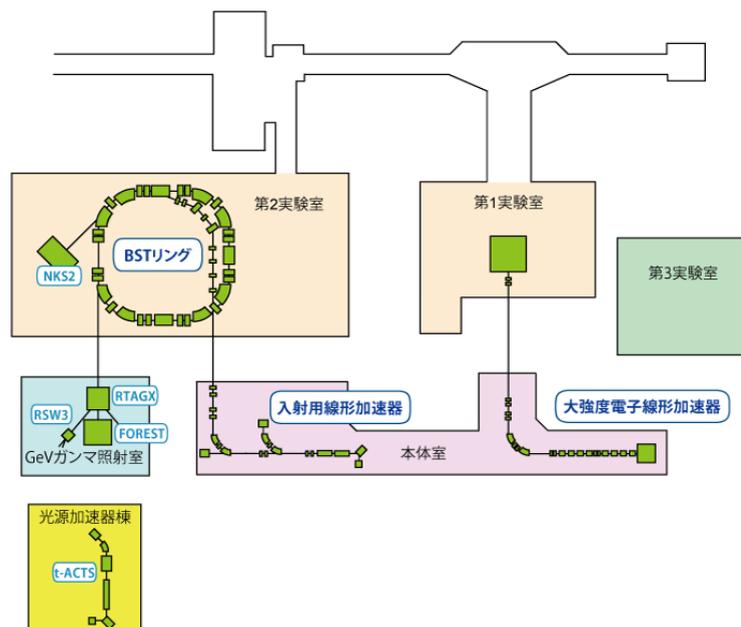


図 7.1 ELPH のビームライン [36]

図からわかるように今回の測定では、Super FGDのプロトタイプ検出器と、そのシンチレータキューブのサイズよりずっと良い精度で陽電子ビームをトラックするために、プロトタイプ検出器からみてビーム上流側とビーム下流側にホドスコープを設置した。以下構成要素ごとに説明する。

プロトタイプ検出器

今回のビームテストでは、 $5 \times 5 \times 5$ 個の Super FGD 用のシンチレータキューブを MPPC インターフェースの性能評価のために使用した。その読み出しのための波長変換ファイバー、MPPC および MPPC インターフェースは第4章での試作機評価と同じもの、光学コネクタは新型のものを使用し、それぞれ約 40 cm のファイバーを 75 本、MPPC インターフェースを $25 \text{ ch} \times 3$ 枚使用した。波長変換ファイバーの読み出しと逆側のファイバー端はニッパーでカットするのみで、研磨などの処理はしていなかった。

ホドスコープ

ホドスコープは断面が $1.5 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$ で長さが 20 cm のシンチレーションファイバーの表面に厚さ $100 \mu\text{m}$ の反射材の層を形成することにより、各シンチレーションファイバーを光学的に分離した検出器になっている。図 7.4 の左図のようにビーム軸とは垂直な平面状に 16×16 の垂直成分と水平成分のシンチレータが重なってできる領域を持っていて、この重なってできる一つ一つの領域をセルと定義する。各セルの大きさは、 $1.7 \text{ mm} \times 1.7 \text{ mm}$ で全体の有効面は $26 \text{ mm} \times 26 \text{ mm}$ となっていて、 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ のシンチレータキューブの表面を覆うのに十分な大きさになっている。このホドスコープのどのチャンネルにヒットがあったかを見ることで、荷電粒子の 1.7 mm の精度でのトラッキングが可能となってい

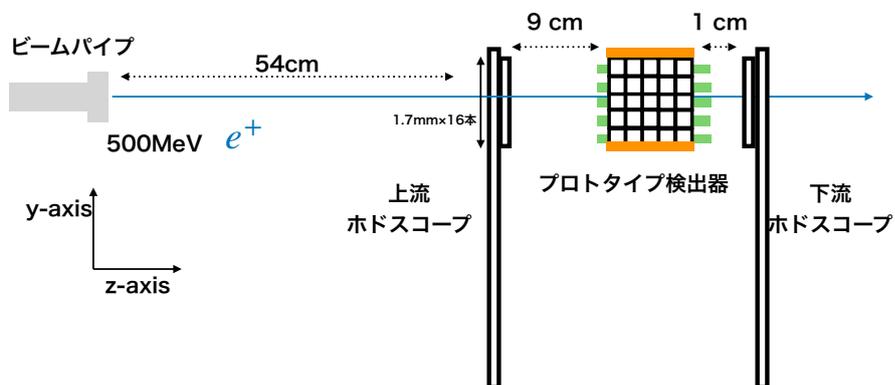


図 7.2 セットアップの概念図。上流と下流のホドスコープにより、荷電粒子の飛跡を高精度でトラッキングする。

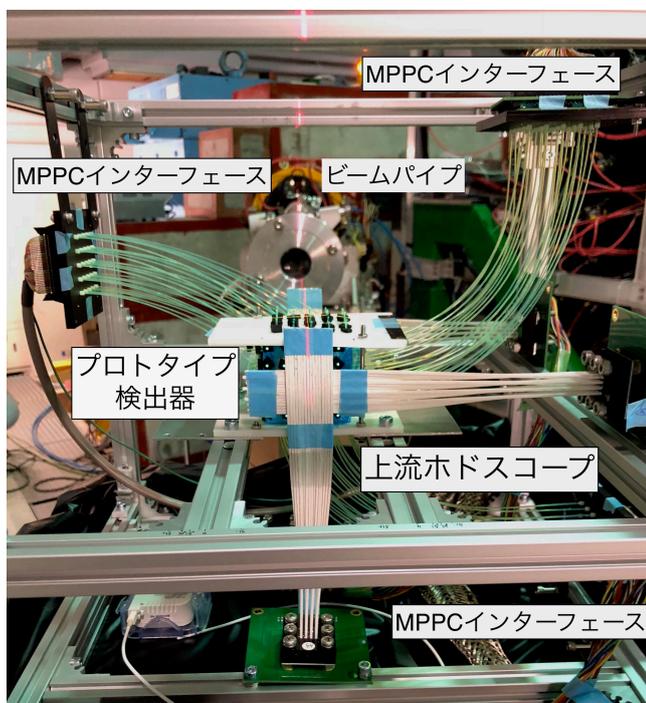


図 7.3 ビーム下流から見たセットアップ。

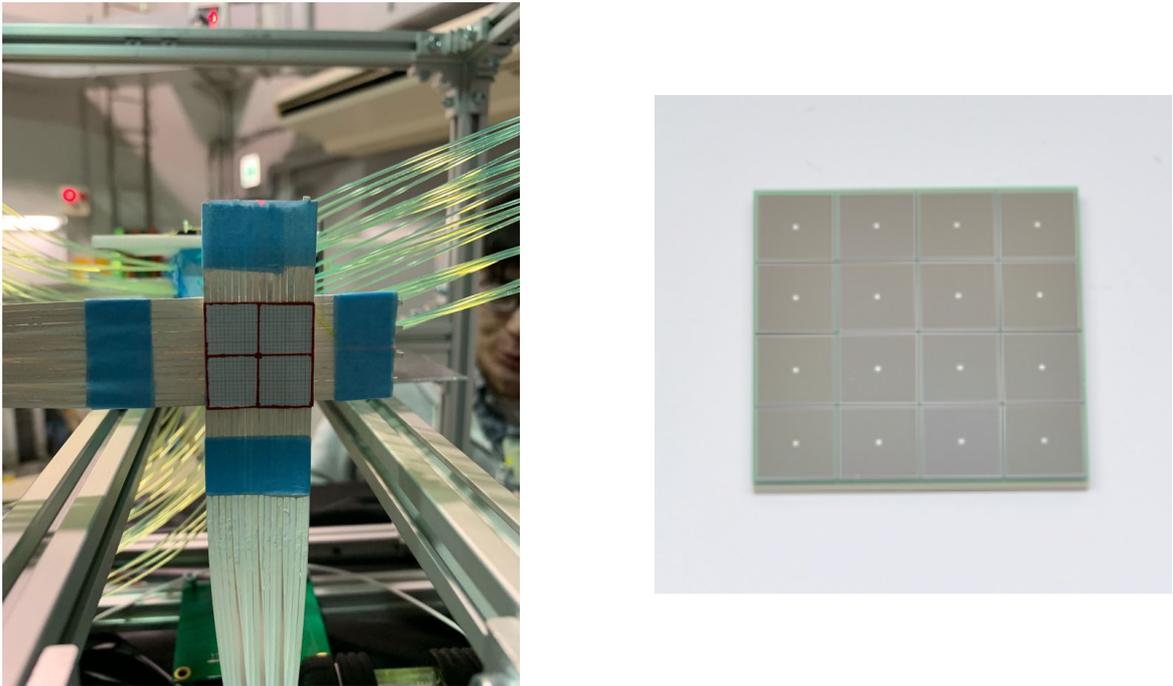


図 7.4 ホドスコープ (左図) と MPPC array(右図)。

る。また、このホドスコープ用の MPPC として、図 7.4 の右図のような 16 ch でひとまとまりになった有効受光面が $3.0 \text{ mm} \times 3.0 \text{ mm}$ の MPPC array(S13361-3050AE-04) を使用した。

データ取得のためのエレクトロニクスおよびトリガー条件

データ取得のためのエレクトロニクスとしては EASIROC モジュールを使用した。このビームテストでの読み出し回路の概念図を図 7.5 に示す。この図からわかるように今回のトリガー条件としては、上下流のホドスコープの合計 64 ch を使用し、そのどれかで 2.5 P.E. 以上であった場合にデータを取得した。

7.1.3 MPPC インターフェースの性能評価

第 4 章で述べた宇宙線試験では光量分布をランダウ関数でフィットしたが、今回の陽電子ビームテストでは、十分な統計量があることから、ランダウ関数とガウス関数の畳み込み関数でフィットし、MPV 光量を求めた。図 7.6 にあるチャンネルでの光量分布を示す。陽電子ビーム幅が 7 mm 程度であり、かつホドスコープに覆われているのが中心 $3 \times 3 \times 5$ の検出器領域になるので、x 軸方向と y 軸方向について各 $3 \times 5 = 15 \text{ ch}$ ずつ、z 軸については $3 \times 3 = 9 \text{ ch}$ を使用した。得られた MPV 光量の平均値と標準偏差を表 7.2 にまとめた。z 軸方向の読み出しの場合はビーム軸と z 軸が平行なため、シンチレータキューブ 5 個分通過した光量の合計になり、他の軸の読み出しの光量の 5 倍程度になっている。また、チャンネルごとの MPV 光量を図 7.7 にまとめた。この図において、比較するために z 軸の読み出しの

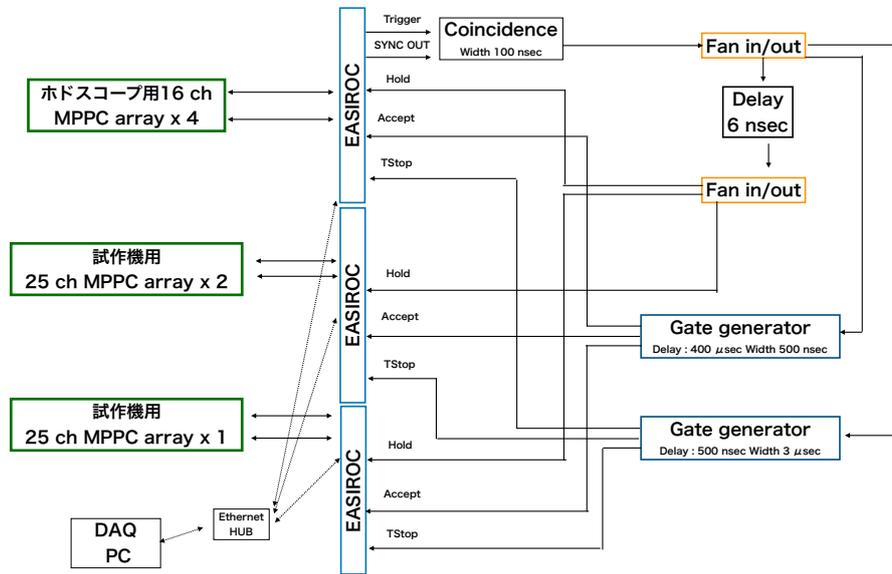


図 7.5 ELPHでの陽電子ビーム試験で用いたデータ取得のための読み出しのための概念図。

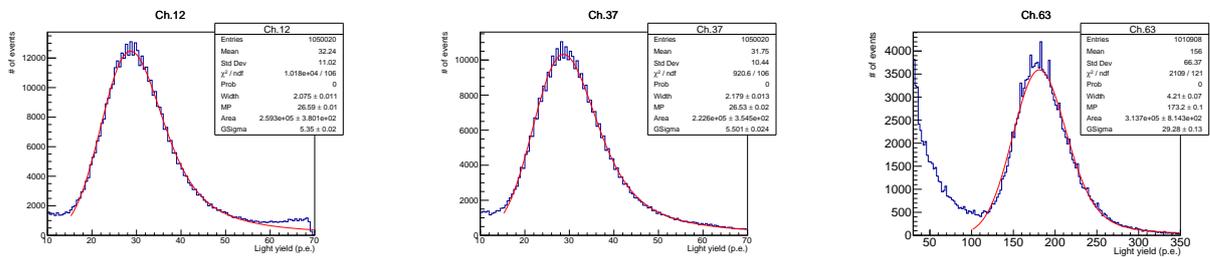


図 7.6 あるチャンネルの光量分布とフィット結果。左から x 軸、y 軸、z 軸読み出しの場合。

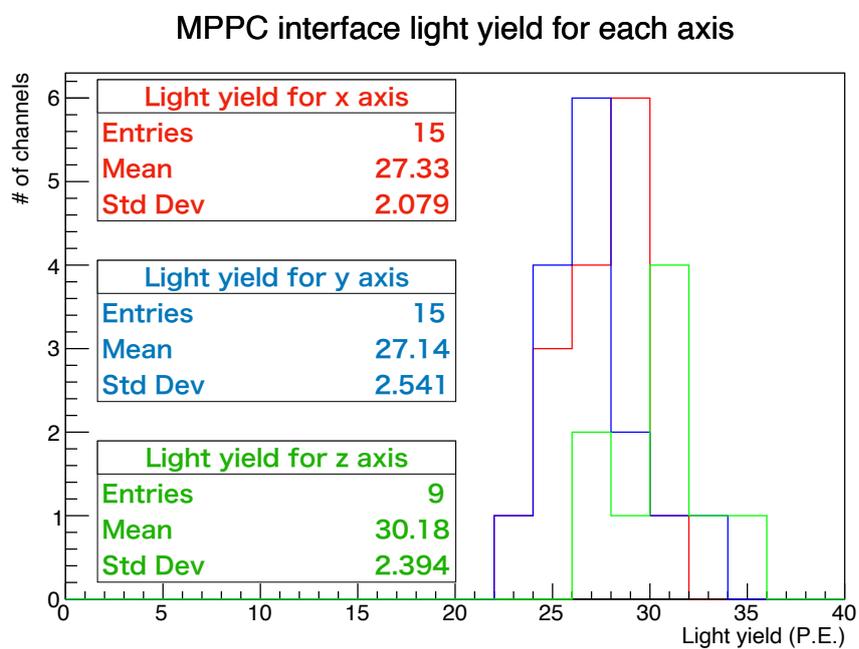


図 7.7 各軸読み出しの MPPC インターフェースのチャンネルごとの MPV 光量。z 軸読み出しの光量については、5 分の 1 にしている。

表 7.2 各軸方向の MPPC インターフェースの MPV 光量の平均値および標準偏差。

項目	x axis	y axis	z axis
光量の平均値 (P.E.)	27.3	27.1	161
光量の標準偏差 (P.E.)	2.08	2.54	12.4
標準偏差/平均値 (%)	7.7	9.4	7.9

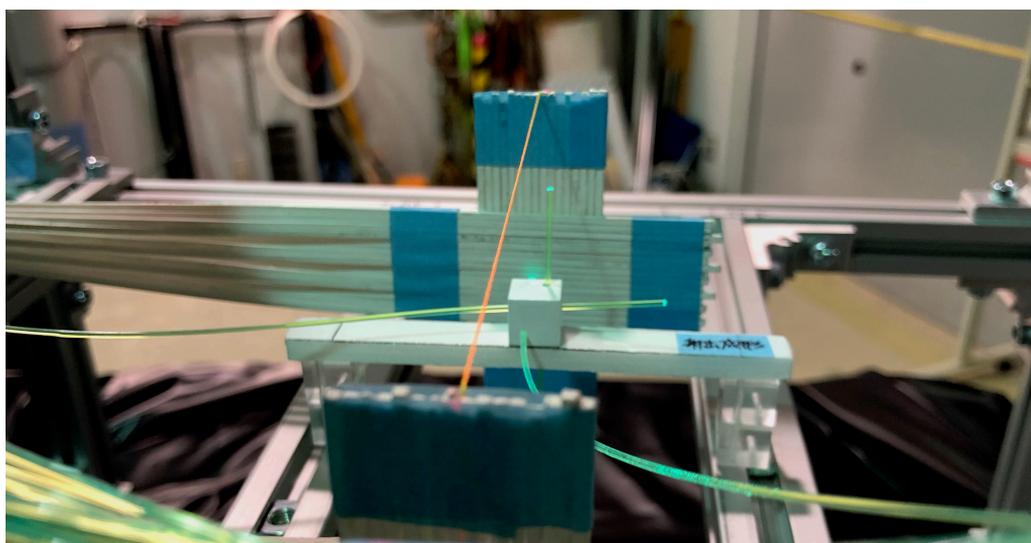


図 7.8 シンチレータキューブ 1 個での測定のセットアップ。

光量については、5分の1にしている。全ての軸についてチャンネル間の一様性は、7～10%程度と十分な結果が得られた。また、各軸ごとの光量にも違いは大きくは見え、平均値の違いが約5%と MPPC インターフェース内部での光量の一様性と同程度で、性能としては十分であることを確認した。

7.1.4 シンチレータキューブ内での光量の一様性

図 7.8 に示すように、プロトタイプ検出器に置かれていた位置に代わりにシンチレータキューブを1つ置いた。これによりホドスコープを用いた 1.7 mm 精度での、シンチレータキューブ内での光量の位置依存性の測定を行った。シンチレータキューブ内の特定の位置を荷電粒子が通過したイベントを取得するために、図 7.9 のように上流と下流のホドスコープの同じチャンネルを通過した場合を選択した。この時の各チャンネルでの閾値は 5 P.E. とした。結果は図 7.10 のようになった。表 7.3 に MPV 光量の平均と標準偏差をまとめた。測定結果からシンチレータキューブ内でファイバーの近くと遠くで光の収集効率の違いがあり、非一様性に大きく影響していることがわかった。

7.1.5 考察

陽電子ビームを照射し、MPPC インターフェースを用いて、光量を測定し一様である結果が得られた。今回の陽電子ビームの運動量は 500 MeV/c で、MIP 粒子に比べて、エネルギー損失すなわち光量が、

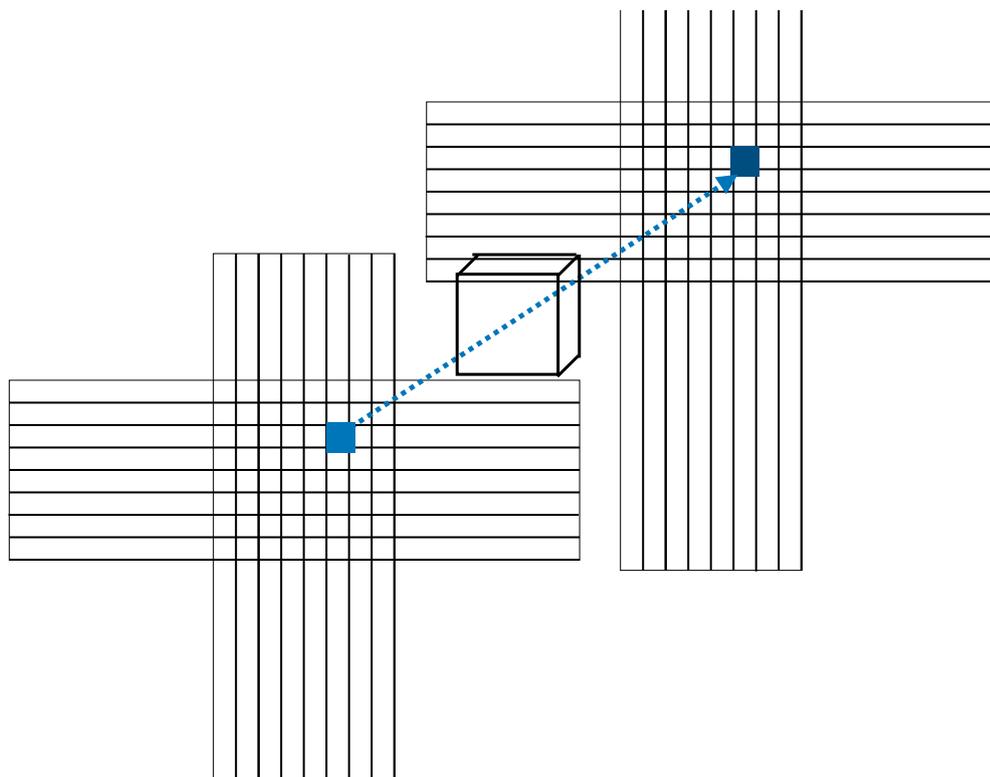


図 7.9 シンチレータキューブ内での特定の位置を通ったイベントを選択するためのトリガー条件。青矢印が荷電粒子のトラックを示す。

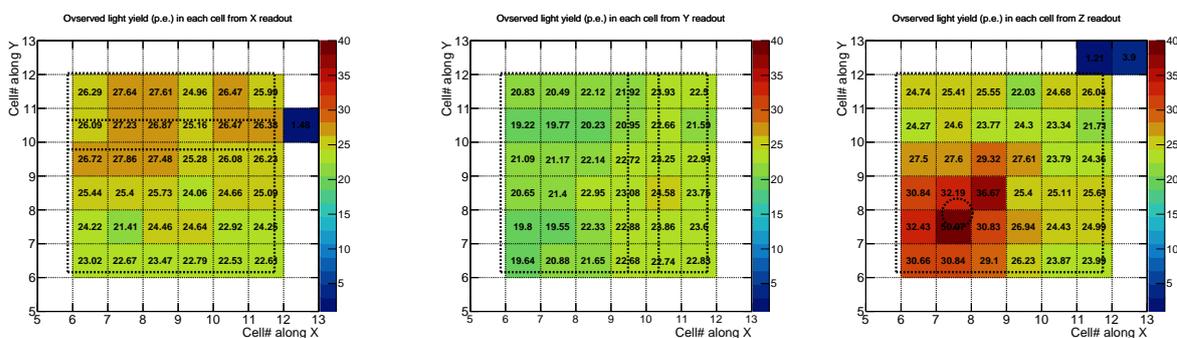


図 7.10 シンチレータキューブ内の光量分布。左から x 軸、y 軸、z 軸方向読み出しで、点線はシンチレータキューブの穴の位置を示している。

表 7.3 シンチレータキューブ内での光量の一様性。

	x axis	y axis	z axis
光量 (平均)	25.1	21.9	27.2
光量 (標準偏差)	1.5	1.3	5.0
標準偏差/平均	7%	7%	18%

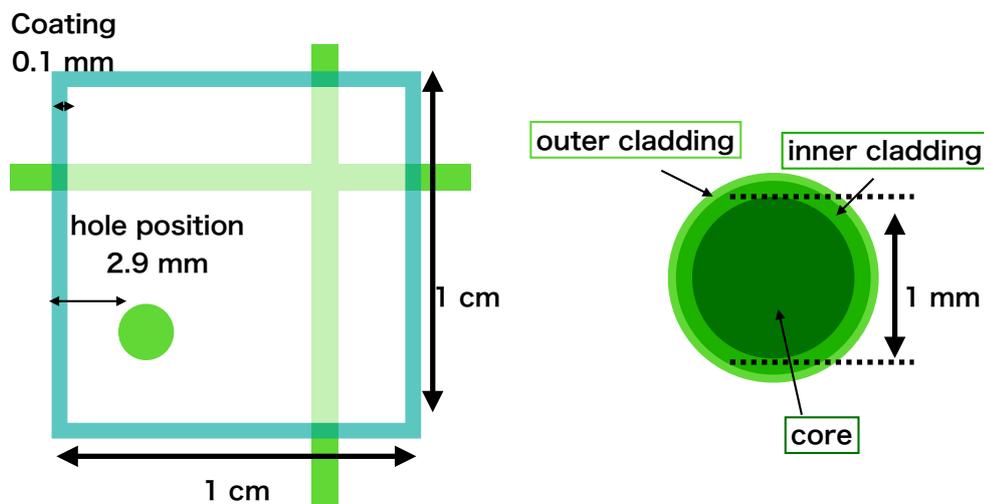


図 7.11 シミュレーション内に実装されたシンチレータおよび波長変換ファイバーの断面図。

1.5 倍ほどになるはずである。したがって、宇宙線による測定 (40 P.E.) により予想される光量 60 P.E. に対し、実際の観測光量は 25 P.E. 程度と、40%程度だった。考えられる原因としては EASIROC のピークホールドをするタイミングがずれて、波高を正確に取れていなかった可能性がある。

7.2 GEANT4 を用いた光学シミュレーション

7.2.1 目的

位置依存性を理解するために、GEANT4 を用いた独自の光学シミュレーションを開発した [37]。

7.2.2 セットアップおよび光子の伝搬

セットアップ

シミュレーション内のシンチレータキューブとファイバーのジオメトリーは図 7.11 のようなものを実装した。光学シミュレーションを行う上での光学的な物理モデルについては、今回のキューブ表面の反射材や波長変換ファイバーのクラッドといった散乱体が、生成される光子の波長 (300 nm ~ 700 nm) に比べて十分大きいため、ミー散乱及び、ラザフォード散乱による寄与は考えなかった。光子の生成過程は、荷電粒子のエネルギー損失による等方的なシンチレーション光と方向性を持ったチェレンコフ光による過程が主である。

シミュレーション中での光子の伝搬

以下の順序で光子はシンチレーション光によって生成され、MPPC で検出される (図 7.13)。

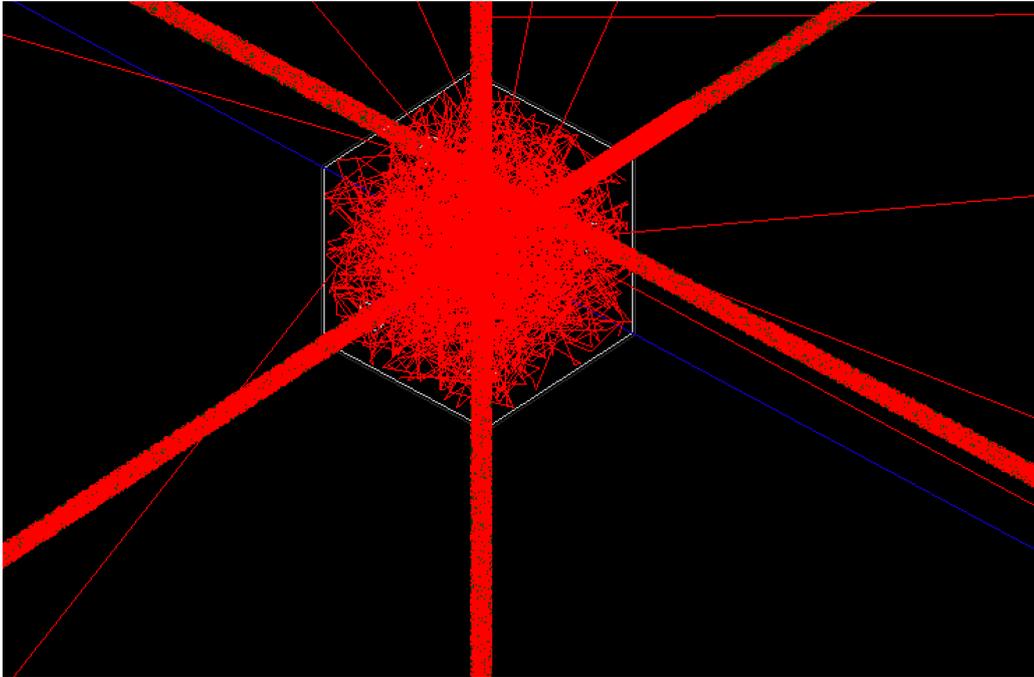


図 7.12 光学シミュレーションの光子をトラッキングしたディスプレイ。赤線が各光子のトラック、青線が入射した陽電子ビームのトラックを示す。

1. シンチレータ中での荷電粒子によるエネルギー損失により等方的にシンチレーション光が生成される。
2. 光子はシンチレータ中の伝搬中に減衰長に対応した確率で消滅する。反射層に達した光子は反射される。光子は消滅するか、波長変換ファイバーに到達するまで伝搬と反射を繰り返す。
3. 波長変換ファイバーに到達した光子は波長変換され、等方的に放出される。
4. 波長変換ファイバー中を減衰しつつ、ファイバーのコアとクラッドの間で透過または反射をするが、境界への入射角が臨界角以上であるものは、全反射を繰り返し、ファイバー中を伝搬する。
5. 光子がMPPCに到達し、設定されたMPPCの光子検出効率の確率で検出される。

このシミュレーションでの光子をトラッキングしたディスプレイを図 7.12 に示す。今回、エレクトロニクスやMPPCによるノイズやディレイの効果は考えていない。この光学シミュレーションを行う上で各過程に関連したパラメータを設定する必要がある。そこでいくつかの文献をもとに、表 7.4 の様なパラメータセットでシミュレーションを行った。以下、これらのそれぞれのパラメータについてそれに関連する各過程ごとに述べる。

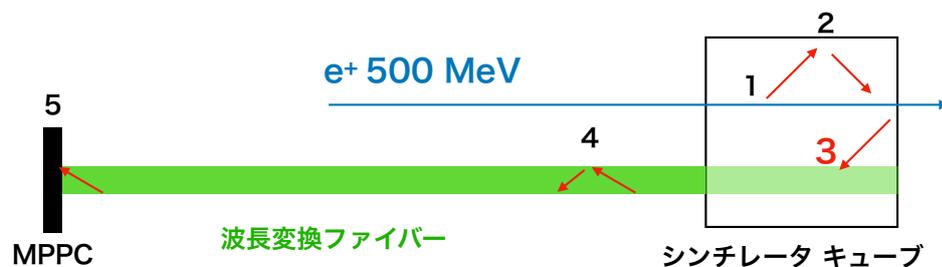


図 7.13 光学シミュレーションでの光子の伝搬図

表 7.4 光学シミュレーションでのパラメータ表

検出器の要素	パラメータ	値
シンチレータ	減衰長	38 cm
	シンチレーションの光量	20,000 /MeV
	シンチレーション過程での時定数	1 nsec
	反射材の反射率	0.97
波長変換ファイバー	波長変換過程での時定数	12 nsec
	コア部分の屈折率	1.59
	減衰長	~ 4 m
	ファイバー端での反射率	0 ~ 1
	内側クラッドの屈折率	1.49
	外側クラッドの屈折率	1.43
MPPC	検出効率	~ 0.25

シンチレータキューブ内でのシンチレーション過程

シンチレータにおける損失エネルギーあたりの発光量は、陽電子ビーム試験の結果に合うように調整した結果 20,000 /MeV となった。一般的な有機シンチレータのシンチレーション光量は 10,000 ~ 20,000 /MeV 程度であり、今回の調整結果はこれと無矛盾である。放出される光子のエネルギースペクトラムについては、現実にはエネルギー損失が PTP により光子に変換されたものが、シンチレータ内での吸収と再発光の過程により、POPOP の発光スペクトラムに近いものになる [38]。しかし、吸収と再発光の過程をシミュレーション内に実装するのは手間がかかり、その過程による時間への影響も、有機シンチレータは時間応答が早いので ($\sim O(1)$ nsec)、今回は吸収と再発光の過程は実装せず、発光スペクトラムは図 7.14 のような POPOP のものを実装した。また、シミュレーション内ではシンチレーション過程による光子は等方的に放出される。

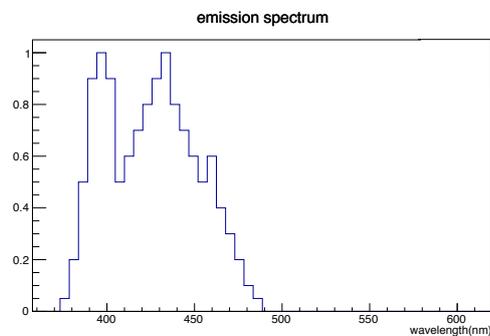


図 7.14 シミュレーション内に実装された POPOP の発光スペクトラム。参考文献の測定結果を元に実装した [38]。

シンチレータキューブ内での減衰および壁面での反射

シンチレータ内での減衰長であるが、今回のシミュレーション内では先行研究の SciBooNE 実験で使用されたシンチレータの測定結果をもとに、38 cm とした [39]。また、壁面での反射であるが、Super FGD のシンチレータキューブの反射材と同様にケミカルエッチング手法を用いている Tyvec シートの測定結果を参照することにした。典型的な各反射材の反射率を図 7.15 にまとめた。その結果から反射率は POPOP の発光スペクトラムの典型的な波長の範囲内では一定で 0.97 とし、反射則はランバート反射に従うとした。

波長変換ファイバーによる吸収再発光過程

波長変換ファイバーのコア部分の表面にたどり着いた光子は、図 7.16 の吸収スペクトラムの範囲内であればほぼ必ず、吸収再発光を行う。POPOP の発光スペクトラムの典型的な波長は十分にその範囲内であるので、今回のシミュレーションでは必ず波長変換するとした。また、吸収再発光にかかる時間で

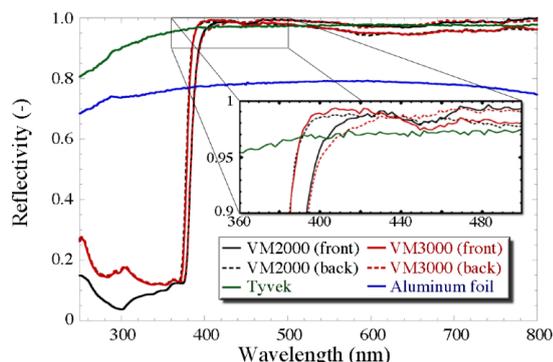


図 7.15 反射材の各波長に対する反射率 [40]。今回使用したシンチレータキューブの反射材はケミカルエッチングで製造されたものであるため、同様の製法を用いている Tyvec シートの反射率を参照することとした。

あるが、その過程が2つの異なるエネルギー準位差での脱励起によって起こるため、実際には異なる時定数を持つ2つの指数関数の線形和であるが、それを考慮すると複雑になりすぎるため、今回は1つの指数関数で表せられるとした。Y11 ファイバーの場合その時定数は ~ 12 nsec 程度であることが測定から明らかになっているのでこの値に設定した [41]。比較的この時定数が大きいため、この値が測定での時間分解能に大きな影響を与えていると考えている。また、シミュレーション内ではこの過程による光子の損失はなく、等方的に放出される。

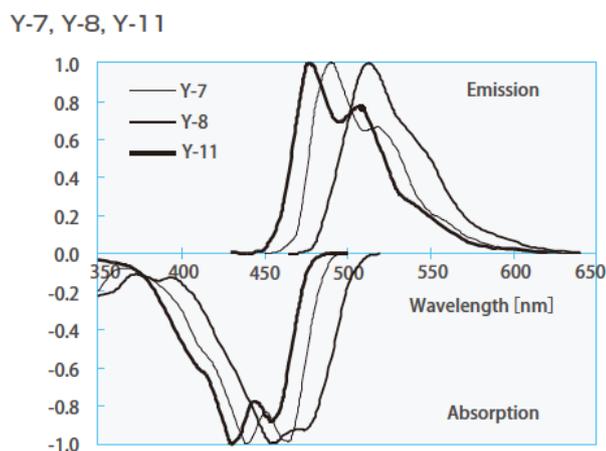


図 7.16 Y11 ファイバーの吸収スペクトラムと発光スペクトラム [31]。

波長変換ファイバー内での光子の伝搬

4章でも述べた波長変換ファイバー内での光子の伝搬であるが、フレネル反射にしたがって、波長変換ファイバーのコア内を伝播する。減衰長は文献をもとに、図 7.17 のものを実装した。

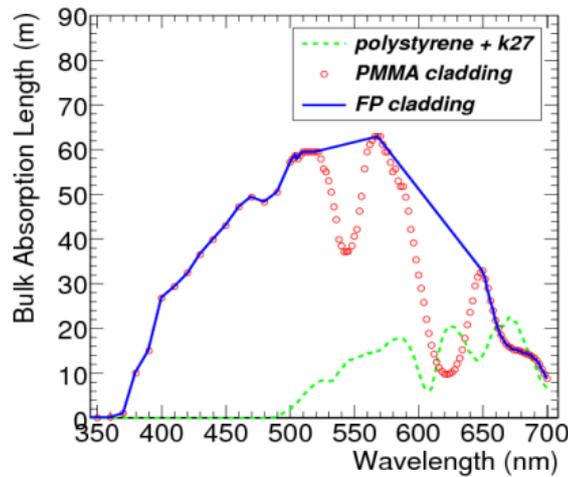


図 7.17 波長変換ファイバーの光子の各波長に対する減衰長 [42]。

MPPC での検出

データシートをもとに図 7.18 を実装した。

7.2.3 ビームテストの結果との比較

シンチレータキューブ内での MPV 光量の一様性を比較した。結果が図 7.19 と表 7.5 で、ファイバー付近で光量が大きくなる効果が確認できた。また、ビーム方向と垂直な x 軸と y 軸の読み出しでの MPV 光量の非一様性は 7% と無矛盾な結果を得ることができた。一方で、z 軸読み出しでの非一様性は測定の方が大きくなってしまった。実際の測定では、z 軸ファイバー中を荷電粒子が通過する際に波長変換ファイバー中でチェレンコフ光とシンチレーション光が発生していると考えられるが、そのような過程はシミュレーションには実装されていないことが原因の一つとして考えられる。

表 7.5 シミュレーションでのシンチレータキューブ内での MPV 光量の位置依存性。

	x axis	y axis	z axis
MPV 光量 (平均)	24.8	24.9	24.9
MPV 光量 (標準偏差)	1.72	1.73	3.25
標準偏差/平均	6.92%	6.96%	13.1%

7.2.4 結論および今後の展望

ビームテストの測定では光量がシンチレータ内の位置に依存する効果が見られたが、その効果をシミュレーションでよく再現することができ、本研究で開発した光学シミュレーションは光量に限らず、時間

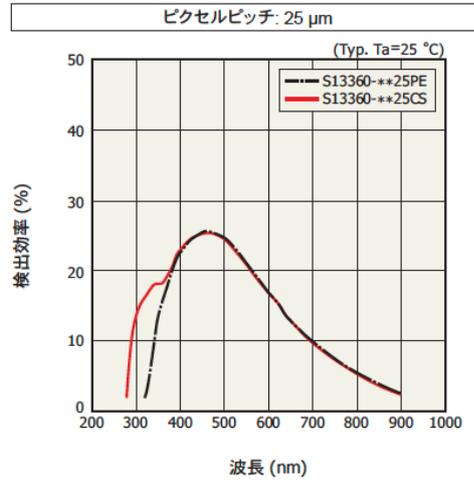


図 7.18 MPPC の各波長の光子に対する検出効率。黒線が Super FGD 検出器で使用される MPPC にあたる [43]。

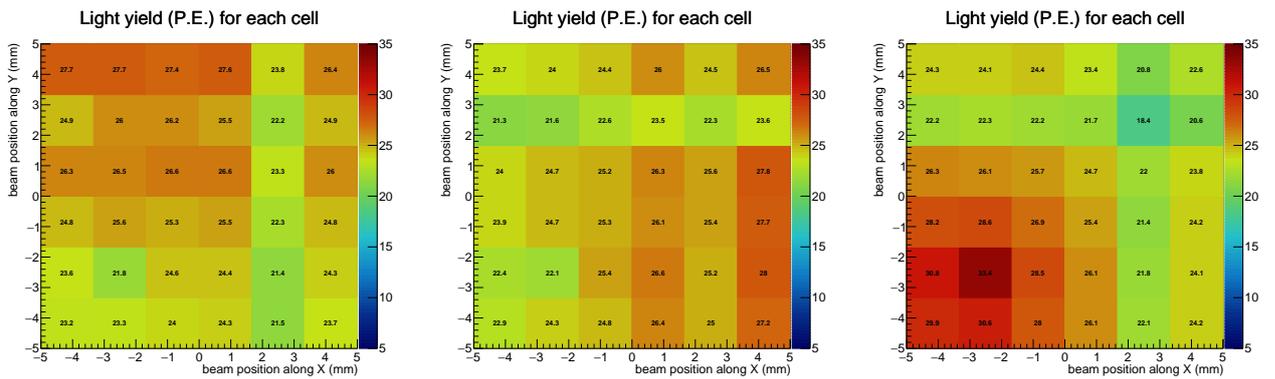


図 7.19 シンチレータキューブ内での MPV 光量の位置依存性のシミュレーションの結果。左から x 軸、y 軸、z 軸読み出し。

分解能を計算することも可能である。中性子検出では、中性子が反跳した陽子のヒット時間から中性子の飛行時間を計算し、エネルギーを再構成するので時間分解能は重要になりうる。そこで、同じセットアップで計算してみたところ、0.8 nsec という結果が得られた。一方で、Super FGD の試作機の測定結果が 0.95 nsec であった。今回のシミュレーションではエレクトロニクス等による時間分解能への影響を考慮していないので測定結果よりやや小さな値であることは問題ない。2019年12月に Super FGD の試作機を用いた中性子ビームテストが行われており、データとシミュレーションとの比較により、より深い理解が得られる可能性がある。

第8章 Super FGDの検出器シミュレーション

これまでの性能評価及び開発が、Super FGDの実機での物理測定、特に粒子識別にどの程度影響を与えるのかを評価するために、GEANT4を用いた検出器シミュレーションを行なった。物理測定において、Super FGDの外まで飛ぶような高い運動量を持った荷電粒子はTPCにより精密に粒子識別ができるので、今回のシミュレーションでは、Super FGD内で停止したニュートリノ反応点周りでの短い飛跡を持つ陽子と π 粒子に対する粒子識別精度を評価した。陽子と π 粒子を識別できなかった場合、終状態に陽子や π 粒子をもつニュートリノ反応モードを正しく識別できず、ニュートリノ反応のエネルギーの再構成や断面積測定に悪影響を与えてしまう。現在ニュートリノ反応の測定において、主要な系統誤差はニュートリノフラックスによるもので、5%程度になっている。本章で議論する粒子識別を誤る確率による系統誤差は、これに比べて十分に小さい必要がある。誤った粒子識別により混入したバックグラウンドに30%程度の不定性があり、誤った粒子識別の確率を3%とすると、ニュートリノ反応測定における混入したバックグラウンドによる系統誤差が0.9%ということになり、ニュートリノフラックスによるものに比べて十分に小さい。したがって、誤った粒子識別確率を3%程度までに抑えることが要求される。

8.1 粒子識別精度の評価

8.1.1 目的

本研究の開発および性能評価で得た以下の項目の粒子識別への影響の評価を目的とした。

- シンチレータキューブ内での位置に依存する光量の非一様性の効果
- MPPC インターフェースでの各チャンネルでの非一様性の効果
- ファイバー端処理による光量増大の効果

8.1.2 セットアップ

ジオメトリーとしては1 cm \times 1 cm \times 1 cm のシンチレータキューブが並べられている192 cm \times 192 cm \times 56 cm のSuper FGDが実装されている。また、実機のND280と同様の0.2 Tの磁場がx軸の正の方向にかかっている。

目的の節で述べた項目の粒子識別への影響を見るために、Super FGD内の任意の位置からz軸の正の方向の運動量を持つ陽子と π 粒子を生成した。陽子と π 粒子のエネルギーは、同程度の飛跡長での光量

表 8.1 各飛跡長に対応した運動エネルギー (MeV)。

track length (cm)	2	4
陽子	56.8	77.6
π 粒子	26.8	30.6

分布を比較するために、2 cm または 4 cm 飛ぶような一定のエネルギーにした。2 cm と 4 cm の飛跡長を選択した理由として、飛跡長が可能な限り短くかつ、飛跡再構成が可能なイベントを選択するためである。表 8.1 に各粒子の飛跡長とエネルギーの対応を示す。

エネルギー損失からの光量の計算方法について述べる。まず、シンチレータキューブ内でのエネルギー損失に、ファイバー内での伝搬での光の減衰も考慮に入れた決まった係数を掛けることで、MPPC に到達する光子数を計算する。合計の光子数に MPPC の光子検出効率をかけて、MPPC で観測される光量の期待値を求めた。これを平均値としたポアソン分布に従う乱数を用いて、最終的に MPPC で観測される光量を計算した。エネルギー損失を光量にする係数は、MPPC で検出される MPV 光量が MIP に対して、40 P.E. 程度になるように調整した。今回のシミュレーションでは、ファイバーでの減衰長はファイバーの端に何も処理をしていない場合のものを実装し、エレクトロニクスの応答は考えていない。

イベント選択条件と再構成および粒子識別の評価方法

Super FGD で荷電粒子の飛跡を再構成するには最低 3 つ以上の異なるシンチレータキューブでのヒットが必要である。したがって、少なくとも 3 つ以上の異なるシンチレータキューブでヒットがあったイベントのみを選択した。また、ヒットの閾値は MPPC での観測光量が 1 P.E. 以上とした。

次に飛跡再構成と再構成した飛跡長について述べる。シンチレータのヒット情報は 3 方向からのファイバーと MPPC による読み出しであるため、荷電粒子の 3 次元の飛跡は、各読み出し面の 2 次元の MPPC のヒットマップに射影された形で読み出される。飛跡長は、図 8.1 の左図に示すように連続してヒットがあった最初と最後のシンチレータの中心位置の距離の差とした。よって、再構成した飛跡長と真の飛跡長との差はシンチレータキューブの大きさ程度、すなわち ± 1 cm 程度に収まる。図 8.1 の右図に飛跡長が 4 cm に対応した 77.6 MeV のエネルギーを持った陽子を 10^4 イベント Super FGD の内部で生成した時の、再構成した飛跡長と真の飛跡長の相関を示す。また、その真の飛跡長とその飛跡が残した光量の合計の 2 次元ヒストグラムを図 8.2 に示す。飛跡長の分布が歪んでしまっているようにみえるが、原因としては、シンチレータ内での穴や荷電粒子が低運動量であるために物質に散乱される影響であると考えられる。粒子識別を評価する際には光量 (P.E.) / 再構成された飛跡長 (cm) の閾値を変えていった時の、混入率を (閾値以下の陽子) / (陽子の合計) と、純粋度を (閾値以下の π 粒子) / (π 粒子の合計) として、この混入率と純粋度を計算して、図 8.3 に示すように (1-混入率) を y 軸、純粋度を x 軸としてプロットした (この曲線は ROC カーブと呼ばれる)。それが直線 $y=1-x$ との距離が最大になるような点を閾値に設定し、その時の π 粒子の領域に陽子が混在している割合および陽子の領域に π 粒子が混在している割合で評価した。これ以降各飛跡長に 2 cm および、4 cm の場合のそれぞれに対応したこの割合、(π 粒子

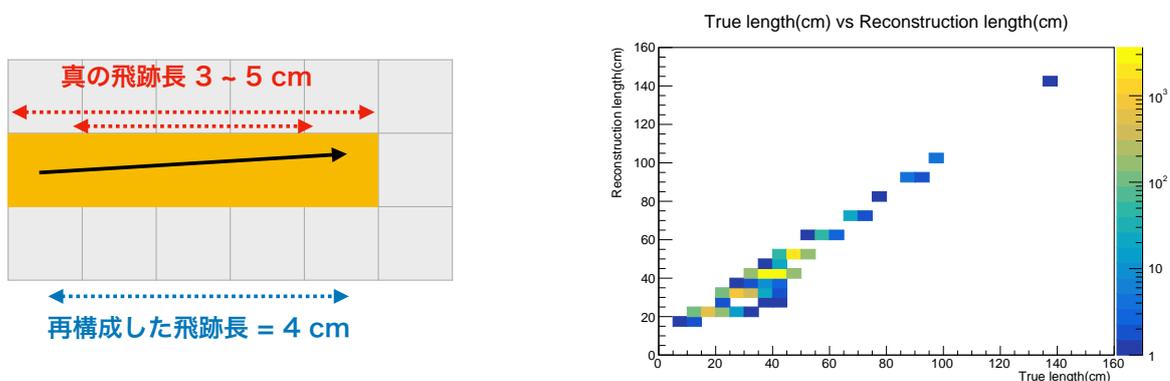


図 8.1 4つの直線状に並んだシンチレータにヒットがあった時の再構成した飛跡長の計算方法(左図)。真の飛跡長と再構成した飛跡長の関係(右図)。

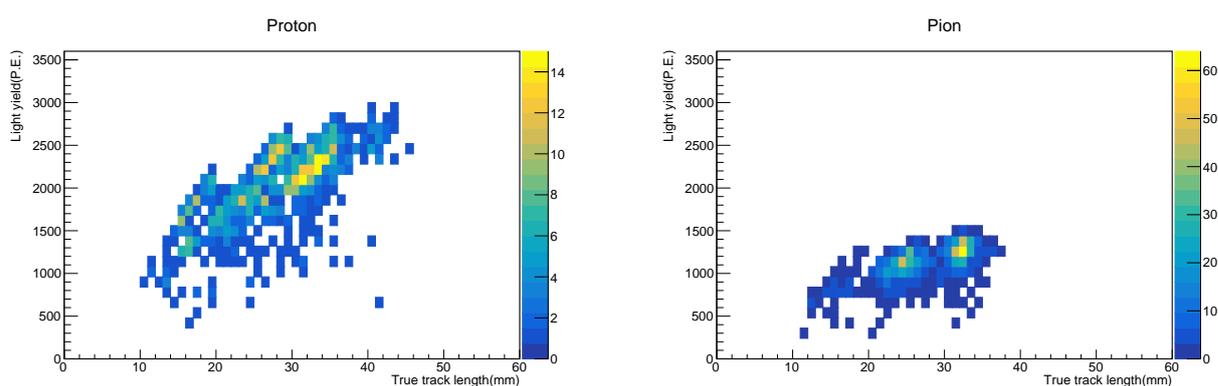


図 8.2 飛程が 4 cm に対応するエネルギーを持った陽子 (77.6 MeV, 左図) と π 粒子 (30.6 MeV, 右図) による MPPC で観測された合計の光量と真の飛跡長の関係。

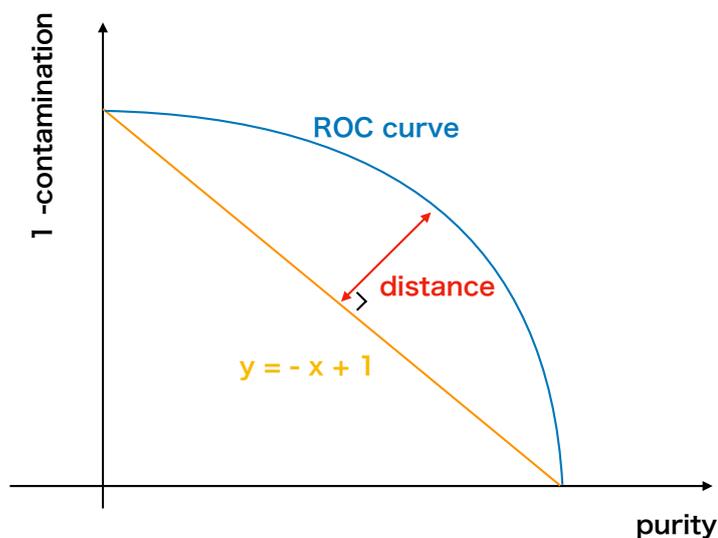


図 8.3 ROC 曲線を用いた閾値の決定方法を示す図

の領域に陽子が混在している割合):(陽子の領域に π 粒子が混在している割合) を contamination(2) または contamination(4) で表す。

8.1.3 シンチレータキューブ内での光量の効果

第7章での結果をもとに、光量の位置依存性を検出器シミュレーション内に実装した。図 8.4 の左図のように荷電粒子が各シンチレータキューブに入射した位置と出射した位置の midpoint を用いて、第7章の光学シミュレーションの結果から得たシンチレータキューブの $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ の平面内での 6×6 の光量の2次元の位置依存性から、光量を計算した。

図 8.4 の右図のようにシンチレータの位置依存性の効果を見るために、荷電粒子を青色の領域内で一

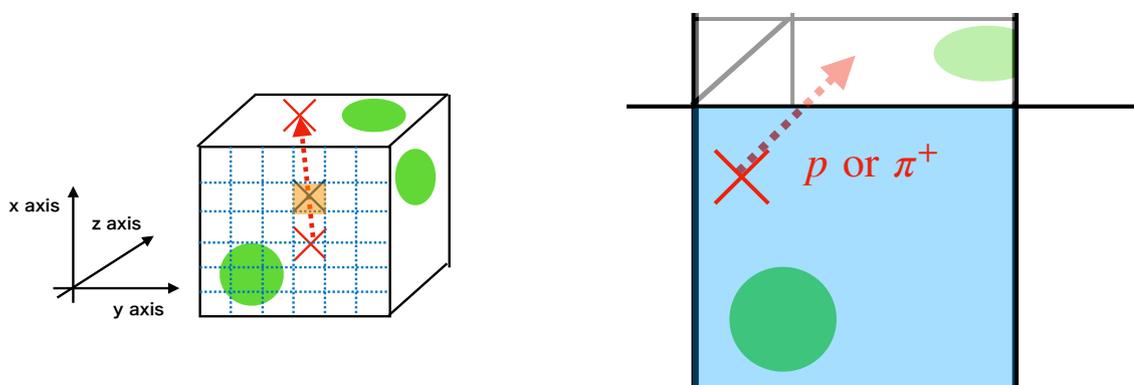


図 8.4 シンチレータキューブ内に入射した粒子の入射位置と出ていく位置の midpoint とそれに対応する x 座標と、y 座標を橙色の四角で示し、その値を用いて位置依存性を含めた光量を計算した (左図)。右図のように青色の領域内で一様に粒子を生成した。

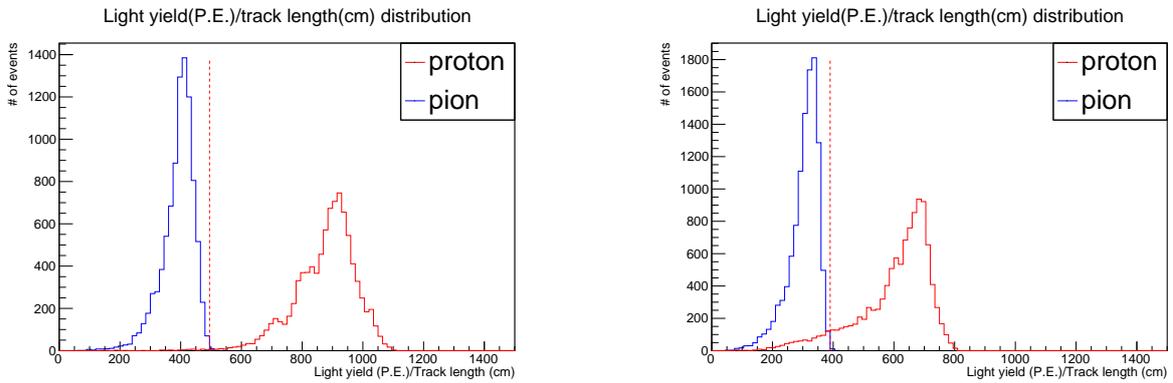


図 8.5 陽子と π 粒子の光量/再構成された飛跡長の分布、左図が飛程が 2 cm に対応するエネルギーを持っている場合、右図が飛程が 4 cm に対応するエネルギーを持っている場合。

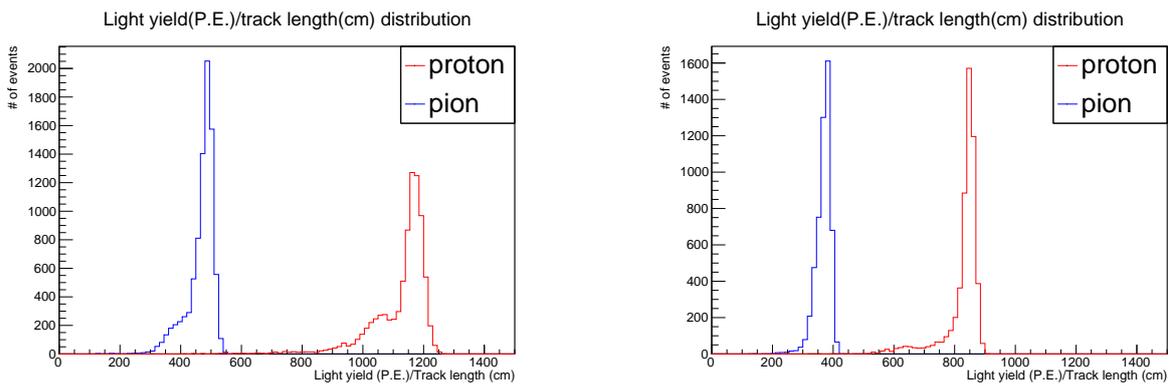


図 8.6 陽子と π 粒子の光量/再構成された飛跡長の分布、左図が飛程が 2 cm の場合、右図が飛程が 4 cm の場合。

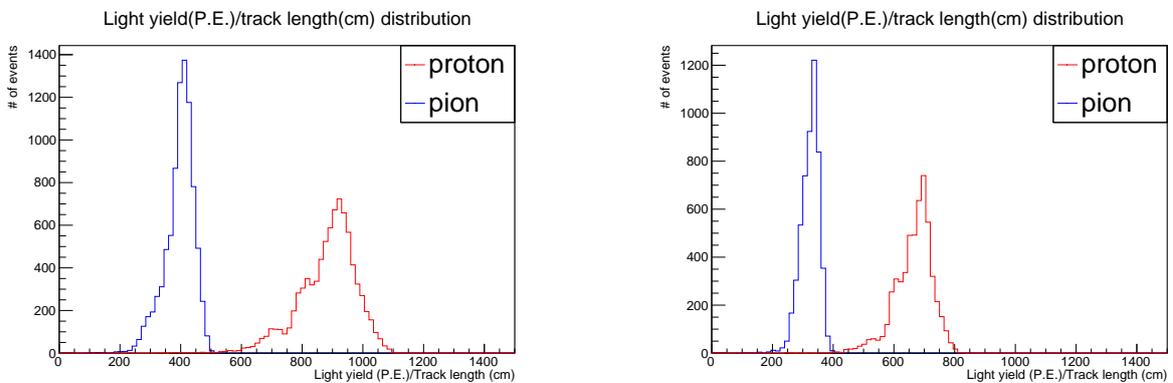


図 8.7 陽子と π 粒子の光量/再構成された飛跡長の分布、左図が飛程が 2 cm の場合、右図が飛程が 4 cm の場合。シンチレータの位置依存性を実装した場合。

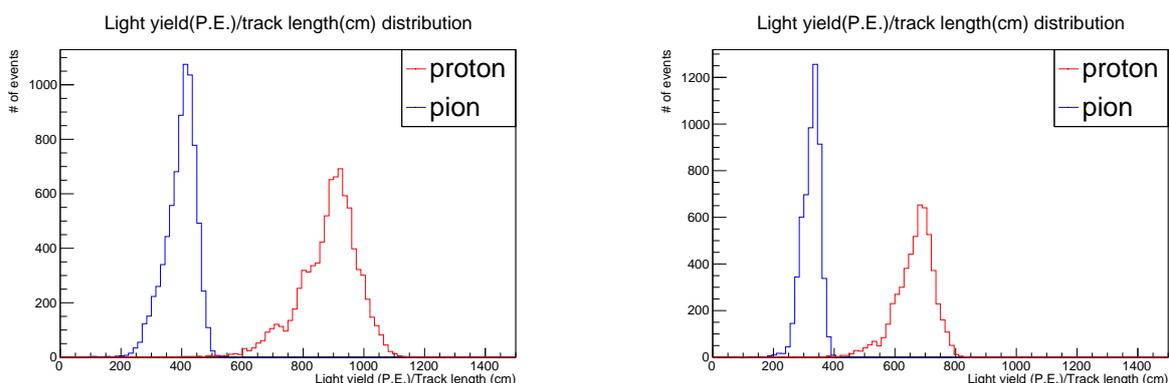


図 8.8 本研究で評価したインターフェースおよびシンチレータでの光量の非一様性を考慮に入れた、陽子および π 粒子の光量/飛跡長の分布。左図が飛跡が 2 cm の場合、右図が飛跡が 4 cm の場合。

様に粒子を生成し、 10^4 イベント照射した。光量の位置依存性を実装していない場合の再構成された飛跡長あたりの光量分布を図 8.5 に示す。この場合の $\text{contamination}(2) = 0.62\%:0.17\%$, $\text{containation}(4) = 6.21\%:5.67\%$ となっている。

しかし、今回は光量による粒子識別への影響を評価するために、再構成した飛跡長を選んで評価する。再構成した飛跡長を 2 cm あるいは 4 cm に選んだ場合の再構成された飛跡長あたりの光量分布を図 8.6 に示す。光量の位置依存性を実装した後の分布は図 8.7 のようになった。光量の位置依存性を実装していない場合は、 $\text{contamination}(2) = 0.19\%:0.10\%$, $\text{contamination}(4) = 0.11\%:0.18\%$ に対して、実装した場合は $\text{contamination}(2) = 0.32\%:0.20\%$, $\text{contamination}(4) = 0.24\%:0.18\%$ となり、粒子識別精度が悪くなる傾向が見られたが、いずれの場合も十分に精度よく粒子識別はできていると考えられる。

8.1.4 MPPC インターフェースでの光量の非一様性の効果

第 4 章で評価した MPPC インターフェースのチャンネル間の光量のばらつきによる粒子識別への評価をするために、インターフェースのばらつきを考慮した光量を LY_{int} 、考慮しなかった場合に MPPC で検出されうる光量を LY とした時に、 $\exp\left(-\frac{(LY_{\text{int}}-LY)^2}{2\sigma^2}\right)$ のガウス分布に従う乱数を振り、 LY から LY_{int} の計算を、ヒットがあった各チャンネルの MPPC ごとに行った。第 4 章で見積もった MPPC インターフェースによる光量のばらつきが 7%であったので、 $\sigma = 0.07LY$ とした。この効果と先述したシンチレータキューブ内部での位置依存性を含めた結果は、各飛跡長で図 8.8 のような光量/飛跡長の分布となった。

各飛跡長での粒子識別精度は、 $\text{contamination}(2) = 0.35\%:0.33\%$, $\text{contamination}(4) = 0.28\%:0.17\%$ となり、また、シンチレータの位置依存性無しでインターフェースの非一様性のみを考えた場合には、 $\text{contamination}(2) = 0.21\%:0.14\%$, $\text{contamination}(4) = 0.13\%:0.10\%$ となり、本研究で得たインターフェースの非一様性の効果は、シンチレータの位置依存性の非一様性に比べると十分小さい。

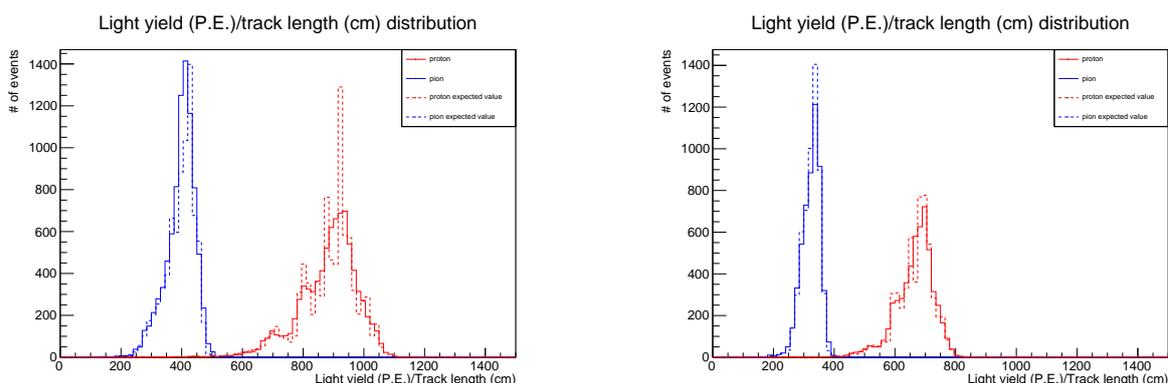


図 8.9 陽子および π 粒子の光量/飛跡長分布。点線が光量によるふらつきがない場合。左図が飛跡が 2 cm の場合で、右図が飛跡が 4 cm の場合。

8.1.5 ファイバー端の処理の与える影響

前節までの議論でファイバーの端を処理していない場合での粒子識別精度をシミュレーションし、十分な性能であることを確認した。しかし、より光量を増加することで、さらなる粒子識別向上が見込めるかどうかの可能性も考える必要がある。そこで、その可能性を確認するために、光量が増加することで削減が見込まれる、光量の統計的なふらつきによる誤差がない場合との比較を行うことにした。方法としては、各ヒットでの MPPC で検出される光量の統計的なふらつきを考慮していない期待値の分布と比較した。前節と同じセットアップで得られたのが図 8.9 で、この結果から、光量のふらつきがない場合でも $\text{contamination}(2) = 0.35\%:0.17\%$, $\text{contamination}(4) = 0.18\%:0.18\%$ とふらつきがある場合とほとんど変わらない。したがって、いくら光量を増やしても、シンチレータキューブ内のホールや光量の位置依存性といったその他の要因によるふらつきの方が大きいので、ファイバー端の処理による粒子識別への良い影響はほとんど期待できないと考えられる。

8.2 考察および結論

短い飛跡の陽子と π 粒子の粒子識別において、本研究で開発した MPPC インターフェースが優れた性能を持っているため、この検出器部分での光量の非一様性はほとんど影響を与えず、シンチレータキューブ内の位置依存による非一様性による影響は比較的大きく、位置依存性を理解することは粒子識別効率を考える上で、非常に重要であったということがわかった。これらの効果を全て含めた場合にも混入率が 0.4% 未満と要求性能である 3% に比べて小さく、十分な粒子識別性能を持っているとわかった。また、光量増大による粒子識別効率の有意な向上は見込めず、本章と第 6 章の結果から、手間とコストにみあった結果を得ることが期待できないため、ファイバー端にアルミニウムを蒸着しないことに決定した。

以上の結果から、本研究で開発、性能評価を行なった検出器部分については、エネルギー損失による粒子識別への悪影響を十分に抑えることができ、十分でかつ一様な光量を得ることができており、高い粒子識別精度を持った検出器であることがわかった。

第9章 課題と将来計画

9.1 MPPC インターフェースとその周辺機器のデザインの決定および大量生産

本研究により、MPPC インターフェースの設計方針は決定し、現在製作中である。しかし、ソフトウェアのための光学コネクタとインターフェースプレートの隙間をどれだけ空けるのかといった細かな実機でのデザインは決まっていない。隙間が大きすぎる(小さすぎる)と、ファイバー端のMPPCへの押し付けが弱すぎる(強すぎる)ので適切な隙間に調整する必要がある。試作機が完成次第、性能評価により2019年度内にデザインを決定する。その後2020年の夏頃からMPPCインターフェースの大量生産を開始する。

また、読み出し部分が限られたスペースであることと物質量の低減に関連して、MPPC-PCBからエレクトロニクスFEBへのケーブルリングも最適化しなくてはならない。すでに図9.1のようにPCBからのケーブル配線は決定されているが、FEBとケーブルをどのように繋ぐかは決定されていない。この際に、FEBのデザインも決定する必要がある。

9.2 ファイバー端の処理方法の決定および大量加工

ファイバー端の処理方法として、黒色塗布を除いた他の研磨や反射材を塗布するといった加工は行う可能性を検討している。そこで最適な加工方法を選択するために、すでに光量は十分であることがシミュ

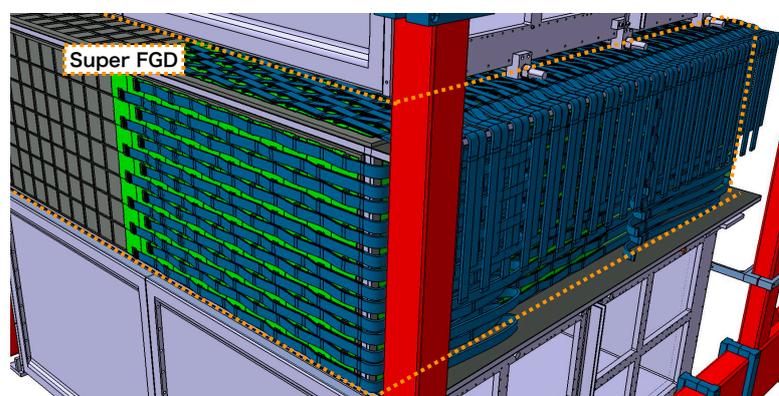


図 9.1 Super FGD を取り囲むように配置された MPPC-PCB から FEB へのケーブル (図中の青色部分)。

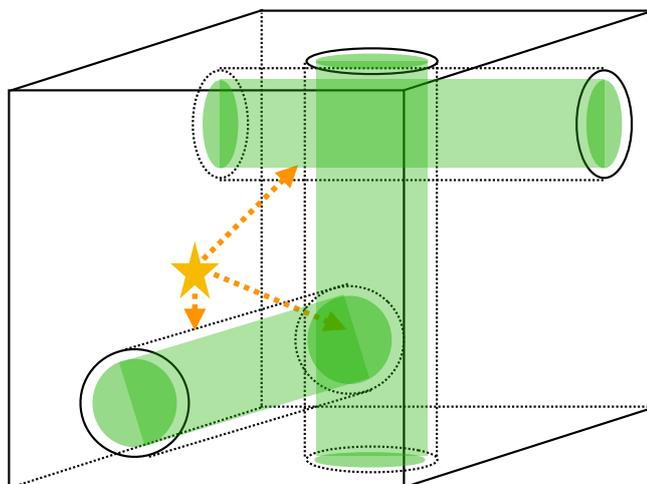


図 9.2 シンチレーション光が発生した位置 (図中の星印) によりファイバーに届く光量に変化し、各軸ごとの光量に偏りが生まれる。

レーションから分かったので、複数のファイバーに同じ処理をした後の光量の増加の度合いだけでなく、異なるファイバーでの光量の一様性の試験も行う。今回の宇宙線試験では、一回の測定に時間がかかり、その間の温度といった測定環境の変化により再現性が悪かった。ファイバー中での光量の減衰を測定する上でこの方法は適していなかったため、再現性を確保するためにより短時間で測定が可能な LED を用いた性能評価でファイバー中での光量の減衰と、多数のファイバーの一様性の評価を行う予定である。LED からの光を 1 つの面を剥がしたシンチレータに照射し、その面以外のシンチレータの反射材を遮光の代わりに使用する。さらに、LED の波長をシンチレータの吸収スペクトラムの典型的な値にすることで、シンチレータ内での吸収再発光過程により、発光スペクトラムもシンチレータ特有のものになる。これにより実際の測定に近い状況でファイバーの減衰長を LED を使用して評価することができる。この異なる処理での性能評価での結果をもとに、処理方法を 2019 年度中に決定し、2020 年 4 月からファイバーの組み立てを開始し、9 月以降に端面処理を開始する。

9.3 シミュレーションへの検出器の応答の実装、および飛跡再構成の開発

本研究ではビーム試験と光学シミュレーションの結果をもとにシンチレータキューブ内での光量について議論し、現行の検出器デザインで粒子識別の観点において、十分であることを確認した。しかし、今回は 2 次元のシンチレータキューブ内の光量の位置依存性のみの実装であり、理想的には 3 次元で実装すべきであり、またエレクトロニクスの応答も考慮に入れなければならない。さらには、光量の位置依存性を深く理解することで、高精度な粒子識別だけでなく、図 9.2 に示すような 3 方向からの読み出しの光量の偏りにより、キューブの大きさ以下の細分性のある飛跡再構成が可能ではないかと考えている。

本論文ではほとんど議論しなかった検出器の時間情報も崩壊電子検出や中性子検出を考える上で重要になり、これらの応答についても光学シミュレーションや測定での理解を深めることができる。これらの検出器の応答を検出器シミュレーションに実装し、飛跡再構成や粒子識別のためのツールの開発に役立てていく予定である。

9.4 2022年からの物理測定に向けて

2021年にSuper FGDのインストールを行い、2022年から、ニュートリノビームを用いた物理測定が行われる。それと同時に、J-PARCでのビームパワー増強による大幅な統計量増大が予定されており、統計量が増大するにつれて、系統誤差を削減することの重要性が高まる。Super FGDによる2022年の測定により、現在6%の系統誤差を4%まで削減し、それにより2024年までにCP対称性の破れの証拠を 3σ でとらえることを目指す。また、2027年頃から物理測定が行われるハイパーカミオカンデ計画においても、本検出器の物理測定による系統誤差を削減した状態で測定できることが期待されている。

第10章 結論

T2K 前置検出器アップグレードとして、新しい構造を持った Super FGD の導入が予定されている。本研究では Super FGD の約 6 万チャンネルにもなる読み出し部の開発と性能評価を行った。特に粒子識別で重要な光量を、正確かつ十分に取得できることを念頭に研究を行った。

最初に、ファイバー端からの光を正確に MPPC で収集するのに必要な MPPC インターフェース部分のプロトタイプを製作し、約 4 cm という Super FGD と TPC のわずかな隙間において 1 チャンネル/cm² という高密度のチャンネルを精密に読み出すためにデザインを最適化した。宇宙線や LED を用いた光量試験により、光量の一様性の確保のためにファイバーを緩やかに MPPC に押し付けるためのソフトフォームを導入し、物質量低減および機械的簡易性のためにプラスチックプレートを取り除いた。これにより、粒子識別や検出効率の上で重要な MIP のエネルギー損失による光量が各チャンネルで平均が 40 P.E. で標準偏差/平均が 7%程度と十分かつ一様になるように改善した。

次に、使用予定の電子学において ADC と TOT の相関が 20%程度失われていたのを、ADC の TOT への割り当てを改善することで 1%程度までに低減した。これにより ADC を使用したより正確な光量の情報を取得できるようになった。また、読み出しと逆側のファイバー端への処理をした時の端面で反射した光による影響を評価した。結果としては、波形が歪んでいるような効果は見られず、アルミニウム蒸着による 20%程度の光量の増大と黒色塗布による 10%程度の光量の減少は見られた。さらに、陽電子ビームを用いた試験により、シンチレータキューブ内の光量の位置依存性についても評価し、非一様性は 7%程度あった。また、シンチレータやファイバー内での光の振る舞いを実装した光学シミュレーションを開発し、これによりビーム試験における光量の位置依存性を再現し、光学的な振る舞いがよく理解できていることを示した。

最後に、Super FGD の検出器シミュレーションでの短い飛跡での陽子と π 粒子のエネルギー損失を用いた粒子識別の評価において、本研究で得た効果を実装した上で、陽子と π 粒子の互いの混入率が 0.4%未満と高い粒子識別精度であることを確認した。また、光量のふらつきのほとんどがシンチレータキューブ内での位置依存性や、シンチレータキューブ内のホールの影響等によるものであると考えられる。光量増加による粒子識別精度の向上という観点においては、すでに十分な性能を有していてファイバー端を処理する必要性もほとんどない。

以上の結果から、本研究の開発および性能評価により、Super FGD が高い粒子識別精度を持ったニュートリノ反応点検出器であることを示した。

謝辞

まず、修士2年間の間、支えてくださった多くの方々にこの場を借りて感謝申し上げます。あっという間の2年間でしたが、皆様のおかげで楽しく過ごすことができたと思います。

中家剛教授には、直接的に助言をいただく機会は多くはなかったものの、研究者としての姿勢に尊敬の念を抱いております。市川温子准教授には、何か困っているときに、親身に相談に乗ってくださったこと非常に感謝しております。時折していただいたアドバイスのおかげで、なんとか研究を進めることができました。木河達也助教には、謝辞に書ききることができないほど、非常に感謝しております。右も左も分かっていないような私が、研究で困ったり、わからなかったりした際にも、丁寧に教えていただき、非常に助けられました。さらには、常にストイックに研究に向き合い続けている姿も尊敬している所存であります。松原綱之助教には、不器用でなかなかうまく研究を進められない私に対しても、いつも優しく、丁寧にアドバイスをしていただきましたこと、非常に感謝しております。岩本康之助研究員には、ソフトウェアのことについて何も知らない私に対して、懇切丁寧に教えてくださり、非常に感謝しております。小川智久研究員には、ソフトウェアやハードウェア周りでも何かとお世話になったこと、非常に感謝しております。

京都でT2Kで同期の小田川くん、ありがとうございます。何もわからない自分に対しても色々教えていただき非常に助かりました。非常に優秀な同期だと感じながらみておりました。京都でT2Kで同期の田島くん、ありがとうございます。いつも、しょうもない話ばかりでごめんだけど、卒業してからも機会があったら、またよろしく。京都の同期のみんな、阿部くん、池満くん、小田川くん、田島くん、三野くん、羽田野くん、ありがとうございます。見習うべき点が非常に多く優秀でかつ個性的で面白い同期に恵まれて、幸運でした。京都のT2K実験の先輩みなさま、芦田さん、平本さん、安留さん、ありがとうございます。非常に優秀な先輩の背中を見て、自分のようなポンコツでも少しは成長できたように思います。ND280 upgradeの先輩、同期、後輩のみなさま、藤田さん、粟田口くん、Mahesh、在原くん、谷くん、江口くん、鞠谷くん、ありがとうございます。皆さんの今までの成果と力を合わせて、Super FGDを完成させましょう。東海村でお世話になったNINJA実験のみなさま、鈴木さん、高尾くん、水野くん、ありがとうございます。楽しく東海村で過ごせたのは皆さんのおかげです。また、東海で飲みましょう。研究室の秘書の関口さん、佐々木さん、いつも事務手続きが遅いにも関わらず、丁寧に対応していただいたこと感謝しております。深く反省し、気をつけます。その他の研究室の皆さま、本当にありがとうございます。

最後に、ここまで支えてくれた家族に感謝いたします。

目 次

1.1	スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ観測結果	4
1.2	ニュートリノの質量階層性	6
2.1	T2K 実験概念図	7
2.2	J-PARC 全体図	8
2.3	T2K 実験での主要な装置の配置	9
2.4	ニュートリノエネルギーフラックス分布	10
2.5	前置検出器 INGIRD と ND280	11
2.6	WAGASCI - Baby MIND 検出器の概観	12
2.7	T2K 後置検出器スーパーカミオカンデ	12
2.8	T2K 後置検出器スーパーカミオカンデ	13
2.9	POT 蓄積量	13
2.10	T2K Run1-9 の結果	14
2.11	$\delta_{CP} = -\frac{\pi}{2}$ と仮定している場合の CP 対称性の破れの探索感度	15
2.12	ND280 および SK の acceptance	16
2.13	FGD 検出器の断面図	16
2.14	T2K 実験での主要な各検出器の配置	17
3.1	横軸がニュートリノのエネルギー、縦軸が様々なニュートリノと原子核の反応モードの 断面積	19
3.2	CCQE 反応のダイアグラム	19
3.3	2p2h 反応	20
3.4	新型ニュートリノ検出器 Super FGD の概念図	21
3.5	1 cm ³ シンチレータキューブ	22
3.6	Y11 波長変換ファイバー	22
3.7	MPPC S13360-1325PE の写真と寸法仕様	24
3.8	CITIROC の内部ダイアグラム	25
3.9	FGD と Super FGD の構造の比較	26
3.10	Super FGD と FGD での荷電粒子の散乱角度毎の検出効率	27
3.11	低運動量の陽子に対する検出効率	27

図目次	90
4.1 MPPC インターフェースの概念図	28
4.2 インターフェースプレートの概念図	29
4.3 ND280 内で MPPC インターフェースの設置箇所	30
4.4 従来の T2K 実験で使用されてきたスルーホール型の MPPC と光学コネクタ	30
4.5 実機での MPPC-PCB のデザイン	31
4.6 MPPC-PCB 試作機の全体図	32
4.7 光学コネクタのデザイン	32
4.8 新型コネクタと旧型コネクタでの研磨効率の比較	33
4.9 25 ch 試作機でのインターフェースプレートのデザイン	33
4.10 宇宙線または、LED を用いた性能評価の際の EASIROC でデータ取得するためのセットアップとダイアグラム	34
4.11 25 ch インターフェース試作機の概念図	35
4.12 ある MPPC でのダークカウントによる ADC 分布および各チャンネルでのゲイン分布	36
4.13 宇宙線測定での光量分布	36
4.14 光学コネクタ version 毎の各チャンネルでの MPV 光量	37
4.15 宇宙線を用いた MPPC インターフェースの光量の一様性の測定結果	38
4.16 ファイバークップリングを測定するためのセットアップ	39
4.17 測定でのフィーラーゲージで距離を離して行った時の MPPC での光量分布と光学シミュレーションでのファイバー端からの光の位置分布。	40
4.18 光収集量のファイバー・MPPC 間の隙間依存性	41
4.19 ソフトフォームの概観	41
4.20 ソフトフォームの接合部の緩衝材としての役割	42
4.21 ソフトフォームの効果を調べるためのセットアップ	42
4.22 光学的クロストークの測定結果	43
4.23 64 ch MPPC インターフェースのインターフェースプレート	44
4.24 64 ch MPPC-PCB	44
5.1 Super FGD でのデータ取得のためのブロック図	46
5.2 CITIROC 内部の簡易的なダイアグラム	47
5.3 Baby MIND の FEB での動作	47
5.4 各ビームスピルでのビームトリガーが発行されてからの時間と波高の関係図	48
5.5 CC1 π 反応がおきた Super FGD の断面図	48
5.6 現状の Baby MIND エレクトロニクスの ADC と TOT の相関図	49
5.7 ADC を正しいヒットに割り当てるための手法を表す図	50
5.8 ADC の割り当てを変更後の Baby MIND のエレクトロニクスによる ADC と TOT の 2 次元ヒストグラム	51

図目次	91
5.9 TOT が ADC に比べて大きくなってしまう理由	52
6.1 ファイバー端処理による光量の増加を示す図	53
6.2 アルミニウムを真空蒸着後のファイバー端面	55
6.3 各端面処理における波長変換ファイバーの性能評価	56
6.4 各ファイバーの光量分布	57
6.5 各端面処理での MPV 光量の位置依存性 (1 回目の測定)	57
6.6 処理端面を研磨ないし、ニッパーでカットした後の、MPV 光量の位置依存性 (2 回目の測定)	58
6.7 MPPC からの各距離での 2 回目の測定に対する 1 回目の測定の MPV 光量の比	58
6.8 ADC と TOT の相関図	59
6.9 各ファイバー端処理での ADC/TOT	59
7.1 ELPH のビームライン	62
7.2 ビームテストのセットアップの概念図	63
7.3 ELPH でのセットアップの写真	63
7.4 ホドスコープと MPPC array の写真	64
7.5 ELPH での陽電子ビーム試験で用いたデータ取得のための読み出しのための概念図	65
7.6 光量分布をランガウス関数でフィットした図	65
7.7 各軸読み出しの MPPC インターフェースのチャンネルごとの MPV 光量	66
7.8 シンチレータキューブ 1 個のセットアップの写真	67
7.9 シンチレータキューブ内での特定の位置を通ったイベントを選択するためのトリガー条件。青矢印が荷電粒子のトラックを示す。	68
7.10 シンチレータキューブ内での光量分布	68
7.11 シミュレーション内に実装されたシンチレータおよび波長変換ファイバーの断面図	69
7.12 光学シミュレーションの光子をトラッキングしたディスプレイ	70
7.13 光学シミュレーションでの光子の伝搬図	71
7.14 POPOP の発光スペクトラム	72
7.15 反射材の各波長の光に対する反射率	73
7.16 Y11 ファイバーの吸収スペクトラムと発光スペクトラム	73
7.17 波長変換ファイバーの光子の各波長に対する減衰長	74
7.18 MPPC の各波長の光子に対する検出効率	75
7.19 シンチレータキューブ内での MPV 光量の位置依存性のシミュレーション結果	75
8.1 5 つの直線状に並んだシンチレータにヒットがあった時の再構成した飛跡長の計算方法 (左図) と再構成した飛跡長と真の飛跡長の相関図 (右図)	79

図目次	92
8.2 飛程が 5 cm に対応するエネルギーで照射した場合の陽子 (左図) と π 粒子 (右図) の光量と真の飛跡長の 2 次元ヒストグラム	79
8.3 ROC 曲線を用いた閾値の決定方法を示す図	80
8.4 青色の領域内で一様な分布に従う入射粒子を生成した。	80
8.5 陽子と π 粒子の光量/再構成された飛跡長の分布	81
8.6 陽子と π 粒子の光量/再構成された飛跡長の分布	81
8.7 シンチレータの位置依存性を実装した陽子と π 粒子の光量/再構成された飛跡長の分布	81
8.8 本研究で評価したインターフェースおよびシンチレータでの光量の非一様性を考慮に入れた、陽子および π 粒子の光量分布。	82
8.9 本研究で評価したインターフェースおよびシンチレータでの光量の非一様性を考慮に入れて、光量のふらつきを考慮に入れた場合と入れなかった場合の陽子および π 粒子の光量分布。	83
9.1 Super FGD でのケーブリング	84
9.2 シンチレーション光が発生した位置による各軸ごとの光量の偏り	85

参 考 文 献

- [1] W. Pauli, “Dear radioactive ladies and gentlemen” , Phys. Today 31N9 27 (1978)
- [2] F. Reines and C. L. Cowan et al., “Detection of the free antineutrino” , Phys. Rev. 117(1960)
- [3] G. Danby et al., “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos” , Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962)
- [4] S. Schael et al. (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group), “Precision electroweak measurements on the ZZ resonance” , Phys. Rept. 427 257 (2006)
- [5] G. Fantini, A. Gallo Rosso, F. Vissani, V. Zema “The formalism of neutrino oscillations: An Introduction” arXiv:1802.05781
- [6] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. ”Remarks on the uniLed model of elementary particles” Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [7] Y.Fukuda et al, Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande, PRL. 82, 2644
- [8] An, F.P.; Bai, J.Z.; Balantekin, A. B.; Band, H.R.; Beavis, D.; Beriguete, W.; et al. (Daya Bay Collaboration) (23 April 2012). ”Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay”. Physical Review Letters. 108 (17): 171803.
- [9] K. Abe et.al Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations arXiv:1910.03887
- [10] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update
- [11] K.Abe et al. ” Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System” , Phys. Rev. Lett. 87, 091802 (2001)
- [12] ”Baryon asymmetry of the Universe in the standard model” Glennys R. Farrar Department of Physics and Astronomy, Rutgers University, E. Shaposhnikov CERN, Geneva, Switzerland
- [13] M.Fukugita and T.Yanagida “Baryogenesis without grand unification” Phys.Lett. B174 (1986)

- [14] An, F. et al. Neutrino Physics with JUNO. *J. Phys. G* 2016, 43, 030401
- [15] Florian Plentinger, Gerhart Seidl, and Walter Winter “Systematic Parameter Space Search of Extended Quark-Lepton Complementarity” (2006)
- [16] K.Abe et. al “The T2K experimet” arXiv:1106.1238
- [17] J-PARC <http://j-parc.jp/Acc/ja/index.html>
- [18] Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector arXiv:1111.3119
- [19] S. Bhadra et al, Letter of Intent to Construct a nuPRISM Detector in the J-PARC Neutrino Beamline, arXiv:1412.3086
- [20] S. Assylbekov et al., “The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector” , *Nucl. Instrum. Meth. A* 686 48 (2012)
- [21] P.-A. Amaudruz et al. ” The T2K fine-grained detectors” . *Nucl.Instrum.Meth. A*696, 1, (2012).
- [22] N. Abgrall et al., “Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors” , *Nucl. Instrum Meth. A* 637 25 (2011)
- [23] D. Allan et al., “The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280” ,*Journal of Instrum.* 8 10019 (2013)
- [24] S. Aoki et al., “The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)” , *Nucl. Instrum. Meth. A*698 135 (2013)
- [25] N. Truong et. al Technical Design Report (TDR):Study of neutrino-nucleus interaction at around 1 GeV using cuboid lattice neutrino detector, WAGASCI, muon range detectors and magnetized spectrometer, Baby-MIND, at J-PARC neutrino monitor hall (E69, WAGASCI/Baby-MIND)
- [26] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/eventdisplay.html>
- [27] K. Abe et al. [T2K collaboration], ”First Muon-Neutrino Disappearance Study with an Off-Axis Beam”, *Phys. Rev. D* 85, 031103(R) (2012)
- [28] K.Abe et al.(The T2K Collaboratio Proposal for an Extended Run of T2K to 20021PT(2016)
- [29] A.Blondel et al. T2K ND280 upgrade technical design report, 2018
- [30] J.A. Formaggio, G.P. Zeller From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales
- [31] Kurarey Y11 data sheet <http://kuraraypsf.jp/pdf/all.pdf>

- [32] https://indico.cern.ch/event/192695/contributions/353181/attachments/277133/387721/Citiroc_ASIC.pdf
- [33] ”半導体検出器 MPPC の性能評価システムの構築” 五味 慎一 京都大学修士論文 007)
- [34] OpenIt 汎用 MPPC 読み出しモジュール, <http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/MPPC-Readout-Module>
- [35] “Research and development of a new fine-grained scintillator tracker for the upgrade of T2K near detector,” Ryo Fujita Mar. 2019
- [36] 東北大学 電子光理学研究センター (ELPH) <http://hayabusa1.lns.tohoku.ac.jp>
- [37] https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation
- [38] POPOP scintillator https://indico.cern.ch/event/143675/contributions/164201/attachments/132452/187977/pahlka_near_detector_workshop.pdf
- [39] SciBoone scintillator <http://lss.fnal.gov/archive/2005/pub/fermilab-pub-05-344.pdf>
- [40] Martin Janecek “Reflectivity Spectra for Commonly Used Reflectors” IEEE, September 23, 2011
- [41] O. Mineev et al “Scintillator detectors with long WLS fibers and multi-pixel photodiodes” arXiv:1110.2651
- [42] https://indico.cern.ch/event/143675/contributions/164201/attachments/132452/187977/pahlka_near_detector_workshop.pdf
- [43] 浜松フォトトニクス MPPC S13360-1325CS <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/S13360-1325CS/index.html>