

修士論文

T2K実験新型ニュートリノ検出器のための 波長変換ファイバー品質管理システムの開発

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

川上 将輝

2022年3月4日

概要

宇宙のバリオン-反バリオン非対称性は、物理学の未解決問題の一つである。この非対称性は宇宙初期に生成されたと考えられており、レプトンでの CP 対称性の破れを検証することが有力なアプローチである。T2K 実験は、ニュートリノ振動の精密測定を目的としており、現在 CP 対称性が破れていることを 2σ の確度で示唆している。より高精度の測定のための研究開発の一環として、新しいニュートリノ検出器 SuperFGD の導入が計画されている。

Super-FGD は 1 cm^3 角のプラスチックシンチレータキューブを約 200 万個からなり、そのキューブに開けられた穴に蛍光を読み出すための波長変換ファイバーが挿入されている。この検出器を建設する際、挿入したファイバーがキューブの配列の歪みによって抗力を受け損傷することが懸念される。損傷したファイバーは検出器の性能を低下させるため、それを挿入と並行して検知し、直ちに交換しなければならない。

そこでファイバーの一方の端面から光を照射し、もう一方から光を読み出すことでその光量の減衰からファイバーの損傷の程度を検知するシステムを開発した。この品質管理の試験は検出器建設の最中に行われるため、検出器の外層は取り付けられておらず、遮光が施されていない状態である。そこでバックグラウンド光が存在する状態でも機能する光検出器と、高強度の光を発する光源の開発を行った。

光検出器にはファイバーとのアラインメントが取りやすい、SuperFGD 実機に用いられるものと同様の基板にマウントされた半導体光検出器 MPPC を利用した。MPPC は本来 10^6 程度の高い増倍率を持つが、印加電圧を下げて増倍率が < 100 程度の低い状態で動作させることで、本システムの光源からの光のみを取得できる検出器として動作することを確認した。光源にはバックグラウンド光よりも高強度でかつ立ち上がりの速いパルス状に発光することが要請される。これは市販の電源から直接電流を供給しても達成できないため、トランジスタを用いてスイッチングを行う LED 制御回路を設計した。この試験は、SuperFGD に用いられる約 55000 本のファイバー全てに行う必要がある。作業性も重視し、システムの取り付けからデータ取得までの過程を素早く行えるような手法の検討も行った。

このシステムの測定精度を検証した結果、光量の不定性の相対的な標準偏差は 17.5%であり、50%程度の光量の減衰を引き起こすファイバーの傷を検知するのに十分な性能を持つことを確認した。また、実際の検出器を模したモックアップにおいてこの試験が可能であることを示し、損傷したファイバーを検知可能であることを示した。

目次

第1章 序論	4
1.1 ニュートリノの発見	4
1.2 ニュートリノ振動	4
1.2.1 ニュートリノ振動の発見	4
1.2.2 ニュートリノ振動の記述	5
1.2.3 これまでに測定されたパラメータ	7
1.2.4 未決定のパラメータ	8
1.3 レプトジェネシス	9
1.4 T2K 実験	11
1.4.1 ニュートリノビーム	11
1.4.2 ニュートリノ検出器	12
1.4.3 T2K 実験のこれまでの結果	12
1.4.4 ND280 アップグレード計画	12
第2章 SuperFGD 検出器	15
2.1 検出器概要	15
2.1.1 シンチレータキューブ	15
2.1.2 波長変換ファイバー	15
2.1.3 半導体光検出器	17
2.1.4 ファイバーと光検出器の接続	18
2.2 予想される性能	19
2.2.1 電子ニュートリノ反応の測定	19
2.2.2 ニュートリノ反応モデルの測定	21
2.3 SuperFGD の建設	23
第3章 ファイバー品質管理システム	27
3.1 ファイバーの品質管理 (ファイバー QC)	27
3.1.1 ファイバー QC によって保証される検出器の性能	27
3.1.2 ファイバー挿入作業の流れ	29
3.2 ファイバー QC システムへの要請	29
3.2.1 運用方法からの要請	29
3.2.2 測定原理からの要請	29
3.2.3 測定器からの要請	30
3.3 システムの構成	30
3.3.1 光検出器	30
3.3.2 光源	30
3.3.3 データ取得	30

第 4 章	検出器・読み出しの開発	33
4.1	光検出器の動作検証	33
4.1.1	光検出器の選定	33
4.1.2	MPPC の動作原理	33
4.1.3	リニアモードでの動作検証	34
4.2	データ取得	40
4.2.1	エレクトロニクスの性能	40
4.2.2	光源への要請	40
第 5 章	光源の開発	42
5.1	光源の選定	42
5.2	LED ドライバの設計	45
5.2.1	WAGASCI LED ドライバ	45
5.2.2	LED PCB の試作	46
5.2.3	回路の再設計	48
5.3	固定用治具の作成	51
第 6 章	システムの性能評価	53
6.1	本システムの系統誤差	53
6.1.1	ファイバーの位置の不定性の測定	54
6.1.2	ファイバーの断面の状態の不定性の測定	55
6.1.3	光源の設置位置の再現性の測定	56
6.2	モックアップを用いた試験	57
6.2.1	測定の設定	58
6.2.2	システムの較正	58
6.2.3	QC システムの模擬	61
第 7 章	今後の展望	66
7.1	システムの改善	66
7.1.1	治具の改善	66
7.1.2	システムの較正方法の改善	66
7.1.3	システムの運用のための開発	66
7.2	性能評価方法の改善	67
7.2.1	統計量の増加	67
7.2.2	検出器への影響の評価	67
7.3	SuperFGD を導入したニュートリノ振動測定	67
7.3.1	SuperFGD の建設	67
7.3.2	SuperFGD によるニュートリノ反応の測定	68
7.3.3	振動解析への適用	68
第 8 章	結論	69

補遺 A	ニュートリノの波動関数の取扱い	71
A.1	平面波仮定の問題点	71
A.2	波束としての記述	71
A.2.1	量子力学による波束の記述	71
A.2.2	ニュートリノ振動の凍結	72
補遺 B	ニュートリノ振動確率の計算	76
B.1	3世代ニュートリノ振動	76
B.2	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率	77
補遺 C	太陽ニュートリノ振動	80
C.1	ニュートリノ振動の物質効果	80
C.2	ポテンシャルが静的な場合	81
C.2.1	厳密解	81
C.2.2	2世代近似	83
C.3	ポテンシャルが時間に依存する場合	85
C.3.1	断熱近似	85
C.3.2	非断熱状態	86
C.4	T2K 実験における物質効果	86
補遺 D	T2K 実験概観	87
D.1	ニュートリノビーム	87
D.1.1	ニュートリノビームの生成	87
D.1.2	Off-Axis 法	89
D.2	前置検出器群	89
D.2.1	INGRID	89
D.2.2	ND280	90
D.2.3	WAGASCI/Baby MIND	92
D.3	後置検出器：Super-Kamiokande	93
D.4	T2K phase II	94
D.4.1	T2K-I から T2K-II へ	94
D.4.2	ビームアップグレード	94
D.4.3	ND280 アップグレード計画	94
補遺 E	T2K 実験のエネルギー領域でのニュートリノ反応	98
E.1	ニュートリノ反応の素過程	98
E.2	二次的な反応	99
補遺 F	LED-PCB 固定治具の設計	101
F.1	SuperFGD の外箱表面の寸法	101
F.2	治具の寸法	101

第1章 序論

1.1 ニュートリノの発見

1930年、Wolfgang Ernst Pauliは β 崩壊のエネルギー保存のために電氣的に中性でほとんど相互しない粒子の存在を考えた^[1]。1934年、Enrico Fermiが β 崩壊を記述する4点相互作用理論を提唱し、この中性の粒子はニュートリノと名付けられた^[2]。

ニュートリノの検出は困難だと思われていたが、1956年にFrederick Reinesらによって原子炉から生じる反電子ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)の観測が成功し、その存在が確かめられた^[3]。彼らは $\bar{\nu}_e$ の測定に液体シンチレータと水の層からなる検出器を用いた。ニュートリノと陽子(水)との散乱から生じる陽電子と中性子の信号の同期を取ることで、ニュートリノの反応を同定した。中性子の検出には、水に溶かしたカドミウム(CdCl_2)との反応から生じる特徴的な γ 線を用いた。

1962年、Leon Max Ledermanらによって、荷電 π 中間子の崩壊から生じたニュートリノはほとんどが μ 粒子を生成することから ν_e とは別の粒子であることが発見された^[4]。このニュートリノはミューオンニュートリノ(ν_μ)と名付けられた。

1989年、欧州原子核研究機構(CERN)のLEP(Large Electron-Positron collider)で行われたZボソンの崩壊分岐比を調べる実験により、弱い相互作用をする軽いニュートリノは3世代のみ存在することが示された^[5]。

2001年、DONUT(Direct Observation of ν Tau)実験においてタウニュートリノ(ν_τ)の散乱から生じる τ 粒子を原子核乾板により観測することで、その存在が直接的に確かめられた^[6]。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 ニュートリノ振動の発見

1957年、Bruno Maksimovich Pontecorvoが初めてニュートリノ振動を提唱した^[7]。ただし、ミューオンウム-反ミューオンウム転換を起こす中間状態としてのニュートリノ-反ニュートリノ振動についてであった。Ledermanらの実験と時期を同じくして1962年、牧二郎、中川昌美、坂田昌一は異なるフレーバー間でのニュートリノ振動を予言した^[8]。

Raymond Davis Jr.は、太陽から飛来する ν_e が塩素(C_2Cl_4)と起こす逆 β 崩壊から生じるアルゴンの量を測ることで、 ν_e の数を測定した。1968年に発表された最初の結果は、理論からの大きな欠損を示していた^[9]。Davisの実験に加え、KAMIOKANDE、SAGE、GALLEXでも太陽から飛来するニュートリノの測定が始まり、測定値が理論値の $\frac{1}{2}$ から $\frac{1}{3}$ 程度であるという結果を得た^[10]^[11]^[12]^[13]。これは太陽ニュートリノ問題として知られ、長い間未解決であった。1988年にはさらに、大気で生成される ν_μ の数がシミュレーションの6割程度しかないというKAMIOKANDEの観測結果が発表された^[14]。

1998年、Super-Kamiokandeによる大気ニュートリノの観測結果がニュートリノ振動によって説明できることが示され、その存在の強い証拠となった^[15]。2001年にはSudburyニュートリノ

天文台 (SNO) の ν_e だけでなく 3 世代全てのニュートリノに感度を持つ重水を用いた測定により、太陽ニュートリノの欠損もニュートリノ振動によるものであることが確かめられた^[16]。

1.2.2 ニュートリノ振動の記述

ニュートリノ振動の理論的記述を Particle Data Group (PDG)^[17] を参考にして説明する。ニュートリノの弱い相互作用の固有状態、質量固有状態をそれぞれ

$$\{|\nu_l\rangle\}_{l=e,\mu,\tau}, \quad \{|\nu_i\rangle\}_{i=1,2,3}$$

と表す。これらによる基底を取ると、ある状態 $|\psi\rangle$ の表示はそれぞれ

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} \langle \nu_e | \psi \rangle \\ \langle \nu_\mu | \psi \rangle \\ \langle \nu_\tau | \psi \rangle \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} \langle \nu_1 | \psi \rangle \\ \langle \nu_2 | \psi \rangle \\ \langle \nu_3 | \psi \rangle \end{pmatrix}$$

と書ける。これらの基底間の変換を

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

と表す。 U は 3×3 のユニタリ行列であり Pontecorvo-牧-中川-坂田 (PMNS) 行列と呼ぶ。

N 次ユニタリ行列は N^2 個の実自由度を持つ。このうち、 N 次元空間での回転の自由度は $\frac{1}{2}N(N-1)$ 個である。残りの $\frac{1}{2}N(N+1)$ 個は複素位相の自由度だが、そのうちの $2N-1$ 個は非物理的であり、 $\frac{1}{2}(N-1)(N-2)$ 個のみが残る。これは、 U が N 成分の場合二つと結合するため、その場を再定義することにより (無意味な全体の位相の自由度 1 を除いた) $2N-1$ 個の複素位相を消せるからである。

$N=3$ の場合は 3 個の回転自由度 θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} と 1 個の複素位相 δ_{CP} を持つ。ここでは U の表示として

$$\begin{aligned} U &:= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} & c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ & & 1 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

を取る。ここで、 s_{ij}, c_{ij} はそれぞれ $\sin \theta_{ij}, \cos \theta_{ij}$ を意味する。 δ_{CP} が $0, \pi$ 以外の値を取るとき、レプトンの CP 対称性を破るため CP 位相とも呼ばれる。

状態 $|\psi\rangle$ の運動方程式は、系の Hamiltonian を \hat{H} とすると

$$i \frac{d}{dx} |\psi\rangle = \hat{H} |\psi\rangle$$

である。位置と運動量についてともに有限の広がりを持つ"粒子"を記述する解としては、局在した波束の波動関数を考えるべきである。しかし、計算の簡単のため、定常的なニュートリノビームは平均して一つの平面波として扱えると仮定しよう。(もちろん、位置に無限大の不定性を持つ平面波は、反応点がある程度の精度で観測できる実験と明らかに矛盾している。波束による記述の例を補遺 A に示した。)

つまり、時刻 0 での状態がニュートリノの質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ だった時、時刻 t での状態 $|\psi(t)\rangle$ は

$$|\psi(t, \mathbf{x})\rangle = e^{-i\hat{H}x} |\psi(0, \mathbf{0})\rangle = |\nu_i\rangle e^{-i(E_i t - \mathbf{p}\cdot\mathbf{x})}$$

と表せると仮定する。ただし、 E_i は $|\nu_i\rangle$ のエネルギー固有値であり、各固有状態の運動量 \mathbf{p}_i は等しいとした。(以下では位置の引数を省略している。) U の表式より、各成分について

$$\begin{aligned} \langle \nu_l | \psi \rangle &= U_{l,1} \langle \nu_1 | \psi \rangle + U_{l,2} \langle \nu_2 | \psi \rangle + U_{l,3} \langle \nu_3 | \psi \rangle \\ &= \left(\sum_{i=1}^3 U_{l,i}^* |\nu_i\rangle \right)^\dagger |\psi\rangle \end{aligned}$$

これは $\forall |\psi\rangle$ について成り立つから、フレーバー固有状態 $|\nu_l\rangle$ は質量固有状態の基底の線型結合で書けて、

$$\begin{aligned} |\nu_l\rangle &= \sum_{i=1}^3 U_{li}^* |\nu_i\rangle \\ \langle \nu_l | &= \sum_{i=1}^3 \langle \nu_i | U_{li} \end{aligned}$$

時刻 0 でフレーバー固有状態 $|\nu_l\rangle$ であったとすると、時刻 t での状態 $|\psi(t)\rangle$ は、

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= e^{-i\hat{H}x} |\nu_l\rangle \\ &= e^{-i\hat{H}x} \sum_{i=1}^3 U_{li}^* |\nu_i\rangle \\ &= \sum_{i=1}^3 U_{li}^* |\nu_i\rangle e^{-i(E_i t - \mathbf{p}\cdot\mathbf{x})} \end{aligned}$$

で表せる。ニュートリノの質量は非常に小さいことから

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{m_i^2 + p^2} \\ &\approx p \left(1 + \frac{m_i^2}{p^2} \right) \\ &\approx E + \frac{m_i^2}{E} \end{aligned}$$

と近似する。この時、時刻 t でフレーバー l' に振動する遷移振幅は

$$\begin{aligned}
A(l \rightarrow l') &= \langle \nu_{l'} | \psi(t) \rangle \\
&= \sum_{i=1}^3 \sum_{i'=1}^3 \langle \nu_{l'} | U_{l',i'} U_{l,i}^* | \nu_i \rangle e^{-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})} \\
&= \sum_{i=1}^3 \sum_{i'=1}^3 U_{l',i'} U_{l,i}^* e^{-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})} \delta_{i,i'} \\
&= \sum_{i=1}^3 U_{l',i} U_{l,i}^* e^{-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})}
\end{aligned}$$

ここからの計算の詳細は補遺 B に示すが、結局、フレーバー l のニュートリノが距離 L 飛行した後 ($t = L$)、フレーバー l' に変化している確率は

$$P(l \rightarrow l') = \delta_{l,l'} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}$$

である。ここで、質量二乗差

$$\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$$

を導入した。

$l' \rightarrow l$ の振動の場合は $U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*$ が $l \leftrightarrow l'$ の入れ替えに対して複素共役になることから第 3 項の符号を逆にすれば良い。また、反ニュートリノの振動 (CP 反転) は、CPT 定理より T 反転 $t \rightarrow -t$ に対応するから、これも第 3 項の符号を変えれば良い。

フレーバー l のニュートリノの残存確率 $P(l \rightarrow l)$ は、 $\Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{31}^2$ の近似の下で

$$P(l \rightarrow l) \approx 1 - 4|U_{l1}|^2 |U_{l2}|^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} - 4|U_{l3}|^2 (1 - |U_{l3}|^2) \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}$$

と書ける。ただし、ユニタリ条件 $UU^\dagger = 1_{3 \times 3}$ より $|U_{l1}|^2 + |U_{l2}|^2 + |U_{l3}|^2 = 1$ であることを用いた。

1.2.3 これまでに測定されたパラメータ

θ_{23} , $|\Delta m_{32}^2|$ の測定

これは大気で生成される ν_μ の消失から測定することができる。 ν_e の数に異常はなかったことから、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動は小さいものと考えられる。ここでは質量二乗差について $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{31}^2$ 、混合角について $\theta_{13} \ll 1$ とする。このとき

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}$$

であり、 θ_{23} , $|\Delta m_{32}^2|$ を測定できる。

後述のように θ_{13} が有限の値を持つことを考慮すると

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - 4 \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} (1 - \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}) \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}$$

である。

θ_{12} , Δm_{21}^2 の測定

これは太陽から生じる ν_e や、原子炉から生じる $\bar{\nu}_e$ の消失から測定することができる。
基線長数百 km の原子炉ニュートリノの場合を考えると $\bar{\nu}_e$ の残存確率は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$$

であり、 θ_{12} , $|\Delta m_{21}^2|$ を測定できる。

また、太陽ニュートリノの物質効果によって、 Δm_{21}^2 は符号を含めて測定されている (詳細は補遺 C に示した)。

θ_{13} の測定

これは加速器ニュートリノと原子炉ニュートリノの観測から測定された。 $\Delta m_{21}^2 \approx \frac{1}{100} \Delta m_{32}^2$ であるため、飛行距離を数 km にすることで $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ の主要項は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$$

となり、原子炉から飛来する $\bar{\nu}_e$ の残存数を測定することで θ_{13} に感度を持つ。

原子炉ニュートリノを用いた CHOOZ 実験の 2002 年までの測定では $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ 振動の兆候は見られず、 θ_{13} に上限値

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 \quad (90\% \text{C.L.})$$

を定めるのみとしていた^[18]。当時 θ_{13} がどれだけ小さいかは分かっておらず、多数の原子炉ニュートリノ実験、加速器ニュートリノ実験が精密な測定を試みた。

2011 年、加速器ニュートリノを用いた T2K 実験によって $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ モードが初めて観測された^[19]。計算の詳細は補遺 B に回すが、振動確率は、主要項のみを取り出すと

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$$

であり、 $\theta_{13} \neq 0$ を示唆する。この観測により

$$0.03 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28 \quad (90\% \text{C.L.})$$

が与えられ、 θ_{13} は CHOOZ の引いた上限値に近い可能性が示唆された。

2012 年、最初に $\theta_{13} \neq 0$ であることを有意に (5σ で) 示したのは原子炉ニュートリノによる Daya Bay 実験であり^[20]、続いて他の実験でも同様の結果が得られた。

1.2.4 未決定のパラメータ

Δm_{32}^2 の符号

質量二乗差 Δm_{32}^2 はその絶対値は測定されている一方で、その正負は知られていない。これは、ニュートリノ振動の支配的な項に $\sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}$ の形で現れるからである。高次の項にはその符号がわかる形で現れるが、非常に小さいために測定は現実的でない。そこで注目されているのは Δm_{21}^2 と同じく物質効果を使う方法である。例えば、地球の裏側から飛来する大気ニュートリノが地球

から受ける物質効果を調べる方法があるが、太陽の場合と比較すると効果が小さく、その決定には未だ至っていない。

$\Delta m_{32}^2 > 0$ 、つまり $m_1 < m_2 < m_3$ の場合を順階層 (Normal Hierarchy) と呼び、 $m_3 < m_1 < m_2$ の場合を逆階層 (Inverted Hierarchy) と呼ぶ。

複素位相 δ_{CP}

最後のパラメータ δ_{CP} は現在も決定されていない。補遺 B に示す式にも δ_{CP} は現れるが、ニュートリノと反ニュートリノの振動確率を比較することで、

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= 2 \times (\text{CP violation term}) \\ &= 2 \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin \delta_{CP} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \end{aligned}$$

となり、比較的容易な形で δ_{CP} が現れる。

1.3 レプトジェネシス

素粒子物理学の未解決問題の一つとして、宇宙のバリオン-反バリオン非対称性が挙げられる。地球周回衛星による測定^[21]によると、図 1.1 に示すように宇宙線のフラックスはほとんどがバリオンであって、反陽子-陽子比はおおよそ 10^{-4} である。この反バリオンの欠損は宇宙全体でも見られており、宇宙のバリオン密度-光子密度比 $\eta := \eta_{10} \times 10^{-10}$ には CMB の観測から

$$\eta_{10} = 6.12 \pm 0.04 \quad (68\% \text{ C.L.})$$

が、ビッグバン元素合成理論と軽元素の測定から

$$5.8 < \eta_{10} < 6.5 \quad (95\% \text{ C.L.})$$

が与えられている^[17]。これらの制限を図 1.2 に示す。このような有限の値のパラメータが宇宙初期に設定されているのは不自然であって、元々 0 であったバリオン数がなんらかの過程で有限の値を取得した (バリオジェネシス) と考えられている。

このようなバリオン数-反バリオン数の破れが生じるためには以下の条件が必要である。

1. バリオン数の破れ

バリオン数 B が破れるには、B が破れる素過程が必要であるという、自明な要請である。

2. C, CP 対称性の破れ

C, CP 対称性が破れていなければ、条件 1 と同様の過程が反バリオンで同数起こり、B の破れを打ち消してしまう。

3. 非平衡

条件 1 の過程が平衡であれば逆反応が同等に起こるため、B の破れを相殺してしまう。

これらを Sakharov の 3 条件と呼ぶ^[22]。

まず、素粒子標準模型 (SM) 内でのバリオジェネシスを考えよう。条件 1 はカイラルアノマリーによって満たされている。スファレロンと呼ばれる配位によって B が破れる過程が高温で存在す

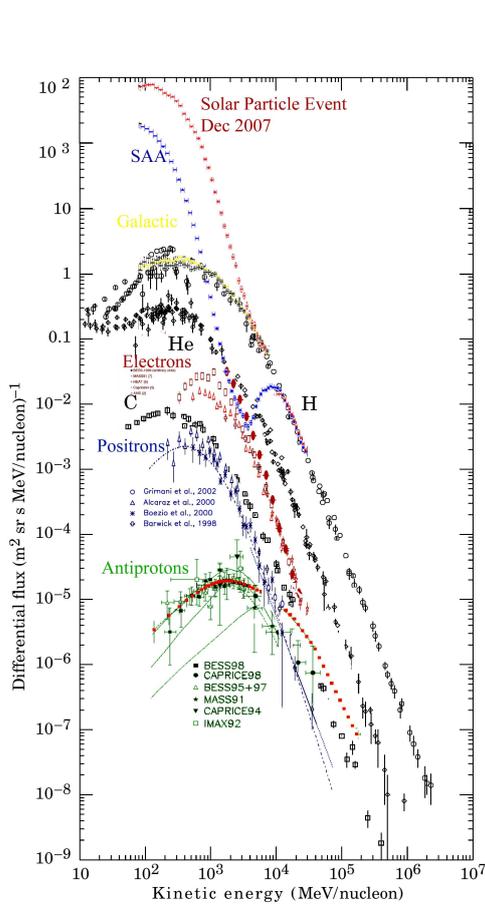


図 1.1: 地球周回衛星に取り付けられた検出器 PAMELA による宇宙線フラックスの測定。

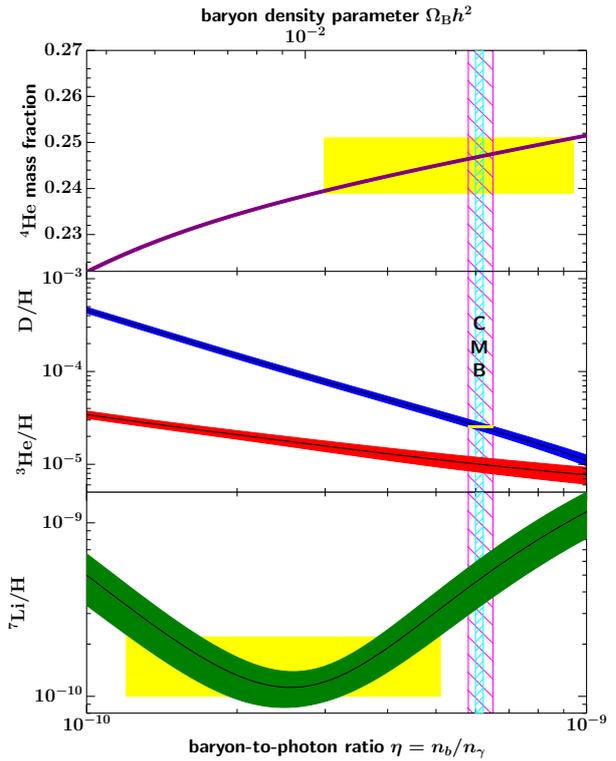


図 1.2: 宇宙観測が与える宇宙のバリオン密度。黒い曲線とその帯は理論が与える 95%信頼区間の制限で、黄色い長方形が軽元素測定の結果である。桃色の斜線が重水素と ${}^4\text{He}$ の結果の共通領域を示す。また、水色の斜線は CMB 測定からの制限を示す。斜線領域はいずれも 95%信頼区間を示す。

る [23]。条件 2 の内、C 対称性はカイラルな理論である SM では破れる。CP 対称性は CKM 行列の有限の複素位相によって破れる。条件 3 はスファレロン過程が非平衡であることを要求する。これは Higgs の質量に制限をつけるが [24]、これは観測と矛盾している [25]。

つまり、バリオン数の生成は SM では説明できない。大統一理論のモデルによってはスファレロン過程を非平衡にできるが、次に CKM 行列による CP の破れは小さすぎるという問題がある [26]。これは超対称性 (SUSY) を導入したモデルなどによって解決できるという理論も存在するが、ここでは SUSY に触れることなく、最小限の SM の拡張でこれを解決するために、右巻きニュートリノの導入を考える。これは、まずレプトン数 L の破れが起きた後に $B-L$ を保存するスファレロン過程によってバリオン数 B の破れが実現するというシナリオである。これをレプトジェネシスと呼ぶ。 B, L それぞれは破れているので、スファレロン過程に非平衡を要請する必要はない。

ただし、 L の破れには同様に Sakharov の条件が必要で、条件 1 にはさまざまな候補が提唱されているが、ここでは一重項の右巻きニュートリノ N_R を導入し、その崩壊

$$N_R \rightarrow \phi + l$$

によってレプトン数が破れるというシナリオを考える。ここで ϕ, l はそれぞれヒッグス粒子とレプトンを表す。

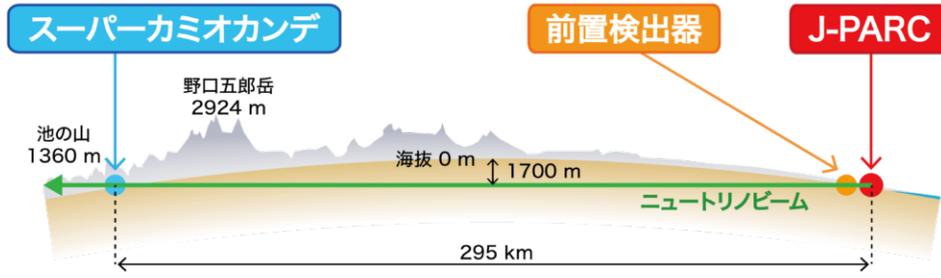


図 1.3: T2K 実験の概念図 [28]。

この時、条件 3 は右巻きニュートリノの崩壊過程が非平衡であることを要請するが、これは以下のように自然に満たされる。インフレーション後の宇宙の温度が右巻きニュートリノの質量より十分高ければ、右巻きニュートリノが

$$\phi + l \rightarrow N_R$$

の過程で生成され、その熱浴ができる。宇宙が冷却し、右巻きニュートリノの質量に近くなってくると、崩壊が優勢になることで有限のレプトン数が生成される。そしてスファレロン過程がよく起こる温度 (~ 100 GeV) まで冷却が進むと、生成されたレプトン数がバリオン数に変換される。

条件 2 を満たすためには、上記の反応を起こす右巻きニュートリノ、レプトン、ヒッグス粒子の湯川結合で C, CP 対称性が破れていれば良い。この結合定数の測定は、右巻きニュートリノが非常に重いと予想されることから現実的でない。しかしあるモデルでは PMNS 行列の CP 位相 δ_{CP} と湯川の CP 破れが関連しており [27]、これを測定することがレプトジェネシスの検証への有力なアプローチである。

1.4 T2K 実験

T2K 実験は、茨城県那珂郡東海村にある大強度陽子加速施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) で生成したニュートリノビームを 280 m 後方にある前置検出器 ND280 (Near Detector) と、295 km 先、岐阜県飛騨市神岡町にある後置検出器 Super-Kamiokande (SK) の 2 箇所で測定することで、ニュートリノ振動のパラメータを精密測定することを目的とした実験である。実験の概念図を図 1.3 に示す。実験の詳細は補遺 D に示した。

1.4.1 ニュートリノビーム

ニュートリノビームの生成には三つの加速器を用いる。線形加速器 LINAC と二つのシンクロトロン、RCS と MR によって 30 GeV にまで加速された陽子が炭素標的に照射される。これによって生じた荷電 π 中間子が電磁ホーンによって収束され、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

のように崩壊することで ν_μ または $\bar{\nu}_\mu$ ビームとなる。ホーンの電流の向きによって π^+ を収束させて ν_μ ビームを作る Forward Horn Current (FHC) モードと、 π^- を収束させて $\bar{\nu}_\mu$ ビームを作る Reversed Horn Current (RHC) モードを切り替えることができる。

1.4.2 ニュートリノ検出器

前置検出器：ND280

ビーム生成直後、つまり振動前のニュートリノを測定するためにビームの下流 280 m の位置に前置検出器 ND280 が設置されている。後述のアップグレードに関する主要な構成物である Fine Grained Detector (FGD) と Time Projection Chamber (TPC) について説明する。FGD は $9.6 \times 9.6 \times 1864.3 \text{ mm}^3$ の棒状のプラスチックシンチレータを縦横に並べた標的兼飛跡検出器である。TPC はガスを用いた飛跡検出器である。上流から 3 台の TPC と 2 台の FGD がサンドイッチ状に並んでおり、ビーム方向に飛ぶ粒子に高い感度を持つ。

後置検出器：Super-Kamiokande

295 km 飛行した振動後のニュートリノを検出するのは Super-Kamiokande(SK) と呼ばれる水 Cherenkov 検出器である。この検出器には 50000 t の水が用いられており、ニュートリノの標的として利用されるのはうち 22000 t である。ニュートリノ反応から生じた荷電レプトンが水中で発する Cherenkov 光を、壁面に設置された PMT で捉えることによってニュートリノ反応の測定を行う。

1.4.3 T2K 実験のこれまでの結果

2020 年に発表された解析結果^[29] は 2009 年から 2018 年に SK で取得したデータを使用したもので、 ν_e 及び $\bar{\nu}_e$ 出現事象の観測結果を図 1.4 に、 δ_{CP} 測定の結果を図 1.5 に示す。照射したニュートリノビームの総量は、それを生成するために標的に照射した陽子の数 (Proton On Target, POT) で評価され、FHC モードで 1.49×10^{21} POT、RHC モードで 1.64×10^{21} POT の統計が集められている。CP 保存を表す $\delta_{CP} = 0$ 、 π は 2σ (95%) の確度で排除されており、CP 対称性の破れを示唆している。

1.4.4 ND280 アップグレード計画

現在 δ_{CP} 測定の精度は主に統計誤差によって制限されており、これは、現在の約 2.5 倍の強度に増強するニュートリノビームのアップグレード計画や、SK の約 10 倍の有効体積を持つ新後置検出器 Hyper-Kamiokande の建設によって改善されることが期待されている。

これらの改善により十分な統計量が蓄積した場合には系統誤差が支配的になるため、その削減も不可欠である。2020 年の解析における SK でのニュートリノ事象数に対する系統誤差をまとめたものが表 1.1 である。 δ_{CP} の測定では ν_e と $\bar{\nu}_e$ 出現事象数の比が重要なため、それに対する系統誤差が示されている。

この 2020 年の解析の際には原子核のモデルに関する不定性が 3.7% と最も大きくなっているが、これは Fermi 気体モデルと呼ばれる核子同士の相互作用を無視した単純なモデルを使用していた

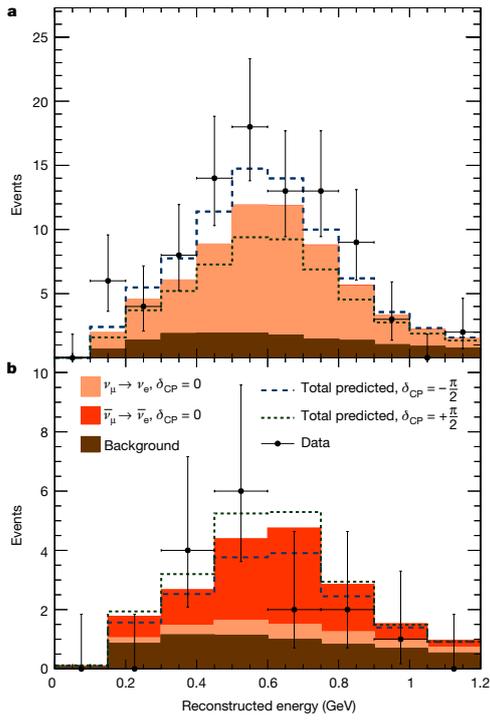


図 1.4: SK で測定された電子ニュートリノ (上)、反電子ニュートリノ (下) 出現事象のエネルギー分布。

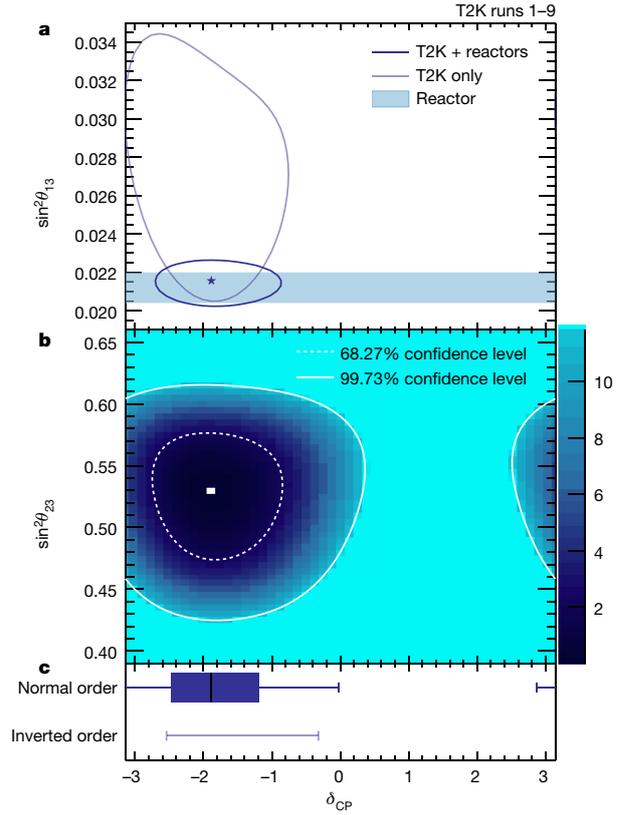


図 1.5: T2K 実験が与える δ_{CP} への制限。

ためである。現在は相互作用の効果を入れた現実在即したモデルが使用されることになっており、この項目は無視できる程度に削減されている。

現在の ND280 は、生成される ν_μ ビームのフラックスと、ニュートリノの反応モデルに対して制限を与えているが、その誤差が 2.7% 存在している。

また、現在の ND280 では測定されていない項目として ν_e 反応モデルの不定性による誤差が 3% 存在する。

これら二つの不定性は現行の ND280 の構造に原因があると考えられているため、新検出器群を導入することでそれらを削減する ND280 アップグレード計画が進行中である。次章では、ND280 アップグレードの主たる検出器である Super-FGD について説明する。

表 1.1: SK で観測される ν_e ($\bar{\nu}_e$) 出現事象の系統誤差の内訳 [29]。

不定性の種類	$\nu_e/\bar{\nu}_e$ 候補事象数の不定性 (%)
SK の検出器モデル	1.5
π 中間子の終状態反応 (FSI) 及び再散乱のモデル	1.6
ND280 のデータによって制限されるニュートリノの生成・相互作用モデル	2.7
電子ニュートリノ及び反電子ニュートリノの相互作用モデル	3.0
相互作用モデルの核子除去エネルギー	3.7
単一 γ 線生成を伴う中性カレント相互作用のモデリング	1.5
その他の中性カレント相互作用のモデリング	0.2
合計の系統的不定性	6.0

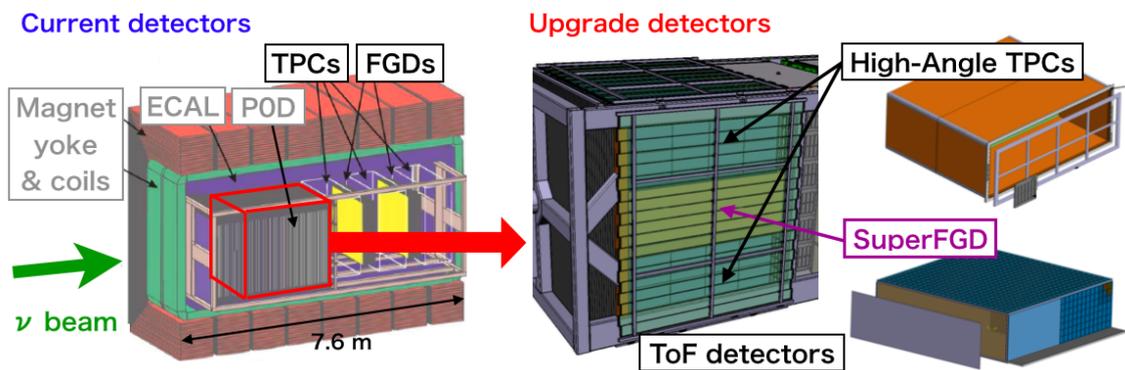


図 1.6: ND280 とそのアップグレードの概念図 [30]。

第2章 SuperFGD 検出器

2.1 検出器概要

SuperFGD 検出器は図 2.1 に示すような 1 cm^3 角のプラスチックシンチレータを $192 \times 182 \times 56 = 1956864$ 個並べた直方体の標的兼飛跡検出器である。シンチレータには 1.5 mm の穴が 3 方向から開けられており、波長変換ファイバーを $192 \times 182 + 192 \times 56 + 182 \times 56 = 55888$ 本挿入することによってシンチレーション光を取り出し、一方のファイバー端に取り付けられた光検出器 MPPC で観測する。各構成物の詳細を以下に示す。

2.1.1 シンチレータキューブ

SuperFGD を構成するシンチレータは、ポリスチレンに第一溶質 (蛍光剤) として 1.5% の p-テルフェニル (PTP)、第二溶質 (波長変換剤) として 0.05% の 1,4-ビス-2-(5-フェニルオキサゾリル) ベンゼン (POPOP) を添加したプラスチックシンチレータである。PTP の発光の波長依存性は図 2.2 に示すようになっており、 350 nm 付近にピークを持つ。POPOP の吸収・発光の波長依存性を図 2.3 に示す。吸収波長のピークは 350 nm 付近であり、PTP の発光波長のピークとほぼ一致している。発光波長のピークは 410 nm 程度である。

これは 1 cm^3 角の立方体に成形される (以下キューブと呼ぶ)。表面のポリスチレンは発泡・白濁化されて反射層を形成しており、光学的に不透明になることで隣接するキューブにシンチレーション光が漏れることを防ぐ効果、キューブ内の反射で光の収集効率を上げる効果がある。また、シンチレーション光を読み出す波長変換ファイバーを挿入するための直径 1.5 mm の穴が 3 方向から開けられている。このキューブの製造はロシアの UNIPLAST 社にて行われた。

2.1.2 波長変換ファイバー

キューブからシンチレーション光を取り出すために、波長変換ファイバーを挿入する。使用するのは kuraray 製の Y-11(200)M1.00mmDSJ であり、主にポリスチレンからなる直径 1 mm の波長変換ファイバーである。Y-11 の特性を図 2.4 に示す。吸収波長のピークは 425 nm 程度であって、POPOP の発光波長のピークとおおよそ一致している。発光波長のピークは 475 nm 程度である。また、Y-11 では 500 nm 以上の波長の光に対して減衰長が長く、ファイバーで再発光した光を少ない損失で遠くまで輸送することができる。減衰長は波長依存性を持つため、単色光以外のファイバー中での減衰は複雑になるが、T2K 実験のセットアップにおいては

$$\alpha e^{-\frac{x}{L_{\text{long}}}} + (1 - \alpha) e^{-\frac{x}{L_{\text{short}}}}$$

の二つの成分によってよく説明できることが知られている^[33]。パラメータの値は表 2.1 に示した。

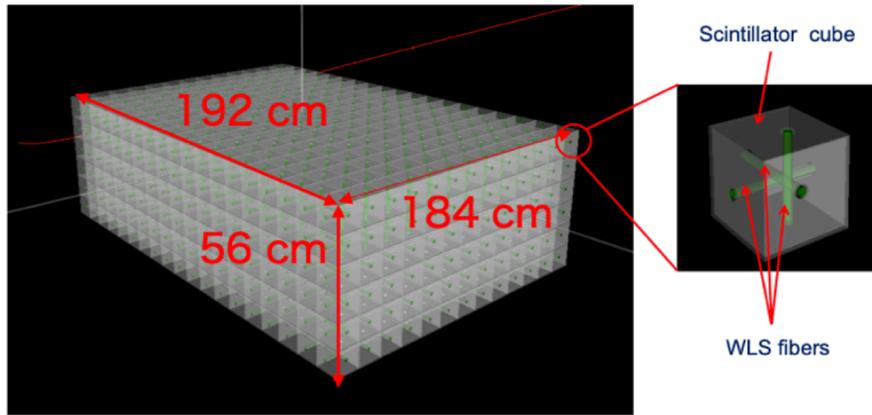


図 2.1: SuperFGD 概念図。ビーム方向に並ぶ 184 個のキューブは、スペースの問題で 182 個に変更された。

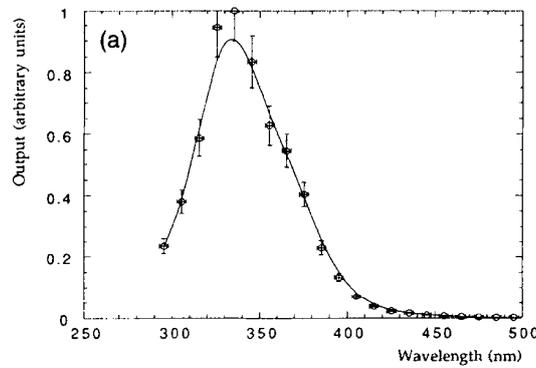
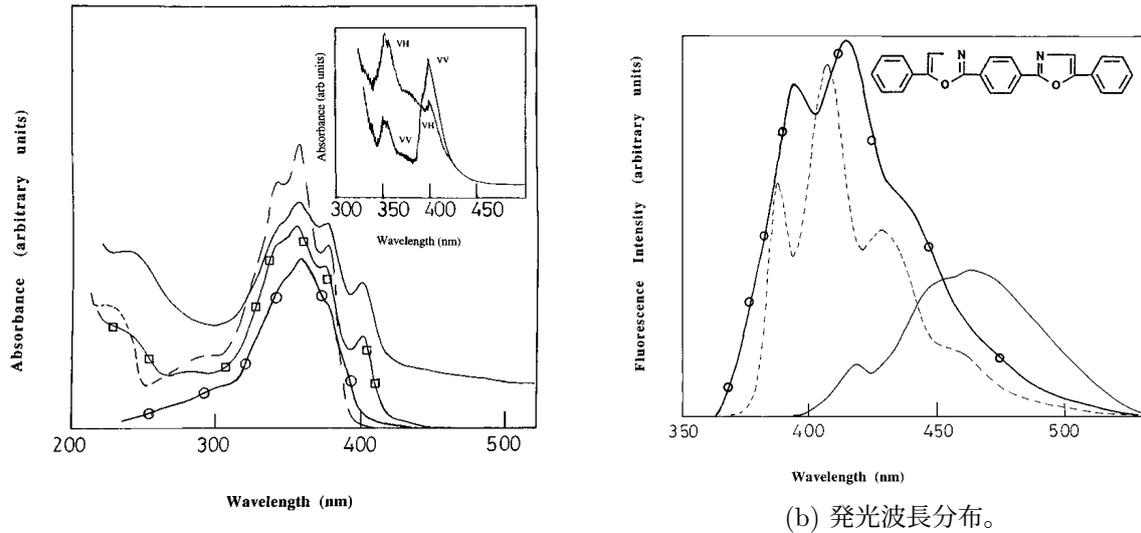


図 2.2: PTP の発光波長分布 [31]。

このファイバーは、図 2.5 のようにポリスチレンのコアを屈折率の違う物質からなる外層（クラッド）で覆った、マルチクラッドと呼ばれるタイプである。これは、クラッドが 1 層のみのシングルクラッドと呼ばれるものよりも全反射条件を緩和し、光伝播効率を向上させる効果がある。また、ポリスチレンの繊維の方向によっても分類され、一方向に揃っているものを S タイプ、そうでないものを non-S タイプと呼ぶ。S タイプは non-S タイプと比べて強度が高いため、S タイプのものが採用されている。S タイプは non-S タイプと比較すれば頑丈ではあるが、傷つきやすいことには変わりはないため扱いには注意が必要である。

表 2.1: ファイバーでの光の減衰を記述する定数とその値。

定数	値 (単位)
L_{long}	4634 (mm)
L_{short}	332 (mm)
α	0.77



(a) 吸収波長分布。

(b) 発光波長分布。

図 2.3: POPOP の吸収・発光波長分布 [32]。破線が溶媒に溶かしたものの、各実線はそれぞれ異なる方法でフィルム状にしたものである。

2.1.3 半導体光検出器

ファイバーによって導かれたシンチレーション光はシリコン光電子増倍器 (Si Photo Multiplier) によって検出する。本検出器に用いられるのは浜松ホトニクス社製の MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) S13360-1325PE である。

MPPC は、図 2.6 に示す様にアバランシェフォトダイオード (APD) のピクセルを平面上に敷き詰めた構造をしている。APD は、PN 接合された半導体に逆電圧を印加し、入射した光子によって空乏層にできる電子-正孔対をドリフトさせて検出する半導体光検出器の一種である。図 2.7 に APD の信号増幅の概念図を示す。電子は半導体内の電場が一定の強度を超えると、ドリフトされた電子が半導体中の原子から電子をはじき出すようになる。この放出された電子が加速され原子から電子を弾き出す、という過程が繰り返され電子が雪崩的に増幅される (アバランシェ増幅)。

電場がある強度を超えるとこの増幅過程の連鎖が止まらなくなる「Geiger モード」と呼ばれる状態になる。Geiger モードに切り替わる時の印加電圧を絶縁破壊 (ブレイクダウン) 電圧と呼ぶ。このままでは一つ光子が入射しただけでアバランシェ増幅が続き、次に到来する光子を検出することができない。このために、図 2.8 に示すように抵抗を直列に接続し、発生した電流による電圧降下で MPPC の実効的な印加電圧を下げて増幅を終わらせる (クエンチ抵抗)。増幅が終わると電流は止まり、印加電圧が元に戻ることで再び光子を検出可能な状態に復帰する。APD のピクセル一つが持つ静電容量を C 、Geiger モードで動作する MPPC の印加電圧を V としよう。この状態で一つのピクセルに光子が入射して光電子の増幅が起こり、その電流による電圧降下でブレイクダウン電圧 V_0 まで印加電圧が低下して増幅が終了した場合を考える。この時の MPPC から流出する電荷量 Q は

$$Q = C(V - V_0)$$

と計算される。つまり、Geiger モードでの出力信号は 1 ピクセルに入射した光子の数に関わらず、MPPC の性質 C , V_0 と動作時の印加電圧 V のみによって決まる一定値を示す。

Geiger モードの APD を多数並べた MPPC では、出力信号が 1 ピクセル分の何倍であるかを測定することで入射光子数を理想的には離散的に求めることができる。この概念図を図 2.9 に示す。

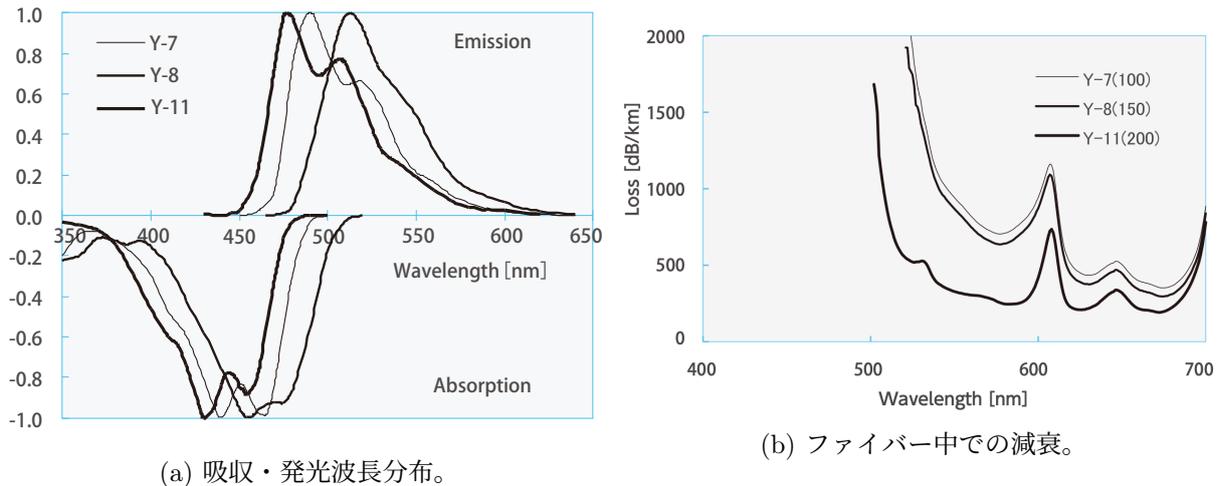


図 2.4: 波長変換ファイバーの特性^[34]。最も太い線が SuperFGD に用いられる Y11-(200) を表す。

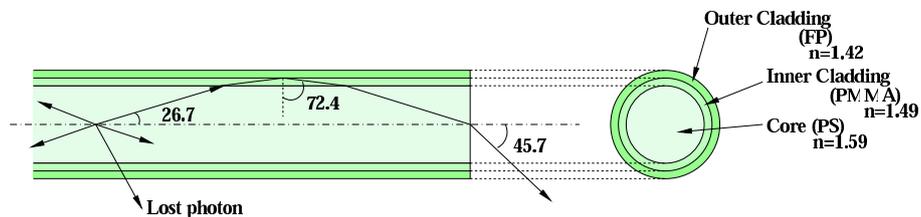


図 2.5: ファイバー内を光が伝播する様子^[35]。

S13360-1325PE は 2668 個の APD ピクセルが並べられており、原理的には同数の光子を同時に計測可能である。実際は、光子数が多くなるに従って同じピクセルに複数の光子が入る可能性が大きくなるため、 10^3 光子程度の大光量からは応答が悪くなる。

検出効率の波長依存性は図 2.10 のようになっている。そのピークは 475 nm 付近にあり、波長変換ファイバーの発光波長に一致している。このように、キューブから MPPC まで効率よく光を伝達できる波長特性を持つものが各構成物に選ばれている。

SuperFGD に用いられる MPPC は図 2.11 左に示すように 8×8 個が一つのプリント回路基板 (PCB) 上に実装されている。この PCB (以下 MPPC-PCB と呼ぶ) は SuperFGD 検出器の外箱の壁面にねじによって取り付けられる。検出器側のインタフェースは図 2.11 右に示すようになっており 8×8 の区画ごとに MPPC-PCB が固定できるようになっている。ねじ止めの際には、仮の位置決めピンを差すことによってその補助を行う。

2.1.4 ファイバーと光検出器の接続

ファイバーの径が 1.0 mm なのに対し、MPPC の有感領域は 1.3×1.3 mm であるため、僅かな位置のずれでも光の収集効率に大きく影響を与える可能性がある。これを防ぐため、ファイバー端に取り付けられたコネクタを図 2.12 に示す。コネクタとファイバーはオプティカルセメントで接着され、MPPC に接する面はダイヤモンドカッターによって研磨されている。外箱の穴は直径 3.0 mm であり、コネクタには 2.9 mm の部分と 5.0 mm の鏢の部分が存在している。コネクタを外箱の穴に挿すことで壁面に対して水平方向に、鏢を押し付けることで垂直方向にファイバー端

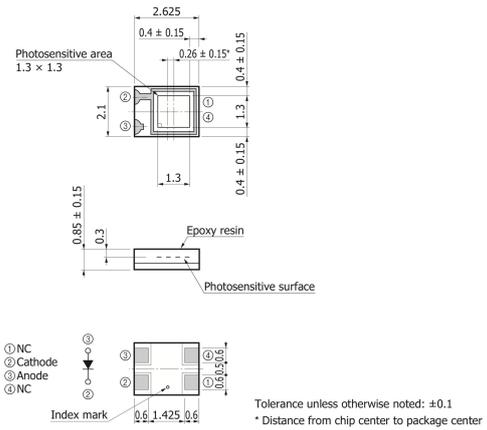
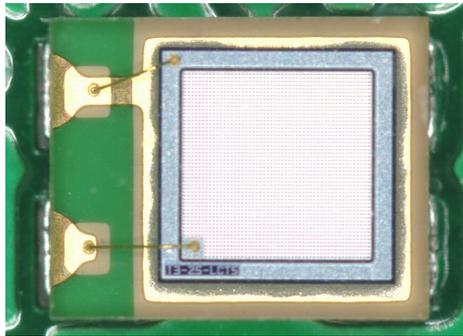


図 2.6: MPPC の表面を拡大した写真と寸法 [30]。APD が $52 \times 52 - 6 \times 6 = 2668$ 個並んでいる。6×6 の領域 (左下) は電圧印加用の電極である。

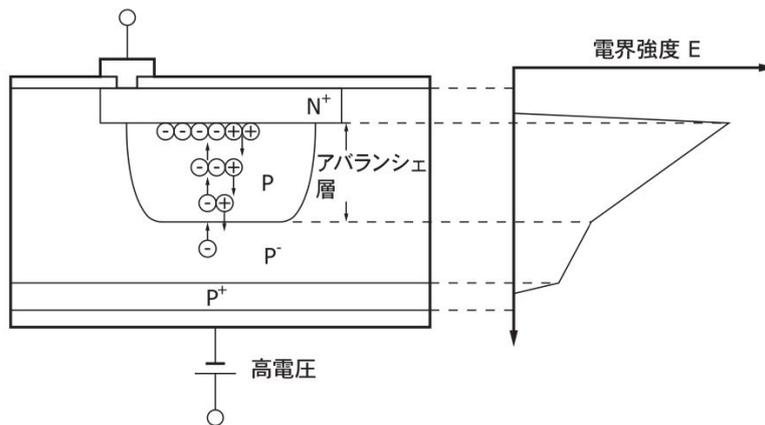


図 2.7: MPPC が信号を増幅する様子 [36]。

の位置を固定できる。コネクタと外箱の間にはソフトフォームと呼ばれるスポンジの緩衝材が挟まれており、これによって MPPC がコネクタの鍔を押し付け、それらの間の距離の不定性を削減している。

2.2 予想される性能

2.2.1 電子ニュートリノ反応の測定

δ_{CP} を測定する上で重要なのは SK での ν_e 出現事象の数を正確に測定することである。一方 ND280 では主に ν_μ の測定によりフラックス・反応断面積に制限を与えるため、 ν_μ と ν_e の反応断面積の差を理解することが重要である。しかし、 ν_μ の断面積の理解が比較的進んでいる一方で ν_e の断面積には大きな不定性がある。現行の ND280 でも ν_e の断面積が測定されているが、 ν_e の信号は検出器中から生じた電子が成す電磁シャワーであるのに対し、外部から侵入した γ 線も同様に電磁シャワーを成すためその区別が難しい。そのため、実験的な制限は与えられておらず、反応モデルのパラメータの不定性が与える誤差をそのまま適用しており [38]、この誤差が現在系統誤

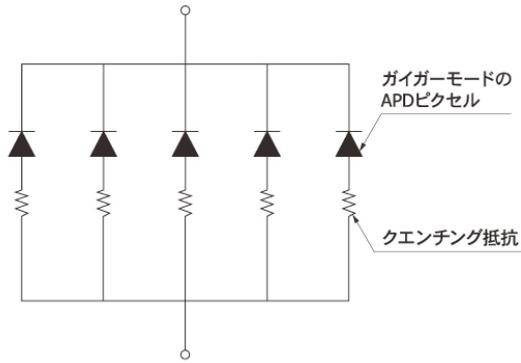


図 2.8: MPPC における APD とクエンチ抵抗の回路 [36]。

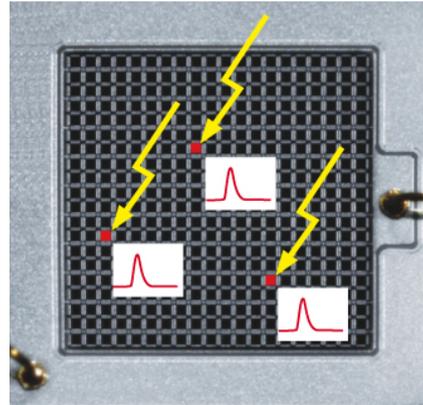


図 2.9: MPPC による光子計数の概念図 [36]。

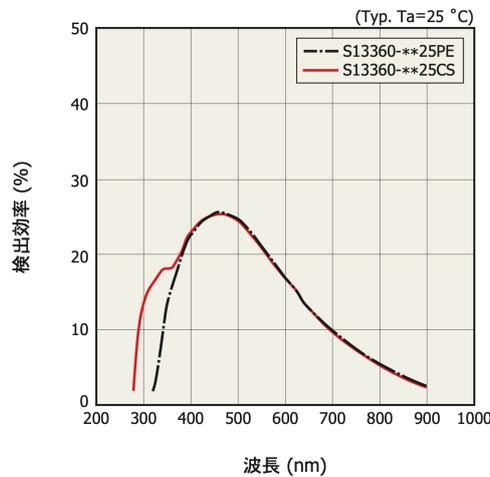


図 2.10: MPPC の検出効率の波長依存性 [36]。黒線が本検出器に用いられるモデルのものである。

差の最大の割合を占めている。SuperFGD では、その粒度の高さを利用して電子と γ 線を分離し ν_e の断面積を精度良く測定することが可能だと考えられている。その手法は電磁シャワーの始点に注目するというもので、電子が入射した場合は電子のみ、 γ 線の場合は電子-陽電子対から電磁シャワーが始まることを利用する。

この手法が現行の ND280 で良い精度を出せないのは、FGD の構造では短い飛跡の粒子を捉えることができないためである。飛跡の再構成には少なくとも 3 点の位置情報が必要で、FGD は縦横に並べられた幅約 1 cm のプラスチックシンチレータの棒を 2 層用いて 3 次元の位置を決定するため、最低でも合計 6 cm の飛跡が必要となる。FGD の構造の図解を図 2.15 左上に示す。入射した γ 線の電子-陽電子対のうち、陽電子の飛跡がそれよりも短く消滅してしまった場合、電子の信号と区別がつかなくなってしまう。

一方で SuperFGD は一つのキューブがそれぞれ 3 次元の位置情報を持つため、飛跡の再構成に必要な飛跡は半分の 3 cm でよい。これにより飛跡の短い陽電子を検出でき、電子- γ 線分離の効率が良くなると考えられている。

また、これに加えてキューブあたりのエネルギー損失を用いることによって分離の精度を向上させられると期待されている。図 2.14 に示すように、電磁シャワーの始点には電子の場合は粒子一つ分のエネルギー損失が観測されるが、 γ 線の場合は電子-陽電子対生成による粒子二つ分のエ

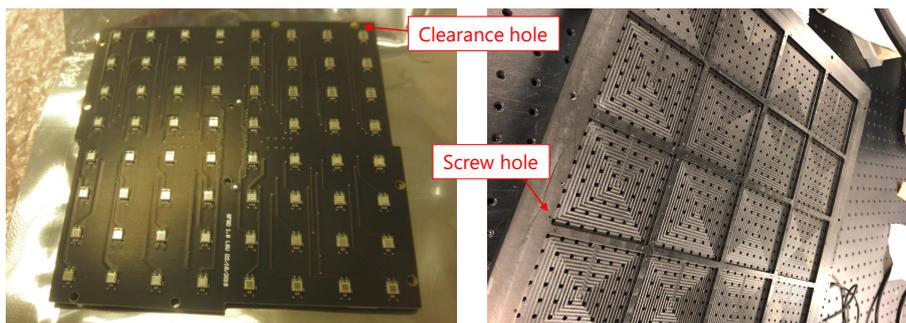


図 2.11: PCB 基板上に実装された MPPC (左) とそれを取り付ける SuperFGD の壁面のインターフェース (右)。

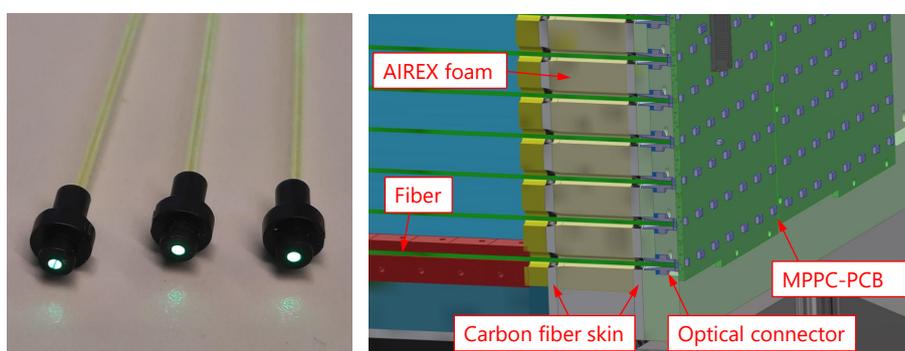


図 2.12: ファイバー端に取り付けられたコネクタ [37]。

エネルギー損失が観測されるので、この違いを検知することで電子と γ 線を分離が可能である。

従来の FGD では、 ν_e 事象に対し約 30% の γ 線背景事象が混入していると推定されていたが、上記の分離手法により混入率が約半分に改善されると見込まれている。

2.2.2 ニュートリノ反応モデルの測定

現行の ND280 の測定はニュートリノ反応モデルに制限を与えているが、その不定性に由来する系統誤差が ν_e 断面積に次ぐ大きさで存在しており、反応モデルにより良い精度で制限を与える必要がある。SuperFGD によって削減されることが期待されている、反応モデルの誤差の要因の具体例を以下に示す。

検出効率の角度依存性

現行の ND280 は、図 2.16 に示すように前方の散乱への感度が高いが、大角度の散乱への感度は低い。一方で SK は 4π 方向に感度を持っており、前置検出器と後置検出器の検出効率の差が存在する。この差より、SK で観測される大角度領域の散乱には現行の ND280 では良い制限を与えることができず、そのようなニュートリノ反応事象の数の不定性を生む。

ND280 が大角度散乱に感度をほとんど持たないのは、FGD の構造に起因している。FGD は棒状のシンチレータを縦横に並べた構造をしており、図 2.15 右上に示すように長手方向に散乱した

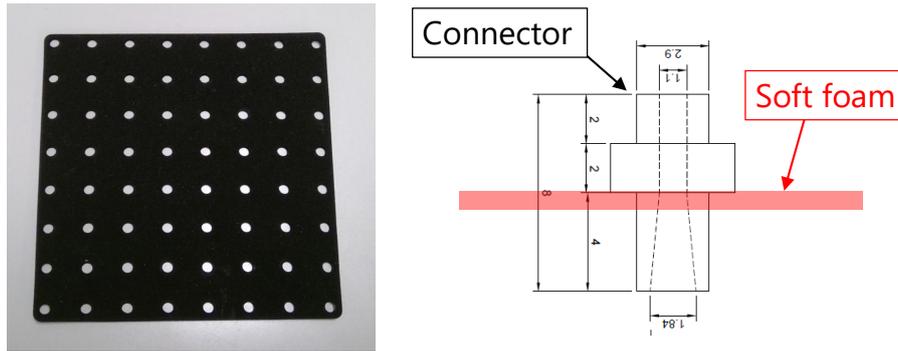


図 2.13: ソフトフォームの写真 (左) とコネクタとの位置関係 (右)。

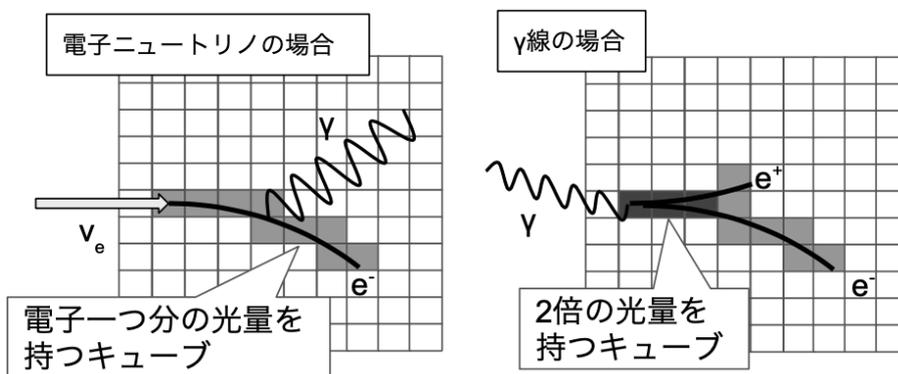


図 2.14: SuperFGD による ν_e と γ 線の分離手法。左図が ν_e の信号、右図が γ 線の背景事象を表し、 γ 線ではシャワーの始点に 2 粒子が重複して通過するキューブがあることがわかる。

粒子の飛跡を再構成することが困難である。一方で SuperFGD は立方体状のシンチレータが等方的に並べられた構造をしており、大角度の散乱にも感度を持つ。これにより、ND280 で大角度散乱のモデルについてより良い制限を与えることができるようになると期待される。

低運動量粒子の検出効率

T2K 実験で扱うエネルギーでは、ニュートリノは主に核子と反応する。詳細は補遺 E に示すが、最も断面積の大きなモードは、CCQE と呼ばれる図 2.17 に示すような終状態に陽子と荷電レプトンの 2 粒子が生じる反応である。これに対し、核子が原子核内の別の核子と相互作用し、終状態に荷電レプトンに加え二つの陽子が生じる 2p-2h という反応があることが知られている。SK では陽子は検出できないため、ND280 で陽子を含めたニュートリノ反応の生成物を検出しモードごとに得られた反応モデル適用することで SK での事象数の不定性を削減できると考えられている。

しかし、現行の ND280 では低運動量の陽子に対する検出効率が低くなっている。2.2.1 でも述べたように、FGD 内を飛行する粒子を再構成するには少なくとも 6 cm 以上の飛跡が必要である。これは陽子の運動量に換算すると約 600 MeV であり、それ以下の低運動量粒子は原理的に検出できない。しかし T2K 実験のエネルギー領域では、ニュートリノ反応から生じる陽子のエネルギーは図 2.18 のように主に 600 MeV 以下に分布している。

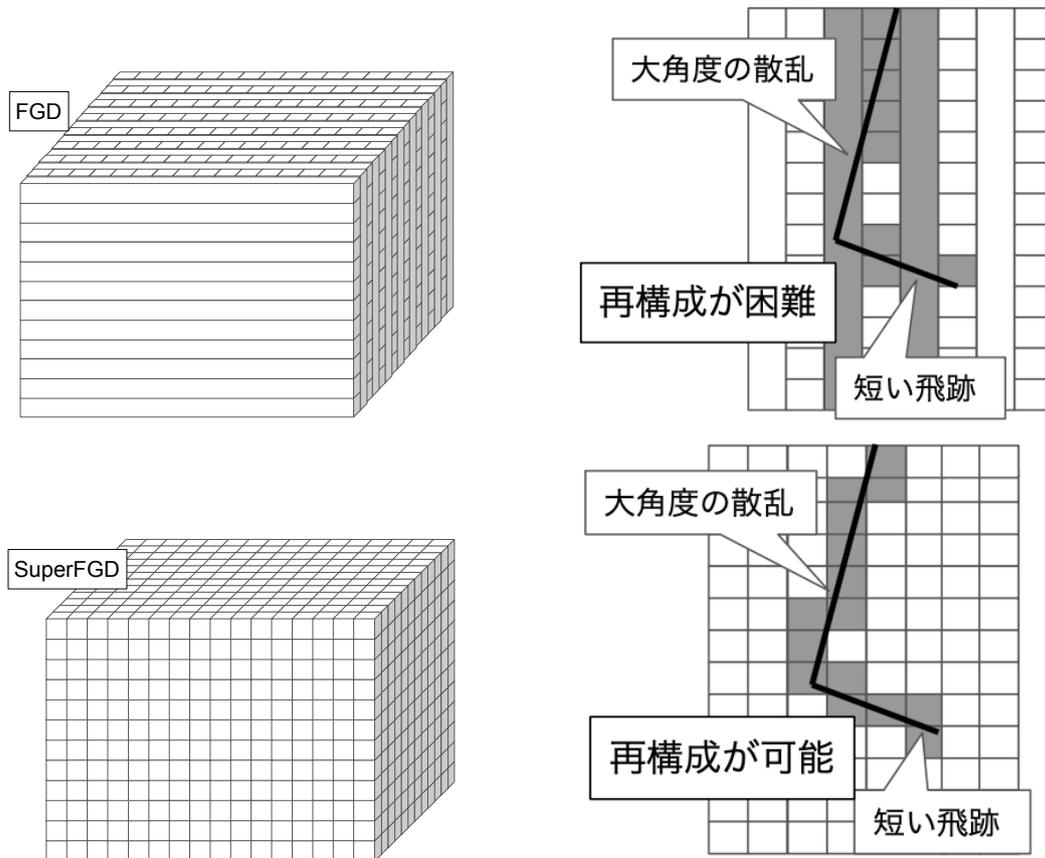


図 2.15: FGD の問題点と SuperFGD による改善の図解。上段が FGD、下段が SuperFGD を表す。図左のイラストはシンチレータの配置を表し、紙面手前から奥向きにニュートリノビームが照射される。

一方 SuperFGD では半分の飛跡の粒子を再構成でき、これは陽子の運動量で 300 MeV に相当する。FGD と SuperFGD の陽子の検出効率の差について図 2.19 に示した。

以上のアップグレードにより、1.1 に示した現在 6% 存在する誤差が 4% まで削減された時の δ_{CP} 測定精度の改善を示したのが図 2.20 である。系統誤差の削減によってより少ない統計量で高い確度を得ることができ、例えば CP 保存を 99% の確度で排除するために必要な時間は一年短くすることができる。

2.3 SuperFGD の建設

現在、SuperFGD に用いられるキューブはロシアで直径 1.3 mm の釣り糸を使って組み上げられている。ファイバーより径の大きな釣り糸を通しておくことで、キューブの穴の位置を揃えることを目的としている。図 2.21 はキューブを 192×184 個の 2 次元のシート状に並べ、これを積み重ねたものである。キューブと、CERN で作成された外箱は J-PARC に輸送された後、鉛直方向にも釣り糸を通し 3 次元に組み上げられたキューブを箱に納める作業とキューブを支える釣り糸をファイバーに置き換える作業が行われる。

外箱にはファイバーを挿入するための直径 3 mm の穴が開いており、MPPC を取り付ける側からファイバーを挿入する。鉛直方向にもファイバーの挿入を行う必要があるため、図 2.22 に示す

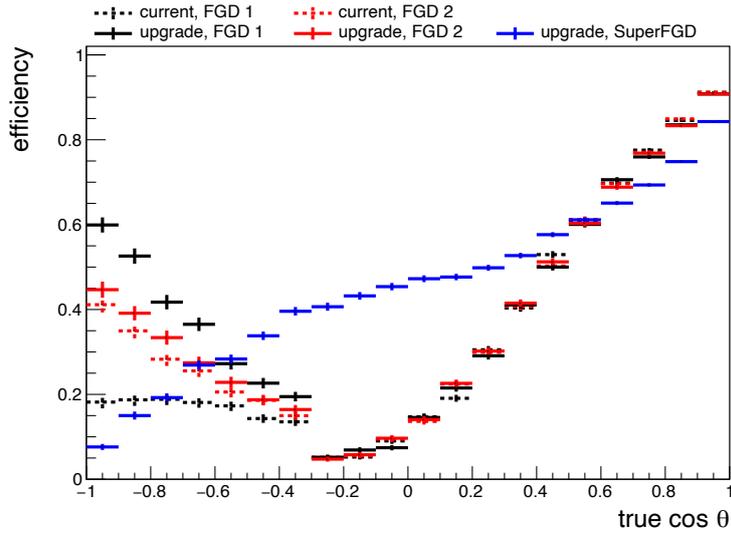


図 2.16: ミューオンの検出効率の角度依存性 [37]。点線が現行の ND280、実線がアップグレードされた ND280 を示している。色はどの検出器内で起きたニュートリノ反応かを表す。FGD は上流のものが FGD1、下流のものが FGD2 と呼ばれる。

ような支持台と作業台が設置される。ファイバーは検出器のサイズよりもやや長めに用意しており、挿入の度に反対側にはみ出したファイバーを検出器の壁面にそって切り取る。

釣り糸の除去・ファイバーの挿入が終わったところで実機の MPPC を固定する。1 枚の MPPC-PCB には 8×8 個の MPPC がマウントされており、これに対応する 64 本のファイバーを 1 単位として作業が行われる。全てのファイバーの置き換えと MPPC-PCB の取り付けが終わると、MPPC を取り付ける面の反対側には SuperFGD の最外層にあたる、MPPC のキャリブレーション用のモジュールが取り付けられる。

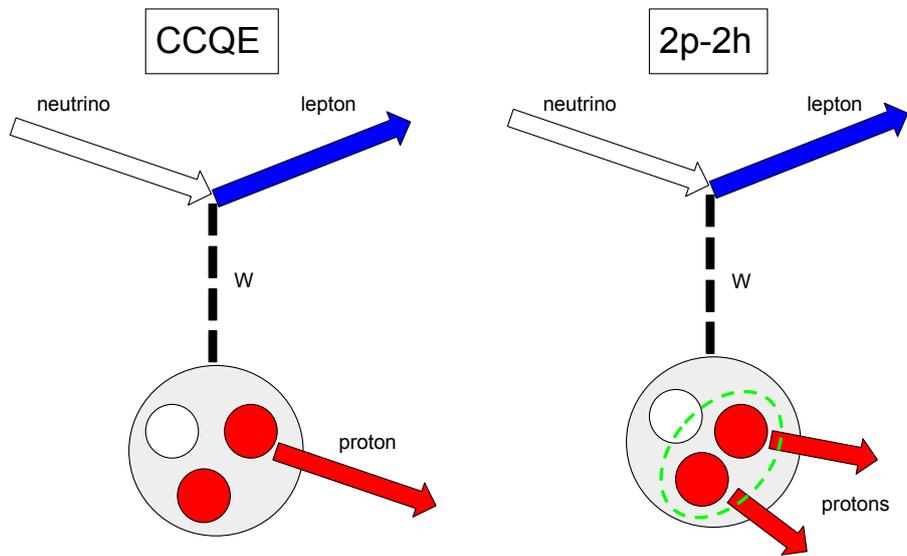


図 2.17: CCQE と 2p-2h の模式図。時間の流れは左から右で、左が始状態、右が終状態を表す。原子核内の核子の相互作用を緑の破線で表している。

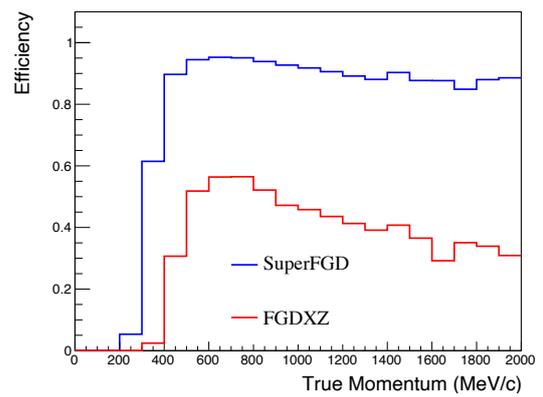
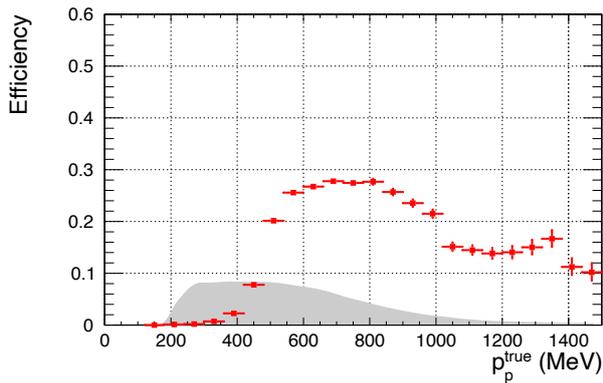


図 2.18: ND280 の検出効率 (赤のデータ点) と、T2K 実験のニュートリノ反応から生じる陽子のエネルギー分布のシミュレーション (灰色領域)^[37]。

図 2.19: SuperFGD と FGD の陽子検出効率の比較^[39]。

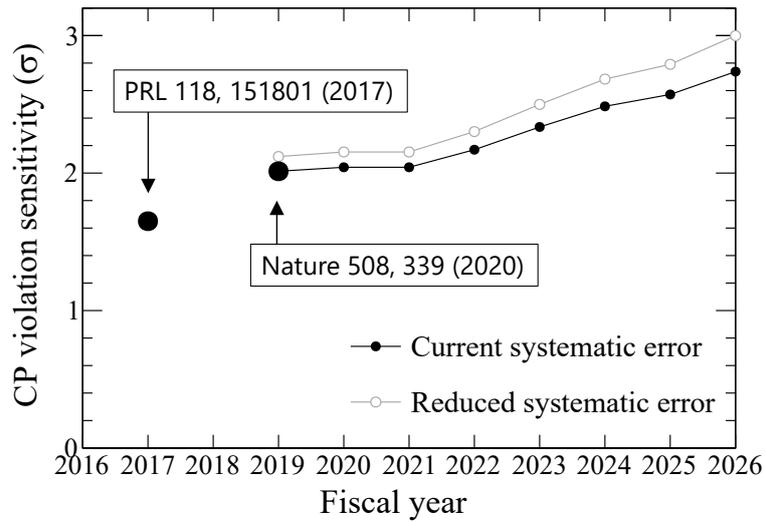


図 2.20: δ_{CP} 測定精度の予測。CP 対称性が最大に破れている可能性を仮定しており、黒点が系統誤差の削減なし、白点が ND280 アップグレードによる系統誤差削減ありの場合を表す。



図 2.21: 釣り糸による SuperFGD の組み立ての様子。キューブに 2 方向から釣り糸を通してシート状に並べたものを重ねている。

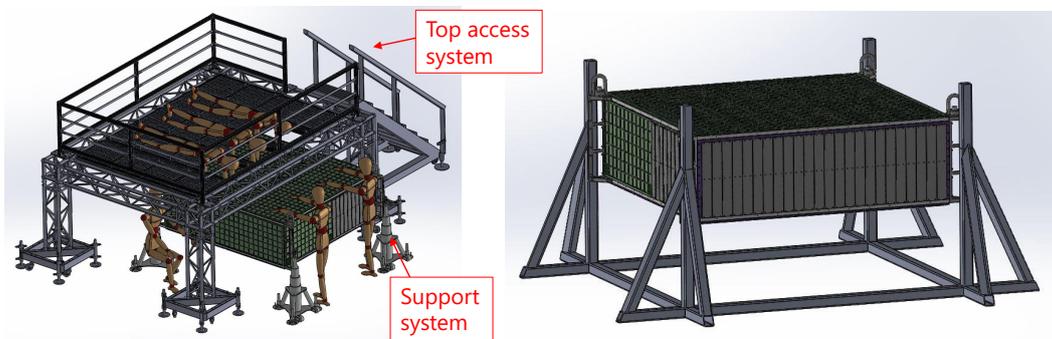


図 2.22: SuperFGD 建設作業の様子。右図が SuperFGD の支持台、左図が作業台である。

第3章 ファイバー品質管理システム

3.1 ファイバーの品質管理 (ファイバー QC)

SuperFGD 建設の際の懸念として、波長変換ファイバーを挿入する際の品質悪化が挙げられる。積み上げられたキューブは互いに位置を固定されている訳ではなく、釣り糸と外箱のみに支えられている。この状態で釣り糸を引き抜くことでシンチレータの配列が歪んでしまう可能性がある。この状態でファイバーを挿入するとキューブから圧力がかかり、ファイバーが傷付いたり折れたりしてしまう。ファイバーの傷により光の伝達効率が低下したり、ファイバーごとの傷の個体差によって伝達効率にチャンネル依存性が生まれたりすることによって、検出器の性能を悪化させてしまう。そのため、ファイバー挿入作業に並行して約 55000 本全てのファイバーに対して逐一その品質管理 (QC) を行い、損傷を確認すれば直ちに交換することが必要である。

3.1.1 ファイバー QC によって保証される検出器の性能

ファイバー QC によって、ファイバーが十分な光伝達効率を持つことと、それが多数のファイバーにおいて一様であることが保証される。これら 2 点の保証が検出器の性能にどのように影響するか説明する。

十分な光伝達効率

ファイバーがひどく損傷するなどして光伝達効率が低下し、伝達される光量が常にデータ取得の閾値を下回るようになると、そのファイバーに沿ってデッドチャンネルが生まれる事になる。デッドチャンネルが存在すると、粒子の飛跡が途切れて間違った飛跡が再構成されてしまったり、特に低運動量の粒子では飛跡の長さが検知できる最短の長さを下回って検出できなくなったりしてしまう。図 3.1 にある点から二つの粒子が生じた場合の SuperFGD の応答の例を示した。ファイバーの損傷によりデッドチャンネルが生まれると飛跡が分断され、粒子が再構成されないことが起こりえる。

SuperFGD の大きな目標の一つとして、低運動量の陽子のようなキューブ数個分の飛跡のみを残す粒子を検出してニュートリノ反応を正確に理解するというものがあり、ファイバーが損傷しデッドチャンネルが生じた場合これを大きく阻害する可能性がある。

光伝達効率の一様性

光量がチャンネルごとに不定性を持つことで、正確なエネルギー損失の評価ができなくなってしまう恐れがある。例えば陽子と荷電 π 中間子の識別は検出器中のエネルギー損失を用いて行われるため、その不定性によりこの識別を失敗してしまうと、 π 中間子が生じるニュートリノ反応と陽子が 2 個生じる $2p-2h$ の区別がつかなくなる。図 3.2 にエネルギー損失 (dE/dx) を用いた陽子

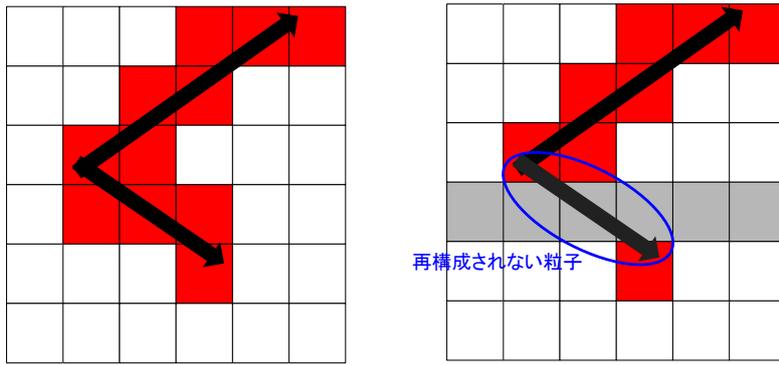


図 3.1: デッドチャンネルがあった場合の SuperFGD の応答。左が健全な場合、右がデッドチャンネルのある場合を示す。赤色が検出できるヒット、灰色がデッドチャンネルを、矢印が粒子の飛跡を表す。

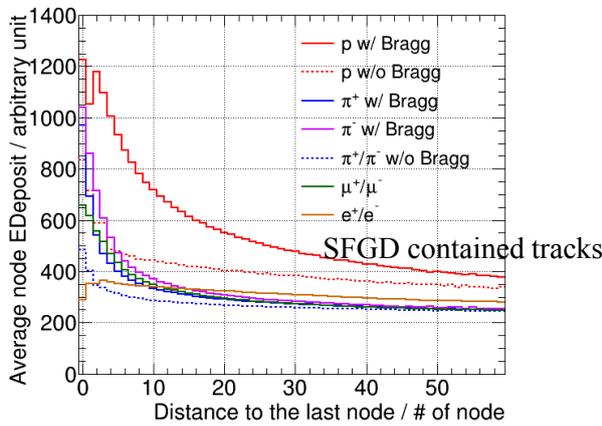


図 3.2: 粒子別の飛跡の終点からの距離と dE/dx の関係。

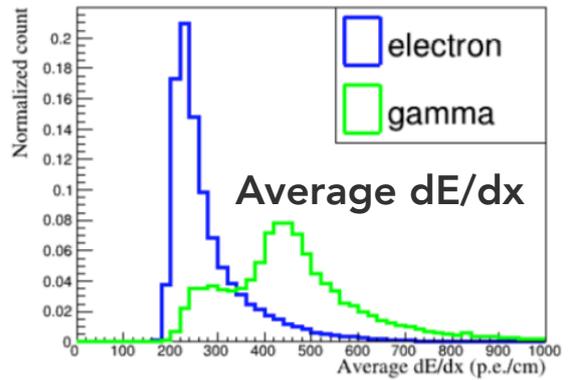


図 3.3: 電子と γ 線の dE/dx の分布。

と荷電 π 中間子の分離の手法を示す。dE/dx の値が両者では 2 倍程度異なるため、これを用いて粒子識別を行う。ファイバーの損傷によって光量が半分になるとこの識別を失敗する恐れがある。

また、電子と γ 線の分離の場合は 2.2.1 節で述べたようにキューブ数個の dE/dx によってそれらの分離を行うため、dE/dx の推定値が大きな不定性を持つことによりこの粒子識別の効率を下げてしまう可能性がある。図 3.3 に dE/dx を用いた電子- γ 線の dE/dx の分布の違いを示す。ファイバーの光伝達効率の不均一性により光量の変動が大きくなると、この dE/dx の分布がなまってしまい、信号の検出効率や純度の低下を招くことが予想される。この電子- γ 線分離は、現在最大の誤差の原因である ν_e の断面積の不定性を軽減する上で重要である。

このように SuperFGD が主に目的とする物理解析の精度を担保するには、キューブごとの発光量とファイバーの光伝達効率がよく理解できていることが重要である。キューブの発光量は検出器建設の前後で大きく変わることはないと思われるため事前に試験をしておけば良いが、ファイバーは力に弱く容易に損傷してしまうため、建設時にファイバー QC を行いその光伝達効率を高水準に保つことが不可欠である。

3.1.2 ファイバー挿入作業の流れ

改めてファイバー挿入作業の流れを図3.4に示す。一日の間釣り糸とファイバーの交換作業を行い、一日の終わりにファイバー QC を行う。問題がなければ光検出器の取り付けを行う。これを約1ヶ月繰り返す。

本研究は、このファイバー QC のためのシステム（以下、QC システムと呼称）を開発するものである。

3.2 ファイバー QC システムへの要請

ファイバーの一方の端面から一定の光を入射させ、もう一方に取り付けた光検出器で光量を測定することでファイバーの傷による光量の減衰を検知するファイバー QC システムを考えた。QC システムの概念図を図3.5に示す。

このシステムに課される要請について、その観点ごとに説明する。

3.2.1 運用方法からの要請

このシステムを運用するにあたっての要請が大きく分けて4点ある。

ファイバー QC は、検出器の約55000本のファイバー全てに対して行う。図3.4から計算すると約30分で2000本以上のファイバーに対してQCを行わなければならない。1本あたりに換算すると1秒未満となり、複数のファイバーを一度に試験することは必須であって、これが第一の要請となる。ここから、短時間に付け外し可能なシステムであるという第二の要請もなされる。

また、SuperFGDの一边は約2mあり、その両端に位置する光源と光検出器の同期を取るの、ケーブルの干渉などの運用上の煩雑な問題を起こすと考えられる。従って、これらのシステムは互いに独立である必要がある。ここから、光検出器はLEDの発光タイミングの情報を利用することなくデータを取得できなくてはならないという要請がなされる。つまり、データ取得のトリガは到来した光によるセルフトリガである必要があるというのが第三の要請である。

また、ファイバー QC の作業量は膨大であるため、複数の人がシフト制で行う。このため、第四の要請としてQCシステムは誰が扱っても同様の結果が出るような仕組みである必要がある。

3.2.2 測定原理からの要請

QCシステムの置かれる状態を考えた時、測定原理から2点の要請がなされる。

第一の要請は光源についてである。最終的にSuperFGD検出器は遮光のための箱に収められ、光学的に外部と分離される。しかしファイバーQCはその建設作業と並行して行われるため、光検出器が室内光などのバックグラウンド光に晒された状態での測定になる。従って、入射させる光はバックグラウンド光よりも十分強い必要がある。

第二の要請として、そのような強い光の強度を精度よく測定できる光検出器が必要である。ファイバーQCのためには、ファイバーの損傷による光量の減衰を検知できなくてはならない。

表 3.1: QC システムの要請と、システム実機への反映。

要請	関連するシステムの構成要素	詳細を記載した節
複数のファイバーを同時に試験	MPPC-PCB、LED-PCB	4.1.1, 5.2
短時間に取り付け可能	MPPC-PCB、治具	4.1.1, 5.3
セルフトリガでデータ取得	MPPC-PCB、A1702	4.1.1, 4.2.2
誰でも扱える	MPPC、治具	4.1.1, 5.3
強い光源	LED	4.1.1
大光量を検出可能	MPPC	4.1.3
光は鋭いパルスである	LED、LED-PCB	5.1, 5.2
繰り返し周期は十分長い	LED-PCB	5.2.3

3.2.3 測定器からの要請

このシステムのデータ読み出しに用いるエレクトロニクスの性能から、光源は十分に繰り返し周波数が小さく、立ち上がりの速いパルスで駆動しなければならないという追加の要請がなされる。詳細は 4.2.2 節に示した。

以上の要請と、QC システムへの反映を一覧にしたものが表 3.1 である。次節にて本研究で作成したファイバー QC システムの概観を説明し、次章以降で開発の詳細な過程を説明する。

3.3 システムの構成

3.3.1 光検出器

光検出器にはプリント基板上に実装された浜松ホトニクス製の MPPC S13360-1325PE を用いる。この基板（以下 MPPC-PCB と呼称する）は SuperFGD 実機にも利用する基板と同じものであり、1 枚に $8 \times 8 = 64$ 個の MPPC が 10.30 mm 間隔で実装されている。これは、2.1.4 節で述べた位置決めピンと人の手によって一時的に SuperFGD に対して固定される。ただし、通常の用法ではこのシステムの要件である大光量の測定には向いていないため、印加電圧を低く設定した特殊な運用をしている。詳細は 4.1 節に示す。

3.3.2 光源

光源には Optosupply 製の高輝度の青色 LED OSUB5161A-PQ を使用する。半値角 60° の広角タイプで、20 mA の電流で 5800 mcd の光度で発光する。この LED を 64 個実装した PCB を作成し、使用することとした。作成した実際の PCB の写真を図 3.6 に示す。LED の選定について 5.1 節で、PCB の設計について 5.2 節で詳細に説明する。

3.3.3 データ取得

エレクトロニクスには CAEN 製の 32 ch SiPM 読み出し基板 A1702 を使用した。一つのボードで 32 チャンネルを読み出すことができるため、このボードを 2 枚用いて 1 枚の MPPC-PCB を読み出すこととした。

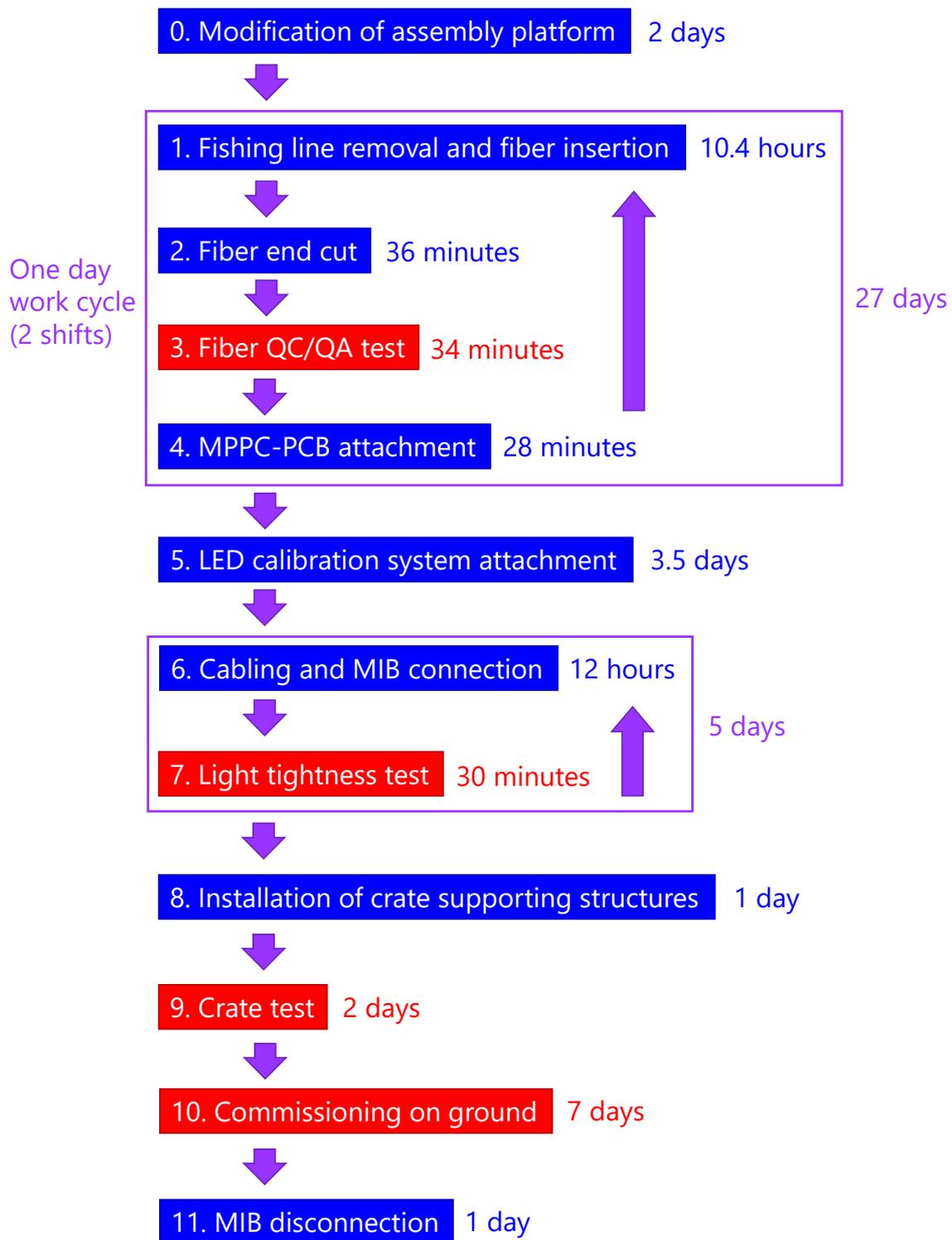


図 3.4: SuperFGD 建設作業の流れ。1. から 4. まではファイバーの挿入作業で、3. が本研究で扱うファイバー QC である。

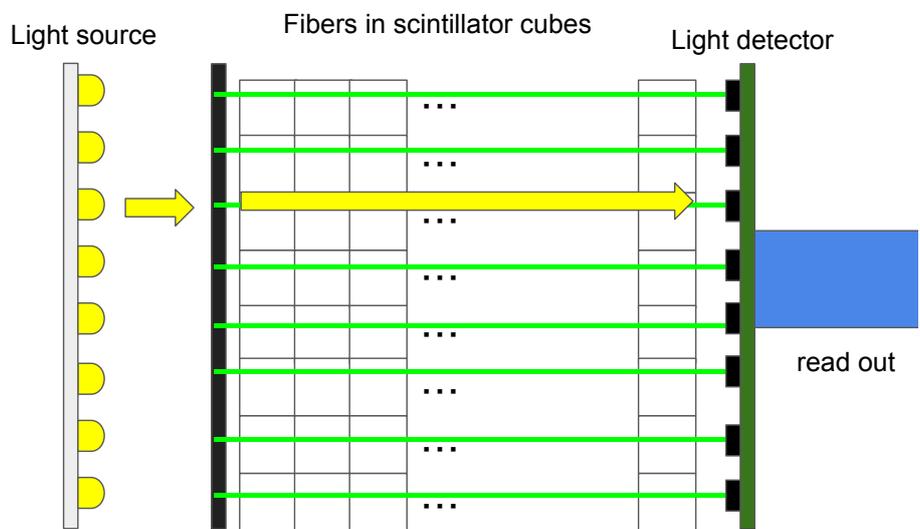


図 3.5: ファイバー QC システムの概念図。図左側の光源からファイバーに光を照射し、図右側の光検出器でファイバーを通った光を検出する。

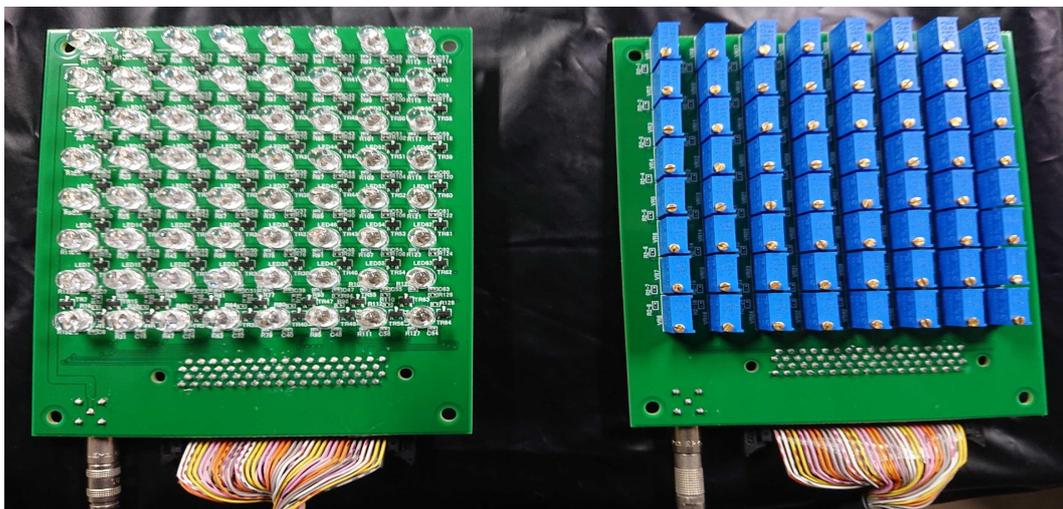


図 3.6: 作成した LED-PCB。LED を実装した基板 (左) と、制御用のポテンショメータを実装した基板 (右) からなり、フラットケーブルで接続して使用する。

第4章 検出器・読み出しの開発

4.1 光検出器の動作検証

4.1.1 光検出器の選定

光検出器とファイバーのアラインメントは、測定される光量に大きく影響を与える。例えば、光検出器の有感領域とファイバー端がずれていれば、その分だけ光量を損失することになる。3.2節で述べたようにこの試験は短い時間で行わなければならないため、そのような光検出器の配置に時間を割くことはできない。そこで光検出器には、図 4.1 に示す SuperFGD 実機にも利用する MPPC の基板と同じものを用いることを考えた。この基板は MPPC が高い位置精度で配置されており、2.1.3 節でも触れたように、実機固定時の補助のため MPPC-PCB と SuperFGD 外箱にはネジ穴の他に図 4.2 に示すような位置を決めるためのピンを差す穴が開けてある。これを利用することで、誰でも短時間に精度良く光検出器を固定することができる。また、この基板には MPPC が 64 個実装されているため 1 度の試験で 64 本のファイバーを試験することができる。この時 1 度の試験に割くことのできる時間は約 1 分となり、十分に実現可能である。

一方で、MPPC は通常の用法ではゲインが大きすぎるため、このシステムが要求する大光量の測定には向いていない。そこで、印加電圧を通常よりも小さくし、低いゲインで運用することを考えた。

4.1.2 MPPC の動作原理

2.1.3 節でも触れたが、MPPC は APD のピクセルを平面上に敷き詰めた半導体光検出器である。電圧を印加することで、各ピクセルにおいてキャリアを雪崩的に増幅させることができる。ブレークダウン電圧以上の電圧を印加することで Geiger モードで動作し、入力の大きさに拘らず一定の

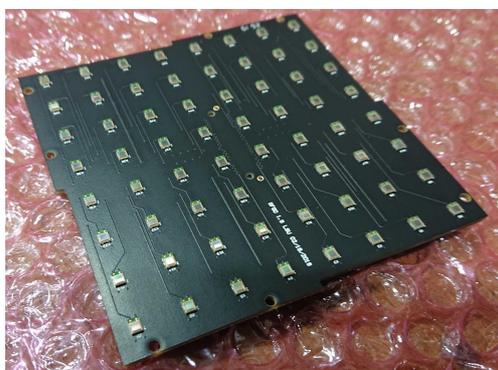


図 4.1: MPPC が実装された PCB。ファイバーのための M2 ねじの他に、位置を決めるためのピンと同じ 10.3 mm 間隔に 8×8 個の MPPC が 1 枚とそれを挿す穴が用意されている。本システムでの基板上に実装されている。

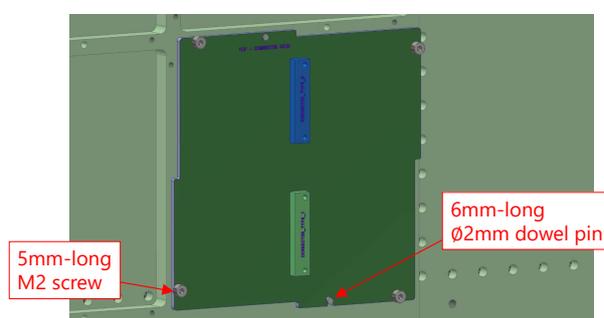


図 4.2: MPPC-PCB の固定法。実機を固定する 5mm-long M2 screw と同じ 10.3 mm 間隔に 8×8 個の MPPC が 1 枚とそれを挿す穴が用意されている。本システムではこの位置決めピンを利用する。

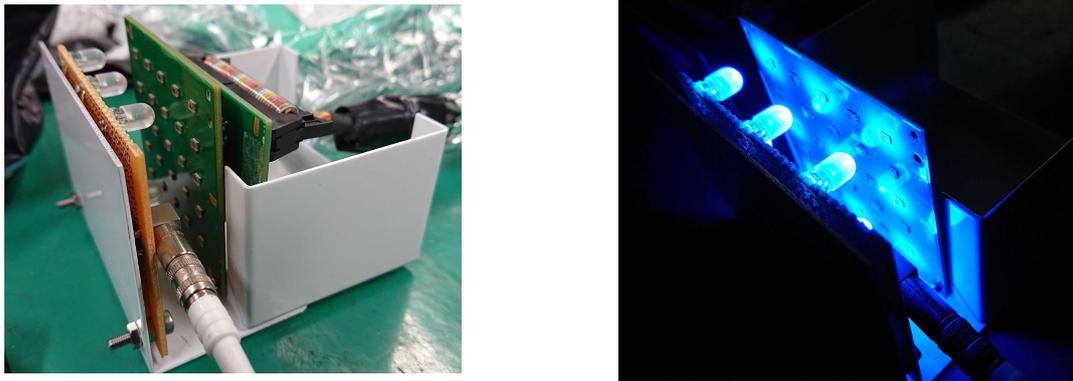


図 4.3: リニアモードでの動作テストのセットアップ。MPPC がマウントされた PCB と LED がマウントされたユニバーサル基板が向かい合わせに固定されている (左)。MPPC の正面に LED が設置されており、それが LED を点灯した状態だと良くわかる (右)。

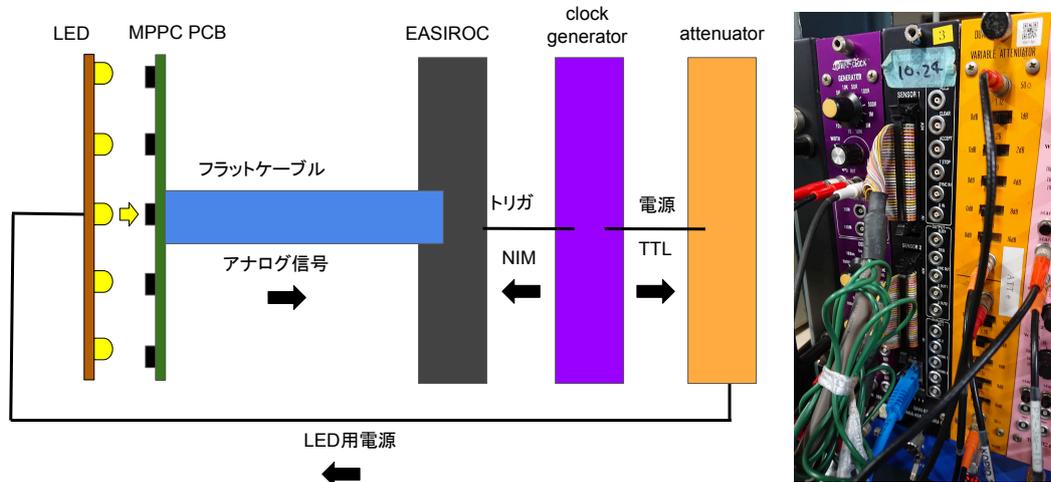


図 4.4: 測定の回路の概念図。減衰器 (attenuator) は最初の測定では使用していない。

信号を示すようになる。この増幅が起きているピクセルを数えることで数光子の微弱な光を検知できる。Geiger モードでの光電子の増倍率は 10^6 程度である。

一方で、光子数がピクセル数に近いかそれ以上の大強度の光が入射すると、信号が飽和してしまい正確な光量を測定できない。ブレークダウン電圧以下では増倍率は < 100 程度であり、Geiger モードのような永続的な増幅現象は起こらない。この動作を「リニアモード」と呼ぶ。そのため、あえて低い電圧で動作させることで各ピクセルが入力信号に比例した信号を発生し、大強度の光を精度良く測定できると考えられる。

4.1.3 リニアモードでの動作検証

MPPC は Geiger モードでの動作が一般的であり、各 APD が線形な応答を保ったまま動作させるリニアモードでの使用例はほとんどない。そのため、まずは実際にリニアモードにおいて MPPC が入射光量に対応した応答をするかどうかの検証を行った。図 4.3 はその測定のセットアップである。MPPC と LED を向かい合わせにし、シャーシを用いて固定している。一つの PCB に 5×5 個の MPPC が実装された試験用の MPPC-PCB を用いた。

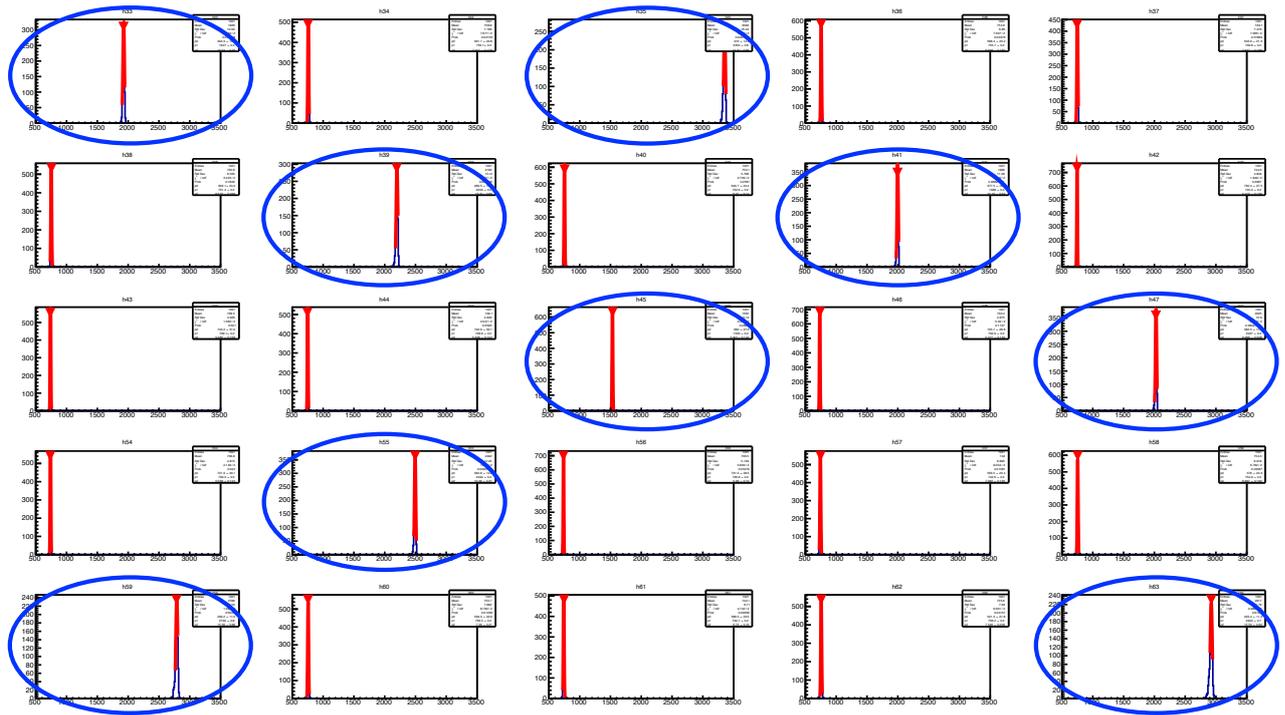


図 4.5: ある印加電圧での信号の ADC 値の分布。横軸が信号の ADC 値、縦軸がイベント数のヒストグラムである。

光源となる LED にはイーケイジャパン社製、高輝度青色 LED LK-5BL を使い、 3×3 個をユニバーサル基板に取り付け、MPPC から 10 mm の距離に設置した。電源としてクロックジェネレータから幅 100 nsec の TTL 信号 (5 V) を供給し、パルス駆動で点灯させる。LED の距離は、リニアモードでの信号の大きさが、Geiger モードでの 1 光電子 (p.e.) 信号相当の大きさになるように調節している。Geiger モードの増倍率が 10^6 、リニアモードの増倍率が < 100 であることから、この測定において LED から MPPC に入射する光子数は $10^4 \sim 10^5$ であると推定できる。これは、 10^3 p.e. 程度で線形性を失う Geiger モードの MPPC では測定できない光量である。

信号の読み出しには EASIROC モジュール^[40] と呼ばれる NIM モジュールを用いた。EASIROC モジュールは Omega 研究所製の ASIC チップ EASIROC を搭載し、信号の増幅と波形整形が行われた後、後段の ADC や FPGA によってデータを処理する。

最初に行ったのは、印加電圧の変化に対する信号の応答の測定である。MPPC の印加電圧を 0 V から 50 V まで 5 V 刻みに変化させてその信号を読み出した。これは、Geiger モードのブレークダウン電圧がおよそ 52 V 程度であるのでそれを超えないように設定した値である。データ取得のトリガーは LED の発光と同期した信号をクロックジェネレータから与え、オシロスコープで波形を確認しながらピークホールドの時間を調整した。各測定点ごとに 1000 イベント取得した測定の結果を図 4.5 に示す。各ヒストグラムが一つの MPPC に対応しており、25 個の MPPC のうち、LED が照射されている 9 チャンネル (青丸で囲ったもの) に有意な信号が見えることがわかる。

また、ペDESTアルデータとして LED にブラックシートによる遮光を施した状態で測定を行った。

LED 光が当たっている 9 チャンネルを抜き出したのが図 4.6 である。黒点が信号、白点がペDESTアルのデータを表す。ROOT^[41] を用いて図 4.5 を Gauss 分布でフィットし、データ点はその中心を、誤差棒は標準偏差 σ を与えた。中心値の初期値には、ROOT の TSpectrum クラスのピー

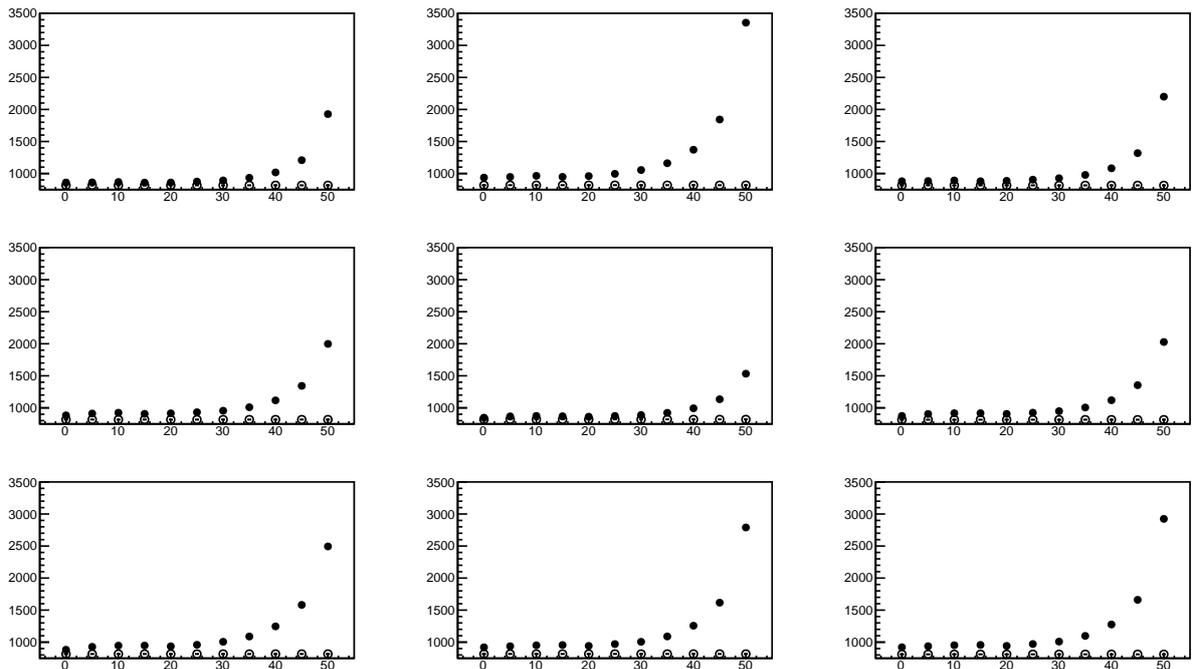


図 4.6: 取得した信号の ADC 値。横軸が MPPC の印加電圧 (V)、縦軸が信号の ADC 値である。誤差棒は小さく、データ点のマークに隠れてしまっている (白点では確認できる)。

クサーチ機能により得たピークの位置を用いた。

この測定では、MPPC の印加電圧が 0 V の測定点でも有意な信号を観測することができた。これは、光によって生成されたキャリアが半導体内で増幅されないまま直接観測されたものと思われる。この信号の大きさを基準にすることでリニアモードの増倍率 (ゲイン) が測定できる。つまり、印加電圧 V でのリニアモードのゲインを

$$\text{gain}(V) = \frac{\text{ADC}_{\text{signal}}(V) - \text{ADC}_{\text{pedestal}}}{\text{ADC}_{\text{signal}}(0) - \text{ADC}_{\text{pedestal}}}$$

で定義できる。

この式を用いて図 4.6 を ADC 値からゲインに変換したものが図 4.7 である。50 V では 20 倍程度のゲインを持つことがわかり、これは文献値^[36]の < 100 に一致している。

次に、LED の光量を変化させた時の信号の応答を測定した。このために、LED の電源電圧を図 4.4 に示す減衰器 (attenuator) によって調節して測定を行った。

測定したのは TTL 信号 (5 V) を 1 として 1, 0.89, 0.79, 0.71, 0.62, 0.56, 0.50, 0.45 の 8 点である。

結果を図 4.8 に示す。この測定では、9 個の LED の内 5 個が点灯しなくなり、残りの 4 チャンネルについてのみ正しいデータが得られている。後にこの原因は、LED を実装したユニバーサル基板のはんだ付けの不備だと分かった。LED が点灯していないチャンネルは若干の減少傾向が見られるが、これは信号のあるチャンネルに合わせてピークホールドの時間を変えているためである。この 4 チャンネルについて 1 次関数でフィッティングを行った結果が図 4.9 である。この LED の順方向電圧は約 3.4 V であるため横軸が 0.68 から 1 までの 4 点を LED 光が印加電圧に対して線形に変化している領域と考え、この範囲でフィッティングを行った。次に、得られたフィッティング関数の値とデータの比を取ったものが図 4.10 である。フィッティング関数からのずれは 4% 未

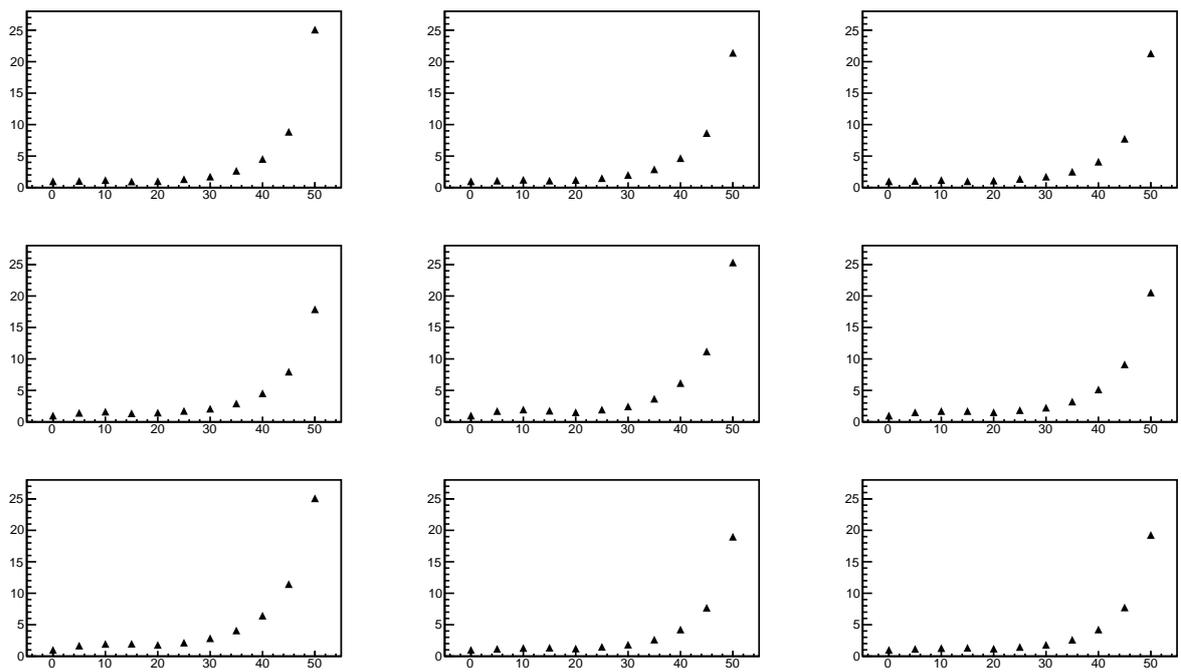


図 4.7: 信号の ADC 値をゲインに変換したもの。横軸が MPPC の印加電圧 (V)、縦軸が増倍率 (ゲイン) である。

満に収まっており、この精度で線形性を持っていると言える。これは 6 章で示す本システムの系統誤差 17.5% よりも十分小さく、QC システムの光検出器として用いるのに十分な性能である。

以上の結果によりリニアモードの MPPC は、数万光子の大強度の光を検出し、その光量を定量的に評価できる光検出器として機能していることが確認できた。

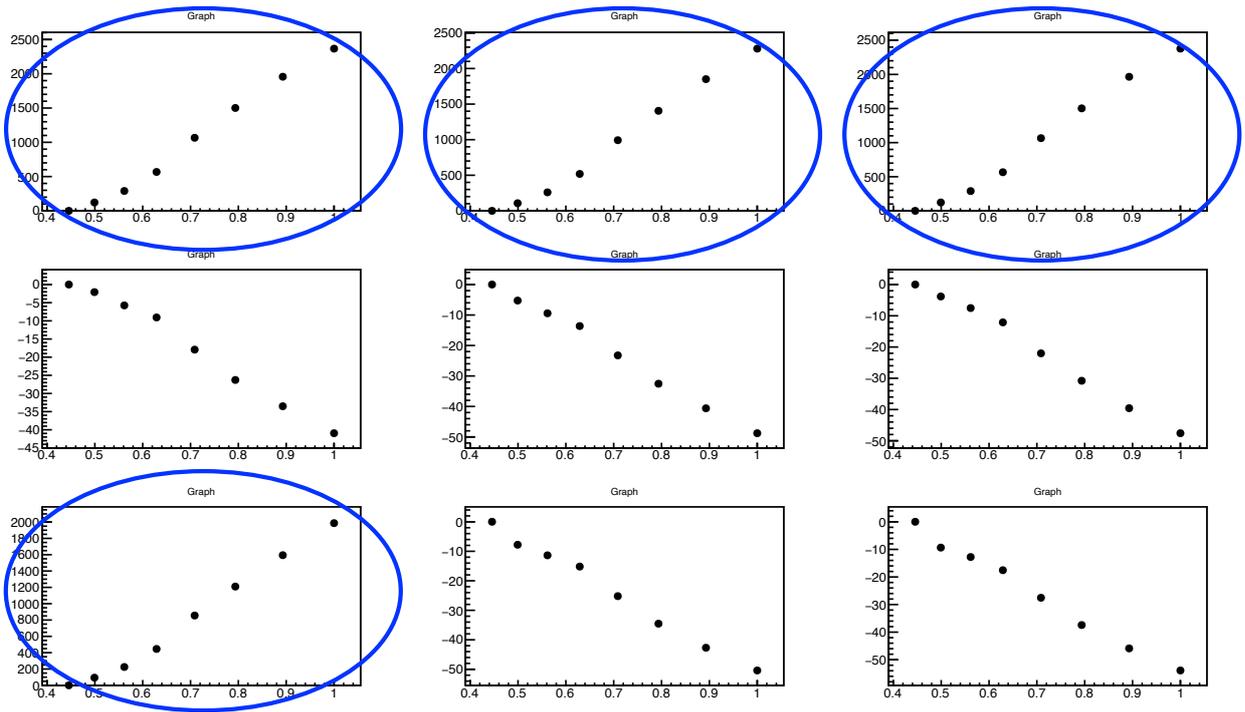


図 4.8: 光量を変化させた時の MPPC の応答の変化。横軸が 5 V を基準にした LED への印加電圧、縦軸が ADC 値である。丸で囲んだ 4 チャンネルが正常に LED が点灯していたものである。

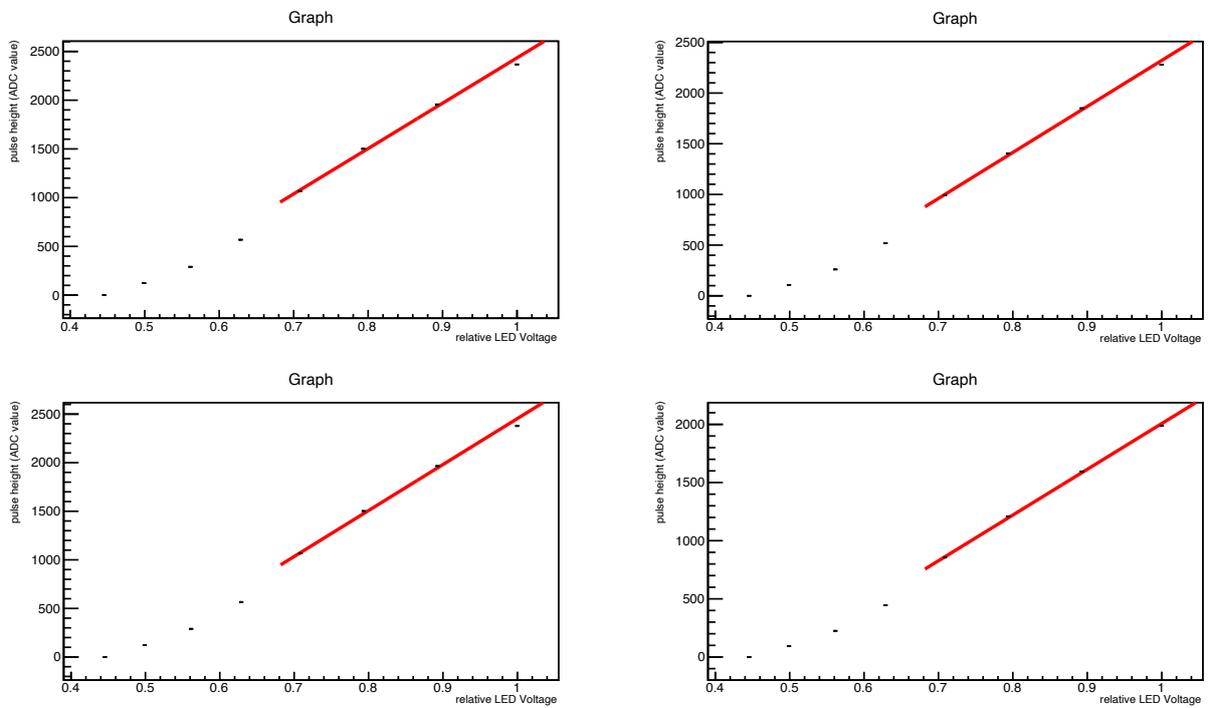


図 4.9: 光量の変化を線形フィッティングしたもの。赤い直線がフィッティング関数を表す。

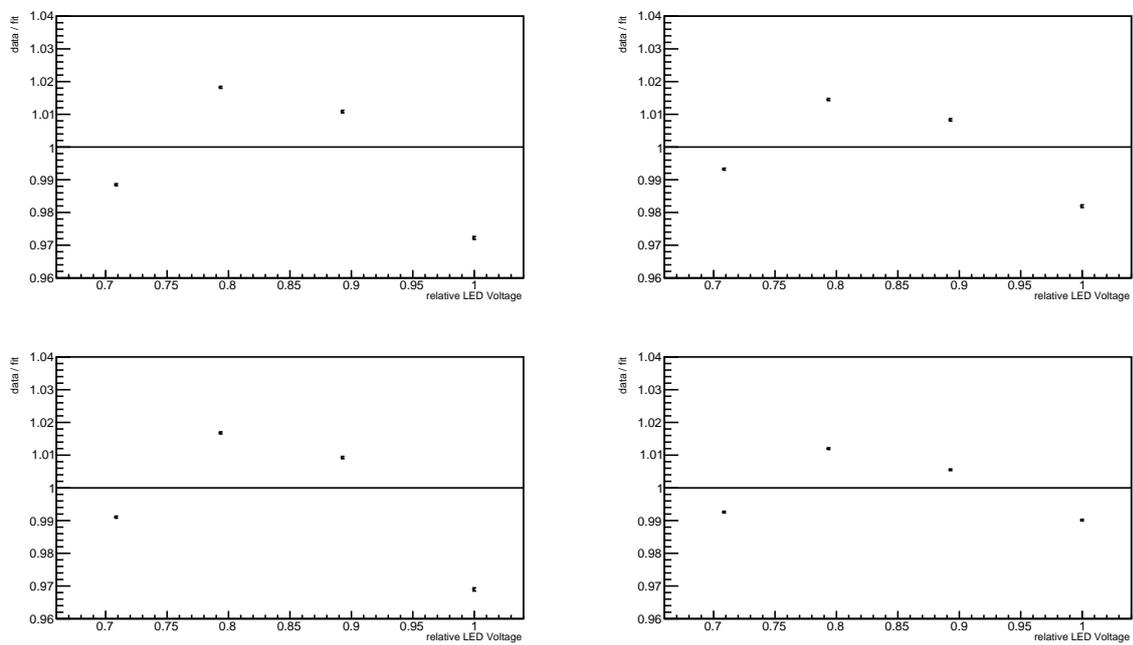


図 4.10: データ点とその点でのフィッティング関数の値の比。フィッティング関数とデータが一致していた場合 1 の値を取る。

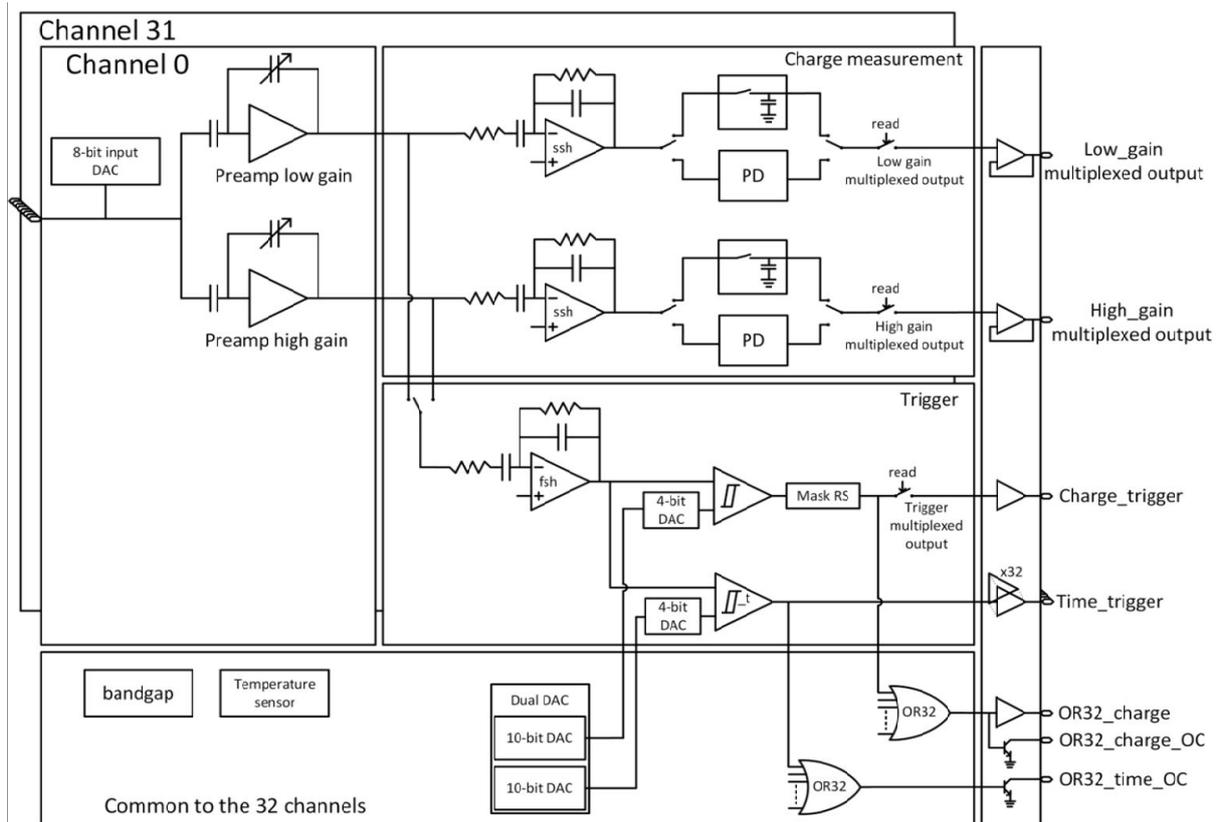


図 4.11: CITIROC のブロック図。コンデンサによって DC 成分は切り取られる。

4.2 データ取得

4.2.1 エレクトロニクス性能

本システムのデータ読み出しには、MPPC を読み出すことに特化した CAEN 製の読み出し基板、A1702 を用いる。A1702 は 32 チャンネルの MPPC を同時に読み出すことができ、それらに電圧を供給することもできる。また、DAC によって電圧のオフセットを調整することでチャンネルごとに電圧値を調整する機能も備えている。これは、MPPC のブレイクダウン電圧には材料のシリコンウエハの質による個体差が存在するためである。ファイバー QC は検出器の周囲を移動しながら行うため、小型で持ち運びやすいという利点もある。

4.2.2 光源への要請

A1702 には CITIROC^[42] と呼ばれる Weeroc 社製の MPPC の読み出しに特化した ASIC が用いられており、アナログ信号は CITIROC によって増幅・波形整形されたのちに ADC に渡されデジタル化される。CITIROC のブロック図を図 4.11 に示す。図 4.11 の左側から入力され MPPC からのアナログ信号は前段増幅回路により増幅される。その後段の“Trigger”と記されたブロックは速い波形整形器 (fast shaper) と呼ばれ、データ取得のためのトリガを発行する回路である。“Charge measurement”と書かれたブロックは速い波形整形器 (slow shaper) と呼ばれ、この出力が電荷量の測定に用いられる。MPPC の鋭いパルス信号を取り出すため、これらの前段増幅回路や波

形整形回路は AC 結合になっている。この AC 結合の時定数はおよそ 10 nsec であり、 100 nsec 程度の立ち上がりの遅いパルスに対して正しくトリガーをかけたり、ピークの高さを測定したりすることができない。また、CITIROC の安定した動作のため、データ取得のレートは 3.5 kHz 以下が望ましい。

以上をまとめると、データ取得用ボード A1702 の性能から光源に以下の 2 点の追加の要請がなされる。

1. CITIROC が読み出せる程度に立ち上がり時間の速いパルス状の光を発する。
2. パルスの繰り返しのレートは 3.5 kHz 以下である。

第5章 光源の開発

5.1 光源の選定

光源には、光量の大きな LED を用いることにした。一度の試験で 64 本のファイバーに一定の光を照射しなければならないため、

1. 広角の LED を少数並べる
2. 狭角の LED を多数並べる

の二つの方法を検討した。まず、方法 1 の検討を行った。広角の LED としては海渡電子製の表面実装型 LED、KD-JP3W-B-HS を用いた。狭角の砲弾型 LED が数 cd なのに対し、表面実装型の LED は数 lm ($\text{lm} \sim 1/2\pi \text{ cd}$) であり、分布が広い代わりに光量が小さい傾向にある。一方この LED は消費電力 3 W で 30 lm の光束を発する高強度の LED である。

この光源を用いてファイバー QC を模した試験を行った。図 5.1 にその測定のセットアップを示す。フレームに SuperFGD の外箱の表面と同じ構造のプレート (G10 プレート) を LED 固定側とその反対側の 2 枚固定し、その間に長さ約 18 cm のファイバーを通した。MPPC 固定側にはプレートの表面に MPPC-PCB を取り付けるための構造が存在している一方、反対側にはそれが存在していない。MPPC を取り付ける側のプレートに SuperFGD 実機と同じねじを用いた方法で MPPC-PCB を取り付け、もう一方のプレートの反対側の面から LED を照射した。LED とプレートの距離は 3 cm に設定した。信号の読み出しには 3.3.3 節で述べた読み出しボード A1702 を 1 枚用いて 32 本のファイバーについてデータを取得した。実機ではファイバーはキューブに覆われているため、その再現のためにフレームにブラックシートを軽く被せている。

この LED 単体の光量の分布を測定した結果が図 5.2 である。LED は 32 本のファイバーの中心、図 5.2 の座標で $(X,Y)=(2,4)$ の位置に設置してある。LED を中心とした 4 cm×4 cm の領域に十

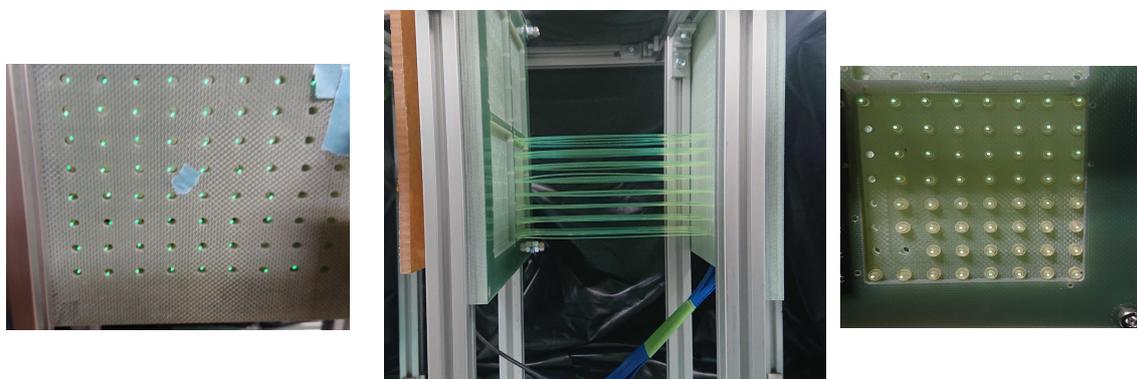


図 5.1: 広角 LED を用いた試験の様子。中央の写真左側に LED、右側に MPPC-PCB が固定されており、中央に通したファイバーが見える。左右の写真はそれぞれ LED 側、MPPC 側から見たプレートの表面の様子である。

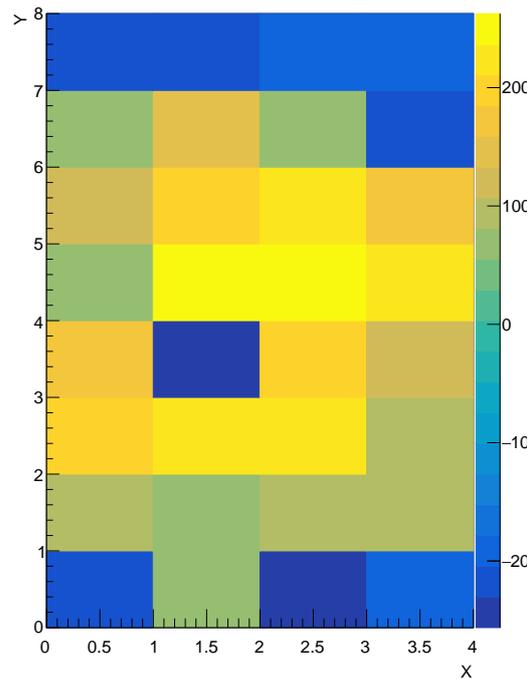
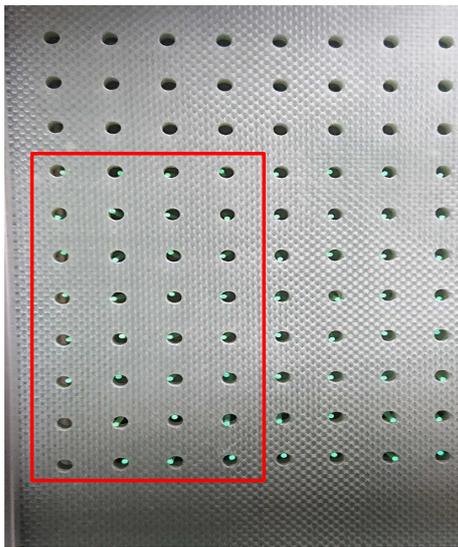


図 5.2: 表面実装型 LED における測定の結果。右図の各長方形領域は、左図赤線に囲まれた領域のファイバー 1 本 1 本に対応し、色が光量の大きさを表す。0 以下の光量は信号がないことを意味する。 $(X,Y)=(2,4)$ の位置に LED が設置してある。

分な信号が確認できており、この LED を 4 個並べることで 64 本のファイバーを照らすことができる。中心付近の $(X,Y)=(1,3)$ に光量の小さなチャンネルがあるが、これはファイバーの損傷によるものと推測される。図 5.3 は当該のファイバーに光を入射させ、暗室で確認したものである。図の矢印で示す位置にファイバーの傷による光漏れが確かに確認でき、ファイバーの傷を検知できている。

しかしこの測定には、LED を 1 kHz で発光させているのにも拘らず、データ取得のレートが < 1 Hz 程度しかないという問題がある。これは、A1702 がデータ取得のトリガをうまく発行できていないことが原因だと考えられる。図 5.4 左に示すのが、LED 光をリニアモードの MPPC に照射し、読み出しボードの遅い波形整形回路の出力をオシロスコープで確認したものである。100 nsec の矩形波のパルスで駆動しているが、立ち上がりが遅く、矩形波が大きく歪んでいる。一方で図 5.4 右は Optosupply 製の砲弾型の LED、OSUB5161A-PQ を同じ矩形波パルスで駆動した時の信号である。パルスは 40 nsec 程度で立ち上がり、矩形波の平らな部分を確認することができる。読み出しボード A1702 が回路に AC 結合を含むこと、読み出した ADC の値は光量に対応している一方でトリガのレートが大きく減少していることの 2 点から、100 nsec 程度の立ち上がりではトリガを発行する速い波形整形回路の AC 結合をほとんど通過することができず、ASIC の動作が不安定になっていることが予想される。

次に、狭角の砲弾型 LED を同様に 1 kHz で駆動し、セルフトリガの閾値を変えながら測定した結果が図 5.5 である。適切な閾値を設定することでデータ取得レートが LED の駆動レートと一致するため、この範囲で LED からの信号のみを取り出すことができていると言える。

このような応答の違いは、LED の持つ寄生容量の違いが原因であると考えられる。この場合、大電力を消費する広角かつ高強度な LED は大きな寄生容量を持ち、狭角な砲弾型 LED は比較的寄生容量が小さいことが推測される。

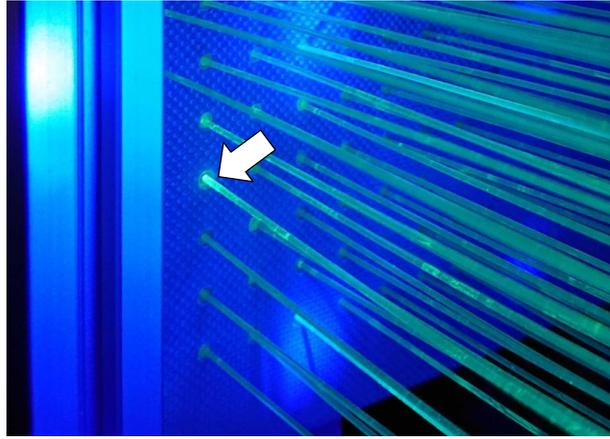


図 5.3: 傷付いたファイバーに光を当てた様子。矢印に示した位置が一際明るくなっている。

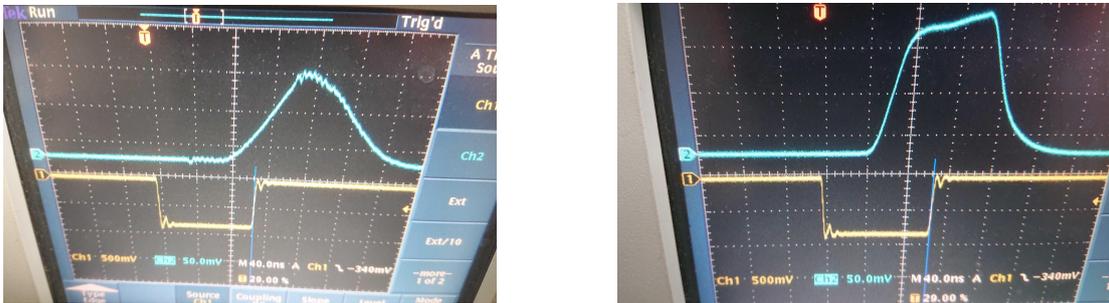


図 5.4: MPPC の信号の波形をオシロスコープで確認したもの。左は表面実装型のもの、右は砲弾型のもの。

次に、砲弾型 LED 一つでの光量の分布を調査した。砲弾型の LED は指向性の強い光を発するため、表面実装型 LED と同様の方法では十分な数のファイバーに光が当たらず、光量の分布を測定することができない。そのため、ある 1 本のファイバーの付近で LED の位置を 1 mm ずつ、ファイバーの軸に垂直な直線上でスライドさせてそのチャンネルの光量の変化を確認した。結果を図 5.6 に示す。プレート平面上での光量の分布が 2 次元 Gaussian になると仮定して、その 1 次元への射影

$$\text{Light Intensity} = p_0 \exp\left(-\frac{(x - p_1)^2 - p_4^2}{2p_2^2}\right) + p_3$$

でフィッティングを行っている。 $p_i (i = 0 \sim 4)$ はフィッティングパラメータを表す。ただし、 p_3 は LED 光を照射せずに測定したデータから値を与え固定した。光量分布の標準偏差は $f_2 \approx 5 \text{ mm}$ であり、1 cm 間隔で並んでいるファイバーに一定の十分な光量を入射させるには 1 本のファイバーに対してこの狭角 LED を少なくとも 1 個用意する必要がある。

一方、4.2.2 節で述べたように、LED は立ち上がりの速いパルス電源によって駆動させる必要がある。複数の LED を駆動するには直列または並列に繋ぐ方法があるが、光量の調整を各々の LED について行うためにこのシステムでは並列に接続することが望ましい。この場合多数の LED を駆動するには大きな電流が必要になるが、市販の電源ではそれだけの電流をそのような高速でスイッチすることはできない。従って、この方法を取るには、特別な LED の駆動方法を用意しなくてはならない。

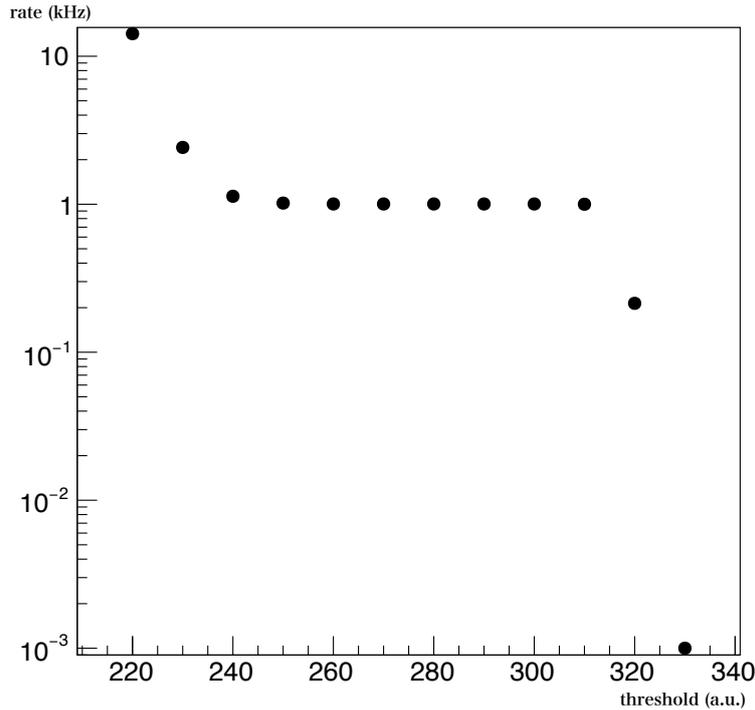


図 5.5: トリガの閾値 (threshold) とデータ取得レートの関係。

二つの方法にはそれぞれ利点と欠点があり、方法1の場合は数個のLEDで64本のファイバーを照らせる十分な一様性を持っているのに対し、応答の遅さに起因して読み出しASICの動作が不安定になるという問題がある。方法2の場合は読み出し回路は正常に動作するものの、光の指向性が高く、多くのファイバーを一度に試験するにはそれと同じ数のLEDを同時に駆動させる必要があり、それは電源の性能から困難であるという問題がある。

方法1の原因となっている寄生容量の値やASICのAC結合の時定数を外部から制御することは難しく、そのまま不安定なASICを使うことは、取得したデータの信頼性を損ねる可能性がある。一方で、方法2の問題である電源の応答の時定数の遅さは、外部にそれを速くスイッチングする回路を設けることで解決できると考えた。従って、広角の表面実装型LEDは使用せず、応答の早い砲弾型LEDを使用する方法2に決定した。

5.2 LEDドライバの設計

5.2.1 WAGASCI LEDドライバ

LEDは通常、20 mA程度の電流で点灯させるが、これを64個並べると1 Aを超える電流をおよそ100 nsecでスイッチしなくてはならない。これは市販の電源の性能では達成できないため、トランジスタを用いたスイッチング回路(この回路を実装したプリント基板を以下LED-PCBと呼称する)を製作した。これはWAGASCI検出器^[43]の較正に用いられたLEDドライバ(WAGASCI LEDドライバ)を参考に設計した。

まず、本検出器の原型となったこのWAGASCI LEDドライバについて説明する。回路図を図5.7に示す。まず、トランジスタのコレクタ・エミッタ側には直流電源(12 V)、コンデンサ、LED、

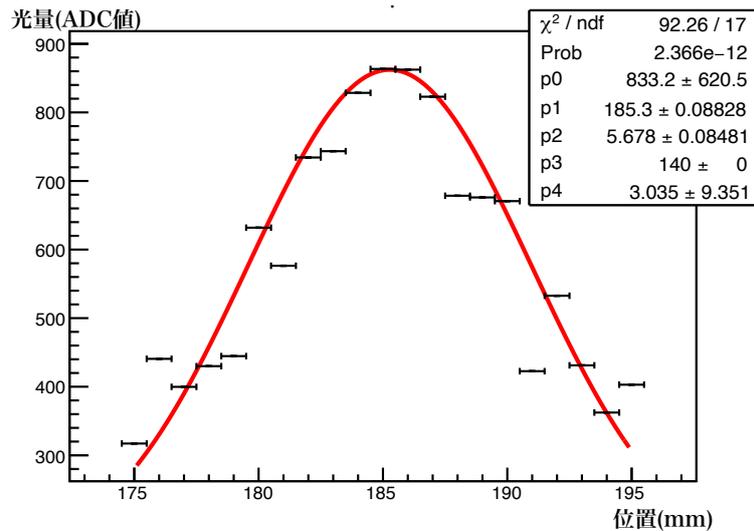


図 5.6: 砲弾型 LED の光量の分布。横軸の 185 mm の位置が LED の中心に相当する。横方向の誤差は ± 0.5 mm である。赤い線がフィッティングの結果を表す。

制限抵抗が配置されている。直流電源によってコンデンサに充電を行い、ベースに電流が流れることでコンデンサが高速に応答し、LED に電流を流すことができる。ベース側にはパルス電源 (5 V) とポテンショメータが接続されており、任意のタイミングでベース電流を流すことができる。ポテンショメータを調節することでベース電流を変化させ、LED に流れる電流を制御できる。WAGASCI LED ドライバの実機では、電源を除く上記の回路が並列に 20 個接続されており、20 個の LED を点灯させることができる。

5.2.2 LED PCB の試作

LED のアレイを作るにあたって当初は、プレートの表面に対して ± 5 mm の領域で一様な光を作ることができるように設計をした。これは、ファイバー QC システムの光源を固定するための構造が SuperFGD の外箱の表面にはないため、人の目視と手で位置を揃えることを想定していたためである。MPPC を取り付ける側はそのためのスルーホールやネジ穴がある一方で、光を照射する側の面にはファイバーを通すためのスルーホールと、LGP モジュールを固定するためのネジ穴がわずかに開いている程度で他に構造を持たない。

上で示した図 5.6 の結果を参照すると、LED 一つの性能では ± 5 mm の領域には約 40% の不定性が生じることがわかり、一様な光の要件を満たしているとは言えない。しかし複数の LED を重ね合わせることでこの問題は解決できる。 $\sigma = 5$ mm の Gauss 分布でも、これを 1 cm 間隔で並べることで平坦な分布を作ることができる。ファイバーが並ぶ 8×8 の領域の縁の部分にも十分な一様性を持たせるため、ファイバーの正面に位置する 8×8 個に加えて、各辺に 1 列ずつ追加した合計 10×10 個の LED の配列によってこれを実現することを考えた。

以上踏まえて、WAGASCI LED ドライバと同様の回路に LED を 100 個並列に接続して作成した PCB を図 5.8 に示す。これを 5.1 節の測定と同様に、ファイバーを通して光量の測定行ったところ、ボードが信号を検知できず、データ取得のセルフトリガが発行されなかった。

この原因は 2 点考えられる。一つは光量が小さすぎるという点である。LED を駆動するパルスの繰り返し周波数を大きくすることで、肉眼で LED 光を確認できる。この方法で確認したところ、

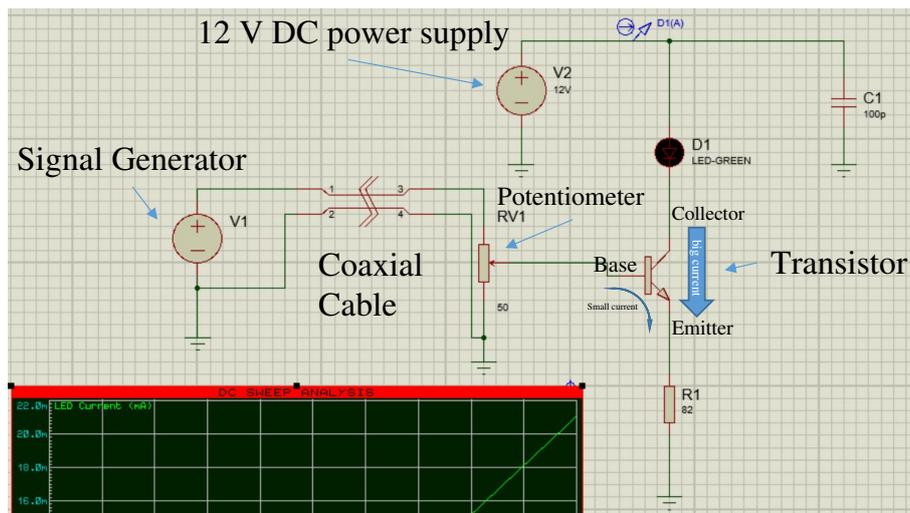


図 5.7: WAGASCI 検出器 TDC 較正用 LED ドライバの回路図。この図では省略されているが、実機は電源以外の素子が並列に 20 個接続されている。

通常の駆動と比較して明らかな光量の減少が見られた。もう 1 点は駆動パルスの波形が大きく乱れていることである。図 5.9 はプローブによってポテンショメータにかかる電圧をオシロスコープで読み出したものである。入力はクロックジェネレータが発する矩形波だが、この波形は矩形波から変形されていることがわかる。

20 個の WAGASCI LED ドライバの運用では影響がなかったことから、100 個という 5 倍もの LED の数が原因であると考えられる。並列に接続する回路を増やすことで起こる問題として、パルス電源に流れる電流の増加が挙げられる。

この回路は、DC 電源でゆっくりと充電したコンデンサから、トランジスタのベースに流れるパルス信号に合わせてコンデンサから電流が流れるという設計である。この時パルス状のベース電流を電源から供給する必要があるが、ベース電流は小さいので問題にならないはずであった。だが、この WAGASCI LED ドライバでは、10 mA 程度の GND に流れる電流から、ポテンショメータによる抵抗分割によって < 1 mA の電流を取り出すという設計になっており、この GND に流すための電流もパルス電源から供給される。これが実際にベース電流に流れるものより 10 倍以上大きく電源の性能を越えていたため、必要なベース電流が供給されず LED にうまく電流が流れなかったことが考えられる。

パルス電源に流れる電流を減らす方法として、二つのアプローチを行った。

まず、光源に 5 mm の精度を要求するのは過剰であり、これを緩和することが考えられる。1 cm 間隔に並べられたファイバーがあることを考えると、5 mm の精度とは、半分より右か左かを判断できる程度を意味する。ここでは、光源を検出器に固定し、光の一様性に対する要求を緩和することで、 $10 \times 10 = 100$ 個の LED を $8 \times 8 = 64$ 個まで減らすことを考えた。この固定のための治具については 5.3 節に後述する。

また、ベース電流の制御の方法を変えることを考えた。WAGASCI LED ドライバでは、10 mA 程度の電流を GND に流し、抵抗分割によって < 1 mA の電流をベースに取り出し、ポテンショメータの値を変化させることでその割合を調節していた。この方法では、結局 LED 一つあたり 10 mA 程度のパルス電流を発振する必要があり、WAGASCI LED ドライバの 20 個では問題なかったが、本システムの 100 個の場合は問題であり、64 個に減らしても依然大きな電流のままである。そこ



図 5.8: 作成した LED-PCB。

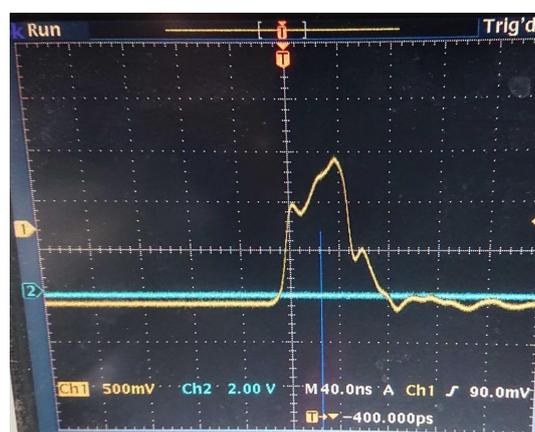


図 5.9: パルス電源がポテンショメータにかける電圧値をプローブによってオシロスコープで読み出したもの。

で、パルス電源から直接ベース電流を供給することで、LED 一つあたり < 1 mA 程度を賄えば良いことになる。

5.2.3 回路の再設計

コンデンサの容量

以上を踏まえて、回路の再設計を行うこととした。LED の発光量が小さかった問題への対処法として、5.2.2 節では LED を 64 個に減らすことと、ベース電源の供給方法を変えることの 2 点を挙げた。これに加えてコンデンサの静電容量が足りなかったことが考えられる。20 mA の電流を 100 nsec の間流すのに必要な電荷量は 2 nC であり、12 V で充電する場合、コンデンサの容量は 100 pF 程度あれば良い。しかしこれはコンデンサに蓄えられている電荷を全て利用した場合であり、実際に LED が 100 nsec の間安定して動作するにはコンデンサ間の電圧の減少が十分小さい必要がある。このため、適切な静電容量の値を決定するために、回路シミュレーションソフト

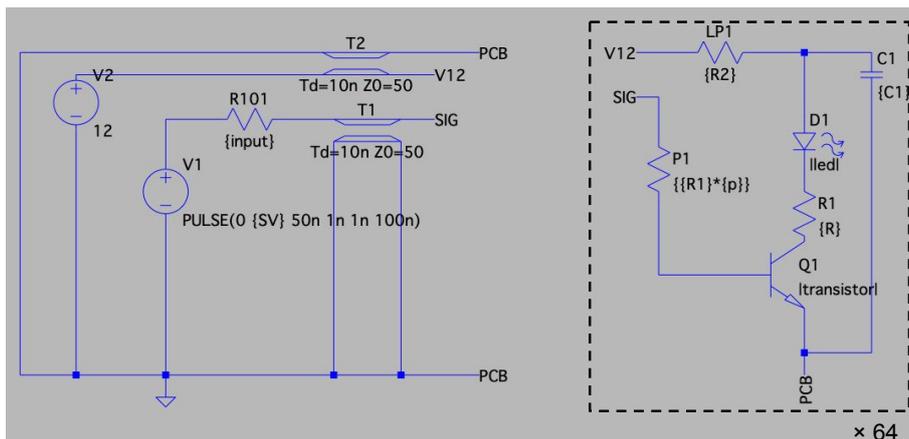


図 5.10: LTspice 上での回路シミュレーションの様子。破線に囲まれた領域の回路が 64 個並列に繋がっている。

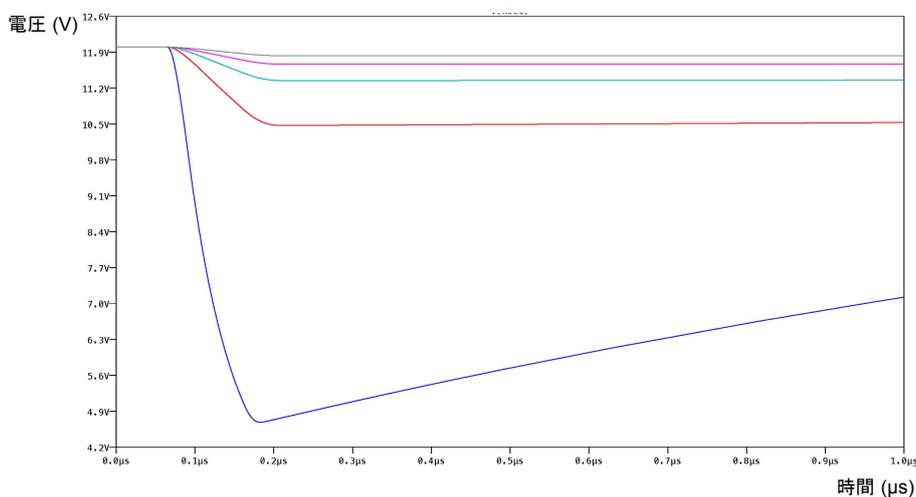


図 5.11: コンデンサの電圧変化。下から順に 200p, 2n, 5n, 10n, 20nF の結果である。

ト LTspice^[44] を使用した。図 5.10 はシミュレーションソフト上で再現した LED-PCB の回路図である。

コンデンサの値を 200p, 2n, 5n, 10n, 20n[F] と変更した時のコンデンサにかかる電圧の変化をシミュレーションしたものが図 5.11 である。電源パルスはシミュレーション開始から 50 nsec 後に発振している。200 pF では 12 V の電圧が 4.5 V 程度まで低下しているのに対し、5 nF 以上では 1 V 未満の変化のみで安定していると言える。

また、同様にコンデンサの値を 200p, 2n, 5n, 10n, 20n[F] と変更した時の LED に流れる電流の変化を表したものが図 5.12 である。200 pF では大きく波形が乱れている一方で、10 nF 以上では大きな変化は見られない。

以上コンデンサの電圧変化と LED の電流の 2 点を考慮して、このコンデンサの静電容量は 10 nF に決定した。

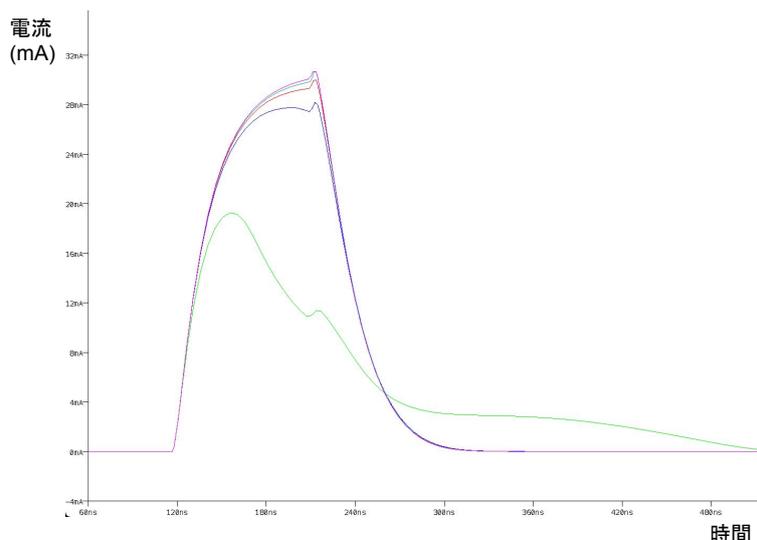


図 5.12: LED を流れる電流。一番下の緑の線が 200 pF、残りの 4 本は下から順に 2n, 5n, 10n, 20nF の結果である。

ポテンショメータ

ポテンショメータからアースへ 10 mA 程度の電流が流れており、これを 64 個並列に繋ぐと 640 mA 程度の電流を瞬時に流さなければならないが、これは市販の電源の性能を超えている。そこでベース電流は抵抗分割でなく、抵抗の値を調節して直接制御することとした。これにより、パルス電源を流れる電圧は数 mA まで抑えられている。

また、5.2.2 節で述べた電源パルスの波形が歪んでいるという問題に対して、ケーブルと基板のインピーダンスの不整合が原因であると考えた。立ち上がり時間の速い信号を伝達するにはインピーダンス整合を行う必要がある。エミッタに接続されている抵抗は、ベースから見ると非常に大きくなるため、これがパルスの波形を歪めていた原因であると考えた。そのため、この抵抗はエミッタ側からコレクタ側に移動させた。また、この抵抗の値は、LED を流れる電流がその絶対定格電流である 30 mA を越えないように決定した。

ポテンショメータの値は、64 個並列に繋いだ時におよそ 50 Ω になるよう、約 3 kΩ に設定した。これをシミュレーションで確認したのが図 5.13 である。これはパルス電源からの電流の変化を示しており、インピーダンス整合を行っていない状態では大きなオーバーシュート、アンダーシュートが存在していたが、ポテンショメータの抵抗値を 3 kΩ にしてインピーダンス整合を行った後では改善されている。よって、このポテンショメータの値は 3 kΩ 程度をとれば良い。LED の明るさを調節できるように 10 kΩ のポテンショメータを用い、1 k から 11 kΩ の範囲で調節できるようにした。

ローパスフィルタ

最後に、DC 電源の保護のためのローパスフィルタを追加した。コンデンサから電荷が流出した後、DC 電源によって充電が行われる。この時に短い時間に大電流が流れてを DC 電源が破損することを防ぐため、電源とコンデンサの間に抵抗を追加することで時定数の遅いローパスフィルタを形成した。抵抗の値を 1 kΩ から 10 MΩ まで 10 倍ずつ変化させてパルス電源から流れ出る電流

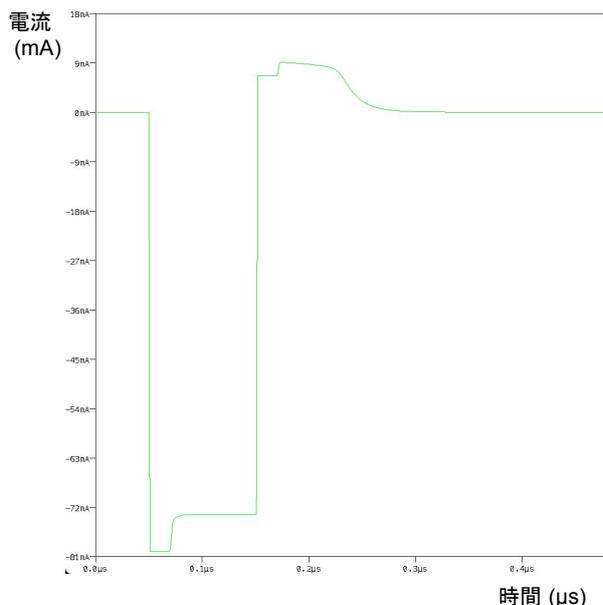
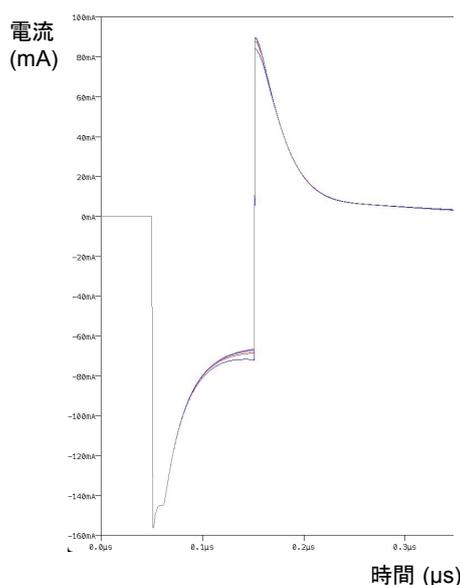


図 5.13: ベースに流れる電流。左はインピーダンス整合を行っておらず (500 Ω)、右はインピーダンス整合を行っている状態 (3 k Ω)。

の立ち上がりを確認した。また、この試験は LED を 1 kHz で駆動させて行うため、コンデンサは 1 msec のうちに再充電できることが要請される。抵抗の値を 1 k Ω から 10 M Ω まで 10 倍ずつ変化させて再充電にかかる時間を確認した。結果を図 5.15 に示す。10 k Ω では 0.6 msec 程度で充電が完了しており、1 kHz の周期のうちに十分電圧が回復していると言える。従ってローパスフィルタの抵抗は 10 k Ω に決定した。

以上再設計を経て作成した PCB が 3.3.2 節の図 3.6 に示した基板である。この基板を用いたファイバー QC 試験の検証については、6.2 節に示す。

5.3 固定用治具の作成

光をファイバー端から入射させる際に、光源をファイバーに対して固定する必要がある。しかし、この試験は短時間で行わなければならないためそのような固定に時間を割くことができない。また、MPPC を固定する側の外壁にはそのための構造が存在しているが、光を入射させる事になるその逆側は、ファイバーを通す穴と LGP モジュールを固定するネジ穴以外にほとんど構造を持たない。

そこで、LGP モジュールを固定するための穴を利用して LED の位置を決定するための治具を作成した。この治具はプレートの面に対して垂直方向の距離を固定するスペーサ部分と、平面上の位置を固定するピン部分からなる。詳細は補遺 F に示す。光の照射は、LED-PCB にこの治具を取り付け手で押さえて固定することで行う。

後述する 6.2 節の測定では、試作の治具を用いて測定を行った。

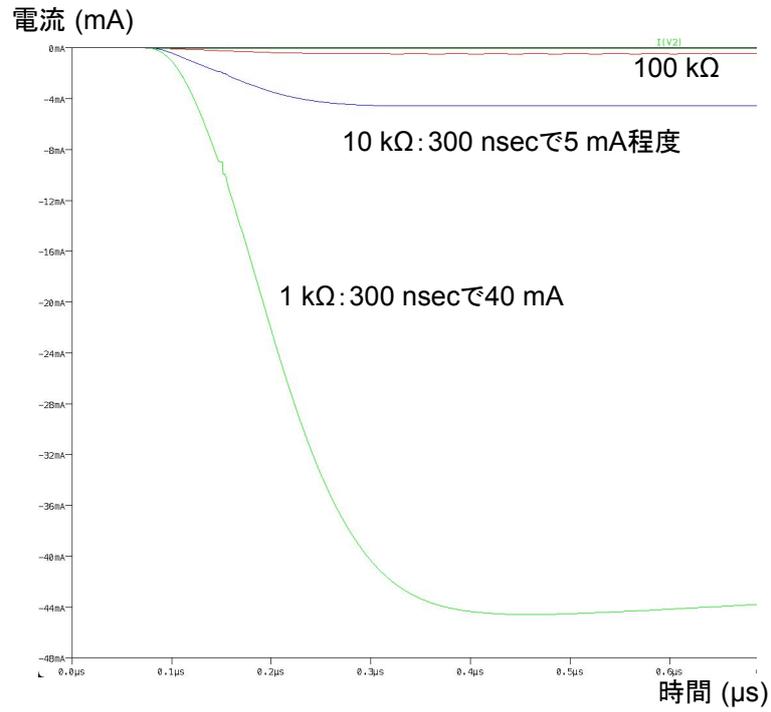


図 5.14: パルス電源を流れる電流。

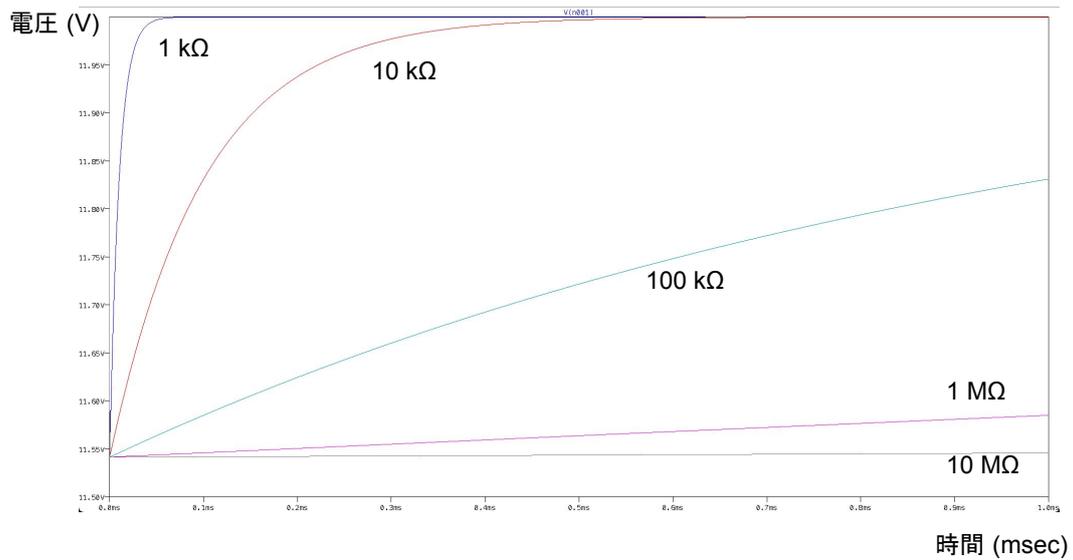


図 5.15: コンデンサの再充電の様子。

第6章 システムの性能評価

6.1 本システムの系統誤差

QC システムは入射した光量の減衰を測定することでファイバーの傷を検知するものである。この際、ファイバーの品質以外の要因によって MPPC で検出される光量が変化すると、それはシステムの系統誤差となり、どれだけの光量の変化を有意に検出できるかというシステムの性能に制限を与える。

この要因としてまず LED、MPPC の個体差が挙げられるが、これはそれぞれ LED-PCB のポテンショメータによる電流量、読み出しボードの DAC による印加電圧の調節によって打ち消すことができる。

制御できない要因として以下の不定性が挙げられる。

1. ファイバー断面の状態の不定性： σ_{surface}

光を入射させる方のファイバーの端面はニッパーによって切断するのみであり、特別な加工は行わない。これはファイバー端の切断が検出器に挿入したのちに行われるため、検出器に組み込まれた約 6 万本のファイバーの端面を処理するのは現実的でない。例えば荒い断面では乱反射が起り光の入射効率が下がるなど、断面の状態は観測される光量に影響を与える。

2. ファイバーと LED の距離の不定性： σ_{distance}

前述のように、ファイバーの切断は一般的な工具によって人の作業で行われる。この時、ニッパーの当て方によってファイバー端がどれだけ外箱の表面から飛び出しているか、もしくは引っ込んでいるかが変わってしまう。これによってファイバーと LED の距離に不定性が生まれ、ファイバーに照射される光量の不定性となる。

3. 外箱の穴の中でのファイバーの位置の不定性： σ_{position}

キューブを支える外箱の表面にはファイバーを通すための穴が開いている。この穴は直径 3 mm、ファイバーの直径は 1 mm であるためファイバーには外箱の穴の中での位置の不定性を持ち、LED の中心からファイバー端の位置がずれることで光量のふらつきを生む。図 5.2 左の写真を見ると、ファイバー端がチャンネルごとに異なった位置にあることが分かる。

4. ファイバーと MPPC の接続の状態の不定性： $\sigma_{\text{connection}}$

4.1.1 節で述べたように、MPPC とファイバーの接続は位置決めピンを用いた簡易的なものになる。ソフトフォームを用いてファイバーと MPPC の距離を保証する Super-FGD 実機の固定法とは異なる。そのため MPPC-PCB の取り付け方によってファイバー端と MPPC 受光面の接続の様子が変わり、光量の不定性を生む可能性がある。

5. LED の位置の不定性： σ_{LED}

LED-PCB も、5.3 節で述べた簡易的な治具を用いて人の手によって固定する。原理的には 2

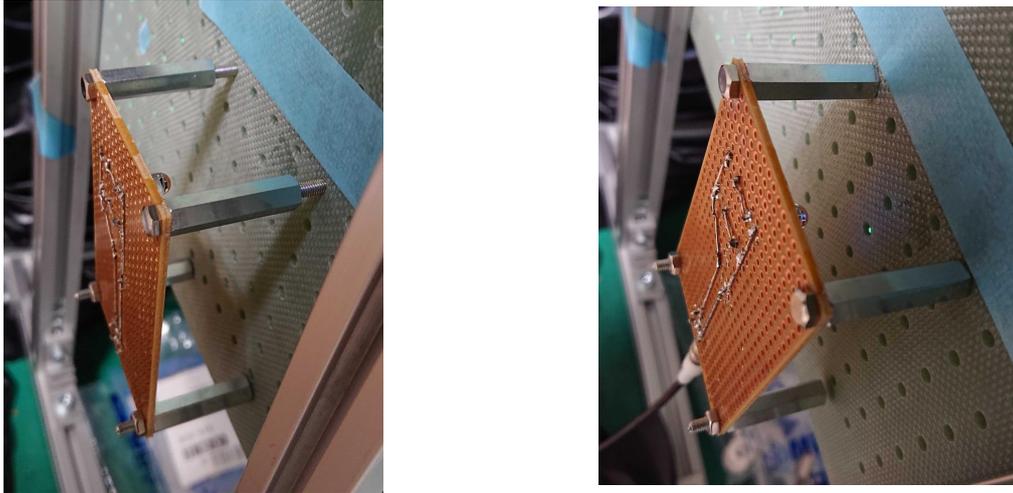


図 6.1: スペーサーによって LED を固定する様子。左図に示すようにプレートの穴にスペーサーのネジ部分を差し込んで位置を決める。その後右図に示すようにネジ部分を全て差し込むことで垂直方向の位置も固定できる。

点の固定で十分だが、治具や PCB の歪みや、押さえつけの不足などによって LED の位置・向きに不定性が生まれる可能性がある。

6.1.1 ファイバーの位置の不定性の測定

ファイバーの位置による不定性を確認するために、G10 プレートの穴の中でファイバーの位置を変えて光量の変化を測定した。測定のセットアップは 5.1 節の測定と同じである。ただし光源についてはネジで固定するのではなく、実際の測定の様子を再現するよう手で押さえて固定した。具体的には図 6.1 に示すように LED を実装したユニバーサル基板にスペーサーを取り付け、そのネジ部分をプレートの穴に挿して位置を決めて手で押さえて固定を行った。

この測定に用いた長さ 18 cm のファイバーでは、ファイバー端の位置はその反り方によって決まるため、ファイバーを回転させることでその位置を回転させることができる。測定の際には都度 MPPC-PCB を取り外し、コネクタ側からファイバーを回転させた。そのため、この測定には MPPC-PCB の取り付け方による光量の不定性が含まれていると考えられる。この測定では 2 本のファイバーについて同時に測定し、1 本はコネクタを回転させて位置を変え、もう 1 本は変えずに行った。図 6.3 は測定の結果である。左図が回転させたもの、右図は回転させていないものである。回転させた場合ではコネクタの回転角に伴った変化が見られる。一方変化させなかった右図においても光量のふらつきが見られ、これは光源を手で押し当てる際の位置の不定性、MPPC を押し当てる際のファイバーと MPPC の接続の不定性に由来すると考えられる。測定の結果と、寄与すると考えられる不定性を表 6.1 にまとめた。それぞれの測定から相対的な不定性が

$$\sqrt{\sigma_{\text{position}}^2 + \sigma_{\text{connection}}^2 + \sigma_{\text{LED}}^2} = \frac{159.59}{1190.09} = 0.134$$

$$\sqrt{\sigma_{\text{connection}}^2 + \sigma_{\text{LED}}^2} = \frac{97.6}{1927.06} = 0.050$$

と求められる。また、これよりファイバー端の位置の不定性が

$$\sigma_{\text{position}} = \sqrt{0.134^2 - 0.050^2} = 0.124$$

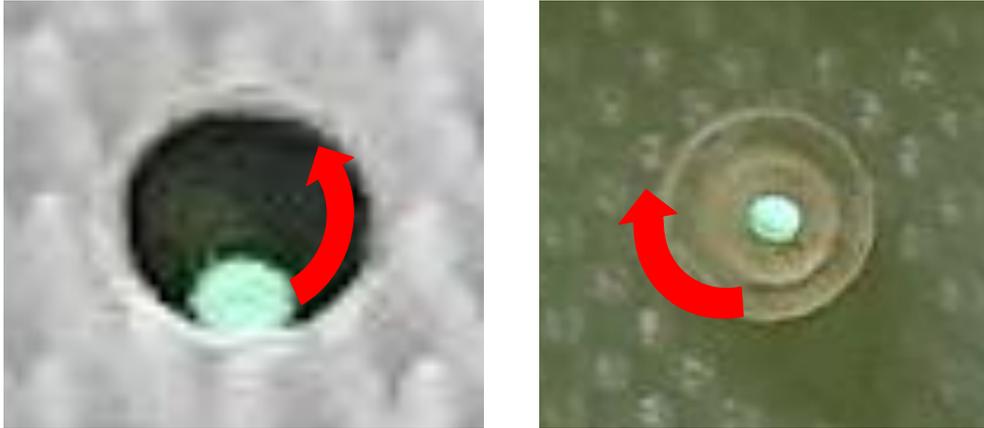


図 6.2: ファイバーの位置の移動のさせ方。右図が MPPC 側、左図が LED 側から見たファイバーの写真である。右図のコネクタを赤の方向に回すと、左図に示すように LED 側のファイバー端が移動する。

表 6.1: ファイバーの位置を回転させる測定の結果と寄与が考えられる不定性。

不定性の種類	平均 (ADC 値)	標準偏差 (ADC 値)	相当する図 6.3 のグラフ
$\sigma_{\text{position}}, \sigma_{\text{connection}}, \sigma_{\text{LED}}$	1190.09	159.59	左図
$\sigma_{\text{connection}}, \sigma_{\text{LED}}$	1927.06	97.61	右図

であるとわかる。

6.1.2 ファイバーの断面の状態の不定性の測定

次に、ファイバーを何度か切断してそれぞれの状態で測定することでファイバーの断面の状態の変化による光量の変化を確かめた。ファイバーの切断の際には G10 プレートにニッパーを押し当て切断を行うため、その切断位置のふらつきによって LED とファイバー端の距離が揺らぐ。この測定にはその不定性も含まれている。

図 6.4 に測定の結果を示した。この測定では 2 本のファイバー両方に計 9 回の切断を行い、その度に光量の測定を行った。なお、この測定に際し 18 cm の長さだったファイバーは 9 回の切断で合計 1.3 cm 短くなった。これによりファイバー中での減衰が小さくなり、光量が大きくなる効果があるが、これは 2.1.2 節に示した減衰の式を用いると 1% 未満の寄与しか持たないことがわかるため、無視してよい。測定の結果と、寄与すると考えられる不定性を表 6.2 にまとめた。それぞれの測定から相対的な不定性が

$$\sqrt{\sigma_{\text{surface}}^2 + \sigma_{\text{distance}}^2 + \sigma_{\text{LED}}^2} = \frac{144.76}{1290.42} = 0.112 \text{ (図 6.4 左)}$$

$$\sqrt{\sigma_{\text{surface}}^2 + \sigma_{\text{distance}}^2 + \sigma_{\text{LED}}^2} = \frac{113.85}{2172.34} = 0.052 \text{ (図 6.4 右)}$$

と求められる。

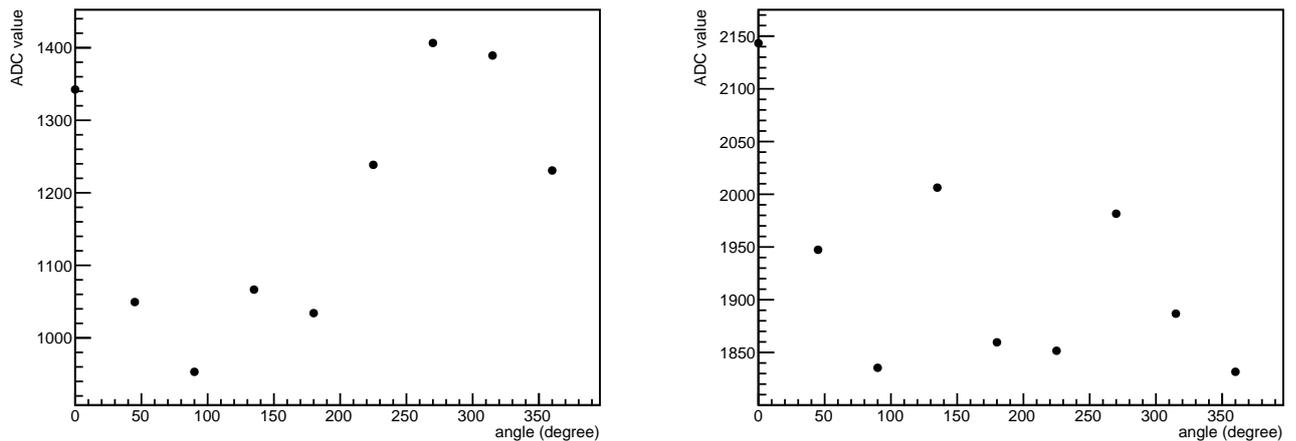


図 6.3: ファイバーの位置を変えた時の光量変化。左図がファイバーの位置を回転させたもので、右図は同時に測定した回転させていない別のチャンネルである。横軸がファイバーの回転角 (°) を表し、45° ごとに測定点が存在している。

表 6.2: ファイバー端を切断する測定の結果と寄与が考えられる不定性。

不定性の種類	平均 (ADC 値)	標準偏差 (ADC 値)	相当する図 6.4 のグラフ
$\sigma_{\text{surface}}, \sigma_{\text{distance}}, \sigma_{\text{LED}}$	1290.42	144.76	左図
$\sigma_{\text{surface}}, \sigma_{\text{distance}}, \sigma_{\text{LED}}$	2172.34	113.85	右図

6.1.3 光源の設置位置の再現性の測定

このシステムは迅速な運用のため、光源の位置をピンを指定の穴に差し込むことで合わせ人の手で固定する。このため、測定ごとに光源の位置や傾きに起因するふらつきが存在する。これを測定するため、他の条件は変えずに LED を付け外して、2本のファイバーに対して10回測定を行った。結果を図 6.5 と表 6.3 に示す。それぞれの測定から LED の固定位置による相対的な不定性が

$$\sigma_{\text{LED}} = \frac{16.15}{11685.21} = 0.010 \text{ (図 6.4 左)}$$

$$\sigma_{\text{LED}} = \frac{22.62}{2723.91} = 0.008 \text{ (図 6.4 右)}$$

と求められる。ここから、ファイバーと MPPC の接続に起因する不定性

$$\sigma_{\text{connection}} = \sqrt{0.050^2 - 0.010^2} = 0.049$$

と、ファイバーの切断による不定性

$$\sqrt{\sigma_{\text{surface}}^2 + \sigma_{\text{distance}}^2} = \sqrt{0.112^2 - 0.010^2} = 0.112$$

を求められる。 $\sigma_{\text{surface}}, \sigma_{\text{distance}}$ はファイバーの切断に伴って現れる不可分な不定性であるため、同時に評価を行った。以上 4 種類の不定性の要因では、LED の断面によるもの $\sigma_{\text{surface}} + \sigma_{\text{distance}}$ とファイバー端の位置によるもの σ_{position} が同程度で主要な寄与をしており、MPPC とファイバーの接続によるもの $\sigma_{\text{connection}}$ がその半分程度、残る LED の固定位置によるもの σ_{LED} がほぼ無視できるという結果になった。

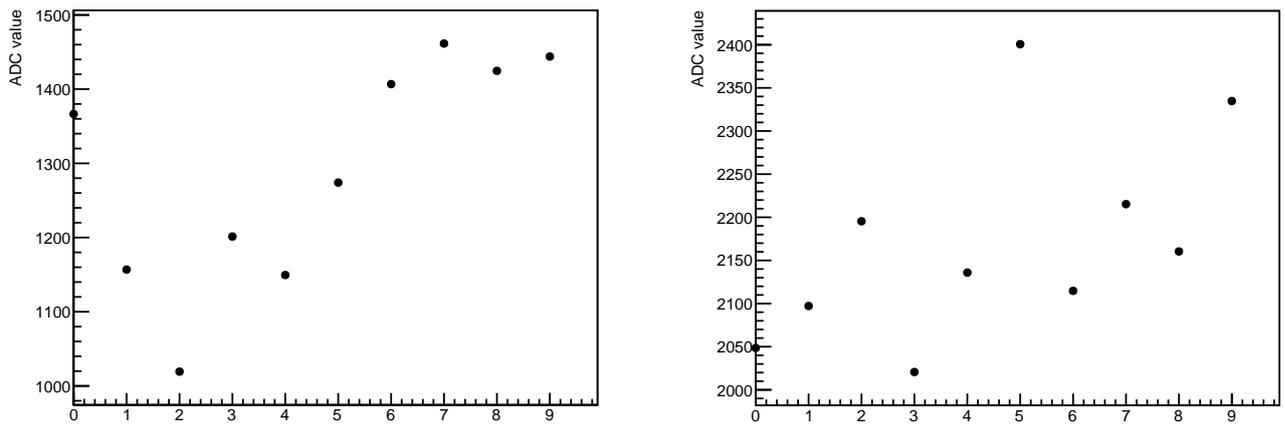


図 6.4: ファイバーの断面の状態による光量変化。図 6.3 と同じファイバーであり、両方についてそれぞれファイバーを切断している。測定 → 切断 → 測定 … の手順を繰り返しており、横軸は全 10 回の測定のうちのインデックスを表す。

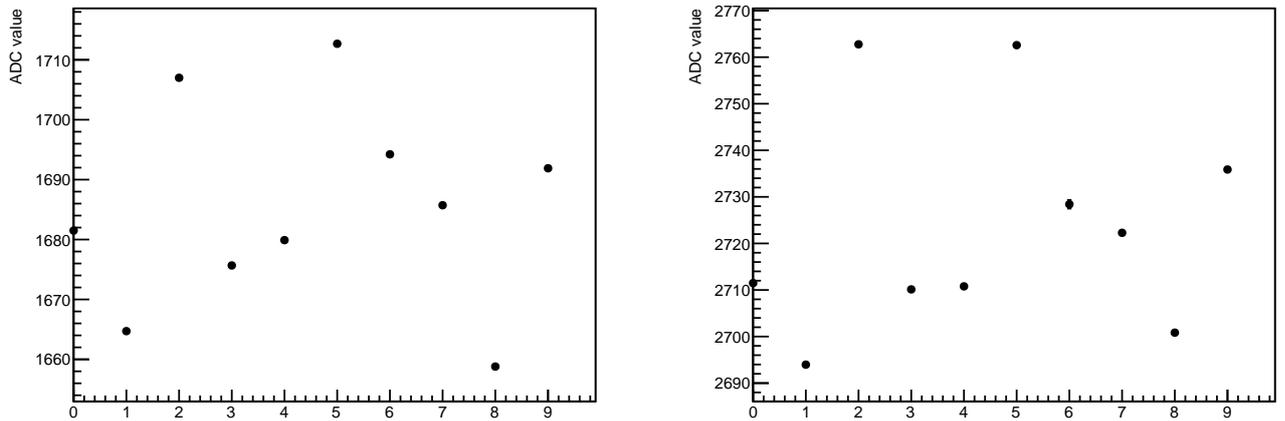


図 6.5: LED の位置の不定性による光量変化。横軸は全 10 回の測定のうちのインデックスを表す。

以上より、このシステムが測定する光量の系統誤差 σ_{system} として

$$\sigma_{\text{system}} = \sqrt{\left(\frac{159.59}{1190.09}\right)^2 + \left(\frac{144.76}{1290.42}\right)^2 - \left(\frac{16.15}{1685.21}\right)^2} = 0.175$$

を与える。Gauss 分布を仮定すると、52.5%以下に光量を減衰させるファイバーを取り替えるべきものとした場合、 3σ での分離が可能である。

6.2 モックアップを用いた試験

ファイバー QC システムが実際のセットアップで正しく機能することを確認するために、実機とおよそ同じ長さのファイバーを用いて測定を行った。

測定のセットアップの様子を図 6.6 に示す。長さ約 180 cm のファイバーが 4×4 本通してあり、LED の固定には、簡易的に作成した治具を用いた。その様子を図 6.7 に示す。

表 6.3: LED を取り外しして行った測定の結果と寄与が考えられる不定性。

不定性の種類	平均 (ADC 値)	標準偏差 (ADC 値)	相当する図 6.5 のグラフ
σ_{s5}	1685.21	16.15	左図
σ_{s5}	2723.91	22.62	右図



図 6.6: モックアップの全体写真。手前に MPPC-PCB を取り付けている面とデータ取得用の PC のディスプレイが見える。

6.2.1 測定の設定

6.1 節の測定と同様に 25 mm のスペーサーを用いて LED とプレートの距離を 16 mm に保って測定を試みた。しかしこの状態では、読み出しボードがセルフトリガを発行しておらず、データを取得できていないことがわかった。ファイバーの長さなどのセットアップの違いに起因する光量の不足が原因だと考え、治具のスペーサ部分を短くし LED とプレートの距離を 0.3 mm まで近づけて測定を行った。これによってセルフトリガは発行されるようになったが、LED の駆動レート 1 kHz に対しセルフトリガの発行レートが安定せず、数分の 1 程度まで落ち込むこともあった。そこで、パルスの幅を 2 倍の 200 nsec にすることで信号の電荷量をさらに増加させることを考えた。これによってセルフトリガの発行が 1 kHz で安定したため、この設定で以下の測定を行うこととした。

6.2.2 システムの較正

このシステムはポテンショメータの値を調節することで LED の発光量を、読み出しボードの DAC を調節することで MPPC のゲインを調節できる。これによって測定される光量をチャンネル間で一定に揃えることができる。

まずはファイバーを通さず LED と MPPC のみで直接 LED の光を読み出して測定を行い、この

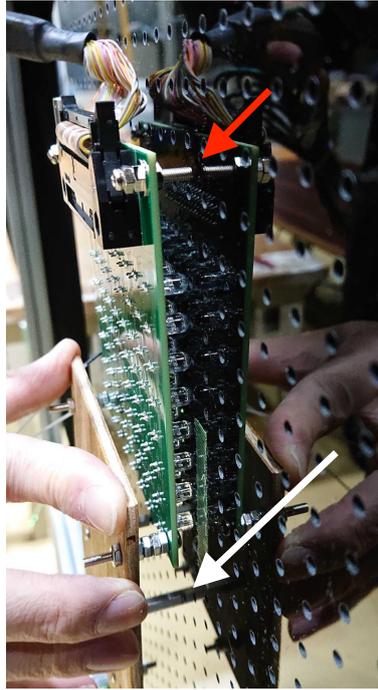


図 6.7: 治具を取り付けた LED-PCB をプレートに固定する様子。白い矢印の先に LGP 用の穴にピンを差し込んだスペーサが、赤い矢印の先にはプレートに接して LED とファイバーの距離を保証しているネジが見えている。

測定値を用いて上記の調節を行うこととした。LED 光をそのまま MPPC に当てると光量が大きすぎて読み出しボードのダイナミックレンジを越えてしまうため、図 6.8 に示す様に間に紙を挟んで取り付けた。LED-PCB はプレートの裏側から当て、ファイバー用の穴に砲弾型 LED の頭の部分を押し当てるようにして人の手で固定を行った。

まず、LED の発光量と MPPC のゲインをシステムが設定可能な最大の値にして測定を行った結果を図 6.9 に示す。全チャンネルでの平均は 1809.38、標準偏差は 359.13 であり、相対的な標準偏差は 20% である。

印加電圧を一定にした時のリニアモードの MPPC のゲインは、4.1 節の図 4.7 から計算すると相対的な標準偏差で約 15% ほどふらつく。従って、図 6.9 の測定値のふらつきは、MPPC のゲインのふらつきと LED の発光量のふらつきが独立だと考えると、それぞれの不定性が 15% と 13% となりどちらの寄与が大きいか判断できない。実際はゲインの大きな MPPC と光量の小さな LED がペアになって不定性を小さくしたり、その逆で不定性を増大させたりする可能性も考えられる。そこで、この不定性に LED と MPPC のそれぞれがどの程度寄与しているかをこのセットアップで確認し、どちらを調節して測定値を一定に揃えるかを決定するために、LED を 1 列ずつずらしながらその各点で測定を行った。図 6.11 は LED を一列ずつ、この図での Y 方向にずらして測定した時の光量の変化を示している。同様に X 方向にずらしてデータを取得しこれら二つのデータを用いることで、相対的な LED の光量と MPPC のゲインが推定できる。図 6.12 がその結果であり、MPPC は ch28(図右下)、LED は ch19(図左上) を 1 とした時の相対的なゲイン、光量を示した。平均や標準偏差を表 6.4 に示した。

まず、LED の光量には約 50% のふらつきがあり、最大のものと最小のものが約 15 倍違うなど、MPPC と比べてばらつきが大きいことが確認できた。従って、LED の光量を調節することでこの

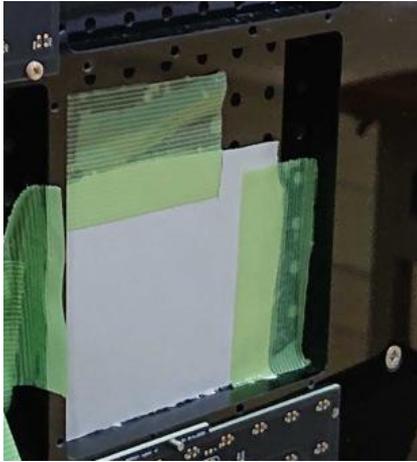


図 6.8: ファイバーを通さず測定した際のセットアップの様子。左図はプレートに紙を貼り付けた様子で、それを挟むようにして MPPC を取り付けた。右図は LED の頭をプレートの穴に押し当てて位置を決めている様子である。

表 6.4: 相対的な、LED の光量と MPPC のゲインの統計データ。

	平均	標準偏差	相対的な標準偏差
MPPC のゲイン	2.881	0.992	0.344
LED の光量	6.400	3.297	0.515

システムの光量を一様に揃えるという方針で調整を行う。MPPC のゲインのふらつきが約 35% と図 4.7 から読み取れる約 15% のふらつきよりも大きい、図 4.7 の最大の印加電圧が 50 V であったのに対し、この測定は 51 V で行っておりその分誤差が大きくなったと考えられる。また、光の減衰に用いた紙の非一様性が MPPC の不定性として算出されてしまっている可能性も考えられる。

この測定では全ての LED に対して最大の出力にしていたため、このうち最小のチャンネルの測定値に合わせることにした。調節した後の測定値を図 6.10 に示す。これら 16 チャンネルの測定値のばらつきの相対的な標準偏差は 10% であった。この調整は取得したデータをリアルタイムで確認しながら行っており、その確認に用いたヒストグラムのビン幅は ADC 値で 100 であることを考慮すると、5% 以上の精度は見込めるはずであった。これは、LED を人の手によって LED をくぼみに押し当てるとい、不定性が大きいと見られる方法で固定しているからであると推測される。また、測定の間ポテンショメータが実装されたボードを何度も動かしたため、その調節ねじが回ってしまい LED の光量が変化している可能性も考えられる。

この調整後にも残った測定値のふらつきについては解析によって補正することとした。

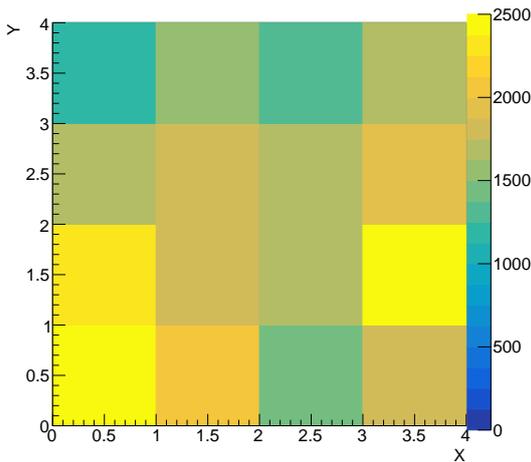


図 6.9: 調整前の測定値のチャンネル分布。

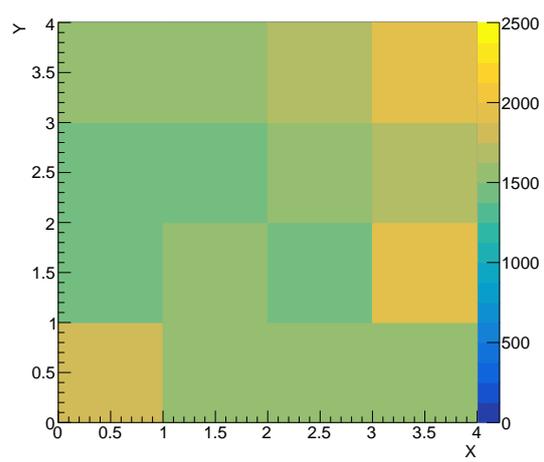


図 6.10: 調整後の測定値のチャンネル分布。

6.2.3 QC システムの模擬

前節で述べた測定値の調整を行った QC システムを用い、ファイバーを通して光量を測定する実験を行った。まずは傷を付けていないファイバーを用いて測定を行った。その結果を図 6.13 に示す。

次に、ファイバーに傷をつけ、これが識別可能であるかどうかを確認した。16 本のファイバーの内、図 6.15 に示す 8 本のファイバーについて傷をつけた。いくつかの傷の付け方を試し、手で折り曲げるようにして傷を入れたものが 4 本、ペンチで挟みファイバーを潰すようにして傷を付けたものが 2 本、完全に断裂したものが 2 本である。傷の程度については図 6.16 の写真に示す通りである。測定の結果を図 6.14 に示す。

取得した以上のデータを用いてこのシステムの性能の評価を行う。まず、ファイバーに傷をつける前と後の測定値比を取ることで、ファイバーの傷がどの程度あったのかを測定することができる。これを図 6.17 に示す。傷を付けていない 8 本のファイバーが 10% 程度の精度で減衰なしと整合している一方で、傷を付けたファイバーは光量の減衰が見られる。傷ついたファイバーを検知するための指標として、ファイバーを通した測定値と LED と MPPC の間に紙を挟んで測定した値の比を取ったものを用いることとした。前述のファイバーを傷つける前後の光量の比と違い、この値自体には物理的意味が存在しないが、傷の有無に相関を持っていると考えられる。従って、この値に閾値を設けて傷の有無を判断することを考えた。この比の分布を図 6.18 に示す。

図 6.18 右には傷を付けていないファイバーの値の平均 $\mu = 0.880$ と標準偏差 $\sigma = 0.21$ ($\sigma/\mu = 0.235$) に対して 1σ , 2σ の領域を図示した。このデータでは 1σ を閾値に設定することでファイバーの傷の有無を分離することができるが、 2σ を閾値に設定すると傷を付けたファイバーが 1 本混入してしまう結果となった。

6.1 節で確かめた原理的に生じる 17.5% に対して増加している要因として、一つはファイバーの品質の個体差が挙げられるが、これは本システムが測定することを目的としているので問題はない。

削減すべき不定性の由来として、以下の 2 点を考えた。まず 1 点目は、光量の較正が正しく行っていない可能性である。この測定では LED の頭をプレートの穴に押し付けるという方法で LED の位置を固定したが、これが LED の光量に大きな不定性がある原因の一つであることが考えられる。また、光を減衰させるために用いた紙が不定性の原因となっている可能性が挙げられる。紙の光学的性質が一様であるとは限らず、チャンネルごとに光の減衰の程度が異なっていた場合、MPPC の不定性を過大評価する原因になる。

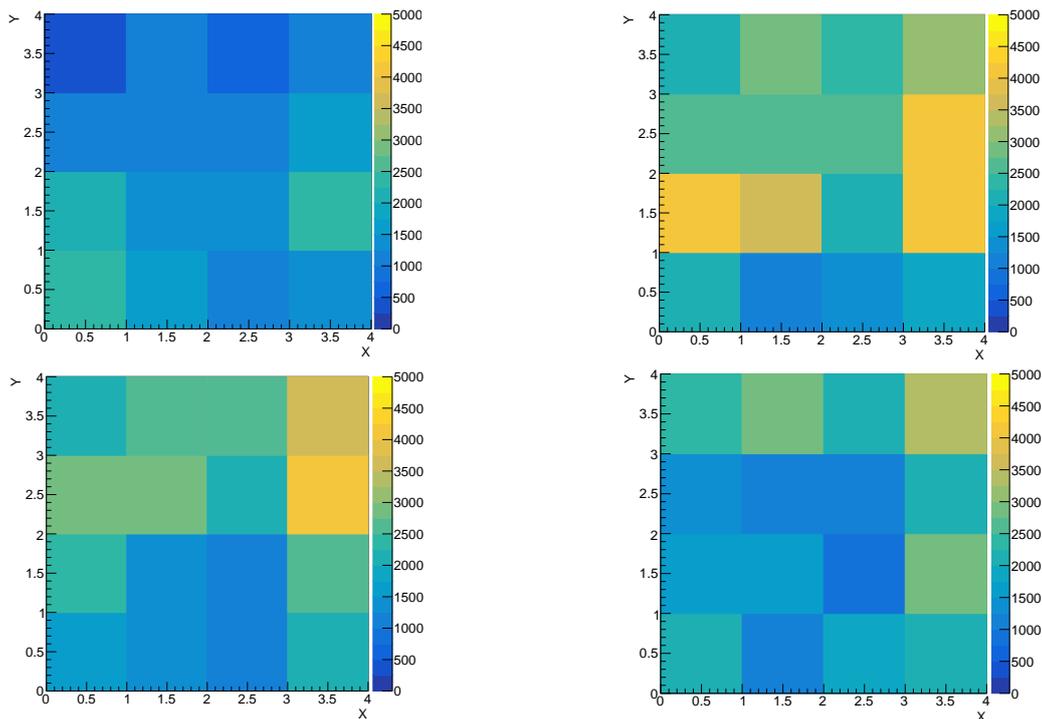


図 6.11: LED-PCB を図上方向に一段ずつ移動させて測定した光量の分布。図左上が本来の MPPC と LED の位置であり、右上、左下、右下の順に一段ずつ Y 方向に移動している。

2 点目として、ファイバーを通した測定での光源の位置精度が低い可能性が考えられる。LED を押し当ててる際の問題として、このモックアップではグラスファイバー (G10) の板が撓んでしまうという問題があった。これによって手で押し当てて光源を固定する際に、力のかけ具合でファイバーと LED の距離が変動してしまうことになった。実機の SuperFGD では、壁面は G10 の板に加えて厚い発泡体 (AIREX) の層があるためこの様な撓みは起こらないはずであり、この試験特有の問題である。よって実際の試験では考慮する必要はないが、モックアップの試験の段階ではプレートは金属の支柱で支えるなどしてより強固に固定することが必要である。また、簡易的に作成した治具も精度がよくなかったため、ある程度手で力を加えて目視で LED の中心とファイバー用の穴の中心を揃え、測定を行っている。この問題は、治具を精度良く作成することで解決できると考えている。

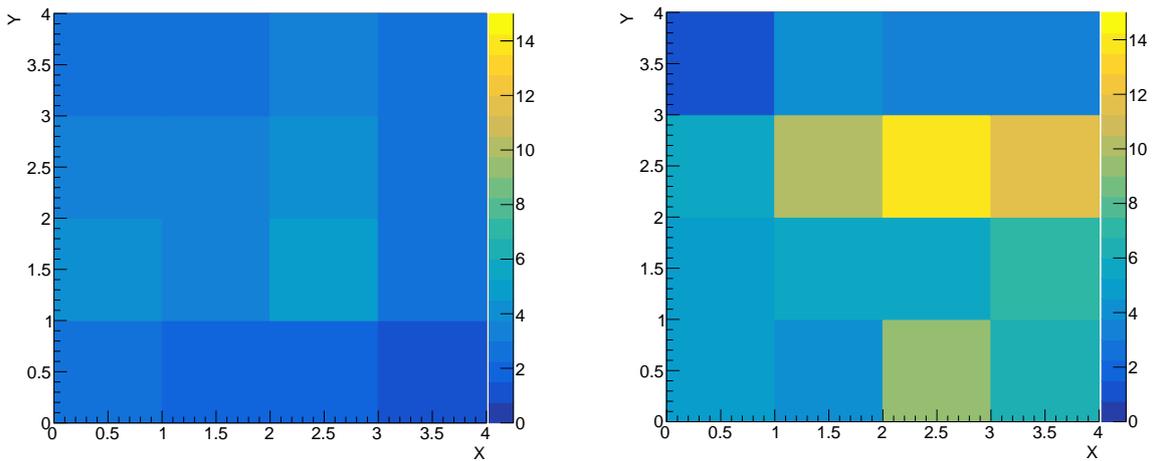


図 6.12: MPPC のゲインと LED の光量のチャンネル間の比。左が MPPC の相対的なゲイン、右図が LED の相対的な光量である。MPPC は右下の MPPC を、LED は左上の LED の出力を 1 として評価している。

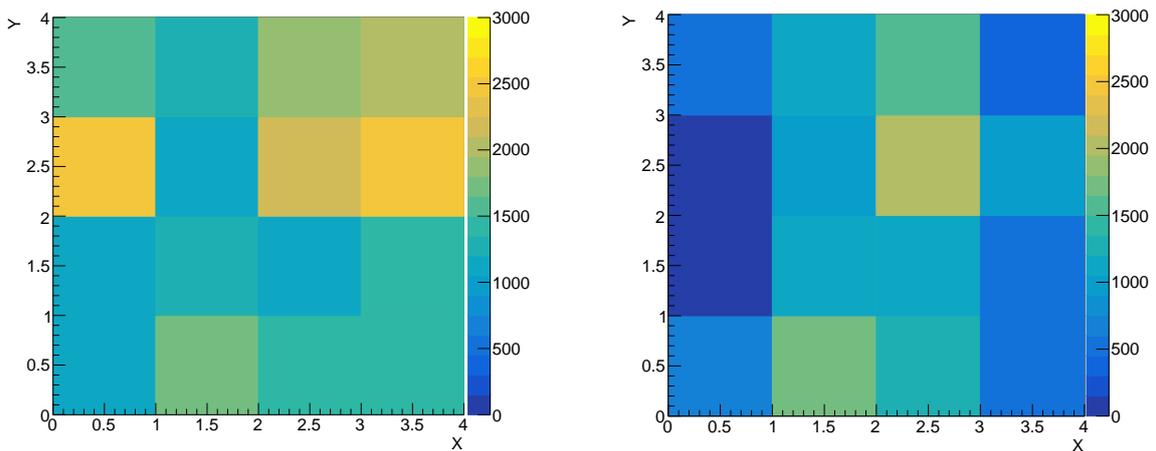


図 6.13: 傷をつける前のファイバーを通した光量の測定。 図 6.14: 傷をつけた後のファイバーを通した光量の測定。

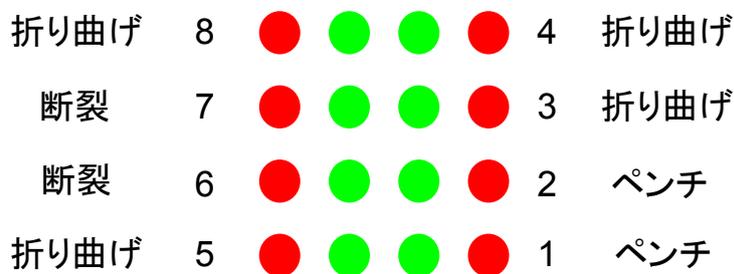


図 6.15: 傷付けたファイバーの位置。これは MPPC 側から見た図で、16 本存在するファイバーのうち、赤で示したものは傷を付け図に示すようにナンバリングを行う。

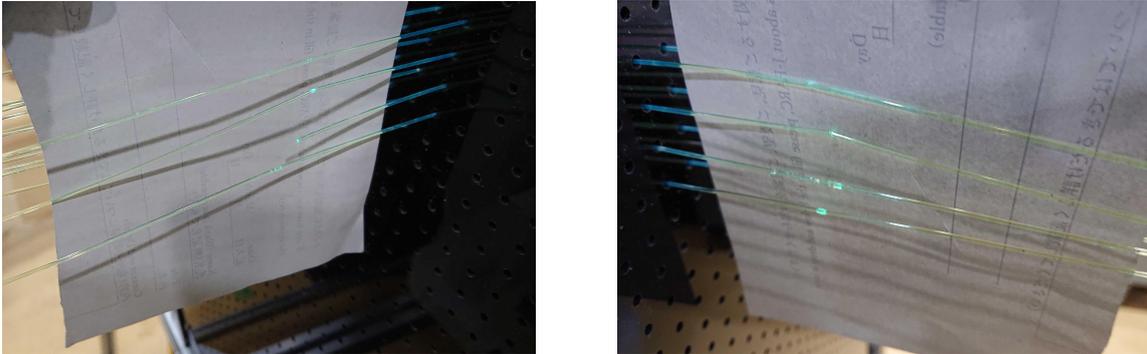


図 6.16: 傷を付けたファイバーの写真。傷が見えやすいように紙を当てている。左の写真に見える4本のファイバーは図6.15で定義したインデックスで上から8,7,6,5に対応するである。右の写真のファイバーは上から4,3,2,1である。

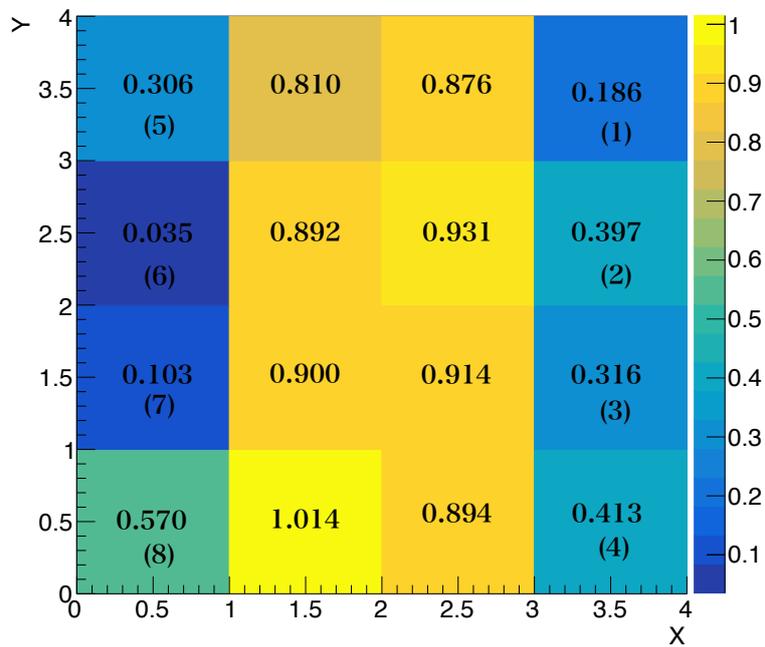


図 6.17: 傷を付けた前と後の光量の比の分布。ボックスの上にその比の値を示した。括弧内の数字は図6.15に示した傷つけたファイバーのインデックスとの対応である。

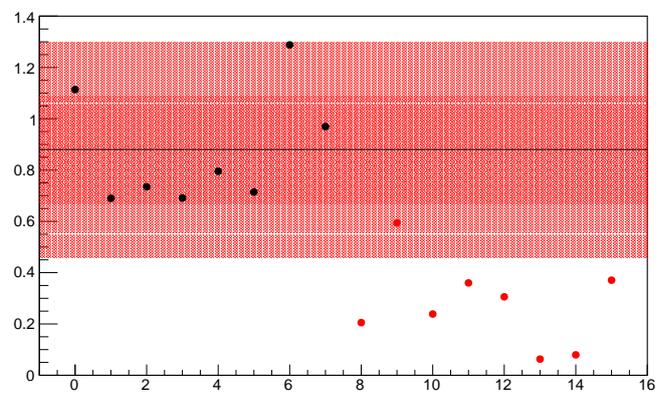
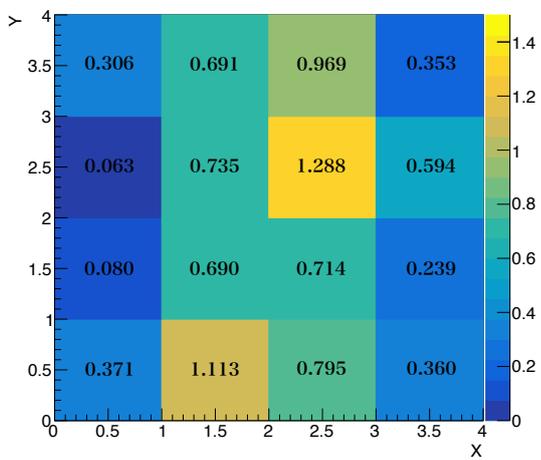


図 6.18: ファイバーを通した測定の光量とファイバーを通さない測定の光量の比の分布。この値は物理的な意味を持たない。左図はチャンネル分布を表す。右図のプロットの横軸はファイバーの ID であり、0 から 7 の黒点で表されるデータ点が傷つけてないファイバーを、8 から 15 の赤点が傷をつけたファイバーを意味する。縦軸は光量の比を表す。黒い線は 0 から 7 の値の平均値、赤い領域は濃い部分が 1σ 、薄い部分が 2σ を表す。

第7章 今後の展望

7.1 システムの改善

7.1.1 治具の改善

今回の測定で用いた治具は木の板にスペーサを取り付けた簡易的なものであり、木の板も筆者が工具を用いて加工したものである。光の強度を強くするためにLEDをファイバーに近づけたことも関係し、寸法のわずかなズレが光量に大きく影響した可能性が考えられる。実機に用いる治具としては変形しにくいような金属の板を使い、加工も専用の業者に依頼することでより高精度の位置合わせが可能になると考えている。

7.1.2 システムの較正方法の改善

6.2.2節に述べたファイバーを通さずLEDの光をMPPCで測定するシステムの較正作業は、そこで述べた方法では不定性の原因が複数考えられ、その分離も難しかったため、モックアップでの模擬試験に大きな不定性が生じた原因であると推察される。これには大きく分けて2点の問題があり、一つはLEDを固定する方法が確立しておらず不定性が大きいと思われる方法しか取れなかったこと、もう一つは光の減衰に光学的性質が不明瞭な紙を用いてしまったことである。

1点目については固定用の専用の治具を新たに作成することで解決できると考えている。この較正作業はファイバーQC試験のように短時間に何度も繰り返す必要がないため、精度よく固定する治具を作成する際の制約は少ないと考えている。

2点目については、材質が均一で光を吸収、拡散させることを目的とした専用の拡散板を用いれば問題ないと考えている。このような拡散板は様々な透過率、拡散角を持つ製品が存在しているため、最適な素材を見つけることは難しくないとと思われる。

7.1.3 システムの運用のための開発

今回のデータ取得には図7.1に示すCAENが提供するGUIを用いたが、電圧の印加、データ取得の開始、終了、データの保存、その解析と結果の表示という一連の流れを全て人が操作して実行する必要があった。このGUIをの扱い方をよく知っているエキスパートでないとスムーズにデータ取得が行えない上に、エキスパートであっても手順の多さから大量の試験には不向きである。このため、ボタンひとつでこれらデータ取得、解析、結果の表示のための操作を一括で行い、その状況をリアルタイムで監視できるGUIソフトウェアを開発する予定である。

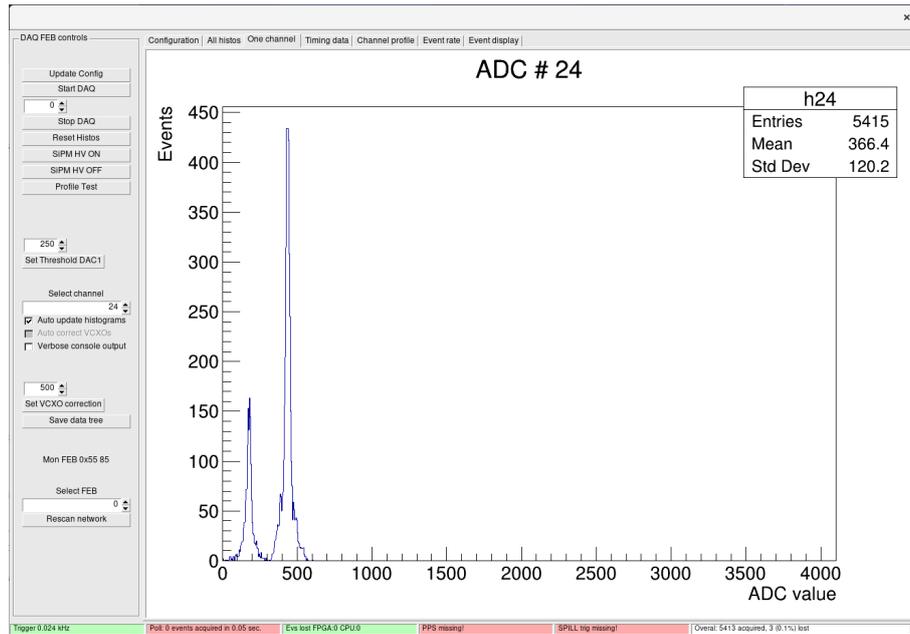


図 7.1: 本研究の測定に用いた GUI。左側に多数のボタンが並んでおり、中央のヒストグラムでリアルタイムに取得したデータを確認できる。

7.2 性能評価方法の改善

7.2.1 統計量の増加

本論文では少数のファイバーを用いてその平均と標準偏差を算出することによりシステムの性能を評価している。しかし実際にファイバーの状態がどのように分布しているかは大量試験を行って分布が推定できるほどの統計量が必要になる。上述のデータ取得方法の簡便化と合わせてファイバーの大量試験を行い、検査の閾値をどのように設けるかをより正確に検討する予定である。

7.2.2 検出器への影響の評価

今回の試験では、人が傷つけたファイバーを有意に検出可能かによってシステムの性能を評価したが、ファイバーの傷の程度は連続的でありどれだけの光量の損失を引き起こすものを排除すべき傷と設定するのは自明でない。そこで、ファイバーの光伝達効率を減少させた検出器のシミュレーションを行い、飛跡の再構成や粒子識別、運動量の測定などの精度がどれだけ低下するかを確認することで、どの程度の損失を引き起こす損傷が排除すべきなのかを定量的に評価することを考えている。

7.3 SuperFGD を導入したニュートリノ振動測定

7.3.1 SuperFGD の建設

2022 年夏には SuperFGD の建設が始まり、2023 年の始めからニュートリノビームを照射しての測定が行われる。SuperFGD 建設の際には本研究で開発したファイバー QC システムを運用し、

検出器の性能の保全を行う。本システムが建設と並行して迅速な試験を行うことによって、約一ヶ月の間に約 55000 本ものファイバーをその品質を管理しながら検出器への挿入することを可能にする。

7.3.2 SuperFGD によるニュートリノ反応の測定

こうしてインストールされた新型検出器を用い、その高い位置分解能と粒子識別性能を利用したニュートリノ反応モデルの精密測定を行う。例えば、現在不定性の最大の原因となっている ν_e の断面積を、検出器の高い細分性と光量の一様性を利用した粒子識別アルゴリズムによって ν_e 事象を正確に同定することで、精密に測定する。これにより、現在 3% 存在するこの不定性が 2% まで削減されることが期待されている。

7.3.3 振動解析への適用

SuperFGD によって不定性の削減されたニュートリノ反応モデルを SK での解析に適用し、 ν_e , $\bar{\nu}_e$ 出現事象の精密な測定を行う。こうした SuperFGD を始めとした ND280 アップグレードの結果の適用により、現在 SK での ν_e 事象数に 6% 存在する系統誤差を 4% まで減らすことが可能である。SuperFGD の導入、ビームのアップグレード、データ取得期間の増加により系統誤差と統計誤差の両方の削減によって、1 年のデータ取得で CP 対称性の破れを 99% の信頼度で探索できる。

第8章 結論

T2K 実験では、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れを更なる感度で探索するために、前置検出器に新型ニュートリノ検出器 SuperFGD を導入する計画が進められている。SuperFGD は、 1 cm^3 角のプラスチックシンチレータキューブを約 200 万個積層した構造をしており、そのシンチレーション光を読み出すためにキューブに 3 方向から開けられた穴に合計約 55000 本の波長変換ファイバーを挿入する。ファイバーは外力に弱く、例えばファイバーの挿入時にキューブの配列が歪んだことにより力がかかってしまうと損傷してしまう恐れがある。損傷したファイバーは光の伝達効率を下げたり、光量の一様性を悪化させたりすることで SuperFGD の主たる目的である短い飛跡の粒子の検出や、エネルギー損失を用いた電子と γ 線の識別を阻害してしまう。

そこで、ファイバーの挿入作業と並行してその品質管理 (QC) を行うシステムを開発するに至った。この QC システムは、ファイバーの端面から光を入射させ、もう一方の端面でその光の強度を測定することで、損傷による光量の損失を検知するものである。SuperFGD 建設中は作業のため遮光のための外箱は外された状態であり、室内の光に晒されているため、こういったバックグラウンド光が存在する環境で動作する必要がある。

そのために、半導体光検出器 MPPC をあえて低い印加電圧で動作させることで大光量の光を測定できる検出器とすることを考えた。まずはリニアモードでデータが取得できるかどうかの検証から始め、光子数に換算すると数万の大光量に対しその強度の変化に対して MPPC の出力が線形に応答することを確認した。また、室内光による信号は認められないほど小さいことを確認した。

次に、そのような低ゲインの検出器で測定できるほどの大光量を発する光源を開発した。光源には、その特殊な運用方法から様々な制約が課される。特に重要なのは素早い試験のために複数のファイバーを試験できることと、読み出しボードでセルフトリガをかけることができるように数 10 nsec 程度で立ち上がるパルスで駆動しなければならないことの 2 点である。前者のためには大量の LED を並べる方法があるが、それを点灯するための大電流を速いパルス状に発することのできる電源は市販されていない。そこで、トランジスタによるスイッチングを利用して電源に大きな負荷をかけることなく大量の LED を速いパルスで駆動させられる基板を作成した。

最後に、この様にして作成した QC システムの性能評価を行った。小規模なセットアップで行った原理検証ではこのシステムの不定性は 17.5% 程度であり、50% の減衰が起こる様な傷を持つファイバーを十分検知できることが示された。また、SuperFGD 実機と同じ大きさの大規模なモックアップを用いて行った QC システムの模擬では、上記の原理的に生じる不定性よりも大きな 30% 程度の不定性が確認された。これは、システムの較正方法が確立されておらず、今回簡易的に行った較正の手法に大きな不定性が含まれていたことが推測される。QC システムの治具についても、実際にモックアップに取り付けて測定をする上で改善点が見つかった。

今後の開発予定として、実機のモックアップを用いた測定で発見された、原理的に生じる不定性以外の不定性を、システムの較正方法と治具を改善することによって削減する計画である。

2022 年の SuperFGD のインストールの際には、完成した本システムを運用し検出器の性能保全を行う。こうして建設された SuperFGD を用いてニュートリノ反応モデルを精密に測定し、CP 対称性の破れをより高感度で探索できると期待される。

謝辞

この修士論文を作成するにあたってお世話になった方にこの場をお借りして感謝申し上げます。指導教員の中家剛教授には研究からその発表まで多くの場面で助言を頂き大変お世話になりました。また研究会やセミナーにお誘いくださり、新たな知見を得たり、他の研究者と交流できたりする機会を与えてくださったことに感謝しております。

副指導教員の木河達也助教には研究の全般に渡って大変お世話になりました。実際のシステムや生データのプロットを見ながら相談に乗ってくださり、研究に行き詰まった時に次の指針を一緒に考えてくださりました。また発表資料の添削の際にも多くの助言を頂き、大いに参考にさせて頂きました。

東北大学の市川温子教授には研究が行き詰まった時に親身になって相談に乗ってくださりました。私の研究を俯瞰した適切なアドバイスに、視野の狭くなっていた私は驚嘆するばかりでした。LEDの駆動回路が無事動作したのは市川さんのご指導のおかげです。

高エネルギー加速器研究機構の松原綱之助教にはボックス関連の資料を共有して頂き、本システムの寸法や形状を決める上でお世話になりました。小川智久研究員には私が使い慣れていない読み出しボードの問題によく相談に乗って頂いたほか、J-PARCのSuperFGDのモックアップを利用させて頂きました。

横浜国立大学のGiorgio PintaudiさんにはWAGASCIのLEDドライバの回路を共有して頂き、また本システムのための修正をするにあたってご協力を頂きました。これがなくては本システムは完成しませんでした。

東京大学の江口碧さんにはNDのソフトウェアについてお世話になりました。本論文では触れることができませんでしたが、私が矢継ぎ早にする素人質問に丁寧に答えてくださりました。東京都立大学の在原拓司さんはLEDを使ったMPPCの較正装置を作成されており、本システムと共通する点について助言を頂きました。

本学T2K実験の先輩である平本綾美さん、安留健嗣さん、栗林宗一郎さん、小田川高大さん、谷真央さんには京都と東海の両方で、研究から大学生活まで様々な面でお世話になりました。平本さん、安留さんには学部の頃からお世話になり、データファイルの解析の仕方を教えて頂きました。栗林さんはM1で右も左もわからなかった私にMPPCの測定のやり方を教えてくださりました。小田川さんは実験室に残っている私を気にかけてくださり、困っていることがあると親身になって協力して頂きました。谷さんには大学や研究に関する手続きの際にお世話になり、特に学振の書類を書くときには参考にさせて頂きました。

同期の檜野幸将くん、小高駿平くん、佐野高嶺くん、中田嘉信くん、吉村宣倅くんは気の置けない研究仲間として私の研究を支えてくれました。またダブルナインやりましょう。

最後に、私の意思を尊重しここまで支えてくれた家族に感謝の意を示したいと思います。

補遺 A ニュートリノの波動関数の取扱い

A.1 平面波仮定の問題点

ニュートリノ振動確率の表式を求めるにあたって、ニュートリノの状態を平面波として扱うことで計算は簡単になる。しかし、この計算過程にはいくつかの問題点がある。以降の節を含む以下の説明は E. Akhmedevno^{[45][46]}、C. Giunti と C. W. Kim^{[47][48]} によるものを参考にしている。

1. 位置に無限の不定性を持つ平面波は、位置・運動量ともに局在した"粒子"描像とは全く矛盾している。実際、ND280 や SK ではニュートリノ反応の起こった位置 (vertex) をある程度の精度で再構成できる。
2. 平面波仮定の下で、振動確率は位置 \mathbf{x} に依存せず時間 t のみに依存する。距離 L 離れた位置での振動確率を計算するためにニュートリノをほぼ光速で移動すると仮定して $t = L$ の変換を行っているが、このような変換は不要で、単にニュートリノ発生源近くの検出器で時間 L 待てば同じ結果を得られる。これは長基線ニュートリノ振動実験の根本を否定しているし、実際にそのような方法ではニュートリノ振動を観測することはできない。
3. 運動量が確定している状態では、各質量固有状態の運動量が等しくなるが、これはエネルギー・運動量保存則を破っている。

などが挙げられる。

A.2 波束としての記述

A.2.1 量子力学による波束の記述

物理的に正しい手続きとして、ニュートリノの状態を波束を用いて記述することを考える。運動方程式の解である平面波の重ね合わせで、波束の解を

$$\Psi_i(\mathbf{x}) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} f(\mathbf{p}) e^{-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})}$$

のように構成する。 $f(\mathbf{p})$ は重ね合わせの運動量分布である。ここでは、中心 \mathbf{p}_{0i} 、幅 σ_p の Gauss 分布

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{\frac{3}{4}}} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})^2}{4\sigma_p^2}\right\}$$

を仮定しよう。

エネルギー $E_i = E_i(\mathbf{p})$ について \mathbf{p}_{0i} の周りで展開すると

$$E_i(\mathbf{p}) = E_i(\mathbf{p}_{0i}) + \left. \frac{\partial E_i}{\partial \mathbf{p}} \right|_{\mathbf{p}=\mathbf{p}_{0i}} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i}) + \left. \frac{\partial^2 E_i}{\partial \mathbf{p}^2} \right|_{\mathbf{p}=\mathbf{p}_{0i}} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})^2 + \dots$$

であるが、ここでは十分 $\mathbf{p} = \mathbf{p}_{0i}$ の周りに局在していることを仮定して1次までの近似を取る。つまり、波束が広がる効果を見捨てる

$$\Psi_i(x) \approx \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{\frac{3}{4}}} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})^2}{4\sigma_p^2}\right] \exp\left[-i\left\{\left(E_i(\mathbf{p}_{0i}) + \frac{\partial E_i}{\partial \mathbf{p}}\Big|_{\mathbf{p}=\mathbf{p}_{0i}}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})t\right) - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}\right\}\right]$$

ここで

$$\mathbf{v}_{gi} := \frac{\partial E_i}{\partial \mathbf{p}}\Big|_{\mathbf{p}=\mathbf{p}_{0i}}$$

と定義すると

$$\begin{aligned} \Psi_i(x) &\approx \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{\frac{3}{4}}} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \exp\left[-\frac{\{\mathbf{p} - (\mathbf{p}_{0i} - 2i\sigma_p^2(\mathbf{v}_{gi}t - \mathbf{x}))\}^2}{4\sigma_p^2}\right] \\ &\quad \times \exp\left[\frac{\{\mathbf{p}_{0i} - 2\sigma_p^2i(\mathbf{v}_{gi}t - \mathbf{x})\}^2 - \mathbf{p}_{0i}^2}{4\sigma_p^2}\right] \exp[-i(E(\mathbf{p}_{0i}) - \mathbf{v}_{gi} \cdot \mathbf{p}_{0i})t] \\ &= \left(\frac{2\sigma_p^2}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp[-\sigma_p^2(\mathbf{x} - \mathbf{v}_{gi}t)^2] e^{-i(E_i(\mathbf{p}_{0i})t - \mathbf{p}_{0i} \cdot \mathbf{x})} \\ &= e^{-i(E_i(\mathbf{p}_{0i})t - \mathbf{p}_{0i} \cdot \mathbf{x})} \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{v}_{gi}t)^2}{4\sigma_x^2}\right] \end{aligned}$$

となる。ここに $\sigma_x = \frac{1}{2\sigma_x}$ であって波束の位置の広がりを表す。また、先に定義した \mathbf{v}_{gi} が波束の群速度を意味することがはっきりと分かる。

これにより、時刻0にフレイバー固有状態 ν_α だった時、時刻 t での状態 $|\psi(t)\rangle$ は

$$|\psi(x)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* \Psi_i(x) |\nu_i\rangle$$

となる。

A.2.2 ニュートリノ振動の凍結

振動確率は、平面波の場合と比較すると

$$e^{-i(E_i - E_j)t} \rightarrow \Psi_i \Psi_j^*$$

と変更を受けることになる。露に書くと

$$\Psi_i \Psi_j^* = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{v}_{gi}t)^2 + (\mathbf{x} - \mathbf{v}_{gj}t)^2}{4\sigma_x^2}\right] e^{-i[(E_i - E_j)t - (\mathbf{p}_{0i} - \mathbf{p}_{0j}) \cdot \mathbf{x}]}$$

である。

ニュートリノ振動実験では基線長 L を設定し、伝播時間 t は測定しない。今、 t について十分長い時間で平均を取ることになると

$$\begin{aligned}
\int dt \Psi_i \Psi_j^* &= \int dt \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(v_{gi}^2 + v_{gj}^2)t^2 - 2((\mathbf{v}_{gi} + \mathbf{v}_{gj}) \cdot \mathbf{x} - 2i\Delta E_{ij}\sigma_x^2)t + 2x^2}{4\sigma_x^2} \right] e^{i\Delta \mathbf{p}_{ij} \cdot \mathbf{x}} \\
&= \int dt \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{v_{gi}^2 + v_{gj}^2}{4\sigma_x^2} \left(t - \frac{\mathbf{v}_{gi} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{v}_{gj} \cdot \mathbf{x} - 2i\Delta E_{ij}\sigma_x^2}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} \right)^2 \right] \\
&\quad \times \exp \left[\frac{v_{gi}^2 + v_{gj}^2}{4\sigma_x^2} \left\{ \left(\frac{(\mathbf{v}_{gi} + \mathbf{v}_{gj}) \cdot \mathbf{x} - 2i\Delta E_{ij}\sigma_x^2}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} \right)^2 - \frac{2x^2}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} \right\} \right] e^{i\Delta \mathbf{p}_{ij} \cdot \mathbf{x}} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2}} \left(\frac{1}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{v}_{gi} - \mathbf{v}_{gj})^2 x^2}{4\sigma_x^2 (v_{gi}^2 + v_{gj}^2)} - \frac{\Delta E_{ij}^2 \sigma_x^2}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} \right] e^{-i \left(\Delta E_{ij} \frac{v_{gi} + v_{gj}}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} - \Delta \mathbf{p}_{ij} \right) \cdot \mathbf{x}}
\end{aligned}$$

となる。

ここで、計算の簡単のために相対論的なニュートリノを考えよう。質量固有状態のエネルギーは、次元解析より無次元のパラメータ ξ を用いて

$$E_i = E + \xi \frac{m_i^2}{2E}$$

と表せる。ここで、 $m_i \ll E$ とする。on-shell 条件より運動量は微少量の 1 次まで取れば

$$|\mathbf{p}_i| \approx E - (1 - \xi) \frac{m_i^2}{2E}$$

と決まる。さらに、群速度は

$$|\mathbf{v}_{gi}| = \frac{|\mathbf{p}_i|}{E_i} \approx 1 - \frac{m_i^2}{2E^2}$$

となり ξ 依存性を無視できる。以上より複素位相の成分は

$$\begin{aligned}
\Delta E_{ij} \frac{v_{gi} + v_{gj}}{v_{gi}^2 + v_{gj}^2} - \Delta \mathbf{p}_{ij} &\approx \left(1 + \frac{m_i^2 + m_j^2}{4E^2} \right) \xi \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} + (1 - \xi) \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \\
&\approx \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}
\end{aligned}$$

と近似でき、標準的なニュートリノ振動の式に帰着する (ただし $\mathbf{x} \parallel \mathbf{p}$ とした)。

次に $\exp[\dots]$ の第 1 項に着目しよう。

$$L_{ij}^{\text{coh}} := \frac{2\sigma_x \sqrt{v_{gi}^2 + v_{gj}^2}}{|\mathbf{v}_{gi} - \mathbf{v}_{gj}|} \approx \frac{4\sqrt{2}E^2\sigma_x}{|\Delta m_{ij}^2|}$$

とおき、これをコヒーレンス長と呼ぶこととする。基線長 L がコヒーレンス長に比べて十分小さい $L \ll L^{\text{coh}}$ 場合

$$\exp \left[-\left(\frac{L}{L^{\text{coh}}} \right)^2 \right] \approx 1$$

となりこの項は無視できるが、この近似が成り立たない領域では振動確率は L に対し指数的に減衰する。

第2項の成分のうち、上で示したように相対論的な場合は群速度について $v_g \approx 1$ なので

$$\Delta E_{ij}^2 \sigma_x^2$$

の大小について論じる必要がある。on-shell 条件と誤差の公式より

$$\sigma_E \approx \frac{p}{E} \sigma_p \approx \frac{v_g}{2\sigma_x}$$

であるから、

$$\left(\frac{\Delta E_{ij}}{\sigma_E} \right)^2 \ll 1$$

の場合、この項は無視できる。この項をもっと詳しく見るには

$$\Delta E_{ij} = \xi \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}$$

つまり、 ξ を知る必要がある。これは、ニュートリノの生成過程でのエネルギー・運動量保存則を考えることで推測することができる¹。ニュートリノの生成過程は、長基線ニュートリノ実験の場合

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

である。 π^+ の静止系で考えれば質量固有状態 i のニュートリノについてエネルギー・運動量保存則からエネルギーが

$$E_i = \frac{m_\pi^2 + m_i^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}$$

と求まる。on-shell 条件より、運動量は

$$p_i^2 = \frac{m_\pi^2}{4} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right)^2 - \frac{m_i^2}{2} \left(1 + \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) + \frac{m_i^4}{4m_\pi^2}$$

$$p_i \approx \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) \frac{m_i^2}{2 \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right)}$$

である。ここで

$$E_i = \frac{m_\pi^2 + m_i^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}$$

$$= \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) + \frac{1}{2} \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{m_\pi^2} \frac{m_i^2}{2} \frac{1}{\frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}}$$

$$= \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) \frac{m_i^2}{2 \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right)}$$

¹ ξ は場の量子論による取り扱いによって厳密に求めることができ、例えば Giunti^[49] や Beuthe^[50] による説明がある。

と変形すると

$$E = \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right), \quad \xi = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) \approx 0.21$$

が分かる。また、振動長

$$L_{ij}^{\text{osc}} := \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2}$$

を定義する。 $L = L^{\text{osc}}$ で振動確率が最大になるため、基線長は振動長に一致するように設定されることが多い。第2項は

$$\exp \left[-2\pi^2 \xi^2 \left(\frac{\sigma_x}{L_{ij}^{\text{osc}}} \right)^2 \right]$$

と表されるので、この項が十分抑制されるためには、ニュートリノ生成時の波束の幅が基線長に対して十分小さいことが要求される。波束の大きさを π 中間子崩壊点の不定性だと考えると、およそ $\mathcal{O}(1 \text{ m})$ である [51]。

以上より、ニュートリノ振動の式を示すと

$$\bar{P}(l \rightarrow l') = \sum_{i,j} U_{l',i} U_{l,i}^* U_{l',j}^* U_{l,j} \exp \left[-2\pi i \frac{L}{L_{ij}^{\text{osc}}} - \left(\frac{L}{L_{ij}^{\text{coh}}} \right)^2 - 2\pi^2 \xi^2 \left(\frac{\sigma_x}{L_{ij}^{\text{osc}}} \right)^2 \right]$$

である。非対角成分 ($i \neq j$) には指数関数的に減衰する項があり、これらが十分大きな領域では対角成分 ($i = j$) が残る。その場合振動確率は

$$\bar{P}(l \rightarrow l') = \sum_i |U_{l,i}|^2 |U_{l',i}|^2$$

のように L, E 依存性を失い一定値となる (ニュートリノ振動の凍結)。

ここまでをまとめると、ニュートリノを波束として取り扱うことで、ニュートリノ振動を凍結させる二つの効果が現れる。一つは、ニュートリノが非常に長距離伝播する場合に起こる、「伝播によるデコヒーレンス」であり、もう一つはニュートリノが生成・観測される場合に起こる「反応によるデコヒーレンス」である。前者は、非常に小さいニュートリノ質量によりコヒーレンス長が非常に大きく成ること、後者はニュートリノの生成・検出が空間的に十分局在して行われることから無視できる。このために、現在のニュートリノ振動実験では、平面波仮定が良い近似になっている。一方で、長距離を飛行する超新星背景ニュートリノや宇宙背景ニュートリノに関してはこの近似が破綻することが予想されている。

補遺B ニュートリノ振動確率の計算

B.1 3世代ニュートリノ振動

時刻 t でフレーバー l' が観測される確率は

$$\begin{aligned}
 P(l \rightarrow l') &= |A(l \rightarrow l')|^2 \\
 &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{l',i} U_{l,i}^* e^{-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})} \right|^2 \\
 &= \sum_{i=1}^3 U_{l',i} U_{l,i}^* e^{-i(E_i t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})} \sum_{j=1}^3 U_{l',j}^* U_{l,j} e^{i(E_j t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})} \\
 &= \sum_{i=j} U_{l',i} U_{l,i}^* U_{l',j}^* U_{l,j} e^{-i(E_i - E_j)t} + \sum_{i \neq j} U_{l',i} U_{l,i}^* U_{l',j}^* U_{l,j} e^{-i(E_i - E_j)t}
 \end{aligned}$$

ここで、質量二乗差

$$\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$$

を導入する。 $i \leftrightarrow j$ の入れ替えで $U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*$ は複素共役になることと、 Δm_{ij}^2 の符号が変わることを用いて

$$\begin{aligned}
 (\text{r.h.s.}) &= \sum_{i=j} U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \\
 &\quad + \sum_{i>j} \{ U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* + (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*)^* \} \cos \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E} \\
 &\quad - i \sum_{i>j} \{ U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* - (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*)^* \} \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E} \\
 &= \sum_{i=j} U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \\
 &\quad + 2 \sum_{i>j} \Re (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E} \right) + 2 \sum_{i>j} \Im (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E} \\
 &= \sum_{i=j} U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* + 2 \sum_{i>j} \Re (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \\
 &\quad - 4 \sum_{i>j} \Re (U_{l,i} U_{l,j}^* U_{l',i}^* U_{l',j}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E} + 2 \sum_{i>j} \Im (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E}
 \end{aligned}$$

$\Re z$, $\Im z$ はそれぞれ複素数 z の実部と虚部を意味する。ここで $UU^\dagger = 1$, $U^t U^* = 1$ より

$$\begin{aligned} \sum_{i=j} U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* &= \sum_{i=j} U_{il}^\dagger U_{l,j} U_{i,l'}^t U_{l',j}^* \\ &= \sum_i U_{i,l}^\dagger U_{l,j} \sum_j U_{i,l'}^t U_{l',j}^* - \sum_{i \neq j} U_{i,l}^\dagger U_{l,j} U_{i,l'}^t U_{l',j}^* \\ &= \delta_{l,l'} - 2 \sum_{i>j} \Re \left(U_{i,l}^\dagger U_{l,j} U_{i,l'}^t U_{l',j}^* \right) \end{aligned}$$

従って

$$\sum_{i=j} U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* + 2 \sum_{i>j} \Re \left(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \right) = \delta_{l,l'}$$

である¹。結局、フレーバー l のニュートリノが距離 L 飛行した後 ($t = L$)、フレーバー l' になる確率は

$$P(l \rightarrow l') = \delta_{l,l'} - 4 \sum_{i>j} \Re \left(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \right) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2 \sum_{i>j} \Im \left(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \right) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}$$

となる。

B.2 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率

このモードの振動確率を計算してみよう。まず、第2項の $\Re \left(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \right)$ を計算すると

$$\begin{aligned} \Re \left(U_{\mu 2}^* U_{\mu 1} U_{e 2} U_{e 1}^* \right) &= \Re \left[\left(c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{-i\delta_{CP}} \right) \left(-s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{CP}} \right) s_{12} c_{13} c_{12} c_{13} \right] \\ &= -s_{12}^2 c_{12}^2 c_{23}^2 c_{13}^2 + s_{12}^3 c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP} - s_{12} c_{12}^3 s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP} + s_{12}^2 c_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \\ &= \frac{s_{12}^2 c_{12}^2 c_{13}^2 (s_{13}^2 s_{23}^2 - c_{23}^2)}{(1)} + \frac{s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 (s_{12}^2 - c_{12}^2) \cos \delta_{CP}}{(2)} \\ \Re \left(U_{\mu 3}^* U_{\mu 2} U_{e 3} U_{e 2}^* \right) &= \Re \left[c_{13} s_{23} \left(c_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{CP}} \right) s_{13} e^{-i\delta_{CP}} s_{12} c_{13} \right] \\ &= \frac{s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP}}{(3)} - \frac{s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2}{(4)} \\ \Re \left(U_{\mu 3}^* U_{\mu 1} U_{e 3} U_{e 1}^* \right) &= \Re \left[c_{13} s_{23} \left(-s_{12} c_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta_{CP}} \right) s_{13} e^{-i\delta_{CP}} c_{12} c_{13} \right] \\ &= \frac{-s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP}}{(5)} - \frac{c_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2}{(6)} \end{aligned}$$

次に、 $\sum_{i>j} \Re \left(U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^* \right) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ を計算する。まず、(4) と (6) の項の和を取ると

$$\begin{aligned} (4) + (6) &= -s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \left(s_{12}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} + c_{12}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\ &= \frac{-s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}}{(7)} - \frac{s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \left(\sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right)}{(8)} \end{aligned}$$

¹実は難しい計算をしなくても、 $t = 0$ でフレーバーは変化しないという条件から簡単に出せる。

第1項(7)が主要項 (leading term) である。(1)について

$$\begin{aligned}
(1) &= s_{12}^2 c_{12}^2 c_{13}^2 (s_{13}^2 s_{23}^2 - c_{23}^2) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
&= \{-s_{12}^2 c_{12}^2 c_{13}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 (1 - s_{12}^2) c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2\} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
&= \left\{ \frac{-s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2)}{(9)} + \frac{s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2}{(10)} \right\} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}
\end{aligned}$$

である。(8)に(10)を加えると

$$(8) + (10) = -s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \left(-\sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right)$$

となり、この式の()の内部を計算する。 $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$ より

$$\begin{aligned}
(\dots) &= -\sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \left(\sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right)^2 \\
&= -\left(1 + \cos^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \left(1 - \cos^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\
&\quad - 2 \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
&= \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \left(\sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \cos^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - 1 \right) - 2 \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
&= -2 \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - 2 \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
&= -2 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \left(\sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} + \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\
&= -2 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}
\end{aligned}$$

となるから、結局

$$(8) + (10) = 2s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \dots \quad (11)$$

と計算できる。(2),(3),(5)の項の和は

$$\begin{aligned}
(2) + (3) + (5) &= s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP} \left\{ (s_{12}^2 - c_{12}^2) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right\} \\
&= s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP} \left\{ (2s_{12}^2 - 1) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right\} \\
&= s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \cos \delta_{CP} \left(\frac{2s_{12}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}}{(12)} - 2 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \quad (13)
\end{aligned}$$

である。(11)、(13)をまとめると

$$(11) + (13) = -2c_{13}^2 s_{12} s_{23} s_{13} (c_{12} c_{23} \cos \delta_{CP} - s_{12} s_{23} s_{13}) \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$$

となり、この項を CP conservation term と呼ぶ。(9)、(12) の和は

$$-s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13} \cos \delta_{CP}) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$$

となり、この項を solar term と呼ぶ。最後に $\sum_{i>j} \Im (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$ を計算する。

$$\begin{aligned} \Im (U_{\mu 2}^* U_{\mu 1} U_{e 2} U_{e 1}^*) &= \Im \left[(c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{-i\delta_{CP}}) (-s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}}) s_{12}c_{13}c_{12}c_{13} \right] \\ &= s_{12}c_{12}c_{13}^2 \{ s_{12}^2 s_{23}c_{23}s_{13}(-\sin \delta_{CP}) - c_{12}^2 s_{23}c_{23}s_{13} \sin \delta_{CP} \} \\ &= -s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta_{CP} \\ \Im (U_{\mu 3}^* U_{\mu 2} U_{e 3} U_{e 2}^*) &= \Im \left[c_{13}s_{23} (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}}) s_{13}e^{-i\delta_{CP}} s_{12}c_{13} \right] \\ &= -s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta_{CP} \\ \Im (U_{\mu 3}^* U_{\mu 1} U_{e 3} U_{e 1}^*) &= \Im \left[c_{13}s_{23} (-s_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}}) s_{13}e^{-i\delta_{CP}} c_{12}c_{13} \right] \\ &= s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta_{CP} \end{aligned}$$

であるから、

$$\sum_{i>j} \Im (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} = -s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta_{CP} \left(\sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} + \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E} - \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right)$$

となる。() の内部は、 $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$ より

$$\begin{aligned} (\dots) &= \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} + \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E} - \left(\sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} + \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) \\ &= \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \left(1 - \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E} \right) + \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E} \left(1 - \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) \\ &= 2 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \left(2 \sin^2 \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) + 2 \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \left(2 \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ &= 4 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \left(\sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} + \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ &= 4 \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \end{aligned}$$

と計算できる。つまり、

$$\sum_{i>j} \Im (U_{l,i}^* U_{l,j} U_{l',i} U_{l',j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} = -4s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta_{CP} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$$

であり、この項を CP violation term と呼ぶ。以上全てをまとめ、係数 (兎について -4 、 \Im について 2) をかけることで振動確率

$$\begin{aligned} P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e) &= 4s_{23}^2 s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad + 8s_{12}s_{23}s_{13}c_{13}^2 (c_{12}c_{23} \cos \delta_{CP} - s_{12}s_{23}s_{13}) \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad - 8s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta_{CP} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\quad + 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13} \cos \delta_{CP}) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \end{aligned}$$

を得る。

補遺C 太陽ニュートリノ振動

C.1 ニュートリノ振動の物質効果

これまでは自由なニュートリノのフレーバー振動を考えて来た。しかし、ニュートリノが物質中を運動するとき、物質が作る弱い相互作用のポテンシャルによって振動の様子が変更を受ける。これを物質効果といい、1978年にL. Wolfensteinによって定式化された^[52]。1985年にはS. P. MikheyevとA. Yu. Smirnovが物質効果を太陽ニュートリノに適用し、真空中の混合角が小さくとも大きくフレーバーの振動が起こり得ることを示した(MSW共鳴)^[53]。以下の説明はPDG^[17]によるものを参考にしてている。

ニュートリノのNC相互作用はフレーバーに対して対称なため、無視できる全体の位相成分を与える。従って、物理的に効果を及ぼすCC相互作用

$$-\mathcal{L}_{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ \bar{e} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e \bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) e \}$$

のみを考える。ニュートリノは電子とコヒーレントな散乱をする、つまり電子のスピンや運動量を変えないと仮定すると、Hamiltonianは

$$\begin{aligned} H_{CC}^e &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^3 p_e f(E_e) \langle \langle e(s, p_e) | \bar{e} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e \bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) e | e(s, p_e) \rangle \rangle \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e \int d^3 p_e f(E_e) \langle \langle e(s, p_e) | \bar{e} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) e | e(s, p_e) \rangle \rangle \end{aligned}$$

と書ける。 s, p_e は電子のスピンと運動量を $f(E_e)$ は電子のエネルギー分布を表す。 $\langle \dots \rangle$ はスピンの平均と、全電子の平均を取ることを表す。軸性ベクトル成分は非相対論的にはスピンの平均に帰着されて、電子が偏極していないことを仮定すると0となる。ベクトル成分は電子の分布の空間反転対称性を仮定すると平均して0になる。残るのはベクトル成分の時間成分のみであって

$$\int d^3 p_e f(E_e) \langle \langle e(s, p_e) | \bar{e} \gamma^0 (1 - \gamma_5) e | e(s, p_e) \rangle \rangle = n_e$$

となる。 n_e は電子数密度を表す。結局Hamiltonianは

$$H_{CC}^e = \sqrt{2} G_F n_e \bar{\nu}_e \gamma_0 \nu_e$$

となりこれは電子ニュートリノにポテンシャル

$$a := \sqrt{2} G_F n_e$$

の寄与があることを表している。

C.2 ポテンシャルが静的な場合

C.2.1 厳密解

フレーバー固有状態の基底を取ると、状態の時間発展は

$$i\frac{\partial \nu_l}{\partial t} = (UHU^\dagger + A)\nu_l$$

で表される。ただし

$$A := \begin{pmatrix} a & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix}$$

である。 $H' := UHU^\dagger + A$ はエルミート行列なのでユニタリ行列 \tilde{U} で対角化できて

$$\tilde{H} := \tilde{U}^\dagger (UHU^\dagger + A)\tilde{U}$$

と表せる。ここで、

$$\tilde{H} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 & & \\ & \tilde{E}_2 & \\ & & \tilde{E}_3 \end{pmatrix}$$

$$\tilde{\nu}_i := \tilde{U}\nu_l$$

と表す。振動確率は、真空の場合と同様に計算できて、

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e | \nu_e(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i \sum_j \langle \tilde{\nu}_i | \tilde{U}\tilde{U}^* | \tilde{\nu}_j(t) \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_i \sum_j \langle \tilde{\nu}_i | \tilde{U}\tilde{U}^* | \tilde{\nu}_i \rangle e^{-i\tilde{E}_i t} \right|^2 \\ &= \left| \sum_i \tilde{U}_{\alpha i} \tilde{U}_{\alpha i}^* e^{-i\tilde{E}_i t} \right|^2 \end{aligned}$$

結局、 $U \rightarrow \tilde{U}$, $E \rightarrow \tilde{E}$ と置き換えるだけで良く

$$P(l \rightarrow l') = \delta_{l,l'} - 4 \sum_{i>j} \Re \left(\tilde{X}_i^{l'l*} \tilde{X}_j^{l'l} \right) \sin^2 \frac{\Delta \tilde{E}_{ij} L}{2} + 2 \sum_{i>j} \Im \left(\tilde{X}_i^{l'l*} \tilde{X}_j^{l'l} \right) \sin \left(\Delta \tilde{E}_{ij} L \right)$$

ただし

$$\Delta \tilde{E}_{ij} := \tilde{E}_i - \tilde{E}_j$$

$$\tilde{X}_i^{l'l} := \tilde{U}_{li} \tilde{U}_{l'i}^*$$

である。振動確率を計算するには \tilde{E} と \tilde{X} を知る必要がある。まず \tilde{E} を求めよう。これは

$$(H + U^\dagger AU) = \begin{pmatrix} a|U_{e1}|^2 + m_1^2 & aU_{e1}^*U_{e2} & aU_{e1}^*U_{e3} \\ aU_{e2}^*U_{e1} & a|U_{e2}|^2 + m_2^2 & aU_{e2}^*U_{e3} \\ aU_{e3}^*U_{e1} & aU_{e3}^*U_{e2} & a|U_{e3}|^2 + m_3^2 \end{pmatrix}$$

の固有値問題を解けば良い。結果のみ引用^[54]すると

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 &= m_1^2 + \frac{1}{3}x - \frac{1}{3}\sqrt{x^2 - 3y} \left\{ z + \sqrt{3(1 - z^2)} \right\} \\ \tilde{E}_2 &= m_1^2 + \frac{1}{3}x - \frac{1}{3}\sqrt{x^2 - 3y} \left\{ z - \sqrt{3(1 - z^2)} \right\} \\ \tilde{E}_3 &= m_1^2 + \frac{1}{3}x - \frac{2}{3}z\sqrt{x^2 - 3y} \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} x &= \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{31}^2 + a \\ y &= \Delta m_{21}^2 \Delta m_{31}^2 + a \left\{ \Delta m_{21}^2 (1 - |U_{e2}|^2) + \Delta m_{31}^2 (1 - |U_{e3}|^2) \right\} \\ z &= \cos \left\{ \arccos \frac{2x^3 - 9xy + 27a\Delta m_{21}^2 \Delta m_{31}^2 |U_{e1}|^2}{2(x^2 - 3y)^{\frac{3}{2}}} \right\} \end{aligned}$$

である¹。次に \tilde{X} を求める。これは木村・高村・横枕による方法^[56]が簡単である。ユニタリ条件より

$$\delta_{\alpha\beta} = \sum_i U_{\alpha i} U_{i\beta}^\dagger = \sum_i \tilde{X}_i^{\alpha\beta}$$

Hamiltonian について

$$[UEU^\dagger + A]_{\alpha\beta} = [\tilde{U}\tilde{E}\tilde{U}^\dagger]_{\alpha\beta} = \sum_i \tilde{U}_{\alpha i} \tilde{E}_i \tilde{U}_{i\beta}^\dagger = \sum_i \tilde{E}_i \tilde{X}_i^{\alpha\beta}$$

また、Hamiltonian の二乗について

$$[UEU^\dagger + A]_{\alpha\beta}^2 = [\tilde{U}\tilde{E}^2\tilde{U}^\dagger]_{\alpha\beta} = \sum_i \tilde{U}_{\alpha i} \tilde{E}_i^2 \tilde{U}_{i\beta}^\dagger = \sum_i \tilde{E}_i^2 \tilde{X}_i^{\alpha\beta}$$

である。以上をまとめると

$$\begin{pmatrix} \tilde{X}_1^{\alpha\beta} \\ \tilde{X}_2^{\alpha\beta} \\ \tilde{X}_3^{\alpha\beta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \tilde{E}_1 & \tilde{E}_2 & \tilde{E}_3 \\ \tilde{E}_1^2 & \tilde{E}_2^2 & \tilde{E}_3^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta_{\alpha\beta} \\ [UEU^\dagger + A]_{\alpha\beta} \\ [UEU^\dagger + A]_{\alpha\beta}^2 \end{pmatrix}$$

となる。これは Vandermonde 行列であるので、逆行列が直ちに

$$\begin{pmatrix} \tilde{X}_1^{\alpha\beta} \\ \tilde{X}_2^{\alpha\beta} \\ \tilde{X}_3^{\alpha\beta} \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta \tilde{E}_{21} \Delta \tilde{E}_{31} \Delta \tilde{E}_{32}} \begin{pmatrix} \tilde{E}_3 \tilde{E}_2 \Delta \tilde{E}_{32} & -(\tilde{E}_3 + \tilde{E}_2) \Delta \tilde{E}_{32} & \Delta \tilde{E}_{32} \\ \tilde{E}_3 \tilde{E}_1 \Delta \tilde{E}_{31} & -(\tilde{E}_3 + \tilde{E}_1) \Delta \tilde{E}_{31} & \Delta \tilde{E}_{31} \\ \tilde{E}_2 \tilde{E}_1 \Delta \tilde{E}_{21} & -(\tilde{E}_2 + \tilde{E}_1) \Delta \tilde{E}_{21} & \Delta \tilde{E}_{21} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta_{\alpha\beta} \\ [UEU^\dagger + A]_{\alpha\beta} \\ [UEU^\dagger + A]_{\alpha\beta}^2 \end{pmatrix}$$

と求まる。

¹この問題を最初に解いたのは V. Barger だが^[55]、Z. Xing によると"apparent printing error"があるようだ^[54]。

C.2.2 2世代近似

厳密解はあまりに複雑で物理的描像が掴みにくいので、簡単な近似解を考えよう。以下は A. Ioannisian と S. Pokorski による説明^[57]を参照している。

フレーバー固有状態による基底での時間発展は

$$i \frac{d}{dt} \nu_l = H' \nu_l$$

である。ここで次のような変形を考える。

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} U_{23} U_{13} U_{13}^\dagger U_{23}^\dagger \nu_l &= H' U_{23} U_{13} U_{13}^\dagger U_{23}^\dagger \nu_l \\ i \frac{d}{dt} \nu_{l'} &= U_{13}^\dagger U_{23}^\dagger H' U_{23} U_{13} \nu_{l'} \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} U &:= U_{23} U_{13} U_{12} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ & 1 \\ -s_{13} e^{i\delta_{CP}} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \\ & & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\nu_{l'} := U_{13}^\dagger U_{23}^\dagger \nu_l$$

ここで、

$$\begin{aligned} U_{13}^\dagger U_{23}^\dagger H' U_{23} U_{13} &= U_{13}^\dagger U_{23}^\dagger (U E U^\dagger + A) U_{23} U_{13} \\ &= U_{12} E U_{12}^\dagger + U_{13}^\dagger A U_{13} \\ &= \begin{pmatrix} s_{12}^2 \Delta E_{21} + a c_{13}^2 & s_{12} c_{12} \Delta E_{21} & a s_{13} c_{13} e^{-i\delta} \\ s_{12} c_{12} \Delta E_{21} & s_{12}^2 \Delta E_{21} & 0 \\ a s_{13} c_{13} e^{i\delta} & 0 & \Delta E_{31} + a^2 s_{13}^2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$s_{13} \ll 1$ より第3成分の方程式を分離する近似を考えると

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_{e'} \\ \nu_{\mu'} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} s_{12}^2 \Delta E_{21} + a c_{13}^2 & s_{12} c_{12} \Delta E_{21} \\ s_{12} c_{12} \Delta E_{21} & s_{12}^2 \Delta E_{21} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{e'} \\ \nu_{\mu'} \end{pmatrix} \\ i \frac{d}{dt} \nu_{\tau'} &= \Delta m_{31}^2 \nu_{\tau'} \end{aligned}$$

となる。第3成分を独立に解くと

$$\nu_{\tau'}(t) = e^{-i\Delta m_{31}^2 t} \nu_{\tau'}(0)$$

である。遷移振幅 A は

$$\begin{aligned} A(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= \langle \nu_{l''} | U_{23} U_{13} | \nu_{l'}(t) \rangle \\ &= \sum_{l'=e', \mu'} \sum_{l''=e', \mu'} U_{l''e}^\dagger U_{e'l'} \langle \nu_{l''} | \nu_{l'}(t) \rangle + U_{\tau'e}^\dagger U_{e'\tau'} e^{-i\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}} \end{aligned}$$

振動確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = c_{13}^4 |\langle \nu_{e'} | \nu_{e'}(t) \rangle|^2 + 2c_{13}^2 s_{13}^2 \Re \left(\langle \nu_{e'} | \nu_{e'}(t) \rangle e^{i \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}} \right) + s_{13}^4$$

$$\approx c_{13}^4 |\langle \nu_{e'} | \nu_{e'}(t) \rangle|^2$$

となり、2世代間の振動に帰着する。ここで、単位行列は全体の位相成分となって物理的に意味がないことから、方程式の右辺に $-\frac{1}{2}(\Delta E_{21} + ac_{13}) 1_{2 \times 2}$ を足すと

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_{12} \Delta E_{21} + ac_{13}^2 & \sin 2\theta_{12} \Delta E_{21} \\ \sin 2\theta_{12} \Delta E_{21} & \cos 2\theta_{12} \Delta E_{21} - ac_{13}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_{12} \Delta m_{21} + a' & \sin 2\theta_{12} \Delta m_{21} \\ \sin 2\theta_{12} \Delta m_{21} & \cos 2\theta_{12} \Delta m_{21} - a' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \end{pmatrix}$$

と変形できる。ただし、

$$a' := 2Ec_{13}^2 a$$

とした。この行列を対角化すれば良い。実対称行列は直交行列

$$U_{\odot}^t = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\odot} & -\sin \theta_{\odot} \\ \sin \theta_{\odot} & \cos \theta_{\odot} \end{pmatrix}$$

によって対角化される。非対角成分が0であるという条件から

$$\tan 2\theta_{\odot} = \frac{\tan 2\theta_{12}}{1 - \frac{a'}{\cos 2\theta_{12} \Delta m_{21}^2}}$$

と求まる。ここで

$$\frac{a'}{\cos 2\theta_{12} \Delta m_{21}^2} = 1$$

の時、 θ_{12} の値に拘らず最大混合 $\theta_{\odot} = \frac{\pi}{4}$ が生じる。これを MSW 共鳴と呼ぶ。

永年方程式を解けば、固有値は

$$\Delta \tilde{E} = \pm \frac{1}{4E} \sqrt{(a' - \cos 2\theta_{12} \Delta m_{21})^2 + (\sin 2\theta_{12} \Delta m_{21}^2)^2}$$

と分かる。この Hamiltonian の固有ベクトルを $\nu_{i'}$ とすると、

$$\nu_{i'} = U_{\odot} \nu_i$$

とかける。振動確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx |\langle \nu_{e'} | \nu_{e'}(t) \rangle|^2$$

$$= \left| \left(\sum_{i'=1,2} \langle \nu_{i'} | U_{\odot e' i'} \right) \left(\sum_{j'=1,2} U_{\odot e' j'} | \nu_{j'} \rangle \right) \right|^2$$

$$= c_{\odot}^4 + s_{\odot}^4 + 2s_{\odot}^2 c_{\odot}^2 \cos(E_1 - E_2)t$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta_{\odot} \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2}$$

となる。

C.3 ポテンシャルが時間に依存する場合

C.3.1 断熱近似

太陽内部の電子密度は一定ではなく、ニュートリノの運動にともなって時間変化する。この時、 θ_\odot も時間依存性を持つ。従って、静的な場合と同様に対角化しようとする

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(U_\odot \nu_{i'}) &= HU_\odot \nu_{i'} \\ U_\odot \frac{d}{dt} \nu_{i'} + \frac{dU_\odot}{dt} \nu_{i'} &= HU_\odot \nu_{i'} \\ \frac{d}{dt} \nu_{i'} &= \left(U_\odot^\dagger H U_\odot + U_\odot^\dagger \frac{dU_\odot}{dt} \right) \nu_{i'}\end{aligned}$$

となり、ここで

$$U_\odot^\dagger \frac{dU_\odot}{dt} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{d\theta_\odot}{dt} \\ -\frac{d\theta_\odot}{dt} & 0 \end{pmatrix}$$

により非対角項が生じる。この非対角項が十分小さく、無視できる場合は静的なポテンシャルの場合と同様に解くことができる。その条件を求めるために、 $\frac{d\theta_\odot}{dt}$ の表式を考えよう。恒等式として

$$\frac{d}{dt} \tan 2\theta_\odot = \frac{2 \frac{d\theta_\odot}{dt}}{\cos^2 2\theta_\odot}$$

また、 $\tan 2\theta_\odot$ の表式より

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \tan 2\theta_\odot &= \frac{\tan 2\theta_{12}}{\left(1 - \frac{a'}{\cos 2\theta_{12} \Delta m_{21}^2}\right)^2} \frac{da'}{dt} \\ &= \frac{\tan^2 2\theta_\odot}{\Delta m_{21}^2 \sin 2\theta_{12}} \frac{da'}{dt}\end{aligned}$$

以上2式より

$$\frac{d\theta_\odot}{dt} = \frac{\sin^2 2\theta_\odot}{2\Delta m_{21}^2 \sin 2\theta_{12}} \frac{da'}{dt}$$

これが対角成分より十分小さければ良いので、

$$\frac{d\theta_\odot}{dt} \ll \Delta \tilde{E}$$

両辺が最も接近するのは MSW 共鳴点であるから

$$\begin{aligned}\frac{E c_{13}^2 \frac{da}{dt}}{\Delta m_{21}^2 \sin 2\theta_{12}} &\ll \frac{\sin 2\theta_{12} \Delta m_{21}^2}{4E} \\ 1 &\ll \frac{\sin^2 2\theta_{12}}{\sqrt{2} G_F c_{13}^2 \frac{dn_e}{dt}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2E} \right)^2\end{aligned}$$

を満たすとき、非対角項を無視できる。この時、振動確率は

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_e; L) &= |\langle \nu_e | \nu_e(L) \rangle|^2 \\
&= \left| \left(\sum_{i'=1,2} \langle \nu_{i'}(0) | U_{\odot e' i'} \right) \left(\sum_{j'=1,2} U_{\odot e' j'}(t) | \nu_{j'}(L) \rangle \right) \right|^2 \\
&= \left| \left(\sum_{i'=1,2} \langle \nu_{i'}(0) | U_{\odot e' i'}(0) \right) \left(\sum_{j'=1,2} U_{\odot e' j'}(t) | \nu_{j'}(0) \rangle \right) e^{-i \int_0^L dt \tilde{E}_{j'}} \right|^2 \\
&= c_{\odot}^2(0)c_{\odot}^2(t) + s_{\odot}^2(0)s_{\odot}^2(t) + 2s_{\odot}(0)s_{\odot}(t)c_{\odot}(0)c_{\odot}(t) \cos \left(\int_0^L dt \Delta \tilde{E} \right)
\end{aligned}$$

今、太陽ニュートリノの測定を考えているので $t = L$ (地球の測定点) では物質効果を無視できるとすると

$$\theta_{\odot}(L) = \theta_{12}$$

である。また、 L が十分大きいとすると \cos は激しく振動し、実験の位置分解能 ΔL で平均を取ることによって打ち消す。つまり

$$\frac{1}{2\Delta L} \int_{L-\Delta L}^{L+\Delta L} dL e^{-i \int_0^L dt \Delta \tilde{E}} = 0$$

である。従って実験的に測定される振動確率 (の平均) は

$$\bar{P}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = c_{\odot}^2(0)c_{12}^2 + s_{\odot}^2(0)s_{12}^2$$

と計算される。

C.3.2 非断熱状態

断熱条件が成り立たない時、連立微分方程式を素朴に解くことになる。解は合流型超幾何関数で記述されるが^[58]、太陽の場合は断熱条件が成り立っているため、これ以上は踏み込まないことにする。

C.4 T2K 実験における物質効果

T2K 実験では、ニュートリノビームが地中を通過して SK に到達するため、その物質効果を受けることになる。太陽によるものと比較するとその影響は小さいが、例えば B.2 節に示した $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ の振動確率 $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)_{\text{vac}}$ への修正は

$$P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e) \approx P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)_{\text{vac}} - 2ac_{13}^2 s_{12}^2 s_{23}^2 (1 - 2s_{13}^2) \left(\frac{L}{E} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} - \frac{4}{\Delta m_{31}^2} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$$

という、項の追加で近似的に表せる。ただし、 L は基線長を表し、 a は地球の密度により定義されている。

この効果により振動パラメータの測定にはわずかに質量階層性の効果が現れる。図 1.5 に示した δ_{CP} 測定の結果に NH の場合と IH の場合の 2 種類が示されているのはそのためである。

補遺 D T2K 実験概観

D.1 ニュートリノビーム

D.1.1 ニュートリノビームの生成

ニュートリノビームの生成には図 D.1 に示すような三つの加速器を用いる。以下の説明は KEK 主催の「高エネルギー加速器セミナー OHO」の講義資料^{[59][60]}を参考としている。

まず負水素イオン H^- を線型加速器 LINAC によって 400 MeV まで加速する。ここから炭素薄膜によって電子を剥ぎ取った陽子 p をシンクロトロン RCS (Rapid Cycling Synchrotron) で 3 GeV まで加速する。RCS への入射にはビームを何度も重ねて強度を増す多重入射法と呼ばれる方法が取られる。負水素イオンを使うのは、図 D.2 に示すように磁場によって陽子と逆に曲がることを利用して周回ビームとの合流を行うためである。ビームを構成する空間的に局在した陽子の集合はバンチと呼ばれ、シンクロトロン上に同時に周回させるバンチの数をハーモニック数と呼ぶ。RCS のハーモニック数は 2 であり、十分な強度のビームが加速されたところで、リング内の 2 バンチ全てを 1 周の間に取り出す。リング内のビームを一周の間に全て取り出す方法を速い取り出しと呼ぶ。

取り出されたビームはシンクロトロン Main Ring(MR) に入射され 30 GeV まで加速される。MR のハーモニック数は 9 だが、電磁石の磁場の立ち上がり時間を考慮して 8 バンチを上限としている。つまり、RCS から 8 個のバンチが 4 回に分けて入射される。以上の図解を図 D.3 に示した。

MR からニュートリノビームラインへの取り出しは速い取り出しで行われる。この 8 バンチをスピルと呼び、スピルの間隔は 2.48 秒である。SK 方向にビームを向けるには 90° 近く曲げる必要があり、取り出されたビームは強力な超伝導磁石を含む一次ビームラインによって二次ビームラインに導かれる。二次ビームラインには炭素標的が設置されており、陽子ビームを照射することにより荷電 π 中間子 π^\pm が生成される。これらは 3 台の電磁ホーンが作る磁場によってある電

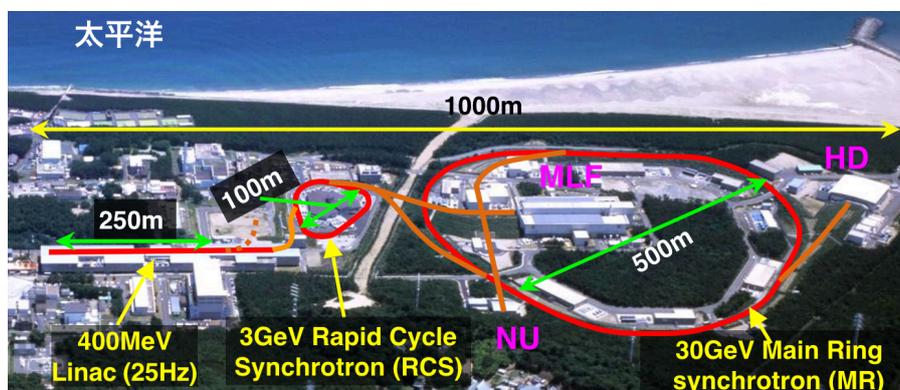


図 D.1: J-PARC 陽子加速器群とニュートリノビームラインの航空写真^[60]。

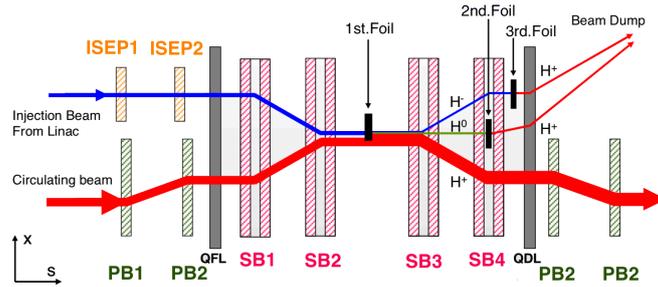


図 D.2: LINAC から RCS への入射と合流^[60]。負水素イオンが周回陽子と逆に曲がることを利用して合流させる。うまく電子を剥ぎ取れなかった成分は同様の原理で分離され、ビームダンプに送られる。

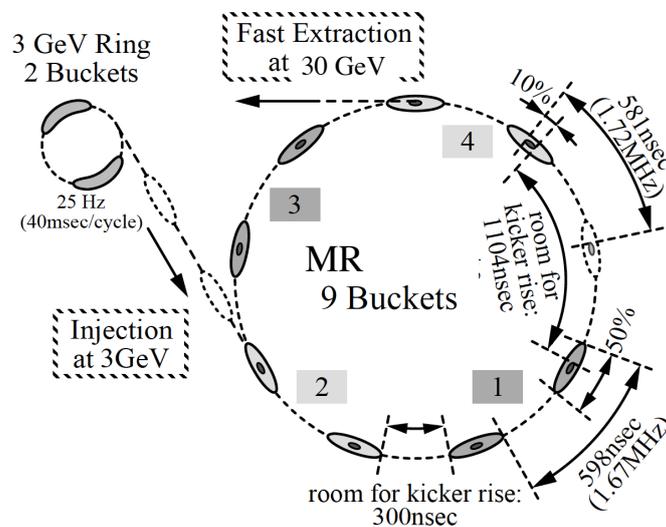
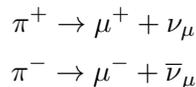


図 D.3: RCS と MR のバンチ構造^[59]。楕円が陽子の集合（バンチ）を表す。

荷を持つもののみが収束する。収束した π 中間子は 100 m ほどの空洞であるディケイボリウム内で崩壊し、



のようにミューオン μ とミューオンニュートリノ ν_μ が生成される。残ったハドロンはビームダンプと呼ばれるグラファイトの塊によって吸収される。ニュートリノビームラインの概念図を D.1.1 に示す。

ホーンの電流の向きを変えることで ν_μ ビームと $\bar{\nu}_\mu$ ビームを切り替えることができる。 π^+ を収束させ ν_μ ビームを生成するモードを Forward Horn Current (FHC) モード、 π^- を収束させ $\bar{\nu}_\mu$ ビームを生成するモードを Reversed Horn Current (RHC) モードと呼ぶ。

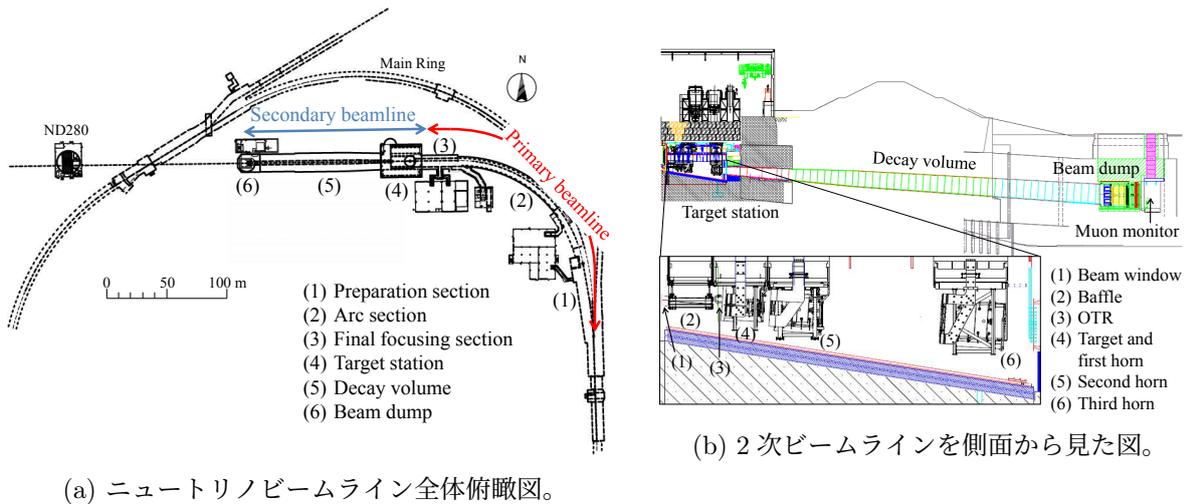


図 D.4: ニュートリノビームライン概観図 [61]。

D.1.2 Off-Axis 法

ニュートリノビームの中心軸に対する角度を off-axis 角と呼ぶ。T2K 実験では、ニュートリノビームが検出器に対して傾いており、SK の方向は off-axis 角 2.5° である。これは、ニュートリノビームの端になるほどエネルギースペクトルの分布が鋭くなるためである。異なる off-axis 角でのニュートリノビームのエネルギー分布を図 D.5 に示す。基線長は 295 km であるため、振動確率が最大となる 0.6 GeV が分布のピークになるようにこの off-axis 角が設定されている。このような、検出器をビーム中心からずらし、エネルギーのよく揃ったニュートリノビームを得る方法は off-axis 法と呼ばれ、T2K 実験が初めて導入したものである。後述の検出器との位置関係を図 D.6 に示した。

D.2 前置検出器群

この節では生成直後のニュートリノビームを測定する前置検出器群を説明する。これらによりビームのフラックスとニュートリノ反応断面積を精密に測定する。

D.2.1 INGRID

INGRID は図 D.7a に示すような、プラスチックシンチレータと鉄を層に並べた飛跡検出器を縦方向に 7 個 (vertical modules)、横方向に 7 個 (horizontal modules) 並べた十字型の検出器群である。図 D.7b に示すように各モジュールは棒状のプラスチックシンチレータを縦横の 2 層に並べたシンチレータ層と標的としての鉄板の層を交互に並べたサンドイッチ状の構造をしている。その周囲 6 面はプラスチックシンチレータに覆われており、検出器外部から飛来する粒子を識別する。この検出器はビーム中心と十字の構造の中心が一致するように設置されており、on-axis 検出器と呼ばれる。各モジュールのニュートリノ事象数からビームの方向を測定することができ、SK に対する方向を常に監視している。

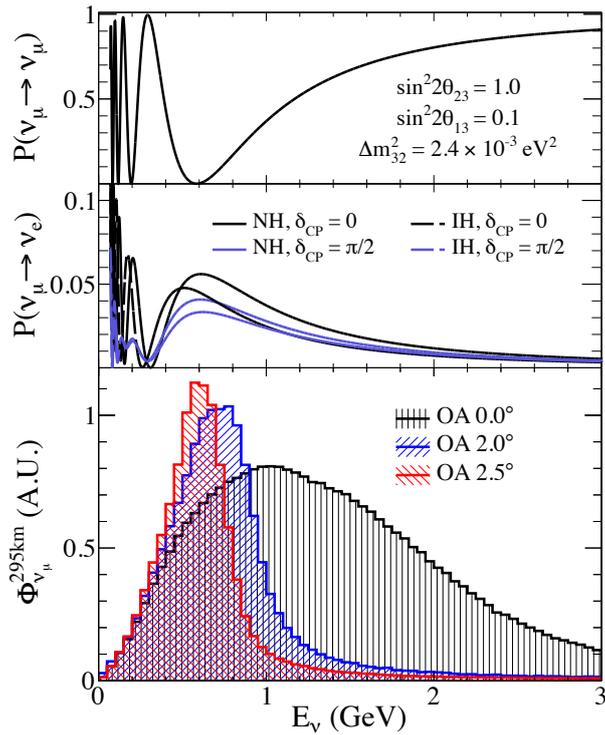


図 D.5: off-axis 角とビームのエネルギー分布の関係 [62]。

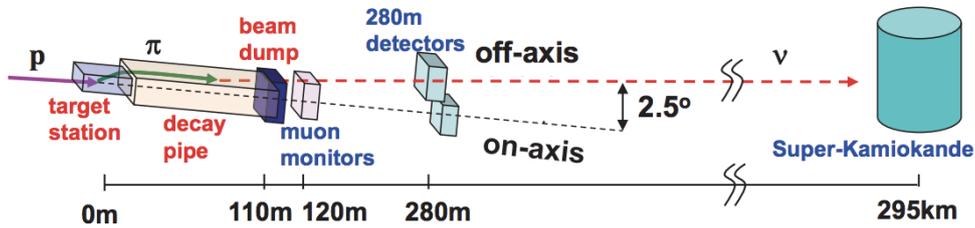


図 D.6: ビーム方向と検出器の配置 [63]。

D.2.2 ND280

SK 方向 (off-axis 角 2.5°) にビーム生成点から 280 m 離れた位置にある検出器群で off-axis 検出器と呼ばれる。図 D.8 に示す構造をしており、生成直後のニュートリノを精密に測定することを目的としている。ND280 は以下の構成物からなる。

Time Projection Chamber (TPC)

図 D.2.2 に示すようなガスを用いた飛跡検出器。入射した荷電粒子がガス分子の電子を反跳させるため、それを電場によってドリフト・増幅させて検出する。ビーム照射時刻と信号検出時刻からドリフト時間を算出し、粒子の飛跡を 3 次元的に再構成できる。検出器には磁場がかけられており。飛跡の曲率から運動量を測定できる。また、電離電子の数から単位長さあたりのエネルギー損失 $\frac{dE}{dx}$ を測定できる。検出器のガスには、電子のドリフト速度が速く、電離電子の拡散が少なく、不純物に対して安定な、 $\text{Ar} : \text{CF}_4 : \text{C}_4\text{H}_{10} = 95 : 3 : 2$ の混合ガスを用いている。アノード側、つまり電子の検出器には micromegas (micro mesh gascounter)

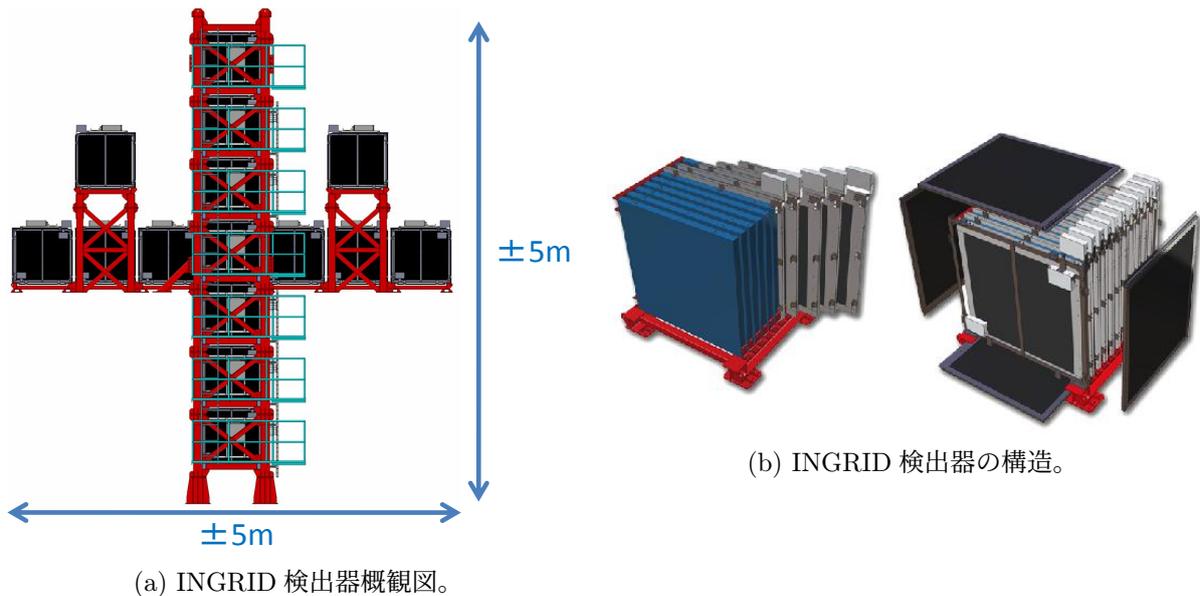


図 D.7: INGRID 検出器概観図 [64]。

と呼ばれる検出器が用いられている。アノード付近に設けられた細かいメッシュ構造によって $100\ \mu\text{m}$ の小さな領域に高電場を発生させ、そこでのみ電子増幅を起こすことで速い応答を実現している。増幅された電子は基板上に並べられた $9.65 \times 6.85\ \text{mm}$ の銅箔（パッド）によって検出され、2次元の位置を決定する。

Fine Grand Detector (FGD)

プラスチックシンチレータからなる標的兼飛跡検出器。棒状のシンチレータを縦横に並べることで、3次元の飛跡を再構成する。各プラスチックシンチレータには酸化チタンの反射剤が塗布されており、互いに光学的に独立になっている。また、中央に開けられた穴に挿入された波長変換ファイバーでシンチレーション光を取り出し、端面に取り付けてある半導体光検出器 MPPC で読み出す。光の収集効率を上げるため、もう一方の端面はアルミニウムを蒸着することにより鏡面に加工してある。

ND280 には、ビーム方向に三つの TPC と二つの FGD が交互に設置されており、下流側の FGD にはシンチレータ層の間に水の層がある。これは SK と同じ水標的の反応を測定するためである。

π_0 Detector (P0D)

ニュートリノ反応から生じる π_0 粒子の検出を目的とした検出器。図 D.10 に示すように水、プラスチックシンチレータと真鍮のサンドイッチ状の検出器を、鉛とプラスチックシンチレータのサンドイッチ状のカロリメータで挟んだ構造をしている。ニュートリノ反応の標的を SK と合わせるため、標的として水の層が設置されている。プラスチックシンチレータの層は三角柱を重ね合わせ、それを縦横の2層並べた構造をしている。三角柱の形状により、飛跡の位置をシンチレータの光量から精度よく測定できる。カロリメータは水標的領域以外から飛来した粒子を識別するのに用いられる。

Electromagnetic CALorimeter (ECAL)

プラスチックシンチレータと鉛のサンドイッチ状に並べた電磁カロリメータである。最下

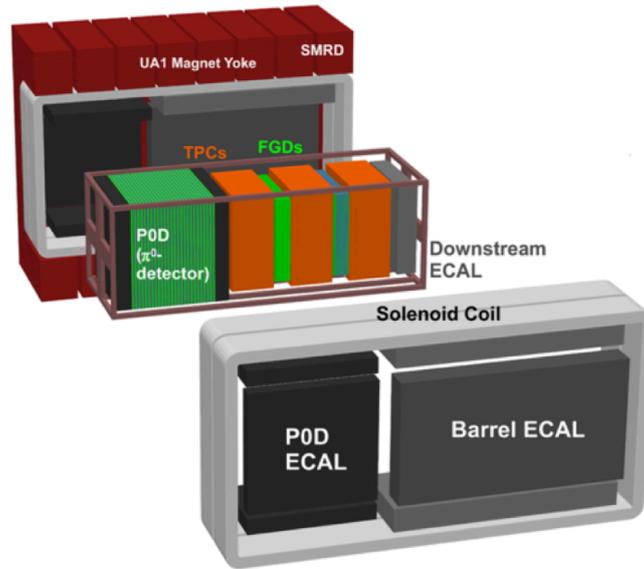


図 D.8: 現行の ND280。

流に設置された Downstream ECAL、P0D を覆う P0D ECAL、TPC と FGD を覆う Barrel ECAL から成る。ニュートリノ反応から生じる γ 線の電磁シャワーを検出することを主な目的としている。

ソレノイドコイル

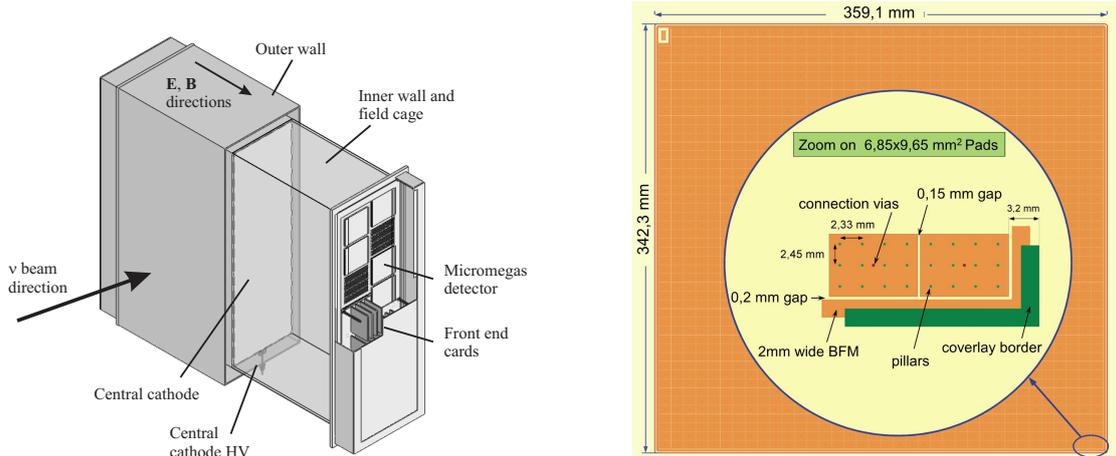
0.2 T の磁場を生成するソレノイドコイルと、外部に漏れる磁場を吸収するリターンヨーク（鉄）である。これは W ボソンと Z ボソンを発見した Underground Area 1 実験で使われていたものである。

Side Muon Range Detector (SMRD)

リターンヨークは図 D.11 に示すように 48 mm の鉄が 17 mm の間隔を開けて 16 枚並べた構造をしており、その間に挟んで設置されたミュオン識別用の検出器である。厚さ 7 mm のプラスチックシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーでシンチレーション光を読み出す。両端の信号の時間差を取ることで、粒子の通過位置を精度良く決定できる。

D.2.3 WAGASCI/Baby MIND

SK 方向とは異なる off-axis 角 (1.5°) に設置された飛跡検出器であり、その概観図を D.2.3 に示した。水と格子状のプラスチックシンチレータを組み合わせた標的兼飛跡検出器 WAGASCI (Water Grid And SCIntillator) と、その下流に設置された鉛とプラスチックシンチレータから成る帯磁したミュオン飛跡検出器 Baby MIND (Magnetized Iron Neutrino Detector) からなる。ND280 とは異なるエネルギーのニュートリノ、水標的を用いることでニュートリノ反応断面積に更なる制限を与えることが期待される。



(a) TPC の概観図。ビーム軸に対して左右対称の構造をしている。
 (b) アノード側の基板。パッドが敷き詰められた構造をしている。pillar とはメッシュ状の電極（マイクロメッシュ）を支える柱である。

図 D.9: TPC 検出器 [65]。

D.3 後置検出器：Super-Kamiokande

SuperKamiokande はビーム生成点から約 295 km の位置にある、振動後のニュートリノビームを観測する水 Cherenkov 検出器である。図 D.14 に示すように直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円柱状のタンクに 5 万 t の超純水が湛えられており、壁面には約 1 万 3 千本の光電子増倍管 (PMT) が設置されている。タンクは、外部から侵入する粒子を識別する外水槽と、ニュートリノ反応の標的として働く内水槽からなる。壁面付近は事象再構成の精度が悪くなるため、内水槽の壁面から 2 m 以上内側の 2 万 2 千 t の水が物理解析に用いられる領域であって、有効体積と呼ばれる。

ニュートリノ反応によって生じた荷電粒子のうち、軽いもの (電子、 μ 、 π^\pm) は水中で Cherenkov 光を発し、粒子が十分短い飛程で止まるとリング状の信号を残す (長く飛行したタンクを通り抜けた粒子は円状の信号を残す)。リングの各 PMT から同じ時間で到達できる点が Cherenkov 光の発生点である、という原理で粒子の位置を測定できる。ニュートリノ振動の測定には、反応したニュートリノのフレーバーを精度良く同定することが重要である。図 D.3 に示すように、 μ は水中を直進するため輪郭のはっきりとしたリングを残すのに対し、電子は電磁シャワーを伴うためぼやけたリングを残す。これを利用してリングの形状を尤度 (likelihood) によって解析し、 ν_e と ν_μ を分離する。中性子は水に含まれる陽子が中性子を捕獲して励起し、基底状態に落ちる際に合計 2.7 MeV の γ 線を放出する。この特徴的な γ 線を検出することで、荷電粒子ではないが中性子の検出が可能である。2020 年にはガドリニウム (GdSO_4) を水に溶解させる作業が行われた。Gd は陽子と同様に中性子を捕獲して γ 線を出す、捕獲の効率が高く、放出される γ 線のエネルギーが合計 8 MeV と高いため、中性子検出効率が大幅に向上すると期待される。

ν と $\bar{\nu}$ の CC 反応は終状態に生じる電荷の符号が異なるが、SK は磁場がかけられていないためこれを区別できない。 $\bar{\nu}$ の断面積は ν の $\frac{1}{3}$ であるため、特に RHC モードでは ν の混入が問題となっていた。Gd の導入によって、中性子の検出を以て $\bar{\nu}$ の同定が可能になると考えられている。

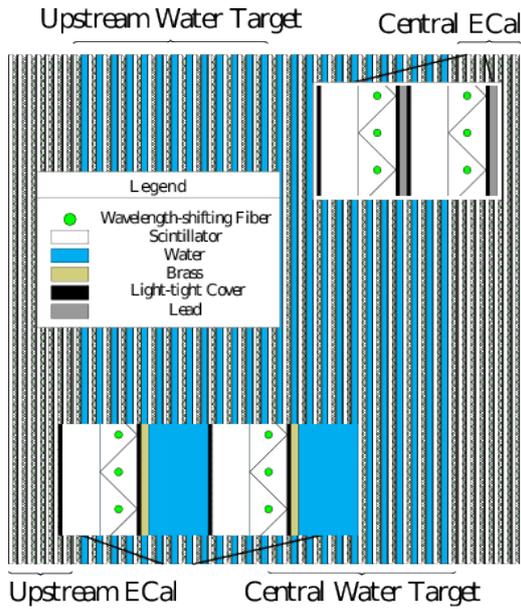


図 D.10: POD の断面図 [66]。

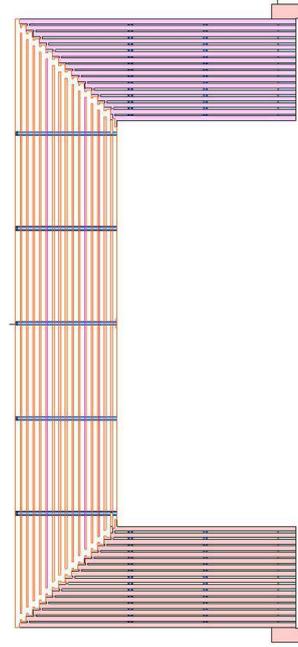


図 D.11: ソレノイドコイルを覆う鉄ヨークの断面図 [67]。

D.4 T2K phase II

D.4.1 T2K-I から T2K-II へ

T2K 実験の最初の目標は θ_{13} の精密測定であった (T2K-I)。現在では原子炉ニュートリノ実験などによって θ_{13} が精密に測定されている。T2K 実験の次の目標は最後のパラメータ δ_{CP} の測定である。T2K-I が蓄積したデータによって $\delta_{CP} \neq 0$ である兆候が 2σ で見られており、より精密な測定には更なるデータの蓄積と系統誤差の削減が必要である。ビームの増強と検出器の改善によって δ_{CP} の精密測定を目指す T2K-II が 2022 年に開始する予定になっている。

D.4.2 ビームアップグレード

現在は統計誤差が最も主要な誤差の要因であり、データ量を増やすことが重要である。そのためビームの強度を上昇させる計画が進行中である。現在の 515 kW、2.48 秒周期での運転を 2022 年に 750 kW、1.32 秒周期、最終的には 2028 年に 1.3 MW、1.16 秒周期まで増強する予定である [69]。

D.4.3 ND280 アップグレード計画

現在のパラメータの精度は統計誤差が制限しているが、ビームの増強、データ取得期間の増加、そして将来的にはより大型の後置検出器 Hyper-Kamiokande の導入によって系統誤差が支配的になると考えられている。そのため、パラメータの精密測定のためには系統誤差の削減も不可欠である。系統誤差の要因として、FGD で検出できない短い飛跡の粒子によるエネルギーの推定誤差、電子ニュートリノ反応断面積の不定性、ND280 と SK の検出効率の角度依存性の違いなどが挙げられる。これを解決するために、POD 検出器を取り外し、新検出器を導入する計画が進行している。

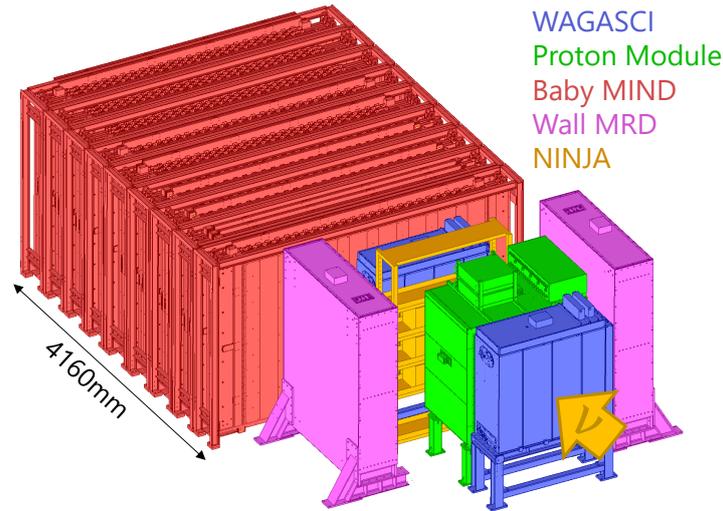


図 D.12: WAGASCI-BabyMIND 実験概観図 [43]。

T2K 実験が θ_{13} の精密測定を目指していた頃、 ν_e 出現事象の最も支配的な背景事象と考えられていたのは、ニュートリノ反応で生成される π_0 の崩壊から生じる γ 線である。この π_0 生成反応の量を推定するために用いられたのが、P0D 検出器である。実際は θ_{13} が CHOOZ の引いた上限値に近い値を取っており、この背景事象はあまり問題にはならなかった。現在、 θ_{13} は Daya Bay を始めとした原子炉ニュートリノ観測実験から精密に測定されており、 θ_{13} の精密測定を目的とした P0D 検出器の代わりに、 δ_{CP} の感度を向上させる新検出器を設置する。新検出器は、図 D.16 に示す標的兼飛跡検出器の SuperFGD、その上下に設置された飛跡検出器 High-Angle TPC、これらを囲う Time-Of-Flight 検出器からなる。

SuperFGD

小さな立方体状のプラスチックシンチレータを積層した直方体の標的兼飛跡検出器である。およそ 2 t の大質量でニュートリノ反応の標的として働き、等方的な構造は大角度の散乱を、細分性の高い構造は低運動量の粒子を検出可能にする。

High-Angle Time Projection Chamber (HA-TPC)

現行の TPC と同様の構造を持つ飛跡検出器であり、Super-FGD の上下に設置することで、大角度に散乱する粒子を検出することを目的としている。TPC からの主な改良点は二つある。一つはフィールドケージの壁を薄くすることで、有感領域を最大化している点である。もう一つは micromegas 検出器についてで、図 D.17 に示すようにパッドとメッシュの間に抵抗と絶縁体の層を設けることで、位置分解能と放電耐性の向上が期待される。

Time-Of-Flight (TOF)

上記の検出器を囲むように 6 面に設置される time-of-flight 検出器である。棒状のプラスチックシンチレータを並べて面を成しており、荷電粒子の通過時間を測定することにより、これまで難しかった飛跡の向きと同定を行う。これにより、検出器外部から飛来した粒子を識別することができる。

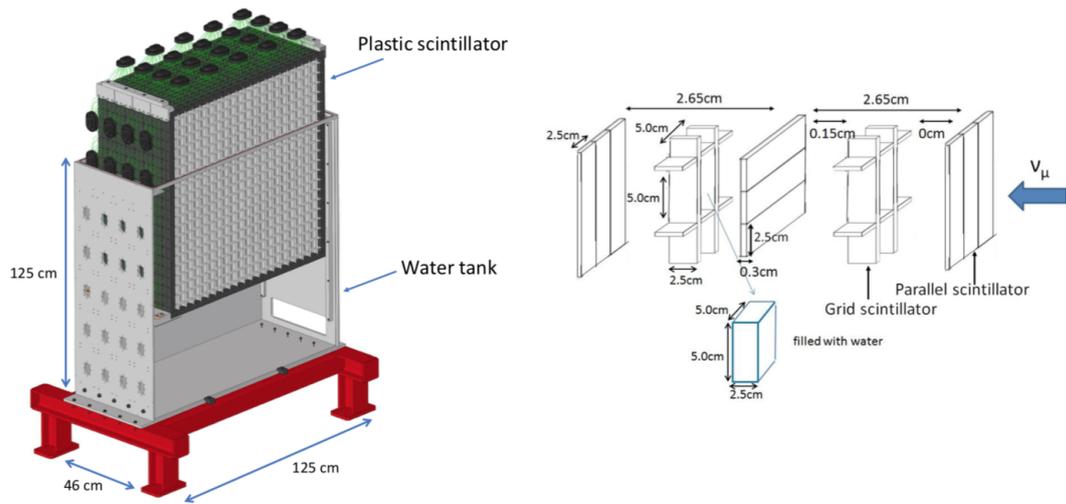


図 D.13: WAGASCI 検出器の構造 [43]。

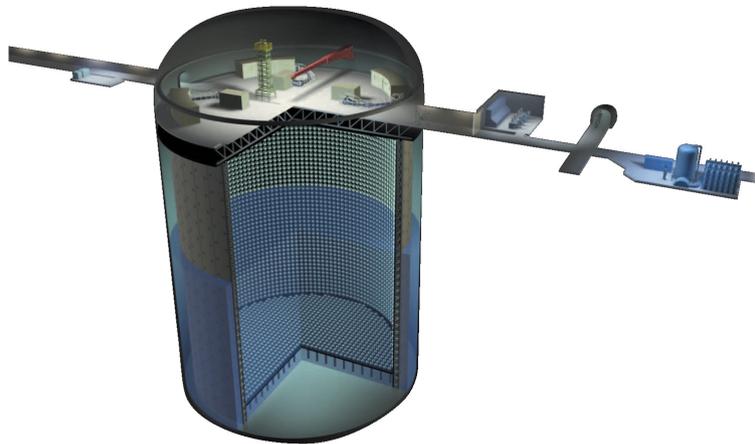


図 D.14: Super-Kamiokande 検出器概観図 [68]。

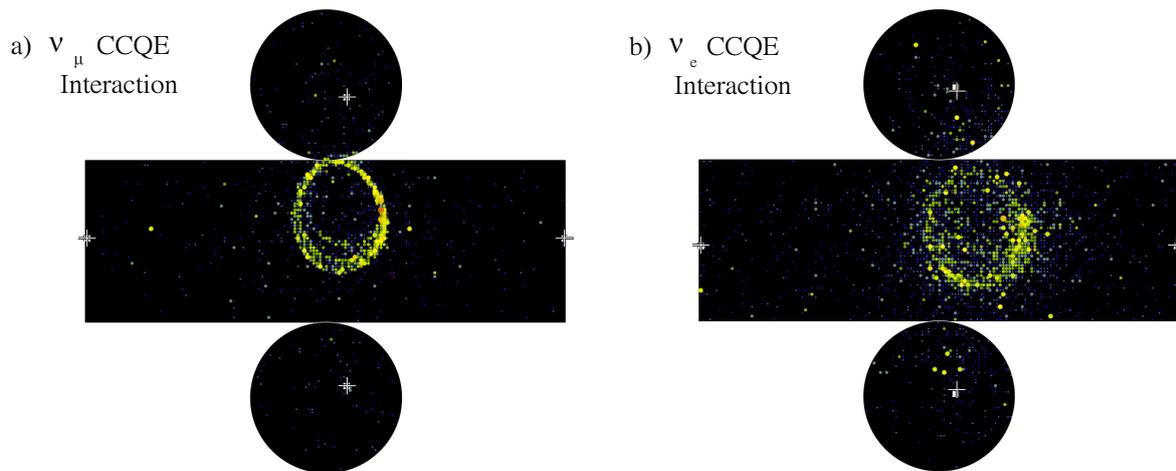


図 D.15: SK での ν_μ 事象と ν_e 事象のイベントディスプレイ [62]。左が μ によるリングで右が電子によるリングである。

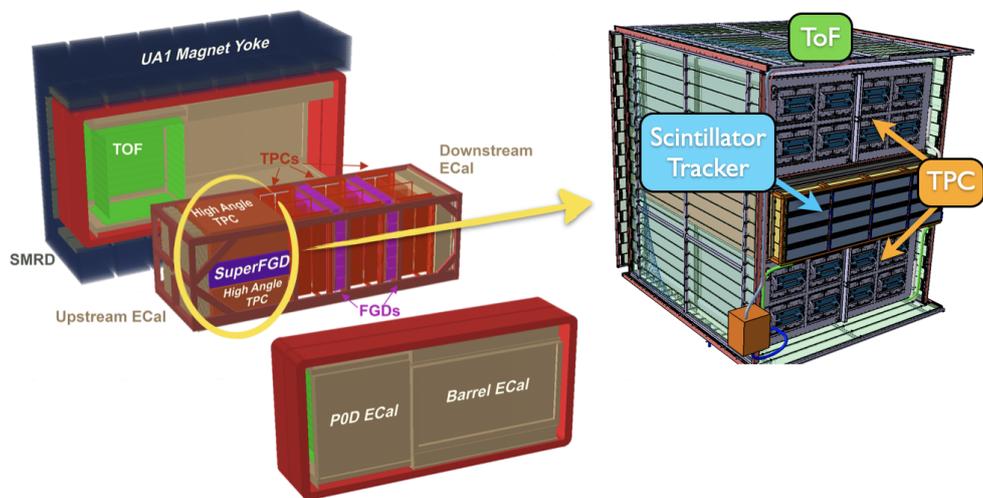


図 D.16: ND280 アップグレードの概念図 [70]。

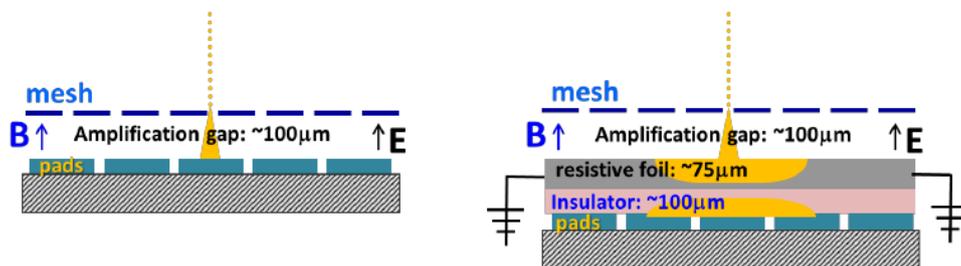


図 D.17: Micromegas の改良。電荷を分散させることで位置分解能を向上させる [37]。

補遺 E T2K 実験のエネルギー領域でのニュートリノ反応

E.1 ニュートリノ反応の素過程

T2K 実験で利用されるニュートリノビームは、295 km 先で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率が最大になるよう、600 MeV にピークを持つ。大雑把な理解として、原子核の束縛エネルギーが $\mathcal{O}(\text{MeV})$ 、クォークの閉じ込めが $\mathcal{O}(\text{GeV})$ であるから、このエネルギーのニュートリノは主に核子と反応するとみなせる。以下に、T2K のエネルギー領域で主に観測されるニュートリノ反応を列挙する。

荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi-Elastic scattering)

ニュートリノと核子の弾性 2 体散乱

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad (\text{FHC})$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (\text{RHC})$$

である。 l はレプトンを表す。粒子の種類が変わるため "準" 弾性散乱と呼ばれるが、運動学的には古典的な弾性散乱と同様に考えられる。従って、終状態の粒子から入射ニュートリノのエネルギー E_{ν_l} が

$$E_{\nu_l} = \frac{\frac{m_l^2}{2} m_N E_l}{E_l - m_N - p_l \cos \theta}$$

と求められる。ただし、 m_l, p_l, E_l, θ はそれぞれ荷電レプトンの質量、運動量、エネルギー、散乱角を、 m_N は核子の質量を表す。また、核子 N は静止した自由粒子を仮定し、陽子と中性子の質量は区別していない。T2K 実験では、この CCQE モードを SK でのニュートリノ反応の信号として採用している。

荷電カレント共鳴単一 π 中間子生成 (Charged Current RESonance 1π production)

これは終状態に荷電レプトンに加え、 Δ 粒子の共鳴状態から崩壊した陽子と π 中間子が現れる反応である。例えば FHC では

$$\nu_l + p \rightarrow l^- + \Delta^{++} \rightarrow l^- + p + \pi^+$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + \Delta^+ \rightarrow l^- + n + \pi^+$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + \Delta^+ \rightarrow l^- + p + \pi^0$$

などの反応がみられる。 π^0 の検出に失敗すると、CCQE と区別がつかなくなる。

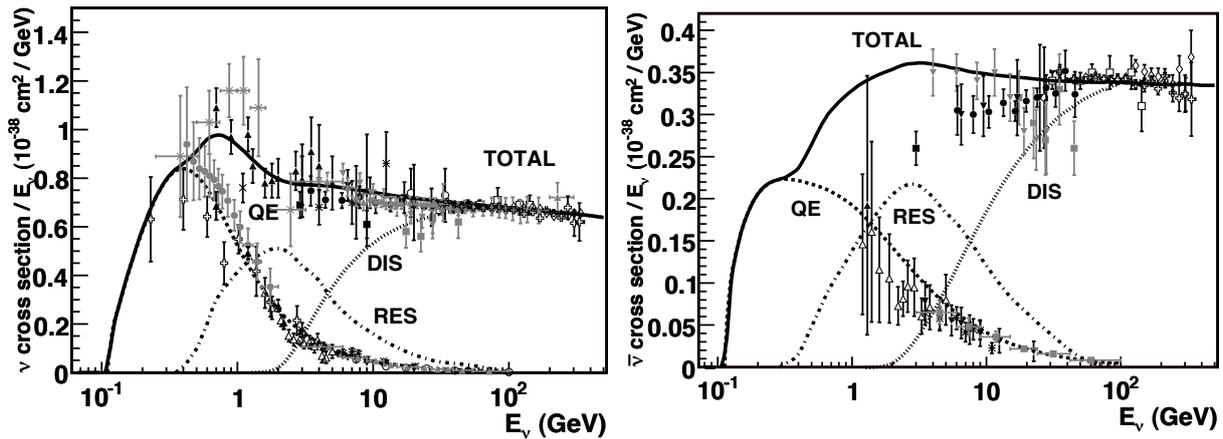


図 E.1: ニュートリノ反応の断面積のエネルギー依存性。左図が ν 、右図が $\bar{\nu}$ のものである。線がシミュレーション、点が測定の結果を表す。

荷電カレントコヒーレント π 中間子生成 (Charged Current Coherent π production)

これはニュートリノと原子核がコヒーレントに散乱する反応で、FHC では

$$\nu_l + A \rightarrow l^- + \pi^+ + A$$

である。終状態には荷電レプトンと核子に加えて π 中間子が生じる。

深非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering)

これはニュートリノとクォークの反応で、終状態に多数のハドロンやメソンを生じる。数 GeV の高いエネルギーで支配的になる反応であり、T2K 実験のエネルギー領域ではあまりみられない。また、多数の荷電粒子が生じるため他の反応との区別は容易である。

中性カレント散乱 (Neutral Charged scattering)

Z ボソンを介する弾性散乱である。この反応において、例えば共鳴 π 中間子生成

$$\nu_l + p \rightarrow \nu_l + \Delta^+ \rightarrow \nu_l + p + \pi^0$$

などの過程によって π^0 中間子が生成された時、ニュートリノ反応を同定するための荷電レプトンが存在しないため、この崩壊から生じる γ 線を電子だと誤認してしまうと ν_e のCCQE 反応候補イベントになってしまう。

これらの反応の断面積を図 E.1 に示す。T2K 実験のエネルギーのピークである 0.6 GeV では、CCQE 反応が主要な反応になる。

E.2 二次的な反応

終状態相互作用 (Final State Interaction)

上記の素過程で終状態に生じた粒子が、原子核内で相互作用する反応であり、T2K 実験では特に π 中間子について問題になる。弾性散乱を起こし 4 元運動量を変える、原子核内で吸収され終

状態に現れない、電荷を交換する、高エネルギーではさらに π 中間子を生成するなど影響は多岐に渡る。例えば $CC1\pi$ 反応で生じた荷電 π 中間子が原子核内で吸収された場合や、電荷を交換し π_0 中間子となり、崩壊した光子の検出に失敗すると、T2K 実験の信号である CCQE と区別できなくなってしまう。

2particle 2hole 過程 (2p-2h)

素過程の終状態に生じた核子が原子核内の別の核子と相互作用し原子核の外に弾き出すことで、最終的な終状態に核子が二つ観測される過程を 2particles 2holes 過程と呼ぶ。反応は

$$\nu_l + A \rightarrow l^- + p + N + A' \quad (\text{FHC}) \quad \bar{\nu}_l + A \rightarrow l^+ + n + N + A' \quad (\text{RHC})$$

の様に表せる。 A, A' は原子核を、 N は核子 (陽子または中性子) を表す。SK では核子を観測することができないため、CCQE と区別することができない。

補遺F LED-PCB 固定治具の設計

F.1 SuperFGD の外箱表面の寸法

このシステムで光源側に当たる表面には、ファイバーを通す直径 3 mm のスルーホールに加え、MPPC のキャリブレーションに用いられる LGP モジュールを取り付けるための M3 のねじ穴が設けられている。図 F.1 に LGP モジュールの寸法と SuperFGD 外箱の壁面のデザインを示す。このように、壁面に対しては上、中央、下の三つの位置に LGP 用のねじ穴があるため、これを利用して QC システムの光源を検出器に取り付けることを考えた。

F.2 治具の寸法

まず wall モジュールに対応する治具について考える。節で述べたモックアップの試験でも、wall モジュール用の穴が開けられている。図 F.1 左からもわかるように、鉛直方向には 8×8 のファイバーが 7 セット並んでおり、この構造が水平方向に続いている。この 3 箇所それぞれ 2 個ずつ空いている LGP モジュール用のネジ穴を利用して LED-PCB を取り付ける治具を考えた。この治具はネジで LED-PCB に固定し、SuperFGD とはスルーホールにピンを挿す様にして位置の決定を行い、固定は人の手で押さえつけることによって行う。SuperFGD の壁に対して固定する時は図に示すように 7 種類の取り付け方があり、それぞれに対応した位置に LGP 用のネジ穴に差し込むためのピンが存在する。

6.2 節の測定では木製の板に穴を開けスペーサを取り付けた試作の治具を用いた。これを図 F.3 に示す。LGP のネジ穴の位置に対応する二つの穴にスペーサを取り付けてスペーサのねじ部分をピンとして LGP 用のねじ穴にスルーホールかの様に差し込むことで、迅速な位置合わせを可能にする。

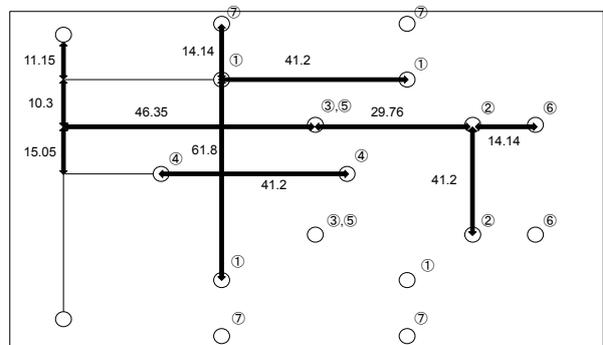


図 F.3: 左図が簡易的に作成した治具の写真、右図がその寸法。直径 3 mm の穴の右上の数字は何段目のファイバーセットを測定するために用いるかを表している。数字が割り振られていない穴は LED-PCB と接続するための直径 3.5 mm の穴である。1,7 段目は端のファイバーを測定する際に 180° 回転させるので 2×2 個の穴がある

参考文献

- [1] W. Pauli. Dear radioactive ladies and gentlemen. *Phys. Today*, 31N9:27, 1978.
- [2] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, 88:161–177, 1934.
- [3] C. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, 124 3212:103–4, 1956.
- [4] G. Danby, J. M. Gaillard, Konstantin A. Goulianos, L. M. Lederman, Nari B. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, 1962.
- [5] D. Decamp et al. Determination of the Number of Light Neutrino Species. *Phys. Lett. B*, 231:519–529, 1989.
- [6] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504:218–224, 2001.
- [7] B. Pontecorvo. Mesonium and anti-mesonium. *Sov. Phys. JETP*, 6:429, 1957.
- [8] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, 28:870–880, 1962.
- [9] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20:1205–1209, 1968.
- [10] B. T. Cleveland, Timothy Daily, Raymond Davis, Jr., James R. Distel, Kenneth Lande, C. K. Lee, Paul S. Wildenhain, and Jack Ullman. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [11] K. S. Hirata et al. Observation of B-8 Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 63:16, 1989.
- [12] A. I. Abazov et al. Search for neutrinos from sun using the reaction Ga-71 (electron-neutrino e^-) Ge-71. *Phys. Rev. Lett.*, 67:3332–3335, 1991.
- [13] P. Anselmann et al. Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso. *Phys. Lett. B*, 285:376–389, 1992.
- [14] K. S. Hirata et al. Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux. *Phys. Lett. B*, 205:416, 1988.

- [15] Y. Fukuda, Takashi Hayakawa, E. Ichihara, Kazuo Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, Shunsuke Kasuga, Katsuji Kobayashi, Y. Kobayashi, Y. Koshio, M. Miura, M. Nakahata, S. Nakayama, A. Okada, K. Okumura, Nobuyuki Sakurai, and A. Suzuki. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81, 08 1998.
- [16] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [17] P.A. Zyla et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020.
- [18] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station. *Eur. Phys. J. C*, 27:331–374, 2003.
- [19] K. Abe et al. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 107:041801, 2011.
- [20] F. P. An et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 108:171803, 2012.
- [21] M. Casolino and The Pamela collaboration. The pamela cosmic ray space observatory: Detector, objectives and first results, 2009.
- [22] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 5:32–35, 1967.
- [23] Frans R. Klinkhamer and N. S. Manton. A Saddle Point Solution in the Weinberg-Salam Theory. *Phys. Rev. D*, 30:2212, 1984.
- [24] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, and M. Shaposhnikov. The electroweak phase transition: a non-perturbative analysis. *Nuclear Physics B*, 466(1-2):189 – 258, Apr 1996.
- [25] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, S. Abdel Khalek, A.A. Abdelalim, O. Abdinov, R. Aben, B. Abi, M. Abolins, and et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):1 – 29, Sep 2012.
- [26] M. B. GAVELA, P. HERNÁNDEZ, J. ORLOFF, and O. PÈNE. Standard model cp-violation and baryon asymmetry. *Modern Physics Letters A*, 09(09):795 – 809, Mar 1994.
- [27] S. Pascoli, S. T. Petcov, and Antonio Riotto. Connecting low energy leptonic cp-violation to leptogenesis. *Physical Review D*, 75(8), Apr 2007.
- [28] T2K-experiment.org About T2K. <https://t2k-experiment.org/ja/about-t2k/>.
- [29] K. Abe et al. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. *Nature*, 580(7803):339–344, 2020. [Erratum: *Nature* 583, E16 (2020)].
- [30] Tsunayuki Matsubara. Application of mppc for t2k near detector upgrade. In *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)*, 2019.

- [31] C. H. Lally, G. J. Davies, W. G. Jones, and N. J. T. Smith. UV quantum efficiencies of organic fluors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 12 1995.
- [32] A. K. Dutta. Spectroscopic study of nonamphiphilic 2,2 ‘-p-phenylenebis(5-phenyloxazol) (popop) assembled in supramolecular langmuir – blodgett films. *The Journal of Physical Chemistry B*, 101(4):569–575, 1997.
- [33] P.-A. Amaudruz, M. Barbi, D. Bishop, N. Braam, D.G. Brook-Roberge, S. Giffin, S. Gomi, P. Gumplinger, K. Hamano, N.C. Hastings, and et al. The t2k fine-grained detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 696:1 – 31, Dec 2012.
- [34] <https://www.kuraray.co.jp>.
- [35] Y. Ajima et al. Tokai-to-Kamioka (T2K) Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Proposal.
- [36] <https://www.hamamatsu.com.jp/ja/index.html>.
- [37] K. Abe et al. T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report. CERN-SPSC-2019-001 (SPSC-TDR-006), 1 2019.
- [38] K. Abe, J. Adam, H. Aihara, T. Akiri, C. Andreopoulos, S. Aoki, A. Ariga, S. Assylbekov, D. Autiero, M. Barbi, and et al. Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the t2k experiment with 6.6×10^{20} protons on target. *Physical Review D*, 91(7), Apr 2015.
- [39] A Blondel, M Yokoyama, and M Zito. The T2K-ND280 upgrade proposal. Technical report, CERN, Geneva, Jan 2018. This proposal is the follow-up of the Expression of Interest EOI-15 submitted to SPSC in January 2017.
- [40] <http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/MPPC-Readout-Module>.
- [41] <https://root.cern>.
- [42] <https://www.weeroc.com/products/sipm-read-out/citiroc-1a>.
- [43] Kenji Yasutome. First physics run of the WAGASCI-BabyMIND detector with full setup. *PoS, NuFact2019:119*, 2020.
- [44] <https://www.analog.com/jp/design-center%20/design-tools-and-calculators/lts Spice-simulator.html>.
- [45] Evgeny Akhmedov. Quantum mechanics aspects and subtleties of neutrino oscillations. In *International Conference on History of the Neutrino: 1930-2018*, 1 2019.
- [46] Evgeny Kh. Akhmedov and Alexei Yu. Smirnov. Paradoxes of neutrino oscillations. *Phys. Atom. Nucl.*, 72:1363–1381, 2009.

- [47] Carlo Giunti and Chung W. Kim. Quantum mechanics of neutrino oscillations. *Found. Phys. Lett.*, 14(3):213–229, 2001.
- [48] C. Giunti and C. W. Kim. Coherence of neutrino oscillations in the wave packet approach. *Phys. Rev. D*, 58:017301, 1998.
- [49] C. Giunti. Neutrino wave packets in quantum field theory. *JHEP*, 11:017, 2002.
- [50] Mikael Beuthe. Oscillations of neutrinos and mesons in quantum field theory. *Phys. Rept.*, 375:105–218, 2003.
- [51] C. W. Kim. Neutrino physics: Fundamentals of neutrino oscillations. *J. Korean Phys. Soc.*, 29:157, 1996.
- [52] L. Wolfenstein. Neutrino Oscillations in Matter. *Phys. Rev. D*, 17:2369–2374, 1978.
- [53] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov. Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42:913–917, 1985.
- [54] Zhi-zhong Xing. New formulation of matter effects on neutrino mixing and CP violation. *Phys. Lett. B*, 487:327–333, 2000.
- [55] Vernon D. Barger, K. Whisnant, S. Pakvasa, and R. J. N. Phillips. Matter Effects on Three-Neutrino Oscillations. *Phys. Rev. D*, 22:2718, 1980.
- [56] Keiichi Kimura, Akira Takamura, and Hidekazu Yokomakura. Exact formulas and simple CP dependence of neutrino oscillation probabilities in matter with constant density. *Phys. Rev. D*, 66:073005, 2002.
- [57] Ara Ioannisian and Stefan Pokorski. Three Neutrino Oscillations in Matter. *Phys. Lett. B*, 782:641–645, 2018.
- [58] Tzee-Ke Kuo and James T. Pantaleone. Nonadiabatic Neutrino Oscillations in Matter. *Phys. Rev. D*, 39:1930, 1989.
- [59] T. Koseki. J-PARC 加速器の概要: イントロダクション. 高エネルギー加速器セミナー OHO 2010.
- [60] F. Naito. J-PARC 加速器の概要. 高エネルギー加速器セミナー OHO 2018.
- [61] K. Abe et al. The T2K Experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 659:106–135, 2011.
- [62] K. Abe et al. Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam. *Phys. Rev. D*, 88(3):032002, 2013.
- [63] Claudio Giganti. Latest results from T2K and T2K Phase II. In *Prospects in Neutrino Physics*, pages 61–69, 3 2018.
- [64] "K. Abe and others". Measurements of the t2k neutrino beam properties using the ingrid on-axis near detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 694:211–223, 2012.

- [65] N. Abgrall et al. Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 637:25–46, 2011.
- [66] S. Assylbekov et al. The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 686:48–63, 2012.
- [67] S. Aoki et al. The T2K Side Muon Range Detector (SMRD). *Nucl. Instrum. Meth. A*, 698:135–146, 2013.
- [68] T. Kajita, E. Kearns, and M. Shiozawa. Establishing atmospheric neutrino oscillations with super-kamiokande. *Nuclear Physics B*, 908:14–29, 2016.
- [69] Susumu Igarashi, Kenichirou Satou, Chihiro Ohmori, Yoshitugu Arakaki, Masashi Furusawa, Keigo Hara, Katsushi Hasegawa, Yoshinori Hashimoto, Yoichiro Hori, Hideaki Hotchi, Koji Ishii, Kotomi Kadowaki, Norihiko Kamikubota, Takuro Kimura, Aine Kobayashi, Tadashi Koseki, Chikashi Kubota, Yoshinori Kurimoto, Noriyuki Matsumoto, Kazuki Miura, Yuichi Morita, Shigeru Murasugi, Ryotaro Muto, Fujio Naito, Takeshi Nakamura, Kazuaki Niki, Masahiro Nomura, Kazuhito Ohmi, Masashi Okada, Katsuya Okamura, Takao Oogoe, Asato Orii, Kenichi Sato, Yoichi Sato, Yoshihiro Sato, Tatsunobu Shibata, Taihei Shimada, Masayuki Shimamoto, Tetsushi Shimogawa, Masashi Shirakata, Takuya Sugimoto, Yasuyuki Sugiyama, Jumpei Takano, Yoichi Takiyama, Fumihiko Tamura, Masaki Tejima, Masahito Tomizawa, Takeshi Toyama, Masahiko Uota, Shuei Yamada, Masanobu Yamamoto, Noboru Yamamoto, Eiichi Yanaoka, and Masahito Yoshii. Accelerator design for 1.3-MW beam power operation of the J-PARC Main Ring. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2021(3), 02 2021.
- [70] Davide Sgalaberna. The T2K ND280 Upgrade. In *Proceedings of 40th International Conference on High Energy physics — PoS(ICHEP2020)*, volume 390, page 175, 2021.