

修士論文

原子核乾板を用いたニュートリノ反応精密測定のため
の新型シンチレーショントラッカーの開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

大谷 尚輝

2025年2月25日



概要

この宇宙における物質と反物質の非対称性は物理学の重要な未解決問題の1つである。この問題を解決する有力な候補がレプトンでの CP 対称性の破れであり、ニュートリノ振動におけるニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いを測定することで精査できる。T2K 実験は J-PARC 加速器で生成したニュートリノビームを 295 km 離れたスーパーカミオカンデで検出するニュートリノ振動実験であり、現在 90% の有意度で CP 対称性の破れを示唆している。現在、T2K 実験における系統誤差の主な要因となっているのがニュートリノと原子核の反応モデルの不定性である。特に、主な信号モードである CCQE 反応 ($\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$) のバックグラウンドとなる 2p2h 反応 ($\nu_\mu + n + p \rightarrow \mu^- + p + p$) の理論モデルの不定性が問題となっている。2p2h 反応では終状態に 2 つの陽子が放出されるが、それらの陽子の運動量が低く飛跡が短いため、既存の検出器では位置分解能が不十分でほとんど検出できない。そのため、どのモデルが正しいか分かっていない。この問題を解決するために、J-PARC において、原子核乾板を用いたニュートリノ反応精密測定実験である NINJA 実験を行っている。原子核乾板はサブミクロンという非常に高い位置分解能を持つため、他実験では観測不可能な 200 MeV/c 程度の低運動量陽子も捉えることができる。

原子核乾板は優れた位置分解能を持つ一方で時間情報を持たず、実験中に生じた全ての飛跡が蓄積される。そのため、下流のミュオン検出器で検出されたミュオンの飛跡を原子核乾板と直接接続しようとする、原子核乾板内の飛跡の候補が多すぎてマッチングできず、原子核乾板に蓄積された飛跡の中でどれがニュートリノ反応によるものか分からない。そこで、優れた位置分解能と時間情報を持つシンチレーショントラッカーを間に設置して飛跡のマッチングを行う。

NINJA 実験では、これまで 2 回の物理ランを行ってきたが、統計量が少なく、今後統計量を増やすことが課題である。そこで本研究では、過去の 1 m × 1 m のトラッカーよりも大きな 1.3 m × 1.4 m の新型トラッカーを開発し、2025 年秋に開始予定の次回の物理ランで用いる標的物質の質量を約 1.8 倍に増やして、より多くの統計量でのデータ取得を可能にする。新型トラッカーは 1 枚の散乱体入りプラスチックシンチレータから成り、溝に埋められた複数の波長変換ファイバーと光検出器 MPPC によって、通過した荷電粒子により発生するシンチレーション光を検出する。散乱体入りのシンチレータを用いることでシンチレーション光を局在化させ、荷電粒子の通過位置に近いチャンネルほど検出光量が大きくなることを用いて位置再構成を行う。これにより、ファイバーの間隔 10 mm よりもはるかに高い精度で位置再構成が可能であり、チャンネル数を増やさずにトラッカーの大型化が可能になる。

要求位置分解能 4.6 mm を達成するためには、光量の確保とシンチレーション光の局在化が重要である。そこで、宇宙線を用いた測定とシミュレーションにより光量を十分に確保できる最適なデザインの決定とシンチレーション光の局在化のために最適な散乱体濃度の調査を行った。次に、1 粒子がヒットした場合の位置再構成方法を確立し、陽電子ビームと小型試作機を用いた性能評価により、要求位置分解能よりも良い精度で位置再構成が可能であることを確認した。最後に、2 粒子以上が同時にヒットした場合についての位置再構成手法を確立し、ニュートリノ反応シミュレーションを用いて要求値よりも良い位置分解能 1.2 mm で位置再構成が可能であることを示した。

2025 年秋からは、本研究で開発した新型トラッカーと原子核乾板を用いた大統計でのニュートリノ反応精密測定を行う。それにより、2p2h 反応モデルの不定性を削減することで T2K 実験における系統誤差を削減し、2027 年までに 3σ の有意度での CP 対称性の破れの実証を目指す。そして、2027 年に開始予定の HK 実験における 5σ の有意度での CP 対称性の破れの発見へと繋げる。

謝辞

本研究を遂行するにあたりご助力いただいた多くの皆様にこの場を借りて感謝申し上げます。

指導教員の中家剛教授には、このような検出器開発の機会をいただき、研究の進め方や考え方など様々なことを指導してくださりました。審査書類に関しても数多くの助言をいただきとても感謝しています。また、国際学会やスクール、研究会に参加するたくさんの機会をいただき、とても充実した研究生活を送ることができました。

副指導教員の木河達也助教には、研究の途中で詰まったり分からないことがあったりしたときに、いつも親身になって相談に乗ってくださり、多くのことを教えていただきました。木河さんのおかげで研究を着実に進めることができました。また、本論文を含め、多くの書類や発表資料を丁寧に添削してくださりました。

研究員のハン・スンホ氏には、着任直後からビームテストの準備を手伝っていただき、ビームテスト当日には主にリアルタイムでの取得したデータのチェックをしてくださりました。また、本研究で使用した NEUT のシミュレーションデータを作成していただきました。

東北大学先端量子ビーム科学研究センターの時安敦史助教をはじめとする関係者の方々にはビームテストにおいて大変お世話になりました。また、中家教授、木河助教、ハン氏、横浜国立大学の伊藤くん、鈴木くん、東北大学の駒場さんにはビームテストを朝から晩まで手伝っていただきました。ビームテスト直前であまり時間がない中、伊藤くんには EASIROC を動かすのを手伝っていただきました。ビームテストで取得予定のデータを全て取得できたのは皆様のご協力のおかげです。

NINJA コラボレーションの皆様にも感謝いたします。物理ラン B の準備や現像作業、普段のミーティングなどで大変お世話になりました。名古屋大学の福田努特任講師には、原子核乾板やその読み取り装置、飛跡再構成の仕組みなどを丁寧に教えていただけただけでなく、ミーティングのときなどに様々な助言をいただきました。また、名古屋大学の霞さんには新型トラックの要求位置分解能の見積りに使用した物理ラン A のシフターのデータを提供していただいただけでなく、物理ランにおける解析方法について丁寧に教えていただきました。

本論文には記載していませんが、京都大学化学研究所で電子ビームを用いたビームテストをさせていただいた際には、若杉昌徳教授、塚田暁准教授、技術職員の頓宮拓氏には大変お世話になりました。ビームテストで良いデータを取得できたのは皆様のご協力のおかげです。

東北大学の倉田くんには、RAYRAW の使い方を 2 日間かけて丁寧に教えていただき、感謝しています。また、神戸大学の青木茂樹教授、鈴木州助教には、以前に散乱体入りシンチレータを用いた検出器を製作された際の情報をご提供いただき、様々な助言をしていただきました。青木さんと鈴木さんのおかげで散乱体入りシンチレータの開発の見通しが立ちました。

本研究で使用した様々な物品の作製にご協力いただいた企業の皆様に感謝申し上げます。特に、クラレ株式会社の皆様には、散乱体入りシンチレータに関する多くの要望に応じていただき、本

研究で開発した新型トラックの中核を成す散乱体入りシンチレータを作製していただきました。

研究室秘書の関口さん、佐々木さん、都築さん、蘆田さんには、出張や物品購入時の事務手続きで大変お世話になりました。

研究室の先輩方には、研究で行き詰まったときに親身になって相談に乗ってくださりとても感謝しています。特に、恩田さんには、Geant4やKEKCCの使い方をはじめ、様々なことを教えていただきました。ビームテストの際には、ソフトウェアのインストール作業などで詰まったときの問題解決や梱包作業のサポートなど多岐にわたって助けていただき大変感謝しています。また、川上さんには、ソフトウェアのインストールで行き詰まったときに、時に夜遅くまで残って問題解決を手伝っていただきました。そして、本論文執筆時には多くの先輩方やスタッフの方から差し入れをしていただき、応援の言葉をいただきました。そのおかげで最後まで心が折れることなく本論文を書き上げることができました。また、研究室の同期である笠井くん、片岡くん、中川くん、埴村くん、星野くんとは雑談したり、一緒にご飯を食べに行ったりして、楽しく充実した研究生生活を送ることができました。

最後に、このように大学院で研究ができているのは支えてくれている家族のおかげです。心から感謝しています。

2025年2月25日 大谷尚輝

目次

第1章	ニュートリノ振動	1
1.1	素粒子標準模型におけるニュートリノ	1
1.2	真空中のニュートリノ振動	1
1.3	物質効果	4
1.4	ニュートリノ振動実験とその最新結果	4
1.5	ニュートリノ振動における未解決問題	6
第2章	T2K 実験	8
2.1	概要	8
2.2	ニュートリノビーム生成	8
2.2.1	J-PARC の加速器	8
2.2.2	Off-axis 法	9
2.2.3	MUMON	10
2.3	前置検出器	11
2.3.1	INGRID	11
2.3.2	ND280	11
2.3.3	WAGASCI-Baby MIND	12
2.4	後置検出器：スーパーカミオカンデ	13
2.5	T2K 実験の現状	14
2.6	T2K 実験における今後の課題	15
第3章	ニュートリノ反応	16
3.1	ニュートリノと原子核の反応	16
3.1.1	CCQE 反応	17
3.1.2	CCQE 以外の CC 反応	19
3.2	原子核の効果	20
3.2.1	原子核モデル	21
3.2.2	核子間相関	21
3.2.3	終状態相互作用	24
第4章	NINJA 実験	26
4.1	概要	26
4.1.1	物理目標	26
4.1.2	原子核乾板	27

4.1.3	これまでのNINJA実験と物理ラン	28
4.2	検出器	29
4.2.1	ECC	29
4.2.2	Baby MIND	32
4.2.3	エマルジョンシフター	33
4.2.4	シンチレーショントラッカー	35
第5章	新型トラッカーに対する要求性能および新型トラッカーのデザイン	36
5.1	新型トラッカーに要求される性能	36
5.1.1	位置分解能	36
5.1.2	大きさ	39
5.1.3	検出効率	40
5.2	新型トラッカーのデザインの概要と位置検出の原理	40
5.3	新型トラッカーの構成要素	42
5.3.1	散乱体入りプラスチックシンチレータ	42
5.3.2	波長変換ファイバー	43
5.3.3	MPPC	44
5.3.4	MPPC読み出しボード	48
5.4	新型トラッカー開発のための課題	48
第6章	光量確保およびシンチレーション光の局在化のための工夫	50
6.1	初期デザインの定義	50
6.2	光量の確保とシンチレーション光の局在化に対する要求値	50
6.3	光量確保のための工夫	51
6.3.1	概要	51
6.3.2	Geant4を用いたシミュレーション	55
6.3.3	実測	58
6.3.4	光量確保のための工夫のまとめ	64
6.4	シンチレーション光の局在化のための工夫	65
6.4.1	概要	65
6.4.2	測定方法	65
6.4.3	Geant4によるシミュレーションのセットアップ	66
6.4.4	散乱長の推定と光量の評価	66
6.5	章のまとめと新型トラッカーのデザインの決定	69
第7章	1粒子ヒットイベントの位置再構成方法	71
7.1	Geant4を用いたシミュレーションのセットアップ	71
7.2	1粒子ヒットイベントの位置再構成方法	72
7.3	1粒子ヒットイベントの位置再構成方法の評価	74
7.3.1	位置依存性	74
7.3.2	角度依存性	76

7.3.3	章のまとめ	77
第 8 章	陽電子ビームおよびトラッカー試作機を用いた新型トラッカーの性能評価	78
8.1	ビームテストの概要	78
8.1.1	目的	78
8.1.2	テストビームライン	79
8.1.3	検出器のセットアップ	80
8.1.4	トリガー・データ取得	82
8.1.5	測定項目	84
8.2	データの解析方法	84
8.2.1	MPPC のキャリブレーション	84
8.2.2	ホドスコープによる 1 粒子ヒットイベント選択と通過位置の特定	85
8.2.3	Geant4 を用いたシミュレーションにおけるパラメータのチューニング	85
8.2.4	位置再構成	88
8.3	結果	88
8.3.1	シンチレータの貼り合わせの効果	88
8.3.2	位置分解能の評価	91
8.4	章のまとめ	95
第 9 章	位置再構成方法の改良と多粒子ヒットイベントの位置再構成方法	96
9.1	本章における Geant4 によるシミュレーションのセットアップ	96
9.2	1 粒子ヒットイベントにおける位置再構成方法の改良	96
9.2.1	1 粒子ヒットイベントにおける改良後の位置再構成方法	96
9.2.2	位置再構成方法の評価	98
9.3	1 粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別	100
9.3.1	1 粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別方法	100
9.3.2	シミュレーションによる評価	101
9.4	2 粒子ヒットイベントの位置再構成	103
9.4.1	2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法	104
9.4.2	シミュレーションによる評価	106
9.5	章のまとめ	108
第 10 章	ニュートリノ反応シミュレーションを用いた新型トラッカーの性能評価	110
10.1	ニュートリノ反応シミュレーターを用いた新型トラッカーのシミュレーション	110
10.1.1	JNUBEAM によるニュートリノビームラインシミュレーション	110
10.1.2	NEUT によるニュートリノ反応シミュレーション	111
10.1.3	Geant4 による新型トラッカーの検出器シミュレーション	111
10.2	新型トラッカー実機における位置再構成方法	112
10.2.1	3 粒子ヒット以上も含めた多粒子ヒットイベントの再構成方法	113
10.2.2	1 粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別の閾値の決定	115
10.2.3	新型トラッカー実機における位置再構成方法のまとめ	117

10.3 ニュートリノ反応シミュレーションを用いた新型トラッカー実機の位置分解能の評価	117
10.4 章のまとめ	120
第 11 章 NINJA 実験物理ランで予想される物理結果	122
第 12 章 今後の展望	125
12.1 次回の物理ランの準備状況と計画	125
12.1.1 シンチレーショントラッカー	125
12.1.2 エマルジョンシフター	126
12.1.3 ECC	126
12.2 物理解析	127
12.3 レプトンでの CP 対称性の破れの発見に向けた今後の展望	128
第 13 章 結論	130
付 録 A 最尤推定法による位置再構成	132
A.1 最尤推定法による 1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法	132
A.2 シミュレーションによる評価	132
付 録 B 陽電子ビームテストの補足	136
B.1 MPPC の特性の測定方法	136
B.1.1 ダークカウントレート	136
B.1.2 クロストーク・アフターパルス確率	136
B.2 各セルにおける位置再構成結果	137
付 録 C 多粒子ヒットイベントにおける光量重心の算出方法	150
C.1 2 粒子ヒットイベント (第 9 章)	150
C.2 3 粒子ヒット以上も含めた多粒子ヒットイベント (第 10 章)	152
表目次	153
図目次	154
参考文献	159

第1章 ニュートリノ振動

本章では、本研究の背景となる物理現象であるニュートリノ振動について述べる。

1.1 素粒子標準模型におけるニュートリノ

ニュートリノは β 崩壊における電子のエネルギースペクトルが連続的であることを説明するために、1930年にW. Pauliによって提唱された粒子である^[1]。ニュートリノが初めて観測されたのは1956年であり、F. ReinesとC. L. Cowanが原子炉から放出された反電子ニュートリノの検出に成功した^[2]。その後、L. M. LedermanらのグループがAGS(Alternating Gradient Synchrotron)加速器を用いた実験で、 π 中間子の崩壊によって生じたミューニュートリノを検出した^[2]。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、軽いニュートリノの世代数が3であることが示された^[4]。3世代目であるタウニュートリノは、2000年にDONUT(Direct Observation of NeUtrino Tau)実験において、タウニュートリノの散乱から生じるタウ粒子を原子核乾板により観測することで確かめられた^[5]。

ニュートリノは素粒子標準模型に含まれる素粒子であり、電荷とカラー荷と持たないレプトンである。ニュートリノは、標準模型に含まれる3つの相互作用(電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用)のうち弱い相互作用しか作用せず、質量は0とされているが、次節以降で述べるニュートリノ振動の発見によりニュートリノに質量があることが明らかになり、標準模型に修正が必要なことが分かった。

1.2 真空中のニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、時間変化とともにニュートリノのフレーバーが変化するという物理現象であり、1962年に牧二郎、中川昌美、坂田昌一によって提唱された^[6]。ニュートリノ振動を説明するためには、ニュートリノが質量を持つことが必要条件になる。1998年にスーパーカミオカンデ実験によってニュートリノ振動の存在が確実になった^[7]ことは、ニュートリノの質量を0とする標準模型の修正を迫る非常に重要な発見となった。

まず、真空中でのニュートリノ振動を考える。ニュートリノの質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$), フレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) とすると、フレーバー固有状態は質量固有状態の混合状

態として次のように表される*1：

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ここで、 $U_{\alpha i}$ は PMNS(Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれる 3×3 のユニタリ行列である。反ニュートリノの場合は以下のように表される：

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} |\bar{\nu}_i\rangle \quad (1.2)$$

PMNS 行列は一般に 3 つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ および 1 つの複素位相角 δ_{CP} によって次のようにパラメータ化される：

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3) \end{aligned}$$

ここで、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ である。 $\delta_{\text{CP}} \neq 0, \pi$ の場合、(1.1), (1.2) より、ニュートリノと反ニュートリノとで混合に違いが生まれ、粒子と反粒子の対称性である CP 対称性の破れにつながる。そのため、 δ_{CP} は CP 位相角と呼ばれる。

質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の時刻 0 から時刻 t への時間発展は、平面波を仮定すると、エネルギー E_i 、運動量 \mathbf{p}_i を用いて次のように書ける：

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{x})} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

ここで、自然単位系を用いている (以後同様)。ニュートリノは相対論的粒子であるから、その質量が運動量の大きさに比べて十分小さいという近似 $|\mathbf{p}_i| \gg m_i$ を用いると、

$$E_i = \sqrt{|\mathbf{p}_i|^2 + m_i^2} \simeq |\mathbf{p}_i| + \frac{m_i^2}{2|\mathbf{p}_i|} \simeq |\mathbf{p}_i| + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.5)$$

となる。また、ニュートリノの速さはほぼ光速 c であるから、ニュートリノの飛行距離を L とすると、 $t \simeq L$ である。よって、質量固有状態が距離 L 飛行した後の状態は、

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.6)$$

と書ける。したがって、 $L = 0$ においてフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ であったニュート

*1 状態を $|\psi\rangle$ として波動関数を $\nu_\alpha \equiv \langle \nu_\alpha | \psi \rangle$, $\nu_i \equiv \langle \nu_i | \psi \rangle$ とすると、 $\nu_\alpha = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} \nu_i$ となる。

リノが、距離 L 飛行した後の状態は、

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(L)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(L)\rangle \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} |\nu_i\rangle \end{aligned} \quad (1.7)$$

となるから、 $L=0$ においてフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ であったニュートリノが、距離 L 飛行した後、フレーバー固有状態 $|\nu_\beta\rangle$ で観測される確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i,j} U_{\beta j} U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} \langle \nu_j | \nu_i \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j} e^{-i\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{2E}} \\ &= \sum_{i,j} \Omega_{ij}^{\alpha\beta} e^{-i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

となる。ここで、 $\Omega_{ij}^{\alpha\beta} \equiv U_{\beta i} U_{\alpha i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j}$ 、 $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ と定義した。さらに計算を進めると、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sum_{i=j} \Omega_{ij}^{\alpha\beta} + \sum_{i>j} \left(\Omega_{ij}^{\alpha\beta} e^{-i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}} + (\Omega_{ij}^{\alpha\beta})^* e^{i\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}} \right) \\ &= \sum_{i=j} \Omega_{ij}^{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Re} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \cos \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \\ &= \sum_{i=j} \Omega_{ij}^{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Re} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \left\{ 1 - 2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \right\} + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \\ &= \sum_{i=j} \Omega_{ij}^{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Re} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \left\{ 1 - 2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \right\} + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \\ &= \sum_{i,j} \Omega_{ij}^{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im} [\Omega_{ij}^{\alpha\beta}] \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。したがって、(1.9) の第 2, 3 項が消えない条件を考えると、ニュートリノ振動が生じるための必要十分条件は、ニュートリノが異なる質量固有値を持ち ($\Delta m_{ij}^2 \neq 0$)、かつフレーバー混合が存在する (PMNS 行列 U の非対角成分が 0 でない) ことである。反ニュートリノについての振

動確率 $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ については, (1.1), (1.2) から, PMNS 行列の複素共役を取ったものを考えればよく, (1.9) の第 3 項の符号が反転する.

1.3 物質効果

1.2 節では真空中でのニュートリノ振動を考えたが, 実際には, 物質中を運動するニュートリノは周囲の物質との弱い相互作用によりポテンシャル・エネルギーを得るため, ニュートリノ振動にも変化が生じる. この効果を物質効果と呼ぶ. この効果は 1978 年に L. Wolfenstein により定式化され^[8], 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, 仮に混合角が小さくてもニュートリノ振動の遷移確率を十分大きくすることが可能であることを示した^[9]. 物質効果は以上 3 人の名前の頭文字を取って MSW 効果と呼ばれることもある.

ニュートリノと物質の相互作用のうち, Z ボソンの交換により相互作用する中性カレント反応は全フレーバーに対して生じるので, ニュートリノ振動には効かない. 一方, W ボソンの交換により相互作用する荷電カレント反応は, 電子ニュートリノのみが物質中の電子と反応するため, それによるポテンシャル・エネルギー

$$V(x) = \sqrt{2}G_F N_e(x) \quad (1.10)$$

を付加的に獲得する. ここで, G_F はフェルミ結合定数, $N_e(x)$ は物質中の電子の数密度である.

1.4 ニュートリノ振動実験とその最新結果

1968 年, Homestake 実験は初めて太陽ニュートリノ ν_e を観測したが, 観測されたニュートリノの数が標準太陽模型の予言値の 1/3 しかなかった^[10]. その後, カミオカンデ実験や SAGE (Soviet-American Gallium Experiment), GALLEX (GALLium EXperiment) でも太陽ニュートリノの事象数が標準太陽模型の予言値よりも有意に小さいことが報告された^{[11][12][13]}. この問題は「太陽ニュートリノ問題」として長年の謎であった. その解決の鍵となったのがニュートリノ振動である.

ニュートリノ振動は, 1998 年に初めてスーパーカミオカンデによって観測された^[7]. スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノの天頂角分布を求めたところ, 特に地球の裏側から貫通してくる ($\cos\theta < 0$) ような ν_μ の事象数がニュートリノ振動がない時に予想される事象数より小さいことが分かり, これがニュートリノ振動によって説明できることが確認された (図 1.1).

2001 年には, SNO (Sudbury Neutrino Observatory) 実験の ν_e だけでなく 3 世代全てのニュートリノに感度をもつ重水を用いた太陽ニュートリノの測定により, 実際に $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ の遷移が起きていることが確かめられ, 太陽ニュートリノ問題は解決に至った^[14].

その後は, ニュートリノ振動パラメータの精密測定を行う段階に移行し, 現在でも多くの実験によって測定が行われている. それぞれのニュートリノ振動パラメータの測定方法は以下の通りである. また, 現在のニュートリノ振動パラメータの測定結果を表 1.1 に示す.

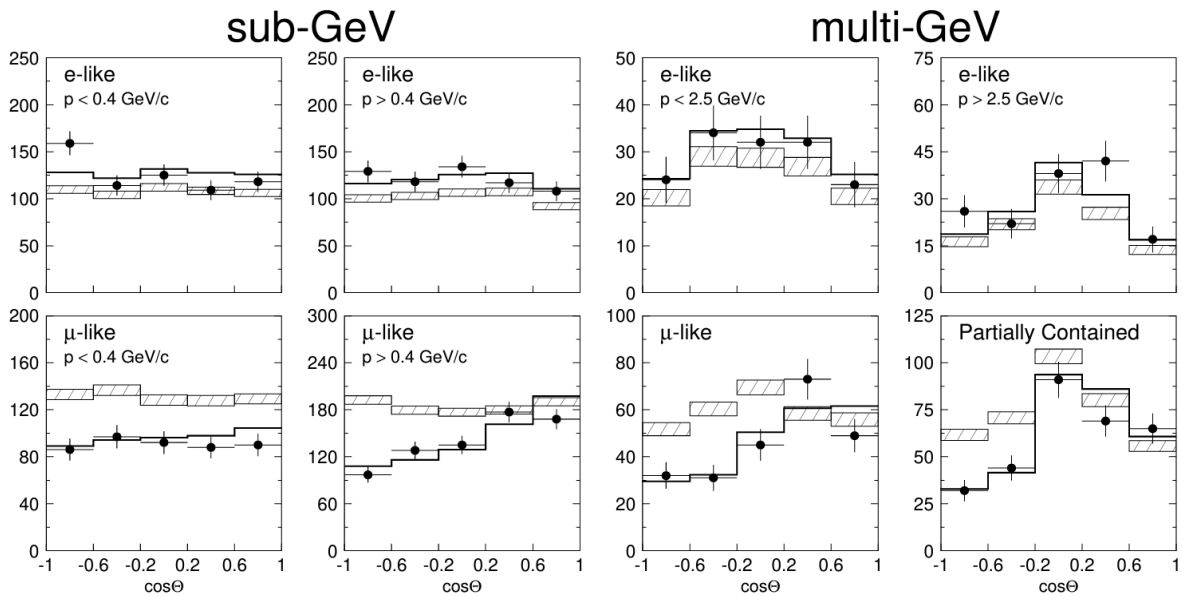


図 1.1: スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノの天頂角分布 [7]. 斜線部の領域はニュートリノ振動がない時の予想値を表し、黒線はニュートリノ振動を仮定した時のベストフィットを表している. ν_μ の事象数 (図中で“ μ -like”と記載) がニュートリノ振動を仮定しないときに比べて少ないことが分かる.

- $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$

スーパーカミオカンデ実験や SNO 実験による太陽ニュートリノや KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験の原子炉ニュートリノによる $\nu_e, \bar{\nu}_e$ の生存確率によって測定されている. $\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \geq 1, \frac{|\Delta m_{32}^2| L}{E} \gg 1$ を満たすとき*2, ν_e の生存確率は,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad (1.11)$$

となり ($P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ も同じ式), $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ が測定される. また, 太陽ニュートリノの物質効果によって, Δm_{21}^2 は符号も含めて測定されている.

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

スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ振動の実験や T2K (Tokai to Kamioka) 実験, NO ν A (NuMI Off-axis ν_e Appearance) 実験などの長基線加速器ニュートリノ振動実験によって $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ の消失事象から測定されている. $\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \ll 1, \frac{|\Delta m_{32}^2| L}{E} \geq 1$ を満たすとき*3, ν_μ の生存確率は, $\theta_{13} \approx 0$ として,

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (1.12)$$

*2 例えば, KamLAND 実験の原子炉ニュートリノ測定では, 基線 L が平均 180 km, エネルギー E が数 MeV であり, この条件を満たす.

*3 例えば, T2K 実験では, 基線 L が 295 km, エネルギー E が数百 MeV~1 GeV であり, この条件を満たす.

となり ($P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$ も同じ式), θ_{23} , $|\Delta m_{32}^2|$ が測定される.

- θ_{13}

T2K 実験や NO ν A 実験などの加速器ニュートリノ実験や Daya-Bay 実験などの原子炉ニュートリノ実験により精密に測定される. $\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \ll 1$, $\frac{|\Delta m_{31}^2| L}{E} \geq 1$ を満たすとき*4, $\bar{\nu}_e$ の生存確率は,

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \quad (1.13)$$

となり, θ_{13} が測定される. 現在, 最も精度良く測定されている.

- δ_{CP}

ν_μ から ν_e への振動確率と $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ への振動確率の差をとることによって,

$$\begin{aligned} & P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \\ &= 2 \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin \delta_{\text{CP}} \sin \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

となり, δ_{CP} の寄与する項のみを測定することができる. しかし, 実際には, ニュートリノと反ニュートリノでは物質効果に差があることにより CP 非対称性に似た紛らわしい効果が生じるため, 注意を要する.

表 1.1: 現在のニュートリノ振動パラメータの現在の測定値 [15]. 表中の値は best-fit $\pm 1\sigma$ (3σ range) である.

ニュートリノ振動パラメータ	順階層	逆階層
Δm_{21}^2 [$\times 10^{-5}$ eV 2]	$7.36_{-0.15}^{+0.16}$ (6.93 ~ 7.93)	$7.36_{-0.15}^{+0.16}$ (6.93 ~ 7.93)
Δm_{32}^2 [$\times 10^{-3}$ eV 2]	$2.448_{-0.031}^{+0.023}$ (2.367 ~ 2.521)	$-2.492_{-0.030}^{+0.025}$ (-2.578 ~ -2.413)
$\sin^2 \theta_{12}$ [10^{-1}]	$3.03_{-0.13}^{+0.13}$ (2.63 ~ 3.45)	$3.03_{-0.13}^{+0.13}$ (2.63 ~ 3.45)
$\sin^2 \theta_{23}$ [10^{-1}]	$4.55_{-0.15}^{+0.18}$ (4.16 ~ 5.99)	$5.69_{-0.21}^{+0.13}$ (4.17 ~ 6.06)
$\sin^2 \theta_{13}$ [10^{-2}]	$2.23_{-0.06}^{+0.07}$ (2.04 ~ 2.44)	$2.23_{-0.06}^{+0.06}$ (2.03 ~ 2.45)
δ_{CP}/π	$1.24_{-0.13}^{+0.18}$ (0.77 ~ 1.97)	$1.52_{-0.15}^{+0.14}$ (1.07 ~ 1.90)

1.5 ニュートリノ振動における未解決問題

現在, 未解決のまま残っているニュートリノ振動における問題として, 以下のようなものがある.

*4 例えば, Daya-Bay 実験では, 基線 L が 1.65 km, エネルギー E が数 MeV であり, この条件を満たす.

- ニュートリノの CP 対称性の破れ

$\delta_{CP} \neq 0, \pi$ であれば, PMNS 行列に複素成分が現れ, CP 対称性の破れにつながる. 現在, T2K 実験が 90% の有意度で $\delta_{CP} \neq 0, \pi$ であることを示唆している^[16] が, 未だ決定には至っていない.

ビッグバン宇宙論によると, 宇宙誕生時では粒子と反粒子が同数作られたと考えられているが, 現在の我々の宇宙にはほとんど粒子から構成される物質しか存在しない. この粒子と反粒子の非対称性を説明するには, Sakharov の 3 条件と呼ばれる (1) バリオン数の破れ, (2) C および CP 対称性の破れ, (3) 熱平衡の破れが必要である^[17]. このうち, (2) については, すでに測定されているクォークの CP 対称性の破れだけでは不十分だと考えられている. そこで, レプトンにおける CP 対称性の破れが注目されており, それはニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いを見ることによって調べられる. $\delta_{CP} \neq 0, \pi$ であることが確かめられれば粒子と反粒子の非対称性の謎を解決する手がかりとなるため, 精密な測定が求められている.

- 質量階層性問題

Δm_{32}^2 の絶対値は測定されているが, その正負は分かっていない. それは, ニュートリノ振動確率の支配的な項に $\sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right)$ の形で現れるからである. $m_1 < m_2$ は太陽ニュートリノの測定から分かっているため, Δm_{32}^2 の符号に応じて, $m_1 < m_2 < m_3$ となる順階層と $m_3 < m_1 < m_2$ となる逆階層の 2 通りの質量階層性が考えられている. Δm_{21}^2 と同様に, 物質効果を用いて Δm_{32}^2 の符号を調べることができる. 例えば, 地球の裏側から通過してく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, 太陽ニュートリノの場合と比べるとその効果は小さく, 測定が難しい. 現在の global fit の結果では, 2.5σ の有意度で順階層が prefer されているが^[18], まだ精度が不十分であり, 質量階層性の決定に未だ至っていない.

- θ_{23} のオクタント問題

表 1.1 から分かるように, 現在測定されている $\sin^2 \theta_{23}$ の値は, 最大混合 $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ と誤差の範囲内で無矛盾である. 最大混合の場合, レプトンの世代間において新たな対称性の存在が示唆されており^[19], $\sin^2 \theta_{23}$ の測定精度をさらに上げることで最大混合かどうかを調べる必要がある.

第 2 章 T2K 実験

本章では、T2K 実験の概要と検出器、現状と今後の計画について述べる。

2.1 概要

T2K (Tokai to Kamioka) 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で生成した ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) ビームを生成地点から 280 m 離れた前置検出器、および 295 km 離れた岐阜県神岡町にある後置検出器スーパーカミオカンデ (SK) で観測する長基線ニュートリノ振動実験である (図 2.1)^[20]. T2K 実験は現在、 ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) の消失事象^{*5}および ν_e ($\bar{\nu}_e$) の出現事象^{*6}から $|\Delta m_{32}^2|$, θ_{23} , θ_{13} , δ_{CP} を測定している。

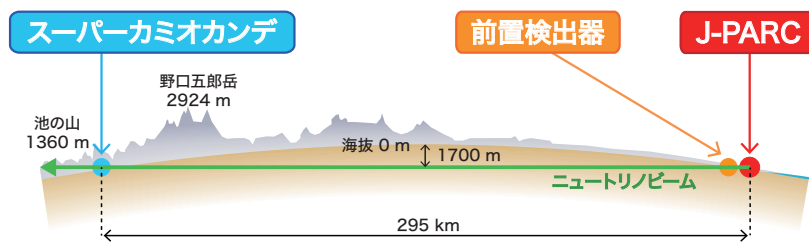


図 2.1: T2K 実験の概念図^[21]. 茨城県東海村にある J-PARC で生成したニュートリノビームを 295 km 離れた岐阜県神岡町にあるスーパーカミオカンデに向かって照射している。

2.2 ニュートリノビーム生成

2.2.1 J-PARC の加速器

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の加速器は、LINAC (LINear ACcelerator), RCS (Rapid Cycling Synchrotron), MR (Main Ring) の 3 台で構成されている (図 2.2).

まず、 H^- を LINAC によって 400 MeV まで加速し、その後、 H^- から電子を剥ぎ取ってできる陽子を RCS によって 3 GeV まで加速する。最後に MR で 30 GeV まで加速され、1.36 s ごとにスピルという単位で炭素標的に入射する。各スピルは $4.1 \mu s$ の時間幅を持ち、8 つのバンチから構成される。それぞれのバンチ幅は 58 ns であり、バンチの間隔は 580 ns である。

*5 ニュートリノ振動がない場合よりも ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) の事象数が減少する現象。

*6 ニュートリノ振動がない場合よりも ν_e ($\bar{\nu}_e$) の事象数が増加する現象。

炭素標的に入射した陽子は標的中で反応し、荷電 π 中間子が生成される。生成された π 中間子は電磁ホーンによって収束し、標的の下流にある 94 m の崩壊ボリューム中で次のように崩壊することで、ニュートリノビームを生成する。

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

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

電磁ホーンに流す電流の正負を切り替えることで、収束させる π 中間子の電荷を変えることができるため、 ν_μ ビームと $\bar{\nu}_\mu$ ビームを選択的に取り出すことが可能である。



図 2.2: J-PARC の加速器 [22]. LINAC, RCS, MR の 3 台から構成されており、陽子ビームを 30 GeV まで加速する。

2.2.2 Off-axis 法

T2K 実験は世界で初めて off-axis 法を採用したニュートリノ振動実験であり、前置検出器 ND280 および後置検出器 SK がニュートリノビーム中心軸から 2.5° 離れた方向に設置されている (図 2.3). π 中間子の崩壊 (2.1), (2.2) は 2 体崩壊であり、ニュートリノのエネルギー E_ν は、 π 中間子の質量 m_π 、エネルギー E_π 、運動量 p_π 、ミューオンの質量 m_μ 、 π 中間子とニュートリノがなす角、つまり off-axis 角 θ を用いて、次のように書ける：

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

θ の値を大きくすることで、ある E_ν をとる p_π の範囲が広くなり、図 2.4 のように、ニュートリノのエネルギーの広がり狭くなる。また、ニュートリノの振動確率はエネルギーに依存し、ニュートリノエネルギーのピークは off-axis 角に依存する。T2K 実験では、off-axis 角 2.5° を採用することにより、図 2.4 のように、バックグラウンドとなる高エネルギーニュートリノを減らし、ニュー

トリノ振動確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$, $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ がそれぞれ極小, 極大となるエネルギーにシャープなピークを持つエネルギー分布を実現している。

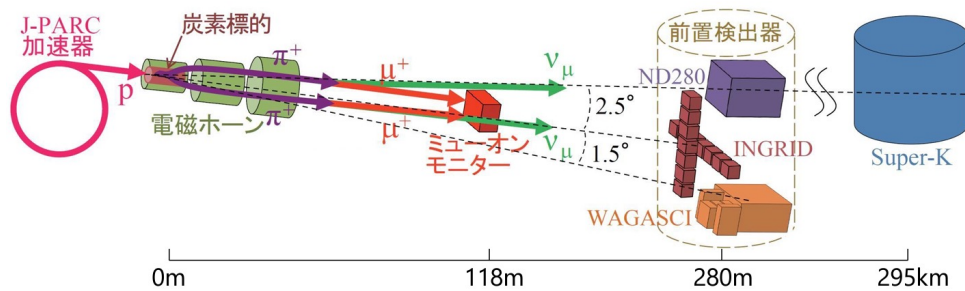


図 2.3: T2K ニュートリノビームラインの概要. 陽子ビームを炭素標的に入射して生成した π 中間子を電磁ホーンで収束させ, π 中間子の崩壊で生じたニュートリノが 2.5° の off-axis 角で SK 方向に向かって飛行する。

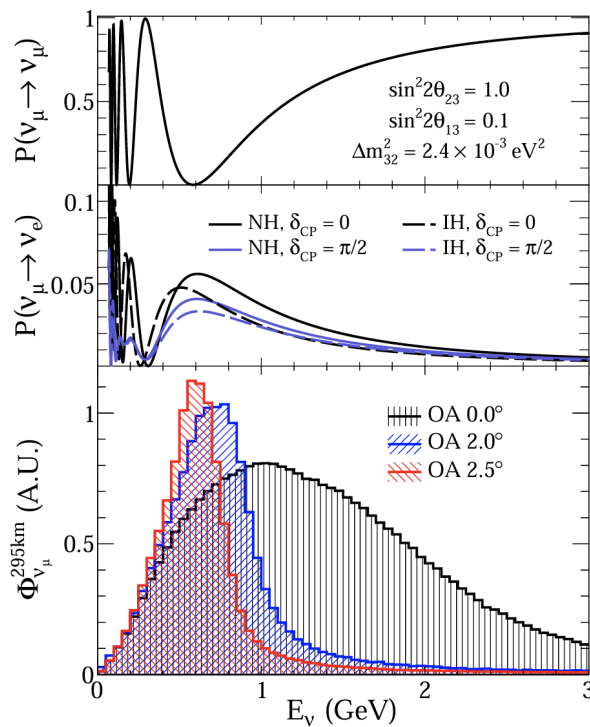


図 2.4: T2K 実験における振動確率 (上, 中央) および off-axis 角ごとのニュートリノエネルギー分布 (下)^[23]. 図中の “OA” は off-axis 角のことを指す。

2.2.3 MUMON

MUMON (MUon MONitor) はビーム軸上, ビームダンプの直下流に設置されている検出器であり, π 中間子の崩壊で生じた高エネルギーのミュオンを観測する^[24]. π 中間子の崩壊は 2 体崩壊であるため, ミュオンのプロファイルを測定することでニュートリノビームの方向と強度を間接的にリアルタイムで監視できる. シリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーという 2 つの独立した検出器から構成される。

2.3 前置検出器

前置検出器とは、陽子ビームの炭素標的から 280 m 下流に設置されているニュートリノ検出器であり、ビーム軸 (on-axis) 上にある INGRID, SK と同じ off-axis 角 2.5° 方向にある ND280, off-axis 角 1.5° 方向にある WAGASCI-Baby MIND から成る。

2.3.1 INGRID

INGRID (Interactive Neutrino GRID) はビーム軸上にある検出器であり、ニュートリノビームの安定性と方向を測定する^[25]。INGRID は鉛直・水平方向にそれぞれ 7 台ずつ、計 14 台の同一モジュールから構成されている (図 2.5(a))。各 INGRID モジュールは、鉄とシンチレータを交互に配置したサンドイッチ構造となっており、各モジュールでのニュートリノ反応数からニュートリノビーム中心が測定されている (図 2.5(b))。T2K 実験が採用している off-axis 法においては、ニュートリノビーム方向がずれないことが重要であり^{*7}、INGRID を用いてニュートリノビーム方向のズレが 1 mrad 以内であることを保証している。

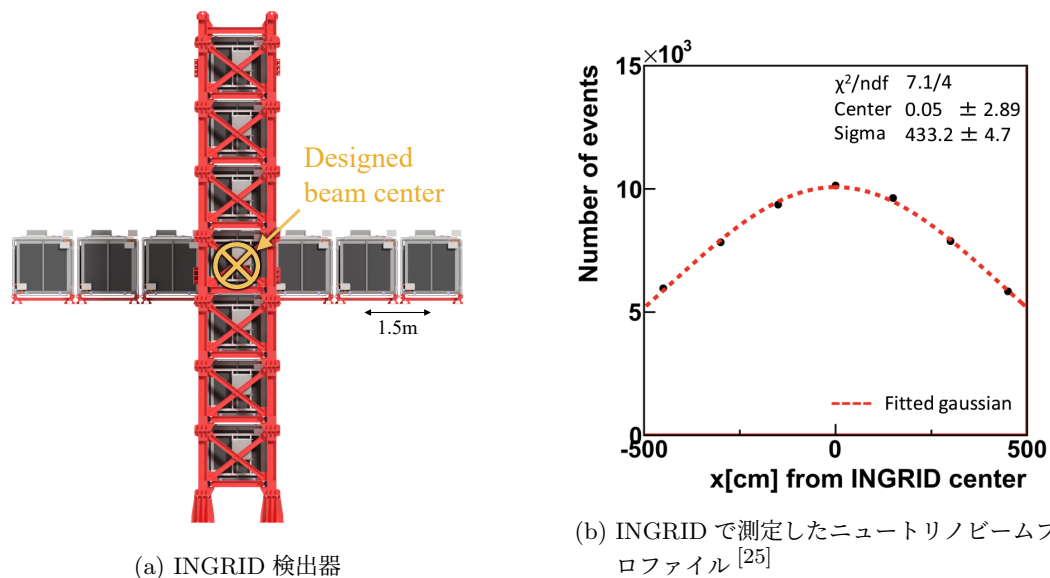


図 2.5: INGRID 検出器の概要。

2.3.2 ND280

ND280 は、SK と同じ off-axis 角 2.5° 方向に設置されている検出器である。検出器には約 0.2 T の磁場がかけられ、荷電粒子の曲がる方向から電荷の正負を判定し、曲がり具合から運動量を測定する。ND280 は複数のサブ検出器から構成され、振動前のニュートリノフラックスやニュートリノ反応測定を行う。

(アップグレード前の)ND280 の構成要素は、P ϕ D (π^0 Detector)^[26], FGD (Fine Grand Detector)^[27], TPC (Time Projection Chamber)^[28], ECAL (Electromagnetic CALorimeter)^[29], SMRD (Side

*7 図 2.4 から分かるように、Off-axis 角が変化するとニュートリノビームのエネルギー分布が変化してしまう。

Muon Range Detector)^[29] である (図 2.6(b)). 2020 年まではこの検出器構成でデータ取得を行ってきたが, 2023 年度からは図 2.6(b) のように, P0D の一部を SuperFGD (Super Fine Grained Detector)^[31], HA-TPC (High Angle TPC)^[31], TOF (Time Of Flight)^[31] に置き換えた構成でデータ取得を行っている. 2024 年 5 月に全ての新検出器がインストールが完了した.

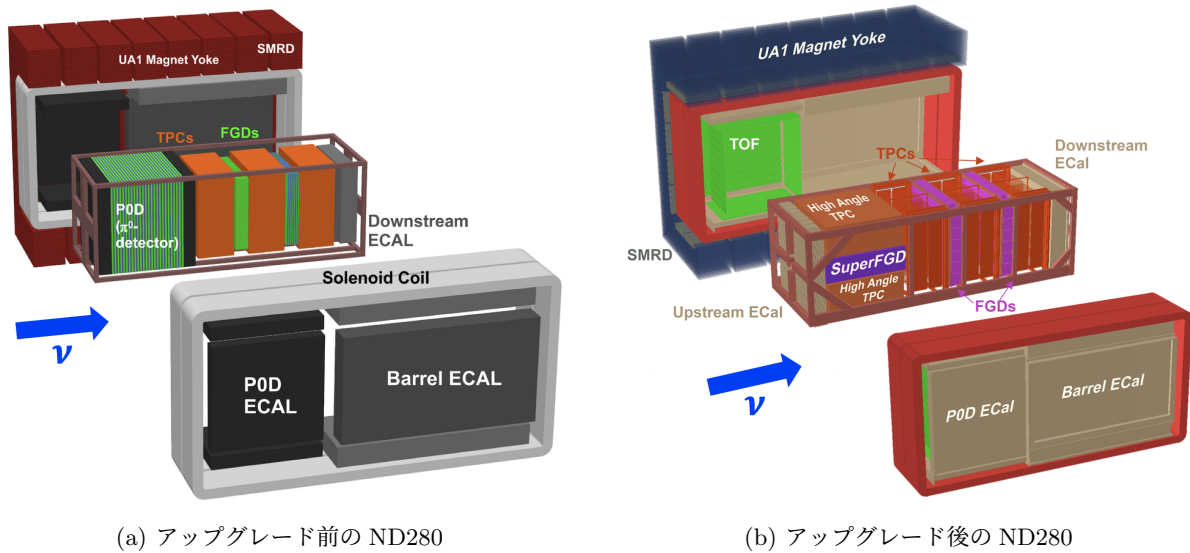


図 2.6: ND280 検出器. 2020 年までは (a) の検出器構成でデータ取得を行ってきたが, 2023 年度からは (b) の検出器構成でデータ取得を行っている.

2.3.3 WAGASCI-Baby MIND

WAGASCI-Baby MIND (Water Grid And SCIntillator-Magnetized Iron Neutrino Detector) は, off-axis 角 1.5° 方向に設置されている検出器であり, ND280 とは異なったエネルギー分布でのニュートリノ反応断面積の精密測定を目的としている^[32,33]. 格子状に組み込まれたシンチレータの間に水を入れた構造をしている WAGASCI モジュール, 棒状のシンチレータを積層した構造を持つ Proton Module, およびそれらの検出器内で起こったニュートリノ反応由来のミュオンを検

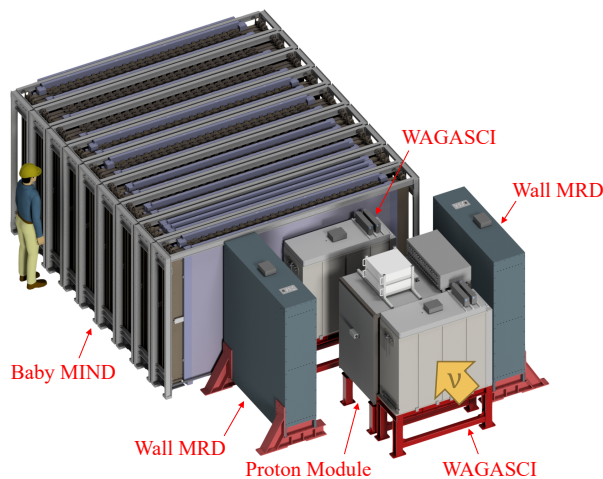


図 2.7: WAGASCI-Baby MIND 検出器.

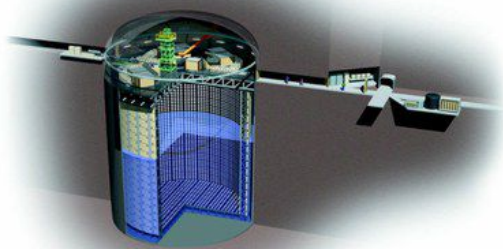
出するためのミュオン飛跡検出器である Wall MRD (Muon Range Detector) と Baby MIND から成る (図 2.7). 構造上, 大角度に散乱する荷電粒子への感度があり, 水とのニュートリノ反応を測定することが可能である.

2.4 後置検出器：スーパーカミオカンデ

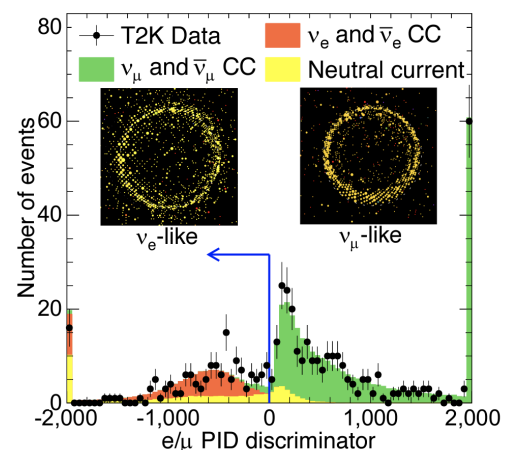
スーパーカミオカンデ (SK) は, J-PARC から約 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1000 m に設置された世界最大の純水チェレンコフ検出器である [34]. T2K 実験において, SK は後置検出器として, 振動後のニュートリノを観測する役割を持っている*8. SK 検出器は, 50 kt の純水を蓄えた, 直径 39.3 m, 高さ 41.4 m の円筒形水タンクとその壁に設置された約 10000 本の光電子増倍管 (PMT: Photo Multiplier Tube) などから構成されている (図 2.8(a)).

ニュートリノが SK 内の水と反応すると, ニュートリノのフレーバーに対応した荷電レプトンが放出される*9. その荷電粒子が水中の光速よりも速ければ, $\cos\theta = 1/n\beta$ (n は水の屈折率, β は荷電粒子の速さ) となる方向に円錐状のチェレンコフ光が放出され, そのチェレンコフ光をリング状の信号 (チェレンコフリング) として PMT で検出する. PMT で検出された信号から, ニュートリノ反応が起こった位置, ニュートリノのエネルギー, 荷電粒子の方向などを再構成することができる.

電子は水中を飛行中に電磁シャワーを起こすため, 水中をまっすぐ進むミュオンに比べてチェレンコフリングの輪郭がぼやける. SK ではこの性質を利用することで, 99% の精度で電子ニュートリノとミュオンニュートリノの識別を行っている (図 2.8(b)). 高いニュートリノのフレーバー識別能力の一方で, 磁場がかけられていないため, ニュートリノと反ニュートリノの識別が困難である. 現在は, 純水の中に 0.033% の硫酸ガドリニウムを溶解させる SK-Gd フェーズが進行しており, ガドリニウムによる中性子捕獲後の γ 線を捉えることで, 中性子検出効率が上昇する予定



(a) SK の外観



(b) SK における電子ニュートリノとミュオンニュートリノの識別 [35]

図 2.8: SK の概要.

*8 SK は T2K 実験の後置検出器としての役割に加え, 陽子崩壊の探索, 超新星背景ニュートリノの観測といった, SK 実験として独立した物理目標も持っている.

*9 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ の場合は $e^-(e^+)$, $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ の場合は $\mu^-(\mu^+)$ が放出される

である [36]. 反ニュートリノの反応で生成されやすい中性子を検出することにより、ニュートリノと反ニュートリノの識別能力が向上することが期待されている.

2.5 T2K 実験の現状

T2K 実験は 2010 年から物理測定を開始し、2024 年 12 月までに 4.58×10^{21} POT のデータを取得している (図 2.9). ここで、POT (Proton On Target) とは、炭素標的にあつた陽子の数のことであり、統計量の目安となる. 現在、T2K 実験では $\delta_{CP} \neq 0, \pi$, つまり CP 対称性が破れていることを 90% の有意度で示唆している (図 2.10(a)). また、 $\sin^2 \theta_{23}$, $|\Delta m_{32}^2|$ についても世界最高精度で測定してお

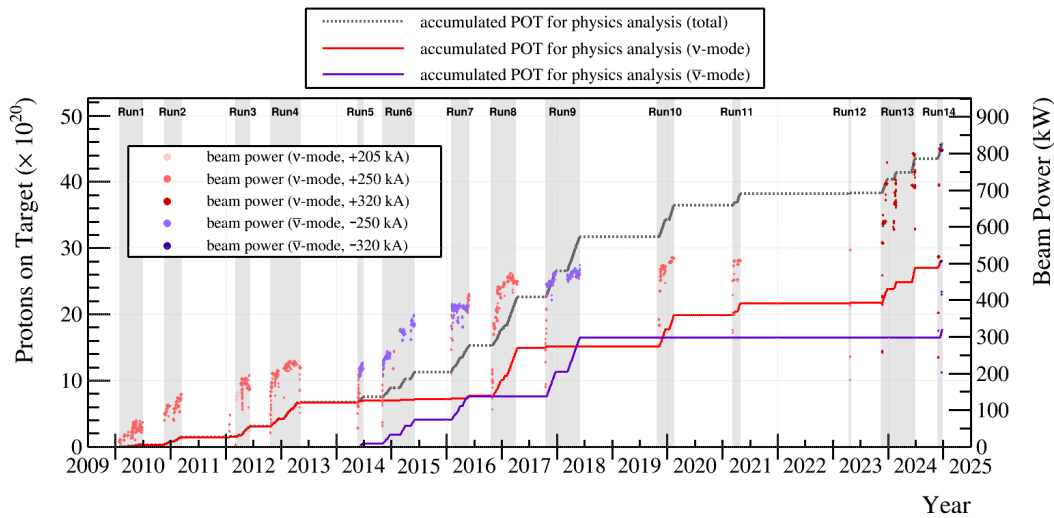
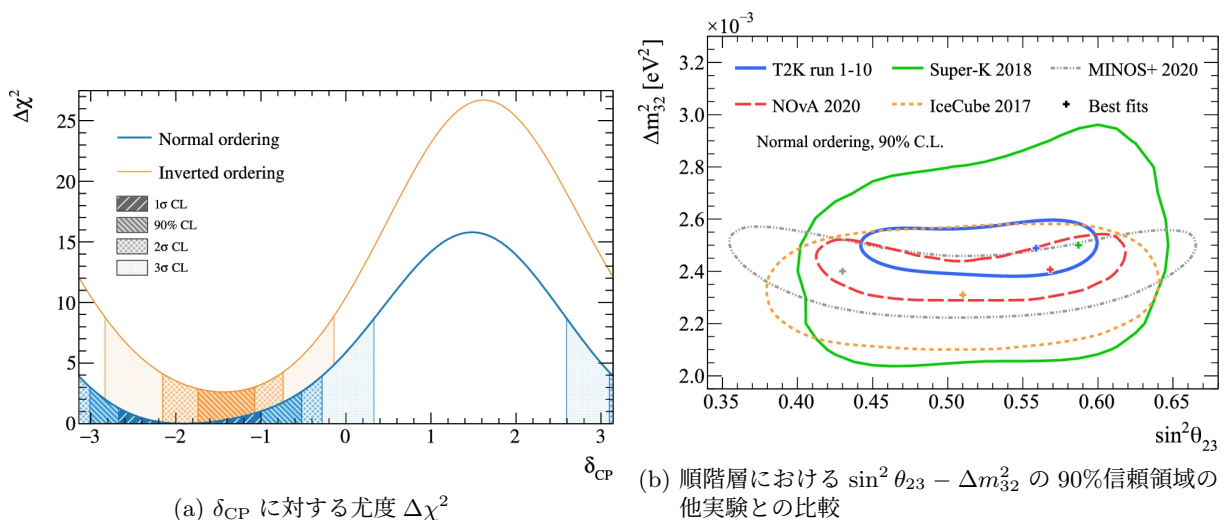


図 2.9: T2K 実験のこれまでの累積 POT とビーム強度. 実線・点線が累積 POT を表し、各点はビーム強度を表す. 赤色がニュートリノモード、紫色が反ニュートリノモード、黒色がその合計である. 2024 年 12 月時点での累積 POT は 4.58×10^{21} POT であり、最大ビーム強度は 820 kW 程度である.



(a) δ_{CP} に対する尤度 $\Delta\chi^2$

(b) 順階層における $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ の 90% 信頼領域の他実験との比較

図 2.10: T2K 実験における δ_{CP} , $\sin^2 \theta_{23}$, Δm_{32}^2 測定の最新結果 [37].

り (図 2.10(b)), 測定結果は, 順階層の場合, $\sin^2 \theta_{23} = 0.561_{-0.032}^{+0.021}$, $\Delta m_{32}^2 = 2.494_{-0.058}^{+0.041} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ となっている [37] *10.

2.6 T2K 実験における今後の課題

T2K において, 特に δ_{CP} の測定においては, 現在統計誤差が支配的である. そのため, よりニュートリノ振動測定を高精度化するためには, まずは統計量を増やすことが重要である. 統計量の増加のために, ビームのスパル周期を短くするなどしてビーム強度を高めながらデータ取得を続ける予定である [38]. 現在の 2024 年 12 月時点での最大ビーム強度は 820 kW 程度であり, 2028 年までには 1.3 MW までビーム強度を高めることを目標にしている. さらに, 後置検出器についても, SK の約 8.4 倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデ (HK) が建設中であり, 2027 年から HK 実験として測定を開始する予定である.

以上のような統計量の増加のための計画により, 数年ですぐに統計誤差が減少し系統誤差が支配的になる. そのため, 今後, T2K 実験および HK 実験においてニュートリノ振動測定を高精度化するためには系統誤差の削減が重要になる. 表 2.1 は, SK で観測される ν_e 事象数と $\bar{\nu}_e$ 事象数の比についての系統誤差の内訳を表している. その中で最も大きな誤差が反応断面積についての系統誤差である. T2K 実験では, WAGASCI-Baby MIND やアップグレード後の ND280 を用いたニュートリノ反応測定によって反応断面積の系統誤差を削減することを目指している. それによって, 2027 年までに 3σ の有意度で CP 対称性の破れを示唆し, その後の HK 実験において 5σ の有意度で CP 対称性の破れを発見することを目指している.

本研究では, これらの T2K 実験, HK 実験の計画とは異なるアプローチでニュートリノ反応の精密測定を行い, T2K 実験における系統誤差削減に寄与することを目指す NINJA 実験で用いる新型検出器の開発を行う.

表 2.1: SK で観測される ν_e 事象数と $\bar{\nu}_e$ 事象数の比についての系統誤差の内訳 [39]. 「フラックス+反応断面積 (ND280 による制限あり)」とは, ND280 によって制限された, フラックスと反応断面積を合わせた系統誤差を表し, 「反応断面積 (ND280 による制限なし)」とは, ND280 によって制限できない反応断面積についての系統誤差を表す. 「SK+SI+PN」とは, SK 検出器の系統誤差, Secondary Interaction (SI) と呼ばれる, 原子核から放出された核子が検出される前に物質と相互作用する効果についての系統誤差, PhotoNuclear effect (PN) と呼ばれる γ 線と原子核の相互作用による系統誤差を合わせたものである.

系統誤差の要因	SK で観測される $\nu_e/\bar{\nu}_e$ 事象数の系統誤差 [%]
フラックス+反応断面積 (ND280 による制限あり)	2.3
反応断面積 (ND280 による制限なし)	3.7
SK+SI+PN	1.2
合計	4.5

*10 以上の結果は, ニュートリノモードが 19.7×10^{20} POT, 反ニュートリノモードが 16.3×10^{20} POT に対応する, 2020 年までに取得されたデータを用いて解析したものである.

第3章 ニュートリノ反応

前章で述べた通り，T2K 実験における系統誤差の主要因はニュートリノ反応断面積の不定性によるものである．そのため，系統誤差削減のためにはニュートリノと原子核の反応の理解が重要である．本章では，ニュートリノと原子核の反応について説明する．

3.1 ニュートリノと原子核の反応

まず，ニュートリノと核子の反応について考える．ニュートリノと核子の反応には，大きく分けて W ボソンによって媒介され，終状態に荷電レプトンを含む荷電カレント (CC: Charged Current) 反応と Z ボソンによって媒介され，終状態にニュートリノを含む中性カレント (NC: Neutral Current) 反応がある (図 3.1)．荷電カレント反応では終状態に含まれる荷電レプトンを検出することで始状態のニュートリノのフレーバーを識別することができるため，ニュートリノのフレーバーを識別することが必要であるニュートリノ振動実験においては，荷電カレント反応が信号事象として用いられる．

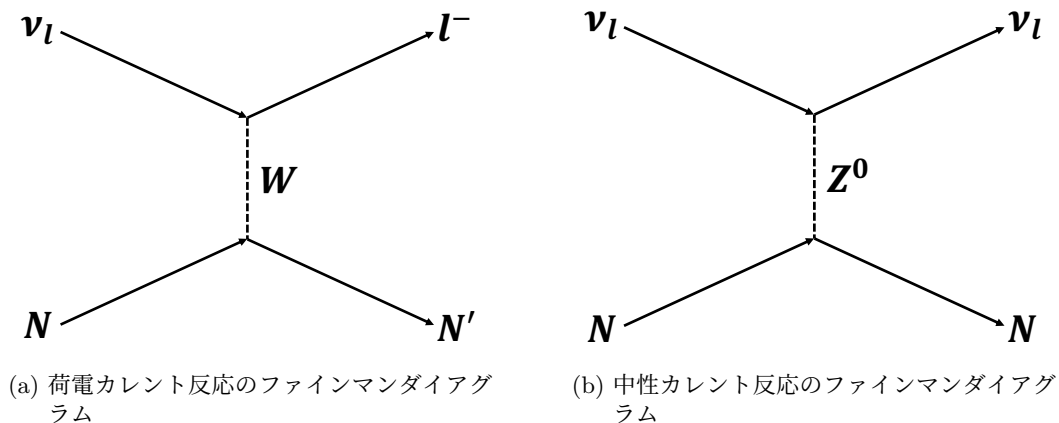


図 3.1: ニュートリノと核子との反応のファインマンダイアグラム． N, N' はそれぞれ始状態，終状態の核子を表し， l は荷電レプトンを表す ($l = e, \mu, \tau$)．

ニュートリノと核子との荷電カレント反応の微分断面積は次のように表される：

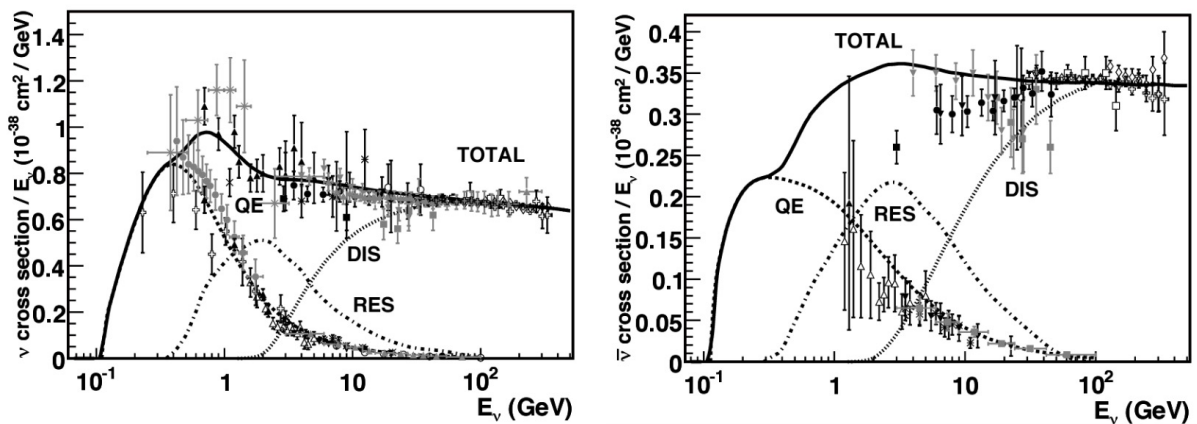
$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{32\pi M^2 E_\nu^2} L^{\mu\nu} H_{\mu\nu} \quad (3.1)$$

ここで， q は 4 元運動量移行， G_F はフェルミ結合定数， θ_C はカビボ角， M は核子の質量， E_ν はニュートリノのエネルギーを表す． $L^{\mu\nu}$ はレプトニックテンソルと呼ばれ，始状態のニュートリノの 4 元運動量を k ，終状態の荷電レプトンの 4 元運動量を k' として次のような簡単な表式で記

述できる：

$$L^{\mu\nu} = k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - g^{\mu\nu} k \cdot k' + i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha k'_\beta \quad (3.2)$$

ここで、 $g_{\mu\nu}$ は計量テンソル、 $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ はレビ・チビタ記号である。一方で、ハドロニックテンソルと呼ばれる $H_{\mu\nu}$ については、原子核内の物理を含むため記述が難しく、核内モデルに依存する。そのため、ニュートリノ反応断面積は核内モデルに依存する。さらに、自由核子との相互作用ではなく、原子核内で束縛された核子との相互作用により生成される粒子を観測するため、原子核内の効果を含めてニュートリノ反応を理解することが重要である。原子核の効果については3.2節で詳しく述べる。



(a) ニュートリノについての断面積

(b) 反ニュートリノについての断面積

図 3.2: ニュートリノ (反ニュートリノ) と核子との荷電カレント反応断面積 [40].

CC 反応は、終状態や運動学によって、準弾性散乱 (QE: Quasi Elastic), 共鳴 π 生成 (RES: REsonance), コヒーレント π 生成 (COH: COHerent), 深非弾性散乱 (DIS: Deep Inelastic Scattering) などに分けることができる。図 3.2 から見て分かるように、T2K のエネルギー領域である数百 MeV から 1 GeV 程度では、CCQE 反応が最も支配的なモードである。3.1.1 節では CCQE 反応について詳しく述べ、3.1.2 節では CCQE 反応以外の CC 反応について説明する。

3.1.1 CCQE 反応

CCQE (CC Quasi Elastic) 反応は、次式で示すように、ニュートリノと核子が相互作用し、荷電レプトンと核子を放出する 2 体反応である：

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad (3.3)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (3.4)$$

先述したように、CCQE 反応は T2K 実験のエネルギー領域で最も支配的なモードであり、ニュートリノ振動測定において主な信号事象として使われている。始状態の核子が静止している自由粒

子であると仮定すると、反応前のニュートリノのエネルギー E_ν は次式のように表される：

$$E_\nu = \frac{2m_n E_l - m_l^2 + m_p^2 - m_n^2}{2(m_n - E_l + p_l \cos \theta_l)} \quad (3.5)$$

ここで、 E_l, p_l, θ_l はそれぞれ終状態の荷電レプトンエネルギー、運動量、散乱角であり、 m_n, m_p, m_l はそれぞれ中性子、陽子、荷電レプトンの質量である。反ニュートリノの場合は、 m_n と m_p を入れ替えたものになる。T2K 実験ではニュートリノの入射方向が分かっているので、終状態の荷電レプトンのフレーバー、運動量、散乱角を測定することにより、ニュートリノエネルギーを再構成することができる。ニュートリノ振動確率はニュートリノのエネルギーに依存するため、振動の精密測定のためにはニュートリノエネルギーを正確に再構成することが重要である。

CCQE 反応の微分断面積は Llewellyn Smith によって定式化されており^[41]、次式のように表される：

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 M^2 \cos^2 \theta_C}{8\pi E_\nu^2} \left[A(Q^2) \pm B(Q^2) \frac{s-u}{M^2} + C(Q^2) \frac{(s-u)^2}{M^4} \right] \quad (3.6)$$

ここで、 $Q^2 = -q^2$ は4元運動量移行の大きさ、 s, u は Mandelstam 変数であり、 $s-u = 4ME_\nu - Q^2 - m_l^2$ である。また、 $B(Q^2)$ の前の符号はニュートリノの場合は+、反ニュートリノの場合は-である。 $A(Q^2), B(Q^2), C(Q^2)$ はそれぞれ次のように表される：

$$A(Q^2) = \frac{m_l^2 + Q^2}{M^2} \left[(1+\tau)(F_A)^2 - (1-\tau)(F_V^1)^2 + \tau(1-\tau)(\xi F_V^2)^2 + 4\tau(\xi F_V^1 F_V^2) - \frac{m_l^2}{4M^2} \left\{ (F_V^1 + \xi F_V^2)^2 + (F_A + 2F_P)^2 - 4(1+\tau)(F_P)^2 \right\} \right] \quad (3.7)$$

$$B(Q^2) = 4\tau F_A (F_V^1 + \xi F_V^2) \quad (3.8)$$

$$C(Q^2) = \frac{1}{4} \left\{ F_A^2 + (F_V^1)^2 + \tau(\xi F_V^2)^2 \right\} \quad (3.9)$$

ここで、 $\tau = Q^2/4M, \xi = (\mu_p - \mu_n)/\mu_N - 1$ である (μ_p, μ_n はそれぞれ陽子、中性子の磁気モーメント、 μ_N は核磁子)。また、 F_V^1, F_V^2 はベクトル形状因子 (Vector form factor)、 F_A は軸性ベクトル形状因子 (Axial-vector form factor)、 F_P は擬スカラー形状因子 (Pseudoscalar form factor) である。

ベクトル形状因子は、Sachs 電磁形状因子 G_E^V, G_M^V ^[42] を用いて次のように表される：

$$F_V^1 = (1+\tau)^{-1} [G_E^V(Q^2) + \tau G_M^V(Q^2)] \quad (3.10)$$

$$\xi F_V^2 = (1+\tau)^{-1} [G_M^V(Q^2) - G_E^V(Q^2)] \quad (3.11)$$

核子の電荷および磁気モーメントの空間分布が指数関数型 ($\rho(r) = \rho(0)e^{-Mr}$) であると仮定する

と、電磁形状因子は次式の dipole 型の形状因子となる：

$$G_E^V(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/M_V^2)^2} \quad (3.12)$$

$$G_M^V(Q^2) = \frac{1 + \xi}{(1 + Q^2/M_V^2)^2} \quad (3.13)$$

ここで、 M_V はベクトル質量 (vector mass) であり、電子散乱実験による測定値は $M_V = 0.84 \text{ GeV}/c^2$ である [43]。この dipole 型の形状因子は四元運動量移行が小さい ($Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$) の領域では測定データをよく再現しているが、四元運動量移行が大きい ($Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$) の領域では測定データと乖離が見られるため、補正が必要である*11。

軸性ベクトル形状因子についても同様に dipole 型の関数で表される：

$$F_A(Q^2) = \frac{g_A}{\left(1 + Q^2 / \left(M_A^{\text{QE}}\right)^2\right)^2} \quad (3.14)$$

ここで、 g_A は軸性ベクトル弱結合定数であり、 β 崩壊実験による測定値は $g_A = -1.276$ である [45,46]。また、 M_A^{QE} は軸性ベクトル質量 (axial-vector mass) であり、重水素を用いた泡箱によるニュートリノ反応実験によって $M_A^{\text{QE}} = 1.026 \pm 0.021 \text{ GeV}/c^2$ と測定されている [47]。しかし、この測定結果は、近年行われている鉄、炭素、酸素などの重い原子核を用いた測定結果と乖離している。この乖離については、3.2 節で詳細を述べる。

擬スカラー形状因子は、部分的保存軸性カレント (PCAC: Partially Conserved Axial-vector Current) 仮説 [48] のもとで、

$$F_P(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2 + M_\pi^2} F_A(Q^2) \quad (3.15)$$

と表される。ここで、 M_π は π 中間子の質量である。(3.6)~(3.9) より、擬スカラー形状因子の断面積への寄与は $A(Q^2)$ の中の $\frac{m_l^2}{M^2}$ がかった項のみであり、電子ニュートリノ、ミューニュートリノの実験においては $\frac{m_l^2}{M^2} \rightarrow 0$ とみなせるため、無視できる。

3.1.2 CCQE 以外の CC 反応

- 荷電カレント共鳴 π 生成 (CCRES: CC RESonance)

CCRES 反応は、ニュートリノと核子が相互作用する際に原子核にエネルギーを与えてバリオン共鳴状態へと励起させ、その後すぐに核子と π 中間子に崩壊する反応である。 Δ 共鳴を

*11 例えば、Bradford らによってパラメータ化された電磁形状因子 (BBBA-05 形状因子)^[44] などがある。

介した CCRES 反応の例を次式に示す：

$$\nu_l + p \rightarrow l^- + \Delta^{++} \rightarrow l^- + p + \pi^+ \quad (3.16)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + \Delta^+ \rightarrow l^- + p + \pi^0 \quad (3.17)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + \Delta^+ \rightarrow l^- + n + \pi^+ \quad (3.18)$$

CCRES 反応は、T2K 実験のエネルギー領域において CCQE 反応の次に起こりやすい反応であり、CCQE 反応と同様に、荷電レプトンの情報からニュートリノエネルギーを再構成できる。しかし、 π 中間子を検出できなかった場合、CCQE 反応と見分けがつかないため、ニュートリノエネルギー再構成を誤る原因となる。

- 荷電カレントコヒーレント π 生成 (CCCOH: CC COHerent)

CCCOH 反応は、ニュートリノが原子核とコヒーレントに反応し、 π 中間子を生成する反応である：

$$\nu_l + A \rightarrow l^- + \pi^+ + A \quad (3.19)$$

ここで、 A は原子核を表し、原子核は反応の前後で変化しない。核子との反応である CCQE 反応や CCRES 反応に比べて原子核に与える四元運動量移行が小さく、生成されたレプトンは元のニュートリノの方向に飛びやすい。CCRES 反応と同様に、終状態に含まれる π 中間子を検出できなかった場合、CCQE 反応と誤認されてしまう。

- 荷電カレント深非弾性散乱 (CCDIS: CC Deep Inelastic Scattering)

CCDIS 反応は、ニュートリノエネルギーが数 GeV 以上で支配的なモードであり、ニュートリノと核子中のクォークが相互作用し、終状態に荷電レプトンと多数のハドロンが含まれる：

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + \text{hadrons} \quad (3.20)$$

CCDIS 反応では、多数の飛跡が検出されるため、CCQE 反応と誤認されることは多くない。

3.2 原子核の効果

ニュートリノと核子の相互作用における形状因子の測定を目的として、1970年代から重水素を使用した泡箱によるニュートリノ反応測定が盛んに行われ、軸性ベクトル質量 M_A^{QE} は泡箱によるニュートリノ反応の測定により $M_A^{\text{QE}} = 1.026 \pm 0.021 \text{ GeV}/c^2$ という値が得られていた。しかし、近年の鉄、炭素、酸素などの重い原子核を用いたニュートリノ反応の測定結果に対してはモデルとの乖離が見られる。この不一致の原因は標的物質の差だと考えられている。つまり、泡箱実験の標的物質である重水素は準自由な状態だとみなせるのに対し、重い原子核では、原子核の効果によって終状態の粒子の運動学が3.1節で述べたようなニュートリノ・核子反応の素過程から変化し、それにより測定結果のモデルとの乖離が生じていると考えられている。本節では、原子核の効果として、原子核モデル、核子間相関、終状態反応について説明する。

3.2.1 原子核モデル

これまでは核子は静止しており原子核に束縛されていないものとして扱ってきたが、実際には核子は原子核に束縛され、原子核内で運動している。この核子の運動および原子核による束縛の効果を取り入れるためには、それらをモデル化する必要がある。始状態の核子の運動および原子核による束縛の効果を実述するモデルには様々なモデルがあり、それに応じて終状態の粒子の運動学も変化する。ここでは、相対論的フェルミガス (RFG: Relativistic Fermi Gas) モデル^[49]、局所的フェルミガス (LFG: Local Fermi Gas) モデル^[50-53]、スペクトル関数 (SF: Spectral Function) モデル^[54,55] の3種類のモデルについて説明する。

- RFG モデル

RFG モデルは3つのモデルの中で最も単純なモデルである。このモデルでは、核子が原子核内で互いに相互作用せずに理想的なフェルミ気体としてふるまうことを仮定する。核子は基底状態から順に運動量状態を占有し、占有された状態のうち最も高い運動量をフェルミ運動量 p_F と呼ぶ。よって、運動量、エネルギー分布は次のように記述される：

$$P(\mathbf{p}, E) = \theta(p_F - |\mathbf{p}|) \delta\left(E - \sqrt{M^2 + |\mathbf{p}|^2} + E_B\right) \quad (3.21)$$

ここで、 $\theta(x)$ は階段関数、 $\delta(x)$ はデルタ関数、 E_B は束縛エネルギーである。RFG モデルでは、フェルミ運動量以下の運動量状態は全て占有されているため、パウリの排他原理により、核子がフェルミ運動量を超えた場合にのみ原子核から抜け出ることができる。

- LFG モデル

LFG モデルは RFG モデルを拡張したモデルであり、原子核の密度が考慮されている。原子核の密度 $\rho(r)$ として Woods-Saxon 型の分布^[56] を使用し、フェルミ運動量は原子核の密度の $1/3$ 乗に比例する ($p_F \propto \rho(r)^{1/3}$)。

- SF モデル

SF モデルは O. Benhar らによって提唱された、核子間の相互作用を考慮したモデルである。確率密度関数は、電子散乱実験の測定結果をもとにして得られ、核子の運動量と分離エネルギーの2変数関数となっている。

3.2.2 核子間相関

3.1.1 節で述べたように、軸性ベクトル質量 M_A^{QE} は1970年代の重水素を用いた泡箱による実験により、 $M_A^{\text{QE}} = 1.026 \pm 0.021 \text{ GeV}/c^2$ という結果が得られていた。しかし、2006年に報告された K2K (KEK to Kamioka) 実験における酸素標的を用いた測定結果は $M_A^{\text{QE}} = 1.20 \pm 0.12 \text{ GeV}/c^2$ であった^[57]。また、2010年に行われた MiniBooNE (Booster Neutrino Experiment) 実験では、炭素標的を用いた測定から $M_A^{\text{QE}} = 1.35 \pm 0.17 \text{ GeV}/c^2$ という値が得られた^[58]。図3.3は、MiniBooNE 実験、LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) 実験^[59]、NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector) 実験^[60] による ν_μ CCQE 反応断面積の測定結果を示したものである。図3.3

からわかるように、MiniBooNE 実験の測定結果は泡箱実験の測定結果と大きく乖離しており、RFG モデルは異なる実験の測定結果を統一的に説明できていない。

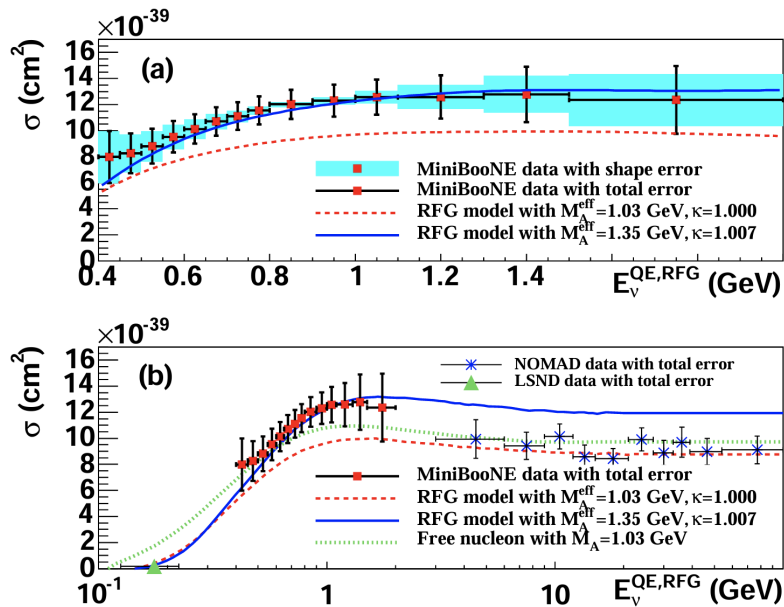


図 3.3: MiniBooNE 実験による ν_μ CCQE 反応断面積の測定結果 [58]. 横軸はニュートリノエネルギー, 縦軸は反応断面積である. (a) RFG モデルを仮定すると, 実験結果から $M_A^{\text{QE}} = 1.35 \pm 0.17 \text{ GeV}/c^2$ が得られるが, この値は泡箱の測定結果 $M_A^{\text{QE}} = 1.03 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$ と矛盾している. (b) LSND 実験 [59], NOMAD 実験 [60] との比較.

現在, この軸性ベクトル質量の測定結果の乖離は標的原子核の違いから生じたものであり, 原子核内の核子間相関によって説明できると考えられている. 重い原子核内では, 核子同士が互いに相関しており, 核子間の π 中間子の交換による長距離相関 (LRC: Long-Range Correlation) と重い中間子の交換による短距離相関 (SRC: Short-Range Correlation) がある. これらの相関は電子散乱実験により観測されており [61–63], 反応断面積のベクトル成分に影響を与えることがわかっている [64]. しかし, 軸性ベクトル成分に影響についてはまだ十分に理解されていない.

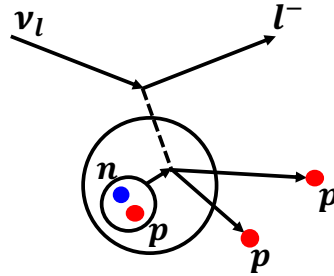
長距離相関については, 乱雑位相近似 (RPA: Random Phase Approximation) [51] を用いて見積もられる. 一方, 短距離相関については, 2p2h (two-particle-two-hole) 反応*12と呼ばれる反応が注目されている. 2p2h 反応とは, 相関を持った2つの核子がニュートリノと相互作用して終状態に2つの核子が放出される反応である. 相関を持った2つの核子のほとんどが中性子と陽子のペアであり [65], その場合, ニュートリノとの反応では終状態に2つの陽子が放出される:

$$\nu_l + n + p \rightarrow l^- + p + p \quad (3.22)$$

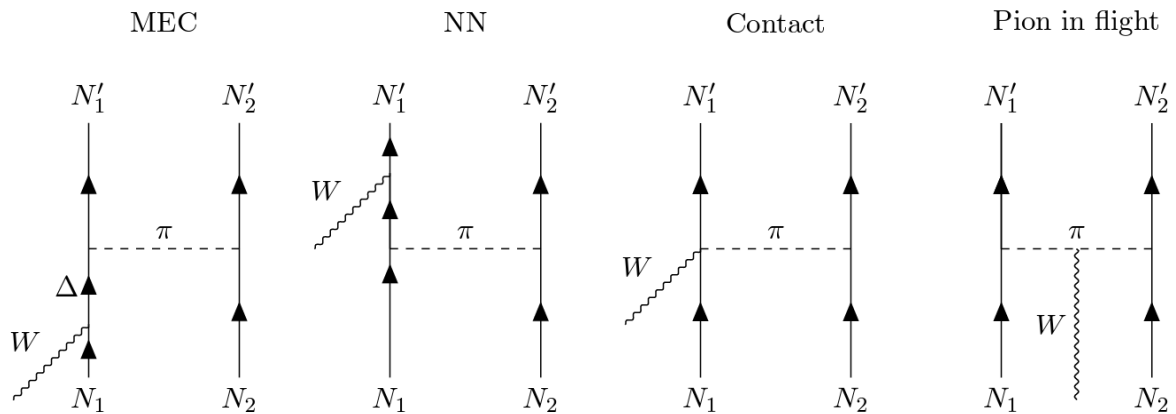
図 3.4 に 2p2h 反応の模式図およびファインマンダイアグラムを示す. 2p2h 反応の主な寄与として, MEC (Meson Exchange Current), NN (Nucleon-Nucleon correlation), Contact, Pion in flight があり, それらはどれも π 中間子によって媒介されている. MiniBooNE 実験はチェレンコフ検出器を使用しており, 陽子の検出が難しいことから CCQE 反応を識別する際にミュオンの

*12 2つの核子を散乱し, 2つの空孔を残すことからそう呼ばれている.

トラックのみを要求している．このため，2p2h 反応を CCQE 反応と誤認して CCQE 反応断面積を過大評価してしまうことが MiniBooNE 実験と泡箱の測定結果の不一致の原因だと考えられている [66]．



(a) 2p2h 反応の模式図



(b) 2p2h 反応のファインマンダイアグラム

図 3.4: 2p2h 反応の模式図とファインマンダイアグラム． N_1, N_2 はそれぞれ核子を表す．

2p2h 反応では終状態に 2 つの陽子が含まれるため，2p2h 反応の測定にはその 2 つの陽子を観測する必要がある．しかし，放出される陽子の運動量は低く，数百 MeV/c 程度と考えられており，SK のようなチェレンコフ検出器ではチェレンコフ閾値 (~ 1 GeV/c) を滅多に超えないためほとんど検出されず，2p2h 反応と CCQE 反応を識別することはできない．また，既存のプラスチックシンチレータを用いたニュートリノ反応検出器では，現実的なチャンネル数で標的物質の質量を大きくするため，位置分解能は \mathcal{O} (cm) であるため，2p2h 反応から出てくる数 cm の陽子を正確に検出することは難しい．2p2h 反応のモデルとして，Nieves et al.[51]，Martini et al.[67] などの様々なモデルが提案されており，図 3.5 に示すように 2p2h 反応の断面積にはモデルによる大きな違いがあるが，以上のような理由により 2p2h 反応の観測例がないためどのモデルが正しいか分かっていない．

3.1.1 節で述べたように，T2K 実験では CCQE 反応を仮定して終状態の荷電レプトンの運動学からニュートリノエネルギーを再構成する．また，SK では 2p2h 反応から出てくる陽子を捉える感度はない．よって，SK で観測される 2p2h 反応のモデルが正確に定まり 2p2h 反応の混入率が正確に分かっていないと，再構成されるエネルギーにバイアスが生じてしまう (図 3.6)．

ニュートリノ振動確率はエネルギーに依存するため，2p2h 反応のモデルの不定性はニュートリ

ノ振動測定において大きな系統誤差となっている。この不定性を減らすためには、低運動量の陽子による短い飛跡を捉えることのできる高位置分解能の検出器を用いてニュートリノ反応を精密に測定することが求められている。

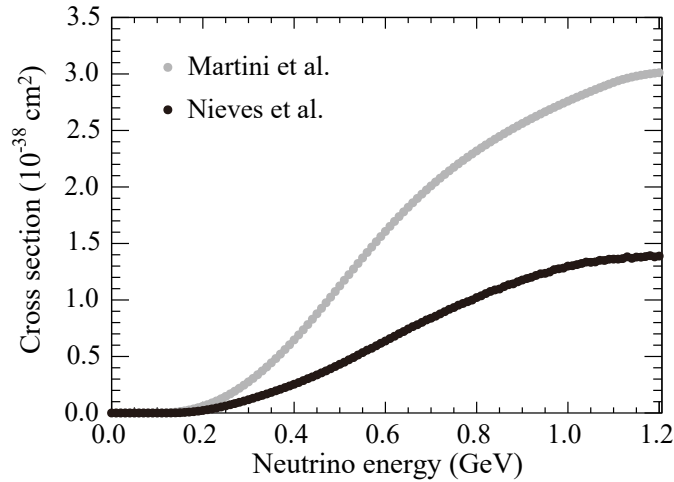


図 3.5: 2p2h 反応の断面積のモデルによる違い. Nieves モデル^[51] と Martini モデル^[67] とで断面積が約 2 倍異なる.

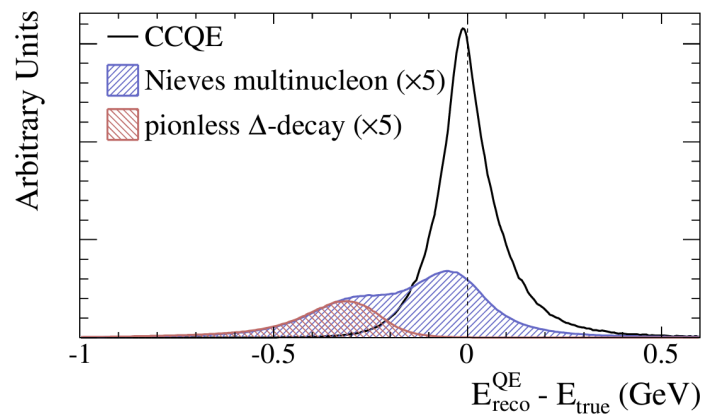


図 3.6: CCQE 反応を仮定して再構成されたニュートリノエネルギーと真のエネルギーの差^[68]. T2K 実験において SK で観測されるイベントについて NEUT^[69] を用いてシミュレーションされたものである. 黒線は CCQE 反応によるイベント, 青線は 2p2h(Nieves モデル^[51]) 反応によるイベント, 赤線は Δ 共鳴を介した CCRES 反応で π 中間子が原子核に吸収されたイベントである.

3.2.3 終状態相互作用

実験で観測されるのは、ニュートリノ・核子反応の素過程から放出された粒子ではない。ニュートリノ・核子反応から放出されたハドロンは原子核内で再び相互作用をし、その結果出てくる粒子を観測する。このようにハドロンが核子内で再び起こす相互作用を終状態相互作用 (FSI: Final State Interaction) と呼ぶ。T2K 実験のエネルギー領域における FSI には弾性散乱, 吸収, 電荷交換, π 中間子生成がある (図 3.7)。

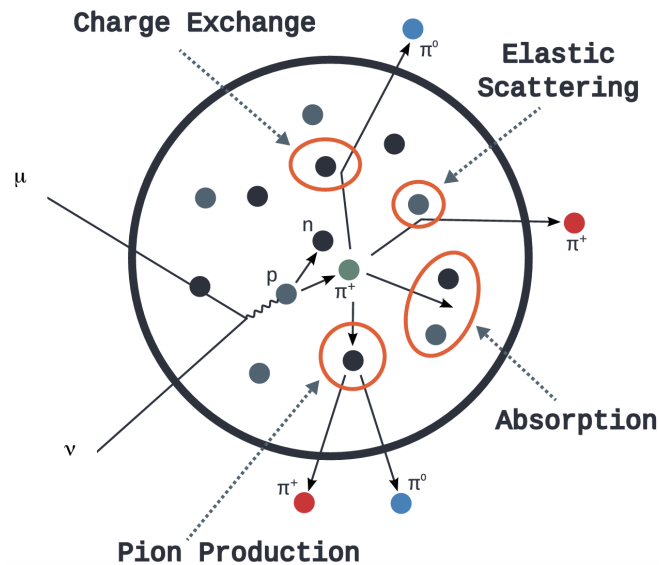


図 3.7: 終状態相互作用 (FSI) の模式図^[70]. π 中間子が引き起こす弾性散乱 (Elastic Scattering), 吸収 (Absorption), 電荷交換 (Charge Exchange), π 中間子生成 (Pion Production) の模式図を表している.

FSI は終状態の粒子をニュートリノ・核子反応の素過程から放出される粒子から変化させるため、ニュートリノエネルギー再構成に影響を及ぼす。例えば、CCRES 反応では終状態に π 中間子が含まれるが、FSI により π 中間子が吸収されると終状態として実際に放出されるのは荷電レプトンと核子となり、CCQE 反応と見分けがつかなくなってしまう。CCRES 反応が CCQE 反応だと誤認されると図 3.6 に示すようにニュートリノエネルギー再構成が失敗し、FSI によって CCRES の終状態が CCQE 反応と同じになる割合が正確にわかっていないとニュートリノエネルギー再構成にバイアスが生じる。また、CCQE 反応においても、終状態の陽子の FSI により π 中間子が終状態として放出されると CCRES 反応と誤認しニュートリノエネルギー再構成が失敗する。

終状態に出てくる粒子は FSI により、ニュートリノ・核子反応の素過程から出てくる粒子から変化するため、終状態に観測される粒子をニュートリノ・核子反応の素過程で分類することはできない。また、CCQE 反応などのニュートリノ・核子反応の素過程での反応断面積を測定しようとする、FSI のモデルに依存した補正が必要となり、測定結果が FSI のモデルに依存したものになってしまう。そのため、近年の傾向として、終状態における粒子の数によって反応モードを分類する方針がとられている。例えば、終状態に π 中間子を 1 つ、陽子を 1 つ含む CC 反応であれば、 $CC1\pi1p$ 、陽子を 2 つ含む CC 反応であれば、 $CC0\pi2p$ のように書く。このようにすることで、終状態の粒子が同じ反応の断面積を FSI の効果による補正なしに測定することができる。

第 4 章 NINJA 実験

前章で述べたように、ニュートリノ振動測定における系統誤差を減らすためには、低運動量の陽子の飛跡を捉えられる高位置分解能の検出器を用いてニュートリノ反応を精密に測定することが重要である。本章では、非常に高い位置分解能を持つ原子核乾板を用いてニュートリノ反応精密測定を行う NINJA 実験について説明する。まず、NINJA 実験の概要を述べた後、本研究で開発する新型検出器を導入する次回の物理ランについて触れながら検出器について説明する。

4.1 概要

4.1.1 物理目標

NINJA (Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) 実験は、サブミクロンの高位置分解能を持つ原子核乾板と J-PARC の大強度ニュートリノビームを用いて sub~multi GeV のエネルギー領域におけるニュートリノ・原子核反応精密測定を行う実験である。

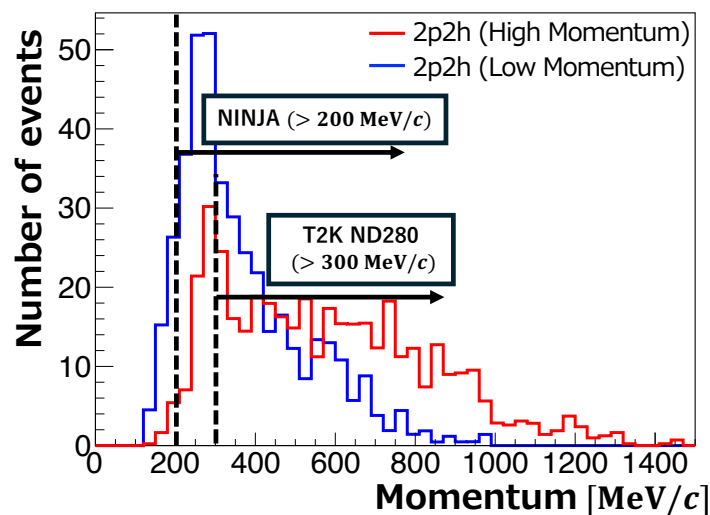


図 4.1: NINJA 実験で予想される 2p2h 反応での陽子の運動量分布. 2つの陽子のうち運動量が高い方の陽子の運動量分布を赤線, 運動量が低い方の陽子の運動量分布を青線で示している. また, 点線は NINJA 実験および T2K 実験の ND280 により検出できる陽子の運動量閾値を示している.

図 4.1 は NINJA 実験で $CC0\pi 2p$ イベントとして観測されることが予想される, 2p2h 反応から出てくる陽子の運動量分布を示している. 原子核乾板検出器である ECC(後述) は高位置分解能を持つ原子核乾板の特性を活かして $\mathcal{O}(\text{mm})$ 以下の非常に細かいセグメント構造を持つため, 従来

の検出器では不可能な $200 \text{ MeV}/c$ までの低運動量陽子を観測することが可能であり、 $2p2h$ 反応から出てくる陽子の運動量分布のほとんど全てをカバーできる。また、図 4.1 では陽子に対するアクセプタンスは考慮されていないが、後述するように ECC は非常に大きなアクセプタンスを持つため、運動量閾値を超える陽子をほとんど全て捉えることができる。

T2K 実験の前置検出器の多くがプラスチック標的であるのに対し^{*13}、NINJA 実験ではニュートリノ反応測定を水標的で行う。T2K 実験の後置検出器である SK は水チェレンコフ検出器であるため、それと同じ標的物質を用いたニュートリノ反応測定を行うことで、標的原子核の違いを考慮する必要のない測定データの取得が可能になる。このように、低運動量閾値で水とのニュートリノ反応由来の陽子や π 中間子を測定することより、ニュートリノと原子核の反応を包括的に理解し、 $2p2h$ 反応などのモデル不定性を削減して T2K 実験における系統誤差を削減することが NINJA 実験における物理目標である^{*14}。

4.1.2 原子核乾板

原子核乾板はゼラチン溶媒中に直径約 200 nm の臭化銀結晶を分散させた原子核乳剤をプラスチックなどの支持体に塗布したものである。原子核乾板は非常に高い位置分解能を持ち、古くから多くの実験で用いられてきた。原子核を用いた素粒子実験の例としては、古くは 1947 年の宇宙線を用いた π 中間子の崩壊事象の観測^[71] に始まり、2000 年の DONUT 実験による ν_τ の発見^[5]、2010 年の OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) 実験による $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 事象の直接観測^[72] などが挙げられる。

原子核乾板での荷電粒子の飛跡検出原理は次の通りである。まず、荷電粒子が原子核乾板を通過すると、荷電粒子の電離作用により溶媒中で電子・正孔対が生成され、その電子が結晶欠陥に捕獲される。電子を捕獲した結晶欠陥は局所的に負の電荷を帯びるため、周囲の銀イオンを引きつける。その後、引きつけられた銀イオンは電子によって還元され、それが 3,4 個以上集まることで潜像核と呼ばれる銀粒子が生成される。潜像核は目に見えないが、原子核乾板の現像の際に、現像液の還元作用によって潜像核を中心にして周囲の銀イオンが還元され銀粒子の塊になることで顕微鏡で観察可能になり、それをスキャンすることで荷電粒子の飛跡を観測できるようになる。

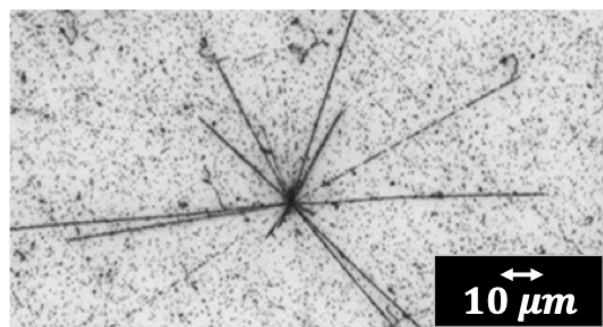


図 4.2: 原子核乾板に記録されたニュートリノ反応由来の飛跡の顕微鏡写真。

^{*13} 図 4.1 中に示されている T2K 実験の ND280 における陽子の運動量閾値はプラスチック標的のものである。

^{*14} その他にも、原子核乾板の高位置分解能を活かした電子ニュートリノ反応精密測定によるステライルニュートリノ (標準模型にはない 4 種類目のニュートリノ) 探索も将来的に計画されている。従来の電子ニュートリノ反応測定においては $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 由来の $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ が背景事象となっていたが、NINJA 実験では原子核乾板の高位置分解能を用いてバックグラウンドとなる $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ と信号事象の $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ の区別が可能である。

以上のような原理で測定を行う原子核乾板は溶媒中の臭化銀結晶 1 つ 1 つが検出素子となるため、サブミクロンという非常に高い位置分解能を持ち、原理的には全立体角方向に感度を持つ^{*15}。図 4.2 は原子核乾板に記録されたニュートリノ反応由来の飛跡の顕微鏡写真である。サブミクロンの位置分解能でニュートリノ反応からの 2 次粒子を捉えられていることが分かる。

このように、原子核乾板は非常に高い位置分解能を持つ検出器であるが、作製時から現像までの全ての飛跡が蓄積され、時間情報を持たない。そのため、時間情報が必要な場合には時間情報を与えるための他の検出器と組み合わせる必要がある。後述するように、NINJA 実験でもニュートリノビームの時間情報を付与するための検出器を併用して測定を行っている。

4.1.3 これまでの NINJA 実験と物理ラン

表 4.1: NINJA 実験の経過 [74].

Run	期間	ビームモード	標的物質および質量
Run 1-3	2014 年 11 月～2014 年 12 月	$\bar{\nu}$	Fe (2.0 kg)
Run 4	2015 年 2 月～2015 年 4 月	$\bar{\nu}$	Fe (2.0 kg)
Run 5	2015 年 5 月～2015 年 6 月	$\bar{\nu}$	H ₂ O (1.0 kg)
Run 6	2016 年 1 月～2016 年 5 月	$\nu/\bar{\nu}$	Fe (60 kg)
Run 7	2017 年 1 月～2017 年 4 月	ν	H ₂ O (1.3 kg)
Run 8a	2017 年 10 月～2017 年 12 月	$\bar{\nu}$	H ₂ O (4.0 kg)
Run 8b	2018 年 3 月～2018 年 5 月	$\bar{\nu}$	H ₂ O (4.0 kg)
Physics Run A	2019 年 11 月～2020 年 2 月	ν	H ₂ O (75 kg)
Run 9	2021 年 3 月～2021 年 4 月	ν	D ₂ O (9.1 kg)
Physics Run B	2023 年 11 月～2024 年 2 月	ν	H ₂ O (75 kg)
Physics Run C	2025 年秋～2026 年春の予定	未定	H ₂ O (133 kg) の予定

NINJA 実験は 2014 年からこれまで表 4.1 に示すような複数の実験を行ってきた。Run 1-3 は NINJA 実験で最初の J-PARC での環境試験であり、Run 4 において初めてニュートリノ反応を検出した [75]。また、Run 5 は NINJA 実験で最初の水標的での測定試験である。Run 6, 8 では鉄、水標的を用いたニュートリノ反応測定を行い、その結果を公表している [76-78]。さらに、Run 9 では重水標的での測定試験を行った。

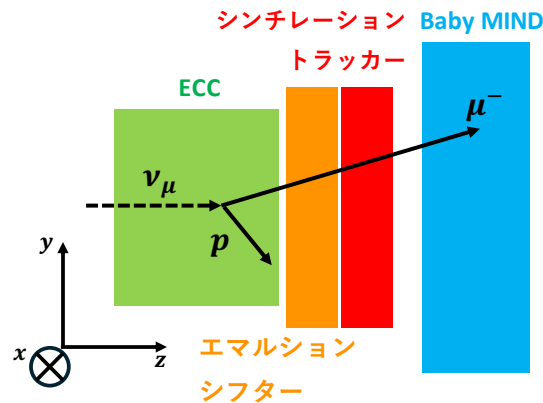
表中の「Physics Run (物理ラン)」とは、大統計でのニュートリノと水との反応測定のことを指し、物理ランでの測定によって 4.1.1 節で述べた物理目標の達成、つまり 2p2h 反応などのモデル不定性を削減することを目指す。NINJA 実験ではこれまで 2 回物理ランを行っており、それぞれ 4.76×10^{20} POT (物理ラン A)、 2.89×10^{20} POT (物理ラン B) の合計 7.65×10^{20} POT に対応する統計量のデータを取得した。物理ランを通して 1.0×10^{21} POT に対応する統計量のデータ取得をすることを目標としており、2025 年秋～2026 年春に行われる予定である次回の物理ラン C では、 2.35×10^{20} POT 以上のデータを取得することを目指している。

過去 2 回の物理ランを含む今までの NINJA 実験のランでは、すべて統計誤差が支配的である。そのため、現在 NINJA 実験では、統計量を増やすことが最重要課題となっている。そこで、本研

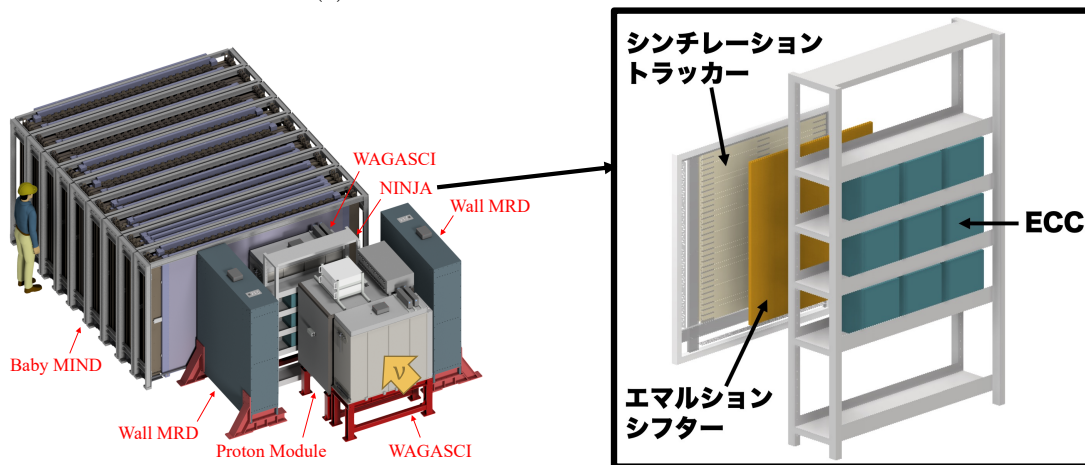
^{*15} 実際には、飛跡読取装置によって読み取られる飛跡の角度範囲が制限され、角度アクセプタンスは $|\tan \theta| < 5.0$ となる [73]。

究において過去の物理ラン A, B よりも大きな新型シンチレーショントラッカー (後述) を開発することにより, 標的物質の質量を増やすことを可能にする. 次回の物理ラン C では, 標的物質の水の質量を 75 kg から 133 kg に増やして測定を行う. 4.2 節では次回の物理ラン C における前回までの物理ラン A, B からの変更点も含めて, 物理ランにおける検出器について述べる.

4.2 検出器



(a) NINJA 実験における検出器セットアップ



(b) WAGASCI-Baby MIND 検出器も含めた NINJA 実験の検出器の配置

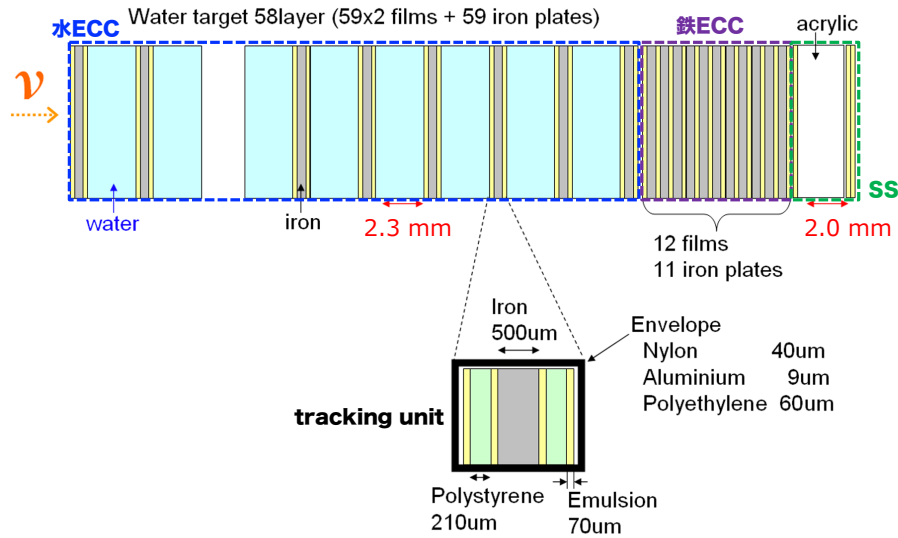
図 4.3: NINJA 実験の検出器. (b) に示す NINJA 実験の検出器は過去の物理ラン A, B で用いた検出器を示している.

NINJA 実験の物理ランで用いる検出器は T2K 実験の WAGASCI-Baby MIND 検出器と同じ off-axis 角 1.5° に設置され, Baby MIND をミューオン検出器として使用する. 検出器は図 4.3 に示すように ECC, Baby MIND, エマルジョンシフター, シンチレーショントラッカーの 4 種類の部分から構成される. それぞれの検出器について順に説明する.

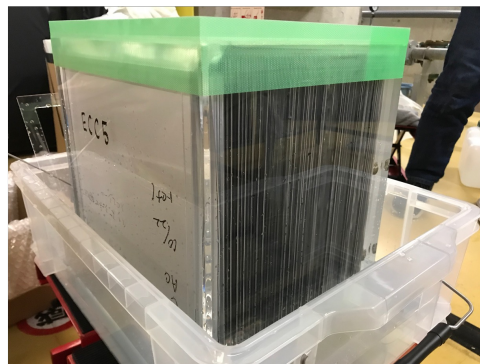
4.2.1 ECC

ECC (Emulsion Cloud Chamber) は厚さ $350 \mu\text{m}$ の原子核乾板フィルムと厚さ $500 \mu\text{m}$ から数 mm の標的物質を交互に積層した構造の検出器である. 様々な標的物質を用いることが可能であ

り，NINJA 実験ではこれまで鉄および水を使用している．NINJA 実験物理ランにおいてはニュートリノと水との反応の精密測定を目的としているため，水標的の ECC を用いる．図 4.4 に NINJA 実験物理ランにおける ECC の構造および実際の写真を示す．



(a) NINJA 実験物理ランにおける ECC の構造



(b) NINJA 実験物理ランにおける ECC の写真

図 4.4: NINJA 実験物理ランにおける ECC.

原子核乾板は直接水と触れさせることができないことに加え，水の中で構造で固定する必要がある．また，原子核乾板は光にさらされると感光してしまう．そのため，支持体兼運動量測定用の厚さ $500 \mu\text{m}$ の鉄板の両側に厚さ $350 \mu\text{m}$ ，面積 $25 \times 25 \text{ cm}^2$ の原子核乾板フィルムを貼り付け，それらをアクリル枠とともにポリスチレンベースの素材でできた袋を用いて遮光・真空パックする．ここで，原子核乾板フィルムとは，荷電粒子に感度がある厚さ $70 \mu\text{m}$ の乳剤層を厚さ $210 \mu\text{m}$ のポリスチレン（ベースと呼ばれる）の両側に塗布したものである（図 4.5）．フィルムの両面の乳剤層で観測された飛跡をベースとの境界の点同士で接続することで，各フィルムでの乳剤の変形の効果を無視した飛跡が精度良く再構成される．

パックされた原子核乾板フィルム 2 枚と鉄板 1 枚を合わせてトラッキングユニット (tracking unit) と呼んでおり，トラッキングユニットと厚さ 2 mm のアクリル枠を $30 \text{ cm} \times 29.5 \text{ cm} \times 27 \text{ cm}$ のアクリル製の水タンク内に積層させ，アクリル枠の中を水で満たす．このようにして $\mathcal{O}(\text{mm})$ 以下の非常に細かな水と原子核乾板の積層構造を実現している．NINJA 実験物理ランにおいては水

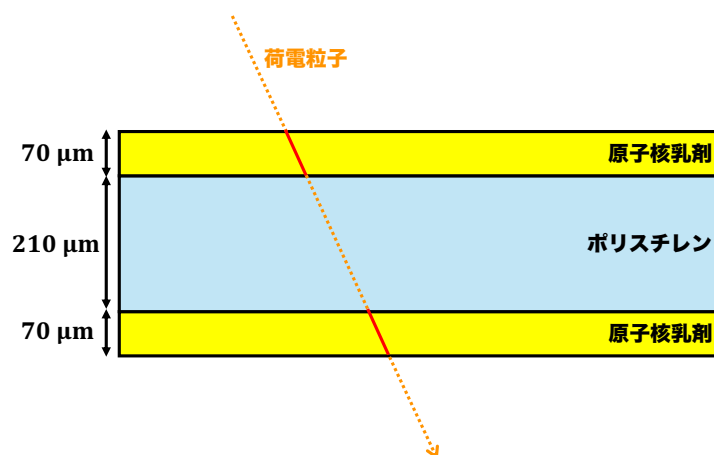


図 4.5: 原子核乾板フィルムの構造.

標的が 58 層，トラッキングユニットが 59 層並んでいる．なお，ECC1 個あたりの水標的の質量は約 8.3 kg である．また，最下流には後述する多重クーロン散乱を用いた運動量測定に特化した鉄 ECC および原子核乾板フィルムに距離を設けることで角度分解能を上げた SS (Special Sheet) と呼ばれる部分が存在する．鉄 ECC は 12 層のフィルムと 11 層の厚さ 500 μm の鉄板が交互に積層した構造となっている．SS は 2 mm のアクリル板の両面に原子核乾板フィルムを貼った構造をしており，フィルム間に距離があるため，高い角度分解能を提供し，ECC 内外での飛跡を接続する際に用いられる．過去の物理ラン A, B においては，図 4.3(b) のように，ビーム方向に対して垂直な面に ECC を 3×3 個配置していた．

ECC を用いて測定することができる物理量には以下が挙げられる．

- 反応点の位置，飛跡の角度

ECC の細かいセグメント構造により，サブミクロンの位置分解能， \mathcal{O} (mrad) の角度分解能で反応点の位置，飛跡の角度を測定することができる．

- 運動量・エネルギー

原子核乾板の非常に高い位置・角度分解能を駆使して，積層させた物質との多重クーロン散乱 (MCS: Multiple Coulomb Scattering) を測定することで荷電粒子の運動量を測定することが可能である^[79]．MCS によって荷電粒子の方向がわずかに変化するため，各フィルム間での散乱による角度の変化を見ると，この分布は広がりを持つ．この散乱角の分布は 0 を中心としたガウス分布で近似することができ，その分散 θ_0 は以下のように表される^[80,81]：

$$\theta_0 = \frac{13.6 [\text{MeV}/c]}{p\beta} |z| \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(z^2 \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (4.1)$$

ここで， p, β, z はそれぞれ荷電粒子の運動量，速さ，電荷であり， x/X_0 は標的物質の放射長を単位とした厚みである．この関係式を用いて， θ_0 と通過した物質の厚みから $p\beta$ を求めることが可能である．

また，荷電粒子が ECC 中でエネルギーを失って停止した場合，粒子の種類が分かっているば通り抜けた物質質量から入射時のエネルギーを見積もることができる．この測定方法は低エ

エネルギーの粒子に対して有効である。物理ランにおいては鉄板 $500 \mu\text{m}$ を荷電粒子の飛跡の最小単位としているため、例えば陽子については運動量に換算して $200 \text{ MeV}/c$ 以上のものを観測できる。

- 陽子と荷電 π 中間子の粒子識別

原子核乾板を通過した荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) が大きいと、より多くの電子・正孔対が生成され潜像核の生成確率が上がるため、現像される銀粒子が多くなり、飛跡が濃く現れる。よって、スキャンされたデータにおける飛跡を構成するピクセル数 (VPH: Volume Pulse Height と呼ばれる) を用いてエネルギー損失を測定することが可能であり、これを用いて陽子と π 中間子の粒子識別 (PID: Particle IDentification) を行うことができる [82, 83]。

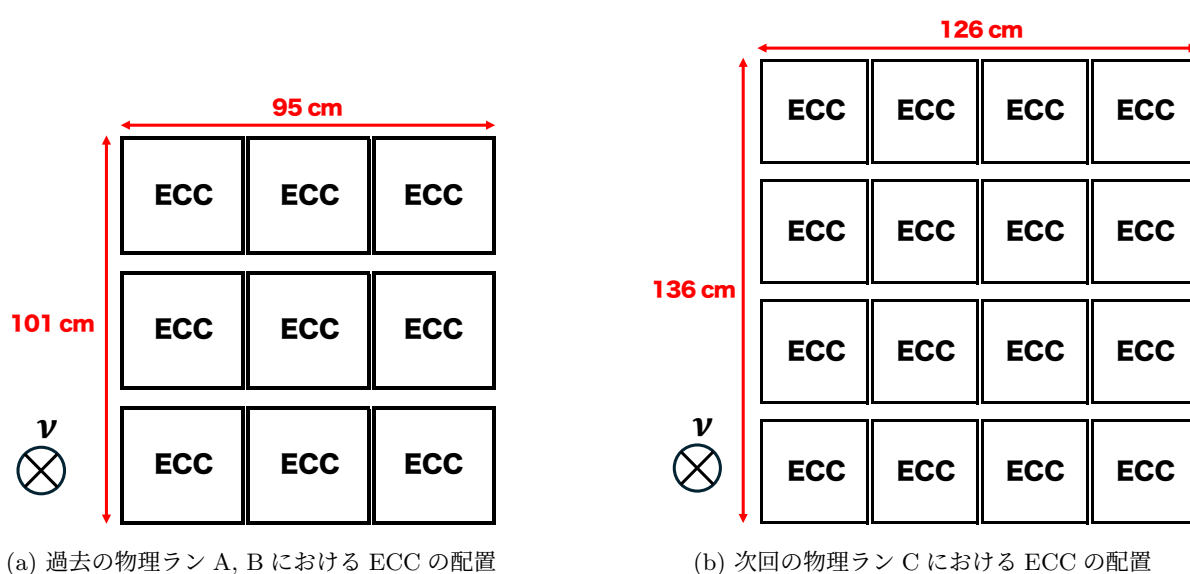


図 4.6: 物理ランにおける ECC の配置.

過去の物理ラン A, B では、 3×3 個の ECC を配置したが、次の物理ラン C では 4×4 個の ECC を配置する予定である (図 4.6)。そのことにより、標的物質の質量を ECC の個数分だけ増やすことができ (水 $75 \text{ kg} \rightarrow 133 \text{ kg}$)、次の物理ラン C では前回までの物理ラン A, B よりも POT 当たりの統計量を増やしてデータ取得ができる見込みである。

4.2.2 Baby MIND

π 中間子とミューオンの質量はそれぞれ $140 \text{ MeV}/c^2$, $106 \text{ MeV}/c^2$ と近いと、ECC でのエネルギー損失によって PID を行うことは困難である。そのため、粒子の飛程によって PID を行う必要があるが、ECC は物質量が十分でないため大半が ECC の外に出ていってしまい、ECC のみでは π 中間子とミューオンの識別はできない。そこで、NINJA 実験では、ECC の下流にある Baby MIND をミューオン飛程検出器として利用することでミューオンの同定を行う。

Baby MIND は 2.3.3 節で述べた通り、T2K 実験の前置検出器の 1 つであり、シンチレータから成る 18 層の detector module とコイルが巻かれた厚さ 3 cm の鉄板から成る 33 層の magnet module から構成される [84]。図 4.7 に Baby MIND の外観の写真を示す。magnet module には 1.5 T の磁

場が付与されており、荷電粒子の曲がる方向から荷電粒子の電荷を識別することができ、飛程や磁場によって曲がった曲率から運動量を測定することができる。

1 枚の detector module は X 層と Y 層の 2 層から成っている (ビーム方向を z 軸, ビームに垂直な面内で水平方向を x 軸, 鉛直方向を y 軸と定義している). X 層は $210 \text{ mm} \times 1950 \text{ mm} \times 7.5 \text{ mm}$ の大きさのシンチレータ 16 枚を水平方向に並べた構造となっており, Y 層は $3000 \text{ mm} \times 31 \text{ mm} \times 7.5 \text{ mm}$ の大きさのシンチレータ 95 枚を鉛直方向に並べた構造となっている. 不感領域をなくすことと位置分解能を向上させることを目的として各シンチレータは重なり合っており, 位置分解能は x 方向で 61 mm 程度, y 方向で 2.9 mm 程度である. ここで, y 方向の方が位置分解能が x 方向よりも良くなっているのは, 磁場によって荷電粒子が曲げられる方向が y 方向であり, 粒子の曲がる方向によって電荷を識別する際の識別能力を向上させるためである.



図 4.7: Baby MIND の外観. オレンジ色の部分が magnet module である. detector module ははっきりと見えにくい, magnet module の間にある.

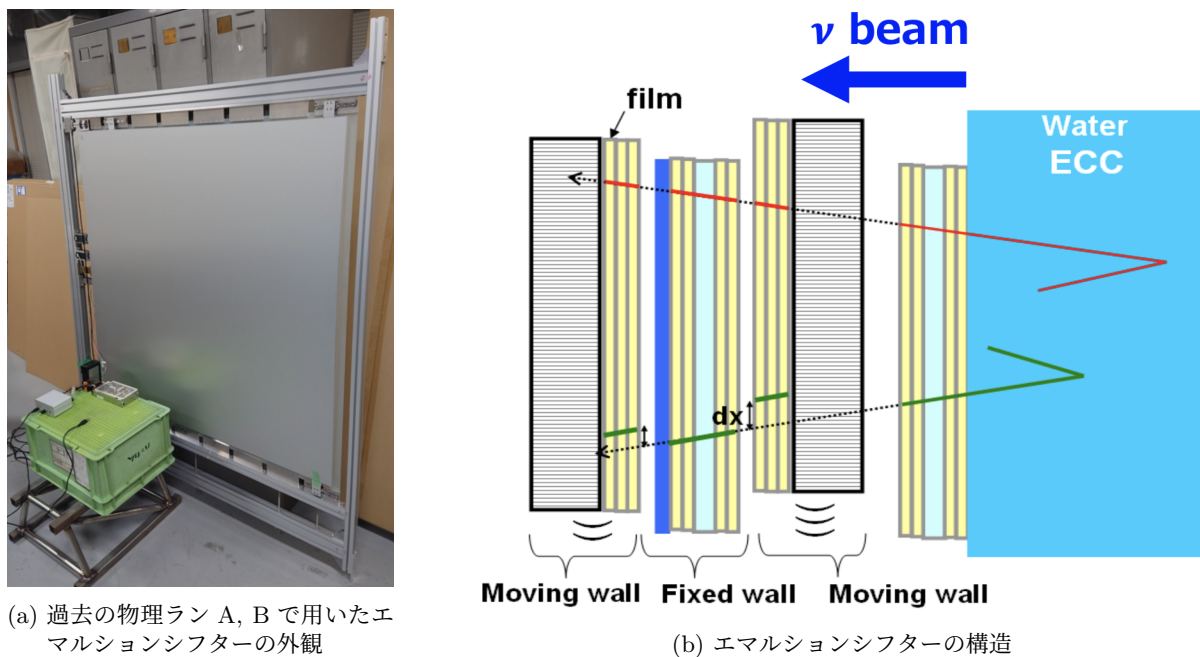
4.2.3 エマルジョンシフター

ECC は非常に高い位置分解能を持つが, 時間情報を持たず, 実験中に生じた全ての飛跡が蓄積され, 蓄積された飛跡のほとんどがニュートリノ反応とは関係ない宇宙線によるものである. ミューオン検出器である Baby MIND は時間情報を持ち, ビーム由来のイベントを識別できるが, 位置分解能は $\mathcal{O}(\text{cm})$ 程度である. そのため, Baby MIND で検出されたミューオンの飛跡を直接 ECC まで接続しようとするとう ECC 内の飛跡候補が多すぎてマッチングを行うことができず, ECC に蓄積された膨大な (ほとんどが宇宙線の) 飛跡の中でどれがニュートリノ反応由来のものが分からない. この問題を解決するために, ECC と Baby MIND の間に高い位置分解能と時間分解能を持つミューオンの飛跡接続用の検出器を設置する必要がある. NINJA 実験では飛跡接続用の検出器として, 粗い時間分解能と極めて高い位置分解能を持つエマルジョンシフターと位置分解能は原子核乾板よりは低いが高い時間分解能を持つシンチレーショントラッカーを用いている. 物理解析の際には, ビームタイミングの時間情報を用いてそれらの飛跡接続用の検出器と Baby MIND

間でミューオンの飛跡を接続し、さらにその飛跡を位置・角度情報を用いて ECC まで接続することでニュートリノ反応点を検出する。

エマルジョンシフター (以下、「シフター」とは「エマルジョンシフター」のことを指す) は、複数枚の原子核乾板を一定の時間間隔でずらし、それらの間で飛跡接続を行うことで飛跡に時間情報を付与する検出器である。もともとは宇宙線電子の研究を目的とした気球実験のために開発されたものであり^[85]、最近では、GRAINE (Gamma-Ray Astro-Imager with Nuclear Emulsion) 実験でも用いられている^[86-92]。NINJA 実験物理ランで用いるシフターは、一定の時間間隔で数 mm ずつ動く 2 枚の移動壁 (moving wall) とその間に 1 枚の固定壁 (fixed wall) から成り、それぞれの壁に原子核乾板フィルムが貼り付けられている (図 4.8)。2 つの moving wall は動く速度が異なり (速く動く方を fast moving wall, 遅く動く方を slow moving wall と呼ぶ)、物理ラン A では fast moving wall は 4 時間に 1 回, slow moving wall は 4 日に 1 回 2 mm 移動させ、物理ラン B では fast moving wall は 5 時間に 1 回, slow moving wall は 5 日に 1 回 2 mm 移動させた。それら 3 枚の壁の間で飛跡接続を行い、そのような壁の配置で飛跡が接続されるかによって、飛跡にサブミクロンの分解能での位置情報と fast moving wall の移動周期に対応する分解能 (物理ラン A では 4 時間, 物理ラン B では 5 時間) の時間情報を付与することが可能である。

過去の物理ラン A, B においては、 3×3 個の ECC を覆う $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ のサイズのシフターを用いてきた。しかし、4.2.1 節で述べたように、次回の物理ラン C においては ECC の個数が 4×4 個に増えるため、それらを覆う $1.2 \text{ m} \times 1.4 \text{ m}$ のサイズの新しいシフターを用いる予定である。次回の物理ラン C で用いる新しいシフターの製作はすでに完了しており、現在その動作試験中であ



(a) 過去の物理ラン A, B で用いたエマルジョンシフターの外観

(b) エマルジョンシフターの構造

図 4.8: エマルジョンシフターの外観と構造。

る。過去の物理ラン A, B で用いたシフターでは、moving wall の移動方向が水平方向だったのに対し、次回の物理ラン C で用いるシフターでは、移動方向が鉛直方向であり、また、移動可能範囲が増加する。そのことにより、fast moving wall を 3 分に 1 回, slow moving wall を 12 時間に 1 回動かすことが可能になり、次回の物理ラン C においては、シフターの時間分解能が 4, 5 時間

から 3 分に向上する見込みである。

4.2.4 シンチレーショントラッカー

シンチレーショントラッカー (以下, 「トラッカー」とは「シンチレーショントラッカー」のことを指す) はプラスチックシンチレータを用いて荷電粒子の位置・時間情報を測定する検出器であり, ビームの時間情報および Baby MIND よりも優れた位置情報を飛跡に与える。過去の物理ラン A, B では, 図 4.9 に示すような, 幅 2.4 cm, 長さ 1 m, 厚さ 3 mm のプラスチックシンチレータを合計 248 個 x, y 方向に並べた構造をした, 1 m \times 1 m 四方のトラッカーが用いられた^{*16}。各シンチレータで発生したシンチレーション光は波長変換ファイバーで集められ, 光検出器 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) で読み出される (波長変換ファイバーと MPPC については第 5 章で説明する)。過去の物理ラン A, B で用いられたトラッカーの時間分解能は \mathcal{O} (ns), 位置分解能は垂直に入射するミューオンに対して 2.5 mm であった^[93]。

本研究では, 次回の物理ラン C で用いる, 4 \times 4 個の ECC を覆うサイズの新型トラッカーの開発を行う。これにより ECC の個数を 3 \times 3 個から 4 \times 4 個に増やすことができ, これまでの NINJA 実験における課題であった統計量を増やしてニュートリノ反応の測定をすることができる。次章以降では新型トラッカーの開発について詳しく説明する。



図 4.9: 過去の物理ラン A, B で用いたシンチレーショントラッカーの外観。

^{*16} x, y 方向それぞれに 4 層のレイヤーがあり, 不感領域をなくすことと位置分解能の向上を目的としてレイヤーごとにシンチレータの位置をずらしている。

第 5 章 新型トラックに対する要求性能および新型トラックのデザイン

本章では、NINJA 実験の次回の物理ラン C のために本研究で開発する新型トラックについて、その要求性能を述べた後、新型トラックのデザインの概要と位置検出の原理を説明する。最後に、新型トラックの主な構成要素それぞれについて説明し、新型トラック開発における課題について述べる。

5.1 新型トラックに要求される性能

新型トラックに要求される性能は大きく分けて、位置分解能、大きさ、検出効率の 3 つの観点に分けられる。以下、それぞれの項目について順に説明する。

5.1.1 位置分解能

前章で述べた通り、トラックはシフターと Baby MIND の間に設置される検出器であり、飛跡にビームの時間情報と位置情報を与えることで Baby MIND と ECC の間のミュオンの飛跡接続を補助する役割を果たす。そのため、トラックはそのような飛跡接続を可能とする位置分解能を有している必要がある。

実際の物理解析では、まず Baby MIND およびトラックに記録されたビームタイミングに相当する時間情報およびヒットした粒子の位置情報を用いて Baby MIND とトラック間でミュオンの飛跡を接続し、トラックより下流でのミュオンの飛跡を決定する。次に、求めたトラックより下流のミュオンの飛跡をシフターに接続する。シフターは 2 枚の moving wall と 1 枚の fixed wall の配置によって 3 分の時間情報を持っているので、その 3 分の間にシフターに記録されたミュオンらしい飛跡のみが接続候補となる。下流で求めた位置・角度と同様な値を持った飛跡をシフター内で探索し、マッチしたものだけをさらに上流の ECC に伸ばしていくことでビームタイム中のミュオンの飛跡を同定する。このとき、トラックの位置分解能が悪いと、シフターにはニュートリノ反応による飛跡以外の宇宙線ミュオン等のバックグラウンドも蓄積されるため、飛跡の接続候補が複数存在することになり、ミュオンの飛跡が一意に定まらなくなってしまふ。次に述べるように、トラックに要求される位置分解能は、3 分の間にシフターに蓄積されるミュオンの本数を用いて、トラック・シフター間の飛跡接続を十分行えるという条件より決定される。

トラックの位置分解能の要求値は物理ラン A におけるシフター fixed wall の中心付近 $48.5\text{ cm} \times 33\text{ cm}$ の領域のデータを用いて見積もった。物理ラン A の実験期間は約 100 日であり、約 100 日分の飛跡が fixed wall のデータに蓄積されている。図 5.1 はそのデータでのミュオンの飛跡の位

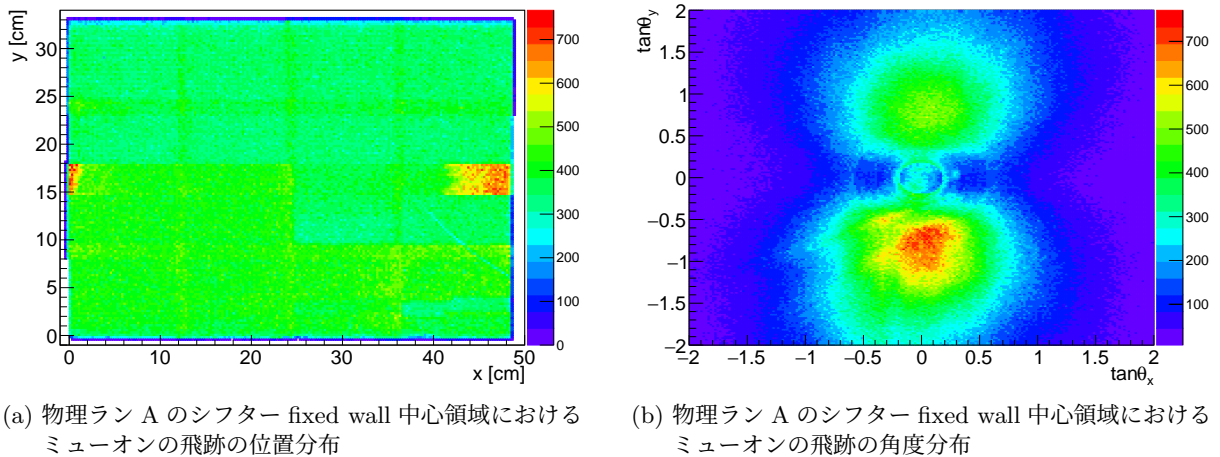


図 5.1: 物理ラン A のシフター fixed wall 中心領域におけるミューオンの飛跡の位置・角度分布.

置・角度分布である．ここで，座標軸は図 4.3(a) に示すように，ニュートリノビーム方向を z 軸，鉛直上向きを y 軸，水平方向を x 軸と定義し，角度については， xz 平面に射影した時の飛跡の角度を θ_x ， yz 平面に射影した時の飛跡の角度を θ_y と定義している（つまり，運動量の x, y, z 成分を p_x, p_y, p_z とすると， $\tan \theta_x = p_x/p_z, \tan \theta_y = p_y/p_z$ ）．位置については，ニュートリノビームおよび宇宙線は一様に来ると考えて良いため，フィルム全体にほぼ一様に分布している^{*17}．一方，角度については特徴的な分布が見られる．宇宙線ミューオンは大気中で生成され，主に上空から降り注ぐため， $|\tan \theta_y|$ が大きいところに分布が集中することが予想され，実際に $|\tan \theta_y| = 0.69$ 付近の飛跡が最も多くなっている．また， $\tan \theta_y < 0$ の飛跡が $\tan \theta_y > 0$ の飛跡よりも多いのはニュートリノビームの方向が $\theta_y < 0$ の方向であることや検出器が実験フロアを中心からずれた位置に設置されていること等の効果によるものである．このような分布の飛跡について，Baby MIND とトラックによって位置・角度情報を与えることでそれぞれを区別することを考える．位置については一様であり，角度は $(\tan \theta_x, \tan \theta_y) = (0.03, -0.69)$ のあたりが最も飛跡が多いため，角度分布において $(\tan \theta_x, \tan \theta_y) = (0.03, -0.69)$ の周りで飛跡を区別することができれば十分である．

まず，角度情報でどれだけ飛跡を区別することができるかを考える．ミューオンの飛跡の角度は，Baby MIND における位置 (x_{BM}, y_{BM}) ，トラックにおける位置 (x_{ST}, y_{ST}) ，およびトラックと Baby MIND の距離 L を用いて，

$$\tan \theta_x = \frac{x_{BM} - x_{ST}}{L}, \quad \tan \theta_y = \frac{y_{BM} - y_{ST}}{L} \quad (5.1)$$

と書けるので，角度分解能 $\sigma_{\tan \theta_x}, \sigma_{\tan \theta_y}$ は次のようになる：

$$\sigma_{\tan \theta_x} = \frac{\sqrt{\sigma_{BM,x}^2 + \sigma_{ST,x}^2 + \sigma_{MCS}^2}}{L}, \quad \sigma_{\tan \theta_y} = \frac{\sqrt{\sigma_{BM,y}^2 + \sigma_{ST,y}^2 + \sigma_{MCS}^2}}{L} \quad (5.2)$$

^{*17} シフター fixed wall 中心領域のフィルムは 4×4 のエリアに分割してスキャンされた．エリアを合体するためにエリアの境界部分ではオーバーラップさせてスキャンを行っており，エリア合体時にオーバーラップした飛跡を削除する処理を行っている．図 5.1(a) 中の赤色の部分はその処理がうまくいかず飛跡が 2 倍あるように見えている部分である．

ここで, $\sigma_{\text{BM},x(y)}$ は Baby MIND の $x(y)$ 方向の位置分解能, $\sigma_{\text{ST},x(y)}$ はトラックの $x(y)$ 方向の位置分解能である. Baby MIND における各チャンネルでの荷電粒子の通過位置が一様分布に従うと仮定すると, $x(y)$ 方向の位置検出に用いるシンチレータの実効的な幅 $w_{\text{BM},x(y)}$ を用いて $\sigma_{\text{BM},x(y)} = w_{\text{BM},x(y)}/\sqrt{12}$ と書ける. $w_{\text{BM},x} = 210$ mm, $w_{\text{BM},y} = 10$ mm であるから, $\sigma_{\text{BM},x} = 60.6$ mm, $\sigma_{\text{BM},y} = 2.89$ mm となる. また, σ_{MCS} はトラックと Baby MIND の間にある WAGASCI モジュール (図 4.3(b) 参照) における散乱の効果による位置の変動であり, 運動量 1 GeV/ c のミューオンに対して $\sigma_{\text{MCS}} \simeq 16$ mm である [93].

x 方向については, トラックの位置分解能が \mathcal{O} (mm) であると仮定すると, $\sigma_{\text{ST},x}, \sigma_{\text{MCS}} \ll \sigma_{\text{BM},x}$ であるから,

$$\sigma_{\tan \theta_x} \simeq \frac{\sigma_{\text{BM},x}}{L} \quad (5.3)$$

と近似できる. また, y 方向については, $\sigma_{\text{ST},y}, \sigma_{\text{BM},y} \ll \sigma_{\text{MCS}}$ であるから,

$$\sigma_{\tan \theta_y} \simeq \frac{\sigma_{\text{MCS}}}{L} \quad (5.4)$$

と近似できる. よって, L としてトラックと Baby MIND の 2 層目との距離約 750 mm を用いると,

$$\sigma_{\tan \theta_x} \simeq 8.1 \times 10^{-2}, \quad \sigma_{\tan \theta_y} \simeq 2.1 \times 10^{-2} \quad (5.5)$$

となる. ここで, L を求めるのにトラックと Baby MIND の (1 層目までではなく) 2 層目までの距離を用いたのは L を大きくすることで角度精度が上がるため, 少しでも L を大きくとることが望ましいからである. 2 層目までの 10 cm 程度では磁場によって飛跡が大きく曲がらないことも考慮した.

角度について $\pm 3\sigma$ の精度で飛跡を区別することを考えると, $(\pm 3\sigma_{\tan \theta_x}) \times (\pm 3\sigma_{\tan \theta_y})$ の矩形領域の外にある飛跡とは区別することが可能である. 図 5.1(b) の角度分布において, 最も飛跡が密に存在する $(\tan \theta_x, \tan \theta_y) = (0.03, -0.69)$ の付近 $(\pm 3\sigma_{\tan \theta_x}) \times (\pm 3\sigma_{\tan \theta_y})$ の矩形領域内に存在する飛跡の本数を求めると, 100620 本となるため, これらの飛跡を位置情報を用いて区別できればよい.

100620 本の飛跡は位置については一様に分布していると考えてよいので, 飛跡の密度は

$$\frac{100620 \text{ 本}}{485 \text{ mm} \times 330 \text{ mm}} = 0.629 \text{ 本/mm}^2 \quad (5.6)$$

となる. さらに, 今回用いた fixed wall のデータは 100 日分の飛跡全てのデータであることを考えると, 次回の物理ラン C におけるシフターは 3 分の分解能での時間情報を持つので, トラックが識別すべき飛跡の密度は,

$$0.629 \text{ 本/mm}^2 \times \frac{3 \text{ 分}}{100 \text{ 日}} = 1.31 \times 10^{-5} \text{ 本/mm}^2 \quad (5.7)$$

となる。したがって、トラックの位置分解能の要求値を $\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}$ とすると、位置分布において $(\pm 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}) \times (\pm 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}})$ の矩形領域にある識別すべき飛跡の本数は $(2 \times 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}) \times (2 \times 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}) \times 1.31 \times 10^{-5} / \text{mm}^2$ 本であるから、シフターとトラックとの間の誤接続の割合が 1% 以下であることを要請すると、

$$(2 \times 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}) \times (2 \times 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}) \times 1.31 \times 10^{-5} / \text{mm}^2 \leq 0.01 \quad (5.8)$$

となる。これを解くと、 $\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}} \leq 4.6 \text{ mm}$ となる。すなわち、新型トラックに要求される位置分解能は 4.6 mm である。

5.1.2 大きさ

トラックは ECC の標的物質で起こったニュートリノ反応から出てくるミュオンを検出する役割を持つ。そのため、ミュオンに対するアクセプタンスを失わないために、少なくとも ECC の面積を覆う大きさが必要である。4.2.1 節で述べたように、今回の物理ラン C では 4×4 個の ECC を配置しその全体の面積は $126 \text{ cm} \times 136 \text{ cm}$ であるため (図 4.6(b) 参照)、トラックの面積はそれよりも大きくなければならない。

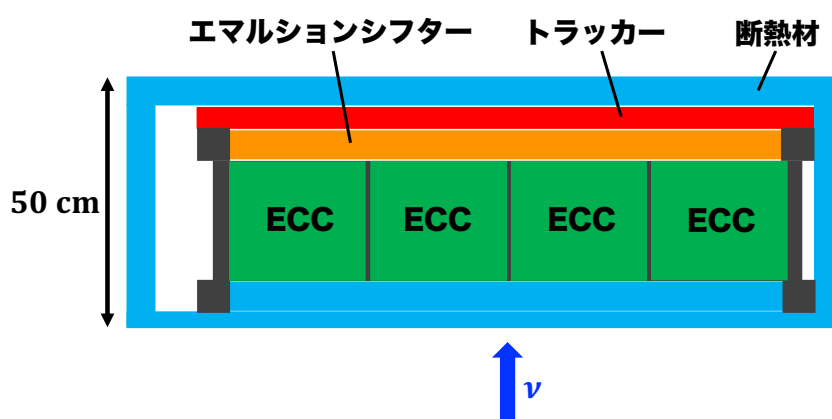


図 5.2: 検出器配置の top view. これらの検出器を T2K 実験 WAGASCI-Baby MIND 検出器の WAGASCI モジュールと Proton Module の間に配置する。

次に、トラックの厚さについて考える。物理ランにおける全検出器は T2K 実験 WAGASCI-Baby MIND 検出器の WAGASCI モジュールと Proton Module の間の 50 cm の隙間に図 5.2 のように配置されるため、少しでも標的物質の質量をかせぐためにトラックはなるべく薄いことが求められる。まず、50 cm のうち 30 cm 程度は ECC が占めるため、その他が使用できる z 方向の領域は 20 cm である。次に、シフターの厚みとして 3 cm、断熱材^{*18}を上流・下流それぞれ 5 cm 程度は確保する必要があるため、この時点で残った領域は 7 cm 程度である。さらにその他シフターやトラックの固定具、原子核乾板フィルムを貼るアクリル板などがそれぞれ数 mm 程度占めるので、最終的にトラックの厚みに残された領域は 4 ~ 5 cm 程度となる。

*18 原子核乾板の感度劣化を防ぐために実験期間中は低温に保つ必要がある。また、トラックの信号読み出しに用いる MPPC (5.3.3 節参照) は温度変化に対して応答が鋭敏に変化するため温度を保つ必要がある。そのため、NINJA 実験物理ランにおいてはスタイロフォームで検出器を設置しているラック全体を覆って断熱するとともに、その中に簡易エアコンを作成して低温に保っている。

以上より、新型トラックの大きさへの要求として、面積 $126\text{ cm} \times 136\text{ cm}$ 以上、厚さ 4 cm 以下という値を設定した。

5.1.3 検出効率

NINJA 実験物理ランの解析では、ミューオンの飛跡を下流から追跡することでニュートリノ反応点を探索するため、トラックでのミューオンの検出ロスには直接ニュートリノ反応イベントの検出ロスにつながる。そのため、ミューオンの飛跡を接続するトラックには最小電離粒子 (MIP: Minimum Ionization Particle) のミューオンに対して 100% に近い検出効率が要求される。新型トラックに対する検出効率の要求値として 99% 以上と設定する。

5.2 新型トラックのデザインの概要と位置検出の原理

4.2.4 節で述べたように、過去の物理ラン A, B では合計 248 個の棒状のプラスチックシンチレータを並べた構造をした $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ のサイズのトラックが用いられてきた (図 4.9)。このトラックは 5.1 節に述べた要求性能のうち位置分解能と検出効率については満たしているが、大きさについては面積 $126\text{ cm} \times 136\text{ cm}$ 以上という条件を満たしていない。そのため、 $126\text{ cm} \times 136\text{ cm}$ 以上の面積を持つ新たなトラックを作製する必要があり、本研究ではその開発を行う。

単純に考えると、位置分解能と検出効率の要求を満たしたまま面積を大きくするには、過去の物理ラン A, B におけるトラックのシンチレータの数を増やせばよい。しかし、シンチレータの数の増加分だけ信号の読み出しチャンネル数が増えてしまう。読み出しチャンネル数が増えると、信号の読み出しエレクトロニクスの制御が複雑になるだけでなく、読み出しエレクトロニクス自体が高価であるため、コストが増加してしまう。そのため、チャンネル数の増加はできるだけ避けるべきである。今回の $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ から $1.26\text{ m} \times 1.36\text{ m}$ への拡張だけであれば、チャンネル数の増加はわずかであるが、次回の物理ラン C だけでなく将来的な NINJA 実験のさらなる大型化を見据えた場合、チャンネル数の増加は大きな問題となり得る。そこで、チャンネル数を増やさずに面積を大きくするという要求を満たすべく、先行研究 [94] を参考にして、図 5.3 のような 1 枚のプラスチックシンチレータ板から成る新たなデザインを考案した (図では 1 次元方向の読み出しのみを示しているが、実際には x, y 方向の 2 次元方向での読み出しになる)^{*19}。ただし、この段階で示すデザインは発案段階のものであり、最終的なデザインは本研究を通して決定する。

荷電粒子がシンチレータを通った時に発生するシンチレーション光は等間隔 (10 mm 間隔) に並んだ波長変換ファイバーを通して集められ、光検出器 MPPC で検出される。図 5.4 に示すように、ファイバーが荷電粒子の通過位置に近いチャンネルほど光量が大きくなり、逆に荷電粒子の通過位置から離れたチャンネルほど光量が小さくなる。このことを利用して、各チャンネルで検出される光量の分布から荷電粒子の通過位置を再構成する。この手法で荷電粒子の通過位置を再構成

^{*19} 次回の物理ラン C のトラックに要求される位置分解能が 4.6 mm であり、過去の物理ラン A, B で使用したトラックの位置分解能が垂直に入射するミューオンに対して 2.5 mm であったことから、過去の物理ラン A, B で使用したトラックのシンチレータの幅を太くすればチャンネル数を増やすことなく要求位置分解能を満たす面積を大きくしたトラックを作製できると思われるかもしれない。しかし、同じシンチレータに 2 粒子以上がヒットした場合は 2 粒子を区別することができないため、シンチレータの幅を太くすると 2 粒子以上のヒットがあったときの位置分解能がかなり悪くなってしまう。このように、2 粒子以上のヒットがある場合を考えるとシンチレータの太さには制限があり、同じデザインのままチャンネル数を増やさずに面積を大きくすることは不可能である。

するためにはシンチレーション光の局在化が必要である。なぜなら、シンチレーション光の拡散が大きいと、チャンネル間の光量の差が小さくなるからである。そのため、シンチレータとして散乱体入りのシンチレータを用いる。シンチレータ中の散乱体によってシンチレーション光の散乱が促進され、限られた領域内で何回も散乱を起こすことでシンチレーション光が局在化する。

シンチレータの面積は検出器を固定するラックに固定できる最大サイズである 132 cm × 140 cm とし、厚さは厚くしすぎるとトラックに対する入射角が大きい荷電粒子に対する位置分解能が悪くなり、重量も重くなってしまふことを考えて 10 mm とする。

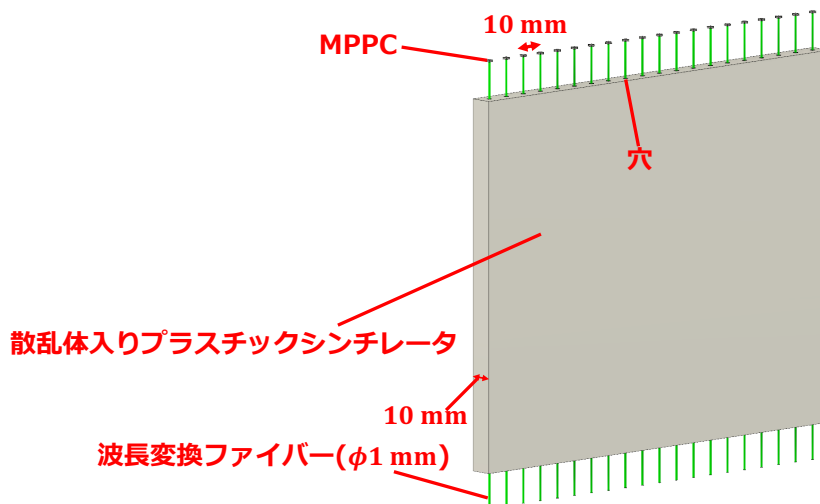


図 5.3: 新型トラックのデフォルトのデザイン。1 枚の散乱体入りプラスチックシンチレータ板に穴が 10 mm 間隔で掘ってあり、その中に直径 1 mm のファイバーが通っている。ファイバーの先端には光検出器 MPPC を取り付ける。

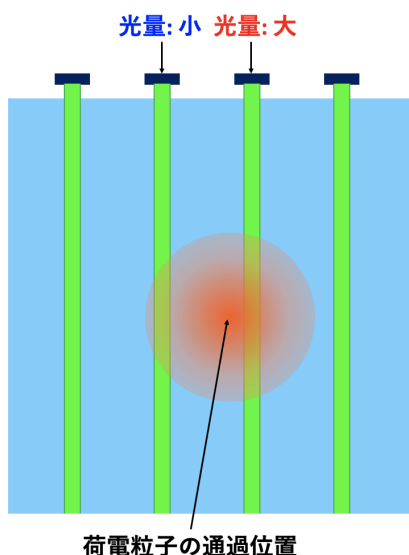


図 5.4: 新型トラックの位置検出の原理。ファイバーが荷電粒子の通過位置に近いチャンネルほど光量が大きくなる。

5.3 新型トラックの構成要素

本節では、新型トラックの主な構成要素である、「散乱体入りプラスチックシンチレータ」、「波長変換ファイバー」、「MPPC」、「MPPC 読み出しボード」それぞれについて説明する。

5.3.1 散乱体入りプラスチックシンチレータ

先述した通り、新型トラックに用いるプラスチックシンチレータとして散乱体入りのシンチレータを使用する。散乱体入りのシンチレータは、先行研究 [94] をもとに、クラレ社 [95] に特注したものである。この散乱体入りシンチレータはクラレ社のシンチレーションファイバー SCSF-78 をベースとして作られたものであり、SCSF-78 の発光スペクトルを図 5.5 に示す。なお、散乱体として用いられている物質が何かは明かされていない。

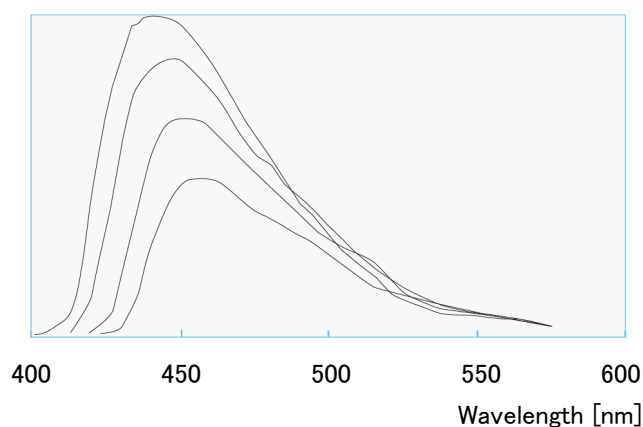


図 5.5: シンチレーションファイバー SCSF-78 の発光スペクトル [96]。上から順に、10, 30, 100, 300 cm 地点を紫外線ライトで光らせたときのものである。

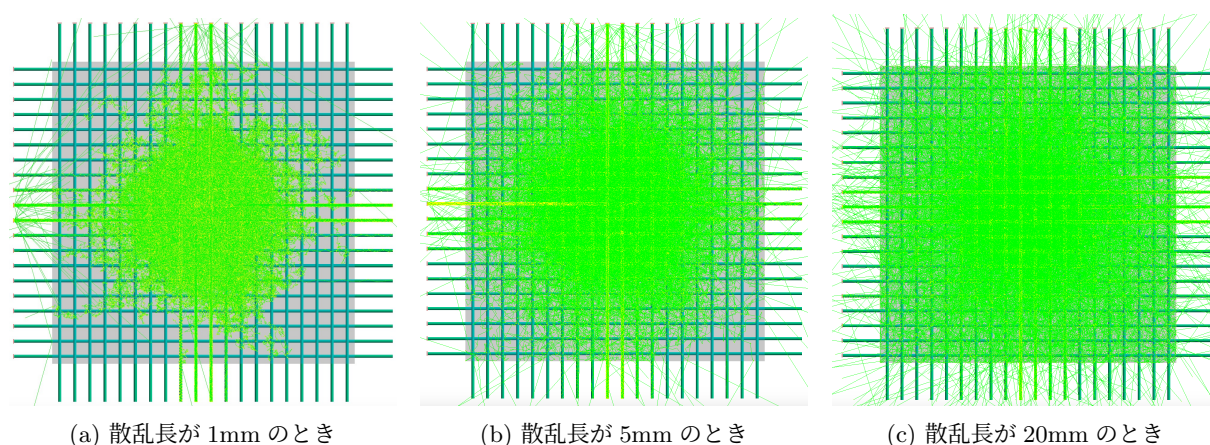


図 5.6: 散乱長を変えたときのシンチレーション光の散乱の様子。Geant4において、シンチレータの中心にミュオンを入射させたときのものである。黄緑色のものがシンチレーション光である。

シンチレーション光の局在化具合を表す指標として、散乱されるまでに光子が進む平均距離で定義される散乱長を用いる。図 5.6 はシンチレータの中心にミュオンを入射させたときのシンチレー

シオン光の散乱の様子を散乱長を変えて Geant4^[97] でシミュレーションしたものである (Geant4 でのシミュレーションについては第 6, 7 章で述べる). 図 5.6 から分かるように, 散乱長が小さくなるほどシンチレーション光の局在化具合が高くなるのが分かる.

シンチレータの表面には, シンチレーション光の集光率を高めるために TiO_2 ベースの反射剤 (Eljen Technology 社 EJ-510^[98]) を塗布する. また, 1 枚のシンチレータから成ると説明したが, 実際には $132 \text{ cm} \times 140 \text{ cm}$ のサイズの 1 枚のシンチレータを作製するのは困難であり, $22 \text{ cm} \times 35 \text{ cm}$ のシンチレータ 24 枚をオプティカルセメントを用いて貼り合わせる. なお, シンチレータの貼り合わせによる境界の効果については第 8 章で詳細を述べる.

5.3.2 波長変換ファイバー

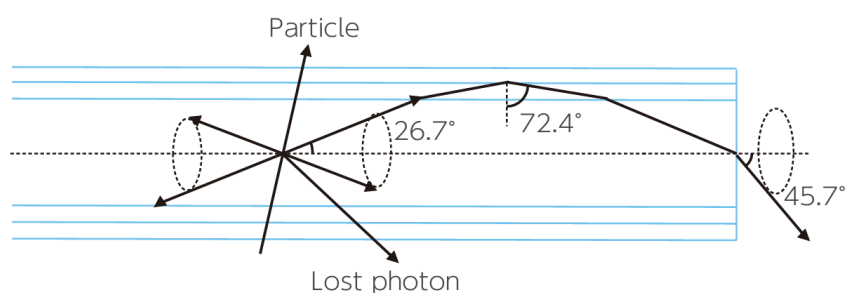


図 5.7: 波長変換ファイバーにおける光子捕集・全反射の様子. [96]

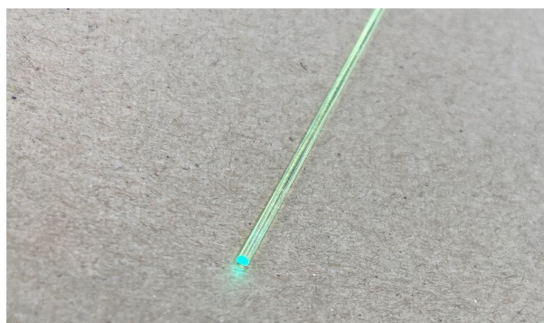


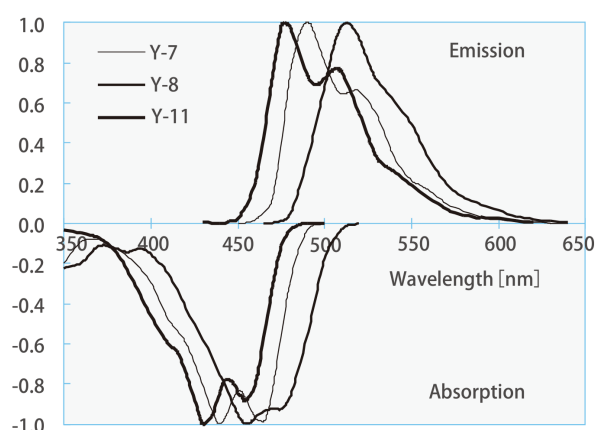
図 5.8: 波長変換ファイバー Y-11(200)M の写真. 直径 1 mm のものを示している.

波長変換ファイバーはコアと呼ばれる中心部分に波長変換剤が混ぜ込まれたプラスチック製の光ファイバーの一種である. コアに入射したシンチレーション光を吸収し, 後述する光検出器 MPPC が有感である波長の光を再発光する. 再発光された光は図 5.7 のようにクラッドで全反射されながらファイバー端まで到達し, MPPC によってその光が検出される.

新型トラッカーでは, 波長変換ファイバーとしてクラレ社の Y-11(200)M を用いる (図 5.8). 表 5.1 に Y-11(200)M の基本特性を載せる. また, 図 5.9 に吸収・発光波長スペクトルを示す. 吸収波長は 430 nm にピークと持っており, 450 nm にピーク波長を持つシンチレーション光を十分に吸収することが可能である. 一方, 発光波長は 476 nm にピークを持っており, これは MPPC の最大感度波長である 460 nm に近い. また, 減衰長は 3.5 m 以上でありトラッカーのサイズと比べて十分に長い.

表 5.1: 波長変換ファイバー Y-11(200)M の基本特性^[96].

材質 (コア部)	Polystyrene (PS)
材質 (内クラッド部)	Polymethylmethacrylate (PMMA)
材質 (外クラッド部)	Fluorinated polymer (FP)
屈折率 (コア部)	1.59
屈折率 (内クラッド部)	1.49
屈折率 (外クラッド部)	1.42
最大吸収波長	430 nm
最大発光波長	476 nm
減衰長	3.5 m 以上

図 5.9: 波長変換ファイバー Y-11(200)M の吸収・発光スペクトル^[96]. 上側が発光波長, 下側が吸収波長のスペクトルである.

また, このファイバーはマルチクラッド型であり, コアが屈折率の異なる 2 種類のクラッドで二重に囲まれた構造をしている. これにより, 1 種類のクラッドのみでコアが囲まれたシングルクラッド型に比べると全反射角が大きくより高い集光率を持つため, より高い効率でシンチレーション光を捕集することが可能である.

5.3.3 MPPC

MPPC (Multi Pixel Photon Counter, 図 5.10) とは, 2 次元に並列接続された多数の APD (Avalanche Photo Diode) のピクセルから成る半導体検出器である. 図 5.11 に MPPC の等価回路を示す.

フォトダイオードに逆電圧をかけると PN 接合の間に空乏層が現れる. 空乏層に光子が入射すると電子・正孔対が生成され, 電子・正孔は逆電圧によりそれぞれの電極に移動して電流が流れる. その電流を測定することでフォトダイオードが光子を検出したことが分かる. APD とは, アバランシェ増幅^{*20}により増幅されたシグナルを出力するフォトダイオードである. APD の動作

^{*20} 半導体に強い電場をかけることで, 光電子が加速し, 半導体原子と衝突して複数の電子を弾き出す. 弾き出された電子は電場によって加速し, 他の半導体原子と衝突してさらに複数の電子を弾き出す. この雪崩のような連鎖によって移動する電子が爆発的に増える現象をアバランシェ増幅と呼ぶ.

には、ノーマルモードとガイガーモードの 2 種類がある。ブレークダウン電圧^{*21}以下の逆バイアス電圧ではノーマルモードで動作し、入射光子数に比例した出力が発生する。ノーマルモードではゲインは 100 以下である。一方、ブレークダウン電圧以上の逆バイアス電圧をかけると、ガイガーモードで動作し、入射光子数によらず一定の出力が発生する。ガイガーモードではゲインは $10^5 \sim 10^6$ である。MPPC においては、ブレークダウン電圧より数 V 高い逆バイアス電圧をかけることで APD をガイガーモードで動作させる。

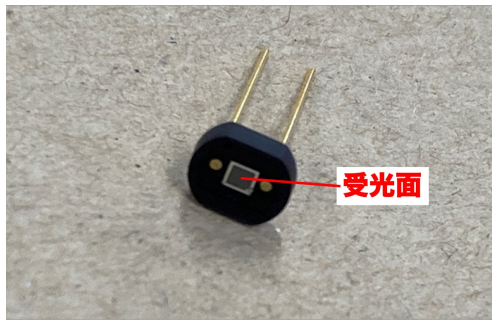


図 5.10: 過去の物理ラン A, B におけるトラックーで使用された MPPC (S13081-050CS(X1)) の写真。受光面の部分に APD ピクセルが 2 次元的に並んでいる。

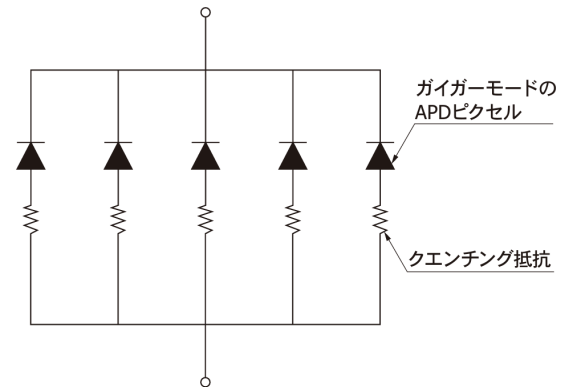


図 5.11: MPPC の等価回路 [99].

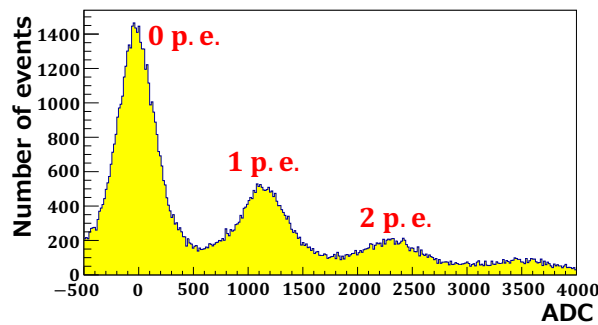


図 5.12: MPPC からの信号の ADC 分布。ダークパルス測定したときのものである。

1 つの APD ピクセルが出力する電荷 Q_{single} は APD ピクセルの静電容量を C 、印加電圧を V_{bias} 、ブレークダウン電圧を V_{bd} とすると、

$$Q_{\text{single}} = C(V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}) \tag{5.9}$$

と表される。全ての APD ピクセルは並列に接続され、1 つの読み出しチャンネルにつながっているため、それぞれの APD ピクセルからのパルス信号は重なり合って 1 つのパルス信号になる。よって、MPPC 全体から出力される電荷 Q は、光子を検出した APD ピクセル数を N とすると、

$$Q = NQ_{\text{single}} = NC(V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}) \tag{5.10}$$

^{*21} 通常、ダイオードに逆電圧をかけても微小な電流しか流れないが、ある電圧以上で急激に大きな電流が流れる。この現象をブレークダウンといい、ブレークダウンが始まる電圧をブレークダウン電圧という。

となり、光子を検出した APD ピクセル数と $V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}$ に比例する。この $V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}$ をオーバー電圧と呼ぶ。図 5.12 に、第 6 章における MPPC のダークパルス (後述) の測定で得られた ADC (Analogue to Digital Converter) 分布を示す。0 p.e., 1 p.e., 2 p.e. (p.e. は photon equivalent の略であり、検出された光電子数を表す) のピークがはっきり見え、検出された光電子数を高精度で測定することができる。

また、MPPC には以下のような基礎特性がある。

- **ゲイン**

MPPC のゲインは次のように定義される：

$$\text{ゲイン} = \frac{Q_{\text{single}}}{e} = \frac{C}{e} (V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}) \quad (5.11)$$

ここで、 e は電気素量である。よって、ゲインはオーバー電圧 $V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}$ に比例する。また、印加電圧を一定にした場合、温度が高いほどブレークダウン電圧が高くなりゲインは小さくなる^{*22}。

- **ダークパルス**

MPPC では、入射光子によって生成された電子・正孔対だけでなく、熱電子、トンネル効果などにより発生した電子・正孔対によってもパルスが発生する。このパルスをダークパルスと呼び、ダークパルスは入射光子由来のパルスと区別がつかないため、測定において背景事象となる。また、1 秒当たりのダークパルスの数をダークカウントレートと定義する。熱的に発生する電子・正孔対によってダークパルスが発生するため、ダークカウントレートは周囲温度によって変化し、周囲温度が高いほどダークカウントレートは大きくなる。本研究で開発するトラッカーの運用時には、データ取得をビームタイミングと同期させることによってダークパルスによる影響を十分に抑制できる。

- **クロストーク**

MPPC のあるピクセルにおいて光子が検出され、アバランシェ増幅が行われる過程で発生した 2 次光子が、他のピクセルに侵入して別のアバランシェ増幅が行われることがある。この現象をクロストークと呼び、クロストークが起こると実際に MPPC に検出された光子数よりも多い光子数が検出されたように見える。クロストーク確率は、動作温度範囲でほとんど温度依存性がない。また、印加電圧が高いほどクロストーク確率は高くなる。

- **アフターパルス**

MPPC のピクセルでアバランシェ増幅する過程で、結晶欠陥に電子や正孔が捕獲されることがある。この電子や正孔が放出されるとそれらは再びアバランシェ増幅を起こす。電子や正孔が捕獲される寿命は 1 次光子によるパルスよりも遅いため、1 次パルスの後に別のパルスが観測される。このパルスのことをアフターパルスと呼ぶ。1 次パルスとアフターパルスはパルスの形状からは区別できない。

^{*22} 温度が上がると結晶の格子振動が激しくなり、加速された電子・正孔対のエネルギーが十分大きくならないうちに結晶と衝突する確率が高くなって連続したイオン化が起こりにくくなるためである。

● 光子検出効率 (PDE)

光子検出効率 (PDE: Photon Detection Efficiency) は, 入射した光子のうち何%を検出できるかを示す特性であり, 開口率, 量子効率, アバランシェ確率の積で表すことができる:

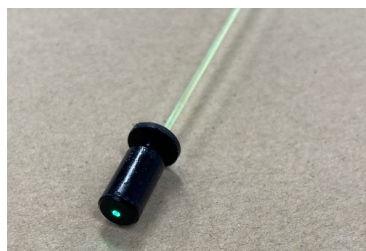
$$\text{PDE} = \frac{\text{検出光子数}}{\text{入射光子数}} = \text{開口率} \times \text{量子効率} \times \text{アバランシェ確率} \quad (5.12)$$

ここで, 開口率はピクセル領域全体に占める光検出可能部分の割合であり, 量子効率はピクセルに入射した光子が電子・正孔対を生成する確率である. 量子効率は入射光の波長に依存する. また, アバランシェ確率はピクセル内で生成された電子・正孔対がアバランシェ増幅を起こす確率である. MPPC の印加電圧が高いほどアバランシェ増幅確率は高くなる.

例として, 表 5.2 に過去の物理ラン A, B におけるトラックで使用された MPPC (S13081-050CS(X1)) の基本仕様を示す.

表 5.2: 過去の物理ラン A, B におけるトラックで使用された MPPC (S13081-050CS(X1)) の基本仕様^[100,101]. 温度 25°C, オーバー電圧 3 V における値を示す.

受光面のサイズ	1.3 × 1.3 mm ²
ピクセル数	667
ピクセルピッチ	50 μm
ブレークダウン電圧	53 ± 5 V
ダークカウントレート (> 0.5 p.e.)	~ 90 kHz
クロストーク確率	~ 1%
感度波長	320 nm から 900 nm
最大感度波長	460 nm
最大感度波長での PDE	~ 35%



(a) ファイバー用 GOMI コネクタ



(b) MPPC 用 GOMI コネクタ

図 5.13: GOMI コネクタの写真. 直径 1 mm のファイバー, MPPC S13081-050CS(X1) 用のものを示す.

また, MPPC とファイバーの接続は GOMI (General Optical MPPC Injection) コネクタ^[102]を用いて行う. GOMI コネクタは T2K 実験の INGRID などで使用されている MPPC とファイバーを接続するためのプラスチック製のコネクタである. NINJA 実験においても過去の物理ラン A, B で使用したシンチレーショントラックにおいて用いられた. GOMI コネクタは図 5.13 の

ようにファイバー用と MPPC 用の 2 つのパーツから成り、これらを接続することでファイバー端面と MPPC の受光面を接近させることが可能になる。

5.3.4 MPPC 読み出しボード

新型トラックーにおける MPPC の信号読み出しボードとして「RAYRAW ボード」を用いる予定である。RAYRAW とは汎用 MPPC 読み出し ASIC (Application Specific Integrated Circuit) である YAENAMI (八重波) を搭載した読み出し回路であり、開発共同体 SPADI Alliance (Signal Processing And Data acquisition Infrastructure Alliance) で現在開発中である^[103]。1 つの RAYRAW ボードあたり 32 チャンネルの MPPC の信号を読み出すことが可能であり、各 MPPC の信号の波形を記録する。図 5.14 に RAYRAW ボードの外観を示す。

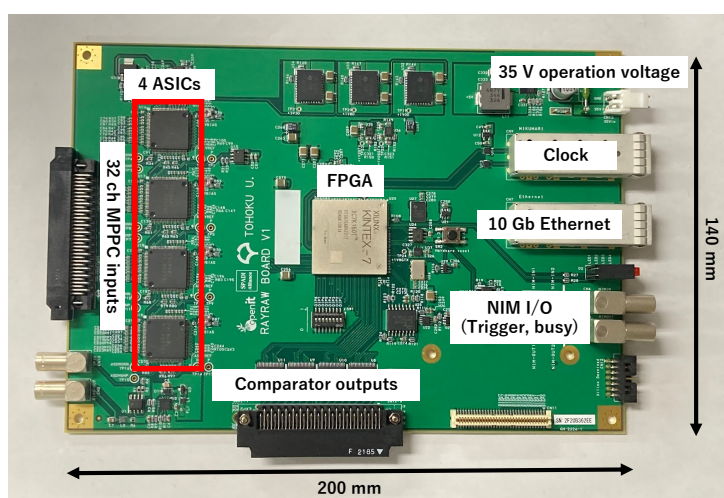


図 5.14: MPPC 読み出しボード RAYRAW の外観。

5.4 新型トラックー開発のための課題

以上で説明したデザインの新型トラックーにおいて、5.1 節で述べた要求性能のうち大きさについては既に満たされている。また、新型トラックーは 1 枚のシンチレータから成るため、不感領域がなく、検出効率についても 99% 以上という要求値を十分満たすと考えられる^{*23}。よって、後は位置分解能に関する要求値を満たすことが必要となる。要求される位置分解能を実現するための課題として次の 2 つが挙げられる。

1 つ目が十分な光量の確保およびシンチレーション光の局在化である。新型トラックーでは、各チャンネルで検出される光量の分布を用いて荷電粒子の通過位置を再構成する。そのため、チャンネル間の光量の差が統計的揺らぎに埋もれてしまわないように十分な光量を確保する必要がある。また、シンチレータ内でのシンチレーション光の拡散が大きいとチャンネル間の光量の差が小さくなってしまうため、シンチレーション光を局在化させることが重要である。十分な光量の

^{*23} 5.3.1 節で述べたように実際には複数のシンチレータを貼り合わせるため、その境界部分が不感領域となる。しかし、境界部分の厚さは十分薄く、荷電粒子が完全に垂直に入射することはほとんどないため、不感領域はほぼ 0 と考えて良い。

確保については6.3節で述べるような工夫によってシンチレーション光の収集効率を高めることで実現し、シンチレーション光の局在化については5.2節で既に述べた通り、シンチレータとして散乱体入りのものを用いることで実現する。ただし、後者については散乱体を入れすぎると散乱体によるシンチレーション光の吸収の効果によって光量が小さくなる可能性があり、適切な散乱体の濃度を決定する必要がある。

2つ目の課題は位置再構成方法の開発である。観測される光量分布を用いて荷電粒子の通過位置を再構成する手法を構築する必要がある。1粒子ヒットイベント(トラックに入射する荷電粒子が1つだけのイベント)における再構成手法については第7章で説明し、その性能をシミュレーションで評価する。第8章では、その手法がうまくいくかどうかをトラック試作機を用いた陽電子ビーム照射試験により実測で検証する。多粒子ヒットイベント(トラックに入射する荷電粒子が2つ以上のイベント)の再構成手法については、第9章で議論を行い、第10章では、実際の新型トラックの位置再構成手法をまとめ、ニュートリノ反応シミュレーションを用いて実際の状況下での新型トラックの位置分解能を評価し、位置分解能の要求値を満たすことを確かめる。

第 6 章 光量確保およびシンチレーション光の局在化のための工夫

前章で述べた通り，新型トラックの開発において，要求される位置分解能を実現するためには，光量確保とシンチレーション光の局在化が重要である．本章では，まず初期デザインの定義を述べた後，光量の確保とシンチレーション光の局在化に対する要求値を見積もる．その後，光量確保とシンチレーション光の局在化のための工夫について述べ，実測およびシミュレーションを用いて要求値を満たすかどうか確認した後，新型トラックのデザインを決定する．

6.1 初期デザインの定義

新型トラックの初期デザインとして，図 5.3 のように，散乱体入りシンチレータに直径 2 mm の穴が 10 mm 間隔で空いており，それらの穴に直径 1 mm の波長変換ファイバーが通っているという構造を考える．MPPC の種類については，初期デザインでは過去の物理ラン A, B で用いたトラックに使われた MPPC と同じ種類のもの (S13081-050CS(X1)) とする．

6.2 光量の確保とシンチレーション光の局在化に対する要求値

光量については，T2K 実験の INGRID に用いられているシンチレータを基準として，光量確保のための工夫による光量の増加および散乱体によるシンチレーション光の吸収の効果による光量の減少を合わせた光量の増加率を R と定義する．一方，光の局在化の指標としてシンチレータ中の光の散乱長 λ_{scat} を用いる．

トラックにはミューオンだけでなく陽子や π 中間子などの粒子が同時にヒットすることもしばしばある．例えば，NINJA 実験のニュートリノエネルギー領域で最も支配的なモードである CCQE 反応では，終状態にミューオンと陽子が出てくるため，陽子が ECC 内で止まらなければミューオンと陽子がトラックに同時にヒットすることが起こり得る．また，CCRES 反応などから出てくる π 中間子がトラックにヒットすることもある．このようにトラックに入射する荷電粒子が 2 つ以上のイベントを多粒子ヒットイベントと言い，トラックに入射する荷電粒子が 1 つだけのイベントを 1 粒子ヒットイベントとすることにする．もし多粒子ヒットイベントを間違えて 1 粒子ヒットイベントと判定してしまうと，再構成されたミューオンの位置が真の位置から大きく外れてしまう．例えば，図 6.1 のようにミューオンと陽子が同時にヒットしたイベントを 1 粒子ヒットイベントだと誤認識してミューオンの位置再構成を行うと，ミューオンと陽子の間が再構成されたミューオンの位置となってしまう，再構成されたミューオンの位置が実際のミューオンの位置から離れてしまう．特に，要求位置分解能の 4.6 mm の 2 倍である 9.2 mm 以上 2 つの粒子が離れているイベントを 1 粒子ヒットイベントだと誤認識されてしまうと，そのようなイベ

ントの位置分解能が 4.6 mm を超えてしまう．このように，多粒子ヒットイベントを 1 粒子ヒットイベントと誤認識されると位置分解能が大幅に悪くなり，多粒子ヒットイベントと 1 粒子ヒットの識別能力が INGRID のシンチレータを基準とした光量の増加率 R と散乱長 λ_{scat} についての要求値に最も効いてくる (1 粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別については第 9, 10 章で詳細を述べる)．

2 粒子が同時にヒットし，その 2 粒子の x 座標の差または y 座標の差が 9.2 mm 以上のイベントが 1 粒子ヒットイベントと誤認される割合が 0.3% 以下かつ 1 粒子ヒットイベントが 1 粒子ヒットイベントだと正しく認識される割合が 60% 以上であることを要請し^{*24}，第 10 章で述べるシミュレーションを用いて， $\lambda_{\text{scat}} = 1, 2, 5$ mm それぞれに対する R の要求値という形式で条件を求めると，次のようになる：

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{scat}} = 1 \text{ mm のとき, } R &> 1.74 \\ \lambda_{\text{scat}} = 2 \text{ mm のとき, } R &> 1.96 \\ \lambda_{\text{scat}} = 5 \text{ mm のとき, } R &> 2.64 \end{aligned} \tag{6.1}$$

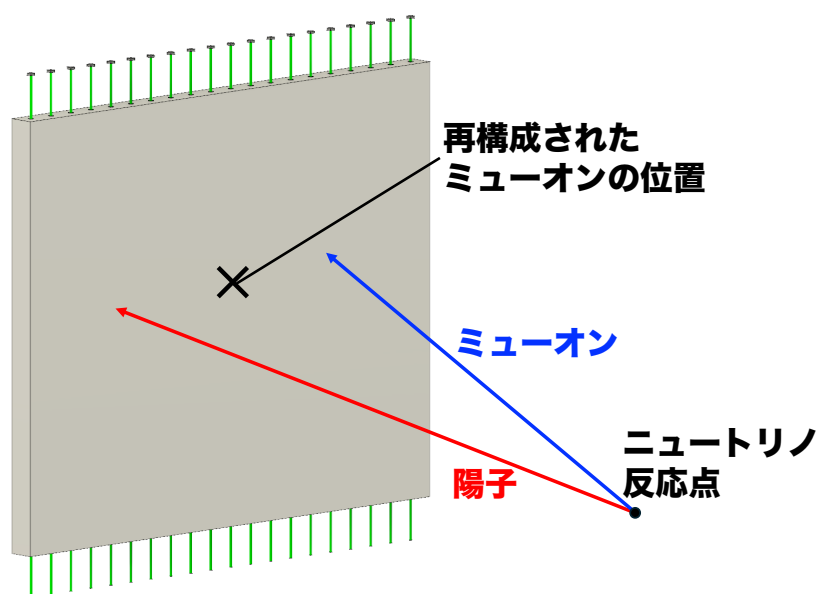


図 6.1: 2 粒子ヒットのイベントを 1 粒子ヒットだと間違えて再構成したときの再構成位置.

6.3 光量確保のための工夫

6.3.1 概要

5.2 節で述べた初期デザインに対して，次の A) ~ E) の工夫をすれば MPPC で検出される光量が増加すると考えられる．図 6.2 にそれらの概念図を示す．

^{*24} 10.2.2 節で述べるように，1 粒子ヒットイベントを多粒子ヒットイベントの方法で位置再構成しても要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい分解能で再構成が可能であるため，1 粒子ヒットイベントが 1 粒子ヒットイベントだと正しく認識される割合は低くても大きな問題とはならない．

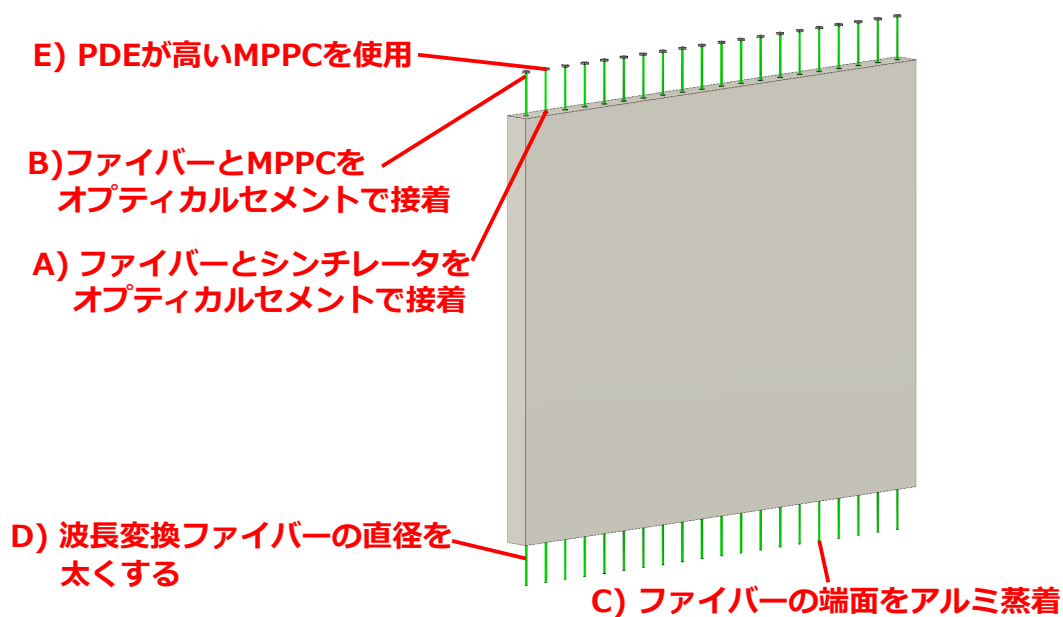


図 6.2: 光量確保のための工夫. A) については A-1) の場合を示す.

A) 波長変換ファイバーとシンチレータを光学セメントで接着する

初期デザインでは、プラスチックシンチレータに掘られた穴に波長変換ファイバーを挿入する構造となっており、シンチレータ内で発生したシンチレーション光はファイバーとシンチレータの間の空気の層を介してファイバーに到達する。表 6.1 に示すように、空気の屈折率はシンチレータ、ファイバーの屈折率と大きく異なるため、空気とシンチレータ、空気とファイバーの境界での反射の効果によってシンチレーション光の収集効率が落ちる。

光学セメント (Eljen Technology 社 EJ-500^[104]) はエポキシ樹脂製の接着剤であり、屈折率がシンチレータおよび波長変換ファイバーの屈折率と近い (表 6.1)。そのため、波長変換ファイバーとシンチレータを光学セメントで接着することでファイバーによるシンチレーション光の収集効率を向上できると考えられる。

表 6.1: シンチレータ, 波長変換ファイバー, 空気, 光学セメントの屈折率.

素材	屈折率	
シンチレータ	1.59	
波長変換ファイバー (Y-11(200)M ^[96])	コア部	1.59
	内クラッド部	1.49
	外クラッド部	1.42
空気	1.00	
光学セメント (EJ-500 ^[104])	1.57	

実際に波長変換ファイバーとシンチレータを光学セメントで接着する方法としては以下のようなものが考えられる。

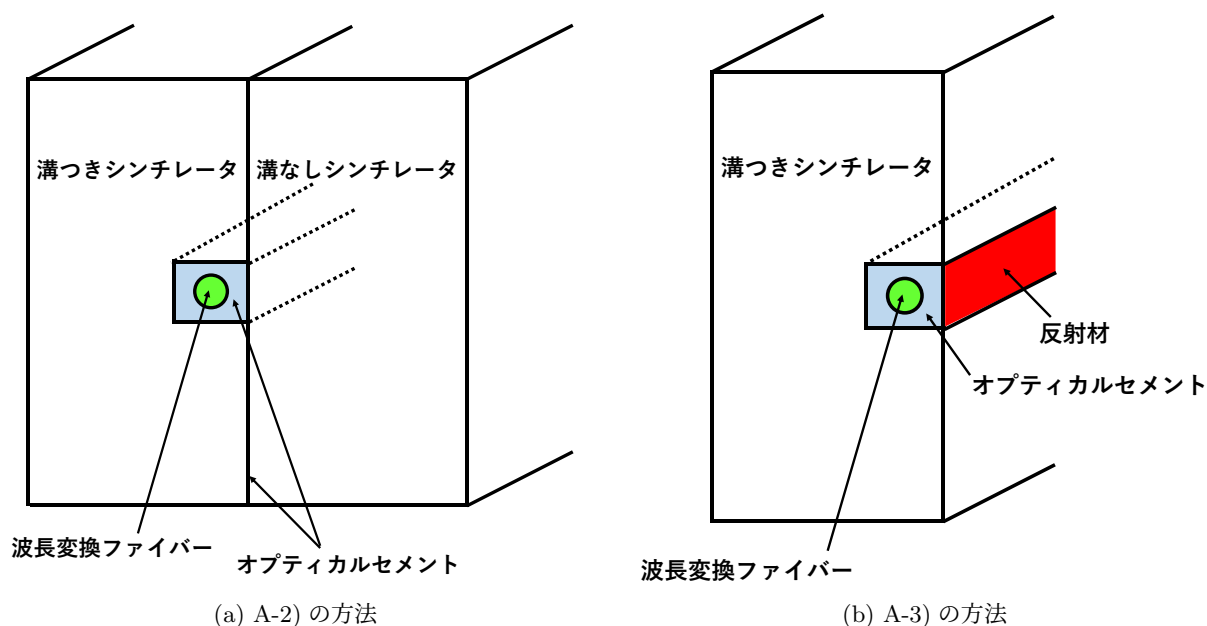


図 6.3: 波長変換ファイバーとシンチレータのオプティカルセメントによる接着方法 A-2), A-3) の概念図. ファイバーの先端から見た図である. 図には示していないが, 溝以外のシンチレータの表面にも反射剤を塗布する.

- A-1) シンチレータに掘られた穴の中に波長変換ファイバーとオプティカルセメントを入れる (図 6.2)
- A-2) シンチレータに掘られた溝に波長変換ファイバーをオプティカルセメントで埋め, 他の溝の掘られていないシンチレータとオプティカルセメントで接着する (図 6.3(a))
- A-3) シンチレータに掘られた溝に波長変換ファイバーをオプティカルセメントで埋め, その上から反射剤を塗布する^{*25} (図 6.3(b))

オプティカルセメントの充填率が 100%であると仮定すると, シンチレーション光の収集効率が最も高いのは A-1) となると予想される. なぜなら, A-1) の方法ではファイバーがシンチレータの中心に位置しており, A-2) の方法のようにシンチレータの境界がないからである. また, A-2), A-3) の方法のどちらの方が光量が高くなるかどうかは, A-2) の方法における 2つのシンチレータの境界がシンチレーション光の収集効率を低下させる効果と A-3) の方法においてファイバーが中心から離れていることによりシンチレーション光の収集効率が低くなる効果のどちらが主に効くかによって決まると考えられる. 一方, 接着作業の容易性については容易な順に A-3), A-2), A-1) となると予想される. なお, A-1) の方法が最も難易度が高い理由は, オプティカルセメントには粘性があるため, 約 1.4 m のシンチレータの穴にオプティカルセメントを完全に充填させるのにかなり時間を要することが予想されるからである. これらの方法のうちどの方法を採用するかは, 光量の増加率や接着作業の容易性などを考慮して実測およびシミュレーションの結果をもとに判断する.

^{*25} 溝以外のシンチレータの表面にも反射剤を塗布する. A-1), A-2) についても同様にシンチレータの表面に反射剤を塗布する.

B) 波長変換ファイバーと MPPC をオプティカルセメントで接着する

5.3.3 節で述べたように、波長変換ファイバーと MPPC の接続は GOMI コネクタを用いて行う。GOMI コネクタを用いるとファイバー端面と MPPC 受光面を接近させることが可能になるが、完全に密着することは不可能であり、ファイバーの端面から出て行く光は薄い空気の層を介して MPPC の受光面に到達する。そのため、A) と同じ理由により、波長変換ファイバーと MPPC をオプティカルセメントで接着することによって MPPC で検出される光量が向上すると考えられる。なお、実際には MPPC の受光面の表面はシリコン樹脂でコーティングされているため、波長変換ファイバーと表面のシリコン樹脂をオプティカルセメントで接着することになる。

C) 波長変換ファイバーの端面をアルミ蒸着する

波長変換ファイバーの MPPC とは反対側の端にアルミ蒸着加工を施すことにより、ファイバー内を MPPC とは逆側に伝播する光が端で反射して MPPC 側に戻ってくるため、MPPC で検出される光量が向上することが期待される。この手法は T2K 実験の ND280 の FGD で使用されているファイバーにも採用されている [27]。

D) 波長変換ファイバーの直径を太くする

波長変換ファイバーの直径を初期デザインの 1 mm から 2 mm に太くすることにより、シンチレーション光が波長変換ファイバーに吸収される効率が上がり、MPPC で検出される光量が向上すると考えられる。

E) PDE が高い MPPC を用いる

初期デザインでの MPPC (S13081-050CS(X1)) よりも PDE が高い MPPC (S13360-3075CS^[105]) を用いると MPPC で検出される光量が向上するはずである。図 6.4 から分かるように、S13081-050CS(X1) よりも S13360-3075CS の方が PDE が高いことが分かる、また、表 6.2 に S13360-3075CS の基本仕様を示す。

表 6.2: MPPC S13360-3075CS の基本仕様^[105]。温度 25°C, オーバー電圧 3 V における値を示す。

受光面のサイズ	3.0 × 3.0 mm ²
ピクセル数	1600
ピクセルピッチ	75 μm
ブレイクダウン電圧	53 ± 5 V
ダークカウントレート (> 0.5 p.e.)	~ 500 kHz
クロストーク確率	~ 7%
感度波長	270 nm から 900 nm
最大感度波長	450 nm
最大感度波長での PDE	~ 50%

以上で説明した A) ~ E) の方法で実際に光量が向上するかどうかを 1 チャンネルのみの場合で Geant4 を用いたシミュレーション (6.3.2 節) および実測 (6.3.3 節) により確かめた。

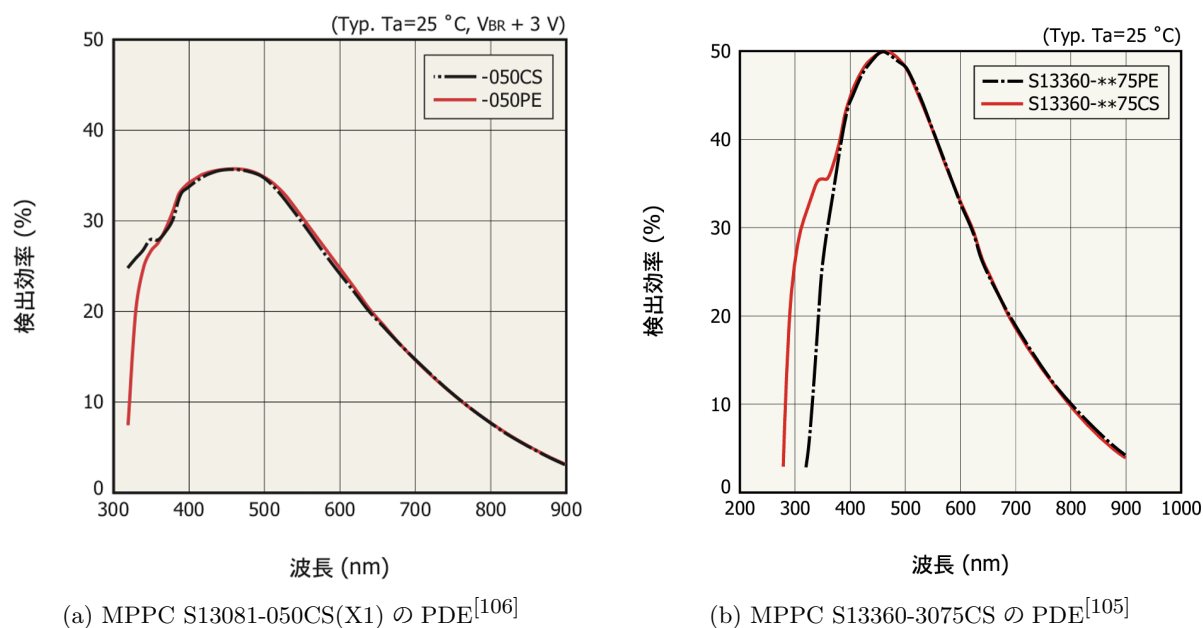


図 6.4: MPPC S13081-050CS(X1) と S13360-3075CS の PDE の比較.

6.3.2 Geant4 を用いたシミュレーション

Geant4 とは

Geant4 (GEometry ANd Tracking) は欧州原子核研究機構 (CERN) によって開発された、物質中を通過する粒子の相互作用や運動をシミュレーションするツールキットである^[97]。Geant4 では電子や γ 線などの粒子を発生させ、それらが検出器内でどのような飛跡をたどり 2 次粒子を発生させるかなどをシミュレーションできる。また、可視光程度の低エネルギーの光子 (optical photon) も粒子として用意されており、optical photon を用いることで媒質中の光の伝播や散乱、境界面での光の反射・屈折などの光学シミュレーションを行うことができる。本研究では Geant4 のバージョン 11.1.2 を用いてシミュレーションを行っている。

方法

Geant4 で図 6.5 に示すようなセットアップを構築した。シンチレータの素材、発光スペクトル、減衰長などの特性は、A-2) および A-3) の実測で用いた Eljen Technology 社の EJ-200^[107] の値を再現し、単位エネルギー損失あたりのシンチレータの発光量については、10000 photons/MeV とした。シンチレータのサイズおよび穴の直径 (溝の幅・深さ) は実測で用いたシンチレータのサイズに合わせて、表 6.3 のように設定した。A-2) では、2 枚のシンチレータ (片方は溝あり、もう片方は溝なし) の接着のためのオプティカルセメント (EJ-500) の層の厚さは 0.1 mm とした。また、シンチレータの表面に塗布する反射材の反射率については EJ-510 の反射率を再現した。

波長変換ファイバーの吸収・発光スペクトル、屈折率などの特性は Y-11(200)M の値を再現し、D) の場合は直径 2 mm、それ以外は直径 1 mm とした。波長変換ファイバーの長さはその場合についても 600 mm とした。MPPC の PDE や受光面のサイズなどの特性については E) では S13360-3075CS、それ以外は S13081-050CS(X1) の値を再現した。また、A-1)~A-3) の各場合ではシンチレータとファイバー間の隙間をオプティカルセメント (EJ-500) で埋め、それ以外の場合は空気と

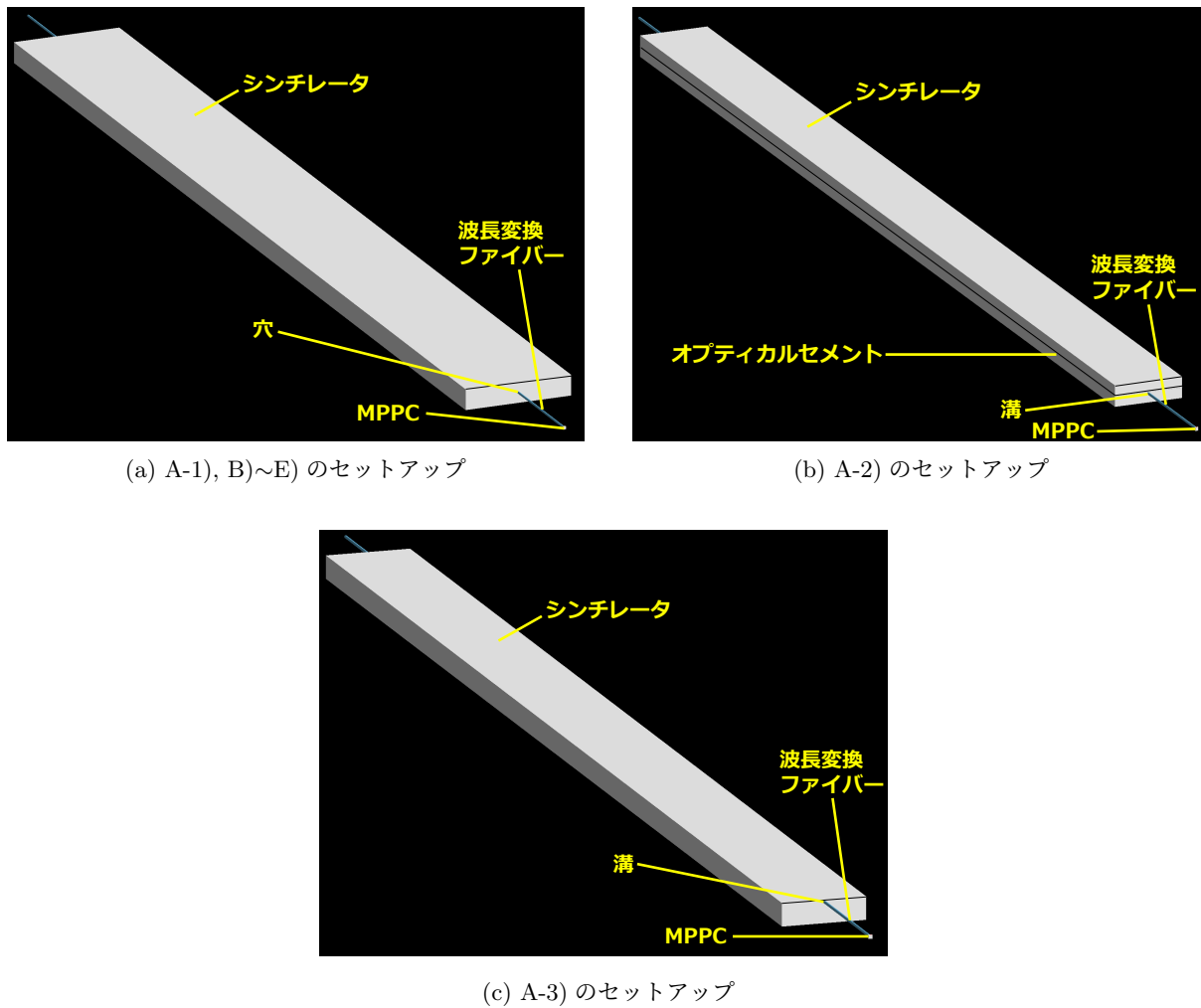


図 6.5: 光量確保のための工夫に関する Geant4 によるシミュレーションのセットアップ. シンチレータの表面には反射材を塗布している.

表 6.3: 光量確保のための工夫の各場合のシンチレータに関する条件.

条件	シンチレータのサイズ	穴 or 溝	穴の直径 or 溝の幅・深さ
A-1)・B)~E) の工夫なし, A-1), B), C), E)	50 mm×500 mm×10 mm	穴	2 mm
A-2)・A-3) の工夫なし	30 mm×500 mm×8 mm	穴	2 mm
A-2)	30 mm×500 mm×4 mm を 2 枚	溝	1.2 mm
A-3)	30 mm×500 mm×8 mm	溝	1.2 mm
D)	50 mm×500 mm×10 mm	穴	3 mm

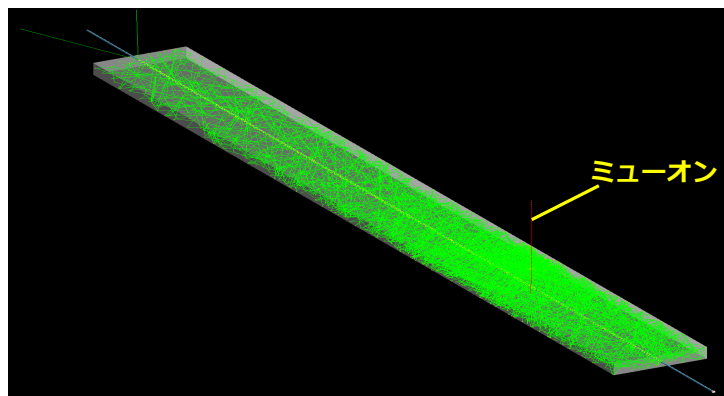


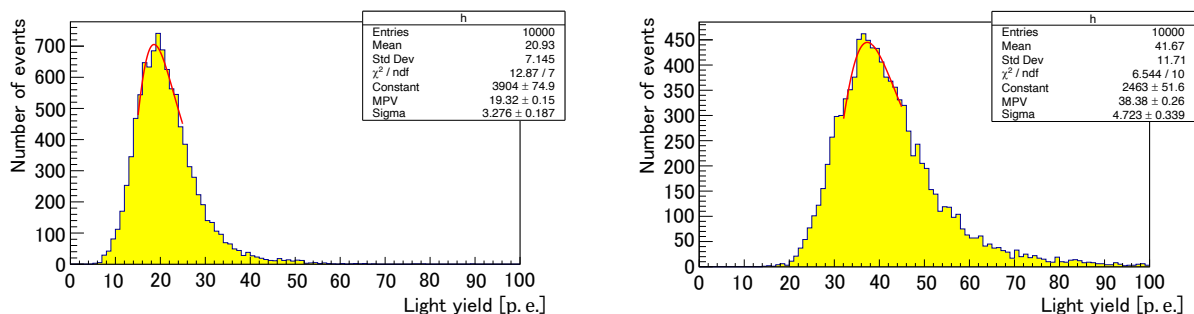
図 6.6: 光量確保のための工夫に関する Geant4 によるシミュレーションの様子。

設定した。MPPC の構造は受光面の表面のシリコン樹脂によるコーティングも含めて再現し、波長変換ファイバーと MPPC 表面のシリコン樹脂の間には 0.1 mm の隙間を空けた。B) の場合にはその隙間を光学セメント (EJ-500) で埋め、それ以外では空気に設定した。可視光におけるアルミの反射率は 90% 程度であるため^[108,109]、C) におけるファイバーの端のアルミの反射率は 90% と設定した。

図 6.6 に Geant4 によるシミュレーションの様子を示す。シミュレーションでは、1 GeV のミューオンをシンチレータの面内で一様かつ面に対して垂直に入射させた。ミューオンのエネルギー損失によりシンチレーション光が発生し、シンチレータ内での伝播や反射、波長変換ファイバーによる光子の吸収および波長変換後の光子の放出、ファイバー内での光子の伝播などのプロセスの後、MPPC に到達した光子は設定した PDE に従って光電子数に変換され光電子数が記録される。それぞれの場合について 10000 イベントのシミュレーションを行った。なお、このシミュレーションにおいては MPPC のダークパルスやクロストーク、アフターパルスの効果や MPPC のピクセル数による検出光子数の飽和の影響については考えていない。

結果

相対論的粒子が薄い物体を止まらずに突き抜ける場合に物質中に落とすエネルギーはランダウ分布に従う。よって、このシミュレーションにおいて得られる光量もランダウ分布に従う。そこ



(a) A-1) · (B)~(E) の工夫なしの場合の光量分布。

(b) A-1) の光量分布。

図 6.7: シミュレーションで得られた光量分布のランダウ分布によるフィッティングの例。

で、それぞれの場合で得られた光量分布を図 6.7 のようにランダウ分布でフィッティングし、その最確値 (MPV: Most Probable Value) を用いて工夫なしの場合からの光量の増加率を求めた。その結果を表 6.4 に示す。なお、表に示す誤差はランダウ分布によるフィッティングの際の誤差を表す。どの場合についても工夫なしの場合から光量が増加することが確かめられた。

表 6.4: 光量確保のための工夫に関するシミュレーション結果.

条件	光量 (MPV) [p.e.]	工夫なしの場合からの増加率
A-1)・B)~E) の工夫なし	19.32 ± 0.15	1
A-2)・A-3) の工夫なし	22.83 ± 0.19	1
A-1) 穴にファイバーとオプティカルセメントを入れる	38.38 ± 0.26	1.99 ± 0.02
A-2) 溝にファイバーをオプティカルセメントで埋め、さらにシンチレータを被せる	40.49 ± 0.28	1.77 ± 0.02
A-3) 溝にファイバーをオプティカルセメントで埋め、反射材を塗布する	43.39 ± 0.31	1.90 ± 0.02
B) ファイバーと MPPC を接着	23.54 ± 0.20	1.22 ± 0.01
C) ファイバー端面をアルミ蒸着	32.45 ± 0.19	1.68 ± 0.02
D) ファイバーを太くする	42.05 ± 0.28	2.18 ± 0.02
E) PDE が高い MPPC を用いる	26.31 ± 0.20	1.36 ± 0.01

6.3.3 実測

6.3.2 節でのシミュレーションにおいて、6.3.1 節で述べた工夫により光量が向上することが確かめられた。しかし、シミュレーションは理想的な状況下のものであるため、実際に光量が向上するかどうかを実測により検証する必要がある。また、実際にそれぞれの条件での加工を行うことで、加工の容易性などから 132 cm × 140 cm のサイズで実現可能かどうかを確かめる必要がある。そこで、宇宙線ミュオンを用いた測定を行った。

測定の設定アップ

測定は図 6.8 に示すようなセットアップで行った。光量が向上するかどうかを評価するためのシンチレータ (評価用シンチレータ) 2, 3 個の上下に同じサイズのトリガー用シンチレータを取り付けた。A-2), A-3), および A-2)・A-3) の工夫なしの場合以外については、評価用シンチレータとして T2K 実験の INGRID に用いられているシンチレータを用いた。INGRID のシンチレータには直径 2 ~ 3 mm の穴が空いており、その穴に波長変換ファイバーを通した。また、INGRID のシンチレータのサイズは 50 mm × 500 mm × 10 mm であり^{*26}、シンチレータの表面には反射材が塗布されている。A-2), A-3), および A-2)・A-3) の工夫なしの場合で用いたシンチレータについては後述する。

宇宙線ミュオンがシンチレータを通過した際に発生したシンチレーション光は波長変換ファイバーを通して集められ、MPPC で検出される。MPPC の信号を読み出すための回路基板を作

^{*26} このサイズとなるようにシンチレータを切断した。

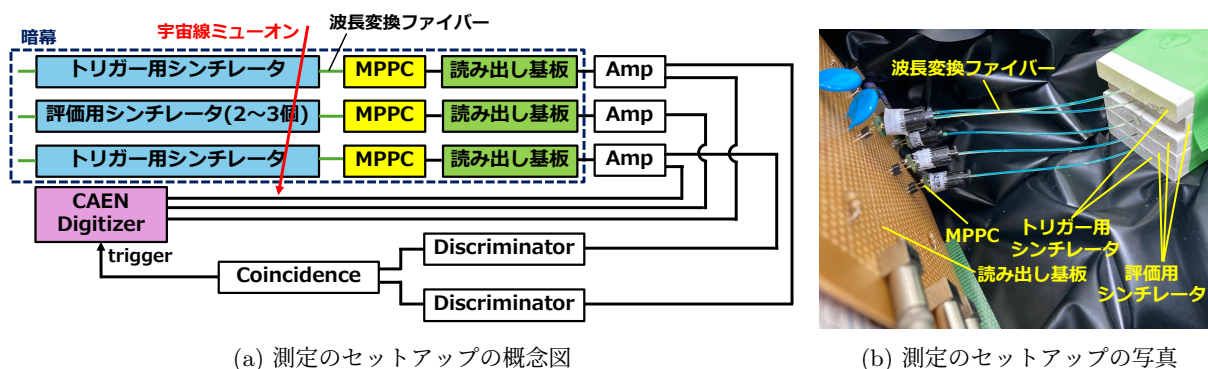


図 6.8: 光量確保のための工夫についての測定のセットアップ. (b) の写真中のシンチレータは INGRID のシンチレータである.

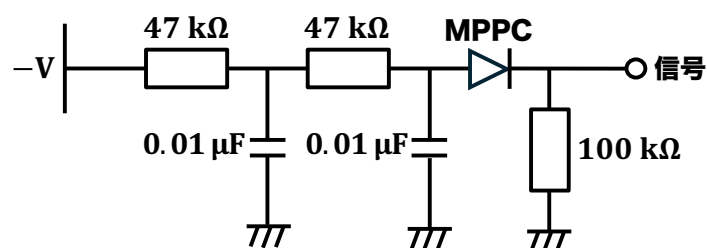


図 6.9: MPPC 読み出し基板の回路図. 1 チャンネルの場合を示しており, 実際にはこの回路を数チャンネル並列に接続したものをを用いた.

製し, それを用いて MPPC の信号を読み出した. 図 6.9 に MPPC の読み出し基板の回路図を示す. 回路図は 1 チャンネルの場合のものであり, 実際にはこの回路を数チャンネル並列に接続したものをを用いた. また, MPPC に印加する逆電圧は 57 V 程度とした. トリガー用シンチレータに接続された MPPC からの信号はディスクリミネータに送られる. ディスクリミネータは入力信号が閾値 (3 p.e. 程度に設定) を超えたときに NIM 信号^{*27}をコインシデンスに送る. コインシデンスは上下のトリガー用シンチレータのディスクリミネータから同時に NIM 信号が送られてきたときに NIM 信号を出力し, それをトリガーとして CAEN 社のデジタイザ DT5725^[110]を用いて各 MPPC の波形を記録した.

測定の再現性を確かめるために, GOMI コネクタによる波長変換ファイバーと MPPC の再接続や MPPC と読み出し回路の再接続を行った上で 2 回ずつ測定した. また, 各測定の直前または直後に MPPC のキャリブレーション用に, クロックジェネレータから出力される 1 kHz の NIM 信号をトリガーとして MPPC のダークパルス測定した.

解析方法

今回使用したデジタイザのサンプリングレートは 250 MS/s であり, 4 ns ごとに電圧値を測定し記録する. MPPC から送られデジタイザに記録される宇宙線ミュオンによる MPPC の信号の典型的な波形は図 6.10 のようになる. ADC 値が一定になっている部分から求めたベースラインとの ADC 値の差を足し合わせた値を ADC Integral と定義する.

ダークパルスの測定により得られた波形から ADC Integral を求めヒストグラムにすると図 6.11

^{*27} NIM は Nuclear Instruments Module の略で回路モジュールの機械的・電気的仕様に関する規格である. NIM 信号は立ち上がりの速い -800 V のパルスである.

のようになる。ここで、ADC Integral を求める際の ADC 値を足し合わせる範囲は 1 p.e. のピークがはっきり見えるように調整した。1 p.e. に相当するピークをガウス分布でフィッティングし、ガウス関数の平均値を 1 p.e. あたりの ADC Integral の値とした^{*28}。

宇宙線の測定において、キャリブレーション結果をもとに ADC Integral から光量に変換して、トリガー用シンチレータの光量がどちらも 3 p.e. 以上という条件の下でヒストグラムにすると図 6.12 のようになる。なお、ADC Integral を求める際の ADC 値を足し合わせる範囲については宇宙線による信号が積分範囲内に収まるように各場合で定めた。Geant4 によるシミュレーションの場合と同様に、得られた光量分布をランダウ分布でフィッティングを行い、その MPV を用いて工夫なしの場合からの光量の増加率を求めた。

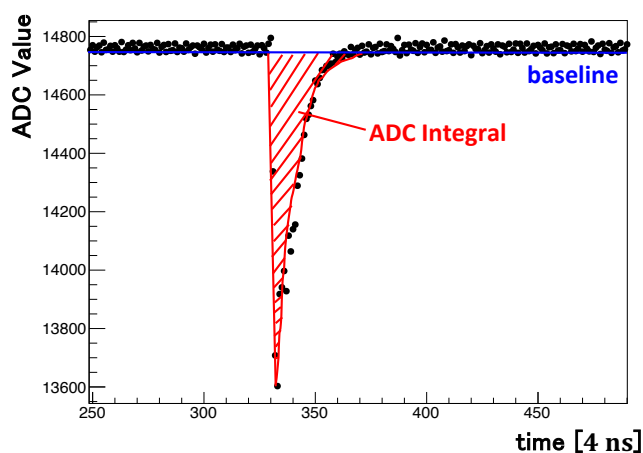


図 6.10: デジタイザに記録される宇宙線ミュオンによる MPPC の信号の波形の例と ADC Integral の定義。

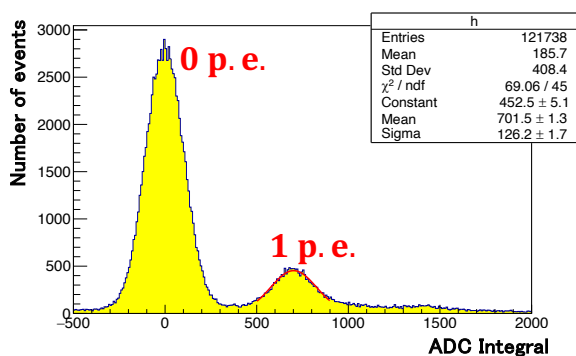


図 6.11: キャリブレーションにおける 1 p.e. のガウス分布によるフィッティングの例。

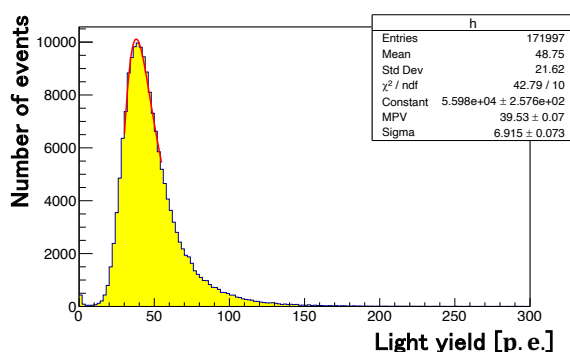


図 6.12: 実測で得られた光量分布のランダウ分布によるフィッティングの例。

各場合の方法と結果

- A-1) シンチレータに掘られた穴の中にファイバーとオプティカルセメントを入れる

まず、工夫なしの場合として INGRID のシンチレータの穴に波長変換ファイバーを単に通

^{*28} ADC Integral は ADC 値とベースラインの差を足し合わせたものであるから、0 p.e. に対応する ADC Integral の値は 0 である。

ただけのときの光量を 3 つのシンチレータについて測定した。その後、A-1) として、同じシンチレータ、MPPC、ファイバーを用いて、INGRID のシンチレータの穴にファイバーを通し、スポイトを用いてオプティカルセメントを注入したときの光量を測定した。その際、片方の穴からオプティカルセメントを注入し、もう片方の穴からオプティカルセメントが出てくるまで注入し続けた。表 6.5 に測定結果を示す。なお、表に示す値は 2 回の測定の平均であり、誤差はランダム分布によるフィッティングの際の誤差を表す (以後同様)。また、2 回の測定値の差は 5% 以下であり再現性が確かめられた (以降の測定についても同様に再現性が確かめられた)。

シミュレーション結果と同等の光量の増加率が得られたが、シンチレータ間での増加率のばらつきが大きい。それは、穴の中に入っているオプティカルセメントの充填率のばらつきによるものだと考えられる。また、オプティカルセメントの粘度が高いため、オプティカルセメントを注入するのにかなり時間を要した (長さ 50 cm の穴にオプティカルセメントを注入するのに約 30 分かかった)。実際にトラックを製作する際には約 1.4 m の穴の中にオプティカルセメントを注入しないといけないため、この方法は現実的な方法でないと考えられる。

表 6.5: 光量確保のための工夫 A-1) の測定結果。

シンチレータ	工夫なしの場合の光量 [p.e.]	A-1) での光量 [p.e.]	光量の増加率
①	15.30 ± 0.03	35.56 ± 0.08	2.324 ± 0.007
②	16.66 ± 0.04	27.38 ± 0.08	1.643 ± 0.006
③	16.18 ± 0.03	28.13 ± 0.04	1.739 ± 0.004

- A-2) シンチレータに掘られた溝にファイバーをオプティカルセメントで埋め、シンチレータを被せる、A-3) シンチレータに掘られた溝にファイバーをオプティカルセメントで埋め、反射材を塗布する

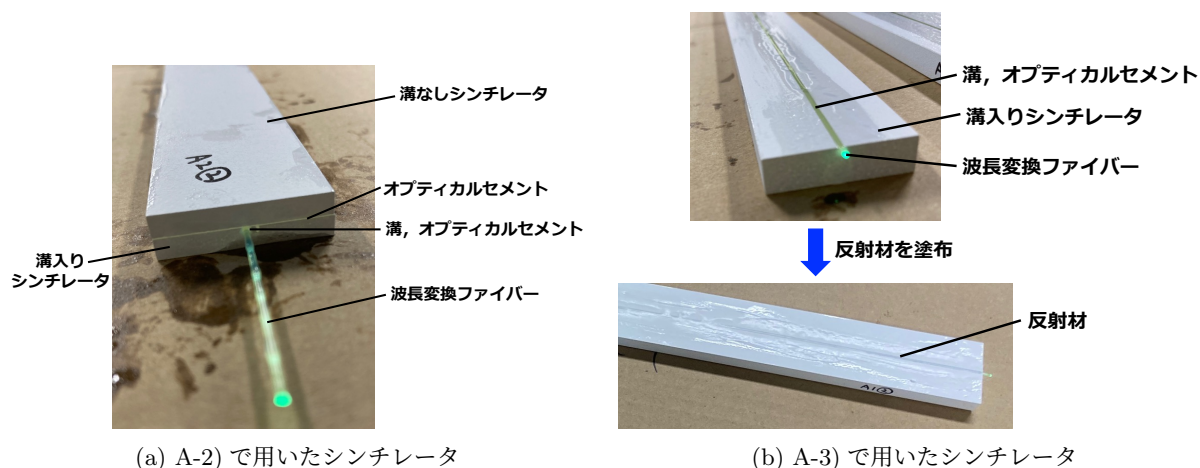


図 6.13: 光量確保のための工夫 A-2), A-3) の実測で用いたシンチレータ。

まず、工夫なしの場合としてサイズが 30 mm × 62.5 mm × 8 mm^{*29} の Eljen Technology 社のシンチレータ EJ-200^[107] に空いた直径 2 mm の穴に波長変換ファイバーを単に通した

^{*29} 工夫なしの場合のシンチレータの長さも A-1), A-2) と同じく 500 mm にしたかったが、62.5 mm 以上の長さの穴加工は不可能だったため、62.5 mm とした。

だけの時の光量を 2 つのシンチレータについて測定した。シンチレータ表面の反射材の塗布および穴加工についてはジーテック社^[11]に依頼した。また、A-2), A-3) の測定に用いたシンチレータの反射材の塗布、溝加工についても同社に依頼した。その後、A-2) として、30 mm × 500 mm × 4 mm のサイズのシンチレータ (EJ-200) に掘ってある幅・深さ 1.2 mm の溝に工夫なしの場合と同じファイバーをオプティカルセメントで接着し、さらに同じサイズで溝が掘ってないシンチレータを被せてオプティカルセメントで接着し、光量を測定した (図 6.13(a))。また、A-3) については、工夫なしの場合の測定を行った後、図 6.13(b) のように、30 mm × 500 mm × 8 mm のサイズのシンチレータに掘ってある幅・深さ 1.2 mm の溝に工夫なしの場合と同じファイバーをオプティカルセメントで接着し、さらにその上から反射材を塗布して光量を測定した。A-2), A-3) の測定結果は表 6.6, 6.7 のようになった。

A-2), A-3) により光量が向上することが確かめられたが、シミュレーション結果よりも増加率が低くなった。その主な原因は、工夫なしの場合のシンチレータのサイズが A-2), A-3) のシンチレータのサイズと異なることだと考えられる。また、A-2), A-3) の作業は A-1) と比べて容易であった。ただし、A-2) については、今回はシンチレータのサイズが小さかったため容易に行えたが、実際のトラックの製作においては約 1.4 m 四方のサイズのシンチレータ 2 枚を接着する必要がある加工難易度が高くなると考えられる。

表 6.6: 光量確保のための工夫 A-2) の測定結果.

シンチレータ	工夫なしの場合の光量 [p.e.]	A-2) での光量 [p.e.]	光量の増加率
①	53.44 ± 0.25	71.33 ± 0.18	1.335 ± 0.007
②	54.22 ± 0.24	68.76 ± 0.19	1.268 ± 0.007

表 6.7: 光量確保のための工夫 A-3) の測定結果.

シンチレータ	工夫なしの場合の光量 [p.e.]	A-3) での光量 [p.e.]	光量の増加率
①	61.45 ± 0.30	73.91 ± 0.15	1.203 ± 0.006
②	52.87 ± 0.26	64.84 ± 0.15	1.226 ± 0.007

● B) ファイバーと MPPC をオプティカルセメントで接着する

A-1) の測定の後、さらに MPPC と波長変換ファイバーをオプティカルセメントで接着して (つまり A-1)+B) 光量の測定を行った。A-1) と B) の光量向上に対する影響は独立だと考えてよいため、A-1) の場合に対する A-1)+B) の場合の光量増加率は B) のみによる光量増加率とみなせる。表 6.8 に測定結果を示す。わずかに光量が向上したが、シミュレーション結果よりも増加率が低くなった。その原因として、オプティカルセメントへの空気の泡の混入

表 6.8: 光量確保のための工夫 B) の測定結果.

シンチレータ	A-1) での光量 [p.e.]	A-1)+B) での光量 [p.e.]	光量の増加率
①	35.56 ± 0.08	39.11 ± 0.05	1.100 ± 0.003
②	27.38 ± 0.08	31.90 ± 0.27	1.165 ± 0.010
③	28.13 ± 0.04	28.47 ± 0.06	1.012 ± 0.003

が影響している可能性が高いと考えられる^{*30}。

● C) ファイバーの端面をアルミ蒸着する

まず、波長変換ファイバーの先端にアルミ蒸着加工を施したものをを用いて光量の測定を行った。ファイバー先端のアルミ蒸着の写真を図 6.14 に示す。アルミ蒸着加工はカネコ真空社^[112]に依頼した。その後、アルミ蒸着部分を切断して工夫なしの場合の光量の測定を行った。表 6.9 に測定結果を示す。光量の増加率はシミュレーション結果よりも低いが、光量が増加することを確認された。光量の増加率がシミュレーション結果よりも低くなった主な原因は、ファイバーの先端をダイヤモンドカッターで研磨せずにアルミ蒸着加工を施したことであると考えられる。ファイバーの先端をダイヤモンドカッターで研磨した場合には、ファイバー内を伝播する光はファイバーの端面で鏡面反射を起こすため、反射した光もファイバー内の全反射条件を満たし、ファイバー内を伝搬することができる。一方、ファイバーの先端をダイヤモンドカッターで研磨しなかった場合には、ファイバー内を伝播する光はファイバーの端面で乱反射を起こすため、反射した光がファイバー内の全反射条件を満たすとは限らず、反射角が全反射条件を満たさなければファイバーの外部へと漏れ出てしまう。新型トラック実機の製作で用いるファイバーはダイヤモンドカッターで研磨してからアルミ蒸着加工をする予定であり、光量の増加率は改善されると考えられる。

表 6.9: 光量確保のための工夫 C) の測定結果。

シンチレータ	工夫なしの場合の光量 [p.e.]	C) での光量 [p.e.]	光量の増加率
①	17.38 ± 0.04	24.97 ± 0.04	1.437 ± 0.004
②	28.81 ± 0.07	42.33 ± 0.09	1.469 ± 0.005
③	22.02 ± 0.06	27.52 ± 0.06	1.250 ± 0.004

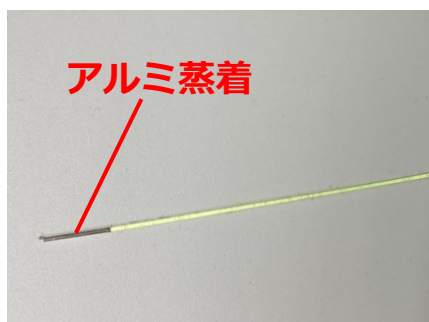


図 6.14: 光量確保のための工夫 C) の実測で用いた波長変換ファイバー先端のアルミ蒸着。

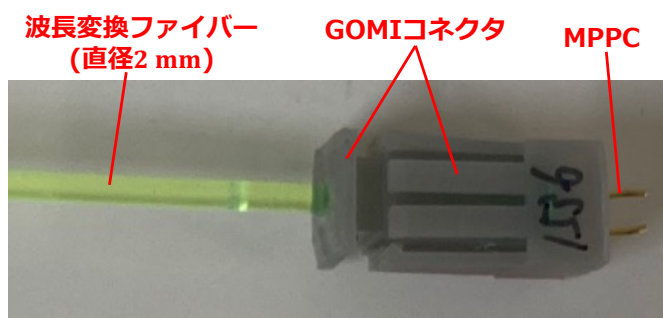


図 6.15: 光量確保のための工夫 D)+E) の実測で用いた波長変換ファイバー, GOMI コネクタ, MPPC. MPPC は GOMI コネクタの中に入っており, MPPC のリード線のみ見える。

● D) ファイバーの直径を太くする + E) PDE が高い MPPC を用いる

D) における波長変換ファイバーの直径が 2 mm であるのに対し、工夫なしの場合の MPPC の受光面のサイズが $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ 、E) での MPPC の受光面のサイズが $3.0 \times 3.0 \text{ mm}^2$ で

^{*30} オプティカルセメントはレジンと硬化剤を混合して作製する。その際、スプーン等がかき混ぜる工程で、空気の泡が多少混入することが避けられない。

あるため、D) と E) の工夫を同時に行ったときの光量の増加率を測定した。直径 2 mm のファイバーとサイズが $3.0 \times 3.0 \text{ mm}^2$ の MPPC(S13360-3075CS) を接続する用の GOMI コネクタを新たに設計し、京都大学理学研究科技術室に依頼して 3D プリンタで製作した (図 6.15)。工夫なしの場合については D)+E) の測定と同じシンチレータを用いて 1 mm のファイバー、MPPC S13081-050CS(X1) の場合で測定を行った。

表 6.10 に測定結果を示す。ここで、測定の際に MPPC に印加した電圧値におけるクロストーク確率が工夫なしの場合の MPPC では約 1%、E) の MPPC では約 12% であるため、D)+E) での光量を工夫なしの場合の光量で割った値をさらに $1.12/1.01 \approx 1.11$ で割ることでクロストーク確率の違いの補正を行い、補正後の値を光量の増加率とした。シミュレーションでは D)+E) による光量の増加率は $2.18 \times 1.36 = 2.96$ であり、シミュレーション結果と同等の光量の増加率が得られた。

表 6.10: 光量確保のための工夫 D)+E) の測定結果。

シンチレータ	工夫なしの場合の光量 [p.e.]	D)+E) での光量 [p.e.]	光量の増加率
①	25.86 ± 0.06	99.76 ± 0.34	3.475 ± 0.02
②	32.54 ± 0.10	104.5 ± 0.5	2.893 ± 0.02
③	21.12 ± 0.06	83.92 ± 0.26	3.580 ± 0.02

6.3.4 光量確保のための工夫のまとめ

以上のシミュレーション・実測結果をもとにして光量確保のための工夫 A)~E) のうちどれを新型トラックに採用するかを考える。まず、A) について考える。最も光量の増加率が高い方法は A-1) であるが、オプティカルセメントをシンチレータの穴に注入するのにかなりの時間を要する上、オプティカルセメントの充填率の違いにより個体差が生じるため現実的でない。A-2)、A-3) の方法については、A-3) の方が加工難易度が低いこと、A-2) ではシンチレータが 2 枚必要であるのに対して A-3) ではシンチレータの枚数が 1 枚で十分であり、1 枚のシンチレータの両面に直交する向きに溝を掘ることで x , y 方向の両方に感度を持たせることができること、光量の増加率が A-2) と A-3) で大きく異なることを踏まえると、A-3) の方法を採用するのが最適だと考えられる。

B) については、実測において光量があまり増加しなかったことと、一度 MPPC をファイバーと接着してしまうと MPPC の交換ができなくなることを踏まえて、採用しないことにする。C)~E) については十分な光量の増加が実測で確認でき、加工難易度も低くないため、採用する。

以上より、光量確保のための工夫 A)~E) のうち、A-3)、C)~E) を新型トラックに採用する。A-3)、C)~E) の光量増加率への影響がそれぞれ独立だとすると、それらの工夫により、約 5.6 倍光量が向上することが期待される。

6.4 シンチレーション光の局在化のための工夫

6.4.1 概要

前章で述べたように、シンチレーション光の局在化のために散乱体入りシンチレータを用いる。散乱体の濃度が高くなるほどシンチレーション光の局在化の度合いが大きくなるが、濃度を高くしすぎると散乱体によるシンチレーション光の吸収の効果により光量が低下する可能性があるため、適切な散乱体の濃度を調べる必要がある。そこで、クラレ社が製作した3種類の濃度のシンチレータサンプルを用いた宇宙線ミュオン測定と Geant4 によるシミュレーションを組み合わせ、局在化具合と光量の評価を行った。

6.4.2 測定方法

本測定では、クラレ社が製作した $50\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 9\text{ mm}$ のサイズ^{*31}の散乱体入りシンチレータサンプル3個を使用した。シンチレータサンプルは、散乱体濃度の低いものから順にシンチレータサンプル①、②、③と呼ぶことにする。散乱体濃度の相対値のみ明かされており、その比は①:②:③ = 1:2:4である。また、座標軸を図6.16(b)のように定義する。各シンチレータには y 軸に平行な方向に4本、 x 軸に平行な方向に9本の深さ・幅 1.2 mm の溝が 10 mm 間隔に掘られている。図6.16(a)のように、溝に直径 1 mm の波長変換ファイバーをオプティカルセメントで接着し、シンチレータの表裏に反射材を塗布した。MPPCは初期デザインのMPPC(S13081-050CS(X1))を用いた。また、MPPCの読み出し回路基板の製作についてはシグナス社^[113]に依頼した。

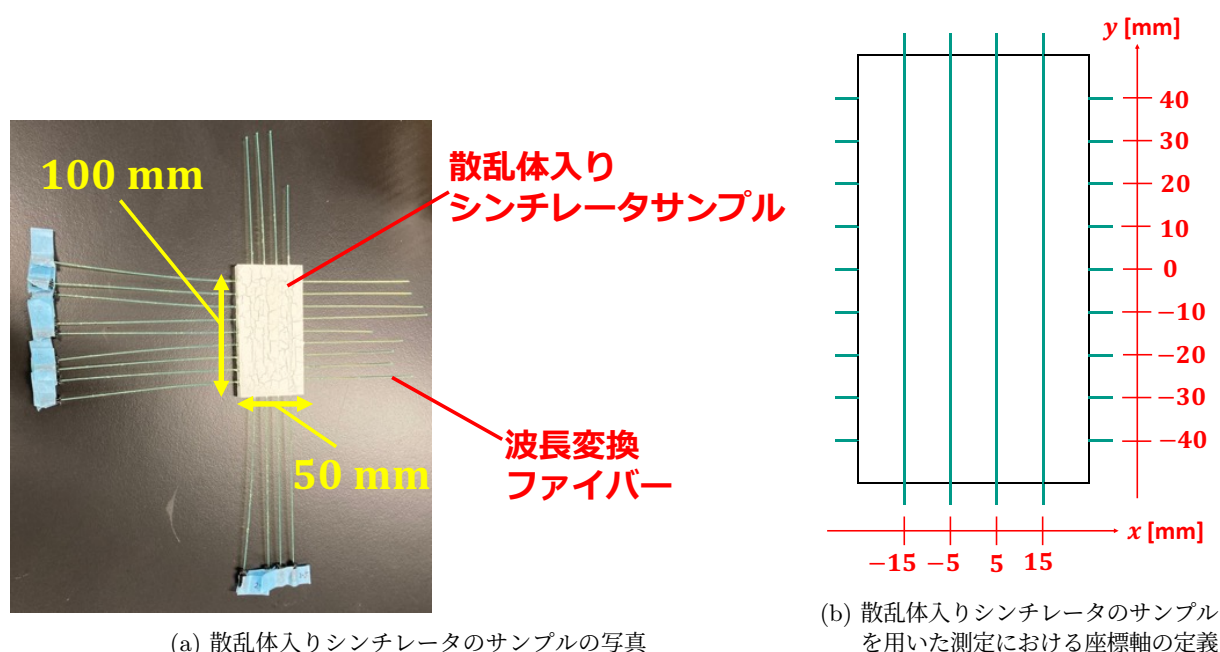


図 6.16: 散乱体入りシンチレータのサンプル. (a) の写真中において、シンチレータの表面の白色は反射材の色である。

^{*31} 当時クラレ社が作製できるシンチレータの最大サイズとした。

6.3.3 節での測定と同様に、上下に同じサイズのトリガー用シンチレータ (INGRID のシンチレータ) を取り付け、上下 2 つのトリガー用シンチレータの光量がどちらも 3 p.e. に対応する閾値を超えたときをトリガー条件として、CAEN 社のデジタイザ DT5740^[114] で各 MPPC の波形を記録した。また、測定の再現性を確かめるために、GOMI コネクタによるファイバーと MPPC の再接続や MPPC と読み出し回路の再接続を行った上で各シンチレータサンプルについて 2 回ずつ測定した。

ファイバーと MPPC の個体差の影響を減らすため、ファイバーを接着する前に INGRID のシンチレータを用いて宇宙線による光量を測定し、解析の際、その測定値が 30 p.e. となるように規格化した。また、MPPC のキャリブレーションは 6.3.3 節での測定と同様にダークパルスの測定により行った。

6.4.3 Geant4 によるシミュレーションのセットアップ

6.3.2 節でのシミュレーションと同様に、Geant4 でシンチレータの構造や波長変換ファイバー、MPPC の特性などを再現してシミュレーションを行った。散乱体によるシンチレーション光の散乱としてはレイリー散乱を考え、その散乱長 λ_{scat} をシミュレーションのパラメータとして設定できるようにした。また、散乱体によるシンチレーション光の吸収の効果による光量の低下は、物理的にはシンチレータの吸収長が短くなることによって生じるが、シンチレータ自体の発光量が小さいことによる光量の低下と区別できないので、吸収長を 380 cm^{*32} に固定し、単位エネルギー損失あたりのシンチレータの発光量のみをパラメータとして調整できるようにした。

宇宙線ミュオンの天頂角 θ の分布はおおよそ $\cos^2 \theta$ に比例することが知られており^[115]、シミュレーションでは $\cos^2 \theta$ の天頂角分布に従う角度でシンチレータの面内に一様に 1 GeV のミュオンを入射させた。単位エネルギー損失あたりのシンチレータの発光量が 10000 photons/MeV、散乱長が $\lambda_{\text{scat}} = 0.5, 1, 2, 5, 10 \text{ mm}$ のそれぞれの場合について 100000 イベントのシミュレーションを行った。

6.4.4 散乱長の推定と光量の評価

図 6.17 に実測で得られた各チャンネルの光量の分布の例を示す。横軸はファイバーの位置を表し、各ビンの高さは各チャンネルの光量の分布を表す。この分布の広がりやシンチレーション光の局在化具合の指標となる。そこで、各イベントについて図 6.17 のように、各チャンネルの光量の分布をガウス分布でフィッティングした。次に、そのガウス分布のフィッティングにおける σ に関するヒストグラムを「トリガー用シンチレータの光量がどちらも 3 p.e. 以上、かつ光量が最大のチャンネルが最も端のチャンネルでない、かつ光量が最大のチャンネルの光量が 3 p.e. 以上」という条件の下で作成した。そのヒストグラムの例を図 6.18 に示す。ここで、「光量が最大のチャンネルが最も端のチャンネルでない」という条件を課したのは、光量が最大のチャンネルが最も端のチャンネルの場合にはガウス分布によるフィッティングが失敗するからであり^{*33}、「光量が最大のチャンネルの光量が 3 p.e. 以上」という条件を課したのは、電気的なノイズによるイベント

^{*32} 6.4.4 節で分かるように散乱長は $\mathcal{O}(\text{mm})$ であり、吸収長 380 cm は散乱長よりも十分大きい。

^{*33} 光量が最大のチャンネルが最も端のチャンネルの場合、ガウス分布の片側だけの情報を使ってガウス分布でフィッティングを行うことになり、フィッティング結果の σ は正確な値ではなくなる。

を除去するためである。以上の解析を各測定について x 方向の光量の分布および y 方向の光量の分布に対して行った。

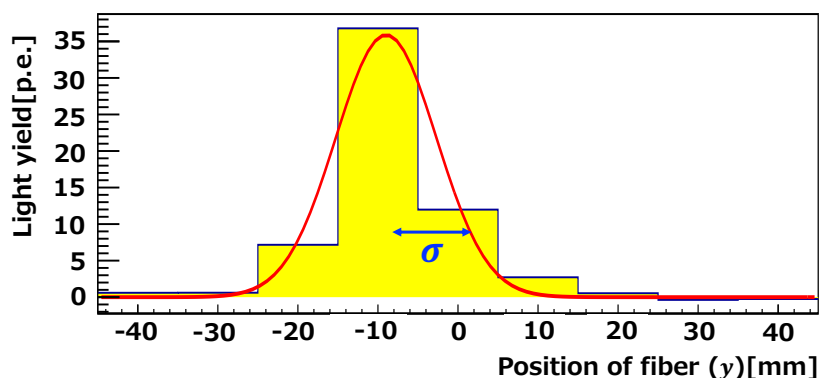


図 6.17: 各チャンネルの光量の分布のガウス分布によるフィッティングの例。横軸はファイバーの位置を表し、各ビンの高さは各チャンネルの光量を表す。図に示しているのは、シンチレータサンプル③の測定でのあるイベントについての y 方向に関する光量の分布である。

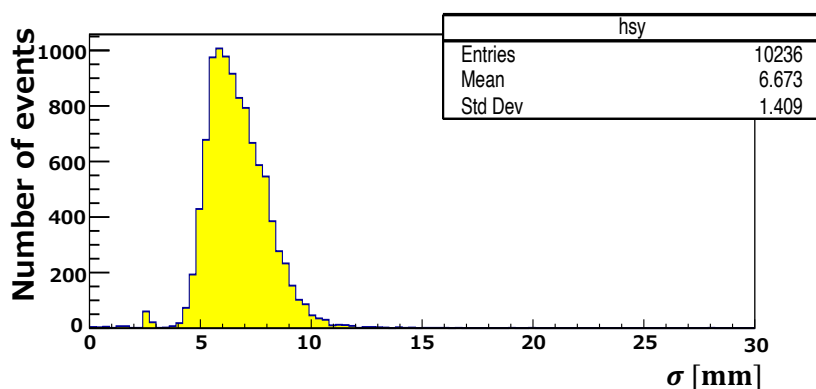


図 6.18: 各チャンネルの光量の分布のガウス分布フィッティングにおける σ のヒストグラム。図に示しているのは、シンチレータサンプル③の測定の y 方向に関する σ のヒストグラムである。

シミュレーションで得られたデータについても各散乱長について実測の場合と同様の解析を行い、各チャンネルの光量の分布のガウス分布フィッティングにおける σ のヒストグラムを作成し、散乱長 λ_{scat} と σ の平均値の対応関係を求めた。図 6.19 にその対応関係のグラフ (x 方向) を示す。シミュレーションデータ点どうしは直線で結んだ。

シミュレーションにより得られた散乱長 λ_{scat} と σ の平均値の対応関係を用いて、各シンチレータサンプルについて、実測から得られた σ の平均値から散乱長 λ_{scat} を推定した。その結果を表 6.11 に示す。なお、 σ の平均値は 2 回の測定の平均をとったものである。散乱体の濃度が高くなるほどシンチレーション光の広がりが小さくなり、散乱長が短くなっていることが分かる。なお、 x, y で結果が少し異なるのはシンチレータサンプルの x, y 方向の長さが異なることによるものだと考えられる。

また、散乱長の推定のとくと同じ条件の下で全チャンネルの光量の和に関するヒストグラムを作成し、それをランダウ分布でフィッティングし、MPV を求めた。その結果を表 6.12 に示す。なお、表に示す値は 2 回の測定の平均をとったものである。散乱体の濃度が高くなるほど光量が小

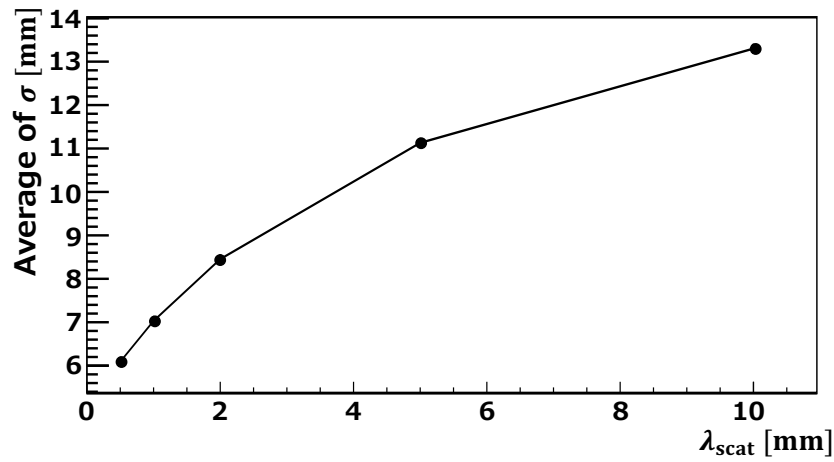


図 6.19: シミュレーションにおいて得られた散乱長 λ_{scat} と σ の平均値の対応関係 (x 方向). シミュレーションデータ点どうしは直線で結んでいる.

表 6.11: 各シンチレータサンプルにおける散乱長 λ_{scat} の推定結果. 「 λ_{scat} の平均」とは x 方向と y 方向の推測された散乱長の平均値を表し, 誤差はその標準偏差としている.

シンチレータサンプル	x or y	σ の平均値 [mm]	λ_{scat} [mm]	λ_{scat} の平均 [mm]
①	x	9.74	3.44	3.05 ± 0.39
	y	9.74	2.66	
②	x	8.51	2.06	1.82 ± 0.24
	y	8.22	1.58	
③	x	7.33	1.21	0.99 ± 0.23
	y	6.68	0.76	

表 6.12: 各シンチレータサンプルにおける全チャンネルの光量の和.

シンチレータサンプル	全チャンネルの光量の和 [p.e.]
①	118.6 ± 0.4
②	131.8 ± 0.4
③	120.4 ± 0.4

さくなる傾向は見られなかったため^{*34}、今回の散乱体入りシンチレータサンプルの濃度の範囲内では散乱体による吸収の効果が顕著に現れなかったと考えられる。シンチレータサンプル間で光量の違いが少ないことから、この時点では、最も散乱長の小さいシンチレータサンプル③が散乱体入りシンチレータとして適切だと言える。なお、最終的な散乱体濃度は第 8 章において決定する。

一方、シンチレータサンプル③と同じ散乱長 $\lambda_{\text{scat}} = 1 \text{ mm}$ でのシミュレーションにおいて、同様に全チャンネルの光量の和を求めると $160.4 \pm 0.3 \text{ p.e.}$ となった。シミュレーションではシンチレータの発光量を $10000 \text{ photons/MeV}$ と設定しているため、シンチレータサンプル③の発光量は $10000 \times \frac{120.4}{160.4} \simeq 7500 \text{ photons/MeV}$ に相当する。

6.5 章のまとめと新型トラックのデザインの決定

6.3 節におけるシミュレーション・実測結果より、A-3), C)~E) の工夫を新型トラックに採用する。また、6.4 節での散乱体入りシンチレータサンプルの宇宙線測定において、散乱長が 1 mm のシンチレータサンプル③がこの時点で最も適切であることが分かった。以上の結果から、光量の確保とシンチレーション光の局在化に対する要求値 (6.1) を満たすかどうかを確かめる。

まず、A-1)・B)~E) の工夫なしの場合の INGRID の光量は約 30 p.e. であり^{*35}、シンチレータの発光量を $10000 \text{ photons/MeV}$ と設定したときの光量は 19.32 p.e. である (表 6.4 参照)。そのため、INGRID のシンチレータの実際の発光量は $10000 \text{ photons/MeV} \times \frac{30}{19.32} \simeq 15528 \text{ photons/MeV}$ となる。また、6.4.4 節より、A-3) の工夫をしたときのシンチレータサンプル③の発光量は 7500 photons/MeV に相当する。この値は散乱体入りシンチレータの発光量、散乱体によるシンチレーション光の吸収の効果による光量の減少、A-3) の工夫による光量の増加率のシミュレーションと実測での違いを含むことを考えると、A-3) の工夫のみをしたときの INGRID のシンチレータを基準とした光量の増加率は、シミュレーションにおける A-3) の光量増加率 1.90 を用いて、

$$\frac{7500}{15528} \times 1.90 \simeq 0.92 \quad (6.2)$$

となる。よって、実測における光量増加率の平均値を用いると、C), D), E) により約 4.6 倍光量が増加するから、

$$R \simeq 0.92 \times 4.6 = 4.2 \quad (6.3)$$

となり、これは要求値 (6.1) を満たす。

以上より、新型トラックは図 6.20 のようなデザインとする。厚さ 10 mm の散乱体入りプラスチックシンチレータの両面に互いに直交する向きに幅・深さ 2.5 mm の溝を 10 mm 間隔で掘り、直径 2 mm の波長変換ファイバーを溝の中にオプティカルセメントで接着し、シンチレータの

^{*34} シンチレータサンプル②の光量は①よりも 11% 程度高く、シンチレータサンプル③の光量は②よりも 9% 程度低い。この光量の差はシンチレータや波長変換ファイバーの個体差などによって生じている可能性がある。

^{*35} 6.3.3 節での A-1), C) の測定において、工夫なしの場合の光量は 30 p.e. よりも小さい。これは波長変換ファイバーを GOMI コネクタに接着し、GOMI コネクタから飛び出した部分をダイヤモンドカッターで研磨する際にファイバー断面にダメージが与えられたことが主な原因である。D) および E) の測定以降では改善しており (表 6.10 において、シンチレータ③の工夫なしの場合の光量が少し小さいが、これはシンチレータ③自体の発光量が小さいことによる)、ファイバー断面へのダメージがないときの光量は平均で約 30 p.e. である。

表面には反射剤を塗布する。ファイバーの MPPC と反対側の先端側にはアルミ蒸着加工を施し、MPPC として S13360-3075CS を用いる。また、散乱体の濃度は、この時点ではシンチレータサンプル③と同じ濃度とする。

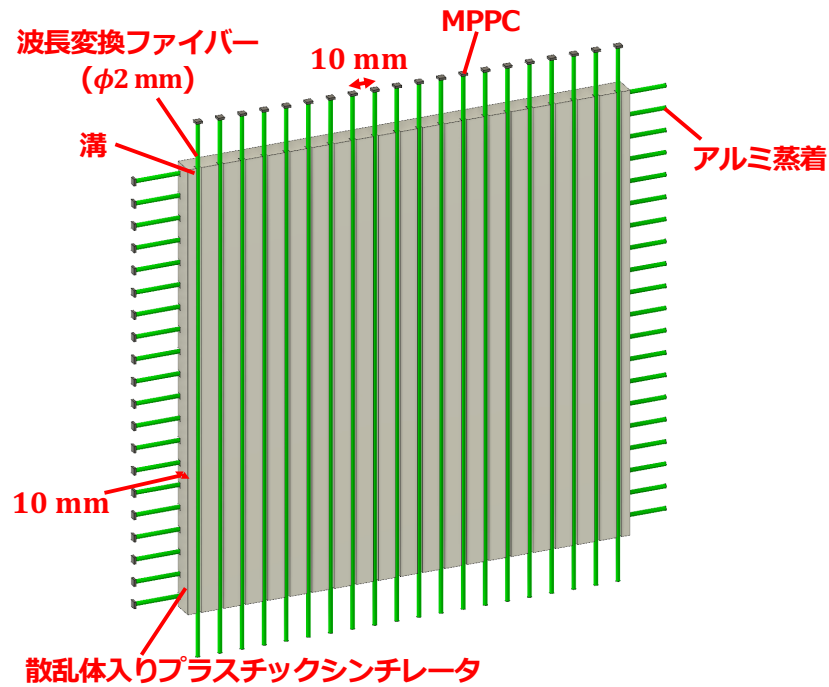


図 6.20: 新型トラックのデザイン。

第7章 1粒子ヒットイベントの位置再構成方法

本章では、1粒子ヒットイベントに対する位置再構成方法について述べる。まず、本章で用いるシミュレーションのセットアップについて述べた後、位置再構成方法を説明し、最後に、シミュレーションにより位置再構成方法を評価する。

7.1 Geant4を用いたシミュレーションのセットアップ

6.5節で述べた新型トラックのデザインをGeant4で再現した。ただし、大きさについては今回のシミュレーションでは200 mm × 200 mmとした^{*36}。また、シンチレータ中の光の散乱長は6.4節の測定結果より、1 mmと設定した。シンチレータの発光量は、6.4節の測定結果より、光量確保の工夫A-3) のみの場合で7500 photons/MeVであることと6.3節の結果を用いて、C), D), E)におけるシミュレーションと実測での光量増加率の違いを考慮し、

$$7500 \text{ photons/MeV} \times \frac{1.4}{1.68} \times \frac{3.3}{2.18 \times 1.36} \simeq 6900 \text{ photons/MeV} \quad (7.1)$$

から、6900 photons/MeVと設定した^{*37}。また、今回のシミュレーションにおいてはMPPCのクロストーク確率を12%として考慮している。

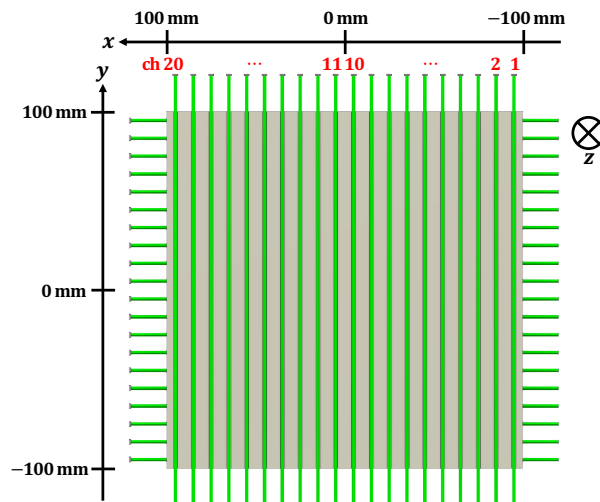


図 7.1: Geant4 を用いたシミュレーションにおける座標軸とチャンネル番号の定義。

^{*36} 実際のサイズ 132 cm × 140 cm だとシミュレーションの実行時間が長くなるため、位置再構成方法の開発での段階ではこのサイズとした。

^{*37} $\frac{1.4}{1.68}$ は光量確保の工夫 C) についての実測とシミュレーションの光量向上率の比、 $\frac{3.3}{2.18 \times 1.36}$ は光量確保の工夫 D)+E) についての実測とシミュレーションの光量向上率の比である。これらの係数を掛けた値をシンチレータの発光量とすることにより、シミュレーションにおいて MPPC で検出される光量を実測と合わせることができる。

座標軸はシンチレータの中心を原点として図7.1のように設定する. なお, 波長変換ファイバーの位置は $x, y = -95, -85, \dots, -5, 5, \dots, 95$ mm である. また, ch 1 ~ 20 のチャンネル番号を図7.1のように設定する.

7.2 1粒子ヒットイベントの位置再構成方法

トラッカーを通過した位置の x 座標の位置再構成について考える (y 座標の再構成については以下の議論で x, y を入れ替えたものを考えればよい).

位置再構成には, 光量を重みとした重み付き位置平均 (以降, 「光量重心」と呼ぶ) を用いる. 光量重心 x_g は ch i のファイバーの位置を x_i , ch i で観測された光量を N_i^{obs} , チャンネル数を M (今回の場合は $M = 20$) とすると, 次式のように定義される:

$$x_g = \sum_{i=1}^M \frac{N_i^{\text{obs}} x_i}{N} \quad \left(N = \sum_{i=1}^M N_i^{\text{obs}} \right) \quad (7.2)$$

光量重心 x_g は真の位置 x_{true} とほぼ一致するが, 厳密にはそれらは異なる. そこで, 各 $x = 0, 1, \dots, 99$ mm について, $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムに 1 GeV のミューオンを垂直入射させるシミュレーションを 10000 イベント行う. そして, 各 x に対して光量重心の平均値 \bar{x}_g を求め, \bar{x}_g と x_{true} の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を作成する. ここで, y の範囲を $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ としたのは, シンチレータの中心付近ではシンチレータの側面による反射の効果が出にくく, また, ファイバーの間隔が 10 mm だからである. $x_{\text{true}} = 100 \text{ mm}$ のときは $\bar{x}_g = 95 \text{ mm}$ と定め^{*38}, $x < 0$ の範囲は $x = 0$ に関するシンチレータの対称性より, $f(-\bar{x}_g) = -f(\bar{x}_g)$ を用いて拡張する. なお, それぞれの点の間は直線で結ぶ.

例として, $x = 2 \text{ mm}$ (y は $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダム) に 1 GeV のミューオンを垂直に入射させたときの光量重心の分布を図7.2に示す. また, \bar{x}_g と x_{true} の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ のグラフを図7.3に示す. 図7.3(b)は対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ のグラフの $-10 \leq \bar{x}_g \leq 10$ の領域を拡大したものであり, シンチレータの中心付近では $x_{\text{true}} \simeq \bar{x}_g$ の関係が成り立つことが分かる.

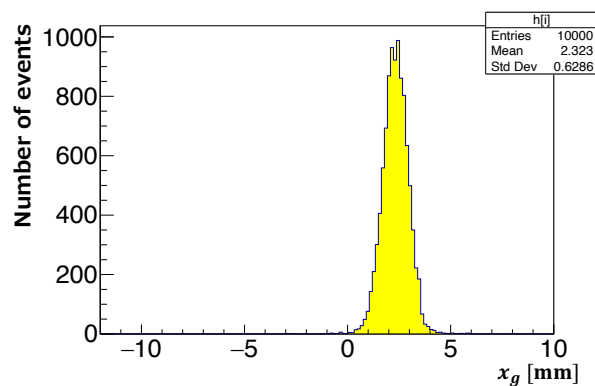
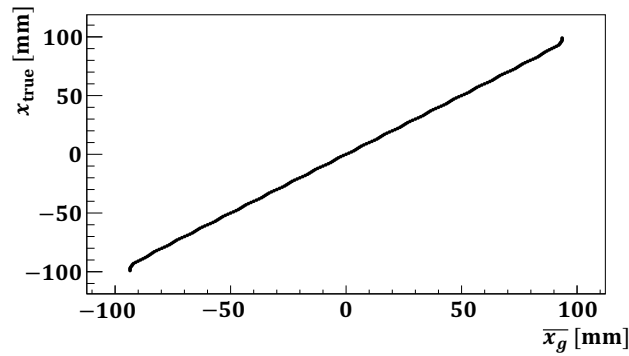
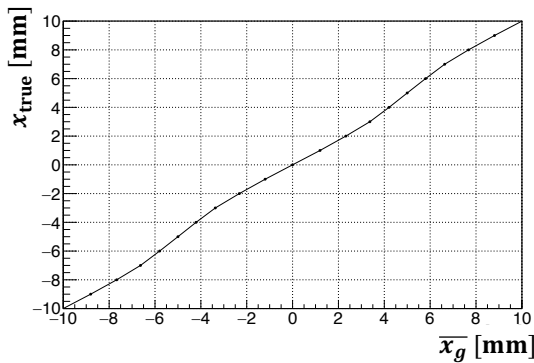


図 7.2: $x = 2 \text{ mm}$ (y は $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダム) に 1 GeV のミューオンを垂直に入射させたときの光量重心 x_g の分布.

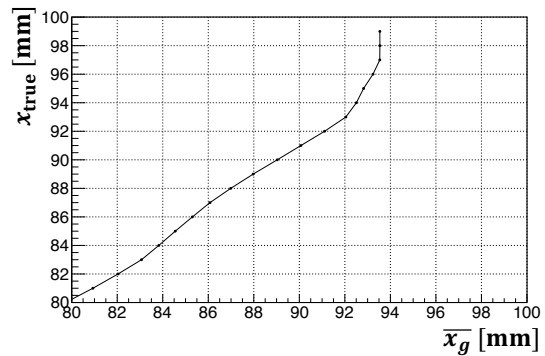
*38 一番端にあるファイバーの位置が $x = 95 \text{ mm}$ であるから, どのような場合でも $x_g \leq 95 \text{ mm}$ となる.



(a) \bar{x}_g と x_{true} の対応関係

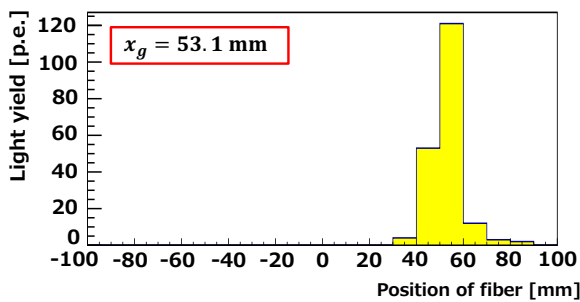


(b) \bar{x}_g と x_{true} の対応関係 ($-10 \leq \bar{x}_g \leq 10$ の範囲を拡大したもの)

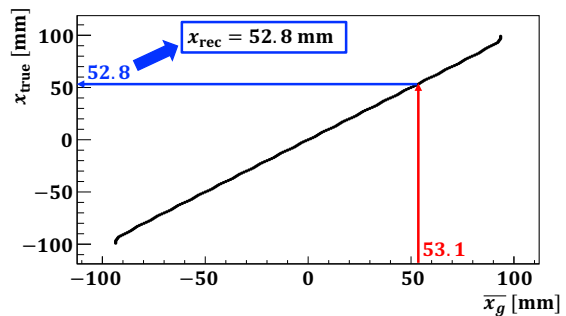


(c) \bar{x}_g と x_{true} の対応関係 ($80 \leq \bar{x}_g \leq 100$ の範囲を拡大したもの)

図 7.3: 光量重心の平均値 \bar{x}_g と真の位置 x_{true} の対応関係.



(a) 光量の分布から光量重心 x_g を算出する様子



(b) 光量重心 x_g から再構成位置 x_{rec} を算出する様子

図 7.4: 1粒子ヒットイベントにおける位置再構成の例.

一方、図 7.3(c) から分かるように、シンチレータの側面付近では、側面でのシンチレーション光の反射の効果により、 $x_{\text{true}} = \bar{x}_g$ の関係からずれ、グラフの傾きが急になっている。

位置再構成の手順としては、まず、得られた各チャンネルの光量の分布から (7.2) により光量重心 x_g を求める。そして、対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を用いて、再構成位置 x_{rec} を $x_{\text{rec}} = f(x_g)$ と求める。例えば、図 7.4(a) に示す各チャンネルの光量の分布から光量重心 $x_g = 53.1$ mm が得られ、図 7.4(b) のようにして、再構成位置は $x_{\text{rec}} = f(53.1 \text{ mm}) = 52.8$ mm と算出される。

なお、ここで示した光量重心を用いる方法の他に最尤推定法による位置再構成方法も検討した

が、シンチレータの溝の位置では溝の深さの分だけシンチレータの厚さが薄いために光量が少なくなる効果により χ^2 に縮退が生じ、ファイバー上をミュオンが通過したときに再構成がうまくいかないことが分かった。詳細は付録 A で述べる。

7.3 1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法の評価

7.3.1 位置依存性

各 $x = 0, 1, \dots, 99$ mm について、 $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムに 1 GeV のミュオンを垂直入射させるシミュレーションをそれぞれ 10000 イベント行い、それぞれのイベントに対して位置を再構成した。また、 y の範囲を $-90 \text{ mm} \leq y \leq 100 \text{ mm}$ とした場合についても同様にシミュレーションを行い、位置を再構成した。そして、それぞれの x, y の条件に対して、図 7.5(a) のように再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布をガウス分布でフィッティングした。

$-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ と $-90 \text{ mm} \leq y \leq 100 \text{ mm}$ のいずれにおいても、 $x_{\text{true}} \leq 92 \text{ mm}$ では図 7.5(a) のように $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布はガウス分布となりきちんとフィッティングされたが、 $x_{\text{true}} \geq 93 \text{ mm}$ では図 7.5(b) のようにガウス分布にならなかった。この原因は、一番端のファイバーの位置が $x = 95 \text{ mm}$ の位置にあるため、 $x \geq 93 \text{ mm}$ の範囲にミュオンがヒットしたときの光量重心がいずれも $x_g = 95 \text{ mm}$ に近い値になってしまうからだと考えられる。実際、図 7.3(c) のように、 $x_{\text{true}} \geq 93 \text{ mm}$ では $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ のグラフの傾きが急になっており、 \bar{x}_g の値に縮退が生じている^{*39}。また、図 7.5(b) において、 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}} \leq 0$ と $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}} \geq 1$ の 2 つに分かれているように見えるのは、 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ のグラフの傾きが $98 \text{ mm} \leq x_{\text{true}} \leq 99 \text{ mm}$ において負になっていることに起因する。 $x_{\text{true}} \geq 93 \text{ mm}$ では $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布がガウス分布とならないが、図 7.5(b) から分かるように、 $|x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}|$ は要求位置分解能の 4.6 mm よりも小さい範囲に収まっているため、大きな問題ではない。

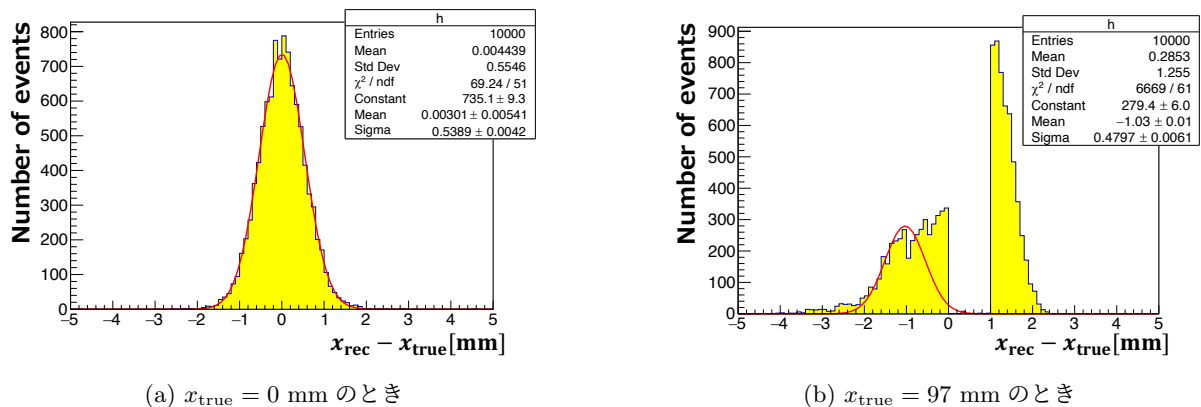


図 7.5: 再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布の例。いずれも y は $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムとした場合である。

^{*39} このようなシンチレータの側面付近における \bar{x}_g の値の縮退は側面でのシンチレーション光の反射によって顕著になると考えられる。そのため、この縮退を防ぐ方法として、側面に反射剤を塗らない、黒テープを貼る（壁に到達したシンチレーション光が黒テープに吸収される）、などの方法を検討したが、いずれの場合も \bar{x}_g の値の縮退は避けられなかった。また、側面に反射材を塗らない場合は、対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ の y 依存性が大きくなるという結果がシミュレーションから得られた。以上を踏まえ、対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ の y 依存性の小ささ、加工の容易性を考慮し、側面に反射剤を塗ることを選択した。

$x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布をガウス分布でフィッティングしたときのガウス分布の平均値を Δ_{bias} 、標準偏差を σ_{Gauss} と定義する。ガウス分布の平均値 Δ_{bias} は統計誤差が0であっても生じる、再構成位置の真の位置からのずれ(バイアス)であり、位置再構成方法に起因する系統誤差だと解釈できる。また、ガウス分布の標準偏差 σ_{Gauss} は主に各チャンネルの光量の統計的なゆらぎによるものと解釈できる。よって、位置分解能 σ_{pos} は $\sigma_{\text{pos}} = \sqrt{(\Delta_{\text{bias}})^2 + (\sigma_{\text{Gauss}})^2}$ から計算することができる。 $x_{\text{true}} \geq 93$ mm において、それぞれの x_{true} の値および y_{true} の範囲における Δ_{bias} 、 σ_{Gauss} 、位置分解能は図7.6のようになった。

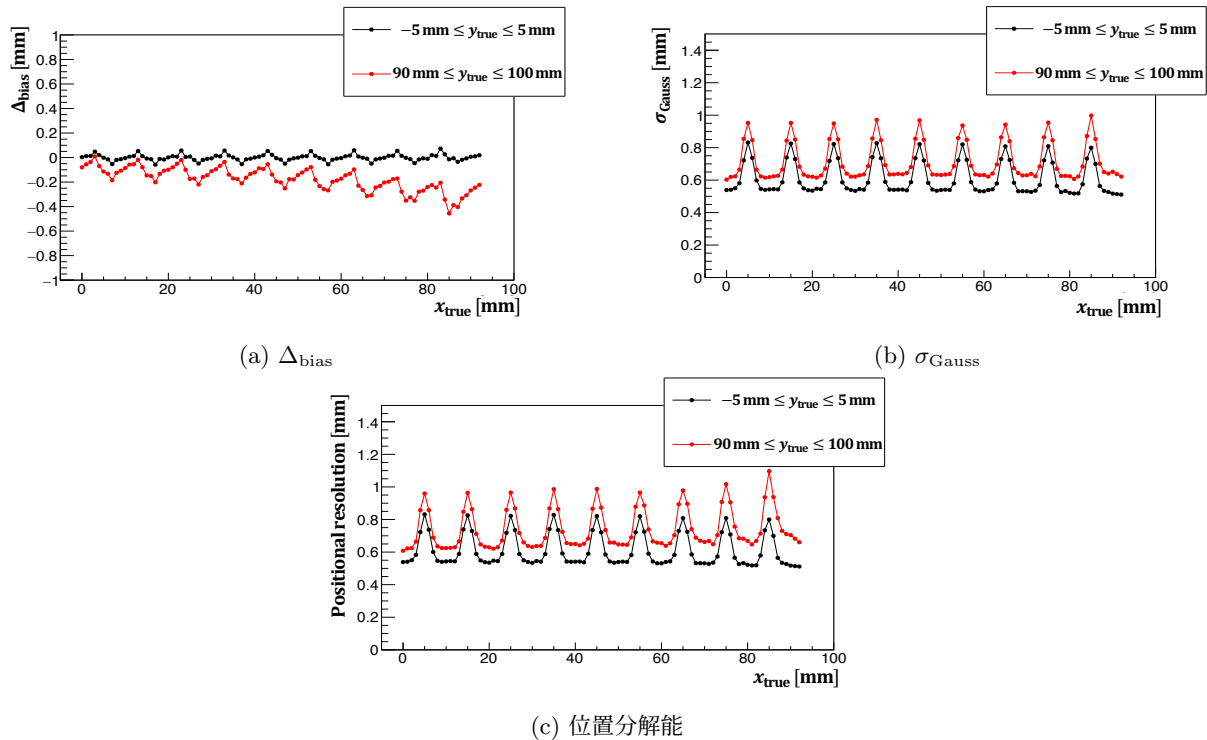


図 7.6: それぞれの x_{true} の値および y_{true} の範囲における Δ_{bias} 、 σ_{Gauss} 、位置分解能。 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布をガウス分布でフィッティングできた $x_{\text{true}} \geq 93$ mm における結果を示す。黒線は $-5 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 5 \text{ mm}$ 、赤線は $90 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 100 \text{ mm}$ のときの結果である。

まず、 Δ_{bias} 、 σ_{Gauss} 、位置分解能のいずれにおいても、ファイバーの間隔 10 mm に応じた周期性が見て取れる。また、 Δ_{bias} の大きさが $90 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 100 \text{ mm}$ のときの方が大きいのは、 $90 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 100 \text{ mm}$ では、側面のシンチレーション光の反射や透過などの効果により対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ が $-5 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 5 \text{ mm}$ のものからずれるからである。 \bar{x}_g, \bar{y}_g の 2 変数の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g, \bar{y}_g)$ を用いれば Δ_{bias} の大きさを小さくすることが可能であるが、実際のトラックのサイズ 132 cm \times 140 cm ではそのような 2 変数の対応関係を作成するのにシミュレーションの時間がかなり要することと $90 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 100 \text{ mm}$ における Δ_{bias} の大きさは最大 0.45 mm 程度であり、要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい^{*40} ことをふまえると、 $-5 \text{ mm} \leq y_{\text{true}} \leq 5 \text{ mm}$ の範囲で作成した対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を用いるのがよいと考えられる。

次に、位置分解能は、ファイバーの位置 $x = 5, 15, \dots, 85$ mm 付近で悪くなっている。それは、ファイバーの太さ 2 mm の範囲内でのヒット位置の区別がつきにくいこと、およびファイバー上は

*40 側面に反射剤を塗らなければ、 Δ_{bias} の大きさが要求分解能に対して無視できない大きさになってしまう。

溝の深さ 2.5 mm の分だけシンチレータの厚さが薄いために光量が小さくなるのが原因だと考えられる。トラックの側面から 7 mm 以内の範囲を除くと、位置分解能はトラック上の位置によらず 1.1 mm 以内であり、統計誤差のみでは、要求位置分解能 4.6 mm を十分達成できている。

7.3.2 角度依存性

これまででは、ミュオンが垂直に入射する場合のみ考えてきたが、実際のニュートリノ反応ではミュオンはトラックに対して角度を持って入射する。そこで、本節では位置分解能の角度依存性について考える。角度 θ_x, θ_y は第5章で述べた定義と同様に、運動量の x, y, z 成分を p_x, p_y, p_z として $\tan \theta_x = p_x/p_z, \tan \theta_y = p_y/p_z$ と定める。

1 GeV のミュオンをトラックの面内でランダムに入射させるシミュレーションを入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ ($\theta_y = 0^\circ$) それぞれについて 10000 イベント行い、トラックを通過した位置の x 座標の再構成を行った。図 7.7 に入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ で入射する様子を示す。

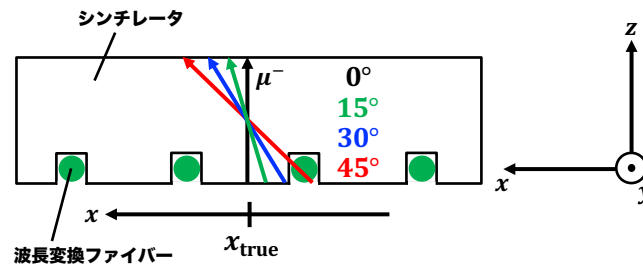


図 7.7: 入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ で入射する様子。

表 7.1: 各入射角 θ_x での Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能. いずれもトラックのヒット位置はトラック面内でランダムである。

θ_x	Δ_{bias} [mm]	σ_{Gauss} [mm]	位置分解能 [mm]
0°	0.012	0.633	0.633
15°	-0.235	0.667	0.707
30°	-0.506	0.726	0.885
45°	-0.912	0.837	1.238

7.3.1 節と同様に、再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布をガウス分布でフィッティングした。ここで、 $z = 0$ (厚さ方向における中心) におけるミュオンの通過位置の x 座標を x_{true} を定めた。その結果得られた Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能を表 7.1 に示す。また、 $\theta_x = 0^\circ, 45^\circ$ のときの $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を図 7.8 に示す。いずれの場合でも位置分解能は要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さいことが分かる。 $\theta_x = 0^\circ$, つまり垂直入射のときは Δ_{bias} はほぼ 0 であるが、入射角 θ_x が大きくなるほど Δ_{bias} と σ_{Gauss} が大きくなり、位置分解能も悪くなっている。

入射角が大きくなるほどミュオンが通過する x 方向の領域が大きくなるため (例えば、入射角 $\theta_x = 45^\circ$ のときは、 $x_{\text{true}} - 5 \text{ mm} \leq x \leq x_{\text{true}} + 5 \text{ mm}$ の領域を通過する)、光量重心の分布の広がりが大きくなって σ_{Gauss} が大きくなる。さらに、ファイバーが $z = 0$ の位置にはないため、光量重心が垂直入射のときから系統的にずれ、バイアスが生じる。以上の理由から、入射角が大きくなるほど位置分解能が悪くなると考えられる。

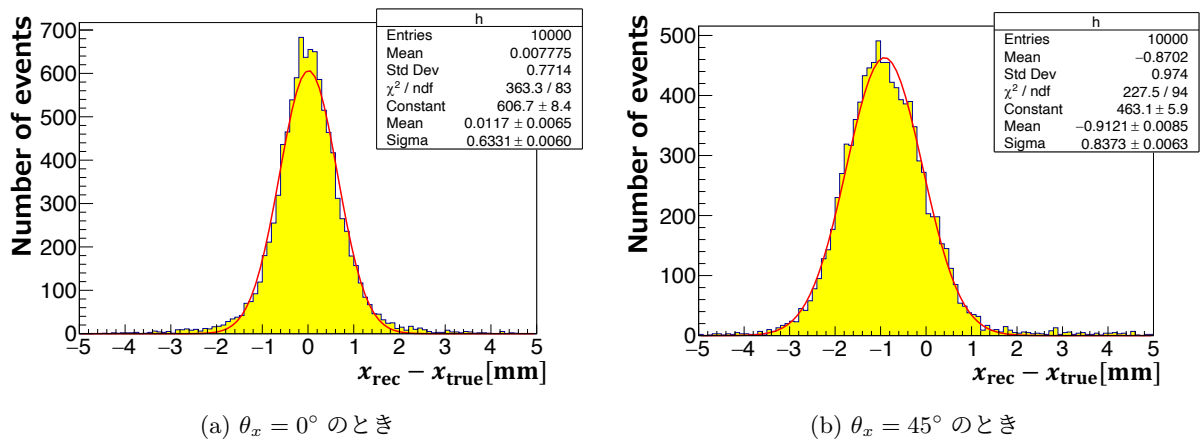


図 7.8: 入射角度が $\theta_x = 0^\circ, 45^\circ$ ($\theta_y = 0^\circ$) のときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布. いずれもトラックのヒット位置はトラック面内でランダムである.

7.3.1 節で述べたことと同様に, \bar{x}_g, θ_x の 2 変数の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g, \theta_x)$ を用いれば Δ_{bias} を小さくすることが可能であるが, 実際のトラックのサイズではそのような 2 変数の対応関係を作成するのにシミュレーションの時間を要すること, その対応関係の実データによる検証が困難であること, $\theta_x = 45^\circ$ の場合でも位置分解能が要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さいことから, 対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を 2 変数に拡張する必要はないと考えられる.

7.3.3 章のまとめ

1 粒子ヒットイベントでは, 7.2 節で説明したように, 光量重心を用いて位置の再構成を行う. その際, 光量重心 x_g と真の位置 x_{true} は厳密には一致しないため, シミュレーションを用いて光量重心の平均値 \bar{x}_g と真の位置 x_{true} の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を求め, 各イベントで求めた光量重心 x_g から再構成位置 x_{rec} を $x_{\text{rec}} = f(x_g)$ から求める.

各 $x = 0, 1, \dots, 99$ mm に 1 GeV のミュオンを垂直入射させるシミュレーションを行い, ミューオンの通過位置を再構成をしたところ, シンチレータの側面から 7 mm 以内の領域を除くと, 要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい位置分解能 (統計誤差のみで 1.1 mm 以内) で位置再構成ができることが分かった. また, シンチレータの側面から 7 mm 以内の領域であっても, $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布はガウス分布とはならないが, $|x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}|$ は要求位置分解能 4.6 mm よりも小さい範囲に収まっており, 大きな問題とはならないことが分かった.

ミュオンが角度を持って入射した場合に位置分解能がどのようになるかを調べたところ, 入射角が大きくなるほど位置分解能が悪くなることが分かった. トラックの面内にランダムに 1 GeV のミュオンが入射した場合, 位置分解能は, 垂直入射の場合は 0.63 mm であるのに対し, 入射角が $\theta_x = 45^\circ$ の場合は 1.2 mm となり, $\theta_x = 45^\circ$ の入射角でミュオンが入射した場合であっても要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい位置分解能で位置再構成が可能であることが確かめられた.

なお, 本章で説明した, 光量重心を用いた位置再構成方法はさらなる改良の余地があり, それについては 9.2 節において説明する.

第 8 章 陽電子ビームおよびトラッカー試作機を用いた新型トラッカーの性能評価

前章では、1 粒子ヒットイベントに対する位置再構成方法について説明し、シミュレーションにおいてその方法を用いて位置再構成をうまく行うことができることを確かめた。しかし、シミュレーションは理想的な状況のものであり、実測により位置再構成がうまくいくかどうかを確かめる必要がある。さらに、実測により散乱体の濃度の最適化を行い、シンチレータの貼り合わせによる効果を検証する必要がある。そこで、陽電子ビームおよびトラッカー試作機を用いて性能評価を行った。本章では、そのビームテストの方法と結果について説明する。

8.1 ビームテストの概要

2024 年 7 月 9 日から 11 日の 3 日間にわたって、東北大学先端量子ビーム科学研究センター (RARiS: Research center for Accelerator and Radioisotope Science)^[116] で陽電子ビームと新型トラッカーの小型試作機を用いたビームテストを行った。

8.1.1 目的

ビームテストの目的は次の通りである。

(1) 荷電粒子が垂直に入射するときの位置分解能の評価

ニュートリノ反応から出てくるミューオンのほとんどはトラッカーに対してほぼ垂直に入射する。そのため、まずは荷電粒子が垂直に入射するときうまく位置再構成ができるかを調べるのが重要である。ビームの照射位置を変えることにより、位置依存性も含めて位置分解能を評価する。

(2) 荷電粒子が角度を持って入射するときの位置分解能の評価

ニュートリノ反応から出てくるミューオンは完全に垂直に入射することではなく、中には入射角 45° のような大角度で入射するものもある。7.3.2 節において、入射角が大きくなるほど位置分解能が悪くなるのがシミュレーションにおいて確かめられたが、実測において、入射角によって位置分解能がどのように変化するかを調べる必要がある。

(3) 適切な散乱体の濃度の決定

6.4 節における測定より、散乱長と光量の観点からシンチレータサンプル③が散乱体の濃度として適切だと第 6 章では結論づけたが、散乱長と光量は位置分解能に間接的に効く量であ

る。ビームテストでは、異なる散乱体の濃度で位置分解能を比較することで新型トラッカーに用いる散乱体の濃度を最終決定する。

(4) シンチレータの貼り合わせによる効果の調査

5.3.1 節で述べたように、新型トラッカー実機で用いるシンチレータはオプティカルセメントを用いて貼り合わせたものを用いる。シンチレータを貼り合わせると境界部分が発生するため、その境界部分の光学的効果による位置分解能への影響を調べる必要がある。

8.1.2 テストビームライン

RARiS の研究施設の概要を図 8.1 に示す。今回のビームテストで用いた加速器は、入射用線形加速器と BST (Booster Storage) リングである。入射用線形加速器で約 90 MeV まで加速された電子は BST リングに入射し、最大 1.3 GeV まで加速される。BST リングを周回している電子ビームの軌道に炭素ファイバーを挿入することで、制動放射により γ 線が発生し、その γ 線を金属箔に当てることで γ 線の対生成により電子と陽電子が生成される。そのうち、陽電子のみを双極電磁石 RTAGX で選択的に曲げて GeV ガンマ照射室で陽電子ビームとして使用する。

また、今回利用した陽電子ビームのエネルギーは約 726 MeV であり、水平方向 (x 方向)、鉛直方向 (y 方向) のビームの幅 σ_x, σ_y は、後述のホドスコープを用いて測定したところ、 $\sigma_x \sim 18$ mm, $\sigma_y \sim 11$ mm であった。また、イベントレート (トリガーの条件は 8.1.4 節で説明する) は平均で約 500 Hz であった。

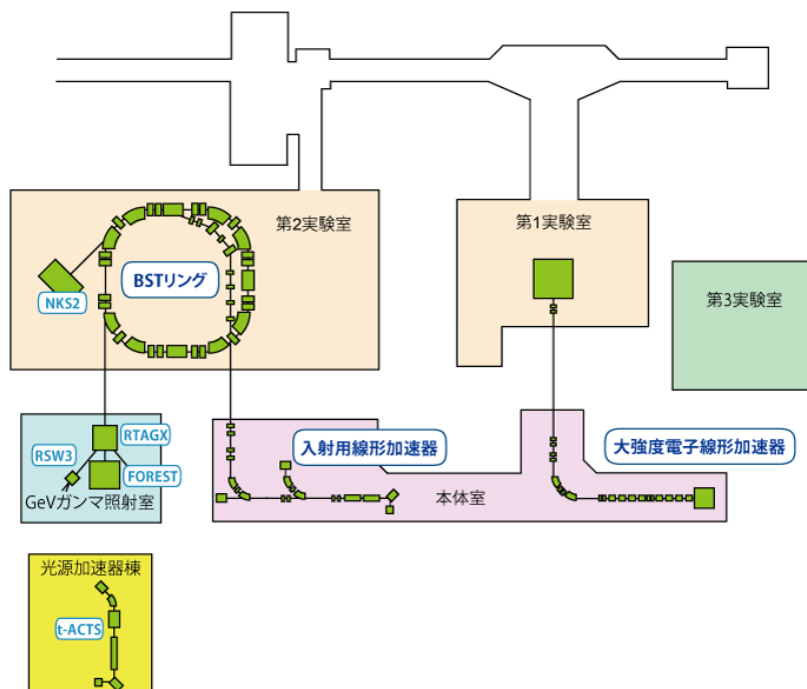


図 8.1: RARiS の研究施設の概要 [117].

8.1.3 検出器のセットアップ

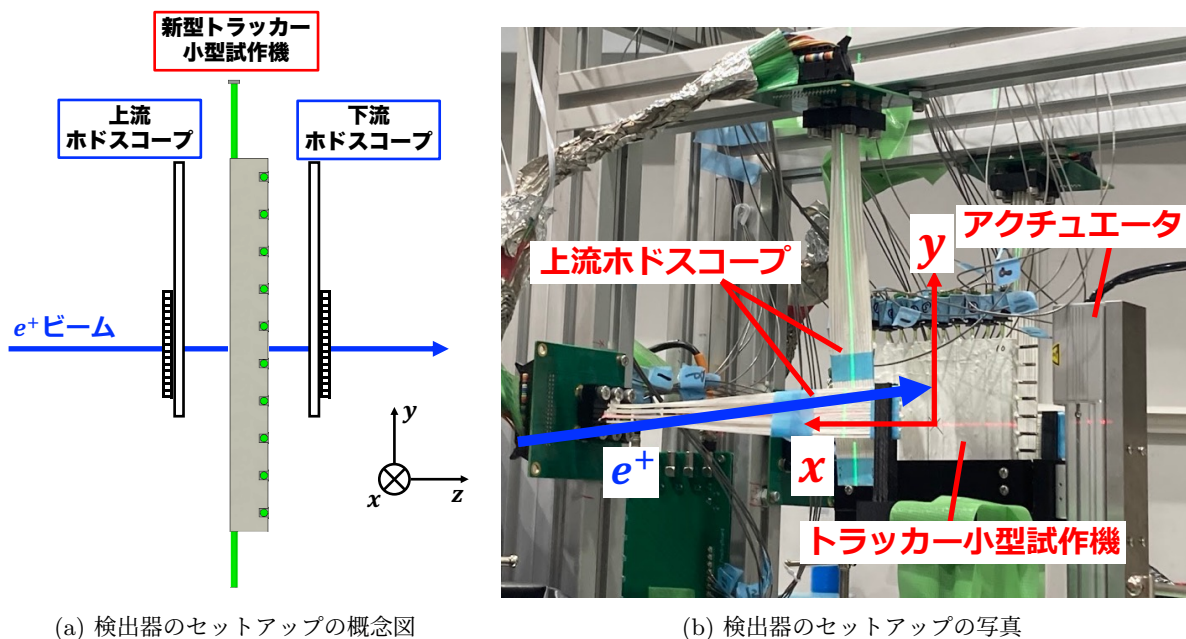


図 8.2: ビームテストにおける検出器のセットアップ。

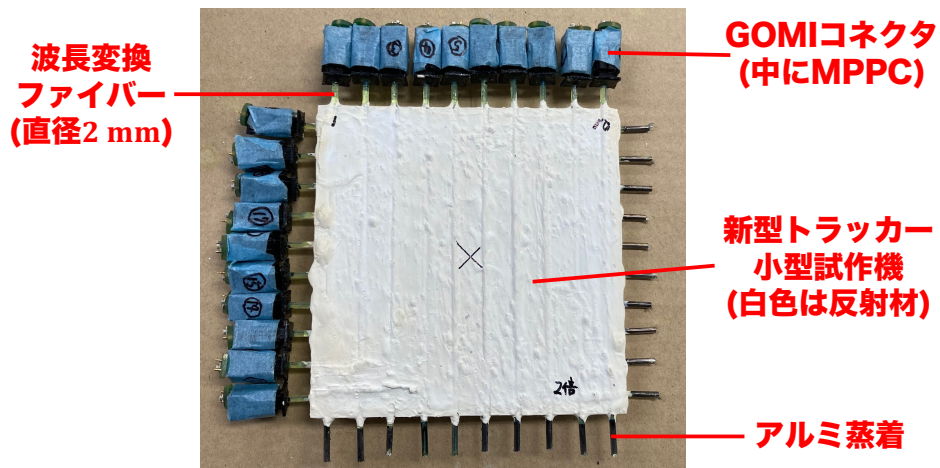
ビームテストで用いた検出器のセットアップを図 8.2 に示す。上流ホドスコープと下流ホドスコープの間に新型トラッカー小型試作機を設置した。ホドスコープを用いて陽電子が通過した位置を測定することで、トラッカー小型試作機のどの位置を通過したかを特定する。また、新型トラッカー小型試作機はアクチュエータに固定されており、水平方向および鉛直方向に移動して陽電子ビームの照射位置を変えられるようになっている。座標軸は、トラッカーの中心を原点として、図 8.2 中に示す通りに定義する。以下、各検出器について説明する。

新型トラッカー試作機

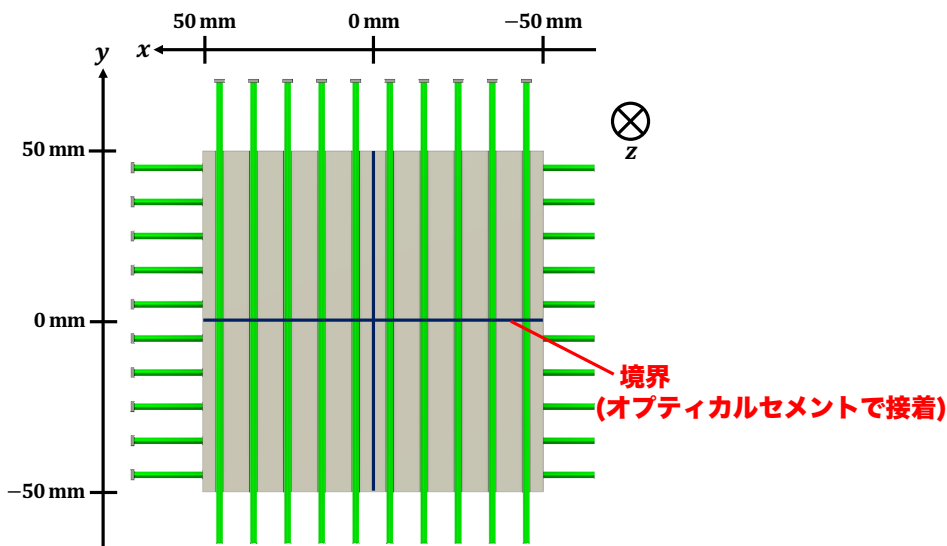
新型トラッカー小型試作機の大きさは $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ であり、デザインは 6.5 節で述べた通りである。実際の写真を図 8.3(a) に示す。散乱体入りシンチレータの製作はクラレ社に依頼し、 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ の 1 枚のシンチレータから成る小型試作機を 3 種類 (散乱体の濃度を変えたもの 3 種類)、および $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ のシンチレータ 4 枚をオプティカルセメントで貼り合わせて $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ のサイズにした小型試作機を 1 種類 (図 8.3(b)) 作製した。以降、それぞれの試作機を試作機①, ②, ③, ④と呼ぶ。それぞれの試作機のシンチレータの種類と散乱体の濃度の比は表 8.1 の通りである。散乱体の濃度の比は 6.4 節の測定で用いたシンチレータサンプル①の散乱体の濃度を 1 としたときの比を表す。なお、6.4 節の測定と同様に、ファイバーと MPPC の個体差の影響を減らすため、事前に INGRID のシンチレータを用いて宇宙線の光量を測定し、解析の際、その測定値がそれらの平均値である 83.1 p.e. となるように規格化した。また、座標軸の定義は図 8.3(b) 中に示す通りであり、波長変換ファイバーの位置は $x, y = -45, -35, \dots, -5, 5, \dots, 45 \text{ mm}$ である。

表 8.1: 各小型試作機のシンチレータの種類と散乱体の濃度の比. 散乱体の濃度の比は, 6.4 節の測定で用いたシンチレータサンプル①の散乱体の濃度を 1 としたときの比である.

小型試作機	シンチレータの種類	散乱体の濃度の比
①	1 枚のシンチレータ	2
②	1 枚のシンチレータ	4
③	1 枚のシンチレータ	6
④	4 枚のシンチレータの貼り合わせ	4



(a) 新型トラッカー小型試作機の写真



(b) シンチレータ 4 枚を貼り合わせた新型トラッカー小型試作機④

図 8.3: 新型トラッカー小型試作機.

ホドスコープ

ホドスコープは新型トラッカー小型試作機の上流と下流に設置されており、データ取得のトリガーと陽電子の通過位置を記録する役割を持っている。それぞれのホドスコープは断面が $1.7 \text{ mm} \times 1.7 \text{ mm}$ で長さが 20 cm のプラスチックシンチレーションファイバーを 16 個並べたものを x 方向と y 方向に 1 つずつ並べた構造をしている (以下, x 層, y 層と呼ぶ)。これにより, x 方向と y 方向の 2 つのシンチレーションファイバーが重なった 16×16 個の領域ができ, それらの領域をセルと定義する。どのセルに陽電子が当たったかを調べることで, $1.7 \text{ mm} \times 1.7 \text{ mm}$ の精度で陽電子の通過位置を特定できる^{*41}。ホドスコープのシンチレーション光は $4 \times 4 = 16 \text{ ch}$ が並べられた MPPC アレイ (S13361-3050AE-04^[118]) を 4 つ使用して検出される。

8.1.4 トリガー・データ取得

ビームテストにおけるデータ取得の回路図を図 8.4 に示す。また, 使用した各 NIM モジュールの役割を表 8.2 に示す。

新型トラッカー試作機の MPPC 合計 20 ch の読み出しと波形データの記録には, 6.4 節の測定で用いたものと同じ読み出し回路および CAEN 社のデジタイザ DT5740 を用いた。一方, ホドスコープの合計 64 ch の MPPC の読み出しには EASIROC (Extended Analogue Si-pm Integrated ReadOut Chip) モジュール^[119] を用いた。EASIROC モジュールは 64 ch の MPPC の電圧の印加および信号の読み出しができるモジュールであり^{*42}, ADC として MPPC の信号の波高値を記録する。

データ取得のトリガーは, 上流ホドスコープにおいて 2 ch 以上に 3.5 p.e. 以上の光量のヒットがあった場合に発行されるようにした。トリガーは, EASIROC モジュールおよび CAEN のデジタイザの busy 信号との Veto をとることで, EASIROC モジュールと CAEN のデジタイザがどちらもデータ取得・処理中でない時のみ有効になっている。HOLD 信号は, MPPC の信号の波高値を保持して記録するタイミングを知らせるためのものであり, EASIROC モジュールは, HOLD 信号が入力されたときにそのタイミングの波高値を ADC 値として記録する。HOLD 信号のタイミングは Gate Generator の delay を調節することで事前に合わせた。また, ACCEPT 信号は, 次の ADC のデータをとることを許可する信号であり, この信号が来るまではデータ取得を行わないようになっている。

Gate Generator (LATCH) の “start” ボタンを押すと EASIROC モジュールの HOLD 信号および CAEN のデジタイザへのトリガー信号が一切出力されなくなる。実際のデータ取得では, EASIROC モジュールおよび CAEN のデジタイザを立ち上げた後に Gate Generator (LATCH) の “stop” ボタンを押すことで EASIROC モジュールと CAEN のデジタイザのデータ取得を同時に開始し, 一定時間 (数分程度) データを取得し続けた後, Gate Generator (LATCH) の “start” ボタンを押すことで EASIROC モジュールと CAEN のデジタイザのデータ取得を同時に終了させた。また, Clock Generator はキャリブレーションの時のみ用いたものであり, Clock Generator からの信号を

^{*41} 荷電粒子の通過位置が各セル内で一様分布に従うと仮定すると, x, y 方向の位置分解能は $1.7/\sqrt{12} \text{ mm} \simeq 0.49 \text{ mm}$ である。

^{*42} 1 つの EASIROC モジュールには 32 ch の MPPC の電圧の印加および信号の読み出しができるチップが 2 枚搭載されている。

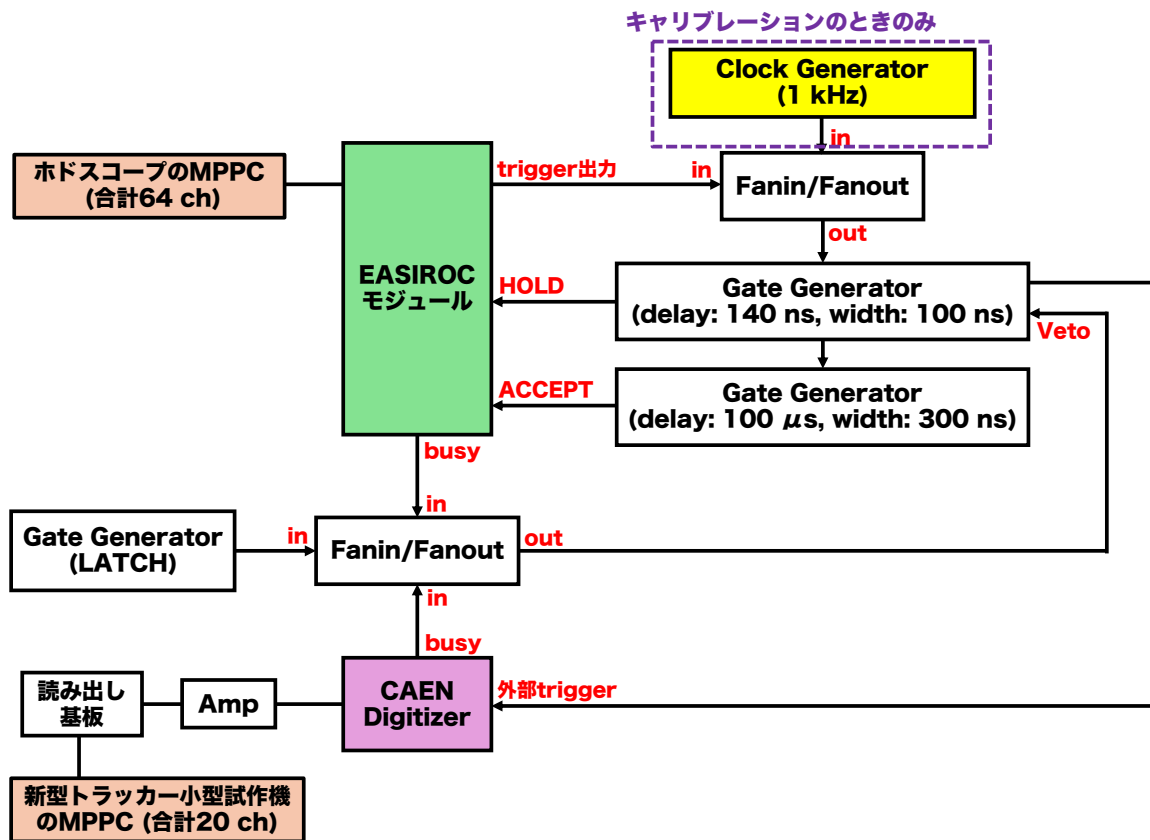


図 8.4: ビームテストにおけるデータ取得の回路図.

表 8.2: ビームテストで用いた各 NIM モジュールの役割.

NIM モジュール	役割
Gate Generator	入力信号から指定時間 (delay) だけ遅らせた指定幅 (width) の NIM 信号を出力する
Gate Generator (LATCH)	“start” ボタンを押した時刻と “stop” ボタンを押した時刻の時間差のパルス幅の NIM 信号を出力する (“start” ボタンを押すと NIM 信号を出力し, “stop” ボタンを押すと NIM 信号の出力が止まる)
Clock Generator	指定した周波数で NIM 信号を出力する
Fanin/Fanout	複数の入力端子のうち少なくとも 1 つに信号が入力されているときに NIM 信号を出力する (OR 回路)

トリガーとして MPPC のダークパルスを測定することにより、MPPC のキャリブレーションを行った。

8.1.5 測定項目

8.1.1 節で述べた目的のために大きく分けて次の 2 つの測定を行った。

(1) 新型トラッカー小型試作機①～④に垂直に陽電子ビームを照射

それぞれの小型試作機に対して、 $-50 \text{ mm} < x < 20 \text{ mm}$ 、 $-10 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}$ の領域に垂直に陽電子ビームを照射した。

(2) 新型トラッカー小型試作機③に入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ ^{*43}で陽電子ビームを照射

ホドスコープの位置は固定したままで小型試作機をアクチュエータに固定する角度を変えることによって、小型試作機に対する陽電子ビームの入射角を変化させた。 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ については $-50 \text{ mm} < x < 20 \text{ mm}$ 、 $-10 \text{ mm} < y < 15 \text{ mm}$ の領域に、 $\theta_x = 45^\circ$ については $-50 \text{ mm} < x < 30 \text{ mm}$ 、 $-10 \text{ mm} < y < 50 \text{ mm}$ の領域に陽電子ビームを照射した。

なお、どちらの場合もビームの照射位置の移動はアクチュエータを用いて小型試作機をビーム方向に垂直な平面内で移動させることで行った。アクチュエータの移動間隔はホドスコープのセルの間隔 1.7 mm の倍数とし、どの位置でも満遍なくデータを取得するために、ホドスコープにより小型試作機が覆われる部分を重複させながら移動させた。そして、解析の際、異なるアクチュエータの位置のデータで小型試作機の通過位置の重複している部分を統合した。入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ のとき、小型試作機でのビーム照射領域は x 方向は $\frac{1.7}{\sqrt{12} \cos \theta_x} \text{ mm}$ 、 y 方向は $\frac{1.7}{\sqrt{12}} \text{ mm}$ 間隔のセルで分割される。イベント数はセルによって異なるが、各セル $500 \sim 2500$ イベント程度のデータを取得した。

8.2 データの解析方法

8.2.1 MPPC のキャリブレーション

新型トラッカー小型試作機の MPPC については、6.3.3 節で説明した方法と同様に、ダークパルスの測定から得られた ADC Integral の分布の 1 p.e. のピークをガウス分布でフィッティングすることにより 1 p.e. あたりの ADC Integral の値を求め、各イベントについて ADC Integral から光量に変換した。また、ホドスコープの MPPC については、ダークパルスの ADC 分布における 0 p.e. と 1 p.e. のピークをガウス分布でフィッティングし、それらのガウス分布の平均値を 0 p.e. と 1 p.e. に対応する ADC 値 A_0, A_1 として、ADC 値 A_{hodo} から光量 L_{hodo} に次式により変換した^{*44}：

$$L_{\text{hodo}} = \frac{A_{\text{hodo}} - A_0}{A_1 - A_0} \quad (8.1)$$

^{*43} 入射角の定義はこれまでと同様に、 x, z 方向の運動量を p_x, p_z として、 $\tan \theta_x = p_x / p_z$ である。

^{*44} 新型トラッカー小型試作機では、0 p.e. は ADC Integral = 0 に対応するが (ADC Integral は ADC 値とベースラインの差を足し合わせたものであるため)、ホドスコープでは、0 p.e. は ADC 値 0 に対応せず、有限の値となる。

8.2.2 ホドスコープによる 1 粒子ヒットイベント選択と通過位置の特定

ホドスコープによる 1 粒子ヒットイベント選択と通過位置の特定の概念図を図 8.5 に示す。陽電子が同時に 2 個以上通過したイベントやノイズによる影響を取り除くため、上流ホドスコープの x 層、 y 層でそれぞれ 1 つのシンチレーションファイバーのみが閾値を超え、かつ下流ホドスコープで 1 つ以上のシンチレーションファイバーが閾値を超える^{*45}、という条件で解析に用いるイベントを選択した。ここで、ホドスコープのシンチレーションファイバーの閾値は 3.5 p.e. と設定した。また、ほとんど全てのイベントにおいて、下流ホドスコープにおけるヒットの位置は上流ホドスコープでのヒットの位置と全く同じセルか隣のセルであり^{*46}、ホドスコープと新型トラッカー小型試作機による陽電子の散乱の効果が十分小さいことを確認できたため、新型トラッカー小型試作機における正しい通過位置として上流ホドスコープでヒットがあったセルの中心を用いた^{*47}。

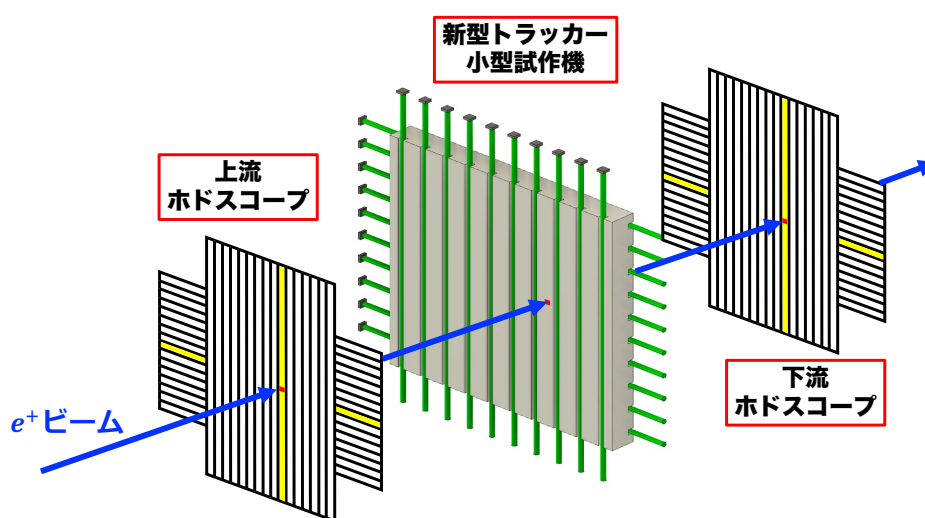


図 8.5: ホドスコープによる 1 粒子ヒットイベント選択と新型トラッカー小型試作機における正しい通過位置の特定の概念図。

8.2.3 Geant4 を用いたシミュレーションにおけるパラメータのチューニング

これまでの章と同様に、ビームテストで用いた新型トラッカー小型試作機を Geant4 で再現した^{*48}。今回以降のシミュレーションでは、MPPC のダークカウントレート、クロストーク・アフターパルス確率、MPPC のピクセル数による検出光子数の飽和の効果^{*49}を考慮しており、今回の

^{*45} 下流ホドスコープのシンチレーションファイバーの中で、光量が極端に小さいシンチレーションファイバーが 1 本あり、そのシンチレーションファイバーに陽電子が通過しても光量が閾値 3.5 p.e. を超えないことがあるため、このような条件にした。

^{*46} 墨出しレーザーを用いて各検出器の位置を調整したが、完全に位置が合っているわけではなく、上流ホドスコープと下流ホドスコープの相対的な位置は若干ずれ得る。そのため、全く散乱されていなくても、上流ホドスコープでヒットしたセルの隣のセルに下流ホドスコープではヒットすることが起こり得る。

^{*47} 垂直入射のときは、光量重心が 0 となる点を原点とすることにより、新型トラッカー小型試作機と上流ホドスコープの相対的な位置のずれを補正した。また、入射角が $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ のときは、シミュレーションにおいて原点に陽電子を入射させたときの光量重心を求め、光量重心がその値になる点を原点となるように補正した。

^{*48} 小型試作機④におけるシンチレータ境界のオプティカルセメントの厚みは 0.05 mm とした。

^{*49} MPPC の各 APD ピクセルは、ガイガーモードでは入射光子数によらず一定の出力が発生するため、1 つの APD ピクセルに 2 個以上の光子が入射した場合でも 1 p.e. として検出される。そのため、入射光子数が MPPC のピクセル数に比べて十分小さければ検出光子数が入射光子数に比例するが、入射光子数が大きくなると検出光子数が入射光子数に比例しなくなる。

シミュレーションでは、ダークパルス測定から各 MPPC のダークカウントレート、クロストーク・アフターパルス確率を求め (求め方は付録 B の B.1 節参照), その値を用いた。

今回のシミュレーションでは, 次のようにして, 散乱長, シンチレータの発光量^{*50}, 反射材の反射率の 3 つのパラメータのチューニングを行った。

散乱長

6.4 節と同様に, 光量の分布をガウス分布でフィッティングしたときのガウス分布の σ の平均値を実データとシミュレーションで比較することにより, 各小型試作機における散乱長を求めた。その際, $-10 \text{ mm} < x_{\text{true}}, y_{\text{true}} < 10 \text{ mm}$ の垂直入射のデータを用いた^{*51}。また, 位置依存性を減らすために各セルのイベント数をそろえた (シンチレータの発光量についても同様)。

求まった各小型試作機における散乱長を表 8.3 に示す。なお, 小型試作機②と④は散乱体の濃度が同じであるため, 小型試作機②のデータを用いて求めた散乱長を小型試作機④でも用いた (シンチレータの発光量についても同様)。散乱体の濃度が高いほど散乱長が小さくなっている^{*52}。

表 8.3: 各新型トラッカー小型試作機における散乱長 λ_{scat} 。誤差は x, y 方向の推定値の標準偏差としている。

小型試作機	λ_{scat} [mm]
①	2.08 ± 0.23
②, ④	1.29 ± 0.04
③	0.92 ± 0.17

シンチレータの発光量

$-10 \text{ mm} < x_{\text{true}}, y_{\text{true}} < 10 \text{ mm}$ の垂直入射のデータを用いて, 全チャンネルの光量の和についてのヒストグラムのピーク付近をランダウ分布でフィッティングし, その MPV の値を実データとシミュレーションで比較することにより, 各小型試作機のシンチレータの発光量を求めた^{*53}。求まった小型試作機のシンチレータの発光量を表 8.4 に示す。^{*54} 散乱体の濃度が高いほど発光量が小さくなっており, 散乱体による吸収の効果が見られる。

^{*50} 6.4 節と同様に, 吸収長は 380 cm に固定した。

^{*51} ホドスコープの各セルの幅は 1.7 mm であるから, 実際には $-10 \text{ mm} < x_{\text{true}}, y_{\text{true}} < 10 \text{ mm}$ から少しずれた範囲である。

^{*52} 小型試作機①は 6.4 節でのシンチレータサンプル②と, 小型試作機②は 6.4 節でのシンチレータサンプル③と散乱長の濃度が同じであるが, 求まった散乱長が少し異なる。その違いは, シンチレータの大きさやファイバーの太さ, MPPC などのデザインの違いや, シミュレーションにおいて MPPC のダークパルス, クロストーク・アフターパルス, ピクセル数による検出光子数の飽和の効果を入れるか入れないかの違いによるものだと考えられる。

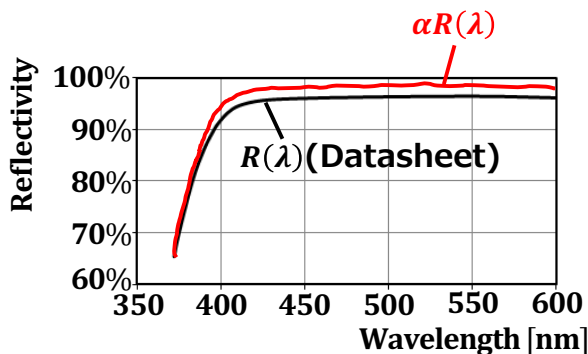
^{*53} 6.4 節におけるシミュレーションにおいては MPPC のダークパルス, クロストーク・アフターパルス, ピクセル数による検出光子数の飽和の効果は考慮していなかったため, シンチレータの発光量と全チャンネルの光量の和は比例関係にあった。そのため, シミュレーションでの発光量にシミュレーションと実データの全チャンネルの光量の和についての比をかけることでシンチレータの発光量を推定した。しかし, 今回の場合では, 全チャンネルの光量の和はシンチレータの発光量に比例するわけではないため, 散乱長の推定と同様に, いくつかのシンチレータの発光量についてシミュレーションを行ってシンチレータの発光量と全チャンネルの光量の和の対応関係を作成し, その対応関係と実データにおける全チャンネルの光量の和からシンチレータの発光量を推定した。

^{*54} 小型試作機②は 6.4 節でのシンチレータサンプル③と散乱長の濃度が同じであるが, 7.1 節で求めた (7.1) の値 6900 photons/MeV よりも小さくなっている。その要因は, 注^{*53}で述べたことその他 (特に, MPPC のクロストークの効果はシミュレーションで考慮に入れない場合に比べて, 同じ発光量でも MPPC で検出される光量は大きくなるため, 推定される発光量が小さくなる), (7.1) 内の光量確保の工夫 C), D), E) についての実測とシミュレーションの光量向上率の比 $\frac{1.4}{1.68} \times \frac{3.3}{2.18 \times 1.36}$ の実際とのずれによるものだと考えられる。

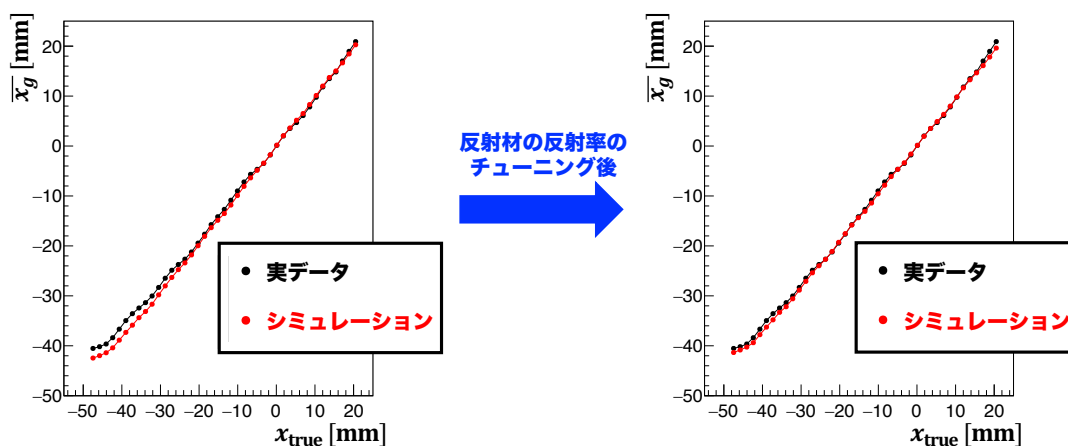
表 8.4: 各新型トラッカー小型試作機のシンチレータの発光量.

小型試作機	シンチレータの発光量 [photons/MeV]
①	6132
②, ④	5625
③	5376

反射材の反射率



(a) 反射材の反射率 [98]



(b) チューニング前後の光量重心の平均値 \bar{x}_g

図 8.6: 反射材の反射率のチューニング. (b) は小型試作機③の x 軸上 ($y = 0$) のセルにおける x についての光量重心の平均値 \bar{x}_g についてのデータを示している.

反射材の反射率が実際の値とシミュレーションで異なると、特にシンチレータの側面 ($x = -50 \text{ mm}, y = 50 \text{ mm}$) 付近において、実データとシミュレーション間で光量重心の違いが生じる。そこで、次のようにして反射材の反射率のチューニングを行った。まず、図 8.6(a) のように、データシートでの反射材の反射率 $R(\lambda)$ (λ は光の波長) を α 倍したときのシミュレーションをいくつかの α に対して行う。次に、シミュレーションにおいて、各 α に対して各セルで光量重心の平均値を求め、 x 軸上 ($y = 0$) のセルにおける x についての光量重心の平均値 \bar{x}_g および y 軸上 ($x = 0$) のセルにおける y についての光量重心の平均値 \bar{y}_g のシミュレーションと実データとの差が最も小

さくなる α の値を決める．この方法を小型試作機①, ②, ③の垂直入射の各場合について実行し, それぞれで求めた α の平均値は 1.0375 となったため, シミュレーションにおける反射材の反射率を $1.0375R(\lambda)$ と設定した．図 8.6(b) から分かるように, 反射材の反射率のチューニングにより実データとシミュレーションの間の光量重心のずれが小さくなっていることが分かる．

8.2.4 位置再構成

7.2 節で述べた方法により, 各イベントについて位置再構成を行った．また, 8.1.5 節で述べた測定をシミュレーションで再現し, シミュレーションでも各場合で位置再構成を行った．

8.3 結果

8.3.1 シンチレータの貼り合わせの効果

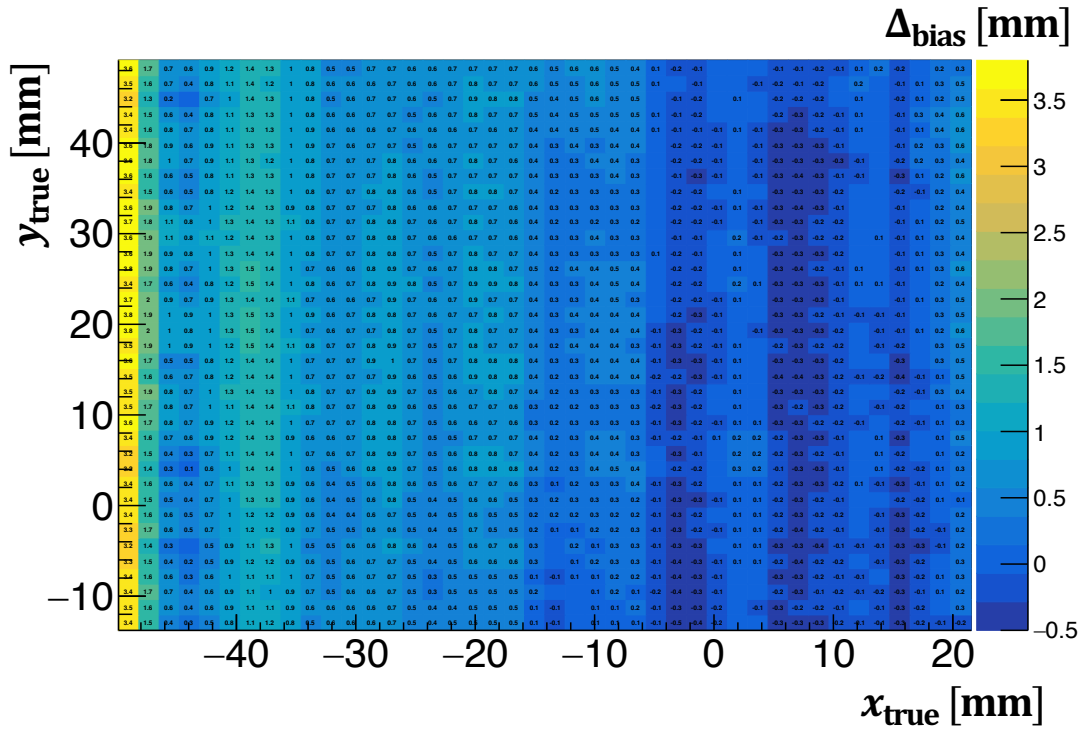
各セルについて, 再構成された位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ についてのヒストグラムを作成し, その平均値 m を Δ_{bias} , 標準偏差 s からホドスコープの位置分解能 σ_{hodo} ^{*55}の寄与を差し引いたものを σ_{tracker} とし, $\Delta_{\text{bias}} = m$, $\sigma_{\text{tracker}} \equiv \sqrt{s^2 - \sigma_{\text{hodo}}^2}$ と定義する．ここで, s には小型試作機の位置分解能の主に統計誤差による寄与とホドスコープによる x_{true} の決定精度による寄与が含まれているため, s からホドスコープの位置分解能 σ_{hodo} の寄与を差し引いた σ_{tracker} を考えることで, 小型試作機の位置分解能の主に統計誤差による寄与のみを評価できるようにした．

散乱体の濃度が同じである小型試作機② (1 枚のシンチレータ) と小型試作機④ (4 枚のシンチレータの貼り合わせ) の間での Δ_{bias} と σ_{tracker} の違いを見ることによってシンチレータの貼り合わせが位置分解能に与える影響を調べることができる．図 8.7, 8.8 それぞれに新型トラッカー小型試作機②, ④に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} を示す．

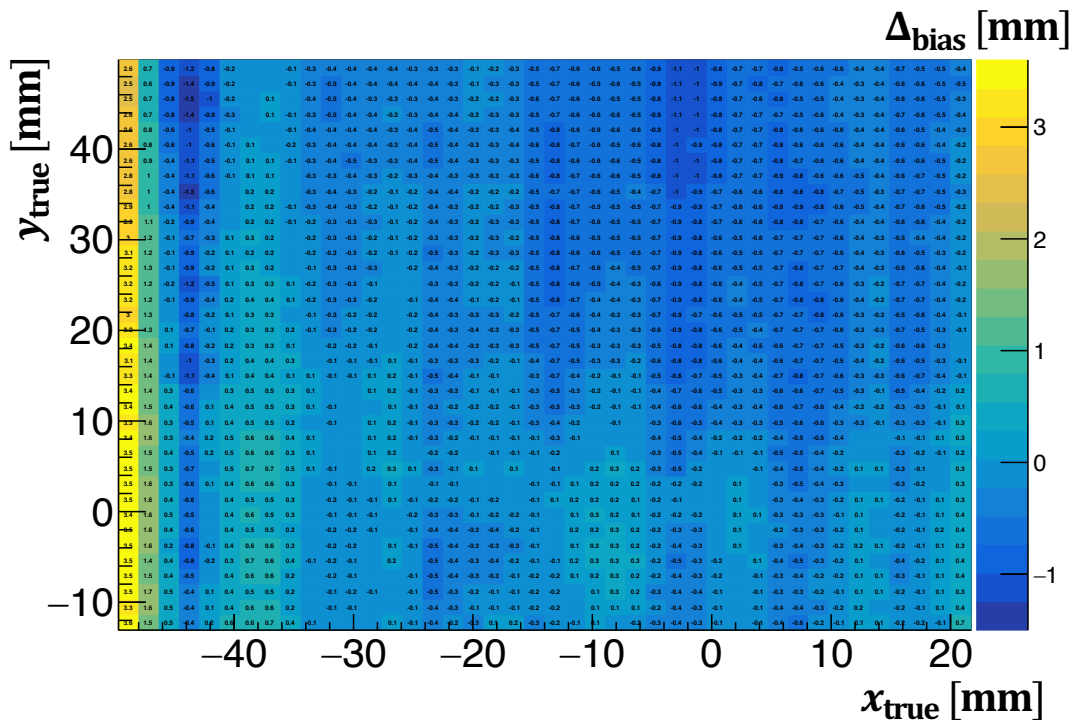
まず, Δ_{bias} について考える． $x_{\text{true}} > -46$ mm の領域では, 小型試作機②, ④のどちらの場合についても, Δ_{bias} の大きさは 1.5 mm より小さく, セルごとにばらつきがある．セルごとのばらつきの原因としては, 波長変換ファイバーや MPPC の個体差, 波長変換ファイバー (直径 2 mm) の溝の幅・深さ (2.5 mm) の範囲内での湾曲^{*56}, オプティカルセメントや反射剤の塗りムラ, シンチレータ内の散乱体の非一様性などが考えられる．小型試作機②と④の Δ_{bias} の値を比べると, その差はセルごとのばらつきの範囲内に収まっている．一方, $x_{\text{true}} < -46$ mm の領域では, 小型試作機②, ④のどちらの場合についても, Δ_{bias} の大きさが大きくなっており, 最も側面に近いセルでは Δ_{bias} の大きさが 2.5 mm から 3.5 mm 付近の値となっている．その原因は, 7.3.1 節で述べたように, $x = -45$ mm の位置にある最も端のファイバーよりも外側の $x_{\text{true}} < -46$ mm の領域に陽電子が通過したときは光量重心がいずれも同じような値になってしまい, 対応関係 $x_{\text{true}} = f(\overline{x}_g)$ に縮退が生じているためだと考えられる．

^{*55} 各セル内での陽電子ビームの位置分布は一様だと仮定すると, 垂直入射では $\sigma_{\text{hodo}} = \frac{1.7 \text{ mm}}{\sqrt{12}}$ である．また, 入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ のときは x 方向については $\sigma_{\text{hodo}} = \frac{1.7 \text{ mm}}{\sqrt{12 \cos \theta_x}}$ であり, y 方向については $\sigma_{\text{hodo}} = \frac{1.7 \text{ mm}}{\sqrt{12}}$ である．

^{*56} 波長変換ファイバーは直線上の状態での納品されたわけではなく, 直径 30 cm 程度の円状に巻かれた状態で納品されたため, ファイバーに多少の湾曲が生じた．新型トラッカー実機に用いるファイバーは直線上の状態での納品される予定であり, 次回の物理ラン C では, ファイバーの湾曲の影響は減ると考えられる．

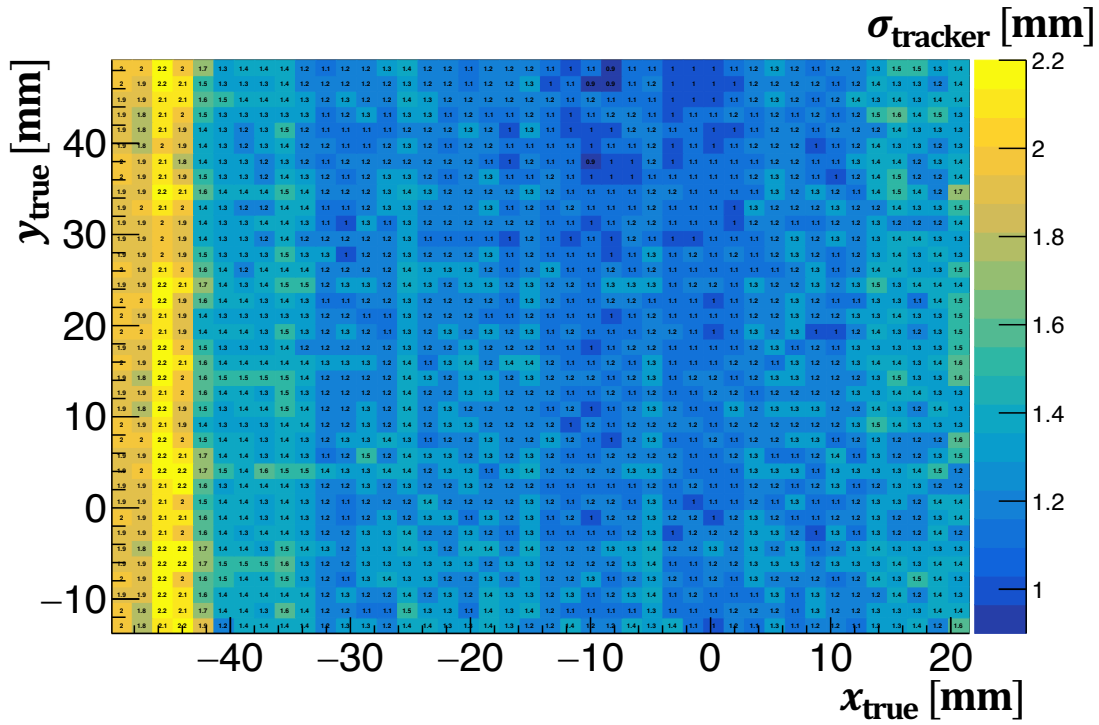


(a) 小型試作機② (1 枚のシンチレータ)

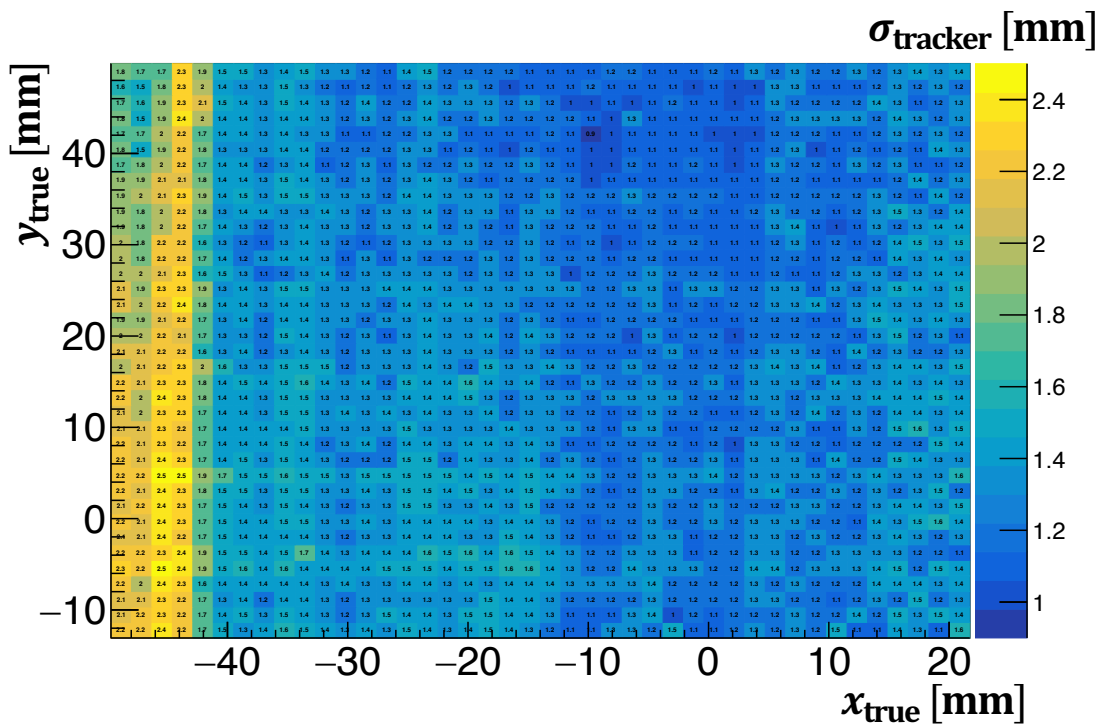


(b) 小型試作機④ (4 枚のシンチレータの貼り合わせ)

図 8.7: 新型トラッカー小型試作機②, ④に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} (実データ). 横軸は上流ホドスコープにより特定した正しい通過位置の x 座標, 縦軸はその y 座標であり, 各マスはホドスコープにおけるセルを表す.



(a) 小型試作機② (1 枚のシンチレータ)



(b) 小型試作機④ (4 枚のシンチレータの貼り合わせ)

図 8.8: 新型トラッカー小型試作機②, ④に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての σ_{tracker} (実データ). 横軸は上流ホドスコープにより特定した正しい通過位置の x 座標, 縦軸はその y 座標であり, 各マスはホドスコープにおけるセルを表す.

次に, σ_{tracker} について考える. $x_{\text{true}} > -41$ mm の領域では, 小型試作機②, ④のどちらの場合についても, σ_{tracker} は 1.5 mm 以下であり, セルごとにばらつきがある. セルごとのばらつきの原因は Δ_{bias} におけるセルごとのばらつきの原因と同じだと考えられる. σ_{tracker} についても Δ_{bias} と同様に, 小型試作機②と④の差はセルごとのばらつきの範囲内に収まっている. 一方, $x_{\text{true}} < -41$ mm の領域では, 小型試作機②, ④のどちらの場合でも, σ_{tracker} の値が大きくなっており, $x_{\text{true}} = -45$ mm 付近で最も大きく, $\sigma_{\text{tracker}} = 2$ mm から $\sigma_{\text{tracker}} = 2.5$ mm 付近の値となっている. $x_{\text{true}} < -41$ mm の領域で σ_{tracker} が大きくなっている理由は Δ_{bias} の場合と同じく, 対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ に縮退が生じているためだと考えられる. また, 最も側面に近いセルで σ_{tracker} が最大になっておらず, $x_{\text{true}} = -45$ mm 付近で最大となっているのは, 最も側面に近いセルではどのイベントも光量重心が同じような値となる影響で光量重心のばらつきが小さくなるからだと考えられる.

以上のように, x 方向について, 小型試作機②と④の間で Δ_{bias} と σ_{tracker} の違いが見られなかった. また, y 方向についても Δ_{bias} と σ_{tracker} の違いは見られず, シミュレーションにおいても同様であった. したがって, シンチレータの貼り合わせが位置分解能に与える影響は十分に小さいと結論できる.

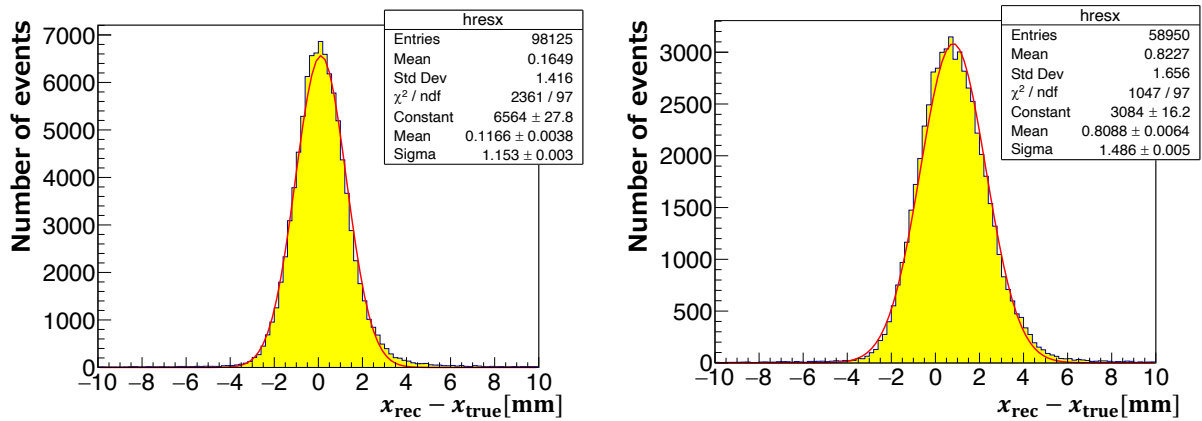
なお, 他の小型試作機を用いた測定においても, シンチレータの側面付近で Δ_{bias} の大きさおよび σ_{tracker} が大きくなるという傾向は, 実データとシミュレーションの両方で見られた. 図 8.7, 8.8 以外の実データおよびシミュレーションの Δ_{bias} , σ_{tracker} についての結果は付録 B の B.2 節で示す.

8.3.2 位置分解能の評価

シンチレータの側面付近で位置分解能が悪くなる影響を取り除くため, 各測定について, -40 mm $< x_{\text{true}} < 0$ mm, 0 mm $< y_{\text{true}} < 40$ mm の領域における再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布をガウス分布でフィッティングした. そのガウス分布の平均値を Δ_{bias} , 標準偏差を σ_{Gauss} と定義する. なお, セルごとのイベント数のばらつきの影響をなくすために, 各セルのイベント数が同じになるようにイベントを抽出した. また, 小型試作機③に入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ で陽電子ビームを照射した測定については, $y_{\text{true}} > 15$ mm の領域のデータを取得していないため, -40 mm $< x_{\text{true}} < 0$ mm, 0 mm $< y_{\text{true}} < 15$ mm の範囲とした. 図 8.9 に新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射および入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させたときの $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を示す.

σ_{Gauss} からホドスコープの位置分解能 σ_{hodo} の寄与を差し引いた量 $\sigma_{\text{tracker}} \equiv \sqrt{\sigma_{\text{Gauss}}^2 - \sigma_{\text{hodo}}^2}$ は新型トラッカー試作機の位置分解能の主に統計誤差による寄与を表す. 各測定における Δ_{bias} と σ_{tracker} を実データとシミュレーションの両方について表 8.5 に示す.

まず, σ_{tracker} について考える. 垂直入射の場合, 小型試作機①, ②, ③の結果を比較すると, 実データとシミュレーションのいずれにおいても, 散乱体の濃度が高くなるほど σ_{tracker} の値が小さくなっており, 散乱体の濃度が高いほど散乱体によるシンチレーション光の吸収の影響で位置分解能が悪くなる効果よりも, シンチレーション光の局在化により位置分解能が良くなる効果の方が優勢であることが分かる. また, 小型試作機②と④の σ_{tracker} の値を比較すると, 両者の値の差は 4%以内に収まっており, シンチレータの貼り合わせによる影響は小さいことが分かる. 入射



(a) 垂直入射のとき

(b) 入射角 $\theta_x = 45^\circ$ のとき

図 8.9: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射および入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させたときの再構成位置と真の位置の差 $x_{rec} - x_{true}$ の分布. x_{true}, y_{true} の範囲は $-40 \text{ mm} < x_{true} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{true} < 40 \text{ mm}$ である.

表 8.5: 各測定における Δ_{bias} , $\sigma_{tracker}$. x_{true}, y_{true} の範囲は, 入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ 以外では $-40 \text{ mm} < x_{true} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{true} < 40 \text{ mm}$ であり, 入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ では $-40 \text{ mm} < x_{true} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{true} < 15 \text{ mm}$ である. なお, 散乱体の濃度の比は ① : ② : ③ : ④ = 2 : 4 : 6 : 4 であり, 小型試作機④は 4 枚のシンチレータを貼り合わせたものである.

(a) x 方向

小型試作機	入射角	実データ		シミュレーション	
		Δ_{bias} [mm]	$\sigma_{tracker}$ [mm]	Δ_{bias} [mm]	$\sigma_{tracker}$ [mm]
①	$\theta_x = 0^\circ$ (垂直入射)	0.35	1.24	0.05	1.10
②		0.47	1.05	0.06	1.03
③		0.12	1.04	0.05	0.99
④		-0.35	1.04	0.06	1.02
③	$\theta_x = 15^\circ$	0.22	1.11	-0.20	0.99
	$\theta_x = 30^\circ$	0.19	1.13	-0.46	1.03
	$\theta_x = 45^\circ$	0.81	1.31	-0.79	1.10

(b) y 方向

小型試作機	入射角	実データ		シミュレーション	
		Δ_{bias} [mm]	$\sigma_{tracker}$ [mm]	Δ_{bias} [mm]	$\sigma_{tracker}$ [mm]
①	$\theta_x = 0^\circ$ (垂直入射)	-0.01	1.43	0.17	1.11
②		0.45	1.21	0.18	1.03
③		-0.26	1.10	0.17	0.97
④		-0.23	1.26	0.16	1.00
③	$\theta_x = 15^\circ$	-0.90	0.89	0.05	0.91
	$\theta_x = 30^\circ$	0.02	0.86	0.05	0.86
	$\theta_x = 45^\circ$	0.30	1.01	0.19	0.84

角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ の場合では、入射角が大きくなるほど x 方向についての σ_{tracker} の値が大きくなっている。それは、入射角が大きくなるほど陽電子が通過する x 方向の範囲が広がるからである。また、入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ での y 方向の σ_{tracker} が垂直入射のときよりも小さくなっているのは、角度を持って入射する場合はトラッカーを通過する飛跡の長さが長くなり光量が大きくなることによるものだと考えられる。全体的な傾向として、シミュレーションよりも実データの方が σ_{tracker} の値が 10% 程度大きいのが、その原因としては、波長変換ファイバーや MPPC の個体差、波長変換ファイバーの湾曲や反射材の塗りムラ、散乱体の非一様性などが考えられる。

次に、 Δ_{bias} について考える。 Δ_{bias} は位置分解能の系統誤差による寄与を表す。系統誤差の要因としては、角度を持って入射したときに光量重心が垂直入射のときからずれることによる影響、対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ の y_{true} 依存性、ホドスコープと小型試作機の相対的な位置のずれや小型試作機の傾き、波長変換ファイバーや MPPC の個体差、反射材や散乱体の不均一性、波長変換ファイバーの湾曲などが考えられる^{*57}。それらのうち、角度を持って入射したときに光量重心が垂直入射のときからずれることによる影響を σ_{ang} 、それ以外の影響を σ_{other} と定義すると、系統誤差 σ_{syst} は $\sigma_{\text{syst}} = \sqrt{\sigma_{\text{ang}}^2 + \sigma_{\text{other}}^2}$ と書ける。 σ_{ang} は、入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ の場合のシミュレーションで得られた x 方向についての Δ_{bias} の大きさとして評価し、垂直入射および y 方向については 0 とする。つまり、 x 方向について、 $\theta_x = 15^\circ$ のとき $\sigma_{\text{ang}} = 0.20$ mm, $\theta_x = 30^\circ$ のとき $\sigma_{\text{ang}} = 0.46$ mm, $\theta_x = 45^\circ$ のとき $\sigma_{\text{ang}} = 0.79$ mm とし、それ以外では $\sigma_{\text{ang}} = 0$ mm とする^{*58}。一方、 σ_{other} については、測定ごとに変化する量であり、実際に Δ_{bias} の値は測定ごとにばらつきがある。今回は、保守的に、実データにおける Δ_{bias} の大きさの最大値を用いて $\sigma_{\text{other}} = 0.90$ mm と評価する。

さらに、実際の物理ランにおいて、新型トラッカーは 726 MeV の陽電子ではなく 1 GeV 程度のミュオンを検出する。726 MeV の陽電子と 1 GeV 程度のミュオンではエネルギー損失が異なるため、その違いを考慮して今回の陽電子ビームにより得られた位置分解能を 1 GeV 程度のミュオンが入射したときの位置分解能に変換する必要がある。Bethe-Bloch の式^[120]によりエネルギー損失を計算すると、726 MeV の陽電子のエネルギー損失は $-\frac{dE}{dx} = 2.359$ MeV/cm, 1 GeV のミュオンのエネルギー損失は $-\frac{dE}{dx} = 2.136$ MeV/cm となる。位置分解能の統計誤差の寄与 σ_{tracker} はおよそ光量の $-1/2$ 乗に比例し、光量はエネルギー損失に比例するため、 σ_{tracker} はエネルギー損失の $-1/2$ 乗に比例する。したがって、1 GeV 程度のミュオンが入射したときの位置分解能に変換するには、 σ_{tracker} に $\sqrt{\frac{2.359}{2.136}} \simeq 1.05$ を掛ければよく、1 GeV 程度のミュオンが入射したときの位置分解能の統計誤差の寄与 σ_{stat} は $\sigma_{\text{stat}} = 1.05\sigma_{\text{tracker}}$ と書ける。

以上より、1 GeV のミュオンの場合に変換した後の位置分解能 σ_{pos} は次の表式により算出できる：

$$\sigma_{\text{pos}} = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{syst}}^2} = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{ang}}^2 + \sigma_{\text{other}}^2} \quad (8.2)$$

*57 角度を持って入射させたときの x 方向の Δ_{bias} の符号が実データとシミュレーションで異なるのはこれらの原因によるものだと考えられる。

*58 シミュレーションの結果において、垂直入射の場合であっても Δ_{bias} の値が 0 でないのは、7.3.1 節で述べたように、対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ がわずかに y_{true} に依存するからであり、 y 方向の Δ_{bias} の大きさが x 方向よりも大きいのは、 -40 mm $< x_{\text{true}} < 0$ mm, 0 mm $< y_{\text{true}} < 40$ mm の範囲において、 x 方向の MPPC までの距離と y 方向の MPPC までの距離が異なる (図 8.3 参照) ことに起因すると考えられる。これらの影響は σ_{other} の方に含め、 σ_{ang} には含めない。

各測定における 1 GeV のミュオンの場合に変換後の位置分解能とその内訳を表 8.6 に示す。最もシンチレータ中の散乱体の濃度が高い小型試作機③の位置分解能が最も良く、 x, y 方向の結果の平均を取ると、位置分解能は、垂直入射のとき 1.44 mm という結果が得られた。よって、新型トラッカーに用いるシンチレータの散乱体の濃度として、小型試作機③の濃度が最も適切だと結論できる^{*59}。また、角度を持って入射する場合の位置分解能は、入射角 $\theta_x = 15^\circ$ のとき 1.48 mm, 入射角 $\theta_x = 30^\circ$ のとき 1.56 mm, 入射角 $\theta_x = 45^\circ$ のとき 1.83 mm という結果となった。このように、角度を持って入射する場合であっても要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい分解能で再構成が可能であることが分かった。なお、以上の結果は $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 40 \text{ mm}$ の範囲における結果であり、シンチレータの側面から 10 mm 以内の領域では位置分解能が悪くなるが、要求される面積 $126 \text{ cm} \times 136 \text{ cm}$ よりも x, y 方向それぞれ 1 cm 以上大きい $132 \text{ cm} \times 140 \text{ cm}$

表 8.6: 各測定における 1 GeV のミュオンの場合に変換後の位置分解能とその内訳 (実データ)。 $x_{\text{true}}, y_{\text{true}}$ の範囲は、入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ 以外では $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 40 \text{ mm}$ であり、入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ では $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 15 \text{ mm}$ である。なお、散乱体の濃度の比は ① : ② : ③ : ④ = 2 : 4 : 6 : 4 であり、小型試作機④は 4 枚のシンチレータを貼り合わせたものである。

(a) x 方向

小型試作機	入射角	位置分解能の内訳			位置分解能 σ_{pos} [mm]
		σ_{stat} [mm]	σ_{ang} [mm]	σ_{other} [mm]	
①	$\theta_x = 0^\circ$ (垂直入射)	1.30	0	0.90	1.58
②		1.11			1.43
③		1.10			1.42
④		1.10			1.42
③	$\theta_x = 15^\circ$	1.16	0.20		1.48
	$\theta_x = 30^\circ$	1.18	0.46		1.56
	$\theta_x = 45^\circ$	1.38	0.79		1.83

(b) y 方向

小型試作機	入射角	位置分解能の内訳			位置分解能 σ_{pos} [mm]
		σ_{stat} [mm]	σ_{ang} [mm]	σ_{other} [mm]	
①	$\theta_x = 0^\circ$ (垂直入射)	1.50	0	0.90	1.75
②		1.27			1.55
③		1.15			1.46
④		1.32			1.60
③	$\theta_x = 15^\circ$	0.93			1.29
	$\theta_x = 30^\circ$	0.90			1.27
	$\theta_x = 45^\circ$	1.06			1.39

^{*59} 最も位置分解能が良くなる散乱体濃度は、シンチレーション光の局在化と散乱体による光の吸収で光量が低下することのバランスで決まることが予想される。小型試作機③よりさらに散乱体濃度を高くすると位置分解能が良くなるかもしれないが、小型試作機②と③の位置分解能の違いはわずかであるため、これ以上散乱体濃度を高くしても位置分解能はあまり良くなると予想される。そのため、散乱体の濃度として小型試作機③の濃度に決定した。

の面積の新型トラッカーを作製する予定であり、ニュートリノ反応由来のミュオンがシンチレータの側面から 10 mm 以内の領域にヒットすることは稀であるため、大きな問題とはならない。

8.4 章のまとめ

1 枚のシンチレータから成る新型トラッカー小型試作機 3 種類 (散乱体の濃度を変えたもの 3 種類), および 4 枚のシンチレータをオプティカルセメントで貼り合わせた新型トラッカー小型試作機 1 種類を作製し, それらに陽電子ビームを照射するテストを行った. まず, 第 7 章で述べた位置再構成方法を用いて各セルで位置再構成を行った. その結果, シンチレータの側面から約 10 mm 以内の範囲を除いてうまく位置再構成が行えることを確かめられた. 次に, ミュオンと陽電子のエネルギー損失の違いの補正を行った上で, $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 40 \text{ mm}$ (入射角 $\theta_x = 15^\circ, 30^\circ$ では $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 15 \text{ mm}$) の範囲で一様にミュオンが通過するという状況での位置分解能を系統誤差も含めて算出した. 陽電子ビームを小型試作機に垂直に照射したときの位置分解能を比べると, 最も散乱体の濃度が高い小型試作機の位置分解能が最も良く, 位置分解能は, x, y 方向の結果の平均を取ると 1.44 mm となった. よって, 新型トラッカーに用いるシンチレータの散乱体の濃度は, 今回のビームテストの小型試作機③と同じ濃度が適切だと考えられる. 角度を持って入射した場合は, 入射角が大きくなるほど位置分解能が悪くなり, 入射角 $\theta_x = 45^\circ$ のときは位置分解能は 1.83 mm という結果となった. このように, 入射角が $\theta_x = 45^\circ$ の場合でも要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さな位置分解能で位置再構成が可能なが分かった.

また, 1 枚のシンチレータから成る小型試作機②と 4 枚のシンチレータを貼り合わせた小型試作機④の各セルにおける位置再構成結果を比較したところ, その差は, 波長変換ファイバーや MPPC の個体差, 波長変換ファイバーの湾曲, オプティカルセメントや反射材の塗りムラ, 散乱体の非一様性などに起因するセルごとのばらつきの範囲内に収まっており, $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 40 \text{ mm}$ の範囲における位置分解能の差は 3%以内であった. したがって, シンチレータの貼り合わせによってシンチレータの境界が生じることが位置分解能に与える影響は十分小さく, 新型トラッカー実機を複数のシンチレータを貼り合わせて製作しても問題ないと結論できる.

第9章 位置再構成方法の改良と多粒子ヒットイベントの位置再構成方法

第7章では、光量重心を用いた1粒子ヒットイベントの位置再構成方法を説明したが、その方法は改良の余地がある。本章では、まず1粒子ヒットイベントにおける位置再構成方法の改良について説明する。また、これまでは、1粒子ヒットイベントにおける位置再構成のみを考えてきたが、実際にはミューオンと同時に陽子や荷電 π 中間子がヒットすることもあるため、そのような多粒子ヒットイベントに対する位置再構成方法および1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別方法を考える必要がある。本章の後半では、それらについて議論する。

9.1 本章における Geant4 によるシミュレーションのセットアップ

前章までの Geant4 によるシミュレーションと同様に、新型トラックのデザインを Geant4 で再現した。ただし、新型トラックのサイズは $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ とし、散乱長、シンチレータの発光量については第8章で述べたビームテストにおける小型試作機③の値を用い、反射材の反射率についてもビームテストで決定した値とした。また、本章でのシミュレーションでは、 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ のサイズのシンチレータを4枚貼り合わせたデザインとした。座標軸とチャンネル番号の定義は図7.1と同じである (x, y 軸が4枚のシンチレータの境界である)。

9.2 1粒子ヒットイベントにおける位置再構成方法の改良

9.2.1 1粒子ヒットイベントにおける改良後の位置再構成方法

前章までは、位置再構成に用いる光量重心を計算する際の重みを光量の1乗としてきたが、位置再構成においてミューオンの通過位置から離れた位置にある小さな光量のチャンネルの影響が大きいため、重みを光量の2乗や3乗などの他のべき乗に変更することで、位置再構成の精度が上がると考えた。つまり、重みを光量の α 乗にして、光量重心 x_g の定義を

$$x_g = \sum_{i=1}^M \frac{(N_i^{\text{obs}})^\alpha x_i}{N} \quad \left(N = \sum_{i=1}^M (N_i^{\text{obs}})^\alpha \right) \quad (9.1)$$

のように変更すれば、位置分解能が向上すると考えた。ここで、 x_i は ch i のファイバーの位置、 N_i^{obs} は ch i で観測された光量、 M はチャンネル数 (今回の場合は $M = 20$) である。

図9.1は $x = 25 \text{ mm}$, $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ に 1 GeV のミューオンを垂直に入射したときの $\alpha = 1.0, 3.0$ それぞれの場合の光量重心の分布である。 $\alpha = 3.0$ のときの方が光量重心の分布の広

がりが小さくなっている。それは、 α が大きくなるほどミュオンの通過位置から離れた位置にある小さな光量の重みが相対的に小さくなり、そのようなチャンネルによる統計的ゆらぎの影響が小さくなるからだと考えられる。 α が大きいくほど光量重心の分布の広がりが小さくなることは、位置分解能が良くなることにつながる。

また、図 9.2 は $\alpha = 1.0, 3.0$ それぞれの場合についての対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を示す。 $\alpha = 1.0$ のときはグラフの傾きはほぼ一定であったが、 $\alpha = 3.0$ のときは、ファイバーの位置 $\bar{x}_g = -25, -15, -5, 5, 15, 25$ mm におけるグラフの傾きが急になっている。それは、 α が大きくなるほど光量が最大のチャンネルにおける光量の重みが相対的に大きくなるため、図 9.2(b) のように、ミュオンがヒットした位置に最も近いファイバーの位置に光量重心が近づくからである^{*60}。 α が大きくなるほどファイバーの位置における対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ のグラフの傾きが急になることは、特にファイバー周辺にヒットしたときにおいて、位置分解能が悪くなることにつながる。

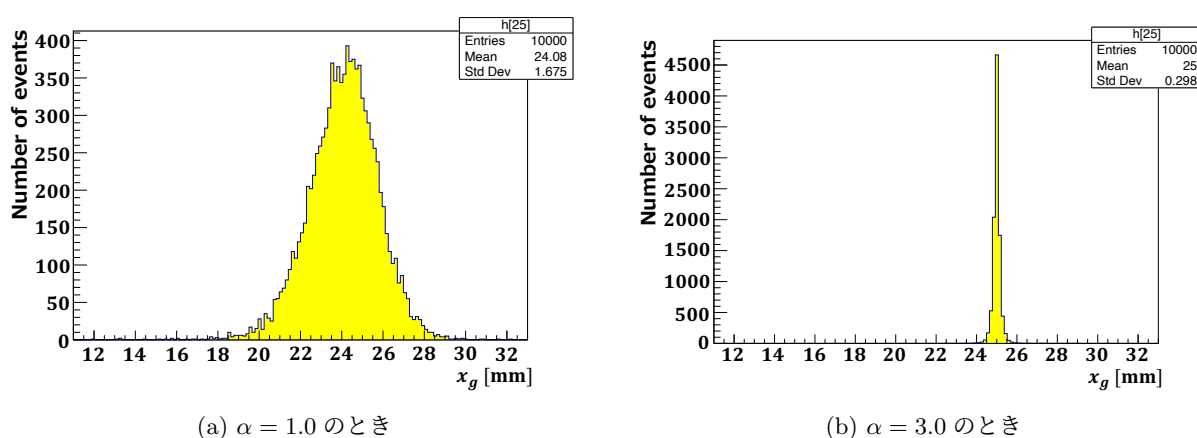


図 9.1: 光量重心の重み $(N_i^{\text{obs}})^\alpha$ の違いによる光量重心 x_g の分布の変化 ($x = 25$ mm, -5 mm $\leq y \leq 5$ mm に 1 GeV のミュオンを垂直に入射)。

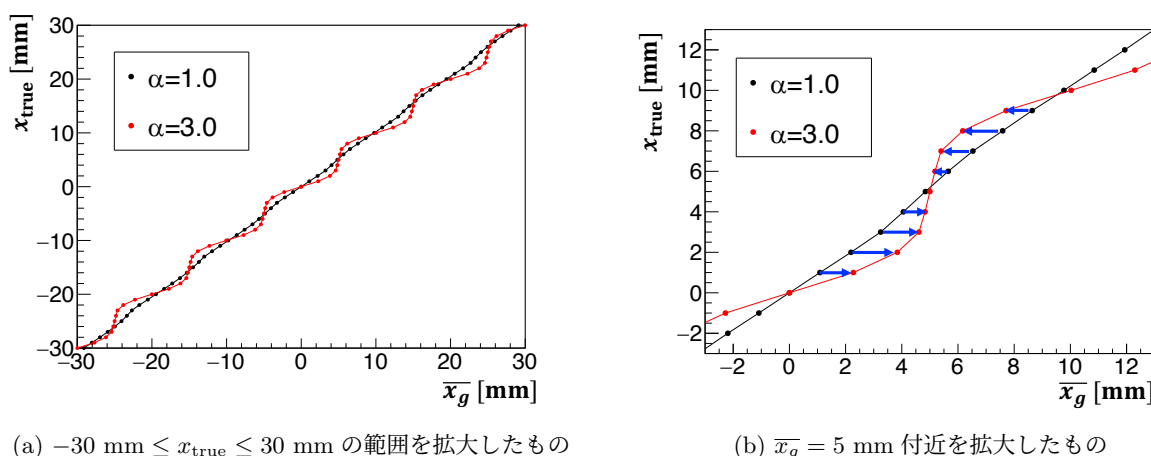


図 9.2: 光量重心の重み $(N_i^{\text{obs}})^\alpha$ の違いによる対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ の変化。

^{*60} これは $\alpha \rightarrow \infty$ の場合を考えると分かりやすい。 $\alpha \rightarrow \infty$ では、全チャンネルの中で最も光量が大きいチャンネルの位置と光量重心が一致するため、ある位置にミュオンがヒットしたときの光量重心の平均値は、ヒットした位置に最も近いファイバーの位置に一致する。つまり、 $\alpha \rightarrow \infty$ では、 -10 mm $< x_{\text{true}} < 0$ mm のとき $\bar{x}_g = -5$ mm, 0 mm $< x_{\text{true}} < 10$ mm のとき $\bar{x}_g = 5$ mm のように対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ は離散的になる。

以上のように、 α が大きくなるほど光量が小さなチャンネルの統計的なゆらぎの影響が小さくなって位置分解能が良くなる効果とファイバーの位置付近の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ の傾きが急になって位置分解能が悪くなる効果のバランスにより、最も位置分解能が良くなる α の値が決まる。

9.2.2 位置再構成方法の評価

9.2.1節で述べた位置再構成方法の評価のために、1 GeVのミュオンをトラッカーの面内でランダムに入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ で入射させるシミュレーションを行い、 $\alpha = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ それぞれの場合で位置再構成を行った。前章までと同様に、再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布をガウス分布でフィッティングし、ガウス分布の平均値を Δ_{bias} 、標準偏差を σ_{Gauss} と定め、位置分解能 $\sigma_{\text{pos}} = \sqrt{(\Delta_{\text{bias}})^2 + (\sigma_{\text{Gauss}})^2}$ から求めた。その結果を表9.1に示す。また、入射角 $\theta_x = 0^\circ$ 、つまり垂直入射のときの $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を $\alpha = 1.0, 2.0$ それぞれについて図9.3に示す。

表 9.1: 各入射角 θ_x 、各 α での Δ_{bias} 、 σ_{Gauss} 、位置分解能。

θ_x	α	Δ_{bias} [mm]	σ_{Gauss} [mm]	位置分解能 [mm]
0°	1.0	0.013	1.599	1.599
	1.5	0.003	0.701	0.701
	2.0	0.002	0.645	0.645
	2.5	< 0.001	0.672	0.672
	3.0	< 0.001	0.704	0.704
15°	1.0	-0.244	1.544	1.563
	1.5	-0.283	0.855	0.900
	2.0	-0.301	0.678	0.742
	2.5	-0.314	0.694	0.762
	3.0	-0.320	0.714	0.783
30°	1.0	-0.467	1.527	1.597
	1.5	-0.610	0.897	1.085
	2.0	-0.655	0.761	1.004
	2.5	-0.691	0.770	1.035
	3.0	-0.709	0.773	1.049
45°	1.0	-0.820	1.523	1.730
	1.5	-1.075	1.038	1.494
	2.0	-1.157	0.964	1.506
	2.5	-1.214	0.976	1.558
	3.0	-1.252	0.979	1.589

表 9.1 より、いずれの入射角においても σ_{Gauss} は $\alpha = 2.0$ のときの値が最も小さく、位置分解能も入射角 $\theta_x = 45^\circ$ を除いて $\alpha = 2.0$ のときが最も良いことが分かる。また、 Δ_{bias} については、垂直入射の時はほぼ0であるが、角度を持って入射する場合は、 α が大きくなるほど Δ_{bias} が大きくなっている。これは、 α が大きくなるほど光量の大きなチャンネルの重みが相対的に大きくなるため、角度を持って入射したとき、垂直入射のときに比べた各チャンネルの光量の分布の変化

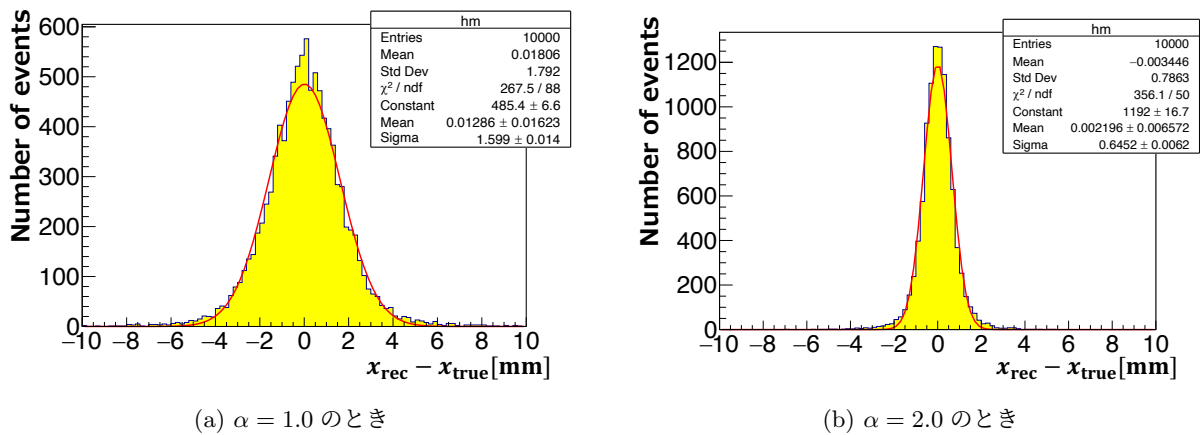


図 9.3: $\alpha = 1.0, 2.0$ のときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布. 1 GeV のミュオンをトラッカー面内にランダムに垂直に入射させたときのものである.

に対して、光量重心が敏感に変化するようになるからだと考えられる。

このように、光量重心の重みを変化させることで位置分解能が良くなり、垂直入射のときには $\alpha = 1.0$ のときよりも $\alpha = 2.0$ のときの方が 0.40 倍位置分解能が小さくなることが確かめられた。今回のシミュレーションでは入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ のときは $\alpha = 2.0$ 、入射角 45° のときは $\alpha = 1.5$ の場合が最も位置分解能が良いという結果となった。しかし、最適な α の値は光量によって変化するはずであり、実機のシンチレータのサイズ $132 \text{ cm} \times 140 \text{ cm}$ では今回のシミュレーションにおけるサイズ $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ のときよりも波長変換ファイバーの長くなるため、波長変換ファイバー内を伝播する光の減衰の効果が大きくなり光量が減少する。そのため、実機のシンチレータのサイズ $132 \text{ cm} \times 140 \text{ cm}$ では最適な α が今回のシミュレーションの結果と異なることが予想される。第 10 章では実機のシンチレータのサイズでのシミュレーションにより最適な α を決定する。なお、入射角 45° のときの最も位置分解能が良くなる α は他の入射角のときと異なるが、入射角 45° で $\alpha = 1.5$ 、 $\alpha = 2.0$ のときの位置分解能の違いは 0.01 mm 程度と小さく、入射角によって用いる α の値を使い分けると処理が複雑になるため、実機での位置再構成では入射角によらず同じ α の値を用いる。

なお、 α を大きくすると、光量の大きなチャンネルの重みが相対的に大きくなるため、ファイバーや MPPC の個体差の影響が出やすくなり、その結果、位置分解能が悪くなる可能性がある。そのような影響を検証するために、第 8 章において小型試作機③ (最も位置分解能が良かった試作機) に陽電子ビームを垂直入射させたときの位置再構成を α を変えて行ったところ、 $\alpha = 1.5$ のときに最も位置分解能が良くなることが確かめられた^{*61}。具体的には、 $-40 \text{ mm} < x_{\text{true}} < 0 \text{ mm}$ 、 $0 \text{ mm} < y_{\text{true}} < 40 \text{ mm}$ の範囲における位置分解能 (1 GeV のミュオンに変換した系統誤差込みの位置分解能) は $\alpha = 1.0$ のときが x 方向は 1.42 mm 、 y 方向は 1.46 mm であったのに対し、 $\alpha = 1.5$ のときは x 方向の位置分解能が 1.23 mm 、 y 方向の位置分解能が 1.27 mm という結果となった。このことから、ファイバーや MPPC の個体差の影響は十分小さく、位置分解能の悪化には繋がらないことが分かる。

^{*61} シミュレーションでは $\alpha = 2.0$ のときが最も位置分解能が良いという結果となったが、実データ、シミュレーションともに $\alpha = 1.5$ と $\alpha = 2.0$ の位置分解能の差は 0.02 mm 程度であり、実データとシミュレーションの間の最適な α が異なることは大きな問題ではない。

9.3 1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別

本節および次節では多粒子ヒットイベントの位置再構成について考える。1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの位置再構成手法は異なるため、物理ランにおける実際の解析では、まず1粒子ヒットイベントか多粒子ヒットイベントのどちらかを判断する必要がある。1粒子ヒットイベントであると判断されれば1粒子ヒットイベントの位置再構成手法を用いて位置再構成を行い、多粒子ヒットイベントであると判断されれば多粒子ヒットイベントの位置再構成手法を用いて位置再構成を行う。実際には3粒子ヒット以上のイベントが存在し、荷電粒子は角度を持ってトラッカーに入射するが、本章ではまず、2つの荷電粒子(ミュオンと陽子、およびミュオンと π 中間子)が垂直に入射する場合での位置再構成について考える。本節では1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別方法について説明し、シミュレーションによりその評価を行う。

9.3.1 1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別方法

$x(y)$ 座標が $x(y)$ の位置にミュオンが垂直に通過したときの $x(y)$ 方向のch i ($i = 1, 2, \dots, M_{x(y)}$)で観測される光量の期待値を $N_i^{\text{exp},x}(x)$ ($N_i^{\text{exp},y}(y)$)とする。ここで、厳密には光量の期待値は x, y の2変数関数となるが、 $N_i^{\text{exp},x(y)}$ の $y(x)$ 依存性は小さいとして $x(y)$ のみの関数としている。このとき、 $x(y)$ 方向の各チャンネルで観測された光量を $N_i^{\text{obs},x}$ ($N_i^{\text{obs},y}$)とすると、その尤度 $L(x, y; \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{exp},x}(x), \mathbf{N}^{\text{exp},y}(y))$ は次式のように表される：

$$L(x, y; \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{exp},x}(x), \mathbf{N}^{\text{exp},y}(y)) = \prod_{i=1}^{M_x} \left[\frac{e^{-N_i^{\text{exp},x}(x)} (N_i^{\text{exp},x}(x))^{N_i^{\text{obs},x}}}{N_i^{\text{obs},x}!} \right] \prod_{i=1}^{M_y} \left[\frac{e^{-N_i^{\text{exp},y}(y)} (N_i^{\text{exp},y}(y))^{N_i^{\text{obs},y}}}{N_i^{\text{obs},y}!} \right] \quad (9.2)$$

ここで、 $\mathbf{N}^{\text{obs},x(y)} \equiv (N_1^{\text{obs},x(y)}, \dots, N_{M_{x(y)}}^{\text{obs},x(y)})$, $\mathbf{N}^{\text{exp},x(y)} \equiv (N_1^{\text{exp},x(y)}(x(y)), \dots, N_{M_{x(y)}}^{\text{exp},x(y)}(x(y)))$ であり、 $x(y)$ 方向のch i の光量は平均値 $N_i^{\text{exp},x}(x)$ ($N_i^{\text{exp},y}(y)$)のポアソン分布に従うことを用いた。よって、対数尤度は、

$$\begin{aligned} \chi^2(x, y; \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{exp},x}(x), \mathbf{N}^{\text{exp},y}(y)) &\equiv -2 \log L(x, y; \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{exp},x}(x), \mathbf{N}^{\text{exp},y}(y)) \\ &\quad + 2 \log L(\mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}) \\ &= 2 \sum_{i=1}^{M_x} \left[N_i^{\text{exp},x}(x) - N_i^{\text{obs},x} + N_i^{\text{obs},x} \log \left(\frac{N_i^{\text{obs},x}}{N_i^{\text{exp},x}(x)} \right) \right] \\ &\quad + 2 \sum_{i=1}^{M_y} \left[N_i^{\text{exp},y}(y) - N_i^{\text{obs},y} + N_i^{\text{obs},y} \log \left(\frac{N_i^{\text{obs},y}}{N_i^{\text{exp},y}(y)} \right) \right] \end{aligned} \quad (9.3)$$

となる。ここで、 $N_i^{\text{obs},x(y)}!$ を含む項を消去するために、 $L(x, y; \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{exp},x}(x), \mathbf{N}^{\text{exp},y}(y))$ を $\mathbf{N}^{\text{exp},x(y)}(x(y)) \rightarrow \mathbf{N}^{\text{obs},x(y)}$ と置き換えてできる定数 $2 \log L(\mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y})$

を加えた。以下では、表記を簡略化して、 $\chi^2(x, y; \mathbf{N}^{\text{obs},x}, \mathbf{N}^{\text{obs},y}, \mathbf{N}^{\text{exp},x}(x), \mathbf{N}^{\text{exp},y}(y))$ を単に $\chi^2(x, y)$ と書くことにする。

多粒子ヒットイベントにおいて、1粒子ヒットイベントと同じ方法で位置再構成したときの再構成位置を $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ とする。このとき、 $N_i^{\text{exp},x}(x_{\text{rec}}^{\text{single}}), N_i^{\text{exp},y}(y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の値は実際に観測された光量 $N_i^{\text{obs},x}, N_i^{\text{obs},y}$ と大きく異なるものになるため、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ は大きな値となる。一方、1粒子ヒットイベントに対しては、近似的に、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ は自由度 $M_x + M_y - 2$ (今回のシミュレーションでは $M_x = M_y = 20$ であるから、自由度は38) の χ^2 分布に従い^[121]、その値は多粒子ヒットイベントのときに計算される値よりも小さくなる。したがって、1粒子ヒットイベントと同じ方法で位置再構成を行い、その再構成位置 $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ を用いて計算される $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の大きさによって、1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントを区別することができる。具体的には、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の閾値を設定し、その閾値よりも小さければ1粒子ヒットイベントであると判定し、その閾値よりも大きければ多粒子ヒットイベントであると判断する。なお、 $N_i^{\text{exp},x}(x)$ の値は、対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を求めるときと同じシミュレーション (各 $x = 0, 1, \dots, 99$ mm について、 $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムに1 GeVのミュオンを垂直入射させるシミュレーション) を各 x について10000回行い、その平均値から求める^{*62}。 $N_i^{\text{exp},y}(y)$ についても同様である。

9.3.2 シミュレーションによる評価

1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別方法の評価のために、多粒子ヒットイベントとして、図9.4のように、1 GeVのミュオンと500 MeVの陽子を距離 $dr = 0, 10, 20$ mm で新型トラックに垂直に入射させるシミュレーションをそれぞれ10000イベント行った。ここで、それぞれの粒子の x, y 座標は dr を固定した上でランダムとした。また、1 GeVのミュオンと300 MeVの π 中間子 (π^+) の場合についても同様に行った。1粒子ヒットイベントの場合については、1 GeVのミュオンを新型トラック面内にランダムに垂直入射させるシミュレーションを10000イベント行った。

それぞれのシミュレーションにおける $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38$ の分布を図9.5, 9.6に示す。ここで、 $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ を求めるための光量重心の重みは、9.2.2節で垂直入射の場合に最も位置分解能が良かった、光量の2乗としている。1粒子ヒットイベントよりも多粒子ヒットイベントの方が $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38$ の値が大きくなっており、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38$ の値を用いて1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別が可能であることが分かる。また、2粒子間の距離が大きくなるほど1粒子ヒットイベントを仮定した時に期待される光量と実際の光量の差が大きくなり、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38$ の値が大きくなっている。なお、ミュオンと π 中間子のときよりもミュオンと陽子のときの方が $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38$ の値が大きいのは、500 MeVの陽子のエネルギー損失が300 MeVの π 中間子と1 GeVのミュオンよりも大きく、ミュオンと陽子のときの方が1粒子ヒットイベントからの光量の違いが顕著になるからである。

例として1粒子ヒットイベント・多粒子ヒットイベント識別のための $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38$ の

^{*62} 対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ のときと同様に、それぞれの点の間は直線で結び、 $x < 0$ の範囲は $x = 0$ に関するシンチレータの対称性から $x > 0$ の範囲のものを用いて拡張する

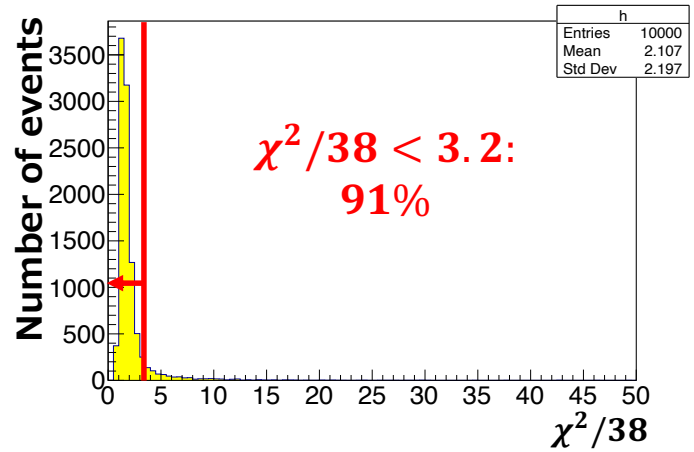
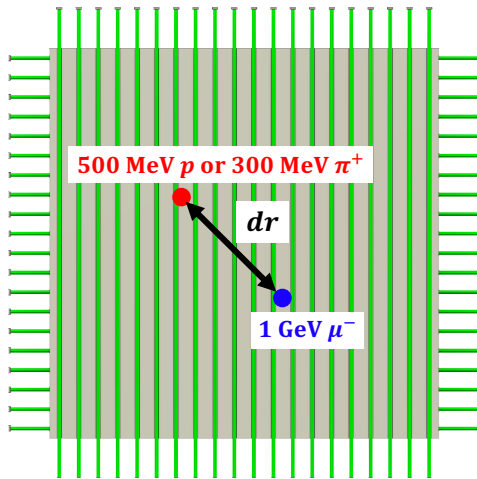
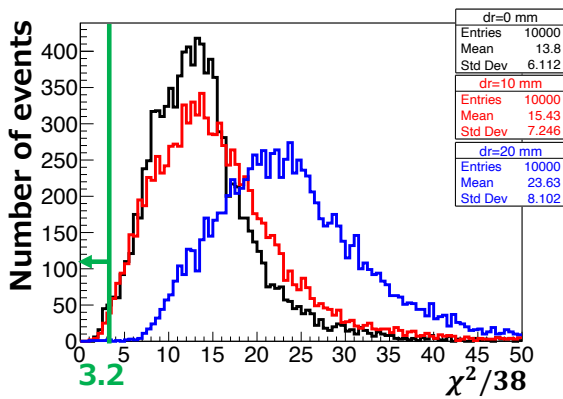
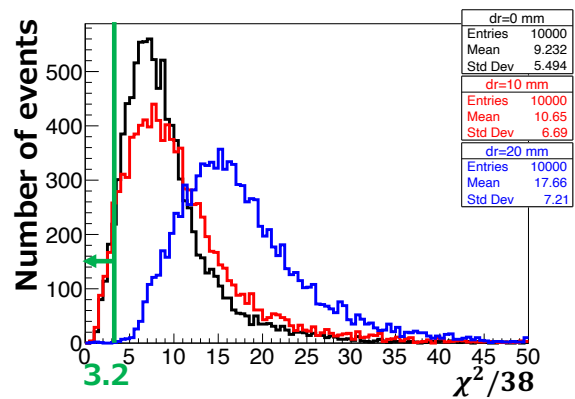


図 9.4: 1 粒子ヒットと多粒子ヒットの識別方法の評価に用いるシミュレーションのセットアップ。

図 9.5: 1 粒子ヒットイベントの $\chi^2(x_{rec}^{single}, y_{rec}^{single})/38$ の分布。1 GeV のミュオンをトラッカー面内にランダムに入射させたときのものである。



(a) ミューオンと陽子のとき



(b) ミューオンと π 中間子 (π^+) のとき

図 9.6: ミューオンと陽子, ミューオンと π 中間子 (π^+) を距離 $dr = 0, 10, 20$ mm で垂直に入射させたときの $\chi^2(x_{rec}^{single}, y_{rec}^{single})/38$ の分布。黒線が $dr = 0$ mm, 赤線が $dr = 10$ mm, 青線が $dr = 20$ mm のときの分布である。

閾値を3.2と設定し、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/38 < 3.2$ となるイベントの割合を求めると、1粒子ヒットイベントでは91%、ミュオンと陽子のときは $dr = 0$ mmでは0.87%、 $dr = 10$ mmでは0.58%、 $dr = 20$ mmでは0.048%、ミュオンと π 中間子のときは $dr = 0$ mmでは5.0%、 $dr = 10$ mmでは5.1%、 $dr = 20$ mmでは0.044%となる。その割合は、1粒子ヒットイベントに対しては、1粒子ヒットイベントだと正しく認識される割合を表し、多粒子ヒットイベントに対しては、1粒子ヒットイベントだと誤認識される割合を表す。例えば、1粒子ヒットイベントの91%は1粒子ヒットイベントだと正しく認識され、1 GeVのミュオンと500 MeVの陽子が同じ位置に垂直に入射するイベントの0.87%は1粒子ヒットイベントだと誤認識されるということが分かる。この場合、1粒子ヒットイベントの9%は多粒子ヒットイベントだと誤認識され、多粒子ヒットイベントの方法で位置再構成されるが、10.2.2節で述べるように、1粒子ヒットイベントを多粒子ヒットイベントの方法で位置再構成しても要求位置分解能4.6 mmよりも十分小さい分解能で再構成が可能であるため、大きな問題とはならない。新型トラック実機における $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の閾値の決定については10.2.2節で議論する。

9.4 2粒子ヒットイベントの位置再構成

図9.7に1 GeVのミュオンと500 MeVの陽子を x 軸上での距離 $dx = 0, 10, 20, 50$ mmで垂直に入射させたときの各チャンネルの光量の分布の例を示す。 $dx = 0, 10$ mmのときは1つのピークしか確認されないが、 $dx = 20$ mmでは2つのピークが確認され、 $dx = 50$ mmでは2つのピークが完全に分かれているように見える。本節では、このような2粒子ヒットイベントの位置再構成方法を説明し、シミュレーションによりその評価を行う。

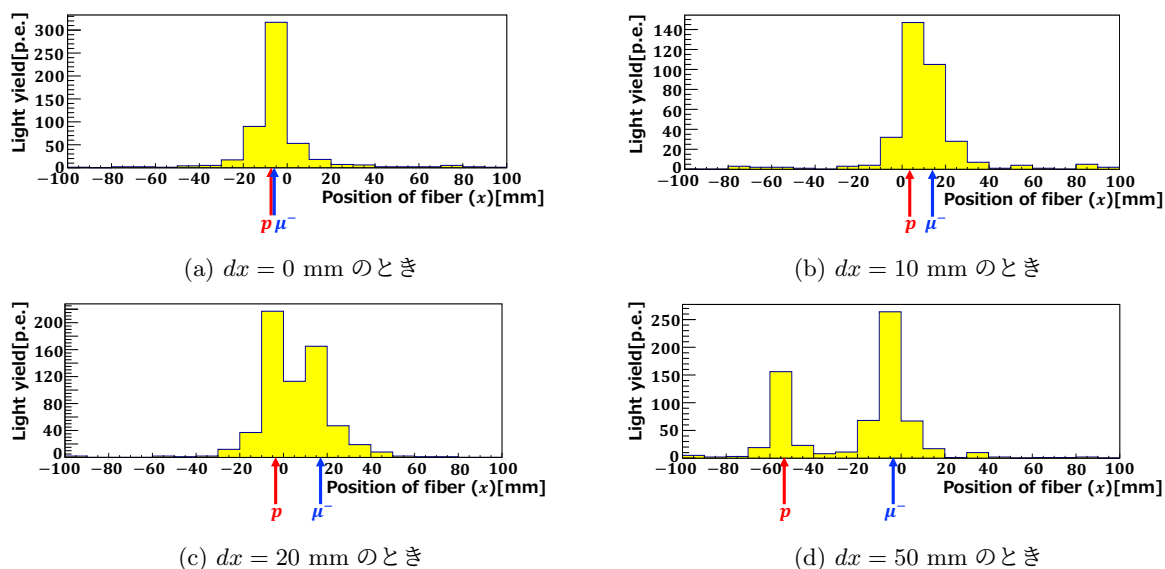


図 9.7: ミュオンと陽子を x 軸上での距離 dx で垂直に入射させたときの各チャンネルの光量の分布の例。矢印の位置にミュオンと陽子を垂直に入射させたときのものである。

9.4.1 2粒子ヒットイベントの位置再構成方法

トラックerを通過した位置の x 座標の位置再構成について考える (y 座標の再構成についても同様). 2粒子ヒットの場合の再構成方法は大きく分けて3ステップで行う. まず, 1つのピークか2つのピークかどうかを判定し, 1つまたは2つのピークの周りのチャンネルをリストアップする. 次に, リストアップされたチャンネルの情報をもとにして2つの粒子に対応する光量重心を求める. 最後に, 光量重心と真の位置の対応関係から2つの粒子それぞれに対応する再構成位置を求める. 以下, それぞれの方法について説明する.

Step 1. 1ピークか2ピークかを判定し, ピークの周りのチャンネルをリストアップする

- ① 光量が閾値 20 p.e. 以上の光量のチャンネルをリストアップし, 連続する番号ごとのグループに分ける. 例えば, 光量が閾値 20 p.e. 以上のチャンネルのリストが ch 1, 2, 3, 14, 15, 16 であった場合, (ch 1, 2, 3) と (ch 14, 15, 16) の2つのグループに分ける. ただし, 3つ以上のグループができた場合は, 各グループ内での最大の光量が大きい順に2つのグループを選ぶ.
 - ② ①の結果グループ数が0または1となったものについては, 光量が大きい順に6つのチャンネルのうち, 閾値 $\min(\frac{1}{4}N_{\max}, 50 \text{ p.e.})$ 以上の光量のチャンネルを①と同様に最大2つのグループに分ける. ここで, N_{\max} は全チャンネルの中の最大光量である.
- ②における閾値は, 1 GeV のミューオンをトラックer面内にランダムに入射させるシミュレーションにおいて 99.9%以上のイベントの最大光量が 50 p.e. 以上であったことから決定した. また, ①における閾値は荷電粒子のエネルギー損失が小さいときにもピークを検出でき, かつノイズを検出しないような値として 20 p.e. に設定した. 以下に, Step 1 の具体例を3つ示す.

例 1. 各チャンネルの光量が図 9.8 のイベントを考える.

- ① 図 9.8 中に示すように光量が閾値 20 p.e. 以上の光量のチャンネルから, 2つのグループができ, ②は行われない.

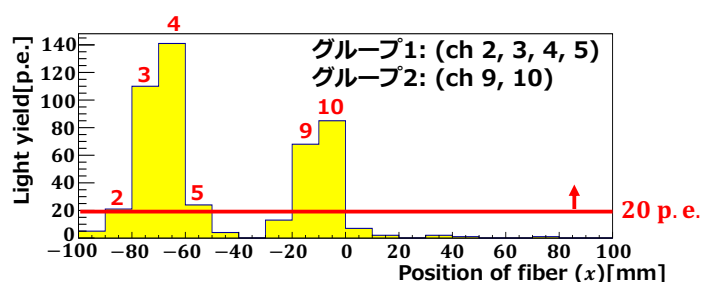


図 9.8: 2粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 1. 各ビンの上に見える数字は光量が閾値 20 p.e. 以上のチャンネル番号を表す.

例 2. 各チャンネルの光量が図 9.9 のイベントを考える.

- ① 図 9.9(a) 中に示すように, 光量が閾値 20 p.e. 以上の光量のチャンネルから, 1つのグループができる.
- ② 図 9.9(b) 中に示すように, 光量が大きい順に6つのチャンネルのうち光量が閾値 50 p.e. 以上のチャンネルから2つのグループができる.

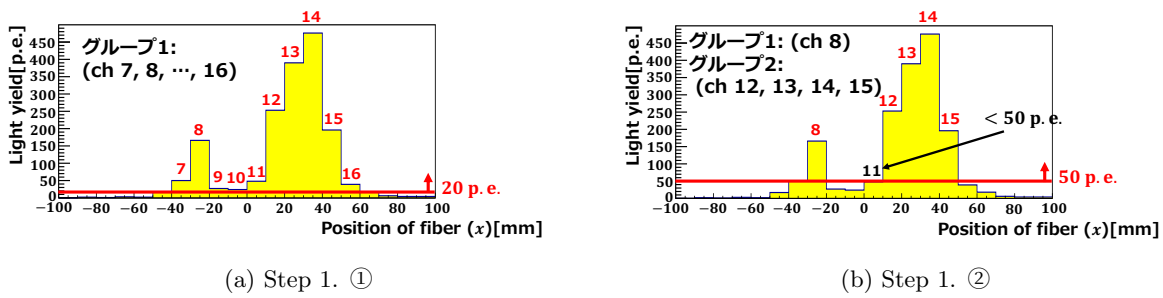


図 9.9: 2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 2. (a) 各ビンの上に見える数字は光量が閾値 20 p.e. 以上のチャンネル番号を表す. (b) 各ビンの上に見える数字は光量大きい順に 6 つのチャンネルのチャンネル番号を表す. 赤字で書かれたチャンネル番号はさらに光量が閾値 50 p.e. 以上のチャンネル番号を表す.

例 3. 各チャンネルの光量が図 9.10 のイベントを考える.

- ① 図 9.10(a) 中に示すように, 光量が閾値 20 p.e. 以上の光量のチャンネルから, 1 つのグループができる.
- ② 図 9.9(b) 中に示すように, 光量大きい順に 6 つのチャンネルのうち光量が閾値 43.5 p.e. 以上のチャンネルから 1 つのグループができる.

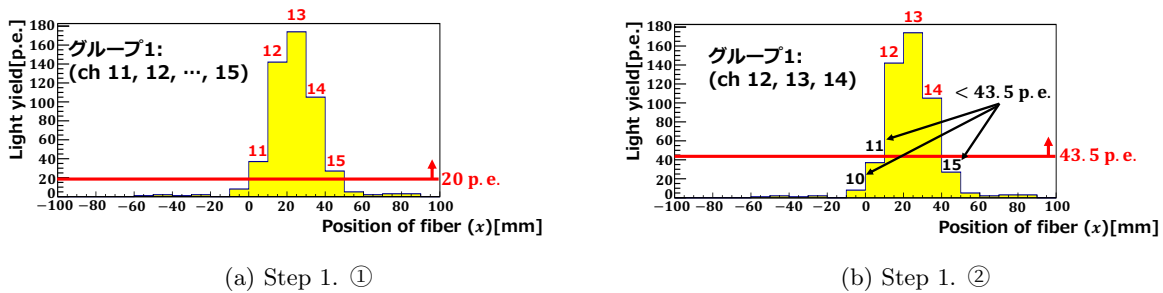


図 9.10: 2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 3. (a) 各ビンの上に見える数字は光量が閾値 20 p.e. 以上のチャンネル番号を表す. (b) 各ビンの上に見える数字は光量大きい順に 6 つのチャンネルのチャンネル番号を表す. 赤字で書かれたチャンネル番号はさらに光量が閾値 43.5 p.e. 以上のチャンネル番号を表す.

Step 2. Step 1 でグループ分けされたチャンネルの情報をもとに 2 つの光量重心を求める

Step 1 の結果, 1 つまたは 2 つのグループができている. 図 9.11 のように, グループ数が 1 のときはピークの右側と左側それぞれで光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ を求め, グループ数が 2 のときはそれぞれのピークの周辺で光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ を求める ($x_{g,1} \leq x_{g,2}$). 具体的な計算方法は付録 C の C.1 節で説明する.

Step 3. Step 2 で求めた光量重心を用いて, 対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ から再構成位置を求める

グループ数が 2 のときは, 1 粒子ヒットイベントと同じ対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を用いて再構成位置 $x_{\text{rec},1}, x_{\text{rec},2}$ を $x_{\text{rec},1} = f(x_{g,1}), x_{\text{rec},2} = f(x_{g,2})$ のように求める.

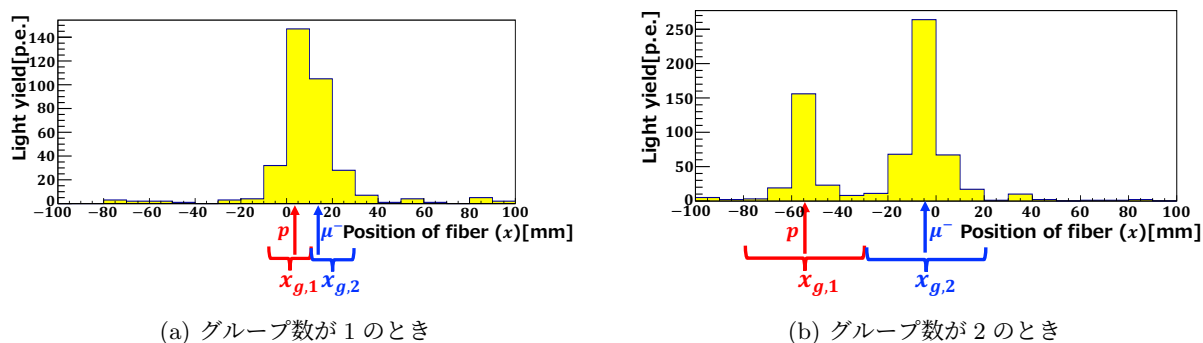


図 9.11: 2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 2 における光量重心の求め方のイメージ.

一方、グループ数が1のときは、光量重心の求め方が1粒子ヒットイベントのときの光量重心の求め方と大きく異なるため、1粒子ヒットイベントと同じ対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を用いると再構成位置にバイアスが生じてしまう。そこで、グループ数が1のとき用の対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を求めるために、2つの1 GeVのミュオンを垂直に入射させるシミュレーションを行う。一方のミュオンの x 座標を $x_{\text{true}} = 0, 1, \dots, 99$ mm とし、もう一方の x 座標を $x > x_{\text{true}}$ でランダムに設定したシミュレーションから (y 座標は $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ でランダム), Step 1の結果グループ数が1となったものに対して Step 2の方法で求めた光量重心の平均値を用いて対応関係 $x_{\text{true}} = F_1(\bar{x}_{g_1})$ を作成する^{*63}。同様にして、対応関係 $x_{\text{true}} = F_2(\bar{x}_{g_2})$ も作成する。グループ数が1のときには、以上のようにして求めたグループ数が1のときの対応関係を用いて、Step 2で求めた光量重心 x_{g_1}, x_{g_2} から再構成位置 $x_{\text{rec},1}, x_{\text{rec},2}$ を $x_{\text{rec},1} = F_1(x_{g,1}), x_{\text{rec},2} = F_2(x_{g,2})$ のように求める。

9.4.2 シミュレーションによる評価

2粒子ヒットイベントの再構成方法の評価のために、図9.12のように、1 GeVのミュオンと500 MeVの陽子を x 軸上での距離 $dx = 0, 1, \dots, 100$ mm で新型トラックに垂直に入射させるシミュレーションをそれぞれ10000イベント行った。ここで、それぞれの粒子の x, y 座標は dx を固定した上でランダムとし、ミュオンと陽子の x 座標の大小関係もランダムとした。また、1 GeVのミュオンと300 MeVの π 中間子 (π^+) の場合についても同様に行った。

それぞれのイベントについて、9.4.1節で説明した方法で位置再構成を行い、各 dx について、 $x_{\text{rec},1} - x_{\text{true},1}$ および $x_{\text{rec},2} - x_{\text{true},2}$ の分布をガウス分布でフィッティングした ($x_{\text{true},1} \leq x_{\text{true},2}, x_{\text{rec},1} \leq x_{\text{rec},2}$)。なお、光量重心の重みは光量の2乗 ($\alpha = 2.0$) とした。そして、そのガウス分布の平均値を Δ_{bias} 、標準偏差を σ_{Gauss} と定義し、位置分解能 σ_{pos} を $\sigma_{\text{pos}} = \sqrt{(\Delta_{\text{bias}})^2 + (\sigma_{\text{Gauss}})^2}$ から求めた。

ミュオンと陽子、ミュオンと π 中間子のそれぞれの $x_{\text{true},1}$ の方の Δ_{bias} 、 σ_{Gauss} 、位置分解能を2粒子間の x 軸上の距離 dx を横軸として図9.13に示す。なお、新型トラックの $x = 0$ に関する対称性より、 $x_{\text{true},2}$ の Δ_{bias} は $x_{\text{true},1}$ の Δ_{bias} の正負を逆にしたものとなり、 σ_{Gauss} 、位置分解能は $x_{\text{true},1}$ と同じになる。

^{*63} $x_{\text{true}} < 0$ については対応関係が奇関数であることを用いて $x_{\text{true}} > 0$ のシミュレーションデータから拡張した。

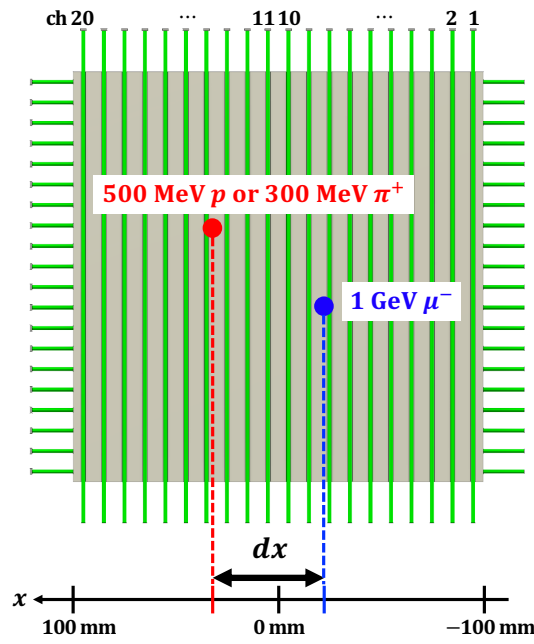


図 9.12: 2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法の評価に用いるシミュレーションのセットアップ.

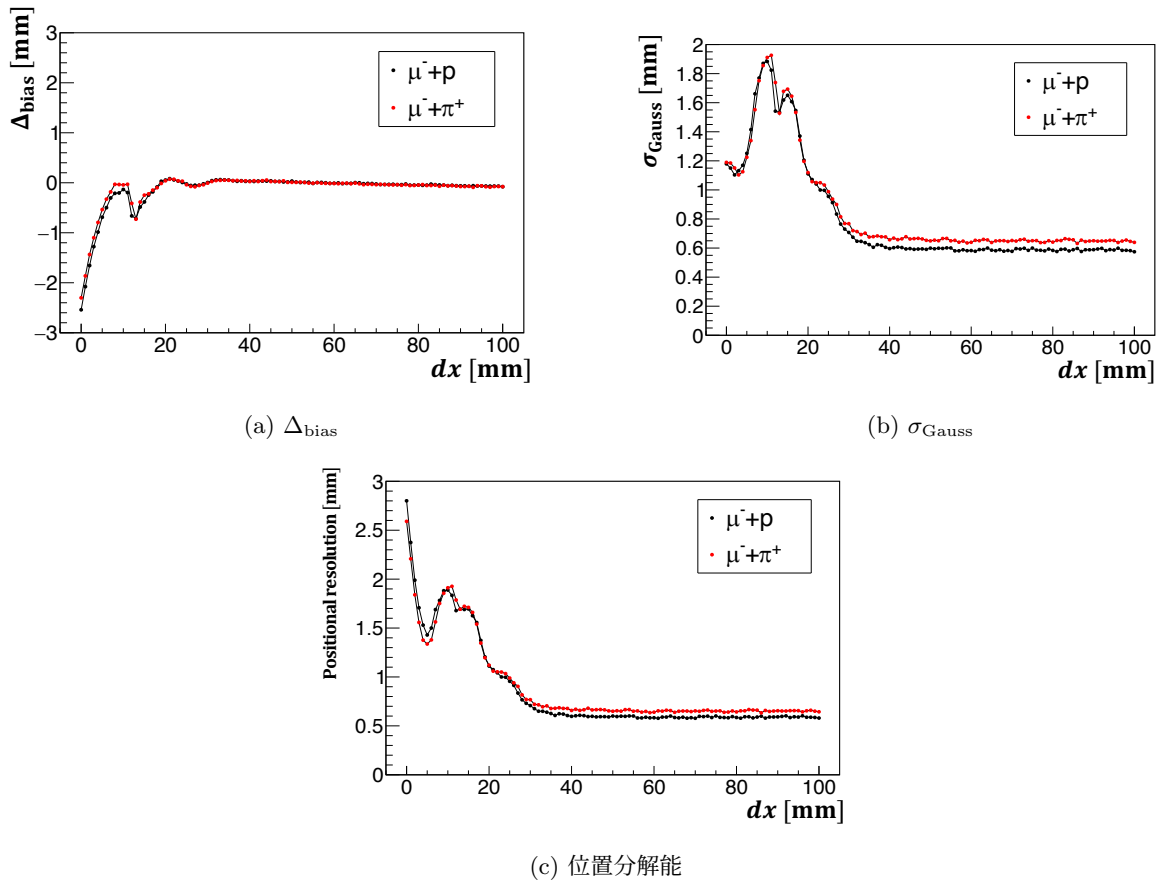


図 9.13: 2 粒子間の x 軸上の距離 dx ごとの Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能. 2 粒子の真の位置を $x_{\text{true},1}, x_{\text{true},2}$ ($x_{\text{true},1} \leq x_{\text{true},2}$) としたとき, $x_{\text{true},1}$ の方の結果を示す. 黒線がミュオンと陽子の場合, 赤線がミュオンと π 中間子の場合である.

2粒子間の距離が近いと、それぞれの粒子による光量が混ざってしまい、その影響により位置分解能が悪くなる。一方、2粒子間の距離が十分離れていると、それぞれの粒子による光量が混ざらずそれぞれの粒子による光量分布のピークが明確に見えるため、位置分解能が良くなる。Step 1により分けられたグループ数が2個であるイベントの割合は $dx > 25$ mm で約50%以上、 $dx > 30$ mm で約90%以上、 $dx > 35$ mm で約99%以上であり、図9.13から、 dx が大きくなって2粒子の光量のピークが明確になるほど Δ_{bias} の大きさ、 σ_{Gauss} 、位置分解能が小さくなっていることが分かる。特に、 $dx > 40$ mm では1粒子ヒットイベントの場合の位置分解能 0.65 mm とほぼ同じ位置分解能で位置再構成ができています。なお、ミュオンと π 中間子よりもミュオンと陽子の方が位置分解能が良くなっているのは、1 GeV のミュオンと 300 MeV の π 中間子よりも 500 MeV の陽子の方がエネルギー損失が大きく、光量が大きくなるからだと考えられる。

また、 Δ_{bias} の大きさが $dx < 5$ mm で 1 mm 以上という大きな値になっているのは、Step 2におけるグループ数が1のときの光量重心の計算によるバイアスが大きいことを意味する。特に、 $dx = 0$ mm の場合を考えると、1つのピークの左側と右側の光量の情報を用いて光量重心を求めると、光量重心の位置が、荷電粒子が通過した真の位置から必ず離れてしまう。グループ数が1のときの対応関係 $x_{\text{true}} = F_1(\bar{x}_{g1})$ を用いることによって多少補正されるが、 $dx < 5$ mm では光量重心のバイアスが大きく、再構成位置にバイアスが残ってしまう。また、 σ_{Gauss} が $dx = 0$ mm 付近よりも $dx = 10$ mm 付近の方が大きくなっているのは、2粒子がほぼ同じ位置に入射したときには2粒子のエネルギー損失の違いによって光量の分布の形はあまり変化しないが、2粒子が離れていると2粒子のエネルギー損失の違いによって光量の分布の形が変化することによるものだと考えられる。

今回の結果は統計誤差および再構成方法に起因する系統誤差のみを考慮した場合であるが、 $dx = 0$ mm の場合であっても 3 mm 以下の位置分解能で位置再構成ができています。さらに、 $dx \geq 2$ mm で 2 mm 以下、 $dx \geq 20$ mm で 1 mm 以下の位置分解能であり、要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい位置分解能で位置再構成ができることが分かる。

9.5 章のまとめ

まず、1粒子ヒットイベントにおける位置再構成方法の改良について述べた。光量重心の重みを光量の1乗から2乗に変えることにより、垂直入射の時には0.40倍位置分解能が小さくなることを確かめられた。なお、最適な光量重心の重みは光量によって変化し、実機のシンチレータのサイズ 132 cm × 140 cm では波長変換ファイバーの長さが長くなることによって今回のシミュレーション (20 cm × 20 cm) よりも光量が減少するため、実機のシンチレータのサイズのシミュレーションにより実機における最適な光量重心の重みを決定する必要がある。それについては第10章で議論する。

次に、1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別方法について説明した。1粒子ヒットイベントだと仮定して再構成した位置 $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ を用いた $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の値が多粒子ヒットイベントの場合には大きくなることを用いて1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別が可能であることが確かめられた。新型トラック実機における $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の閾値は10.2.2節で決定する。

最後に、2粒子ヒットイベントにおける位置再構成方法について説明した。位置再構成は大き

く分けて3ステップで行う。まず、光量の分布が1つのピークか2つのピークかどうかを判定し、ピークの周りのチャンネルをリストアップする。次に、リストアップされたチャンネルの情報をもとにして2つの粒子に対応する光量重心を求める。最後に、光量重心と真の位置の対応関係から2つの粒子それぞれの再構成位置を求める。1 GeV のミュオンと 500 MeV の陽子、または 1 GeV のミュオンと 300 MeV の π 中間子を x 軸上の距離 $dx = 0, 1, \dots, 100$ mm で垂直入射させるシミュレーションを行って位置再構成を行った結果、統計誤差および再構成方法に起因する系統誤差のみを考慮した場合であるが、 $dx = 0$ mm の場合であっても 3 mm 以下の位置分解能で位置再構成ができることが分かった。仮に再構成方法以外が原因の系統誤差を 1 mm だとして位置分解能は $\sqrt{3^2 + 1^2}$ mm $\simeq 3.2$ mm 以下となり、要求位置分解能 4.6 mm を十分達成できていると言える。本章では2つの荷電粒子が垂直に入射する場合のみを考えたが、実際には3粒子ヒット以上のイベントも存在し、荷電粒子は角度を持って入射する。10.2.1 節では3粒子ヒット以上の場合も含めた多粒子ヒットイベントの再構成方法について述べ、ニュートリノ反応シミュレーションを用いて評価を行う。

第 10 章 ニュートリノ反応シミュレーションを用いた新型トラックの性能評価

前章までは、1 GeV のミュオンが新型トラックに入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ で入射する場合や 1 GeV のミュオンと 500 MeV の陽子が垂直に入射する場合など比較的単純な状況を考えてきたが、実際のニュートリノ反応によってトラックに入射する粒子の数や種類、それぞれの粒子の入射角、エネルギーなどは様々である。また、シミュレーションや実測で用いた新型トラックのサイズは 10 cm × 10 cm や 20 cm × 20 cm であり、実機のサイズ 132 cm × 140 cm よりも小さいサイズを考えてきた。本章では、ECC の標的物質とニュートリノの反応のシミュレーション結果を用いて実機のサイズでの新型トラックのシミュレーションを行い、実際の物理ランの状況での位置分解能の見積もりを行う。まず、ニュートリノ反応シミュレーターを用いた新型トラックのシミュレーションについて説明し、次に、新型トラック実機における位置再構成方法を説明する。最後に、シミュレーション結果を用いて、実際の方法で位置再構成を行い、位置分解能を評価する。

10.1 ニュートリノ反応シミュレーターを用いた新型トラックのシミュレーション

シミュレーションは 3 段階に分けて行う。まず、JNUBEAM^[122] を用いて、ニュートリノ生成および ECC の位置へのニュートリノの伝搬をシミュレートする。次に、NEUT^[69] を用いて、ニュートリノと ECC の標的物質との相互作用をシミュレートする。最後に、Geant4 を用いて、ニュートリノ反応により生成された 2 次粒子の新型トラックにおける検出をシミュレートする。図 10.1 にそれらのシミュレーションの概念図を示す。以下、それぞれについて説明する。

10.1.1 JNUBEAM によるニュートリノビームラインシミュレーション

JNUBEAM は J-PARC ニュートリノビームラインにおいてニュートリノビームを生成する過程をシミュレートするプログラムであり、Geant3^[123] をベースに作られている。具体的には、炭素標的に加速器からの 30 GeV の陽子を入射させたときの 2 次粒子の生成、生成された 2 次粒子の電磁ホーンによる収束・発散、2 次粒子の崩壊によるニュートリノの生成をシミュレートする。そして、炭素標的から 280 m 離れた NINJA 実験の ECC の位置におけるニュートリノのフラックスを予測する。

今回のシミュレーションでは、電磁ホーンの電流を現在の値 320 kA と設定し、ニュートリノモードで行った。

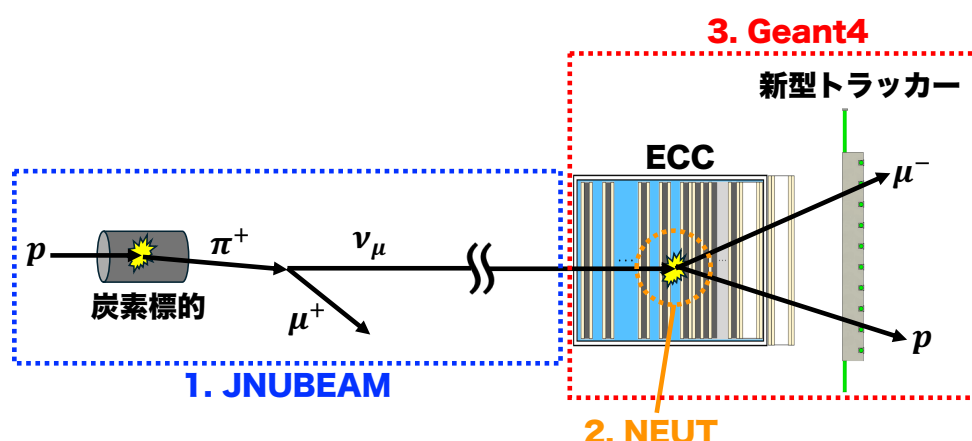


図 10.1: ニュートリノ反応シミュレーターを用いた新型トラックのシミュレーションの概念図.

10.1.2 NEUT によるニュートリノ反応シミュレーション

NEUT はニュートリノと核子，原子核との相互作用をシミュレートするプログラムライブラリであり，カミオカンデグループにより開発された．その後も改良が続けられ，T2K 実験，SK 実験などで用いられている．NEUT では，JNUBEAM で生成された ECC の位置におけるニュートリノフラックスの情報と ECC の標的物質のジオメトリの情報をインプットとして第 3 章で述べたようなニュートリノ反応をシミュレートし，ニュートリノ反応モードや終状態に出てくる粒子の情報 (粒子の種類，反応点の位置，運動量，エネルギーなど) をアウトプットとして出力する．

今回のシミュレーションでは，NEUT のバージョン 5.7.0 を用いた．また，シミュレーションは 1.077×10^{21} POT の統計量で行った．ここで， 1.077×10^{21} POT は，ミューオンが Baby MIND のアクセプタンスに入るような荷電カレント反応のイベント数約 44000 に対応し，十分な統計量でシミュレーションを行った．なお，NEUT では 3×3 個の ECC のセットアップでニュートリノ反応シミュレーションを行い，アウトプットにおいて反応点の位置をずらすことで次回の物理ラン C と同じ 4×4 個の ECC のセットアップに拡張を行った^{*64}．

10.1.3 Geant4 による新型トラックの検出器シミュレーション

Geant4 では，NEUT によって出力された，ニュートリノ反応から出てくる 2 次粒子の情報をインプットとして，検出器内の粒子の運動や相互作用，およびシンチレーション光の発生，ファイバー中の光の伝播，MPPC による光の検出などの光学的過程をシミュレートする．Geant4 を用いて，図 10.2 のようなセットアップを構築した．新型トラックのサイズは実機と同じサイズ $132 \text{ cm} \times 140 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ とし，第 9 章と同様に，散乱長，シンチレータの発光量は第 8 章で述べたビームテストにおける小型試作機③の値を用い，反射材の反射率についてもビームテストで決定した値とした．また，実際には 24 枚のシンチレータをオプティカルセメントで貼り合わせるが，オプティカルセメントによる貼り合わせを Geant4 で実装すると，境界面が増えることによりシミュレーションにかかる時間が長くなってしまうことと，8 章において，オプティカルセメントに

^{*64} ECC 1 個の幅約 30 cm 程度の範囲内ではニュートリノフラックスの位置依存性は十分小さいため，このように反応点の位置をずらして 4×4 個の ECC のセットアップに拡張しても問題ない．

よる貼り合わせの位置分解能に与える効果は十分小さいことを確認できたことを踏まえて、今回のシミュレーションではシンチレータの貼り合わせは再現せず、1枚のシンチレータとした。

実際には新型トラックの上流に4×4個のECCが設置されるが、今回のシミュレーションでは簡単のため、4×4個のECC全体と同じサイズ125.5 cm×136 cm×27 cmの直方体を設置し、ECCの水と鉄の層構造を再現した。また、実際にはECCとトラックの間にエマルジョンシフターが設置されるが、エマルジョンシフターによる散乱の効果は十分小さいので、エマルジョンシフターは再現しなかった。

NEUTのアウトプットのうち、 ν_μ のCC反応によるイベントについて、ニュートリノ反応から出てくる2次粒子をGeant4内で発生させ、検出器シミュレーションを行った。Geant4のシミュレーションのアウトプットとしては、各MPPCで検出された光量、新型トラックにヒットした粒子の種類・位置・運動量(3成分)・トラックでのエネルギー損失を記録した。なお、座標軸については、図10.2のように、新型トラックの中心を原点として、ニュートリノビーム方向を z 軸、鉛直上向き方向を y 軸、水平方向を x 軸とする(x, y, z 軸は右手形を組む)。

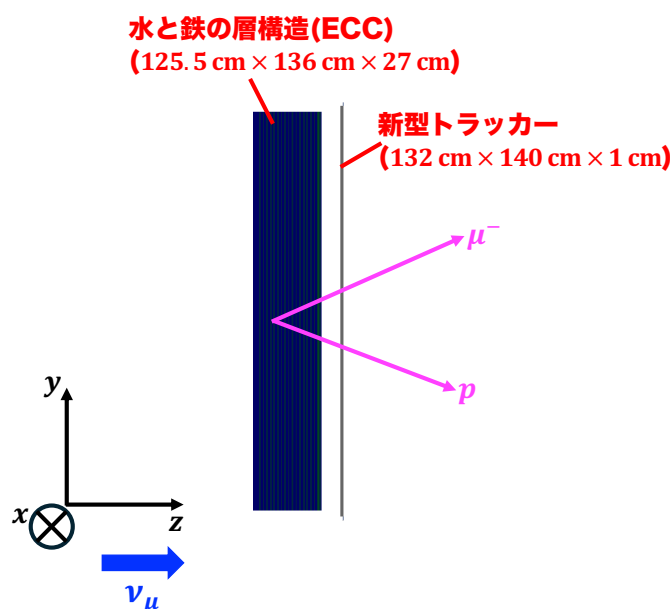


図 10.2: Geant4 による新型トラックの検出器シミュレーションのセットアップ。

10.2 新型トラック実機における位置再構成方法

ECCでの荷電カレント反応からのミューオンが新型トラックにヒットし、かつBaby MINDのアクセプタンスに入っているという条件のもとでの新型トラックにヒットした粒子数の分布を図10.3に示す。ここで、新型トラックでのエネルギー損失がない粒子はシンチレーション光を発生させず、検出される光量に影響を及ぼさないため、トラックでの単位長さ当たりのエネルギー損失が0.1 MeV/cmであるものをヒットと定義した。ヒット粒子数が1のイベント(つまりミューオンのみがヒットしたイベント)の割合は17.9%であり、ヒット粒子数が2のイベントの割合は36.9%、ヒット粒子数が3以上のイベントの割合は45.2%となっている。第9章においては多粒子ヒットとしてヒット粒子数が2の場合のみを考えたが、このようにヒット粒子数が3以

上のイベントも半数近くあるため、ヒット粒子数が3以上のイベントにも対応できる位置再構成方法を考える必要がある。10.2.1節では3粒子ヒット以上も含めた多粒子ヒットイベントの再構成方法について説明する。

また、10.2.2節では1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別のための $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の閾値を決定し、10.2.3節で新型トラック実機における位置再構成方法をまとめる。

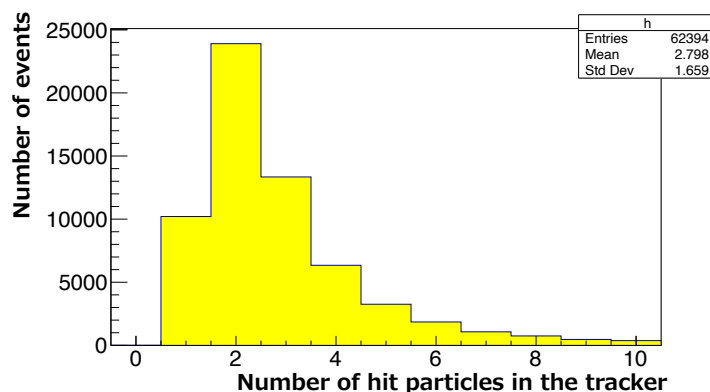


図 10.3: 新型トラックでのヒット粒子数の分布。ミュオンが新型トラックにヒットしたイベントについての分布である。トラックでのエネルギー損失が 0.1 MeV/cm であるものをヒットと定義している。

10.2.1 3粒子ヒット以上も含めた多粒子ヒットイベントの再構成方法

3粒子ヒット以上も含めた多粒子ヒットイベントの位置再構成は、9.4.1節で述べた2粒子ヒットの場合の方法をベースとして次のようにして行う(x 座標の位置再構成について述べるが、 y 座標の位置再構成も全く同様である)。

Step 1. 光量の分布における各ピークの周りのチャンネルをリストアップする

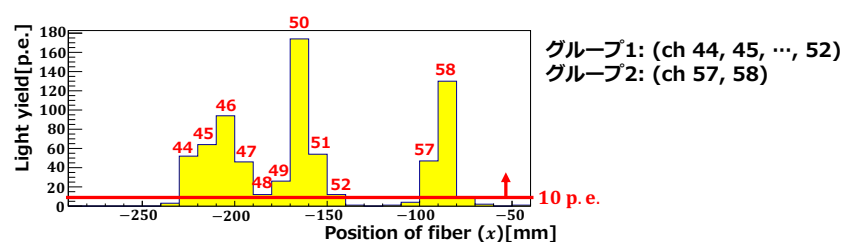
- ① 光量が閾値 10 p.e. 以上の光量のチャンネルをリストアップし、連続する番号ごとのグループに分ける。9.4.1節の方法ではグループ数が最大2となるようにしたが、グループ数の上限は設けず、閾値を超えたチャンネル全てを連続する番号ごとのグループに分ける。
- ② ①により分けられたそれぞれのグループについて、グループ内で光量大きい順に6つのチャンネルのうち(そのグループのチャンネル数が5以下の場合は、グループに所属する全てのチャンネルのうち)、閾値 $\min(\frac{1}{4}N_{\text{max}}, 25 \text{ p.e.})$ 以上の光量のチャンネルを連続する番号ごとに最大2つのグループに分ける。ここで、 N_{max} はグループ内の最大光量である。

②における閾値は、トラックにヒットした粒子がミュオンのみの場合において99.9%以上のイベントの最大光量が25 p.e. 以上であったことから決定した(20 cm × 20 cmのサイズの時よりも波長変換ファイバーの長さが長くなることにより光量が小さくなっているため、9.4.1節の説明よりも閾値が低くなっている)。また、①における閾値は荷電粒子のエネルギー損失が小さいときにもピークを検出でき、かつノイズを検出しないような値として10 p.e. に設定した。以下に、Step 1の具体例を1つ示す。

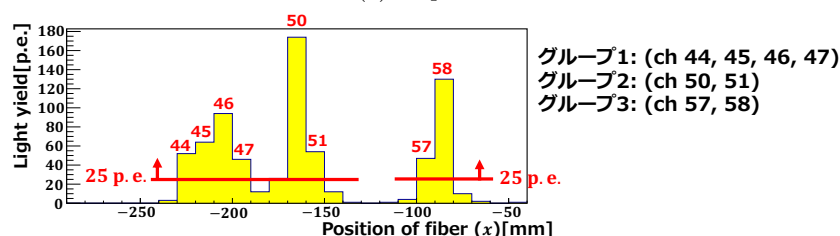
例. 各チャンネルの光量が図 10.4 のイベントを考える.

① 図 10.4(a) 中に示すように, 光量が閾値 10 p.e. 以上のチャンネルから, 2つのグループができる.

② 図 10.4(b) 中に示すように, ①でできたグループ 1 内で光量が大きい順に 6つのチャンネルのうち, 閾値 25 p.e. 以上のチャンネルから 2つのグループができる. また, ①でできたグループ 2 の 2つのチャンネルはどちらも閾値 25 p.e. を超え, その 2つのチャンネルからさらにもう 1つのグループができ, 合計 3 グループとなる.



(a) Step 1. ①



(b) Step 1. ②

図 10.4: 多粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例. 各ビンの上に見える数字はチャンネル番号を表す.

Step 2. Step 1 でグループ分けされたチャンネルの情報をもとに光量重心を求める

① グループ数が 1 のとき

9.4.1 節におけるグループ数が 1 のときと同じ.

② グループ数が 2 以上のとき

各グループで 1 つまたは 2 つの光量重心を求める.

まず, グループの中で 1, 2, 3 番目に光量の高いチャンネルをそれぞれ c_1, c_2, c_3 として, $|c_1 - c_2| \geq 2$ または $(|c_1 - c_3| \geq 2 \text{ かつ } |c_2 - c_3| \geq 2)$ が成り立つとき, そのグループには 2 粒子ヒット分含まれている可能性が高いため, 9.4.1 節におけるグループ数が 1 のときと同じ方法で, 2 つの光量重心を求める. 例えば, 図 10.5 のイベントでは, (ch 38, 39, 40, 41, 42, 43) の 1 つのグループ内に ch 39 と ch 42 の 2 つのピークがあり, グループの左側と右側それぞれで光量重心を求める.

次に, 上で述べた 1 グループ内に 2 つのピークを含むという条件を満たさない場合は, そのグループには 1 粒子ヒット分しか含まれていない可能性が高いため, 9.4.1 節におけるグループ数が 2 のときの方法と同様にして, そのグループ周辺のチャンネルの光量を用いて 1 つの光量重心を求める (厳密な計算方法は付録 C の C.2 節参照).

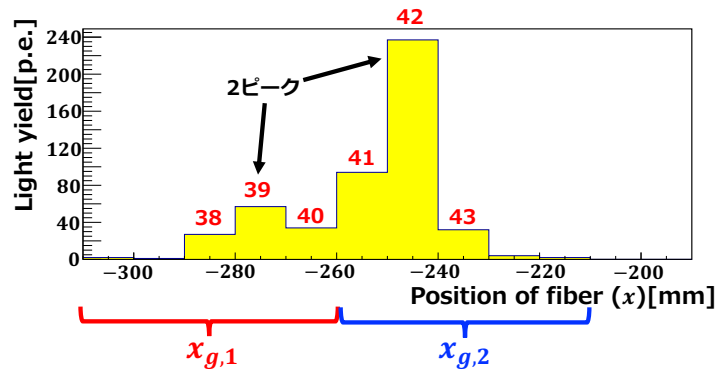


図 10.5: 1つのグループの中に2つのピークが含まれているイベントの例. 各ビンの上には書いている数字はチャンネル番号を表す.

Step 3. Step 2 で求めた光量重心を用いて, 対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ から再構成位置を求める

9.4.1 節の Step 3 で述べた方法と全く同様にして, 1つのグループから2つの光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ を求めた場合用の対応関係 $x_{\text{true}} = F_1(\bar{x}_{g1}), x_{\text{true}} = F_2(\bar{x}_{g2})$ を作成する*65.

1つのグループから1つの光量重心 x_g を求めた場合は, 1粒子ヒットイベントと同じ対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ を用いて再構成位置 x_{rec} を $x_{\text{rec}} = f(x_g)$ のように求める. 一方, 1つのグループから2つの光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ を求めた場合は, 対応関係 $x_{\text{true}} = F_1(\bar{x}_{g1}), x_{\text{true}} = F_2(\bar{x}_{g2})$ を用いて再構成位置 $x_{\text{rec},1}, x_{\text{rec},2}$ を $x_{\text{rec},1} = F_1(x_{g,1}), x_{\text{rec},2} = F_2(x_{g,2})$ のように求める.

以上のようにして, 2つ以上の再構成位置が求まることになる.

10.2.2 1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別の閾値の決定

1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別は9.3.1節で説明したように, 1粒子ヒットイベントだと仮定して再構成した位置 $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ から計算した $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の大きさを評価することで行う. 本節では, 新型トラック実機における1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別のための $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の閾値を決定する.

新型トラックにヒットした粒子がミュオンだけのイベント(1粒子ヒットイベント)を10.2.1節で説明した多粒子ヒットイベントの方法で再構成した位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を図10.6に示す. ここで, 光量重心の重みは光量の3.5乗とし(後述するように, 重みを光量の3.5乗とした場合が最も位置分解能が良い), ミュオンがBaby MINDのアクセプタンスに入っているイベントのみを抽出した. また, 多粒子ヒットイベントの再構成の結果, 2つ以上の再構成位置が求まるが, それらのうち真の位置 x_{true} に最も近い位置をミュオンの再構成位置 x_{rec} とした.

図10.6から分かるように, $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}} = \pm 2$ mm付近で少しガウス分布から外れているが, 1粒子ヒットイベントを多粒子ヒットイベントの再構成方法で再構成したとしても1.2 mmという

*65 対応関係 ($x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g), x_{\text{true}} = F_1(\bar{x}_{g1}), x_{\text{true}} = F_2(\bar{x}_{g2})$) を求めるのに, $x_{\text{true}} = 0, 1, \dots, 659$ mm の660点全てについてのシミュレーションを実行するには時間がかなり要するので, $x_{\text{true}} = 0, 1, \dots, 10, 20, 30, \dots, 640, 641, \dots, 659$ mmの93点についてシミュレーションを実行し, 間の点についてはファイバーの位置の周期性を用いて補完し, $x_{\text{true}} < 0$ については対応関係が奇関数であることを用いて $x_{\text{true}} > 0$ のシミュレーションデータから拡張する. y についても同様に $y_{\text{true}} = 0, 1, \dots, 10, 20, 30, \dots, 680, 681, \dots, 699$ mmの97点についてシミュレーションを行って対応関係を作成した. なお, 1粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別に用いる, 光量の期待値 $N_i^{\text{exp},x}(x), N_i^{\text{exp},y}(y)$ についても同様のシミュレーションから求めた.

要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい分解能で再構成が可能であることが分かる．このことから，1 粒子ヒットイベントを多粒子ヒットイベントと誤認することは大きな問題とはならないと言える．

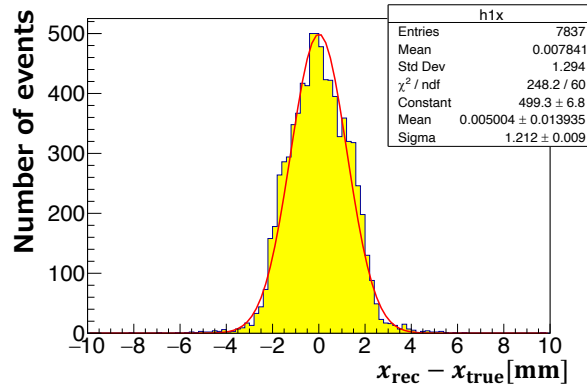


図 10.6: 1 粒子ヒットイベントを多粒子ヒットイベントの再構成方法で再構成したときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布．

一方で，6.2 節で説明したように，多粒子ヒットイベントを 1 粒子ヒットイベントだと誤認して再構成を行うと，再構成位置が真の位置からかなり離れた位置になってしまうため，大きな問題となる．特に，2 粒子ヒットの場合を考えると，要求位置分解能 4.6 mm の 2 倍である 9.2 mm 以上 2 つの粒子が離れているイベントを 1 粒子ヒットイベントだと誤認されてしまうと，再構成位置が 2 つの粒子の間になるため，そのようなイベントの位置分解能が 4.6 mm を超えてしまう．このことから，多粒子ヒットイベントを 1 粒子ヒットイベントと誤認する割合はできる限り減らす必要がある．

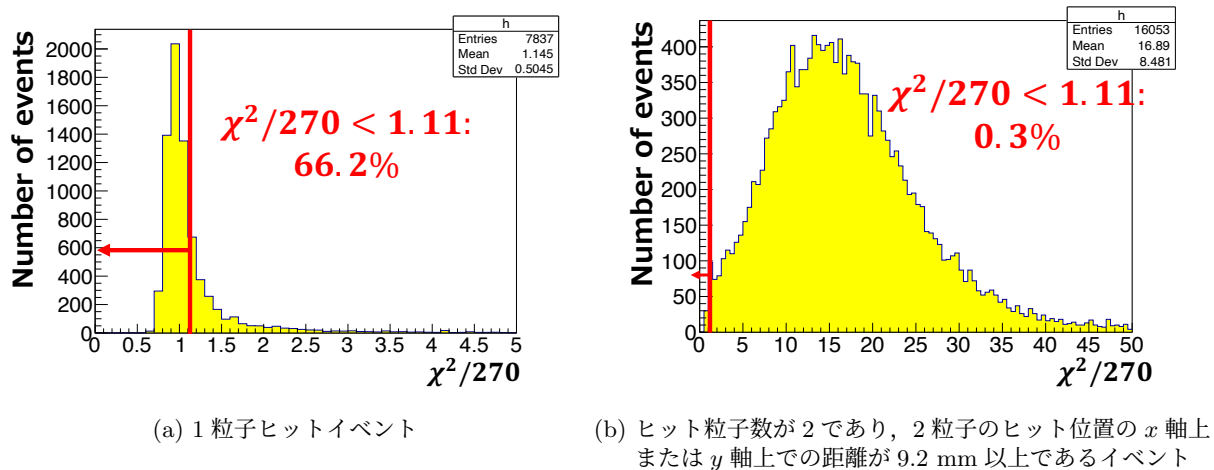


図 10.7: 1 粒子ヒットイベント，およびヒット粒子数が 2 であり，2 粒子のヒット位置の x 軸上または y 軸上での距離が 9.2 mm 以上であるイベントについての $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の分布．(a) と (b) で横軸の目盛が異なることに注意．

以上より，1 粒子ヒットイベントと多粒子ヒットイベントの識別のための $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$

の閾値を $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270 = 1.11$ と決定した^{*66}. この閾値では, 1 粒子ヒットイベントのうち 1 粒子ヒットイベントだと正しく認識される割合が 66.2%, ヒット粒子数が 2 であり, 2 粒子のヒット位置の x 軸上または y 軸上での距離が 9.2 mm 以上であるイベントのうち 1 粒子ヒットイベントだと誤認される割合が 0.3% であり, 識別の精度は十分である (図 10.7)^{*67}. ここで, ミューオンが新型トラックにヒットし, かつ Baby MIND のアクセプタンスに入っているイベントのみを考えた. また, $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ を求めるための光量重心の重みは, 光量の 3.5 乗とした.

10.2.3 新型トラック実機における位置再構成方法のまとめ

各イベントについて, 新型トラックを通過したミューオンの位置再構成は次のようにして行う.

- ① 9.2.1 節で説明した 1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法を用いて再構成位置 $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ を求め, $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の値を計算する.
- ② $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270 < 1.11$ のとき, そのイベントは 1 粒子ヒットイベントだと判断し, $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ をミューオンの再構成位置とする.
- ③ $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270 \geq 1.11$ のとき, そのイベントは多粒子ヒットイベントだと判断し, 10.2.1 節で説明した方法で位置再構成を行う. その結果, 複数の再構成位置の候補ができるが, 今回のシミュレーションにおいては, 真の位置 $x_{\text{true}}, y_{\text{true}}$ に最も近いものをミューオンの再構成位置 $x_{\text{rec}}, y_{\text{rec}}$ とする^{*68}.

10.3 ニュートリノ反応シミュレーションを用いた新型トラック実機の位置分解能の評価

10.2 節で説明した方法により, ミューオンが Baby MIND のアクセプタンスに入っているイベントに対して, ミューオンの位置再構成を行った. 光量重心の重みを変えて位置再構成を行ったところ, 光量の 3.5 乗のときに最も位置分解能が良かったため, 光量重心の重みを光量の 3.5 乗としたときの結果を示す.

図 10.8 はミューオンの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ ($y_{\text{rec}} - y_{\text{true}}$) の分布である. また, ヒット粒子数ごとの $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を図 10.9 に示す. それぞれの分布はガウス分布でフィッティングしている.

^{*66} $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の分母の 270 は $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})$ の自由度である. x, y 方向のチャンネル数はそれぞれ 132, 140 であるから, 自由度は $132 + 140 - 2 = 270$ となる.

^{*67} なお, 3 粒子ヒット以上のイベントは 2 粒子ヒットの場合よりも $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の値が大きくなるので, 3 粒子ヒット以上のイベントのうちが 1 粒子ヒットイベントだと誤認される割合は 2 粒子ヒットの場合よりもさらに低くなる.

^{*68} 実際の解析においては, Baby MIND で検出されたミューオンの位置, 角度情報を用いて Baby MIND でのミューオンの飛跡をトラックの位置まで外挿する. そして, Baby MIND でミューオンが検出された時刻と同じ時刻のトラックのデータを用いて, 外挿されたトラックでのミューオンの位置の周辺で, トラックにおけるミューオンの再構成位置の候補があるかどうかを探索し, 候補がある場合はトラックでのミューオンの再構成位置と Baby MIND でのミューオンの再構成位置を繋げることでトラックより下流でのミューオンの飛跡を決定する. ここで, もしトラックにおけるミューオンの再構成位置の候補が複数ある場合は, その候補の数だけトラックより下流でのミューオンの飛跡の候補を作る. これらの飛跡の候補のうち, トラックより上流での飛跡接続 (トラックとエマルジョンシフター間, およびエマルジョンシフターと ECC 間) での飛跡接続が失敗したものについては除外される.

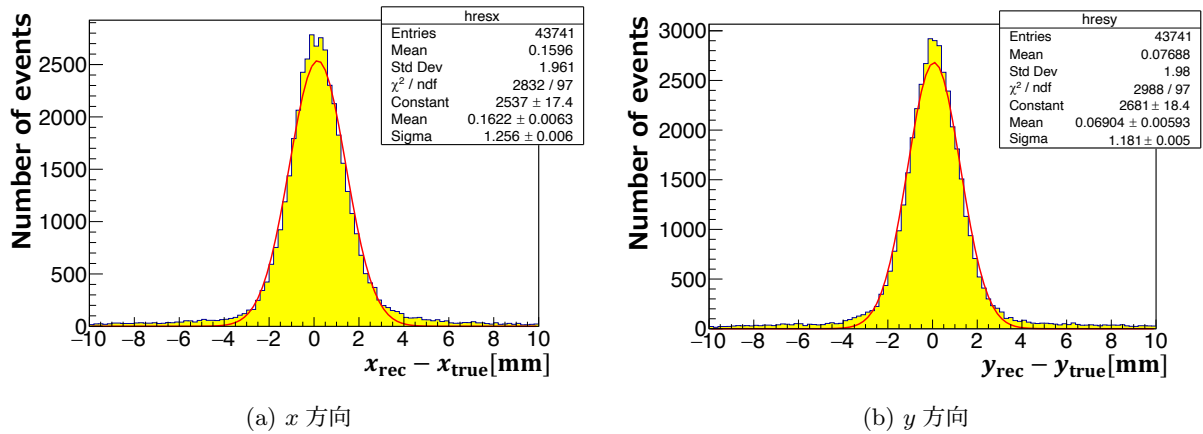


図 10.8: ミューオンの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ ($y_{\text{rec}} - y_{\text{true}}$) の分布.

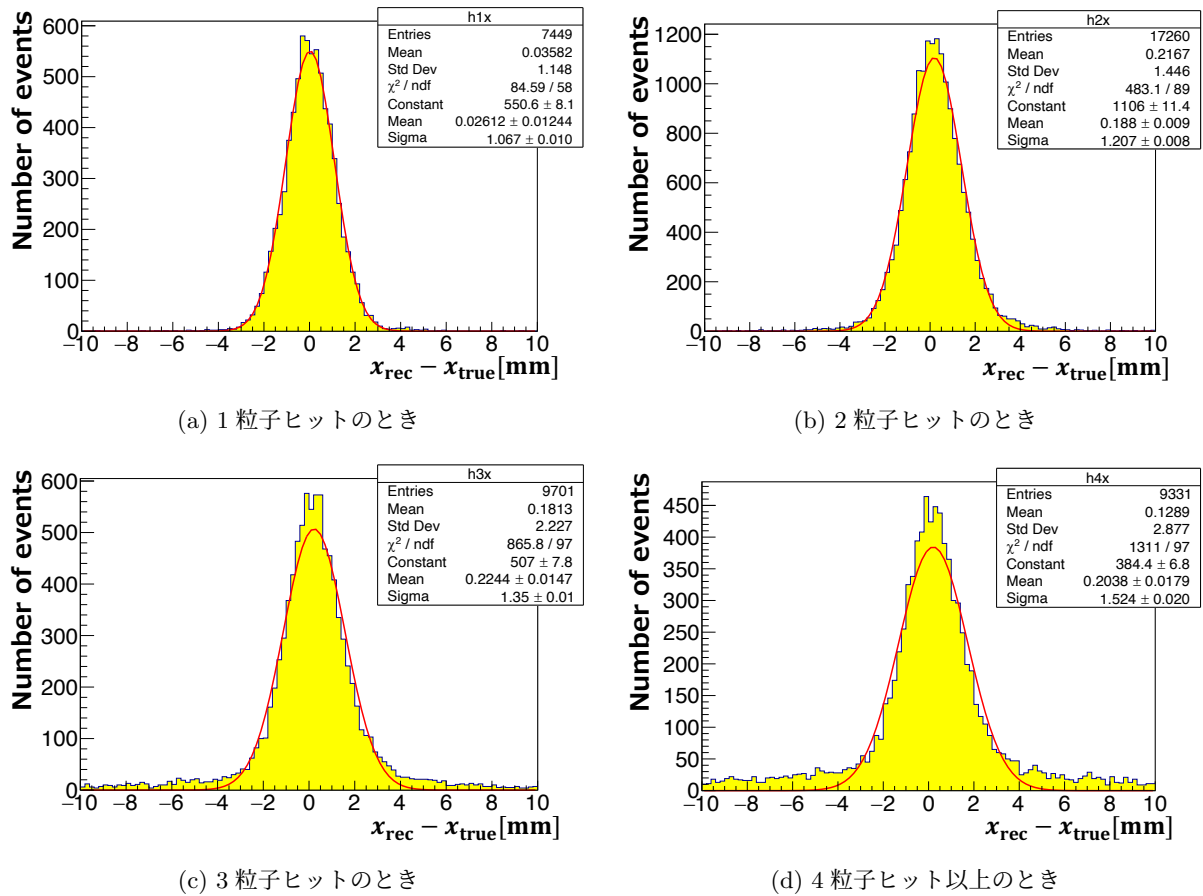


図 10.9: ヒット粒子数ごとのミューオンの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布.

表 10.1: x, y 方向それぞれの Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能.

x or y 方向	Δ_{bias} [mm]	σ_{Gauss} [mm]	位置分解能 [mm]
x 方向	0.162	1.256	1.266
y 方向	0.069	1.181	1.183

まず、図 10.9 においてヒット粒子数ごとに $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を見ると、1 粒子ヒット、2 粒子ヒットについてはガウス分布から外れているイベントがほとんどないが、3 粒子ヒット、4 粒子ヒット以上では $|x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}| > 3 \text{ mm}$ においてガウス分布から外れているイベントが見られる。それは 10.2.1 節で説明した多粒子ヒットイベントの再構成方法に起因するものである。例えば、3 粒子ヒットの場合、3 粒子のヒット位置が近く、Step 1 の結果できたグループ数が 1 個であったとき、再構成位置の候補が 2 個しかできないため、ミューオンの再構成位置が真の位置からずれてしまう。また、グループ数が 2 以上のときで、あるグループに対応する粒子数が 2 個の場合であっても、Step 2 ②の冒頭に述べた、1 グループ内に 2 つのピークを含むという条件を満たさないとき、そのグループに対応する粒子数が 2 個であるにもかかわらず、そのグループに対応する再構成位置の候補は 1 個のみとなり、再構成位置がずれる。以上のようなことはヒット粒子数が 3 以上で起こり、ヒット粒子数が大きくなるほど起こりやすくなる。また、2 粒子ヒットのイベントでは必ず 2 つの再構成位置の候補ができるため、このようなことは起こり得ない。

図 10.8 の $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ ($y_{\text{rec}} - y_{\text{true}}$) の分布をガウス分布でフィッティングしたときのガウス分布の平均値を Δ_{bias} 、標準偏差を σ_{Gauss} とすると、位置分解能 σ_{pos} は $\sigma_{\text{pos}} = \sqrt{(\Delta_{\text{bias}})^2 + (\sigma_{\text{Gauss}})^2}$ と求められる。 x, y 方向それぞれの Δ_{bias} 、 σ_{Gauss} 、位置分解能を表 10.1 に示す。統計誤差および位置再構成方法に起因する系統誤差のみを考慮した場合であるが、要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい位置分解能で位置再構成できることが分かる。また、ガウス分布から外れているイベントを考慮するために、要求分解能を $\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}} = 4.6 \text{ mm}$ として、 $|x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}| \leq 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}$ 、 $|y_{\text{rec}} - y_{\text{true}}| \leq 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}$ を満たすイベントの割合を求めると、 x 方向については 98.2%、 y 方向については 98.0% となった。

なお、 x 方向の Δ_{bias} が y 方向よりも大きい理由は、図 10.10、10.11 のように、 y については、真の位置 y_{true} および入射角 θ_y が $y_{\text{true}} = 0 \text{ mm}$ 、 $\theta_y = 0^\circ$ についてほぼ対称となっているが、 x については、真の位置 x_{true} および入射角 θ_x が $x_{\text{true}} = 0 \text{ mm}$ 、 $\theta_x = 0^\circ$ について非対称となっているからである。このような非対称性が生じる理由は、ニュートリノフラックスが x 座標が大きくなるほど数%程度大きくなること、および Baby MIND が $x > 0$ の方向にずらして配置されている (図 4.3(b)) ために $x_{\text{true}} > 0$ 、 $\theta_x > 0^\circ$ における Baby MIND のアクセプタンスが大きくなることによる。

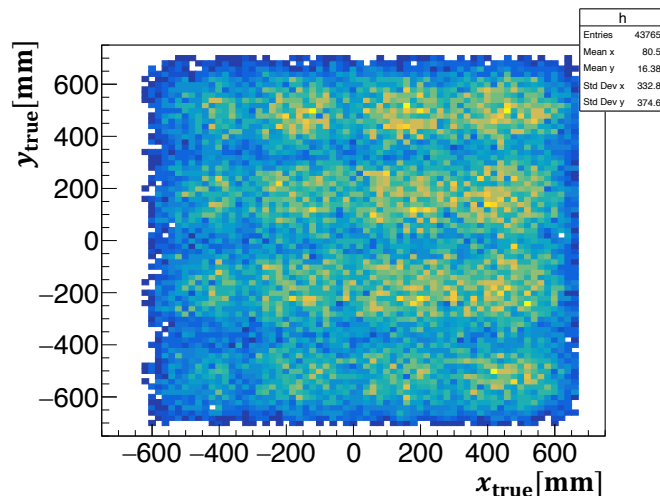


図 10.10: 新型トラックを通過するミューオンの真の位置 $x_{\text{true}}, y_{\text{true}}$ の分布。

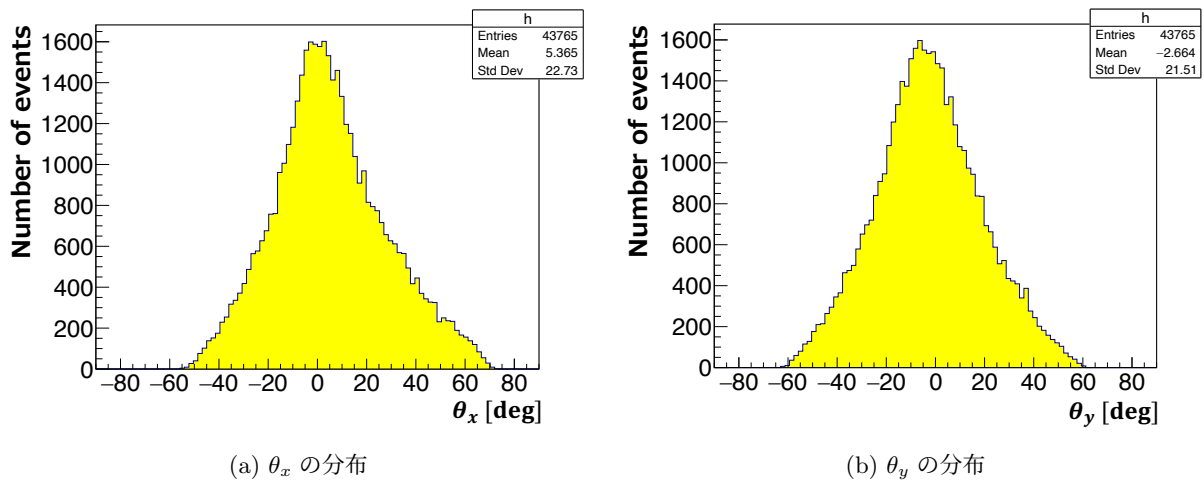


図 10.11: ミューオンの新型トラックへの入射角 θ_x, θ_y の分布. θ_x, θ_y は入射時の運動量の x, y, z 成分を p_x, p_y, p_z として $\tan \theta_x \equiv p_x/p_z, \tan \theta_y \equiv p_y/p_z$ と定義されている.

入射角が $\theta_y = \theta_0$ のときに生じる y 方向のバイアスと $\theta_y = -\theta_0$ のときに生じる y 方向のバイアスは、大きさが同じで符号が逆になるため、 y 方向のように θ_y の分布が $\theta_y = 0^\circ$ について対称であるとき、 $y_{\text{true}} > 0$ におけるバイアスと $y_{\text{true}} < 0$ におけるバイアスが打ち消しあって Δ_{bias} がほぼ 0 となる. 一方で、 x 方向は θ_x の分布が $\theta_x = 0^\circ$ について非対称であるため、 y 方向のようなバイアスの打ち消し合いが行われず、 Δ_{bias} の値が y 方向よりも大きくなる. これは、 $x_{\text{true}}, y_{\text{true}}$ の非対称性、対称性についても同様である. また、 x 方向の σ_{Gauss} が y 方向よりも大きい理由は x 方向は $\theta_x > 40^\circ$ の大角度で入射するイベントが多いからだと考えられる.

10.4 章のまとめ

本章では、新型トラック実機におけるミューオンの位置再構成方法を説明し、ニュートリノ反応シミュレーションを用いて、実際の物理ランの状況での新型トラックの位置分解能の見積もりを行った. 位置再構成では、まず 1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法を用いて求めた再構成位置 $x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}$ を用いて $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の値を計算する. $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の値が閾値 1.11 よりも小さい場合は 1 粒子ヒットイベントだと判断し、1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法により位置再構成を行う. 一方、 $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$ の値が閾値 1.11 よりも大きい場合は多粒子ヒットイベントだと判断し、多粒子ヒットイベントの位置再構成方法により位置再構成を行う. 多粒子ヒットイベントの位置再構成は 9.4.1 節で説明した 2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法をベースに 3 粒子ヒット以上のイベントにも対応するように改良した方法を用いて行う.

実際に用いる位置再構成方法を用いて各イベントの位置再構成を行い、位置分解能を見積もった結果、 x 方向の位置分解能は 1.266 mm、 y 方向の位置分解能は 1.183 mm であることが分かった. これは統計誤差および位置再構成方法に起因する系統誤差のみを考慮した場合であるが、仮に位置再構成方法以外の要因による系統誤差を 1 mm だとしても x 方向の位置分解能は $\sqrt{1.266^2 + 1^2} \sim 1.6$ mm となり、要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい位置分解能で位置再構成が可能であると結論

できる。

また, 再構成位置と真の位置の差の分布において, ガウス分布から外れたイベントは主に 3 粒子ヒット以上のイベントであり, 多粒子ヒットイベントの再構成方法に起因するものである. このことを考慮に入れるために, 要求分解能を $\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}} = 4.6 \text{ mm}$ として, $|x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}| \leq 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}, |y_{\text{rec}} - y_{\text{true}}| \leq 3\sigma_{\text{pos}}^{\text{req}}$ を満たすイベントの割合を求めると, x 方向については 98.2%, y 方向については 98.0% という結果が得られた.

第 11 章 NINJA 実験物理ランで予想される物理結果

本章では、次回の物理ラン C において、本研究で開発した新型トラッカーを用いた物理測定を行った結果、NINJA 実験物理ラン全体で得られることが期待される物理結果の見積もりを行う。

図 11.1 に JNUBEAM と NEUT によって求めた、NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待されるニュートリノエネルギーごとのニュートリノ・水反応の検出イベント数を示す。NINJA 実験物理ラン全体で合計で 7689 イベントが検出されることが見込まれる。ここで、物理ラン A, B に対しては、実際の電磁ホーン電流値 (物理ラン A は 250 kA, 物理ラン B は 320 kA) および ECC の個数 (3×3 個) でシミュレーションを行い、イベント数は実際に取得した統計量 (物理ラン A は 4.76×10^{20} POT, 物理ラン B は 2.89×10^{20} POT) で規格化した。物理ラン C に対しては、10.1.1, 10.1.2 節で行ったシミュレーションのデータを使用し (電磁ホーン電流値 320 kA, 4×4 個の ECC), 統計量は 2.35×10^{20} POT と仮定して (物理ラン A, B, C 全体で 1.00×10^{21} POT) イベント数を規格化した。また、ニュートリノ反応点におけるミューオンの位置と運動量の情報から Baby MIND の位置までミューオンの飛跡を外挿して、ミューオンが Baby MIND のアクセプタンス内に入っているかどうか判断し、さらにミューオンを検出する効率として 80% という値を仮定した。ここで、80% という値は、Baby MIND, トラッカー, シフターでの検出効率を保守的に見積もり決定した。なお、Baby MIND によって ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の識別が可能であることから、 $\bar{\nu}_\mu$ のイベントの混入は無視した。

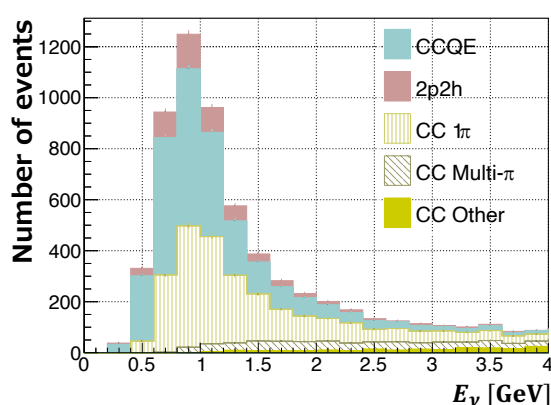


図 11.1: NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待されるニュートリノ・水反応の検出イベント数。横軸はニュートリノのエネルギーであり、縦軸はイベント数である。各色・模様はニュートリノ反応のモードを表す。

次に、NINJA 実験物理ランにおける 2p2h 反応測定の感度について簡単に見積もる。2p2h 反応が多く含まれる $CC0\pi2p$ イベントは、図 11.2 のように合計 925 イベントが検出されることが見

込まれる。ここで、NEUT でのニュートリノ反応シミュレーションでは 2p2h 反応モデルとして Nieves モデルを使用した。ミューオンについては図 11.1 と同じ条件を課し、その他の荷電粒子については ECC の飛跡読取装置の性能から決まる $|\tan \theta_{x(y)}| < 4.0$ とし、陽子、 π 中間子についてはそれぞれ運動量 200 MeV/c, 30 MeV/c 以上という条件をつけた。

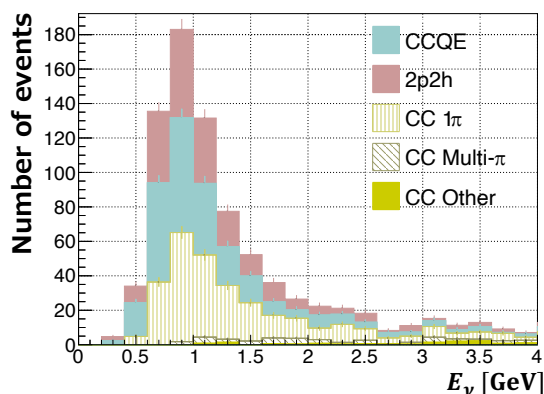


図 11.2: NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待される $CC0\pi2p$ 反応の検出イベント数。横軸はニュートリノのエネルギーであり、縦軸はイベント数である。

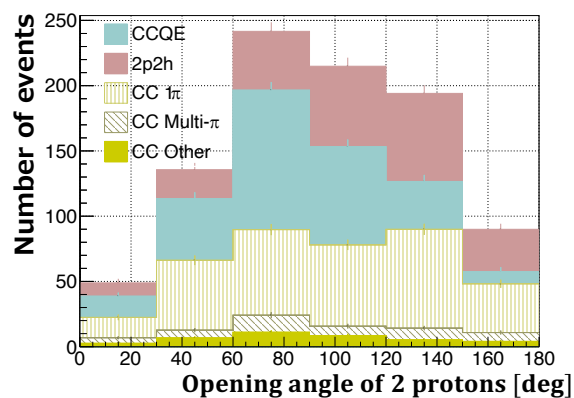


図 11.3: NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待される $CC0\pi2p$ 反応のイベントにおける 2 本の陽子のなす角度の分布。

このような陽子 2 本のみが検出されるイベントについて、2 本の陽子のなす角度の分布は図 11.3 のようになることが期待される。2p2h 反応は、CCQE 反応よりも 2 本の陽子のなす角度が大きくなる傾向にあり、最も角度が大きいビンにおいて 2p2h 反応の有無によってイベント数が約 1.6 倍変化する。例えば、上から 2 番目のビン (120° から 150°) では、2p2h 反応がなければ 127 イベントが期待され、2p2h 反応が存在すれば 194 イベントが期待される。よって、2p2h 反応ありの場合の統計誤差 $\sigma_{\text{stat}} \simeq 14$ イベントに対して、 $194 - 127 \simeq 4.8\sigma_{\text{stat}}$ の統計的有意度で 2p2h の存在の有無を確認することが可能だと考えられる。また、2 本の陽子のなす角度ごとではなく $CC0\pi2p$ イベント数の合計を考えると、2p2h 反応がなければ 686 イベントが期待され、2p2h 反応が存在すれば 925 イベントが期待される。よって、2p2h 反応ありの場合の統計誤差 $\sigma_{\text{stat}} \simeq 30.4$ イベントに対して、 $925 - 686 \simeq 7.9\sigma_{\text{stat}}$ の統計的有意度で 2p2h の存在の有無を確認することが可能である。

また、今回は 2p2h 反応モデルとして Nieves モデルを用いてシミュレーションを行ったが、別のモデルを使用すると図 11.3 の 2 本の陽子のなす角度の分布は変化するはずである。よって、実データからこのような分布を作成し、様々なモデルで行ったシミュレーションと比較することで 2p2h 反応モデルに制限を加えることができる。今回は簡単のため、 $CC0\pi2p$ イベント数の合計を比較して Nieves モデルと Martini モデルのどちらが正しいか判断することが可能であるかを考える。Martini モデルの 2p2h 反応の断面積は Nieves モデルの約 2 倍であるため (図 3.5)、2p2h 反応のイベント数も 2 倍となると仮定する。すると、Nieves モデルの場合では 925 イベントが期待されるのに対し、Martini モデルでは 1164 イベントが期待される。よって、Martini モデルの場合の統計誤差 $\sigma_{\text{stat}} \simeq 34.1$ イベントに対して、 $1164 - 925 \simeq 7.0\sigma_{\text{stat}}$ の統計的有意度で Nieves モデルと Martini モデルのどちらが正しいかを判断することが可能である。

以上のように、NINJA 実験において、非常に高い位置分解能を持つ原子核乾板の特性を活かした非常に細かいセグメント構造を持つ ECC を用いることにより、2p2h 反応の存在を検証し、複

数あるモデルへの制限を加えることができる。本研究で開発を行った新型トラックを用いることで、物理ラン C において、より高統計でデータ取得を行う。そして、そのデータを解析して、過去の物理ラン A, B の解析の結果も組み合わせることで、 $2p2h$ 反応などのモデル不定性を削減し、T2K 実験における系統誤差を削減することが可能になる。

第 12 章 今後の展望

本章では、本研究で開発した新型トラックを含めた次回の物理ラン C の準備状況と計画、物理解析、およびレプトンでの CP 対称性の破れの発見に向けた今後の展望について述べる。

12.1 次回の物理ランの準備状況と計画

12.1.1 シンチレーショントラック

これまでの章で、陽電子ビームを用いた実測での性能評価およびシミュレーションにより、新型トラックの位置分解能が要求値を満たすことを確認した。新型トラックのデザインは 6.5 節で述べたデザインで確定であり、シンチレータの散乱体の濃度についても第 8 章のビームテストの結果、位置分解能が最も良かった小型試作機③と同じ濃度で確定である。また、シンチレータは 22 cm × 35 cm のシンチレータを 24 枚オプティカルセメントで貼り合わせることで 132 cm × 140 cm のサイズの一体型のシンチレータとする (厚さは 10 mm)。このように、新型トラックのデザインは既に確定しており、次のステップとして、実機の製作に取り組む。

図 12.1 に次回の物理ラン C に向けた新型トラックの準備計画をまとめる。新型トラックの主な構成要素である散乱体入りシンチレータ、波長変換ファイバー、MPPC、MPPC 読み出しボード RAYRAW は納品済みである。図 12.2 に新型トラック実機に用いる散乱体入りシンチレータの写真を示す。一方、新型トラックの固定具については設計をまだ行っていないため、2025 年 2 月～3 月に設計を行う。固定具は新型トラックを支える強度を持ちながらも、物質量をできるだけ抑えた設計にする必要がある。ここで、固定具の物質量を抑制する必要がある理由は、重すぎるとインストール時にトラックを移動させることが困難になってしまうことに加え、荷電粒子の散乱や背景事象となるニュートリノ反応を最小限に抑えるためである。

2025 年 3 月～4 月には、専門業者による波長変換ファイバー端面のアルミ蒸着が行われる。そして、2025 年 5 月～6 月に、第 8 章のビームテスト時にも行ったように、加工後のファイバーと INGRID のシンチレータを用いて宇宙線による光量を測定することで、波長変換ファイバーの個体差を調べる。また、2025 年 3 月～6 月に新型トラックの組み立てを行う。具体的には、24 枚のシンチレータをオプティカルセメントで接着し、アルミ蒸着加工後のファイバーを溝にオプティカルセメントで接着した後、シンチレータの表面に反射材を塗布する。以上のプロセスと並行して、ビームのタイミング情報と MPPC の波形を記録するための、MPPC 読み出しボード RAYRAW を用いたデータ取得システムの構築を行い、2025 年 7 月～8 月にはそのデータ取得システムを用いた新型トラックの宇宙線試験を行う。宇宙線試験では、新型トラックを平置きした状態で宇宙線の信号を観測する。2025 年 9 月～10 月には実際の物理ランでの検出器の位置にインストールを行った後、宇宙線を用いたコミッショニングを行う。そして、具体的な日程はまだ未定

であるが、2025年11月頃から物理ランCを開始し、実際のニュートリノビームを用いてデータ取得を行う。

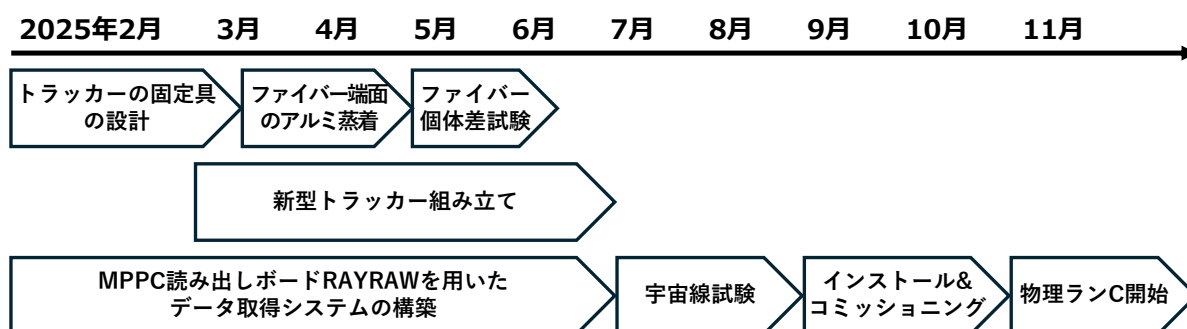


図 12.1: 次回の物理ランCに向けた新型トラッカーの準備計画。

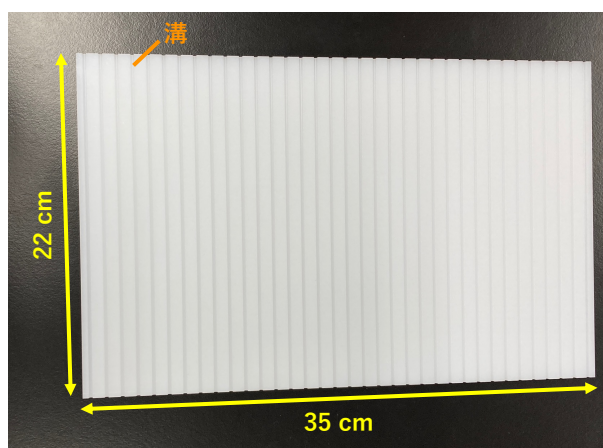


図 12.2: 新型トラッカー実機に用いる散乱体入りシンチレータの写真。24枚を貼り合わせることで132 cm × 140 cmのサイズの一体型のシンチレータとする。

12.1.2 エマルジョンシフター

次回の物理ランCで用いるエマルジョンシフターの製作は既に完了しており、現在名古屋大学で動作試験が進行中である。さらに、2025年春頃にJ-PARCで動作試験を行った後、新型トラッカーと同時期にインストールを行う。

12.1.3 ECC

過去の物理ランA, BではECCの個数は 3×3 個であったが、次回の物理ランCでは 4×4 個のECCを製作する必要がある。前回の約1.8倍の量である約2150枚の原子核乾板フィルムを製作しなければいけないため、短時間で効率的に原子核乾板フィルムを製作することが重要となる。現在、原子核乳剤の製造1回あたりの臭化銀結晶の密度を今までの2倍にすることで製造1回あたりにできる原子核乳剤の量を2倍にし、今までの2倍の効率で原子核乳剤の製造を行うための評価試験が進行中である。

2025 年 4 月～6 月に原子核乳剤を製造し、ポリスチレンでできたベースの両面に原子核乳剤を塗布して原子核乾板フィルムを製作する。その後、2025 年 10 月までに原子核乾板フィルムを袋に真空パックして、水タンクの中にそれらを積層させ、隙間を水で満たすことで ECC を作製する。そして、ニュートリノビーム照射開始時までにインストールを行う。

12.2 物理解析

今回の物理ランでデータ取得を行った後は、そのデータの解析を行う。具体的には次のような手順で解析を進める。まず、各検出器で荷電粒子の飛跡を再構成し、Baby MIND でミュオンと識別された飛跡を上流方向に向かってシンチレーショントラッカー、エマルジョンシフター、ECC へと接続する。次に、ミュオンの飛跡が ECC 内から始まっているイベントを ECC 内でニュートリノ反応が起こったイベントの候補として選定し、ミュオンの飛跡の開始点をニュートリノ反応点と解釈する。その後、反応点から出てくるハドロンの飛跡を探索する。反応点から出てくる各飛跡に対して運動量を再構成し、各ハドロンの飛跡の粒子識別を行う。最後に、再構成された運動学的分布をバックグラウンドや系統誤差を考慮したシミュレーションの分布と比較し、2p2h 反応などのニュートリノ反応モデルへに制限を与える。

今回の物理ラン C では、各検出器の構造が過去の物理ラン A, B と異なる。そのため、過去の物理ラン A, B で用いられた解析手法をベースに、今回の物理ラン C に適した解析手法を考える必要がある。

物理ラン A において、再構成された運動学的分布における系統誤差は 10～20% であり、その中で最も大きな系統誤差の要因が検出器応答によるものであった。特に、検出器応答による系統誤差の主要因はトラッカーにおける MPPC のダークパルスによるものであり、低運動量のミュオンでは約 10% の系統誤差を引き起こしていた^[74]。物理ラン A で用いられたトラッカーは棒状のシンチレータを並べた構造となっており、どのシンチレータにヒットがあったかによって荷電粒子の位置を再構成する。そのため、MPPC のダークパルスによってシンチレータのヒットが生成されると、Baby MIND で再構成されたミュオンの飛跡がトラッカーにおけるダークパルス由来のヒットと誤って接続されてしまう可能性があり、イベント数に影響を与える。一方、本研究で開発した新型トラッカーでは、各チャンネルの光量の分布を用いて位置再構成を行い、光量は MPPC のダークパルスに比べて十分大きいため、トラッカーでの位置再構成および飛跡接続において、ダークパルスの影響をほとんど受けない。よって、今回の物理ラン C においては、MPPC のダークパルスによる系統誤差を大幅に低減できると期待される。

さらに、過去の物理ラン A, B で用いられたトラッカーでは、複数粒子が近い距離でヒットした場合に位置分解能がかなり悪くなるため、そのようなイベントではミュオンの飛跡接続の成功率が低くなる。一方、本研究で開発した新型トラッカーでは、複数粒子が近い距離でヒットした場合であっても、要求位置分解能よりも十分小さい分解能で位置を再構成することが可能であるため、飛跡接続の成功率の向上が期待される。

12.3 レプトンでの CP 対称性の破れの発見に向けた今後の展望

最後に、レプトンでの CP 対称性の破れの発見に向けた今後の展望を述べる。現在、T2K 実験におけるニュートリノ振動測定において統計誤差が支配的であるが、ビーム強度を増強しながらデータ取得を続けることで統計誤差は年々減少している。その中で、2027 年までに 3σ の有意度でレプトンでの CP 対称性の破れを実証するためには、系統誤差を削減することが必須であり、その系統誤差の主要因がニュートリノ反応モデルの不定性である。NINJA 実験物理ランにおいてニュートリノ反応の精密測定を行うことで、SK で観測される $\nu_e/\bar{\nu}_e$ 事象数の系統誤差のうち反応断面積についての誤差を現在の 3.7% から 2.7% まで削減することにより、T2K 実験の系統誤差を削減し、 3σ の有意度でレプトンでの CP 対称性の破れを実証することを目指す。

さらに、2027 年からはスーパーカミオカンデ (SK) の約 8.4 倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデ (HK) の運転が開始し、数年で統計誤差はすぐに小さくなり系統誤差が支配的になる。そのため、NINJA 実験物理ランによって、系統誤差の主要因となっているニュートリノ反応モデルの不定性を削減することはより重要になる。

図 12.3 は HK の 10 年の運転において予測される δ_{CP} の真の値に対する CP 対称性の破れの感度を示している。ここで、ニュートリノ質量階層性は順階層だと既に分かっていると仮定している (図 12.4 も同様)。横軸は δ_{CP} の真の値、縦軸は CP 対称性があることを棄却する有意度を表す。また、黒線、赤線、青線はそれぞれ統計誤差のみの場合、 $\nu_e/\bar{\nu}_e$ の断面積の系統誤差を 2.7% に減らした場合、 $\nu_e/\bar{\nu}_e$ の断面積の系統誤差が 2020 年度時点の 4.9% の場合である。 $\nu_e/\bar{\nu}_e$ の断面積の系統誤差を 2.7% に減らした場合、HK の 10 年の運転で δ_{CP} の真の値の 62% の領域に対して 5σ の有意度で CP 対称性の破れを発見することができる。

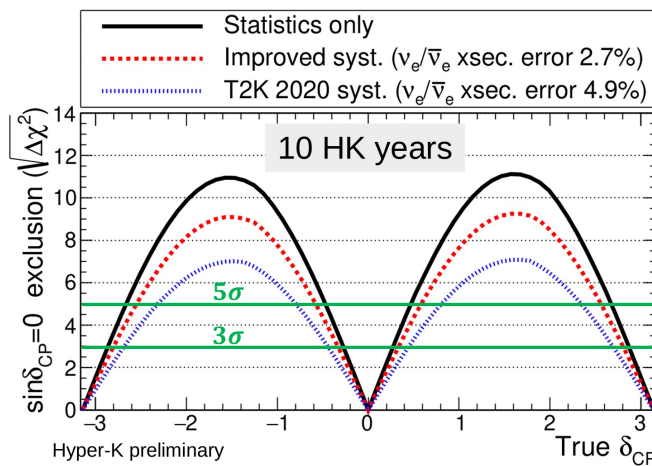


図 12.3: HK の 10 年の運転において予測される δ_{CP} の真の値に対する CP 対称性の破れの感度^[124]。横軸は δ_{CP} の真の値、縦軸は CP 対称性があることを棄却する有意度を表す。黒線、赤線、青線はそれぞれ統計誤差のみの場合、 $\nu_e/\bar{\nu}_e$ の断面積の系統誤差を 2.7% に減らした場合、 $\nu_e/\bar{\nu}_e$ の断面積の系統誤差が 2020 年度時点の 4.9% の場合である。

また、図 12.4 は HK の運転期間に対する CP 対称性の破れの感度予測を示している。ここで、K の運転 1 年あたり 2.7×10^{21} POT ($\nu:\bar{\nu} = 1:3$) の統計量を仮定している。黒色は $\delta_{CP} = -90^\circ$ 、赤色は $\delta_{CP} = -45^\circ$ と仮定したときのものであり、線種の違いが各系統誤差の場合を表す (図 12.3 と同様)。 $\nu_e/\bar{\nu}_e$ の断面積の系統誤差を 2.7% に減らした場合、 $\delta_{CP} = -90^\circ$ であったとすると、HK

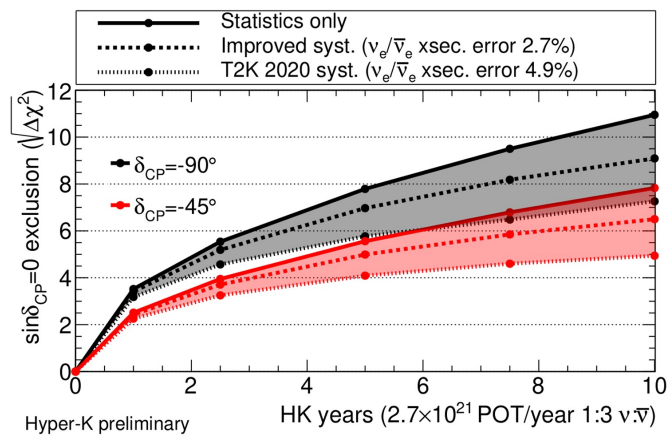


図 12.4: HK の運転期間に対する CP 対称性の破れの感度予測^[124]. 横軸は HK の運転期間, 縦軸は CP 対称性があることを棄却する有意度を表す. HK の運転 1 年あたり 2.7×10^{21} POT ($\nu : \bar{\nu} = 1 : 3$) の統計量を仮定している. 黒色は $\delta_{CP} = -90^\circ$, 赤色は $\delta_{CP} = -45^\circ$ と仮定したときのものである. 実線と点線 (2 種類) は各系統誤差の場合を表す (図 12.3 と同様).

の運転開始から約 2 年半で CP 対称性の破れを発見することができる見通しである.

NINJA 実験物理ランでのニュートリノ反応の精密測定によるニュートリノ反応モデルの不定性の削減は, HK 実験におけるニュートリノ振動測定にもそのまま応用可能である. これにより, より早期に 5σ の有意度で CP 対称性の破れを発見することが期待される.

第 13 章 結論

NINJA 実験では、原子核乾板を用いたニュートリノ反応の精密測定により、T2K 実験のニュートリノ振動測定における系統誤差の削減を目指しており、本研究では、2025 年秋に開始予定の NINJA 実験物理ランで用いる新型シンチレーショントラッカーの開発を行った。NINJA はこれまで 2 回の物理ランを行ってきたが、統計量が不足しており、今後統計量を増やすことが課題である。シンチレーショントラッカーは、原子核乾板を用いた、ニュートリノ反応標的兼飛跡検出器である ECC とミュオン検出器 Baby MIND の間でミュオンの飛跡を接続する役割を持つ。過去の物理ランのトラッカーは $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ のサイズであったが、本研究で開発する新型トラッカーサイズは $1.3\text{ m} \times 1.4\text{ m}$ と大型化し、次回の物理ランで用いる標的物質の質量を約 1.8 倍に増やしてより多くの統計量のデータ取得を行うことを可能にする。

まず、NINJA 実験の過去の物理ランのデータを用いてトラッカーに要求される位置分解能を 4.6 mm と決定した。そして、この要求値を満たす新たなデザインのトラッカーを考案した。新型トラッカーは 1 枚の散乱体入りプラスチックシンチレータから成り、 10 mm 間隔で並べられた波長変換ファイバーと光検出器 MPPC によって、通過した荷電粒子により発生するシンチレーション光を検出する。散乱体入りのシンチレータを用いることでシンチレーション光を荷電粒子の通過位置の周りに局在化させ、荷電粒子の通過位置に近いチャンネルほど検出光量が大きくなることを用いて位置再構成を行う。これにより、ファイバーの間隔 10 mm よりもはるかに高い精度で位置再構成が可能となり、チャンネル数を増やさずにトラッカーを大型化することができる。

要求される位置分解能を達成するためには、十分な光量の確保およびシンチレーション光の局在化が重要である。そこでファイバー端面にアルミ蒸着加工を施すなどといった十分な光量の確保のための工夫を考案し、シミュレーションと宇宙線を用いた測定により、光量の向上率と加工の容易性の検証を行った。その結果、合計で約 5.6 倍光量が向上することが分かり、その結果を元にデザインの詳細を決定した。また、散乱体入りシンチレータサンプルを用いた宇宙線の測定によりシンチレーション光の局在化の検証を行った結果、散乱長が約 1 mm という結果が得られ、シンチレーション光が十分に局在化していることを確かめられた。

次に、1 粒子がヒットした場合について、光量重心を用いた位置再構成方法を確立した。そして、散乱体の濃度を変えた 3 種類の 1 枚のシンチレータから成る小型試作機と 4 枚のシンチレータをオプティカルセメントで貼り合わせた小型試作機を用いて陽電子ビーム照射試験を行った結果、うまく位置再構成が行えることが確かめられた。最も散乱体の濃度が高い小型試作機の位置分解能が最も良く、実機で用いるシンチレータの散乱体濃度をその濃度に決定した。系統誤差を含めた位置分解能は、垂直入射のときで 1.4 mm 、入射角 45° のときで 1.8 mm という結果となり、要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい分解能で再構成できることが分かった。また、4 枚のシンチレータを貼り合わせた小型試作機と 1 枚のシンチレータから成る小型試作機の位置再構成結果を比較した結果、貼り合わせによってシンチレータの境界が生じることが位置分解能に与える

影響は十分小さいことを確かめられ、新型トラック実機を複数のシンチレータを貼り合わせて製作しても問題ないことが分かった。

最後に、2 粒子以上が同時にヒットした場合についての位置再構成手法を確立し、ニュートリノ反応シミュレーションを用いて実際の状況での新型トラックの位置分解能を見積もった。その結果、統計誤差のみを考慮した場合であるが、 x 方向の位置分解能は 1.3 mm、 y 方向の位置分解能は 1.2 mm となり、要求位置分解能 4.6 mm よりも十分小さい分解能で再構成可能であることを確かめた。

今後は、まずは 2025 年秋に開始予定の次回の物理ランに向けて新型トラック実機の製作を行う。そして、本研究で開発した新型トラックと原子核乾板を用いて、低運動量閾値で大統計でのニュートリノ反応精密測定を行い、2p2h 反応などのモデル不定性を削減する。これにより、T2K 実験における系統誤差を削減し、 3σ の有意度での CP 対称性の破れの実証を目指す。そして、2027 年に開始予定の HK 実験における 5σ の有意度での CP 対称性の破れの発見へと繋げる。

付録 A 最尤推定法による位置再構成

本章では、第 7 章で述べた光量重心を用いた位置再構成方法と異なる手法として、最尤推定法による位置再構成について述べる。

A.1 最尤推定法による 1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法

トラックを通過した位置の x 座標の位置再構成について考える (y 座標についても同様). x 座標が x の位置にミュオンが垂直に通過したときの ch i ($i = 1, 2, \dots, M$) で観測される光量の期待値を $N_i^{\text{exp}}(x)$ とする*69. このとき, x 方向の各チャンネルで観測された光量を N_i^{obs} とすると, その対数尤度は, 9.3.1 節と同様にして,

$$\chi^2(x, c; \mathbf{N}^{\text{obs}}, \mathbf{N}^{\text{exp}}(x)) = 2 \sum_{i=1}^M \left[c N_i^{\text{exp}}(x) - N_i^{\text{obs},x} + N_i^{\text{obs},x} \log \left(\frac{N_i^{\text{obs}}}{c N_i^{\text{exp},x}(x)} \right) \right] \quad (\text{A.1})$$

となる. ここで, $\mathbf{N}^{\text{obs}} \equiv (N_1^{\text{obs}}, \dots, N_M^{\text{obs}})$, $\mathbf{N}^{\text{exp},x} \equiv (N_1^{\text{exp}}(x), \dots, N_M^{\text{exp}}(x))$ である. また, イベントごとのミュオンのエネルギー損失の違いによって全体の光量が変わるため, スケール因子 c を導入して, 光量の期待値を $N_i^{\text{exp}}(x) \rightarrow c N_i^{\text{exp}}(x)$ とした. 以下では, 表記を簡略化して, $\chi^2(x, c; \mathbf{N}^{\text{obs}}, \mathbf{N}^{\text{exp}}(x))$ を単に $\chi^2(x, c)$ と書くことにする. 各イベントについて, $\chi^2(x, c)$ が最小となるような 2 つのパラメータ x, c を求め, そのようなパラメータ x が再構成位置 x_{rec} となる.

A.2 シミュレーションによる評価

7.1 節で説明したシミュレーションを用いて, 最尤推定法による 1 粒子ヒットイベントの位置再構成方法の評価を行った. 各 $x = 0, 1, \dots, 99$ mm について, $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムに 1 GeV のミュオンを垂直入射させるシミュレーションをそれぞれ 10000 イベント行い, それぞれのイベントに対して最尤推定法による位置再構成を行った. ここで, $\chi^2(x, c)$ の最小化はデータ解析フレームワーク ROOT^[125, 126] の Minuit2 を用いて行い, その初期パラメータは, $x = x_g, c = 1$ とした (x_g は光量重心).

$x = 0, 3, 4, 5$ mm にミュオンを入射させたときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布を図 A.1 に示す. ファイバーとファイバーの間に位置する $x_{\text{true}} = 0$ mm では $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布はガウス分布となっているが, ファイバー近傍の $x_{\text{true}} = 3, 4, 5$ mm ではガウス分布とならなかった. この傾向は図 A.1 に示した x_{true} 以外についても同様に見られた.

*69 9.3.1 節と同様に, $N_i^{\text{exp}}(x)$ の値は, 各 $x = 0, 1, \dots, 99$ mm について, $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムに 1 GeV のミュオンを垂直入射させるシミュレーション 10000 回ずつ行い, その平均値から求める. $x < 0$ の範囲は $x = 0$ に関するシンチレータの対称性から $x > 0$ の範囲のものを用いて拡張する.

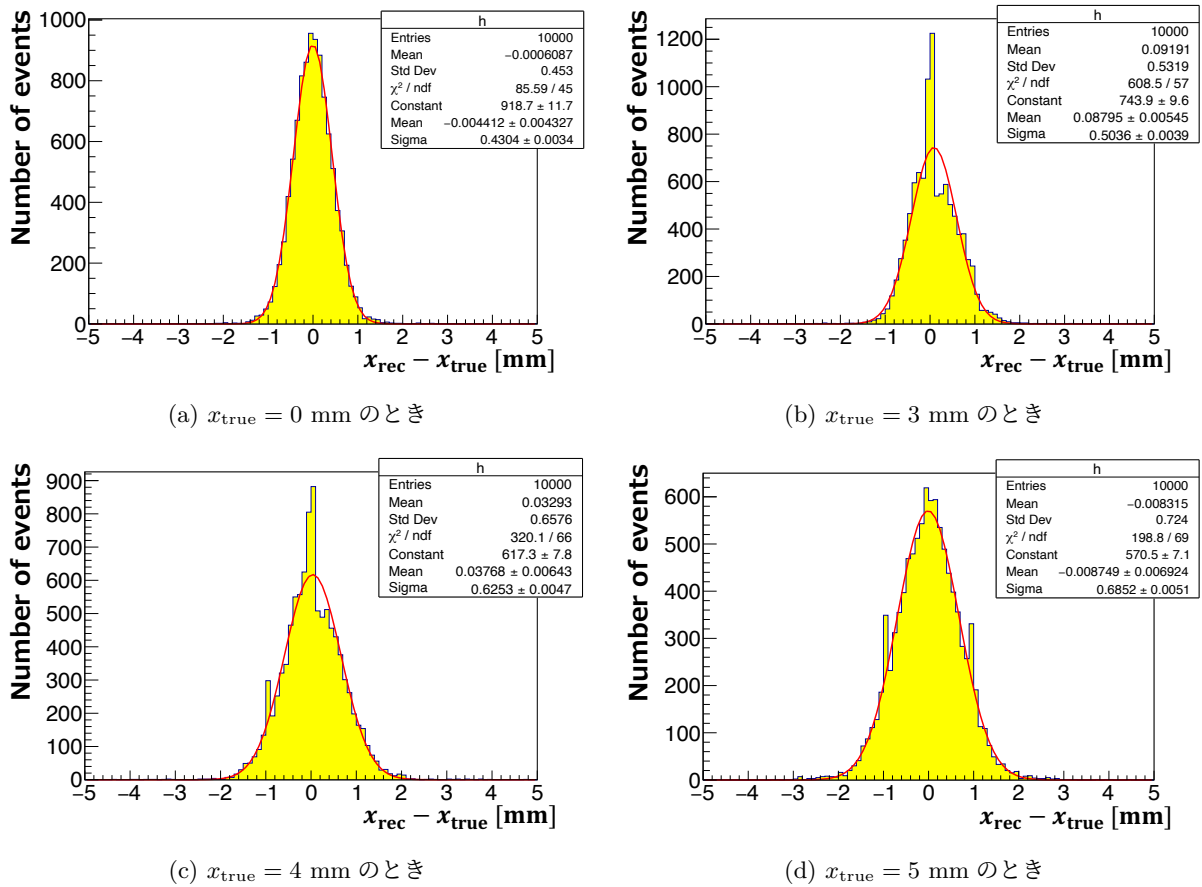


図 A.1: 最尤推定法によって求めた再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布の例. いずれも y は $-5 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ の範囲でランダムとした場合である.

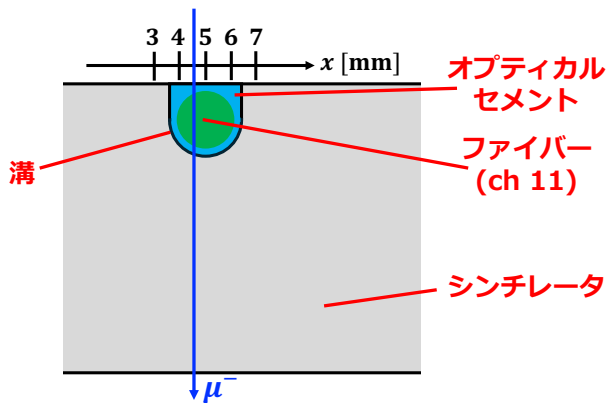


図 A.2: 新型トラックの断面図.

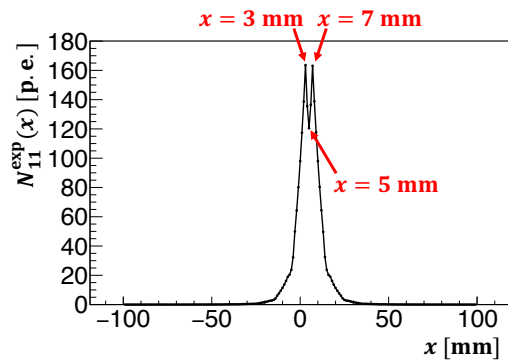


図 A.3: 光量の期待値 $N_{11}^{\text{exp}}(x)$ の関数形.

このように、ファイバー近傍にミュオンが入射したときに $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布がガウス分布と異なる形になるのは、ファイバーの位置では、溝の影響でシンチレータの厚さが薄くなり、その結果、発生するシンチレーション光の量が減少するためだと考えられる。図 A.2 は新型トラックの断面図を示し、図 A.3 は ch 11 ($x = 5$ mm の位置にあるファイバー) における光量の期待値 $N_{11}^{\text{exp}}(x)$ の関数形を示している。図 A.3 を見ると、ファイバーの中心位置から 2 mm 以上離れた位置 ($|x - 5 \text{ mm}| \geq 2 \text{ mm}$) では、ミュオンの入射位置 x がファイバーの中心位置 $x = 5$ mm に近づくほど光量の期待値が増加しているが、ファイバーの中心から 2 mm 以内の位置 ($|x - 5 \text{ mm}| \leq 2 \text{ mm}$) では、逆にファイバーの中心位置 $x = 5$ mm に近づくほど光量の期待値が減少していることが分かる。この結果、ファイバーの近傍にミュオンが入射したときには、同じ光量の期待値となる入射位置 x が複数存在することになり、 $\chi^2(x, c)$ に縮退が生じるため、 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布がガウス分布と異なる形になると考えられる。

図 A.4 は $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ の関数形の例を示している^{*70}。ここで、パラメータ c は $\chi^2(x, c)$ の最小化により求めた $c = c_{\text{rec}}$ に固定して x 依存性のみを示している。図 A.4(a) は、 $x_{\text{true}} = 0$ mm, $x_{\text{rec}} = 0.0$ mm の場合のものであり、 $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ に縮退は見られない。一方、図 A.4(b) は、 $x_{\text{true}} = 5$ mm, $x_{\text{rec}} = 4.8$ mm の場合を示しており、 $4 \text{ mm} < x < 6 \text{ mm}$ において $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ がほぼ一定になっており縮退していることが分かる。統計的ゆらぎによって $x > 5$ mm よりも $x < 5$ mm の光量の方が大きくなると、図 A.4(c) のように $x = 4$ mm 側の $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ の値が小さくなる。一方、 $x < 5$ mm よりも $x > 5$ mm の光量の方が大きくなると、図 A.4(d) のように $x = 6$ mm 側の $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ の値が小さくなる。そのため、図 A.1(d) において $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}} = \pm 1$ mm の位置にピークが生じていると考えられる。

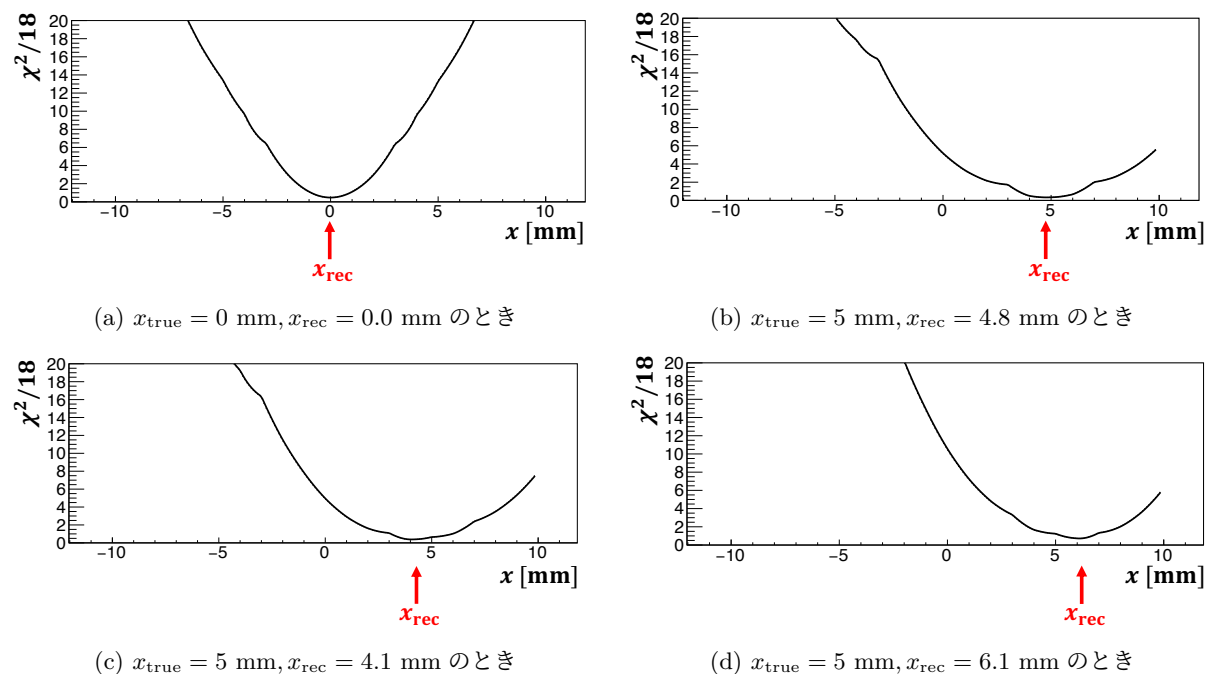


図 A.4: $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ の関数形の例。パラメータ c は $\chi^2(x, c)$ の最小化により求めた $c = c_{\text{rec}}$ に固定して x 依存性のみを示している。

^{*70} 18 は $\chi^2(x, c)$ の自由度である (チャンネル数 - パラメータ数 = $20 - 2 = 18$)。

以上のように、最尤推定法を用いた位置再構成では、ファイバーの近傍において $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布がガウス分布と異なる形状となる。このことは、再構成された位置にバイアスを生じさせる原因となる。さらに、最尤推定法による位置再構成方法は多粒子ヒットイベントに対応できない^{*71}。これらの理由から、新型トラッカーの位置再構成には最尤推定法による方法を採用しなかった。

^{*71} $\chi^2(x, c)$ のパラメータを増やして 2 粒子以上に対応できるようにすることはできるが、それはヒット粒子数が分かっている場合に限られる。実際には、観測された光量からはヒット粒子数が分からないため、多粒子ヒットイベントにおいて最尤推定法によって位置再構成することは困難である。なお、2 粒子ヒットの場合に対応した χ^2 を用いて、2 粒子ヒットの場合の位置再構成を試みたところ、 χ^2 の最小化がうまくいかず、位置再構成が失敗した。

付録 B 陽電子ビームテストの補足

本章では、第 8 章で述べた陽電子ビームテストの補足として、MPPC の特性 (ダークカウントレート, クロストーク・アフターパルス確率) の測定方法を述べ、各セルにおける位置再構成結果 ($\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$) のうち本文中には載せなかったものを示す。

B.1 MPPC の特性の測定方法

ダークカウントレートおよびクロストーク・アフターパルス確率の算出は、MPPC のキャリブレーションに用いたダークパルスの測定結果を用いて次に述べるように行った。ここで、 i p.e. のイベント数を $N_{i \text{ p.e.}}$ とし、ダークパルスの測定において、0.5 p.e. 以下のイベント数を $N_{0 \text{ p.e.}}$ 、0.5 p.e. 以上 1.5 p.e. 以下のイベント数を $N_{1 \text{ p.e.}}$ と定義した。ダークカウントレートおよびクロストーク・アフターパルス確率の算出は各 MPPC について行い、第 8 章における Geant4 によるシミュレーションにおいては、それらの値を用いた。また、第 9 章以降のシミュレーションではそれらの平均値を用いた。

B.1.1 ダークカウントレート

ダークカウントレートは、検出された光電子数が期待値 λ のポアソン分布となることを仮定し、0 p.e. のイベント数 $N_{0 \text{ p.e.}}$ 、総イベント数 N_{total} 、MPPC の信号の波形の積分範囲 T_{int} から、以下のようにして見積もった。

$$\begin{aligned} \text{ダークカウントレート} &= \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i \cdot N_{i \text{ p.e.}}}{T_{\text{int}} \cdot N_{\text{total}}} \\ &= \frac{\lambda}{T_{\text{int}}} \\ &= \frac{\log(N_{\text{total}}) - \log(N_{0 \text{ p.e.}})}{T_{\text{int}}} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

ダークカウントレートの平均値は 2.5×10^6 Hz であった。

B.1.2 クロストーク・アフターパルス確率

クロストークとアフターパルスは MPPC の信号の波形から区別できるが^{*72}、本研究においては、MPPC の信号の波形を積分した値を解析に用いるため、それらを区別することはできない。

^{*72} クロストークは初めのパルスとほぼ同時にパルスを発生させるが、アフターパルスは初めのパルスから少し遅れて観測される。

そこで、それらの起きる確率をまとめたクロストーク・アフターパルス確率として算出した。クロストーク・アフターパルスがない場合、検出される光電子数は期待値 λ のポアソン分布になると期待され、0 p.e. のイベント数 $N_{0 \text{ p.e.}}$ から期待される 1 p.e. のイベント数 $N_{1 \text{ p.e.}}^{\text{exp}}$ を見積もることができる。実際には、クロストーク・アフターパルスが起きるため、本来 1 個の光電子として検出されるはずのものが 2 個以上の光電子として観測されることがあるため、観測される 1 p.e. のイベント数 $N_{1 \text{ p.e.}}$ は $N_{1 \text{ p.e.}}^{\text{exp}}$ よりも少なくなる。この差からクロストーク・アフターパルス確率を以下のように見積もった。

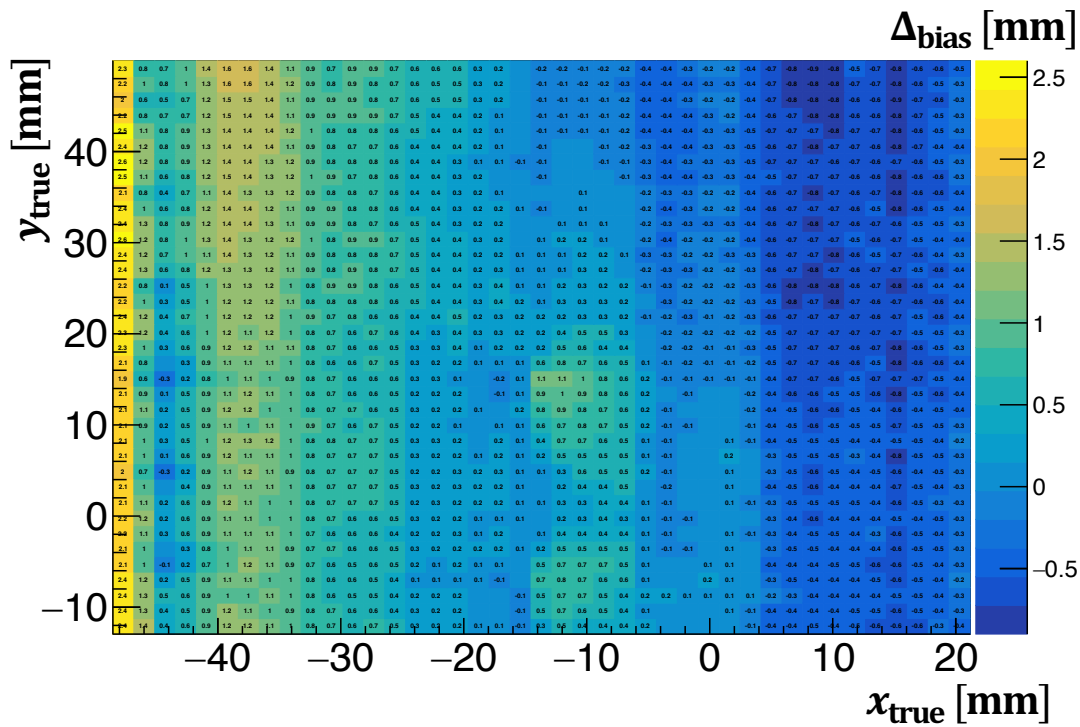
$$\begin{aligned}
 \text{クロストーク・アフターパルス確率} &= \frac{N_{1 \text{ p.e.}}^{\text{exp}} - N_{1 \text{ p.e.}}}{N_{1 \text{ p.e.}}^{\text{exp}}} \\
 &= \frac{N_{0 \text{ p.e.}} \cdot \lambda - N_{1 \text{ p.e.}}}{N_{0 \text{ p.e.}} \cdot \lambda} \\
 &= \frac{N_{0 \text{ p.e.}} \{ \log(N_{\text{total}}) - \log(N_{0 \text{ p.e.}}) \} - N_{1 \text{ p.e.}}}{N_{0 \text{ p.e.}} \{ \log(N_{\text{total}}) - \log(N_{0 \text{ p.e.}}) \}} \quad (\text{B.2})
 \end{aligned}$$

クロストーク・アフターパルス確率の平均値は 30% であった。

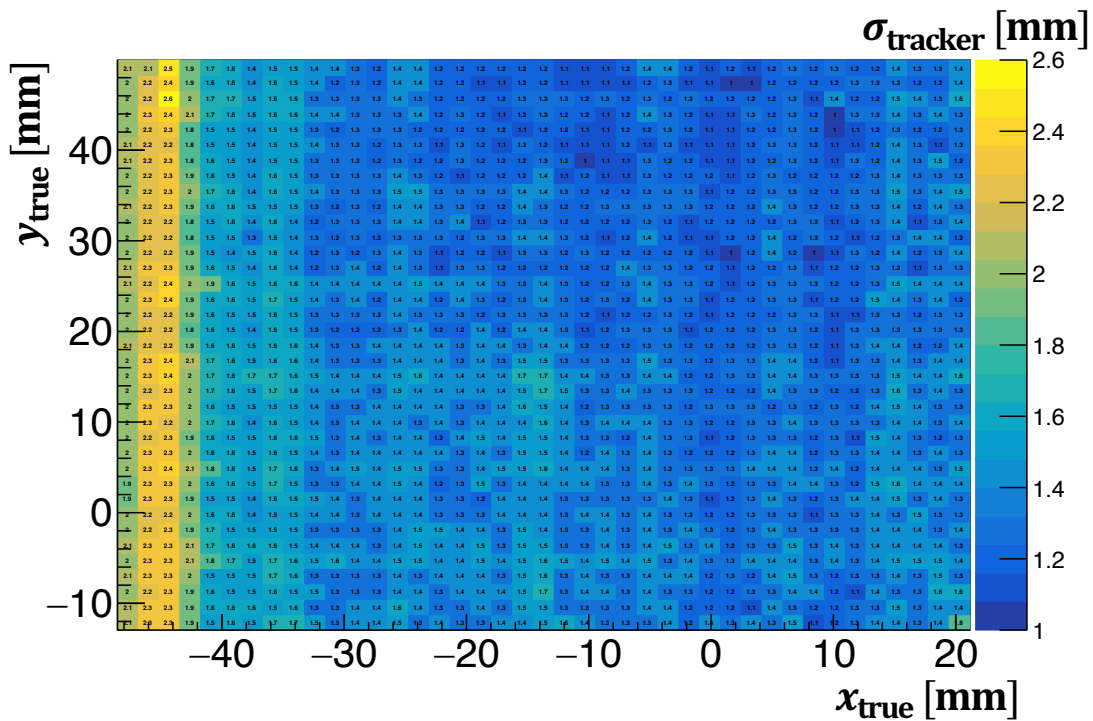
B.2 各セルにおける位置再構成結果

各セルにおける x 方向についての位置再構成結果 ($\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$) のうち図 8.7, 8.8 以外の測定結果について示す。実データについては図 B.1~B.5 に、シミュレーションについては図 B.6~B.12 に示す。

実データ

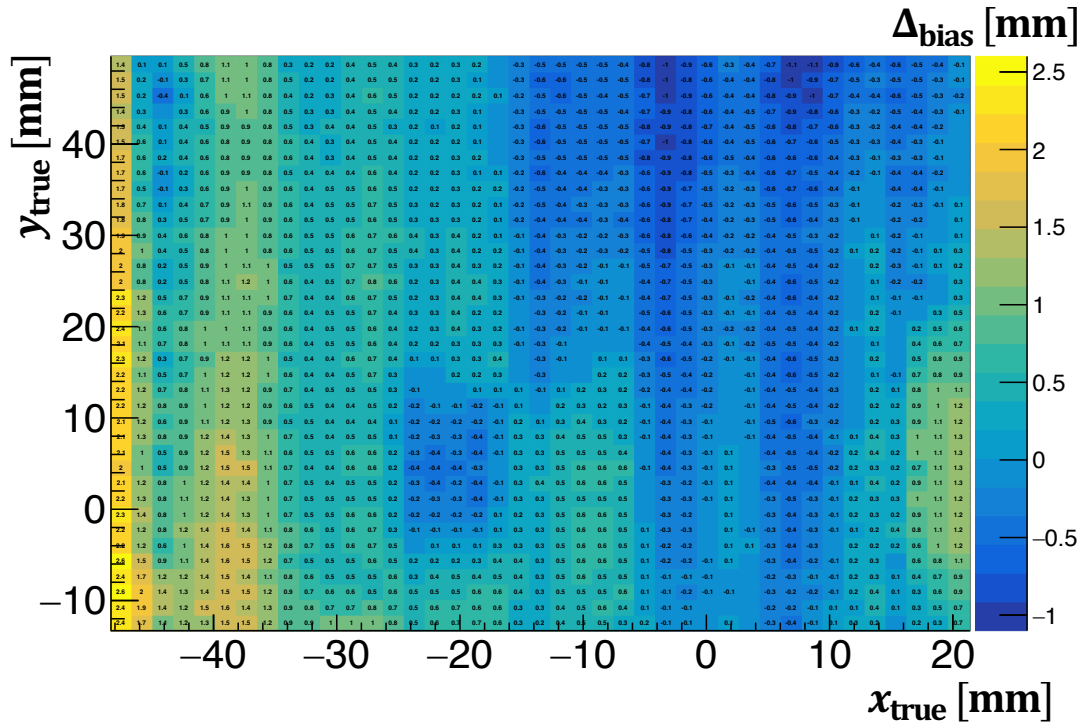


(a) Δ_{bias}

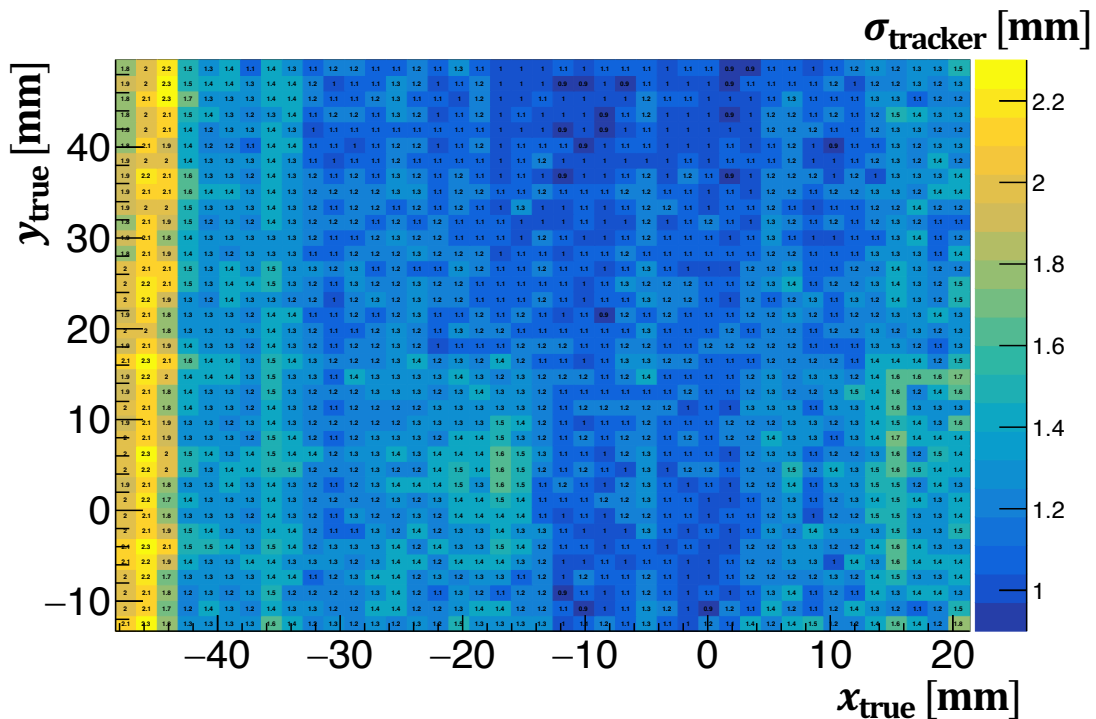


(b) σ_{tracker}

図 B.1: 新型トラッカー小型試作機①に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (実データ).

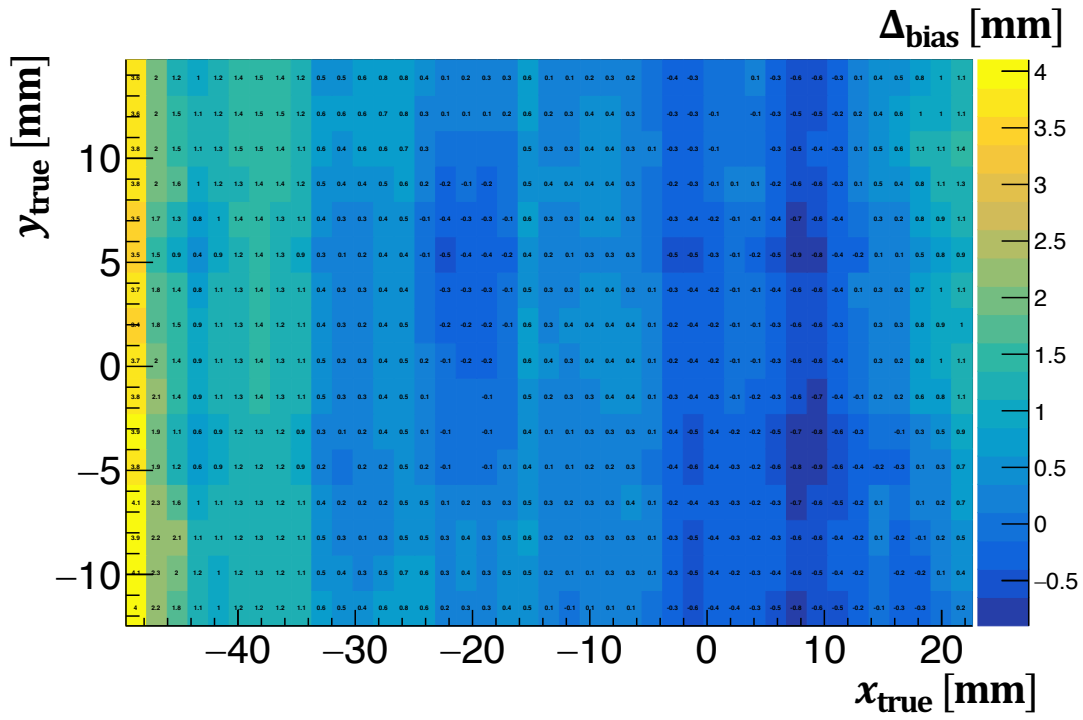


(a) Δ_{bias}

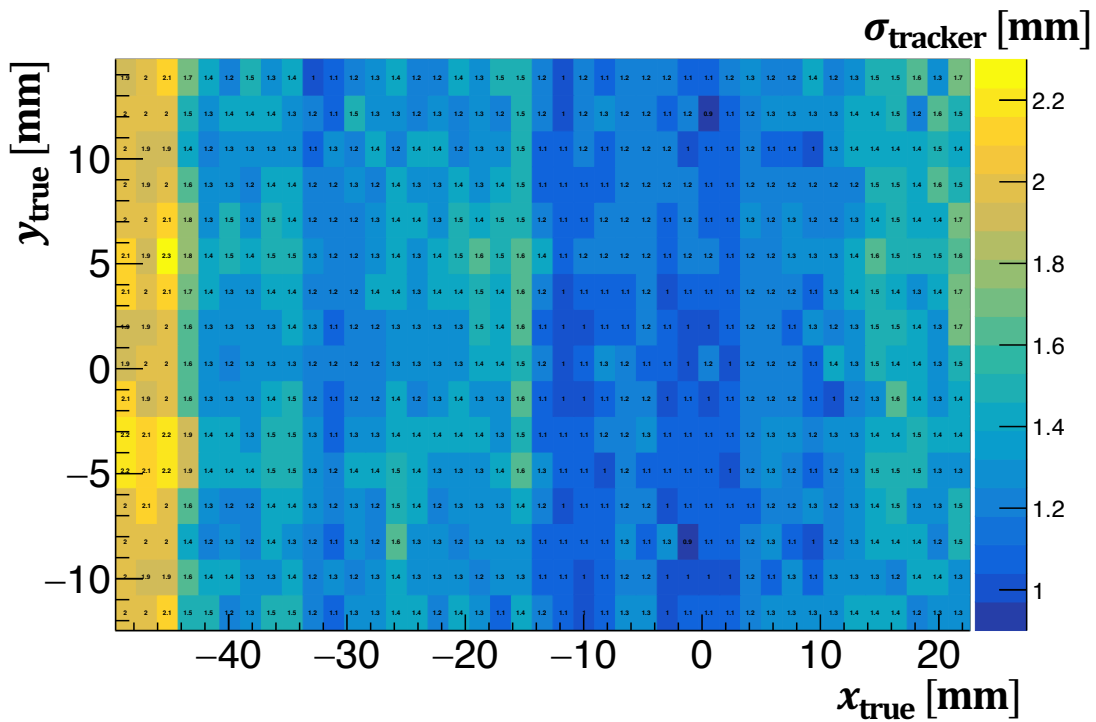


(b) σ_{tracker}

図 B.2: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (実データ).

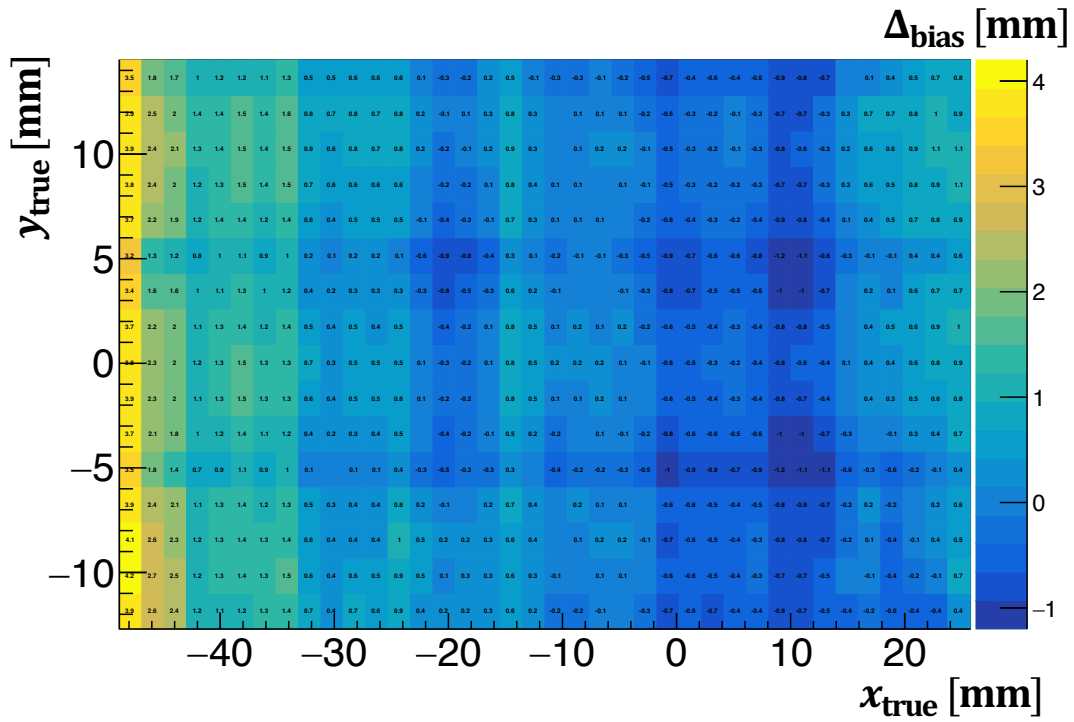


(a) Δ_{bias}

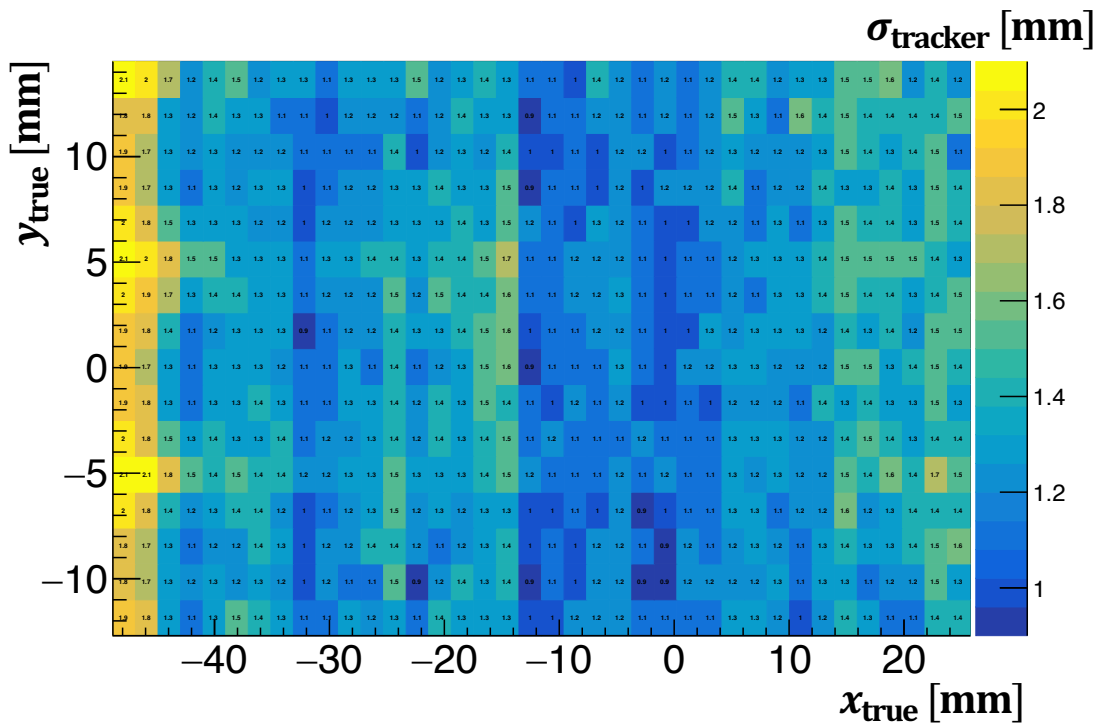


(b) σ_{tracker}

図 B.3: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 15^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (実データ).

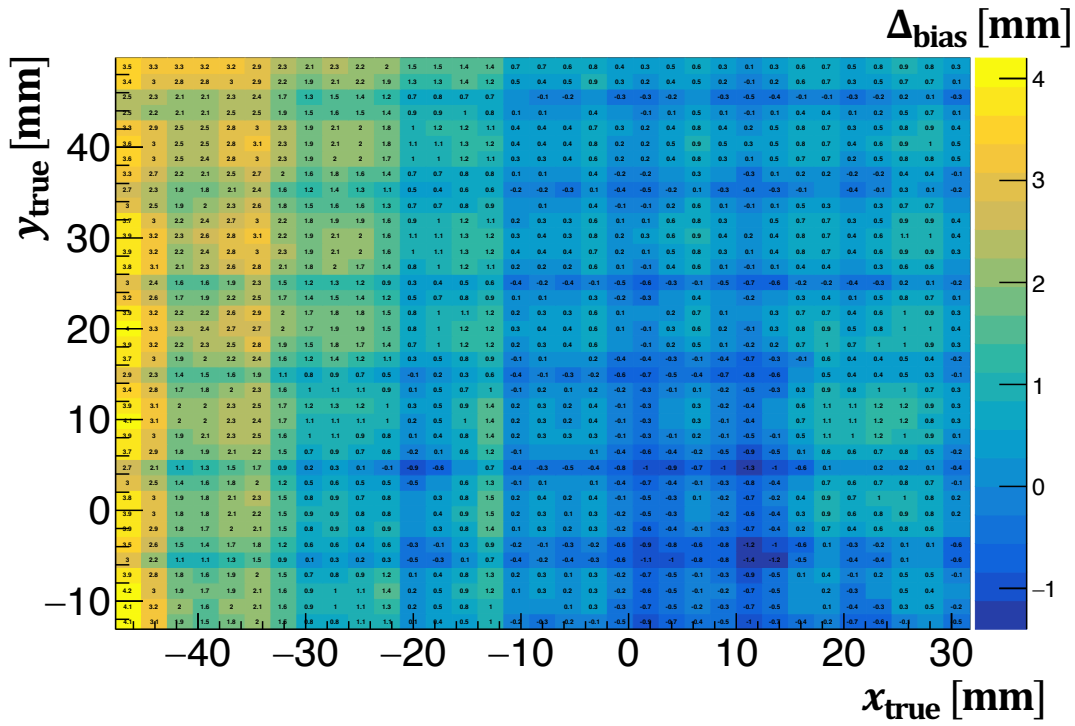


(a) Δ_{bias}

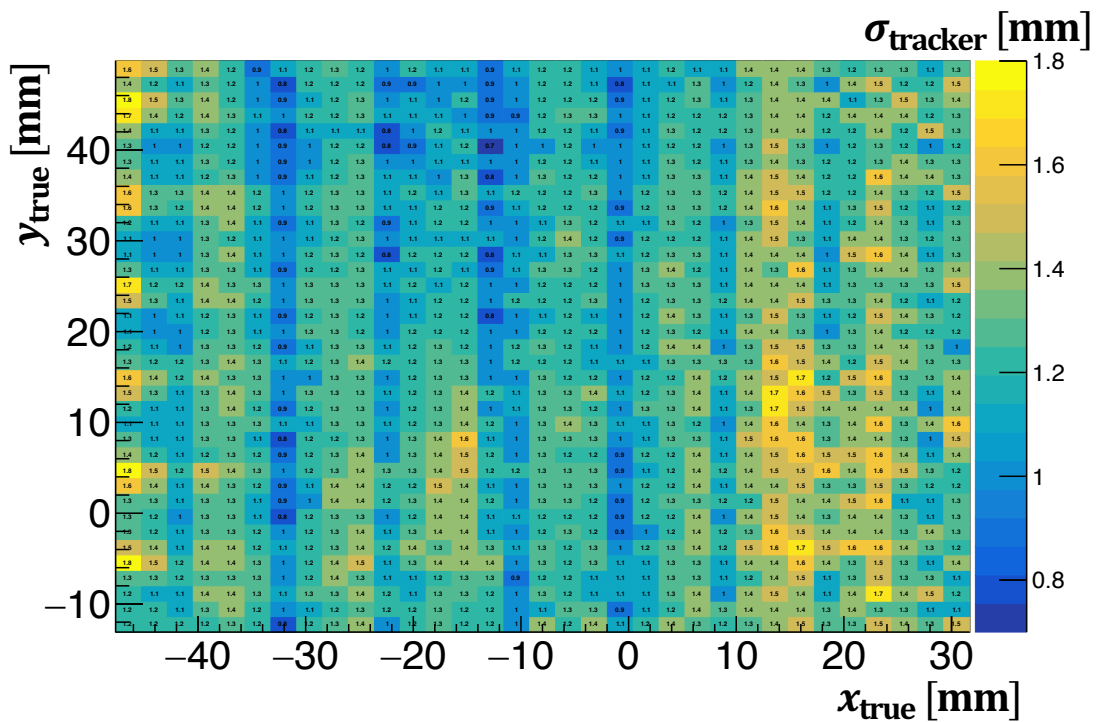


(b) σ_{tracker}

図 B.4: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 30^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (実データ).



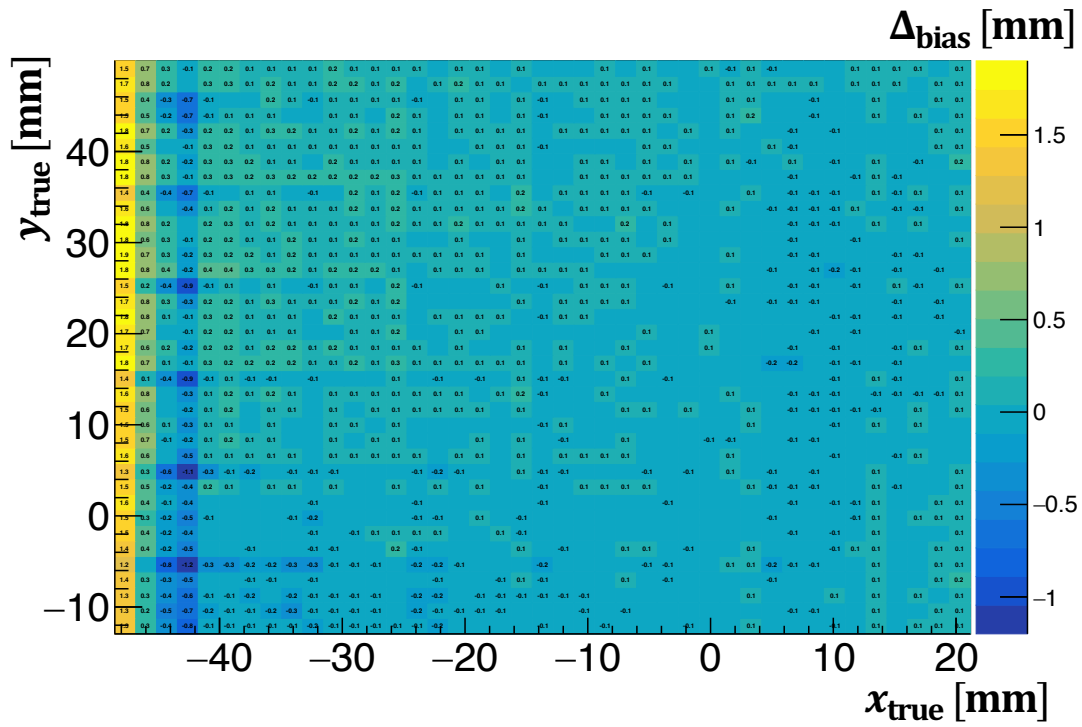
(a) Δ_{bias}



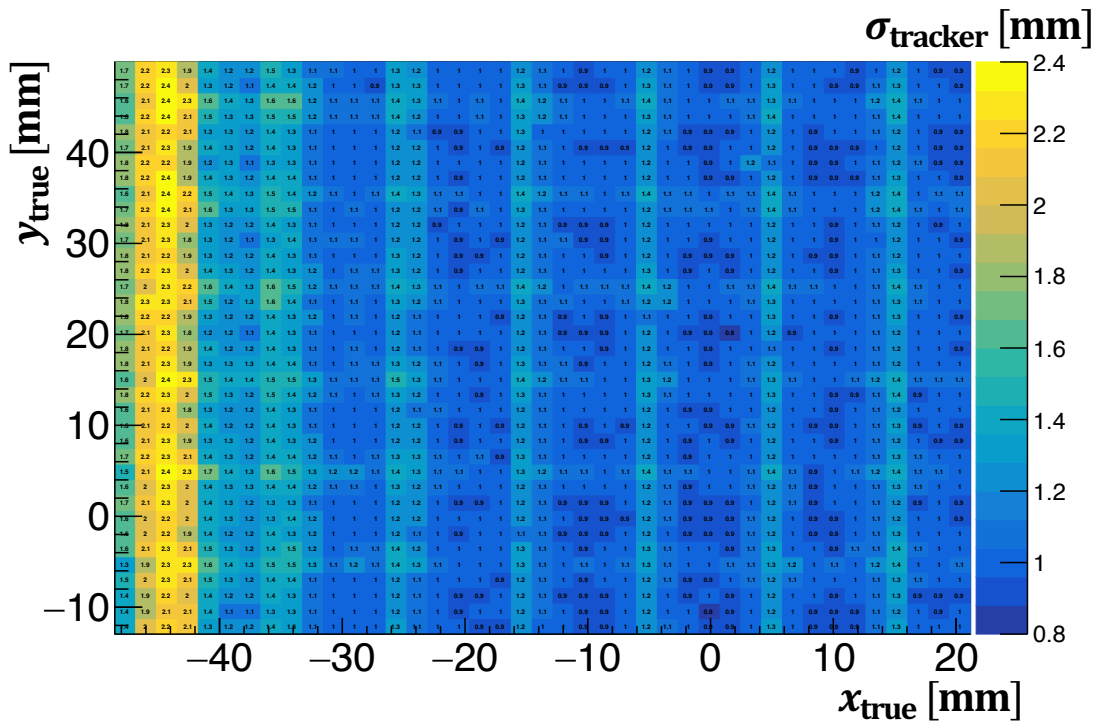
(b) σ_{tracker}

図 B.5: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (実データ).

シミュレーション

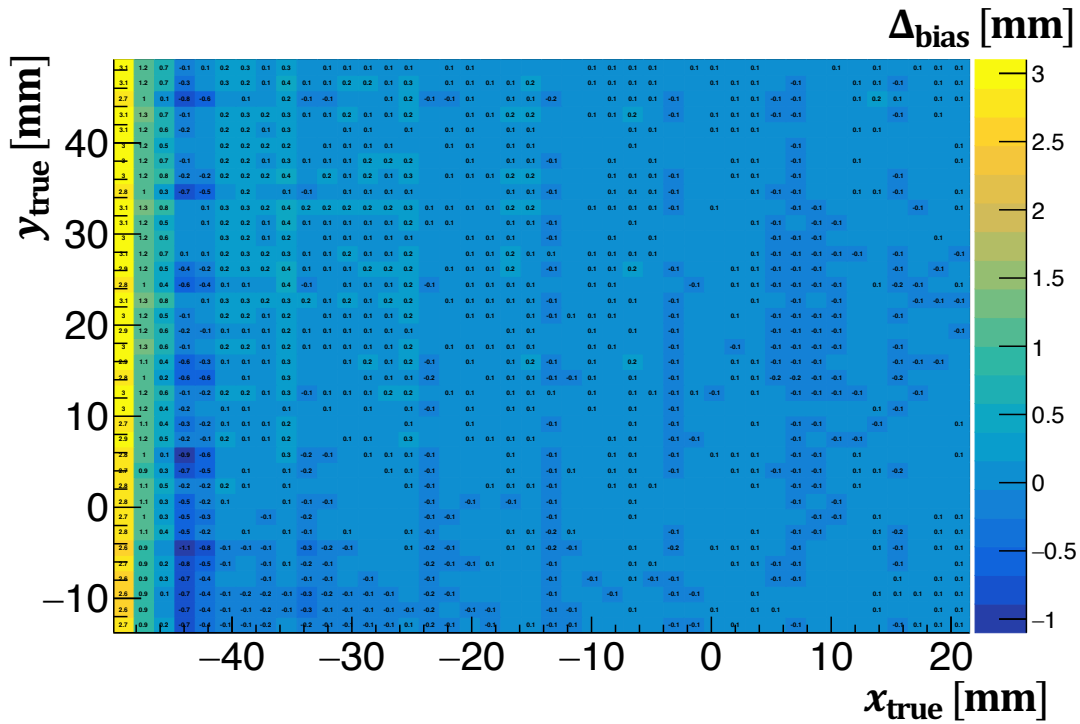


(a) Δ_{bias}

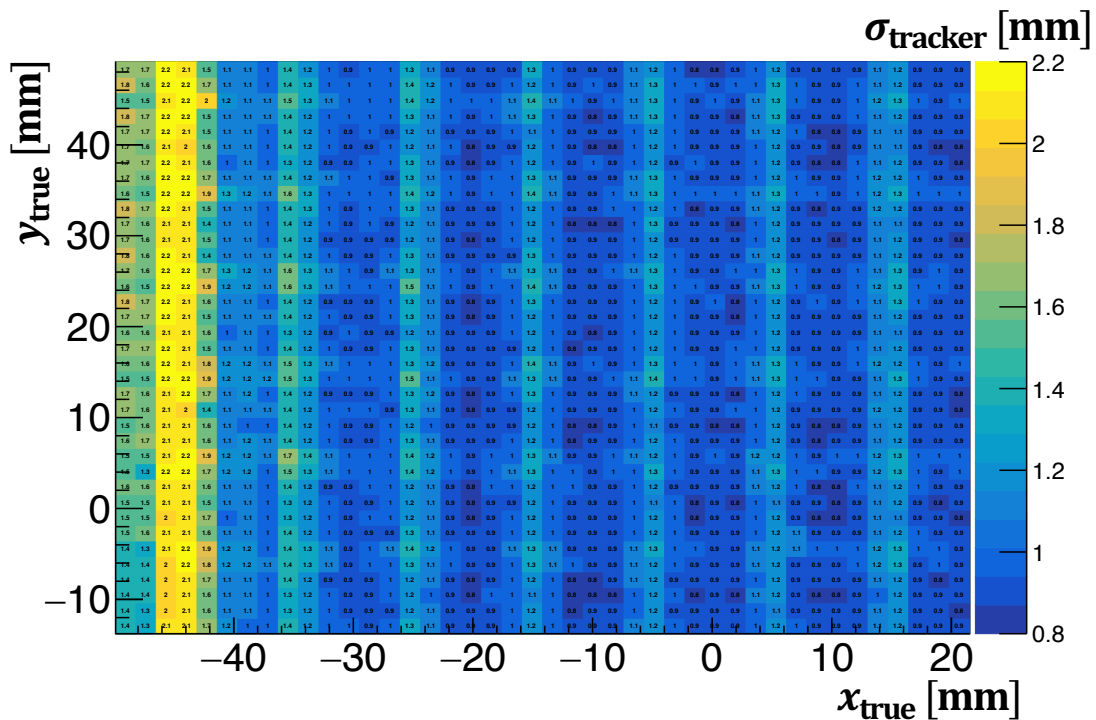


(b) σ_{tracker}

図 B.6: 新型トラッカー小型試作機①に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).

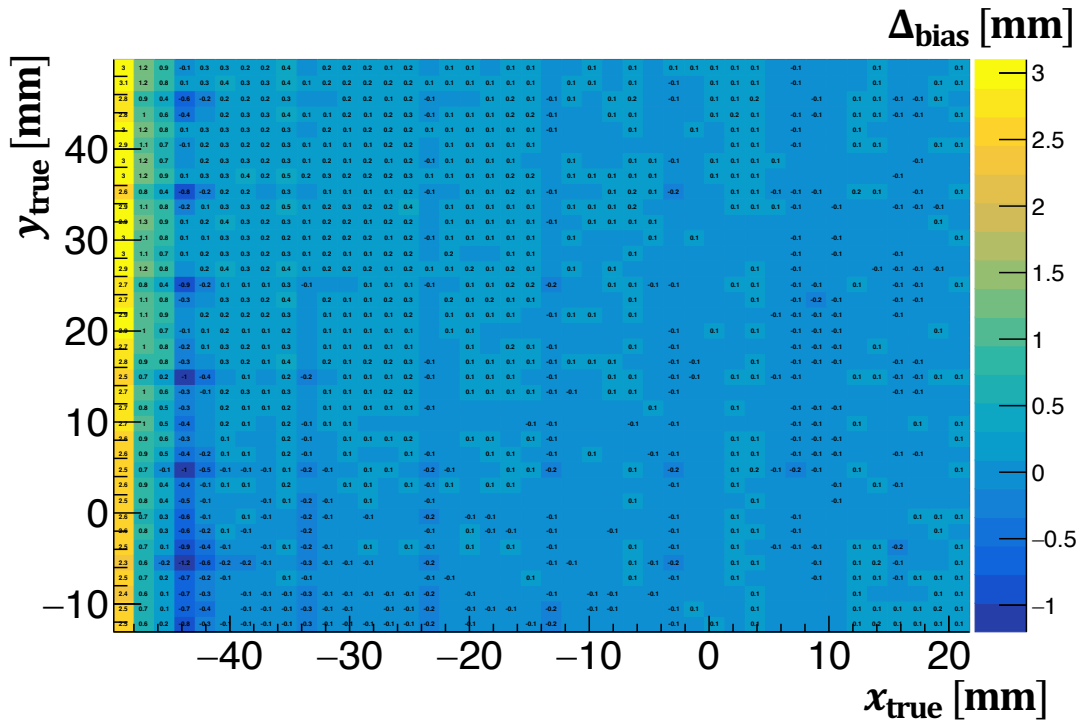


(a) Δ_{bias}

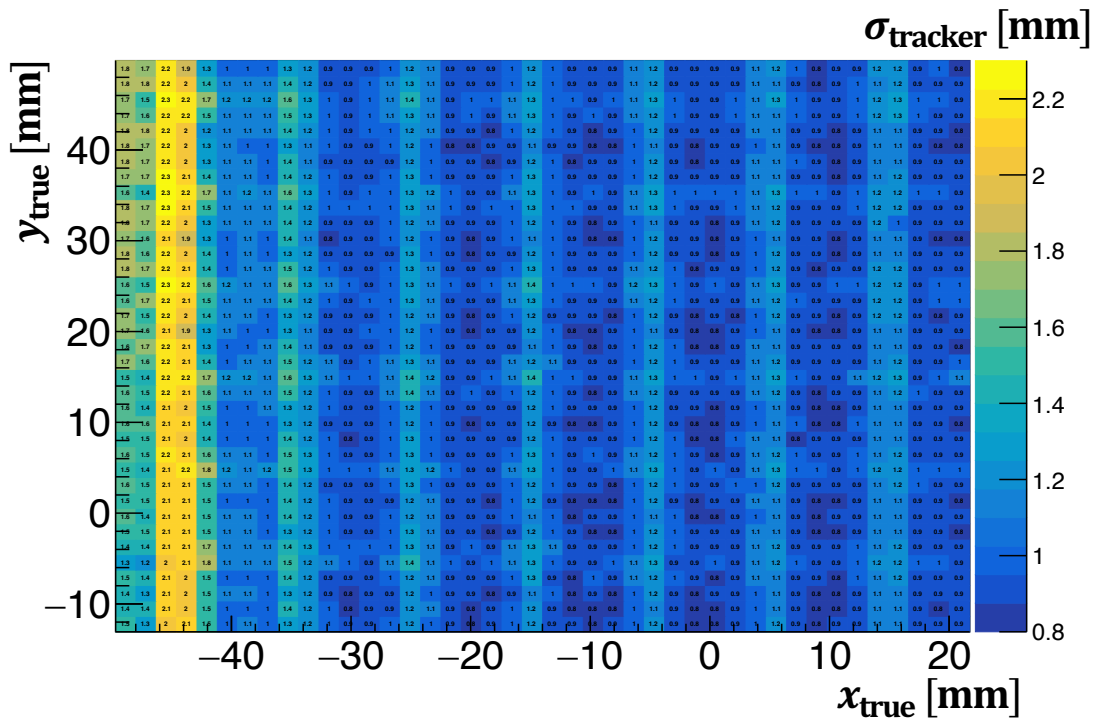


(b) σ_{tracker}

図 B.7: 新型トラッカー小型試作機②に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).

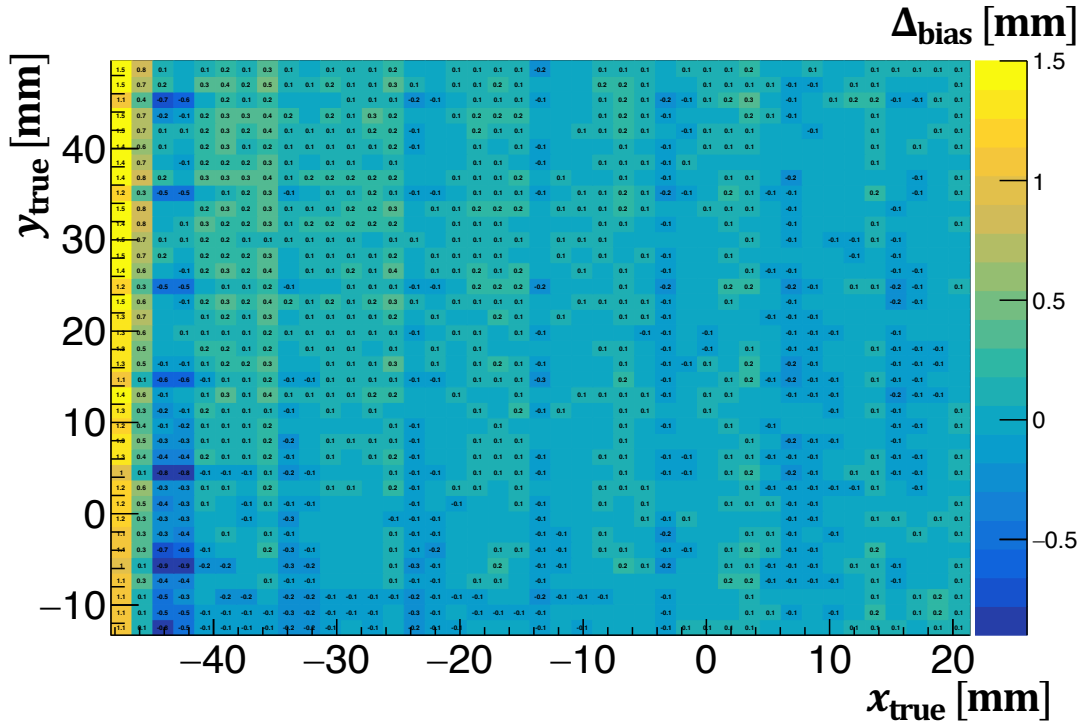


(a) Δ_{bias}

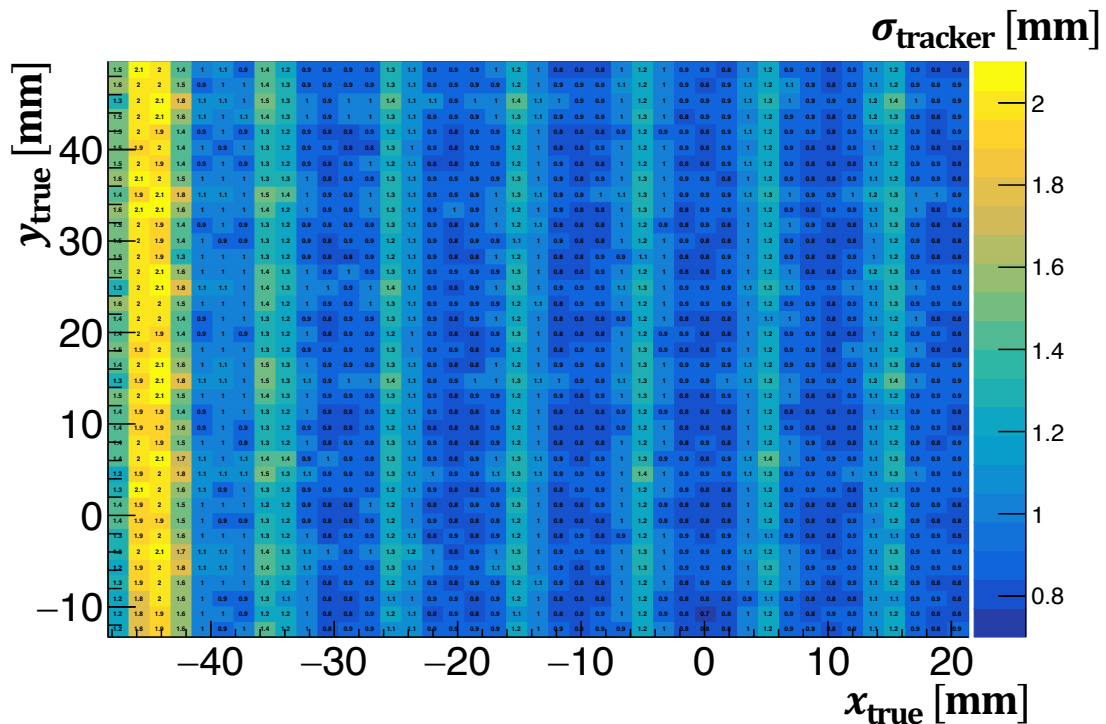


(b) σ_{tracker}

図 B.8: 新型トラッカー小型試作機④(4枚のシンチレータの貼り合わせ)に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).

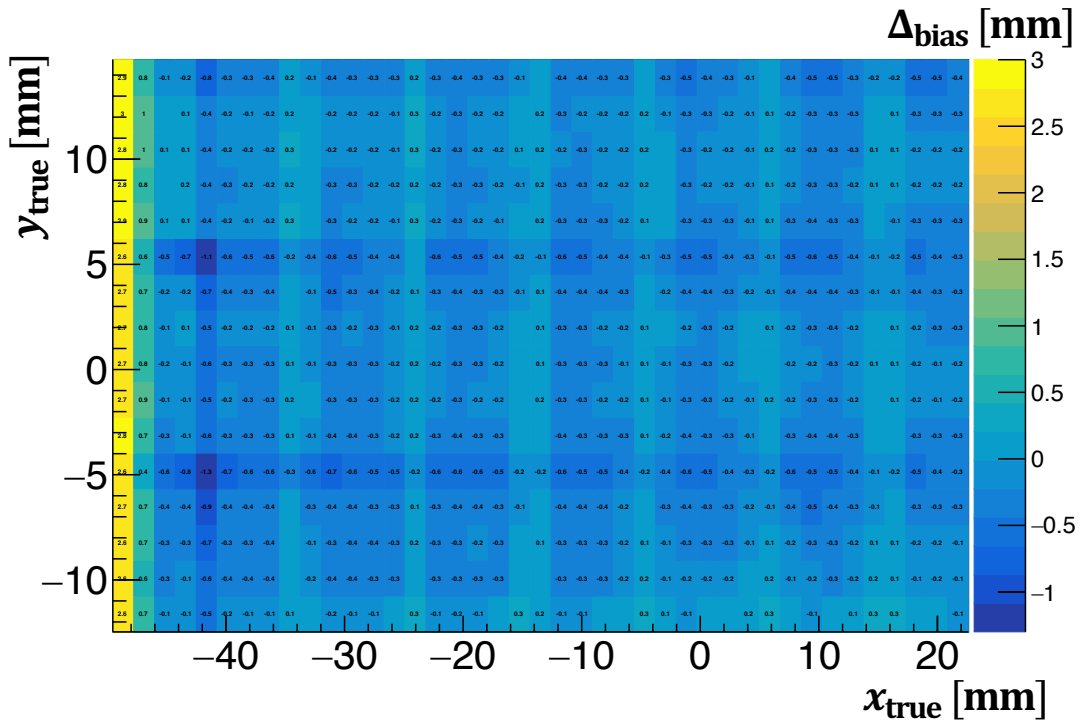


(a) Δ_{bias}

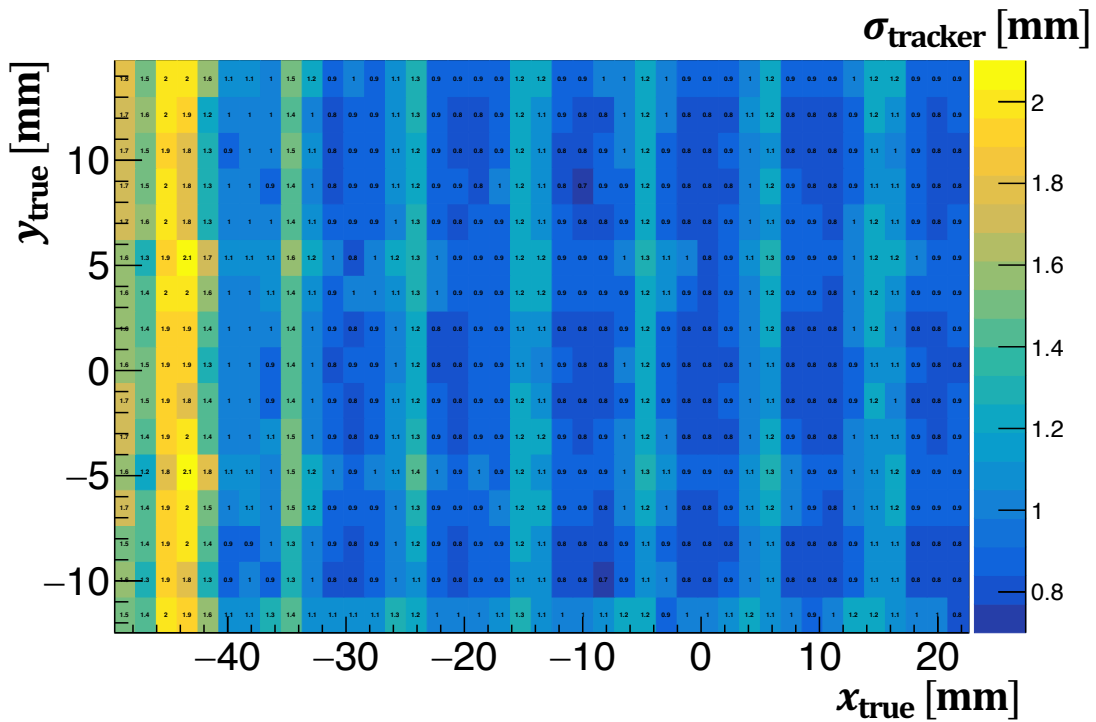


(b) σ_{tracker}

図 B.9: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).

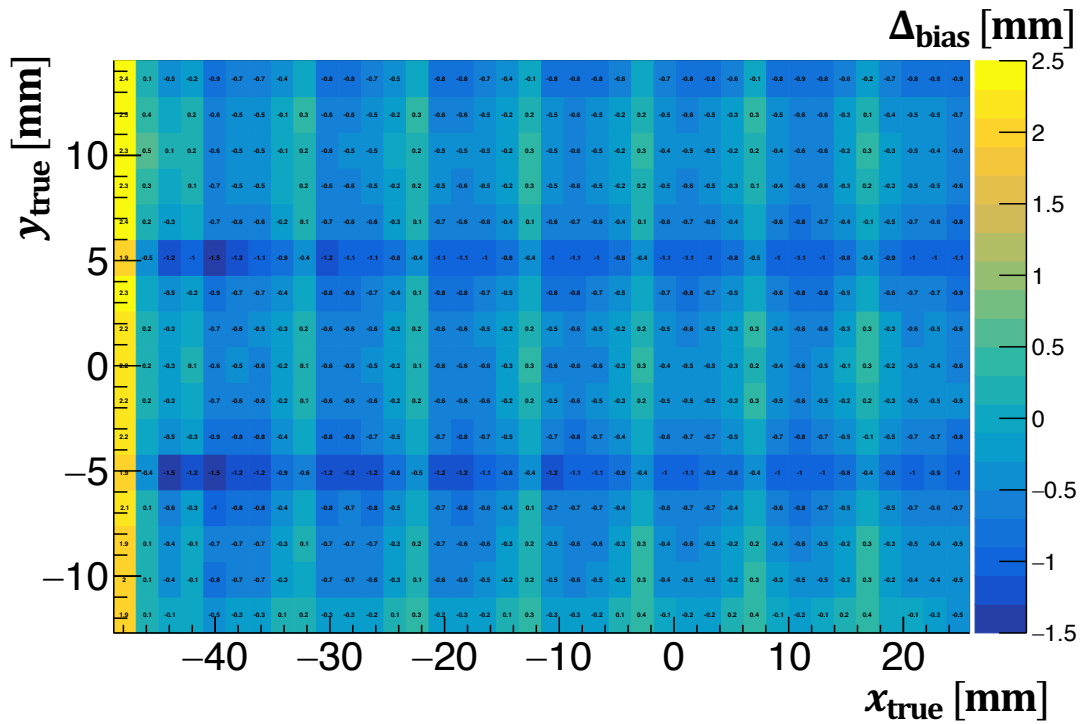


(a) Δ_{bias}

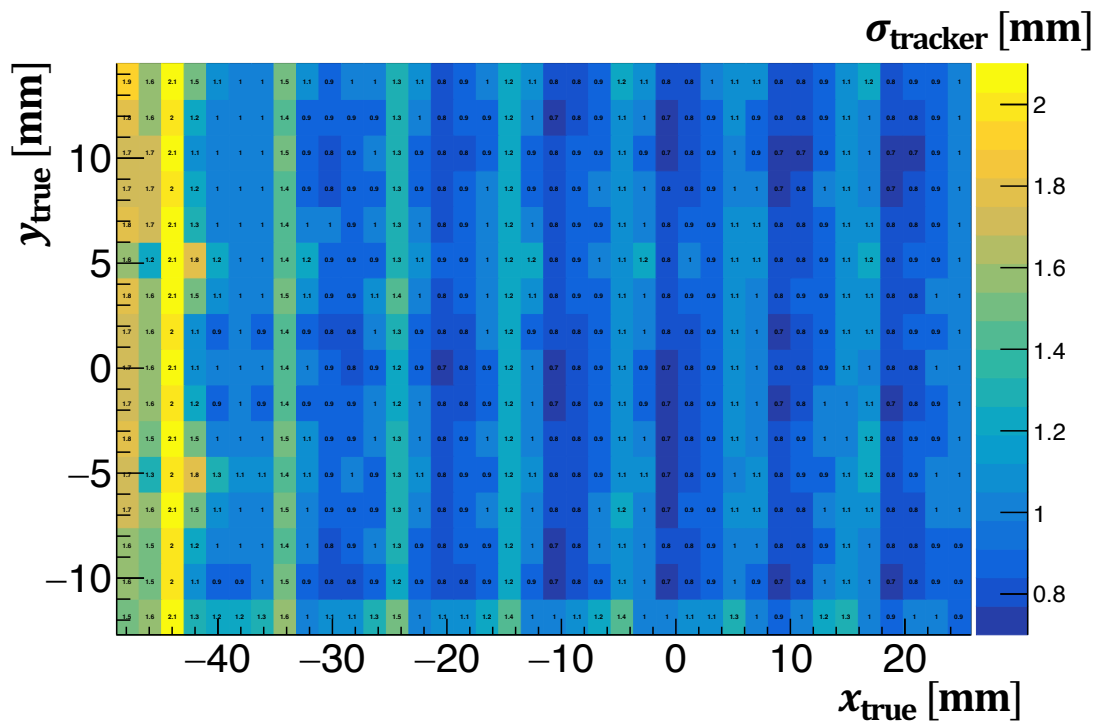


(b) σ_{tracker}

図 B.10: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 15^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).

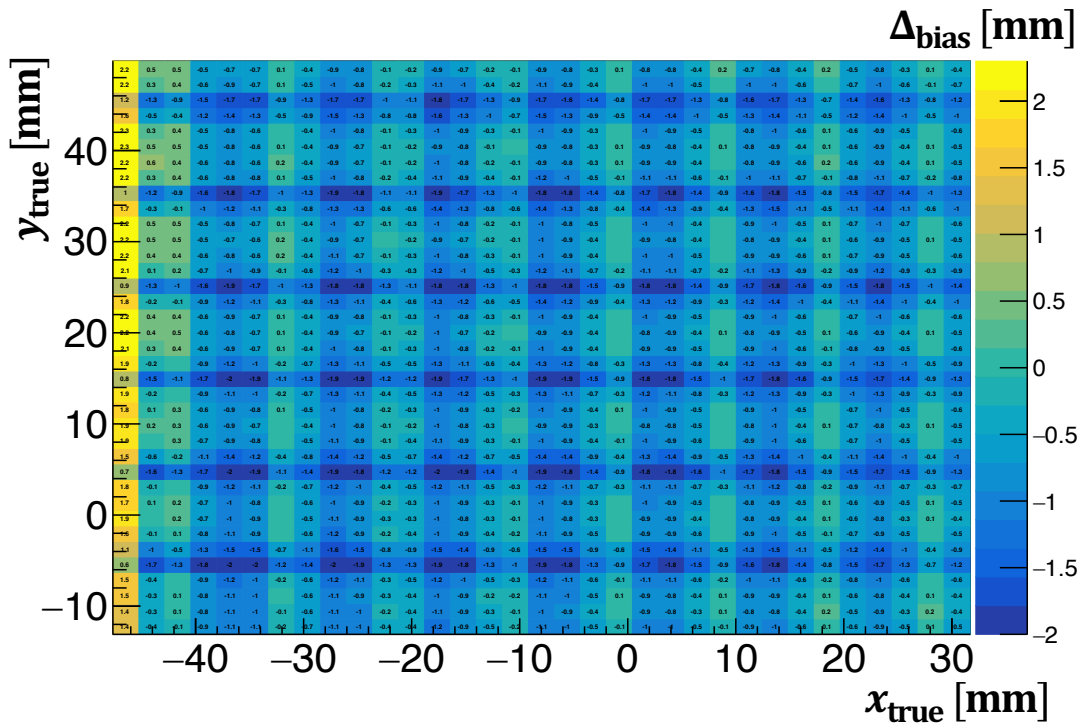


(a) Δ_{bias}

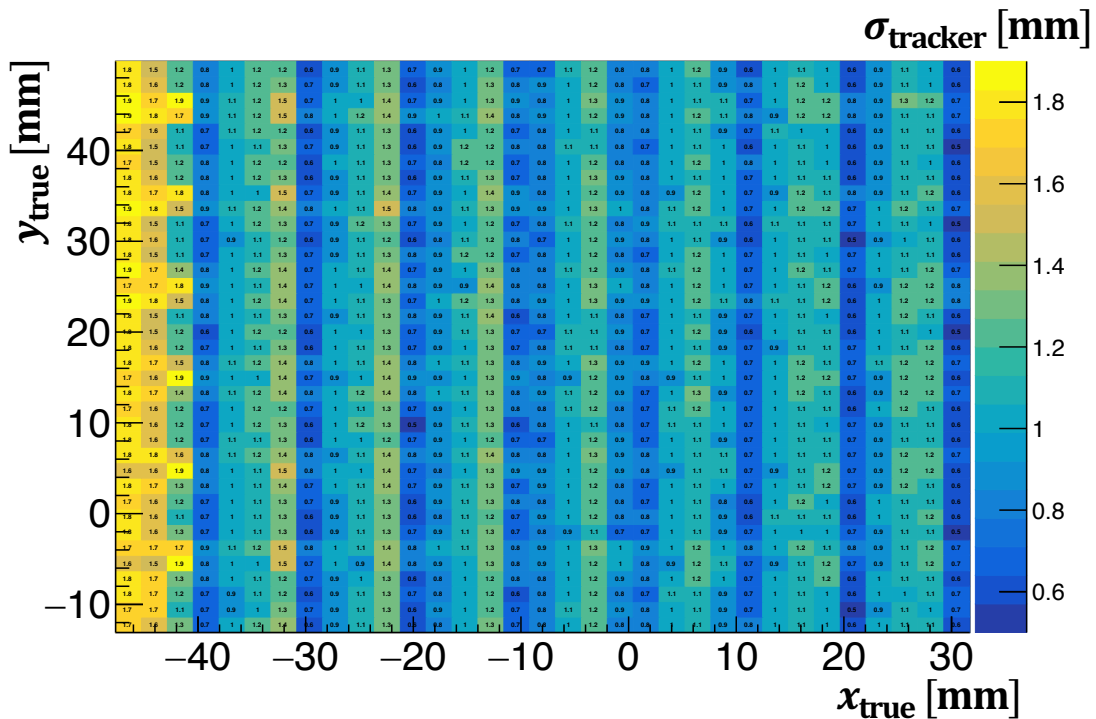


(b) σ_{tracker}

図 B.11: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 30^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).



(a) Δ_{bias}



(b) σ_{tracker}

図 B.12: 新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} , σ_{tracker} (シミュレーション).

付録 C 多粒子ヒットイベントにおける光量重心の算出方法

本章では、本文中では具体的に説明しなかった、多粒子ヒットイベントにおける光量重心の算出方法について説明する。

C.1 2粒子ヒットイベント (第9章)

9.4.1 節で説明した、2粒子ヒットイベントの位置再構成方法の Step 2 における2つの光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ ($x_{g,1} \leq x_{g,2}$) は次のようにして求める。

① グループ数が1のとき

全チャンネル数を M とし、ch i で観測された光量を N_i^{obs} とする。また、Step 1 によって決定された1つのグループに含まれるチャンネル数を m とし、そのグループに所属するチャンネル番号を a_1, \dots, a_m とする。グループ数が1のとき、最終的に決定されたグループは Step 1 手順②によってできたものであるから、 m は1から6までのいずれかである。それぞれの場合で、光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ ($x_{g,1} \leq x_{g,2}$) を次のように計算する。ただし、 N_i^{obs} ($i < 1$ または $i > M$) を含む項は加えないものとする。ここで、表記を簡単にするため、光量重心の重みを表す関数を $w(N) \equiv N^\alpha$ と定義し、重みの和を $W \equiv \sum w$ とする^{*73}。ただし、 α は9.2 節で導入した α である。

(a) $m = 1$ のとき

このとき、2粒子がほとんど同じ位置にヒットしたと考えられるため、 $x_{g,1}, x_{g,2}$ のどちらも1粒子ヒットと同じ方法で光量重心を求める^{*74}。

$$x_{g,1} = x_{g,2} = \sum_{i=1}^M \frac{w(N_i^{\text{obs}}) x_i}{W} \quad (\text{C.1})$$

(b) $m = 2$ のとき

このとき、チャンネル a_1, a_2 のそれぞれの位置付近に2粒子がヒットしたと考えられるため、 a_1, a_2 それぞれの周辺の光量の情報を用いて光量重心を求める。ただし、チャンネル a_1, a_2 には2粒子分の光量が混ざっていると考えられるため、 $x_{g,1}$ についてはチャンネル a_2 の光量

^{*73} 例えば、(b) $m = 2$ のときの $x_{g,1}$ についての重みは $W = w(N_{a_1-1}^{\text{obs}}) + w(N_{a_1}^{\text{obs}}) + w\left(\frac{N_{a_2}^{\text{obs}}}{2}\right)$ である。

^{*74} 2粒子が同じ位置にヒットした場合であっても、シンチレーション光の拡散により、 $m = 1$ となることはほとんどない。

の重みを $w \left(\frac{N_{a_2}^{\text{obs}}}{2} \right)$ とし, $x_{g,2}$ についてはチャンネル a_1 の光量の重みを $w \left(\frac{N_{a_1}^{\text{obs}}}{2} \right)$ とする.
 $m \geq 3$ についての説明は省略するが, $m \geq 3$ についても $m = 2$ の場合と同様である.

$$x_{g,1} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_1-1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-1} + w \left(N_{a_1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1} + w \left(\frac{N_{a_2}^{\text{obs}}}{2} \right) x_{a_2} \right] \quad (\text{C.2})$$

$$x_{g,2} = \frac{1}{W} \left[w \left(\frac{N_{a_1}^{\text{obs}}}{2} \right) x_{a_1} + w \left(N_{a_2}^{\text{obs}} \right) x_{a_2} + w \left(N_{a_2+1}^{\text{obs}} \right) x_{a_2+1} \right] \quad (\text{C.3})$$

(c) $m = 3$ のとき

$$x_{g,1} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_1-1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-1} + w \left(N_{a_1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1} + w \left(\frac{N_{a_2}^{\text{obs}}}{2} \right) x_{a_2} \right] \quad (\text{C.4})$$

$$x_{g,2} = \frac{1}{W} \left[w \left(\frac{N_{a_2}^{\text{obs}}}{2} \right) x_{a_2} + w \left(N_{a_3}^{\text{obs}} \right) x_{a_3} + w \left(N_{a_3+1}^{\text{obs}} \right) x_{a_3+1} \right] \quad (\text{C.5})$$

(d) $m = 4$ のとき

$$x_{g,1} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_1-1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-1} + w \left(N_{a_1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1} + w \left(N_{a_2}^{\text{obs}} \right) x_{a_2} \right] \quad (\text{C.6})$$

$$x_{g,2} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_3}^{\text{obs}} \right) x_{a_3} + w \left(N_{a_4}^{\text{obs}} \right) x_{a_4} + w \left(N_{a_4+1}^{\text{obs}} \right) x_{a_4+1} \right] \quad (\text{C.7})$$

(e) $m = 5$ のとき

$$x_{g,1} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_1-2}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-2} + w \left(N_{a_1-1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-1} + w \left(N_{a_1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1} + w \left(N_{a_2}^{\text{obs}} \right) x_{a_2} + w \left(\frac{N_{a_3}^{\text{obs}}}{2} \right) x_{a_3} \right] \quad (\text{C.8})$$

$$x_{g,2} = \frac{1}{W} \left[w \left(\frac{N_{a_3}^{\text{obs}}}{2} \right) x_{a_3} + w \left(N_{a_4}^{\text{obs}} \right) x_{a_4} + w \left(N_{a_5}^{\text{obs}} \right) x_{a_5} + w \left(N_{a_5+1}^{\text{obs}} \right) x_{a_5+1} + w \left(N_{a_5+2}^{\text{obs}} \right) x_{a_5+2} \right] \quad (\text{C.9})$$

(f) $m = 6$ のとき

$$x_{g,1} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_1-2}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-2} + w \left(N_{a_1-1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1-1} + w \left(N_{a_1}^{\text{obs}} \right) x_{a_1} + w \left(N_{a_2}^{\text{obs}} \right) x_{a_2} + w \left(N_{a_3}^{\text{obs}} \right) x_{a_3} \right] \quad (\text{C.10})$$

$$x_{g,2} = \frac{1}{W} \left[w \left(N_{a_4}^{\text{obs}} \right) x_{a_4} + w \left(N_{a_5}^{\text{obs}} \right) x_{a_5} + w \left(N_{a_6}^{\text{obs}} \right) x_{a_6} + w \left(N_{a_6+1}^{\text{obs}} \right) x_{a_6+1} + w \left(N_{a_6+2}^{\text{obs}} \right) x_{a_6+2} \right] \quad (\text{C.11})$$

② グループ数が2のとき

Step 1 によって決定された2つのグループに含まれるチャンネル数をそれぞれ m, n とし, そのグループに所属するチャンネル番号をそれぞれ $(a_1, \dots, a_m), (b_1, \dots, b_n)$ とする ($a_m < b_1$).
 また, $\Delta g \equiv b_1 - a_m - 1$ とし, Δg が偶数のとき $C \equiv \Delta g/2$, Δg が奇数のとき $C \equiv (\Delta g + 1)/2$

と定義する。 C は 2 つのグループ間のチャンネル数の半分であり、各グループ内の光量の情報とその周辺のチャンネル数 C だけ離れたチャンネルの光量の情報を用いて、次のようにして光量重心 $x_{g,1}, x_{g,2}$ ($x_{g,1} \leq x_{g,2}$) を計算する。ただし、 Δg が奇数のときには、 $a_m + C = b_1 - C$ であり、チャンネル $a_m + C (= b_1 - C)$ には 2 粒子分の光量が混ざっていると考えられるため、 $w(N_{a_m+C}^{\text{obs}}) \rightarrow w(N_{a_m+C/2}^{\text{obs}})$, $w(N_{b_1-C}^{\text{obs}}) \rightarrow w(N_{b_1-C/2}^{\text{obs}})$ とする。

$$x_{g,1} = \frac{1}{W} \left[\sum_{i=1}^m \left\{ w(N_{a_i}^{\text{obs}}) x_{a_i} \right\} + \sum_{\substack{i=1 \\ (a_1-i \geq 1)}}^C \left\{ w(N_{a_1-i}^{\text{obs}}) x_{a_1-i} + w(N_{a_m+i}^{\text{obs}}) x_{a_m+i} \right\} \right] \quad (\text{C.12})$$

$$x_{g,2} = \frac{1}{W} \left[\sum_{i=1}^n \left\{ w(N_{b_i}^{\text{obs}}) x_{b_i} \right\} + \sum_{\substack{i=1 \\ (b_n+i \leq M)}}^C \left\{ w(N_{b_1-i}^{\text{obs}}) x_{b_1-i} + w(N_{b_n+i}^{\text{obs}}) x_{b_n+i} \right\} \right] \quad (\text{C.13})$$

C.2 3 粒子ヒット以上も含めた多粒子ヒットイベント (第 10 章)

10.2.1 節で説明した、3 粒子ヒット以上も含めた他粒子ヒットイベントの位置再構成方法の Step 2 において、グループ数が 2 以上のとき、1 グループ内に 2 つのピークを含まない場合は、9.4.1 節におけるグループ数が 2 のときの方法と同様にして 1 つの光量重心を求める、と述べたが、厳密に記述すると、次のようにして光量重心を求める。

Step 1 によって決定されたグループを g_1, g_2, \dots, g_n とする。C.1 節と同様に、全チャンネル数を M とし、光量重心の重みを表す関数を $w(N) \equiv N^\alpha$ 、重みの和を $W \equiv \sum w$ と定義する。また、グループ g_i に含まれるチャンネルのうち最小のチャンネル番号を p_i 、最大のチャンネル番号を q_i と定義する。さらに、 $i = 2, 3, \dots, n$ に対して、 $\Delta g_i \equiv p_i - q_{i-1} - 1$ とし、 Δg_i が偶数のとき $C_i \equiv \Delta g_i / 2$ 、 Δg_i が奇数のとき $C_i \equiv (\Delta g_i + 1) / 2$ と定義する。なお、 C_1, C_{n+1} については、 $C_1 \equiv p_1 - 1, C_{n+1} \equiv M - q_n$ とする。 C_i は隣り合う 2 つのグループ間 (C_1, C_{n+1} についてはグループと側面の間) のチャンネル数の半分の意味する。このとき、グループ g_i が 1 グループ内に 2 つのピークを含むという条件を満たさない場合は、グループ g_i 内の光量の情報とその周辺のチャンネル数 $\min(C_i, C_{i+1})$ だけ離れたチャンネルの光量の情報を用いて、次式からグループ g_i に対応する光量重心 x_g を求める。ただし、 $i \geq 2$ かつ Δg_i が奇数のときには、 $w(N_{p_1-C_i}^{\text{obs}}) \rightarrow w(N_{p_1-C_i/2}^{\text{obs}})$ 、 $i \leq n-1$ かつ Δg_{i+1} が奇数のときには、 $w(N_{q_i+C_{i+1}}^{\text{obs}}) \rightarrow w(N_{q_i+C_{i+1}/2}^{\text{obs}})$ とする^{*75}。

$$x_g = \frac{1}{W} \left[\sum_{j=1}^{q_i} \left\{ w(N_j^{\text{obs}}) x_j \right\} + \sum_{\substack{j=1 \\ (j \leq C_{i+1})}}^{C_i} \left\{ w(N_{p_1-j}^{\text{obs}}) x_{p_1-j} + w(N_{q_i+j}^{\text{obs}}) x_{q_i+j} \right\} \right] \quad (\text{C.14})$$

^{*75} Δg_{i+1} が奇数のときに光量の 1/2 の α 乗を重みとする理由は C.1 節の説明と同様である。

表目次

1.1	現在のニュートリノ振動パラメータの測定値	6
2.1	SK で観測される ν_e 事象数と $\bar{\nu}_e$ 事象数の比についての系統誤差の内訳	15
4.1	NINJA 実験の経過	28
5.1	波長変換ファイバー Y-11(200)M の基本特性	44
5.2	過去の物理ラン A, B におけるトラッカーで使用された MPPC (S13081-050CS(X1)) の基本仕様	47
6.1	シンチレータ, 波長変換ファイバー, 空気, オプティカルセメントの屈折率	52
6.2	MPPC S13360-3075CS の基本仕様	54
6.3	光量確保のための工夫の各場合のシンチレータに関する条件	56
6.4	光量確保のための工夫に関するシミュレーション結果	58
6.5	光量確保のための工夫 A-1) の測定結果	61
6.6	光量確保のための工夫 A-2) の測定結果	62
6.7	光量確保のための工夫 A-3) の測定結果	62
6.8	光量確保のための工夫 B) の測定結果	62
6.9	光量確保のための工夫 C) の測定結果	63
6.10	光量確保のための工夫 D)+E) の測定結果	64
6.11	各シンチレータサンプルにおける散乱長 λ_{scat} の推定結果	68
6.12	各シンチレータサンプルにおける全チャンネルの光量の和	68
7.1	各入射角 θ_x での Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能	76
8.1	各小型試作機のシンチレータの種類と散乱体の濃度の比	81
8.2	ビームテストで用いた各 NIM モジュールの役割	83
8.3	各新型トラッカー小型試作機における散乱長 λ_{scat}	86
8.4	各新型トラッカー小型試作機のシンチレータの発光量	87
8.5	各測定における Δ_{bias} , σ_{tracker}	92
8.6	各測定における 1 GeV のミュオンの場合に変換後の位置分解能とその内訳 (実データ)	94
9.1	各入射角 θ_x , 各 α での Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能	98
10.1	x, y 方向それぞれの Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能	118

図目次

1.1	スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノの天頂角分布	5
2.1	T2K 実験の概念図	8
2.2	J-PARC の加速器	9
2.3	T2K ニュートリノビームラインの概要	10
2.4	T2K 実験における振動確率 (上, 中央) および off-axis 角ごとのニュートリノエネルギー分布 (下)	10
2.5	INGRID 検出器の概要	11
2.6	ND280 検出器	12
2.7	WAGASCI-Baby MIND 検出器	12
2.8	SK の概要	13
2.9	T2K 実験のこれまでの累積 POT とビーム強度	14
2.10	T2K 実験における $\delta_{CP}, \sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32}^2$ 測定の最新結果	14
3.1	ニュートリノと核子との反応のファインマンダイアグラム	16
3.2	ニュートリノ (反ニュートリノ) と核子との荷電カレント反応断面積	17
3.3	MiniBooNE 実験による $\nu_{\mu}CCQE$ 反応断面積の測定結果	22
3.4	2p2h 反応の模式図とファインマンダイアグラム	23
3.5	2p2h 反応の断面積のモデルによる違い	24
3.6	CCQE 反応を仮定して再構成されたニュートリノエネルギーと真のエネルギーの差	24
3.7	終状態相互作用 (FSI) の模式図	25
4.1	NINJA 実験で予想される 2p2h 反応での陽子の運動量分布	26
4.2	原子核乾板に記録されたニュートリノ反応由来の飛跡の顕微鏡写真	27
4.3	NINJA 実験の検出器	29
4.4	NINJA 実験物理ランにおける ECC	30
4.5	原子核乾板フィルムの構造	31
4.6	物理ランにおける ECC の配置	32
4.7	Baby MIND の外観	33
4.8	エマルジョンシフターの外観と構造	34
4.9	過去の物理ラン A, B で用いたシンチレーショントラッカーの外観	35
5.1	物理ラン A のシフター fixed wall 中心領域におけるミューオンの飛跡の位置・角度分布	37

5.2	検出器配置の top view	39
5.3	新型トラックのデフォルトのデザイン	41
5.4	新型トラックの位置検出の原理	41
5.5	シンチレーションファイバー SCSEF-78 の発光スペクトル	42
5.6	散乱長を変えたときのシンチレーション光の散乱の様子	42
5.7	波長変換ファイバーにおける光子捕集・全反射の様子	43
5.8	波長変換ファイバー Y-11(200)M の写真	43
5.9	波長変換ファイバー Y-11(200)M の吸収・発光スペクトル	44
5.10	過去の物理ラン A, B におけるトラックで使用された MPPC (S13081-050CS(X1)) の写真	45
5.11	MPPC の等価回路	45
5.12	MPPC からの信号の ADC 分布	45
5.13	GOMI コネクタの写真	47
5.14	MPPC 読み出しボード RAYRAW の外観	48
6.1	2 粒子ヒットのイベントを 1 粒子ヒットだと間違えて再構成したときの再構成位置	51
6.2	光量確保のための工夫	52
6.3	波長変換ファイバーとシンチレータのオプティカルセメントによる接着方法 A-2), A-3) の概念図	53
6.4	MPPC S13081-050CS(X1) と S13360-3075CS の PDE の比較	55
6.5	光量確保のための工夫に関する Geant4 によるシミュレーションのセットアップ	56
6.6	光量確保のための工夫に関する Geant4 によるシミュレーションの様子	57
6.7	シミュレーションで得られた光量分布のランダウ分布によるフィッティングの例	57
6.8	光量確保のための工夫についての測定のセットアップ	59
6.9	MPPC 読み出し基板の回路図	59
6.10	デジタルに記録される宇宙線ミュオンによる MPPC の信号の波形の例と ADC Integral の定義	60
6.11	キャリブレーションにおける 1 p.e. のガウス分布によるフィッティングの例	60
6.12	実測で得られた光量分布のランダウ分布によるフィッティングの例	60
6.13	光量確保のための工夫 A-2), A-3) の実測で用いたシンチレータ	61
6.14	光量確保のための工夫 C) の実測で用いた波長変換ファイバー先端のアルミ蒸着	63
6.15	光量確保のための工夫 D)+E) の実測で用いた波長変換ファイバー, GOMI コネク タ, MPPC	63
6.16	散乱体入りシンチレータのサンプル	65
6.17	各チャンネルの光量の分布のガウス分布によるフィッティングの例	67
6.18	各チャンネルの光量の分布のガウス分布フィッティングにおける σ のヒストグラム の例	67
6.19	シミュレーションにおいて得られた散乱長 λ_{scat} と σ の平均値の対応関係 (x 方向)	68
6.20	新型トラックのデザイン	70
7.1	Geant4 を用いたシミュレーションにおける座標軸とチャンネル番号の定義	71

7.2	$x = 2$ mm (y は -5 mm $\leq y \leq 5$ mm の範囲でランダム) に 1 GeV のミューオンを垂直に入射させたときの光量重心 x_g の分布	72
7.3	光量重心の平均値 \bar{x}_g と真の位置 x_{true} の対応関係	73
7.4	1 粒子ヒットイベントにおける位置再構成の例	73
7.5	再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布の例	74
7.6	それぞれの x_{true} の値および y_{true} の範囲における Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能	75
7.7	入射角 $\theta_x = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ で入射する様子	76
7.8	入射角度が $\theta_x = 0^\circ, 45^\circ$ ($\theta_y = 0^\circ$) のときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布	77
8.1	RARiS の研究施設の概要	79
8.2	ビームテストにおける検出器のセットアップ	80
8.3	新型トラッカー小型試作機	81
8.4	ビームテストにおけるデータ取得の回路図	83
8.5	ホドスコープによる 1 粒子ヒットイベント選択と新型トラッカー小型試作機における正しい通過位置の特定概念図	85
8.6	反射材の反射率のチューニング	87
8.7	新型トラッカー小型試作機②, ④に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての Δ_{bias} (実データ)	89
8.8	新型トラッカー小型試作機②, ④に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての σ_{tracker} (実データ)	90
8.9	新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射および入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させたときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布	92
9.1	光量重心の重み $(N_i^{\text{obs}})^\alpha$ の違いによる光量重心 x_g の分布の変化 ($x = 25$ mm, -5 mm $\leq y \leq 5$ mm に 1 GeV のミューオンを垂直に入射)	97
9.2	光量重心の重み $(N_i^{\text{obs}})^\alpha$ の違いによる対応関係 $x_{\text{true}} = f(\bar{x}_g)$ の変化	97
9.3	$\alpha = 1.0, 2.0$ のときの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布	99
9.4	1 粒子ヒットと多粒子ヒットの識別方法の評価に用いるシミュレーションのセットアップ	102
9.5	1 粒子ヒットイベントの $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}) / 38$ の分布	102
9.6	ミューオンと陽子, ミューオンと π 中間子 (π^+) を距離 $dr = 0, 10, 20$ mm で垂直に入射させたときの $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}}) / 38$ の分布	102
9.7	ミューオンと陽子を x 軸上での距離 dx で垂直に入射させたときの各チャンネルの光量の分布の例	103
9.8	2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 1	104
9.9	2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 2	105
9.10	2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 3	105
9.11	2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 2 における光量重心の求め方のイメージ	106
9.12	2 粒子ヒットイベントの位置再構成方法の評価に用いるシミュレーションのセットアップ	107

9.13 2粒子間の x 軸上の距離 dx ごとの Δ_{bias} , σ_{Gauss} , 位置分解能 107

10.1 ニュートリノ反応シミュレーターを用いた新型トラックのシミュレーションの概
念図 111

10.2 Geant4による新型トラックの検出器シミュレーションのセットアップ 112

10.3 新型トラックでのヒット粒子数の分布 113

10.4 多粒子ヒットイベントの位置再構成方法 Step 1 の例 114

10.5 1つのグループの中に2つのピークが含まれているイベントの例 115

10.6 1粒子ヒットイベントを多粒子ヒットイベントの再構成方法で再構成したときの再
構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布 116

10.7 1粒子ヒットイベント, およびヒット粒子数が2であり, 2粒子のヒット位置の x 軸上ま
たは y 軸上での距離が9.2 mm以上であるイベントについての $\chi^2(x_{\text{rec}}^{\text{single}}, y_{\text{rec}}^{\text{single}})/270$
の分布 116

10.8 ミューオンの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ ($y_{\text{rec}} - y_{\text{true}}$) の分布 118

10.9 ヒット粒子数ごとのミューオンの再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布 . . 118

10.10 新型トラックを通過するミューオンの真の位置 $x_{\text{true}}, y_{\text{true}}$ の分布 119

10.11 ミューオンの新型トラックへの入射角 θ_x, θ_y の分布 120

11.1 NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待されるニュートリノ・水反応の検出イベ
ント数 122

11.2 NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待される $\text{CC}0\pi2p$ 反応の検出イベント数 . 123

11.3 NINJA 実験物理ラン A, B, C 全体で期待される $\text{CC}0\pi2p$ 反応のイベントにおける
2本の陽子のなす角度の分布 123

12.1 次回の物理ラン C に向けた新型トラックの準備計画 126

12.2 新型トラック実機に用いる散乱体入りシンチレータの写真 126

12.3 HK の10年の運転において予測される δ_{CP} の真の値に対する CP 対称性の破れの感度 128

12.4 HK の運転期間に対する CP 対称性の破れの感度予測 129

A.1 最尤推定法によって求めた再構成位置と真の位置の差 $x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$ の分布の例 . . . 133

A.2 新型トラックの断面図 133

A.3 光量の期待値 $N_{11}^{\text{exp}}(x)$ の関数形 133

A.4 $\chi^2(x, c_{\text{rec}})/18$ の関数形の例 134

B.1 新型トラック小型試作機①に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セル
の x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (実データ) 138

B.2 新型トラック小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セル
の x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (実データ) 139

B.3 新型トラック小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 15^\circ$ で入射させた測定
における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (実データ) 140

B.4 新型トラック小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 30^\circ$ で入射させた測定
における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (実データ) 141

B.5	新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (実データ)	142
B.6	新型トラッカー小型試作機①に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	143
B.7	新型トラッカー小型試作機②に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	144
B.8	新型トラッカー小型試作機④ (4枚のシンチレータの貼り合わせ) に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	145
B.9	新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを垂直入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	146
B.10	新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 15^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	147
B.11	新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 30^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	148
B.12	新型トラッカー小型試作機③に陽電子ビームを入射角 $\theta_x = 45^\circ$ で入射させた測定における各セルの x 方向についての $\Delta_{\text{bias}}, \sigma_{\text{tracker}}$ (シミュレーション)	149

参考文献

- [1] W. Pauli, “Dear radioactive ladies and gentlemen”, *Phys. Today* 31N9, 27 (1978).
- [2] F. Reines, C. L. Cowan et al., “Detection of the Free Antineutrino”, *Phys. Rev.* 117, 159 (1960)
- [3] G. Danby et al., “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* 9, 36 (1962)
- [4] D. Decamp et al.(The ALEPH Collaboration), “Determination of the Number of Light Neutrino Species.”, *Phys. Lett. B* 231, 519 (1989).
- [5] K. Kodama et al.(The DONUT Collaboration), “Observation of Tau Neutrino Interactions”, *Phys. Lett. B*, 504(3), 218 (2001).
- [6] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”, *Prog. Theor. Phys.* 28, 870 (1962)
- [7] Y. Fukuda et al.(The Super-Kamiokande Collaboration), “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562 (1998).
- [8] L. Wolfenstein, “Neutrino Oscillations in Matter”, *Phys. Rev. D* 17, 2369 (1978).
- [9] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos”, *Sov. J. Nucl. Phys.* 42, 913 (1985).
- [10] R. Davis, Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, “Search for Neutrinos from the Sun”, *Phys. Rev. Lett.* 20, 1205 (1968).
- [11] K. S. Hirata et al., “Observation of ^8B Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector”, *Phys. Rev. Lett.* 63, 16 (1989).
- [12] A. I. Abazov et al., “Search for Neutrinos from the Sun Using the Reaction $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ ”, *Phys. Rev. Lett.* 67, 3332 (1991).
- [13] P. Anselmann et al. (The GALLEX Collaboration), “Solar Neutrinos Observed by GALLEX at Gran Sasso”, *Phys. Lett. B* 285, 376 (1992).
- [14] Q. R. Ahmad et al. (The SNO Collaboration), “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. Lett.* 89, 011301 (2002).

- [15] F. Capozzi et al., “Unfinished Fabric of the Three Neutrino Paradigm”, *Phys. Rev. D* 104, 083031 (2021).
- [16] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Measurements of Neutrino Oscillation Parameters from the T2K Experiment using 3.6×10^{21} protons on target”, *Eur. Phys. J. C* 83, 782 (2023).
- [17] A. D. Sakharov, “Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe”, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 5, 32 (1967).
- [18] P. F. de Salas et al., “2020 Global Reassessment of the Neutrino Oscillation Picture”, *J. High Energ. Phys.* 02, 071 (2021).
- [19] ZZ. Xing, ZH. Zhao, “A Review of $\mu - \tau$ Flavor Symmetry in Neutrino Physics”, *Rep Prog Phys.* 79(7), 076201 (2016).
- [20] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “The T2K Experiment”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 659, 106 (2011).
- [21] T2K 実験ホームページ, “About T2K”, <https://t2k-experiment.org/ja/about-t2k>.
- [22] J-PARC ホームページ, “加速器とは”, <https://j-parc.jp/Acc/ja/index.html>.
- [23] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Evidence of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam”, *Phys. Rev. D* 88, 032002 (2013).
- [24] K. Matsuoka et al., “Design and Performance of the Muon Monitor for the T2K Neutrino Oscillation Experiment”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 624, 591 (2010).
- [25] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 694, 211 (2012).
- [26] S. Assylbekiv et al., “The T2K ND280 Pff-Axis Pi-Zero Detector”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 686, 48 (2012).
- [27] P. A. Amaudruz et al., “The T2K Fine-Grained Detectors”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 696, 1 (2012).
- [28] N. Abgrall et al., “Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 637.1 25 (2011).
- [29] D. Allan et al., “The Electromagnetic calorimeter for the T2K Near Detector ND280”, *JINST* 8, 10019 (2013).
- [30] S. Aoki et al., “The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 698, 135 (2013).

-
- [31] K. Abe et al., “T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report”, <https://arxiv.org/abs/1901.03750>(2019).
- [32] K. Yasutome (on behalf of the T2K Collaboration), “First Physics Run of the WAGASCI-Baby MIND Detector with Full Setup”, PoS NuFact 2019, 119 (2020).
- [33] M. Antonova et al., “Baby MIND: A Magnetized Segmented Neutrino Detector for the WAGASCI Experiment”, JINST 12, C07028 (2017).
- [34] S. Fukuda et al. (The Super-Kamiokande Collaboration), “The Super-Kamiokande Detector”, Nucl. Instrum. Meth. A 501, 418 (2003).
- [35] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations”, Nature 580, 339 (2020).
- [36] K. Abe et al. (The Super-Kamiokande Collaboration), “Second Gadolinium Loading to Super-Kamiokande”, Nucl. Instrum. Meth. A 1065, 169480 (2024).
- [37] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Measurements of Neutrino Oscillation Parameters from the T2K Experiment Using 3.6×10^{21} Protons on Target”, Eur. Phys. J. C 83, 782 (2023).
- [38] S. Igarashi et al., “Accelerator Design for 1.3-MW Beam Power Operation of the J-PARC Main Ring”, Prog. Theor. Exp. Phys., 2021(3), 033G01 (2021).
- [39] C. Bronner (on behalf of the T2K Collaboration), “Recent Results and Future Prospects from T2K”, The XXX International Conference of Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2022) (2022).
- [40] J. A. Formaggio and G. P. Zeller, “From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales”, Rev. Mod. Phys. 84, 1307 (2012).
- [41] C. H. Llewellyn Smith, “Neutrino Reactions at Accelerator Energies”, Phys. Rept. 3, 261 (1972).
- [42] R. G. Sachs, “High-Energy Behavior of Nucleon Electromagnetic Form Factors”, Phys. Rev. 126, 2256 (1962).
- [43] M. Gourdin, “Weak and Electromagnetic Form Factors of Hadrons”, Phys. Rept. 11, 29 (1974).
- [44] R. Bradford, A. Bodek, H. Budd, and J. Arrington, “A New Parameterization of the Nucleon Elastic Form Factors”, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 159, 127 (2006).
- [45] J. Liu et al. (The UCNA Collaboration), “Determination of the Axial-Vector Weak Coupling Constant with Ultracold Neutrons”, Phys. Rev. Lett. 105, 181803 (2010).

- [46] D. Mund et al., “Determination of the Weak Axial Vector Coupling $\lambda = g_A/g_V$ from a Measurement of the β -Asymmetry Parameter A in Neutron Beta Decay”, *Phys. Rev. Lett.* 110, 172502 (2013).
- [47] V. Bernard, L. Elouadrhiri, and U. Meißner, “Axial Structure of the Nucleon”, *J. Phys. G* 28, R1 (2002).
- [48] S. L. Adler, “Tests of the Conserved Vector Current and Partially Conserved Axial-Vector Current Hypotheses in High-Energy Neutrino Reactions”, *Phys. Rev.* 135, B963 (1964).
- [49] R. A. Smith and E. J. Moniz, “Neutrino Reactions on Nuclear Targets”, *Nucl. Phys. B* 43, 605 (1972).
- [50] J. Nieves, E. Oset, and C. Garcia-Recio, “A Theoretical Approach to Pionix Atoms and the Problem of Anomalies”, *Nucl. Phys. A* 554, 509 (1993).
- [51] J. Nieves, I. Ruiz Simo, and M. J. Vicente Vacas, “Inclusive Charged-Current Neutrino-Nucleus Reactions”, *Phys. Rev. C* 83, 045501 (2011).
- [52] B. Bourguille, J. Nieves, and F. Sánchez, “Inclusive and Exclusive Neutrino-Nucleus Cross Sections and the Reconstruction of the Interaction Kinematics”, *J. High Energy Phys.* 04, 004 (2021).
- [53] M. Valverde, J. E. Amaro, and J. Nieves, “Theoretical Uncertainties on Quasielastic Charged-Current Neutrino-Nucleus Cross Sections”, *Phys. Lett. B* 638, 325 (2006).
- [54] O. Benhar, A. Fabrocini, S. Fantoni, and I. Sick, “Spectral Function of Fine Nuclei and Scattering of GeV Electrons”, *Nucl. Phys. A* 579, 493 (1994).
- [55] O. Benhar and A. Fabrocini, “Two Nucleon Spectral Function in Infinite Nuclear Matter”, *Phys. Rev. C* 62, 034304 (2000).
- [56] R. D. Woods and D. S. Saxon, “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering”, *Phys. Rev.* 95, 577 (1954).
- [57] R. Gran et al. (The K2K Collaboration), “Measurement of the Quasielastic Axial Vector Mass in Neutrino Interactions on Oxygen”, *Phys. Rev. D* 74, 052002 (2006).
- [58] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (The MiniBooNE Collaboration), “First Measurement of the Muon Neutrino Charged Current Quasielastic Double Differential Cross Section”, *Phys. Rev. D* 81, 092005 (2010).
- [59] L. B. Auerbach et al. (The LSND Collaboration), “Measurement of Charged Current Reactions of ν_μ on ^{12}C ”, *Phys. Rev. C* 66, 015501 (2002).
- [60] V. Lyubushkin et al. (The NOMAD Collaboration), “A Study of Quasi-Elastic Muon Neutrino and Antineutrino Scattering in the NOMAD Experiment”, *Eur. Phys. J. C* 63, 355 (2009).

- [61] K. Sh. Egiyan et al. (The CLAS Collaboration), “Observation of Nuclear Scaling in the $A(e, e')$ Reaction at $x_B > 1$ ”, *Phys. Rev. C* 68, 014313 (2003).
- [62] K. S. Egiyan et al. (The CLAS Collaboration), “Measurement of Two- and Three-Nucleon Short-Range Correlation Probabilities in Nuclei”, *Phys. Rev. Lett.* 96, 082501 (2006).
- [63] R. Shneor et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), “Investigation of Proton-Proton Short-Range Correlations via the $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ Reaction”, *Phys. Rev. Lett.* 99, 072501 (2007).
- [64] A. Bodek, H. S. Budd, and M. E. Christy, “Neutrino Quasielastic Scattering on Nuclear Targets”, *Eur. Phys. J. C* 71, 1726 (2011).
- [65] R. Subedi et al., “Probing Cold Dense Nuclear Matter”, *Science* 320, 1476 (2008).
- [66] J. Nieves, I. R. Simo, and M. J. V. Vacas, “The Nucleon Axial Mass and the MiniBooNE Quasielastic Neutrino-Nucleus Scattering Problem”, *Phys. Lett. B* 707, 72 (2012).
- [67] M. Martini, M. Efcson, G. Chanfray, and J. Marteau, “Unified Approach for Nucleon Knock-Out and Coherent and incoherent Pion Production in Neutrino Interactions with Nuclei”, *Phys. Rev. C* 80, 065501 (2009).
- [68] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Precise Measurement of the Neutrino Mixing Parameter θ_{23} from Muon Neutrino Disappearance in an Off-Axis Beam”, *Phys. Rev. Lett.* 112, 181801 (2014).
- [69] Y. Hayato and L. Pickering, “The NEUT Neutrino Interaction Simulation Program Library”, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 230, 4469 (2021).
- [70] L. Alvarez-Ruso et al., “NuSTEC White Paper: Status and Challenges of Neutrino-Nucleus Scattering”, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 100, 1 (2018).
- [71] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature* 159, 694 (1947).
- [72] N. Agafonova et al. (The OPERA Collaboration), “Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam”, *Phys. Rev. Lett.* 120, 211801 (2018).
- [73] Y. Suzuki et al., “Wide Angle Acceptance and High-Speed Track Recognition in Nuclear Emulsion”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022, 063H01 (2022).
- [74] T. Odagawa, “Study of Neutrino-Water Interactions using Nuclear Emulsion Detectors with Improved Event Reconstructions”, Ph.D. thesis, Kyoto University (2022).
- [75] T. Fukuda et al., “First Neutrino Event Detection with Nuclear Emulsion at J-PARC Neutrino Beamline”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2017, 063C02, (2017).

- [76] A. Hiramoto et al. (The NINJA Collaboration), “First Measurement of $\bar{\nu}_\mu$ and ν_μ Charged-Current Inclusive Interactions on Water Using a Nuclear Emulsion Detector”, *Phys. Rev. D* 102, 072006 (2020).
- [77] H. Oshima et al. (The NINJA Collaboration), “First Measurement Using a Nuclear Emulsion Detector of the ν_μ Charged-Current Cross Section on Iron Around the 1 GeV Energy Region”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2021, 033C01 (2021).
- [78] H. Oshima et al. (The NINJA Collaboration), “Measurements of Protons and Charged Pions Emitted from ν_μ Charged-Current Interactions on Iron at a Mean Neutrino Energy of 1.49 GeV Using a Nuclear Emulsion Detector”, *Phys. Rev. D* 106, 032016 (2022).
- [79] T. Odagawa et al., “Momentum Reconstruction of Charged Particles Using Multiple Coulomb Scatterings in a Nuclear Emulsion Detector”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022, 113H01 (2022).
- [80] V. L. Highland, “Some Practical Remarks on Multiple Scattering”, *Nucl. Instrum. Meth.* 129, 497 (1975).
- [81] G. R. Lynch and O. I. Dahl, “Approximations to Multiple Coulomb Scattering”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* 58, 6 (1991).
- [82] T. Toshito et al., “ π/p Separation at 1.2 GeV/ c by an Emulsion Cloud Chamber”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 516, 436 (2004).
- [83] 福田努, “長基線ニュートリノ振動実験 OPERA での (dE/dx) 測定による π/μ 粒子識別法の研究”, 名古屋大学修士論文 (2006).
- [84] K. Yasutome, “新検出器 Baby MIND を導入した T2K-WAGASCI 実験の最適化と解析アルゴリズムの構築”, 京都大学修士論文 (2018).
- [85] K. Kodama et al., “A Micro Segment Chamber for the Cosmic-Ray Balloon Experiment”, *Adv. Space Res.* 37, 2120 (2006).
- [86] S. Takahashi et al., “Time Stamp Technique Using a Nuclear Emulsion Multi-Stage Shifter for Gamma-Ray Telescope”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 620, 192 (2010).
- [87] H. Rokujo et al., “Multi-Stage Shifter for Subsecond Time Resolution of Emulsion Gamma-Ray Telescopes”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 701, 127 (2013).
- [88] S. Takahashi et al., “GRAINE Project: The First Balloon-Borne, Emulsion Gamma-Ray Telescope Experiment”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2015, 043H01 (2015).
- [89] S. Takahashi et al., “GRAINE 2015, A Balloon-Borne Emulsion γ -Ray Telescope Experiment in Australia”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2016, 073F01 (2016).
- [90] S. Takahashi and S. Aoki (The GRAINE Collaboration), “GRAINE Project, Prospects for Scientific Balloon-Borne Experiments”, *Adv. Space Res.* 62, 2945 (2018).

- [91] H. Rokujo et al., “First Demonstration of Gamma-Ray Imaging Using a Balloon-Borne Emulsion Telescope”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2018, 063H01 (2018).
- [92] Y. Nakamura et al., “Performance of an Emulsion Telescope for Gamma-Ray Observations in the GRAINE2018 Balloon-Borne Experiment”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2021, 123H02 (2021).
- [93] T. Odagawa et al., “Design and Performance of a Scintillation Tracker for Track Matching in Nuclear-Emulsion-Based Neutrino Interaction Measurement”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 1034, 166775 (2022).
- [94] 西山正吾, “散乱体入りシンチレータを用いたファイバー読み出し粒子飛跡検出器の開発”, 神戸大学修士論文 (2002).
- [95] クラレ社, ホームページ, <https://www.kuraray.co.jp>.
- [96] クラレ社, プラスチックシンチレーションファイバー カタログ, https://www.kuraray.co.jp/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf.
- [97] S. Agostinelli et al. (The GEANT4 Collaboration), “GEANT4 - A Simulation Toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 506, 250 (2003).
- [98] Eljen Technology 社, Reflective Paint EJ-510 Data Sheet, https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-510.pdf.
- [99] 浜松ホトニクス社, MPPC 技術資料, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf
- [100] Riku Tamura, “Construction and Performance of a Neutrino Detector for Neutrino-Nucleus Interaction Cross-Section Measurements(ニュートリノ-原子核反応断面積測定のためのニュートリノ検出器の構成と性能)”, 東京大学修士論文 (2018).
- [101] A. Aab et al. (The Pierre Auger Collaboration), “Muon Counting Using Silicon Photomultipliers in the AMIGA Detector of the Pierre Auger Observatory”, *JINST* 12, P03002 (2017).
- [102] 五味慎一, “半導体光検出器 MPPC の性能評価システムの構築”, 京都大学修士論文 (2008).
- [103] 宮原正也, “汎用 MPPC 読み出し ASIC “YAENAMI” の改善と評価状況”, 計測システム研究会 2024 (2024).
- [104] Eljen Technology 社, Optical Cement EJ-500 Data Sheet, https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-500.pdf.
- [105] 浜松ホトニクス社, S13360 シリーズ データシート, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf

- [106] 山本健介, “J-PARC E69 実験 (WAGASCI プロジェクト) における高速応答シンチレータの性能評価とシミュレーションによる荷電粒子の運動方向同定能力の評価”, 横浜国立大学卒業論文 (2019).
- [107] Eljen Technology 社, General Purpose Plastic Scintillator EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212 Data Sheet, https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-200_EJ-204_EJ-208_EJ-212.pdf.
- [108] 大塚電子株式会社, “積分半球を用いた光源の全光束測定”, <https://www.otsukael.jp/weblearn/chapter/learnid/74/page/4>.
- [109] 株式会社アルミ建築研究所, “「反射特性」について学ぶ”, <https://aluken.com/articles/detail.php?ATID=170&SEID=>
- [110] CAEN 社, Digitizer DT5725/DT5725S 商品ページ, <https://www.caen.it/products/dt5725>.
- [111] ジーテック社, ホームページ, <http://www.ggg-tech.co.jp/>
- [112] カネコ真空社, ホームページ, <https://www.k-shinku.co.jp/>.
- [113] シグナス社, ホームページ, <https://www.signus.co.jp/>.
- [114] CAEN 社, Digitizer DT5740 商品ページ, <https://www.caen.it/products/dt5740>.
- [115] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), “Review of Particle Physics”, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022).
- [116] 東北大学先端量子ビーム科学研究センター, ホームページ, <https://www.raris.tohoku.ac.jp>.
- [117] 東北大学先端量子ビーム科学研究センター電子光理学研究部門, ホームページ, <https://www.lns.tohoku.ac.jp>.
- [118] 浜松ホトニクス社, S13361-3050 シリーズ データシート, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13361-3050_series_kapd1054e.pdf
- [119] Open-It, 汎用 MPPC 読み出しモジュール, <https://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public>
- [120] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag (1994).
- [121] S. Baker and R. D. Cousins, “Clarification of the Use of CHI-Square and Likelihood Functions in Fits to Histograms”, Nucl. Instrum. Meth. 221, 437 (1984).

-
- [122] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “T2K Neutrino Flux Prediction”, *Phys. Rev. D* 87, 012001 (2013).
- [123] R. Brun et al. “GEANT Detector Description and Simulation Tool” , CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [124] C. Bronner (on behalf of the Hyper-Kamiokande Collaboration), “Hyper-Kamiokande Status”, The 25th International Workshop on Neutrinos from Accelerators (NuFact 2024) (2024).
- [125] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 389 (1997).
- [126] ROOT - Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch>.