

修士論文

T2K 実験における電子増倍管によるミュオンビーム測定と
陽子ビーム軌道再構成の改善

Muon beam measurement using electron multiplier tubes and
Improvement of proton beam orbit reconstruction
in the T2K experiment

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

素粒子実験（加速器）研究室

小林綜太

2025 年

概要

T2K 実験は日本で行われている長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) でニュートリノビームを生成し、295 km 離れた岐阜県飛騨市のスーパーカミオカンデ (SK) でニュートリノを観測する。ニュートリノが飛行中にフレーバーを変えるニュートリノ振動の観測により、レプトンセクターの CP 対称性の破れの発見を目標としている。T2K 実験は CP 対称性の破れの兆候を捉えているが、その信頼度は 90% でニュートリノ振動事象の統計誤差が大きく未だ結論には至っていない。そのため陽子ビームの強度を増強し、ニュートリノイベントの統計量を増やす計画である。本論文ではニュートリノビームラインにおける 2 つの課題解決に取り組んだ。

1 つ目は陽子ビーム軌道再構成の改善である。大強度陽子ビームを用いる加速器ニュートリノ実験では、機器の保全やニュートリノフラックス不定性削減のため、ビーム軌道を精度良く再構成することが重要である。T2K 実験では、ニュートリノ検出器との位置関係から、特にターゲットでの垂直方向の位置が重要である、しかし陽子ビーム軌道再構成に使用するビームモニターの数の違いにより、ターゲットにおけるビーム位置の垂直方向の不定性は水平方向よりも大きい。そこで本研究では、垂直偏向磁石をモデル化することで、ターゲットにおけるビーム位置の再構成誤差を 6.1% 削減し、ビーム角度の誤差を 44% 削減した。本研究で陽子ビーム位置の誤差に関するフラックス不定性の最大値を従来の 49% に削減することができた。

2 つ目はミューオンモニターの改善である。T2K 実験でニュートリノ生成の副産物であるミューオンを監視するモニター (MUMON) では、現在使用しているセンサーは将来のビーム強度で長期的な運転が難しいことがわかっている。そこで新しいセンサーとして、高い放射線耐性を持った電子増倍管 (Electron Multiplier Tube, EMT) の実装が進められている。2023 年 1 月から 7 個の EMT を MUMON に横 1 列に設置し、1 次元方向のミューオンビーム測定の実証実験を始めた。

本研究では 2024 年 11 月に EMT をさらにインストールし、13 個のセンサーを十字型に配置してミューオンビームプロファイルの 2 次元測定を行った。通常運転時の強度のビームでは、EMT は MUMON に要求される精度を満たすことが確認できた。一方でビームライン調整のための低強度のビームでは信号が大きくばらつき、ビーム測定精度が要求を満たさないことが明らかになった。この問題に対し、7 スピル程度の平均電荷でビームプロファイルを再構成すれば要求精度を満たすことを示した。

2025 年 11 月からは 25 個のセンサーを星型に配置してビームプロファイル測定を行った。しかし、新しくインストールした EMT の信号電荷に大きな不安定性が見られ、今後の原因究明が極めて重要である。

本研究によって、EMT は高強度ビームで MUMON に要求される精度を満たすことが分かった。低強度ビームの測定では 1 スピルの測定精度は悪いが、短時間の平均電荷でビームプロファイルを再構成することで要求精度を満たすことが示された。またセンサーを増やすことでビーム中心測定精度は改善されることも分かった。これらの結果を踏まえ、今後は 49 個の EMT をインストールし、後継実験のハイパーカミオカンデ実験までには MUMON のメイン検出器として実現する計画である。

目次

第 1 章	ニュートリノの物理	7
1.1	ニュートリノ	7
1.2	ニュートリノ振動	7
1.2.1	ニュートリノ振動の物理	7
1.2.2	ニュートリノ振動の発見	9
1.2.3	振動パラメータ	9
第 2 章	T2K 実験	13
2.1	概要	13
2.1.1	J-PARC	13
2.1.2	オフアクシス法	14
2.1.3	前置検出器	15
2.1.4	後置検出器	19
2.2	観測の現状	20
2.2.1	将来計画	22
第 3 章	J-PARC ニュートリノビームライン	24
3.1	ニュートリノビームライン	24
3.1.1	一次ビームライン	24
3.1.2	二次ビームライン	25
3.2	ビームモニター	27
3.2.1	ビームプロファイル及びビーム位置モニター	28
3.2.2	ビーム強度に関するモニター	30
3.3	ビームラインの課題	31
第 4 章	陽子ビーム軌道の再構成精度の向上	34
4.1	ビームダイナミクス	34
4.2	従来の陽子ビーム軌道の再構成	39
4.3	SSEM17 の追加に必要な偏向磁石のモデル化	40
4.3.1	磁場分布のモデル化	41
4.3.2	SSEM17 を追加した解析方法のまとめ	42
4.4	T2K Run13 のデータを用いた解析結果	43
4.4.1	SSEM17 を追加した軌道再構成におけるパラメータとフィットエラーの変化	43
4.4.2	ESM20 の測定値の予測	43
4.5	フラックス不定性の変化	44
4.5.1	シミュレーション手法	45
4.5.2	求めたいフラックスの陽子ビームパラメータ	46
4.5.3	フラックス不定性の変化	46

4.6	本章のまとめ	48
第 5 章	ミュオンモニター	51
5.1	検出器の概要	51
5.1.1	Si センサー	53
5.1.2	IC センサー	54
5.1.3	配線と信号の読み出し	54
5.2	キャリブレーション	54
5.3	ビーム方向測定と系統誤差	56
5.4	高強度化に向けた課題	56
第 6 章	電子増倍管	59
6.1	概要	59
6.1.1	EMT の検出原理	59
6.1.2	要求性能	61
6.2	先行研究	61
6.2.1	プロトタイプの検証	61
6.2.2	電子ビームによる試験	63
6.3	ビーム測定の実証実験	64
6.3.1	7 個のセンサーによるミュオンビーム測定	67
第 7 章	EMT によるビームの測定	69
7.1	高強度ビーム	69
7.1.1	信号電荷の安定性	70
7.1.2	ビームプロファイル測定	70
7.1.3	ref-EMT を用いたキャリブレーション	71
7.2	低強度ビーム	73
7.2.1	信号電荷の安定性	73
7.2.2	ビームプロファイルの測定	80
7.2.3	測定精度向上に向けた対策案	82
7.3	低強度ビームの新しいキャリブレーション方法	83
7.3.1	新手法の説明	84
7.3.2	新手法の実現性の確認	85
7.3.3	キャリブレーション係数の比較	85
7.4	2025 年以降の新しい EMT 配置での測定	86
7.4.1	低強度ビーム	87
7.4.2	高強度ビーム	87
7.5	本章のまとめ	90
第 8 章	結論	91
	謝辞	91
	参考文献	93

目次

1.1	SK に入射する大気ニュートリノ	9
1.2	SK で観測されたニュートリノ振動	10
1.3	ニュートリノ質量順序	11
2.1	J-PARC にある 3 つの加速器 (LINAC, RCS, MR)	13
2.2	陽子ビームのバンチ構造	14
2.3	親パイオンとニュートリノの運動学的関係	15
2.4	ν_μ ビーム生成時のスーパーカミオカンデにおけるニュートリノフラックス	15
2.5	INGRID の概要	16
2.6	INGRID が測定したニュートリノビームプロファイル	16
2.7	WAGASCI 検出器群の全体図	17
2.8	ND280 の概観図	18
2.9	SFGD のデザイン図	18
2.10	CCQE 反応のファインマンダイアグラム	19
2.11	CC1 π 反応のファインマンダイアグラム	19
2.12	深非弾性散乱のファインマンダイアグラム	19
2.13	スーパーカミオカンデの全体図	20
2.14	チェレンコフ光の放出の図	21
2.15	SK で観測されたイベントディスプレイ	21
2.16	3.6×10^{21} POT を用いた T2K 実験の解析結果	22
2.17	SK と T2K の統合解析の結果	22
3.1	ニュートリノビームラインの概略図	25
3.2	二次ビームラインの断面図	25
3.3	T2K 実験で使用する炭素ターゲット	26
3.4	第 1・第 2・第 3 ホーンの断面図	27
3.5	ホーンを流れる電流と磁場の向きの関係	27
3.6	ニュートリノビームライン上のビームモニター	28
3.7	ビームライン (左側) から取り出された SSEM	29
3.8	SSEM の検出原理	29
3.9	5 番目の SSEM で測定したビームプロファイル	29
3.10	ESM の写真	30
3.11	ESM のチャンネルの配置	30
3.12	ESM の信号波形	30
3.13	OTR の読み出し	31
3.14	OTR のカメラで読み出したビームプロファイル	31
3.15	OTR のディスク	31
3.16	ビームパイプの取り付けられた CT	32

3.17	CT の構成	32
3.18	CT の信号波形	32
3.19	FHC モードにおける SK の ν_μ フラックスの不定性の内訳	33
4.1	直交曲線座標系	35
4.2	Courant-Snyder 不変量とエミッタンス, Twiss Parameter の関係	37
4.3	ドリフト空間、四極磁石による (χ, χ') 位相空間の変化	38
4.4	SSEM17 より下流のビームライン	39
4.5	FVD2 の実際の曲げ角を考慮した陽子ビーム軌道	41
4.6	FVD2 の印加電流ごとの磁場の分布図	41
4.7	FVD2 の電流と BL の関係	42
4.8	β をパラメータとしたときの、あるスピルのフィット結果	43
4.9	SSEM17 有りと無しのフィットにおける y, y_b, y', y_0 の分布	44
4.10	ESM20 の位置におけるビーム中心の予測と ESM20 の測定値の比較	45
4.11	平均的なパラメータにおけるバッフル上流でのビーム中の各粒子の位置と角度の二変量分布	48
4.12	$(y_b \pm \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$ の時の SK における ν_μ フラックスの変化	49
4.13	$(y_b \mp \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$ の時の SK における ν_μ フラックスの変化	49
5.1	MUMON の全体図	52
5.2	MUMON のセンサー位置	52
5.3	シミュレーションにより得られた、ホーン電流が +320 kA での MUMON に入射する粒子の運動量分布	53
5.4	Si センサーの検出原理	53
5.5	Si センサーの写真	53
5.6	IC チェンバー内部構造	54
5.7	IC センサーパッドの構造	54
5.8	MUMON 室とハットの測定器系	55
5.9	Si の波形の例	55
5.10	Si センサー面の約 10 cm 下流にある移動式架台と ref-Si	56
5.11	Si の出力電荷の減少	57
5.12	2023 年 12 月から 2024 年 12 月の期間の Si センサーの電流モニター値の推移	57
5.13	ビーム強度に対する Ar ベースのガスを用いている時の IC の非線形性	58
6.1	EMT とブリーダー回路の写真	59
6.2	ブリーダー回路の回路図	60
6.3	EMT の検出原理の模式図	60
6.4	EMTC3 と C4 の配置	62
6.5	EMTC3 の線形性	62
6.6	EMTC4 の線形性	63
6.7	ビームテストで測定した EMT の線形性	64
6.8	EMT の信号とビーム強度の関係	64
6.9	EMT と Si の信号電荷の減少の比較	65
6.10	取り付けられた直後の EMT	65
6.11	EMT と IC のセンサー配置図	66
6.12	インストールした時期ごとに使用されている EMT の治具	66
6.13	2023 年 12 月 25 日に Si と EMT で測定したビームプロファイルのヒストリープロット	67
6.14	2023 年 12 月 25 日に Si と EMT で測定したビームプロファイルの相関	67

6.15	3 kW のビーム強度での Si と EMT で測定したビームプロファイルの関係	68
7.1	2024 年 11 月からの EMT の十字型配置	70
7.2	Si4-6 と EMT4-6 の信号電荷の分布	70
7.3	Si と EMT の信号電荷によるビームプロファイルフィット	71
7.4	Si と EMT で測定された x, y 方向のビーム中心測定の時間変化	72
7.5	Si と EMT で測定された x, y 方向のビーム幅測定の時間変化	73
7.6	Si と EMT で測定された x, y 方向のビーム中心 (c) と幅 (w) 測定の差の時間変化	74
7.7	Si と EMT の測定値の差の分布。いずれも (EMT の測定値)-(Si の測定値)	75
7.8	ref-Si と ref-EMT によるキャリブレーション係数	75
7.9	3 kW、ホーン電流 0 kA 低強度ビームにおける Si と EMT の信号電荷の比較	76
7.10	3 kW、ホーンの電流 0 kA 低強度ビームにおける Si と EMT の信号電荷の関係	76
7.11	3 kW, 0 kA の 101 スピルにおける、Si と EMT のセンサーごとの信号電荷の分布の標準偏差を 平均値で割った値の百分率 [%]	77
7.12	EMT の信号電荷の電圧依存性	78
7.13	2 バンチの総積分値に対する 1 番目と 2 番目のバンチの ADC 積分値の差の割合 [%]	79
7.14	y スキャン中の 1 スピルを x, y 方向の 1 次元ガウシアンでフィットしたもの	81
7.15	x スキャンにおける、EMT と Si で測定された中心位置 (上) と幅 (下) の差	81
7.16	y スキャンにおける、EMT と Si で測定された中心位置 (上) と幅 (下) の差	82
7.17	EMT4-4 における平均スピル数と信号電荷の不安定性の関係	83
7.18	x, y スキャン時における、4 スピルの平均電荷でフィットした EMT と Si のビームプロファイル の差 (EMT-Si)	83
7.19	貯めたスピル数と、EMT と Si のプロファイル差の分布の標準偏差の関係	84
7.20	高強度用電圧で低強度ビームを測定した時の EMT の波形	85
7.21	EMT と Si で測定した 150 スピル平均電荷ミューオンプロファイルとフィット結果	86
7.22	新手法と従来手法のキャリブレーション係数の比	86
7.23	低強度ビーム測定時の EMT の印加電圧 [V]	87
7.24	星型配置での信号電荷のばらつき [%]	87
7.25	EMT 十字型配置 (Plus config) と星型配置 (Star config) のそれぞれの測定値と Si 全 49 チャン ネルの測定値の差	88
7.26	EMT の出力電荷のヒストリープロット	89
7.27	EMT3-3 の電荷のヒストリープロット	89
7.28	12/10 21:45 ごろの 10 スピルと 12/11 00:01 ごろの 10 スピルの平均波形	90

表目次

1.1	ニュートリノ振動パラメータとその決定に主に寄与したニュートリノ	10
2.1	2023 年の解析で使われた SK のイベントサンプルとイベント数	21
3.1	後述するバッフルの上流における T2K Run13 の陽子ビームパラメータ	24
4.1	x 方向のビーム中心測定の系統誤差の内訳	39
4.2	y 方向のビーム中心測定の系統誤差の内訳	39
4.3	バッフル上流における陽子ビームパラメータの典型的な誤差の値	40
4.4	SSEM17 有りとなしでのフィットにおける、フィットパラメータの誤差	43
4.5	解析に用いたバッフル上流におけるワイドビームの陽子ビームパラメータ	46
4.6	バッフル上流における Run91 の平均的な陽子ビームパラメータと誤差	46
4.7	re-weighting で作成するフラックスの陽子ビームパラメータ	47
4.8	SSEM の有無と 0.8~1.0 GeV の領域におけるフラックス不定性の大きさの関係	47
4.9	SSEM の有無と 1.0~1.2 GeV の領域におけるフラックス不定性の大きさの関係	47
4.10	re-weighting で作成するフラックスの、バッフル上流における陽子ビームパラメータ	49
4.11	SSEM17 無しのパラメータ誤差にバッフルにおける相関係数を使った場合の、SSEM の有無と 1.0~1.2 GeV 領域におけるフラックス不定性の大きさの関係	50
5.1	各センサーに使用するアッテネーションレベル	54
5.2	MUMON の測定中心の系統誤差の内訳	56
6.1	EMTC3 と C4 のブリーダー回路の静電容量	62
6.2	最終的な EMT のブリーダー回路	63
7.1	十字型配置で各 EMT に印加した電圧 [V	69
7.2	2024 年の Run14 で行ったキャリブレーション時のビーム条件	72
7.3	二次電子数の計算に必要なパラメータ	77
7.4	ミューオンがカソードで二次電子を放出した際のカソードとダイノードにおける発生電子数とその統計揺らぎ	79
7.5	ミューオンとカソードの相互作用による二次電子に由来する EMT 信号電荷の不定性	79
7.6	EMT と Si のビームプロファイルの差	80

第1章

ニュートリノの物理

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは、物質の最小単位である素粒子の1つであり、電荷と色荷を持たないレプトンである。素粒子に働く力(強い力、弱い力、電磁気力、重力)のうち、重力と弱い力でのみ相互作用するため、稀にしか検出できない。

ニュートリノは原子核がベータ崩壊する際のベータ線の連続エネルギースペクトルや窒素・リチウム原子核の統計性を説明するため、電氣的に中性で相互作用をほとんどしない粒子として、1930年にパウリによって予言された [1][2]。1956年にはライネスとコーワンによって、初めてニュートリノが観測された [3]。この実験では原子炉から放出される反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ と水分子中の陽子との反応

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

を観測することによって、ニュートリノの存在を証明した。1962年には、レーダーマンがミューニュートリノ $\bar{\nu}_\mu$ を発見し [4]、2000年には DONUT コラボレーションによってタウニュートリノ $\bar{\nu}_\tau$ の存在が直接検出で明らかになった [5]。2006年には CERN の LEP (Large Electron-Positron collider) を使った測定により、弱い相互作用をする軽いニュートリノは3世代であることが示された [6]。以上のような発見により、標準模型の範囲でニュートリノは荷電レプトン (e, μ, τ) に対応するように3世代 (ν_e, ν_μ, ν_τ) 存在することが明らかになった。

弱い相互作用はパリティを最大限に破っており、左巻きの粒子または右巻きの反粒子にのみ作用する。重力以外に弱い相互作用しかしないニュートリノは、左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノしか観測されていない。一方で標準模型の枠組みで質量を獲得するには、左巻き粒子と右巻き粒子の両方が要求される。したがって、ニュートリノは質量が0の粒子であると考えられてきた。しかしニュートリノ振動という現象が観測されたことにより、ニュートリノが有限の質量を持つことが明らかになった。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが飛行中に世代(フレーバー)を変える現象である。ニュートリノがごくわずかずつ異なる質量をもち、質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) と弱い相互作用のフレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) が混合していることで起こる。この現象はポンテコルボや牧・中川・坂田によって1962年に提唱された [7]。

1.2.1 ニュートリノ振動の物理

ニュートリノの混合は 3×3 のユニタリ行列によって、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

と表せる。 U_{PMNS} は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列と呼ばれる。三世代の混合行列は一般に3つの混合角 ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) と1つの複素位相角 (δ_{CP}) で、次のように表せる。

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}$$

ここで $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ である。反粒子の場合、 U_{PMNS} の複素共役 U_{PMNS}^* で混合が表される。つまり $\delta_{\text{CP}} \rightarrow -\delta_{\text{CP}}$ となる。したがって、 $s_{12}s_{13}s_{23} \neq 0$ で $\delta_{\text{CP}} \neq 0$, π のとき、粒子と反粒子で混合に違いが生じ、CP 対称性の破れが現れる。

ニュートリノ振動は、ニュートリノの時間発展で起こる現象である。固有質量 m_j で運動量 \vec{p} の質量固有状態 $|\nu_j\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_j(t, \vec{p})\rangle = e^{-i(\sqrt{|\vec{p}^2 + m_j^2}t - \vec{p} \cdot \vec{x})} |0, \vec{p}\rangle \quad (j = 1, 2, 3) \quad (1.3)$$

となる。ここでは簡単のため $\hbar = c = 1$ とする自然単位系を用いた。ニュートリノの質量が運動量に対して十分小さいとすると、

$$\sqrt{|\vec{p}^2 + m_j^2} \approx |\vec{p}| + \frac{m_j^2}{2E}$$

と近似できる。さらにニュートリノの速さが光速 c に近似できるとすると、距離 L だけ運動した時刻は $t \approx L$ となる。以上より、距離 L 運動したニュートリノの状態は、

$$|\nu_j(L, E)\rangle = e^{-i\frac{m_j^2 L}{2E}} |0, E\rangle \quad (1.4)$$

と書ける。式 (1.1)、(1.4) を用いて、 $L = 0$ でフレーバー固有状態 ν_l ($l = e, \mu, \tau$) であった状態が、距離 L 運動した後の状態は次のように書ける。

$$\begin{aligned} |\nu_l(L, E)\rangle &= \sum_j U_{lj}^* |\nu_j(L, E)\rangle \\ &= \sum_j U_{lj}^* e^{-i\frac{m_j^2 L}{2E}} |0, E\rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

ここで、 U_{lj} は U_{PMNS} 行列の (l, j) 成分である。したがって、距離 L 運動した後に $|\nu_{l'}\rangle$ として観測される確率は以下ようになる。

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) &= |\langle \nu_{l'} | \nu_l(L, E) \rangle|^2 = \left| \sum_j U_{lj} U_{l'j}^* e^{-i\frac{m_j^2 L}{2E}} \right|^2 \\ &= \delta_{ll'} - 4 \sum_{i>k} \text{Re}[U_{l'i} U_{l'i}^* U_{l'k}^* U_{lk}] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ik}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>k} \text{Im}[U_{l'i} U_{l'i}^* U_{l'k}^* U_{lk}] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ik}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

ここで $\delta_{ll'}$ はクロネッカーのデルタ記号である。また Δm_{ik}^2 は質量二乗差 $\Delta m_{ik}^2 = m_i^2 - m_k^2$ である。この式から、ニュートリノが 0 でない質量をもち質量固有状態が縮退していないフレーバー間では、フレーバー固有状態が振動することがわかる。

ここで CP 対称性の破れの大きさを示す Jarlskog 不変量を以下のように定義する。

$$J_{\text{CP}} = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{\text{CP}} \quad (1.7)$$

また、 $\sin^2(\frac{\Delta m_{ik}^2 L}{4E})$ の項を、 Δm^2 [eV²/c⁴], L [km], E [GeV] の単位で表すと、 $\sin^2(\frac{1.27\Delta m_{ik}^2 L}{E})$ となる。さらに $\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \sim 0$ と近似し、後述する物質効果の影響は無視すると、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は次のように書ける [8]。

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m_{32}^2 L}{E} \right) \\ &\quad \mp \frac{1.27\Delta m_{21}^2 L}{E} 8J_{\text{CP}} \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m_{32}^2 L}{E} \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

第二項の符号は、ニュートリノであれば負、反ニュートリノでは正である。CP 対称性が破れている場合、振動確率の違いが二項目に現れる。この振動を精密に測定することにより、CP 対称性が破れているかどうかを調べることができる。一方、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の確率は、同様の近似を使って次のように書ける [8]。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - 4 \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \times (1 - \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23}) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{32}^2 L}{E} \right) \quad (1.9)$$

このモードの測定より、 θ_{23} や Δm_{32}^2 といった、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率に寄与するパラメータを精密に測定することができる。

1.2.2 ニュートリノ振動の発見

ニュートリノ振動は 1998 年にスーパーカミオカンデ (SK) で発見された [9]。SK は大型水チェレンコフ検出器である。地球表面には、宇宙線と大気物質の衝突で生成されたハドロンの崩壊 ($\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ など) に由来する大気ニュートリノが降り注いでいる。ニュートリノは重力以外では弱い力でのみ物質と反応するため、GeV エネルギー領域ではほとんど地球をすり抜ける。そのため図 1.1 のように、SK の上方からは SK の上空で生成されたニュートリノが約 10 km 飛行して入射するが、下方からは地球の裏側の大气で生成されたニュートリノが約 10^4 km 飛行して入射する。図中の θ はニュートリノの入射角を示す。SK の上方から下方に向かうニュートリノは $\cos \theta > 0$ であり、下方から上方に向かうニュートリノは $\cos \theta < 0$ である。

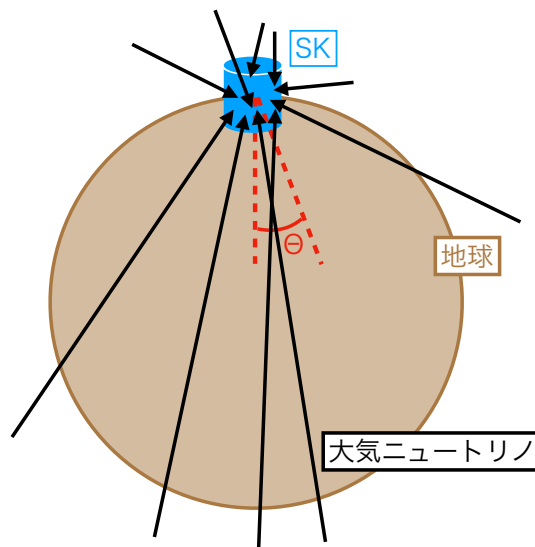


図 1.1: SK に入射する大気ニュートリノ。

SK ではニュートリノ反応により生成されたレプトンが電子かミュオンかを見分けることができる (詳細は次章)。図 1.2 に、SK の観測結果を示す。図は検出されたチェレンコフ光の光量によって、sub-GeV 領域と multi-GeV 領域に分けられている。特に ν_μ イベントにおいて、 $\cos \theta < 0$ の領域で有意な不一致が見られる。この結果から、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ のニュートリノ振動が確認された。また 90% の信頼度で $\sin^2 2\theta_{23} > 0.82$ 、 $5 \times 10^{-5} < \Delta m_{21}^2 < 6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4$ が示された [9]。これらの結果は、ニュートリノの質量が 0 でないことを意味し、素粒子物理の標準模型に修正が必要なことを示した。

1.2.3 振動パラメータ

3 つの混合角 ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) と 1 つの複素位相角 (δ_{CP})、またニュートリノ質量の二乗差 $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2$ は、振動パラメータと呼ばれる。それぞれのパラメータは様々な実験で測定されている。目的や実験環境に合わせて、原

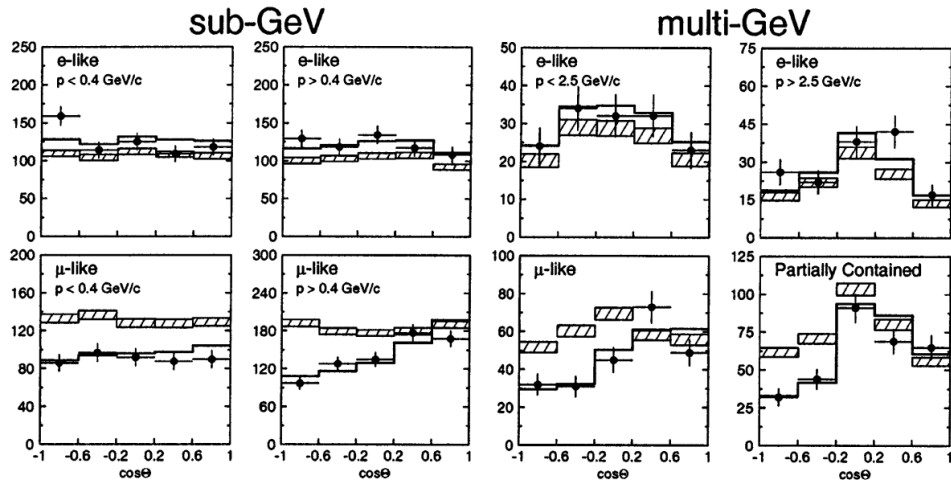


図 1.2: SK で観測されたニュートリノ振動 [9]。上段の 4 つが ν_e イベントで、下段の 4 つが ν_μ イベント。いずれのグラフも横軸は $\cos \theta$ で、縦軸はイベント数。黒い点は観測したイベント値を示す。網掛けで示された値はニュートリノ振動が起これない場合に期待されるイベント数で、太線は振動 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) が起こるとした時のイベント数の best-fit 予想値を表す。

子炉から放出される原子炉ニュートリノ、大気中で生成されて地球に降り注ぐ大気ニュートリノ、太陽から地球に到達する太陽ニュートリノ、加速器で人工的に生成した加速器ニュートリノが測定された。国際的なコラボレーションである Particle Data Group (PDG) では、表 1.1 のような数値がまとめられている。

表 1.1: ニュートリノ振動パラメータとその決定に主に寄与したニュートリノ。正・逆順序は後述する、ニュートリノ質量固有状態の質量順序を表す [10]。

パラメータ	(ベストフィット) $\pm 1\sigma$	主なニュートリノ
$\sin^2 \theta_{12}^2$	$0.30^{+0.013}_{-0.012}$	原子炉、太陽
$\sin^2 \theta_{23}^2$	$0.558^{+0.015}_{-0.021}$ (正順序)	加速器、大気
$\sin^2 \theta_{23}^2$	$0.553^{+0.016}_{-0.024}$ (逆順序)	加速器、大気
$\sin^2 \theta_{13}^2$	$2.19 \pm 0.07 \times 10^{-2}$	原子炉、加速器
Δm_{21}^2	$7.53 \pm 0.18 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	太陽、原子炉、加速器
Δm_{32}^2	$2.455 \pm 0.028 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (正順序)	原子炉、加速器
Δm_{32}^2	$-2.529 \pm 0.029 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (逆順序)	原子炉、加速器
δ_{CP}	$1.19 \pm 0.22 \times \pi \text{ rad}$	加速器、大気

このようなパラメータのうち、特に Δm_{32}^2 、 θ_{23} 、 δ_{CP} は以下のような未解決問題が残っており、さらに精密な測定のための実験が進められている。

Δm_{32}^2 : 質量順序の解明

ニュートリノ振動確率の式において、 Δm_{32}^2 は $\sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{32}^2 L}{E}\right)$ として振動に寄与する。したがって、これだけでは $\Delta m_{32}^2 < 0$ の場合と $\Delta m_{32}^2 > 0$ の場合の区別が付かない。一方で Δm_{21}^2 は太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノの測定によって $7.53 \pm 0.18 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ であることが分かっている。以上の事実から、ニュートリノ質量固有状態の質量 m_1 、 m_2 、 m_3 の順序には、図 1.3 のように正順序と逆順序の 2 種類の可能性がある。ニュートリノ質量の順序は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊など、ニュートリノ振動以外の物理現象でも重要な性質である。

質量順序は特に大気ニュートリノにおけるニュートリノ振動で物質効果を考慮することで、測定可能である。ニュートリノが地球内部を飛行する際、地球のコアやマントルといった高密度な領域では、物質中の電子と電子ニュートリノの相互作用が無視できない。そのため電子ニュートリノは次の V のようなポテンシャル中を飛行す

ることに等しい。

$$V = \pm \sqrt{G_F N_e}. \quad (1.10)$$

ここで $\sqrt{G_F}$ はフェルミ定数で、 N_e は物質中の電子密度である。符号は (反) ニュートリノで正 (負) である。これにより実効的な Δm_{32}^2 と $\sin^2 2\theta_{13}$ は、以下の $\Delta m_{32,M}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{13,M}$ のように修正される。

$$\begin{aligned} \Delta m_{32,M}^2 &= \Delta m_{32}^2 \sqrt{\sin^2 2\theta_{13} + (\Gamma - \cos 2\theta_{13})^2}, \\ \sin^2 2\theta_{13,M} &= \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{\sin^2 2\theta_{13} + (\Gamma - \cos 2\theta_{13})^2}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Γ は、ニュートリノのエネルギー E を用いて $\Gamma = \frac{2VE}{\Delta m_{32}^2}$ と表される値である。ここで、 $\Gamma = \cos 2\theta_{13}$ となるようなニュートリノのエネルギーでは、 $\sin^2 2\theta_{13,M}$ は最大値をとり、 $(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ への振動確率は共鳴的に増加する。このような振動確率の増加は、質量順序が正順序である場合は ν_μ で、逆順序の場合は $\bar{\nu}_\mu$ で起こる。したがって ν_μ 、 $\bar{\nu}_\mu$ において、どちらで振動確率が増幅されたかを調べることによって、質量順序を調べることができる。2023 年には SK の解析により、92.3% の信頼度で正順序の傾向が示された [11]。

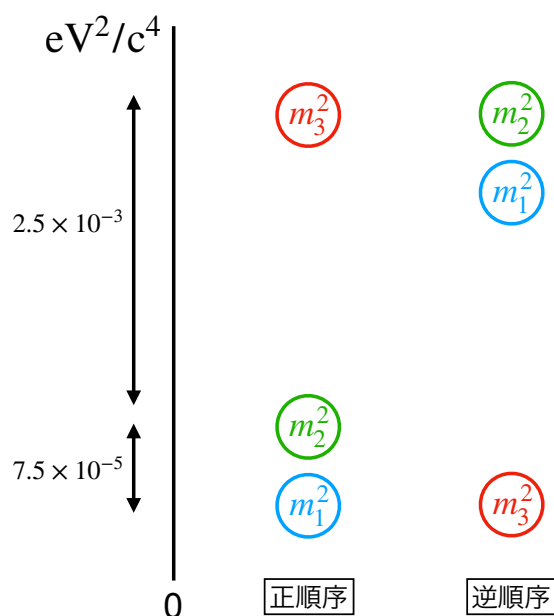


図 1.3: ニュートリノ質量順序。 $m_1 < m_2 < m_3$ を正順序、 $m_3 < m_1 < m_2$ を逆順序という。

$\theta_{23} : \theta_{23}$ のオクタント

θ_{23} はニュートリノ振動確率の式に $\sin^2 \theta_{23}$ として現れる。そのため測定結果から、 $\theta_{23} > 45^\circ$ か $\theta_{23} < 45^\circ$ かを判別することは難しい。現在の測定精度では $\theta_{23} = 45^\circ$ の可能性が棄却されていない。仮に $\theta_{23} = 45^\circ$ である場合、 ν_μ と ν_τ に何らかの対称性があることが示唆される [12]。長基線の加速器ニュートリノ実験で $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の確率を測定することにより、 θ_{23} のさらなる精密測定が進んでいる。

δ_{CP} : CP 対称性の破れ

宇宙が始まったとき、物質と反物質は同じ数だけ生成された。しかし現在の宇宙では、物質だけが存在している。これを宇宙の物質反物質非対称性という。1967 年、サハロフは物質反物質非対称性を説明するための条件を以下のようにまとめた (サハロフの 3 条件) [13]。

1. バリオン数の破れ
2. C 対称性と CP 対称性の破れ
3. 非熱平衡の相互作用

1964年にクローニンとフィッチにより、中性 K 中間子の崩壊の測定からクォークにおける CP 対称性の破れは発見された [14]。しかし測定された δ_{CP} やクォーク同士の混合角の大きさから、クォークだけで現在の物質優位性を説明するには CP の破れの大きさが 10 桁程度足りないことがわかった [15]。そこでレプトンの CP 対称性の破れに注目が集まっている。前述の通り $\delta_{CP} \neq 0, \pi$ の時、粒子と反粒子で混合に違いが生じ、ニュートリノの CP 対称性の破れが現れる。次章からはこのニュートリノの CP 対称性の破れを探索している T2K 実験について述べる。

第 2 章

T2K 実験

2.1 概要

T2K 実験はニュートリノ振動の観測によって CP 対称性の破れの探索や $\theta_{23}, \Delta m_{32}^2$ などを精密に測定することを目的としている実験で、2010 年からデータの取得を開始した。茨城県東海村の J-PARC で ν_μ ビームを生成し、295 km 離れた岐阜県飛騨市にあるスーパーカミオカンデで観測する。 ν_μ が飛行中に ν_e に変化した事象や ν_μ の消失事象を振動事象としている。また T2K 実験では、 ν_μ ビームと $\bar{\nu}_\mu$ ビームの両方で運転可能である。 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ や $\bar{\nu}_\mu$ の消失事象の観測結果も解析に用いることによって、振動パラメータを精密に測定することができる。

2.1.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、図 2.1 中の 3 つの加速器によって陽子を 30 GeV に加速する。



図 2.1: J-PARC にある 3 つの加速器 (LINAC, RCS, MR)。

1 つ目の加速器は LINAC と呼ばれる全長約 300 m の直線型加速器である。ここでは負水素イオン源から H^- イオンを取り出し加速する。この間に加速器空洞が 41 台並んでおり、400 MeV まで加速される。

RCS (Rapid Cycling Synchrotron) は周長約 330 m のシンクロトロン加速器である。RCS への入射部において、炭素薄膜により H^- が陽子に変換される。シンクロトロン加速器とは、磁場を調整して同じ軌道を周回させながら粒子を加速する加速器の総称である。約 10 台の加速器空洞と約 160 台の電磁石を用いて、陽子の運動エネ

ルギーを 3 GeV まで加速する。LINAC・RCS は粒子の加速や取り出しを 25 Hz の繰り返し周期で行っている。

RCS で加速された陽子ビームの一部は MLF (物質・生命科学実験施設) に輸送される。他のビームは 3-50BT と呼ばれるビーム輸送ラインを通じて、MR (Main Ring) に輸送される。MR は周長約 1570 m のシンクロトロン加速器である。陽子は 30 GeV の運動エネルギーまで加速される。

加速された陽子は電磁石を使ってニュートリノビームラインに取り出され、炭素標的に当たる。取り出されたビームは、図 2.2 のような 8 つの塊 (バンチ) 構造を持っている。バンチ幅はおよそ 58 nsec であり、 $10^{10} \sim 10^{14}$ 以上の陽子が入っている。バンチ間隔は 581 nsec である。このような 8 つのバンチの集まりをスピルという。スピル間隔の設計値は 2.48 秒であったが、現在は施設のアップグレードにより 1.36 秒になっている。

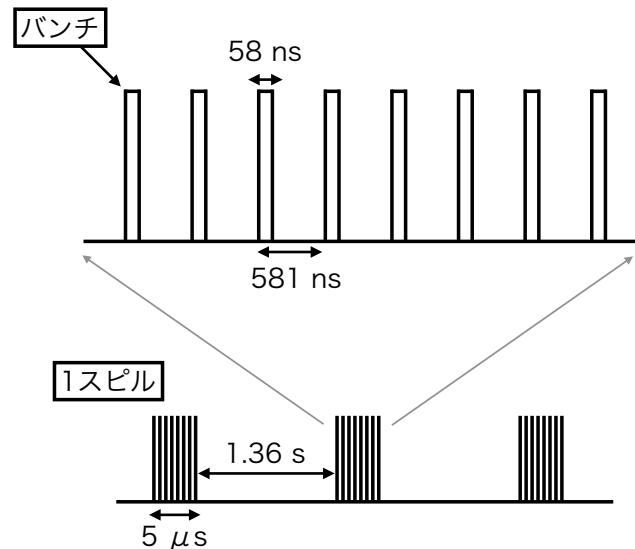


図 2.2: 陽子ビームのバンチ構造。

2.1.2 オフアクシス法

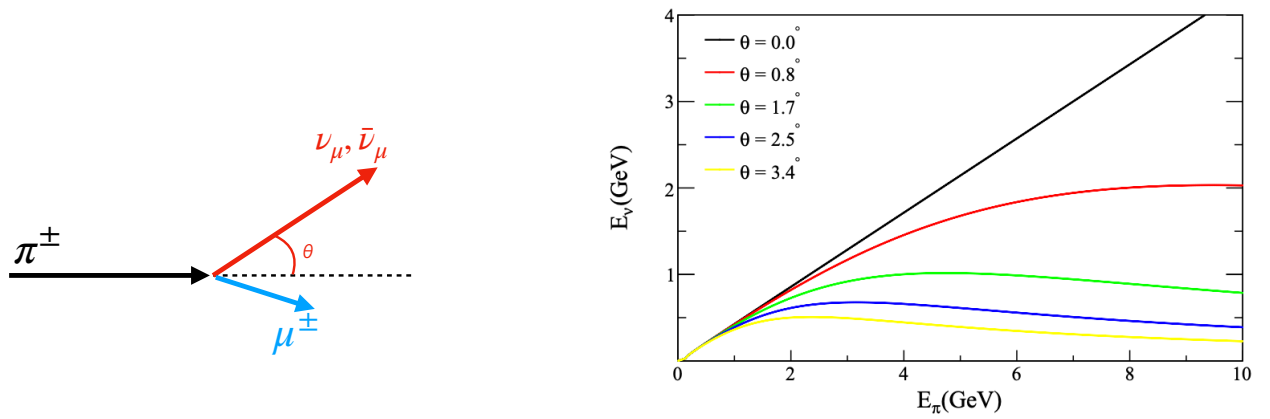
ニュートリノビームラインに輸送された陽子は炭素標的にあたり、主にパイオンが生成される。ニュートリノはそれらの崩壊、主には $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu$ によって生成される。この崩壊は数 GeV のエネルギーを持つパイオンが飛行している間に起きる。T2K 実験では、SK に対して 2.5° だけ中心軸をずらしてビームを生成する。これはオフアクシス法と呼ばれる手法であり、ニュートリノのエネルギー分布を細くすることが目的である。

オフアクシス法のメリットは相対論的運動の二体崩壊で説明できる。図 2.3a のように、パイオンの進行方向に対するニュートリノの運動方向 θ を定義すると、ニュートリノのエネルギー E_ν は、

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - |\vec{p}_\pi| \cos \theta)} \quad (2.1)$$

と与えられる。パイオンのエネルギーと運動量、ニュートリノの運動方向に依存する。図 2.3b は、パイオンとニュートリノのエネルギーの関係を示したグラフである。 $\theta = 0^\circ$ の時は、ニュートリノのエネルギーはパイオンのエネルギーに比例する。しかし角度が大きくなるにつれて、パイオンのエネルギーに依らない傾向が見られ、エネルギーの最大値も小さくなる。また広い範囲のパイオンのエネルギーに対して、ニュートリノエネルギーの分布は狭い。そのため、角度が大きいくほどニュートリノのエネルギースペクトルの幅は狭くなる。このようにして、後置検出器に到達するニュートリノのエネルギーを制限することができる。パイオンビームの中心軸とニュートリノ検出器方向の角度をオフアクシス角という。

前章の通り、ニュートリノ振動確率は $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は $P \propto \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{ik}^2 L}{E}\right)$ に比例する。T2K 実験が提案された段階では前身の K2K 実験などにより、 $\Delta m_{32}^2 = 2 \sim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$ と予測されていた [16]。J-PARC と SK



(a) 飛行中のパイオンの崩壊。パイオンの軌道と崩壊ニュートリノの軌道の成す角を θ とする。

(b) 異なる射出角におけるパイオンとニュートリノエネルギーの関係。 θ はパイオンの軌道に対するニュートリノの角度。 θ が大きいほどニュートリノエネルギーの最大値は小さくなる。

図 2.3: 親パイオンとニュートリノの運動学的関係

の距離は 295 km である。そのような条件下で振動確率を最大にするようなエネルギーは、0.5~0.7 GeV である。したがって T2K 実験では、0.6 GeV のニュートリノが最大になるようなオフ軸角として、2.5° を採用した。 ν_μ ビーム生成時のスーパーカミオカンデにおけるニュートリノフラックスを図 2.4 に示す [17]。 ν_μ ビーム生成時であっても、数% の $\bar{\nu}_\mu$ と少量の ν_e , $\bar{\nu}_e$ が含まれている。これらは T2K 実験のバックグラウンドである。

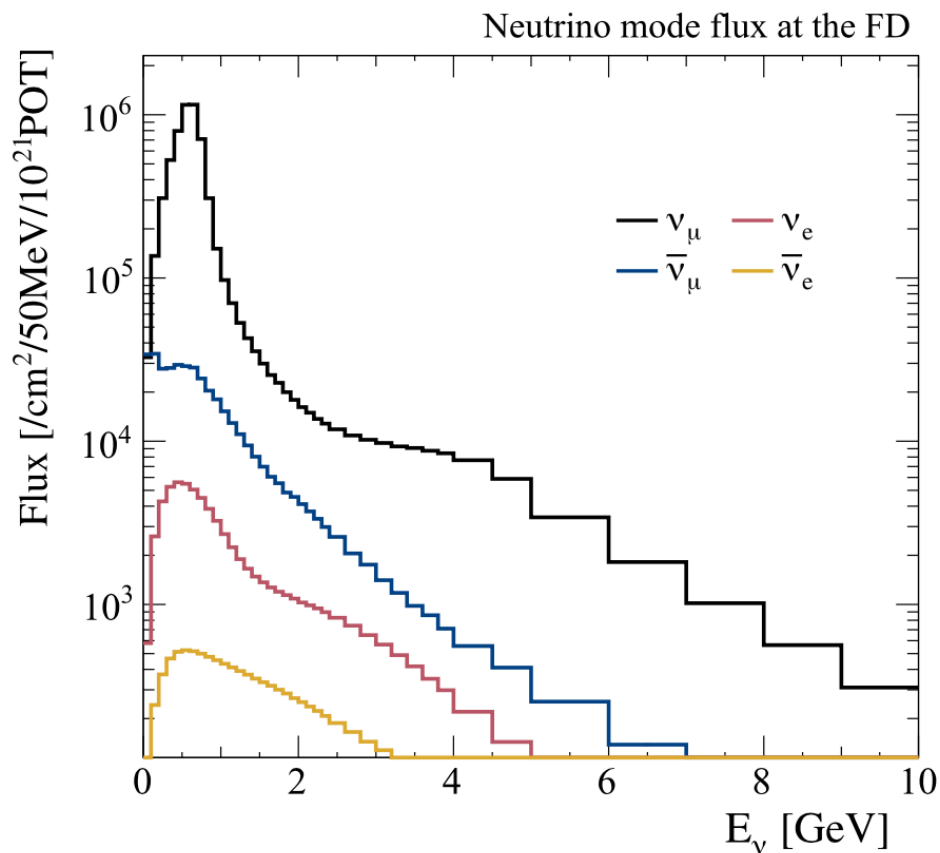


図 2.4: ν_μ ビーム生成時のスーパーカミオカンデにおけるニュートリノフラックス。0.6 GeV にピークが見られる。 ν_μ ビーム生成時であっても、 $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$ が少量含まれる [17]。

2.1.3 前置検出器

ターゲットから下流に約 280 m 離れた場所には、様々な前置検出器が置かれている。前置検出器の役割は、ニュートリノビームの方向測定や、ニュートリノフラックスの誤差の削減、ニュートリノと物質の反応断面積の測

定など、多岐にわたる。検出器は大きく分けて、オフ軸角が 0° , 1.5° , 2.5° の位置でニュートリノを測定している。

INGRID

INGRID (Interactive Neutrino GRID) は、オフ軸角が 0° (オン軸) の点を中心に置かれたニュートリノビームモニターである。図 2.5a のように $120\text{ cm} \times 120\text{ cm} \times 86\text{ cm}$ の大きさのモジュールを、ビーム中心に対して垂直・水平方向 $\pm 5\text{ m}$ の範囲に 7 個ずつ配置している。モジュールは鉄標的とプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造をしている (図 2.5b)。シンチレータトラッカーは、 $100\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ の棒シンチレータを組み合わせており、垂直方向と水平方向の交互に配置することで飛跡の 3 次元再構成が可能である。ニュートリノが物質と荷電カレント準弾性散乱反応を起こすとミューオンが生成される。生成されたミューオンを、プラスチックシンチレータで検出する。各モジュールで検出したイベント数の分布から、ニュートリノビームプロファイル測定する。図 2.6 のように、ニュートリノビームのプロファイルはガウス分布でよく記述される。INGRID は 1 mrad の精度でニュートリノビーム中心軸の方向を測定することができる [18]。しかしニュートリノ反応は稀にしか起こらないため、精密なビーム測定には 1 日程度のビーム運転を要する。

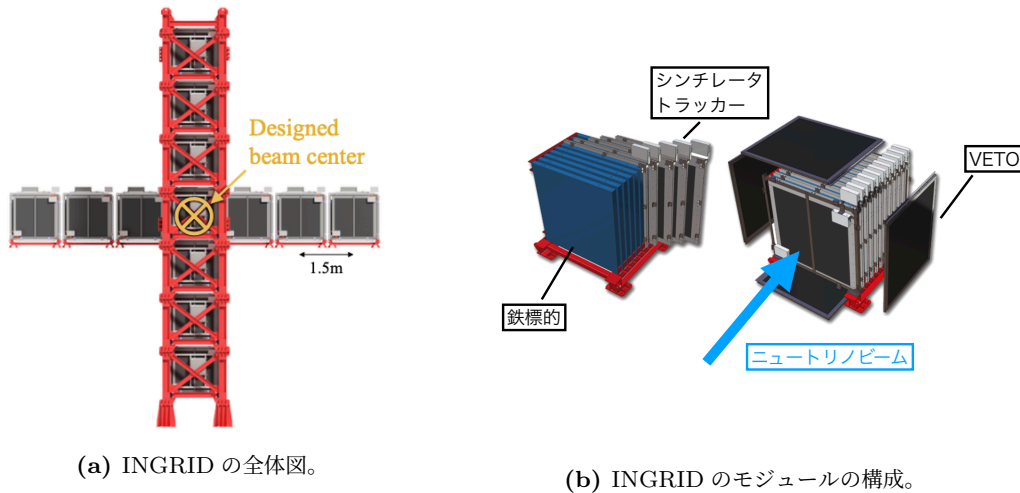


図 2.5: INGRID の概要。

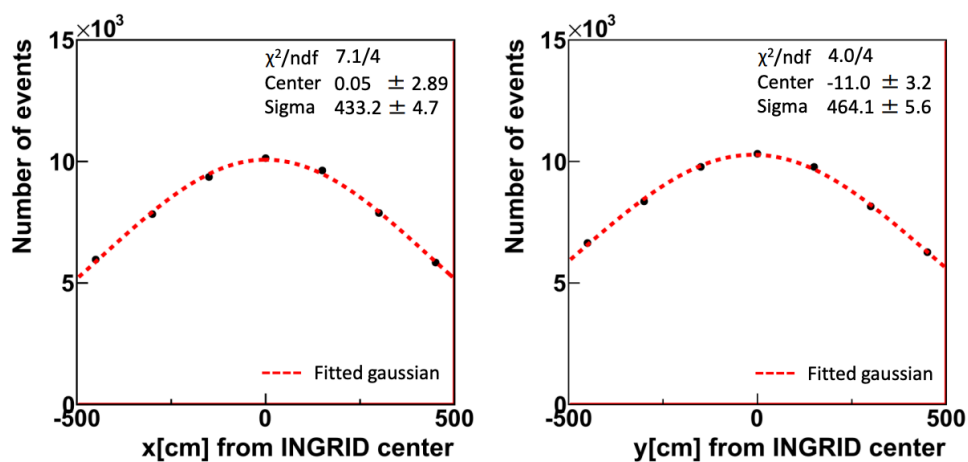


図 2.6: INGRID が測定したニュートリノビームプロファイル [19]。

WAGASCI

WAGASCI はオフ軸角が 1.5° の場所に位置する検出器である。水標的を用いており、 2.5° とは異なるスペクトルでニュートリノと水の反応断面積を精密に測定することが目的である。図 2.7 に示すように、WAGASCI は WAGASCI、Proton Module、Wall MRD、Baby MIND の 4 種類の検出器で構成される。

- WAGASCI

Proton Module の上流と下流に置かれている。WAGASCI は格子状に組み立てられたプラスチックシンチレータが水槽に入っている。シンチレータ間には水を 500 kg 程度含むことができ、水とプラスチックの体積比はおよそ 4:1 である。

- Proton Module

プラスチックシンチレータを水平・垂直方向に交互に配置しており、3次元の飛跡再構成が可能である。

- Wall MRD

Proton Module や WAGASCI におけるニュートリノ反応で大角度に散乱されたミュオンを検出し、その運動量を測定する検出器である。鉄とシンチレータのサンドイッチ構造になっており、ミュオンの飛跡を測定することができる。

- Baby MIND

Baby MIND はコイルの巻かれた鉄とシンチレータのサンドイッチ構造になっている。コイルに電流を流すことで鉄の層に 1.5 T の磁場を印加しており、曲がった荷電粒子の飛跡を再構成する。

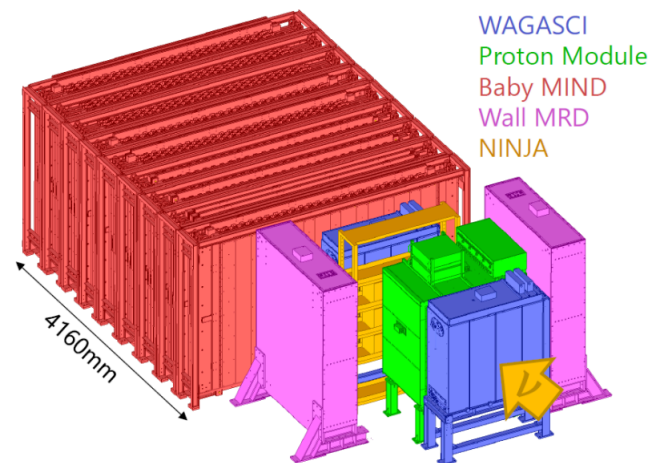


図 2.7: WAGASCI 検出器群の全体図 [20]。NINJA は原子核乾板を用いたニュートリノ反応測定実験の測定器である。

ND280

ND280 はオフ軸ス角 2.5° に置かれた前置検出器群である。図 2.8 に示すように、様々な検出器モジュールとそれを覆う磁石で構成されている。この検出器群は、オフ軸ス角におけるニュートリノビームのフラックスのエネルギー分布の測定や、ニュートリノ反応の精密測定を行う。

以下に検出器の構成と役割をまとめる。

- UA1 Magnet

検出器全体を覆い、0.2 T の磁場を印加することができる。曲げられた粒子の飛跡から、粒子の運動量や電荷を識別できる。

- SFGD (Super Fine-Grained Detector)

SFGD は 1 cm 角のプラスチックシンチレータキューブを、図 2.9 のように $56 \times 192 \times 182 \approx 200$ 万個積み重ねた検出器である。キューブの 3 方向から波長変換ファイバーが貫いており、キューブを通過した荷電粒子のシンチレータ光を読み出すことによって、飛跡の 3 次元再構成ができる。

- FGD (Fine-Grained Detector)

上流側の 1 つは、水平・垂直方向にプラスチックシンチレータを並べた構造になっており、3次元の飛跡再構成が可能である。下流側の 1 つはシンチレータと水のサンドイッチ構造になっている。

- TPC (Time Projection Chamber), High Angle TPC (HATPC)

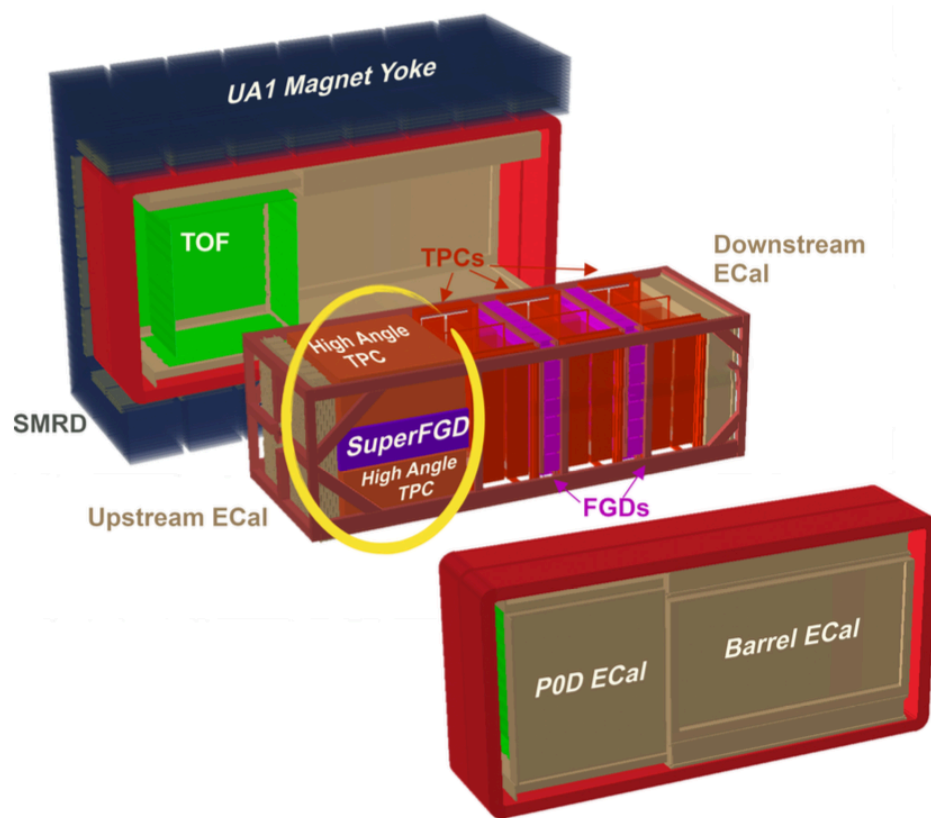


図 2.8: ND280 の概観図

ニュートリノ反応で生成された荷電粒子を測定する。磁場で曲げられた飛跡から運動量を測定し、エネルギー損失から粒子を識別する。2つの FGD の前後とその間に配置される。High Angle TPC は SFGD を上下に挟むように設置されている。

- ToF (Time of Flight)
高い分解能を持つシンチレーションカウンター。粒子の入射方向を同定し、SFGD のバックグラウンドを除去する。
- ECAL (Electromagnetic CALorimeter)
P0D、FGD、TPC を覆うように配置されており、 π^0 の崩壊による γ 線や ν_e の反応で生成された電子を検出し、エネルギーを測定する。
- SMRD (Side Muon Range Detector)
UA1 Magnet の鉄ヨークの隙間に入れられたシンチレータ検出器。ニュートリノ反応後に TPC に入らなかった大角度ミュオンの運動量を測定する。また宇宙線などの外部背景事象の同定にも使われる。

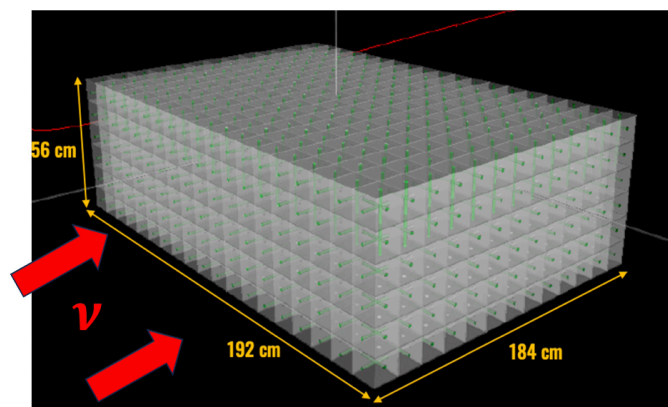


図 2.9: SFGD のデザイン図。1 cm 角のキューブが立体的に敷き詰められている。

2.1.4 後置検出器

T2K 実験では後置検出器スーパーカミオカンデ (SK) において、主にニュートリノと物質間の荷電カレント (Charged Current, CC) 反応を観測する。

J-PARC で生成されたニュートリノのフラックスは 0.6 GeV 付近にピークを持っている。1 GeV 以下のニュートリノと物質が相互作用する時、主な反応過程は荷電カレント準弾性散乱 (CCQE) と呼ばれる反応である。この反応のファインマンダイアグラムは図 2.10 である。ニュートリノが核子 N (陽子・中性子) と W ボソンを交換することにより、ニュートリノと同じフレーバーの荷電レプトンが生成される。この反応は 2 体散乱であり、核子が静止している場合、初期状態のニュートリノエネルギーは次のように表せる。

$$E_{\nu_l} = \frac{m_N E_l - \frac{1}{2} m_l^2}{m_N - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (2.2)$$

ここで、 E_l, p_l, θ_l は終状態の荷電レプトンのエネルギー、運動量、入射ニュートリノ方向に対する角度であり、 m_N は核子の質量である。したがってニュートリノの入射方向が既知の場合、荷電レプトンのフレーバーと運動量 (またはエネルギー) と角度の 3 つが分かれば、ニュートリノエネルギーを再構成できる。ただし実際には原子核内の核子との反応が多く、核子は 200 MeV/c 程度の運動量を持っているため、式 (2.2) は近似式となる。

エネルギーが 1 GeV 強の領域では、反応に伴って中間子が生成される反応が最も多く起こる。主な反応式は式 (2.3) で、陽子と反応したときのダイアグラムを図 2.11 に示す。

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N^* \rightarrow l^- + N' + m. \quad (2.3)$$

ニュートリノが原子核と相互作用する際に、核子をバリオン共鳴状態 (N^*) へと励起させる。共鳴状態から脱励起し終状態 (N') に遷移する際、中間子 (m) を放出する。ニュートリノエネルギーが数 GeV 以下の領域では、中間状態のバリオンとして $\Delta(1232)$ が、終状態の中間子として π が支配的に生成される。また原子核全体とのコヒーレントな反応も起こり、この反応でも終状態に π が生成される。このように π を 1 つ放出する荷電カレント反応を、CC1 π と呼ぶ。このような反応では π が検出できなかった場合 CCQE と見分けが付かず、ニュートリノのエネルギー再構成を誤る原因となる。

エネルギーが $O(10)$ GeV の領域では深非弾性散乱が支配的に起こる。この反応では、ニュートリノが核子中のクォークと相互作用する。図 2.12 のように、終状態としてニュートリノと同じフレーバーの荷電レプトンとハドロンのシャワーが生成される。

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + \text{hadrons}. \quad (2.4)$$

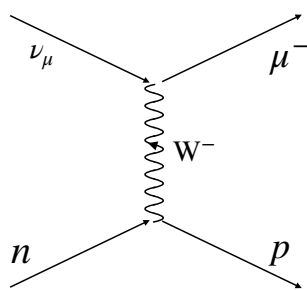


図 2.10: CCQE 反応のファインマンダイアグラム。

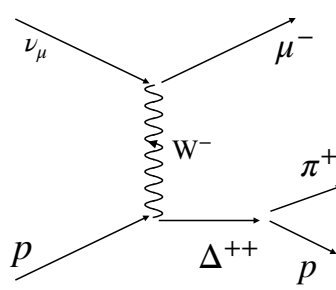


図 2.11: CC1 π 反応のファインマンダイアグラム。

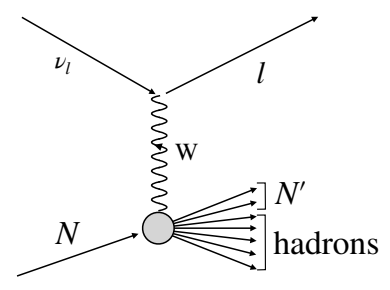


図 2.12: 深非弾性散乱のファインマンダイアグラム。

このような反応を利用して J-PARC で生成されたニュートリノビームのニュートリノ振動を観測しているのが後置検出器のスーパーカミオカンデ (SK) である。SK の外観を図 2.13 に示す。SK は岐阜県飛騨市神岡町の地下 1000 m にある大型水チェレンコフ検出器であり、水タンクの大きさは直径 39.3 m、高さ 41.4 m であり、約 50 kton の超純水が入られている。水槽は内水槽と外水槽で構成される。内水槽には 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が約 11000 本配置されており、光子を高い検出効率で検出する。内水槽の内壁近くでは事象再構成の精度が悪く、解析には使われていない。そのためニュートリノ振動測定における有効体積は 22.5 kton となっている。

外水槽には 8 インチ PMT が 1885 本取り付けられており、宇宙線ミュオンなどのバックグラウンドの識別に用いられる。

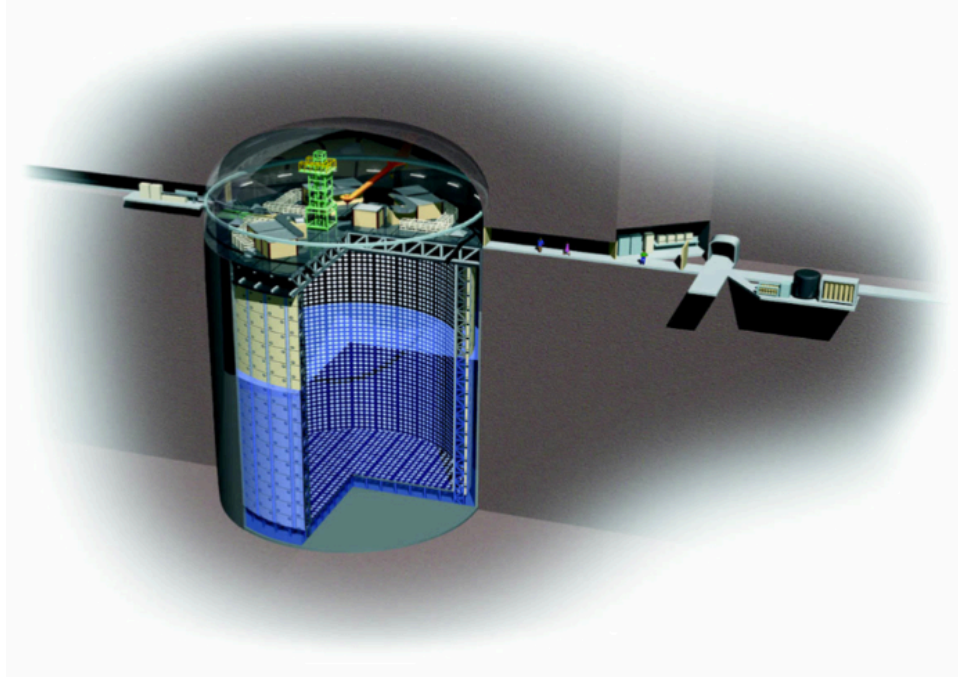


図 2.13: スーパーカミオカンデの全体図。岐阜県飛騨市神岡町の地下 1000 m にある大型水チェレンコフ検出器 [21]。

ニュートリノと水の相互作用により放出された荷電粒子の運動速度 (v) が水中の光速よりも大きい時、すなわち、

$$v > \frac{c}{n} \quad (2.5)$$

を満たすとき、模式図 2.14 のようにチェレンコフ光をリング状に放出する。式 (2.5) より、チェレンコフ光が発生するエネルギーの閾値が存在し、以下の式で表される。

$$E_{\text{th}} = m\gamma = \frac{m}{\sqrt{1 - \beta_{\text{th}}^2}} = \frac{m}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{n}\right)^2}}. \quad (2.6)$$

γ はローレンツファクターで、 m は荷電粒子の質量である。

チェレンコフ光の光子は PMT で測定される。光子を測定した PMT の位置や光量・時間を元に、荷電粒子の種類や発生点・エネルギーを再構成している。荷電粒子が電子の場合、電磁シャワーを生成して電子陽電子対を作るため、図 2.15 のように電子がつくるリングは輪郭は不明瞭になる。一方でミュオンが作るリングは輪郭が明瞭である。電子・ミュオンの識別は 99% 以上の精度で識別することができる。

2.2 観測の現状

T2K 実験は 2010 年 1 月 23 日に開始し、2020 年までの統計データの解析結果が 2023 年に公開された [17]。統計量はターゲットに照射した陽子の量を指す POT (Protons On Target) という数値で表され、この解析では合計で 3.6×10^{21} POT が使用された。SK で観測されたニュートリノ振動事象分布と、前置検出器の測定やシミュレーションから予想される事象分布を比較することで、振動パラメーターの値を推定する。SK で観測されたイベントのうち、表 2.1 に示すイベントサンプルが使われた。

解析結果を図 2.16 に示す。振動解析は最尤法で行っており、図 2.16a は δ_{CP} の値と尤度 $\Delta\chi^2$ の分布である。 $\delta_{\text{CP}} = 0, \pi$ を 90% の信頼度で棄却している。図 2.16b は、 $\sin\theta_{23}$ と Δm^2 の尤度分布である。正順序の場合は Δm_{32}^2 、逆順序の場合は Δm_{31}^2 を示す。以上の解析で、 $\sin^2\theta_{23} = 0.561_{-0.032}^{+0.021}$ 、 $|\Delta m_{32}^2| = 2.494_{-0.058}^{+0.041} \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\delta_{\text{CP}} = -1.97_{-0.70}^{+0.97}$ という結果が示された [17]。

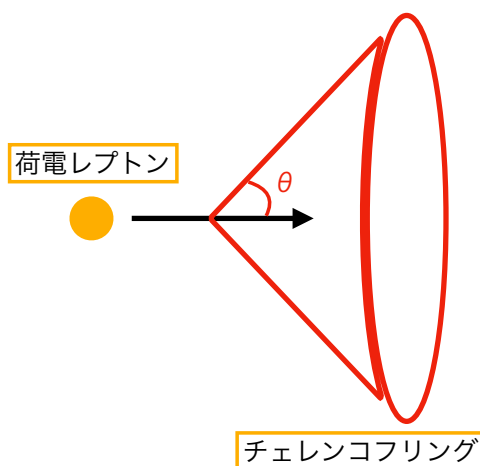


図 2.14: チェレンコフ光の放出の図。光の放出角度 θ は荷電レプトンの速度と質量に依存する。

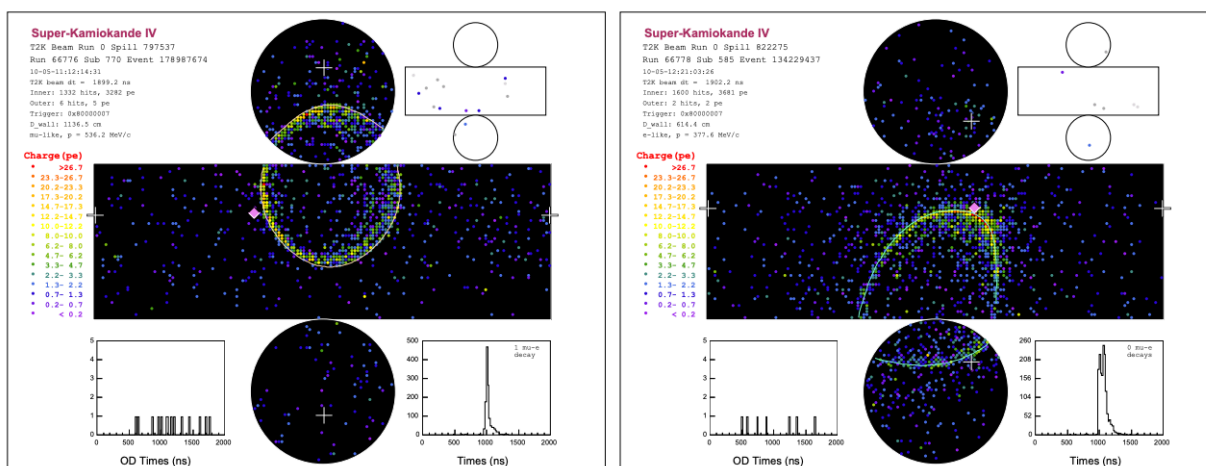


図 2.15: SK で観測されたイベントディスプレイ。左図がミューオン事象で、右図が電子事象。電子事象の方がリングの輪郭の周りにも光子を検出した PMT が存在しており、リングがぼやけて見える。

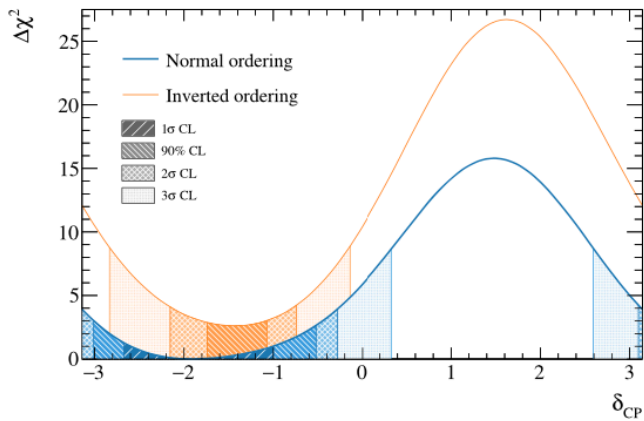
表 2.1: 2023 年の解析で使われた SK のイベントサンプルとイベント数。CC1 π では π のエネルギーが Cherenkov Threshold 以下のイベントのみを解析に用いた [17]。

ニュートリノモード	サンプル (イベント数)
ν_μ	CCQE ν_μ (318), CCQE ν_e (94), CC1 π ν_e (14)
$\bar{\nu}_\mu$	CCQE $\bar{\nu}_\mu$ (137), CCQE $\bar{\nu}_e$ (16)

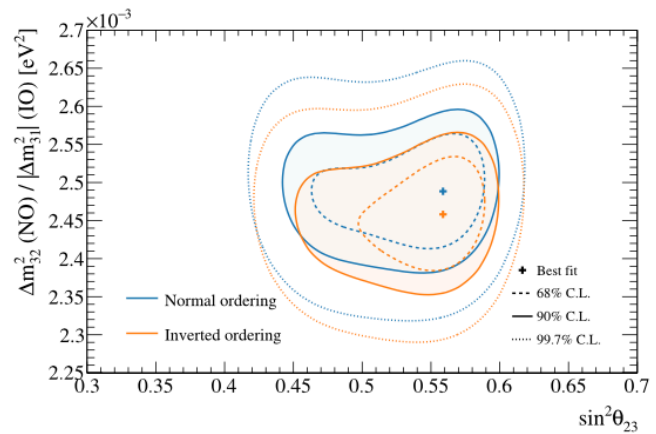
T2K 実験で観測された $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 事象はおよそ 100 個程度であり、統計誤差が支配的である。しかし後述するハイパーカミオカンデ実験では、統計量の増大により統計誤差の削減が見込まれている。したがって現在の T2K 実験では、予めさまざまなパラメータの系統誤差を削減することが目標の 1 つとなっている。

また T2K 実験のデータと SK の大気ニュートリノ観測やアメリカで行われている加速器ニュートリノ実験 NO ν A のデータの統合解析が進められている。

大気ニュートリノのうち SK の下から上に入射するニュートリノは、飛行中に地球を通過するため大きな物質効果を受ける。この効果が質量順序に感度があることが、SK と統合解析をする利点である [22]。 $\sin^2 \theta_{23}, \delta_{CP}$ の信頼区間の解析結果を図 2.17 に示す。解析では、CP 対称性の保存を $1.9\sigma \sim 2.0\sigma$ の信頼区間で棄却した。 θ_{23} に



(a) δ_{CP} の尤度 $\Delta\chi^2$ 分布。ニュートリノ質量の正順序、逆順序で分布が異なる。網掛けの領域は信頼区間を表し、 $\delta_{CP} = 0, \pi$ を 90% の信頼度で棄却している。



(b) $\sin\theta_{23}$ と Δm^2 の尤度分布。ニュートリノ質量の正順序、逆順序で分布が異なる。実線と点線は信頼区間を表す。

図 2.16: 3.6×10^{21} POT を用いた T2K 実験の解析結果 [17]

については、 $\theta_{23} > 45^\circ$ と $\theta_{23} < 45^\circ$ の間で傾向は見られなかった。またニュートリノ質量は 1.2σ 正順序の傾向を示した。

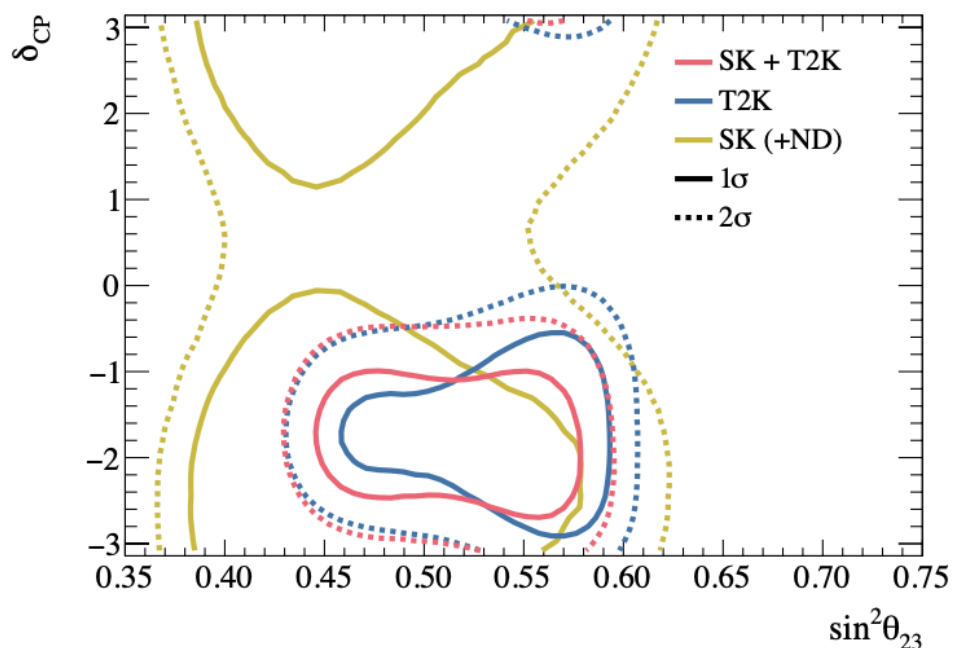


図 2.17: SK のみ、T2K のみ、統合解析のそれぞれにおける、 $\sin^2\theta_{23}, \delta_{CP}$ の尤度分布 [22]。

NO ν A 実験はアメリカの Fermilab で生成したニュートリノビームを 810 km 離れた後置検出器で観測する長基線ニュートリノ振動実験である。統合解析では、ニュートリノ質量が正順序を仮定した場合、 δ_{CP} が $[-1.38\pi, 0.30\pi]$ であることを 3σ で示した。一方で逆順序を仮定した場合では $[-0.92\pi, -0.04\pi]$ であることを 3σ で示した [23]。

2.2.1 将来計画

T2K 実験の将来実験としてハイパーカミオカンデ (HK) 実験の準備が進められている。HK は SK から約 10 km 離れた場所の地下 650 m に建設中であり、SK と同じオフアキシス角 2.5° 上に位置する。高さ 71 m、直径 68 m の水チェレンコフ検出器であり、外水槽には直径 8 cm の PMT が約 3600 本、内水槽には直径 50 cm の PMT が約 20000 本取り付けられる予定である。

HK 実験では後置検出器の有効体積が約 8.4 倍に増加することに加え、ビーム強度を 1.3 MW に増強する計画である。これにより T2K 実験と比較してイベントサンプル数は 20~100 倍の増加が見込まれ [24]、T2K 実験で大きな課題となっている統計誤差は大幅に削減される。最終的には 10 年間の測定により、 5σ の信頼区間で CP 対称性の破れを発見し、 δ_{CP} を $6^\circ \sim 20^\circ$ の精度で測定することを目指している。そこで重要となる J-PARC のニュートリノビームラインに関する課題の解決が、本研究の主題である。

第3章

J-PARC ニュートリノビームライン

加速器におけるビームとは、狭い空間領域で同じ向きと運動量を持った同種粒子の集まりを指す。その振る舞いはビーム物理として記述される。特徴的なビームの運動としてベータトロン振動とシンクロトロン振動がある。ベータトロン振動はビームの進行方向に対して垂直な x, y 方向への振動のことを指し、シンクロトロン振動は進行方向への振動を指す。

T2K 実験では、1 スピルごとに 30 GeV 運動エネルギーを持った約 $10^{10} \sim 10^{14}$ 個の陽子ビームが約 $5\mu\text{s}$ の短時間にターゲットに照射される。そのような大強度のビームの制御に失敗し、ビームパイプやターゲットなどを破損してしまった場合は、運転を長期的に停止しなければならない。また、前章の通り T2K 実験はオフアクシス法を使用している。そのためビームの軌道や角度の誤差は、ニュートリノフラックスの誤差に影響する。これらの理由から、T2K 実験においてビームの安定運転は実験の根幹をなす。

本章では T2K 実験のニュートリノビームラインとビームモニターについて紹介する。

3.1 ニュートリノビームライン

J-PARC の MR で加速された陽子ビームは、ニュートリノビームラインに取り出された後、様々な磁石やビームモニターを通過してターゲットまで輸送される。ビームの取り出しからターゲットステーションまでを一次ビームライン (Primary Beamline)、ターゲットステーションからビームダンプまでを二次ビームライン (Secondary Beamline) と呼ぶ (図 3.1)。一次ビームラインはさらに Preparation Section, Arc Section, Final Focusing (FF) Section の 3 つに分けられる。

3.1.1 一次ビームライン

Preparation Section は MR から取り出されたビームを Arc Section まで輸送する。次の Arc Section ではビームをスーパーカミオカンデに向けて水平方向に 80.7° 曲げる。最後の Final Focusing Section では、ビームを下方に曲げてターゲットステーションまで輸送している。Final Focusing Section の FVD1 と FVD2 と呼ばれる偏向磁石によって、それぞれ 1.360° と 2.277° で合計 3.637° 下方へ曲げられている。またターゲットで要求されるビームサイズになるように、四極磁石で調整される。

ビームパラメータは、ビームライン上の磁石の設定や加速器上流設備の状況などによって変動する。表 3.1 に、2023 年から 2024 年の T2K ビームタイムにおける、ニュートリノ生成標的付近の値を示す。

表 3.1: 後述するバッフルの上流における T2K Run13 の陽子ビームパラメータ。 $\sigma_{x,y}$ はビーム幅。 ϵ 、 α は次章で紹介するエミッタンス、Twiss Parameter。

σ_x mm	σ_y mm	ϵ_x mm mrad	ϵ_y mm mrad	α_x	α_y
4.273	3.777	3.08	2.85	0.533	-0.61

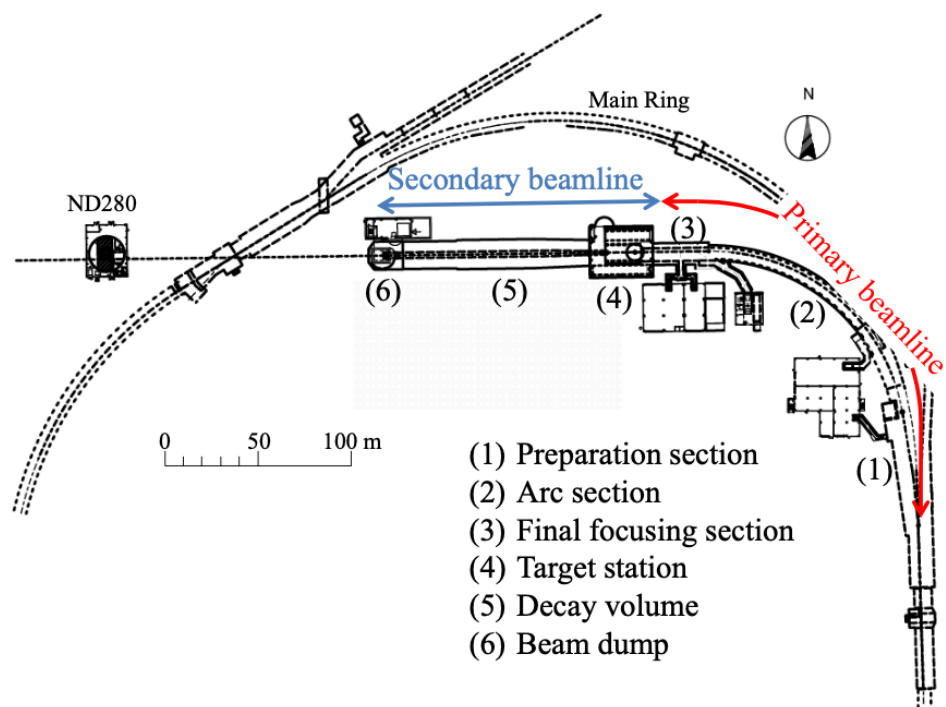


図 3.1: ニュートリノビームラインの概略図。

3.1.2 二次ビームライン

二次ビームラインは図 3.2 のように、ターゲットステーション、ディケイボリューム、ビームダンプ、ミュオンモニターで構成される。ミュオンモニター以外は大気圧のヘリウムガスで満たされた容器の中にあり、ターゲットで生成されたパイオンが原子核や核子に吸収されることを防いでいる。またトリチウムや窒素酸化物といった有害物質の生成も抑えている [25]。

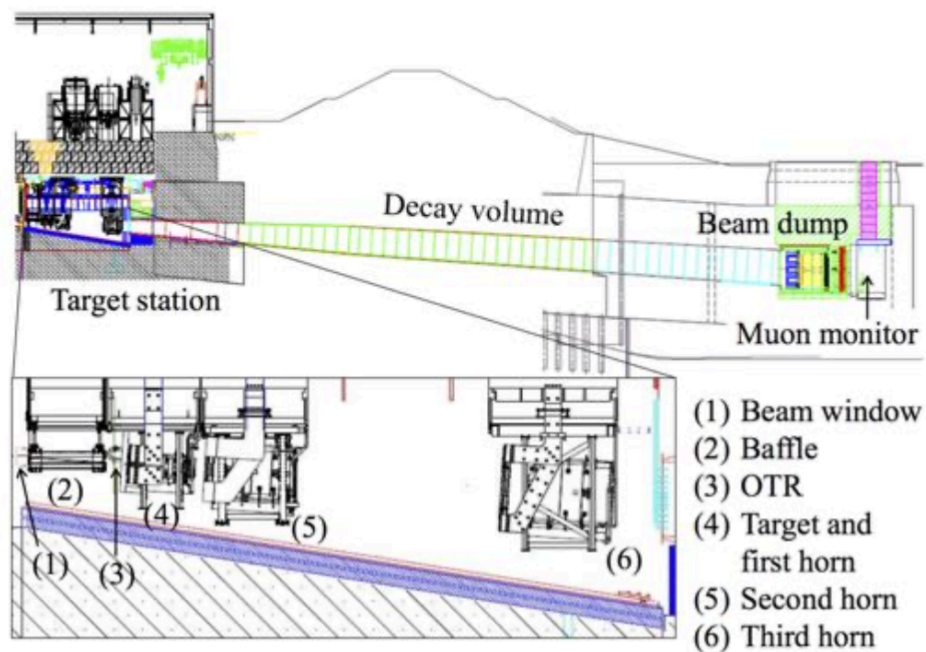


図 3.2: 二次ビームラインの断面図。

Final Focusing Section の後、ビームはビームウィンドウを経てターゲットステーションに入る。ステーション内にはバッフル、OTR というビームモニター、ニュートリノを生成する炭素ターゲット、そしてパイオンを前方に収束させる 3 つの電磁ホーンがある。

バッフルは炭素ブロックに直径 30 mm の穴の空いたコリメータであり、不意にビームの制御を失敗した際にホーンへの直接照射を防ぐ役割がある。

炭素ターゲットは直径 26 mm、長さ 91 cm の棒状炭素であり、チタンの容器に格納されている (図 3.3)。チタン容器に高純度のヘリウムガスを循環させることによって、ターゲットの冷却と酸化による劣化を防止している。ターゲットは 1 次ホーンの内側に設置されている。ターゲットは J-PARC の陽子ビーム 750 kW という運転条件下で 5 年程度は使用できるように設計されており、2013 年に 1 度交換された。

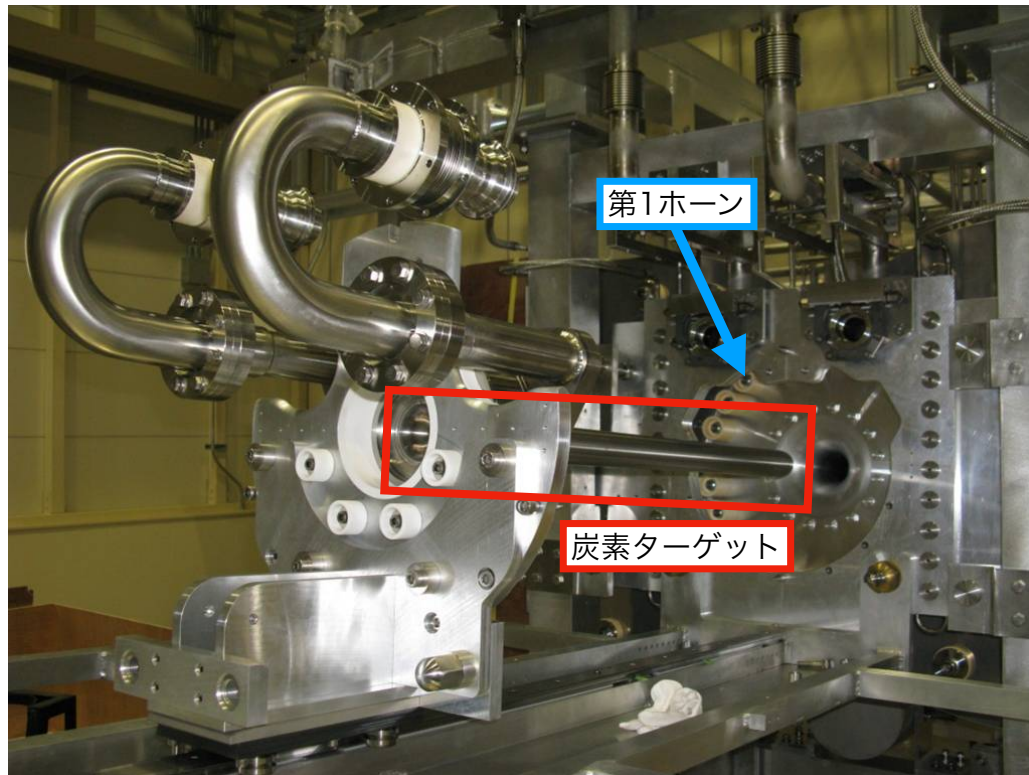


図 3.3: T2K 実験で使用する炭素ターゲット。写真は第 1 ホーンから取り出された状態。運用時は第 1 ホーンに挿入されている。

電磁ホーンはアルミニウムの内導体と外導体からなる。T2K 実験では図 3.4 のように第 1・第 2・第 3 の 3 つのホーンを使用しており、それぞれの長さは 1.5・2・2.5 m である。図 3.5 のように電流を流すとビームを囲うように磁場が発生し、ローレンツ力によって荷電粒子が収束する。ホーン電流の向きによって、収集する荷電粒子の電荷の符号を選択できる。この性質を用いて、T2K 実験では π^+ を収束させてニュートリノビームを、 π^- を収束させて反ニュートリノビームを作っている。前者を FHC (Forward Horn Current)、後者を RHC (Reverse Horn Current) と呼ぶ。ホーンは最大で 320 kA のパルス電流を流すことができ、2.1 T の磁場を作ることができる。その収束作用によって SK における 0.6 GeV のニュートリノフラックスは、ホーン電流 0 kA の時と比べて約 16 倍になる。

収束されたパイオンは 1~10 GeV のエネルギーを持つ。パイオンはディケイボリュームを飛行中に、主に次のようなチャンネルで崩壊してニュートリノが生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{FHC}) \quad (3.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{RHC}) \quad (3.2)$$

ディケイボリュームが短すぎるとパイオンは物質中で静止し崩壊する。この時ニュートリノエネルギーは最大でも 30 MeV 程度となってしまう。一方ディケイボリュームが長いとパイオンの崩壊に伴うミュオンも多くも飛行中に崩壊してしまい、電子ニュートリノが生成される。電子ニュートリノは SK におけるニュートリノ振動測定バックグラウンドとなる。このような物理的要求から、T2K 実験のディケイボリュームは 98 m に設計された。

ディケイボリュームの末端には 75 トンの炭素ブロックでできたビームダンプが設置されている。ターゲットを通過した陽子、崩壊しなかったハドロン、それら娘粒子を吸収する。ただしニュートリノと約 5 GeV 以上の

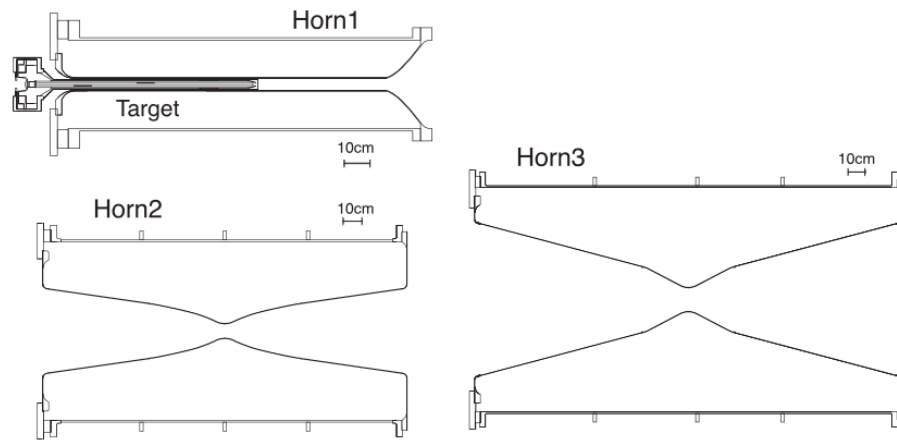


図 3.4: 第 1・第 2・第 3 ホーンの断面図。

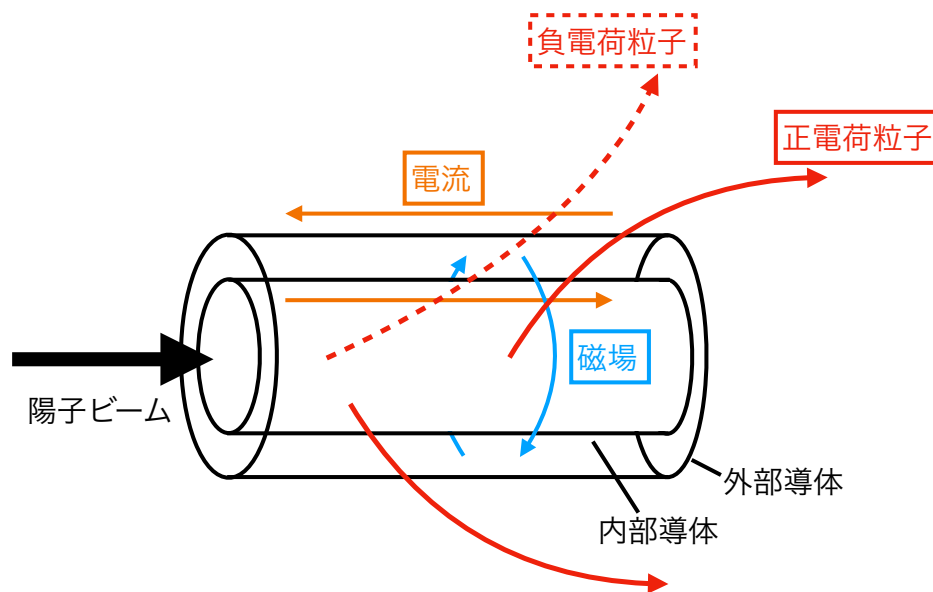


図 3.5: ホーンを流れる電流と磁場の向き関係。図は FHC モードを示す。磁場により正電荷粒子は前方に収束され、負電荷粒子は発散される。

ミュオンはビームダンプで吸収されず、さらに下流にある鉄板やコンクリートでエネルギーを落としながら、ミュオンモニターに入射する。ミュオンモニターの詳細は後に述べる。

3.2 ビームモニター

T2K 実験において、炭素ターゲットはニュートリノ生成の核である。陽子ビームは高強度なため、ビームの制御に失敗し予期せぬ箇所にビームが当たった場合、ターゲットの破損につながる。T2K 実験ではターゲット保護の観点から、ターゲット軸中心から $\pm 1.5 \text{ mm}$ の範囲でビーム中心を制御することを要求している。

J-PARC のニュートリノビームラインでは 5 種類のモニターでビームをバンチごとに監視している。モニターは図 3.6 のように配置されている。C はビームの位置を、P, P' はビームプロファイルを測定するモニター。I はビーム強度を測定するモニターである。また、ビームロス測定するモニターも設置されている。本節ではそれらのモニターの測定原理などを述べる。

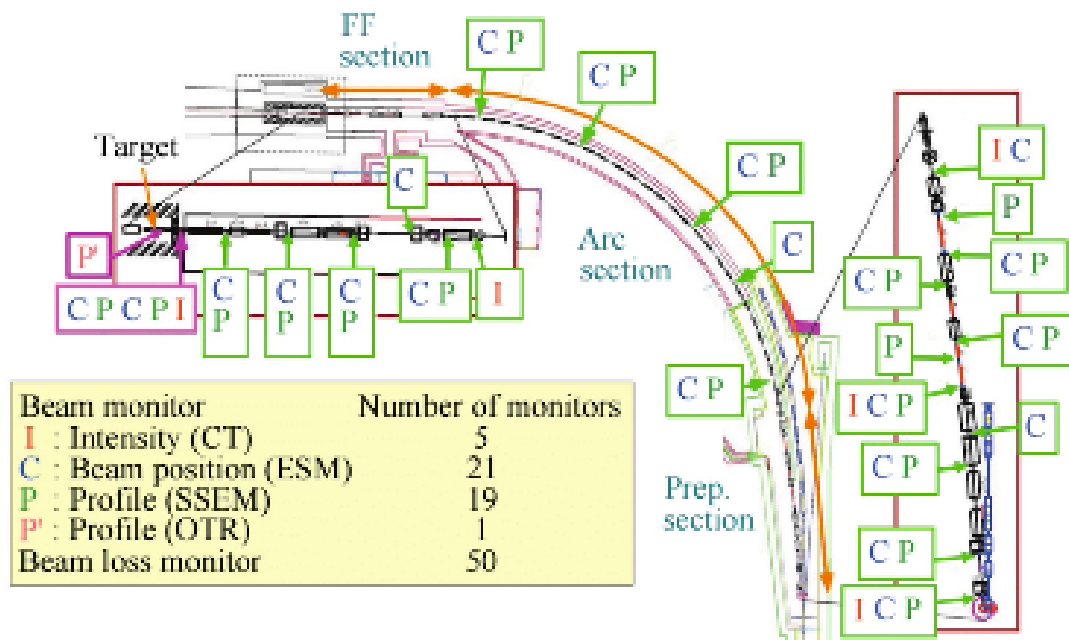


図 3.6: ニュートリノビームライン上のビームモニター。C はビームの位置を、P, P' はビームプロファイルを測定するモニター。I はビーム強度を測定するモニター。

3.2.1 ビームプロファイル及びビーム位置モニター

ビームプロファイルモニターとして Segmented Secondary Emission Monitor (SSEM)・Optical Transition Radiation Monitor (OTR) の 2 種類が使用されている。ビーム位置モニターとしては Electro Static Monitor (ESM) がある。

SSEM

Segmented Secondary Emission Monitor (SSEM、図 3.7) は 18 個配置されている。SSEM は図 3.8 に示すように、厚さ $5 \mu\text{m}$ のストリップフォイル 2 枚とその間に高電圧を印加するアノードフォイルで構成されている。フォイルは幅が $2\sim 5 \text{ mm}$ のストリップ状になっており、1 枚は水平方向、もう 1 枚は垂直方向に並べられている。ビームが SSEM を通過するとストリップフォイルから電子が放出され、電場によってアノードに収集される。フォイルには放出した電子の数に比例した電流が流れ、信号を読み出す。各ストリップの信号の大きさの分布がビームプロファイルに対応する。これを図 3.9 のようにガウシアンでフィットし、ビームの中心と幅を測定する。SSEM の測定誤差はフォイル間の幅とビーム幅に依存する [26]。SSEM は元々 19 個設置されていたが、2019 年にかけて下流から 2 つ目の SSEM はフォイルをよりビームロスの小さいワイヤーに変えた Wire SEM (WSEM) に交換した。

ビームは SSEM を通過する度に 0.005% の陽子を失い、ビーム強度の減少やビームロスによる周囲の放射化の原因となる。そのため SSEM は必要に応じてビームラインから出し入れできるように設計されている。ビームプロファイルの調整やモニターの応答などを調べるビームスタディーでは全ての SSEM を入れて、ビームをより詳細に測定する。振動パラメータ測定の統計データとして使う物理ランでは、ビームロスを最小限に抑えるために最下流の SSEM19 のみ入れてビームを測定する。

ESM

ElectroStatic Monitor (ESM) はビームポジションモニターであり、21 個配置されている。ESM の写真を図 3.10 に載せる。ビームパイプを囲う 4 つの長方形の電極で構成され、ビームが通過した時、ビームと各電極の距離に応じて電極に電荷が誘起される。図 3.11 のように i 番目のチャンネルの電荷を Q_{CH_i} のように書くと、ビームの水平方向の座標は $x \propto \frac{Q_{\text{CH}_0} - Q_{\text{CH}_1}}{Q_{\text{CH}_0} + Q_{\text{CH}_1}}$ 、垂直方向の座標は $y \propto \frac{Q_{\text{CH}_2} - Q_{\text{CH}_3}}{Q_{\text{CH}_2} + Q_{\text{CH}_3}}$ と求めることができる。水平方向の

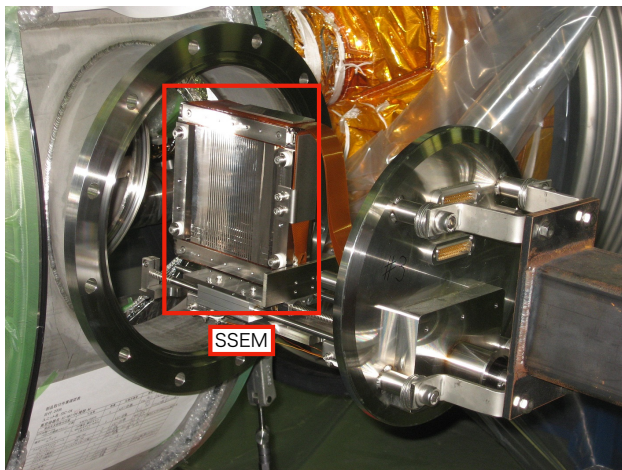


図 3.7: ビームライン (左側) から取り出された SSEM。

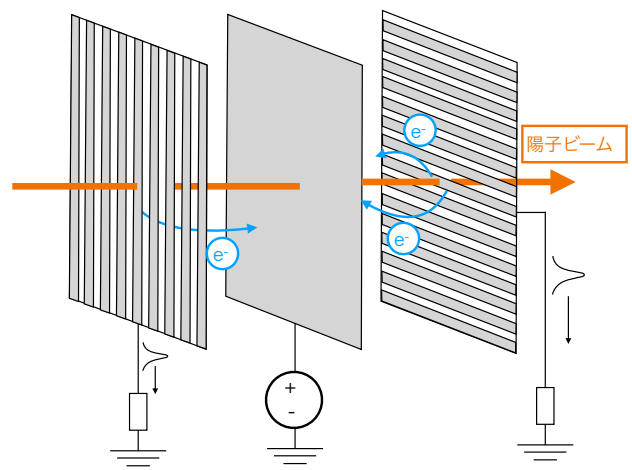


図 3.8: SSEM の検出原理。左右のストリップ面から放出された二次電子は間にあるアノードに吸収されてストリップに信号電流が流れる。各ストリップの信号の大きさの分布がビームプロファイルに対応する。これをガウシアンでフィットし、ビームの中心と幅を測定する。

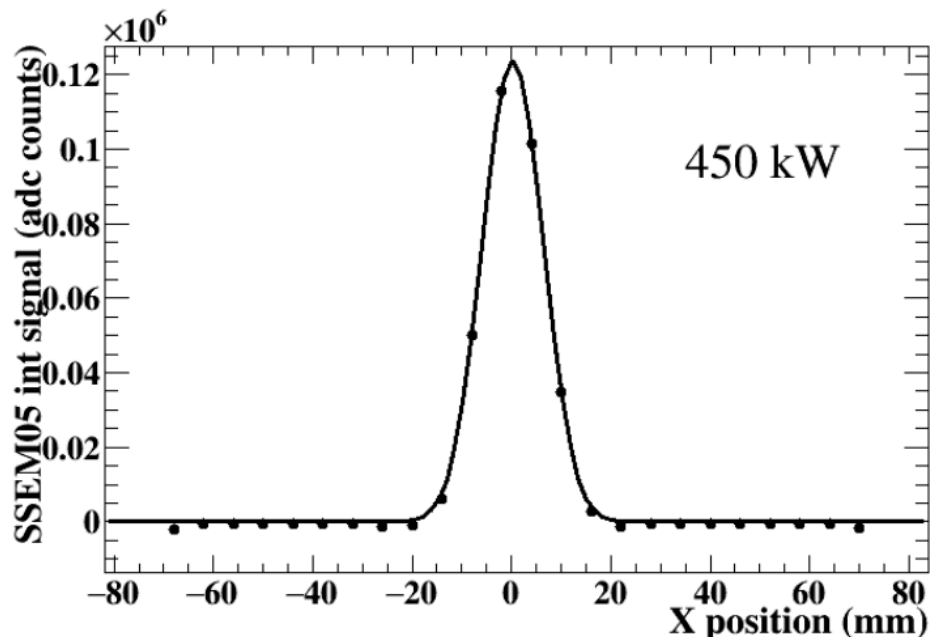


図 3.9: 5 番目の SSEM で測定したビームプロファイル。

電極に誘起された電荷の和と差の波形を図 3.12 に示す。

ESM は SSEM のすぐ近くに設置されている。そのため SSEM が入っている時は、SSEM から放出された電子ノイズによって ESM の波形が歪んでしまう [27]。従って全ての SSEM が入っているときは、基本的に ESM のデータは使用されない。ESM はビーム位置を非破壊的に測定できる検出器であるため、物理ラン中もビームを測定している。ここでは SSEM がないため、必要に応じて ESM を使用できる。

OTR

Optical Transition Radiation Monitor (OTR) はビームプロファイルモニターである。ビームに対して 45° の角度で第 1 ホーンに取り付けられており、ターゲットから約 30 cm 上流に位置する OTR のフォイルをビームが通過した際、遷移放射という現象によって放出される可視光を用いる。図 3.13 のように遷移放射による光の内、ビームに対して 90° に放出された光を 4 つの曲面鏡で放射線シールドまで輸送し、図 3.14 のように CID カメラで読み出している。ビーム中心と幅の測定精度は、x 方向には 800 μm 、y 方向には 500 μm 以下とされている [28]。

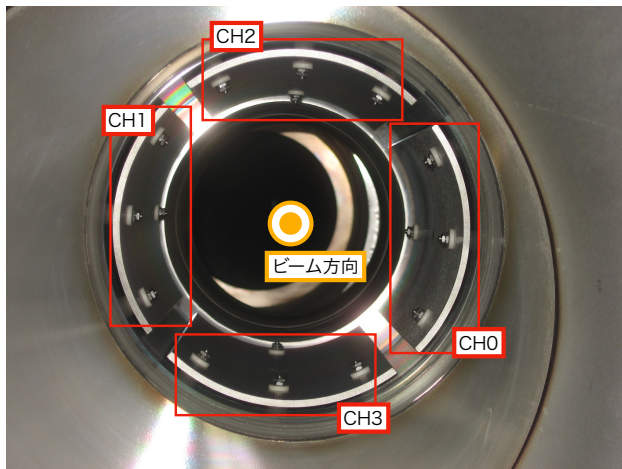


図 3.10: ESM の写真。赤い枠で囲まれた金属板が電極である。ビームは紙面奥から手前進む。

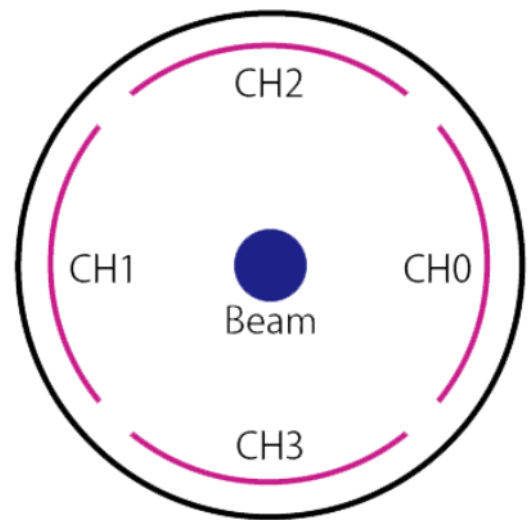
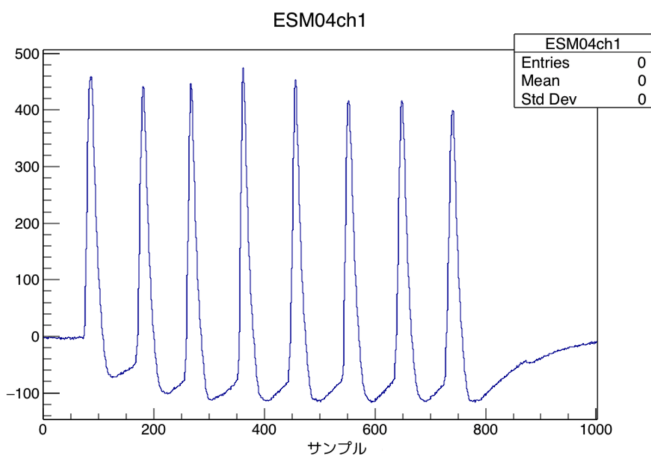
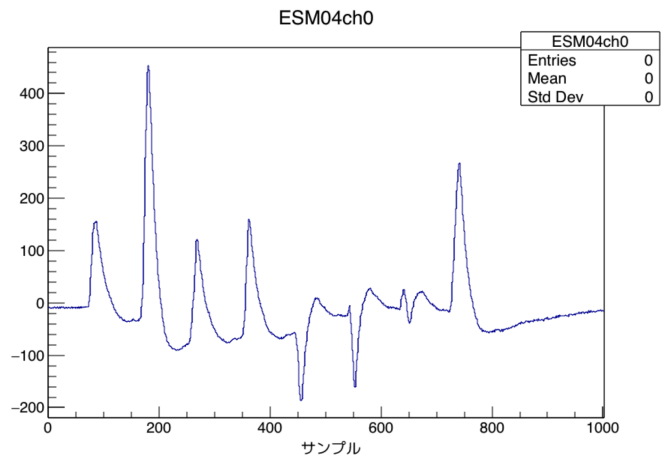


図 3.11: ESM のチャンネルの配置。



(a) ESM の水平方向の電極に誘起された電荷の和の波形。



(b) ESM の水平方向の電極に誘起された電荷の差の波形。

図 3.12: ESM の信号波形

図 3.15 のように 1 つのディスクに 8 つのフォイルを有しており、遠隔で回転させて目的に合わせて薄膜を替えることができる。8 枚のうち 4 枚はビーム測定用のチタン合金フォイル、1 枚はキャリブレーション用のチタン合金フォイル、1 枚はクロスフォイルと呼ばれる 12 個の穴が空いたチタン合金フォイル、1 枚は低強度ビーム測定用のセラミック蛍光板であり、残る 1 枚の箇所は何も取り付けられていない。OTR は放射線劣化することがわかっており、 1.4×10^{21} POT で光量が 65% 低下する。そのためフォイル 1 枚につき 2.0×10^{21} POT まで使用することになっている [28]。

3.2.2 ビーム強度に関するモニター

ビームチューニングやビームスタディーでは機器の保護のため、1 スピルあたり $10^{10} \sim 10^{11}$ 個の低強度ビームを使い、物理ランでは、 $10^{12} \sim 10^{14}$ 個の高強度ビームを使っている。用途に合わせて強度を変えているので、ビーム強度をモニターすることは重要である。また物理解析においても、生成したニュートリノの総量の推定のために重要である。ビーム強度モニターは Current Transformer (CT) がある。

CT は 5 つ配置されている。図 3.16 にビームラインに取り付けられた CT の様子を載せる。図 3.17 に示されるように、強磁性のコアに銅線を 50 巻したトロイダルコイルであり、コアの直径は 26 mm である。ビームは荷電粒子であるため電流とみなすことができ、アンペールの法則より半径 r の円周上に $H = \frac{I}{2\pi r}$ の磁場を生む。この磁場は強磁性コア内部に閉じ込められる。コア内部の磁束密度 ϕ の時間変化は電磁誘導 $V = -\frac{d\phi}{dt}$ より、電圧

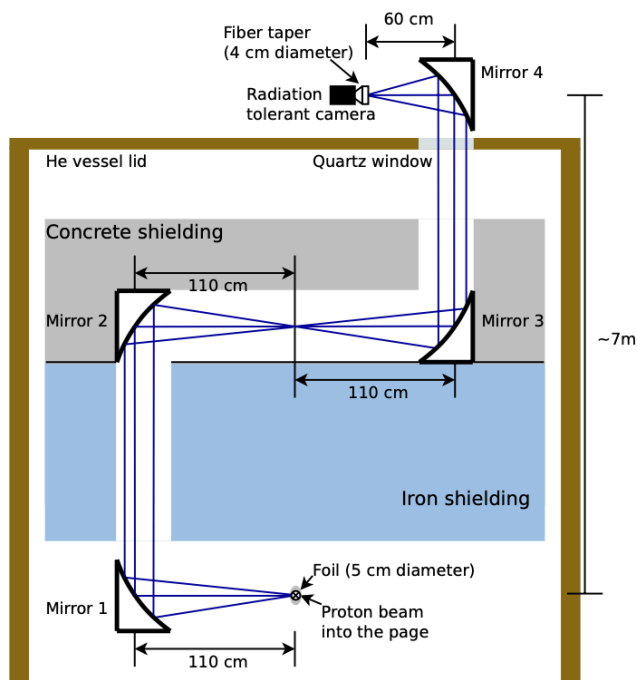


図 3.13: OTR の読み出し。鏡で遷移放射の光を反射して、ターゲットステーションから地上に光を輸送している [29]。

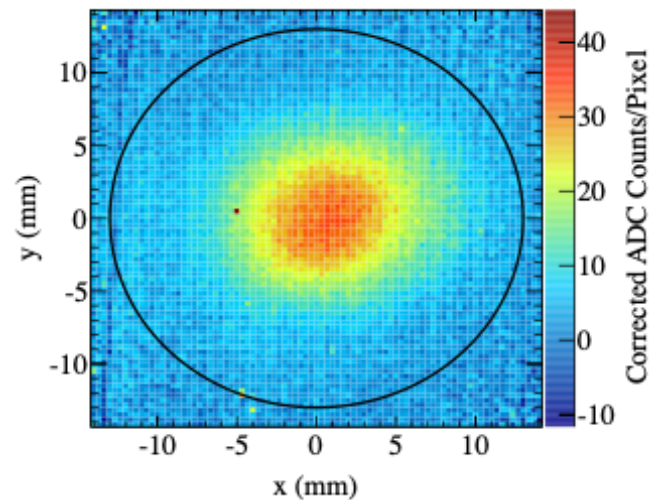


図 3.14: OTR のカメラで読み出したビームプロフィール。

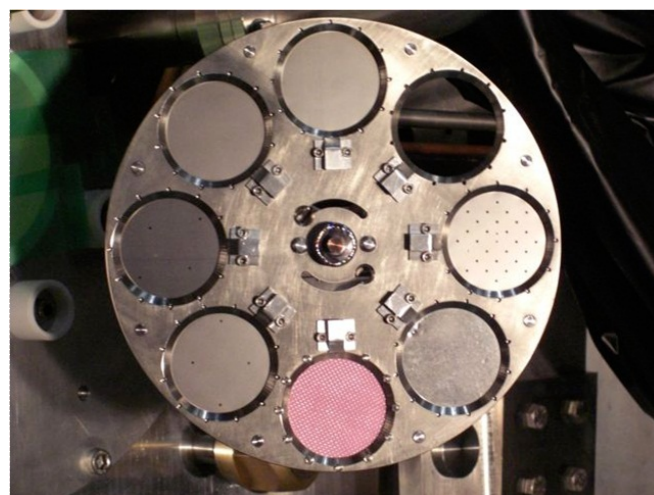


図 3.15: OTR のディスク。ビーム強度や用途に合わせて、ビームを照射するフォイルを変える。

の時間変化として読み出すことができる。CT の信号は系の例を図 3.18 に示す。CT は陽子ビームの強度を約 2% の精度で測定することができる [25]。

3.3 ビームラインの課題

本論文では、ニュートリノビームラインに関する課題のうち 2 つの解決に取り組む。

陽子ビームの軌道再構成精度の改善

加速器実験において、ビーム軌道やビーム幅などのプロフィールを理解することは、実験の精度や機器の安全の観点から極めて重要である。ビームがターゲットに当たる位置や角度の不定性は、生成されるニュートリノの総量やエネルギー分布など、フラックスの不定性につながる。図 3.19 は、2023 年の T2K 実験の解析に使われた SK における ν_μ フラックスの不定性の内訳である [17]。ニュートリノフラックスピークの高エネルギー領域 (0.7 ~ 1.1 GeV) において、陽子ビームのパラメータ誤差とニュートリノビーム軸方向、すなわちオフア

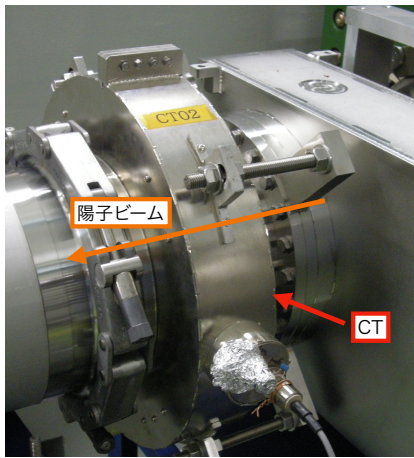


図 3.16: ビームパイプの取り付けられた CT。

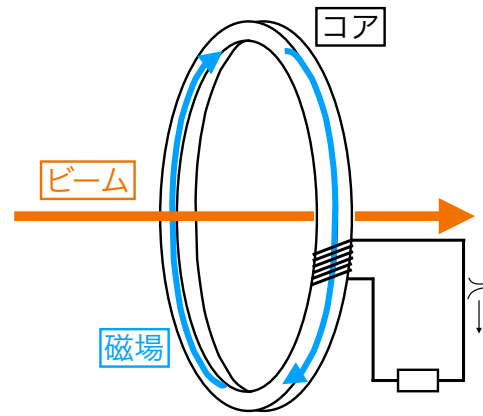


図 3.17: CT の構成。

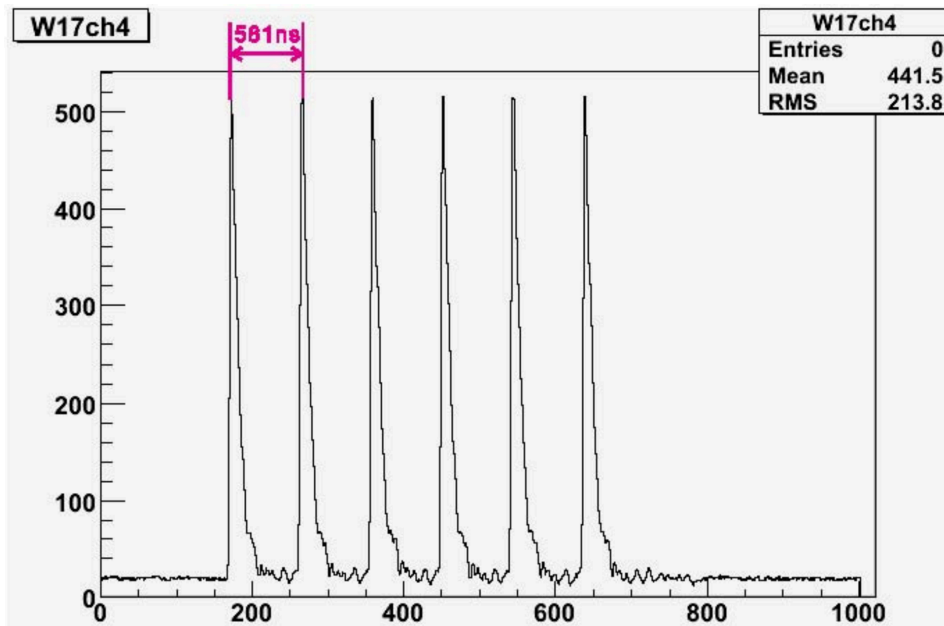


図 3.18: CT の信号波形。6 バンチのビームを測定した。581 ns ごとにパルス状の波形が見える [30]。

クシス角度の不定性が、フラックス不定性の最も大きな要因となっていることが分かる。最も不定性が大きい 0.8 ~ 1.0 GeV の範囲では、全体の不定性約 8% に対して、6.2% の誤差を占めている。

本研究ではフラックス不定性改善のために、陽子ビーム軌道の不定性を減らすことに取り組んだ。次章では、軌道再構成に使用するモニターを増やすことで不定性を削減した結果を論じる。

ミューオンモニターの改善

T2K 実験は 2028 年度を目処に終了し、J-PARC ニュートリノビームを使う後継実験としてハイパーカミオカンデ (HK) 実験が始まる。HK 実験のために陽子ビームの 1.3 MW の高強度化が計画されている。しかし後の章で述べるように、現在ミューオンモニターで使用しているセンサーは、将来強度では長期的な運用が難しいことがわかっている。

本研究では将来の高強度化に対応可能な新しいセンサーの実装に取り組んだ。論文の後半では、このセンサーによるミューオンビームの測定について論じる。

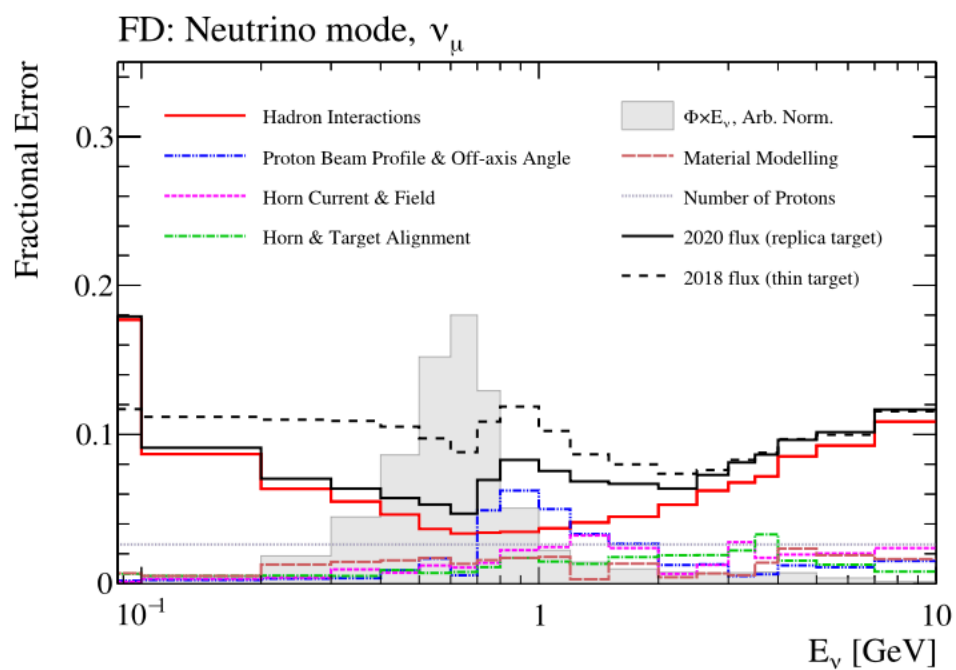


図 3.19: FHC モードにおける SK の ν_μ フラックスの不定性の内訳。横軸はニュートリノエネルギーで縦軸は不定性の大きさを示す。異なる色のヒストグラムは、異なる不定性要因を示す。陽子ビームのプロファイルとオフ軸の角度の誤差由来のフラックス不定性は青色のヒストグラムで表されており、最大値は 0.8 ~ 1.0 GeV の領域の 6.2% である。この誤差はニュートリノエネルギーが 0.7 ~ 1.1 GeV の範囲で、最も大きなフラックスの誤差要因となっている [17]。

第4章

陽子ビーム軌道の再構成精度の向上

T2K 実験では陽子ビームを炭素ターゲットに照射してニュートリノを生成する。照射するビームの軌道は、ビームモニターの値を元にフィッティングによって再構成されている。軌道の正確な再構成は安全なビーム運転のためだけでなく、ニュートリノフラックスを精度良く推定するためにも重要である。本章では今まで解析に使用していなかったモニターを使用することで、再構成の精度を向上した。

本章では初めに本研究に関連するビームダイナミクスを紹介する。次に T2K 実験の陽子ビーム軌道再構成について、従来の解析方法を紹介する。その後、新しくモニターを追加する準備として、FVD2 という磁石のモデル化について論じる。それを踏まえて、モニターを追加した y 方向のビーム軌道フィットを行い、フィット誤差を求める。最後に、得られたフィット誤差を元に、ニュートリノフラックスの不定性をシミュレーションで推定する。

4.1 ビームダイナミクス

以下、東北大学大学院理学研究科の講義「加速器科学特論」の内容と、S.Y.Lee 氏の”Accelerator Physics”を参考に述べる [31]。

ビームダイナミクスの記述には、ビーム進行方向が右ねじの進む向きとした右手系 (直交曲線座標系) が一般的な座標系として使われる。ビーム軌道は一般に曲線であり、座標系はこの曲線上の各点で定義する。基準となるビーム軌道上の点を s 、軌道からの変位を x, y とし、曲率半径を $\rho(s)$ とする。ビームは一般的に独立変数を時間 t でなく、基準曲線上の点 s として記述される。図 4.1 のように実験座標系でのビームの位置ベクトルを $\vec{r}_0(s)$ とすると、 (x, y, s) の単位ベクトルは次のように書ける。

$$\vec{e}_s(s) = \frac{d\vec{r}_0(s)}{ds}, \quad \vec{e}_x(s) = \rho(s) \frac{d\vec{e}_s(s)}{ds}, \quad \vec{e}_y(s) = \vec{e}_s(s) \times \vec{e}_x(s). \quad (4.1)$$

電磁場中を移動する素電荷を持つ粒子の直交座標系のハミルトニアン $H_1(x, p_x, y, p_y, z, p_z; t)$ は、一般運動量 $\vec{P} = \vec{p} + e\vec{A}$ を用いて次のように書ける。

$$H_1(x, p_x, y, p_y, s, z, p_z; t) = e\phi + c[m^2c^2 + (\vec{P} - e\vec{A})^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.2)$$

ここで、 e, c, m はそれぞれ電気素量、光速、粒子の質量で、 ϕ はスカラーポテンシャル、 \vec{A} はベクトルポテンシャルである。このハミルトニアンから、直交曲線座標系で独立変数が s のハミルトニアンを導く。まず次のような母関数 F_3

$$F_3(\vec{P}, x, y, s) = -\vec{P} \cdot (\vec{r}_0 + x\vec{e}_x(s) + y\vec{e}_y(s)) \quad (4.3)$$

を用いて、 $H_2(x, p_x, y, p_y, s, p_s; t)$ を求める。 (x, y, s) と正準共役な一般運動量とベクトルポテンシャルは、

$$p_x = -\frac{\partial F_3}{\partial x} = \vec{P} \cdot \vec{e}_x(s), \quad p_y = -\frac{\partial F_3}{\partial y} = \vec{P} \cdot \vec{e}_y(s), \quad p_s = -\frac{\partial F_3}{\partial s} = \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \vec{P} \cdot \vec{e}_s(s) \quad (4.4)$$

$$A_x = \vec{P} \cdot \vec{e}_x(s), \quad A_y = \vec{P} \cdot \vec{e}_y(s), \quad A_s = \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \vec{P} \cdot \vec{e}_s(s) \quad (4.5)$$

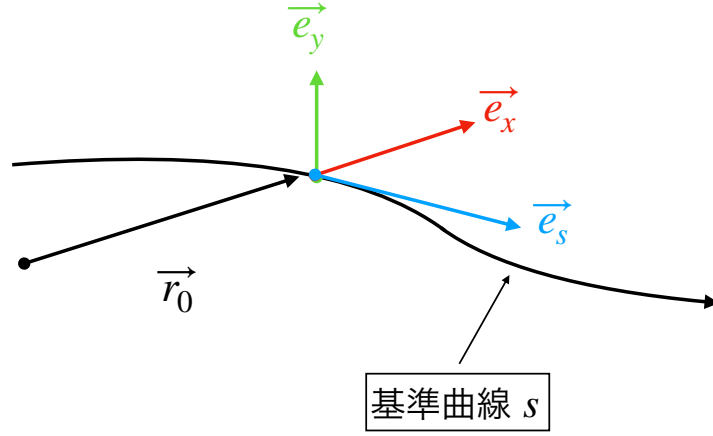


図 4.1: 直交曲線座標系。

と書ける。したがって $H_2(x, p_x, y, p_y, s, p_s; t)$ は、以下のように書ける。

$$\begin{aligned}
 H_2(x, p_x, y, p_y, s, p_s; t) &= H_1 + \frac{\partial F_3}{\partial t} \\
 &= e\phi + c \left[m^2 c^2 + (p_x - eA_x)^2 + (p_y - eA_y)^2 + \frac{(p_s - eA_s)^2}{\left(1 + \frac{x}{\rho}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.6)
 \end{aligned}$$

次に独立変数を t から s に変換する。これには H_2 を $-p_s$ について解けばよく、新しいハミルトニアン H_3 は以下ようになる。

$$\begin{aligned}
 H_3(x, p_x, y, p_y, t, -H_2; t) &= -p_s \\
 &= -eA_s - \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \left[\frac{(H_2 - e\phi)^2}{c^2} - m^2 c^2 - (p_x - eA_x)^2 + (p_y - eA_y)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

ここで電場が 0 で、磁場が静的かつ基準曲線に対して平行な成分を持たないと仮定する。すなわち、

$$\vec{B} = B_x \vec{e}_x + B_y \vec{e}_y \quad (4.8)$$

$$\phi = 0, \quad A_x = A_y = 0, \quad A_s \neq 0 \quad (4.9)$$

を仮定する。また H_2 は時間 t に依存せず全エネルギー E と等しいことと、運動量 p が $p = \left(\frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2\right)^{\frac{1}{2}}$ と書けることを用いると、 H_3 は、

$$\begin{aligned}
 H_3(x, p_x, y, p_y; s) &= -eA_s - p \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \left[1 - \left(\frac{p_x}{p}\right)^2 - \left(\frac{p_y}{p}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\
 &\approx -eA_s - p \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) + p \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{p_x}{p}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{p_y}{p}\right)^2 \right] \quad (4.10)
 \end{aligned}$$

となる。ここで p_x, p_y の 2 次の項まで考慮した。

磁場は静的かつ基準曲線に対して平行な成分を持たないという仮定から、 $\vec{B} = (B_x, B_y, B_s)$ は

$$B_x = \frac{1}{1 + \frac{x}{\rho} \frac{\partial A_s}{\partial y}}, \quad B_y = \frac{1}{1 + \frac{x}{\rho} \frac{\partial A_s}{\partial x}}, \quad B_s = 0 \quad (4.11)$$

とかける。これとハミルトン方程式、

$$x' = \frac{dx}{ds} = \frac{\partial H_3}{\partial p_x}, \quad p_x' = \frac{dp_x}{ds} = -\frac{\partial H_3}{\partial x}, \quad y' = \frac{dy}{ds} = \frac{\partial H_3}{\partial p_y}, \quad p_y' = \frac{dp_y}{ds} = -\frac{\partial H_3}{\partial y} \quad (4.12)$$

より、次の運動方程式が得られる。

$$x'' - \frac{\rho + x}{\rho^2} = -\frac{B_y p_0}{B\rho p} \left(1 + \frac{x}{\rho}\right)^2, \quad (4.13)$$

$$y'' = -\frac{B_x p_0}{B\rho p} \left(1 + \frac{y}{\rho}\right)^2. \quad (4.14)$$

p_0 は基準曲線上を運動する粒子の運動量 (中心運動量) であり、 $p_0 = eB\rho$ の関係を満たす。

ここで曲率半径 ρ が極めて大きくビーム軌道が非常に緩やか ($\frac{1}{\rho} \rightarrow 0$) である場合を考えて、磁場を多極展開する。この条件下で A_s は、次のように展開できる。

$$A_s = -B \cdot \text{Re} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{b_n + ia_n}{n+1} (x + iy)^{n+1} \right] \quad (4.15)$$

これより次のような式が成り立つ。

$$\frac{1}{B\rho} (B_y + iB_x) = \frac{1}{B\rho} \left(-\frac{\partial A_s}{\partial x} + i\frac{\partial A_s}{\partial y} \right) = \frac{1}{\rho} \sum_{n=0}^{\infty} (b_n + ia_n)(x + iy)^n. \quad (4.16)$$

以上より、

$$a_n = \frac{1}{Bn!} \frac{\partial B_x}{\partial x^n}, \quad b_n = \frac{1}{Bn!} \frac{\partial B_y}{\partial x^n} \quad (4.17)$$

を得る。 b_n は $2(n+1)$ 極磁場成分、 a_n はねじれ成分と呼ばれるものである。通常の加速器では、偏向作用を担う二極磁場 (b_0) と収束作用を担う四極磁場 (b_1) が主成分であり、その他の項は補正項として存在する。

そこで磁場について二極磁場と四極磁場のみを考慮すると、磁場は以下のように書ける。

$$B_y = B + \frac{\partial B_y}{\partial x} x, \quad B_x = \frac{\partial B_y}{\partial x} y. \quad (4.18)$$

このような電磁場中を運動する粒子の運動方程式は、式 (4.14) を整理して、

$$x'' + \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) x = 0, \quad y'' - \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} y = 0 \quad (4.19)$$

と書け、振動する。そのため、この運動をベータトロン運動と呼ぶ。

$k_x(s) = \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} \right)$, $k_y(s) = -\frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x}$ とおくと運動方程式は、

$$x'' + k_x(s) = 0, \quad y'' + k_y(s) = 0 \quad (4.20)$$

と書くことができる。円形加速器の場合 $k(s)$ は電磁石配列の周期性 L に従って、 $k(s) = k(s+L)$ の周期関数となる。このような、周期係数を持ち 1 次微分項を持たない 2 階微分方程式を Hill の方程式と呼ぶ。Hill の方程式の一般解は x, y を χ と代表して、 $\chi = c_1 w(s) e^{i\phi(s)} + c_2 w(s) e^{-i\phi(s)}$ とかける。 $w(s)$ はビームの運動を特徴付ける量であり、次のような Twiss パラメータ α, β, γ が定義される。

$$\alpha(s) \equiv -w(s)w'(s) = -\frac{\beta'(s)}{2}, \quad \beta(s) \equiv w^2(s), \quad \gamma \equiv \frac{1 + \alpha(s)^2}{\beta(s)}. \quad (4.21)$$

$H_3(x, p_x, y, p_y; s)$ に対して、二極磁場と四極磁場を導入して、 $p = p_0$, $\frac{H_3}{p_0} = H$, $\frac{p_x}{p_0} \approx x'$, $\frac{p_y}{p_0} \approx y'$ とおく。定数項を省略し x, y の 2 次の項まで考慮すると、

$$H_3(x, x', y, y'; s) = \frac{1}{2} x'^2 + \frac{1}{2} k_x(s) x^2 + \frac{1}{2} y'^2 + \frac{1}{2} k_y(s) y^2 \quad (4.22)$$

と変形できる。 x, y は互いに独立なので x, y 代表して χ とおくと、 $H(\chi, \chi'; s) = \frac{1}{2}\chi'^2 + \frac{1}{2}k(s)\chi^2$ と書ける。このハミルトニアン \tilde{H}_3 に対して母関数 $F_1(\chi, \phi) = \frac{\chi^2}{2\beta} \left(\tan \phi - \frac{\beta}{2} \right)$ を用いて作用・角変数座標系 (ϕ, J) へ正準変換する。

$$\chi' = \frac{\partial F_1}{\partial \chi} = -\frac{\chi}{2\beta} \left(\tan \phi - \frac{\beta}{2} \right), \quad J = \frac{\partial F_1}{\partial \phi} = \frac{\chi^2}{2\beta \cos^2 \phi}. \quad (4.23)$$

の変換式より、

$$\chi = \sqrt{2\beta J} \cos \phi \quad \chi' = -\sqrt{\frac{2J}{\beta}} (\sin \phi + \alpha \cos \phi) \quad (4.24)$$

となる。したがって (ϕ, J) 系のハミルトニアンは $H_4 = H + \frac{\partial F_1}{\partial s} = \frac{J}{\beta}$ と書け、ハミルトン方程式は、

$$\phi' = \frac{\partial H_4}{\partial J} = \frac{1}{\beta}, \quad J' = -\frac{\partial H_4}{\partial \phi} = 0 \quad (4.25)$$

となり、 J は不変量である。

ここで Courant-Snyder 不変量と呼ばれる次の量を定義する。

$$C(\chi, \chi') = \frac{1}{\beta} (\chi^2 + (\beta\chi' + \alpha\chi)^2) = \gamma\chi^2 + 2\alpha\chi\chi' + \beta\chi'^2. \quad (4.26)$$

これを計算すると、 $C(\chi, \chi') = 2J = \text{const}$ となり、 $C(\chi, \chi')$ は不変量になる。 $C(\chi, \chi')$ は (χ, χ') 位相空間でのある粒子運動の軌跡を与える (図 4.2)。式 (4.26) は楕円であり、その面積を π で割った値、すなわち $\epsilon = \frac{1}{\pi} \oint \chi' d\chi$ と $C(\chi, \chi')$ は等しい。 ϵ をエミッタンスと呼び、ビームを構成する粒子の位相空間の分布の広がりを表すビームパラメータである。ビーム中の粒子はそれぞれのエミッタンスで (χ, χ') 位相空間上を運動する。特に全ての粒子が含まれる最小の楕円曲線の面積を π で割ったものは、100% エミッタンスと呼ばれる。またビームを構成する全粒子のうち、 1σ 分の粒子がその閉曲線の中に入るような ϵ を "1 シグマエミッタンス" と呼ぶ。

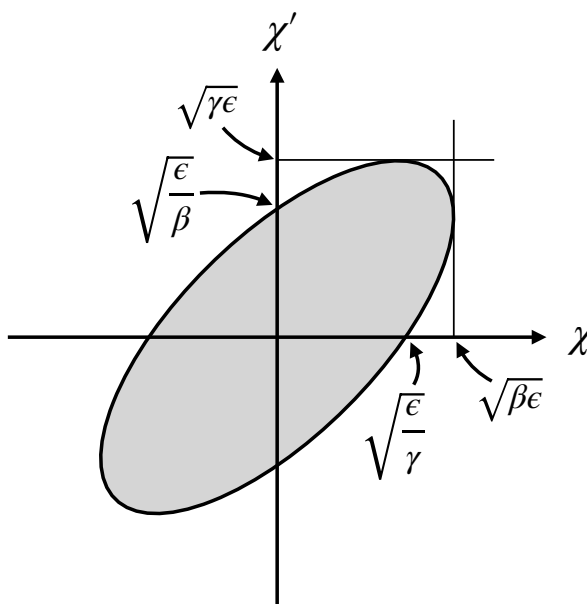


図 4.2: Courant-Snyder 不変量とエミッタンス, Twiss Parameter の関係。

ビームラインは基本的にドリフト空間と磁石空間で構成される。それぞれの空間に入る前と後のビームを構成する粒子の座標を、 $\begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_A$, $\begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_B$ とすると、この二つは経由する空間によって特徴付けられる行列 M を用いて次のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_A. \quad (4.27)$$

このような行列 M を輸送行列 (Transfer Matrix) と呼ぶ。

ビームが磁場などの外力を受けずに進むドリフト空間では、空間の長さ L を用いて、 $\chi_B = \chi_A + \chi'_A L$ $\chi'_B = \chi'_A$ となるため、輸送行列を用いて表すと位相空間の変化は次のようになる。

$$\begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_A. \quad (4.28)$$

ビームが2極の偏向磁石を通過した場合は、磁石の曲率半径 $\rho = \frac{L}{\theta}$ (L は磁石の長さで θ は曲げ角) を用いて、運動方程式は式 (4.19) より $x'' + \frac{1}{\rho^2}x = 0$, $y'' = 0$ である。 x 方向の一般解 $x(s) = A \cos \frac{s}{\rho} + B \sin \frac{s}{\rho}$ の係数 A, B を、初期条件として $s = 0$ で $(x, x') = (x_A, x'_A)$ を満たすように求めると、任意の s での解は、 $x(s) = x_A \cos \frac{s}{\rho} + x'_A \rho \sin \frac{s}{\rho}$ $x'(s) = -\frac{x_A}{\rho} \sin \frac{s}{\rho} + x'_A \cos \frac{s}{\rho}$ である。これより輸送行列は、次のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta \\ -\frac{\sin \theta}{\rho} & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi \\ \chi' \end{pmatrix}_A. \quad (4.29)$$

θ が十分小さく1次まで近似できる場合、偏向磁石の輸送行列はドリフト空間と同じように扱われる。すなわち、

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta \\ -\frac{\sin \theta}{\rho} & \cos \theta \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

である。磁場と平行な方向については、ビームは磁場の力を受けないためドリフト空間と同じである。

長さ L_Q の四極磁石中の粒子の運動方程式 $x'' + kx = 0$, $y'' - ky = 0$, $k = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x}$ において、 $k > 0$ と仮定すると、 x 方向は収束、 y 方向は発散の作用を持つ。一般解は $x = A_1 \cos(s\sqrt{k}) + B_1 \sin(s\sqrt{k})$, $y = A_2 \cosh(s\sqrt{k}) + B_2 \sinh(s\sqrt{k})$ となる。偏向磁石と同じようにして係数を計算すると、 x, y 方向の運動に関する輸送行列は次のようになる。

$$M_x = \begin{pmatrix} \cos(\eta) & (\frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin(\eta)) \\ \sqrt{|k|} \sin(\eta) & \cos(\eta) \end{pmatrix}, \quad M_y = \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & (\frac{1}{\sqrt{|k|}} \rho \sinh(\eta)) \\ \sqrt{|k|} \sinh(\eta) & \cosh(\eta) \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

$$\eta = L_Q \sqrt{|k|}. \quad (4.32)$$

ドリフト空間、四極磁石による、 (χ, χ') 位相空間の変化を図 4.3 に示す。輸送行列によって、位相空間の形が伸縮したり回転する。加速器中の粒子の運動は、これらの輸送行列をビームラインの配置と同じように並べて計算することで求めることができる。

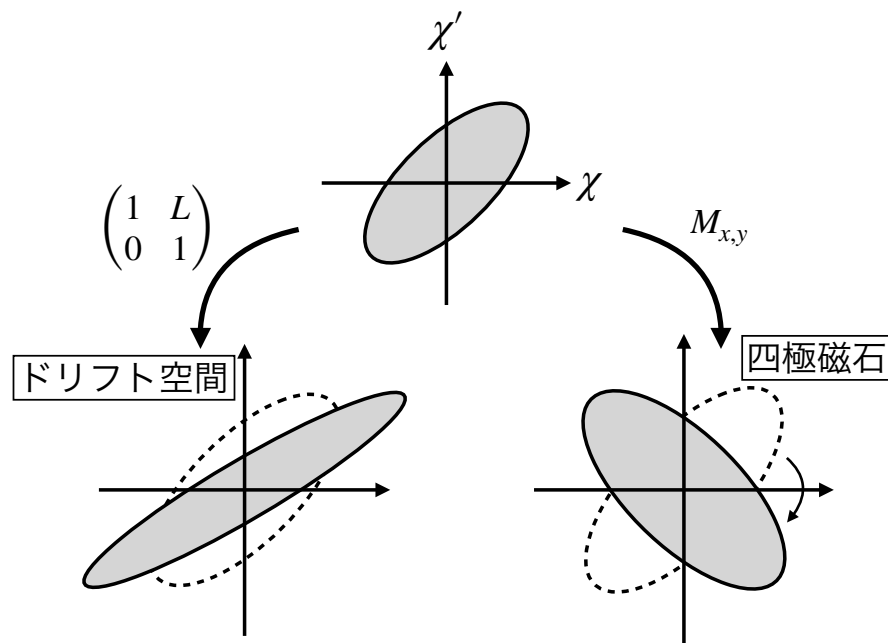


図 4.3: ドリフト空間、四極磁石による (χ, χ') 位相空間の変化。

4.2 従来の陽子ビーム軌道の再構成

ターゲットに照射する陽子ビームの軌道を再構成するため、図 4.4 に示す Final Focusing section の一部を扱う。FVD2 は、ビームを y 方向下向きに 2.277° (39 mrad) 曲げている。一方で x 方向は磁場の影響を受けず、ビームは直進する。そのため x 方向の位置としては SSEM17, 18, 19, OTR の測定値を、 y 方向には SSEM18, 19, OTR の測定値を直線フィットしている。

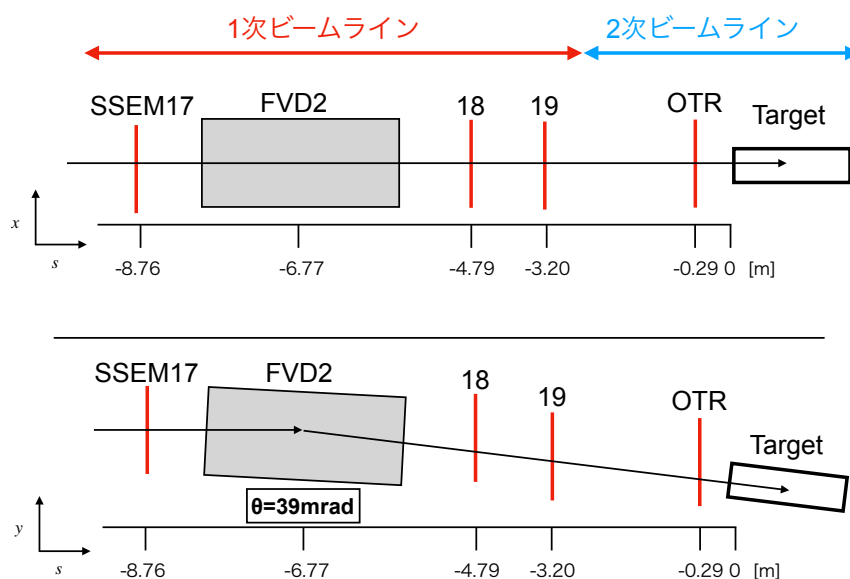


図 4.4: SSEM17 より下流のビームライン。上側が xz 平面で、下側が yz 平面。FVD2 はビームを y 方向に曲げる磁石なので、 x 方向のビームは直進する。FVD2 の曲げ角の設計値は 2.277° (39 mrad)。

SSEM と OTR のビーム位置の測定値には、系統誤差として測定誤差とアライメント誤差が加わっている。また一次ビームラインと二次ビームラインは、 y 方向に -4.5 mm のオフセットが存在し、また 2 つのビームライン間の位置関係に不定性がある。そのため一次ビームラインの測定値にのみ、オフセット誤差が追加されている。表 4.1、4.2 に、モニター測定値の誤差の値をまとめる。

表 4.1: x 方向のビーム中心測定の系統誤差の内訳。SSEM の測定誤差はビーム幅に依存する [26]。

モニター	測定誤差 [mm]	アライメント誤差 [mm]	オフセット誤差 [mm]
SSEM17	0.1~0.4	0.1	0.3
SSEM18	0.1~0.4	0.1	0.3
SSEM19	0.1~0.4	0.1	0.3
OTR	0.43	0.61	0

表 4.2: y 方向のビーム中心測定の系統誤差の内訳。SSEM の測定誤差はビーム幅に依存する [26]。

モニター	測定誤差 [mm]	アライメント誤差 [mm]	オフセット誤差 [mm]
SSEM17	0.1~0.4	0.4	1.0
SSEM18	0.1~0.4	0.4	1.0
SSEM19	0.1~0.4	0.4	1.0
OTR	0.43	0.21	0

モニターが測定したビーム中心とその系統誤差を用いて、ターゲットにおけるビームの位置と角度をフィッティ

ングによって推定する。フィットパラメータはターゲットにおけるビームの位置 (k) とビーム角度 (k')、ビームライン間のオフセット (k_0) である。このパラメータを用いて、 i 番目のモニターの位置におけるビーム中心 C_i は次のようになる。

$$C_i = k + k' s_i + k_0 \quad (k = x \text{ or } y). \quad (4.33)$$

ここで s_i はターゲットを原点とした i 番目のモニターの s 座標値である。OTR はターゲットと同じ二次ビームラインにあるため、 $k_0 = 0$ である。 i 番目のモニターの測定値 m_i 、測定誤差 δm_i を用いて、次のような χ_i^2 を定義する。

$$\chi_i^2 = \frac{(C_i - m)^2}{\delta m_i^2}. \quad (4.34)$$

これをフィットに使用するモニターの数 (n) で足し合わせて χ^2 を定義する。

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^n \chi_i^2 + \frac{k_0^2}{\delta k_0^2}. \quad (4.35)$$

第二項は k_0 のペナルティ項で、 δk_0 は k_0 の誤差を表す。最後に χ^2 を最小化することにより、フィットパラメータの中心値と誤差を求める。T2K 実験では、ニュートリノフラックス生成のシミュレーションの際、バッフル上流における陽子ビームの位置や角度を入力情報とする。以下では、バッフル上流における値であることを明確にするため、バッフル上流でのビーム軌道中心を k_b として表す。

従来方法で得られたパラメータの典型的な誤差の値を表 4.3 に示す。ビーム位置、角度ともに y 方向の誤差の方が大きい。この理由は 2 つ挙げられる。1 つ目は、 y 方向の方がフィットに用いるモニターの数が少ないことである。2 つ目は、ビームラインのオフセットの誤差が、 x 方向は 0.3 mm に対し y 方向は 1.0 mm で大きいことである。

T2K 実験ではオフアクシス法を採用しており、Final Focusing Section で陽子ビームを下方 ($-y$ 方向) に曲げている。そのため y 方向のパラメータ誤差の方が、ニュートリノフラックスへの影響が大きい。本研究では y 方向の誤差を小さくするために、SSEM17 をフィットに追加して 1 つ目の問題を改善した。以下では y 方向のビーム軌道のみを扱う。

表 4.3: バッフル上流における陽子ビームパラメータの典型的な誤差の値。ビーム位置、角度ともに、 y 方向のほうが誤差が大きい [32]。

パラメータ	δx_b [mm]	δy_b [mm]	$\delta x'$ [mrad]	$\delta y'$ [mrad]
誤差	0.38	0.58	0.056	0.286

4.3 SSEM17 の追加に必要な偏向磁石のモデル化

SSEM17 と SSEM18 の間には、図 4.4 に示すように FVD2 という偏向磁石がある。運動量 p を持つ荷電粒子が磁場の大きさが B で長さ L の磁場中を通過する際、軌道が曲がる角度は次のように書ける。

$$\theta_{\text{calc}} = \frac{BLc}{p}. \quad (4.36)$$

c は光速である。J-PARC の陽子ビームの平均運動量は 30.924 GeV でほぼ一定なので、FVD2 の BL をモデル化することでビームの曲げ角を計算できる。図 4.5 に、実験室系と設計されたビーム軌道の直交座標系の 2 つから見たビーム軌道の図を示す。ビームの曲げ角 α は、

$$\alpha = \theta_{\text{design}} - \theta_{\text{calc}} \quad (4.37)$$

と書くことができる。 θ_{design} は FVD2 の曲げ角の設計値 2.277° (39 mrad) である。FVD2 の曲げ角が設計値よりも大きい場合は、設計されたビーム軌道に対してビームは下方向に進む。このように FVD2 の磁場の大きさから計算したビームの曲げ角を考慮することで、 y 方向のフィットに SSEM17 を追加することができる。しかしそれを実現するためには FVD2 の磁場分布をモデル化する必要がある。以下ではこの課題への取り組みを論じる。

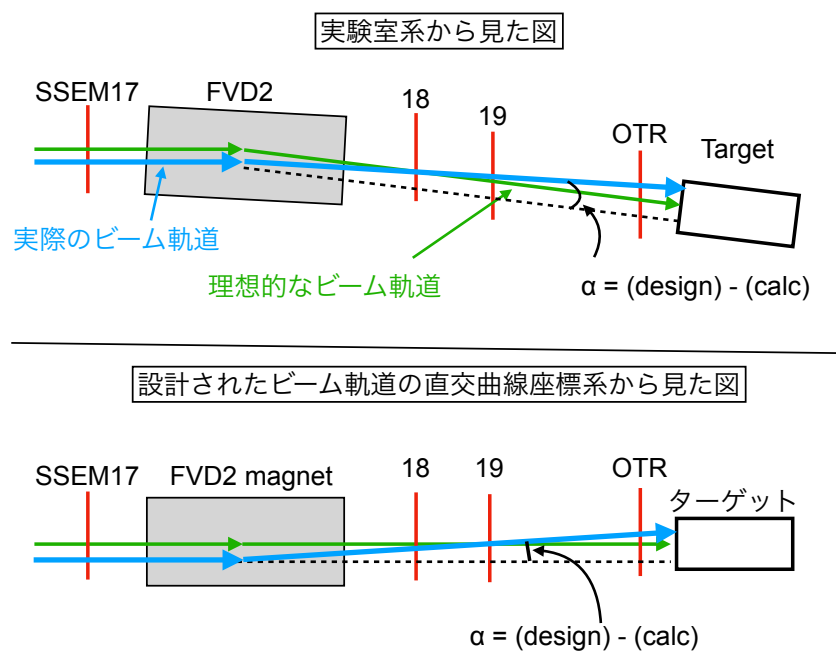


図 4.5: FVD2 の実際の曲げ角を考慮した陽子ビーム軌道。上が実験室系からビームを見た図で、下が設計されたビーム軌道の直交曲線座標系から見た図。青い矢印は実際のビーム軌道で、緑の矢印は設計された理想的なビーム軌道を表す。FVD2 より上流の磁石などの影響で、実際のビーム軌道は理想的な軌道と異なるため、FVD2 の曲げ角を設計値から変える場合がある。

4.3.1 磁場分布のモデル化

FVD2 の BL は電流依存性がある。図 4.6 は FVD2 内の位置と磁場の大きさを印加電流ごとにプロットしたものである [33]。測定した磁場は、ビーム進行方向に対して x 方向に垂直な磁場 (B_x) である。電流が大きくなるにつれて磁場は大きくなっているが、2000 A では鉄の磁気飽和により線形性がずれている様子が見える。

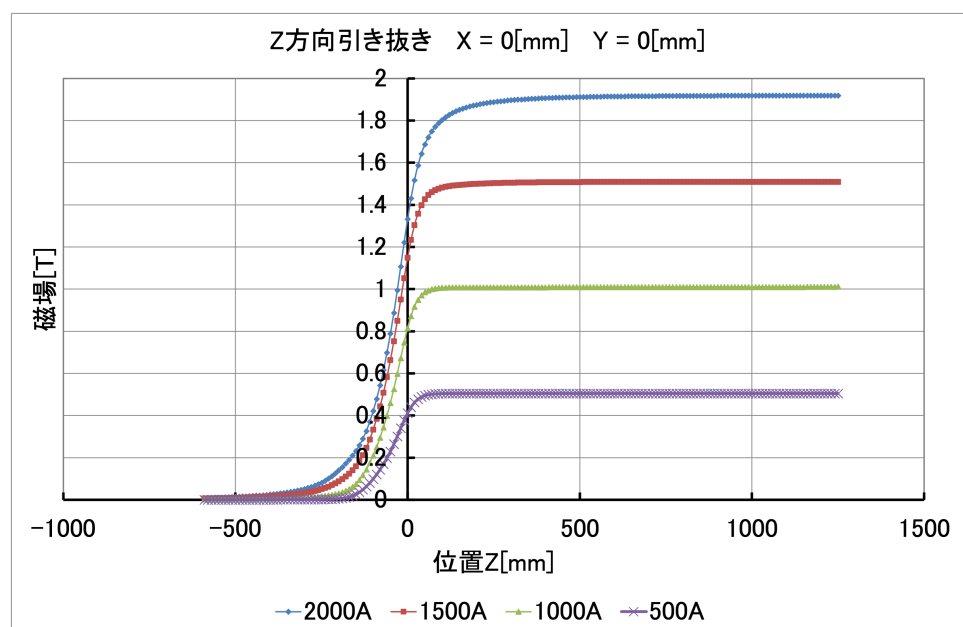


図 4.6: FVD2 の印加電流ごとの磁場の分布図。ビーム進行方向に対して x 方向に垂直な磁場 (B_x) を、FVD2 の中心 ($x = 0 \text{ mm}, y = 0 \text{ mm}, z = 1250 \text{ mm}$) から $-z$ 方向に測定器を動かしながら測定した。紫は 500 A, 緑が 1000 A, 赤が 1500 A, 青が 2000 A を流したときの磁場分布 [33]。

図 4.6 をもとに、電流 I と BL の関係を示したのが図 4.7 である。二次関数でフィットして、以下の関係が得

られた。

$$BL = -0.809 + 4.016 \times 10^{-3}I - 5.613 \times 10^{-7}I^2. \quad (4.38)$$

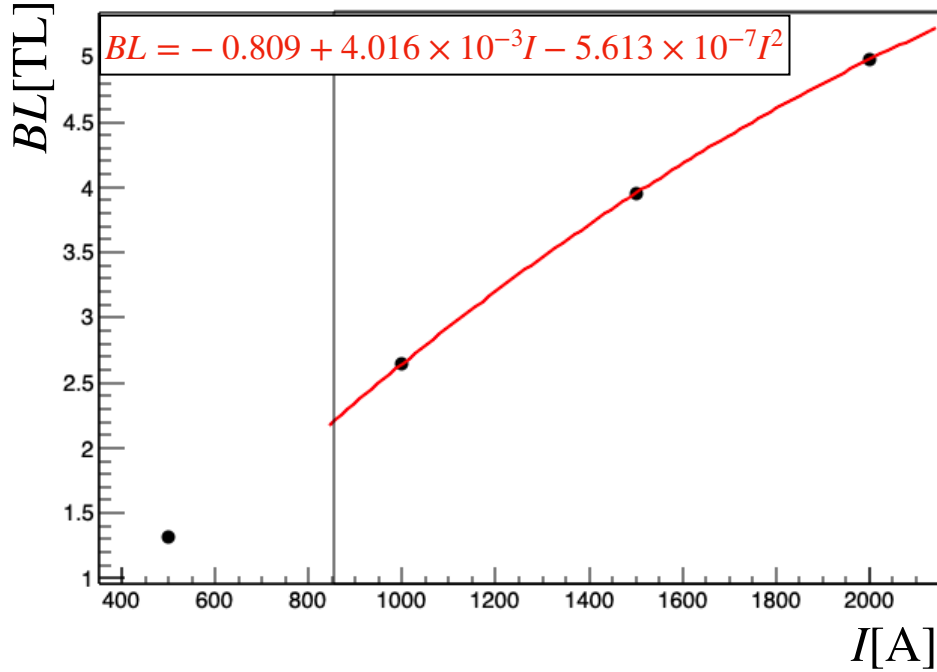


図 4.7: FVD2 の電流と BL の関係。赤い線はフィットした関数を表す。フィット関数は非線形性を考慮して、二次関数 $BL = a + bI + cI^2$ とした。ビーム運転時の FVD2 の典型的な電流値は 1500 ~ 1600 A であるため、フィット区間は 1000 ~ 2000 A とした。

以上のように、FVD2 の磁場分布をモデル化した。T2K 実験では 1 スピルごとに FVD2 の電流を記録しているため、式 (4.38) を用いてその時の BL を求め、ビームの曲げ角を計算する。

図 4.6 で示した BL には、測定器のキャリブレーションなどが原因でおよそ 1% の誤差が存在する [34]。FVD2 の s 方向の中心と SSEM17 の距離は約 2 m である。 BL の誤差によってビームの曲げ角に 1% の不定性があった場合、SSEM17 におけるビーム位置の不定性は、 $2 \text{ [m]} \times 39 \text{ [mrad]} \times 0.01 \approx 0.78 \text{ [mm]}$ である。SSEM17 の測定誤差が 0.1 mm であったとしても、アライメント誤差 (0.4 mm) やオフセット誤差 (1.0 mm) が大きいいため、 BL の誤差の有無で SSEM17 の中心測定の誤差の合計は 0.25 mm しか増加しない。そのため FVD2 の BL の誤差を考慮したとしても、フィット精度への影響は小さいはずである。そこで BL の不定性も考慮して軌道を解析するため、元の BL が $BL(1 + \beta)$ となるような補正係数 β をパラメータとして導入し、ビーム軌道と同時にフィットした。この時、式 (4.35) の χ^2 に β のペナルティ項 $\left(\frac{\beta^2}{\delta\beta^2}\right)$ を加えた。

4.3.2 SSEM17 を追加した解析方法のまとめ

以上で SSEM17 をフィットに追加する準備が整った。以下に SSEM17 を追加した解析方法をまとめる。

1. 各スピルについてビーム位置を、SSEM17, 18, 19 と OTR のデータから得る。
2. FVD2 の電流値からビームの曲げ角を計算する。
3. 計算した曲げ角とデザイン値の差 α を用いて、式 (4.34) に従いモニターごとに χ^2 を計算する。この時 C_i は以下のように計算する。

$$C_i = \begin{cases} y + (y' - \alpha)s_i + y_0 & (\text{SSEM17 の場合}) \\ y + y's_i + y_0 & (\text{SSEM18, 19 の場合}) \\ y + y's_i & (\text{OTR の場合}) \end{cases} \quad (4.39)$$

4. $\chi^2 = \sum_{i=0}^n \chi_i^2 + \frac{y_0^2}{\delta y_0^2} + \frac{\beta^2}{\delta\beta^2}$ を最小化する。

4.4 T2K Run13 のデータを用いた解析結果

4.4.1 SSEM17 を追加した軌道再構成におけるパラメータとフィットエラーの変化

ここでは 2023 年 11 月から 2024 年 6 月までのビームタイム (T2K Run13) のデータを用いて、SSEM17 を追加した陽子軌道解析の結果を論じる。

例としてあるスピルのフィット結果を図 4.8 に示す。FVD2 の中心は -7200 mm 付近にあり、 $-7200 < s$ の範囲で FVD2 の曲げ角を考慮している。

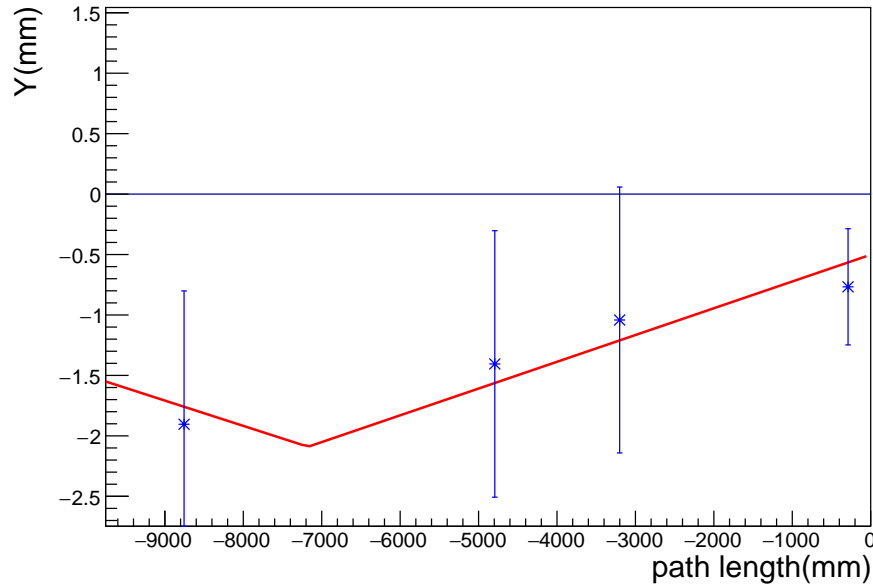


図 4.8: β をパラメータとしたときの、あるスピルのフィット結果。横軸はターゲットを原点としたビーム軌道 s 座標で、縦軸はそれぞれのモニターで得られたビーム中心位置を表す。誤差棒はモニターの測定値の系統誤差。FVD2 の中心は -7200 mm 付近にあり、そこでビームが曲がる。

図 4.9 に、SSEM17 有りと無しでのフィットにおける y, y_b, y', y_0 の分布を示す。 y, y_b や y_0 では分布の平均値が変化し、 y' については分布そのものが変化した。フィットパラメータのフィット誤差は、表 4.4 のように減少した。SSEM17 有無でパラメータの差の平均値はそれぞれ、

$$\Delta y = 0.13 \text{ mm}, \quad \Delta y_b = -0.21 \text{ mm}, \quad \Delta y' = 0.15 \text{ mrad}, \quad \Delta y_0 = 0.38 \text{ mm}$$

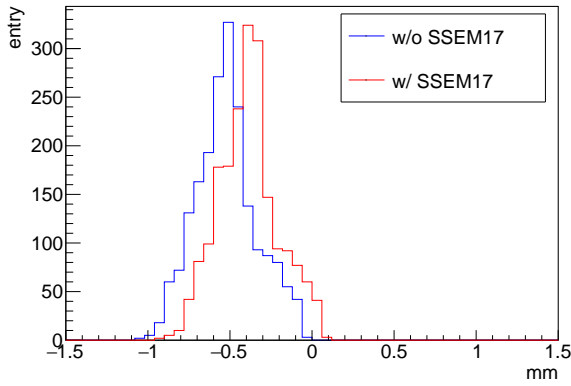
であった。いずれも SSEM 無しの場合のフィット誤差の 1σ の範囲内であった。このことから SSEM17 を追加したフィットパラメータは、フィット誤差の範囲で従来の解析の値と一致していた。またパラメータのフィット誤差は小さくなり、軌道再構成精度は向上したと言える。

表 4.4: SSEM17 有りと無しでのフィットにおける、フィットパラメータの誤差。 $\rho(y_b, y'_b)$ はバツフルにおけるビーム位置・角度の相関係数を表す。

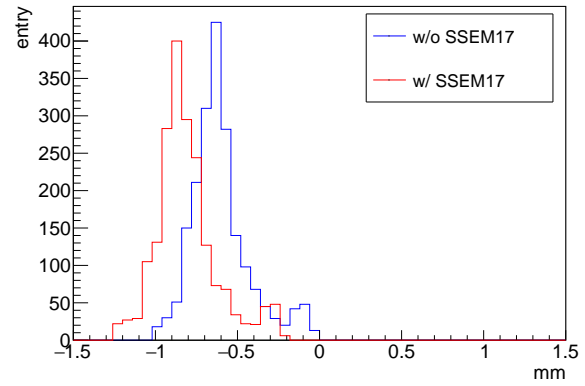
SSEM17	δy [mm]	δy_b [mm]	$\delta y'$ [mrad]	δy_0 [mm]	$\rho(y_b, y'_b)$	$\delta \beta$
無し	0.49	0.54	0.25	0.85	-0.61	-
有り	0.46	0.47	0.14	0.67	-0.35	0.091

4.4.2 ESM20 の測定値の予測

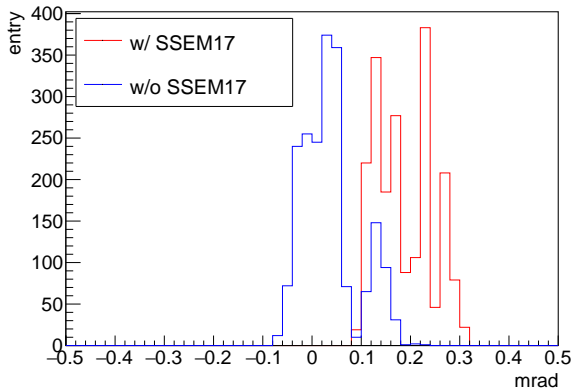
SSEM17 を使うことによるフィット精度の評価として、ESM20 の測定値とフィットによる予測の比較を行った。ESM20 は SSEM18 の側に位置しているビームモニターである。正しくフィットできていれば、フィット結



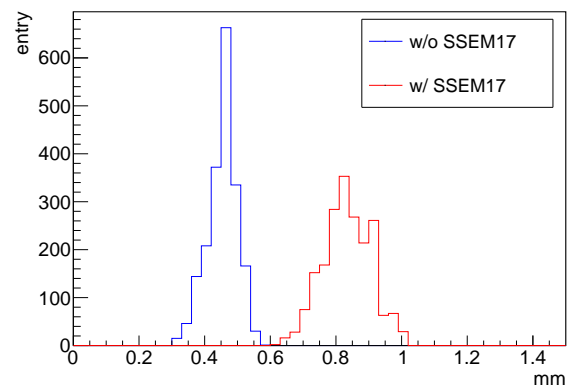
(a) SSEM17 有りとなしフィットにおける y の分布。



(b) SSEM17 有りとなしフィットにおける y_b の分布。



(c) SSEM17 有りとなしフィットにおける y' の分布。



(d) SSEM17 有りとなしフィットにおける y_0 の分布。

図 4.9: SSEM17 有りとなしフィットにおける y, y_b, y', y_0 の分布。いずれのヒストグラムも青が 17 無しのフィット結果で、赤が 17 有りのフィット結果。

果に基づくビーム中心と ESM20 が測定したビーム中心が近い値となることが期待できる。

解析は以下のような手順で行った。まず SSEM が全て入ったビームタイムのデータでビーム軌道を再構成し、ESM20 の場所におけるビーム位置を予想する。次に、SSEM19 以外をビームラインから抜いたビームタイムで ESM20 のビーム位置を測定する。このビームタイムは SSEM をすべて入れたビームタイムの直後にある。二つのビームタイムの間では磁石の調整などをしないため、平均的な軌道は同じであると仮定できる。最後に 2 つのデータを比較する。

解析には SSEM を挿入したラン番号 0910121 と、SSEM を取り出した 0910122 のデータを使用した。図 4.10 にビーム位置の予想と測定結果の分布を示す。分布の平均値はそれぞれ、

$$\text{ESM20} : -0.47 \text{ mm}, \quad \text{SSEM17 有り} : -0.49 \text{ mm}, \quad \text{SSEM17 無し} : -0.23 \text{ mm}$$

であった。予想値の誤差は 0.7 mm 程度であり、どちらもフィット誤差の範囲で一致したと言える。しかし SSEM17 有りのフィットによる平均値の方が ESM の測定値の平均値とよく一致しており、SSEM17 無しよりも精度良く ESM20 の測定値を予測できた。

以上のように、SSEM17 の測定値を陽子ビームの y 軌道フィットに追加することで、フィットパラメータの誤差を減らしビーム軌道のバイアスを減らすことができた。またフィットに使用していないモニターの測定値を元に、精度良くフィットできているかどうかを調べることができた。SSEM17 を用いたフィットは他のモニター値とよく一致していたことから、実際のビーム軌道を精度良く再構成できていることが示唆される。

4.5 フラックス不定性の変化

陽子ビーム軌道の再構成の誤差が減ることによって、ニュートリノフラックスの不定性は減ると考えられる。本節ではこれまでの結果を用いて、ニュートリノフレーバーごとにフラックス不定性がどのように変化したかを述

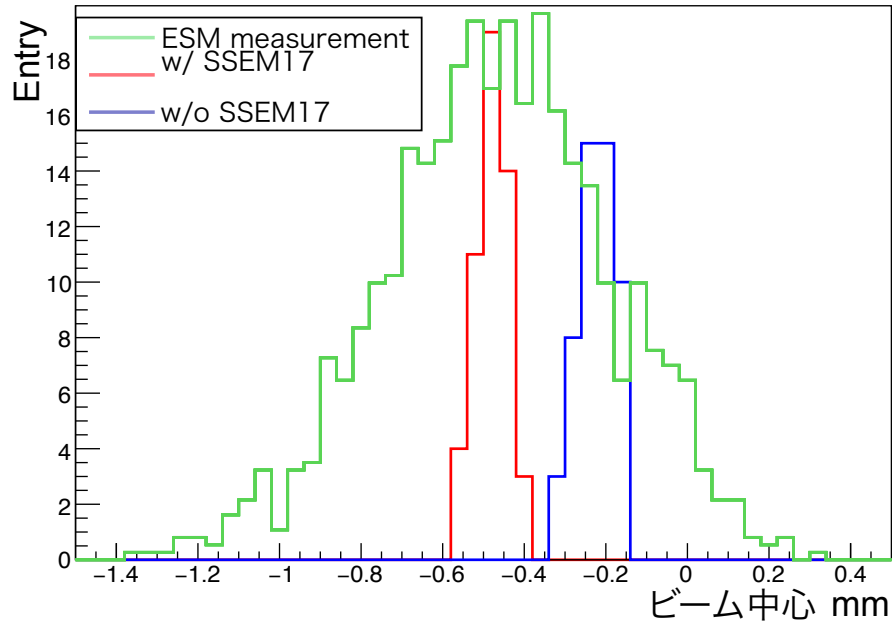


図 4.10: ESM20 の位置におけるビーム中心の予測 (0910121) と ESM20 の測定値 (0910122) の比較。ESM20 の測定値の分布は全体のエントリー数を 0.3 倍している。

べる。

4.5.1 シミュレーション手法

ニュートリノフラックスは T2K 実験で使用している FLUKA[35] と JNUBEAM というシミュレーションツールを用いて計算した [36]。FLUKA ではバッフルや炭素標的などに当たった陽子ビームのプロファイルから、生成されるハドロンの種類や運動量を計算する。JNUBEAM は Geant3 ベースのシミュレーションツールであり、二次ビームラインが再現されている。FLUKA により生成されたハドロンの相互作用や崩壊、ニュートリノ生成などを計算している。出力ファイルには、検出器に到達したニュートリノの情報だけでなく親粒子の陽子が標的に当たった位置と運動量なども記録されている。

陽子ビームの位置・角度の不定性とフラックスの不定性の関係は、再構成された値の平均値から $\pm 1\sigma$ 動かした値を FLUKA に入力し、JNUBEAM でフラックスを計算して調べることができる。しかしそれぞれのパラメータで 1 からシミュレーションする必要があるため多くの時間を要する。そこで本論文では、先行研究に倣い re-weighting という手法を用いた [32],[37]。

本研究では、バッフル上流における陽子ビームの形状は二変量正規分布関数で記述できると仮定する。初めに、調べたいビームパラメータよりもエミッタンスが十分大きいビーム (ワイドビーム) のニュートリノフラックスを用意する。次に、ワイドビームでシミュレーションしたニュートリノのそれぞれについて、バッフル上流における親粒子の位置 (χ_0) と角度 (χ'_0) を取り出す。ビーム中の粒子は位相空間上で $\gamma\chi^2 + 2\alpha\chi\chi' + \beta\chi'^2 = \epsilon$ を満たす閉曲線内部に分布する。ここで、re-weighting で扱う ϵ は、1 シグマエミッタンスである。このことから、陽子がある (χ_0, χ'_0) をとる確率が次式のような二変量正規分布 $f(k_0, k'_0, \epsilon_0, \alpha_0)$ から得られる。 $(k_0, k'_0, \epsilon_0, \alpha_0)$ はワイドビームで入力したビームの位置と角度、エミッタンスと Twiss Parameter α である。

$$f(k_0, k'_0, \epsilon_0, \alpha_0) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_0}} \times \exp\left[-0.5 \frac{(\chi_0 - k_0)^2 \times a_0 + (\chi'_0 - k'_0)^2 \times a_1 - 2(\chi_0 - k_0)(\chi'_0 - k'_0) \times a_2}{\sigma_0}\right]. \quad (4.40)$$

ここで $a_0 = \frac{1}{4}\epsilon_0\gamma$, $a_1 = \frac{1}{4}\epsilon_0\beta$, $a_2 = -\frac{1}{4}\epsilon_0\alpha_0$, $\sigma_0 = \frac{1}{4}\epsilon_0^2(\gamma\beta - \alpha_0^2)$ である。これにより、ビームパラメータ $(k_0, k'_0, \epsilon_0, \alpha_0)$ の時に (χ_0, χ'_0) が得られる確率 $f(k_0, k'_0, \epsilon_0, \alpha_0)$ が得られた。次に調べたいフラックスの陽子ビームパラメータ $(k_1, k'_1, \epsilon_1, \alpha_1)$ を準備し、同様にして (χ_0, χ'_0) が得られる確率 $f(k_1, k'_1, \epsilon_1, \alpha_1)$ を計算する。

以上の手続きからワイドビームで陽子ビームパラメータ (χ_0, χ'_0) を持ったニュートリノイベントに対して、次のような重み W が計算できる。

$$W = \frac{f(k_1, k'_1, \epsilon_1, \alpha_1)}{f(k_0, k'_0, \epsilon_0, \alpha_0)}. \quad (4.41)$$

このような重み計算をワイドビームで生成されたすべてのニュートリノで行うことで、調べたいビームパラメータにおけるニュートリノフラックスを得ることができる。

4.5.2 求めたいフラックスの陽子ビームパラメータ

本論文では、表 4.5 のようなワイドビームパラメータを用いた。全てバッフル上流における値である。

表 4.5: 解析に用いたバッフル上流におけるワイドビームの陽子ビームパラメータ。

x [mm]	x' [mrad]	y_b [mm]	y'_b [mrad]	σ_x [mm]	σ_y [mm]	ϵ_x [mm mrad]	ϵ_y [mm mrad]	α_x	α_y
0.00	0.00	0.00	0.00	4.27	4.00	6.0	10.0	0.60	0.0

T2K Run13 におけるビームパラメータの平均値を表 4.6 に示す。 α , ϵ は、SSEM14~19 と OTR で測定したビーム幅の変化から得られた値である [32]。表 4.6 の値は SSEM が全て入ったビームタイムだけでなく、物理ランのデータも考慮している。また従来の re-weighting では、バッフル上流における相関係数を使うべきであるにも関わらず、ターゲットでの相関係数で近似していた。しかしより正確な結果を得るためには、バッフル上流の相関係数を使用すべきである。そこで本研究では、SSEM17 無しで求めたパラメータ誤差で re-weighting をする際は、従来同様ターゲットにおける相関係数を使用し、SSEM17 有りで求めたパラメータ誤差で re-weighting をする際は、バッフルにおける相関係数を使用した。

表 4.6: バッフル上流における Run91 の平均的な陽子ビームパラメータと誤差 [38]。() 内部の値は SSEM17 有りの軌道再構成で得た値。 $\rho(y, y') = 0.430$ は従来の解析で使われていたターゲットにおける値で、 -0.231 はバッフル上流における値。

x [mm]	x' [mrad]	σ_x [mm]	ϵ_x [mm mrad]	α_x	$\rho(x, x')$
0.147 ± 0.410	0.112 ± 0.077	4.487 ± 0.143	3.080 ± 0.364	0.533 ± 0.186	0.779
y_b [mm]	y'_b [mrad]	σ_y [mm]	ϵ_y [mm mrad]	α_y	$\rho(y, y')$
$-0.705 \pm 0.543 (0.466)$	$0.083 \pm 0.245 (0.137)$	3.777 ± 0.492	2.850 ± 0.606	-0.610 ± 0.265	$0.430 (-0.349)$

パラメータの平均値から 1σ 動かすとき、パラメータ同士の相関 $\rho(y, y')$ を考慮する必要がある。本論文ではこれを考慮して、保守的な見積もりとして表 4.7 のようなパラメータのフラックスをシミュレーションした。パラメータの平均値におけるビーム中の各粒子の位置と角度の二変量分布 $f(y_0, y'_0, \epsilon_0, \alpha_0)$ と、表 4.7 の各点の位置関係を図 4.11 に示す。

4.5.3 フラックス不定性の変化

図 4.12, 4.13 に、パラメータが平均値の時と平均値から $\pm 1\sigma$ 動かした時の、SK における ν_μ フラックスの比を示す。本研究のフラックスのシミュレーションには、共通のシミュレーションデータセットを使った。従ってフラックス比の誤差は、SSEM17 の有無のデータセット間でよく相関していると考えられる。そのため誤差の改善を評価する上では、比の誤差の影響は小さいと考えられる。代表値として、0.8~1.0 GeV 領域におけるフラックス不定性を表 4.8 に、不定性の変化が最も大きい 1.0~1.2 GeV 領域におけるフラックス不定性を表 4.9 に示す。表 4.9 から、SSEM17 を使った陽子ビームパラメータ誤差とバッフルにおけるビーム位置と角度の相関係数を使うことにより、 ν_μ フラックスの不定性の最大値は従来の 49% に削減した。

フラックス不定性が削減できた要因は、SSEM17 有りのパラメータ誤差にバッフルにおけるビーム位置・角度の相関係数を使った方が、パラメータ平均値におけるターゲット位置に 0.5 mm 程度近いからである。しかし表

表 4.7: re-weighting で作成するフラックスの陽子ビームパラメータ。($y \pm \sigma_{y_b}, y' \pm \sigma_{y'_b}$) の時よりも、($y \mp \sigma_{y_b}, y' \pm \sigma_{y'_b}$) の方が、ターゲットにおけるビーム位置が元のパラメータ平均値の時の値に近い。また ($y \pm \sigma_{y_b}, y' \pm \sigma_{y'_b}$) の時のターゲットでのビーム位置を SSEM17 の有無で比べると、SSEM17 有りの方が元のパラメータ平均値でのビーム位置に近い。一方で ($y \pm \sigma_{y_b}, y' \mp \sigma_{y'_b}$) の時のビーム位置は、SSEM17 有りの方が平均値でのビーム位置から離れている。

SSEM17	パラメータセット	y_b [mm]	y'_b [mrad]	y [mm]	パラメータが平均値の時の y との差 [mm]
	平均値	-0.705	0.083	-0.519	-
無し	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-0.246	0.290	0.403	0.922
有り	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-0.432	0.145	-0.078	0.441
無し	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-1.164	-0.124	-1.442	-0.923
有り	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.978	0.021	-0.960	-0.441
無し	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-0.995	0.214	-0.516	0.003
有り	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-1.050	0.161	-0.650	-0.131
無し	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.415	-0.048	-0.522	-0.003
有り	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.359	0.005	-0.388	0.131

表 4.8: SSEM の有無と 0.8~1.0 GeV の領域におけるフラックス不定性の大きさの関係。

誤差を動かした方向	SSEM17 無し [%]	SSEM17 有り [%]
$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	4.12	2.10
$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	3.99	1.68
$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	0.21	0.17
$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	0.18	0.59

表 4.9: SSEM の有無と 1.0~1.2 GeV の領域におけるフラックス不定性の大きさの関係。

誤差を動かした方向	SSEM17 無し [%]	SSEM17 有り [%]
$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	5.25	2.59
$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	5.21	2.30
$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	0.35	0.46
$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	0.20	0.67

4.4 で示したように、SSEM17 の有無だけではターゲットにおけるビーム位置の精度は 0.03 mm しか改善されない。そのためビームパラメータを $\pm 1\sigma$ 動かしても、ターゲットでビーム位置はほとんど変わらないはずである。したがってフラックス不定性削減の主な要因は、パラメータセットを作るときに、相関係数としてターゲットではなくバッフル上流における値を使用したことであると考えられる。以下ではこの仮説を検証する。

SSEM17 無しのパラメータ誤差にバッフルにおける相関係数を使った場合、re-weighting で作成すべきフラックスの陽子ビームパラメータは表 4.10 になる。 $(y_b \pm \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$ のパラメータセットにおいて、 y とパラメータが平均値の時の y との差は、SSEM17 の有無で約 0.04 mm しか変わらない。 $(y_b \mp \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$ のパラメータセットでは、表 4.4 と同じく、SSEM17 有りの方が平均値の時の y との差が大きい。

このパラメータセットを用いて同様に re-weighting を行い、SK における ν_μ フラックス不定性を求めた。代表値として、不定性の変化が最も大きい 1.0~1.2 GeV 領域におけるフラックス不定性を表 4.11 に示す。バッフル上流におけるビーム位置・角度の相関係数を使うことで、SSEM17 無しの陽子ビームパラメータ誤差を使った場合であってもフラックス不定性は 5.26 \rightarrow 2.74% に減少した。その上で SSEM17 有りのパラメータ誤差を使うことで、さらに不定性が 0.15% 削減されることが分かった。この結果により、本研究でフラックス不定性が大きく削減できた主な要因は、バッフル上流における相関係数を使用したことであることが分かった。

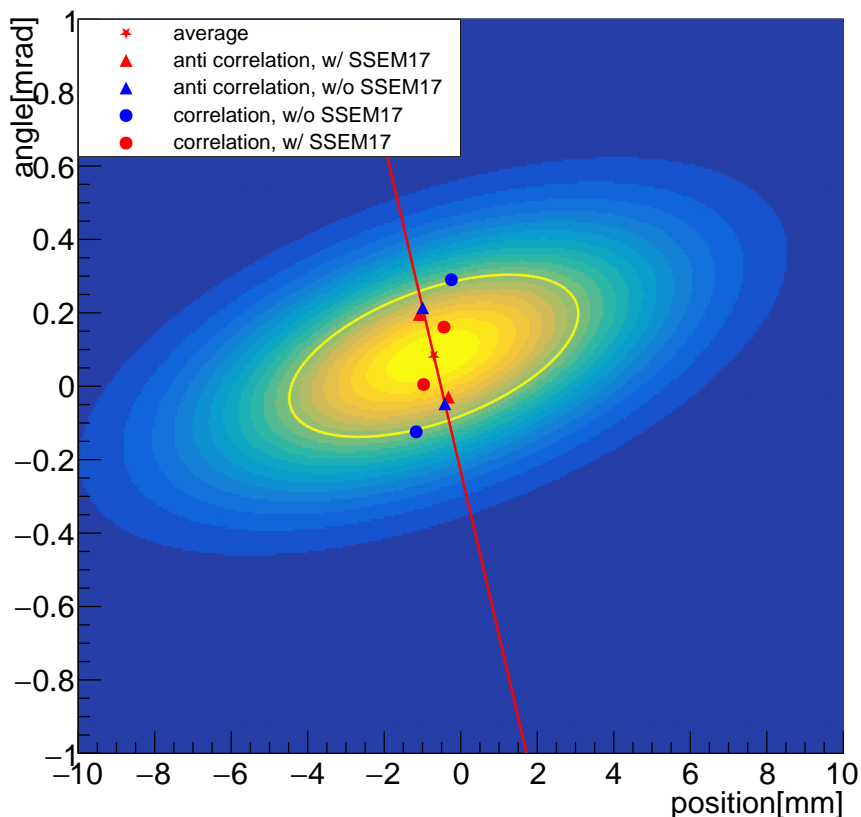


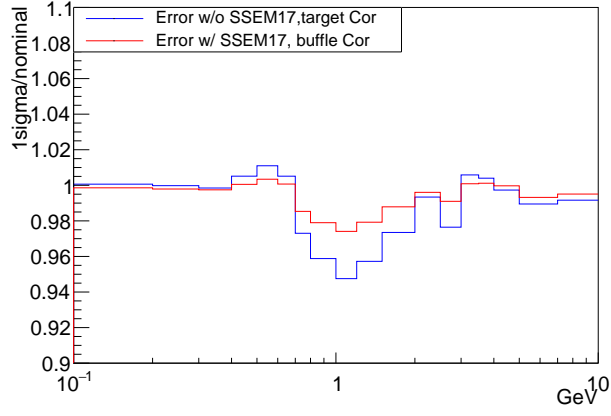
図 4.11: 平均的なパラメータにおけるバッフル上流でのビーム中の各粒子の位置と角度の二変量分布。赤い星印はビーム中心 (表 4.7 の平均値の値)。赤い点は SSEM17 有りのフィットの誤差を平均値に加えた点。青い点は SSEM17 無しのフィットの誤差を平均値に加えた点を示す。丸い点は $(y_b \pm y_b, y'_b \pm y'_b)$ の点で、三角の点は $(y_b \mp y_b, y'_b \pm y'_b)$ の点である。黄色い閉曲線は、1 シグマエミッタンスを ϵ としたときに $\gamma\chi^2 + 2\alpha\chi\chi' + \beta\chi'^2 = \epsilon$ を満たす曲線である。赤い直線は、直線上の点が、ターゲットにおけるビーム位置がパラメータ平均値のときと同じになるような直線である。SSEM17 無しで $(y_b \pm \sigma_{y_b}, y'_b \mp \sigma_{y'_b})$ のパラメータセットはこの直線に存在する。

4.6 本章のまとめ

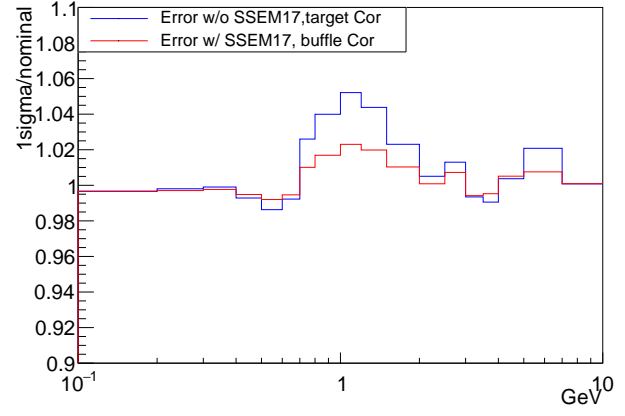
本研究では、ターゲットに照射される陽子ビーム軌道再構成の精度向上を行った。今まで軌道解析に使用していなかったモニターを使用することで、バッフル上流におけるビーム位置の誤差を 0.08 mm、角度の誤差を半分程度に削減することができた。ニュートリノフラックスのシミュレーションでは、SSEM17 を用いたパラメータ誤差を使うとともに、パラメータの相関係数を従来の解析よりも正しい値を選ぶことで、SK における ν_μ フラックスの不定性の最大値を 49% に削減することができた。なお不定性削減の主な要因は、ビーム位置・角度の正しい相関係数を選んだことである。

図 3.19 より、陽子ビームのプロファイルとオフアキシスの角度の誤差に由来するフラックス不定性は、0.8~1.0 GeV の領域で最大 6.2% 存在する。この領域の陽子ビームのパラメータ誤差に由来するフラックス不定性は、本研究によって 4.1 → 2.1% に削減された。そのため残る不定性は $\sqrt{6.2^2 - 4.1^2 + 2.1^2} = 5.1\%$ である。しかし陽子ビームパラメータ誤差に関する不定性を全て削減したとしても、4.7% の不定性が残り、5.1% から 0.4% しか変わらない。したがって、今後はオフアキシス角度の誤差に起因するフラックス不定性の削減に取り組むべきであるということが示唆された。

一方で、本研究で扱ったフラックス不定性の推定手法にも改善点が挙げられる。本研究では保守的な見積もりとして、 $(y_b \pm \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$, $(y_b \pm \sigma_{y_b}, y'_b \mp \sigma_{y'_b})$ のようにパラメータを動かして、フラックスの変化を調べた。しかしより現実に即した手法として、バッフル上流におけるビーム位置・角度の誤差の分布に従って数十個の (y, y') のパラメータセットを抽出し、それぞれの (y, y') でニュートリノフラックスを求め、エネルギー領域ごとにフラッ

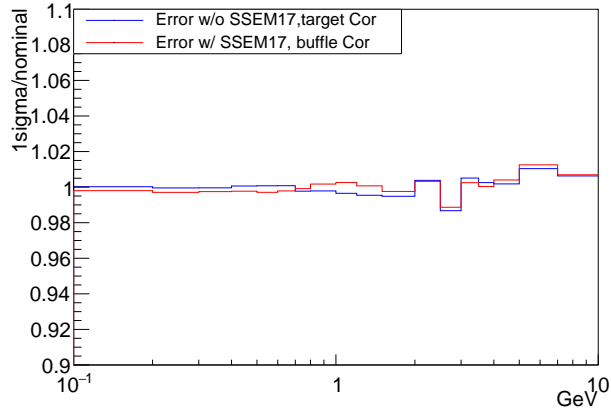


(a) $(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$ の時。

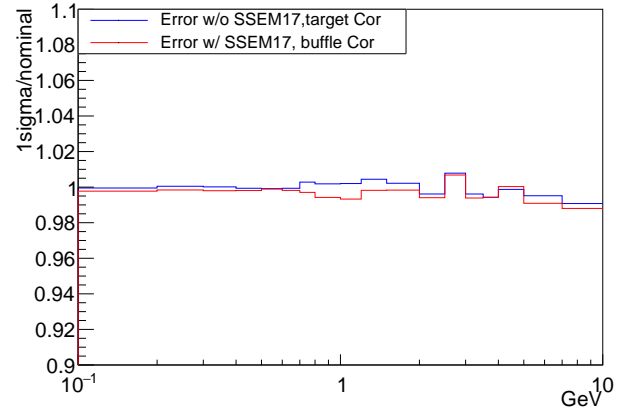


(b) $(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$ の時。

図 4.12: $(y_b \pm \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$ の時の SK における ν_μ フラックスの変化。パラメータの平均値の時のニュートリノフラックスを 1 としており、エネルギービンごとの値は陽子ビームパラメータのフラックスの不定性を表す。どちらも 0.5~1.1 GeV の領域で数 % の不定性が見られる。この領域では不定性の中心値は最大で 49% 減少した。



(a) $(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$ の時。



(b) $(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$ の時。

図 4.13: $(y_b \mp \sigma_{y_b}, y'_b \pm \sigma_{y'_b})$ の時の SK における ν_μ フラックスの変化。パラメータの平均値の時のニュートリノフラックスを 1 としており、エネルギービンごとの値は陽子ビームパラメータのフラックスの不定性を表す。どちらも 0.7~1.1 GeV の領域で平均値のフラックスに対して最大で 0.6% 程度の不定性が見られる。SSEM17 有りて解析したパラメータ誤差を使用した方がフラックス不定性の方が大きい。

表 4.10: re-weighting で作成するフラックスの、バッフル上流における陽子ビームパラメータ (SSEM17 無しのパラメータ誤差にもバッフル上流における相関係数を使った場合)。

SSEM17	パラメータセット	y_b [mm]	y'_b [mrad]	y [mm]	パラメータが平均値の時の y との差 [mm]
	平均値	-0.705	0.083	-0.519	-
無し	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-0.466	0.191	-0.039	0.480
有り	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-0.432	0.145	-0.078	0.441
無し	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.944	-0.025	-1.000	-0.481
有り	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.978	0.021	-0.960	-0.441
無し	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-1.192	0.303	-0.514	0.005
有り	$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	-1.050	0.161	-0.650	-0.131
無し	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.217	-0.137	-0.524	-0.005
有り	$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	-0.359	0.005	-0.388	0.131

表 4.11: SSEM17 無しのパラメータ誤差にバツフルにおける相関係数を使った場合の、SSEM の有無と 1.0~1.2 GeV 領域におけるフラックス不定性の大きさの関係。

誤差を動かした方向	SSEM17 無し [%]	SSEM17 有り [%]
$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	2.74	2.59
$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	2.71	2.30
$(y_b - \sigma_{y_b}, y'_b + \sigma_{y'_b})$	0.60	0.26
$(y_b + \sigma_{y_b}, y'_b - \sigma_{y'_b})$	0.29	0.67

クスのばらつきを調べることで、フラックス不定性を計算するという手法が考えられる。この手法では、今回のパラメータセットのように平均的なビーム中心から大きく離れた点の寄与は小さくなる。従って現実的なニュートリノフラックス不定性として、本研究の結果より小さい値が得られると想定される。

陽子ビーム軌道再構成手法にもさらなる改善点が挙げられる。本研究で導入したパラメータ β は磁石自身の特性を表すものであり、ビームの状況には依存せず 1 ショット毎で一定のはずである。また本研究では扱わなかったが、ビーム軌道パラメータのうちビームラインのオフセットも本来はビームに依らず一定である。これらのような、1 ショット毎には変化しないパラメータを統一的に扱うことができれば、より現実に即したビームラインを想定した軌道再構成が可能であると考えられる。具体的な例としては次のような手法が挙げられる。まず 50 ショットのビームデータのうち、1 ショットごとに式 (4.35) のような χ^2 を計算する。ここで、ビーム位置・角度は 1 ショット毎に異なるフィットパラメータであるが、 y_0 や β は 50 ショットの間でそれぞれ 1 つのフィットパラメータとして χ^2 を計算する。最後に 50 ショット全体の χ^2 を最小化して、1 ショット毎のビーム位置・角度と、50 ショット全体での β, y_0 を得ることができる。これにより陽子ビーム軌道の位置の精度はさらに向上することが期待され、今後の研究課題の 1 つである。

第5章

ミュオンモニター

ミュオンモニター (MUMON) はターゲットから 118 m 下流の地下 18.5 m に位置する検出器である。ビームダンプを通過したミュオンを検出することで、ミュオンビームの中心位置と幅を測定している。間接的ではあるがニュートリノビームをバンチごとに測定できる唯一のビームモニターである。本章では MUMON の概要の後に、キャリブレーション方法と測定の系統誤差をまとめ、ビームの高強度化に伴う MUMON の課題について述べる。

ミュオンはパイオンの崩壊 $\pi \rightarrow \mu + \nu$ によりニュートリノと共に生成される。そのためミュオンビームのフラックスやプロファイルはニュートリノビームと強い相関関係にある。MUMON ではミュオンビームを測定することによって、ニュートリノビームの強度や方向を間接的に監視することができる。

5.1 検出器の概要

MUMON の検出器の全体像を図 5.1 に示す。検出器本体は、断熱パネルで囲まれた MUMON 室と呼ばれる囲いの中に設置されている。センサーは水平・垂直方向に 25 cm 間隔で 49 個 (7×7) 配置している (図 5.2)。センサーはシリコン (Si) センサーと、その 1 m 下流にイオンチェンバー (IC) を用いており、センサーを通過するミュオンの数に応じた強度の信号が得られる。イオンチェンバーの信号には温度依存性がある。そのため下部にヒーターが設置されており、ビーム運転中は MUMON 室は約 30 °C に保たれる。Si 面の 10 cm 下流にはアクチュエータで動く移動式架台があり、Si のキャリブレーションに使用するリファレンス Si センサーがある。IC はチェンバー全体が移動式架台に支えられており、上下左右に 25 cm ずつ動く。

ディケイボリュームで生成されたミュオンのうち、5 GeV 以上のエネルギーを持つものはエネルギーを落としながらもビームダンプを通過し MUMON に到達する。ホーン電流 +320 kA における MUMON でのミュオンフラックスは、1.3 MW 運転時の 1 スピルに相当する 3.3×10^{14} POT あたり $6.5 \times 10^7 / \text{cm}^2$ と推定されており、シミュレーションにより図 5.3 のようなエネルギー分布が予想されている。ミュオンが検出器のアルミフレームなどと相互作用した際の放出電子 (δ 線) の分布も載せている。100 MeV/c 以上の運動量領域では、ミュオンが支配的である。図は FHC モードであり μ^+ が最も支配的である。電磁ホーンで発散されきらなかった π^- に由来する μ^- も入射している。

2 章でも述べたように、T2K 実験ではオフアクシス法を採用している。ビーム角度に 1 mrad の不定性があった場合、SK におけるニュートリノフラックスのエネルギースケールが 2~3% の不定性をもち、振動パラメータの測定精度に影響が出る [39]。そのためビームの位置や角度を精度よく監視することが重要である。またビームチューニングでは機器の保護のため、低強度ビームから徐々に強度を上げる方法をとっている。そのため幅広い強度でミュオンビームを測定することが要求されている。

以上のような実験の要請とビームラインの保護の観点から、MUMON に要求されている測定精度は以下の通りである。

- 3% 以内の精度でミュオンビームの強度を監視すること
- 0.3 mrad 以内の精度でミュオンビームの方向を測定すること

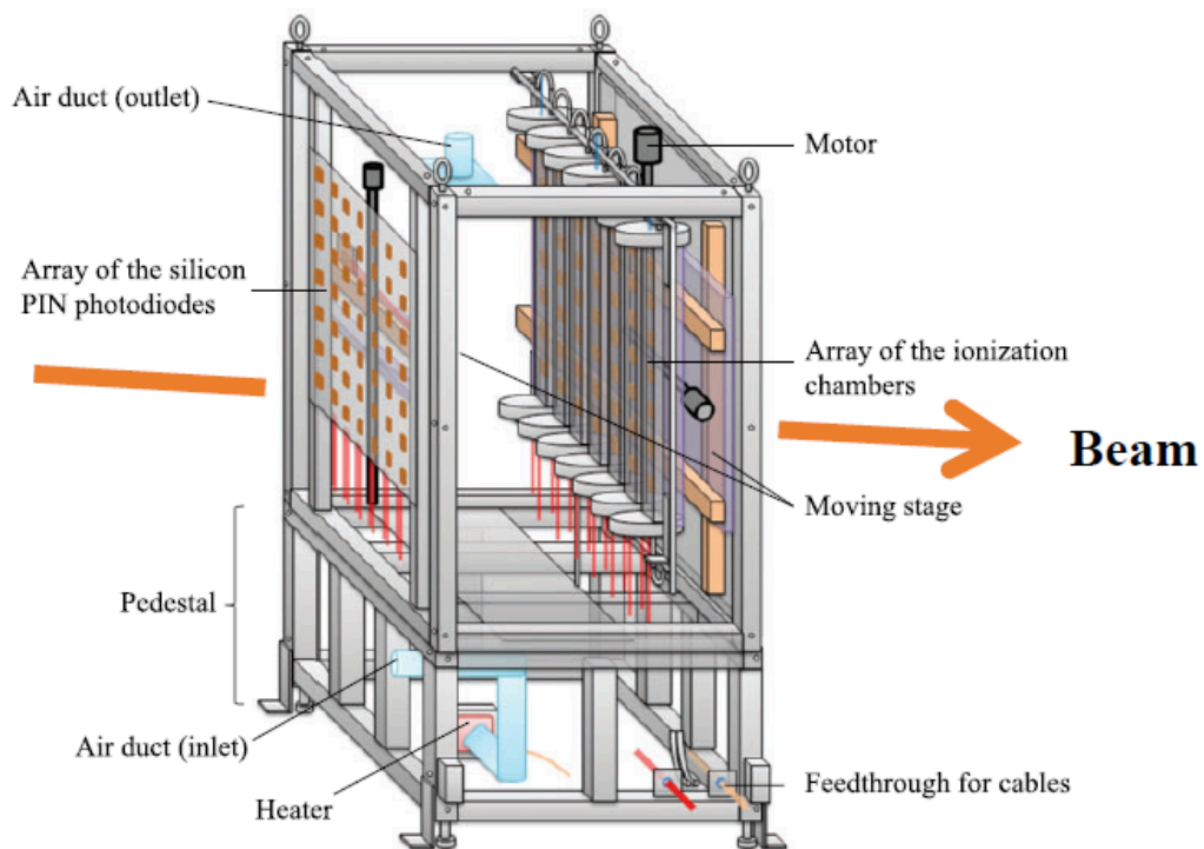


図 5.1: MUMON の全体図。紙面左からミュオンビームが入射する。

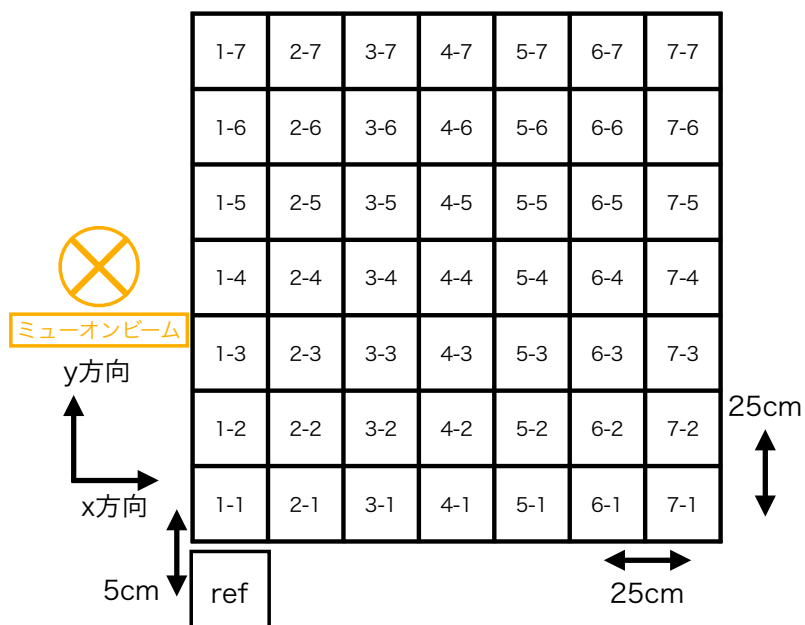


図 5.2: MUMON のセンサー位置。ビームは紙面手前から奥に向かっている。ref は後述するキャリブレーション用のセンサーを示す。

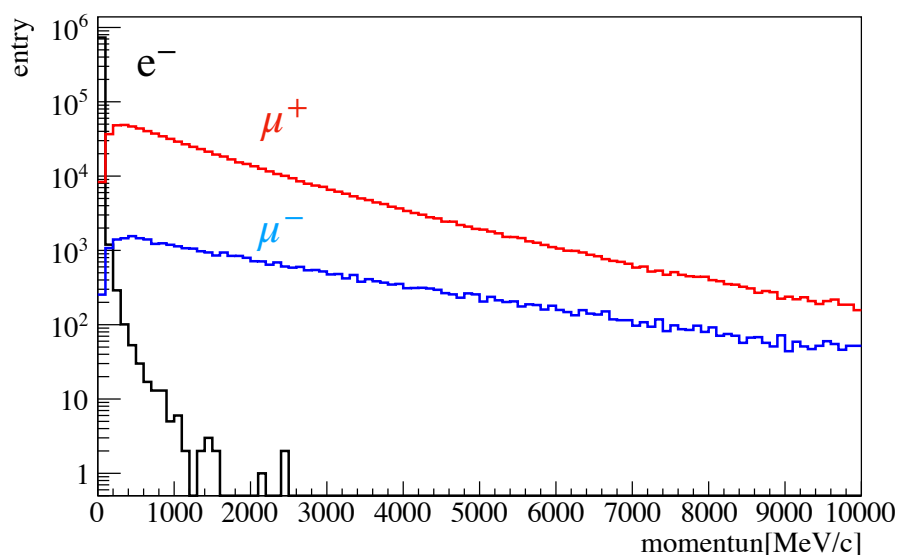


図 5.3: シミュレーションにより得られた、ホーン電流が +320 kA での MUMON に入射する粒子の運動量分布。

- ビームの強度と方向をバンチごとに測定すること
- $10^5 \sim 10^7$ /cm²/bunch の範囲のミュオンフラックスを測定できること

次小節からは、MUMON で使用しているセンサーの動作原理を述べた後、信号の読み出しまでを解説する。

5.1.1 Si センサー

Si センサーは PIN フォトダイオードである。逆バイアス電圧をかけると P 層のホールはアノードへ、N 層の電子はカソードに引き寄せられ、I 層に空乏層が形成される (図 5.4)。荷電粒子が空乏層を通過すると、電磁相互作用によりホールと電子が生成される。それらが電場によって輸送されることによって、信号が誘起される。

使用している PIN フォトダイオードは浜松ホトニクス製の S3590-08 (図 5.5) である。環境光によるバックグラウンドを除去するため、Si はアルミのケースに覆われている。受光面は 10×10 mm²、空乏層は 0.3 mm であり、80 V を印加して運用している。

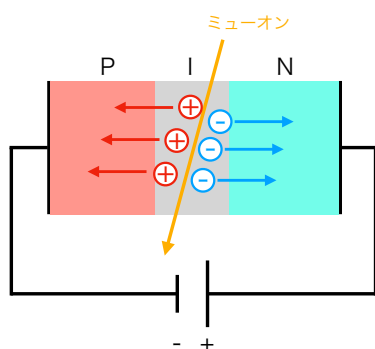


図 5.4: Si センサーの検出原理。空乏層を荷電粒子が通過したときにホールと電子が生成され、それらのキャリアが電場で電極へ運ばれることで信号が誘起される。

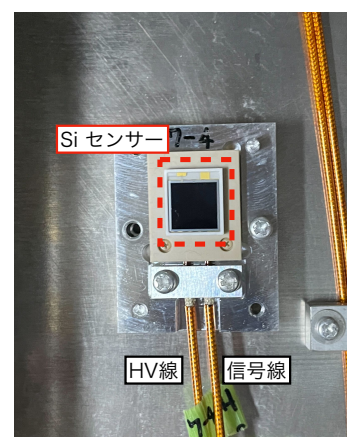


図 5.5: Si センサーの写真。アルミのケースを開けた状態。赤く囲まれた部分が Si センサー本体。

5.1.2 IC センサー

IC は 1 本につき 7 個のセンサーが入ったガスチェンバー 7 本で構成されている。チェンバーは容積 $150 \times 50 \times 1956 \text{ mm}^3$ でアルミで作られており、25 cm 間隔でセンサーが置かれている。センサーは 2 枚の向かい合った $100 \times 100 \times 1 \text{ mm}^3$ のアルミナセラミックパッドで構成されており、2 枚の間隔はスペーサーによって 3 mm 設けられている (図 5.6, 図 5.7)。信号パッドには $75 \times 75 \text{ mm}^2$ の範囲に、HV パッドには $93 \times 93 \text{ mm}^2$ の範囲に電極として銀とプラチナの合金がプリントされている。また電極間の電場を均一にするため、信号パッドはグラウンド電極に囲まれている。

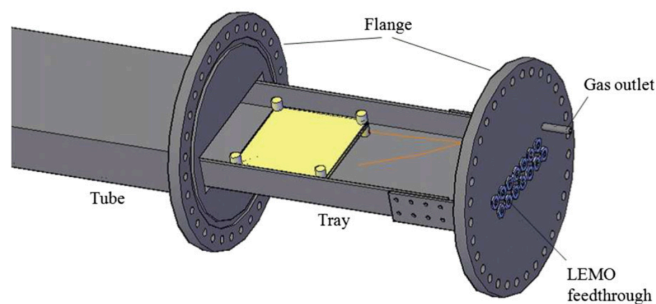


図 5.6: IC チェンバー内部構造 [40]。

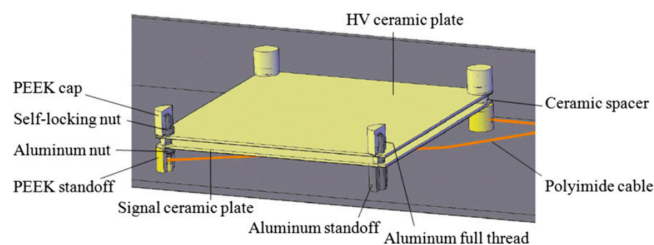


図 5.7: IC センサーパッドの構造 [40]。

使用するガスは、ビーム強度が 2.3×10^{13} POT/bunch 以下では Ar(98%)+N₂(2%) の混合ガス、それ以上の強度では He(99%)+N₂(1%) の混合ガスを用いる。2019 年 (Run83) からはビーム強度の増強に対応するため、He ガスを使っている。

5.1.3 配線と信号の読み出し

MUMON の信号線と HV 線は図 5.8 のような経路で、地上の MUMON ハットと呼ばれる建物まで敷設されている。

MUMON ハットにはセンサーの電源や制御 PC、エレキボード、ガスボンベなどすべての制御システムが入っている。図中の patch panel は MUMON ハットと MUMON 室の中継地点であり、MUMON 室-パネル間のケーブルとパネル-ハット間のケーブルが BNC または SHV コネクタで繋がれている。信号はハット内のアッテネータを通る。アッテネーションレベルは次の表 5.1 のようになっている。-6 dB は信号を約 1/2 倍に減衰し、-30 dB は信号を約 1/32 倍に減衰する。EMT は次章で説明する、MUMON の新型センサーである。

表 5.1: 各センサーに使用するアッテネーションレベル。

	Si	IC	EMT
低強度	0dB	0dB	-6dB
高強度	-30dB	-6dB	-6dB

アッテネータの後、信号はエレキボードに入る。MUMON では COmmon Pipelined Platform for Electronics Readout (COPPER) と呼ばれるボードを使っている [40]。搭載されている FADC は 65 MHz で +1~-1 V のレンジを 12 bit で読み出している。IC と EMT の信号は FADC の前にアンプによって 5 倍に増幅される。FADC で記録した波形は計算機に送られ、図 5.9 のように信号区間とペDESTAL区間に分けて積分される。

5.2 キャリブレーション

MUMON では 2 種類のキャリブレーションを行っている。

1 つ目は読み出し系についてである。これは ADC 積分値を電荷に変換する係数 $C_{read,i}$ を決めるために行う。

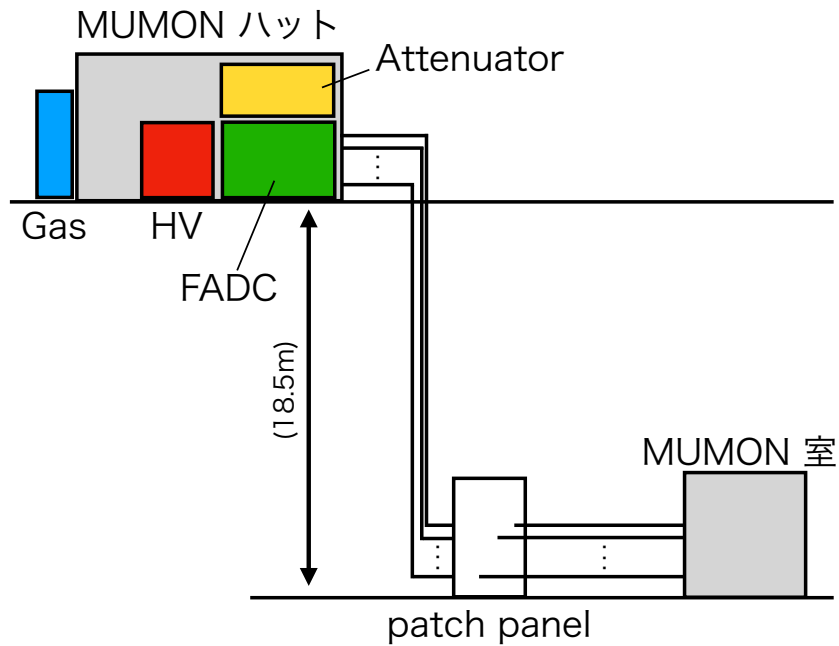


図 5.8: MUMON 室とハットの測定器系。

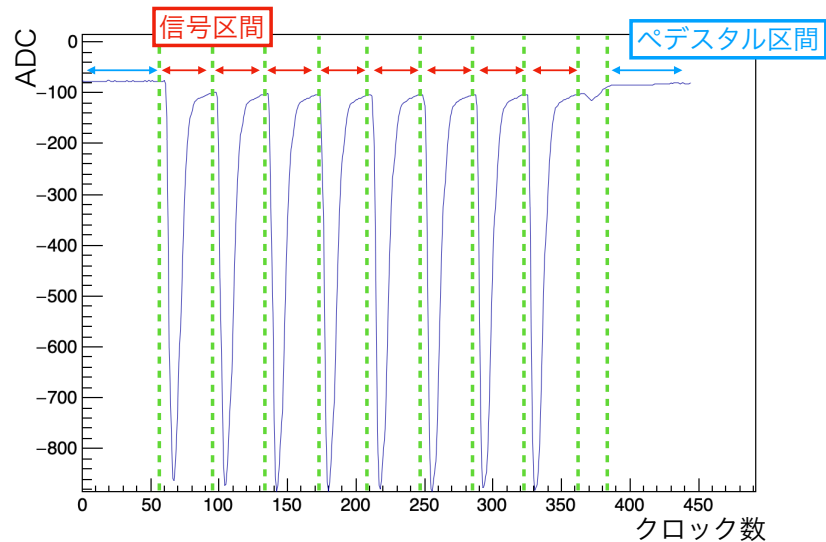


図 5.9: Si の波形の例。青い矢印の区間の ADC の平均値がペDESTALとして計算される。赤い区間は信号区間で、ADC からペDESTALを引いた値の積分値に定数をかけたものが信号電荷になる。

波形生成器 (CAEN, DT4800[41]) で既知の電荷量を持った波形を地下から信号線を通して地上のエレキボードに送る。取得した波形の積分値から、電荷と ADC の変換係数 $C_{read,i}$ [pC/ADC] を得る。

2つ目はセンサーについてである。これはセンサーのゲインのばらつきを校正する係数 (R_i) を計算し、ビームを正しく測定するために行う。Si のキャリブレーションには、すべてのセンサーの基準となるリファレンス Si (ref-Si、図 5.10) を用いる。地上から遠隔操作によって ref-Si を 1つ1つのセンサーの真裏に移動させ、10 スピルの間の電荷を測定することで相対的なゲインを計算する。IC のキャリブレーションは、7本のチェンバーを支えている架台自体が上下左右に 25 cm ずつ動くことを利用して行う。異なるセンサーが同じ場所に位置した時、ミューオンビームプロファイルが同じであれば出力する電荷は同じである。実際に測定された電荷の違いを補正する係数をセンサーの相対ゲインとして計算している。

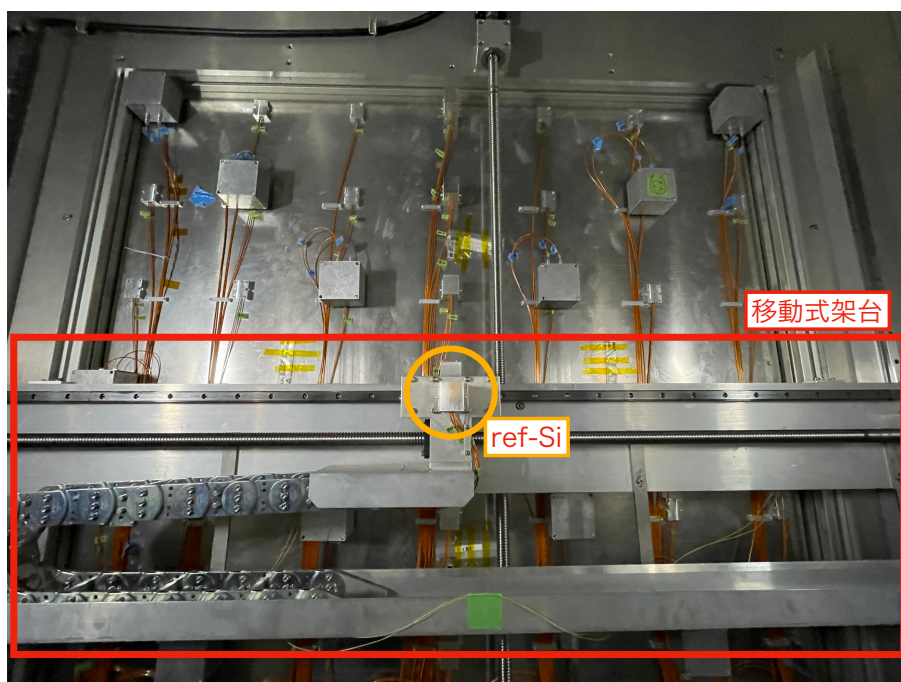


図 5.10: Si センサー面の約 10 cm 下流にある移動式架台と ref-Si。キャリブレーション時は地上から遠隔操作をして各センサーの直下流に移動させる。

5.3 ビーム方向測定と系統誤差

MUMON ではセンサーに入射したミュオンの数に応じた大きさの信号電荷を得ることができる。そのため 7×7 のセンサーの信号電荷を元にしてミュオンビームプロファイルを再構成することが可能である。ミュオンビームは、中心を x_0, y_0 、ビーム幅 σ_x, σ_y とした二次元ガウシアンを仮定してフィットされる。

$$f(x, y) = A \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} \right\} \right] \quad (5.1)$$

プロファイル測定には誤差がある。ビームの方向測定の系統誤差とその要因はシミュレーションや Si と IC の測定結果の違いから見積もられた [39]。主な誤差要因は、プロファイルの歪み、アライメント精度、ビームの傾きの 3 つに分けられ、内訳は表 5.2 である。x, y 方向のそれぞれで合計 2.29 cm, 2.32 cm であり、最終的に MUMON には 3.3 cm (0.28 mrad) の系統誤差がある。

表 5.2: MUMON の測定中心の系統誤差の内訳 [39]。

系統誤差要因	x 方向 [cm]	y 方向 [cm]
プロファイルの歪み	2.20	2.22
アライメント精度	0.63	0.65
ビームの傾き	0	0.22
合計	2.29	2.32

5.4 高強度化に向けた課題

J-PARC ニュートリノビームラインではビーム強度の増強を進めており、2028 年に HK 実験が始まる時にはスプリ間隔を 1.16 秒にして 1.3 MW のビーム強度を達成する目標である。そのような高強度ビーム下では MUMON におけるミュオンフラックスは、1 バンチあたり $8.1 \times 10^6 / \text{cm}^2$ になると推定され [42]、Si と IC の測定に大きな懸念が生じることが指摘されている。

Si センサーは一般的に放射線耐性が弱いことが知られている。図 5.11 は Si と IC の信号の比の遷移から、Si が劣化していることを示した図である。この期間の IC の信号は $\pm 0.2\%$ の安定性であったが、信号比は 1.2% の減少が見られた。このような信号強度の劣化は、測定精度の悪化につながる。Si センサーが劣化すると、センサーの漏れ電流が大きくなる。漏れ電流とはビームを照射していない時でも流れ続ける電流のことである。図 5.12 は 2023 年 12 月から 2024 年 12 月の期間の漏れ電流の推移である。ミュオンビームが照射されるたびに漏れ電流が増加している。

この問題に対して、今までは約 0.7×10^{21} POT を閾値に Si センサーを半数ずつ交換することで対処してきた。しかし HK 実験の強度ではおよそ 1 ヶ月の運転で閾値に達してしまい、頻繁な交換が要求される。場合によってはビーム運転中に目安に達してしまい、測定精度が MUMON の要求を下回ってしまう可能性がある。さらに、ビームが停止した直後は放射線量が高いため入域することができず、ビーム再開まで時間を要してしまう。

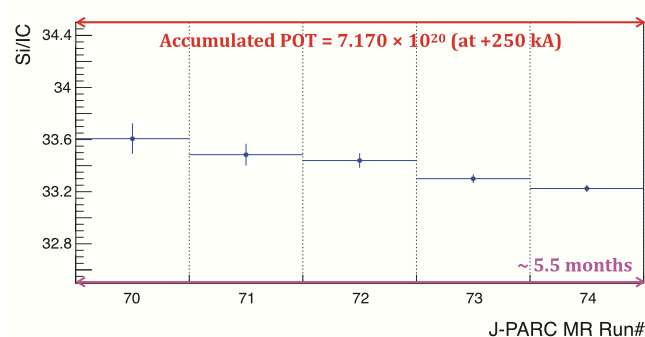


図 5.11: Si の出力電荷の減少。横軸は T2K のビームタイム期間で縦軸は Si と IC の全センサーの平均電荷の比。徐々に Si の信号電荷が小さくなっている [43]。

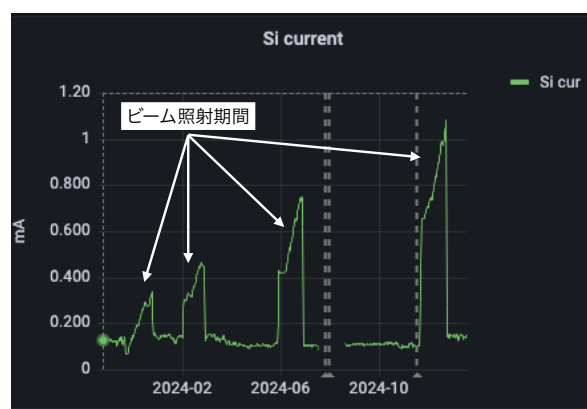


図 5.12: 2023 年 12 月から 2024 年 12 月の期間の Si センサーの電流モニター値の推移。ビームを照射していない間は Si の印加電圧は 0 V にしている。ビーム照射中の値には信号による電流も含まれている。ビーム照射期間ごとにビーム強度の最大値はほとんど変わらないが、総ビーム照射時間が増えるほど漏れ電流が増加する。

現在 IC センサーは前項の通りビーム開始から He ベースのガスを使っている。その理由は図 5.13 に示すように、Ar ベースのガスでは Ar イオンのドリフト速度が遅く電極間に滞留して大強度で電場が歪み線形性が悪いためである。しかし He ガス使用時は Ar よりもイオンのドリフト速度が速く、バンチ中にその移動が見えてしまいパイルアップが問題となっている。

以上のように、現在使用しているセンサーではさらなるビームの高強度化に対する懸念点が存在する。そこで放射線耐性が十分強く、要求された線形性を持った新しいセンサーが、ビームの高強度化に向けて必要となった。そのセンサーが次の章で紹介する電子増倍管 (Electron Multiplier Tube, EMT) である。

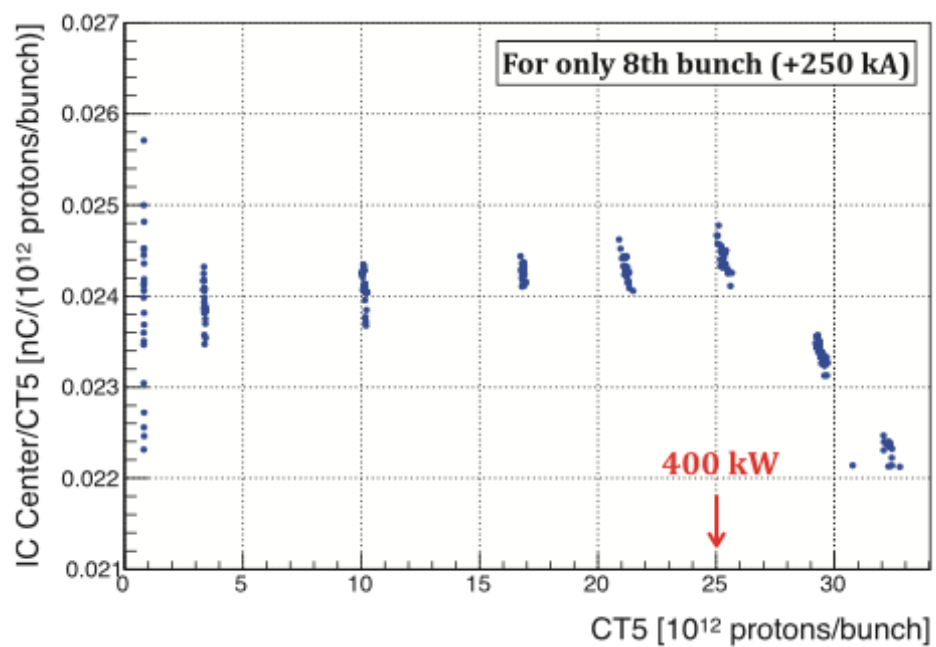


図 5.13: ビーム強度に対する Ar ベースのガスを用いている時の IC の非線形性。横軸はバンチあたりの陽子数で縦軸はバンチあたりの陽子数で規格化した IC 電荷。約 400 kW から非線形性が顕著に現れている [43]。

第6章

電子増倍管

電子増倍管 (Electron Multiplier Tube, EMT) は、HK 実験時代の高強度ビームでも精度良くミュオンビームを測定するために研究開発を進めているセンサーである。本章では EMT の信号測定原理を説明したのちに、これまでの研究開発の状況を述べる。最後に現時点のインストール状況を紹介します。

6.1 概要

EMT は PMT (浜松ホトニクス R9880U-110) の光電面の代わりにアルミを蒸着したものである。EMT 本体は図 6.1 のプリーダー回路と組み合わせて使用する。R9880U-110 はメタルチャンネルダイノードが内蔵されたメタルパッケージ型 PMT である。プリーダー回路は図 6.2 のような回路をしており、電圧を各ダイノードに分配する役割がある。通常の PMT を使うときは PMT 本体とプリーダー回路を絶縁体ケースの中に入れて使用する。しかし一般的なケースには、放射線耐性が低いポリエチレンテレフタレートやポリアセタールが含まれている。そのため EMT を使用する際はケースを使わず、EMT と回路を剥き出しの状態で使用している。

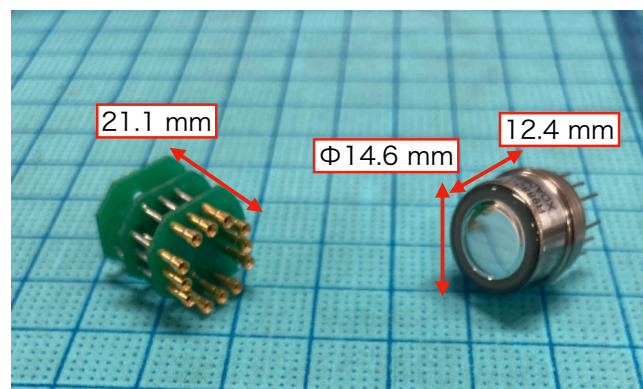


図 6.1: EMT(右) とプリーダー回路 (左)

6.1.1 EMT の検出原理

EMT の検出原理の模式図を図 6.3 に示す。前章で述べた通り、MUMON にはミュオンやデルタ線が入射する。入射した荷電粒子はカソードやダイノードと電磁相互作用を起こし、二次電子を放出する。二次電子は電場により加速されダイノードに衝突する。ダイノードでも電磁相互作用により電子が放出され、次のダイノードへ加速される。このように雪崩的に電子を増幅することによって、信号を得ることができる。

n 段のダイノードを持つ EMT のゲイン G は、 i 番目のダイノードの二次電子放出確率を $\delta_{e,i}$ とすると次のよ

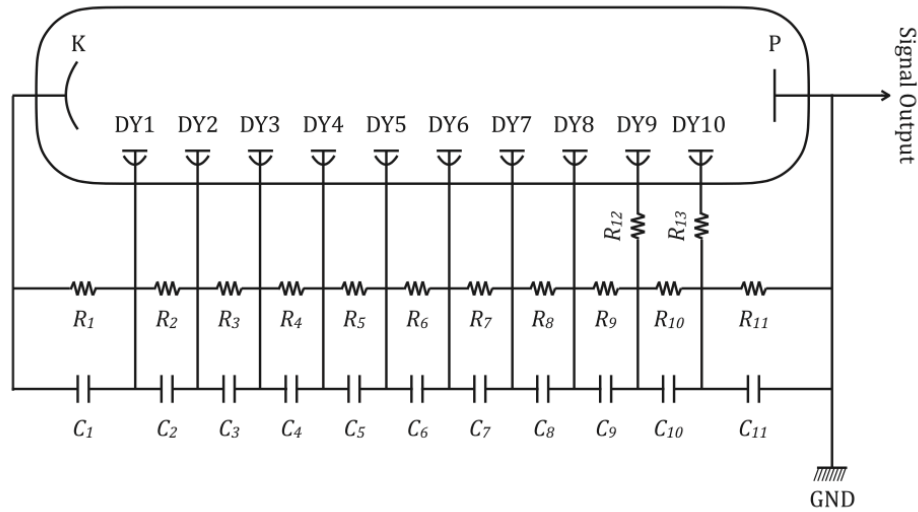


図 6.2: ブリーダー回路の回路図。本来 R_{12}, R_{13} は波形の発振を抑える役割があるが、その分キャパシタの充電にかかる時間が長くなってしまいます。そのため EMT で使用するブリーダー回路からは取り除いている [43]。

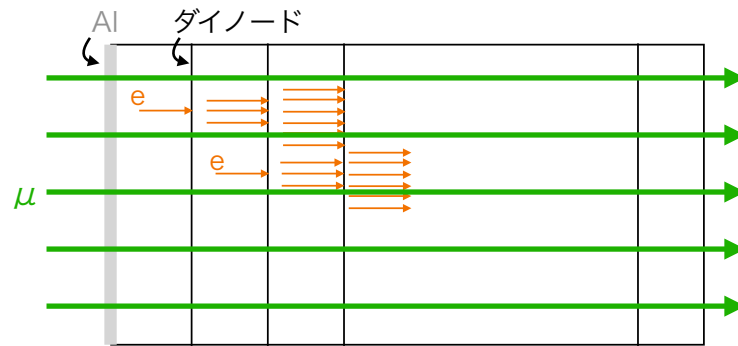


図 6.3: EMT の検出原理の模式図。左から入射したミュオンが Al 蒸着面やダイノードで二次電子を放出して、後段のダイノードで雪崩増幅する。

うに書ける。 $\delta_{e,i}$ はダイノード間の電圧や、ダイノードの形状・材質によって異なる。

$$G = \prod_{i=1}^n \delta_{e,i}. \quad (6.1)$$

ミュオンが入射する時、ミュオンとアルミなどの相互作用によりデルタ線も入射する。そのため出力電荷 Q は、フラックス ϕ_μ のミュオンによる電荷 Q_μ と、フラックス ϕ_e のデルタ線による電荷 Q_e の和で、以下のように書かれる。

$$Q = Q_\mu + Q_e,$$

$$Q_\mu = e\phi_\mu \left\{ A_K \Delta_\mu \prod_{i=1}^n \delta_{e,i} + \sum_{i=1}^{n-1} \left(A_D \delta_{\mu,i} \prod_{j=i+1}^n \delta_{e,j} \right) \right\}, \quad (6.2)$$

$$Q_e = e\phi_e \left\{ A_K \Delta_e \prod_{i=1}^n \delta_{e,i} + \sum_{i=1}^{n-1} \left(A_D \delta_{e,i} \prod_{j=i+1}^n \delta_{e,j} \right) \right\}.$$

Q_μ , Q_e の 1 項目はカソードで生成された二次電子による信号電荷 Q_K を、2 項目は j 番目のダイノードでミュオン・デルタ線により生成された二次電子による信号電荷 Q_D を表す。 Δ_μ , Δ_e は、カソードとミュオン・デルタ線の相互作用による二次電子放出確率で、 $\delta_{\mu,j}$, $\delta_{e,j}$ は、 j 番目のカソードとミュオン・デルタ線の相互作用による二次電子放出確率である。 A_K, A_D はそれぞれ EMT のカソードとダイノードの有感領域で、電気素量を e とした。

ここでミュオンによる信号電荷が十分大きく、デルタ線による電荷量を無視できるとする。R9880U-110 の A_K, A_D はそれぞれ $50 \text{ mm}^2, 77 \text{ mm}^2$ である。 Δ_μ , $\delta_{\mu,j}$ は、ミュオンのエネルギーが数 GeV の時に、およそ 8% とされる [43]。また R9880U-110 のダイノードは 10 段であるので、 -500 V を印加した時のゲイン G が 5×10^3 であることから、ダイノード 1 段あたりの $\delta_{e,i}$ は 2.34 と推定された [44]。ホーン電流 $+320 \text{ kA}$ で 1.3 MW 運転時では、MUMON の中心のフラックスは $\phi_\mu = 8.1 \mu\text{ons}/\text{cm}^2/\text{bunch}$ であると推定されている [42]。したがって EMT に -500 V を印加した時、ホーン電流 $+320 \text{ kA}$ で 1.3 MW 運転時では、ミュオンによる信号電荷として $552 \text{ pC}/\text{bunch}$ が予測される。

6.1.2 要求性能

EMT は将来的な陽子ビーム強度を長期的に正確に測定できることが要求されている。具体的に要求される性能は以下の通りである。

- 低強度 (約 1 kW) から 1.3 MW のビーム強度の間で 5% 以内の線形性があること [28]。
- 1.3 MW ビーム運転の時期に想定されている 1 年間のビームタイム (およそ 100 日) で安定した測定ができること [42]。

6.2 先行研究

EMT が要求を満たすかどうかを調べるため、MUMON 内におけるプロトタイプの検証と電子ビームを用いた性能評価試験が行われた。

6.2.1 プロトタイプの検証

2017 年から 2021 年にかけて、EMT のプロトタイプを MUMON にインストールしてビームを測定した。この測定は、EMT の信号の大きさや応答の理解とブリーダー回路の最適化のために行われた。

図 6.4 に、2017 年の EMT の配置を示す。EMT は Si や IC の測定に影響を与えないよう、MUMON 室外部の IC センサーの下流の壁に設置された。EMTC3 と C4 には異なる容量のキャパシタンスを持つブリーダー回路を使用した。抵抗値と静電容量の値は表 6.1 に示す。 -500 V を印加した時では、それぞれのキャパシタで $0.35 \sim 15.7 \text{ }[\mu\text{C}]$ の電荷を有することができる。

2017 年の試験で測定した波形からは、得られた電荷量が予想値に近いこと、ビーム強度の分解能がバンチごとにビームの測定に十分であることが分かった。さらに二つの印加電圧 (-450 V と -500 V) で、 $+250 \text{ kA}$ のホーン電流下において $13 \sim 500 \text{ kW}$ の強度スキャンを行った。この結果を元に、強度に対する線形性が調べられ、図 6.5, 図 6.6 の結果が得られた。スキャンしたビーム強度の範囲では、 $2 \sim 6.5\%$ の非線形性が見られた。同じ印加電圧では EMTC4 のほうが EMTC3 よりも線形性が良いことが分かった。その理由は EMTC4 のほうが静電容量の値が大きく、高強度ビームで大量の電荷が増幅される場合でも、容量の大きいキャパシタがダイノードの電荷を補うことで増幅率を保つことができるからであると考えられる。また、同じ EMT を比べた時、 -450 V を印加した時のほうが線形性が良いことが分かった。EMT に -500 V を印加し、 $+250 \text{ kA}$ のホーン電流下において 460 kW を測定したとき、8 バンチの出力電荷の平均値 EMTC3 で $859.9[\text{pC}]$ 、EMTC4 で $792.2[\text{pC}]$ であった。これはキャパシタが有することができる電荷の 1% 以下であるため、キャパシタの電圧降下による影響は小さいはずである。したがって印加電圧による線形性の違いは、電圧が大きいと EMT の中でより多くの電荷が増幅され、空間電荷効果によりダイノード間の電場が小さくなるためであるということが示唆された。

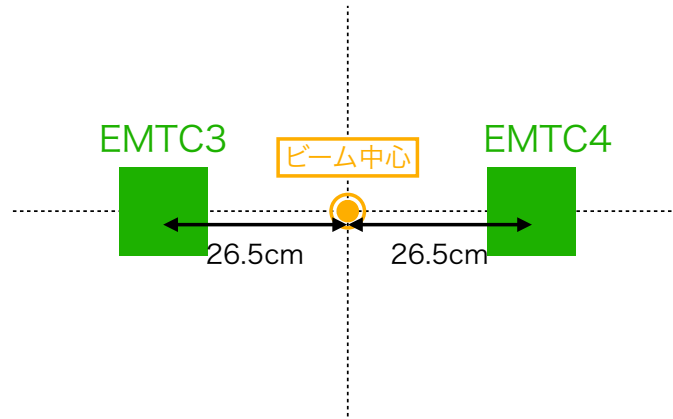


図 6.4: EMTC3 と C4 の配置。

表 6.1: EMTC3 と C4 のブリーダー回路の静電容量。"- "はキャパシタを付けていないことを表す。

抵抗	[kΩ]	静電容量	EMTC3 [nF]	EMTC4 [nF]
R_1	330	C_1	-	-
R_2	330	C_2	-	-
R_3	330	C_3	-	-
R_4	330	C_4	-	-
R_5	330	C_5	-	-
R_6	330	C_6	-	100
R_7	330	C_7	-	100
R_8	330	C_8	10	100
R_9	330	C_9	10	300
R_{10}	330	C_{10}	10	330
R_{11}	160	C_{11}	15	330

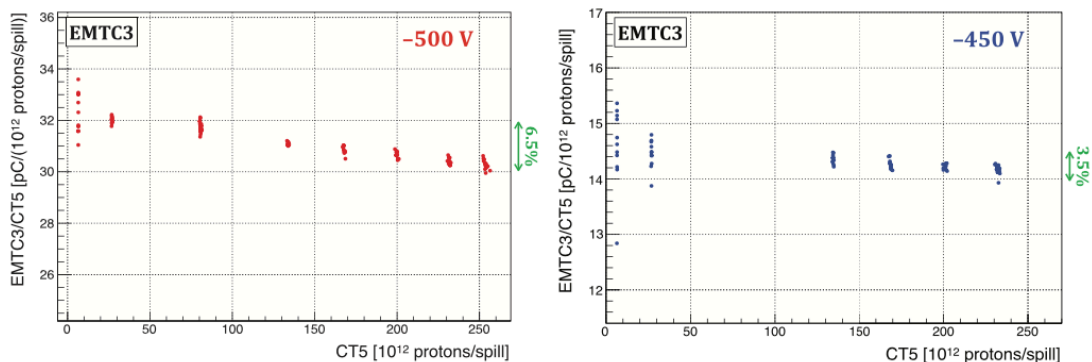


図 6.5: EMTC3 の線形性。左は -500 V 印加時で右は -450 V 印加時。横軸は POT で縦軸は EMT 出力電荷量を POT で規格化した値。緑の矢印はそれぞれ 6.5, 3.5% の範囲を示す [43]。

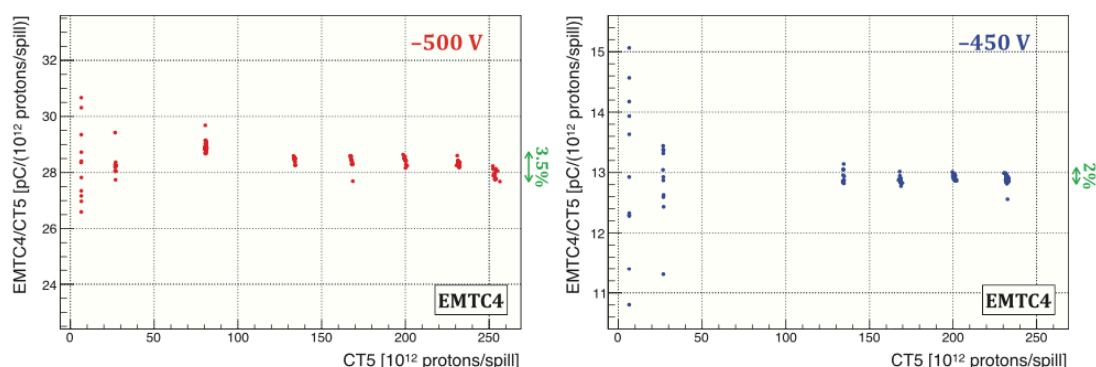


図 6.6: EMTC4 の線形性。左は -500 V 印加時で右は -450 V 印加時。横軸は POT で縦軸は EMT 出力電荷量を POT で規格化した値。緑の矢印はそれぞれ 3.5, 2% の範囲を示す [43]。

2018 年と 2021 年にも EMTC3, C4 の近くに EMT のプロトタイプが取り付けられ、線形性のさらなる改善のためブリーダー回路の最適化の研究も継続された。最終的に EMT のブリーダー回路は表 6.2 のような抵抗値と静電容量を使っている。2021 年の強度スキャンの結果により、このブリーダー回路では -500 V 印加時、1.3 MW でも 3% 以内で線形性があることが分かった。 -450 V 印加時では 1% 以内で線形であり、EMT への要求を満たしていることが分かった [45]。また回路の耐電圧は、2017 年時点では耐電圧は -500 V であったが、現在は -1000 V まで印加することができるようになった。

表 6.2: 最終的な EMT のブリーダー回路。

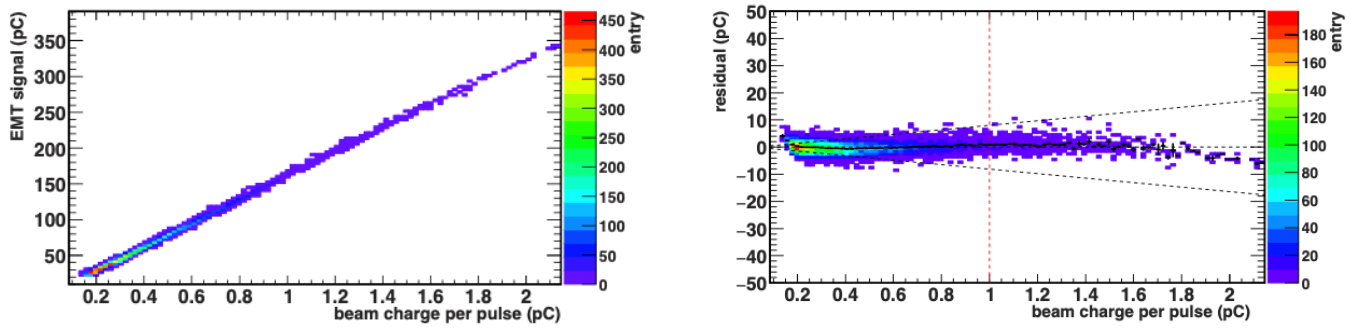
	抵抗値 [$k\Omega$]		電気容量 [nF]
R_1	330	C_1	-
R_2	330	C_2	-
R_3	330	C_3	-
R_4	330	C_4	-
R_5	330	C_5	-
R_6	330	C_6	-
R_7	330	C_7	10
R_8	330	C_8	10
R_9	330	C_9	10
R_{10}	330	C_{10}	330
R_{11}	160	C_{11}	330

6.2.2 電子ビームによる試験

電子ビームを用いた EMT の性能評価試験は、東北大学電子光科学研究センター (ELPH、現在の名称は先端量子ビーム科学研究センター (RARIS)) の電子線形加速器を用いて、2019 年から 2022 年の間に合計 4 回行われた。試験の主な目的は、EMT の放射線耐性や線形性を調べることであった。試験には表 6.2 のブリーダー回路が用いられた。

EMT の線形性に関する測定結果を図 6.7 に示す。J-PARC の 1.3 MW ビーム運転時において、MUMON 内部に置かれたそれぞれの EMT に入射するパルス当たりのミュオンの電荷量はおおよそ 1.0 pC と予想されている。それに対してビーム試験では、パルス当たり 0.2 pC からおおよそ 2.0 pC の電荷のビームを EMT に照射した。測定結果から、特に 1.0 pC までの範囲で $\pm 5\%$ の線形性があることが分かった [42]。

次に、EMT の放射線耐性を確認するため、J-PARC の数年分のビーム運転に相当するビームを照射した。図 6.8 は、ビーム未照射の EMT と 450 nC/cm² 照射した EMT における、信号電荷とビーム強度の関係である。信



(a) EMT の信号とビーム強度の関係。横軸がパルス当たりの電荷量で縦軸が EMT の信号電荷。
 (b) EMT の信号のビーム強度に対する線形性からのずれ。縦軸は、6.7a を一次関数でフィットした直線と各点との差。J-PARC の 1.3 MW 運転に相当する電荷量は 1.0 pC。黒の点線は信号電荷に対して $\pm 5\%$ の範囲を示す。

図 6.7: ビームテストで測定した EMT の線形性 [42]。

号電荷はリファレンスセンサーの信号電荷で規格化されている。450 nC/cm² の照射量は約 580 日の 1.3 MW のビーム運転における照射量に相当する。図から分かるように放射線の照射により信号量は低下している。しかし線形性は 5% を保つことが分かった [42]。

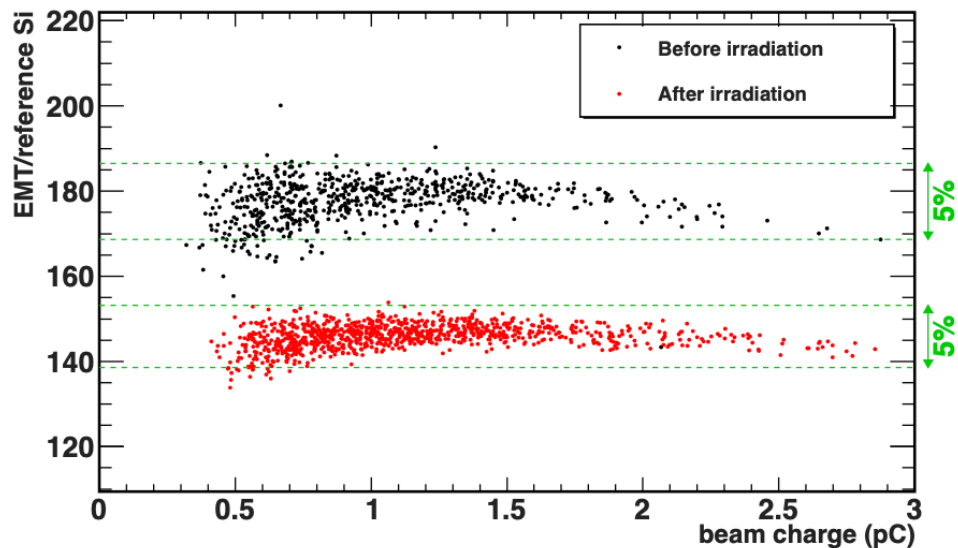


図 6.8: EMT の信号とビーム強度の関係。黒点はビーム未照射の EMT で、赤点は 450 nC/cm² 照射した EMT。緑の矢印は平均値の 5% の範囲を示す [42]。

さらに、現在 MUMON で使っている Si センサーと EMT の放射線耐性の比較をしたのが、図 6.9 である。ハイパーカミオカンデ実験期では、1 年に 132 日のビーム連続運転が見込まれている。その間に Si の信号量は 25% 減少する一方で、EMT の減少量は 8% 未満であることが分かった [42]。

以上のことから、EMT は将来の 1.3 MW ビーム運転下でも要求される線形性を有しており、長期間安定してビームを測定できる見込みが十分あることが分かった。

6.3 ビーム測定の実証実験

ビーム試験により、EMT の基本性能が要求を満たすことがわかったので、複数個を並べて MUMON にインストールし、ビーム測定の実証実験を開始した。EMT の測定と Si の測定を比較するため、図 6.10 のように EMT を Si のすぐ下流に取り付けた。EMT は環境光を遮るためアルミの小箱で覆われている。小箱には加速器由来のノイズや、キャリブレーションに用いるアクチュエーターのノイズの影響を抑えるシールドの目的もある。

図 6.11 に今までのインストールの過程を示す。2023 年 11 月に検出器面の中心に横 1 列に 7 つ、2024 年 11 月

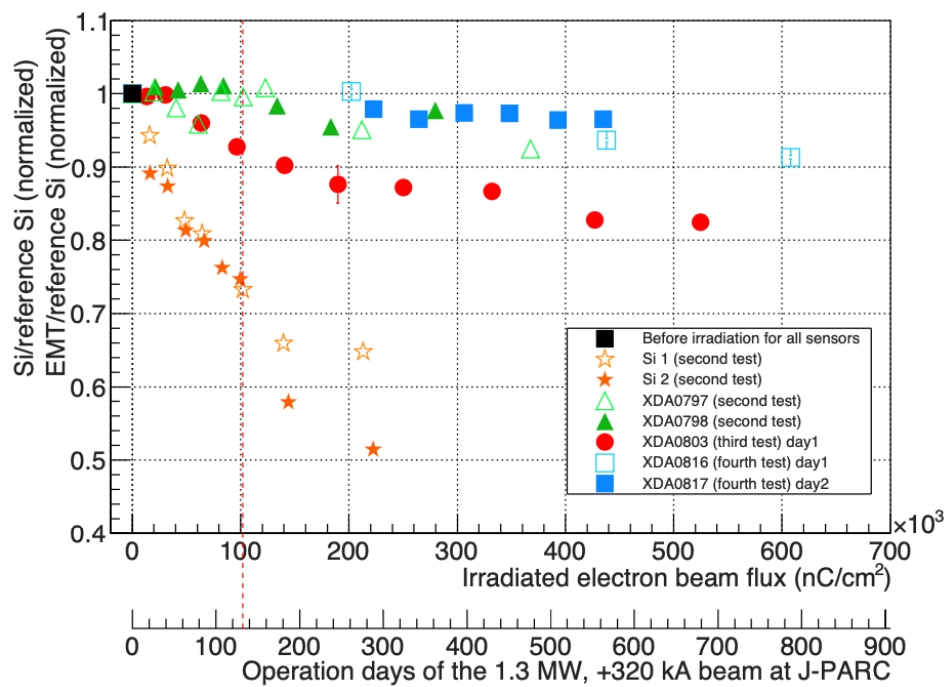


図 6.9: EMT と Si の信号電荷の減少の比較。横軸は照射したビームフラックスであり、ホーン電流 +320 kA の 1.3 MW 運転時の運転日数に読み替えることができる。縦軸は照射前の EMT と Si それぞれの信号量を、照射前の値を 1 として規格化したものである。赤い点線は 132 日間の照射に相当する照射量を表す線である。図中凡例の XDA0797, 0798, 0803, 0816, 0817 は EMT の識別番号である [42]。

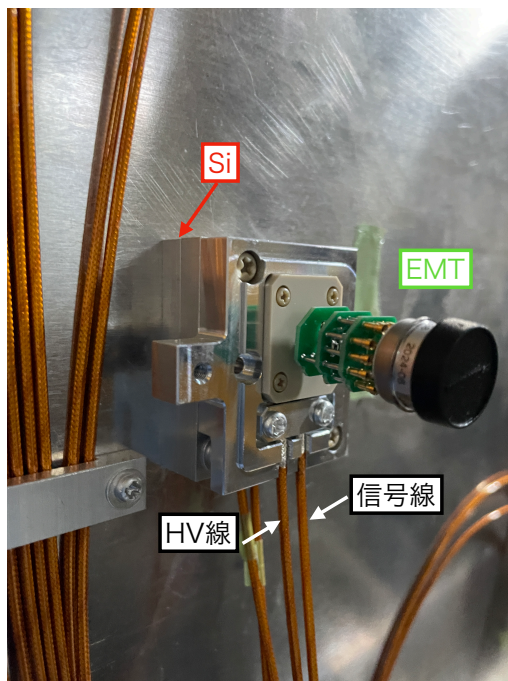


図 6.10: 取り付けられた直後の EMT。このあと、アルミの小箱が被せられる。EMT のブリーダー回路の土台の裏に Si がある。ビームは Si 側から入射する。

には縦1列に6つと、EMT4-4の直後にEMT4-4-a、さらにref-Siの直後にref-EMTを入れ、合計8個インストールした。EMT4-4-aは同じ場所における信号の再現性の確認が目的である。さらに2025年の11月には斜めに12個入れた。2024年、2025年の配置をそれぞれ「十字型配置」と「星型配置」と呼ぶ。MUMONで使用できる信号、HVケーブルの数は限られているため、EMTのケーブルにはICに使っていたケーブルを使用している。そのため図6.11にあるように、ICの配置も変更している。Siの配置は変わらず49個を使い続けている。将来的にHK実験ではSiは使用せず、IC49個とEMT49個でMUMONを運用する予定である。EMTのインストールに伴いアルミ小箱のデザインを改良しており、それぞれの時期における小箱を図6.12に示す。

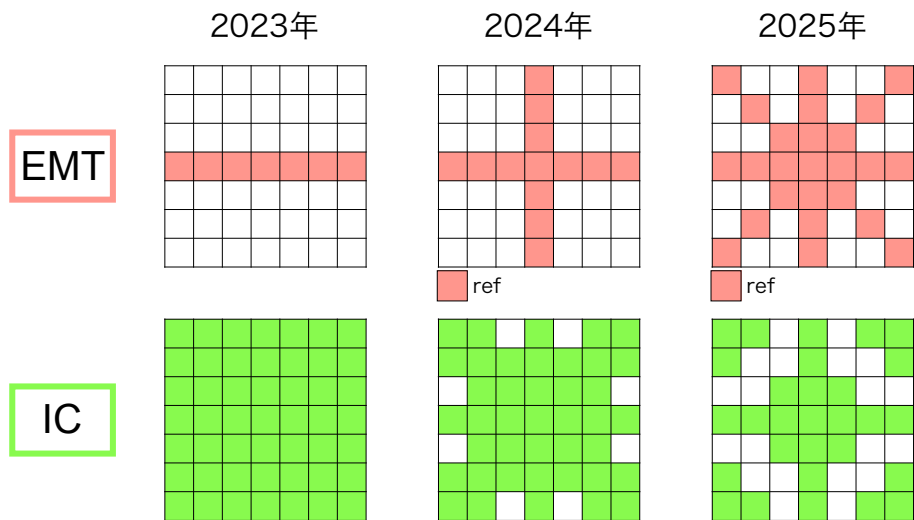


図 6.11: EMT と IC のセンサー配置図。色塗りされた箇所が EMT の設置された位置、あるいは IC の信号が読み出されている位置。2024 年の配置を「十字型配置」、2025 年の配置を「星型配置」と呼ぶ。

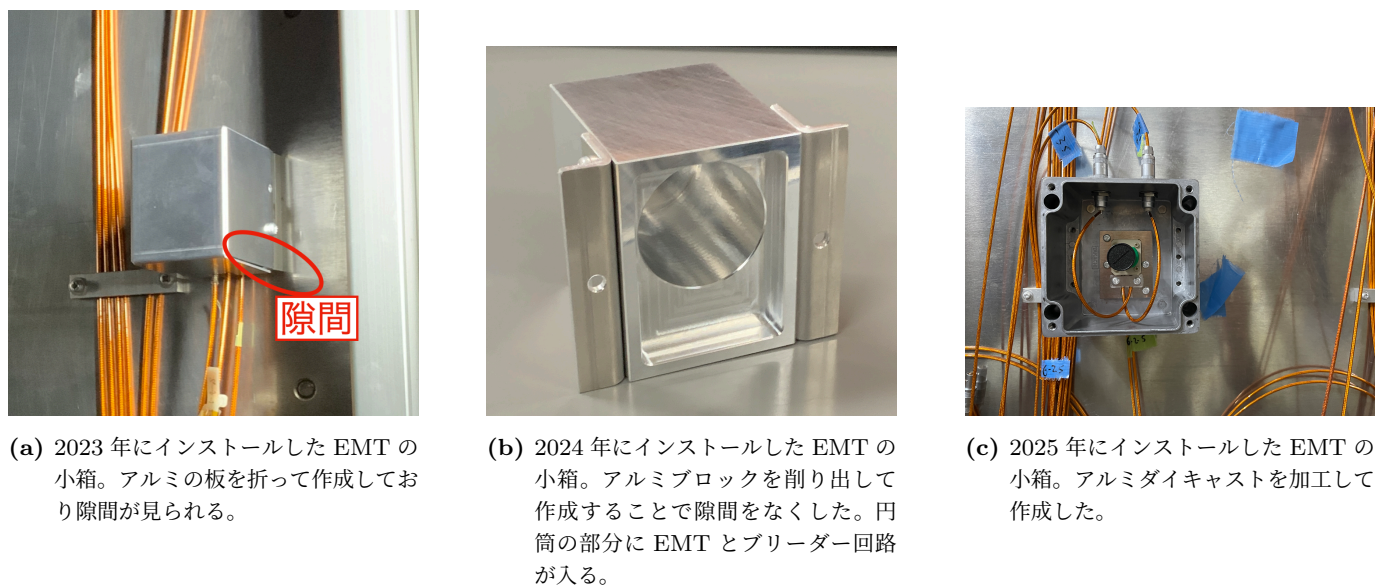
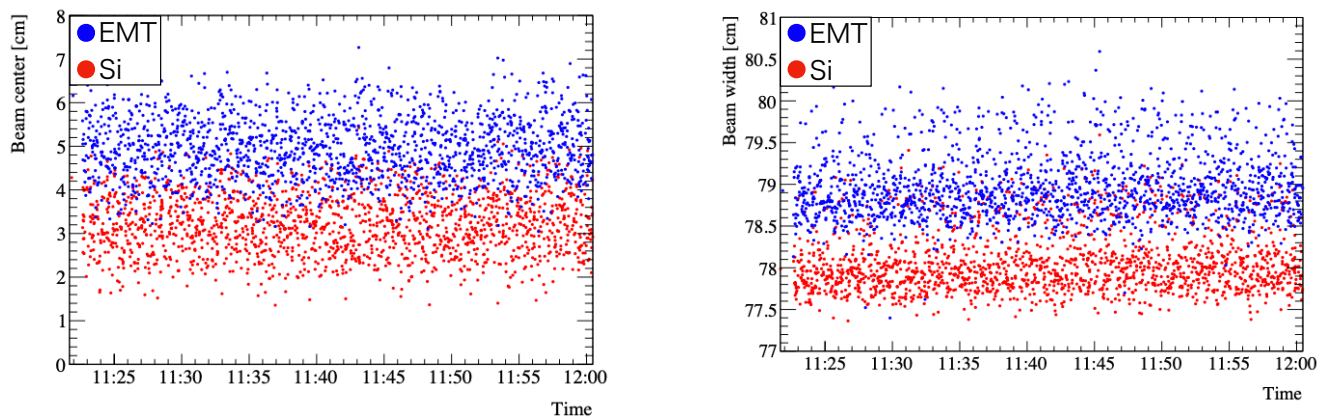


図 6.12: インストールした時期ごとに使用されている EMT の治具

6.3.1 7個のセンサーによるミュオンビーム測定

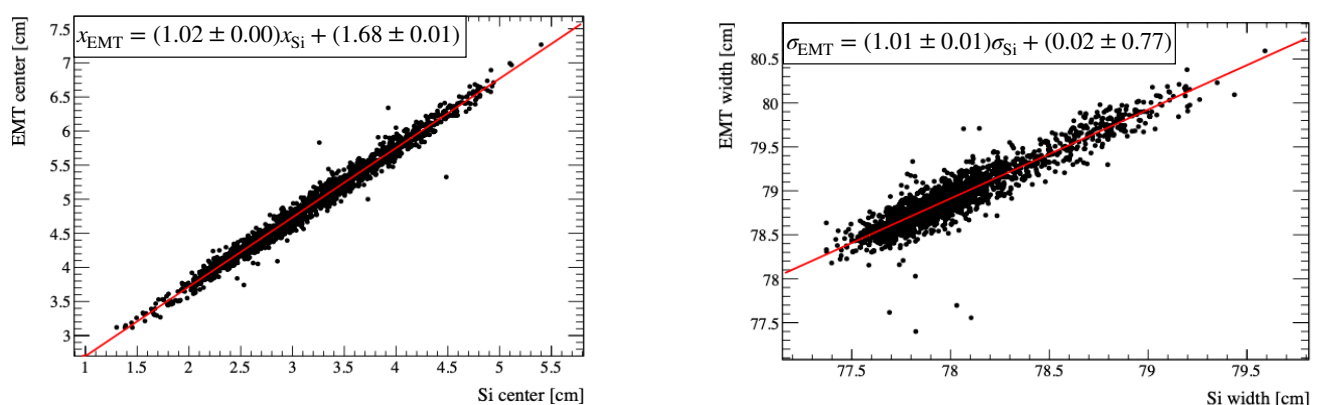
2023年のEMTインストールにより、EMTを用いたミュオンビームの測定が初めて可能になった。ミュオンビームの中心と幅を測定するために、EMT信号電荷を一次元ガウス関数でフィットして評価した。ある連続したビーム運転におけるビーム中心と幅の時系列に沿った変化を記録した図(ヒストリープロット)を、図6.13に示す。この時、EMTに印加していた電圧は -450 V であった。測定条件を同じにするため、Siのビーム測定はEMTと同じ場所のセンサーで行った。EMTはSiと同程度の安定性でビームを測定できていることが分かる。その一方でビーム中心と幅の両方で平均値にオフセットが確認された。

図6.14は、同じスピルにおけるEMTのフィット結果とSiのフィット結果の関係をプロットし、一次式 $y = ax + b$ でフィッティングした結果である。EMTのビーム中心と幅はSiと強い正の相関関係にある。一方で特にビーム中心では 1.7 cm のオフセットが確認されている。



(a) Si と EMT で測定したビーム x 方向の中心のヒストリープロット。 (b) Si と EMT で測定した x 方向のビーム幅のヒストリープロット。

図 6.13: 2023 年 12 月 25 日に Si と EMT で測定したビームプロファイルのヒストリープロット。ビーム強度は 765 kW 、ホーン電流は $+320\text{ kA}$ での測定。横軸は時間、縦軸は測定値を示す [46]。



(a) Si と EMT で測定した中心の関係。 (b) Si と EMT で測定したビーム幅の関係。

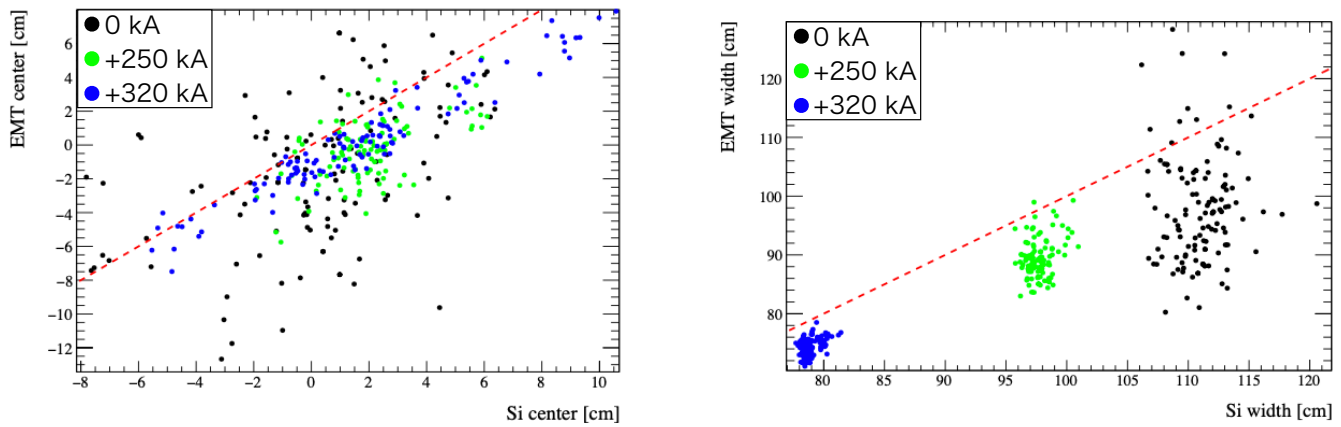
図 6.14: 2023 年 12 月 25 日に Si と EMT で測定したビームプロファイルの相関。ビーム強度は 765 kW 、ホーン電流は $+320\text{ kA}$ での測定。横軸は Si の測定値、縦軸は EMT の測定値を示す。赤い線は一次関数でフィッティングした結果を示す [46]。

EMTのキャリブレーションは電圧 -500 V を印加した状態で、ref-Siを用いてセンサーのキャリブレーションを行った。キャリブレーションした電圧でビームを測定した時、Siのビーム中心との差はほとんど 0 cm であった。しかし電圧を一律に -450 V に変えてビームを測定した時、Siと約 2 cm の差が生じた[47]。このことから、

EMT は各印加電圧ごとにキャリブレーションすることの必要性が示唆された。現在 EMT は低強度と高強度で印加する電圧を変えているので、両方の強度でキャリブレーションをしている。

EMT の測定は、ビームチューニングを行う低強度ビームでも重要である。しかしながら、EMT は低強度の測定では測定精度が悪く、Si との相関も悪いことが分かった。図 6.15 は、ホーン電流 0, +250, +320 kA における EMT と Si の測定結果の関係である。ホーン電流の有無で、Si との相関が小さくなっていることが分かる。ビームチューニングはホーン電流 0 kA でも行うため、Si との測定結果の違いは大きな問題である。

次章からは、2024 年の EMT の配列におけるビームの測定の解析結果を論じる。その中で高強度ビーム測定について述べた後、低強度ビーム測定の問題の原因の究明や対策について述べる。



(a) ホーン電流ごとの EMT と Si で測定したビーム中心の関係。

(b) ホーン電流ごとに EMT と Si で測定したビーム幅の関係。

図 6.15: 3 kW のビーム強度での Si と EMT で測定したビームプロファイルの関係。どちらも横軸が Si の結果で縦軸が EMT の結果。赤い点線は $y = x$ の直線を示す [46]。

第7章

EMT によるビームの測定

本章ではまず十字型配置におけるミューオンビームの測定結果を高強度、低強度ビームのそれぞれで述べる。特に低強度ビームの解析では、先行研究で明らかになった測定の問題を明確にし、その原因を挙げた後に改善案を提示する。また低強度ビームのキャリブレーションについて、短時間で行える新しい方法について論じる。最後に2025年の星型配置における測定の解析結果を述べる。

7.1 高強度ビーム

高強度ビームはデータ取得のために使われるビームであり、およそ 100 kW 以上の強度である。前章の通り、SK に到達するニュートリノのフラックスの不定性を抑えるため、MUMON は 0.3 mrad の精度でビーム中心軸を測定する必要がある。本説では EMT が x, y 方向でその要求を満たしているかどうかを述べる。

前章の通り 2024 年 11 月からは EMT を十字型に配置してビームの測定を行った。EMT の配置と場所を図 7.1 に示す。EMT のゲインには個体差があるが、読み出し回路で取得可能な入力レンジの制約により、印加電圧を調整してゲイン個体差をできるだけ小さくする必要がある。印加する HV は次の表 7.1 のようにした。測定は T2K Run14 の 2024 年 11 月 25 日～12 月 23 日と 2025 年 2 月 27 日～3 月 4 日の期間に行った。2024 年のビームタイムの強度はおよそ 800 kW であった。Run14 は FHC(ホーン電流 +320 kA) で開始し、2024 年の 12 月 10 日に RHC(-320 kA) に切り替えた。2025 年は再び FHC で運転した。

EMT を MUMON の新センサーとして将来的に使用するためには、MUMON に要求される精度を満たすのかがどうかを調べる必要がある。本節では初めての y 方向のビーム測定に着目し測定結果について述べる。7.1 節、7.2 節では ref-Si を用いてキャリブレーションした結果について述べ、7.3 節では ref-EMT によるキャリブレーションについて議論する。

表 7.1:]

EMT	低強度	高強度
1-4	-900	-500
2-4	-920	-520
3-4	-920	-510
4-4	-1000	-550
5-4	-970	-530
6-4	-940	-530
7-4	-970	-530
4-1~7	-800	-450

十字型配置で各 EMT に印加した電圧 [V]。

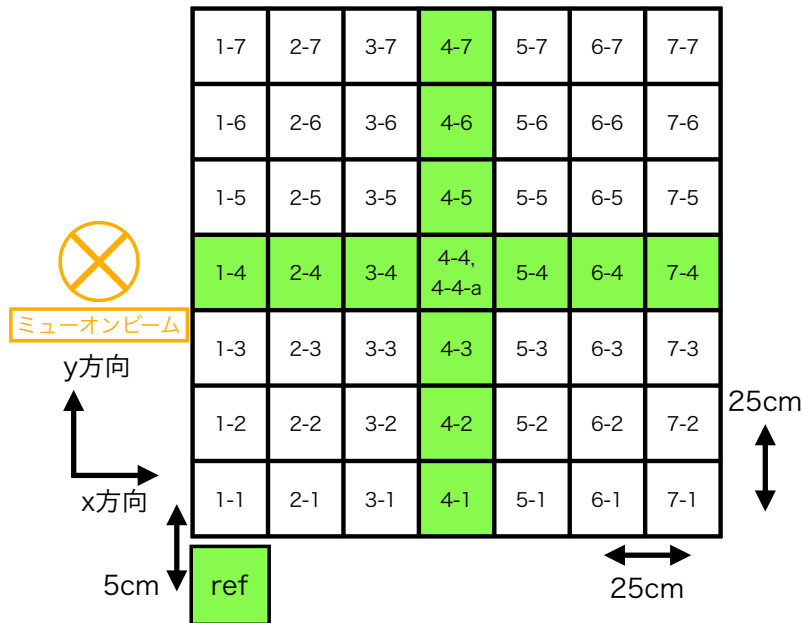
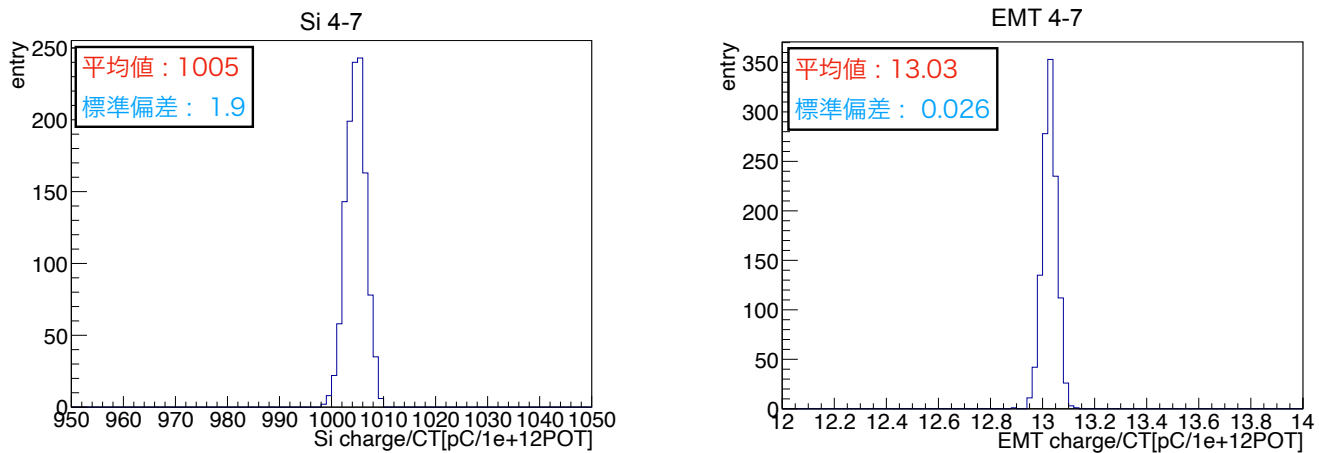


図 7.1: 2024 年 11 月からの EMT の十字型配置。EMT4-4-a は EMT4-4 に重ねて取り付けられた EMT。同じ位置における信号の再現性の確認が主な目的である。

7.1.1 信号電荷の安定性

信号電荷の分布の例として、1つのラン (805 kW、FHC+320 kA) における Si4-7 と EMT4-7 の信号電荷のヒストグラムを図 7.2 に挙げる。また 13 個の EMT の総電荷は 0.13% の範囲で安定しており、MUMON の要求精度である 3% 未満で、かつ Si と同程度の安定性であることが分かった。



(a) Si の信号電荷分布。横軸は EMT の信号電荷を CT5 の値で規格化したもの。縦軸はスピル数。

(b) EMT の信号電荷分布。横軸は EMT の信号電荷を CT5 の値で規格化したもの。縦軸はスピル数。

図 7.2: Si4-6 と EMT4-6 の信号電荷の分布。

7.1.2 ビームプロファイル測定

初めに x, y のそれぞれの方向で 1 次元ガウシアンでフィットし、ビームが測定できているかを確認した。図 7.3 は、ある 1 スピルの Si と EMT おける 1 次元ビームプロファイルのフィット結果である。 y 方向も x 方向同様、1 スピルごとに精度よくフィットできている。

次に x, y を同時に 2 次元ガウシアンでフィットし、得られたビーム中心と幅のヒストリープロットを図 7.4 と

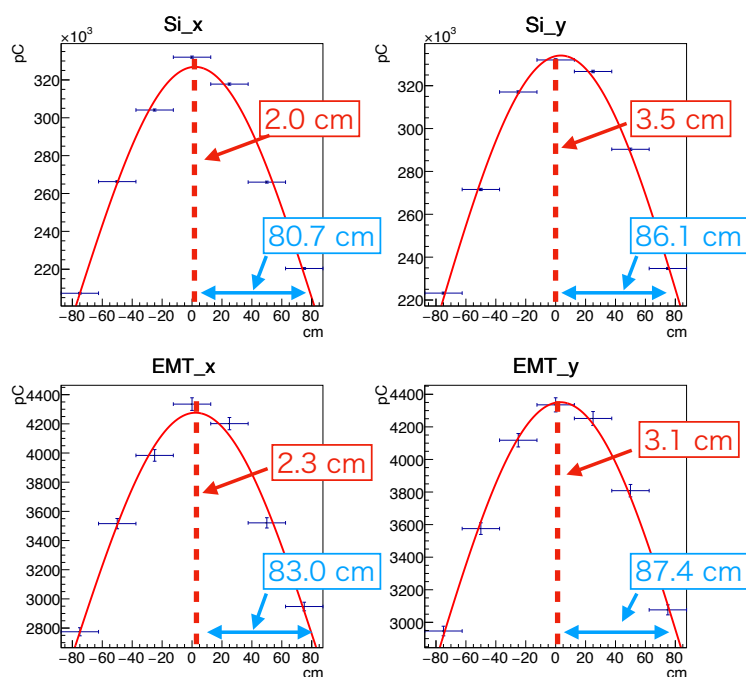


図 7.3: Si と EMT の信号電荷によるビームプロファイルフィット。赤の波線と数値はフィットで得られたビームの中心を表し、青い両矢印と数値はビーム幅を表す。

図 7.5 に示す。このビームタイムは 2025 年 2 月 28 日のもので、ホーン電流は +320 kA で強度は 803 kW だった。フィット関数は次式のような 2 次元ガウシアンを用いた。

$$f(x) = A \times \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (7.1)$$

x, y 方向のどちらにおいても、EMT と Si で同じ時間変動が見えている。このことから、EMT はビームの変動に対して Si と同程度の感度があることがわかる。また図 7.6 から、EMT の測定値と Si の測定値は時間を通じて一定であった。

このヒストリープロットを 1 次元分布にしたものを、図 7.7 に示す。ビーム中心において、EMT と Si の差 ((平均値)±(標準偏差)) は、

$$\Delta x_0 = -0.3 \pm 0.1 \text{ cm}, \quad \Delta y_0 = -0.1 \pm 0.1 \text{ cm} \quad (7.2)$$

となった。この値は MUMON の系統誤差 (3.3 cm) よりも十分小さい。このことから EMT は高強度において、十字型配置であっても x, y 方向の両方で MUMON に要求される精度を十分に満たしていることが実証された。

ビーム幅の差は、

$$\Delta \sigma_x = 2.4 \pm 0.1 \text{ cm}, \quad \Delta \sigma_y = 1.1 \pm 0.2 \text{ cm} \quad (7.3)$$

となった。Si と EMT の検出器面は約 3 cm 離れている。Si と IC のビーム幅の差を参考にすると、3 cm ではビーム幅は約 0.2 cm しか変化しないと予想される。したがって Si と EMT のビーム幅の差は、検出器に由来する理由があると考えられるが、明確な理由は判明していない。ビーム幅の差は、測定したビーム幅に対して 3%(x), 1.3%(y) であり、現時点では必ずしも大きいとは言えない。センサーをさらに増やした時にどのように変化するか調べるのが今後の課題の一つである。

7.1.3 ref-EMT を用いたキャリブレーション

2024 年からは ref-Si の直下流に ref-EMT をインストールした。MUMON ではキャリブレーションの再現性を保つため、ref-Si は T2K 開始から同じものを使用している。しかし将来の高強度ビームで Si センサーはさらに劣化すると考えられる。劣化による漏れ電流が電源の電流制限値に達すると電圧が印加できなくなり、キャリブレーションができなくなる。そのような状況を避けるため、ref-EMT でキャリブレーションが可能なのは重要である。

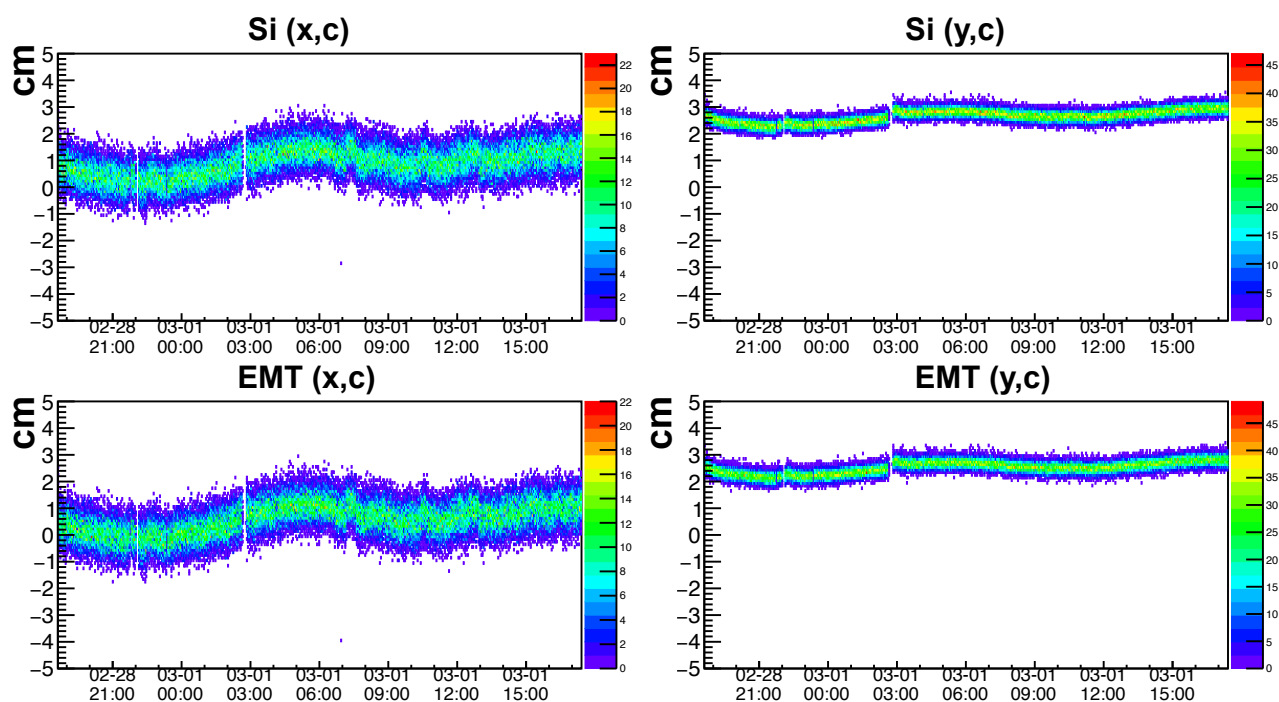


図 7.4: Si と EMT で測定された x, y 方向のビーム中心測定の時間変化。

2024 年の Run14 では高強度ビームで EMT のキャリブレーションを 3 回行った。条件はそれぞれ次の表 7.2 の通りである。

表 7.2: 2024 年の Run14 で行ったキャリブレーション時のビーム条件。

日	ラン番号	ビーム強度	ホーン電流
2024/11/26	0920046	360 kW	+320 kA
2024/12/6	0920105	800 kW	+320 kA
2024/12/12	0920155	805 kW	-320 kA

図 7.8 に、EMT4-4, 4-7 における ref-Si と ref-EMT を用いて計算したキャリブレーション係数を示す。図中のキャリブレーション係数は Detector Calibration により求められた値である。各点の誤差棒は信号比の決定精度に起因するものであり、キャリブレーション係数に対しておよそ 0.3%~0.8% の大きさである。ref-Si を使った時も ref-EMT を使った時も誤差の範囲で概ね一致していた。このことは ref-EMT でも ref-Si と近い値でキャリブレーションができていることを示す。一方でこの結果は、ref-Si は放射線で劣化しているにも関わらず、キャリブレーション結果に優位な影響が見られない程度で線形性を保っていることを示唆している。

しかし EMT4-7 のように、誤差を考慮しても ref-Si との結果が一致していないチャンネルが存在した。この不一致は、3 回のキャリブレーションの中で 1 度だけ 1 チャンネルで見られただけであり、少ない頻度でしか起こらないと考えられる。さらなる高強度でもキャリブレーション係数の再現性を調べるのが、今後の測定の課題点の一つである。

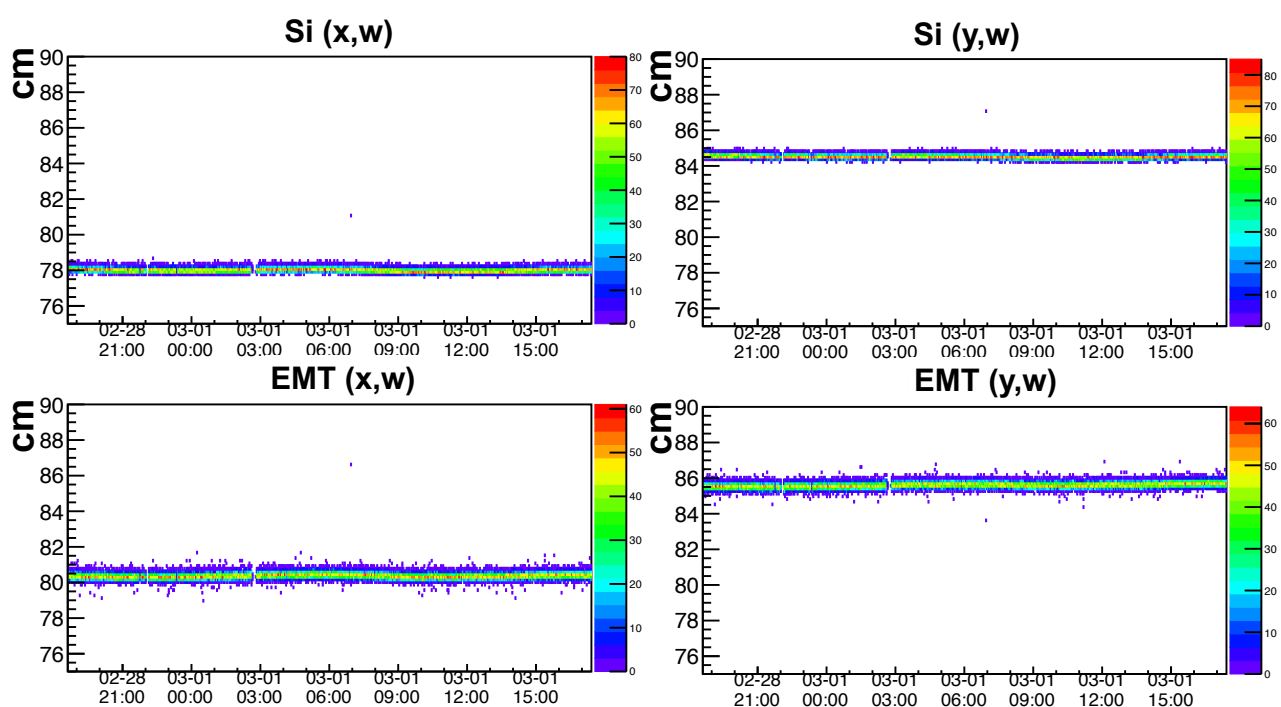


図 7.5: Si と EMT で測定された x, y 方向のビーム幅測定の時間変化

7.2 低強度ビーム

低強度ビームは主に 1~5 kW 程度のビームである。T2K 実験ではターゲットなどの機器保護のため、はじめから高強度ビームを照射するのではなく低強度でビーム軌道や幅を調整し、その後徐々に強度を上げる方法を採用している。そのため、低強度でも精度良くミュオンビームを測定することは非常に重要な要請である。しかし先行研究や後述の通り、EMT は Si よりも方向決定精度が悪いことが明らかになった。本節では Si と EMT の測定精度の比較をした後、測定精度向上に向けた対策案を述べる。

7.2.1 信号電荷の安定性

図 7.9 は 3 kW、ホーン電流 0 kA の低強度ビーム (Run0920307) における Si4-7 と EMT4-7 の、陽子数で規格化された信号電荷の分布である。Si と EMT の信号電荷の関係は図 7.10 である。Run0920307 の間で Si が測定したミュオンビームの中心は、 x, y 方向ともに ± 1 cm 以下で安定しており、EMT4-7 におけるニュートリノフラックスの変動は 0.2% 以下であると推定できる。したがって EMT の電荷のばらつきの大きさは、ビーム位置の変動によるものではなく、EMT 自体や信号の読み出し系に由来するものと考えられる。

センサーごとの揺らぎを評価するため、分布の平均値と標準偏差の比を図 7.11 にまとめた。Si の信号電荷は約 1% で安定しているが、EMT には 4~5% の不安定性が見られた。

信号電荷のばらつきと印加電圧の関係

信号電荷のばらつきが信号とノイズの比率に由来するものならば、電圧を上げて信号を大きくすると電荷のばらつきは小さくなるはずである。ここでいうノイズとは、MUMON 室で信号線に乗る電氣的なノイズである。

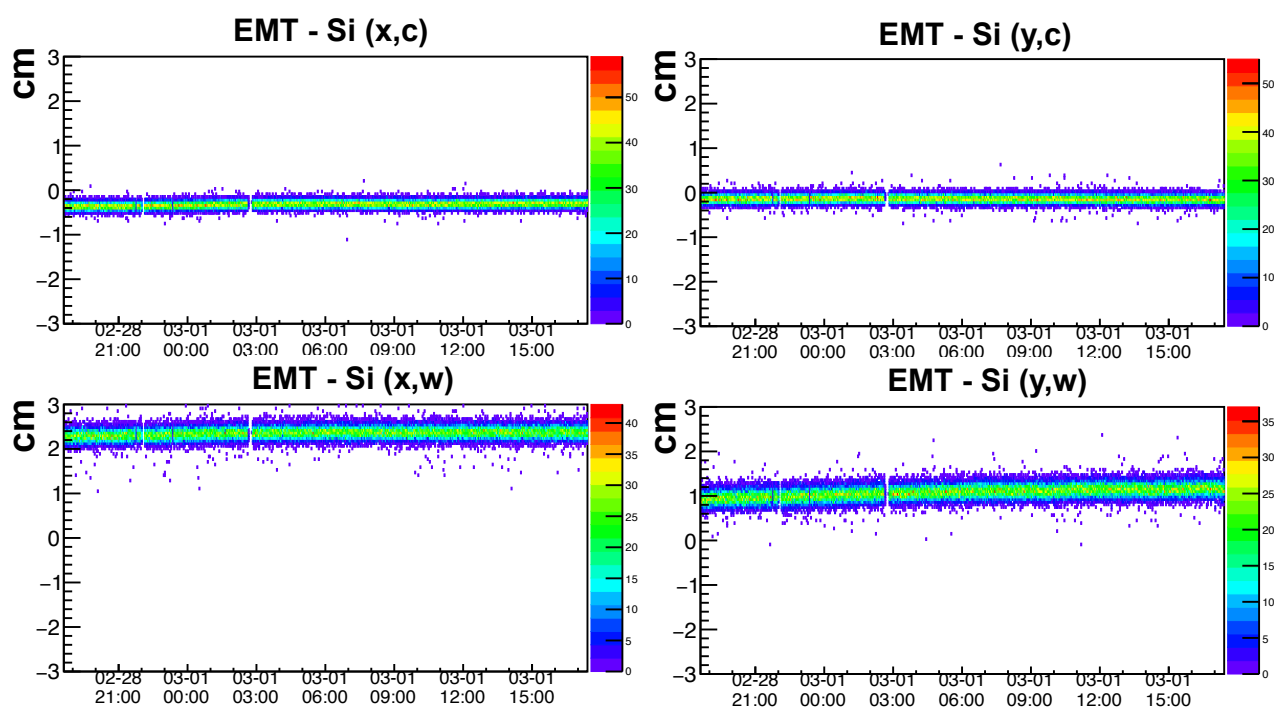


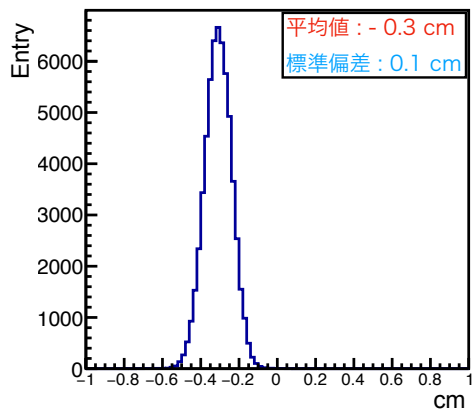
図 7.6: Si と EMT で測定された x, y 方向のビーム中心 (c) と幅 (w) 測定の差の時間変化。

電圧は、 $-700, -750, -800, -850, -900, -950, -1000$ V の 6 点で測定し、電圧毎にホーン電流 0 kA で約 3 kW のビームを 100 スピル測定した。各 100 スピル間に Si が測定したミュオンビームの x, y 中心は、 ± 1 cm 以下で安定していた。測定結果を図 7.12a と図 7.12b に示す。図 7.12a は 2023 年に入れた横一列の EMT の結果で、図 7.12b は 2024 年に入れた縦一列の EMT の結果である。2023 年にインストールした EMT では $-700 \sim -800$ V で、電圧を下げるほど信号電荷のばらつきが大きくなる傾向が見られる。これは信号に対するノイズの比率が小さくなったためだと考えられる。しかし、 -800 V 以上では電荷のばらつきの大きさはほぼ一定になる。2024 年にインストールした EMT では -700 V から電圧を上げても、電荷のばらつきはほぼ一定だった。以上から、信号とノイズの比率を改善しても信号電荷に 4~5% のばらつきが存在することがわかった。

オシロスコープを用いた波形の詳細な解析

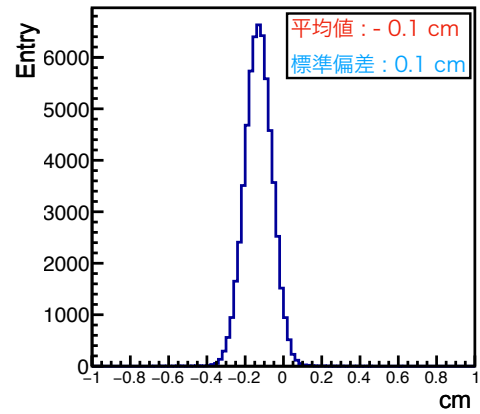
EMT の電荷のばらつきの原因が FADC のサンプリングなど読み出し系に問題があるのかを区別するため、EMT の波形をオシロスコープで取得し積分値を計算した。オシロスコープは Tektronix 社の MSO4104B を使用した。MSO4104B のサンプリングレートは 1 GHz であるため、COPPER の FADC(65 MHz) よりも高い分解能で積分値を計算することができる。波形を測定したセンサーは EMT4-4 と、そのすぐ下流に取り付けた 4-4-a である。約 3 kW の 2 バンチの低強度ビームの波形をオシロスコープで 1 スピルずつ合計 28 スピル記録した。ホーン電流は 0 kA だった。

EMT4-4 と 4-4-a は同じ位置に設置しているため、ミュオンフラックスは同じであると仮定できる。したがって、1 番目と 2 番目のバンチの間的大小関係は 2 つの EMT で一致するはずである。2 バンチの積分値に対する 1 バンチ目と 2 バンチ目の積分値の変化の割合をプロットしたものが、図 7.13 である。バンチ間で積分値の増減が EMT4-4 と 4-4-a で異なるスピルが、13 スピル確認された。13 スピルのうち、例えば 5 番目のスピルでは、EMT4-4 は 2 バンチ目の積分値が約 8% 増加したが EMT4-4-a では約 9% 減少した。このことから低強度ビームでは同じ場所の EMT であっても、EMT の信号電荷そのものに揺らぎがあることが分かった。



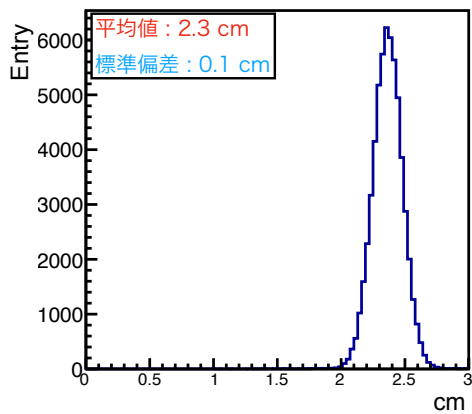
(a)]

x 方向のビーム中心の Si と EMT の差 [cm]。



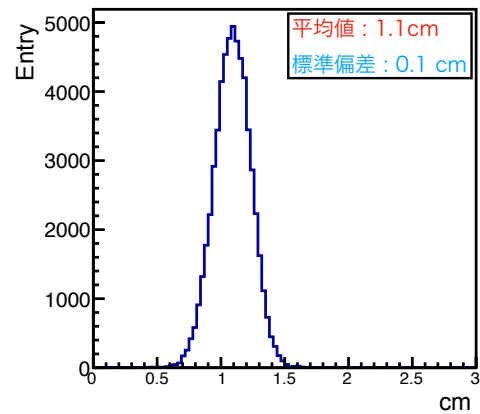
(b)]

y 方向のビーム中心の Si と EMT の差 [cm]。



(c)]

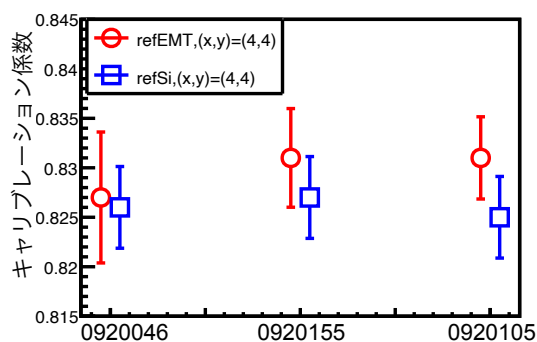
x 方向のビーム幅の Si と EMT の差 [cm]。



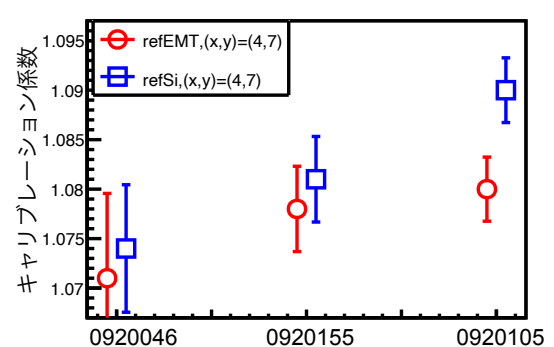
(d)]

y 方向のビーム幅の Si と EMT の差 [cm]。

図 7.7: Si と EMT の測定値の差の分布。いずれも (EMT の測定値)-(Si の測定値)。



(a) EMT4-4。



(b) EMT4-7。

図 7.8: ref-Si と ref-EMT によるキャリブレーション係数。いずれも縦軸はキャリブレーション係数で横軸はラン番号に対応する。青い点が ref-Si, 赤い点が ref-EMT の測定で求めた値。

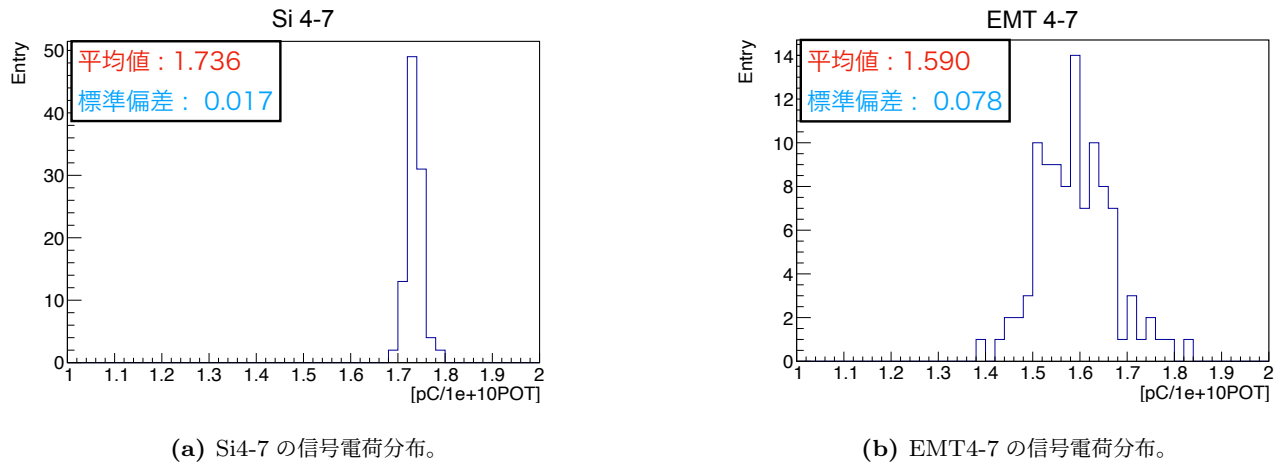


図 7.9: 3 kW、ホーン電流 0 kA 低強度ビームにおける Si と EMT の信号電荷の比較。横軸は信号電荷を同じスピルの POT で規格化したもの。

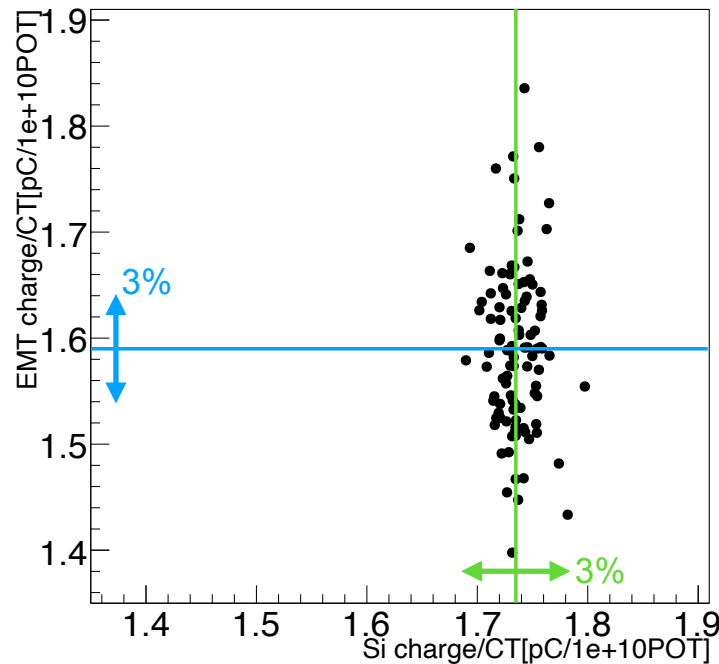


図 7.10: 3 kW、ホーンの電流 0 kA 低強度ビームにおける Si と EMT の信号電荷の関係。信号電荷は同じスピルの POT で規格化した。EMT には -800 V を印加した。緑色の直線は Si の信号電荷の平均値、青色の直線は EMT の信号電荷の平均値を表す。緑色の矢印は Si の平均値に対する $\pm 3\%$ の区間を示し、青色の矢印は EMT の平均値に対する $\pm 3\%$ の区間を示す。Si の電荷はほぼ全てのスピルが $\pm 3\%$ の区間に含まれるが、EMT の電荷は平均値から $\pm 3\%$ 以上異なるスピルが多く存在する。

信号電荷の不安定性の原因

ここではホーン電流 0 kA、3 kW の低強度ビーム測定において、EMT に -800 V を印加した時に、信号電荷が 4~5% の不安定性を持つ原因を論じる。EMT を代表して、MUMON の中心に位置する EMT4-4 を扱う。

以下では、EMT の信号電荷は全てミュオンによるものだと仮定する。信号電荷 Q_{tot} は式 (6.2) より、カソードで生成された二次電子による信号電荷 Q_K と、ダイノードで生成された二次電子による信号電荷 Q_D の和で表すことができる。 $Q_{K,D}$ の規格化した統計的揺らぎを $\sigma_{\text{tot},K,D}$ 、とするとそれぞれ次のように書ける。

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_K^2 + \sigma_D^2} = \sqrt{r_K^2 \left(\sigma_{K,\mu}^2 + \sum_{i=1}^{10} \sigma_{i,D,e}^2 \right) + \sum_{i=1}^{10} r_i^2 \left(\sigma_{i,D,\mu}^2 + \sum_{j=i+1}^{10} \sigma_{j,D,e}'^2 \right)}. \quad (7.4)$$

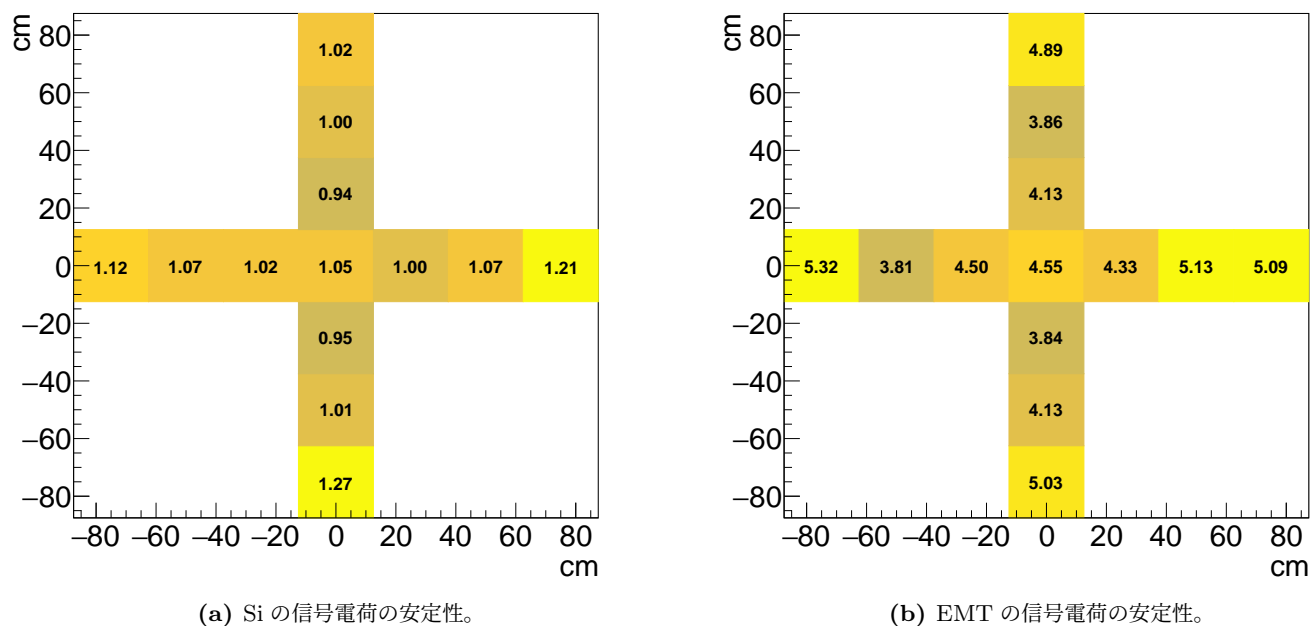


図 7.11:]

3 kW, 0 kA の 101 スピルにおける、Si と EMT のセンサーごとの信号電荷の分布の標準偏差を平均値で割った値の百分率 [%]。

ここで、 $\sigma_{K,\mu}$, $\sigma_{i,D,\mu}$ は入射したミュオンと、カソード・ i 番目のダイノードとの相互作用で放出される電子数の揺らぎを表す。 $\sigma_{i,D,e}$, $\sigma'_{i,D,e}$ は、 i 番目のダイノードで増幅される電子数の揺らぎに由来する不定性である。また r_K, r_i は全信号 Q_{tot} 中のカソード由来、あるいは i 番目のダイノード由来の信号の割合である。

EMT は電子を雪崩増幅させるため、信号電荷に寄与するのは主にカソードと第 1、第 2 ダイノードで生じた電子だと考えられる。そのため以下では、カソードと第 1、第 2 ダイノードのみを扱う。

まず σ_K を推定する。すなわち $\sigma_{K,\mu}, \sigma_{i,D,e}$ の値を推定する。カソードで放出される二次電子の数 N_K は、

$$N_K = \phi A_K \Delta \quad (7.5)$$

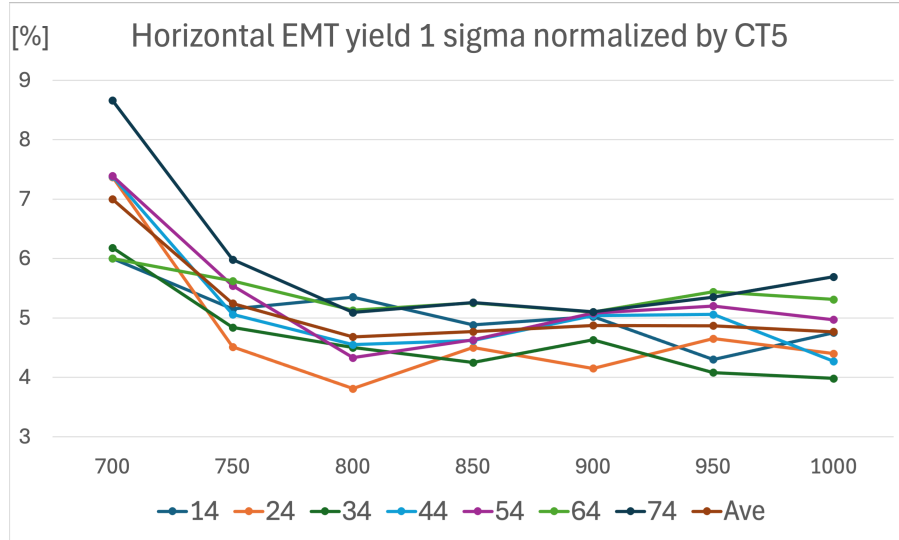
と書くことができる。 ϕ はミュオンフラックス、 Δ はアルミの二次電子放出確率、 A_K は EMT のカソードの有感領域である。それぞれのパラメータの値は表 7.3 の通りである。3 kW の時の 1 スピルあたりの陽子数は、平均的に 7.9×10^{11} POT である。以上の値から二次電子数を計算すると、ビーム中心である EMT4-4 における二次電子数は 1 スピルあたり 869 個である。したがって $\sigma_{K,\mu} = 1/\sqrt{869} = 3.39\%$ である。

表 7.3: 二次電子数の計算に必要なパラメータ。 ϕ はホーン電流 0 kA で MUMON 中心における値。

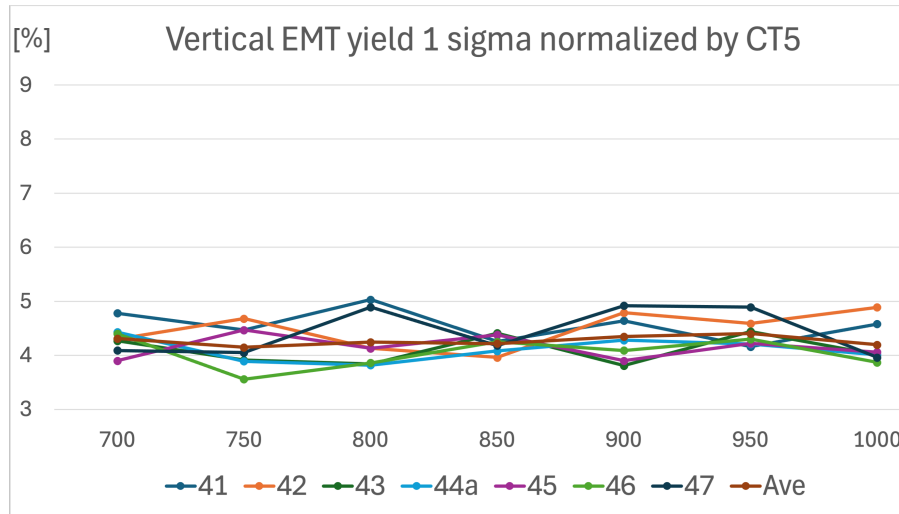
パラメータ	値
ϕ	$1.1 \times 10^4 / \text{cm}^2 / 4 \times 10^{11} \text{ POT}$ [39]
Δ	0.08 [43]
A_K	0.5 cm^2

また低強度ビーム測定時は EMT の印加電圧は -800 V であり、EMT 全体のゲインは $G = \prod_{i=1}^n \delta_{e,i} = 3 \times 10^5$ である [44]。ダイノード 1 段あたりのゲイン δ が全て等しいと仮定すると、 $\delta = 3.53$ と計算できる。以上よりダイノードの各段における電子数とその統計的な揺らぎ $\sigma_{i,D,e}$ は表 7.4 のようになる。

次に、 σ_D を推定する。すなわち、 $\sigma_{i,D,\mu}$, $\sigma'_{i,D,e}$ の値を推定する。3 kW の時、ダイノードではミュオンにより 1338 個の二次電子が放出されると計算され、その統計的な揺らぎは $1/\sqrt{1338} = 2.73\%$ である。さらに、第 2 ダイノードで増幅される際の揺らぎは $1/\sqrt{4723} = 1.46\%$ となる。次に EMT の信号電荷の総和 Q_{tot} に対して、ミュオンの通過により i 番目のダイノードで二次電子が放出されたことに由来する信号電荷の割合 r_i を求める。



(a) 2023年にインストールした x 方向の EMT の信号電荷のばらつきの電圧依存性。



(b) 2024年にインストールした y 方向の EMT の信号電荷のばらつきの電圧依存性。

図 7.12: EMT の信号電荷の電圧依存性。縦軸は 100 スピルの信号電荷 (CT で規格化) の平均値に対する標準偏差の割合を百分率で書いたもので、横軸は電圧値。

Q_{tot} は、カソード由来の信号電荷 Q_K と、 i 番目のダイノード由来の信号電荷 $Q_{i,D}$ を用いて、以下のように表される。

$$Q_{\text{tot}} = Q_K + \sum_{i=1}^{10} Q_{i,D} = Q_K \left(1 + \sum_{i=1}^{10} a_i \right). \quad (7.6)$$

ここで $a_i = Q_{i,D}/Q_K$ である。ダイノードの有感表面積を A_D とすると、

$$Q_K = e\phi\Delta A_K\delta^{10}, \quad Q_{i,D} = e\phi\Delta A_D\delta^{10-i} \quad (7.7)$$

が成り立つ。したがって、 a_i, r_i は以下のように表せる。

$$a_i = \delta^{-i} \frac{A_D}{A_K}. \quad (7.8)$$

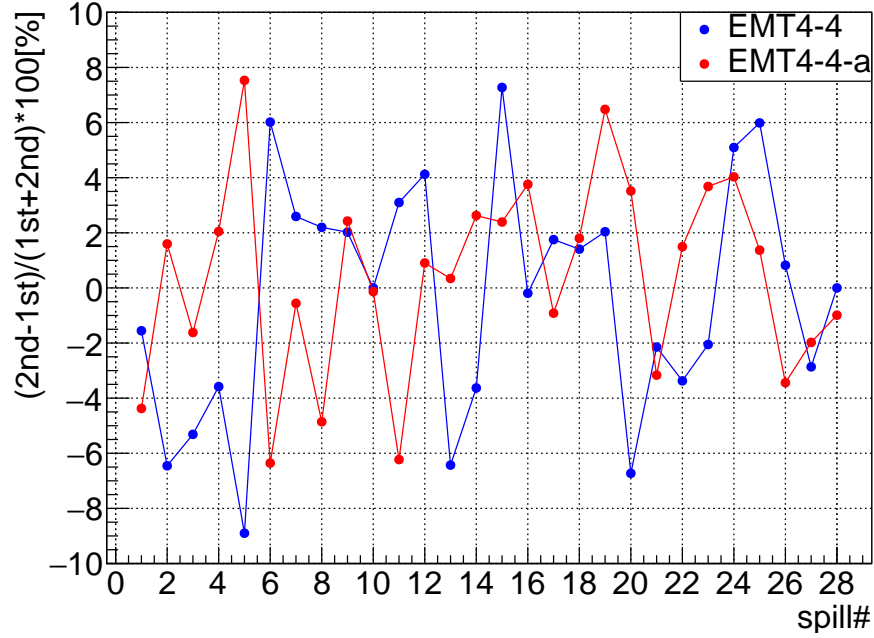


図 7.13:]

2 バンチの総積分値に対する 1 番目と 2 番目のバンチの ADC 積分値の差の割合 [%]。横軸はスピル番号である。青い点は EMT4-4、赤い点は EMT4-4-a の値を示す。EMT4-4 と 4-4-a で 1, 2 バンチの積分値の差の正負が異なるスピルは 13 スピルあった。

表 7.4: ミューオンがカソードで二次電子を放出した際のカソードとダイノードにおける発生電子数とその統計揺らぎ。

	電子数	統計揺らぎ [%]
カソード	869	$\sigma_{K,\mu} = 3.39$
第 1 ダイノード	3068	$\sigma_{1,D,e} = 1.81$
第 2 ダイノード	10829	$\sigma_{2,D,e} = 0.96$

$$r_i = \frac{a_i}{1 + \sum_{i=1}^{10} a_i} \quad (7.9)$$

以上より Q_{tot} に対する $Q_{i,D}$ の不定性 $\sigma_{i,D}$ は、第 1、第 2 ダイノードのみを考慮した場合、以下のように表すことができ、表 7.5 のような値が得られる。

$$\begin{aligned} \sigma_{1,D} &= \sqrt{\sigma_{1,D,\mu}^2 + \sigma_{2,D,e}'^2} = r_1 \times \sqrt{2.73^2 + 1.46^2}\%, \\ \sigma_{2,D} &= \sigma_{2,D,\mu} = r_2 \times 2.73\%. \end{aligned} \quad (7.10)$$

また r_K は

$$r_K = \frac{1}{1 + \sum_{i=1}^{10} a_i} = 0.64 \quad (7.11)$$

が得られた。

表 7.5: ミューオンとカソードの相互作用による二次電子に由来する EMT 信号電荷の不定性。

二次電子を放出したダイノード	r_i	信号電荷の不定性 [%]
第 1 ダイノード	0.28	$\sqrt{\sigma_{1,D,\mu}^2 + \sigma_{2,D,e}'^2} = 0.86$
第 2 ダイノード	0.08	$\sigma_{2,D,\mu} = 0.22$

以上より式 (7.4) 中の σ_{tot} は、

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot}} &\sim \sqrt{r_K^2 (\sigma_{K,\mu}^2 + \sigma_{1,D,e}^2 + \sigma_{2,D,e}^2) + (\sigma_{1,D,\mu}^2 + \sigma_{2,D,e}^2) + \sigma_{2,D,\mu}^2} \\ &= \sqrt{0.64^2(3.39^2 + 1.81^2 + 0.96^2) + 0.86^2 + 0.22^2} \\ &= 2.69\%\end{aligned}\tag{7.12}$$

となる。一方で図 7.11 のように、ビーム測定時のデータより EMT4-4 の信号不安定性は 4.55% であり、計算値は $\sqrt{4.55^2 - 2.69^2} = 3.67\%$ 分足りなかった。

本研究では、EMT4-4 の不安定性の約 42% が、カソードやダイノードで生成される二次電子数と、ダイノードで増幅される電子数の統計的な揺らぎが原因であることが示唆された。考慮しきれていない揺らぎ要因として、本研究では無視した電氣的ノイズの寄与やミュオンビーム中心の変動が考えられる。さらに、本研究では使用したパラメータの系統誤差も考慮していない。例えば実際には δ はダイノードによって異なる値をとると考えられる。またカソードにおける二次電子放出確率 Δ やミュオンフラックスの系統誤差も、信号不安定性を過小評価した要因として考えられる。

7.2.2 ビームプロファイルの測定

スピルごとに電荷がばらついた場合、ビームプロファイルの測定を誤る可能性がある。本小節では EMT の低強度ビームの測定精度について述べる。

低強度で行うビームチューニングでは、陽子ビームのポジションスキャンを行うことがある。ポジションスキャンでは、ターゲット中心から x, y 方向に数 mm ずつビーム中心を動かす。 $x(y)$ 方向にビームを動かしている間は、 $y(x)$ 方向にはビームは動かさず、1 ポジションにつき 10 スピルを照射する。SSEM19 や OTR と MUMON のビーム中心の位置関係とビーム幅を調べることで、ターゲットやバッフルの正確な位置を予測することが目的である。将来的には Si ではなく EMT が使われるため、EMT を用いたビームスキャンの精度を調べることは重要である。

ここでは 2024 年の 11 月に行った x スキャンと y スキャンの MUMON の測定結果を述べる。例として 1 スピルの 1 次元プロファイルを図 7.14 に示す。Si と EMT を比較して分かるように、EMT のヒストグラムは大きく歪んでおり、Si と EMT でフィット結果が 3 cm 以上異なった。Si と EMT のプロファイルの差 (EMT-Si) は図 7.15(x スキャン)、図 7.16(y スキャン) のように分布している。平均値と標準偏差を表 7.6 にまとめる。ビーム中心について、数 cm の測定値のオフセットが見られた。標準偏差は 4~5 cm 程度あり大きく変動していることが分かる。

先述の通り、低強度では EMT の信号電荷は 4~5% のばらつきを持つ。一方で中心の EMT4-4 と隣り合う EMT の間には、フラックスの違いが 2~3% 程度である。したがって各 EMT のばらつきのため、ビーム中心の測定を間違えてしまう。

大強度ではターゲット保護の観点から、陽子ビームはターゲット中心の ± 1.5 mm の範囲で当てることが要請されている。そのため、低強度で ± 1.5 mm 以内にチューンしなければならない。ホーン電流が 0 kA のとき、陽子ビームが中心から ± 1.5 mm 動くと、MUMON で測定されるビーム中心は ± 1.5 cm 動くことが予想される [48]。EMT の中心測定値に 4~5 cm のばらつきがあり、 ± 1.5 cm の変動に感度がない。すなわち陽子ビームの ± 1.5 mm のズレに感度がなく、問題である。次小節ではこの対策案を述べる。

表 7.6: EMT と Si のビームプロファイルの差。

	x 中心 [cm]		y 中心 [cm]		x 幅 [cm]		y 幅 [cm]	
	平均値	標準偏差	平均値	標準偏差	平均値	標準偏差	平均値	標準偏差
x スキャン	0.97	5.05	3.06	4.47	1.09	7.95	0.89	9.34
y スキャン	1.02	3.98	2.32	4.29	0.68	6.57	0.13	8.20

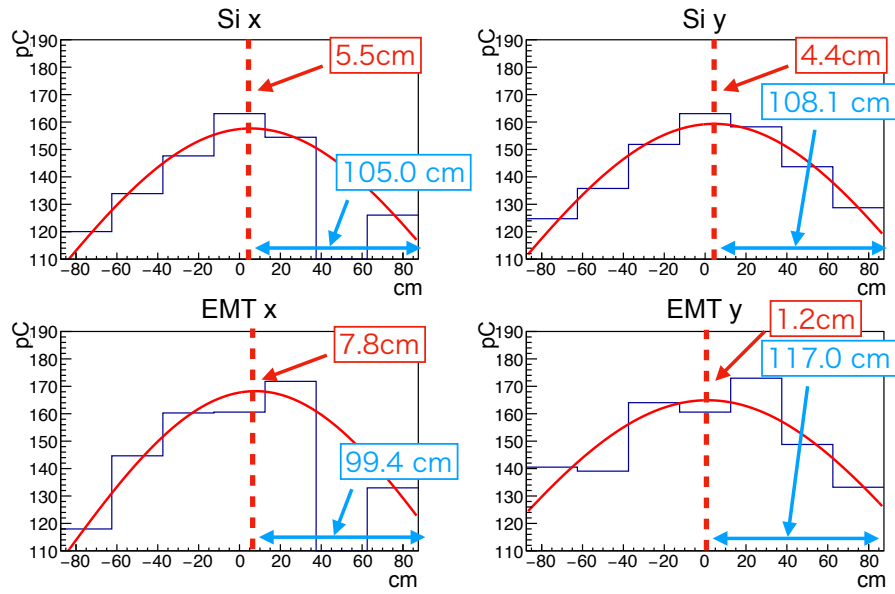


図 7.14: y スキャン中の 1 スピルを x, y 方向の 1 次元ガウシアンでフィットしたもの。このビームタイムでは EMT6-4 の信号が記録できなかった。EMT と Si で測定条件を同じにするため、Si6-4 の信号電荷も 0 pC にしてビームをフィットした。

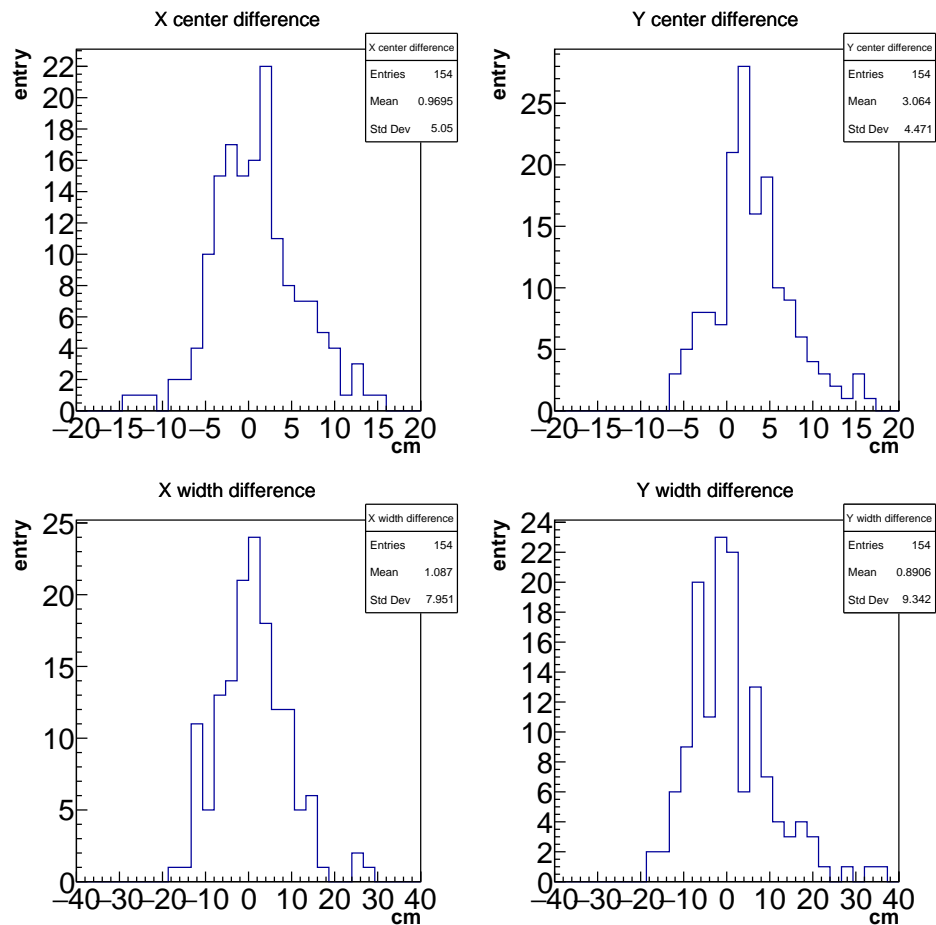


図 7.15: x スキャンにおける、EMT と Si で測定された中心位置 (上) と幅 (下) の差。左が x 方向、右が y 方向。

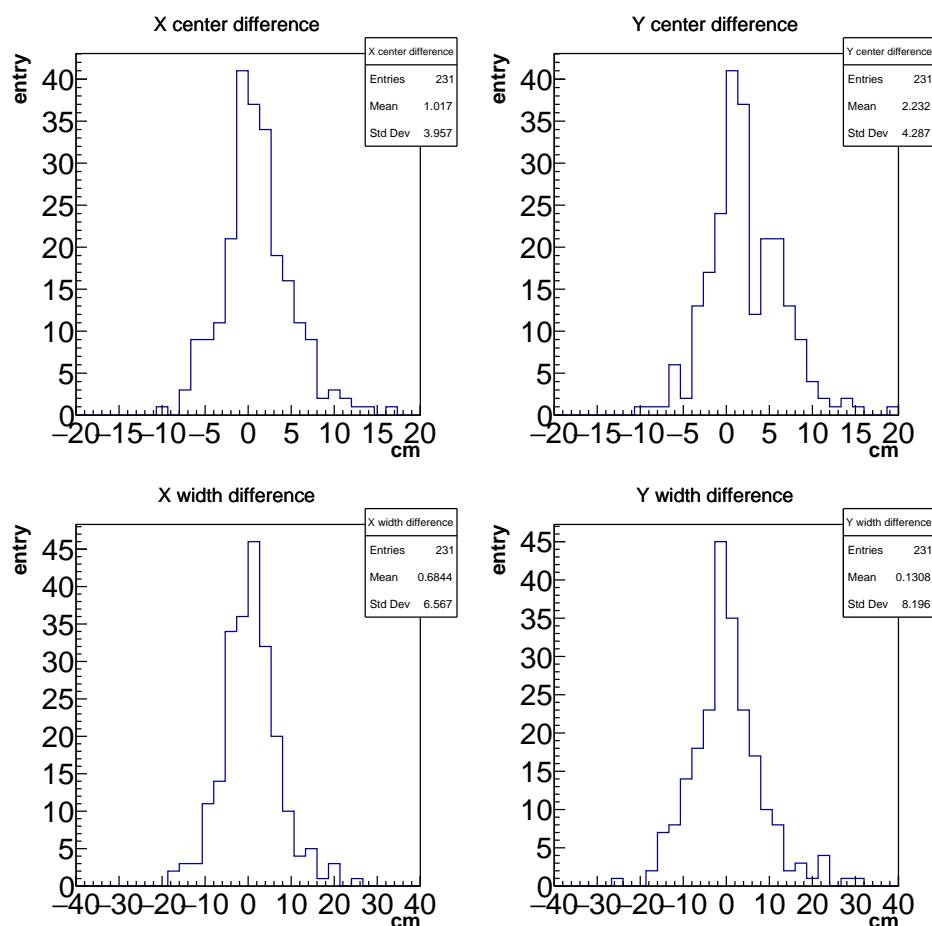


図 7.16: y スキャンにおける、EMT と Si で測定された中心位置 (上) と幅 (下) の差。左が x 方向、右が y 方向。

7.2.3 測定精度向上に向けた対策案

低強度では各センサーの信号電荷のばらつきのため EMT が測定したビームプロファイルはスパルごとに揺らぐことが分かった。ここでは対策として、数スパルの平均電荷でビームプロファイルを測定するという方法を論じる。1 スパルにおける信号の不定性を σ とすると、 N スパル測定した時、その平均値は σ/\sqrt{N} となる。図 7.17 に、平均スパル数と EMT4-4 における信号電荷の不安定性の関係を示す。スパル数が多いほど、平均電荷のばらつきは小さくなる傾向が見られた。例えば 4 スパルの平均電荷の不安定性は 1.90% であり、1 スパルの電荷の不安定性 4.55% の半分以下になった。このように数スパルの平均電荷ではばらつきは小さくなるため、平均電荷でプロファイルをフィットすることで、測定精度は向上すると期待できる。

例として 4 スパルの平均電荷でビームを再構成したときの、EMT と Si のプロファイルの差の分布を図 7.18 に示す。同じ条件の測定結果を比べるため、Si も同様に 4 スパルの平均電荷でビームをフィットした。この結果から、ビーム中心の差の分布の標準偏差は 1, 2 cm 程度小さくなったことが分かる。

次にビーム中心を ± 1.5 cm の精度で測定するために必要なスパル数を調べた。図 7.19 は平均電荷を得るために貯めたスパル数と EMT と Si のプロファイル差の分布の標準偏差の関係を示したグラフである。スパル数を増やすと、標準偏差は小さくなり測定が安定していく傾向が見られた。この結果から、EMT の測定のばらつきを 1.5 cm より小さくするためには、7, 8 スパルの平均電荷を取れば良いことが分かった。

このような工夫によって、EMT による低強度ビーム測定の問題は対策可能である。また本研究の時点では、EMT は十字型に 13 個しかない。2026 年にセンサーを 49 個まで増やした後は、測定点の増加から測定精度が上がることを期待できる。実際のデータを使ってセンサーの数と測定精度の関係を理解することは、今後の課題の一つである。

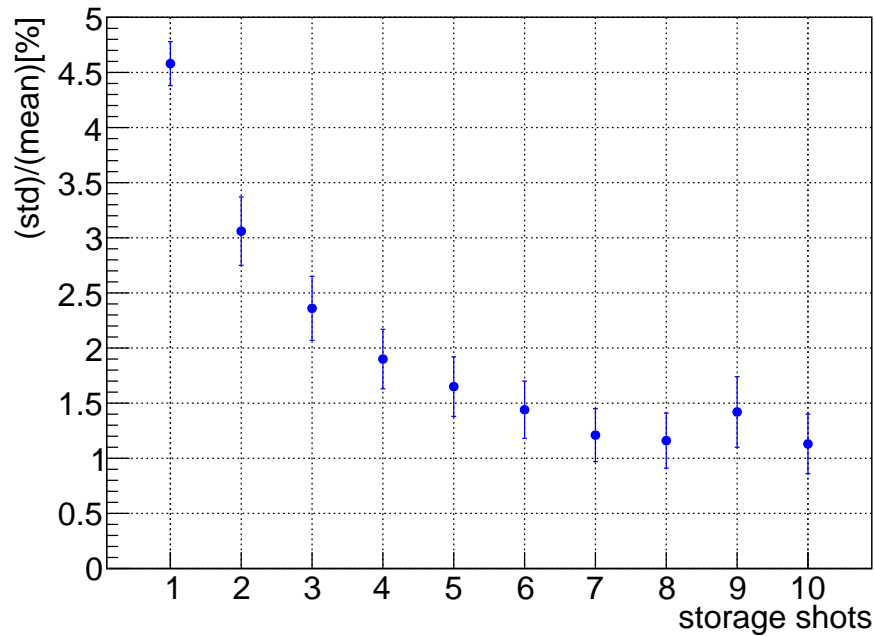


図 7.17: EMT4-4 における平均スピル数と信号電荷の不安定性の関係。縦軸の値は信号電荷の分布の標準偏差を平均値で割ったもの ([%])。誤差棒は統計量に起因する標準偏差の誤差を表す。スピル数が多いほど、平均電荷のばらつきは小さくなる傾向がある。

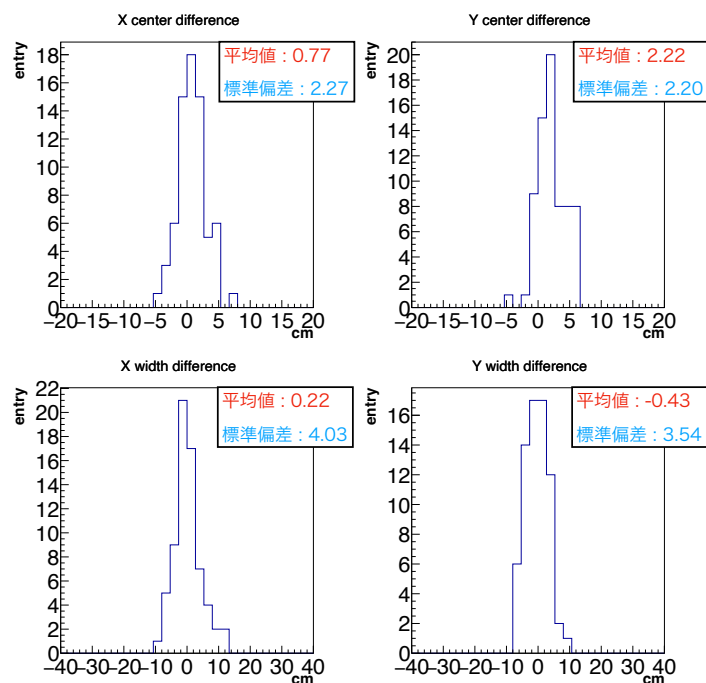
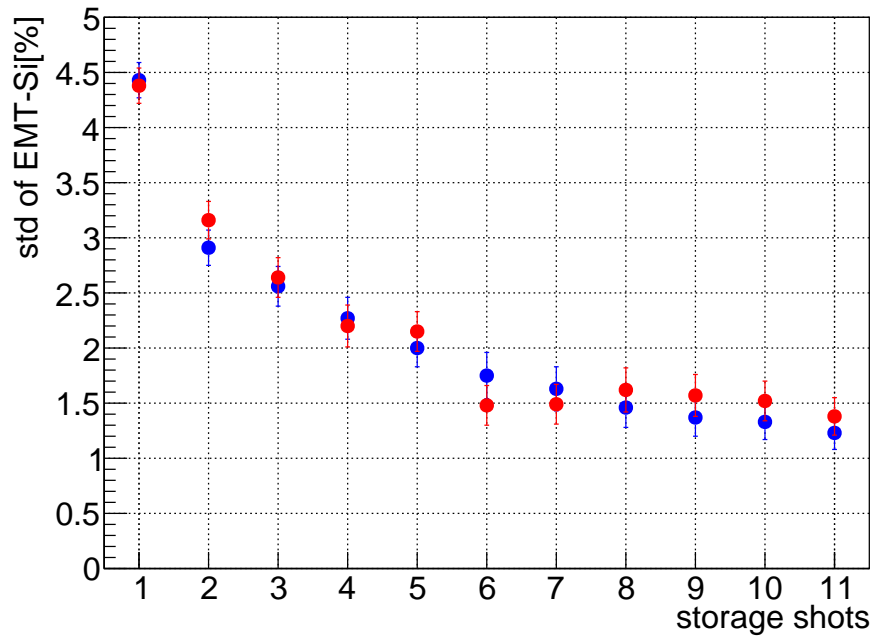


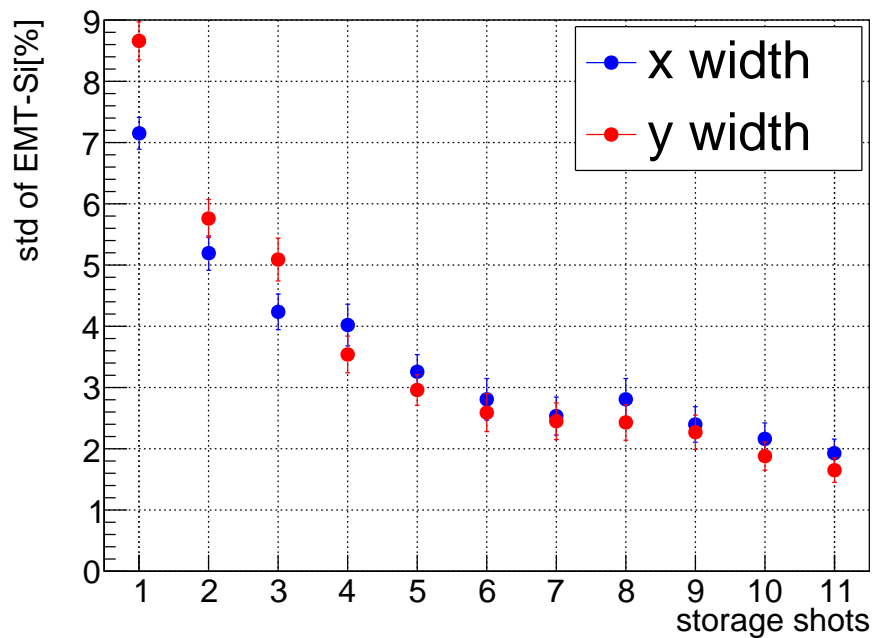
図 7.18: x, y スキャン時における、4 スピルの平均電荷でフィットした EMT と Si のビームプロファイルの差 (EMT-Si)。上の 2 つがビーム中心、下の 2 つがビーム幅。

7.3 低強度ビームの新しいキャリブレーション方法

EMT は低強度と高強度で印加する電圧が異なる。そのためそれぞれの強度でキャリブレーションする必要がある [47]。現在の方法はチャンネルごとにキャリブレーションするため、49 チャンネルの測定には約 2 時間を要する。高強度では物理データ取得中にキャリブレーションを行う。実験のビームタイムは限られているため、低強度ビームに 2 時間を費やすことは望ましくない。そこで本節では、従来の方よりも短時間でできる、新しいキャリブレーション方法を提案する。



(a) ビーム中心とスピル数の関係。青い点が x 中心、赤い点が y 中心を表す。誤差棒は統計量に起因する、差の分布の標準偏差の誤差を表す。



(b) ビーム幅とスピル数の関係。青い点が x 幅、赤い点が y 幅を表す。誤差棒は統計量に起因する、差の分布の標準偏差の誤差を表す。

図 7.19: 貯めたスピル数と、EMT と Si のプロファイル差の分布の標準偏差の関係。

7.3.1 新手法の説明

新しい手法は、センサーごとのゲインの電圧依存性と前回の高強度のキャリブレーション係数を用いる。 i 番目の EMT のキャリブレーション係数は以下の手順で求められる。

1. 低強度ビームを低強度用の電圧 (V_L) で測定し、平均電荷を求める ($Q_{L,i}$)。
2. 低強度ビームを高強度用の電圧 (V_H) で測定し、平均電荷を求める ($Q_{H,i}$)。
3. 1 と 2 の比をとる ($R_i = \frac{Q_{H,i}}{Q_{L,i}}$)。 R_i は V_H と V_L のゲインの比である。

4. 全チャンネルの平均値からのズレに直す。

$$C_i = \frac{R_i}{\frac{\sum_{i=1}^{49} R_i}{49}} \quad (7.13)$$

5. C_i を i 番目の EMT の高強度用キャリブレーション係数にかける。これを低強度用のキャリブレーション係数とする。この時の高強度用キャリブレーション係数は、前回の T2K ビームタイムに同じ電圧で測定したものをを使う。

この手法の懸念点として、高強度用の低い電圧で低強度ビームを測定するため、十分な精度で信号を測定できるかが挙げられる。

7.3.2 新手法の実現性の確認

2025 年 2 月に測定したデータを使用し、新しい手法でキャリブレーション係数を求めた。低強度用電圧では 30 スピルを測定し、高強度電圧では 150 スピルを測定した。係数の計算は、高強度用電圧のデータのうち、30, 100, 150 スピルの平均電荷を用いたそれぞれの場合で行った。将来的なスピル間隔は 1.16 秒なので、それぞれ約 35 秒, 2 分, 3 分間で測定可能である。それぞれの強度で印加した電圧は、表 7.1 の通りである。

図 7.20 に、高強度用電圧で測定した EMT の波形を示す。1 スピルでは波形の識別が難しいが、150 スピルでは約 2 ADC の波高を持った波形が見られた。したがって十分なスピル数を貯めることで、高強度用の低電圧でも低強度ビームの波形が取得可能であることがわかった。

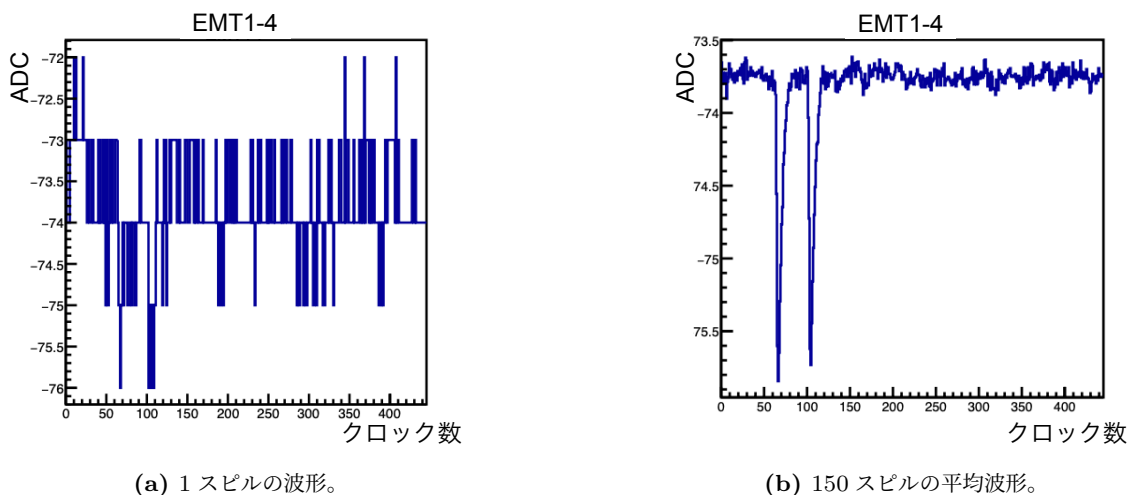


図 7.20: 高強度用電圧で低強度ビームを測定した時の EMT の波形。150 スピルの平均波形では 2 バンチ構造が識別できる。

次に 150 スピルで測定したミューオンプロファイルを図 7.21 に示す。Si のプロファイルとの差はビーム中心で 3 cm 以下であり、比較的精度よくプロファイルが測定できた。以上より、新しい手法は実現可能なことが分かった。

7.3.3 キャリブレーション係数の比較

次に低強度ビームのキャリブレーション係数を計算した。図 7.22 は、30, 100, 150 スピルを用いて決めた係数と従来の手法で求めたものとの比をプロットしたものである。30 スピルのデータから計算した係数は、EMT4-1 や 4-7 など従来手法と 10% 以上異なる EMT が見られる。しかし 100, 150 スピルのデータから計算した係数は、5% 程度の違いになった。

従来手法の係数との違いの原因として、キャリブレーション精度が悪いことが考えられる。高強度用電圧で測定した電荷は、信号・ノイズ比が悪いためスピルごとに 30~50% のばらつきをもつ。そのため 150 スピルを測定しても、キャリブレーション係数は 2.4~4.1% の不定性を持つ。また従来手法でも、係数は 1.3~1.6% の不定性を持つ。したがって今回の測定だけでは、新手法が従来手法の係数を再現するかどうか結論づけることは難しい。

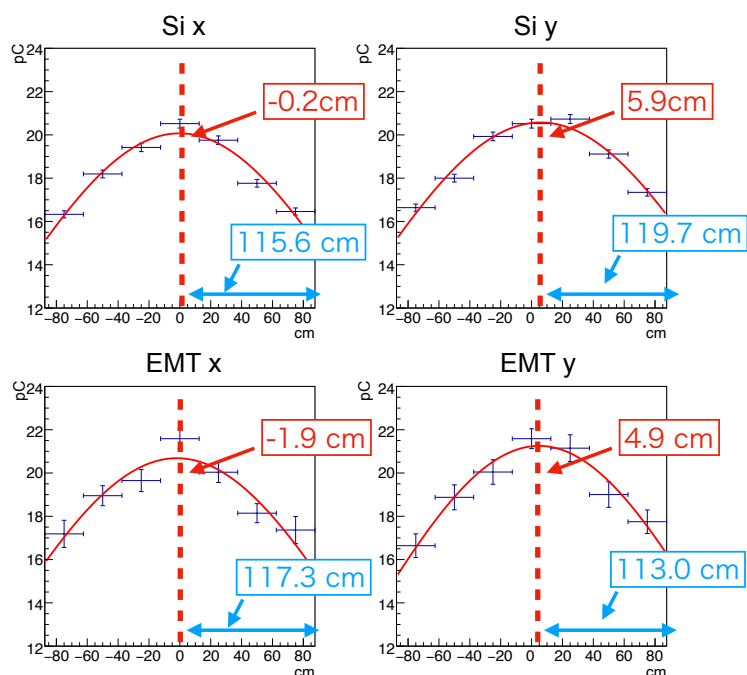
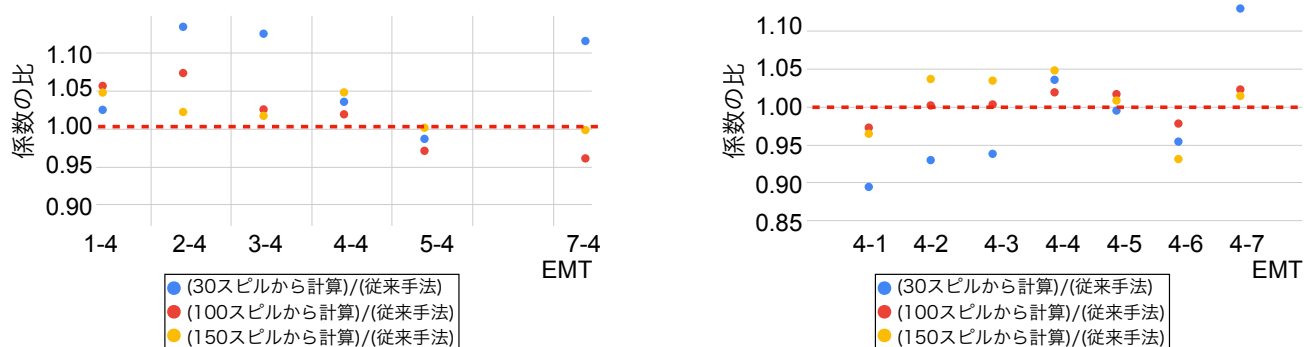


図 7.21: EMT と Si で測定した 150 スピル平均電荷ミュオンプロファイルとフィット結果。4 つのヒストグラムはいずれも縦軸は電荷 (pC) で横軸はセンサーの位置である。Si と EMT の比較のため Si の電荷を 1/7 倍した。誤差棒は 150 スピルの平均電荷の標準偏差であり、その大きさは約 3% である。EMT と Si でビーム中心の差は MUMON の系統誤差の 3 cm 以下である。



(a) 2023 年にインストールした横 1 列の EMT。

(b) 2024 年にインストールした縦 1 列の EMT。

図 7.22: 新手法と従来手法のキャリブレーション係数の比。横軸は EMT の場所。青い点は新手法で 30 スピル、赤い点は 100 スピル、黄色い点は 150 スピルから計算した値を用いた。赤い点線は比が 1 となる線を示す。

新手法によって従来手法と同じ精度でキャリブレーション係数を測定するには、少なくとも 2400 スピルが必要になる。これには約 45 分間かかり、キャリブレーション時間は大幅には短縮されない。この問題は、高強度用電圧での測定を約 30 kW の中強度ビームで行うことで解決できる。中強度では約 3 kW を測定した図 7.20b の波形に比べて、約 10 倍大きな波形が取得できる。そのため 100 スピルの平均電荷でも 0.4~0.5% の精度が期待できる。測定時間も 100 スピルは約 2 分間で測定できるため、キャリブレーション時間を大幅に短縮できる。このような中強度ビームを使った新手法によるキャリブレーション測定と結果の検証は、今後の課題の 1 つである。

7.4 2025 年以降の新しい EMT 配置での測定

2025 年の 11 月から新たな T2K 実験のビームタイム (Run 15) が始まり、EMT は星型配置での運用を始めた。本節では 11 月 ~12 月のビーム測定結果について論じる。

7.4.1 低強度ビーム

新しい EMT の信号電荷のばらつき

はじめに新しい EMT の信号電荷の不安定性を確認した。今回のビームタイムでは、それぞれのセンサーに図 7.23 の電圧を印加した。この電圧において低強度ビーム (run0930019, 約 3 kW, ホーン電流 0 kA) を 100 スピル測定した。この間ミュオンビーム中心は x, y 方向ともに ± 1 cm で一致していた。出力電荷の分布の標準偏差を図 7.24 に示す。十字型配置で測定した図 7.11 の時よりも印加電圧が低かったため、特に横の EMT においては電荷のばらつきが大きくなった。この測定から、新しい EMT の信号電荷の低強度でのばらつきは他の EMT と同程度であることが確認できた。

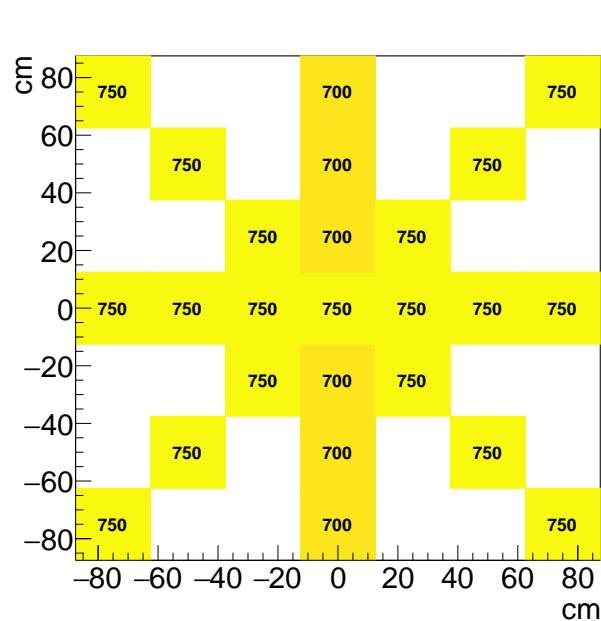


図 7.23:]

低強度ビーム測定時の EMT の印加電圧 [V]。

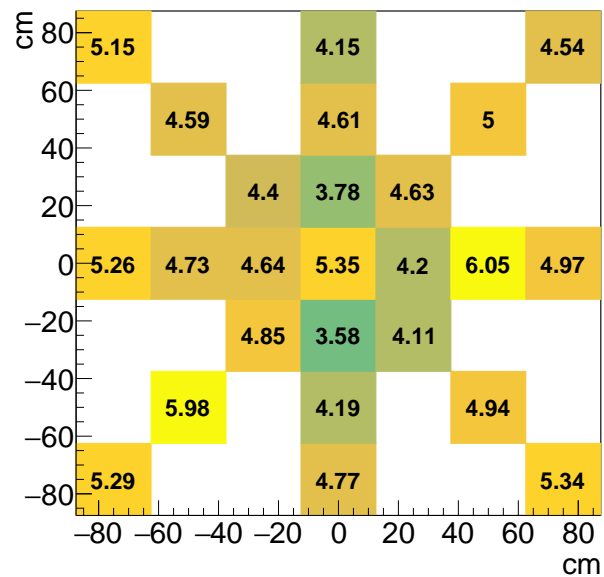


図 7.24:]

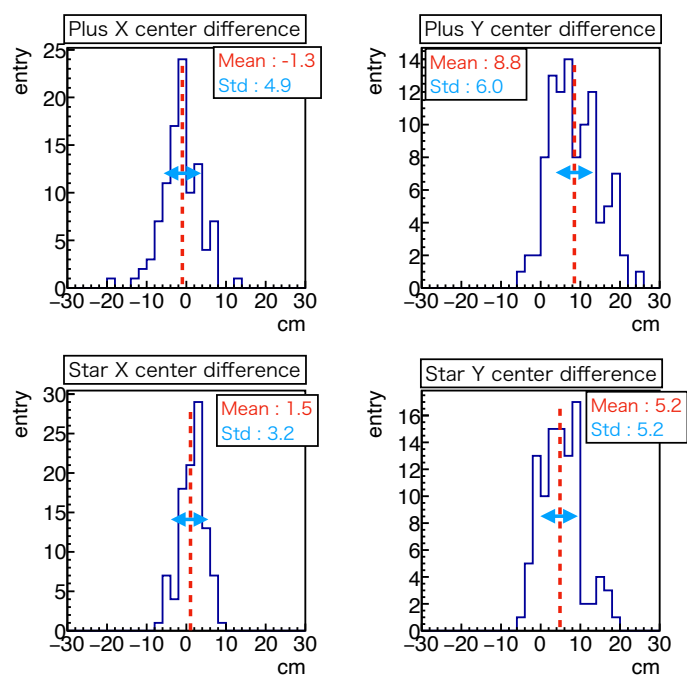
星型配置での信号電荷のばらつき [%]。斜めに入れた新しい EMT も、他の EMT と同程度のばらつきの大きさにしている。

プロフィール測定精度の向上

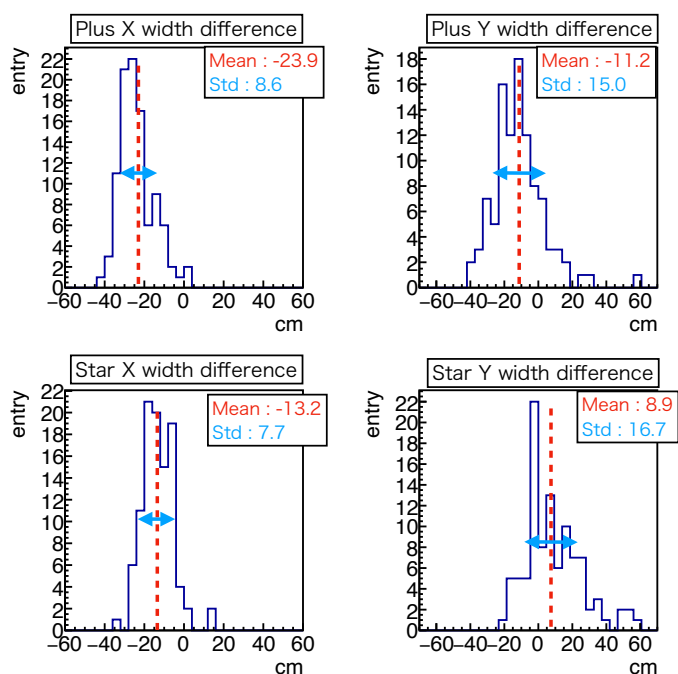
低強度ビームの run0930019 において、EMT の十字型配置と星型配置のそれぞれの測定値と Si 全 49 チャンネルによる測定値を比べた。その結果が図 7.25 である。ビーム中心と幅の分布の平均値と標準偏差の変化から、センサーを増やすことで EMT の測定値は Si の測定値に近くなり、測定のばらつきも小さくなった。この結果により、EMT を星型配置から 49 チャンネルを増やすことで、さらに精度が向上すると期待される。一方今回の測定では y 方向のビーム幅のみ、標準偏差が 1.7 cm 増加した。異なるビームタイムでも y 方向の標準偏差のみ 1, 2 cm の増加が見られた。 y 方向のビーム幅のみ測定精度が若干悪化する明確な理由は未だ分かっておらず、解明は今後の課題の 1 つである。

7.4.2 高強度ビーム

Run15 の高強度ビームでは、新しい EMT に信号電荷の不安定性が見られた。あるランにおける全ての EMT の出力電荷のヒストリープロットを図 7.26 に示す。赤い枠で囲まれた新しい EMT のうち、EMT7-7 以外は電荷の急激な増加と減少が見られる。この期間 CT による陽子ビーム強度の測定値は 0.2% の範囲で安定していた。また MUMON 内部の温度は一定であり、印加電圧のモニター値も ± 1 V で一定だった。このような傾向は低強度ビーム運転時には見られなかった。例として EMT3-3 のプロットを拡大したものを図 7.27 に示す。出力電荷が



(a) ビーム中心の差。



(b) ビーム幅の差。

図 7.25: EMT 十字型配置 (Plus config) と星型配置 (Star config) のそれぞれの測定値と Si 全 49 チャンネルの測定値の差。

安定するまでの 1 時間以内に、安定時の値に対して 19.3% の割合の変動が見られた。またビームが一時的に止まるたびに、急激な出力電荷の減少が確認された。図 7.27 の 2 回目のビーム停止は約 30 秒間しかなく、非常に短い時間スケールで電荷が不安定になっている。

図 7.27 中の、12/10 21:45 ごろの 10 スピルと 12/11 00:01 ごろの 10 スピルの平均波形を図 7.28 に示す。12/10 21:45 は電荷が安定時よりも小さく、12/11 00:01 は電荷が安定していた。二つの波形を比べると、12/10 21:45 の波高が低く、波形の幅や信号のペDESTAL は一致していたことがわかった。このことから信号の変動は、EMT で増幅される総電荷量の変動に起因していることがわかった。

総電荷量の変動している理由はまだ解明されていない。正常な EMT と新しい EMT を入れ替えたり、ブリーダー回路を入れ替えてビームを測定することで、原因を特定する予定である。

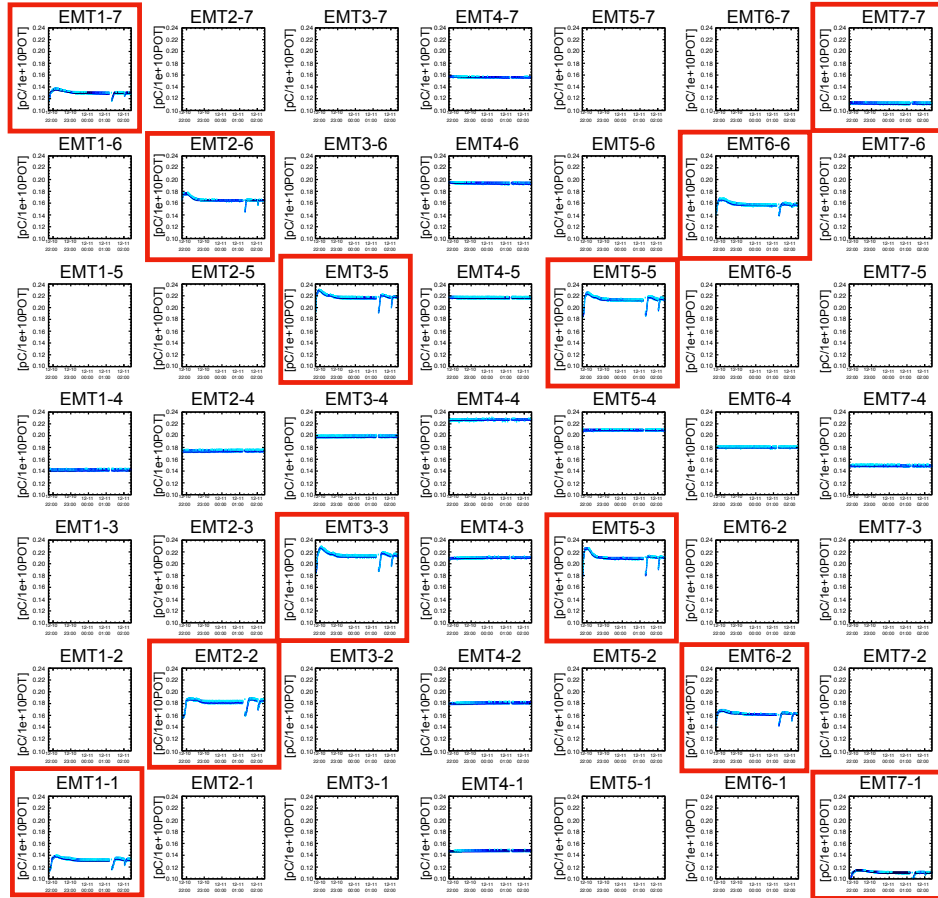


図 7.26: EMT の出力電荷のヒストリープロット。縦軸は電荷を陽子数で規格化したもの ($[pC/1e+10 POT]$)。赤い枠で囲まれた EMT は新しい EMT。EMT7-7 以外の EMT で、急激な出力電荷の増減が見られる。2025 年以前に入れた EMT は安定している。

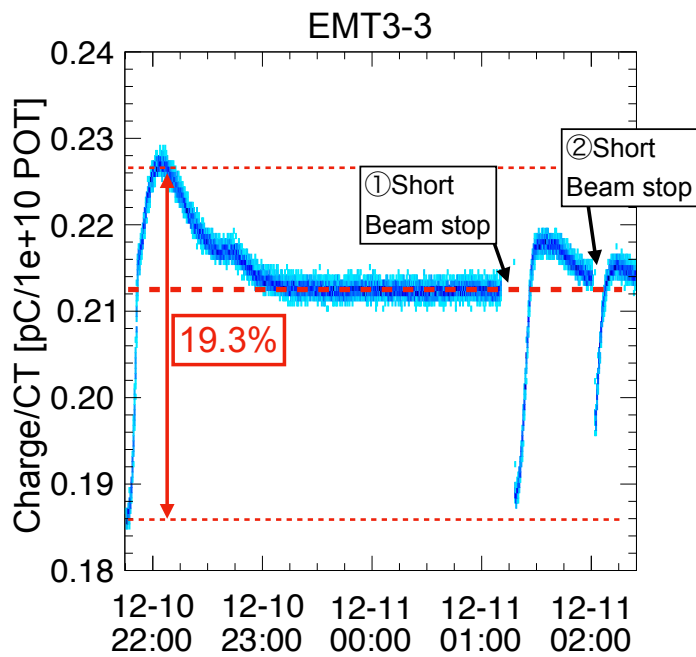


図 7.27: EMT3-3 の電荷のヒストリープロット。縦軸は電荷を陽子数で規格化したもの ($[pC/1e+10 POT]$)。ビーム開始後の最初の 15 分間で急激に出力電荷が上昇し、続く 45 分間で緩やかに減少した。ビームが停止するたびに出力電荷が 10% 程度減少し、同じ傾向を示している。

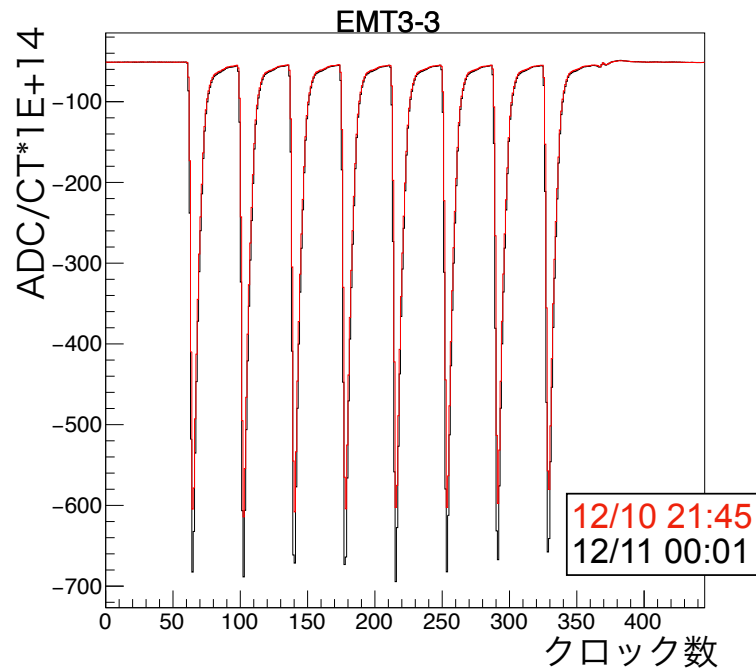


図 7.28: 12/10 21:45 ごろの 10 スピルと 12/11 00:01 ごろの 10 スピルの平均波形。波形の ADC 値は同じスピルの POT で規格化されている。

7.5 本章のまとめ

本研究では MUMON の新センサー EMT を用いて、ミューオンビームの方向測定を行った。2024 年の 11 月に導入した縦方向の EMT によって十字型配置になり、初めてビームの 2 次元測定ができた。

高強度ビームでは MUMON に要求される測定精度を満たしていることが分かった。一方で低強度ビームでは、信号電荷のばらつきが大きいため、 ± 1.5 cm の要求精度を満たせないことが分かった。しかしそのような状況でも、7, 8 スピルの平均電荷でビームを測定することで、要求される精度でビーム測定が可能であることが分かった。

2025 年の 11 月からは斜めにさらに EMT を導入し、星型配置でビームを測定した。低強度ビームの測定では要求精度を満たしていないものの、センサーを増やすことによって測定精度が向上する傾向にあることが分かった。これによりさらに EMT を導入し、全 49 チャンネルでビームを測定することが動機付けられた。一方高強度ビームでは、新しく導入した EMT に 10% 以上の電荷の不安定性が見られた。原因は未だ分かっておらず、今後の詳細な調査が極めて重要である。

第 8 章

結論

T2K 実験はレプトンセクターの CP 対称性の破れの発見を目的として日本で行われている長基線ニュートリノ振動実験であり、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC でニュートリノビームを生成し、295 km 離れた岐阜県飛騨市のスーパーカミオカンデ (SK) でニュートリノ振動を観測している。統計量を増やすため、T2K 実験では J-PARC における陽子ビーム強度の増強を進めている。本論文ではニュートリノビームラインにおける課題として、陽子ビーム軌道再構成精度の改善と、ミュオンモニター (MUMON) の新型センサーの開発と実装に取り組んだ。

陽子ビーム軌道を正確に再構成することは、加速器機器の保全のために極めて重要である。またニュートリノ生成ターゲット周辺における陽子ビームの位置・角度の不定性と、ニュートリノフラックスの不定性は密接に関わっている。そのためビーム軌道を精度良く再構成することで、フラックス不定性を削減し、実験感度を向上することができる。

本研究では、垂直方向 (y) 軌道の再構成に今まで解析に使われていなかったビームモニターを追加することで、ターゲットの約 2 m 上流におけるビーム位置の再構成誤差を 13% 削減し、ビーム角度の誤差を 44% 削減した。また本研究で得られたパラメータ誤差と従来の解析よりもパラメータをより正確に用いて、フラックスの不定性の評価を行った。後者が主な要因であったが、フラックス不定性の最大値を従来の 49% に削減することができた。陽子ビームのパラメータ誤差は、一部のエネルギー領域では未だ支配的なフラックス不定性要因であり、今後も誤差削減の研究を続ける必要がある。

MUMON はニュートリノビームの副産物であるミュオンビームを観測することで、間接的にニュートリノビームの強度や方向をリアルタイムに測定している。従来のセンサーでは、将来のビーム強度では長期的な運転が難しいことがわかっており、高い放射線耐性を持った電子増倍管 (Electron Multiplier Tube, EMT) の実装が進められている。本研究では 2024 年 11 月に 13 個の EMT を十字型に配置してミュオンビームの 2 次元測定を行った。T2K 実験のデータ取得時の高強度ビームでは、EMT と Si が測定したビーム中心の差は 1 cm 以下あり、MUMON に要求される精度を満たすことが確認できた。ビーム調整時の低強度ビームでは、EMT の信号電荷が 1 スピルごとに 4~5% ばらつくことが分かった。本研究では文献値を元にした計算により、信号不安定性の約 42% がカソードやダイノードで生成される二次電子数と、ダイノードで増幅される電子数の統計的な揺らぎが原因であることが示唆された。信号電荷のばらつきにより EMT のビーム中心測定は 1 スピルごとに 4~5 cm ばらつき、要求精度を満たさないことが明らかになった。しかしこの問題に対し、7, 8 スピルの平均電荷でビームプロファイルを再構成することで、ビーム方向測定の要求精度を満たすことを示した。

さらに本研究では、2025 年 11 月から 25 個の EMT を星型に配置してビーム測定を行った。1 スピルの低強度ビーム測定では未だ要求精度を満たさないが、センサーの数を増やすことでビーム中心の測定精度が 0.8 ~ 1.7 cm 程度改善された。高強度ビームの測定では、新しくインストールした EMT の信号電荷に大きな不安定性が見られた。この不安定性により 2025 年のビームタイムでは高強度ビームのプロファイル測定はできず、今後の原因究明が極めて重要である。

これらの結果を踏まえ、今後は不安定生の原因を解明、解決しつつ 49 個の EMT をインストールし、将来実験のハイパーカミオカンデ実験までには MUMON のメイン検出器として実現する計画である。

謝辞

本研究では様々な方にご指導いただきました。

指導教員の市川温子教授には研究内容への的確な指摘を数多くいただきました。その深い洞察力と探究心には、驚き圧倒されるばかりです。それだけでなく、物理学者としての研究姿勢・考え方を情熱を持って教えていただきました。自身の未熟さを痛感する場面も多々ありましたが、同時に物理学の楽しさや研究のやりがいに気付くことができました。深く感謝申し上げます。

中村輝石准教授には、MUMON を中心に様々な指導をしていただきました。解析の進め方、効果的なスライドの作り方など、枚挙にいとまがありません。東海村でも昼食や夕飯に誘っていただき、活力を持って現場作業をすることができました。Lukas Berns 助教には、フラックス不定性の解析で様々な助言をいただきました。お陰様で本論文に解析結果を載せることができました。芦田洋輔助教は EMT の解析だけでなく、将来的な研究などについても親身になって相談に乗っていただきました。ユーモア満載なトークのおかげで、リラックスし自信を持って研究を進めることができました。あの日あの時、MUMON 室にニッパーがなくて良かったと思います。

KEK の坂下健教授、Megan Friend 准教授、藤井芳昭様にも、大変お世話になりました。お忙しいにも関わらず私の議論に付き合って下さったり、メールでの質問に返答してくださりありがとうございました。特に Megan 准教授には、時に厳しく時に優しく、数々のご指摘と助言をいただきました。チームコミショニングの視点を持ってデータを解析することができ、非常に有意義に研究を進めることができました。

MUMONer(ミューモナー)の学生の皆さんには、感謝の気持ちでいっぱいです。東北大学のイアンさんはいつも冷静沉着で、解析のテクニカルな部分について助言をたくさんいただきました。大阪公立大学の川邊くんは、初の後輩として私についてきてくれたと思います。東京理科大学の佐藤さんは、MUMON について何も知らなかった私に、一般的な知識や解析手法をととても丁寧に教えていただきました。現地作業の依頼に皆さんが不満一つわずに引き受けてくださったことは、感謝しても仕切れません。皆さんの協力がなければ本論文の内容は半減していたと思います。ありがとうございました。

T2K 実験に参加する他大学の学生の皆様にも感謝申し上げます。東海村では気軽に食事に誘ってくださったり、飲み会を開いてくれました。また、雑談のようなフラットさで研究内容の共有や議論に付き合ってくれました。お陰様で楽しく出張することができました。

研究室のメンバーの皆様にも感謝いたします。同期の石田くん・初見くん・佐々木くんは3人ともしっかりしていて、心強さを感じていました。お互いの研究内容を共有して議論しあったり、時には共に頭を悩ませることもありました。雑談や相談相手にもなってくれた先輩・後輩方もありがとうございました。おかげで定期的にリフレッシュをすることができ、机に向かう活力を再生産することができました。皆さんのように苦しみや楽しみを共有できる相手がいて、研究室で過ごす日々が彩りをつけることができました。ありがとうございました。

最後に、時に忘れそうになりますが、今のように伸び伸びと研究できる環境は非常に稀有だと思います。私がそのような環境にいられるのは、離れた地で暮らす私のことを気遣い、精神的にも経済的にも支援してくれる両親を始めとした家族のお陰に他なりません。ここに格別の感謝を申し上げます。

2026年1月13日 小林綜太

参考文献

- [1] W. Pauri. *Letter of 4 December to L. Meither et al.* Unpublished letter. 1930.
- [2] 白井 純平 and 末包文彦. *ニュートリノ物理学*. 朝倉書店, 2021.
- [3] F. Reines et al. “Detection of the Free Antineutrino”. In: *Phys. Rev.* 117 (1 Jan. 1960), pages 159–173. DOI: [10.1103/PhysRev.117.159](https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.159). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.117.159>.
- [4] G. Danby et al. “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1 July 1962), pages 36–44. DOI: [10.1103/PhysRevLett.9.36](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36>.
- [5] K. Kodama et al. “Observation of tau neutrino interactions”. In: *Physics Letters B* 504.3 (2001), pages 218–224. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301003070>.
- [6] Salvatore Mele. “The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP”. In: *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 23 (2015), pages 89–106. DOI: [10.1142/9789814644150_0004](https://doi.org/10.1142/9789814644150_0004).
- [7] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. In: *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (Nov. 1962), pages 870–880. ISSN: 0033-068X. DOI: [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870). eprint: <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/28/5/870/5258750/28-5-870.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1143/PTP.28.870>.
- [8] K. Abe et al. “Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations”. In: *Nature* 580.7803 (2020), pages 339–344. DOI: [10.1038/s41586-020-2177-0](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2177-0). URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2177-0>.
- [9] Y. Fukuda et al. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (8 Aug. 1998), pages 1562–1567. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [10] S. Navas et al. “Review of Particle Physics”. In: *Phys. Rev. D* 110.3 (2024), page 030001. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001). URL: <https://pdg.lbl.gov/2024/listings/rpp2024-list-neutrino-mixing.pdf>.
- [11] T. Wester et al. “Atmospheric neutrino oscillation analysis with neutron tagging and an expanded fiducial volume in Super-Kamiokande I–V”. In: *Phys. Rev. D* 109 (7 Apr. 2024), page 072014. DOI: [10.1103/PhysRevD.109.072014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.072014). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.109.072014>.
- [12] Shao-Feng Ge, Hong-Jian He, and Fu-Rong Yin. “Common origin of soft $\mu - \tau$ and CP breaking in neutrino seesaw and the origin of matter”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2010.05 (May 2010), pages 017–017. ISSN: 1475-7516. DOI: [10.1088/1475-7516/2010/05/017](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2010/05/017). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2010/05/017>.
- [13] Risto Raitio. “A Scenario for Asymmetric Genesis of Matter”. In: *Journal of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology* 9.3 (July 2023). Published July 6, 2023.
- [14] J. H. Christenson et al. “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (4 July 1964), pages 138–140. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.138>.

- [15] Antonio Riotto and Mark Trodden. “Recent progress in baryogenesis”. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 49 (1999), pages 35–75. DOI: [10.1146/annurev.nucl.49.1.35](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.49.1.35). arXiv: [hep-ph/9901362](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9901362).
- [16] E. Aliu et al. “Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (8 Mar. 2005), page 081802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.081802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.081802). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.081802>.
- [17] K. Abe et al. “Measurements of neutrino oscillation parameters from the T2K experiment using 3.6×10^{21} protons on target”. In: *The European Physics Journal C* 83.782 (2023). URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11819-x>.
- [18] K Tatsuya. “Measurement of Neutrino Interactions and Three Flavor Neutrino Oscillations in the T2K Experiment”. PhD thesis. Department of Physics, Graduate School of Science Kyoto University, 2014.
- [19] K. Abe et al. “Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 694 (2012), pages 211–223. DOI: [10.1016/j.nima.2012.03.023](https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.03.023). arXiv: [1111.3119](https://arxiv.org/abs/1111.3119) [physics.ins-det].
- [20] 高安咲妃. “T2K-WAGASCI 実験におけるセルオートマトンを用いた飛跡再構成アルゴリズムおよび検出器の性能評価”. Master’s thesis. 大阪公立大学大学院理学研究科数物系専攻, 2021.
- [21] Pablo Fernandez. “Atmospheric neutrino oscillations with Super-Kamiokande and prospects for SuperK-Gd”. In: Sept. 2021, page 008. DOI: [10.22323/1.395.0008](https://doi.org/10.22323/1.395.0008).
- [22] K. Abe et al. “First Joint Oscillation Analysis of Super-Kamiokande Atmospheric and T2K Accelerator Neutrino Data”. In: *Phys. Rev. Lett.* 134 (1 Jan. 2025), page 011801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.134.011801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.011801). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.134.011801>.
- [23] The NOvA Collaboration and The T2K Collaboration. “Joint neutrino oscillation analysis from the T2K and NOvA experiments”. In: *Nature* 646.8086 (2025), pages 818–824. ISSN: 1476-4687. DOI: [10.1038/s41586-025-09599-3](https://doi.org/10.1038/s41586-025-09599-3). URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-025-09599-3>.
- [24] K. Abe et al. “Sensitivity of the Hyper-Kamiokande experiment to neutrino oscillation parameters using acceleration neutrinos”. In: (May 2025). arXiv: [2505.15019](https://arxiv.org/abs/2505.15019) [hep-ex].
- [25] K. Abe et al. “The T2K Experiment”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 659 (2011), pages 106–135. DOI: [10.1016/j.nima.2011.06.067](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067). arXiv: [1106.1238](https://arxiv.org/abs/1106.1238) [physics.ins-det].
- [26] Kodai Tamada. “Research and Development of Segmented Secondary Emission Beam Monitors for J-PARC Neutrino Beamline”. Master’s thesis. Department of Physics, University of Tokyo, January 31, 2007.
- [27] 佐々木 慎之介. “T2K 実験における陽子ビーム位置モニター的位置分解能に関する研究”. Master’s thesis. 首都大学東京大学院 理工学研究科物理学専攻 博士前期課程 2 年 高エネルギー実験研究室, 2018 年 1 月 10 日.
- [28] K. Abe et al. “J-PARC Neutrino Beamline Upgrade Technical Design Report”. In: (Aug. 2019). arXiv: [1908.05141](https://arxiv.org/abs/1908.05141) [physics.ins-det].
- [29] S. Bhadra et al. “Optical transition radiation monitor for the T2K experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 703 (2013), pages 45–58. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.11.044>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212013812>.
- [30] 柴田 政宏 et al. “T2K 実験の陽子ビームモニター”. In: *高エネルギーニュース* 28.4 (2009).
- [31] Shyh-yuan Lee. *Accelerator Physics (Fourth Edition)*. World Scientific Publishing Company, 2018. URL: <https://library.oapen.org/handle/20.500.12657/50490>.
- [32] K. Abe et al. “T2K neutrino flux prediction”. In: *Phys. Rev. D* 87 (1 Jan. 2013), page 012001. DOI: [10.1103/PhysRevD.87.012001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.012001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.012001>.
- [33] 株式会社 トーキョー. 磁場測定試験成績表. Dec. 2020.

- [34] Y Fuji. private communication. 角度スキャン済 誤差 40 分、温度依存 60 度と 40 度で測って-0.075%/deg、NMR 較正済 1.5 G(0-2.3 T, 0-2 V)。そのほかにも誤差要因があると考えられ、精度はおよそ 1%。
- [35] G. Battistoni et al. “The FLUKA Code: Description and Benchmarking”. In: *AIP Conference Proceedings*. Volume 896. American Institute of Physics, 2007, pages 31–49. DOI: [10.1063/1.2720455](https://doi.org/10.1063/1.2720455).
- [36] K. Abe et al. “The T2K Experiment”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 659 (2011), pages 106–135. DOI: [10.1016/j.nima.2011.06.067](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067). arXiv: [1106.1238](https://arxiv.org/abs/1106.1238) [physics.ins-det].
- [37] Lukas Berns et al. *Flux Prediction and Uncertainty with NA61/SHINE 2010 Replica Target Measurements*. technical note. 2022.
- [38] Megan Friend. *Full MR Run 91 Proton Beam Parameters Nov 24, 2023 - June 28 2024*. internal parameter release. 2025.
- [39] K. Suzuki et al. “Measurement of the muon beam direction and muon flux for the T2K neutrino experiment”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2015.5 (May 2015), page 053C01. ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptv054](https://doi.org/10.1093/ptep/ptv054). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2015/5/053C01/7696856/ptv054.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptv054>.
- [40] K. Matsuoka et al. “Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 624.3 (2010), pages 591–600. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.074>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021002098X>.
- [41] CAEN. website. URL: <https://www.caen.it/products/dt4800/>.
- [42] Takashi Honjo et al. “Performance Evaluation of Electron Multiplier Tubes as a High-Intensity Muon Beam Monitor of Accelerator Neutrino Experiments”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2024.12 (Nov. 2024), 123H01. ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptae172](https://doi.org/10.1093/ptep/ptae172). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2024/12/123H01/61008013/ptae172.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptae172>.
- [43] Y Ashida et al. “A new electron-multiplier-tube-based beam monitor for muon monitoring at the T2K experiment”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2018.10 (Oct. 2018), 103H01. ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/pty104](https://doi.org/10.1093/ptep/pty104). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2018/10/103H01/26181078/pty104.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/pty104>.
- [44] 浜松ホトニクス. *Metal package photomultiplier tube R9880U series*. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R9880U_TPMH1321E.pdf.
- [45] 中村 妃南. “T2K 実験ミューオンモニターにおけるビームアップグレードに向けた新型検出器の開発”. Master’s thesis. 東京理科大学 創域理工学研究科 先端物理学専攻, 2022.
- [46] 佐藤幸音. “T2K 実験ミューオンモニターに用いる新型検出器の性能評価とニュートリノビーム方向測定の実証試験”. Master’s thesis. 東京理科大学 創域理工学研究科 先端物理学専攻, 2025.
- [47] 川村 悠馬. “T2K 実験ニュートリノビーム運転におけるミューオンモニターの研究と電子増倍管の性能評価”. Master’s thesis. 大阪公立大学大学院理学研究科 物理学専攻, 2024.
- [48] Ian Benjamin Heitkamp. “Evaluation of the T2K Beam and Secondary Beamline using the Muon Monitor (T2K 実験におけるミューオンモニターを用いたビームと 2 次ビームラインの評価)”. Master’s thesis. Department of Physics Graduate School of Science Tohoku University, 2024.