修士学位論文
K2K 長基線ニュートリノ振動実験における
シンチレーティングファイバー飛跡検出器を用いた
粒子識別法の開発

神戸大学 大学院 自然科学研究科
博士課程前期課程 物理学専攻
関口 舞

平成 16 年 2 月 23 日

概要

K2K 長基線ニュートリノ振動実験は、つくば市にある高エネルギー加速研究機構 12 GeV 陽子シンクロトロン加速器からの陽子ビームを用いて平均エネルギー 1.3 GeV のミューニュートリノ (ν_μ) ビームを生成し、それを 250 km 離れた岐阜県神岡町にあるスーパーカミオカンデにて検出し、ニュートリノ振動の有無を探索・検証する。1999 年 6 月から 2001 年 7 月までに取得したデータは、5.6 $\times 10^{19}$ POT(標的に衝突した陽子数) 相当である。この全データを使って、前置検出器とスーパーカミオカンデでのニュートリノの反応事象数及びエネルギースペクトルを比較した結果、ニュートリノ事象の減少とエネルギースペクトルの歪みは、同じ振動パラメーター (Δm^2) 値を示し、実験結果がニュートリノ振動でなく、統計的なふらつきによる確率は 1 %以下であるということが分かった。これからの K2K 実験において必要なことは、ニュートリノ振動の振舞いを観測し、振動パラメーター ($\Delta m^2, \sin^2 2\theta$) を精度良く決定することである。また、最近のスーパーカミオカンデの観測結果によると、$\Delta m^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ となっており、我々がこれを観測するためには、500 $\sim$ 600 MeV という低いエネルギー領域をより精度良く測定する必要がある。

前置検出器であるシンチレーティングファイバー検出器 (SciFi 検出器) においては、1 GeV 以下のエネルギーを持つニュートリノ反応の検出効率が悪く、エネルギーの測定精度も高くはなかった。しかし、本研究である、SciFi 検出器の dE/dx 情報を用いて粒子を識別する方法を確立することで、低いエネルギー領域でも、ニュートリノによる弱荷電カレント準弾性散乱の検出効率、S/N 比を向上させることが出来ると期待できる。

本研究では、SciFi 検出器内で再構成されたトラック上のヒットのクラスターサイズ (dE/dx に対応) を用いて粒子識別を行なう。これには、SciFi 検出器における正しいヒットを認識し、トラックを再構成することが前提となる。そのため、より正しくヒットを認識し、トラックを再構成するためのクラスターサイズの改良を行ない、プライマリートラックのトラック検出効率を 86 %から 99 %に、セカンドトラックのトラック検出効率を 46 %から 64 %に改良した。また、トラッキングの改良にともない、低いエネルギーのイベントである短いトラックのイベントにおいてもノイズトラックを減少することが出来た。そして、トラッキングの改良後に、Likelihood 分布を作成し、Likelihood のカット値に対する各粒子の検出効率を評価した。本研究では、Lielihood ≤ 0.5 とすると、p の検出効率は 85 %となり、そのときの π の検出効率は 15 %と低く抑えることが可能である。また、そこに含まれる p の純度は 91 %である。本研究では、MC による p/π のクラスターサイズ分布から、likelihood 関数を定義しているため、クラスターサイズ分布におけるデータの振舞いと MC の振舞いが同じであることが前提とされる。しかし、実際には、データと MC の間には $\sim$5 %のずれがあるため、χ^2 が 10 増えるように、10σ レベルクラスターサイズ分布をずらして、粒子の検出能力を評価した。このずれはクラスターサイズにして $\pm$10 %に相当するが、データと MC に+10(-10)%のずれがある場合でも、p を 90 %の検出効率で、そのときの π の検出効率は 22($\sim$ 24) % となり、検出効率に影響は少ないことが分かった。さらに、準備段階ではあるが、この粒子識別法を用いて物理解析への応用に対するパフォーマンスを示した。これらによって、今まで不定性も大きかったコヒーレント π 生成反応の研究にも役立つこと、低いエネルギー領域のニュートリノによる CCqe 反応の検出効率の改良を示唆することが出来た。実際には、今まで用いてきた QE/nQE の選別法から QE サンプルの減少を 10$\sim$15%に抑えながら、QE サンプルの純度を 10%近く上げることが可能になった。

我々は、本研究により SciFi 検出器内で粒子の識別方法を確立し、その検出効率を評価した。また、この粒子識別法を用いて他の物理解析においても大変有効である可能性を示唆した。

目 次

第 1 章 序章 **10**
- 1.1 ニュートリノ . . . 10
- 1.2 ニュートリノ振動 . . . 11
- 1.3 ニュートリノ振動の観測 . . . 12
  - 1.3.1 大気ニュートリノ異常の観測 . . . 13
  - 1.3.2 太陽ニュートリノ欠損問題 . . . 15
  - 1.3.3 加速器・原子炉によるニュートリノ振動実験 . . . 16

第 2 章 K2K 実験 **18**
- 2.1 K2K 実験の概要 . . . 18
  - 2.1.1 振動現象の探索 . . . 19
- 2.2 K2K 実験の構成 . . . 19
  - 2.2.1 ニュートリノビームライン . . . 19
  - 2.2.2 前置検出器 . . . 22
  - 2.2.3 スーパーカミオカンデ (後置検出器) . . . 25
- 2.3 K2K 実験の最新結果 . . . 27
  - 2.3.1 ニュートリノイベントの予想値の導出 . . . 27
  - 2.3.2 エネルギースペクトルの解析 . . . 28
  - 2.3.3 K2K 実験の最新結果 . . . 28
  - 2.3.4 K2K 実験の現状と新しい粒子識別法の有効性 . . . 28
  - 2.3.5 本研究の目的 . . . 31

第 3 章 SciFi 検出器 **32**
- 3.1 SciFi 検出器の構造 . . . 33
  - 3.1.1 シンチレーティングファイバー (SciFi) . . . 33
  - 3.1.2 シンチレーティングファイバーシートとファイバーバンドル . . . 33
  - 3.1.3 IIT 及び CCD カメラ . . . 34
- 3.2 SciFi 検出器のデータ取得 . . . 36
- 3.3 ファイバーの位置較正 . . . 38

第 4 章 飛跡の再構成とクラスターサイズ **39**
- 4.1 SciFi 検出器を用いた粒子識別 . . . 39
- 4.2 粒子識別の必要性 . . . 40
- 4.3 SciFi 検出器におけるイベント認識 . . . 41
  - 4.3.1 SciFi 検出器におけるヒット . . . 42
  - 4.3.2 粒子のトラックの再構成 . . . 43
  - 4.3.3 イベントカテゴリー . . . 43
  - 4.3.4 K2K 実験におけるデータセット . . . 44

4.3.5 クラスターサイズ . . . 45
4.3.6 SciFi 検出器におけるパフォーマンス . . . 48
4.4 飛跡の再構成とクラスターサイズの改善 . . . 51
4.4.1 クラスターサイズのアルゴリズムの最適化 . . . 52
4.4.2 最小クラスターサイズのカット . . . 55
4.4.3 X-Z/Y-Z 平面のフラグメント一致条件の最適化 . . . 58
4.4.4 オーバーラップカット . . . 59
4.4.5 クラスターサイズのアルゴリズムとトラッキングの改良のまとめ . . . 59
4.5 改良後のトラッキングパフォーマンス . . . 63
4.5.1 トラッキング、クラスターサイズ改良後のヒット検出効率 . . . 63
4.5.2 cos$\Delta\theta$ を用いた CCqe 反応のイベントの識別 . . . 63
4.5.3 MRD(3d+1L) イベントにおけるプライマリートラックの基本分布 . . . 64
4.5.4 MRD(3d+1L) イベントにおけるセカンドトラックの基本分布 . . . 65

第 5 章 粒子識別の方法の確立とその評価 68
5.1 各層の平均クラスターサイズを用いた粒子識別 . . . 68
5.2 粒子の止まり際の各層のクラスターサイズ . . . 69
5.3 Likelihood を用いた粒子識別の方法 . . . 76
5.3.1 クラスターサイズ分布のデータと MC における χ^2 の定義 . . . 76
5.3.2 Likelihood(πらしさ) の定義 . . . 77
5.3.3 Likelihood(πらしさ) の適用 . . . 78
5.4 粒子の検出効率の評価 . . . 80
5.4.1 粒子の検出効率 . . . 80
5.4.2 p ライクな π と π ライクな p . . . 80
5.4.3 χ^2 を考慮した検出効率の評価 . . . 82
5.5 2 ヒットトラックにおける Likelihood の適用と検出効率 . . . 82
5.6 K2K-II のデータを用いた時の粒子識別の評価 . . . 86
5.7 考察 . . . 89
5.7.1 トラックを正しく引けなかった場合の Likelihood 分布 . . . 89
5.8 粒子識別の評価とまとめ . . . 90

第 6 章 粒子識別を用いた応用 92
6.1 Q^2 分布におけるコヒーレント π . . . 92
6.1.1 基本的な Q^2 分布とコヒーレント π の識別 . . . 93
6.1.2 各バージョンを用いた場合の Q^2 分布のまとめ . . . 94
6.2 低エネルギーニュートリノイベントにおける S/N の改善 . . . 97
6.2.1 K2K-I において、粒子が LG で止まったイベント . . . 97
6.2.2 K2K-II において、粒子が MRD の 1 層目で止まったイベント (MRD1L) . . . 99
6.3 粒子識別法の有効性 . . . 100

第 7 章 結論 102

第 8 章 今後の課題 104

付 録 A クラスターサイズの補正 106
A.1 IIT の位置依存による補正 . . . 106
A.1.1 クラスターサイズの各 IIT-CCD の歪みの見積もり . . . 106
A.1.2 楕円の式のパラメーター . . . 107

A.1.3 補正されたクラスターサイズの評価 108
A.2 SciFi シート補正 108
A.3 これからの課題 109

付 録 B K2K-II データを用いた場合のトラッキングパフォーマンス 110
B.1 トラッキング、クラスターサイズ改良後のヒット検出効率 110
B.2 cos$\Delta\theta$ を用いた CCqe 反応のイベントの識別 110
B.3 プライマリートラックの基本分布 111
B.4 セカンドトラックの基本分布 112

付 録 C ビームデータを用いたクラスターサイズの再チューニング 115

図 目 次

1.1 スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノイベントの天頂角分布 14

2.1 K2K 実験 18
2.2 K2K 実験における探索可能なニュートリノ振動パラメーター領域を示した図 20
2.3 K2K 実験のニュートリノビームライン 21
2.4 電磁ホーンシステム 22
2.5 前置検出器 22
2.6 SciBar 検出器の概観図 24
2.7 スーパーカミオカンデ (後置検出器) 25
2.8 スーパーカミオカンデでの ν_e イベント 26
2.9 スーパーカミオカンデでの ν_μ イベント 26
2.10 スーパーカミオカンデで検出された加速器からのニュートリノに起因する事象のエネルギー分布の形 29
2.11 水標的に対するニュートリノの反応断面積 30

3.1 シンチレーティングファイバー飛跡検出器 32
3.2 SciFi シートの断面図と全体図 33
3.3 SciFi シートの接着 34
3.4 ファイバーバンドルの製作過程を示した図 35
3.5 ファイバーバンドルの読みだし部分 36
3.6 IIT-CCD チェーンの模式図 36
3.7 SciFi 検出器におけるデータ取得セットアップ 37
3.8 ファイバー位置較正の様子 38
3.9 fiducial ファイバーを EL で光らせた時のファイバーバンドル部分の様子 38

4.1 オシレーションファンクション 40
4.2 K2K 実験のニュートリノビームで生成される粒子の運動量分布 41
4.3 cos$\Delta\theta$ 分布 42
4.4 宇宙線データサンプルを用いた時の典型的な CCD 画像 43
4.5 イベントカテゴリー 44
4.6 クラスターサイズと光量の関係 46
4.7 SciFi 検出器でのイベントサンプル 47
4.8 ヒット検出効率 48
4.9 ヒット検出効率の安定性 49
4.10 トラック検出効率 50
4.11 クラスターサイズのアルゴリズムの違いを表した図 52
4.12 アルゴリズムの改良前のクラスターサイズ分布 53
4.13 アルゴリズムの改良後のクラスターサイズ分布 54
4.14 クラスターサイズカットを変化させた時のクラスターサイズ分布 (データと MC) 56

4.15 クラスターサイズカットを変化させた時のクラスターサイズ分布 (MC) 57
4.16 SciFi 検出器内のフラグメント、トラック認識 58
4.17 フラグメントのオーバーラップ値を変化させた時のクラスターサイズ分布 (データと MC) 60
4.18 フラグメントのオーバーラップ値を変化させた時のクラスターサイズ分布 (MC) 61
4.19 2 トラックイベントにおけるセカンドトラックが 2 ヒットの時のヒットトラックの定義 62
4.20 改良後のヒット検出効率 63
4.21 改良後の cos$\Delta\theta$ 分布 64
4.22 μ 粒子の運動量分布と角度分布 64
4.23 MRD(3d+1L) イベントにおける X、Y 軸のバーテックス分布 65
4.24 MRD(3d+1L) イベントにおける Z 軸のバーテックス分布とトラック数分布 65
4.25 セカンドトラックのヒット数分布とトラックの長さ分布 66
4.26 セカンドトラックの角度分布 67

5.1 SciFi 検出器をもちいた平均クラスターサイズ分布 (データと MC) 68
5.2 平均クラスターサイズ分布を用いた時の粒子の検出効率 69
5.3 SciFi 検出器内のクラスターサイズ 70
5.4 プライマリートラックに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 71
5.5 セカンドトラックに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 72
5.6 セカンドトラック QE イベントに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 73
5.7 セカンドトラック nQE イベントに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 74
5.8 セカンドトラックに関するクラスターサイズ分布 (MC) 75
5.9 クラスターサイズのデータと MC における χ^2 76
5.10 π 粒子と μ 粒子のクラスターサイズの分布 (MC) 78
5.11 プライマリートラックの Likelihood 分布 (データと MC) 78
5.12 セカンドトラックの Likelihood 分布 (データと MC) 79
5.13 セカンドトラックの QE、nQE に対応した Likelihood 分布 (データと MC) 79
5.14 Likelihood 分布 (MC) 80
5.15 粒子の検出効率 (3 ヒットトラック) 81
5.16 2 ヒットトラックのセカンドトラックに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 82
5.17 2 ヒットトラックのセカンドトラック QE イベントに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 83
5.18 2 ヒットトラックのセカンドトラック nQE イベントに関するクラスターサイズ分布 (データと MC) 83
5.19 2 ヒットトラックのセカンドトラックに関するクラスターサイズ分布 (MC) 84
5.20 2 ヒットトラックのセカンドトラックに関する Likelihood 分布 (データと MC) 84
5.21 粒子の検出効率 (2 ヒットトラック) 85
5.22 K2K-II、プライマリートラックに関する Likelihood 分布 (データと MC) 86
5.23 K2K-II、セカンドトラックの Likelihood 分布 (データと MC) 87
5.24 K2K-II、セカンドトラック QE、nQE イベントの Likelihood 分布 (データと MC) 87
5.25 K2K-II、セカンドトラックの Likelihood 分布 (MC) 88
5.26 K2K-II、粒子の検出効率 88
5.27 フェイクトラックを考慮した場合の Likelihood 分布 90

6.1 Q^2 分布 94
6.2 QE/nQE サンプルの Q^2 分布 95
6.3 粒子識別を行後の Q^2 分布 96
6.4 LG ストップ粒子の運動量分布 98
6.5 粒子識別後の LG ストップ粒子の運動量分布 98
6.6 MRD1L ストップ粒子のの運動量分布 99
6.7 粒子識別後の MRD1L ストップ粒子の運動量分布 100

A.1 IIT 1 の CCD 画像 107
A.2 CCD 画面上の X/Y の画像 107
A.3 補正前後の四角形の相関図とその差 108

B.1 K2K-II における cos$\Delta\theta$ 分布 111
B.2 K2K-II における運動量分布と角度分布 111
B.3 K2K-II における X 軸と Y 軸のバーテックス分布 112
B.4 K2K-II における Z 軸のバーテックス分布とトラック数 112
B.5 K2K-II におけるセカンドトラックのヒット数分布とトラックの長さ分布 113
B.6 K2K-II におけるセカンドトラックの角度分布 114

C.1 再チューニング後のクラスターサイズ分布 (プライマリートラック) 116
C.2 再チューニング後のクラスターサイズ分布 (セカンドトラック) 117

表 目 次

1.1 素粒子物理学の標準理論における基本粒子 10
1.2 直接測定によるニュートリノ質量の上限値 11
1.3 大気ニュートリノ観測結果 14
1.4 太陽ニュートリノの観測結果 16
1.5 原子炉ニュートリノを用いた実験の結果 16
1.6 加速器で生成したニュートリノを用いた実験の結果 17

2.1 K2K ニュートリノイベントの内訳 27

3.1 SciFi(SCSF-78M 改良 11) の材質及び屈折率 33

4.1 SciFi 検出器における検出効率および系統誤差のまとめ 49
4.2 プライマリートラック、セカンドトラックに関するフェイクトラックの内訳 51
4.3 MC を用いた最小のクラスターサイズの閾値によるトラック検出効率 58
4.4 改良前後の各事象ごとのトラック数のまとめ 59
4.5 改良後の粒子識別におけるトラック検出効率 62

5.1 χ^2 が最も小さくなる時の値とそのときのデータに対する MC のずれ 77
5.2 Likelihood 分布における π ライクな p と p ライクな π 81

6.1 K2K-I における Likelihood を使ったときの QE の純度 101
6.2 K2K-II における Likelihood を使ったときの QE の純度 101

第1章　序章

1.1　ニュートリノ

現在の素粒子物理学における標準理論 [1, 2, 3] では、物質の基本構成要素はスピン $\frac{1}{2}$ をもった香り (flavor) で分類される 6 種類 (カラー自由度を考慮すると 18 種類) のクォークと 6 種類のレプトンとその反粒子であると考えられている。ここで、現代の物理学で知られている基本粒子を表 1.1 に示す。

表 1.1: 素粒子物理学の標準理論における基本粒子。

クォーク	u, d, c, s, t, b
荷電レプトン	e, μ, τ
中性レプトン	ν_e, ν_μ, ν_τ
ゲージボソン	g, γ, W, Z

これらの基本粒子群は作用する力によって、強い力の作用するクォークとしないレプトン、電磁力の作用する荷電粒子としない中性粒子などに分類される。また、物質間に働く力 (相互作用) はゲージボソンと呼ばれる媒介粒子の交換によって記述され、それぞれ、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用の 4 種類の相互作用に対し、グルーオン、弱ボソン (W 粒子、Z 粒子)、光子、重力子のゲージ粒子が交換される。クォークは、中性子や陽子などを構成している粒子であり、各クォークには、それぞれ 3 つの種類があり、通常カラー (color) と呼ばれる量子数により分類される。一方、レプトンは 3 種類の荷電レプトンとそれに対応した 3 種類の中性レプトンに分類されるが、ニュートリノとは中性のレプトンに与えられた名前であり、香りの違いにより、現在、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の 3 種類が知られている。

ニュートリノは 1930 年、パウリによって β 崩壊でのエネルギー保存則と角運動量保存側の破れを説明するために存在が予言されてから [5] 数年の間に、その質量が電子質量に比べて極めて小さいこと、関与する力が「弱い力」であるため、反応確率が電磁反応よりも極めて小さいことが確認された。それはニュートリノエネルギーによっても異なるが、例えば、太陽ニュートリノ程度のエネルギーに対しては、地球を 100 億回程度通り抜けてやっと一回物質と衝突する程度である。そののちフェルミによって、「ニュートリノ」の名前が与えられ、弱い相互作用の理論が定式化され、その粒子は物理学の構成要員として迎え入れられた。電子ニュートリノは、1956 年に Reines と Cowan により発見されており (逆 β 崩壊の観測による $\bar{\nu_e}$ の検出 [6])、自然界には太陽ニュートリノという形で存在し、人工的には原子炉で大量の反電子ニュートリノ ($\bar{\nu_e}$) が生成される。ミューニュートリノは、1962 年に Lederman、Schwartz、Steinberger らによって確認され、宇宙線の成分として存在する。また、π や K 中間子の崩壊から生じるので高エネルギー加速器実験により大量生産が可能である。そして、タウニュートリノは 2000 年、Fermi National Accelerator Laboratory(FNAL) で行われていた DONUT 実験によって直接検出された [7]。位置分解能がおよそ 1 μm という原子核乾板と、飛跡の自動認識装置を用い、タウニュートリノの反応から生まれた τ 粒子と、その崩壊過程を飛跡として捕えることに成功している。また、Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire(CERN) にある世界最大の電子・陽電子衝突装置 LEP で、中性カレントによる弱い相互作用

を媒介する粒子 Z ボソンの崩壊幅の観測測定によって、軽いニュートリノの世代数が 3 であることが確認されている [8]。

しかし、ニュートリノ研究の歴史はパウリの予言から 50 年を越えるが、その性質の多くはいまだに謎に包まれたままである。それは、ニュートリノには弱い相互作用しか働かない事が、ニュートリノ検出を著しく難しくしているためである。素粒子物理学の標準理論では、左巻きのニュートリノの存在 (反ニュートリノは右巻き) のみを仮定している。しかし、ニュートリノが質量を持つことで光速以下の速度しか出せず、より速い座標系に移れば進行方向を逆転させ、左巻き成分を右巻きに変えることが出来、右巻き成分の存在が示唆できる。また、唯一基本粒子の中で電荷を持たない中性のニュートリノは、他の電荷を持つ粒子 (その符合によって、粒子・反粒子の区別をつけるディラック粒子) とは違い、本質的に粒子・反粒子の区別がつかない別種の粒子 (マヨナラ粒子) である可能性がある。この場合、レプトン数保存の破れが生じるが、大統一理論では、クォークとレプトンを同一の粒子とみなすので、両者の混合が起こり、レプトン数は保存されないので、マヨナラニュートリノであってもよいわけである。実際、その可能性が種々検討されている。

右巻き成分の存在とレプトン数保存則の破れの一方または両方が成立すれば、ニュートリノは質量を持つことが出来る。そのため、現在、ニュートリノの最大の話題は質量の有無だといえる。既知の素粒子で質量がゼロのものとしては光子があるが、光子には力を媒介するゲージ粒子という位置づけがあり、質量がゼロであるための正当な理論的裏付けがあるが、ニュートリノに関してはその理論的な根拠はない。実験的には、ニュートリノの質量の直接測定は成功しておらず、以下の表 1.1 のように、その上限値が得られているだけである。 [9, 10, 11, 12]

表 1.2: 直接測定によるニュートリノ質量の上限値。

flavor	Mass limit	Experiment
m_{ν_e}	2.5 eV (95% CL)	Tritium β decay
m_{ν_μ}	170 keV (90% CL)	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$
m_{ν_τ}	18.2 MeV (95% CL)	$\tau^- \to 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ and $3\pi^-2\pi^+\nu_\tau$

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノに質量が存在し、かつ世代間で混合している、(弱い相互作用の固有状態 (ν_e、ν_μ、ν_τ) と質量の固有状態 (ν_1、ν_2、ν_3) との混合角が 0 でない) という 2 つの条件を満たすとき、弱い相互作用の固有状態間で遷移が起こる。これをニュートリノ振動という [13]。ここでは、2 種類間のニュートリノ振動について述べる。3 種類のニュートリノ振動の枠組における θ_{13} という混合角が小さいため、各現象の解析には 2 種類の場合の議論で良い近似を与えているからである。

真空中のスピン $\frac{1}{2}$ の粒子に対する相対論的な運動方程式、ディラック方程式のエネルギー固有値は E_1、E_2、$-E_1$、$-E_2$ となるので、正エネルギーの 1 成分だけ取り出すと以下のようになる。

$$i\frac{d}{dt}\phi(t) = E\phi(t) = \sqrt{p^2+m^2}\phi(t) \tag{1.1}$$

ここで、p は運動量、m は質量、$E \equiv \sqrt{p^2+m^2}$ がエネルギーである。2 種類のニュートリノが異なる質量を持ち、質量固有状態 ν_1(質量 m_1)、ν_2(質量 m_2) とフレーバー固有状態 ν_μ、ν_τ が直交行列で、

$$\begin{pmatrix} \nu_{\mu(t)} \\ \nu_{\tau(t)} \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix}, U \equiv \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

と関係づけられ、(1.1) 式により、質量固有状態 $\nu_1(t)$、$\nu_2(t)$ は、$E_i = \sqrt{p^2+{m_i}^2}$ (i=1,2) を用いて、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}E_1 & 0\\ 0 & E_2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix} \tag{1.3}$$

に従うので、フレーバー間の固有状態 $\nu_\mu(t)$、$\nu_\tau(t)$ の運動方程式は、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix}=U\ diag\ (E_1,E_2)\ U^{-1}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} \tag{1.4}$$

となる。これより、$t=0$ に $\pi^+\to\mu^+\nu_\mu$ 崩壊によって ν_μ が生成されたとすると、

$$\nu_\mu(t=0)=cos\theta\nu_1(0)+sin\theta\nu_2(0) \tag{1.5}$$

と表される。ν_1、ν_2 の速度 $\sqrt{1-\frac{{m_i}^2}{{E_i}^2}}$ は、限りなく光速 (c=1) に近いので、時刻 $t=L$ に距離 L 走った点での波動関数は、

$$\nu_\mu(t=L)=cos\ \theta\ e^{-iE_1L}\ \nu_1(0)+sin\ \theta\ e^{-iE_2L}\ \nu_2(0) \tag{1.6}$$

となる。この点で式 (1.5) の状態が ν_τ として観測される確率は、

$$P(\nu_\mu\to\nu_\tau)=|-sin\theta cos\theta(e^{-iE_1L}-e^{-iE_2L})|^2=sin^2 2\theta sin^2(\frac{\Delta E}{2}L) \tag{1.7}$$

と求まる。ごく僅かに振動数の異なる ν_1 の波と ν_2 の波の干渉によって振動数の差 $\Delta E=E_2-E_1\simeq\frac{({m_2}^2-{m_1}^2)}{2E}=\frac{\Delta m^2}{2E}$ を周期として、混合角項 $\sin^2 2\theta$ を振幅としたマクロな振動が現れる。同様に $t=L$ で式 (1.6) の状態が ν_μ として観測される確率は、

$$P(\nu_\mu\to\nu_\mu)=1-sin^2 2\theta sin^2 2(\frac{\Delta E}{2}L) \tag{1.8}$$

となり、ユニタリティー (確率の保存)$P(\nu_\mu\to\nu_\tau)+P(\nu_\mu\to\nu_\mu)=1$ が成立する。式 (1.7) と式 (1.8) は $h=c=1$ の自然単位系で書かれているが、以下では、ニュートリノの質量を eV、ニュートリノエネルギーを GeV、ニュートリノが走る距離 (基線) を km で測る。この単位系では式 (1.8) は、

$$P(\nu_\mu\to\nu_\tau)=sin^2 2\theta sin^2(1.27\frac{\Delta m^2(eV^2)}{E(GeV)}L(km)) \tag{1.9}$$

となる。以上の式により、確率 P は、質量 2 乗差 Δm^2 と混合角 θ をパラメーターとして、距離 L やニュートリノエネルギー E とともに振動する。例えば、質量 2 乗差、$\Delta m^2=3\times10^{-3}\ eV^2$ の時、$E=1\ GeV$ の ν_μ は約 400 km 走った地点で ν_τ になる確率が最大になる。また、この振動が起こるためには、弱い相互作用の固有状態が異なる質量固有状態の混合状態になっていなければならないことが必要である。

このニュートリノ振動の存在を実証できれば、少なくとも 2 種類のニュートリノ間に質量差が存在することになり、これによって、少なくとも 1 種類のニュートリノが質量を持つことの証明になる。

1.3 ニュートリノ振動の観測

ニュートリノ振動に関する研究は様々な形で行われており、観測例としては以下のようなものがある。

- 大気ニュートリノ異常の観測
- 太陽ニュートリノ欠損の観測
- 加速器・原子炉によるニュートリノ振動実験

1.3.1 大気ニュートリノ異常の観測

大気ニュートリノとは、宇宙線が大気で作るニュートリノである。その主な生成過程は次のようなものである。まず、宇宙線陽子が大気の原子核と反応してパイ中間子 (π) を作り、それが空気中でミューニュートリノ (ν_μ)、μ 粒子の 2 体に崩壊する。この μ 粒子が更に電子、ミューニュートリノ、電子ニュートリノ (ν_e) の 3 体に崩壊する。この続けて起こる 2 つの過程を式で書くと次のようになる。

$$\begin{aligned} \pi \quad &\rightarrow \quad \mu + \nu_\mu \\ &\qquad \downarrow \\ &\qquad e + \nu_\mu + \nu_e \end{aligned} \tag{1.10}$$

結局、1 個の π 粒子が崩壊すると、合計 2 個の ν_μ と 1 個の ν_e を生じることになる。π 粒子から生まれたニュートリノは理論的には、

$$\frac{\nu_\mu}{\nu_e} = \frac{\nu_\mu \text{の数}}{\nu_e \text{の数}} = 2 \tag{1.11}$$

となる。π 粒子が崩壊したときに最終的に生じる電子と 3 つの ν は、ほぼエネルギーの平均値が等しく (π 粒子のエネルギーの $1/4$)ν_μ と ν_e の強度の 2 対 1 という比は高エネルギー以外では、ほぼ成り立つ。ところが 1998 年 6 月に、スーパーカミオカンデ実験が圧倒的に大量の実験データを用いた統計精度の高い実験で、この比が 2 よりも大幅に小さく、理論値の約 6 割しかないということを確認した。さらに、この ν_μ/ν_e 比だけでなく、ニュートリノの天頂角分布にも精度の高い結果で異常を発見した。この結果は系統誤差が非常に小さく、ニュートリノ振動を確立する決め手となった。以下で実験の詳細をみていく。

スーパーカミオカンデでは、水チェレンコフ検出器を用いて

$$\begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow \mu + p \\ \nu_e + n &\rightarrow e + p \end{aligned} \tag{1.12}$$

という荷電カレント反応から生じる μ 及び e を検出することによって、ニュートリノのフラックスを求めている。上の反応の断面積等の不定性は、μ/e のフレーバー比をとることでかなりの部分をキャンセルすることができる。また、フラックスの絶対値等にも大きな不定性があるため、測定量として以下のフレーバー比の二重比

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{データ}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}} \tag{1.13}$$

を用いる。ここでデータは実験結果を、MC は装置の特性や観測エネルギー領域等を考慮した、ニュートリノ振動が無い場合のモンテカルロシミュレーションを表す。もし、大気ニュートリノの MC が現象を正確に再現しているならば、ニュートリノ振動が無い場合、この値は 1 とならなければならない。表 1.3 にスーパーカミオカンデで測定された結果を示す。

Sub-GeV とは、電子の運動量が 100 MeV/c 以上、μ粒子のそれが 200 MeV/c 以上、更に Visible energy が 1.33 GeV 以下の事象のことである。Multi-GeV とは、電子の運動量が 100 MeV/c 以上、μ粒子のそれが 200 MeV/c 以上、更に Visible energy が 1.33 GeV 以上の事象の事である。Visible energy とは、チェレンコフ光の光量から求めたエネルギーである。これらの結果を見てわかるように、R の値は 1 よりも小さい。これを大気ニュートリノ異常という。この事は MC で予想されるよりも、実際は ν_e のフラックスが大きい、ν_μ のフラックスが小さいもしくは、その両方である事を示唆している。

またスーパーカミオカンデ実験は、ニュートリノフラックスの天頂角分布も発表している。天頂角とは、ニュー

表 1.3: 大気ニュートリノ観測結果。R の誤差の第一項は統計誤差、第二項は系統誤差である。

Experiment	観測時間 (kton · year)	R($\frac{(\mu/e)_{data}}{(\mu/e)_{MC}}$)
スーパーカミオカンデ (Sub-GeV)	33	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.05$ [14]
スーパーカミオカンデ (Multi-GeV)	33	$0.65 \pm 0.05 \pm 0.08$
カミオカンデ (Sub-GeV)	8.2	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$ [15]
カミオカンデ (Multi-GeV)	8.2(FC),6.0(PC)	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$
IMB	7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$ [16]
Soudan2	3.9	$0.64 \pm 0.11 \pm 0.06$ [20]
Frejus	2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [17]
NUSEX	0.74	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$ [18]

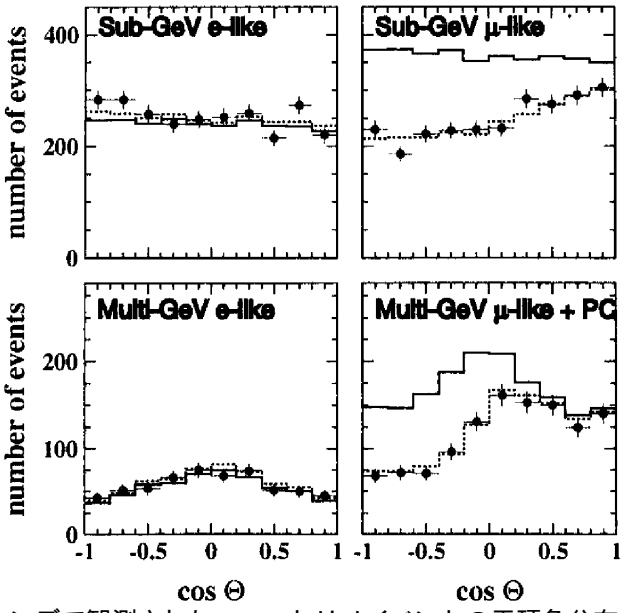

図 1.1: スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノイベントの天頂角分布。左側が電子イベント、右側が μ 粒子のイベントである。また、上の図が Sub-GeV、下の図が Multi-GeV である。横軸は、地球中心方向とニュートリノ反応により、生成された電子または μ 粒子の運動量方向となす角の余弦である。•が 1289 日分のデータ、実線がニュートリノ振動がない時のシミュレーション結果、点線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィットのシミュレーション結果である。

トリノの荷電カレント反応から生じるレプトンの方向と、鉛直方向とのなす角 θ であり、$\theta = 0$ 即ち $cos\theta = +1$ が下向きを、$\theta = \pi$ 即ち $cos\theta = -1$ が上向きを表している。図 1.1 にそのグラフを示す。

•がデータを表しているが、ν_μ にのみ上下非対称性が見られ、下向きのニュートリノに比べ、上向きのニュートリノは約半分しか観測されていない。上向きと下向きとでは、大気中でニュートリノが生成した位置から観測した位置までの距離が異なり、測定距離の異なるニュートリノ振動でこの非対称性を説明する事が出来る。図 1.1 の点線は、ニュートリノ振動を仮定したモンテカルロシミュレーションで、Δm^2 と、$\sin^2 2\theta$ を変数にとった時の

ベストフィットのグラフであり、変数の値は

$$\begin{cases} \Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2 \\ sin^2 2\theta = 1.0 \end{cases} \tag{1.14}$$

である [19]。

以上によって、少なくとも 1 種類のニュートリノが質量を持つことが示された。

1.3.2 太陽ニュートリノ欠損問題

「太陽ニュートリノの測定強度が予想値に比べて有意に小さい」という太陽ニュートリノ問題は、1950 年代後半から始まった。太陽の熱源は熱核融合反応であり、一連の原子核反応によりエネルギーが生み出される。そして、これらの連鎖反応は、4 個の陽子 (p) からヘリウム原子核 (α) と 2 個の陽電子 (e^+) と 2 個のニュートリノ (ν_e) を生成する。1968 年、R. Davis らは 615 トンの四塩化炭素を入れたタンクの中で太陽ニュートリノと塩素の反応で生じるアルゴン原子を測定し (放射化学法と呼ばれ、あるエネルギーの閾値以上のニュートリノ積分強度を測定する)、観測されたニュートリノ強度が標準太陽モデルの予測値に比べて $\frac{1}{3}$ から $\frac{1}{4}$ しかないという太陽ニュートリノ問題を示唆した [21]。その後の電子散乱により太陽ニュートリノをとらえたカミオカンデ実験 (このカミオカンデはリアルタイム検出器であり、現象を一つ一つ起きたその瞬間に捕らえらた。また、ニュートリノの飛来方向からニュートリノが太陽から本当に来ていることが確認された。 [22])、ロシア (SAGE [24])、イタリア (GALLEX [23]) でも観測したニュートリノ強度が予測値と比べて低い値を示し、太陽ニュートリノ欠損として確立された。太陽ニュートリノ振動の確実な証拠は、2001 年にスーパーカミオンデ (後述) の 1258 日分のデータとカナダの SNO からの荷電カレント反応 (CC 反応;$\nu_e + D \rightarrow e^+ + p + p$) の結果を比較することにより示された [25, 26]。SNO(Sudbury Neutrino Observatory) はカナダのサドバリー Creighton 鉱の地下 2000 m にあり、装置中央部の 1000 t の重水とその外側の 5000 t の軽水で構成されている。SNO では、荷電カレント反応 (軽水中に 9438 本の光電子増倍管が取り付けられ、チェレンコフ光の光のパターンから観測する。)、中性カレント反応 (反応で生成された中性子を捕らえるために、重水素と中性子との反応で生まれる 6 MeV の γ 線を計測したり、^3He 中性子カウンターを重水に入れて観測する方法などが用いられる。)、電子散乱の反応を用いて太陽ニュートリノを捕らえている。スーパーカミオカンデによる電子散乱の結果と SNO によって荷電カレント反応の結果から ν_e が ν_μ、ν_τ に変わることが示唆されたが 2003 年の SNO による中性カレント反応の結果によってさらに確実なものとなった。中性カレント反応の結果が全ニュートリノについて測定をしていることから考えて、太陽ニュートリノが ν_μ、ν_τ に変わり、振動がおきていることがほぼ確実なものと考えれている。しかし、それぞれの実験はニュートリノ検出のエネルギー閾値が異なるため、測定値/予想値 のエネルギー依存性も見られる。そこで、これらの測定値を真空中でのニュートリノ振動で説明できると考えると、$\Delta m^2 \sim 10^{-11} \sim 10^{-10}\ eV^2$ という解が与えられる。また、物質中での共鳴的ニュートリノ振動 (MSW 効果) を考慮すると、4 つの実験が矛盾無く説明でき、$\Delta m^2 \sim 10^{-5}\ eV^2$ あたりに見られるパラメーター領域が得られる。このように蓄積されたすべての太陽ニュートリノ実験データを総合的に解析すると、ニュートリノ振動パラメーターは大混合角度解が強く示唆される。ニュートリノ振動パラメーターは、混合角の大小、振動する距離により SMA(Small Mixing Angle) 解、LAM(Large Mixing Angle) 解、LOW(low Δm^2) 解、Just-so(真空振動) 解と呼ばれている。これらはニュートリノ振動のエネルギー依存性、物質のニュートリノ振動に与える効果が重要な意味を持っている。そして、2002 年からは 1000 t 液体シンチレーター・反ニュートリノ検出器 (KamLAND) が稼働し、主に神岡周辺の原子力発電所 (平均距離 180 km) から飛来する原子炉反電子ニュートリノの測定を継続しており、半年分の結果を用いた解析によって、大混合角度解 (LMA 解) のニュートリノ振動パラメーターが最も確からしいことが確認された [27]。表 1.4 にこれらの太陽ニュートリノ観測結果をまとめる。

表 1.4: 太陽ニュートリノの観測結果。

Experiment	Observation	E.Thre.	Measured/Predicted
Homestake	Cl	814 keV	0.34 [21]
SAGE+GALLEX+GNO	Ga	233 keV	0.58 [24, 23, 28]
カミオカンデ	水チェレンコフ	7.0 MeV	0.55 [29]
スーパーカミオカンデ	水チェレンコフ	6.5 MeV	0.49 [25]
SNO	D_2O チェレンコフ	6.75 MeV	0.35 [26]
KamLAND	液体シンチレーターチェレンコフ	3.4 MeV	0.61 [27]

1.3.3 加速器・原子炉によるニュートリノ振動実験

原子炉や加速器で作られたニュートリノを用いることの最大の長所は、大気ニュートリノの場合とは異なり、作られたニュートリノの種類、エネルギー及びニュートリノ源から検出器までの距離が分かっていることである。このような人工的なニュートリノを用いたニュートリノ振動実験は、現在までにいくつか行なわれている。

原子炉によるニュートリノ振動実験

原子炉からのニュートリノを用いた実験では、反電子ニュートリノ Disapperance(以下、消滅) モード ($\bar{\nu_e} \to \bar{\nu_x}$) の検証が行なわれている。この場合のニュートリノ源は、核分裂から放出される $\bar{\nu_e}$ であるため、そのエネルギー源は数 MeV であり、原子炉からの距離がそれほど遠くなくても、式 (1.8)、1.9) における L/E の値を大きくすることが出来る。その結果、1 km という短い距離でも、$\Delta m^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3}\ eV^2$ あたりまで、感度をもたせることが出来る。原子炉ニュートリノを用いた実験は、CHOOZ [30]、Palo Verde [31]、Bugey [32]、Krasnoyarsk [33] などがあるが、これらからはニュートリノ振動を示すような結果はえられていない。しかし、前節でも述べたが、2002 年からは 1000 t 液体シンチレーター・反ニュートリノ検出器 (KamLAND) が稼働している。原子炉から検出器までの距離が 180 km であり、$\Delta m^2 \sim 6 \times 10^{-6}\ eV^2$、$\sin^2 2\theta$ が 0.1 以上まで探索可能である。Δm^2 に関する検出能力は、これまでの原子炉実験と比べて 100 倍以上であり、世界最高感度の実験である。観測時間 162 t-yr の間に、99.9 %の信頼度で原子炉反電子ニュートリノ消滅が検出された。しかし、ニュートリノ減少が振動による可能性は高いが、KamLAND の現在のデータから、ニュートリノエネルギー分布の変化によるニュートリノ振動を有意に確認できたとはいえない。今後のデータの蓄積をもって、太陽ニュートリノ欠損と原子炉反電子ニュートリノ消滅問題が振動に起因することが解明されれば、ニュートリノ振動の研究に対して大きな情報を与えることになる。表 1.5 に原子炉ニュートリノを用いた実験結果をまとめる。

表 1.5: 原子炉ニュートリノを用いた実験の結果。

Experiment	原子炉からの距離	$\Delta m^2(eV^2)$	$sin^2 2\theta$
CHOOZ	1.1 km	< 0.0007	< 0.10 [30]
Palo Verde	0.75, 0.89 km	< 0.0011	< 0.21 [31]
Bugey	15, 40, 95 m	< 0.01	< 0.02 [32]
Krasnoyarsk	57.0, 57.6, 231.4 m	< 0.0075	< 0.15 [33]

加速器によるニュートリノ振動実験

加速器ニュートリノを使用する実験は、式 (1.9) 中の L/E の値の大小により、大きく 2 つに分ける事ができる。L/E が大きいものを長基線ニュートリノ振動実験 (L が約 100 km)、小さいものを短基線ニュートリノ振動実験 (L が 10 m $\sim$ 1 km) と呼ぶ。この 2 つの主な違いは、2 つのパラメータ、$\sin^2 2\theta$ と Δm^2 の探査領域の違いである。短基線ニュートリノ振動実験には、$\sim$ 10 GeV の高エネルギーニュートリノを用いた実験、CHORUS、NOMAD などがあり、500 MeV 以下の低エネルギーニュートリノを用いた実験では、LSND、KARMEN2 などがある。これらは、L/E が小さいため、CHORUS、NOMAD では $\Delta m^2 \geq 1\ eV^2$、LSND、KARMEN2 では $\Delta m^2 \geq 0.1\ eV^2$ という Δm^2 の大きな領域でしか探索できない。しかし、ニュートリノ源から検出器までの距離が短く立体角が大きいため、統計がかせげるメリットがある。その為、統計誤差を小さくする事ができ、同じ Δm^2 に対して、$\sin^2 2\theta$ については、$\sin^2 2\theta \sim 10^{-3}$ という非常に小さい領域まで探索できる。一方、長基線ニュートリノ振動実験は、L/E が大きくなるため、$\Delta m^2 \sim 10^{-3}\ eV^2$ あたりまで感度をもつことが出来る。長基線ニュートリノ振動実験の代表的なものは日本で現在進行中の K2K 実験であり、$L/E \sim 200$ (km/GeV) である。また、建設中のものとして、MINOS、OPERA などがある。

加速器を用いた実験では、短基線実験である LSND が $\nu_\mu \to \nu_e$ のモードにおいて、ニュートリノ振動を示唆する結果がでている限りであったが、K2K 実験により、2001 年 7 月までのデータを解析することで、長基線実験が可能であることとニュートリノ振動の存在が 99 %以上の確率で検証された。K2K 実験の詳しい概要については、次章で説明する。ここで、今までに行なわれたニュートリノ振動の検証実験の特徴を表 1.6 にまとめる。

表 1.6: 加速器で生成したニュートリノを用いた実験の結果。DAR は Decay at rest の略で、DIF は Decay in Flight の略のことである。

Experiment	$\langle E_\nu \rangle (GeV)$	L(km)	探索モード	Δm^2	$sin^2 2\theta$
CHORUS	27	0.82	$\nu_\mu \to \nu_\tau$	< 1.1	< 0.035 [34]
NOMAD	23	0.82	$\nu_\mu \to \nu_\tau$	< 1.2	< 0.012 [35]
CCFR	140	1.4	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	< 1.4	< 0.0081 [36]
			$\nu_e(\bar{\nu}_e) \to \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	< 20	< 2.1 [37]
			$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_e(\bar{\nu}_e)$	< 1.6	< 0.018 [38]
CHARM2	20	$\sim$ 0.65	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_e(\bar{\nu}_e)$	< 0.9	< 0.056 [39]
BNL E776	1.4	1	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_e(\bar{\nu}_e)$	< 0.075	< 0.03 [40]
KARMEN	DAR	0.0177	$\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$	< 0.053	< 0.013 [41]
LSND	DAR	0.030	$\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$	< 0.053	< 0.03 [42]
	DIF	0.030	$\nu_\mu \to \nu_e$	0.003-0.3	0.005-0.3 [43]

第2章　K2K実験

この章ではK2K実験の装置、現状等の詳細を述べる。

2.1　K2K実験の概要

つくば神岡間 長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) は、1999 年 6 月に始動した世界で初めての加速器を用いた長基線振動実験である。茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (以下、KEK) にある 12 GeV 陽子シンクロトロン加速器からの高エネルギー陽子ビームを用いて、ほぼ純粋な ν_μ(98.2 %) ビーム (ニュートリノの平均エネルギーは 1.3 GeV) を生成している。KEK 所内に設置された前置検出器および、約 250 km 離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所宇宙素粒子研究施設附属の大型水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置 (スーパーカミオカンデ) にて、そのニュートリノを検出し、両者の比較からニュートリノ振動の有無を探索・検証する実験である。図 2.1 にその概念図を示す。

KEK 所内に設置されたビームモニターと前置検出器では、加速器にて生成された直後のニュートリノビームのエネルギースペクトル、角度分布、フラックス、成分を測定し、250 km 離れたスーパーカミオカンデで観測されるエネルギースペクトルを予測し、実際に観測されたエネルギースペクトルと比較している。これによって、ニュートリノ振動の有無について検証し、振動パラメーター $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ の決定を行なう。

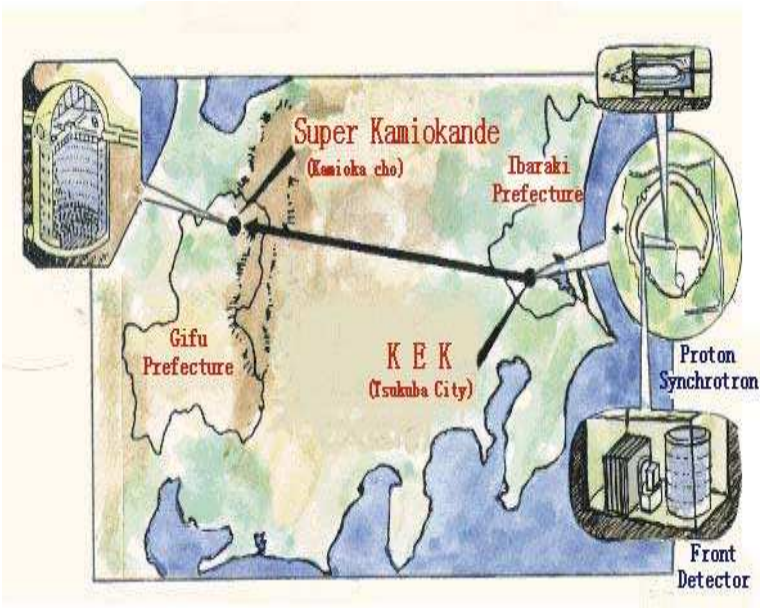

図 2.1: KEK とスーパーカミオカンデの場所。(距離、250km)

2.1.1 振動現象の探索

ニュートリノ振動現象を検証する方法として、Appearance、Disappearance の 2 つの方法がある。Appearance 実験は、生成されたニュートリノ (この実験では ν_μ) が他のフレーバーのニュートリノに振動したとして、その振動先のニュートリノを検出する方法である。後者の Disappearance 実験は生成されたニュートリノが振動後に減少していることを確認する実験である。K2K ではこの二つの方法で振動現象を検証している。以下にそれらの方法について述べる。

- Appearance 実験
  3 フレーバーで考えたとき、生成された ν_μ は ν_e もしくは ν_τ に振動する。しかし、もし ν_τ に振動したとしても弱荷電カレント準弾性散乱反応 (CCqe) で τ 粒子 (質量 1.77 GeV/c^2) を生成するエネルギー閾値は 3.46 GeV であるため、この実験で生成されるニュートリノのエネルギー (K2K の平均ニュートリノエネルギーは 1.3 GeV) では CCqe 反応を起こすことができない。そのため、$\nu_\mu \to \nu_e$ の振動モードのみ検証することが出来る。K2K のニュートリノビームには数%の ν_e が含まれるため、前置検出器 (Near Detector) で混入率を測定し、スーパーカミオカンデでの ν_e 反応を比較することで、Appearance 実験としての振動の検証を行う。

- Disappearance 実験
  生成された ν_μ の減少の度合を測定してニュートリノ振動を検証する。K2K ではこの解析は 2 段階に分けて行われる。
  1. ν_μ イベント数の比較
     前置検出器での ν_μ イベント数から予想されるスーパーカミオカンデでのイベント数と、実際にスーパーカミオカンデで観測された数との比較から、振動現象の検証を行う。厳密に言えば、これはニュートリノの数が減少している、ということの証明になる。
  2. ν_μ イベントのエネルギースペクトラムの比較
     ニュートリノの減少がニュートリノ振動によるものならば、イベント数の減少度合はニュートリノのエネルギーに依存する。よってスーパーカミオカンデでの ν_μ イベントのエネルギースペクトラムと前置検出器からの予想スペクトルを比較することにより、振動現象を証明することが可能である。またこの振動パターンをフィットすることによって振動パラメーターを決定することが出来る。

これらの振動モードに対する K2K 実験での探索領域を図 2.2 に示す。カミオカンデ、スーパーカミオカンデの観測結果による許容領域も同時に示している。青い線で書かれた右側領域内が、K2K 実験において 90 %の信頼度で検出可能な振動パラメーター領域である。Disapperance($\nu_\mu \to \nu_x$) モードでは、スーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測から得られた許容領域の半分以上を探索できる。

2.2 K2K 実験の構成

2.2.1 ニュートリノビームライン

K2K 実験では KEK にある 12 GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を使用している。この加速器から 12 GeV に加速された陽子ビームを取り出す。このときのビームスピルは 2.2 sec ごとに 1.1 μsec 幅をもち、それぞれの強度は $\sim 6 \times 10^{12}$ 個/スピルである。また各スピルには 9 バンチ含まれており、1 バンチの幅は 50 $\sim$ 60 nsec、約 100 nsec 間隔である。取り出された陽子は北カウンターホールを通過し、K2K 実験のために新たに延長された陽子ビームラインへと導かれる。そのビームラインを 150 m ほど北へ走り、スーパーカミオカンデの方向に西に約 90 曲げられ、ターゲットステーションへと入っていく。そこでビームは電磁ホーンシステム内のアルミニウム標的に照射される。この標的は直径 3 cm、長さ 65 cm で、2 つあるホーンのうち上流の物と一体となっている。この衝突により、π、K 中間子等が生成される。これらの 2 次粒子は図 2.4 に示されるような、電磁ホーンシステム

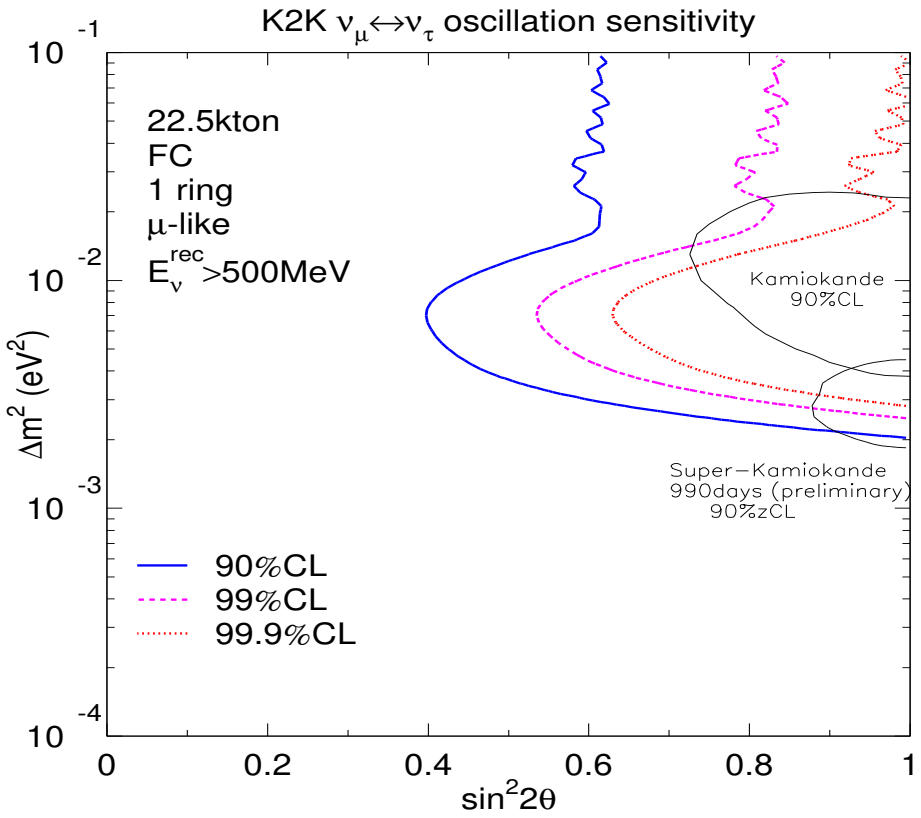

図 2.2: K2K 実験における探索可能なニュートリノ振動パラメーター領域を示した図。左上の説明は、スーパーカミオカンデにおけるイベント選択基準を示す。カミオカンデ、スーパーカミオカンデの観測結果による許容領域も同時に示す。

によって生成される磁場により正電荷の粒子のみがスーパーカミオカンデの方向へと集束される。このシステムを使用することにより、ニュートリノフラックスは使用しないときの約 14 倍となる [44]。

電磁ホーンシステムの直後には π 中間子モニター (PIMON) が設置されている [45]。これはリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器で、チェレンコフ角により運動量分布を、チェレンコフ光の方向によりビームラインに対する角度分布を測定する。これらの分布からニュートリノビームのエネルギースペクトルと角度分布が予測できる。

集束された π はその後の崩壊トンネルにおいて

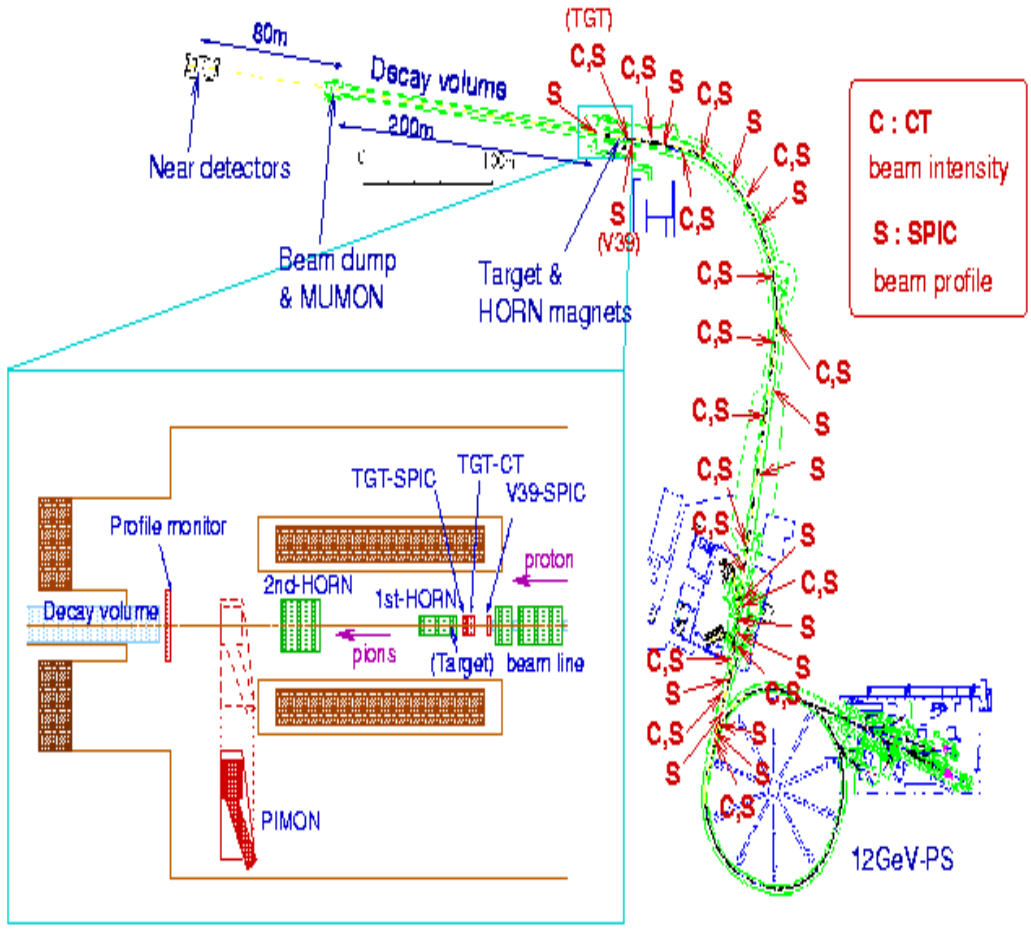

図 2.3: KEK に設置されているニュートリノビームライン。「C」は陽子ビームインテンシティー (強度) を、「S」はプロファイル (ビームの広がり) を測定している装置の設置場所を示している。

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.1}$$

の様に崩壊し、ニュートリノを生成する。崩壊トンネルの後ろにはビームダンプが設置されており、陽子や崩壊しなかった π^+ 等はここで止められる。この直後には μ 粒子モニター (MUMON) が設置されており、スピルごとの μ 粒子のプロファイル (中心位置、強度変化) を測定している。また、これにより、ニュートリノが神岡に向かっていることを確認している。MUMON の後ろには長さ 100 m 程の土層があり、そこで残った μ^+ が止められ、ほぼ純粋なニュートリノのみが前置検出器へと向かう。

上で述べたビームライン (図 2.3) において、ν_μ 以外のニュートリノは次のような反応によって生成される。

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu_\mu} \tag{2.2}$$

$$K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e \tag{2.3}$$

$$K^0_L \to \pi^- + e^+ + \nu_e \tag{2.4}$$

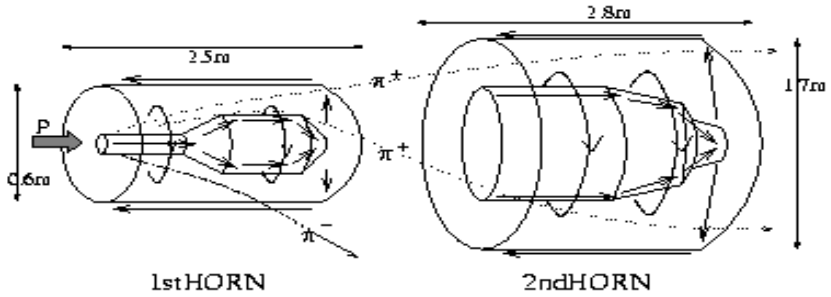

図 2.4: 電磁ホーンシステムの模式図。トロイダル状の磁場を発生させ、正電荷の粒子のみを前方に集束させる。

これらの反応から生ずる ν_μ 以外のニュートリノは、ν_e が 1.3 %、$\bar{\nu_\mu}$ が 0.5 %と予想されている。

これらのビームライン建設及び設計は GPS(Global Positioning System) を利用して行なわれ [46]、ビームラインから見た時のスーパーカミオカンデの位置の誤差が $\pm$ 1 m の精度で測定されている。スーパーカミオカンデで予想されるニュートリノフラックスは、約 1 km の範囲でフラットであるので、3 mrad の精度を保てれば良い。MUMON で、スピルごとにビーム方向は測定でき、約 1 mrad の精度でスーパーカミオカンデを向いていることが確認されている。

2.2.2 前置検出器

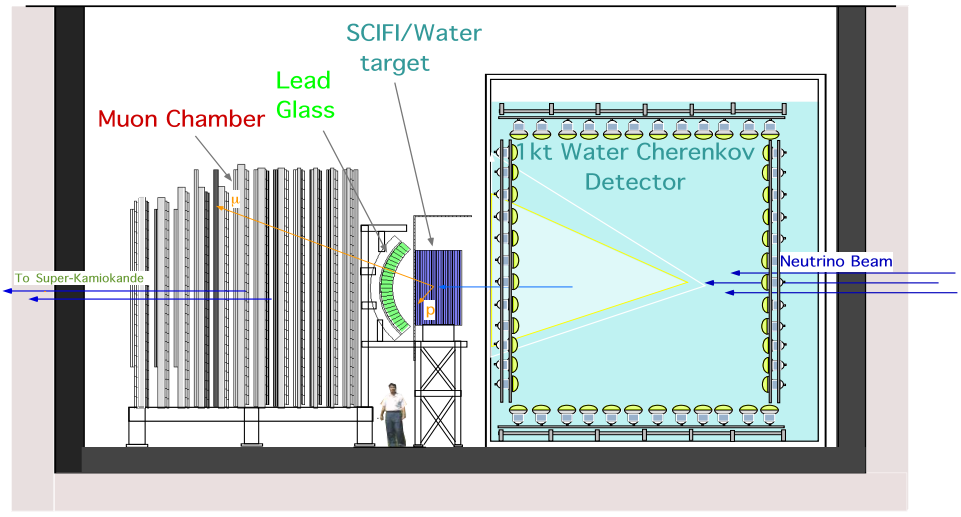

図 2.5: K2K の前置検出器。ニュートリノビームは図右方向から入射される。

K2K の前置検出器 (Near Detector) はビームダンプの 80 m 下流、標的の 300 m 後方に位置している。ニュートリノビームは水平方向から 18.8 mrad 下向きに取り出されているため、検出器は 16 m 堀下げられたホールに設置されている。前置検出器は図 2.5 に示されるように、1 キロトン水チェレンコフ検出器 (以下、1 kt)、Fine-Grained 検出器 (以下、FGD) の 2 つからなる。これらの検出器ではニュートリノビーム生成直後のエネルギースペクトル、フラックス、ν_e の混入率、ビームの方向等を測定する。

1 kt 水チェレンコフ型検出器

1 kt 水チェレンコフ型検出器 (1 kt) はスーパーカミオカンデと同じ型の検出器で、前置検出器の一番上流側に位置する。水層内には 1,000 t の超純水が満たされている。水層は内水層、外水層に分かれており、直径 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が内水層の内壁に 680 本、直径 8 インチの PMT が内水層の外壁に 68 本取り付けられている。外壁の PMT は 1 kt の外側で相互作用し、生成された粒子が水層内に入ったイベントを識別するのに用いられる。また、スーパーカミオカンデと同じ測定原理、検出装置、解析方法を用いることにより検出器の持つ系統的な誤差をキャンセルすることが出来る。これによって振動現象の解析において直接的な比較が可能となる。この検出器では、荷電粒子が物質中の光速以上の速さで走ったときに生じるチェレンコフ光を検出している。その光量分布、時間情報、リングパターンから粒子の同定を行う。現在、1 kt はニュートリノ反応事象数の絶対値を測定し、スーパーカミオカンデでのニュートリノ反応数の予測を行っている。また、約 1 %の混入が予想される ν_e のフラックスも測定している。

Fine-Grained 検出器 (FGD)

Fine-Grained(以下、FGD) 検出器は以下のように構成されている。2001 年 7 月以前のセットアップ (K2K-I) では、シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (Scintillating Fiber Tracker、以下、SciFi 検出器)、ベトー・トリガーカウンター (以下、VETO)、鉛ガラスカロリメータ (以下、LG)、ミューオンレンジ検出器 (Muon Range Detector、以下、MRD) の 4 つで構成されている。また、2001 年 7 月以降のセットアップ (K2K-II) では、SciFi 検出器、VETO、全感知型シンチレーター飛跡検出器 (以下、SciBar 検出器)、MRD の 4 つで新たに構成された。

これらの検出器では、最上流に位置する SciFi 検出器内 (後述) の水標的中の核子と ν_μ との弱荷電カレント準弾性散乱反応 (Carged Current quasi elastic interaction、以下、CCqe)

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p \tag{2.5}$$

によって生成される μ^- の飛程、ビームに対する散乱角を測定することが出来る。この様な反応を選びだすと上の測定値から μ^- のエネルギー E_μ、μ^- の散乱角 θ_μ が求まるので、

$$E_\nu = \frac{E_\mu m_N - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu} \tag{2.6}$$

ここで、m_N は核子の質量、m_μ は μ^- の質量、p_μ は μ^- の運動量 E_μ は μ^- のエネルギーを示している。FGD では、式 (2.6) を用いて ν_μ のエネルギーを再構成を行なっている。以下に、FGD を構成する各検出器について説明する。

- シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SciFi 検出器)
  シンチレーティングファイバーシート 20 層の間にアルミ製水チューブを 19 層並べた構造になっている。ファイバーシートは直径 0.7 mm のシンチレーティングファイバーを 2 層俵積みに並べてシート状にしたものである。これを紙製のハニカムボードの両面に、大きさが 2.4 m ×2.4 m になるよう貼り付けてある。ファイバーシートはボードの前面、後面で直交するよう (X-Z/Y-Z) に貼ってあり、これを 1 層として扱う。アルミ製水チューブは 241.7 cm(長さ) × 16 cm(高さ) ×6 cm(厚み) で、これを垂直方向に 15 個並べたも

のを 1 層としている。このチューブ中に純水を満たして ν_μ の標的とする。スーパーカミオカンデと同じ純水を標的にすることにより、標的内の核内効果を同じにして系統誤差を抑えるようにしている。シンチレーティングファイバーは荷電粒子が通過することによりシンチレーション光を発する。水標的と ν_μ との反応により生成された p、μ^- がその飛跡に沿ってファイバーを発光させるのでその光を検出することにより飛跡を再構築することが出来る。また、光の読みだしには 24 本のイメージインテンシファイアチューブ (IIT) と CCD(Charge Coupled Device) カメラを用いている。

- ベトー・トリガーカウンター (VETO)
  SciFi 検出器の上流、下流に SciFi 検出器を覆うように設置されている、プラスチックシンチレーターである。上流側には 466 cm(長さ)×20 cm(高さ) ×4 cm(厚み) のものが 20 本、下流側にも 466 cm × 10 cm ×4 cm のものが 40 本並んでおり、それぞれは左右から PMT で読みだされる。上流側のシンチレータは SciFi 検出器より上流で生成された μ^- 等の粒子や宇宙線を、SciFi 検出器内で起こる反応と区別し、そのイベントを取り除くベトーカウンターとして使用する。下流側のシンチレーターは SciFi 検出器内で起こった反応とのマッチングをとり、後段の鉛ガラスカロリメーター (LG) と組み合わせて μ/e 識別を行う。SciFi 検出器から飛び出した μ^- の、ミューオンレンジ検出器 (MRD) に対するスタート信号としても用いる。
- 鉛ガラスカロリメーター (LG)
  ビーム中に混入している ν_e と、SciFi 検出器との反応で生成された電子の同定とそのエネルギー測定を目的としている、鉛ガラスを使用したチェレンコフカロリメーターである。エネルギー分解能は $\Delta E_e/E_e \approx 8\%/\sqrt{(E_e[GeV])}$ となっている。
- 全感知型シンチレーター飛跡検出器 (SciBar 検出器)
  SciBar 検出器は、図 2.6 に示されるように、全体が 3 cm(長さ) × 3 cm(高さ) × 1.8 cm(厚み) を棒状の押し出し型シンチレーター (1.3 cm × 2.5 cm × 3 m) で細分化されている。水平方向 (x) のシンチレーターの層 (112 本) と上下方向 (y) のシンチレーターの層 (112 本) から 1 モジュールを構成し、検出器全体で 64 モジュールを配置する。チャンネル数が約 15000 で、読みだしには、64 ch マルチアノード光電子増倍管 224 個を用いて行なわれる。シンチレーター自身をニュートリノターゲットとすることで、不感領域をなくし、反応点の周囲全立体角がアクティブな物質で覆われ、ニュートリノ反応で生成される全ての粒子を検出することが可能である。各々のシンチレーターには表面に反射剤のコーティングを施し、光学的に独立になっている。各モジュールのヒットの情報から、粒子の位置についての 3 次元の情報とシンチレーターの中でのエネルギー損失を得ることが出来る。飛跡の検出には、最低 4 層のヒットを要求し (陽子の閾値は 350 MeV/c)、CCqe 反応から生じる陽子の 82 %を検出できると期待される。

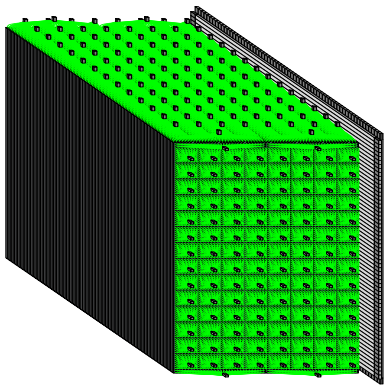

図 2.6: SciBar 検出器の概観図。

- ミューオンレンジ検出器 (MRD)
  厚さ 20 cm(前 4 層は 10 cm) の鉄標的と、ドリフトチェンバーとが交互に並べられた粒子飛跡検出器であ

る。大きさはおよそ 7.6 m × 7.6 m である。全部で鉄 2 m の厚みがあり、2.8 GeV/c までの μ であれば全てのエネルギーを失って検出器中でとまる。この検出器の目的は次のようなものがあげられる。

1. 式 (2.5) によって生成された μ^- のエネルギーと角度を測定することにより、ニュートリノのエネルギー分布を求める。
2. 大角度をカバーし物質量も大きいこの検出器を用いて、ニュートリノイベントの発生点の分布を求め、ビームの方向、広がりについての情報を得る。
3. ニュートリノイベントのレートを測定することにより、ニュートリノビームの強度を求める [47]。

2.2.3 スーパーカミオカンデ (後置検出器)

スーパーカミオカンデ水チェレンコフ型検出器は岐阜県神岡町の神岡鉱山の地下 1,000 m に設置され、K2K の後置検出器として使用されている。地下深くに位置するため、バックグラウンドとなる宇宙線 μ 粒子は強度が地表の 10^{-5} 倍、頻度は 2 Hz と非常に小さくなっている。図 2.7 に示すように、検出器は高さ 41.4 m、直径 39.3 m の円筒形をした水槽で、その中に約 50,000 t の超純水が満たされている。内部の水層は光学的に内水層、外水層に分かれており、2001 年までは直径 20 インチの PMT が内水層の内壁に 11,146 本、直径 8 インチの PMT が内水層の外壁に 1,885 本外向きに取り付けられていた。その後は、約 47 %の PMT 数で測定を行なっている。

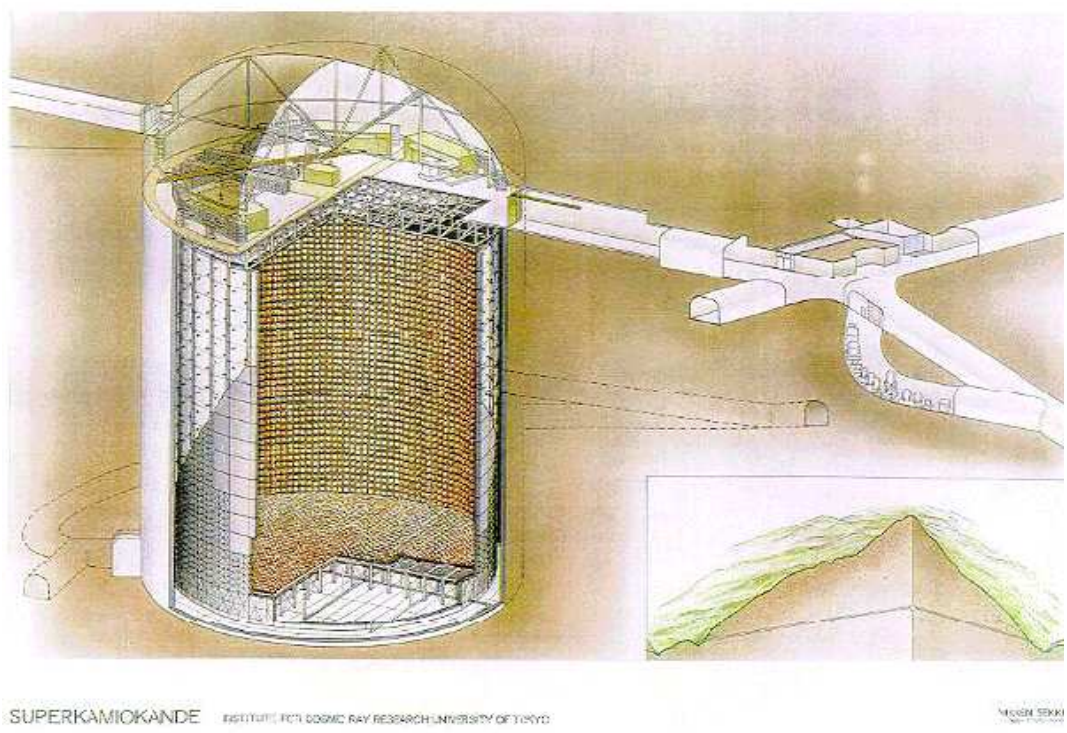

図 2.7: スーパーカミオカンデ水チェレンコフ型検出器。

内水層は粒子の主たる検出器であり、外水層は岩盤からの γ 線や中性子等のバックグラウンド、および外部から入射する宇宙線 μ 等の除去、また外部に抜ける粒子の識別等に用いられる。

スーパーカミオカンデでの CCqe 反応によるニュートリノイベントは、チェレンコフ光が作るリングパターン等によって ν_e によるものか、ν_μ によるものかを区別することが出来る。ν_e によって e^- が生成された場合、電子

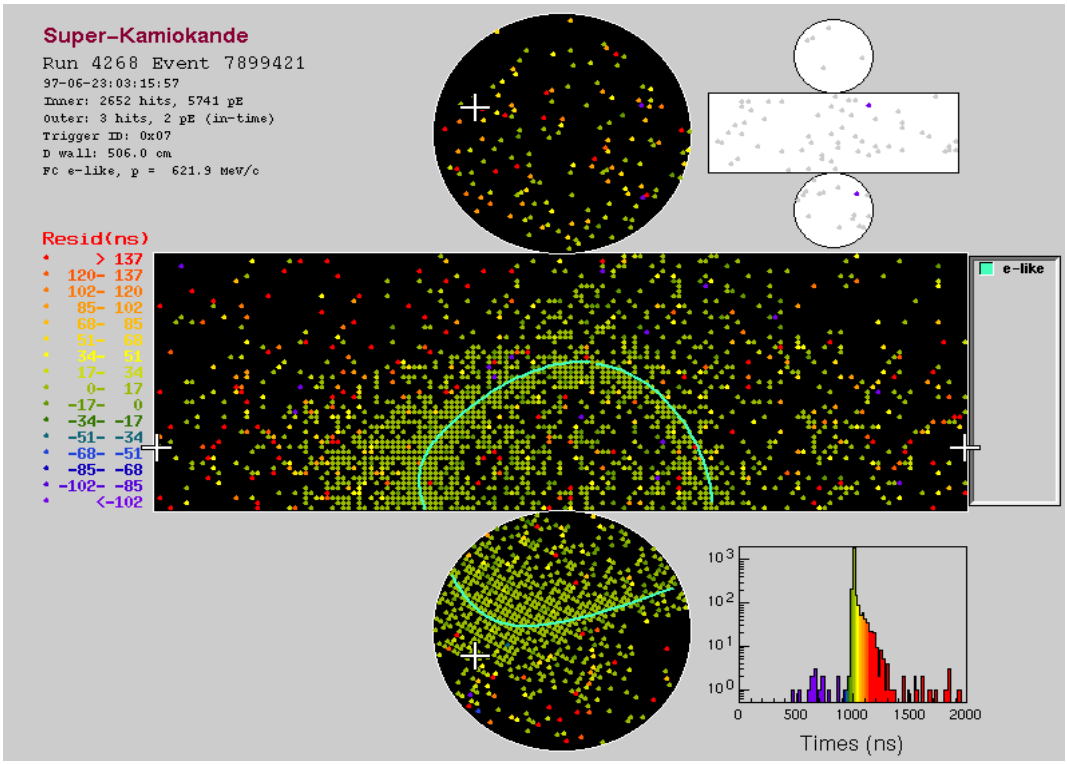

図 2.8: スーパーカミオカンデでの ν_e イベント。電子シャワーによって多くの電子がチェレンコフ光を発生するため、リングが幾重にも重なって見える。

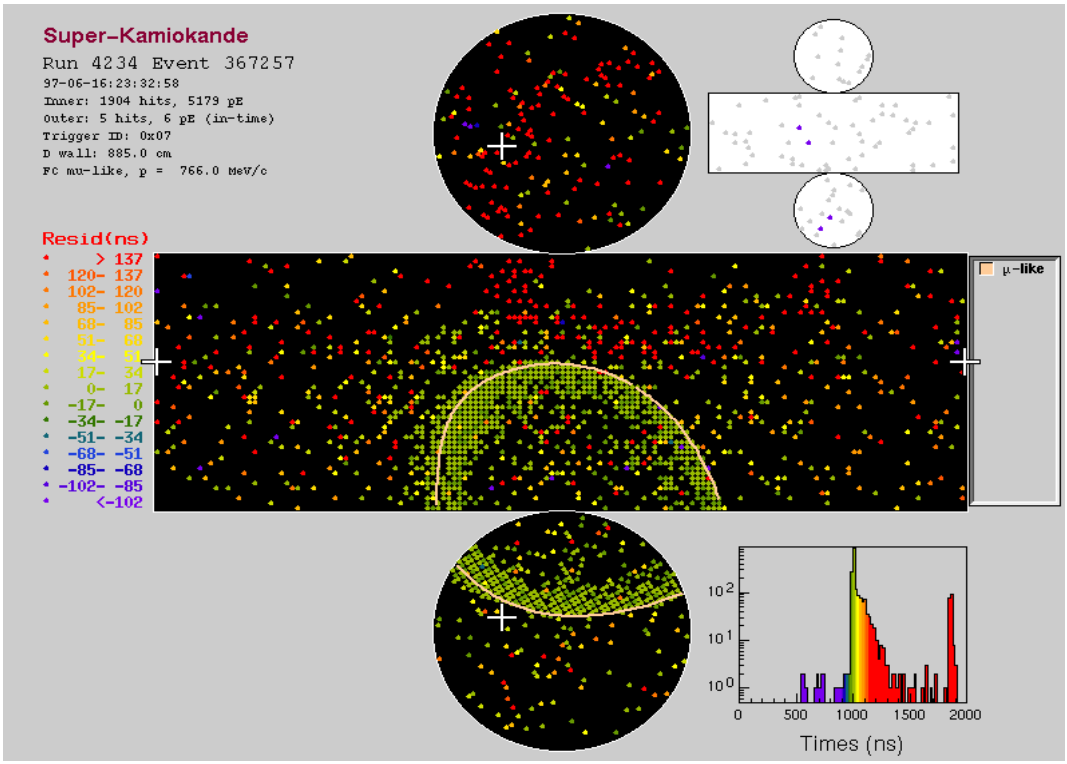

図 2.9: スーパーカミオカンデでの ν_μ イベント。μ^- によるリングがきれいに見えている。

はシャワーを起こしながら走るため、チェレンコフリングは幾重にも重なったように観測される。イベント例を図 2.8 に示す。一方、ν_μ によって μ^- が生成された場合、相互作用をあまりせず水中を走るため、μ^- のみによるリングが見られる。このイベント例も図 2.9 に示す。このように、リングのタイプによりニュートリノの識別が可能である。

このように識別された e^- 起源 (e-like) のイベントは、$\nu_\mu \to \nu_e$ の解析に用いられる。また $\nu_\mu \to \nu_x$ の解析を行うにはエネルギースペクトルを測定しなければならないので、反応点とそこから発生した粒子が全て内水層に含まれるイベント (FC(Fully Contained) イベント) が用いられる。

2.3 K2K 実験の最新結果

2.3.1 ニュートリノイベントの予想値の導出

Disappearance 実験においては、前置検出器でのイベント数からニュートリノ振動がない場合のスーパーカミオカンデでのイベント数を予想しなければならない。その予想値は次のような式で導出される。

$$N_{exp}^{SK} = (\int \Phi_{SK}(E_\nu) \cdot \epsilon_{SK}(E_\nu) \cdot \sigma_{SK}(E_\nu) dE_\nu) \cdot M_{SK} \cdot POT_{SK} \tag{2.7}$$

$$= \int \frac{n_{obs}^{near}}{\epsilon_{near}} \cdot \frac{\Phi_{SK(E_\nu)}}{\Phi_{near}(E_\nu)} \cdot \frac{\sigma_{SK}(E_\nu)}{\sigma_{near}(E_\nu)} \cdot \frac{M_{SK}}{M_{near}} \cdot \frac{POT(SK)}{POT(near)} \cdot \epsilon_{SK}(E_\nu) dE_\nu \tag{2.8}$$

N_{exp}^{SK} : スーパーカミオカンデで予測されるニュートリノ事象数
n_{obs}^{near} : 前置検出器での観測されたイベント数
ϵ_{near}、ϵ_{SK} : ニュートリノ事象の検出効率
σ_{near}、σ_{SK} : ニュートリノ反応断面積
Φ_{near}、Φ_{SK} : ニュートリノフラックス
M_{near}、M_{SK} : 検出器の有効質量
$POT(near)$、$POT(SK)$: 標的に衝突した陽子数

式 (2.8) の様にフラックスや反応断面積、有効質量を比の形で表すのは、それぞれの系統誤差をキャンセルするためである。また、ニュートリノフラックスの比 $R = \frac{\Phi_{SK}}{\Phi_{near}}$ は、PIMON によって調整されたビームモンテカルロにより計算される。このようにして求めた N_{exp}^{SK} と、実際に測定された N_{obs}^{SK} を比較して、予想値に比べて観測数が小さければ、ニュートリノ振動の兆候を得たことになる。表 2.1 にスーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ事象とそれに対する振動がない場合の事象カテゴリー別の期待値を示す。

表 2.1: スーパーカミオカンデで観測された K2K イベントの内訳。

Event	Observed	Expected
Single Ring μ-like	30	43.6±6.9
Single Ring e-like	2	4.4±1.7
Multi Ring	24	31.9±5.3
Total	56	$80.0^{+7.6}_{-8.3}$

2.3.2 エネルギースペクトルの解析

本実験では、式 (1.9) は、L=250 km と決まることで、エネルギーのみの関数となる。そのため、各エネルギー領域ごとに、ニュートリノが振動して反応事象数が減少する割合は異なり、スーパーカミオカンデで予測されるエネルギースペクトルと実際に観測されるエネルギースペクトルの間に歪みが生じる。ここでいう、エネルギースペクトルの歪みとは、反応事象数の減少の割合がエネルギーに関して、sin 曲線になることである。また、この歪み方と振動パラメーターは 1 対 1 で対応している (Δm^2 は振動の効果が最大になるエネルギー、$\sin^2 2\theta$ はその時の減少の割合)。この歪みを観測することは、ニュートリノ振動の直接検証とつながり、振動パラメーターを得ることが可能になる。

2.3.3 K2K 実験の最新結果

現在およそ $5.8 \times 10^{19} POT$ のデータ (1999 年 6 月から 2001 年 7 月当時) を用いて、ニュートリノ反応数とエネルギー分布の解析を行なった。その結果 [49]、

- ニュートリノ振動がおきないと仮定した場合、スーパーカミオカンデでの予測値が $80.1^{+6.2}_{-5.4}$イベント に対し、実際に観測された事象が 56 イベントであった。
- 図 2.10 をみると明らかのように、μ 粒子だけが観測されたニュートリノイベント 29 例を使って得られたエネルギー分布をニュートリノ振動がない場合と比較して、特徴的な歪みを示した。

以上の結果から、次の結論が得られた。

- ニュートリノ事象の減少とスペクトルの歪みは、同じ Δm^2 を示し、実験結果がニュートリノ振動ではなく、統計的なふらつきによる確率は 1 %以下である。
- ニュートリノ振動とした場合、スーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測結果と非常に良く一致している。

2001 年 11 月のスーパーカミオカンデの事故から約 1 年の間に、スーパーカミオカンでは約半年分の光電子増倍管を再配列することで復活した。K2K 実験は、2003 年 1 月より再開した。部分復旧では、光電子増倍管の本数が 5,248 本と当初の 11,146 本の約半数になるが、K2K 実験では検出するエネルギーが高いため、観測に支障はない。

更に、今後数年、スーパーカミオカンデの事象数を増し、ニュートリノ振動の振舞いを確実に観測するとともに、振動パラメーター (Δm^2 と $\sin^2 2\theta$) を精度良く決定することを目標とする。

2.3.4 K2K 実験の現状と新しい粒子識別法の有効性

前述したが、ν_μ のエネルギースペクトルを測定するためには、CCqe 反応を選びだし、生成された μ 粒子のエネルギー E_μ と散乱角 θ_μ を測定する必要がある。しかし、K2K 実験でのエネルギー領域 (1 GeV 付近) でのニュートリノ反応は、図 2.11 に示すように、CCqe 反応の断面積はフラットになるのに対し、弱荷電カレント非弾性散乱 (CCinelastic) 反応や中性カレント非弾性散乱 (NCinelastic) といった非弾性散乱 (nQE) 反応の断面積は、ニュートリノエネルギーに比例して大きくなり、CCqe 反応と nQE 反応は同じ程度、または、CCqe 反応より nQE 反応の方が大きな断面積をもつ。

CCqe 反応は、以下のように表される。

$$\nu_l + n \rightarrow l + p \tag{2.9}$$

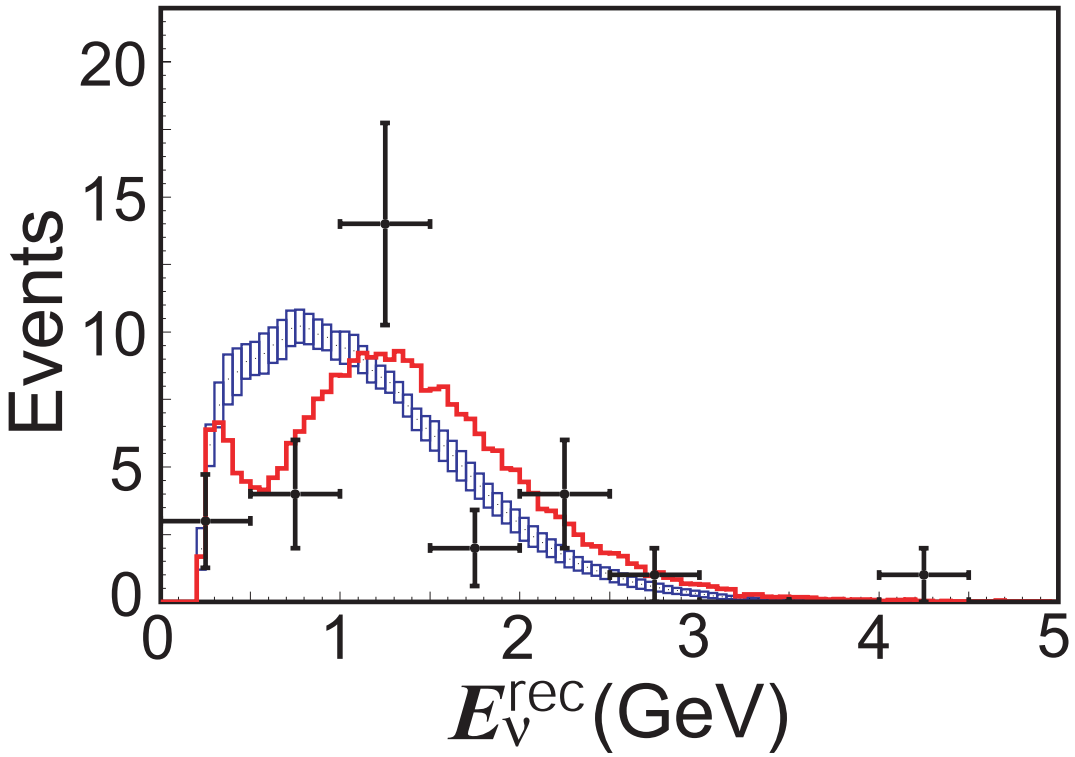

図 2.10: スーパーカミオカンデで検出された加速器からのニュートリノに起因する事象のエネルギー分布の形。青色の線が、ニュートリノ振動がない時に期待される分布の形である。そして、赤色の線がニュートリノ振動を仮定して、データに最も合うようにニュートリノ振動のパラメーターを決めた時のエネルギー分布である。このパラメーターは大気ニュートリノ振動のパラメーターと良く一致している。また、低いエネルギー領域で明らかに、振動的に変化している様子がみられるが、データにおいてそれを確証するためには、更にデータが必要である。

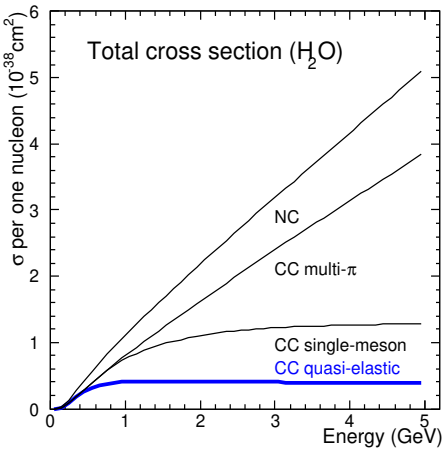

図 2.11: 水標的に対するニュートリノの反応断面積 (MC)。横軸はニュートリノエネルギー。縦軸は水の一核子当たりの反応断面積としている。青いラインが CCqe 反応に対する反応断面積を示す。1 GeV 付近では、CCqe の反応に比べ、nQE 反応の断面積が大きくなる。

また、nQE 反応は、

$$\begin{aligned}
&\nu_l + N \to l + m\pi + N' && \text{CCinelastic} \\
&\nu_l + N \to \nu_l + m\pi + N' && \text{NCinelastic} \\
&\nu_l + N \to l + \pi + N' && \text{CC シングル } \pi \\
&\nu_l + N \to \nu_l + \pi + N' && \text{NC シングル } \pi
\end{aligned}$$

と表される。ここで、l は荷電レプトン、N、N' は核子を表している。特に、1 GeV 付近での nQE 反応は、シングル π 反応がほとんどである。ν_μ の反応において CCqe 反応を効率良く選び出すためには、生成された μ と p をともに捕らえ、他の粒子が生成されていないことを確かめる必要がある。CCinelastic で生成された π を検出することが出来なかったり、荷電粒子の p と π の飛跡を誤認識した場合が、ニュートリノエネルギースペクトル測定のバックグラウンド反応となる。

前置検出器である 1 kt 水チェレンコフ検出器では、1 GeV 以下のエネルギー領域については、生成された μ 粒子のエネルギー測定をすることが出来る。この検出器では、ニュートリノ反応から生成される陽子のほとんどは、水中のチェレンコフ輻射閾値 (1.4 GeV) を越えないため、CCqe 反応では、μ 粒子のリングだけが観測される。また、その観測されたイベントのうち、μ 粒子が検出器内で止まった粒子のみがエネルギー再構成が出来るため、μ 粒子が検出器の外に出てしまうような 1 GeV 以上のエネルギーを持つ反応に対しては、検出効率が小さくなる。また、バックグラウンドとして nQE 反応で生成されるような π 粒子がチェレンコフ閾値 (210 MeV) を越えない場合も μ 粒子のリングだけが観測されるため、QE 反応と nQE 反応の識別能力は低い。CCqe 反応と nQE 反応の反応断面積から、シミュレーションを用いて値をひくことは出来るが、低いエネルギーでのニュートリノ反応においては nQE 反応の断面積はよく分かっておらず、その不定性が問題になる。

これに対し、1 GeV 以上のニュートリノエネルギー分布については、Fine Grained Detector(以下、FGD) のデータを用いて測定が行なわれたきた。FGD でのこれまでの解析法では、ビームに垂直な平面上で、見て 2 つのトラックがそれぞれ反対方向に出ている反応を選ぶことにより CCqe 反応の純度は高かったが、エネルギーが低い粒子に対して MRD を用いることが出来ないこと、ヒットトラック上に 3 層以上のヒットがないとトラックとして認識しなかったことから、1 GeV 以下のエネルギーを持つニュートリノ反応の識別効率が低く、エネルギー分布の測定精度も高くはなかった。しかし、これまでに行なわれた実験結果からは [48] K2K 実験において、最も振動が大きいと考えられるニュートリノのエネルギーは 500 $\sim$ 600 MeV であるため、1 GeV 以下のエネルギーを持つニュートリノ反応の詳細を調べ、また、ニュートリノの生成時におけるエネルギー分布を知ることは大変重要となっている。そのため、SciFi 検出器の解析では、低いエネルギー領域まで、nQE/QE をわけてスペクトラ

ムの解析を行ない、1 kt 水チェレンコフ検出器との一貫性を確認しながら解析が行なわれている。そして、さらに低エネルギーのニュートリノによる CCqe 反応の検出効率、S/N 比向上のために粒子識別が必要とされる。また、粒子の識別が出来ることで、不定性が大きく、モデル依存性も大きい中性カレント弾性散乱反応やコヒーレント π 生成反応 (後述) の測定を行なうことも可能となることが期待される。

2.3.5 本研究の目的

本研究では、SciFi 検出器内における粒子のエネルギー損失 (dE/dx) を用いた新しい p/π 粒子識別方法の可能性を探求する。これにはまず、SciFi 検出器において正しくヒット認識を行ない、正しくトラックを再構成することが前提となる。本研究では、現在の方法の改良を行ない、より正しいヒット認識とトラックの再構成を行なった (第 4 章)。その上で粒子識別を行ない、その性能評価を行なった (第 5 章)。本研究ではさらに、この新しい粒子識別の物理解析への応用についても述べる (第 6 章)。

次章から、本研究で用いた SciFi 検出器について詳しく述べ、その上で、研究についてまとめていく。

第3章　SciFi検出器

本章では、本研究の目的である粒子識別法を確立する際に用いるシンチレーティングファイバー検出器 (以下、SciFi 検出器) の概要について述べる。SciFi 検出器は、前置検出器の 1 つで、水標的と反応したニュートリノの反応点とその反応で生成された粒子の飛跡の検出を目的としている。図 3.1 に SciFi 検出器の概観を示す。

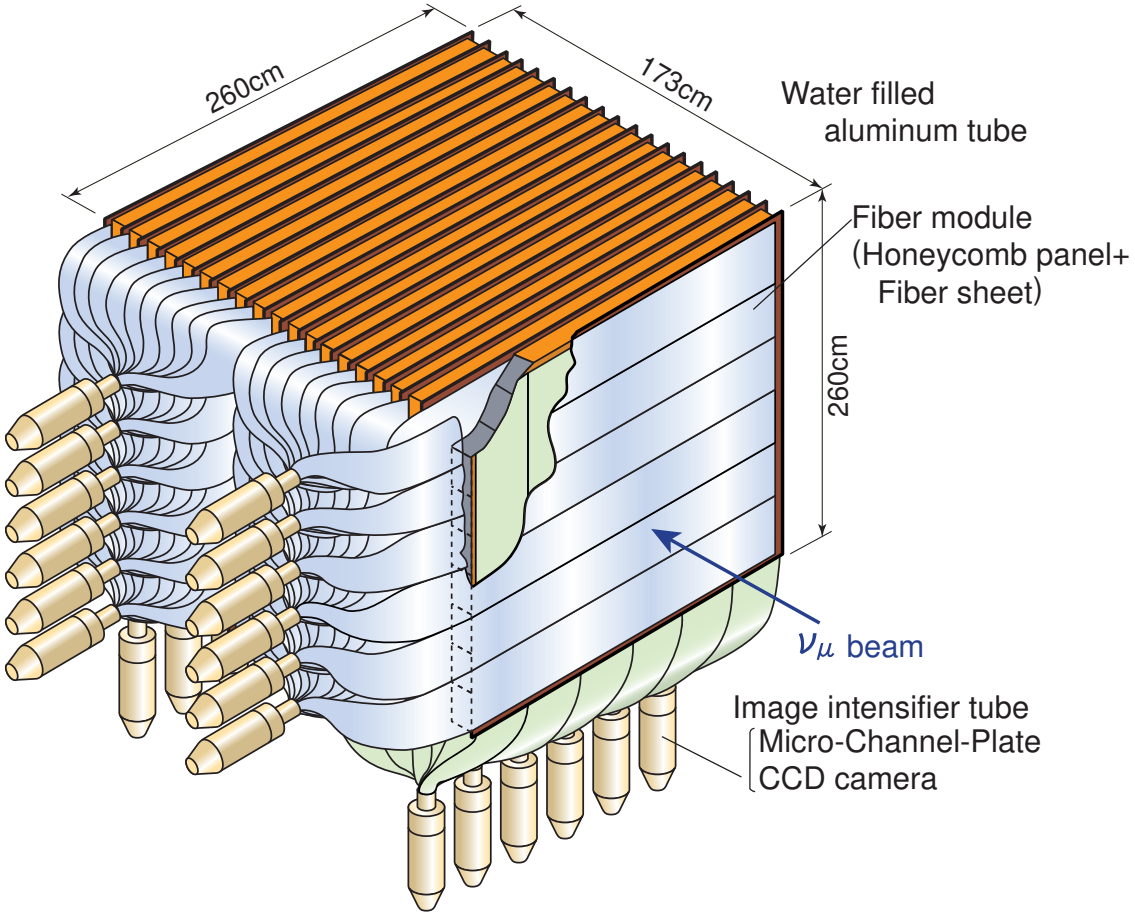

図 3.1: シンチレーティングファイバー飛跡検出器の概観。

3.1 SciFi 検出器の構造

3.1.1 シンチレーティングファイバー (SciFi)

シンチレーティングファイバー (Scintillating Fiber、以下 SciFi) は、荷電粒子が通過すると自らが発光する光ファイバーの一種である。一般に光ファイバーは複数の媒質の屈折率の違いによる全反射を利用して光を伝搬する光学素子である。この実験で用いている SciFi(Kuraray 社、SCSF-78M 改良 11[1]) は直径が約 0.7 mm で中心部にシンチレーターのコア、周辺部にはより多くの光を伝搬させるために 2 層のクラッドと呼ばれるコアより低い屈折率を持つ物質で構成されている[1] 。クラッドにコアより屈折率の小さい物質を使用することによって、コアとクラッドの境界面で全反射した光がファイバー内に伝搬する。ここで、SciFi の材質及び屈折率を表 3.1 に示す。

荷電粒子が通過した場合、コアのポリスチレンは 340 nm 付近にピークを持つ波長のシンチレーション光を出す。この光は、コアに混入されている波長変換蛍光体により吸収・再放出されることによって、段階的に伝搬しやすい 430 nm の減衰長の長い波長に変換される [50, 51]。

表 3.1: SCSF-78M 改良 11 の材質及び屈折率。

	材質	屈折率
コア	ポリスチレン	1.59
クラッド (1 層目)	ポリメチルメタクリレート	1.49
クラッド (2 層目)	フッ化ポリマー	1.42

3.1.2 シンチレーティングファイバーシートとファイバーバンドル

荷電粒子の飛跡を測定するために、シンチレーティングファイバーをシート状にしたものをシンテレーティングファイバーシート (以下、SciFi シート) という。1 つの SciFi シートは幅 40 cm、長さ 370 cm であり、1142 本 (571 × 2 層) の SciFi からなっている。また、粒子の検出効率をあげるため、SciFi は 2 層俵積みに並べられている。図 3.2 は SciFi シートの断面図及び上面図である。

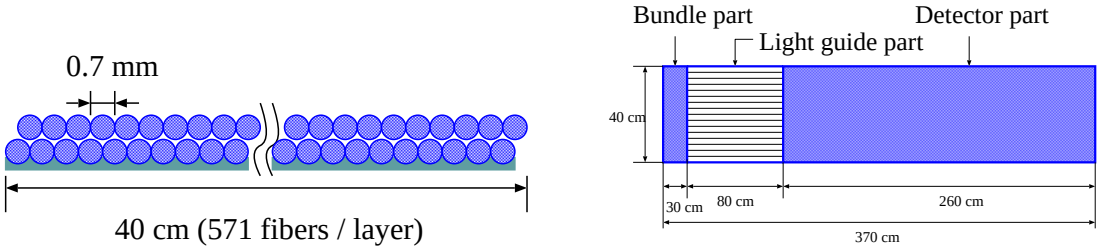

図 3.2: SciFi シートの断面図 (左) と全体図 (右)。

2 層俵積みにすることにより、ファイバーシートを通過する荷電粒子は少なくともどちらかのファイバーを光らせることになり、検出効率を上げることが可能である。SciFi 同士の接着には白ペンキが使われ、ファイバーの端面は研磨され、アルミ蒸着されている。SciFi シートは図 3.3 に示すように、粒子の飛跡を知るためにハニカム板 (260 cm × 260 cm × 1.6 cm) の表と裏両面に、縦むきと横むきに直交するよう 6 枚並べて張り付けてある。ま

[1] ファイバーの劣化には酸素が影響しているので、それに対策を施したもの [50]。

た、SciFi シートはニュートリノビーム方向を Z 軸とする直交座標において、裏表の SciFi がそれぞれ X 軸と Y 軸に平行な向きになるよう 20 層配置されており、これによって粒子の飛跡を 3 次元的に知ることが出来る。実際に用いられている SciFi シートは合計 240 枚、SciFi 本数は 274080 本である。シートの作成は 1998 年 7 月からおよそ 1 年かけて神戸大学で行なわれ [51]、作成後は、KEK で端面の研磨及びアルミ蒸着を施した後、品質検査、反射率測定を行なった [52]。また、読み出しの部分から最も遠い点のところをβ線が通過した場合、約 8 p.e. 相当の光量が得られるがわかっている [50]。

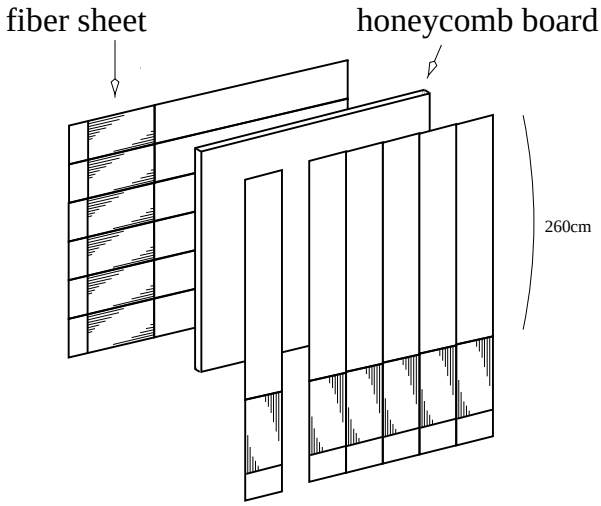

図 3.3: SciFi シートの接着の様子。12 枚の SciFi シートはハニカムボードの裏表に、互いに直交するよう接着される。これが 20 層、合計 240 枚のシートが使用されている。

SciFi シートの各層の間には、241.7 cm × 16 cm × 6 cm のアルミコンテナが垂直に 15 個並んでいる。SciFi シート層が 20 層なので、アルミコンテナは 19 層あり、$15 \times 19 = 285$ 個のアルミコンテナが使用されている。アルミコンテナは純水で満たされ、ニュートリノビームに対する標的の役割をする。標的の物質として純水を使用するのは、後置検出器であるスーパーカミオカンデ水チェレンコフ検出器の標的物質が純水だからである。同じ物質を使用することで、標的の核内効果を同じにし、系統誤差を抑えられる。

SciFi シートの読みだし部分は、5 分割され、図 3.4 のように、読みだし検出器である IIT(後述) の光電面の形状 (直径 10 cm の円状) に合わせて組み上げられる。これをファイバーバンドルといい、ファイバーシート 10 枚分が束ねられる。ファイバーシートは全部で 240 枚なので、合計 24 のファイバーバンドルが製作される。バンドル状に 1 つにまとめられたファイバーシートを光学的に分離するために、間には厚さ 200 μm のアクリルフィルムが挿入されている。ファイバーバンドルの表面は専用の研磨器で研磨されており、光の損失がないよう隙間なく IIT の光電面に設置され、1 つのファイバーバンドルは 10 枚の SciFi シートを束ねて作るので、240 枚の SciFi シートを読み出すファイバーバンドルは 24 ある。ファイバーバンドルの読みだしの様子は、図 3.5 に示す。

3.1.3 IIT 及び CCD カメラ

飛跡検出のためには、読みだし面の 11420 本もの SciFi の中から、光ったファイバーの位置情報と輝度情報を知ることが必要であり、そのために使用される光検出器が IIT-CCD チェーンである。ここでは、IIT(初段 IIT、後段 IIT)、光学レンズ、CCD カメラを IIT-CCD チェーンと読んでいる。Image Intensifer Tubes(以下、IIT) は、光電子増倍管のように、微弱な光を光電子に変換して、高圧電場によって信号を増倍する装置である [53]。その模式図を図 3.6 に示す。IIT は光電子増倍管とは違い、光電面での信号位置を保存するので、2 次元の画像情報が

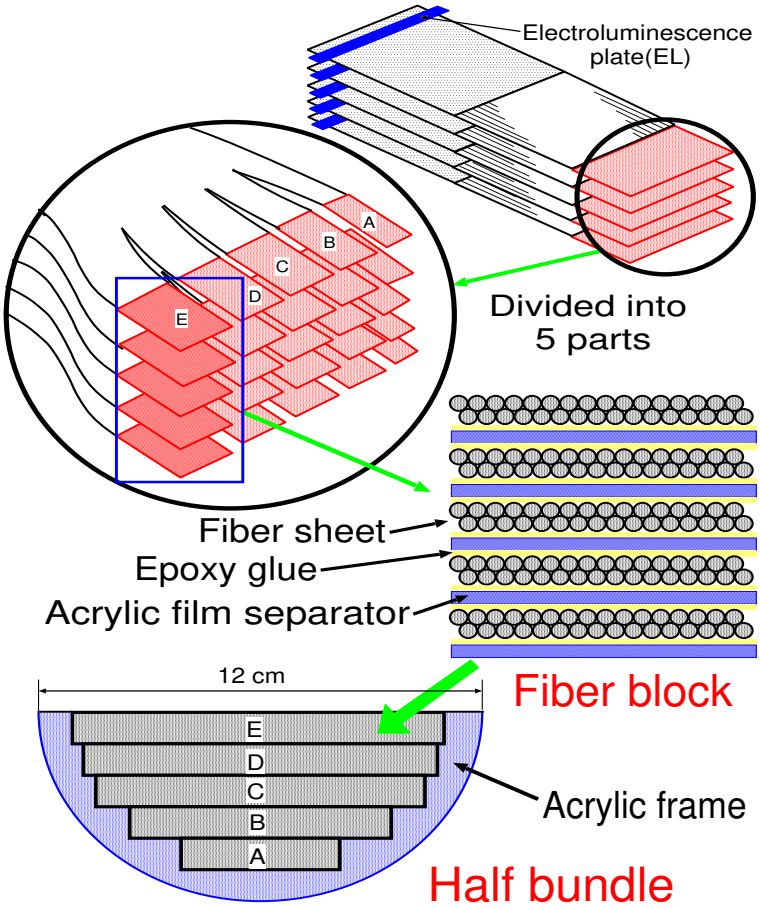

図 3.4: ファイバーバンドルの製作過程を示した図。

得られ、ファイバーバンドル内のどの SciFi が光ったかを特定し、荷電粒子の飛跡を再構成できる。

本実験に使用される IIT は複数の IIT を直列に組み合わせた IIT チェーンである。初段 IIT(浜松フォトニクス社 V5502) は、静電型とよばれ、直径 100 mm の像を 23 mm に縮小し、輝度を 10 倍程度に増幅させる。後段 IIT(浜松フォトニクス社 V1366) は MCP(Micro Channel Plate) を内蔵したタイプのもので、高利得を稼ぐだけでなく、印加電圧はゲート信号がかけられており、2.2 sec ごとに発射されるニュートリノビームのタイミングに合わせて印加し、S/N 比のよい画像を観測することが出来る。ゲート信号の幅は、効率よく光量を得るため、IIT 後部の蛍光体の減光時間である 100 μsec に合わせている。1 つのファイバーバンドルを 1 本の IIT チェーンで担当するので、IIT チェーンは 24 本ある。光学レンズは画像のサイズを $\frac{1}{3}$ に縮小し、CCD カメラの撮影面積 (8.8 mm $\times$ 6.6 mm) に像を収め、ピントを合わせている。そして、2 次元的な位置の情報を保ったまま IIT で増幅された光信号は、768 $\times$ 493 画素 (pixels、以下ピクセル) の解像度を持った CCD カメラによって撮影される。1 ピクセルで前段 IIT 光電面上の 165 $\sim$ 200 μm に相当する。

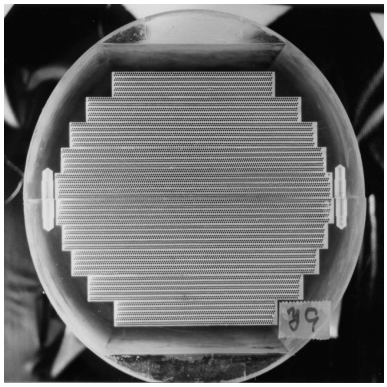

図 3.5: ファイバーバンドルの読みだし部分。

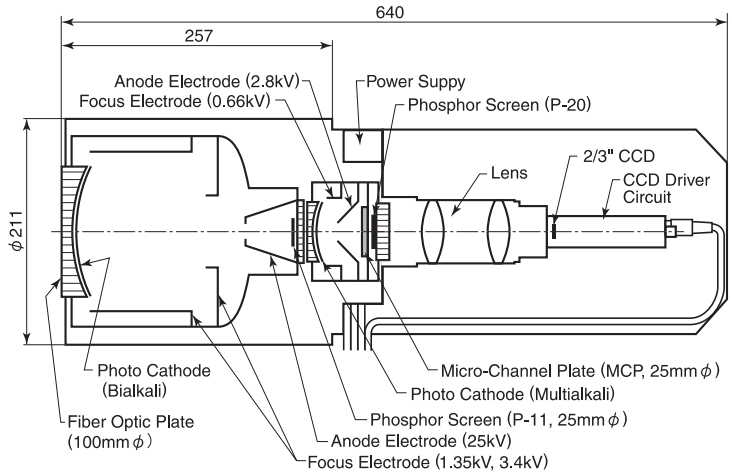

図 3.6: IIT-CCD チェーンの模式図。初段の静電型 IIT、後段の MCP 型 IIT、光学レンズ、CCD カメラによって構成されている。

3.2 SciFi 検出器のデータ取得

CCD カメラからのビデオ信号は CCD 画面の画素毎に 24 台の Flash ADC(Analog to Digital Converter) によって 8 ビット (256 階調) の輝度情報に変換され、CCG(Clock and Coordinate Generator: サンプリング用クロック信号及び座標データ生成モジュール) から座標情報を与えられてから、FIFO(First In First Out) メモリーに記録された後、ワークステーションに送られる。SciFi 検出器におけるデータ取得セットアップの様子を図 3.2 に示す。この出力信号に対して、CCD 画面上の光っているピクセルの情報だけ残し、輝度に適切な閾値を設定して、それを越える値を持つピクセルのデータのみ記録するようにしている。これをヒットピクセルと呼んでおり、データ解析ではヒットピクセルから粒子の飛跡を再構成している。また、この閾値については、ノイズの生成数に対する評価を行なった上で、その生成頻度がほぼ一定になる値を最適値として IIT ごとに設定している。本研究ではソフトウェアにおける処理のみを扱うので、上記の処理を施した後のデータを扱い、私たちは、それを用いて、SciFi 検出器の解析を行なっている。

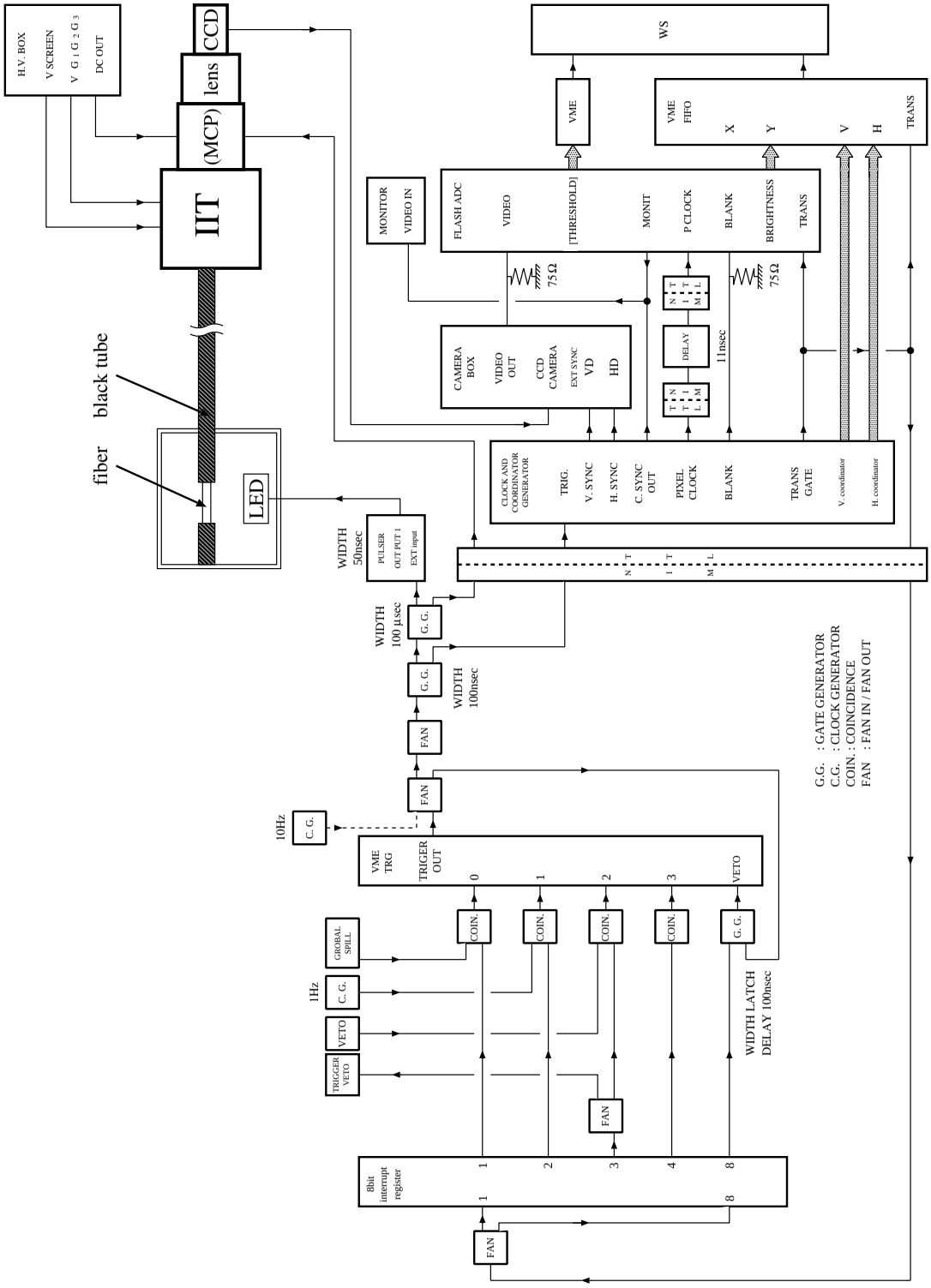

図 3.7: SciFi 検出器におけるデータ取得セットアップ。

3.3　ファイバーの位置較正

前述したように、SciFi 検出器では荷電粒子の通過による位置情報を IIT-CCD チェーンを用いてファイバーバンドル表面での光の位置と輝度として読みだされる。したがって、粒子が通過したファイバーを特定するためには、各ファイバーと CCD 画面上の各座標との対応を正確に認識する必要がある。本実験ではファイバーの位置較正は特定のファイバー (fiducial ファイバー) を光らせ、その CCD 座標を算出し、そこから間にある他のファイバーの位置を見積もっている [54]。実際には、図 3.8 のように俵積み 2 層からなるファイバーシートの片側 1 層について両端と 10 本ないし 20 本ごとに 1 本のファイバーを EL(electro-luminescent plate) と呼ばれる蛍光板によって光らせる。EL は平坦で均一な面発光体である。実際には、図 3.9 のように見える。このようにして算出された CCD 画面上の各ファイバーの位置を用いることで CCD 画面上の輝度情報から実空間における荷電粒子の飛跡の再構成を行なっている。

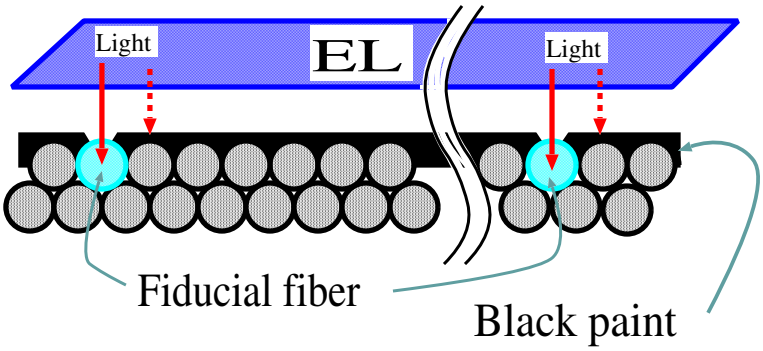

図 3.8: ファイバー位置較正の様子。特定のファイバー (fiducial ファイバー) を EL で光らせることでファイバーの位置補正を行う。fiducial ファイバー以外は、黒ペイントにより、遮光されている。

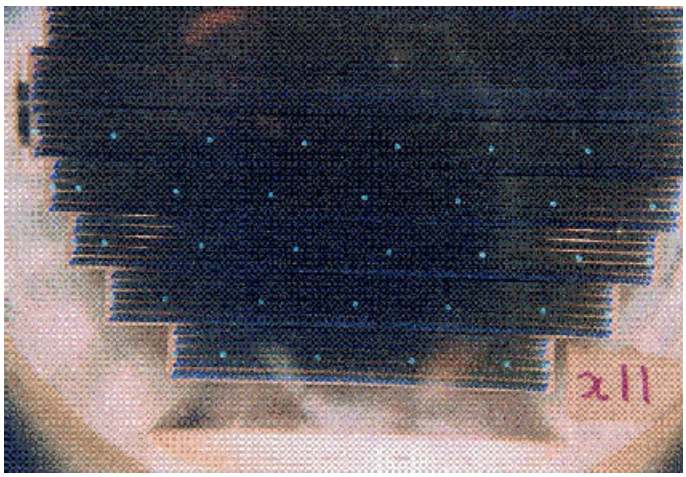

図 3.9: fiducial ファイバーを EL で光らせた時のファイバーバンドル部分の様子。

次章より、SciFi 検出器で得られたデータをもとに、本研究の目的である粒子の識別法についてのべていく。

第4章　飛跡の再構成とクラスターサイズ

4.1　SciFi検出器を用いた粒子識別

K2K 実験において、1 kt 水チェレンコフ検出器では 1 GeV 以下のニュートリノが生成する事象に対して、高い検出効率を持つ。この検出器では、ニュートリノ反応から生成される陽子のほとんどは、水中のチェレンコフ輻射の閾値 (1.4 GeV) を越えないため、弱荷電カレント準弾性散乱反応 (以下、CCqe 反応) では、μ 粒子のリングだけが観測される。また、その観測されたイベントのうち、エネルギー再構成が出来るのは、検出器内で止まった μ 粒子のみである。μ 粒子が検出器の外に出てしまうような 1 GeV 以上のエネルギーを持つ反応に対しては、検出効率が小さくなる。また、バックグラウンドとして弱荷電カレント非弾性散乱 (CCinerastic) 反応や中性カレント非弾性散乱 (NCinerastic) 反応の非弾性散乱反応 (以下、nQE 反応) で生成されるような π 粒子が、水中のチェレンコフ閾値 (210 MeV) を越えない場合も μ 粒子のリングだけが観測されるため、QE 反応と nQE 反応の識別能力は低い。しかし、この検出器は、高い統計量を持ち (MRD の方が高い統計量を持つが、標的が鉄であることと、粒子の制限が大きすぎて精度が下がる。)、スーパーカミオカンデと同じ原理、同じ検出装置、同じ解析方法を用いることで、検出器の違いによる系統誤差の大部分をキャンセルすることが出来る。そのため、現在のところ前置検出器の中では最も小さい誤差でスーパーカミオカンデでのイベント数を予測している。これに対し、比較的高いエネルギー領域では、Fine Grained Detector(以下、FGD) のデータを用いて測定が行なわれたきた。FGD でのこれまでの解析法ではビーム方向から見て 2 つのトラックがそれぞれ反対方向に出ている CCqe 反応を選ぶ純度は高かったが、エネルギーが低い、粒子に対しては MRD を用いることが出来ないこと、またトラック上に 3 層以上ヒットがないとトラックとして認識しなかったことから、1 GeV 以下のエネルギーを持つニュートリノ反応の識別効率が低く, エネルギー分布の測定精度も高くはなかった。しかし、これまでに行なわれた実験結果からは [48] 図 4.1 に示すように K2K 実験において、最も振動が大きいと考えられるニュートリノのエネルギーは 500 $\sim$ 600 MeV であるため、1 GeV 以下のエネルギーを持つニュートリノ反応の詳細を調べ、ニュートリノの生成時におけるエネルギー分布を知ることは大変重要となっている。そのため、SciFi 検出器の解析では、低いエネルギー領域まで、nQE/QE をわけてスペクトラムの解析を行ない、1 kt 水チェレンコフ検出器との一貫性を確認しながら解析が行なわれている。そして、さらに低エネルギーのニュートリノによる CCqe 反応の検出効率、S/N 比向上のために粒子識別が必要とされる。また、粒子の識別が出来ることで、不定性が大きく、モデル依存性も大きい中性カレント弾性散乱、コヒーレント π 生成反応の測定を行なうことも可能となることが期待される。

本研究では、モンテカルロシミュレーション (以下、MC) により、SciFi 検出器内で生じるイベントの飛跡 (以下、トラック) によるエネルギー損失 dE/dx を用いた粒子識別 (p/π) の可能性を探求する。本章では、その粒子識別を行なう際に重要となる、正しく飛跡を再構成する (以下、トラッキング) ための改善についてと dE/dx 情報として用いるクラスターサイズについて述べる。

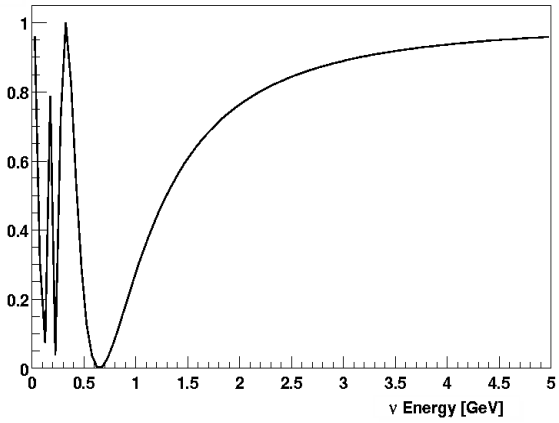

図 4.1: オシレーションファンクション。

4.2 粒子識別の必要性

ニュートリノは $W^{\pm}$ ボソンと Z^0 ボソンの交換によって物質と反応する。$W^{\pm}$ ボソンを介する反応を荷電カレント反応 (以下、CC 反応) 、Z^0 ボソンを介する反応を中性カレント反応 (以下、NC 反応) と呼ぶ。

K2K 実験では、前置検出器におけるニュートリノのエネルギースペクトルを測定し、それをもとにスーパーカミオカンデにおけるニュートリノのエネルギースペクトラムを予測している。この予測値と、実際にスーパーカミオカンデにおける観測値で得られたスペクトラムと比較することで、$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ 振動の検証を行なう。この ν_μ のエネルギーを測定するには水標的中の核子との CCqe 反応が用いられる。

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \tag{4.1}$$

また、この反応は 2 体反応なので、核内での核子の運動量を無視するとニュートリノエネルギー E_{ν_μ} は、生成された μ^- のエネルギー E_μ と散乱角 θ_μ から以下の式により求められる。

$$E_{\nu_\mu} = \frac{m_N E_\mu - \frac{m_\mu^2}{2}}{m_N - E_\mu + p_\mu cos\theta_\mu} \tag{4.2}$$

しかし、1 GeV 付近のエネルギーのニュートリノは、以下のような CCqe 反応以外の反応が存在している。

$$\begin{aligned}
\nu_l + N &\rightarrow l + N' + m \quad \text{(CC single-meson production)} \\
\nu_l + N &\rightarrow l + N' + n\pi \quad \text{(CC multi-pion production)} \\
\nu_l + N &\rightarrow \nu_l + N \quad \text{(NC elastic scattering)} \\
\nu_l + N &\rightarrow \nu_l + N' + m \quad \text{(NC single-meson production)}
\end{aligned}$$

ここでは、lは荷電レプトン、N、N‘は核子を示す。数ある反応の中から CCqe 反応を効率良く選別するためには、反応によって生じた μ^- と p の 2 つの飛跡を検出することが重要である。しかし、1 GeV 付近で生成される p の運動量は 1.5 GeV 以下が多く、その領域では dE/dx が大きくなり、飛程は短くなる。一方、nQE 反応によって生成される π は、dE/dx は小さいが、その運動量は小さく、こちらも飛跡は短くなる。図 4.2 に K2K 実験のニュートリノビームで生成される p/π の運動量を示す。

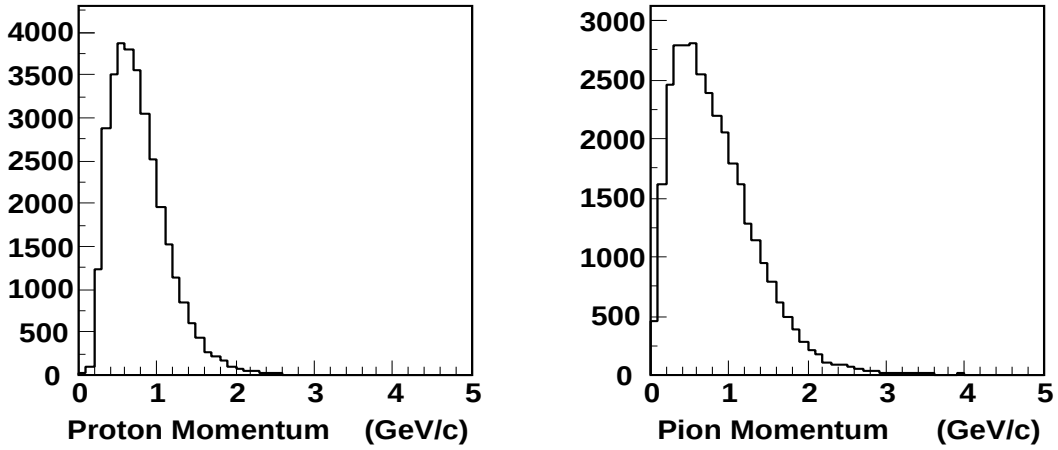

図 4.2: K2K 実験のニュートリノビームで生成される MC シミュレーションによる p(左) と π(右) の運動量分布。

弱荷電カレント π 生成 (CCinelastic) 反応によって生成した π を検出できない場合、π を p と誤認してしまう場合は、バックグラウンドイベントとなる。よって、本章に述べる p/π の識別能力は、このバックグラウンドを排除するために重要である。

現在の SciFi 検出器において CC 反応を識別する方法として、SciFi 検出器内で発生した μ 粒子と考えられるような長いトラックが存在し、時間情報を持っている下流の VETO のヒットとマッチしていることを要求している。そのヒットタイミングはビームスピルと同期していることが条件であり、また、さらに下流の LG のヒットクラスターと SciFi トラックがマッチすることが要求されている。また、エネルギー測定をするためには、さらに下流の MRD にトラックがあり、そのトラックが SciFi トラックとマッチすることを要求している。この場合、SciFi と MRD の間の LG を μ がつき抜けなければならず、1 GeV 以下のニュートリノエネルギーに対して、検出効率が下がる。図 4.1 が示すように、1 GeV 以下の領域は、スーパーカミオカンデ実験より得られる振動パラメータによると、ν_μ が最も大きく振動するところである。また、SciFi 検出器には 6 cm もの不感領域 (水標的入りアルミチューブ) が存在するため、特に低エネルギーの粒子に対しては、その飛跡を捕らえるのは非常に難しい。しかし、低いエネルギー領域のイベントである粒子が LG で止まったイベントや SciFi 検出器内で止まった短いトラックのイベントを解析し、そのトラックに対し、本章に述べる粒子識別法を用いることで、ノイズトラックと分離することが可能になる。特に、MRD を使わずに μ 粒子と p の組合せを選ぶことが出来るのは、正しく CCqe 反応を識別し、SciFi 検出器で低いエネルギー領域の解析をする上で重要である。

また、SciFi 検出器で CCqe 反応を識別する方法は以下のとおりである。CCqe 反応が 2 体散乱なので、QE の場合には μ の方向から p の期待される角度が計算でき、その方向と実際の散乱角度のずれ ($\Delta\theta$) をみることで、QE/nQE の判定を行なっている。実際には、図 4.3 に示すように、$\Delta\theta$ が 25 ° 以下 (以下、QE サンプル)、$\Delta\theta$ が 30 ° 以上 (以下、nQE サンプル) と、定義している。MC における CCqe 反応イベントの 60 % が QE サンプルであり、nQE サンプルのうちの 85.7 % がシングルメソン生成反応などの CCqe 反応イベント以外からくるイベントである。そこで、SciFi 検出器の解析において、更に QE 反応の純度を高める必要がある。

4.3 SciFi 検出器におけるイベント認識

SciFi 検出器におけるイベント認識は以下のようになっている。

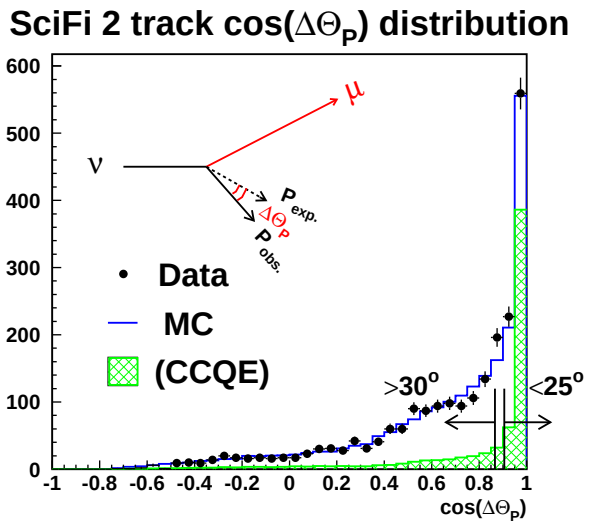

図 4.3: cos$\Delta\theta$ 分布。•がデータ、ヒストグラムが MC、ハッチは MC による CCqe 反応である。

4.3.1 SciFi 検出器におけるヒット

SciFi 検出器におけるヒット認識は、以下の手順で行なわれている。

1. 荷電粒子の SciFi 通過に伴うシンチレーション光を CCD 画面上のピクセルとして検出。
2. 検出されたピクセルが集合 (クラスター) であることを認識。
3. ファイバーの位置較正によって得られた情報をもとに、ヒットファイバーを認識。
4. ヒットファイバーの情報から、各ヒットを構成するファイバークラスターを認識。
5. 数層にまたがるヒットがあったとき、上下に浸みだした光の情報は取り除いて認識。
6. 1 枚の SciFi シート内に積まれている、上下 2 層両方にヒットファイバーがある場合にのみヒットとして認識。

図 4.4(左) に示すように、荷電粒子の SciFi 通過に伴うシンチレーション光は、IIT チェーンによって増幅され、CCD カメラの画像データとして撮影される。データとしては、画面上のピクセル座標とその輝度が得られる。適当な閾値を越えるピクセルのみを見ると、ファイバーからのシグナルは、画面上ではピクセルの集合 (クラスター) になる。(以下、ピクセルクラスター。) 取得データには CCD 画面上で、1 つのピクセルが単独で光っており、周囲のピクセルにおいては信号が検出されないものも含まれているが、これはデータ取得の際の電気的なノイズであると考えられ、このような信号は除去される。また、どのヒットピクセルが粒子の通過によるシグナルかを判定するために、ピクセルが隣のピクセルと同時に光り、一つの大きなクラスターを形成していることを条件としている。図 4.4(右) 中の○はファイバーの端面の位置と、その CCD 画像上での大きさを示している。次にそのようなピクセル (ヒットピクセル) をヒットの候補として残し、ヒットピクセルのうち、ファイバー端面の円内にあるものを真のシグナルと考え、該当するファイバーをヒットファイバーとする。また、SciFi シートが 2 層重ねて並べられていることと、ピクセルのクラスターは画面上で広がることから、ヒットファイバーはしばしば互いに隣接してファイバーの集合 (クラスター) を形成する。(以下、ファイバークラスター。) そして、その構成要素のファイバーに対応するヒットピクセル数で重みをつけた平均位置をファイバークラスターの重心とする。このファイバークラスターの重心を SciFi 検出器内の SciFi シートの位置に直せば、実際の粒子の通過が認識出来る。この粒子の通過位置を SciFi 検出器におけるヒットと定義している。取得データから各 IIT における CCD カメラの光の分布と位置補正により得られた各ファイバーの位置を重ねて表示したものが図 4.4(左) である。また、ファイバークラスターとして検出されたあと、正しいヒットとして認識するために、数層にまたがる大きなクラスターで構成されたヒットピクセルを取り除くことと (後述)、2 層重なって並ぶ SciFi シートからヒットファイバーが上下 2

本とも光っている場合において、ヒットとして認識している。これより、ヒットを構成しているピクセルの個数をクラスターサイズと定義する。

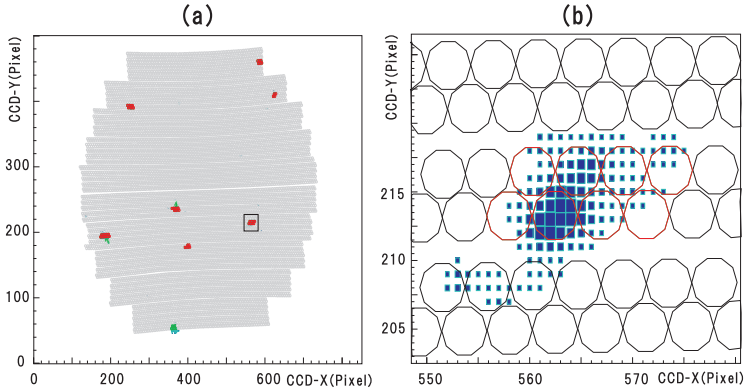

図 4.4: 左図は宇宙線データを用いた時の SciFi 検出器での典型的ヒットを表した CCD 画像の様子。右図はその拡大図。CCD 画像中の SciFi の位置を示している。また、ヒットファイバーは丸で表されていて、このときのピクセルの大きさ (クラスターサイズ) は ADC 値 (光量) に比例している。

4.3.2 粒子のトラックの再構成

ここでは、トラックを再構成した際のイベント認識について述べる。SciFi 検出器では、粒子のトラックを再構成する際にビーム軸を Z 軸とする右手系の X-Z/Y-Z 両平面に射影されたヒットを記録する。そして、SciFi 検出器が捕らえた X-Z/Y-Z 平面上のヒットを独立に扱い、後に 2 平面間の対応づけを行なう。実際には、ヒットに関して、2 次元的な直線フィットを行ない、それをフラグメントとして数えている。そして、互いに異なる層に存在する全てのヒットを線分で結び、次に連続した線分のなす角度が 2 °以下の部分をフラグメントとして連続させる。層の飛び越しは 1 つのフラグメントの中に 3 層まで許されていて、1 対の X-Z/Y-Z 平面のフラグメントを組にして、それを一つのトラックとする。また、トラックを組合せる際には、X-Z/Y-Z のそれぞれのフラグメントの始点と終点が 2 層以上ずれないことを条件とする。今は、SciFi 検出器の解析においては、3 層以上連続した直線で結べるヒットの集合をフラグメントとしているが、これからは、低エネルギーニュートリノイベントの解析のために、2 層でストップしたトラックの可能性も考える必要がある。以後、粒子が SciFi 内の層を 3 層以上通過したトラックを 3 ヒットトラックと呼び、2 層目で止まった場合を 2 ヒットトラックと呼ぶことにする。

4.3.3 イベントカテゴリー

SciFi 検出器での解析におけるアルゴリズムとしてはまず MRD にマッチした最も長いトラック (プライマリートラック) を認識してから、ニュートリノが SciFi 検出器内で相互作用したポイント (バーテックス) を見つけ、そのバーテックスからセカンドトラックを検出する。プライマリートラックは CC 反応における μ 粒子であり、セカンドトラックは短いトラックで、QE 反応や nQE 反応で生成される p や π 粒子などのトラックである。また、粒子のトラックのうち、1 つの交点で交わるものを選びだし、それらのトラックを 1 つのバーテックスから生じる 1 つのイベントであると定義する。そのため、プライマリートラックの相互作用したと予想されるバーテックスから近い所に短いトラックがなかった場合、そのイベントは 1 トラックイベントとして認識する。逆に、プライマ

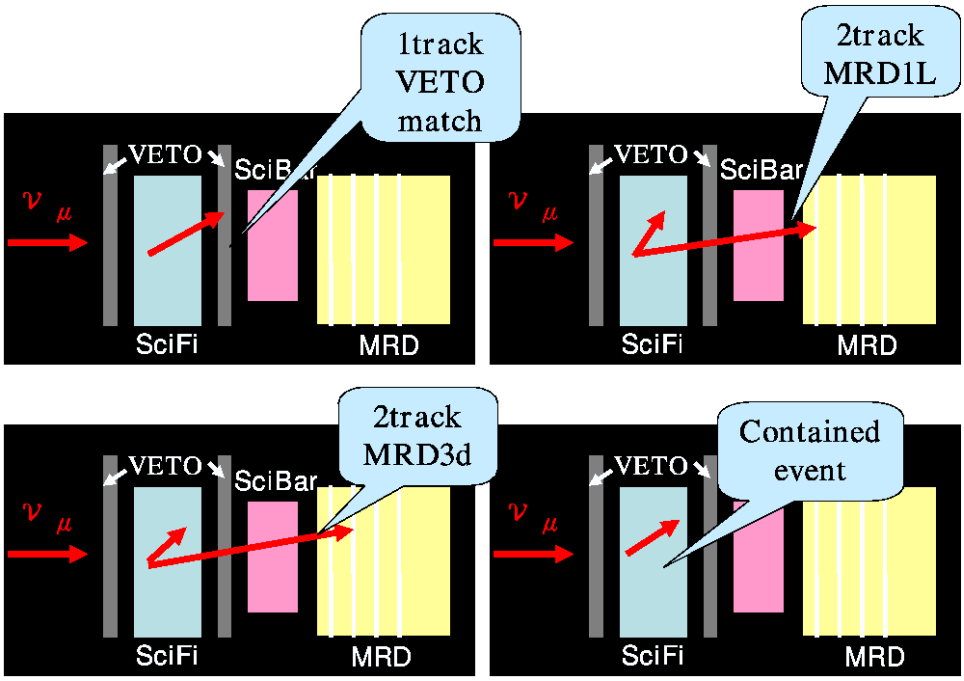

図 4.5: 上流と下流の VETO、SciFi 検出器、SciBar、MRD をセットアップとした時 (K2K-II) の各イベントカテゴリーを表した図。

リートラックに加えて、短いトラックが 2 つあった場合は 3 トラックイベントとして認識する。

プライマリートラックは SciFi 検出器より下流の検出器で検出された粒子のトラックと一致していることを要求する。SciFi 検出器内で相互作用し μ 粒子が生成されると、μ 粒子は前方に飛ぶので下流の VETO でヒットが検出される。そこで、SciFi 検出器から延長したトラックと、VETO で検出された粒子の通過点が、X 方向では $\pm$ 20 cm、Y 方向では $\pm$ 50 cm 以内に一致したイベントを同一粒子と認識する。また、ニュートリノの CCqe 反応イベントは、プライマリートラックのエネルギーの違いによって、MRD1L イベントと MRD3d イベントに分けられる。MRD1L イベントは MRD の 1 層目で粒子がストップしたイベントで、MRD3d イベントは MRD の 2 層目以降へ粒子が届きストップしたイベントを示す。K2K の今までのデータにおいて、MRD の 2 層目以降に届いた粒子はほとんど μ 粒子であり、μ 粒子以外の粒子であることは数パーセント以下であることが分かっている。しかし、MRD1L イベントについては精度よく知られていない。SciFi 検出器の解析で、MC によって見積もった MRD3d イベントにおいて CCqe 反応イベントのうち、1 トラックイベントが 77 %、2 トラックイベントが 23 %である。そして、MRD1L、MRD3d イベント、1 トラック、2 トラックのイベント中のプライマリートラックやセカンドトラックがどこでストップされるかでイベントを区別して解析を行なっている。図 4.5 に示すように、セカンドトラックが SciFi 検出器内でストップしたイベントをセカンドトラック contaiend イベントと呼び、VETO でストップしたイベントを VETO match イベントと呼ぶ。

4.3.4 K2K 実験におけるデータセット

K2K 実験では、ジオメトリーの違いによって取得したデータを以下のように分けて扱っている。

K2K-I 上流と下流の VETO と SciFi 検出器、LG、MRD で構成された 2001 年 7 月までのセットアップによって取得したデータを K2K-I と呼ぶ。

K2K-II 上流と下流の VETO と SciFi 検出器、SciBar、MRD で構成された 2003 年 1 月からのセットアップを K2K-II と呼ぶ。

K2K-I から K2K-II への移行で、LG におけるエネルギー損失 (300 $\sim$ 400 MeV) がなくなったため、SciFi 検出器における MRD イベントが 40 %増加した。K2K 実験では、K2K-I と K2K-II のデータセットを分けて、解析を行なっている。本研究においては、特別に記述がない限りは K2K-I のデータセットを用いる。

4.3.5 クラスターサイズ

シンチレーティングファイバー内での荷電粒子による発光量は、物質内でのエネルギー損失を示す Bethe-Bloch の式に従う。Bethe-Bloch 関数とは、物質中での入射粒子のエネルギー損失を運動量 (速度) の関数として示したもので、一般的には以下のように示される。

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = D\frac{Z}{A}(\frac{z}{\beta})^2(\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}) \tag{4.3}$$

ここで、β、z は入射粒子の速度、電荷、Z、ρ、A は物質の原子番号、密度、質量数、m_e は電子の質量、I は平均電離エネルギー、δ は密度効果である。また、$\beta\gamma \leq 1$ の運動量領域では、以下のように表される。

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \tag{4.4}$$

今回、式 (4.3, 4.4) からわかるように p/π では同じ運動量に対してエネルギー損失が違うことからその違いを利用して粒子の識別を行なう。

クラスターサイズと光量の関係

SciFi 検出器の解析において、エネルギー損失 (dE/dx) の指標として用いられる最も重要な量は、クラスターサイズである。ここでいうクラスターサイズはそのクラスターを構成しているピクセルの個数で表される。LED を用いたキャリブレーションと 200 MeV/c から 2000 MeV/c の入射運動量で行なったビームテストの結果からクラスターサイズが光量 (photo electoron 数) と比例関係にあることが分かっている [54, 56]。図 4.6 左図に、LED キャリブレーションによる角度補正 (後述)、ファイバーの位置較正を考慮したクラスターサイズと光量との関係を示す。また、p/π を用いたビームテストの結果を図 4.6 右図に示す。以上より、クラスターサイズが Bethe-Bloch 関数によく一致し、クラスターサイズ情報から p/π を識別可能であることがわかる。

クラスターサイズの補正

SciFi 検出器の解析では、クラスターサイズに、シンチレーティングファイバー内を伝搬する光の減衰の影響と粒子の入射角度による光量の依存性を考慮した二つの補正を行なっている。

$$Npix_{corr} = \frac{F(l_0)}{F(l)} \times cos\theta_{in} \times Npix_{raw} \tag{4.5}$$

ここで、$Npix_{corr}$ は補正後のクラスターサイズ、$Npix_{raw}$ は補正前のクラスターサイズである。$F(l_0)/F(l)$ は、ファイバー内のシンチレーション光の減衰とファイバー端面での光の反射を考慮した補正係数であり、$\cos\theta_{in}$

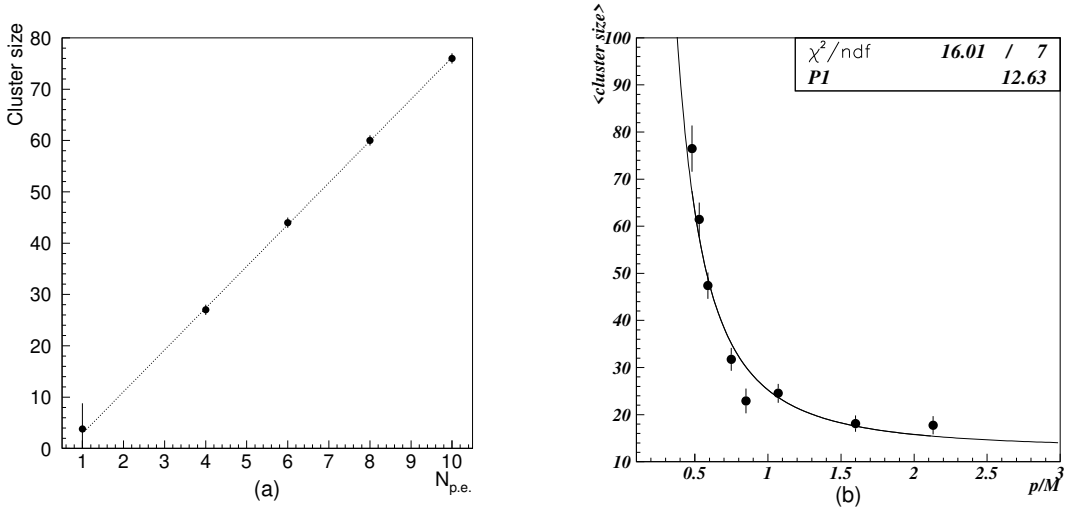

図 4.6: 左図は、LED キャリブレーションによるクラスターサイズと光量 (Photo electoron 数) の関係。クラスターサイズと光量が比例関係であり、dE/dx を表す指標としてクラスターサイズが有効であることを示す。また、右図は、平均のクラスターサイズとビーム運動量/質量の関係。横軸が p/M、縦軸がクラスターサイズである。● が測定値、曲線は a を比例定数として、$y = a\beta^{-\frac{5}{3}} = a(1+(p/M)^{-}2)^{\frac{5}{6}}$ で χ^2 フィットした結果。クラスターサイズが Bethe-Bloch 式に対応していることを示す。

は、粒子の入射角度による光量依存補正係数である。

まず、ファイバー内の光量の減衰による影響についてとそれに対応した補正係数について説明する。荷電粒子がシンチレーティングファイバーを通過した際に生じるシンチレーティング光は、ファイバーの中を伝搬していくに従って減衰していく。それは、コアで発生・捕獲されたシンチレーション光は全反射を保ちながら伝搬していくが、コアやクラッドに不連続面があった場合には全反射せず、ファイバーの外へ抜けてしまうためである。不連続面になる原因は、ファイバー生成時の不均一さとともに、SciFi シート製作時や SciFi 検出器建設時についた傷などが考えられる。また、コア内に混入された波長変換剤がシンチレーション光を吸収することも理由の一つである。これらの理由によって、荷電粒子が SciFi 検出器を通過する場所によって、IIT に到達する光量は異なる。そのため、ファイバー内の減衰長を測定し、その補正を行なう必要がある。$F(l_0)/F(l)$ は、ファイバー内を伝搬するシンチレーション光の減衰と読みだし面とは逆方向に伝搬した光も反射させるために、ファイバーの端面に施されたアルミニウムの鏡面加工によって生じる反射率 (~ 74 %) を考慮したものである。また、この補正係数は検出器の中心 (l_0=130 cm) からの光によるものとして、均一にしている。これより、$F(l)$ は以下の式で表される。

$$F(l) = exp(-\frac{l+l_g}{\lambda}) + R \cdot exp(-\frac{2 \cdot L - l + l_g}{\lambda}) \tag{4.6}$$

l は、ヒットした位置からファイバーの端までの距離、$l_g(=100$ cm) はライトガイドの長さである。そして、λ は、ファイバーの減衰長 (光量が $1/e$ となる距離) であり、現在、全てのファイバーに対して一様の 323 cm と決められている (実測値は、368 ± 50 cm)。$R(=0.74)$ は、ファイバーの端面での反射率、$L(=254$ cm) は、検出器部分の長さである。

次に、$cos\theta_{in}$ の補正係数について説明する。ファイバーシートに対する粒子の入射角度による光の依存性を考慮した補正係数である。ここでは、$\theta_{in} = 0$ は、粒子がファイバーシートに垂直入射した時の角度を示す。つまり、荷電粒子が検出器の X-Z/Y-Z 平面の中心において、垂直入射でファイバーを通過した時には、補正前のクラスターサイズと補正後のクラスターサイズは同等の値となる。

こうして得られた補正後のクラスターサイズでも、IIT の違いによって依存性が見られる。そこで、宇宙線データを用いて、クラスターサイズが常に一定になるように各 IIT に決められた補正係数をかけ、調整を行なっている。

解析をする際には、以上のようにして得られた補正後のクラスターサイズを使用している。

ノイズクラスター

クラスターサイズは、ヒットしたクラスターを構成しているピクセルの個数で定義されており、SciFi 検出器の解析において、エネルギー損失 (dE/dx) の指標として用いている。ヒットトラック上の正しいクラスターサイズを扱うことためには、適切な大きさのクラスターサイズにして、正しいヒットクラスターとそうでないクラスターを区別する必要がある。例えば、クラスターサイズが小さいと、ヒットピクセルがシグナルとして認識できる効率が下がる可能性がある。一方、クラスターサイズが大きすぎると CCD 画面上で上下左右に位置するどのファイバーからのシグナルか、区別がつかなくなるため、位置分解能が下がり、トラック検出効率が下がる可能性がある。また、クラスターサイズを扱う時に考慮しなければならないものが、図 4.7 に示すようなヒットに付随して発生するサテライトクラスターの存在である。ファイバーバンドルでは様々な層からのファイバーがわずかな隙間で隣接しているため、サテライトクラスターが発生すれば、それに対応するヒットが認識される場合がある。本当のヒットによるクラスターとサテライトクラスターの区別は非常に困難である [57]。

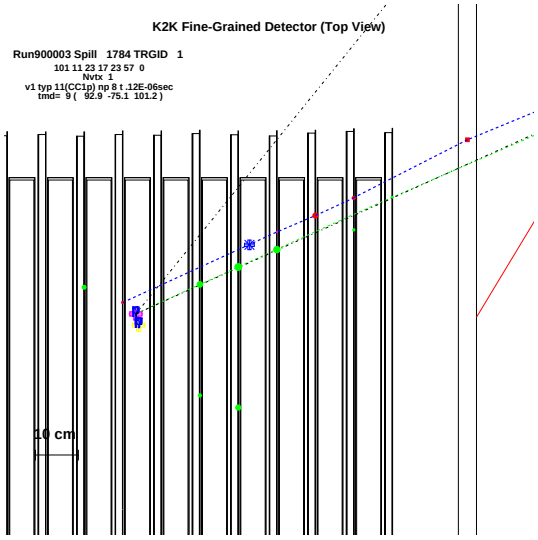

図 4.7: イベントディスプレイでみた SciFi 検出器内で観測されるヒットトラックの様子。サテライトクラスターをヒットクラスターとして認識し、トラックを引いてしまった時の例。正しいトラックである緑の線に平行して、間違ったトラック (青色の線) を引いている様子。

サテライトクラスターの現象は、ファイバー端面から出た光子が IIT のファイバーウインドウを通過して光電面に達する時に広がり、少し離れた所にシグナルが出ることによって出現すると考えられている。通常、クロストークを起こさないために、ファイバーの接着・積み重ねにはペンキが用いられているが、信号を増やすために使われていない。ペンキが使われていない場合に、ファイバーウインドウ中での広がりとしてサテライトクラスターが出現することが分かっている。また、サテライトクラスターはヒットクラスターとして粒子の飛跡を再構成する時に付随したものとして出現するが、他にも実際のデータ取得の際に混入するノイズとして、画面全体にランダムに発生するクラスターが存在する (以下、ランダムノイズと呼ぶ)。これは光電面からの暗電流 (熱電子ノイズ) によるものと考えられるが、これもファイバーに対応しているピクセル位置に出現すれば、ファイバーヒットと誤認される。ただし、ランダムノイズの大部分は粒子の飛跡から外れた位置に単独で存在することが大半な

ので、飛跡を誤認するケースはサテライトクラスターに比べて少ない。これよりノイズ (ノイズクラスター) とはサテライトクラスターとランダムノイズのことを示す。

4.3.6 SciFi 検出器におけるパフォーマンス

ここでは、SciFi 検出器における各検出効率および系統誤差を述べる。

SciFi 検出器における各検出効率

SciFi 検出器の解析では、各 24 本の IIT について宇宙線データを用いてヒット検出効率を見積もっている、そしてそれは以下のように定義されている。

$$\text{ヒット検出効率} = \frac{\text{ヒットした層の数}}{\text{通過した SciFi 検出器の層の数}} \tag{4.7}$$

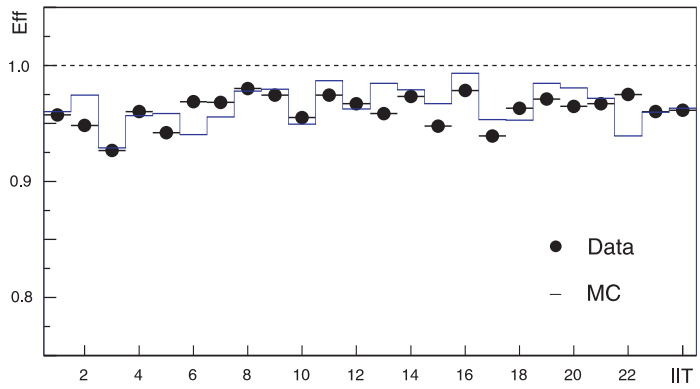

図 4.8: 24 本の IIT に関するヒット検出効率。•がビームデータ、ヒストグラムが MC を示す。

SciFi 検出器の上流と下流に設置されている VETO 検出器を用いることで SciFi 検出器を通過した μ 粒子を識別、データを収集する。SciFi 検出器での宇宙線データサンプルとして、各イベントに対して、宇宙線の μ 粒子は SciFi 検出器内を 15 層以上通過したものを要求している。

24 本の IIT におけるヒット検出効率の結果を図 4.8 に示す。•が宇宙線データを示し、ヒストグラムが MC を示しており、データと MC は良く一致している。MC で見積もられた 96.8 %のラインに宇宙線のデータがプロットされており、全ての IIT に対してヒット検出効率は 96.8 ± 0.5 %である。検出効率の安定性は、常に調べられており、図 4.9 に示すように、99 年の 11 月から 01 年の 1 月まで、1.2 %以内で安定している。また各 IIT に対するクラスターサイズは平均のクラスターサイズで示されており、5 %以内で安定している [58]。

SciFi 検出器において、トラック検出効率は宇宙線データを用いて計測され、トラックの長さ (ヒットした層の数) の関数として以下のように定義される。

$$\text{トラック検出効率} = \frac{\text{SciFi の宇宙線データイベント}}{\text{上流と下流の VETO 間でトラックのあるイベント}} \tag{4.8}$$

図 4.10 に SciFi 検出器におけるトラック検出効率を示す。SciFi 検出器内を 3 層以上 (4 層以上) 通過したトラックは、~70 (~87) %の検出効率であるが、8 層以上の長いトラックになった場合、ほぼ 100 %で検出することが可

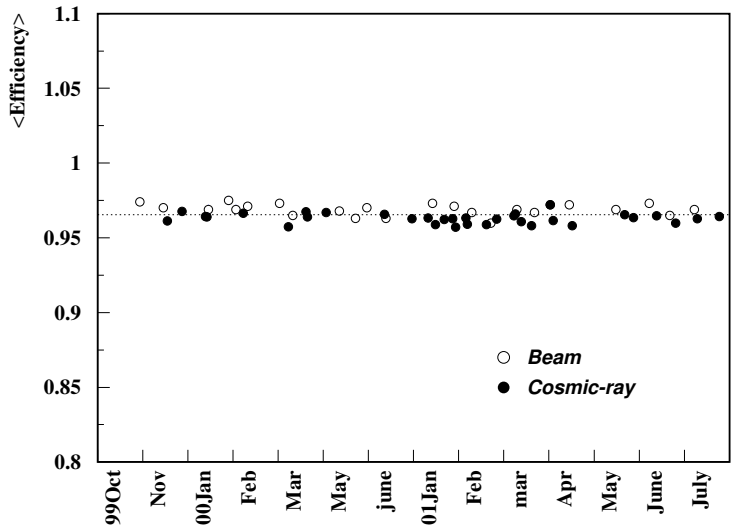

図 4.9: ヒット検出効率の安定性 (99 年の 11 月から 01 年の 7 月までのビームデータと宇宙線データ)。○がビームデータ、●が宇宙線データを示す。

能である。検出効率が悪くなる理由としては、ヒットを見つけることを失敗したり、トラックを再構成する際の不備により発生する。以上のような SciFi 検出器における各検出効率および系統誤差のまとめを表 4.1 に示す。

表 4.1: SciFi 検出器における検出効率および系統誤差のまとめ。

パフォーマンス	データ	MC
ヒット検出効率	96.5 ± 0.5 %	96.8 ± 0.1 %
μ 粒子のヒット検出効率	93.6 ± 0.8 %	92.7 ± 0.5 %
位置分解能	0.64 ± 0.07 mm	0.57 ± 0.02 mm
Vertex 分解能		
1 トラック	N/A	6 mm (平行)
	N/A	N/A (直行)
2 トラック	N/A	mm (平行)
		6 $4mm$ (直行)
トラック検出効率		
1 トラック検出効率	N/A	93 ± 2 %
2 トラック検出効率	N/A	86 ± 4 %

粒子識別におけるトラック検出効率

ここで、粒子識別を行なう際のトラック検出効率を改めて定義する。本研究の粒子識別の方法は、ヒットトラック上のクラスターサイズ情報を用いて行なわれる。そのため、ヒットトラックが正しくトラックを再構成していることが重要であるが、実際には正しくトラックを再構成することが出来なかったトラック (以下、フェイクトラッ

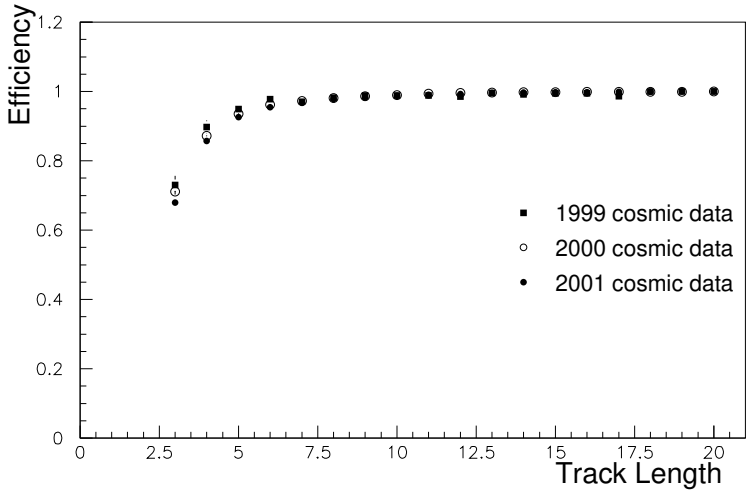

図 4.10: トラック検出効率。■、○、●がそれぞれ 1999 年、2000 年、2001 年の宇宙線データを示す。トラック検出効率はトラックの長さ (ヒットした層の数) の関数として定義され、3 層以上 (4 層以上) の長さを持つヒットトラックで ∼70 (∼87)%である。8 層以上の長いトラックでほぼ 100 %で検出可能である。

ク) が存在する。今までの SciFi 検出器の解析では、MC が示す MRD3d イベント、プライマリートラック中には 14 %のフェイクトラックが含まれている。また、プライマリートラックが正しく再構成できている時のセカンドトラック中のフェイクトラックは 46 %、残りの 54 %が p や π など粒子の識別が可能であった本物のトラックである。ここで、イベントスキャンによるプライマリートラックにおけるフェイクトラックの内訳を以下に述べる。

1. LG、MRD で正しくトラッキング出来ている場合。
2. ヒットクラスターに付随するサテライトクラスターをトラックとみなし、トラックの角度があっているのだが、正しいトラックと平行に走るトラックを再構成する場合。
3. 他の粒子 (p/π) を μ 粒子と間違えた。
4. ノイズクラスターを拾い、トラッキング出来ていない場合。

プライマリートラックにおけるフェイクトラックは、SciFi 検出器の 10 層目より下流、15 層目より上流に正しいバーテックスがあるものは 28 %、15 層目より下流にあるものが 72 %と、下流に集中している。

一方、MRD3d、2 トラックイベントにおけるセカンドトラックに含まれるフェイクトラックの中には、2 トラックと認識しているがトラッキングが出来ないイベントと、そもそも、MC の正しい情報としては、2 トラック以外のイベントとして認識されているのに、何らかの形で間違ったトラックをひいている場合に分けることが出来る。

2 トラック以外のイベントとは、1 トラックである場合、3 トラックである場合である。これらセカンドトラックに含まれるフェイクトラックの詳細を以下に述べる。

1. MC の正しいトラックの情報としては、2 トラックイベント。
   (a) 全く粒子が存在しない所にトラッキングする場合。(以下、2 トラック-ミストラッキング。)
   (b) X-Z/Y-Z 平面においてどちらかは正しい粒子をトラッキングしているが、もう一方が、粒子が存在しない所にトラッキングをしている場合。(以下、2 トラック X-Z/Y-Z プロジェクションエラー。)
2. MC の正しいトラックの情報としては、1 トラックイベント。

(a) 全く粒子が存在しない所にトラッキングする場合。(以下、1 トラック-ミストラッキング。)

3. MC の正しいトラックの情報としては、3 トラックイベント。

(a) 全く粒子が存在しない所にトラッキングする場合。(以下、3 トラック-ミストラッキング。)

(b) X-Z/Y-Z 平面においてそれぞれ違う粒子 (p/π) をトラッキングする場合。(以下、3 トラック X-Z/Y-Z プロジェクションエラー。)

(c) X-Z/Y-Z 平面においてどちらかは正しい粒子をトラッキングしているが、もう一方が、粒子が存在しない所にトラッキングをしている場合。(以下、3 トラック X-Z/Y-Z プロジェクションエラーに含む。)

プライマリートラックとセカンドトラックに含まれるフェイクトラックのイベントの内訳は、イベントスキャンの結果から、表 4.2 のようになっている。イベントサンプルを見ると、トラックが正しく再構成できていないためにフェイクトラックとなっているのが分かる。トラック検出効率は様々な物理の解析によって定義が違ってくるが、ヒットトラック上のクラスターサイズを用いて粒子を識別する本研究においては、正しくトラックを引くことは、最も重要である。そのため、粒子識別を行なう上でのフェイクトラックは、正しくトラックを引くことが出来なかった場合として処理する。これより、本研究での粒子識別のトラック検出効率評価をプライマリートラックに関するフェイクトラック、セカンドトラックに関するフェイクトラックの割合を除いたもので、以下のように定義する。

$$\text{粒子識別におけるトラック検出効率} = \frac{\text{全イベント数} - \text{フェイクトラック数}}{\text{全イベント数}} \tag{4.9}$$

また、当然のことではあるが、粒子のトラッキングが正しければフェイクトラックの数は減少するため、これから述べるトラッキングの改善の指標としてもこのトラック検出効率を扱うことにする。

表 4.2: プライマリートラック、セカンドトラックに関するフェイクトラックの内訳。

プライマリートラックに関するフェイクトラック	割合	セカンドトラックに関するフェイクトラック	割合
SciFi 検出器内で正しくトラッキング出来ている	35%	MC の正しい情報としては、2 トラックイベント	
μ を p と間違えた	35 %	2 トラック-ミストラッキング	31 %
μ を π と間違えた	20 %	2 トラック-X-Z/Y-Z プロジェクションエラー	31 %
正しいトラックと平行に走るダミートラックを拾う	5 %	MC の正しい情報としては、2 トラック以外のイベント	
		1 トラック-ミストラッキング	6 %
		3 トラック-ミストラッキング	19 %
		3 トラック-X-Z/Y-Z プロジェクションエラー	13 %

4.4 飛跡の再構成とクラスターサイズの改善

今回、SciFi 検出器内の解析の情報として、クラスターサイズを使うのは本研究が初めてである。また、正確なクラスターサイズを評価するためには、正確に荷電粒子の飛跡を再構成することが重要である。そのため、以下の手順で、クラスターサイズのアルゴリズムの改善と粒子のトラッキングの改善を行なった。

1. クラスターサイズのアルゴリズムの最適化。
2. 最小のクラスターサイズの閾値の最適化 (以下、最小クラスターサイズカット)。
3. X-Z/Y-Z 平面のフラグメントの一致条件の最適化。

4. X-Z/Y-Z フラグメントの重なり具合の最適化 (以下、オーバーラップカット)。

4.4.1 クラスターサイズのアルゴリズムの最適化

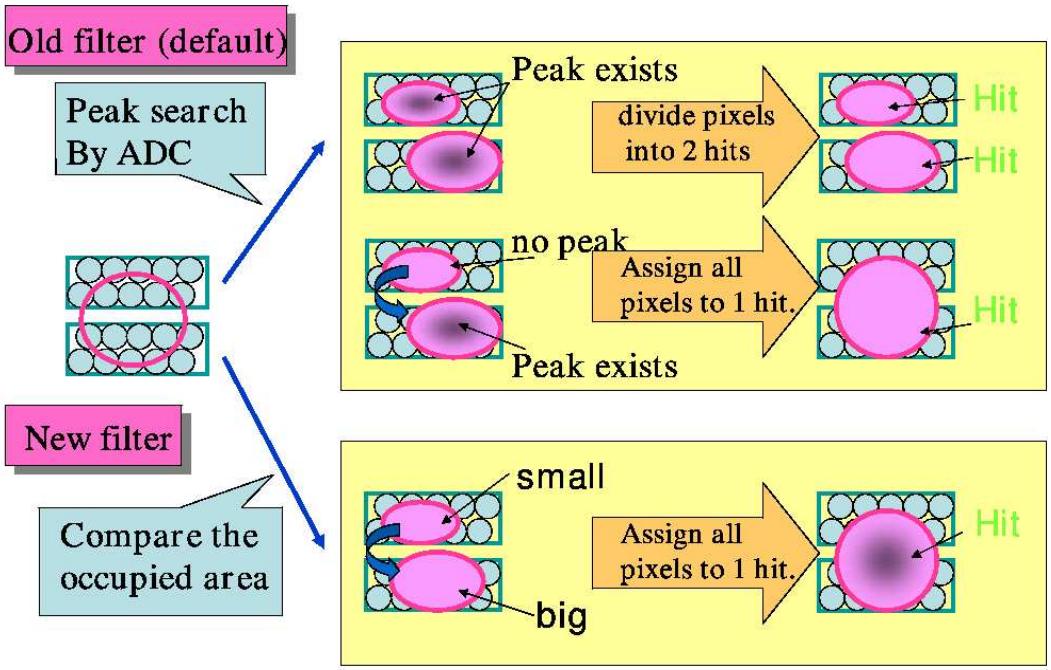

図 4.11: クラスターサイズのアルゴリズムの違いを表した図。改良前は各層にまたがる大きなクラスターヒットがあった時、輝度 (ピクセルの ADC 値) のピークサーチを行ない、ピークがあった層をヒットとしている。一方、改良後は同じような大きなクラスターヒットがあった時にはその占有面積を比べて大きい方をヒットとしている。

SciFi 検出器の解析の際に用いられているクラスターサイズのアルゴリズムの改善について述べる。そのアルゴリズムについて図 4.11 に示す。SciFi 検出器においてヒットを認識する際に、今までは、数層にまたがる大きなクラスターによるヒットがあったとき、上下の層に浸みだした光の情報は取り除いて認識していた。ここでは、そのアルゴリズムについて述べる。まず、ピクセルクラスターがいくつのファイバークラスターを作ったかを調べる。これが、2 個以上だった場合に、輝度のピークを以下の手順で捜索する。隣接する 8 ピクセルの輝度情報で平滑化を行ない (縦横では重さ 1 で、斜めは 1/2 で平均する)、輝度のファーストピークを求める。そこから、周囲の輝度情報が小さいピクセルを捜索し、この操作を繰り返すことで、ピークの数とそれに付随するクラスターサイズを検出する。そして、その結果を CCD 画面上で一番近いファイバークラスターに割り当てている。つまり、ピーク周辺のクラスターサイズを扱うため、輝度によって 1 つのピークが存在することが分かった時は、そのピークに付随したクラスターサイズがヒットクラスターとして扱われる。しかし、例え 1 つのヒットだったとしても、ピークが 2 つ存在する時は、2 つのヒットとして認識し、ピクセルは 2 つに分けて足しあげられる。また、輝度情報によって輝度で重みをつけて、重心を算出し、CCD 画面上の重心位置を内部に持つファイバーを特定することにより、実空間における粒子の通過位置を求めている。

各粒子のクラスターサイズを用いて粒子識別しようとしているのに対して、止まり際の dE/dx が大きくなっ

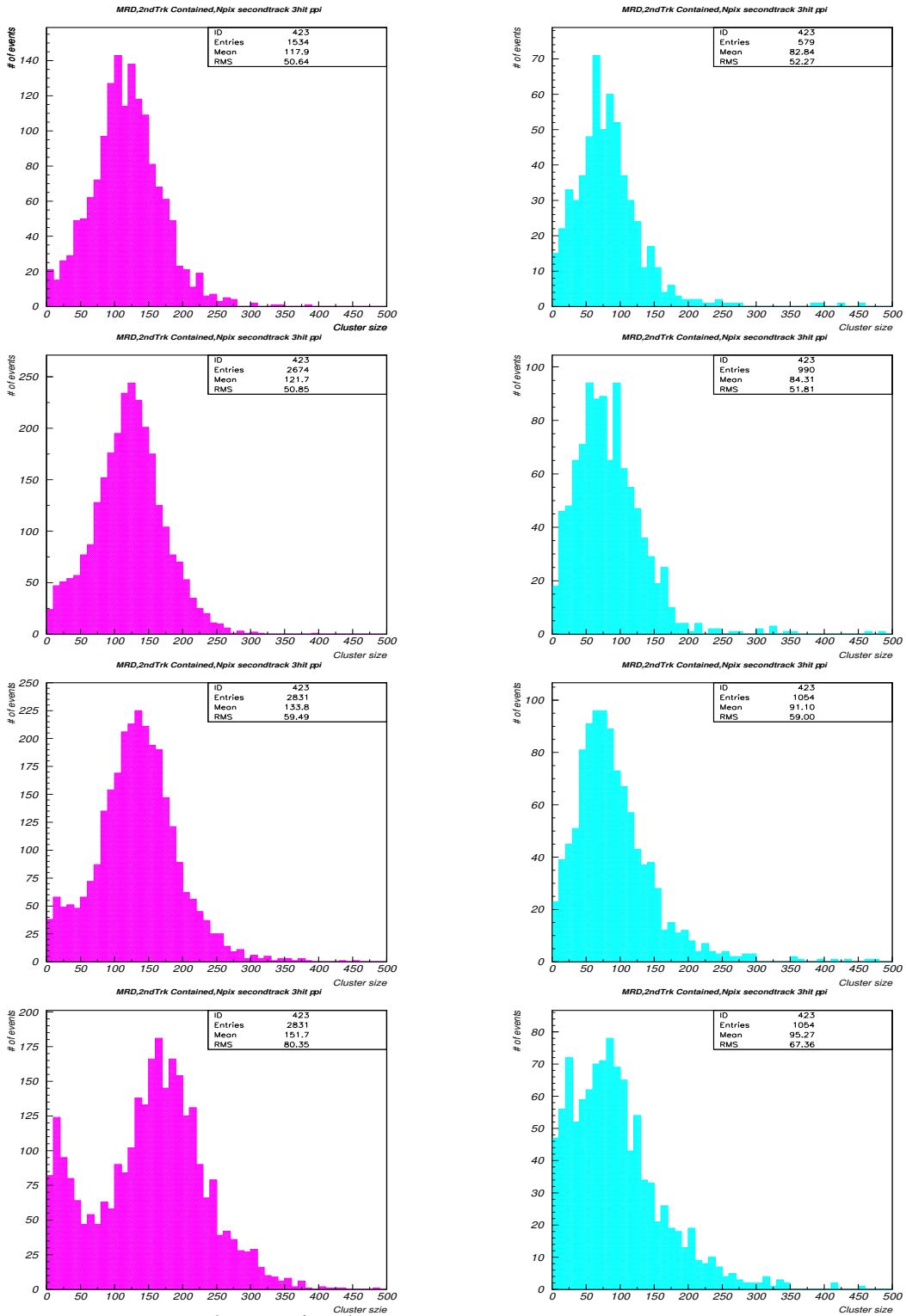

図 4.12: クラスターサイズのアルゴリズムを改良する前の粒子の止まり際における p と π 最後の 4 層のクラスターサイズ分布。左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の緑のヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。p/π ともに粒子が止まった最後の層から 4 層ごとにクラスターサイズを比較している。ここでは、上から、粒子の止まり際に向けて、1 から 4 層 (粒子が止まった層) と各層におけるクラスターサイズ分布を示す。

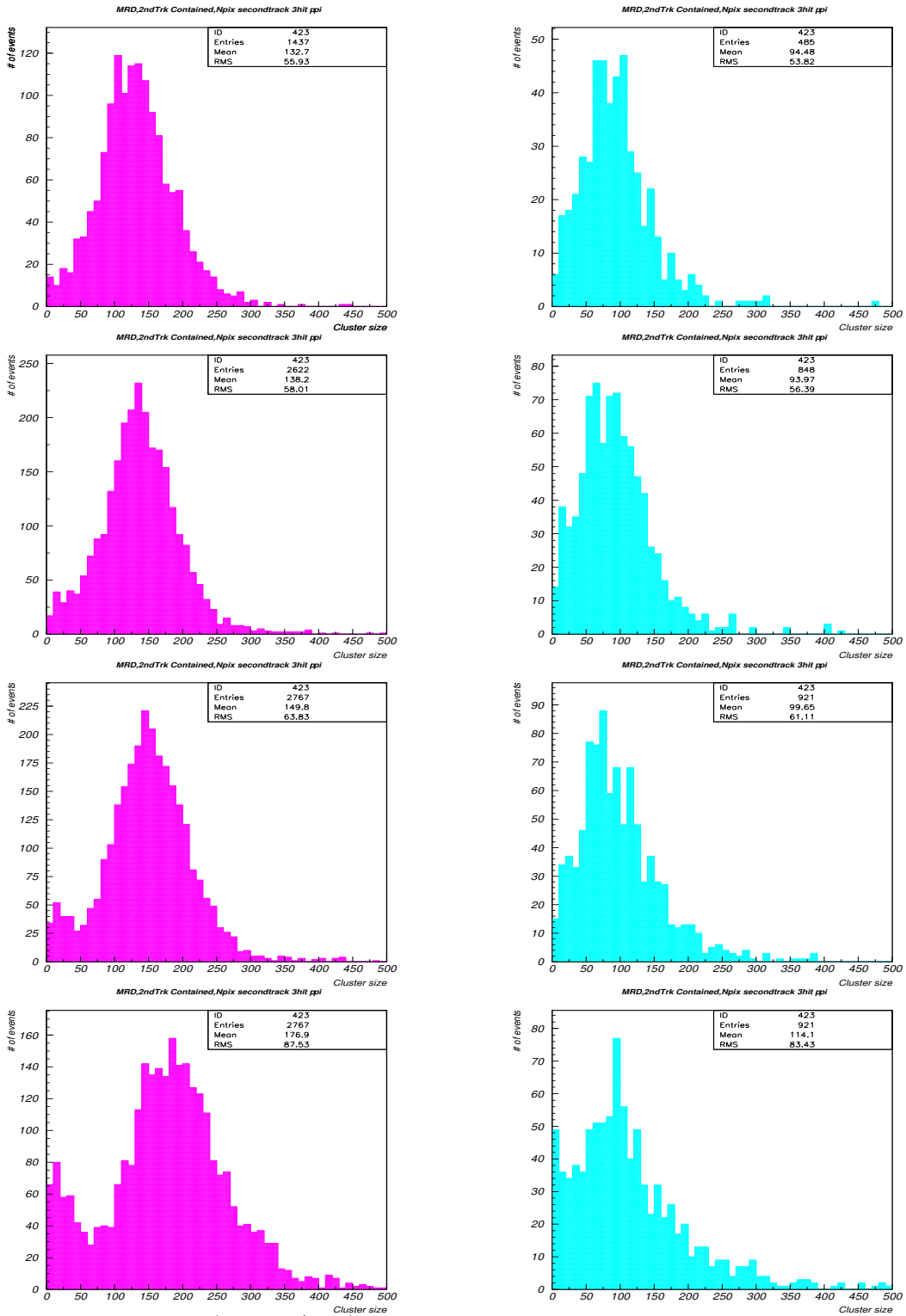

図 4.13: クラスターサイズのアルゴリズムを改良した後の粒子の止まり際における p と π 最後の 4 層のクラスターサイズ分布。左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の緑のヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。p/π ともに粒子が止まった最後の層から 4 層ごとにクラスターサイズを比較している。上から、粒子の止まり際に向けて、1 から 4 層 (粒子が止まった層) と各層におけるクラスターサイズ分布を示す。

た時に、その大きくなった dE/dx 情報が 2 つに分けられてしまうようなアルゴリズムでは正しいクラスターサイズとならない。図 4.12 に MC をよる 2 トラックイベントの SciFi 検出器内で止まった最後の 4 層における p/π のクラスターサイズ分布を示す。止まり際でエネルギー損失の大きい p のクラスターサイズを見ていくと、粒子が止まり際でクラスターサイズが大きくなっていることがわかる。一方 π は止まり際でもクラスターサイズに変化はみられない。この違いを利用して、粒子識別を考えているのだが、p/π の分布の重なり部分が大きく、このままでは粒子の識別は難しい。そこで、クラスターサイズの定義を改良することが必要である。

正しくピクセルを足しあげるための方法は以下の通りである。数層にまたがる大きなクラスターがあった時に、先ほどと同様に、まず、ピクセルクラスターがいくつのファイバークラスターを作ったかを調べる。これが、2 個以上だった場合に、ファイバークラスターを構成するヒットファイバー内のピクセルの数 (占有する面積) の比較を行ない、最大のファイバークラスターをヒットとする。つまり、1 つのヒットとして認識されたファイバークラスター内に含まれる全てのヒットピクセルが数層に浸みだした分も足し上げることになる。この方法によって、今まで 2 つのヒットとしてクラスターサイズが 2 つに分配されていたものが、正しい 1 つのヒットとして認識され、クラスターサイズを正しく求めることも可能となる。また、図 4.13 に、改良後の定義を使った MC による 2 トラックイベントの SciFi 検出器内で止まった最後の 4 層における p/π のクラスターサイズ分布を示す。改良前と比べると、正しくクラスターサイズを認識することで、止まり際における粒子のクラスターサイズが大きくなっていることがわかる。

しかし、クラスターサイズのアルゴリズムを改良しても SciFi 検出器内で止まった最後の 4 層目をみると p/π のクラスターサイズ分布は 100 ピクセル以下で、ノイズクラスターを多く拾っていることが分かる。2 トラックイベントにおいて、SciFi 検出器内で止まってしまう粒子は低エネルギーの粒子であることが予想され、そのため、SciFi 検出器内で飛跡を再構成することが難しい。しかし、最終層目が一番止まり際でエネルギー損失が大きくこのクラスターサイズの違いを利用することが必要とされる。そのため、ノイズクラスターを減らすためのソフトウェアの改良を行なった。

4.4.2 最小クラスターサイズのカット

これまでの解析では、ファイバー内での光量の補正や粒子の入射角度による補正を行なう前に、ノイズピクセルを除くため、各層の平均が 30 ピクセル以上、最小のクラスターサイズは 1 ピクセル以上のものをヒットクラスターとして扱っていた。そのため、小さなサテライトクラスターの影響でミストラッキングも多かったが、クラスターサイズを用いた粒子識別を行なうためには、サテライトクラスターを取り除いて粒子の飛跡を再構成する必要がある。そのために平均のクラスターサイズの閾値では取り除くことが出来ないサテライトクラスターを最小のクラスターサイズの閾値を変えてカットすることを考えた。そこで、最小クラスターサイズを 0 から 50 まで変化させ、クラスターサイズ分布の比較を行なった。図 4.14 に、最小クラスターサイズを 0 から 50 まで 10 ずつ変化させた時の粒子の止まり際における最後の 4 層目のクラスターサイズ分布のデータと MC を示す。カット値以下にもヒットイベントが見られるのは、最小クラスターサイズのカットを加え、ノイズクラスターを取り除いたあとに、ファイバー内での光量の補正や粒子の入射角度による補正を行なっているためである。黒い点がデータ、ヒストグラムは MC を示している。データと MC が良く一致しており、MC における物理過程が正しく認識されていることから、この MC を指標にして用いることにする。これより、4.15 に MC を用いた粒子の止まり際における p と π 最後の 4 層のクラスターサイズ分布を示す。最小のクラスターサイズの閾値を 0 から 50 ピクセルまで変化させることで、混入するノイズクラスターの振舞いを見ることが出来る。上から最小クラスターサイズを 0 から 50 まで変化させた時の左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の緑のヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。また、X 軸がクラスターサイズを示し、Y 軸はイベント数である。クラスターサイズが小さい領域でイベント数が多いのは、正しくトラックの再構成が行なわれていないためノイズクラスターが多いためである。最小のクラスターサイズを 20 ヒットピクセル/クラスターサイズ以上にすることでトラッキングの際に混入するノイズクラスターを除くことが出来る。また、それに対応した最小のクラスターサイズのカット値ごとのトラック検出効率を表 4.5 に示す。トラック検出効率をみるとカットする条件をきびしくすることでより本物らしいトラックを選ぶことが出来るが、全体のトラック数が減少して

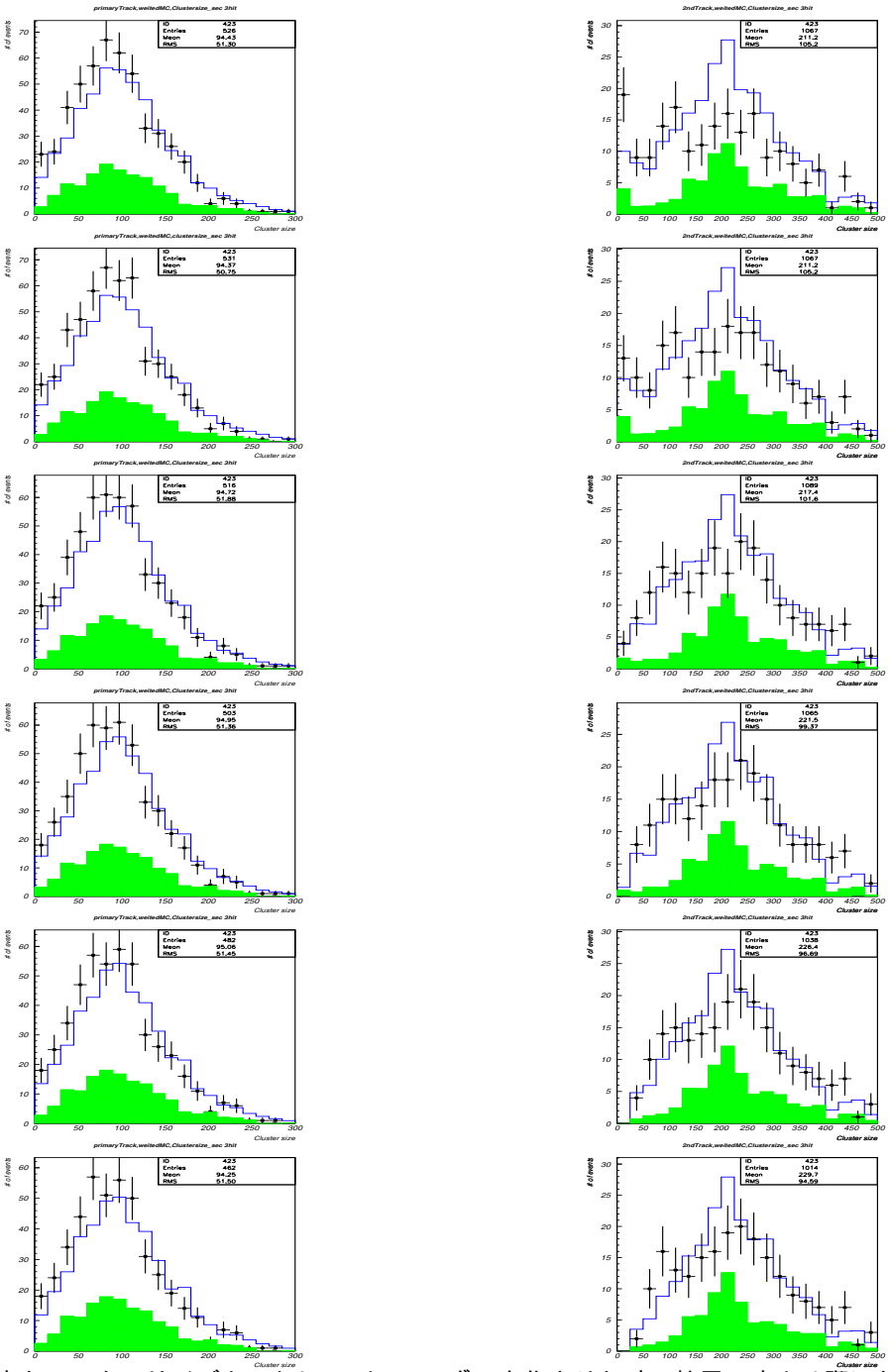

図 4.14: 最小クラスターサイズを 0 から 50 まで 10 ずつ変化させた時の粒子の止まり際における最後の 4 層目のクラスターサイズ分布。上から、最小クラスターサイズのカットを 0~50 まできつくしていった様子である。黒い点がデータ、黒のヒストグラムは MC を示し、緑のハッチが MC が示す QE 反応イベントである。データと MC が良く一致している。左図は MRD3d イベントにおけるプライマリートラック、右図は MRD3d イベントにおける 2 トラックイベントのセカンドトラックである。カット値以下にもヒットイベントが見られるのは、最小クラスターサイズのカットを加え、ノイズクラスターを取り除いたあとに、ファイバー内での光量の補正や粒子の入射角度による補正を行なっているためである。

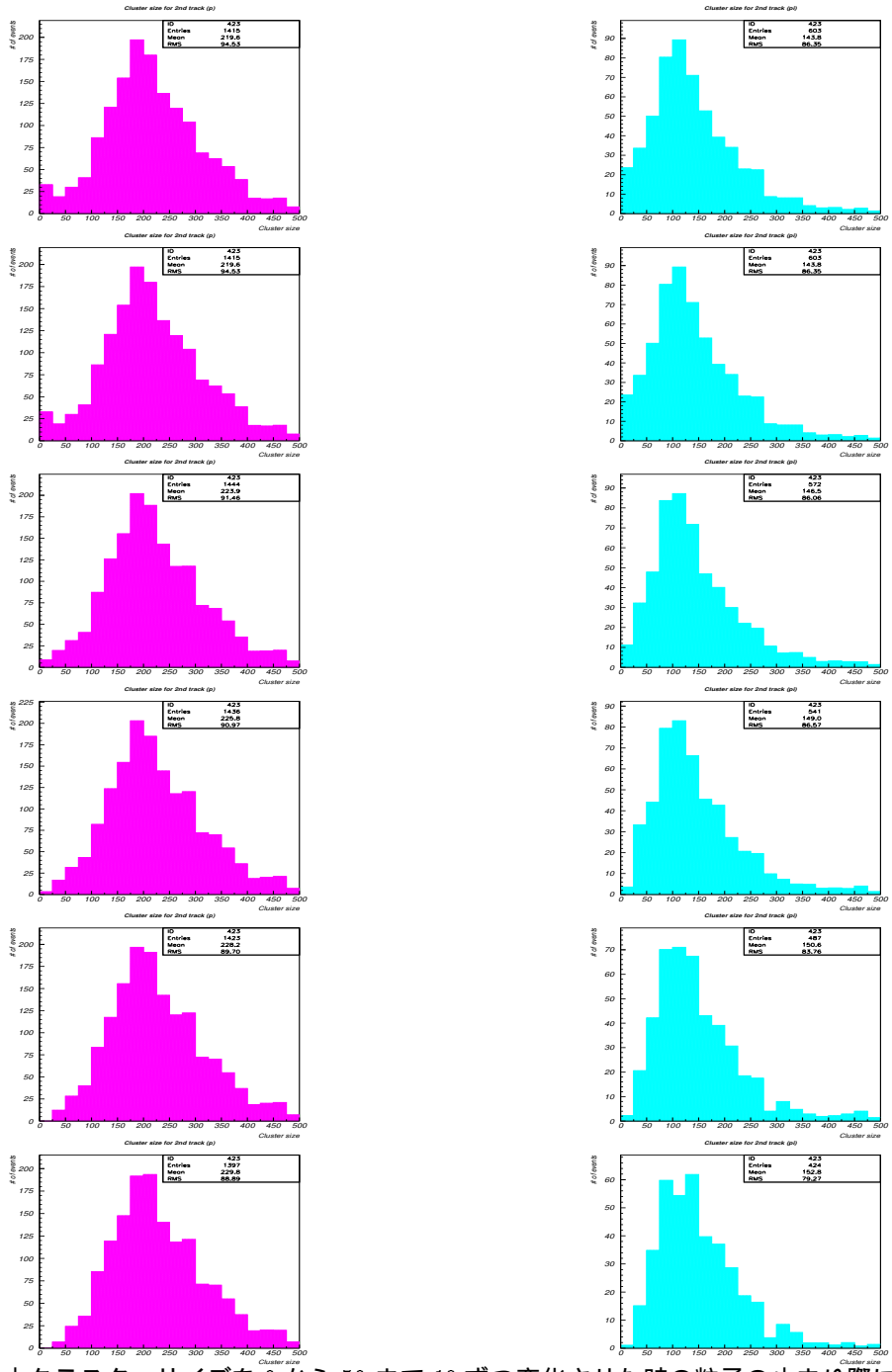

図 4.15: 最小クラスターサイズを 0 から 50 まで 10 ずつ変化させた時の粒子の止まり際における最後の 4 層目の MC によるクラスターサイズ分布。上から、最小クラスターサイズのカットを 0 から 50 まできつくしていった様子である。左図は MRD3d イベントにおける 2 トラックイベントのセカンドトラックにおける p のクラスターサイズ分布、右図は π のクラスターサイズ分布である。カット値以下にもヒットイベントが見られるのは、最小クラスターサイズのカットを加え、ノイズクラスターを取り除いたあとに、ファイバー内での光量の補正や粒子の入射角度による補正を行なっているためである。最小クラスターサイズのカットを大きくしていくに従ってクラスターサイズの 100 以下の小さい所で、ノイズクラスターをカットすることが出来る。

しまう。そのため、サテライトクラスターを十分減らし、且つセカンドトラックに対するトラック検出効率が 90 %である最小のクラスターサイズカット値を 20 ヒットピクセル/クラスターサイズとした。

表 4.3: MC を用いた最小のクラスターサイズの閾値によるトラック検出効率。

最小のクラスターサイズ	0	10	20	30	40	50
トラック検出効率 (プライマリートラック)	97 ± 0.1 %	97 ± 0.1 %	97 ± 0.1 %	97 ± 0.1 %	97 ± 0.1 %	97 ± 0.1 %
トラック検出効率 (セカンドトラック)	86 ± 0.4 %	86 ± 0.4 %	90 ± 0.4 %	92 ± 0.4 %	93 ± 0.4 %	93 ± 0.4 %
セカンドトラック中の p	55 ± 0.6 %	55 ± 0.6 %	58 ± 0.6 %	60 ± 0.7 %	62 ± 0.7 %	64 ± 0.7 %
セカンドトラック中の π	21 ± 0.5 %	21 ± 0.5 %	22 ± 0.5 %	22 ± 0.5 %	21 ± 0.6 %	20 ± 0.6 %
セカンドトラック中の μ	1 ± 0.1 %	1 ± 0.1 %	1 ± 0.1 %	1 ± 0.1 %	1 ± 0.1 %	1 ± 0.1 %

4.4.3 X-Z/Y-Z 平面のフラグメント一致条件の最適化

SciFi 検出器では、1 対の X-Z/Y-Z 平面のフラグメントを組にして、それを一つのトラックとしている。今までは、トラックを組み合わせる時に、X-Z/Y-Z のフラグメントの始点と終点がそれぞれ 2 層以上ずれないことだけを要求していたが、今回は、図 4.16 に示すように、トラックを組合せる際には、X-Z/Y-Z のそれぞれのフラグメントの終点を必ずそろえることを要求した。このことで、今までのイベントに 10 %含まれていた X-Z/Y-Z のフラグメントの終端から別の粒子に散乱しているイベントや本当の粒子は止まっているのにヒットトラック上にある小さなサテライトクラスターを拾ってしまうイベントを取り除くことが出来た。X-Z/Y-Z のフラグメントの終端をそろえることで、より正しい粒子のトラックを選ぶことが出来、正確なクラスターサイズを扱うことが可能になった。

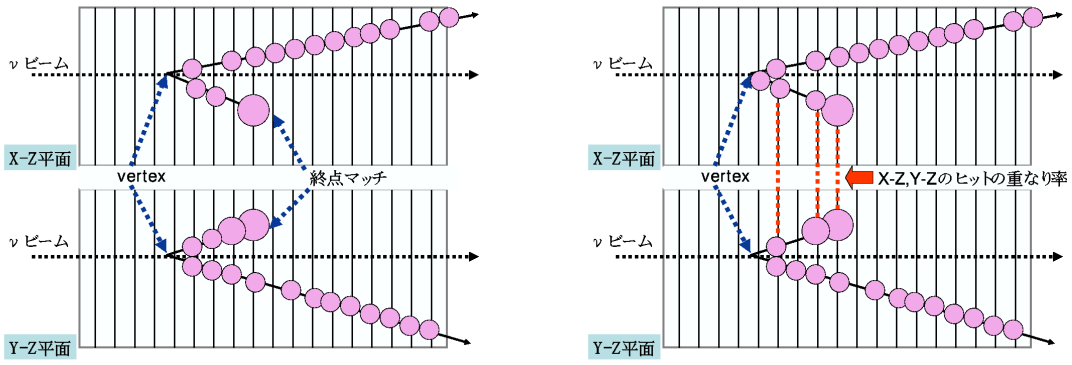

図 4.16: SciFi 検出器内のフラグメント、トラック認識。○が SciFi 検出器の X-Z/Y-Z 平面の各ヒットの位置を表す。左図は X-Z/Y-Z 平面のフラグメントのうち、同じ層で終るものを組み合わせてトラックとすることを要求した様子を示す。フラグメントの交点をバーテックス候補とし、同じ層にあるバーテックス候補を組み合わせて、3 次元的に認識している。右図は X-Z/Y-Z 平面のフラグメントのうち、ヒットがある層の重なり率のアルゴリズムを示す。

4.4.4 オーバーラップカット

図 4.16 のように、トラックを組合せる際の、X-Z/Y-Z のそれぞれのフラグメントのオーバーラップの違いによってより飛跡のトラッキングを改善する。今回は、0 から 100%の重なり率によるクラスターサイズの違いとトラック数、トラック検出効率によって最適なオーバーラップのカット値を求める。図 4.17 に、フラグメントのオーバーラップの違いによる、粒子の止まり際における最後の 4 層目のクラスターサイズ分布のデータと MC を示す。•がデータ、ヒストグラムは MC を示している。また、図 4.18 に MC を用いた粒子の止まり際における p と π 最後の 4 層目のクラスターサイズ分布を示す。上からオーバーラップのカット値を 0 から 100 %まで 10 %ずつ変化させた時の様子である。左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の青のヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。X-Z/Y-Z フラグメントのオーバーラップのカット値を厳しくすることで、より本物らしいトラックを選ぶことが出来るが、全体のトラック数が減少してしまう。トラック数を 2 %失うが、正しいクラスターサイズを拾い、セカンドトラックに対するトラック検出効率が 86 %である最適のオーバーラップのカット値を 60 %とした。

4.4.5 クラスターサイズのアルゴリズムとトラッキングの改良のまとめ

本研究では以下のようなクラスターサイズのアルゴリズムの変更とトラッキングの改良を行なった。

1. クラスターサイズのアルゴリズムを変更し、クラスターサイズがエネルギー損失を正しく反映するようにした。
2. 最小のクラスターサイズ を 0 ヒットピクセル/クラスターサイズから 20 ヒットピクセル/クラスターサイズに変更し、ノイズクラスターを効率良く除去するようにした。
3. X-Z/Y-Z のフラグメント一致条件を変更し、フラグメントの組合せをより正しく選べるようにした。
4. X-Z/Y-Z フラグメントのオーバーラップのカットを 30 %から 60 % に変更し、より正しいトラッキングを行なえるようにした。

表 4.4: 改良前後の各事象ごとのトラック数のまとめ。

	改良前	改良後		
セカンドトラックのヒット数	3 ヒット以上	2 ヒット以上	2 ヒットのみ	3 ヒット以上
all	67140	57942		
MRD3d イベント	22408	19072		
MRD3d イベント、 2 トラック (all)	5711	6502	2621	3881
MRD3d イベント、 2 トラック (p)	1878	3014	789	2224
MRD3d イベント、 2 トラック (π)	658	1009	214	795
MRD3d イベント、 1 トラック (all)	16156	12223		
MRD3d イベント、 1 トラック (μ)	13986	11757		
MRD3d イベント、 1 トラック (p)	22	22		
CCqe イベント (all)	11833	10092		
CCqe イベント、 1 トラック (all)	9980	7817		
CCqe イベント、 2 トラック (all)	1829	2263	1025	1238

MC における改良前と改良後の比較を MRD3d イベント、2 トラックイベントで 3 ヒット以上のトラック、2 ヒットのトラックと合わせて表 4.4 に示す。新しいアルゴリズムによってクラスターサイズが正しく検出され、ト

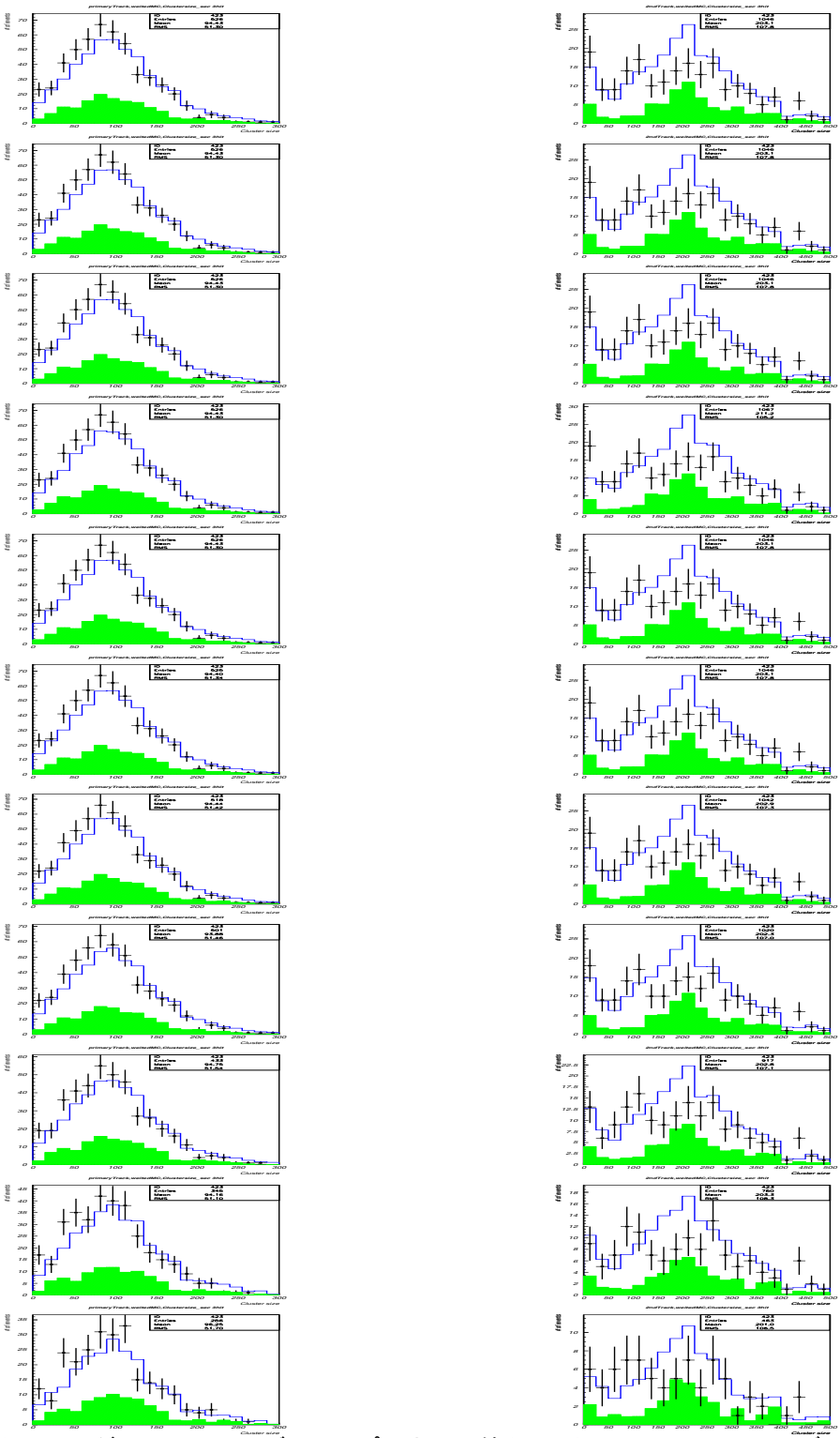

図 4.17: 上からフラグメントのオーバーラップのカット値を、0 から 100 %まで 10 %ごとに変化させたときの粒子の止まり際における最後の 4 層目のクラスターサイズ分布。左図は MRD3d イベントのプリマリートラックのデータと MC。右図は 2 トラック、MRD3d イベントのセカンドトラックのデータと MC。•がデータ、ヒストグラムは MC、緑のハッチは MC が示す QE イベントである。データと MC がよく一致している。

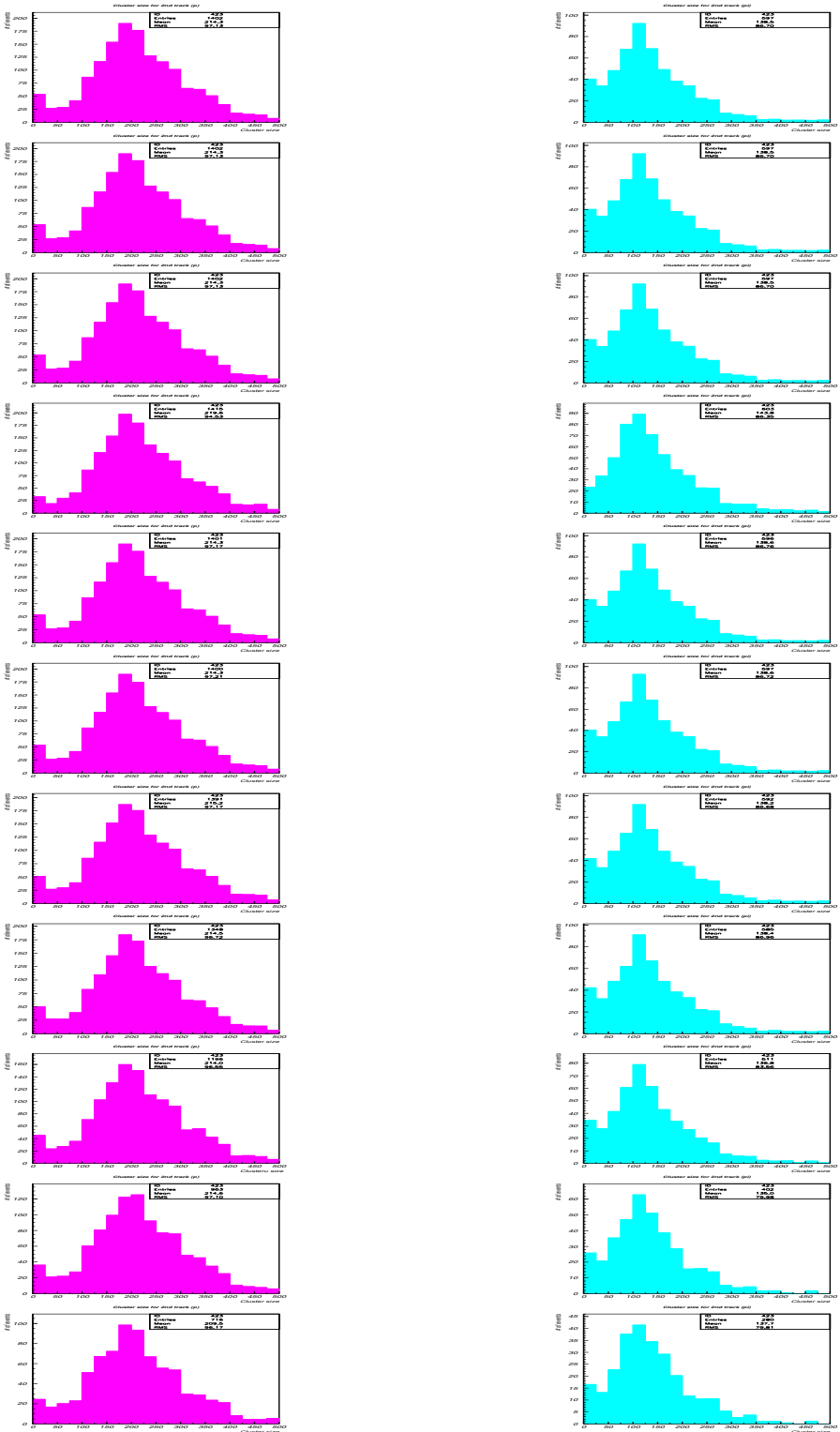

図 4.18: MC を用いた粒子の止まり際における p/π 最後の 4 層目のクラスターサイズ分布。上からオーバーラップのカット値を 0 から 100 %まで 10 %ごとに変化させた時の左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の青のヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。また、X 軸がクラスターサイズを示し、Y 軸はイベント数である。X-Z/Y-Z フラグメントのオーバーラップのカット値を 0 から 100 %まで変化させることで、より本物らしいトラックを選ぶことが出来るが、全体のトラック数が減少してしまう。

ラックの再構成も 2 トラックイベントにおけるセカンドトラックが 3 ヒット以上ではトラック検出効率が 46 %から 84 %に改善された。しかし、改良前と比べて SciFi 内をまっすぐに進むような前方のトラックを ~5 %おとしてしまう。今のクラスターサイズのアルゴリズムは 2 層間をまたがるような大きなクラスターサイズがあった時にヒットはどちらか 1 層のヒットとして認識される。SciFi 内をまっすぐ前方に進むようなトラックがあった時には、ヒットクラスターが層間で重なってしまい大きな一つのクラスターであると誤認してしまい、検出できないのである。しかし、この問題が解決されれば、正しいトラック数をさらに増やすことが可能になる。また、現在の SciFi 検出器の解析においてはトラックに 3 層以上のヒットがあるトラックに関してのみ扱われているが、更にトラッキングを改良し、フェイクトラックを効果的に減らすことで、短い 2 ヒットのトラックの情報も使うことが出来るようになると期待される。これによって、低エネルギーニュートリノイベントによるトラックも扱うことが可能になる。ここでいう 2 ヒットのトラックとは、図 4.19 のように X-Z/Y-Z の各フラグメントにおいて、必ず 2 つのヒットがあること、つまり、オーバーラップが 100 %であるトラックであることを定義する。

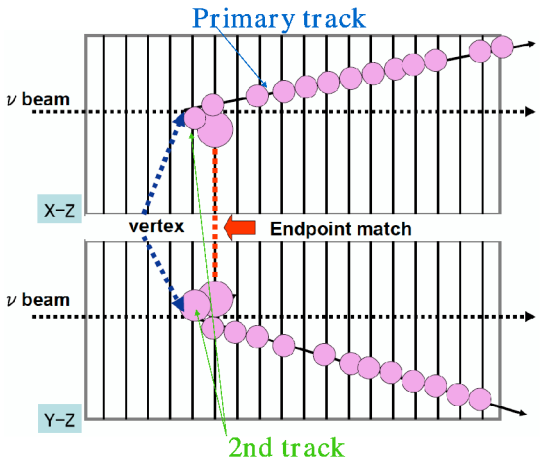

図 4.19: 2 トラックイベントにおけるセカンドトラックが 2 ヒットの時のヒットトラックの定義。各 X-Z、Y-Z フラグメントにおいてヒットクラスターが 2 つずつ存在している時 (オーバーラップが 100 %) を 2 ヒットと定義する。

表 4.5: 改良後のプライマリートラックとセカンドトラックのトラック検出効率。

	改良前	改良後		
セカンドトラックのヒット数	3 ヒット以上	2 ヒット以上	2 ヒットのみ	3 ヒット以上
トラック検出効率 (μ 粒子)	86 ± 0.2 %	99 ± 0.1 %		
トラック検出効率 (セカンドトラック)	46 ± 0.7 %	64 ± 0.6 %	41 ± 1.0 %	84 ± 0.6 %
セカンドトラック中の p	33 ± 0.6 %	46 ± 0.6 %	30 ± 0.9 %	57 ± 0.8 %
セカンドトラック中の π	12 ± 0.8 %	16 ± 0.4 %	8 ± 0.5 %	20 ± 0.6 %

4.5　改良後のトラッキングパフォーマンス

ここでは、これまでに述べてきたクラスターサイズのアルゴリズムとトラッキングの改良によってえられたトラッキングパフォーマンスを以下の順で示す。

1. ヒット検出効率。
2. cos$\Delta\theta$ を用いた CCqe 反応のイベントの選別能力。
3. MRD(3d+1L) イベント、プライマリートラックの基本分布 (P_μ、θ_μ、vertex 分布 (X、Y、Z)、トラック数)。
4. MRD(3d+1L) イベントセカンドトラック (p) に関する基本分布 (トラックの長さ、角度)。

4.5.1　トラッキング、クラスターサイズ改良後のヒット検出効率

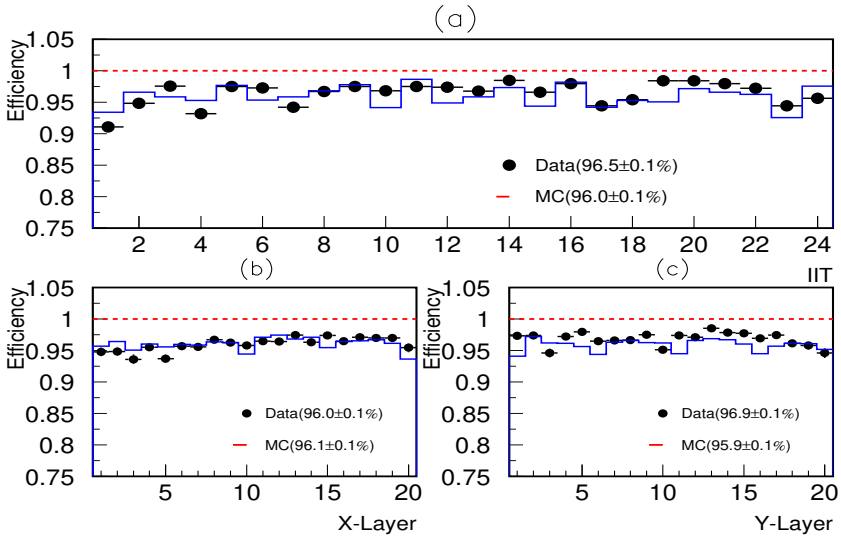

図 4.20: 24 本の IIT に関するヒット検出効率。

トラッキング改良後のヒット検出効率を宇宙線データを用いて見積もった。図 4.20 に、トラッキング改良後のヒット検出効率を示す。改良前は全ての IIT に対し、平均してデータは、96.5 $\pm$ 0.5 %、MC は、96.8 $\pm$ 0.1 % であったが、改良後はデータは、95.7 $\pm$ 0.1 %、MC は、95.3 $\pm$ 0.1 %となっており、ヒット検出効率に変化はみられず、高い検出効率を保っている。

4.5.2　cos$\Delta\theta$ を用いた CCqe 反応のイベントの識別

イベント解析には反応後の μ 及び p は検出器によって直接検出され、運動量やビーム軸に対する角度を測定して求めている。目的としている CCqe 反応イベントは 2 体反応なので、μ、n などから p の運動量が測定できる。測定した p の運動量と計算された p の運動量の間の角度を $\Delta\theta$ とする。ここで、図 4.21 にデータと MC を用いた cos$\Delta\theta$ の分布を示す。CCqe 反応のイベントは cos$\Delta\theta$ が 1 に近いところに分布し、CCqe 反応以外のイベントは cos$\Delta\theta$ が低い方にも分布しているのが分かる。本研究における SciFi 検出器の解析においては、$\Delta\theta$ が 25 ゜以下 (以下 QE サンプルと呼ぶ)、$\Delta\theta$ が 25 ゜以上 (以下 nQE サンプルと呼ぶ) のイベントとして分けることが出来る。

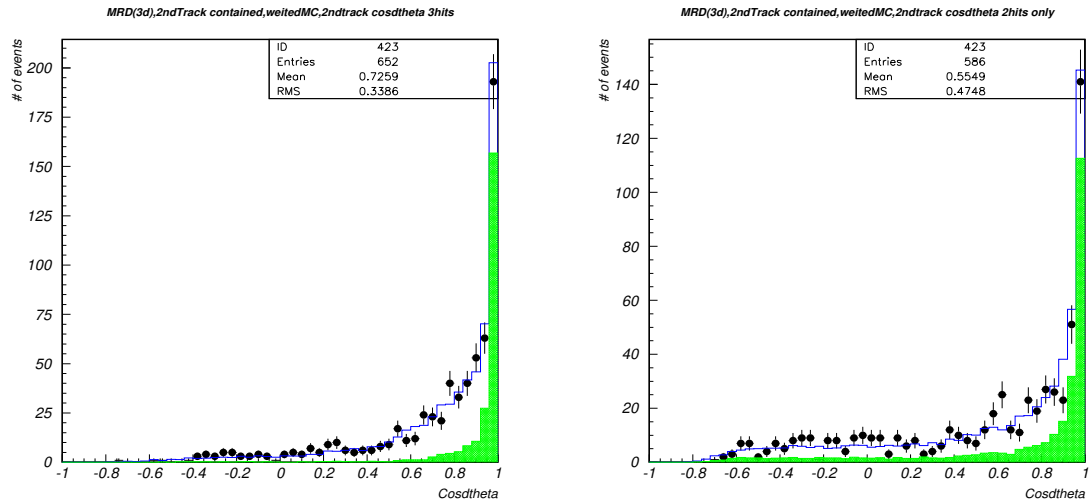

図 4.21: 左図は、3 ヒット以上、右図が、2 ヒットの時の $\cos\Delta\theta$ 分布。●がデータ、ヒストグラムが MC を示し、緑のハッチが MC が示す QE 反応イベントである。3 ヒット以上のトラックも 2 ヒットのトラックもデータと MC が良く一致している。

4.5.3 MRD(3d+1L) イベントにおけるプライマリートラックの基本分布

MRD(3d+1L) イベントにおける μ 粒子の運動量、ビーム軸に関する μ 粒子の生成角度、バーテックス分布を以下に示す。全てのプロットは●がデータでヒストグラムが MC である。また、緑のヒストグラムのハッチが MC 中の QE サンプルを表している。データと MC がほぼ一致しており、SciFi 検出器とニュートリノ相互作用についてよく理解できているといえる。

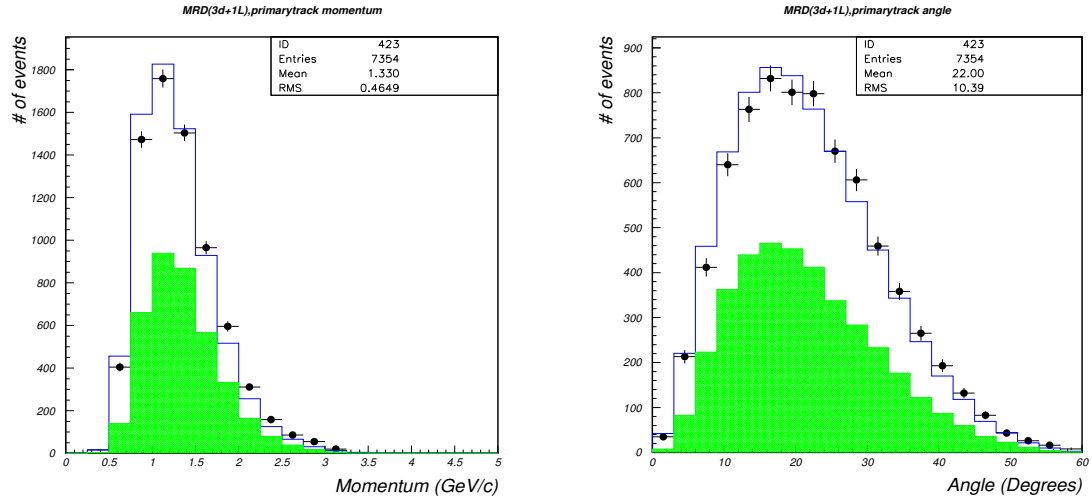

図 4.22: 左図は MRD(3d+1L) イベントにおける μ 粒子の運動量分布を示した図。右図は MRD(3d+1L) イベントにおける μ 粒子の角度分布を示した図。MC の不定性によって、MC がデータよりも大きくなっているようにみえる。

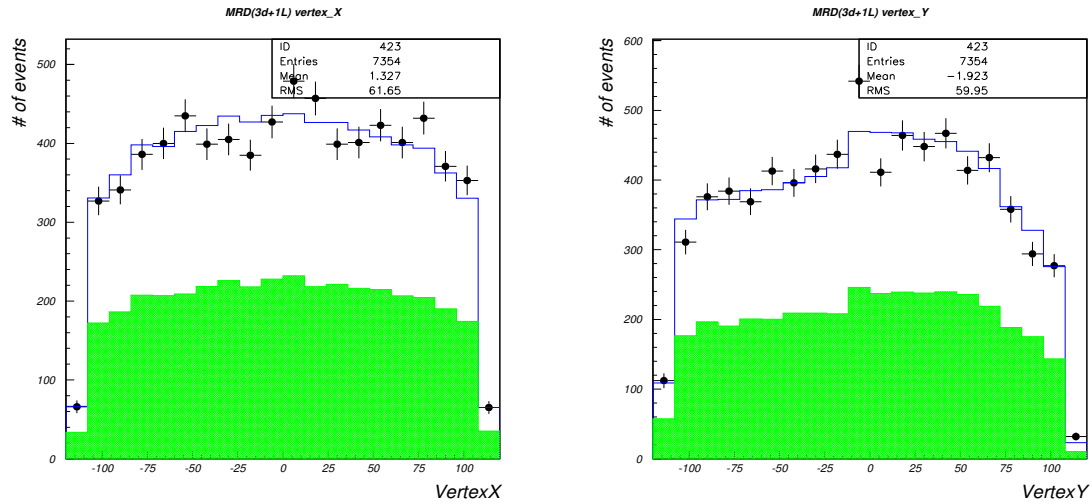

図 4.23: 左図は再構成された MRD(3d+1L) イベントにおける X 軸のバーテックス分布。右図は再構成された MRD(3d+1L) イベントにおける Y 軸のバーテックス分布。

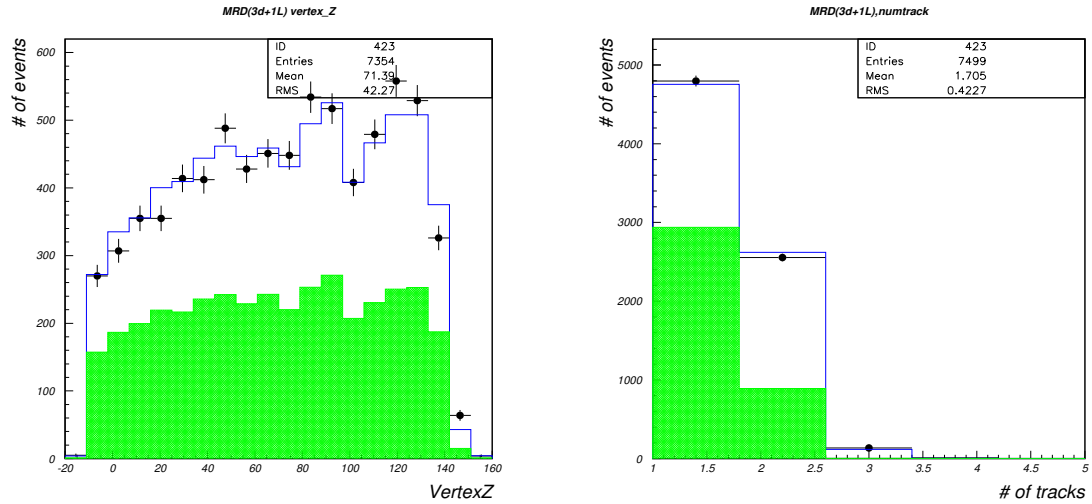

図 4.24: 左図は再構成された MRD(3d+1L) イベントにおける Z 軸のバーテックス分布。右図は MRD(3d+1L) イベントにおけるトラック数を示した分布。

4.5.4 MRD(3d+1L) イベントにおけるセカンドトラックの基本分布

MRD(3d+1L)、2 トラックイベントでそれぞれ、3 ヒット以上と 2 ヒットのみのトラックにおけるセカンドトラックの長さ、角度を以下に示す。全てのプロットは•がデータでヒストグラムが MC である。また、緑のヒストグラムのハッチが MC 中の QE サンプルを表している。データと MC がよく一致しており、3 ヒットトラックとともに 2 ヒットトラックを使える可能性がある。

以上よりクラスターサイズとトラッキングの改良を行ない、そのパフォーマンスを示した。次の章では、この改良された情報を用いて SciFi 検出器内のクラスターサイズによって粒子識別を行ない、それを評価する。

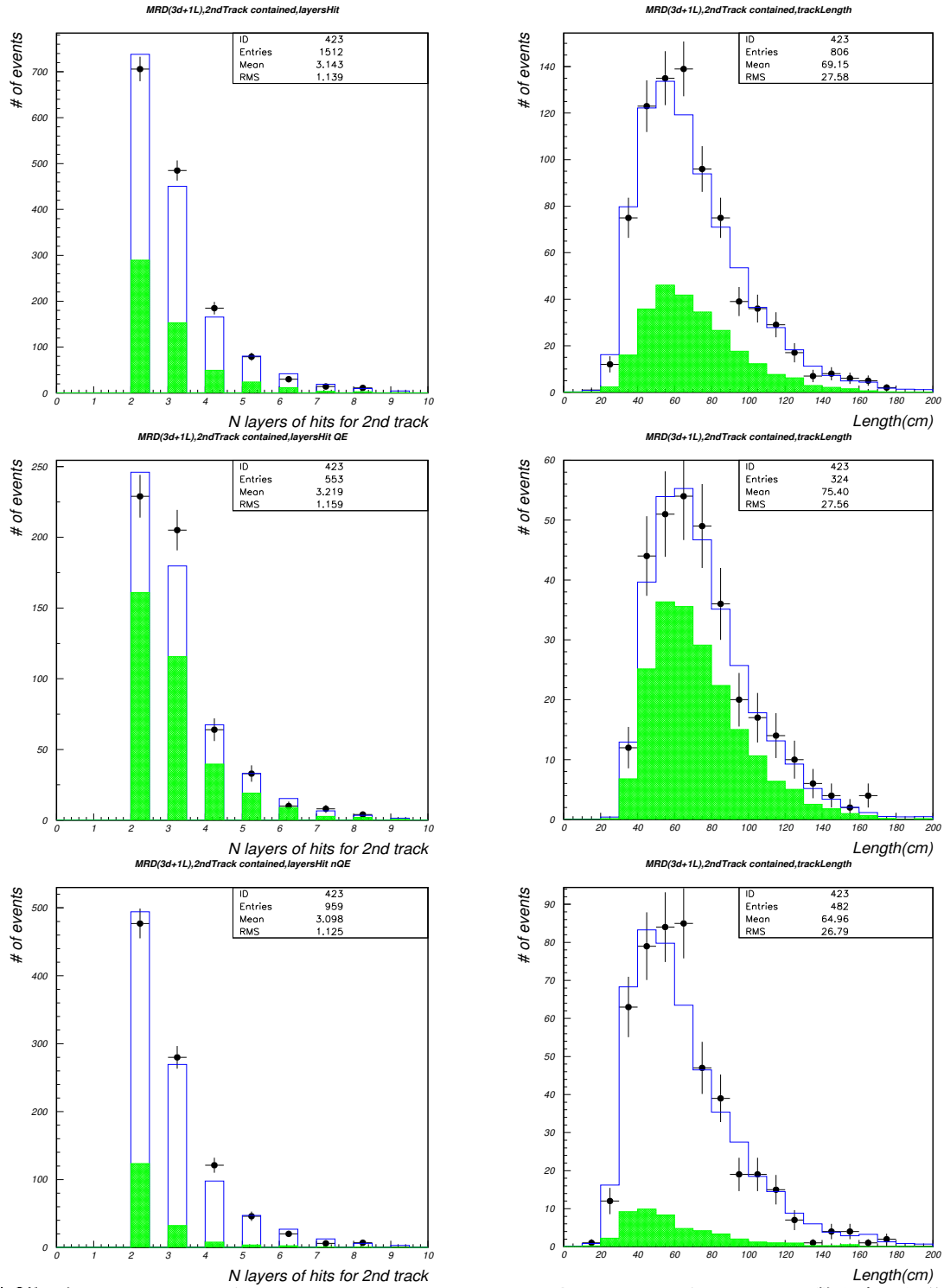

図 4.25: 左図は、2 トラック MRD(3d+1L) イベントで、セカンドトラックのヒットの数を表した分布。2 ヒット以上のトラックでデータと MC がよく一致している。右図は、2 トラック MRD(3d+1L) イベントで、3 ヒット以上のセカンドトラックの長さを表した分布。上から、セカンドトラックの全てのイベント、セカンドトラック中の QE サンプル、セカンドトラック中の nQE サンプルを示す。ここでの QE、nQE サンプルは $\cos\Delta\theta$ でカットしている。3 ヒット以上のトラックも 2 ヒットのみのトラックもデータと MC が良く一致している。

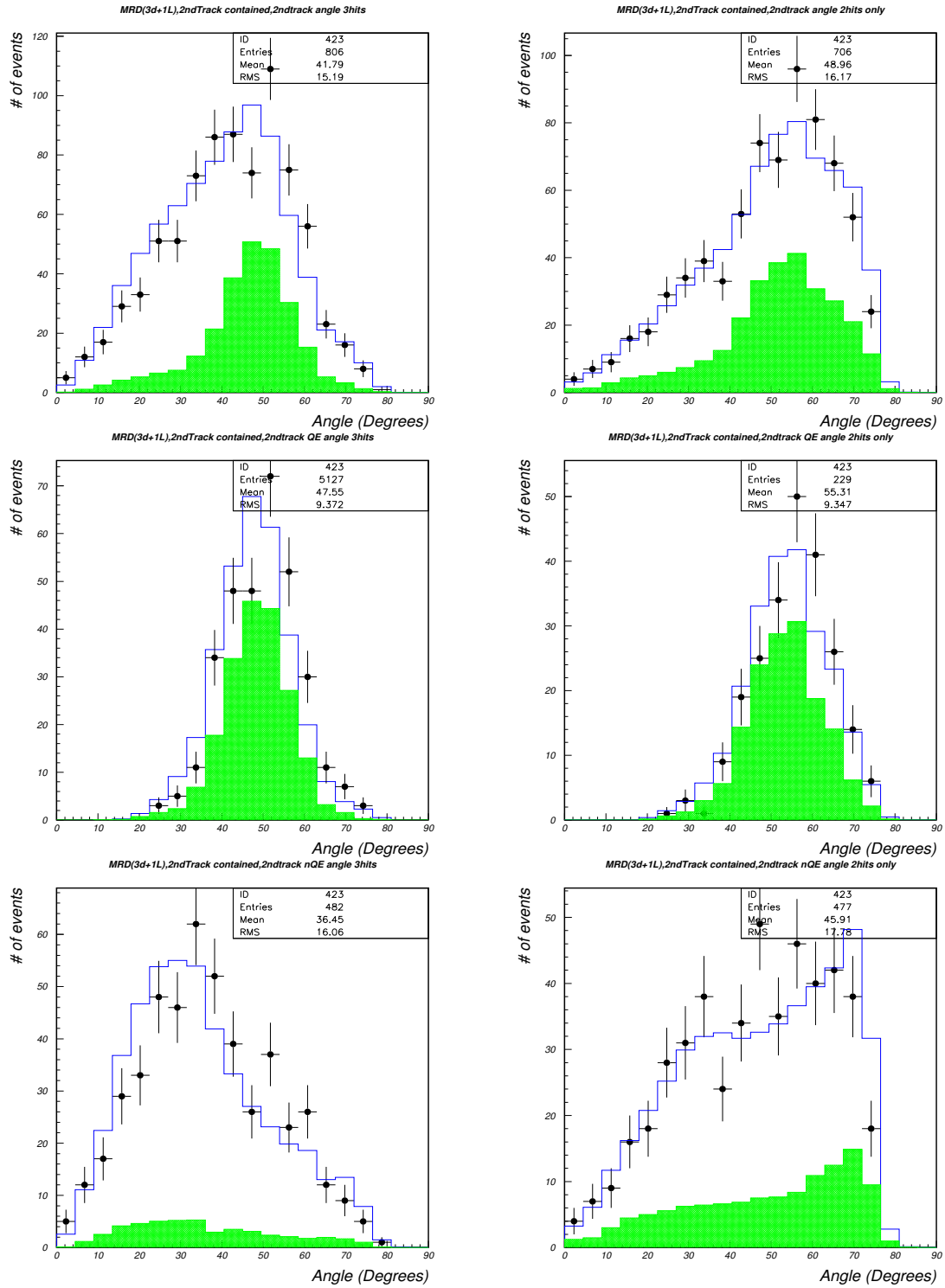

図 4.26: 2 トラック MRD(3d+1L) イベントで、3 ヒット以上と 2 ヒットのみのトラックにおけるセカンドトラックの角度分布。左図 1 列は、3 ヒット以上のトラック、右図 1 列は、2 ヒットのみのトラックを示す。上から、セカンドトラックの全てのイベント、セカンドトラック中の QE サンプル、セカンドトラック中の nQE サンプルを示す。ここでの QE、nQE サンプルは $\cos\Delta\theta$ でカットしている。3 ヒット以上のトラックも 2 ヒットのみのトラックもデータと MC が良く一致している。

第5章　粒子識別の方法の確立とその評価

前章までにのべてきた、クラスターサイズとトラッキングの改良をふまえ、本章では得られたヒットトラック上のクラスターサイズをもとに、粒子の識別を行ない、その評価を行なう。

5.1　各層の平均クラスターサイズを用いた粒子識別

ここでは、SciFi 検出器 20 層内を粒子が通過した際の全層の平均のクラスターサイズを用いた場合の p/π の検出効率の評価について述べる。図 5.1 は MRD3d、2 トラックイベントにおけるセカンドトラックで SciFi 検出器内でストップしたヒットトラック上の全層平均のクラスターサイズのデータと MC である。このように、データと MC がよく一致している。

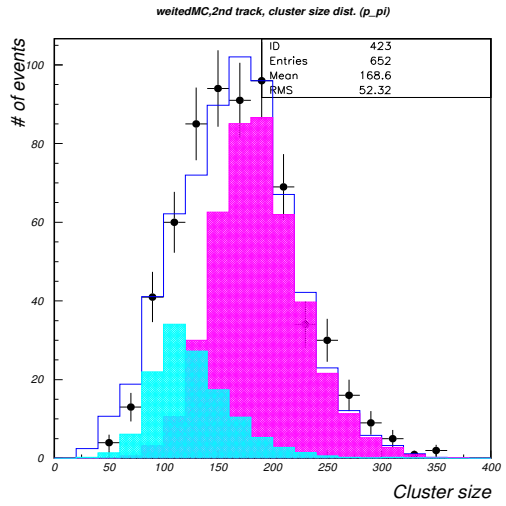

図 5.1: SciFi 検出器をもちいた平均クラスターサイズ分布。データと MC がよく一致している。ピンクのヒストグラムが MC が示した CCqe サンプル中の p、青のヒストグラムが MC が示した CCqe サンプル中の π である。

これより、この MC を用いて SciFi 検出器内で反応し生成された p と π のクラスターサイズ分布を比較する。図が示すとおり、p/π のクラスターサイズの重なり部分が大きい。この MC が示す分布を用いて各クラスターサイズでカットした場合、ここで、p/π の検出効率を以下のように定義する。

$$\text{検出効率 } (\%) = \frac{p(\pi) \text{ として選ばれた数}}{\text{全 } p(\pi) \text{ 数}}$$

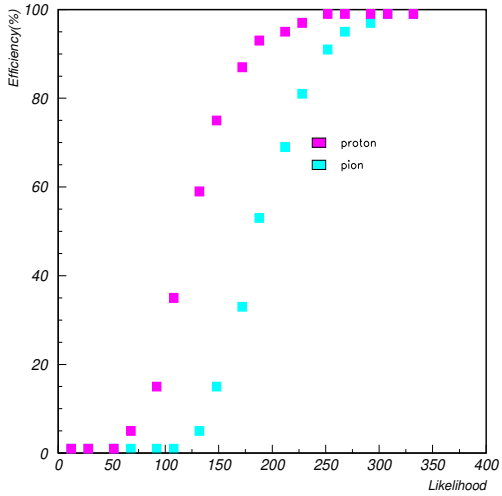

図 5.2: MRD3d、2 トラックイベントで、セカンドトラックが SciFi 検出器内でストップした全層の平均クラスターサイズ分布を用いた時の粒子の検出効率。X 軸はクラスターサイズのカットバリューを示し、Y 軸は検出効率 (%) である。p/π はクラスターサイズの重なりが大きく、効率よく検出できないことが分かる。

また、このように定義した検出効率を図 5.2 に示す。例えば、分布に含まれるクラスターサイズの値を 150 以下でカットしたとすると、p の検出効率は 75 %、その時の π の排除率は 15 %である。この結果から明らかのように、p/π のクラスターサイズ分布が重なり具合が大きいことで、全層平均のクラスターサイズ分布から求められる粒子検出効率は悪く、改善が必要であった。

そこで、平均のクラスターサイズではなく、止まり際最後の 4 層 (X、Y 両方) のクラスターサイズとその変化の様子までを含めた情報を Likelihood 関数を用いて表すことにする。

5.2 粒子の止まり際の各層のクラスターサイズ

本節では、MRD3d、2 トラックイベントでセカンドトラックが図 5.2 に示すように SciFi 検出器内で止まった最後の層から、X、4 層、Y、4 層のクラスターサイズを用いたときの、p/π の検出効率を評価する。SciFi 検出器内でヒットがあった最後の層を last layer として定義し、また、その最後の層から SciFi 検出器上流へと数えて 3-1 層とする。つまり、1-4 層へとクラスターサイズを見ていくと、止まり際のエネルギー損失が大きい p は 4 層目に向かうにつれてクラスターサイズが大きくなる。

また、前章で述べたトラッキングのパフォーマンスでは 2 トラックイベントにおいてセカンドトラックは 2 ヒットのみ、3 ヒット以上のトラックと区別して解析を行なってきた。ここでも、まずセカンドトラックは 3 ヒット以上のトラックを要求したイベントだけを用いて、粒子識別の評価を行なう。そして、後ほど 2 ヒットを用いた時の粒子識別の評価を行なう。2 ヒットにおいては、クラスターサイズとトラッキングの改良によってノイズクラスターを減らすことが出来、セカンドトラックにおける 2 ヒットのイベントについても見通しが出てきたが、未だに、2 ヒットには 50 %以上のフェイクトラックが含まれており、ヒットトラックとして SciFi 検出器での解析で用いるためには更なる改善が必要性が分かっているからである。しかし、本研究の粒子識別が確立されることで、この 2 ヒットのトラックに関しても S/N が改善できると期待できる。

図 5.4 は、MRD3d イベントのプライマリートラックに関するクラスターサイズのデータと MC である。X 層のデータと MC はよく一致しているが、Y 層のデータと MC は、実際のデータよりも MC が大きい方向にずれている。これは、今後の課題であり、更に光量のチューニングが必要である。図 5.5、図 5.6、図 5.7、は MRD3d、2

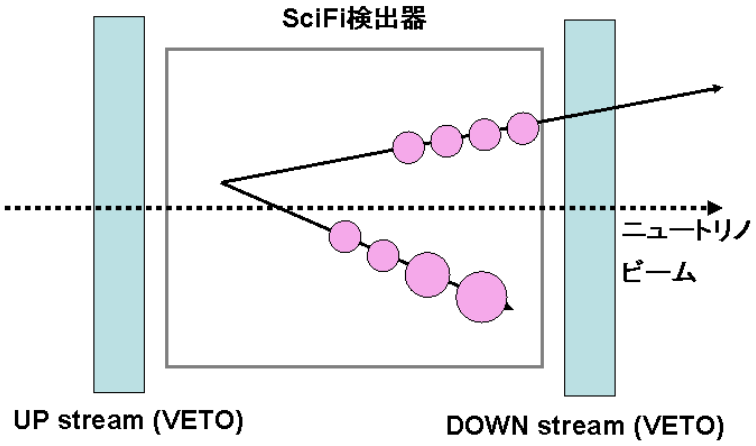

図 5.3: SciFi 検出器内のクラスターサイズ。

トラックイベントにおける各層のクラスターサイズのデータと MC である。セカンドトラック、また $\cos\Delta\theta$ で分類したセカンドトラック中の QE イベント、セカンドトラックの nQE イベントのクラスターサイズを示す。粒子の止まり際になるにつれて、データと MC にずれが生じていることが分かる。MC のチューニングは宇宙線データを用いて、各 IIT のクラスターサイズを指標として行なっている。SciFi 検出器の宇宙線データは、その上流と下流に設置されている VETO を用いることで、SciFi 検出器を通過した μ 粒子を選別し、データを収集する。また、SciFi 検出器のデータサンプルとして、各イベントに対して、その宇宙線の μ 粒子は SciFi 検出器を 15 層以上通過したものを要求している。そのため、ほとんどが入射してくる角度の大きい μ 粒子を使って、チューニングをしていることになる。プライマリートラックのクラスターサイズにおいて、データと MC にずれが生じる原因は、このような μ 粒子でチューニングをしているため、実際のニュートリノ反応で、前方に飛び出す角度の小さい μ 粒子の影響を考慮していないことが考えられる。その対応策として、ほとんどが μ であるビームデータの MRD3d イベントを用いて、データと MC の再チューニングをする必要がある。また、セカンドトラックのクラスターサイズのデータと MC のずれは、宇宙線データである μ 粒子を指標として、チューニングを行なったことによるものと考えられる。セカンドトラックに多く含まれる p/π の粒子のクラスターサイズのチューニングには LED を用いた再チューニングなどを考える必要がある。

本研究の粒子識別法は、粒子の止まり際における MC のクラスターサイズ分布を用いて行なう。そのため、粒子識別を行なう際にはクラスターサイズにおけるデータと MC のずれを考慮する必要がある (後述)。次は、図 5.8 に MC を用いて各層における p と π のクラスターサイズ分布を示す。

ここでは、一番上から 1、2、3、4 層と止まり際でのクラスターサイズの様子が示されている。一番下の最後の 4 層目のクラスターサイズ分布を見ると、p は止まり際でクラスターサイズが大きくなっているが π のクラスターサイズはほとんど変わっていない。

また、このように分布がガウシアン分布ではなく、ランダウ分布のようになっている 2 つの分布を分ける時に用いられる方法が以下の相対比を利用した Likelihood を用いて行なう方法である [59, 60]。

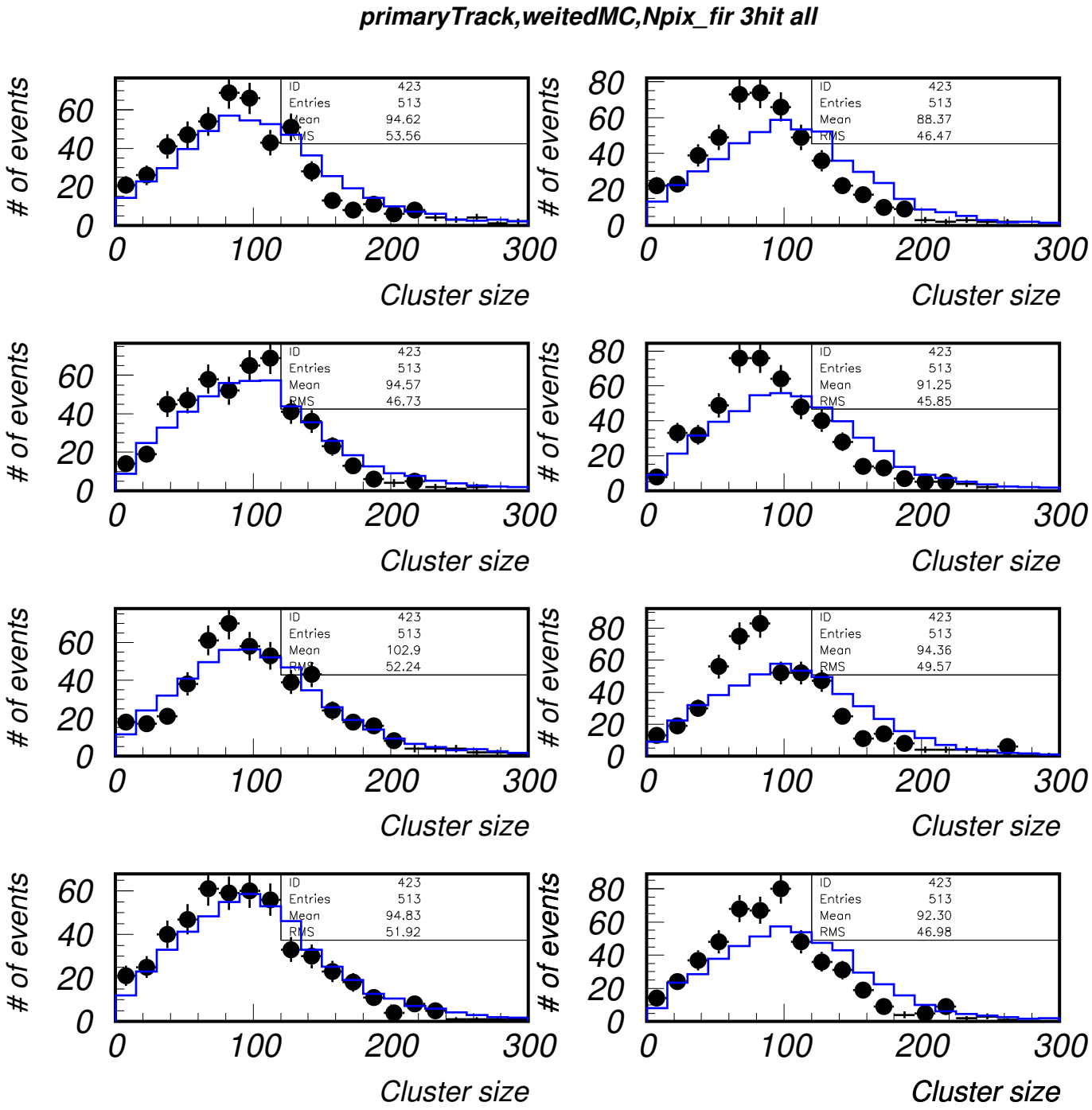

図 5.4: プライマリートラックに関するクラスターサイズ分布 (データと MC)。•がデータ、青いヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。また、上図から 1、2、3、4 層となり、粒子の止まり際のクラスターサイズの様子が分かる。X 層のデータと MC はよく一致しているが、Y 層のデータと MC は、実際のデータよりも MC が大きい方向にずれている。これは、今後の課題であり、更に光量のチューニングが必要である。

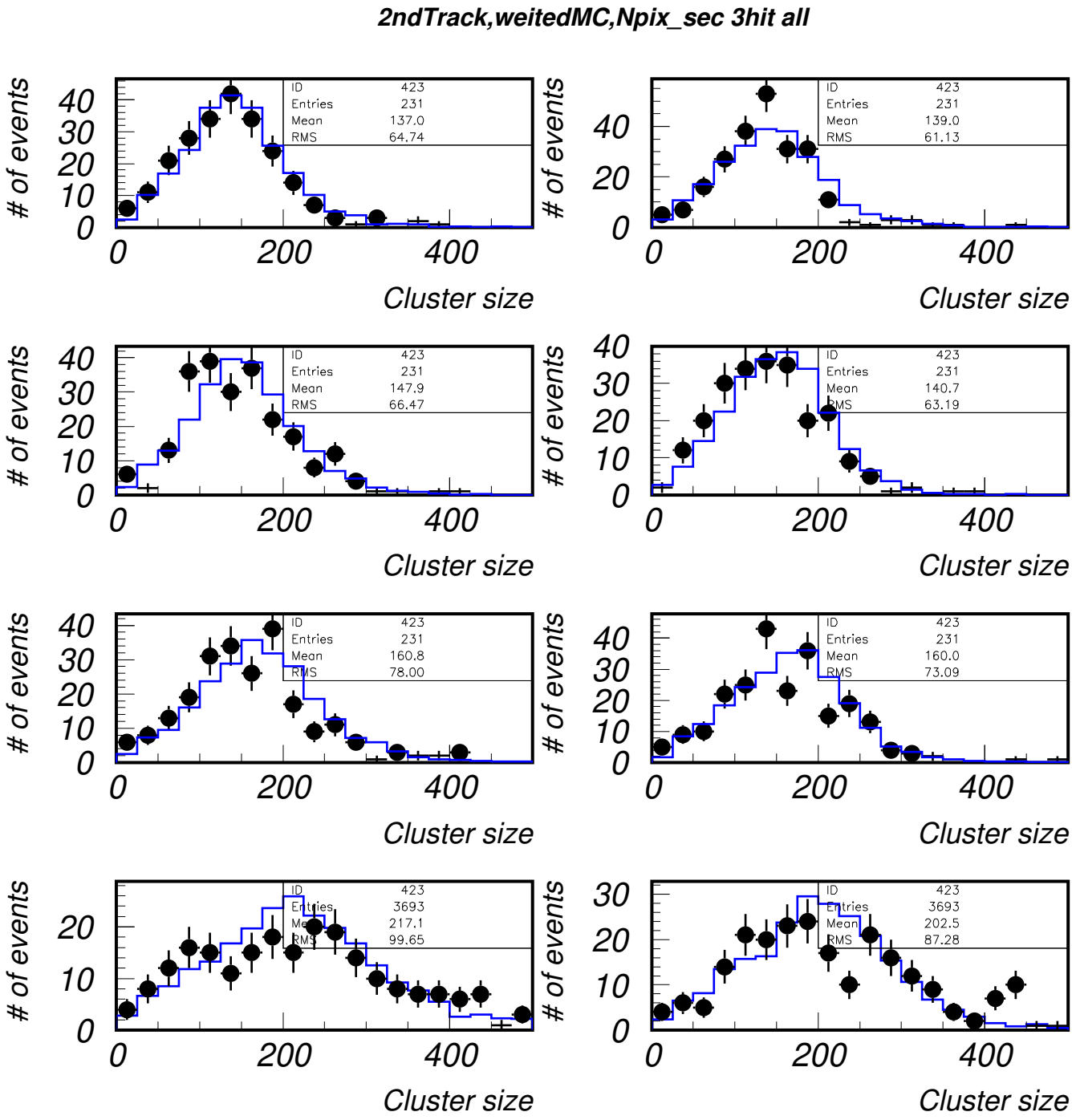

図 5.5: セカンドトラックに関するクラスターサイズ分布 (データと MC)。•がデータ、青いヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。また、上図から 1、2、3、4 層となり、粒子の止まり際のクラスターサイズの様子が分かる。X 層、Y 層ともにデータと MC はよく一致している。

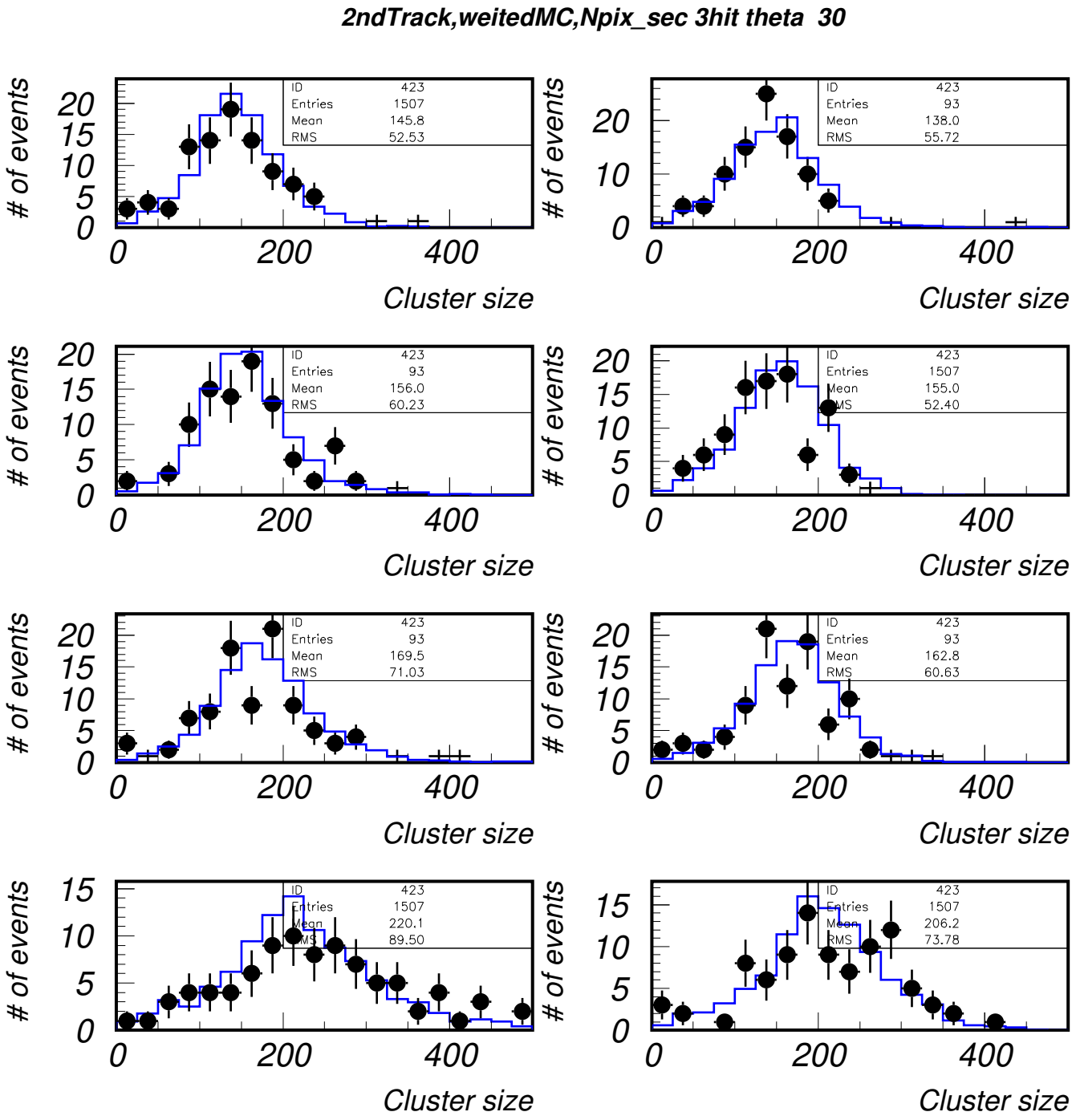

図 5.6: セカンドトラック QE イベントに関するクラスターサイズ分布 (データと MC)。•がデータ、青いヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。また、上図から 1、2、3、4 層となり、粒子の止まり際のクラスターサイズの様子が分かる。X 層、Y 層ともにデータと MC はよく一致している。

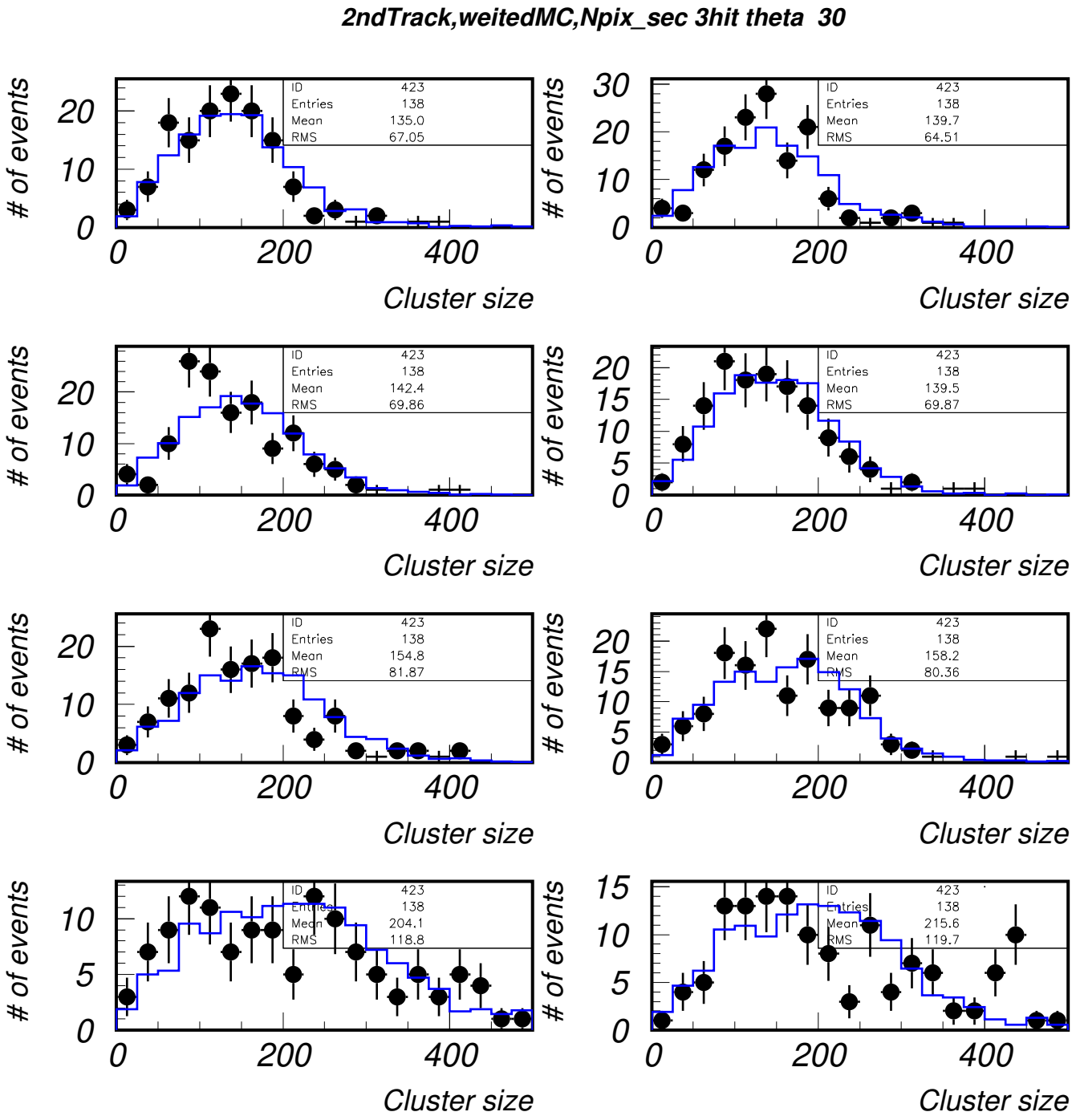

図 5.7: セカンドトラック nQE イベントに関するクラスターサイズ分布 (データと MC)。•がデータ、青いヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。また、上図から 1、2、3、4 層となり、粒子の止まり際のクラスターサイズの様子が分かる。X 層、Y 層ともにデータと MC はよく一致している。

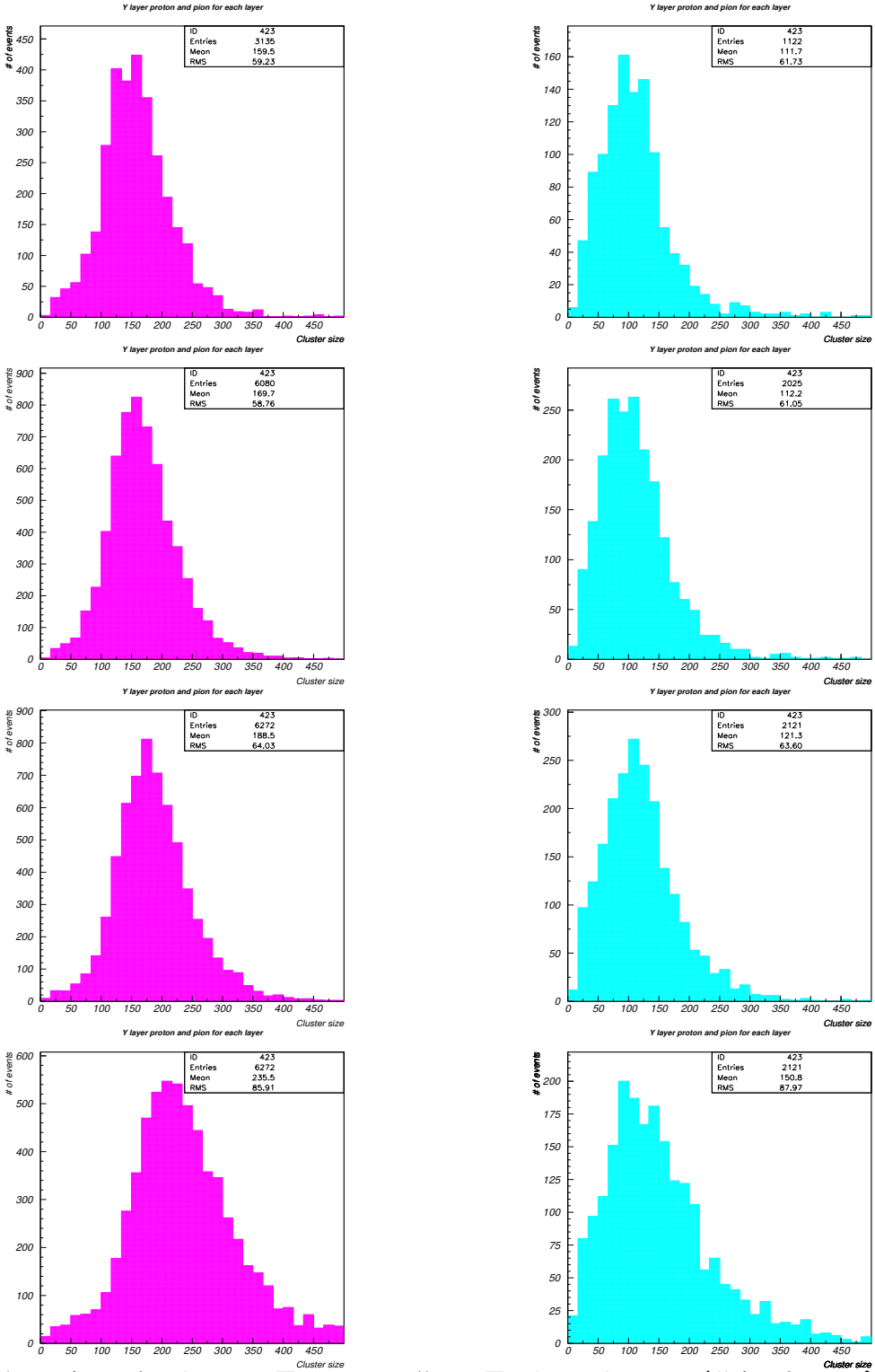

図 5.8: 粒子の止まり際における X 層の p と π 最後の 4 層のクラスターサイズ分布。左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の青いヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。p、π ともに粒子が止まった最後の層から 4 層ごとにクラスターサイズを比較している。ここでも、一番下のヒストグラムが粒子が止まった層の分布である。p は止まり際において層が増えていくとエネルギーを落としていく様子を示し、π は大きさを変えていない。この差を利用して粒子識別を行なう。

5.3 Likelihoodを用いた粒子識別の方法

本節では、Likelihood を用いた粒子識別法について述べる。その方法を以下の順で示す。

1. クラスターサイズ分布のデータと MC のずれを χ^2 によって見積もり、χ^2 の最も小さくなるように MC におけるクラスターサイズを再チューニングする。
2. セカンドトラックが SciFi 検出器内で止まった時の最後の 4 層のクラスターサイズを X、Y 両層について求める。
3. MC によって p/π の止まり際 4 層におけるクラスターサイズ分布を求め、それによって p らしさ、π らしさを表す関数 (確率密度関数) f_p、f_π を定義する。
4. f_p、f_π から Likelihood を求め、それによって p/π を識別する。

5.3.1 クラスターサイズ分布のデータとMCにおけるχ^2の定義

本研究の粒子識別法は、粒子の止まり際における MC のクラスターサイズ分布を用いて行なう。そのためには、データと MC でクラスターサイズ分布の振舞いが同じであることが、最も重要である。しかし、実際には、データと MC において、クラスターサイズ分布の振舞いにずれが生じている。ここでは、そのずれを表す指標として、χ^2 を用いる。

粒子の止まり際における X、Y での最後の 4 層のクラスターサイズにおいて、データと MC のずれを評価するために、以下のように、χ^2 を定義する。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(y_i^{data} - y_i^{MC})^2}{\sigma_i^2} \tag{5.1}$$

y_i^{data} は、y_i^{MC} は、クラスターサイズ分布における、データ、MC の各ビンでのイベント数、また、ここでの σ_i^2 は、クラスターサイズ分布における、データの各ビンでのイベント数である。MRD3d、2 トラックイベントにおける、セカンドトラックにおいて、MC のクラスターサイズを意図的に、$\pm$ 10 %ずつ、ピークをずらしていった時の、χ^2 を比較する。ここでいうピークとは、クラスターサイズ分布をガウシアンフィットした時の mean の値である。図 5.9 に X と Y のクラスターサイズ 4 層を用いた時の χ^2 分布を示す。また、この時の χ^2 の自由度は 160(20bin $\times$ 8 層) である。

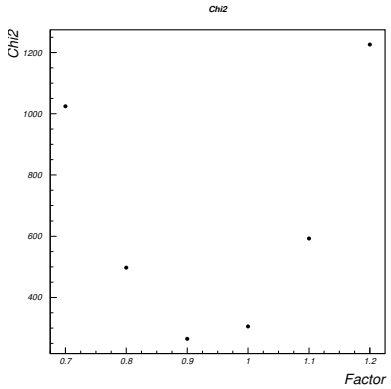

図 5.9: MRD3d、2 トラックにおける、セカンドトラックイベントにおいて、MC のクラスターサイズを、$\pm$ 10 %ずつ、ピークをずらしていった時の、データと MC における χ^2。X、Y のクラスターサイズ 4 層 (合計 8 層) を用いた時の χ^2。X 軸は、MC のクラスターを動かしていったファクター、Y 軸は χ^2 を示す。

図 5.9 を見ると、クラスターサイズの MC を約-5 %ずらすと、χ^2 が小さくなることがわかる。つまり、現在の X、Y のデータと MC のクラスターサイズにおいて、MC が大きい方向に $\sim$5 %ずれていることが分かる。そのため、各 X4 層、Y4 層について、χ^2 が最も小さくなるように、MC のクラスターサイズについて、再チューニングを行なった。同様にして、プライマリートラックについても再チューニングを行ない、そのずれを定量的に評価した。各層で χ^2 を最も小さくした時のデータと MC のずれを表 5.1 にまとめる。以上より、見積もったデータに対する MC のずれを考慮し、再チューニングした MC を用いて、粒子の識別を行なう。

表 5.1: χ^2 が最も小さくなる時の値とそのときのデータに対する MC のずれ。つまり、データと MC が正しく一致している箇所からの MC のずれである。また、このときの自由度は 20 である。

	プライマリートラック		セカンドトラック	
	Min. $\chi^2/20$	データに対する MC のずれ	Min. $\chi^2/20$	データに対する MC のずれ
X 1 層目	1.10	0.90 %	0.45	0.93 %
X 2 層目	1.30	0.92 %	2.03	0.97 %
X 3 層目	1.15	0.97 %	0.90	0.90 %
X 4 層目	0.72	0.88 %	1.21	1.00 %
Y 1 層目	0.47	0.81 %	1.51	0.88 %
Y 2 層目	0.83	0.81 %	0.54	0.91 %
Y 3 層目	1.69	0.82 %	1.41	0.96 %
Y 4 層目	0.80	0.82 %	2.40	1.04 %

5.3.2 Likelihood(πらしさ)の定義

SciFi 検出器内でストップしたセカンドトラックのクラスターサイズ分布からその分布を微分していった時の p らしさ、π らしさを表す確立密度関数 (f_p) を求める。このとき、この関数は 1 に規格化する。これにより、X、Y 各層において観測したクラスターサイズから、その粒子が p か π かを確率で計算することが出来、それを用いて Likelihood を以下のように定義する。

$$L_\pi \equiv \frac{F_\pi}{F_\pi + F_p} \tag{5.2}$$

$$F_\pi = \prod_{i=1}^{8} f_\pi(i) = f_{\pi_x 1} \times f_{\pi_x 2} \times f_{\pi_x 3} \times f_{\pi_x 4} \times f_{\pi_y 1} \times f_{\pi_y 2} \times f_{\pi_y 3} \times f_{\pi_y 4} \tag{5.3}$$

$$F_p = \prod_{i=1}^{8} f_p(i) = f_{p_x 1} \times f_{p_x 2} \times f_{p_x 3} \times f_{p_x 4} \times f_{p_y 1} \times f_{p_y 2} \times f_{p_y 3} \times f_{p_y 4} \tag{5.4}$$

未知の粒子に対しこの Likelihood を適用して、Likelihood が 0.5 以上なら π ライクであり、Likelihood が 0.5 以下なら p ライクであるとする。

5.3.3 Likelihood(πらしさ)の適用

MRD3d イベントを用いた時のプライマリートラックにおいては前記したとおり、ほとんどが μ 粒子である。ここで、図 5.10 に π 粒子と μ 粒子のクラスターサイズの分布を示す。左図が MRD3d イベントのプライマリートラックに関して、最後の層のクラスターサイズの分布を示し、右図が SciFi 検出器内でストップしないセカンドトラックの π 粒子のクラスターサイズを示す。

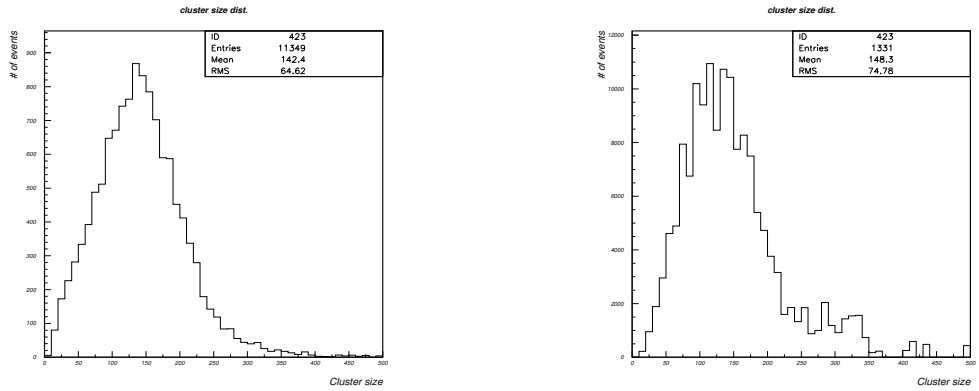

図 5.10: π 粒子と μ 粒子のクラスターサイズの分布。左図が MRD3d イベントのプライマリートラックに関して、最後の層のクラスターサイズの分布を示し、右図が SciFi 検出器内でストップしないセカンドトラックの π 粒子のクラスターサイズを示す。SciFi 検出器内を通過した μ 粒子と π 粒子は分布がよく似ている。

SciFi 検出器内を通過した μ 粒子は、π 粒子は、ともに最小電離粒子とみなせるので、プライマリートラック(ほとんどが μ 粒子) に関して、先ほど定義した Likelihood 関数を適用すると図 5.11 のようになった。

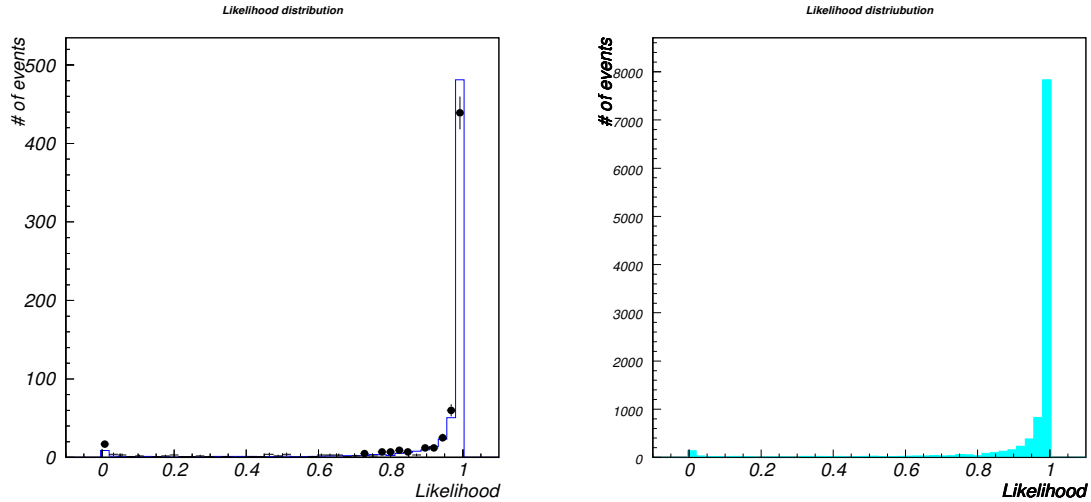

図 5.11: 左図は、MRD(3d+1L) イベントのプライマリートラックに関する Likelihood 分布。•がデータ、ヒストグラムが MC であり、ほぼ一致している。Likelihood 分布は 1 にピークが立ち、$\mu(\pi)$ ライクになっている。右図は、MC を用いた時の MRD(3d+1L) イベント、プライマリートラック中の μ 粒子の Likelihood 分布である。同様に、Likelihood 分布は 1 にピークが立つことで、MRD(3d+1L) イベントの μ 粒子を正しく識別できてることが分かる。

MRD(3d+1L) イベントのプライマリートラックはほとんどが μ 粒子であるため、Likelihood 分布は 1 にピークが立ち、この場合の μ ライクになっている。これによって、粒子の識別が出来ていることがわかる。また、

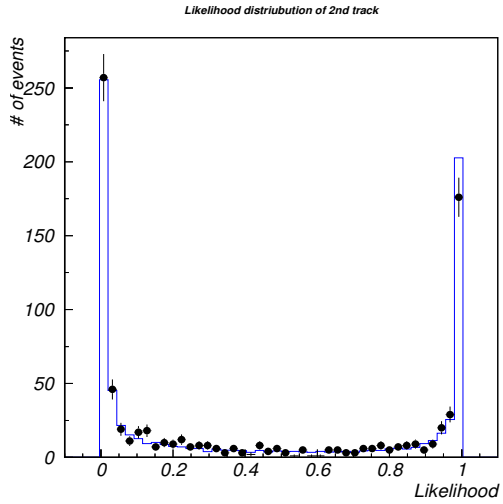

図 5.12: MRD(3d+1L) イベントのセカンドトラックに関する Likelihood 分布。•がデータ、ヒストグラムが MC を示し、データと MC はよく一致している。

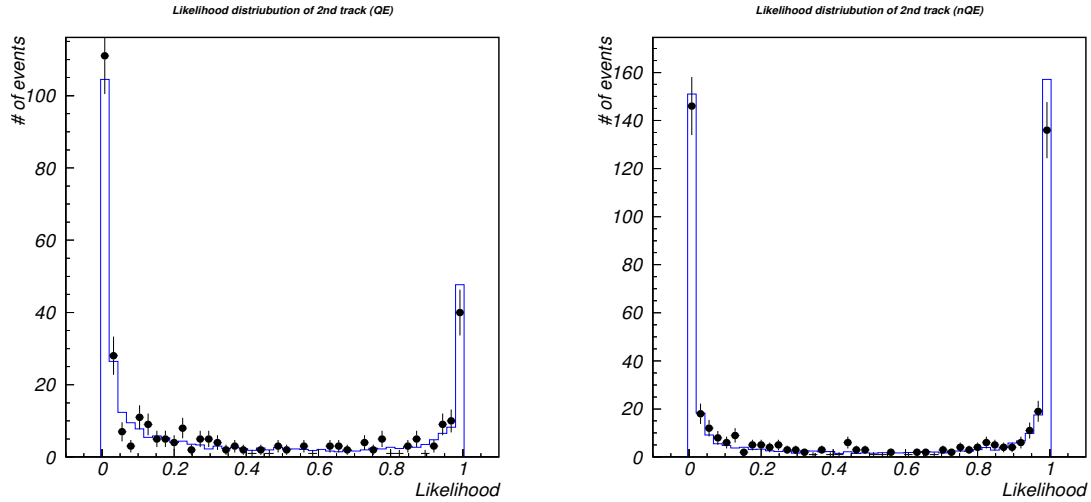

図 5.13: MRD(3d+1L) イベントのセカンドトラックに関する Likelihood 分布。また、左図は、セカンドトラック QE 反応に関する分布で、右図はセカンドトラック nQE 反応に関する分布である。•がデータ、ヒストグラムが MC を示す。

MRD(3d+1L) イベントにおけるセカンドトラックに関して Likelihood を適用した (以下 Likelihood 分布) 分布を図 5.12 に示す。同様にして、このセカンドトラックに cod$\Delta\theta$ で QE/nQE を選別した時の Likelihood 分布を、図 5.13 に示す。データと MC がほぼ一致している。そして、MC を用いてセカンドトラック中に含まれる p、π に対する likelihood 分布は図 5.14 の様になる。ピンクのヒストグラム中の p が 0 にピークを持つことで、p ライクとなり、青いヒストグラム中の π 粒子は 1 にピークを持つことで π ライクとなり、これを用いて p/π の識別が可能である。

以上より求めた Likelihood 分布から検出効率の評価を行なう。

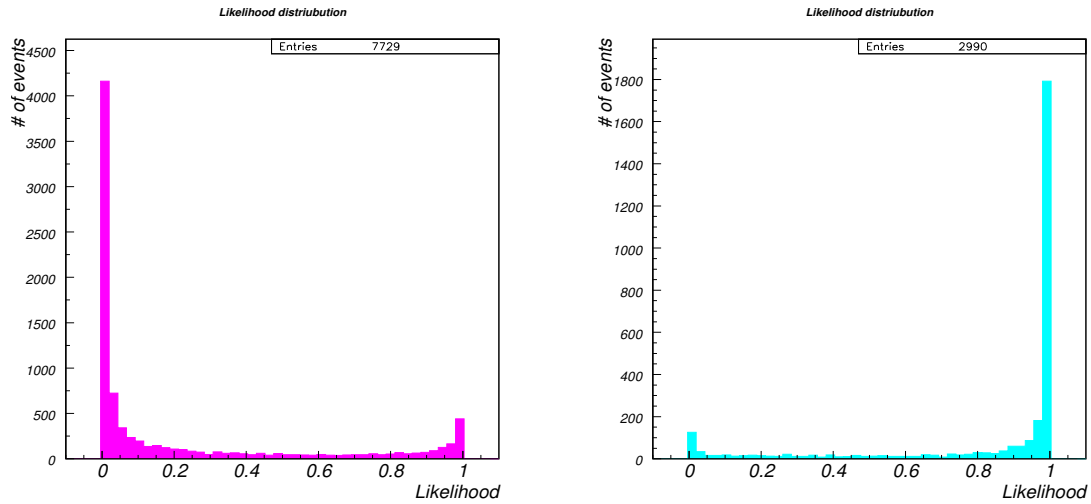

図 5.14: MC を用いて、セカンドトラック中の p、π を要求した時の Likelihood 分布。左図は、MC 中の p を要求した時の Likelihood 分布であり、右図は、MC 中の π を要求した時の Likelihood 分布である。ピンクのヒストグラム中の p が 0 にピークを持つことで、p ライクとなり、青いヒストグラム中の π 粒子は 1 にピークを持つことで π ライクとなり、これを用いて p/π の識別が可能である。

5.4 粒子の検出効率の評価

5.4.1 粒子の検出効率

MRD3d、2 トラックイベントにおけるセカンドトラックに関して Likelihood を適用して、p、π の検出効率を求める。Likelihood 分布のカット値によって、p/π の検出効率を以下のように評価する。

$$\text{検出効率 (\%)} = \frac{p(\pi)\text{ として選ばれた数}}{\text{全 } p(\pi)\text{ のエントリー数}}$$

また、p ライクとみなされる領域にも π 粒子などの混入があり、p の純度も評価することが出来る。図 5.15 に MC によるセカンドトラックの Likelihood 分布における p/π の検出効率と p/π の純度を示す。Likelihood を 0.5 以下にし、p ライクを選ぶようにした時、p の検出効率は 83 %、その時の π 粒子の排除率は 14 %である。また、その場合の p の純度は 91 %、π の純度は 5 %である。逆に、Likelihood を 0.5 以上にし、π ライクを選ぶようにした時、π の検出効率は 86 %、その時の p の排除率は 17 %である。そして、p の検出効率を 85(90) %のときの π の排除率を評価する。p の検出効率が 85(90) %の時、π の排除率は 18(20) %であり、そのときの p の純度は 89(85) %である。

5.4.2 p ライクな π と π ライクな p

Likelihood 分布をみると、ピンクのヒストグラム中の p はほとんどが 0 にピークを持っている。しかし、p のうち 5 %が 1 にもピークを持っていることが分かる。逆に青のヒストグラム中の π 粒子はほとんどが 1 にピークを持っている。しかし、π もそのうち 5 %が 0 にもピークを持っている。この 5 %のピークを除けば、より p ライク、π ライクが区別され、p/π の識別の性能が上がると期待できる。そこで、これらの p ライクな π と π ライクな p について、イベントスキャンを行なった結果を表 5.2 に示す。p ライクな π と π ライクな p であるイベントに共通して、μ 粒子以外がプライマリートラックを作る場合や実際は 3 トラックイベントなのに X-Z/Y-Z で違うトラックを引いてしまう場合が多い。また、p ライクな π においては、p が neutron にあたり、エネルギーを失い、

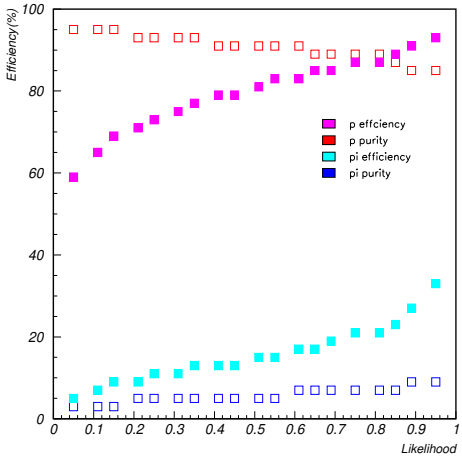

図 5.15: Likelihood 分布における p(ピンク)/π(水色) の検出効率と p(赤)/π(青) の純度。Likelihood を 0.5 以下にし、p ライクを選ぶようにした時、p の検出効率は 83 %、その時の π 粒子の排除率は 14 %である。また、その場合の p の純度は 91 %、π の純度は 5 %である。逆に、Likelihood を 0.5 以上にし、π ライクを選ぶようにした時、π の検出効率は 86 %、その時の p の排除率は 17 %である。

正しくトラッキングができない場合などが含まれる。つまり、p ライクな π として識別された粒子は、50 %以上、π ライクな p も 60 % がトラッキングが正しくできなかったことで起きており、これらはトラッキングを改良することで、減少させることが可能である。しかし、トラッキングが出来ていて、π ライクな p や p ライクな π となる場合が存在している。この場合のクラスターサイズは確かに p においては π ライク、π においては p ライクとなっている。これらの粒子は、p と π クラスターサイズ分布が分離していないことによる影響がでていると考えられる。分布の重なり具合が p/π の粒子検出効率をきめるので、クラスターサイズ分布をよりシャープにする方法を考える必要がある。分布をシャープにするためには、正しいヒット位置を認識し、その位置での正しいクラスターサイズを扱うことが重要である。分布をシャープにし、p/π の粒子検出効率を高めることは、今後の課題である。その際に指標となる、いくつかのクラスターサイズ補正の必要性とその影響については、付録 A を参照とする。

また、その他にも物理的な要因などが考えられるならば、どのような反応がおきているかは厳密に調べる必要がある。

表 5.2: Likelihood 分布における π ライクな p と p ライクな π についてイベントについて行なったスキャンの結果。μ 粒子以外がプライマリートラックを作る場合や実際は 3 トラックイベントなのに X-Z/Y-Z で違うトラックを引いてしまう場合が多い。また、π ライクな p においては、p が neutron にあたり、エネルギーを失い、正しくトラッキングができない場合など、トラッキングによるものが 60 %を占めていることがわかる。p ライクな π においても、トラッキングによる要因が 50 %以上を占める。

	π ライクな p	p ライクな π
X-Z か Y-Z のフラグメントを間違う。	5 %	8 %
p が neutron を弾く。	42 %	0 %
プライマリートラックを間違う。	13 %	23 %
3 トラックにおいてコンビネーションミス	4 %	23 %
正しくトラッキング出来ている。	38 %	46 %

5.4.3 χ^2 を考慮した検出効率の評価

ここでは、前記した χ^2 を用いて粒子の検出効率を評価する。MRD(3d+1L)、2 トラックイベントにおけるセカンドトラックにおいて、再チューニングした MC を用いてクラスターサイズ分布を $\pm$ 10 %動かした。10 %動かすということは、χ^2 が 10 増えることになり、つまり 10σ レベル分布をずらすということになる。その時の粒子の検出効率の評価を行ない、その検出効率から、クラスターサイズ分布のデータと MC によるずれの影響を見積もった。

クラスターサイズにおけるデータと MC の合いで、χ^2/自由度=$\chi^2/160$(20 bin $\times$ 8 層)=1.12 のとき、p の検出効率が 90(85) %を要求した時の π の排除率は、20(18) % である。また、MC のピークを+10 %ずらし、$\chi^2/160$=1.58 のとき、p の検出効率が 90(85) %を要求した時の π の排除率は、22(19) % である。同様にして、MC のピークを-10 %ずらし、$\chi^2/160$=0.83 のとき、p の検出効率が 90(85) %を要求した時の π の排除率は、24(20) % である。つまり、クラスターサイズにおけるデータと MC のずれが、$\pm$ 10 % (10σ) ある時でも、p を 90 %の検出効率で選ぶとするならば、その時の π の排除率は、22($\sim$ 24) %で評価でき、検出効率に影響は少ない。

5.5 2ヒットトラックにおける Likelihood の適用と検出効率

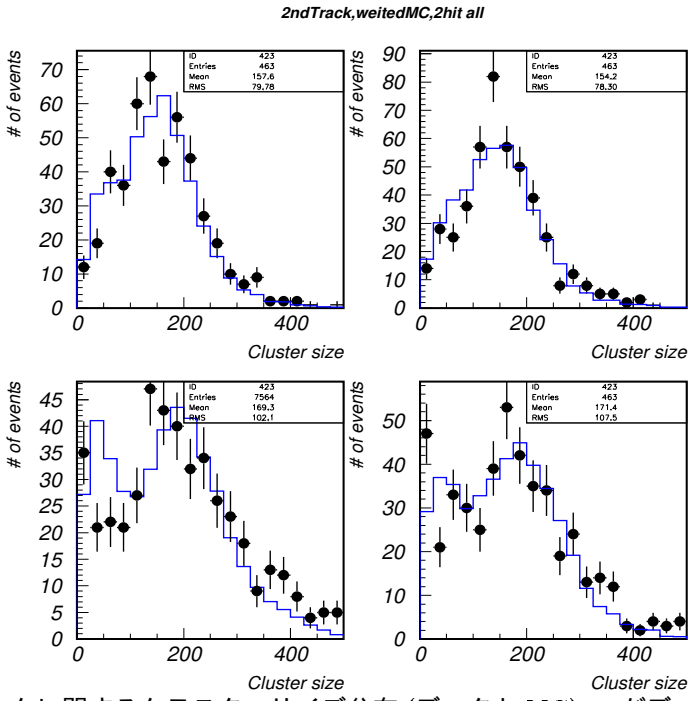

図 5.16: セカンドトラックに関するクラスターサイズ分布 (データと MC)。•がデータ、緑のヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。上図から最後の 2 層への粒子の止まり際のクラスターサイズの様子である。

ここで、MRD3d、2 トラックイベントでセカンドトラックが 2 ヒットの時の粒子識別の評価を行なう。2 ヒットのトラックの中にはいまだ 50 %以上のフェイクトラックが含まれており、ノイズトラックを取り除くようなトラッキングの改善を必要とする。しかし、低エネルギー領域のニュートリノイベントが多く含まれる 2 ヒットトラックの解析はこの先、重要な位置を占めると考えられる。そのため、準備段階ではあるが、2 ヒットトラックを

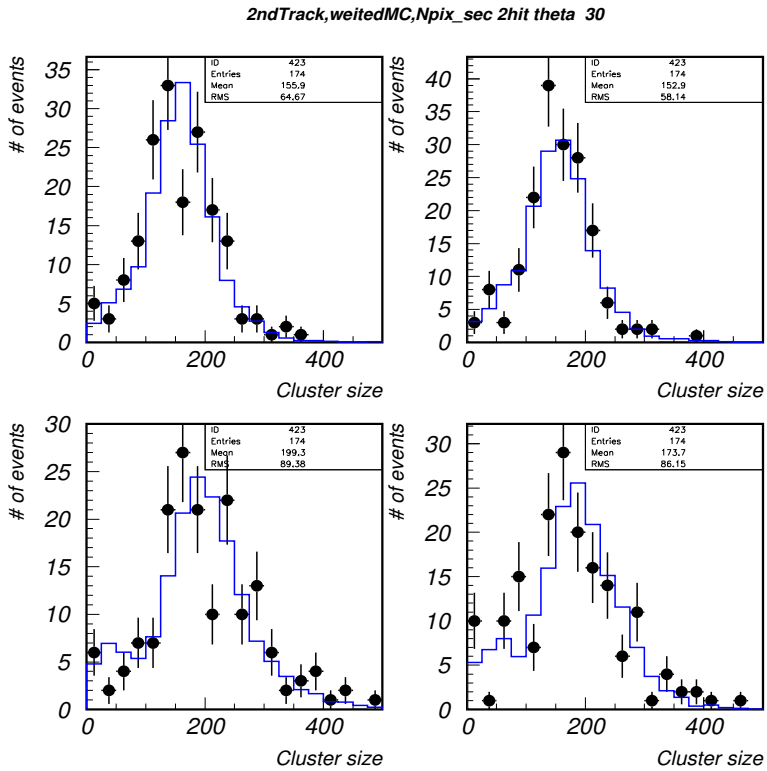

図 5.17: セカンドトラック QE イベントに関するクラスターサイズ分布のデータと MC。•がデータ、青いヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。上図から最後の 2 層への粒子の止まり際のクラスターサイズの様子である。

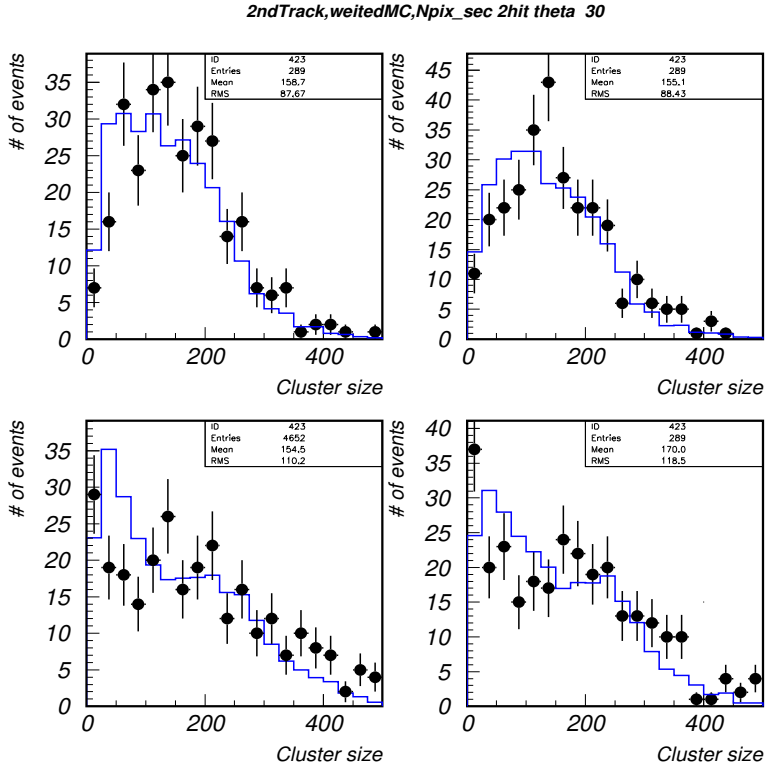

図 5.18: セカンドトラック nQE イベントに関するクラスターサイズ分布のデータと MC。•がデータ、青いヒストグラムが MC を示す。左図が X 層、右図が Y 層である。上図から最後の 2 層への粒子の止まり際のクラスターサイズの様子である。ノイズクラスターは多い。

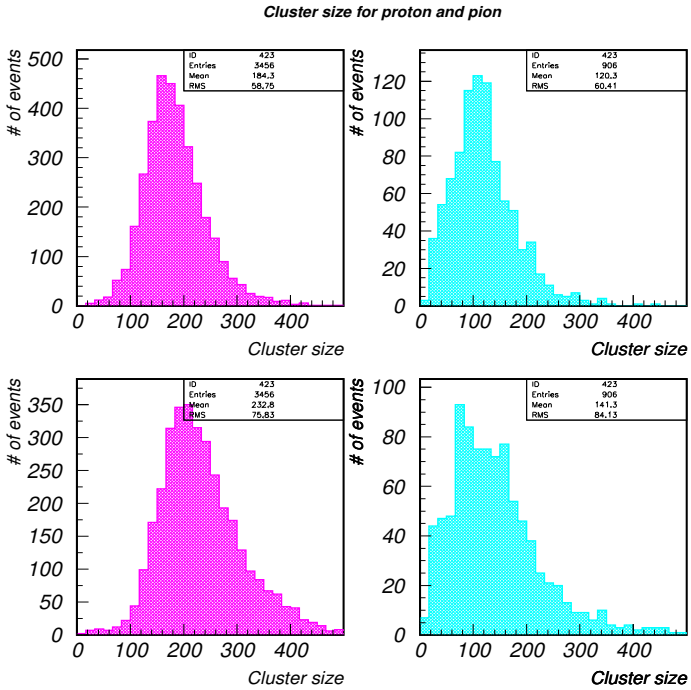

図 5.19: 粒子の止まり際における X 層の p と π 最後の 2 層のクラスターサイズ分布。左図のピンクのヒストグラムが止まり際の p のクラスターサイズ分布であり、右図の青のヒストグラムは止まり際の π のクラスターサイズ分布である。

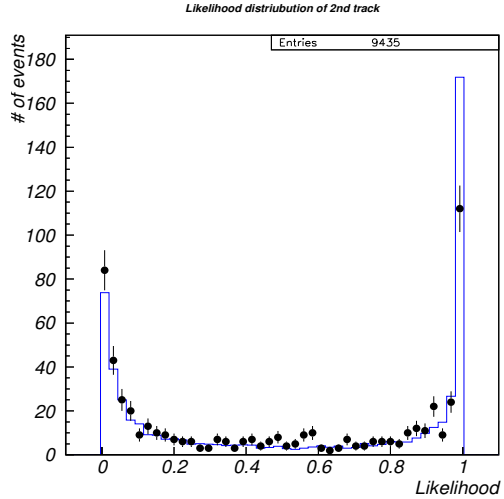

図 5.20: MRD(3d+1L) イベントのセカンドトラックに関する Likelihood 分布。●がデータ、ヒストグラムが MC を示している。3 ヒット以上のトラックと同様にして、χ^2 が小さくなるように MC のクラスターサイズ分布をチューニングした結果であるが、2 ヒットには、まだ不定性が多く含まれ、データと MC にはずれが生じている。つまり、データと MC は同じ振舞いをしていないトラックが多く含まれていると予想され、トラッキングの改良が必要である。

用いた粒子識別の評価を行なう。

2 ヒットトラックの時の注意としては、X-Z/Y-Z フラグメントにおいて、必ず 2 つずつのヒットがあること、つまり、オーバーラップが 100 %であるトラックであることを要求している。まず、図 5.16、図 5.18 に 2 トラックイベントのセカンドトラックが 2 ヒットの時の最後の 2 層に関するクラスターサイズ分布のデータと MC を示す。(MRD3d、2 トラックイベントの全てのセカンドトラック、セカンドトラックの QE サンプル、nQE サンプルの順に示す。) これより、3 ヒット以上のトラックの時と同様にして、以下のように、Likelihood を定義する。

$$L_{\pi 2} \equiv \frac{F_{\pi 2}}{F_{\pi 2} + F_{p2}} \tag{5.5}$$

$$F_{\pi 2} = \prod_{i=1}^{4} f_{\pi 2}(i) \tag{5.6}$$

$$F_{p}2 = \prod_{i=1}^{4} f_{p2}(i) \tag{5.7}$$

この Likelihood 関数を用いて、3 ヒット以上の時と同様にして、Likelihood 分布を作り、図 5.20 に示す。ここで用いた MC は、3 ヒット以上のトラックと同様にして、χ^2 が小さくなるよう (~ 1.47) に MC のクラスターサイズ分布の再チューニングを行なっている。しかし、2 ヒットには、まだ不定性が多く含まれると考えられ、likelihood 分布にはデータと MC にずれが生じている。つまり、データと MC は同じ振舞いをしていないトラックが多く含まれていると予想され、トラッキングの改良が必要である。

p/π 検出効率は、先ほど同じように評価でき、2 ヒットの場合の検出効率は以下のようになる。Likelihood を 0.5 以下にし、p ライクを選ぶようにした時、p の検出効率は 80 %、その時の π 粒子の排除率は 17 %である。また、その場合の p の純度は 79 %、π の純度は 5 %である。逆に、Likelihood を 0.5 以上にし、π ライクを選ぶようにした時、π の検出効率は 83 %、その時の p の排除率は 20 %である。同様にして、p の検出効率を 85(90) %のときの π の排除率を評価する。p の検出効率が 85(90) %の時、π の排除率は 22(31) %であり、そのときの p の純度は 76(71) %である。

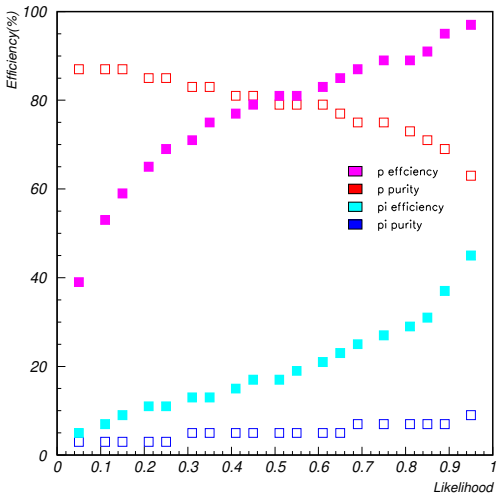

図 5.21: 2 ヒットトラックにおける Likelihood 分布における p(ピンク)/π(水色) の検出効率と p(赤)/π(青) の純度。Likelihood を 0.5 以下にし、p ライクを選ぶようにした時、p の検出効率は 80 %、その時の π 粒子の排除率は 17 %である。また、その場合の p の純度は 79 %、π の純度は 5 %である。逆に、Likelihood を 0.5 以上にし、π ライクを選ぶようにした時、π の検出効率は 83 %、その時の p の排除率は 20 %である。

5.6 K2K-IIのデータを用いた時の粒子識別の評価

K2K 実験では、前述したとおり、ジオメトリーの違いによって取得したデータを分けて扱っている。K2K-II では、LG のかわりに SciBar をいれた構造である。LG を取り除くことで、そこでのエネルギー損失が (300 ∼ 400 MeV) がなくなり、SciFi 検出器の低エネルギー MRD イベントが 40 %増加した。

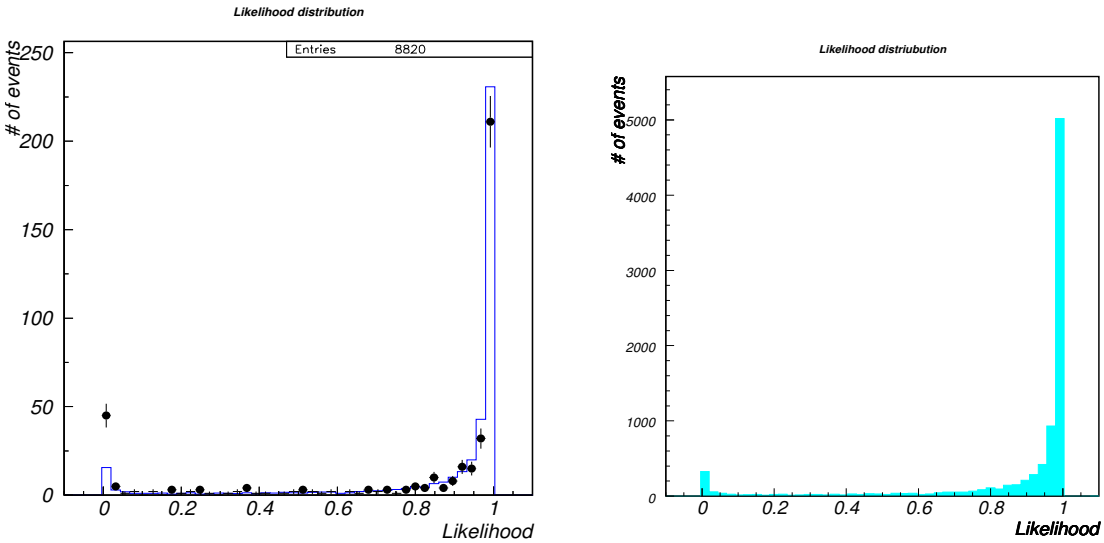

図 5.22: K2K-II データセットの時の、Likelihood 分布。左図は、MRD3d イベントのプライマリートラックに関する Likelihood 分布。•がデータ、ヒストグラムが MC であり、ほぼ一致している。Likelihood 分布は 1 にピークが立ち、$\mu(\pi)$ ライクになっている。右図は、MC を用いた時の MRD3d イベント、プライマリートラック中の μ 粒子の Likelihood 分布である。同様に、Likelihood 分布は 1 にピークが立つことで、MRD3d イベントの μ 粒子を正しく識別できてることが分かる。

今までは、K2K-I のデータセットで、取得したデータと MC を用いて、粒子識別を評価してきた。ここでは、新たに K2K-II のデータと MC を用いた粒子識別の評価について述べる。K2K-II の新しいデータセットでも、粒子識別の評価を行なう前に、クラスターサイズとトラッキングの改良を行なった。行なった改良は前章で述べたものと同じであり、改良後のトラッキングパフォーマンスについては付録 B に記載した。また、クラスターサイズのデータと MC は、χ^2 が小さくなるよう (~ 0.902) に再チューニングを行なっている。これより、改良後のデータと MC の情報を用いて、行なった粒子検出効率について述べる。

K2K-I のデータセットを用いた時と同様にして、プライマリートラックとセカンドトラックに関する Likelihood 分布を図 5.22、図 5.23 に示す。また、セカンドトラックに cod$\Delta\theta$ で QE/nQE を選別した時の Likelihood 分布分布を、図 5.24 に示す。データと MC がほぼ一致している。ここで使用しているトラックはヒットトラック上に 3 層以上ヒットがあったトラックのみを扱っている。用いたトラックの長さは、全て、3 ヒットトラック以上を要求している。2 ヒットの短いトラックは、まだ不定性が大きいため、K2K-II では扱わない。

K2K-I のデータセット時と同様に、粒子の識別が出来ていることが分かる。それは、MRD3d イベントのプライマリートラックはほとんどが μ 粒子であるため、Likelihood 分布は 1 にピークが立ち、この場合の μ ライクになっていることで明らかである。また、MC を用いてセカンドトラック中に含まれる p/π を要求すると図 5.25 の様になる。ピンクのヒストグラム中の p が 0 にピークを持つことで、p ライクとなり、青いヒストグラム中の π 粒子は 1 にピークを持つことで π ライクとなり、これを用いて p/π の識別が可能である。しかし、K2K-I の時と比べると、π の不定性が大きい。これは、K2K-II の時で、p/π のクラスターサイズ分布の重なりが大きくなったためと考えられる。K2K-I と K2K-II の違いによって、振舞いが違うことが予想され、更に、トラッキングを改良する必要があると考えれる。以上より、p/π の検出効率を評価すると以下のようになる。π に不定性がある場合で

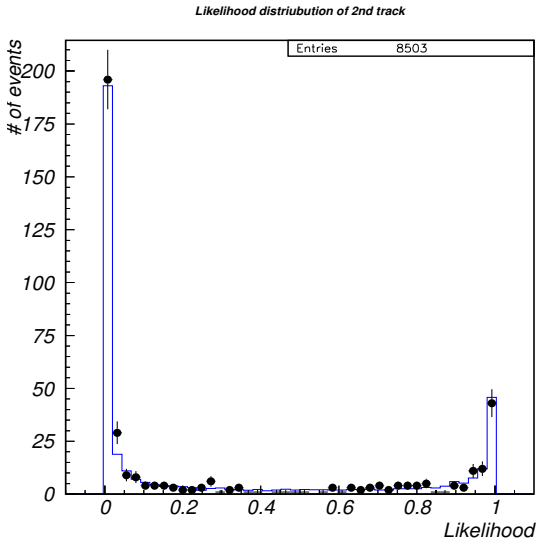

図 5.23: K2K-II データセット時の MRD3d イベントのセカンドトラックに関する Likelihood 分布。•がデータ、ヒストグラムが MC を示し、データと MC はよく一致している。

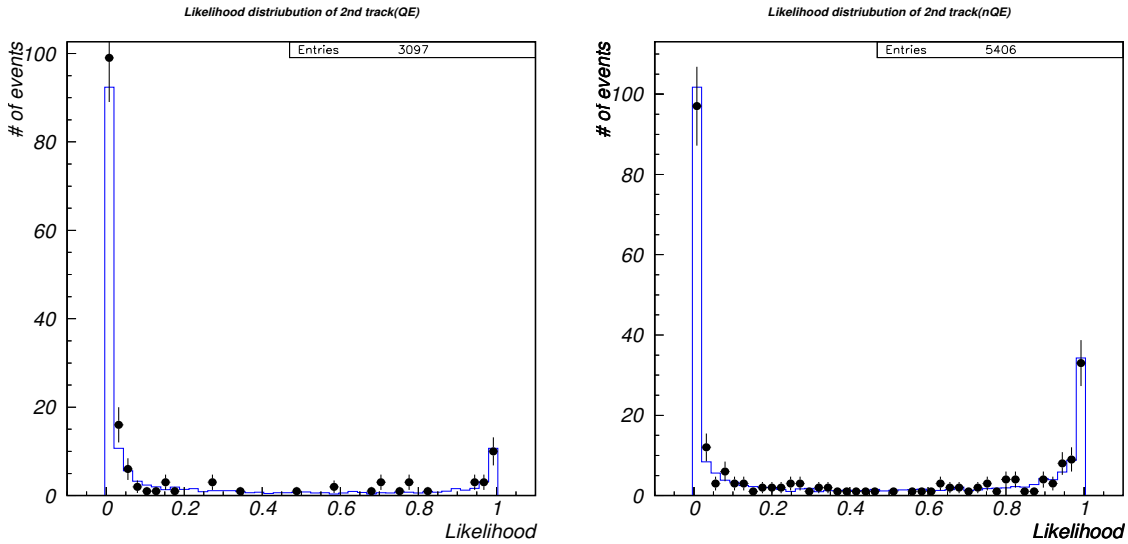

図 5.24: K2K-II データセット時の MRD3d イベントのセカンドトラックに関する Likelihood 分布。また、左図は、セカンドトラック QE 反応に関する分布で、右図はセカンドトラック nQE 反応に関する分布である。•がデータ、ヒストグラムが MC を示す。

も、Likelihood を 0.5 以下にし、p ライクを選ぶようにした時、p の検出効率は 93 %、その時の π 粒子の排除率は 42 %である。また、その場合の p の純度は 77 %、π の純度は 12 %である。逆に、Likelihood を 0.5 以上にし、π ライクを選ぶようにした時、π の検出効率は 58 %、その時の p の排除率は 7 %である。同様にして、p の検出効率を 85(90) %のときの π の排除率を評価する。p の検出効率が 85(90) %の時、π の排除率は 26(35) %であり、そのときの p の純度は 82(79) %である。以上より、K2K-II のデータを用いた場合の粒子の検出効率の評価を行なった。K2K-II のデータセットには MC に不定性が多く、粒子の検出効率も K2K-I に比べて低い。現在用いている MC には K2K-I の時に使用してきた MC に比べ、20 %ノイズクラスターを増加していることがあるため、その分

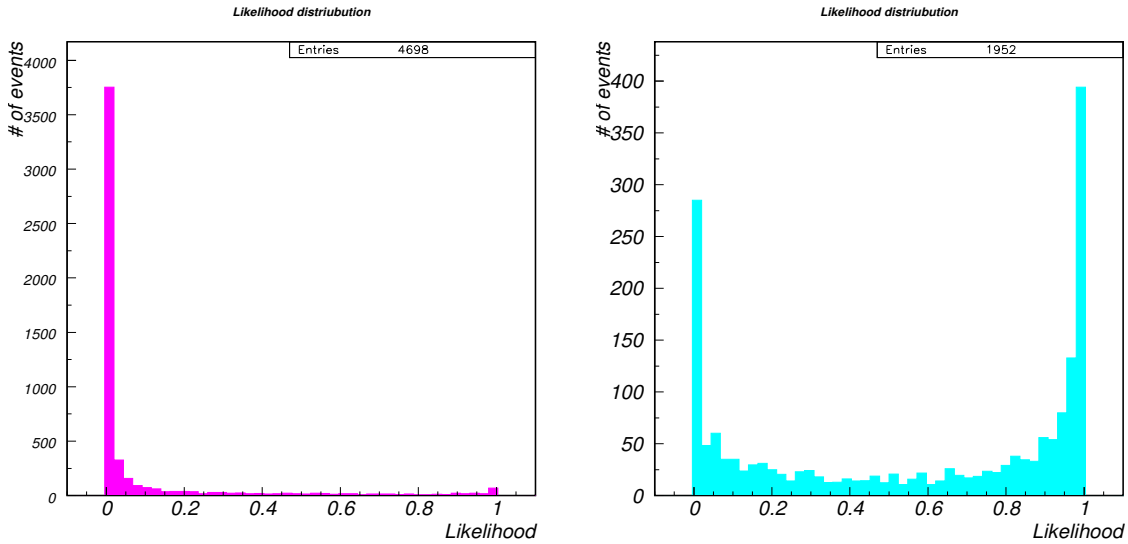

図 5.25: K2K-II のデータセット時において、MC を用いて、セカンドトラック中の p、π を要求した時の Likelihood 分布。左図は、MC 中の p を要求した時の Likelihood 分布であり、右図は、MC 中の π を要求した時の Likelihood 分布である。ピンクのヒストグラム中の p が 0 にピークを持つことで、p ライクとなり、青いヒストグラム中の π 粒子は 1 にピークを持つことで π ライクとなり、これを用いて p/π の識別が可能である。しかし、K2K-I の時と比べると、π の不定性が大きいことが分かる。

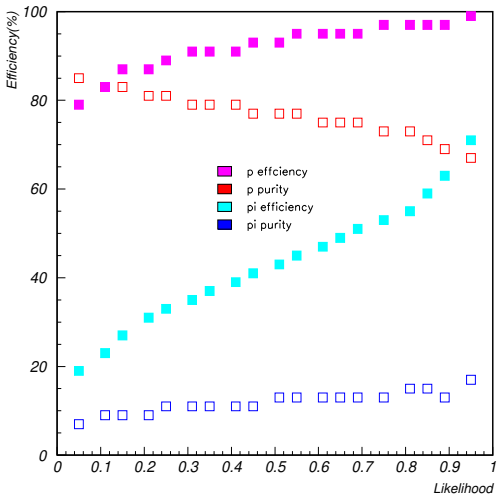

図 5.26: K2K-II データセット時の Likelihood 分布における p(ピンク)/π(水色) の検出効率と p(赤)/π(青) の純度。Likelihood を 0.5 以下にし、p ライクを選ぶようにした時、p の検出効率は 93 %、その時の π 粒子の排除率は 42 %である。また、その場合の p の純度は 77 %、π の純度は 12 %である。逆に、Likelihood を 0.5 以上にし、π ライクを選ぶようにした時、π の検出効率は 58 %、その時の p の排除率は 7 %である。

ノイズトラックが増え、正しくトラッキング出来ていない場合が多いことが原因として考えられる。K2K-II に関しては更なる改良が必要といえる。

5.7 考察

5.7.1 トラックを正しく引けなかった場合の Likelihood 分布

今までは、粒子識別をする際に、正しいトラックが引けた場合の粒子の検出効率を評価してきた。K2K-I の 3 ヒットトラック以上の場合には、p の検出効率が 90 %の時の π 粒子の排除率は 20 %である。一方、2 ヒットトラックの場合には、同様に p の検出効率は 90 %の時の π 粒子の排除率は 31 %である。

K2K-II の 3 ヒットトラック以上の場合には、p の検出効率は 90 %の時の π 粒子の排除率は 35 % で評価できることが分かった。しかし、トラッキングが間違っている場合は、別途考慮する必要がある。前章にも述べたように実際には、フェイクトラックが存在するためである。これより、フェイクトラックを考慮した Likelihood 分布について考える。ここでは、最も検出効率も高く、不定性も少ないと考えられる K2K-I の 3 ヒット以上のトラックを用いることにする。

MC に含まれるフェイクトラックは、前章より、約 20%である。粒子識別におけるフェイクトラックは、クラスターサイズが小さいトラックが多く、Likelihood が 0.5 以下の p ライクが 16 %(Likelihood 0.1 以下の時は 27 %) としてカウントされるのに対し、Likelihood 0.5 以上の π ライクは 84 %(Likelihood 0.9 以上の時は 73 %) の割合でカウントされる。ここで、2 ヒットトラックの場合を考慮すると、Likelihood 0.5 以下の p ライクが 13 %(Likelihood 0.1 以下の時は 26 %) としてカウントされるのに対し、Likelihood 0.5 以上の π ライクは 87 %(Likelihood 0.9 以上の時は 74 %) の割合でカウントされる。3 ヒット以上の時も 2 ヒットの時もフェイクトラックの割合が数 %以内でおなじで振舞いをしていることが分かる。そのため、このフェイクトラック 20 %が Likelihood 分布において、各 bin で含まれる割合を算出し、その値をデータと MC、両方から差し引く。それによって、データと MC、両方に含まれるフェイクトラックの割合を除いて評価することが出来る。

ここでは、データと MC が同じ振舞いをしていることを前提としている。つまり、正しくトラックが引けている比率とトラックがひけていない比率が同じであると仮定している。前章で述べた、トラッキングやクラスターサイズのアルゴリズムの改良を行なった際、最小クラスターサイズのカットを加えても、データと MC が同じ振舞いをしていることを確認しているからである。他のカットやいくつかの変更を加えても同じことがいえた。実際には、また、MRD3d イベントのプライマリートラックのデータと MC に対して、イベントスキャンを行なった。データは実際はどの粒子かは分からないないので、確実に μ 粒子であると予測される MRD3d イベントを用いて、正しくトラックが引けている確率を見積もった。イベントスキャンの結果、数 10 %以内で、データと MC の振舞いが同じであることを確認することが出来た。しかし、実際にはデータと MC が同じ振舞いをしているかは確実ではなく、その中に含まれるフェイクトラックの割合が同じことも分からない。しかし、簡単のために、データと MC が同じ振舞いをし、含まれるフェイクトラックも同じであると仮定して、データと MC からフェイクトラックの割合をひいた際に発生する系統誤差を以下に、見積もっていく。

まず、MC、データ両方につける系統誤差は、各 bin に対して MC に含まれるフェイクトラックの統計誤差である。これは、

$$\text{各 bin で MC に含まれるフェイクトラックの統計誤差} = \sqrt{\frac{(N_{all} - N_{fake}) \times N_{fake}}{{N_{all}}^3}} \tag{5.8}$$

のように表される。ここで、N_{all} は各 bin に含まれる MC のイベント数、N_{fake} は各 bin に含まれるフェイクトラック数を示す。

次に、データにつける系統誤差として、Likelihood 関数を求めるためのクラスターサイズ分布の不定性を考慮する。クラスターサイズを $\pm$ 5 %ずれた際の触れ幅を見積もり、その値を系統誤差として加えた。統計誤差は、MC には、各 bin に含まれる MC の統計誤差を用い、データには $\sqrt{\text{イベント数}}$ を用いる。以上を整理すると、データ、MC につける統計誤差、系統誤差は以下のようになる。

1. MC(統計誤差 + 系統誤差)

   統計誤差 各 bin に含まれる MC の統計誤差

系統誤差 各 bin に含まれるフェイクトラックの統計誤差

2. データ (統計誤差 + 系統誤差)

統計誤差 $\sqrt{\text{イベント数}}$

系統誤差 **1.** 各 bin に含まれるフェイクトラックの統計誤差

系統誤差 **2.** Likelihood 関数を求めるためのクラスターサイズ分布を $\pm 5\%$ ずらした時の触れ幅を考慮

そして、これらの誤差を $\sqrt{\text{統計誤差}^2 + \text{系統誤差}^2}$ で加える。以上を考慮すると、likelihood 分布は図 5.27 になる。

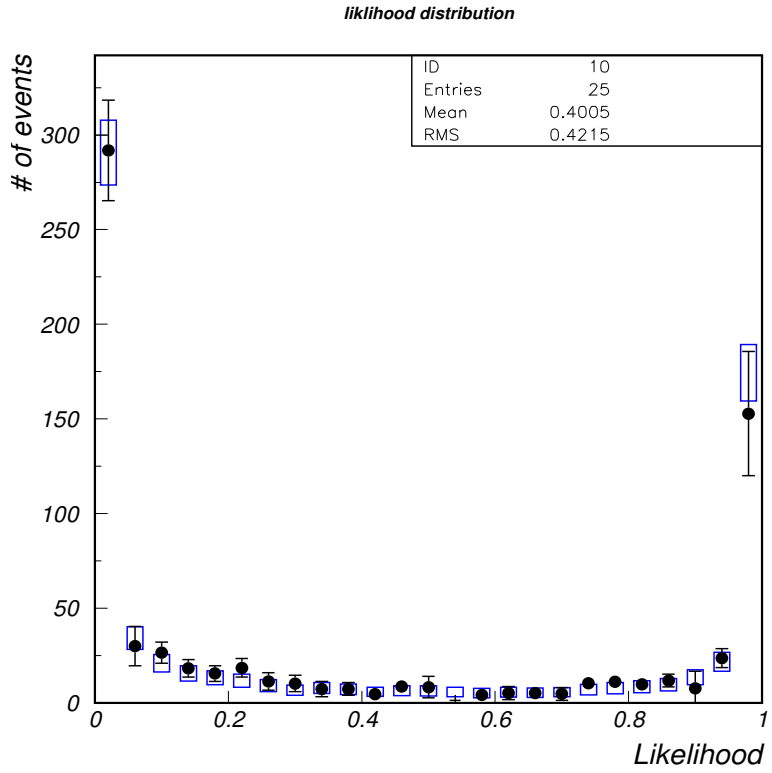

図 5.27: MRD(3d+1L)、2 トラックイベントのおけるセカンドトラックのフェイクトラックを考慮した場合の Likelihood 分布。•がデータ、box は MC を示す。それぞれ、統計誤差、系統誤差を含んでいる。

5.8 粒子識別の評価とまとめ

以上のように、K2K-I(MRD(3d+1L))、K2K-II(MRD3d) のデータセットで粒子の検出効率を評価した。K2K-I においては、2 トラックイベントにおいてそのセカンドトラックが 3 ヒット以上のトラックと 2 ヒットのみのトラックに対し、Likelihood 分布を作成し、Likelihood のカットする値によって含まれる粒子の混入率によって検出効率を評価した。3 ヒット以上のトラックでは、p を 90 %の検出効率で選んだときの π の排除率は、20 %に抑えることができる。また、2 ヒットトラックでは、同様に p を 90 %の検出効率で選んだときの π の排除率は、31 %で評価できることがわかった。

また、K2K-II においては、3 ヒット以上のトラックを用いて、p を 90 %の検出効率で選んだときの π の排除率は、35 %になると評価できた。

一方、正しくトラックを引くことが出来なかった場合を考慮し、Likelihood 分布を求めた。SciFi 検出器における粒子識別は粒子のトラッキングに依存するため、現在のトラッキングを更に改良することで、粒子の検出効率は上がると考えられる。

次章において、実際にこの粒子識別法を用いて、いくつかのパフォーマンスを示す。

第6章　粒子識別を用いた応用

前章までに述べてきた粒子識別法を様々な物理の研究に応用することが可能になる。ここでは、準備段階ではあるが、この粒子識別法を使った時の効果について以下の順で述べる。

1. Q^2 分布におけるコヒーレント π 生成反応の選別
2. 低エネルギーニュートリノイベントにおける S/N の改善

6.1　Q^2 分布におけるコヒーレント π

K2K 実験のエネルギー領域におけるニュートリノ相互作用は、以下のように分類することが出来る。

1. $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ (CC and NC elastic scattering off electron)
2. $\nu + N \rightarrow l + N'$ (CCqe scattering off nucleon)
3. $\nu + N \rightarrow \nu + N$ (NC elastic scattering off nucleon)
4. $\nu + N \rightarrow l + N' + meson$ (CC single-meson production)
5. $\nu + N \rightarrow \nu + N' + meson$ (NC single-meson production)
6. $\nu + N \rightarrow l + N' + hadrons$ (CC deep inelastic scattering)
7. $\nu + N \rightarrow \nu + N' + hadrons$ (NC deep inelastic scattering)
8. $\nu + {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow l + {}^{16}\mathrm{O} + \pi$ (CC coherent π production)
9. $\nu + {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow \nu + {}^{16}\mathrm{O} + \pi^0$ (NC coherent π production)

コヒーレント π 生成反応は、運動量移行 (以下、Q^2) が小さい時、つまり元のニュートリノのエネルギーがほとんどレプトンに渡されてしまう時に起こる現象で、高いエネルギーの π 粒子が前方に飛び出してくる [61, 62]。現在、K2K 実験での MC は、Rein & Shegal が作成したモデル [64] を使っている。我々は、ニュートリノによるシングル π 粒子生成反応や原子核内での π 粒子の反応 (nuclear effects) に関して考慮するために、このモデルを拡張して使っている [65, 66]。また、このモデルは、微分散乱断面積から、運動量移行 (Q^2) や反応後の核子と π の不変質量 (W) 分布を求めることが出来ることが出来、生成された π 粒子の角度分布を計算することも可能である。コヒーレント π 生成反応の微分散乱断面積は、Rein & Shegal によって、以下のように計算されている。

$$\frac{d^3\sigma}{dxdyd|t|} = \frac{G_F^2 M}{2\pi^2} f_\pi^2 A^2 E_\nu (1-y) \frac{1}{16\pi} \left[\sigma_{tot}^{\pi^0 N}(E_\nu y)\right]^2 \left(1 + \left(\frac{Re(f_{\pi N}(0))}{Im(f_{\pi N}(0))}\right)^2\right) \times \left(\frac{M_A^2}{M_A^2 + Q^2}\right)^2 exp\left(-\frac{1}{3} R^{2/3} |t|\right) F_{abs} \tag{6.1}$$

ここで、x と y は Bjorken パラメーターで、t は (3 元運動量移行)^2、f_π は π 粒子崩壊定数 ($=0.93 m_\pi$)、$f_{\pi N}$ は pion nucleon scattering 強度、A は標的原子核の原子数、M_A は軸性ベクトル質量、M は核子の質量、R は標的原子核の原子核の半径である。また、$\sigma_{tot}^{\pi^0 N}$ は、pion nucleon scattering の平均された反応断面積、F_{abs} は、t とは独立なファクターで、π 粒子の核内吸収を表している。

今まで、コヒーレント π 生成反応の研究は、モデルの不定性、依存性も大きく、理論値を確かめることは難しかった。しかし、本章で述べてきた粒子識別法を使い、コヒーレント π 生成反応を識別し実験結果と比較して、モデルが予測する量との違いを定量的に求めることが期待できる。本章ではその準備段階の解析として、粒子識別法を用いて、コヒーレント π 生成反応を識別する可能性を確かめた。

現在の K2K 実験の解析においては、Rein & Shegal モデルを加えて得られたニュートリノエネルギーから、MC に対して、QE 反応、シングル π 生成反応、コヒーレント π 生成反応、マルチ π 生成反応に関して、それぞれ weight をかけている。そして、更に、nQE/QE の比率も同様にかけて、解析を行なっている。QE 反応に関しては、$M_A = 1.1(\mathrm{GeV/c})^2$、シングル π 生成反応に関しては (Rein & Shegal)、$M_A = 1.2(\mathrm{GeV/c})^2$、コヒーレント π 生成反応に関しては、Rein & Shegal モデルを基にし、Marteau の論文に基づいて補正している [65]。また、マルチ π 生成反応に関しては、Bodek-Yang によって補正されたものを使っている [67]。したがって、Q^2 分布に含まれるコヒーレント π 生成反応によって生じた π 粒子を評価するためには、オリジナルの Rein & Shegal モデルによるコヒーレント π 生成の振舞いと Rein & Shegal モデルに weigth を加えた時のコヒーレント π 生成の振舞いとを分けて考える必要がある。そのため、以下のバージョンに分けて評価を行なう。また、このときの nQE/QE の比率には weight がかかっていない。

(a) MC に対する weight を QE 反応、シングル π 生成反応、コヒーレント π 生成反応、マルチ π 生成反応にかけたバージョン (以下、Rein & Shegal、 Marteau 補正モデル & Bodek 補正あり)

(b) MC に対する weight をマルチ π 生成反応にのみかけないバージョン (以下、Rein & Shegal、Marteau 補正モデル & Bodek 補正なし)

(c) MC に対する weight をコヒーレント π 生成反応にのみかけないバージョン (以下、Rein & Shegal モデル、Marteau 補正なし & Bodek 補正あり)

(d) MC に対する weight をコヒーレント π 生成反応、マルチ π 生成反応にかけないバージョン (以下、Rein & Shegal モデル、Marteau 補正なし & Bodek 補正なし)

以上のバージョンで、MRD(3d+1L) イベントにおける Q^2 を比較する。また、粒子識別法を用いて、nQE サンプルの Q^2 分布に含まれるコヒーレント π 生成反応の選別を行なう。

6.1.1 基本的な Q^2 分布とコヒーレント π の識別

まずは、図 6.1 に、MRD(3d+1L)、2 トラックイベントにおいてセカンドトラックが SciFi 検出器内で止まった粒子の Q^2 分布を示す。•がデータで、ヒストグラムが MC である。また、MC で示された各色の内訳が、以下の通りである。この内訳は、全てのバージョンで同じである。

- 黒色 ; 中性カレントシングル π^0 生成と他の中性カレント
- 水色 ; コヒーレント π 生成
- 紫色 ; マルチ π(W $\geq$ 2 GeV) 生成
- 黄色 ; マルチ π(W $\leq$ 2 GeV) 生成
- 青色 ; 他の CC 反応
- 緑色 ; CCqe 反応
- 赤色 ; CC 反応によるシングル π 生成

続いて、図 6.2 に、MRD(3d+1L)、2 トラックイベントにおいてセカンドトラックが SciFi 検出器内で止まった粒子を cos$\Delta\theta$ で選別した QE サンプル、nQE サンプルの Q^2 分布を示す。その QE サンプルは p がほとんどであるが、nQE サンプルの内には、様々な粒子が含まれており、水色のヒストグラムで描かれているのが MC に

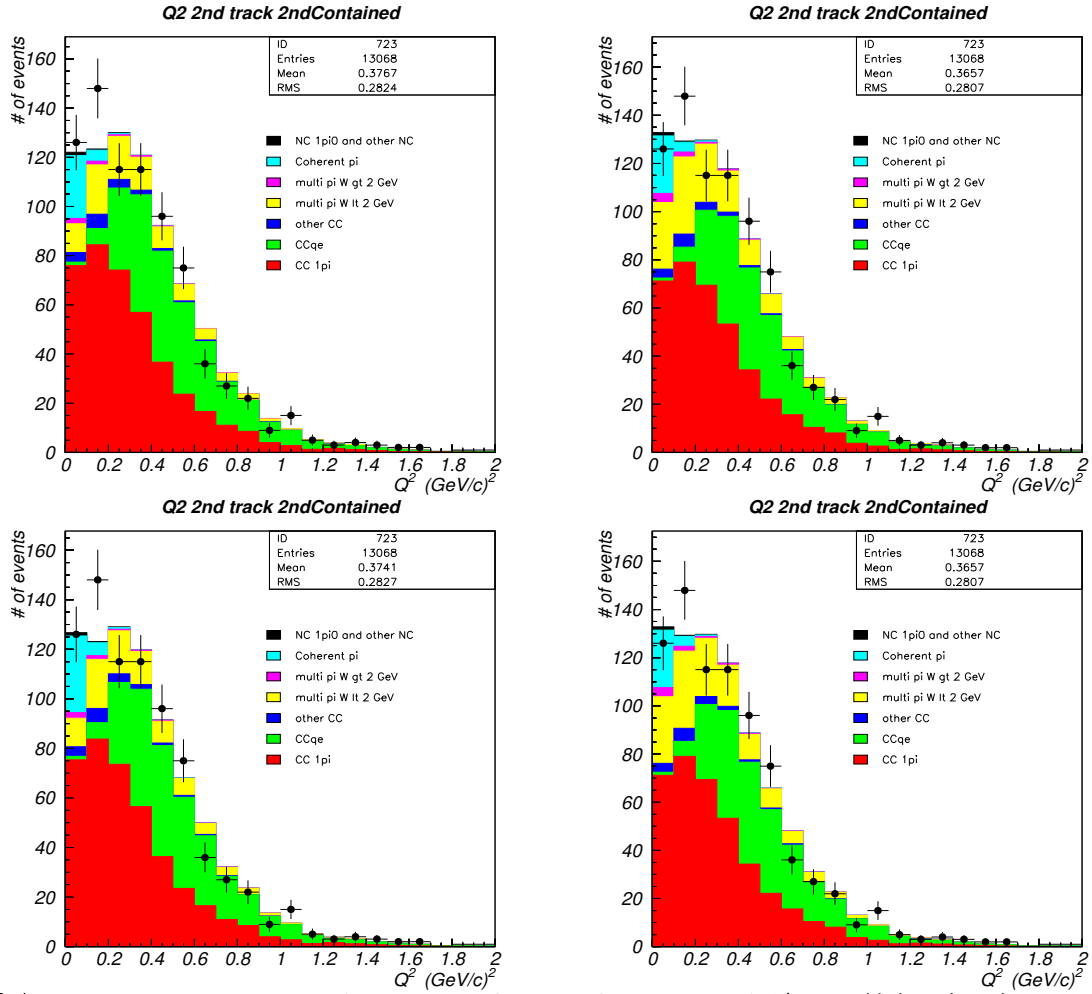

図 6.1: MRD(3d+1L)、2 トラックイベントにおいてセカンドトラックが SciFi 検出器内で止まった粒子の Q^2 分布。左上が (a) バージョン、右上が (b) バージョン、左下が (c) バージョン、右下が (d) バージョンである。•がデータで、ヒストグラムが MC である。

よって示されたコヒーレント π 生成である。そして、その nQE サンプルに π 粒子を選ぶために前章で定義された Likelihood 関数をあてはめ、Likelihood が 0.1 以下を p ライク、Likelihood が 0.1 以上を π ライクとして、粒子の識別を行ない適応した絵が、図 6.3 である。左図が p ライクの図であり、右図が π ライクな図である。π ライクな図を見ると、コヒーレント π 生成の部分である水色のヒストグラムがより多く選ばれる。

6.1.2 各バージョンを用いた場合の Q^2 分布のまとめ

全てのバージョンにおいて、π ライクな図を見ると、コヒーレント π 生成の部分がより多く選ばれ、p ライクな図を見ると、CC シングル π 生成の部分を選ぶことが出来ている。つまり、セカンドトラックにおける nQE サンプル内に含まれるコヒーレント π 生成反応を識別出来る可能性があることが分かった。また、本章で述べた粒子識別法を更に改良することで、コヒーレント π における研究も更に発展させることが期待できる。一方、今までの述べてきた 4 つの MC のバージョンを比較すると、コヒーレント π 生成反応の不定性とともに、マルチ π 生成反応の不定性を理解する必要があるといえる。それによって、Rein & Shegal モデルの予測するコヒーレント π 生成反応によって生じる π 粒子と実験結果と比較することが可能になる。

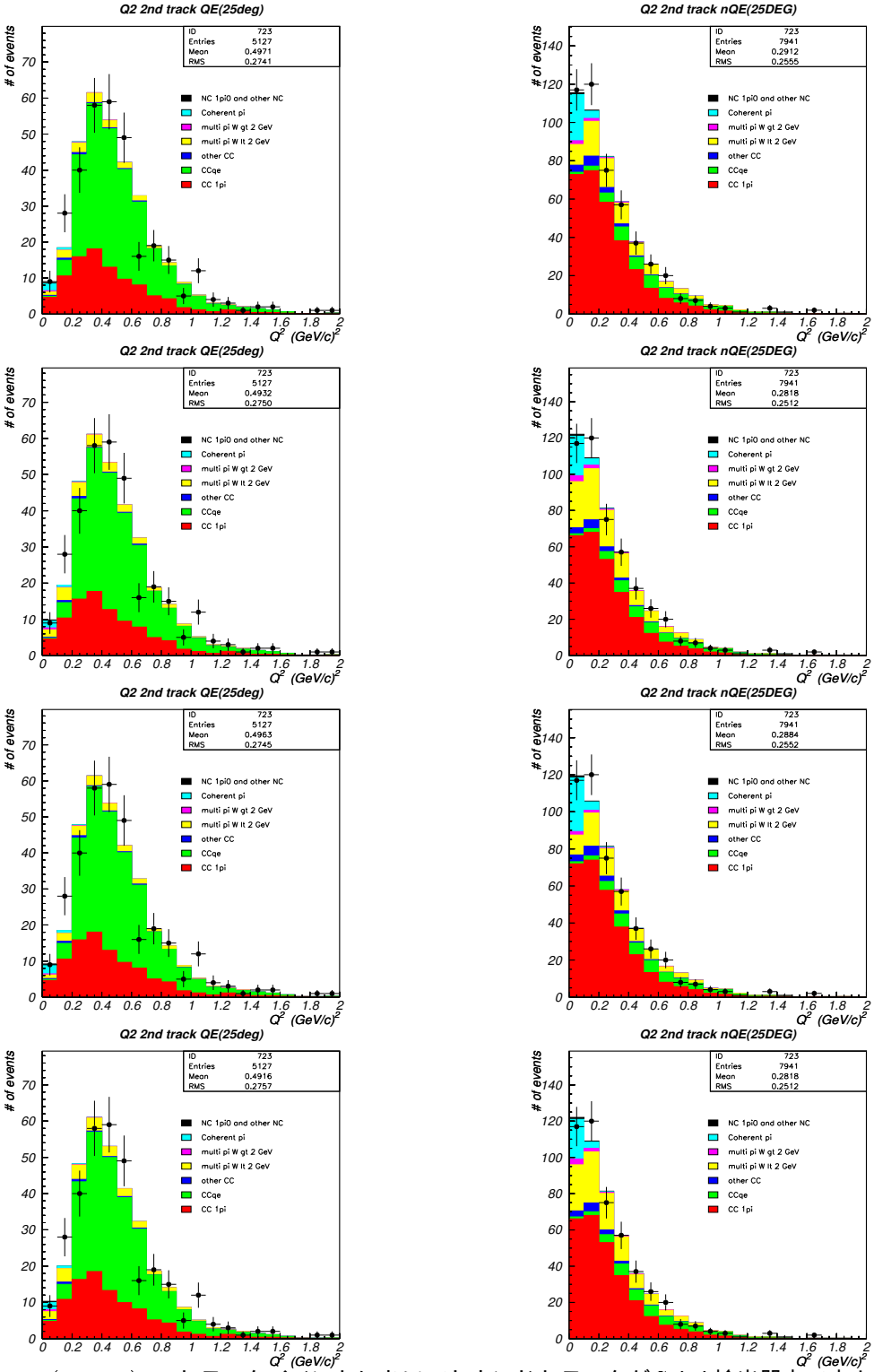

図 6.2: MRD(3d+1L)、2 トラックイベントにおいてセカンドトラックが SciFi 検出器内で止まった粒子の $\cos\Delta\theta$ で選別した左図が QE サンプル、右図が nQE サンプルの Q^2 分布。上から、(a) バージョン、(b) バージョン、(c) バージョン、(d) バージョンの順番に並んでいる。QE サンプルは p がほとんどであるが、nQE サンプルの内には、様々なニュートリノ相互作用によって生じた粒子が含まれている。水色のヒストグラムで描かれているのが MC によって示されたコヒーレント π 生成である。•がデータで、ヒストグラムが MC である。

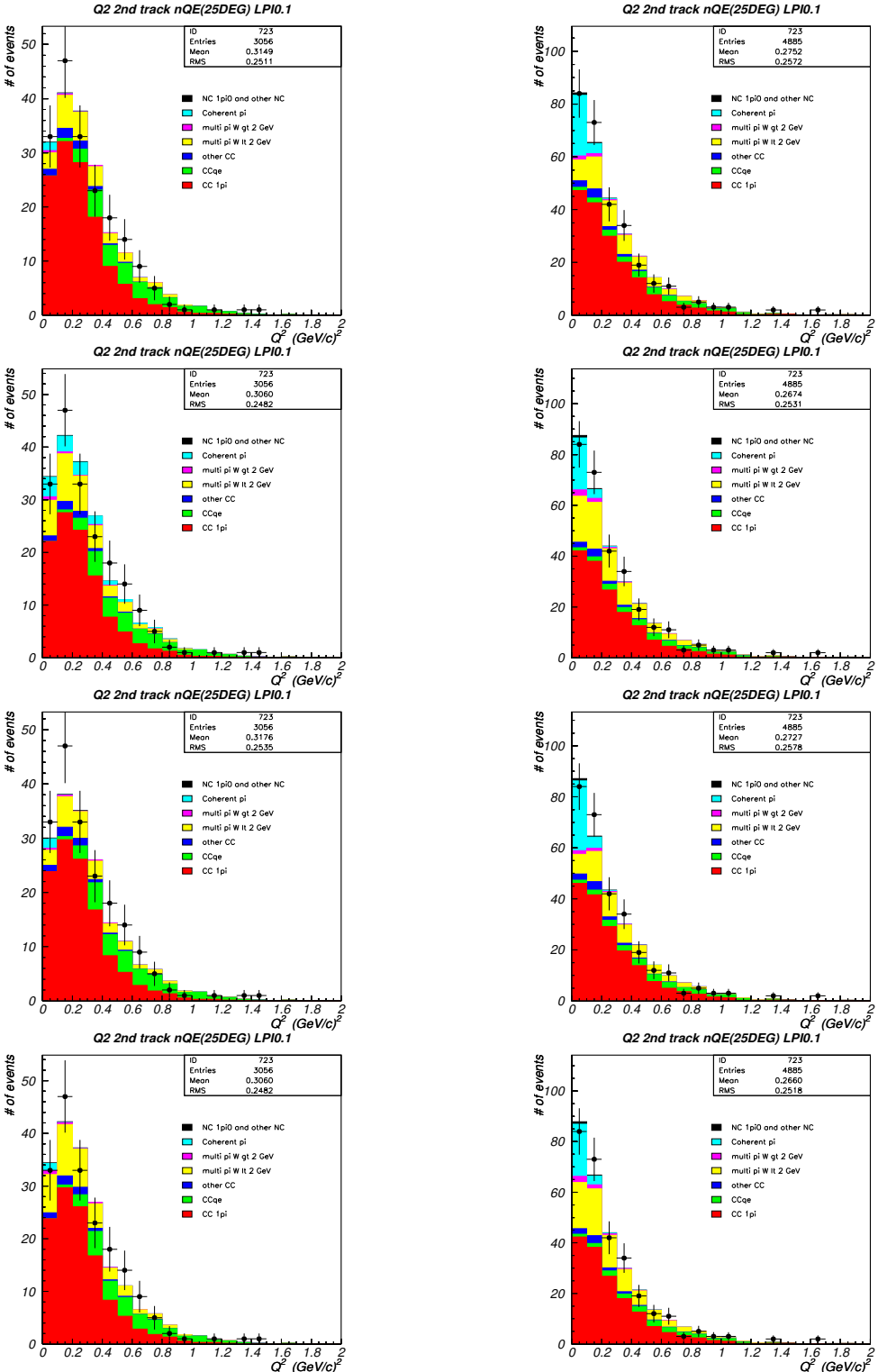

図 6.3: cosΔθ で選別した nQE サンプルに Likelihood 関数を適応し、粒子の識別を行なった Q^2 分布。Likelihood を 0.1 以下とした p ライク (左図)、Likelihood を 0.1 以上とした π ライク (右図) である。また、上から、(a) バージョン、(b) バージョン、(c) バージョン、(d) バージョンの順番に並んでいる。●がデータで、ヒストグラムが MC である。π ライクな図を見ると、コヒーレント π 生成の部分である水色のヒストグラムがより多く選ばれる。

6.2 低エネルギーニュートリノイベントにおけるS/Nの改善

本章で述べた粒子識別法を用いると、低エネルギーニュートリノイベントにおけるQEの比率を上げることが出来る。SciFi検出器では、CCqeイベントを選別するために、1 GeV以上の比較的エネルギーの高いニュートリノイベントにおいては、MRDを用いて正確にμ粒子を識別している。MRDイベントにおいて、μ粒子が通常のプライマリートラックであると認識し、SciFi検出器内で相互作用したバーテックスを見つけ、セカンドトラックを見つけている。このときのセカンドトラックは短いトラックpである。一方、プライマリートラックがMRDまで到達せず、LGで止まったものやSciFi検出器内で止まった粒子は、1 GeV以下の低エネルギーのイベントである。これらのイベントには、プライマリートラックがμ粒子、そのセカンドトラックがpである通常の組合せに加えて、プライマリートラックがp、そのセカンドトラックがμ粒子である逆の組合せも存在する。低エネルギーニュートリノイベントに対して、粒子識別を行なうことは、2トラックイベントの通常の組合せ(プライマリートラックがμ粒子、そのセカンドトラックがp)のイベントとともに、その逆の組合せ(プライマリートラックがp、そのセカンドトラックがμ粒子)のイベントを識別できるようになる。そのため、エネルギーが高いMRDイベントでプライマリートラックがμ粒子だといえるものとは違い、低エネルギーのイベントで、粒子の識別をする効果は大変有用であると考えられる。ここでは、粒子識別法を用いた場合のQEサンプルのプライマリートラックがμ粒子(そのセカンドトラックがp)の割合で評価し、その逆の組合せ(プライマリートラックがpでそのセカンドトラックがμ粒子)を識別することを目標とする。

低いエネルギーニュートリノイベントは、K2K-Iにおいては粒子がLGやSciFi検出器内で止まったイベントであり、K2K-IIにおいては粒子がMRDの1層目で止まったイベント(MRD1L)に相当する。ここでは、K2K-I、K2K-IIの両方のデータを各Likelihood関数にあてはめて評価を行なう。

これより、以下の手順で、低エネルギー領域におけるQE反応中のプライマリートラックがμ(そのセカンドトラックがp)である比率を上げることと、普通とは逆の組合せ(プライマリートラックがp、セカンドトラックがμ)のイベントを識別するために本粒子識別法を用いる。

1. cos$\Delta\theta$のカット($\Delta\theta$ 25 ℃以下)でQEサンプルを選別。
2. QEサンプル中の純度(プライマリートラックがμ、そのセカンドトラックがpのイベント)を評価。
   (a) cos$\Delta\theta$でカットした後、セカンドトラックに対し、Likelihoodでpを選別(Likelihoodが0.9以下)。
   (b) QEサンプルの数の減少を最小限にし、QEサンプル中のプライマリートラックがμ(セカンドトラックがp)の割合で評価。
3. QEサンプル中の逆の組合せ(プライマリートラックがp、そのセカンドトラックがπ)の選別を評価。
   (a) cos$\Delta\theta$でカットした後、セカンドトラックに対し、Likelihoodが0.9以上を要求。
   (b) プライマリートラックp、セカンドトラックμという普通とは逆の組合せを選別し、その割合で評価。

6.2.1 K2K-Iにおいて、粒子がLGで止まったイベント

プライマリートラックがLGでとまった時のような低いエネルギー領域の運動量分布では、図6.4に示すようにcos$\Delta\theta$でQEサンプルを選んでも、35 %の純度しかQEサンプルを選ぶことが出来ない。また、プライマリートラックがμ粒子、そのセカンドトラックがpである組合せとプライマリートラックがp、そのセカンドトラックがμ粒子である逆の組合せを識別することはできない。しかし、図6.5に示すように、本粒子識別法を用いて、セカンドトラックのp/μを識別する。ここで、Likelihoodが0.9以下でpライクを要求した時には、プライマリートラックがμでそのセカンドトラックがpであるイベントを識別することが可能である。また、Likelihoodが0.9以上を要求することで、逆の組合せのイベント(プライマリートラックがp、セカンドトラックがπ)を識別することが可能である。

2トラックイベントの内、プライマリートラックがLGで止まり、そのセカンドトラックがSciFi検出器内で止まった粒子に関しては、QEサンプルの減少を10から15%に押えながら、プライマリートラックがμでそのセカンドトラックがpであるイベントの割合を10 %近く上げることが出来た。一方、そのセカンドトラックがSciFi検

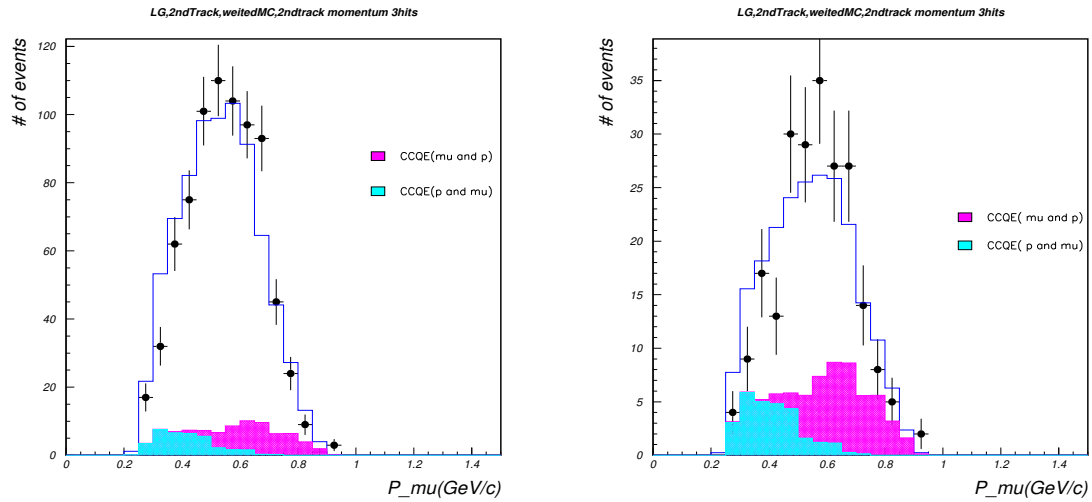

図 6.4: 粒子が LG でとまった時のプライマリートラックの運動量分布 (左図)。右図は左図から QE サンプルを選んできた時の運動量分布。両図とも、•がデータ、ヒストグラムが MC を示す。ここで、ピンクのハッチは、MC が示すプライマリートラックが μ 粒子、そのセカンドトラックが p を選んだ時の分布。ここで、水色のハッチは、MC が示すプライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ 粒子を選んだ時の分布である。データと MC が良く一致していること、低いエネルギー領域では、通常のプライマリートラックが μ(そのセカンドトラックが p) に加え、粒子の組合せ (プライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ) も入ってきていることがわかる。

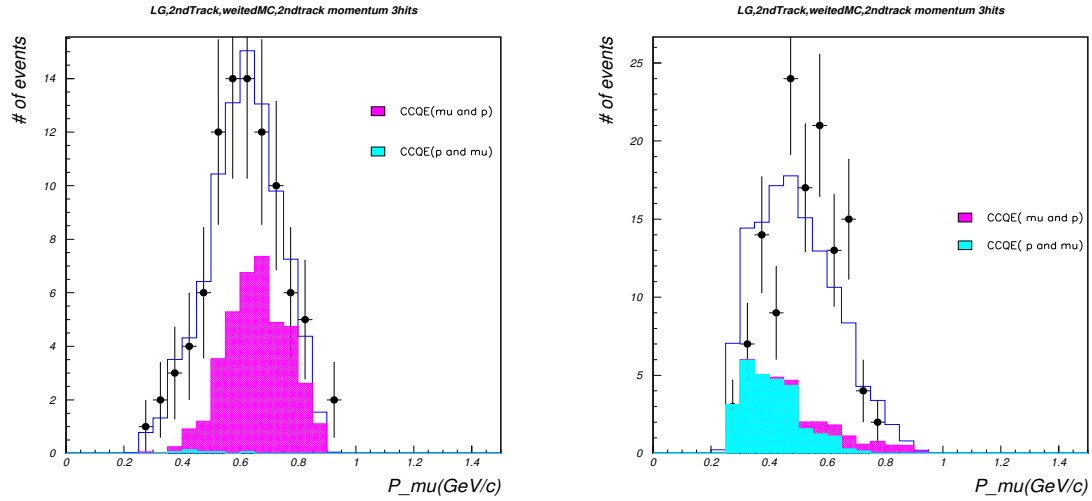

図 6.5: 粒子が LG で止まった時の粒子識別後のプライマリートラックの運動量分布。両図とも、•がデータ、ヒストグラムが MC を示す。ここで、ピンクのハッチは、MC が示すプライマリートラックが μ 粒子、そのセカンドトラックが p を選んだ時の分布。ここで、水色のハッチは、MC が示すプライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ 粒子を選んだ時の分布である。右図が、図 6.4 中に示される QE サンプルの運動量分布からセカンドトラックに対し、Likelihood が 0.9 以下で p ライクを要求した時の分布である。水色のハッチ部分が減り、プライマリートラックが μ でそのセカンドトラックが p であるイベントと選ぶことが出来ている。左図が、同じように、セカンドトラックに Likelihood が 0.9 以上で逆の組合せ (プライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ) のイベントを選別した時の図である。水色のハッチ部分が増え、逆の組合せのイベントを識別出来ていることが分かる。

出器内を通過した粒子に関しては、セカンドトラックが p であるイベントを識別することは可能であるが、統計量が半減してしまう。これらのイベントに関しては、今回の SciFi 検出器内で行なう粒子識別よりも、別の識別方法

を考える必要がある。例えば、VETO の dE/dx を用いて粒子識別を行なう方法は、以前にも行なわれてきた [68]。しかし、SciFi 検出器内を通過した粒子が VETO を通過するのは、統計が減りほぼ半分位になること、VETO の dE/dx を用いて識別をすると、p/π のパルスハイト分布の重なり部分が多く、今回用いた粒子識別法よりも識別効率は低くなることが分かった。そのため、SciFi 検出器と VETO の dE/dx の両情報を合わせた Likelihood 関数を定義して識別するなど、新たな方法が必要である。一方、粒子識別法を用いることで、低いエネルギー領域における逆の組合せのイベント (プライマリートラックが p で、そのセカンドトラックが μ 粒子である) に対しても、有効であることが分かった。

6.2.2 K2K-II において、粒子が MRD の 1 層目で止まったイベント (MRD1L)

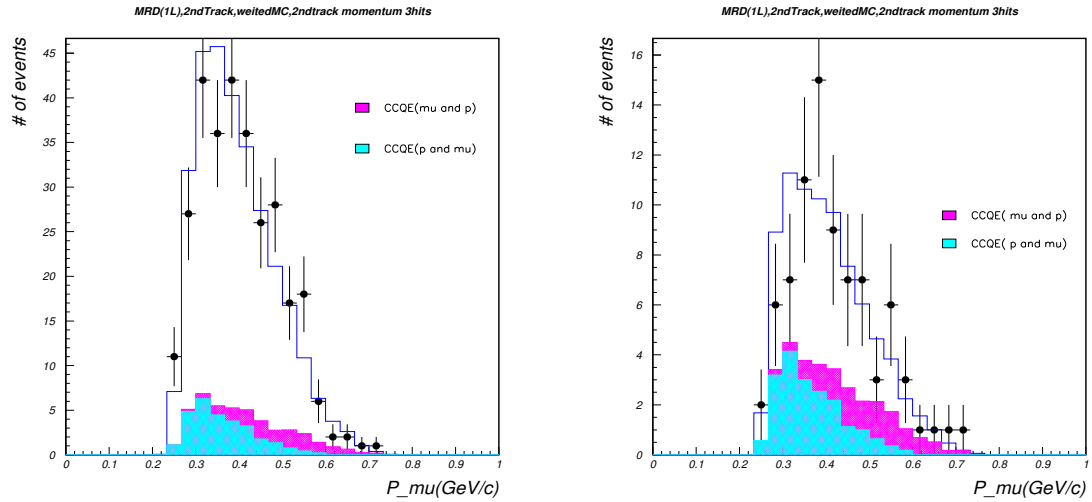

図 6.6: 粒子が MRD1L でとまった時のプライマリートラックの運動量分布 (左図)。右図が、左図から QE サンプルを選んできた時の運動量分布。両図とも、•がデータ、ヒストグラムが MC を示す。ここで、ピンクのハッチは、MC が示すプライマリートラックが μ 粒子、そのセカンドトラックが p を選んだ時の分布。ここで、水色のハッチは、MC が示すプライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ 粒子を選んだ時の分布である。データと MC が良く一致していること、低いエネルギー領域では、粒子の組合せが逆の組合せ (プライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ) も入ってきていることがわかる。

同様にして、K2K-II のデータを用いて評価を行なう。プライマリートラックが MRD1 層目 (MRD1L) でとまった時のような低いエネルギー領域における運動量分布の中には、図 6.6 に示すように、$\Delta\theta$ で QE サンプルを選んでも、37 %の純度しか QE サンプルを選ぶことが出来ない。LG の時の同様に組合せの出来ない粒子も存在している。そこで、同じように Likelihood 関数をあてはめると、図 6.7 に示すように Likelihood が 0.9 以下で p ライクを要求した時には、プライマリートラックが μ でそのセカンドトラックが p であるイベントを純度よく選ぶことが出来た。また、Likelihood が 0.9 以上を要求することで、逆の組合せのイベント (プライマリートラックが p でそのセカンドトラックが μ) を識別出来ることが可能である。

K2K-II のデータを用いても低いエネルギー領域における MRD1L イベントで、SciFi 検出器内で止まった粒子に関しては、QE サンプルの減少を数 10 %に押えながら、プライマリートラックが μ でそのセカンドトラックが p であるイベントを 10 %近く純度良く選ぶことが出来た。また、粒子識別法を用いることで、低いエネルギー領域における逆の組合せのイベント (プライマリートラックが p で、そのセカンドトラックが μ 粒子である) に対しても、有効であることが分かった。

以上より、粒子識別法を用いて、μ と p を選別し、QE サンプルの減少を 10 から 15%に押えながら、プライマリートラックが μ でそのセカンドトラックが p であるイベントの純度を 10 %近く上げることが可能である。そし

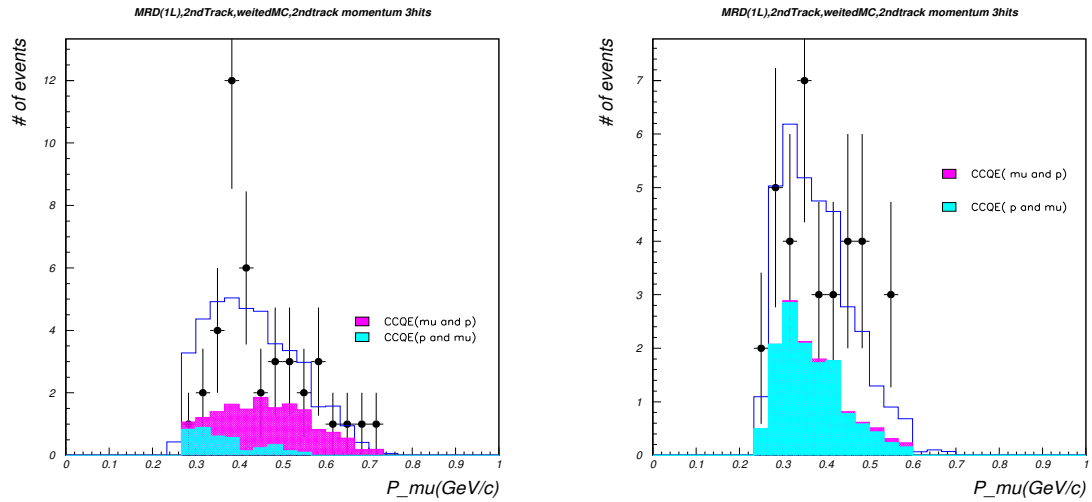

図 6.7: MRD1L で粒子がとまった時の粒子識別後の運動量分布。両図とも、•がデータ、ヒストグラムが MC を示す。ここで、ピンクのハッチは、MC が示すプライマリートラックが μ 粒子、そのセカンドトラックが p を選んだ時の分布。ここで、水色のハッチは、MC が示すプライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ 粒子を選んだ時の分布である。右図が QE サンプルを選んだ後、セカンドトラックに対し、Likelihood が 0.9 以下で p ライクを要求した時の分布である。水色のハッチ部分が減り、プライマリートラックが μ、そのセカンドトラックが p であるイベントを識別することが出来ている。左図が同じく QE サンプルを選んだ後、セカンドトラックに対し、Likelihood が 0.9 以上で逆の組合せ (プライマリートラックが p、そのセカンドトラックが μ) のイベントを選別した時の図である。水色のハッチ部分が増え、逆の組合せのイベントを識別出来ていることが分かる。

て、この方法で K2K-I、K2K-II の低いエネルギー領域のイベントの S/N が改良されることが期待できる。

6.3 粒子識別法の有効性

本章で述べてきた粒子識別法を用いることで、K2K-I 及び K2K-II の解析に有効であることが期待できる。具体的には、Q^2 分布におけるコヒーレント π 生成の定量的な評価への足掛かりとなり、低いエネルギー領域における検出効率、S/N の改良などにも有効に活用できると期待できる。

ここで、K2K-I における LG、MRD(3d)、MRD(3d+1L) においてセカンドトラックに対し、$\cos\Delta\theta$ でカットをかけた後、Likelihood を 0.9 より小さいものとして p ライクを選んだ時の QE サンプルの純度を表したものを表 6.1 に示す。K2K-II に対しても、MRD3d、MRD1L における同様のものを表 6.2 に示す。これより、低いエネルギーだけでなく、現在の QE イベントの減少を最小限にしつつ、QE/nQE の S/N 比の向上が出来ると期待される。LG イベントや MRD1L イベントだけでなく、MRD イベントに関しても QE サンプルの減少を 10∼15 %に抑えながら QE の純度を 10 %近く上げることができ、本粒子識別法が有効に活用できると期待できる。

表 6.1: K2K-I における Likelihood を使ったときの QE の純度。

	QE サンプルの純度		
eventtype	all events	$\Delta\theta \leq 25$ °	$\Delta\theta \leq 25$ & Likelihood ≤ 0.9
LG(contained)	12 %	37 %	48 %
LG(noncontained)	14 %	35 %	42 %
MRD3d(contained)	35 %	65 %	71 %
MRD3d(noncontained)	35 %	63 %	69 %
MRD(3d+1L)(contained)	33 %	63 %	69 %
MRD(3d+1L)(noncontained)	32 %	59 %	67 %
	QE サンプルの比率 (QE サンプル数/全 QE サンプル数)		
eventtype	all events	$\Delta\theta \leq 25$ °	$\Delta\theta \leq 25$ & Likelihood ≤ 0.9
LG(contained)		75 %	58 %
LG(noncontained)		80 %	28 %
MRD3d(contained)		77 %	66 %
MRD3d(noncontained)		86 %	48 %
MRD(3d+1L)(contained)		76 %	66 %
MRD(3d+1L)(noncontained)		85 %	48 %

表 6.2: K2K-II における Likelihood を使ったときの QE の純度。

	QE サンプルの純度		
eventtype	all events	$\Delta\theta \leq 25$ °	$\Delta\theta \leq 25$ & Likelihood ≤ 0.9
MRD3d(contained)	28 %	58 %	63 %
MRD3d(noncontained)	26 %	54 %	60 %
MRD1L(contained)	14 %	37 %	43 %
MRD1L(noncontained)	21 %	44 %	50 %
	QE サンプルの比率 (QE サンプル数/全 QE サンプル数)		
eventtype	all events	$\Delta\theta \leq 25$ °	$\Delta\theta \leq 25$ & Likelihood ≤ 0.9
MRD3d(contained)		79 %	70 %
MRD3d(noncontained)		95 %	24 %
MRD1L(contained)		59 %	46 %
MRD1L(noncontained)		62 %	37 %

第7章　結論

本研究では、SciFi 検出器内における粒子のエネルギー損失 (dE/dx) を用いた新しい p/π 粒子識別法の可能性を探求してきた。その目的は、低いエネルギー領域のニュートリノによる CCqe 反応の検出効率、S/N 比向上のためである。また、SciFi 検出器内で p/π 粒子識別が出来ることで、様々な物理に応用でき、今まで不定性も大きく、モデル依存性も大きかった中性カレント弾性反応やコヒーレント π 生成反応の研究も出来るようになると期待される。

本研究では、SciFi 検出器内で再構成されたトラック上の dE/dx に対応したクラスターサイズを用いて粒子識別を行なう。これにはまず、SciFi 検出器における正しいヒットを認識し、トラックを再構成することが前提となる。正しいヒットを認識するためには、クラスターリングの補正が不可欠である。そのため、まず本研究では、より正しくヒットを認識し、トラックを再構成するためのクラスターサイズの改良を行なった。クラスターサイズのアルゴリズム、クラスターサイズの閾値、X-Z/Y-Z のフラグメント一致条件、X-Z/Y-Z フラグメントのオーバーラップカット値を変更することで、プライマリートラックにおけるトラック検出効率が 86 %から 99 %に向上した。また、セカンドトラックにおけるトラック検出効率は 46 %から 64 %に改良することが出来た。このときのトラックは MRD3d イベントを指標としている。また、今まで SciFi 検出器の解析ではトラック上のヒットはノイズトラックを減らすためにトラック上のヒット数が 3 ヒット以上のものを用いてきた。しかし、クラスターサイズとトラッキングの改良によって、低いエネルギー領域のトラックである 2 ヒットのトラックを使用できる可能性が出てきた。未だ正しくトラックを引けない確率が 50 %を越えているため、まだ準備段階ではあるが、2 ヒットトラックのアルゴリズムの理解を深め、ノイズトラックを取り除くことで、ヒット情報として加えることが出来れば、低いエネルギー領域のイベントを増やすことが可能になる。

以上の改良ふまえ、K2K-I(MRD(3d+1L))、K2K-II(MRD3d) のデータセットで粒子識別を行ない、その性能を評価した。K2K-I においては、2 トラックイベントにおいてそのセカンドトラックが 3 ヒット以上のトラックと 2 ヒットのみのトラックに対し、Likelihood 分布を作成し、そのカット値に対する π 粒子の混入率によって識別能力を評価した。3 ヒット以上のトラックでは、p を 90 %の検出効率で選んだときの π の排除率は、20 %に抑えることができる。そのときの p の純度は 85 %である。また、2 ヒットトラックでは、同様に p を 90 %の検出効率で選んだとするとそこに含まれる π の排除率は、31 %となり、p の純度は 71 %である。K2K-II においては、3 ヒット以上のトラックを用いて、p を 90 %の検出効率で選んだとするとそこに含まれる π の排除率は、35 %に抑えられ、その時の p の純度は 79 %である。K2K-II においては、K2K-I で使われている MC よりもノイズクラスターが多く含まれていることが、粒子識別の検出効率を低くしている原因であると考えられ、改善が必要である。一方、本研究では、MC による p/π のクラスターサイズ分布から、likelihood 関数を定義しているため、クラスターサイズ分布におけるデータの振舞いと MC の振舞いが同じであることが前提とされる。しかし、実際にはデータと MC の間に ~5 %のずれが生じていることが分かった。そこで、K2K-I のデータセットで 3 ヒットトラック以上を用いた場合で、χ^2 が 10 増えるように、10σ レベルクラスターサイズ分布をずらして、粒子の識別能力を評価した。このずれはクラスターサイズにして $\pm$10 %に相当するが、データと MC に+10(-10) %のずれがある場合でも p を 90 %の検出効率で選んだとするとそこに含まれる π の混入率は、22(~24) %で評価でき、検出効率に影響は少ないことが分かった。

本研究ではさらに、準備段階ではあるが、この新しい粒子識別法を用いて物理解析への応用に対するパフォーマンスを示した。粒子識別を用いることで、コヒーレント π 生成反応の研究にも役立つこと、低いエネルギー領域のニュートリノによる CCqe 反応の検出効率の改良を示唆することが出来た。実際には、今まで用いてきた QE/nQE の選別から QE サンプルの減少を 10~15%に抑えながら、QE サンプルの純度を 10%近く上げることが可能になっ

た。

以上より、SciFi 検出器内で p/π 粒子識別が他の解析においても大変有効であることが示された。更に、トラッキングの改良やクラスターサイズの補正などを行なうことで、精度良く粒子の識別が出来ると期待される。

第8章　今後の課題

本研究の p/π 粒子の識別効率を更に改良するためには、トラッキングの改良やクラスターサイズの補正などを行なう必要がある。まず、クラスターサイズ分布におけるデータと MC のずれの再チューニングについて考える。データと MC にずれが生じる原因は、宇宙線データを用いてチューニングを行なっていることが原因であると考えられる。用いている宇宙線データは、SciFi 検出器の上流と下流に設置されている VETO を用いて、SciFi 検出器を通過した μ 粒子を選別し、SciFi 検出器を 15 層以上通過したイベントを要求して扱っている。そのため、入射角度の大きい、μ 粒子だけをイベントサンプルとして用いてチューニングをしていることになり、角度の小さいイベントについては考慮していないことになる。また、プライマリートラックとセカンドトラックの間で、クラスターサイズ分布におけるデータと MC のずれが一様でないことも別に考慮する必要がある。これは、μ と p の振舞いが違うことによって、おきている問題と考えられ、プライマリートラックとセカンドトラックを別々にチューニングをする必要がある。また、粒子の識別効率は、p と π のクラスターサイズ分布の重なり具合に影響を受ける。そのため、p/π のクラスターサイズ分布をシャープにすることが、重要である。個々の分布をシャープにするために、クラスターサイズの補正が重要である。以上のことをふまえ、改良のために、以下の方法を考えている。

- 宇宙線データを用いて、さらに精度良く、再チューニング。
- ほぼ μ 粒子であると考えれれる MRD3d イベントのビームデータを用いて再チューニング。統計量の多い K2K-I では、有効であると考えれれるが、K2K-II については、別な方法を考える必要がある。この効果について、準備段階での結果を付録 C に記載した。
- LED を用いて、dE/dx の大きい (p の応答を調べるため) クラスターサイズ分布の再チューニング。
- LED を用いて、CCD 画面の位置依存を補正し、光量のパラメーターを変更。

また、本研究の粒子識別は、ヒットトラック上のクラスターサイズを用いて行なうため、トラックが正しく引かれ、そのヒットトラック上の正しいクラスターサイズを用いることが重要である。しかし、MRD3d イベントでセカンドトラックが SciFi 検出器内で止まっているイベントに対し、実際に正しくセカンドトラックが引けていない割合は約 20 % であることが分かっている。正しくトラックが引けないということは、正しいクラスターサイズを使って dE/dx 振舞いを見ることが出来ない。そのため、正しくトラックを再構成するようなアルゴリズムを構成し直すことが必要である。また、今のアルゴリズムでは改良前と比べると、SciFi 内をまっすぐに進むような前方のトラックを ~5 %おとしてしまう。SciFi 検出器内をまっすぐ前方に進むトラックがあった場合、ヒットトラックが層間で重なってしまい、大きな一つのクラスターであると誤認識するためである。この問題を解決し、正しいトラックを増やすことも重要である。

本研究の粒子識別法を用いて有効に使うために、クラスターサイズの補正、トラッキングの改良をし、更に粒子の識別効率を上げることが重要である。

謝辞

本修士論文をまとめるにあたって、本当に数多くの方々にお世話になりました。この場をかりてお礼を申し上げます。

初めに、K2K 実験の責任者である京都大学の西川 公一郎教授、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の中村 健蔵教授には、本実験に参加させて頂いたことを深く感謝致します。

そして、神戸大学粒子物理学大講座の武田 廣教授、野崎 光昭教授には、K2K 実験の参加の機会を与えて頂いたことを深く感謝します。

指導教官である神戸大学の原 俊雄助教授には常日頃から、研究だけでなく、幅広い知識と教養を教えて頂きました。青木 茂樹助教授には、研究に関する数々の的確な御指導、細やかな御助言を頂きました。そして、鈴木 州助手には、日常生活から本研究に至るまで、様々な御助言を頂きました。最後まで見捨てないで、御指導下さった先生方には、深く感謝致します。

KEK の作田 誠助教授には、本研究を進めるに当たって数々の貴重な御指導、御助言を頂き、大変感謝しています。また、同じ SciFi グループの石田 卓助手には、ソフトウェアに関してや学会やミーティングの際においても多岐にわたる御指導を頂きました。ありがとうございます。

KEK の早戸 良成助手には、心から感謝しています。忙しい中、本研究のサポートも含めて、修論や発表内容に対する数々の有用な御助言と御指導、日夜を問わない質問に対しても丁寧にお答え下さり、様々な問題にも相談にのって頂きました。そして、SciFi グループ、神戸大学の先輩である岩下 大器さんには、KEK にいった当初から、大変お世話になりました。SciFi 検出器の解析について細かく一から教えて頂いたことはもちろん、常に、冷静に論理的に物事を見た上での御助言は、本当にためになりました。東京理科大学の横山 広美さんには公私にわたり、大変お世話になりました。本研究の解析に対する貴重な御助言とともに、最後まで細かい気使いとサポートをして頂きました。また、重要なことから、些細なことまで幅広く相談にのって頂きました。みなさまには、本研究の物理的な細かいサポートや本当に困った時にいつも助けて頂きました。数々の御協力と支えなしには、本研究を進めることも、本修士論文を書き上げることも出来なかったと思います。ありがとうございました。

大阪大学の吉田 誠さんには、何をしてよいかも分からなかった時に、VETO について詳しく教えて頂きました。シフトの時間中までずっと寝ずに教えて頂いたことが忘れられません。心のやすらぎを与えて頂いたことと共にいつも感謝しています。また、京都 大学の加藤 一成さんには、本研究や様々な解析に対する有用な御助言はもちろん、研究や論文を書く際に最も重要となるポイントを教えて頂きました。ありがとうございます。そして、本修士論文や本研究に対して、様々なアドバイスを下さった K2K 実験、スーパーカミオカンデグループのみなさまに、深く感謝致します。

神戸大学の先輩である須賀 陽介さんと中田 太志さんには、常に、研究生活の心構えと神戸での時間の過ごし方を教わりました。楽しい神戸生活が送れたのはお二人のおかげです。ありがとうございます。板崎 輝くんには、神戸での書類手続きを一切やって頂いておりました。無事に大学院を修了することができるのは、御協力があったからです。感謝しています。また、森口 曜くんには、イベントスキャンの際に大変お世話になりました。本研究が有意なものになったのは、イベントスキャンの御協力があったからです。ありがとうございます。神戸大学の K2K グループである朝倉 健二くん、常盤 楓子さん、青山 裕三くん、長曽 有亮くん、大町 千尋くんをはじめ、他実験グループのみなさまにもあわせて感謝致します。

大学や研究機関を越えて、たくさんの方々に感謝しています。私がこの大学院の 2 年間を研究も含めて、楽しく充実した日々が過ごせたのはみなさまのおかげです。心からお礼を申し上げます。

最後に、私のことを暖かく見守り続けてくれた家族と友人たちに深く感謝します。

2004 年 2 月 10 日 関口 舞

付 録A　クラスターサイズの補正

粒子の識別効率は p/π のクラスターサイズの分布の重なり具合に影響を受ける。そのため、識別効率を上げるには、p/π のクラスターサイズの分布をシャープにする必要がある。

本章で述べたとおり、現在の SciFi 検出器の解析に使われるクラスターサイズは以下の補正係数がかけられている。

1. ファイバーの減衰長補正係数
2. 粒子が入射する角度の補正係数

ここでは、IIT の位置依存による補正と各 IIT でのシート依存による補正についての結果を述べる。

A.1　IIT の位置依存による補正

CCD カメラの画像データとして撮影された座標では、IIT-CCD チェーンで像を縮小している電子レンズと光学レンズの効果で像が歪んでいる [50, 56]。その効果は場所によって異なっているため、ヒットクラスターとして画面上の座標と輝度を持つピクセルからクラスターサイズを定義していると、各 CCD 画面上でクラスターサイズも位置依存が存在すると考えられる。

まずは、EL を用いたファイバー位置較正を行なって得られた宇宙線データをもとに、以下の手順でクラスターサイズの CCD 上の位置補正を行なった。

1. EL を用いたファイバーの位置較正から得られた、各 IIT-CCD 上の X、Y 座標と数本の光らせた特定のファイバー (以下、fiducial ファイバーと呼ぶ。) の情報を用いて、各 IIT-CCD の位置依存と思われる歪みを見積もる。
2. χ^2 フィットを行ない、楕円の式のパラメーターを求める。
3. 宇宙線データを用いて、各 IIT のクラスターサイズの分布から評価を行なう。

A.1.1　クラスターサイズの各 IIT-CCD の歪みの見積もり

EL を用いたファイバーの位置較正では、20 本に一本の割合で fiducial ファイバーを光らせている。この 40 本ごとの fiducial ファイバーから、一定に 4 本 ((x1、y1)、(x2、y2)、(x3、y3)、(x4、y4)) のファイバーを選んでいき、その各 IIT-CCD 上の X、Y 座標から図 A.1 に示す通り、常に同じ条件の 4 角形の面積を定義する。こうして得られたその 4 角形の座標は、その四角形の重心とする。以上から、この四角形と CCD 画面上の X、CCD 画面上の Y の関係を図 A.2 に示す。

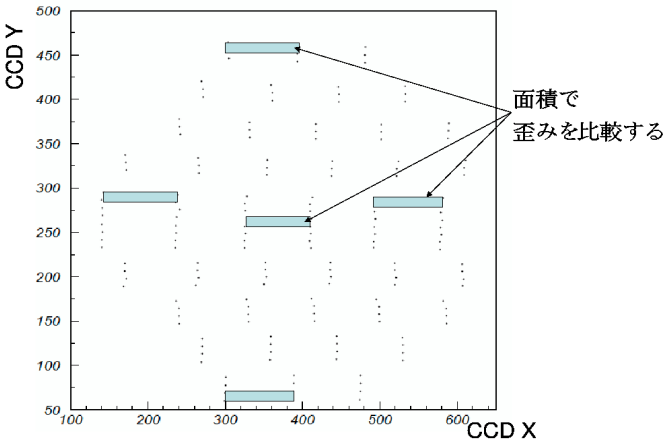

図 A.1: IIT 1 の CCD 画像。選んだ fiducial ファイバーから四角形を定義し、その占有面積によって歪みを考慮する。中心は歪みが小さく、CCD 画面の端の方になると四角形の大きさが大きくなっていることから楕円状に歪みが生じていると考えられる。

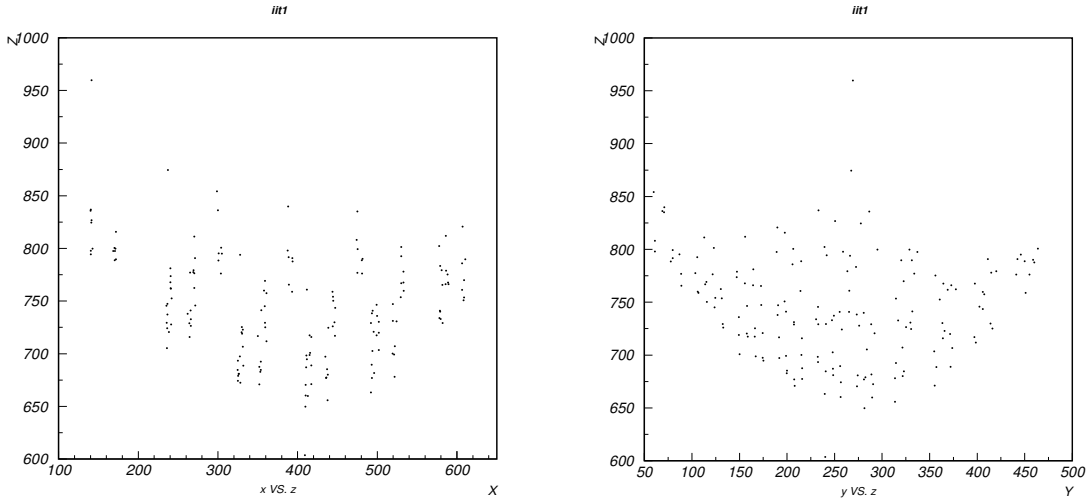

図 A.2: CCD 画面上の X/Y の画像。左図は IIT 1 の CCD 画面上の X の画像を示す。CCD の中心から遠ざかるつれて歪みが大きくなっている。右図は IIT 1 の CCD 画面上の Y の画像を示す。X の画像と同様に CCD の中心から遠ざかるつれて歪みが大きくなっている。

A.1.2 楕円の式のパラメーター

次にその歪みの情報から χ^2 フィットを行ない、以下の楕円式のパラメーターを求める。

$$F(x, y, C) = a(x - x_0)^2 + b(y - y_0)^2 + C \tag{A.1}$$

この、x_0、y_0 は各 IIT-CCD 上の中心の座標であり、C はその中心の座標に対応する四角形の大きさである。x、y はあるヒットがあった時の IIT-CCD の座標であり、a、b それぞれの座標に対応するようなパラメーターで

あり、F はその時の補正された四角形の大きさである。IIT 1 における補正される前の四角形のと補正後の四角形の関係を示した図を A.3 に示す。

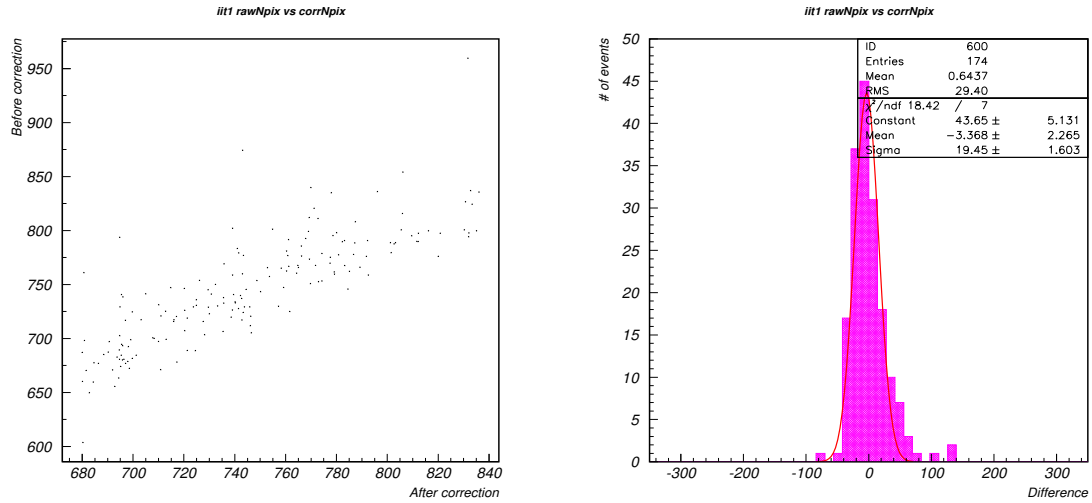

図 A.3: 補正前後の四角形の相関図 (左) とその差 (右)。パラメーター補正によって、ゆがみが補正されたことを表している。

A.1.3　補正されたクラスターサイズの評価

以上より各 IIT-CCD において楕円パラメーター F(a、b) が求められたので、宇宙線データを用いて、各 IIT のクラスターサイズの分布から評価を行なう。各 IIT の光量を補正するために宇宙線データを用いていることは、先ほど述べた。つまり、宇宙線を使って新しく補正された IIT の位置依存性のパラメーターを評価する時には、減衰長の補正、入射角度の補正にこの位置依存の補正を加えて IIT ごとのクラスターサイズの σ で評価を行なう。全ての補正が加わったクラスターサイズから新たに光量の補正を行なうことが必要になる。

しかし、宇宙線データから得られる補正をかけないなまのクラスターサイズを各 IIT-CCD ごとに見ると、実際には CCD 画像による位置依存性は確認できなかった。その際には、CCD 画像の中心と外側 (それぞれ第 1 ～ 4 象限) にわけてガウシアンフィットした時のの mean、RMS ををを比べて考慮している。実データに歪みがみられない原因としては、SciFi 検出器は 274080 本のシンチレーティングファイバー (SciFi) を用いているため、各ファイバーの減衰長の依存性が IIT の位置依存性を打ち消してしまうこと、また EL を用いる方法が適していないなどが上げられる。

A.2　SciFiシート補正

SciFi 検出器の 24 の IIT-CCD チェーンには各 10 枚の SciFi シートが束ねて作られている。現在の SciFi 検出器の解析では、シートの違いによる光量は考えられていない。そこで、各シートによる光量の違いによるクラスターサイズの比較を行なった。しかし、現段階では各 IIT での 10 枚のシート依存による違いは数%以内で一致しており、例え、これを補正係数として加えても、補正前後でクラスターサイズが ± 5 前後するだけである。この際もクラスターサイズ分布にガウシアンフィットした時のの mean、RMS ををを比べて考慮している。そのため、本研究ではシート依存による補正は行なわなかった。

A.3　これからの課題

以上より、ここで行なった補正は新たな補正係数として加えることはしなかった。CCD 画面上の位置依存においては、EL を用いてその依存性の補正を行なうことは適していないと、各ファイバーの依存性を考慮する必要があることがいえる。そのため、我々は LED を用いて、CCD 画面上の依存性を見積もり、その上で各 SciFi シートの違いによる依存性を考慮した補正係数を計測する方法を考えている。これらの補正によって、クラスターサイズ分布の p/π がシャープになることで、粒子識別効率が向上すると期待できる。

付 録B　K2K-IIデータを用いた場合のトラッキングパフォーマンス

ここでは、本章には述べなかったK2K-IIのトラッキングパフォーマンスについてまとめる。本章でのべたとおり、正しいヒットを認識し、正しいトラックを再構成するため、クラスターサイズとトラッキングの改良を行なった。その改良は、以下のように、本章で述べたものと同じである。

- クラスターサイズのアルゴリズムを変更し、クラスターサイズがエネルギー損失を正しく反映するようにした。
- 最小のクラスターサイズ を0 ヒットピクセル/クラスターサイズから20 ヒットピクセル/クラスターサイズに変更し、ノイズクラスターを効率良く除去した。
- X-Z、Y-Z のフラグメント一致条件を変更し、フラグメントの組合せをより正しく選べるようにした。
- X-Z、Y-Z フラグメントのオーバーラップのカットを30 %から60 % に変更し、より正しいトラッキングを行なえるようにした。

本章の流れを同様に、クラスターサイズのアルゴリズムとトラッキングの改良によってえられたトラッキングパフォーマンスを以下の順で示す。

1. ヒット検出効率
2. cos$\Delta\theta$ を用いたCCqe 反応のイベントの選別能力
3. MRD3d イベント、プライマリートラック (μ 粒子) の基本分布 (P_μ、θ_μ、vertex 分布 (X、Y、Z)、トラック数)
4. MRD3d イベントセカンドトラック (p) に関する基本分布 (トラックの長さ、角度)

B.1　トラッキング、クラスターサイズ改良後のヒット検出効率

トラッキング改良後のヒット検出効率を宇宙線データを用いて見積もった。改良前は全てのIIT に対し、平均して95.8 $\pm$ 0.1 %であったが、改良後は95.0 $\pm$ 0.1 %となっており、K2K-I の時と同様にヒット検出効率に変化はみられず、高い検出効率を保っている。

B.2　cos$\Delta\theta$を用いたCCqe反応のイベントの識別

CCqe 反応イベントは2 体反応なので、μ、n などから p の運動量が測定でき、測定した p の運動量と計算された p の運動量の間の角度を $\Delta\theta$ とする。本章で説明した通り、目的としているCCqe 反応を選別するために用いられる。ここで、図B.1 にデータとMC を用いたcos$\Delta\theta$ の分布を示す。これから述べるトラッキングパフォーマンスにおいて、$\Delta\theta$ が25 ℃以下 (以下QE サンプルと呼ぶ)、$\Delta\theta$ が25 ℃以上 (以下nQE サンプルと呼ぶ) のイベントとして分けることにする。

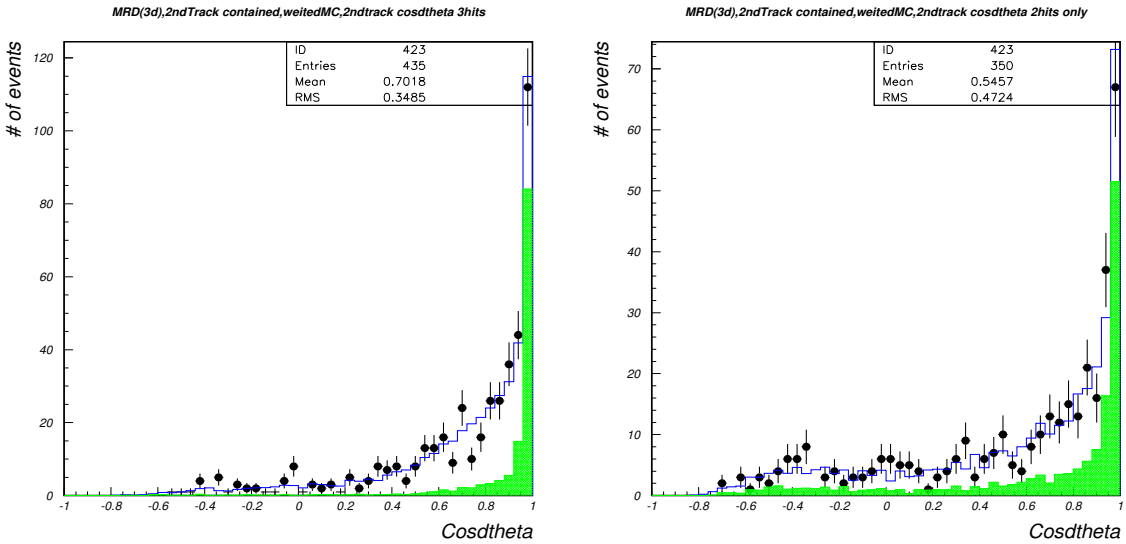

図 B.1: 左図は、3 ヒット以上、右図が、2 ヒットの時の $\cos\Delta\theta$ 分布。●がデータ、ヒストグラムが MC を示し、緑のハッチが MC が示す QE 反応イベントである。3 ヒット以上のトラックも 2 ヒットのトラックもデータと MC が良く一致している。

B.3 プライマリートラックの基本分布

MRD3d イベントにおける μ 粒子の運動量、ビーム軸に関する μ 粒子の生成角度、バーテックス分布を以下に示す。全てのプロットは●がデータでヒストグラムが MC である。また、緑のヒストグラムのハッチが MC 中の QE サンプルを表している。

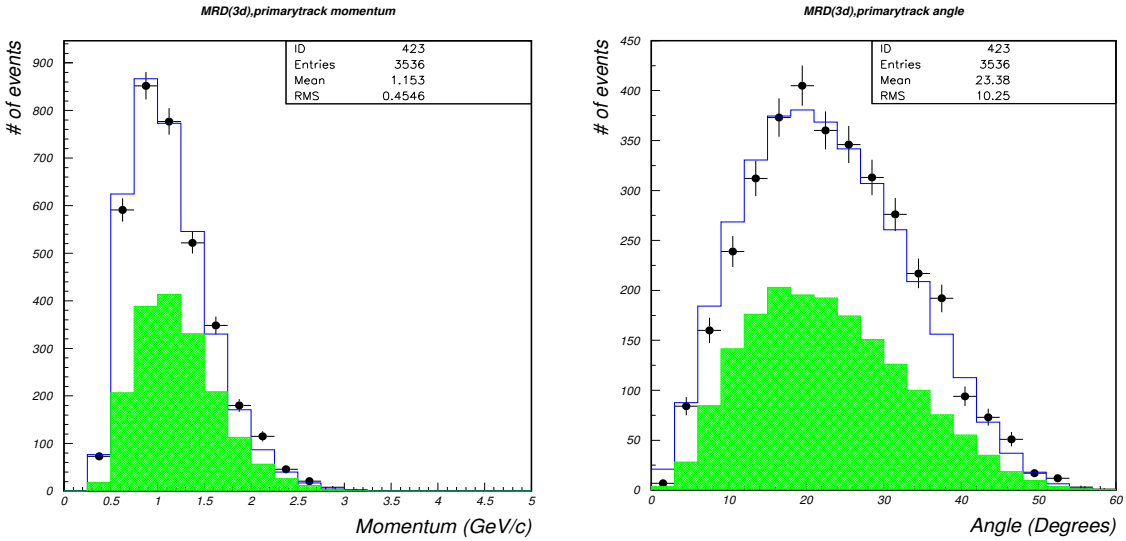

図 B.2: 左図は MRD3d イベントにおける μ 粒子の運動量分布を示した図。右図は MRD3d イベントにおける μ 粒子の角度分布を示した図。データと MC はよく一致している。

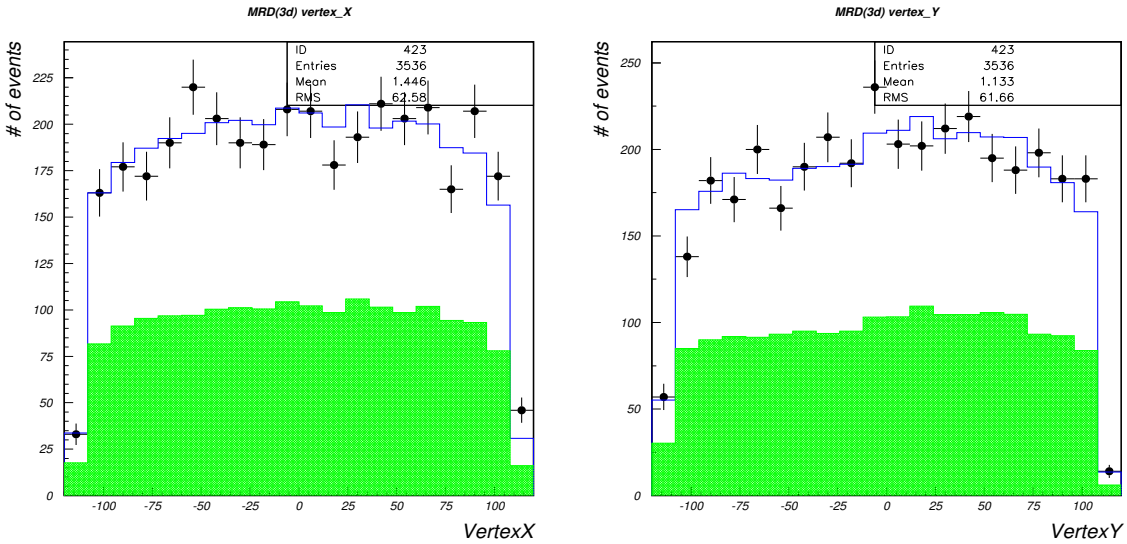

図 B.3: 左図は再構成された MRD3d イベントにおける Y 軸のバーテックス分布。右図は再構成された MRD3d イベントにおける X 軸のバーテックス分布。データと MC はよく一致している。

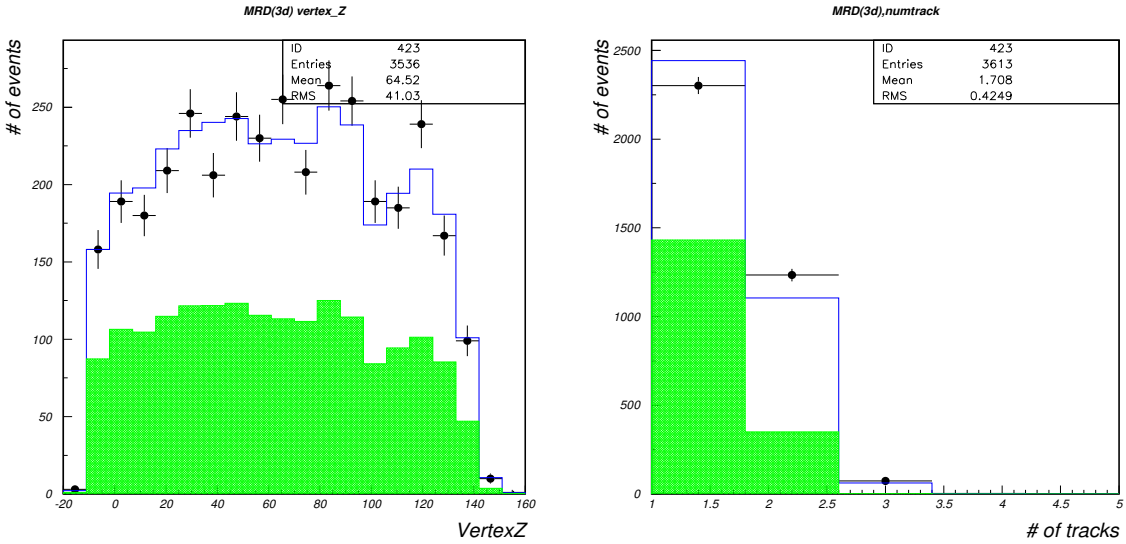

図 B.4: 左図は再構成された MRD3d イベントにおける Z 軸のバーテックス分布。右図は MRD3d イベントにおけるトラック数を示した分布。トラック数においてデータと MC はずれがあり、改良が必要である。

B.4 セカンドトラックの基本分布

2 トラック MRD3d イベントでそれぞれ、3 ヒット以上と 2 ヒットのみのトラックにおけるセカンドトラックのトラックの長さ、角度を以下に示す。全てのプロットは•がデータでヒストグラムが MC である。また、緑のヒストグラムのハッチが MC 中の QE サンプルを表している。データと MC がほぼ一致しているが、K2K-I の時とは違い、K2K-II の時にはさらなる考察と改良が必要である。

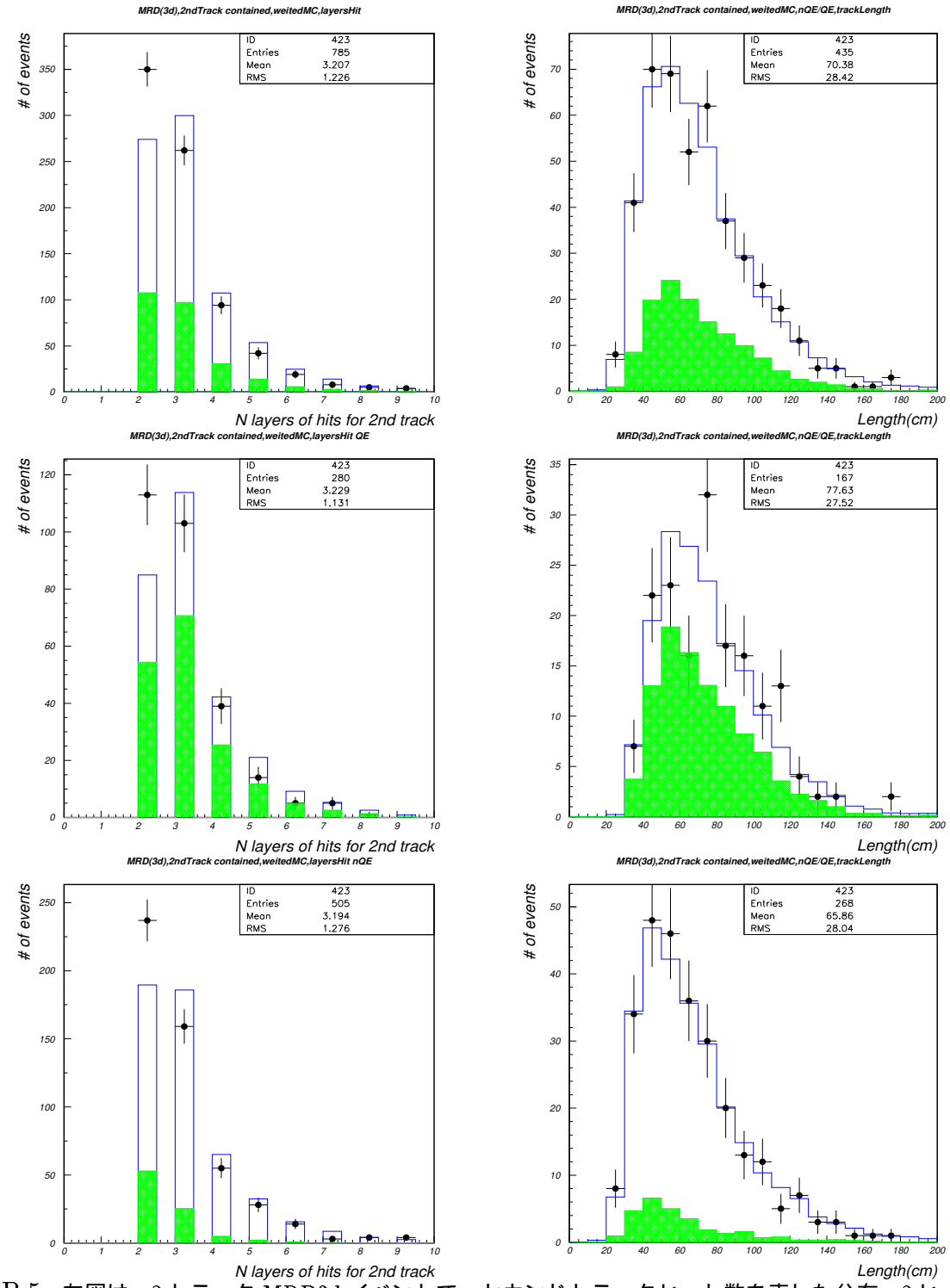

図 B.5: 左図は、2 トラック MRD3d イベントで、セカンドトラックヒット数を表した分布。2 ヒット以上のトラックでデータと MC にはずれが生じている。K2K-I とは違い、更なる考察と改良が必要であるといえる。右図は、2 トラック MRD3d イベントで、3 ヒット以上のセカンドトラックの長さを表した分布。上から、セカンドトラックの全てのイベント、セカンドトラック中の QE サンプル、セカンドトラック中の nQE サンプルを示す。ここでの QE、nQE サンプルは $\cos\Delta\theta$ でカットしている。3 ヒット以上のトラックも 2 ヒットのみのトラックもデータと MC が良く一致している。

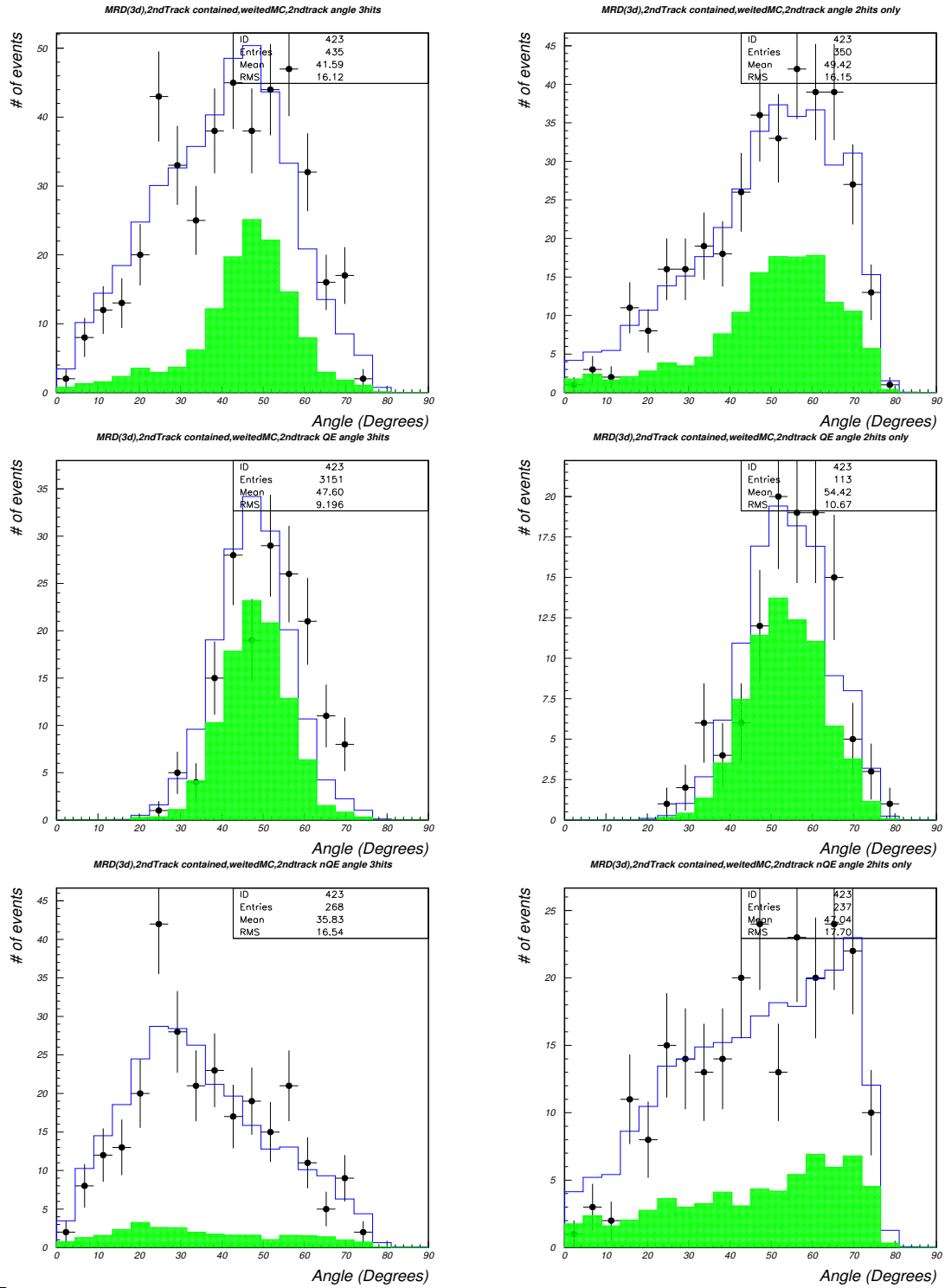

図 B.6: 2 トラック MRD3d イベントで、3 ヒット以上と 2 ヒットのみのトラックにおけるセカンドトラックの角度分布。左図 1 列は、3 ヒット以上のトラック、右図 1 列は、2 ヒットのみのトラックを示す。上から、セカンドトラックの全てのイベント、セカンドトラック中の QE サンプル、セカンドトラック中の nQE サンプルを示す。ここでの QE、nQE サンプルは $\cos\Delta\theta$ でカットしている。3 ヒット以上のトラックも 2 ヒットのみのトラックもデータと MC が良く一致している。

付 録C　ビームデータを用いたクラスターサイズの再チューニング

ここでは、クラスターサイズのデータと MC のずれを再チューニングする方法として、実際のニュートリノビームデータを用いた時の評価を行なう。

本章で述べたとおり、SciFi 検出器では、MC のチューニングに宇宙線データを用いて行なっている。宇宙線データは、SciFi 検出器の上流と下流に設置されている VETO を用いて、SciFi 検出器を通過した μ 粒子を選別し、SciFi 検出器を 15 層以上通過したイベントを要求して扱っている。そのため、入射角度の大きい、μ 粒子だけをイベントサンプルとして用いてチューニングをしていることになり、角度の小さいイベントについては考慮していないことになる。そこで、統計量の多い K2K-I のデータにおいて、ほぼ μ 粒子であると考えれれる MRD3d イベントのビームデータを用いて再チューニングを行なった。

プライマリートラックのデータと MC のずれを本章で用いた χ^2 で評価する。チューニング前の X 層において 2.11、Y 層において 5.01 となっていたものが、再チューニング後は X 層において 2.12 とあまり変わらないが、Y 層においては 0.79 と χ^2 を小さくすることが出来た。このときの自由度は 80 である。また、X/Y4 層を全て考慮した時の χ^2(自由度は 160 である。) は、3.56 から再チューニング後は 1.49 と光量のパラメーターを変更することで効果があることが示せた。一方、セカンドトラックにおける χ^2(自由度は 80 である。) は、チューニング前の X 層において 1.81、Y 層において 1.98 となっていたものが、再チューニング後は X 層において 1.86、Y 層においては 1.97 と改良はみられない。また、X/Y4 層を全て考慮した時の χ^2(自由度は 160 である。) は、1.91 から再チューニング後は 1.92 と変化は少ない。

プライマリートラックとセカンドトラックではクラスターサイズ分布の振舞いが違うことが分かる。セカンドトラックには μ 粒子を指標にするのではなく、セカンドトラックに多い p の応答を正確に調べ、さらにチューニングする必要があるといえる。しかし、この方法を用いることで、プライマリートラックには効果があることが示された。統計量の少ない K2K-II には別の方法を考える必要があるが、K2K-I には有効な方法であり、これからは、クラスターサイズの安定性、ノイズクラスターの比率のチェックも宇宙線データを用いるよりもビームデータを活用することが有効であると考える。ビームチューニング後のプライマリートラックとセカンドトラックのクラスターサイズ分布を図 C.1、C.2 に示す。

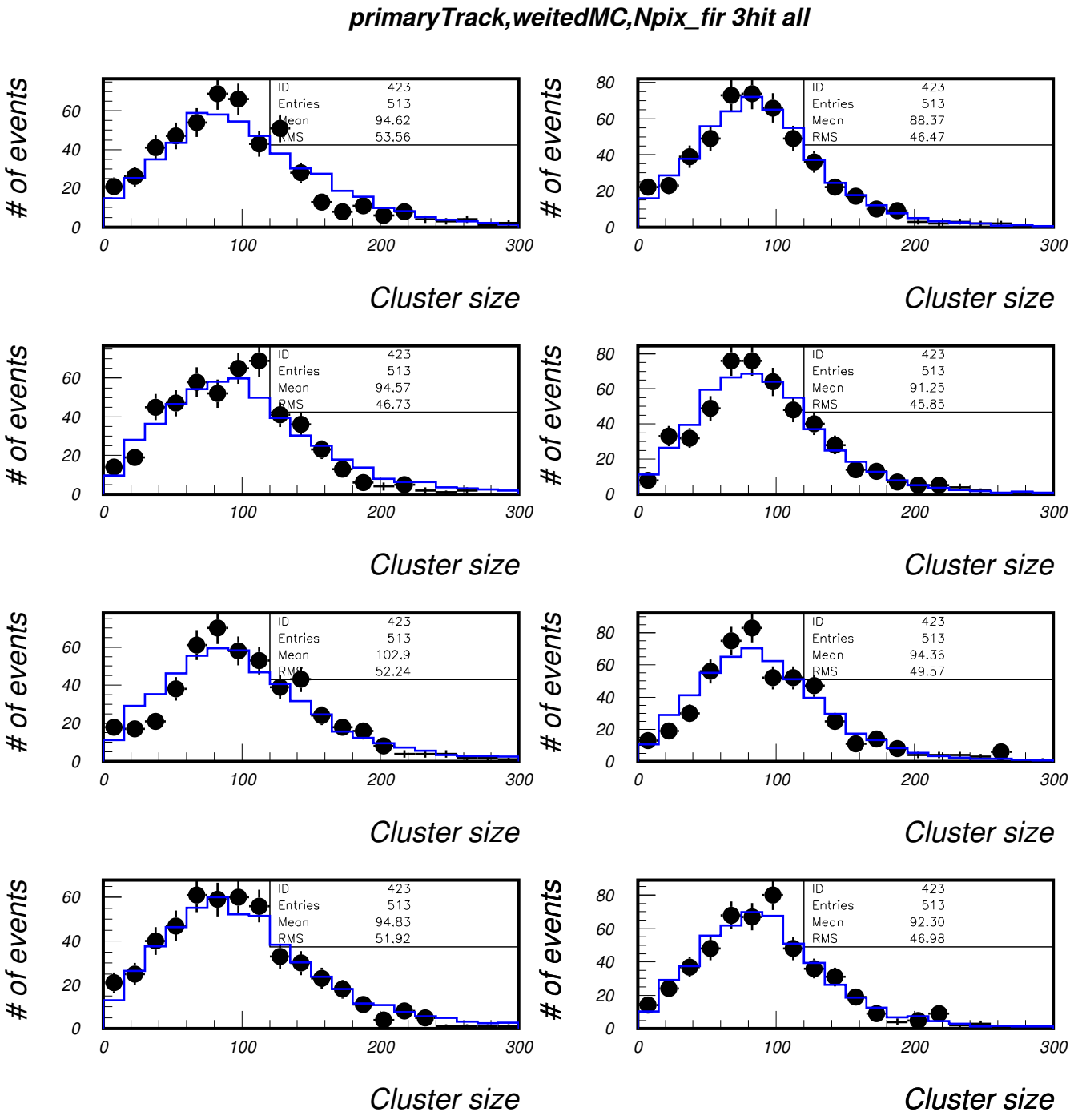

図 C.1: K2K-I のビームデータを用いて再チューニングした後のプライマリートラックのクラスターサイズ分布。右図は X4 層、左図は Y4 層である。上から止まり際における最後の 4 層の様子を示し、一番下が粒子が止まった最終層である。データと MC がよく一致している。

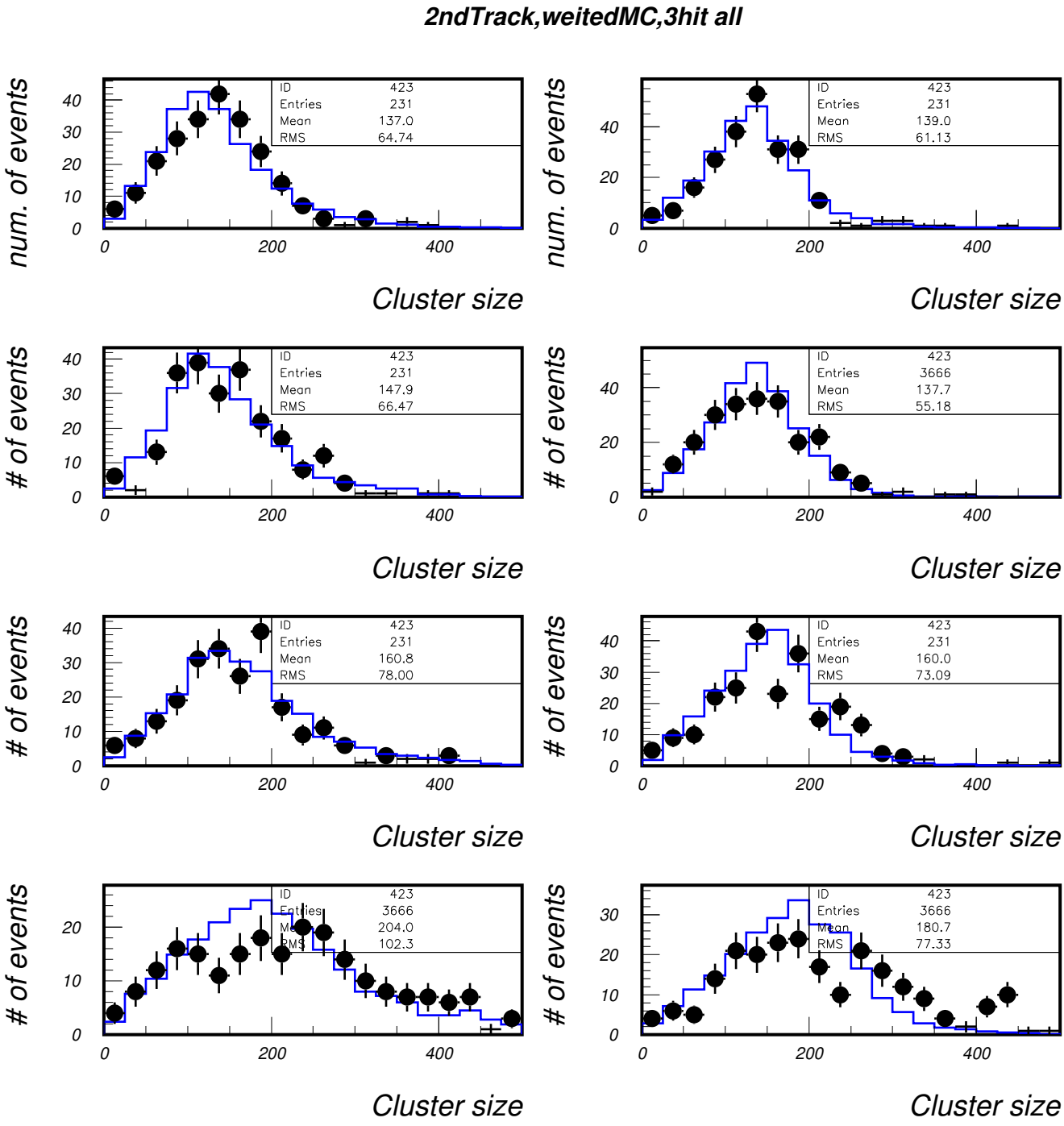

図 C.2: K2K-I のビームデータを用いて再チューニングした後のセカンドトラックのクラスターサイズ分布。右図は X4 層、左図は Y4 層である。上から止まり際における最後の 4 層の様子を示し、一番下が粒子が止まった最終層である。1 から 3 層まではデータと MC がよく一致している。4 層目はデータと MC に大きなずれがあり、アルゴリズムをさらに理解する必要がある。

関連図書

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[3] A. Salam, "Elementary Particle Physics", Nobel Symp. No.8.

[4] Ch. Weinheimer *et. al.*, Phys. Lett. **B460**, 219 (1999).

[5] W. Pauli, "Zur älteren un neuen Geschichte des Neutrinos",
Collected Papers by W. Pauli, ed. R. Kronig and U.P. Weisskopf
(Interscience Pub., N. Y. 1964) Vol. **2**, p.1312.

[6] F. Reines, C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92**, 830 (1953).

[7] M. Nakamura *et al.*, "Result from DONUT - Direct observation of ν_τ interaction",
Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.)77, 259 (1999).

[8] J. Mnich for LEP collaborations and the LEP Electroweak Working Group.,
Prepront CERN-EP/99-143,October 1999.

[9] M. V. Lobashev *et. al.*, Phys. Lett. J., **B460**pp, 227 (1999).

[10] K. Assamagan *et. al.*, Phys. Lett. **B335**, 231 (1994).

[11] R. Barate *et. al.*, E. Phys. J. **C2**, 395 (1998).

[12] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C15**,1-878 (2000).

[13] M. Nakagawa, H. Okonogi, S. Sakata and A. Toyoda, Prog. Theor. Phys. **30**, 727 (1962).

[14] T. Kajita *et. al.*, for the Super-kamiokande and Kamiokande Collaborations.
Nucl. Phys. Proc. Suppl., **77**, 123-132 (1999).
Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).

[15] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B335**, 237 (1994).

[16] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. **D46**, 3720 (1992).

[17] K. Daum *et al.*, Z. Phys. **C66**, 417 (1995).

[18] M. Agelietta *et al.*, Europhys. Lett. **8**, 611 (1989).

[19] M. Ishitsuka *et al.*, Nucl. Phys. **A721**, 509 (2003).

[20] W.W.M. Allison, Phys. Lett. **B391**, 491 (1997).

[21] B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. Lett **496**, 505 (1998).

[22] K. S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 2241 (1991).

[23] W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. **B447**, 127 (1999).

[24] J. N. Abdurashitov *et al.*, Phys. Rev. **C60**, 055801 (1999).

[25] Super-kamiokande collaboration: Phys. Lett. **B539**, 179 (2002).

[26] SNO collaboration: Phys. Rev. Lett.**89**, 011301 (2002).

[27] K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 491 (2003).

[28] M. Altmann *et al.*, Phys. Lett. **B490**, 16 (2000).

[29] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett **77**, 1683 (1996).

[30] M. Apollonio *et al.*, Europhys. Lett. **B466**,415-430 (1999).

[31] F. Boehm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000).

[32] B. Achkar, *et al.* Nucl. Phys. **B434**, 503-532 (1995).

[33] G. S. Vidyakin *et al.*, JETP. Lett. **59**, 390 (1994).

[34] E. Eskut *et al.*, Phys. Lett. **B424**,202 (1998).

[35] P. Astier *et al.*, Phys. Lett. **B453**,169 (1999).

[36] K. S. McFarland, *et al.* Phys. Rev. Lett. **75**, 3993 (1995).

[37] D. Naples *et al.*, Phys. Lev. Lett. **D59**, 031101 (1999).

[38] A. Romosan *et al.*, Phys. Lev. Lett. **78**, 2912 (1997).

[39] P. Vilain *et al.*, Z. Phys. **C64**, 539 (1994).

[40] L. Borodovsky, *et al.* Phys. Rev. Lett. **68**3, 274 (1994).

[41] G. S. Vidyakin *et al.*, JETP. Lett. **59**, 390 (1994).

[42] C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. **C54**, 2685 (1996).

[43] C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. **C58**, 2489 (1998).

[44] 小浜 光洋, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (1997).

[45] T. Maruyama, Ph.D. thesis, Tohoku University(2000).

[46] H. G. Berns and R. J. Wilkes, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47**, 340 (2000),
山田 秀衛, 東京大学修士論文 (1999).

[47] T. Ishii and K2K MRD Group, Nucl. Inst. Meth. **A482**, 244 (2002).

[48] S. H. Ahn *et al.*, Phys. Lett. **B511**, 178 (2001).

[49] 岩下 大器, 神戸大学自然化学研究科博士論文 (2003).

[50] 越後 慎也, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (1998).

[51] 田代 和也, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (1998).

[52] 門脇 徹人, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (1999).

[53] 田中 康之, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (2001).

[54] A. Suzuki, H. Park, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453**, 165 (2000).

[55] 大瀧 智子, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (2001).

[56] 北村 雅裕, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (1999).

[57] 岩下 大器, 神戸大学自然化学研究科修士論文 (2000).

[58] B. J. Kim, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A497**, 450 (2001).

[59] 加藤 一成, 京都大学理学研究科修士論文 (2001).

[60] 長谷川 雅也, 京都大学理学研究科修士論文 (2003).

[61] H. H. Kaumann, *et al.*, Particles and Fields **31**,203 (1986).

[62] D. Rein and L. M. Shegal, Nuclear physcics **B223**,29 (1983).

[63] R. P. Feynmann, *et al.*, Phys. Rev. **D11**,2706 (1971).

[64] Rein and Shegal, *et al.*, NPB. **B223**,29 (1983).

[65] J. Marteau *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A451**, 76 (2000).

[66] 早戸 良成, 東京工業大学理工学研究科修士論文 (1995).

[67] A. Bodek *et al.*, NPB.(Proc.Suppl.) **112**,70 (2002).

[68] 松尾 武, 岡山大学自然化学研究科修士論文 (2002).