

学位論文

OPERA 実験における原子核乾板広域スキャンを用いた
ステライルニュートリノ探索

名古屋大学大学院 理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻 基本粒子研究室

早川友博

2023 年 2 月 23 日

概要

ポンテコルボ、牧、中川、坂田らによって提唱されたニュートリノ振動は、太陽ニュートリノ問題、大気ニュートリノ異常を説明する理論として長らく実験的検証が行われてきたが、1998年に大気ニュートリノを観測したスーパーカミオカンデによって有力な証拠が得られ、2013年のT2Kによる $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、2015年のOPERAによる $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ それぞれの出現確認によりその実在については最終的な決着を迎えた。一方で1995年のLSND、2018年のMiniBooNEによって通常のニュートリノ振動では説明の出来ない ν_e 事象の超過が確認されており、未発見のステライルニュートリノを仮定したモデルによる検証が試みられている。

本研究で扱うOPERA実験は、平均17 GeVの ν_μ を主成分とするビームを732 km飛行させ、葉書大の原子核乾板57枚と鉛板56枚を積層したECC15万個によって各種ニュートリノを検出する、長基線加速器ニュートリノ振動実験である。2018、2019年には ν_τ に加え ν_e 出現の解析結果を報告しており、MiniBooNEの許容領域のうちベストフィットを含む $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.019$ を排除している。依然として残る領域の排除には、従来の検出法では10-40%に留まっていた30 GeV未満の ν_e 検出効率向上が有効である。 ν_e の同定のためにはそのCC反応によって発生する電磁シャワーの検出が必要であるが、従来は自動飛跡読み取り装置のスキャン速度20-72 cm²/hが律速となり、ECC中で広範囲に散る電磁シャワー検出が困難であったため、代替的にECC下流面に貼り付けられたCSと呼ばれる2枚のフィルム中でのシャワー飛跡検出という手法を採った。しかし最大でECC1個、10X₀相当の物質質量を通過させる関係上、低エネルギーな電磁シャワーはECC中で収束しCSまで到達せず、検出効率の低下の原因となっていた。この改善のために、著者は従来比70倍の高速化を果たした読み取り装置HTSを用いてのECC広域スキャンによる低エネルギー ν_e 検出法を開発し、OPERAのサンプルに適用した。

ECC中には宇宙線やコンプトン散乱で生じた電子などのニュートリノ反応と無関係なノイズ飛跡が高密度に記録されているため、これらの中から電磁シャワーのみを選出する手法を得るために、著者はまずGeant4を用いてECC中の低エネルギー電磁シャワーの振る舞いを検証した。ここから得た知見を元に、円錐様に発達する電磁シャワーの飛跡毎の位置、角度情報を用いてノイズを除去しつつ高効率に検出する手法を決定した。次にOPERA実験のフルシミュレーションを行い、30 GeV未満の ν_e 検出効率を従来比で25-70%向上させられることを示した。ただし同時に低エネルギー電磁シャワーへの感度が向上する本手法では π^0 に由来するガンマ線の背景事象が顕著に増加することも分かった。そこで粒子の持つ変数の複合利用による ν_e との識別手法を確立し、信号の損失を10%に抑制しつつ背景事象の98%を除去した。この手法は3D飛跡ビューアと顕微鏡の併用によるECC中の飛跡の目視確認でのノイズ飛跡や背景事象の判定を必要とする。しかし読み取り装置が一新されスキャン面積が50倍に増大したことに伴い従来の3D飛跡ビューアと顕微鏡システムが使用不能になったため、より大規模な運用に堪えるものを新たに開発した。

以上によって整備された電磁シャワー検出法は、OPERA実験において反応点検出が完了した全サンプルへ適用した場合、1種のステライルニュートリノの存在を仮定する3+1混合モデルに

おいては、 $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ に対し約 28% の感度向上に相当する。本研究では特に感度への寄与の大きい ECC 上流側で発生したミュー粒子を伴わないニュートリノ反応候補 99 事象に限定してこの手法を適用し、48 事象から電磁シャワーを検出、うち 1 事象を新規 ν_e 候補と判定した。3+1 混合モデルで予測されるような事象数の超過は見られず、ニュートリノ振動不存在、または 3 フレーバー混合モデルの場合と無矛盾な結果であった。また検出された電磁シャワーの特徴をシミュレーションから予測されるガンマ線と比較したところ良い一致が見られ、 ν_e 検出効率推定の妥当性に根拠を与えることとなった。最後にこの結果を用いて Δm_{41}^2 と $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ のパラメータ空間での上限をシミュレーションと観測のエネルギースペクトル比較に基づく尤度法を用いて求め、MiniBooNE の許容領域付近である $\Delta m_{41}^2 \sim 0.3 \text{ eV}^2$ において従来比で 17% の向上となる $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.016$ を排除した。これにより LSND、MiniBooNE の結果が 1 種のステライルニュートリノの存在によって説明される可能性はより強く否定されることとなった。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	ニュートリノ振動	3
1.2	ニュートリノ振動に関連する諸実験	6
1.2.1	太陽ニュートリノ	7
1.2.2	大気ニュートリノ	9
1.2.3	加速器ニュートリノ	9
1.2.4	原子炉ニュートリノ	12
1.2.5	ニュートリノ振動パラメータ	12
1.3	ステライルニュートリノを介した振動の可能性	12
1.3.1	ステライルニュートリノに肯定的な実験結果	13
1.3.2	否定的な実験結果	14
1.3.3	計画中、実施中の検証実験	16
1.4	本論文の目的と構成	18
第 2 章	OPERA 実験	21
2.1	CNGS ビームライン	22
2.2	OPERA 検出器	24
2.2.1	OPERA フィルムと ECC	24
2.2.2	Target Tracker	27
2.2.3	Muon Spectrometer	29
2.3	飛跡読み取り装置	30
2.4	イベントの解析過程	34
2.4.1	TT による Most Probable Brick の推定	35
2.4.2	CS 解析	36
2.4.3	Scan Back	36
2.4.4	NETSCAN による飛跡再構成	40
2.4.5	Vertex Confirmation	43

2.4.6	Decay Search	44
2.5	OPERA 実験の現状	45
第 3 章	ECC 中での電子ニュートリノ同定	47
3.1	MiniBooNE のアノマリーについての考察	47
3.2	ECC 中の電子ニュートリノ反応	49
3.3	CS での電磁シャワー検出を利用した電子ニュートリノ同定	53
3.4	HTS を用いた ECC 広域スキャンによる電子ニュートリノ同定法	55
3.4.1	HTS での飛跡検出効率	55
3.4.2	電子ニュートリノ検出方法	56
3.4.3	シミュレーションによる探索パラメータの決定	60
3.5	既知の電子ニュートリノイベントを用いた試験	64
第 4 章	詳細なシミュレーションによる検出効率評価	67
4.1	HTS の飛跡検出特性	67
4.1.1	Basetrack 検出効率	68
4.1.2	角度、位置精度	68
4.2	シミュレーションによる電子ニュートリノ反応検出効率評価	70
4.3	ニュートリノエネルギー再構成	71
4.4	バックグラウンド除去	72
4.4.1	最上流フィルムに記録されたガンマ線による電子対	73
4.4.2	ハドロン近傍でのガンマ線の e^+e^- 対生成	82
4.4.3	$\tau \rightarrow e$ の誤認	86
4.4.4	電子ニュートリノ反応同定条件の総括	87
4.5	電子ニュートリノ候補イベントの期待値	88
4.5.1	CSH 法の規格化	89
4.5.2	ESD 法の規格化	90
4.5.3	期待値	91
4.6	感度	92
第 5 章	電子ニュートリノ同定のためのソフトウェア及び装置開発	93
5.1	3D 飛跡ビューアの開発	93
5.1.1	基礎ライブラリ ADAPT	97
5.1.2	3D ビューア ADAPT-IVE	100
5.2	マニュアルチェックマシン開発	105
5.2.1	スキャンとパターンマッチング	106
5.2.2	マニュアルチェック用ソフトウェア	108
5.2.3	飛跡誘導時の位置精度	110

第 6 章	電子ニュートリノ反応探索の実施	113
6.1	スキャンおよび解析の工程	113
6.1.1	スキャンとその準備	114
6.1.2	飛跡再構成および反応点探索	116
6.1.3	ESD 法による電磁シャワー探索	117
6.1.4	ADAPT-IVE による電磁シャワー確認	117
6.1.5	マニュアルチェック	118
6.2	解析対象範囲の決定	118
6.3	スキャンの結果	121
6.3.1	新たに検出された電子ニュートリノ候補イベント	122
6.4	シミュレーションによる検出効率推定の妥当性の検証	122
6.4.1	電子ニュートリノ反応候補期待値	122
6.4.2	π^0 由来のガンマ線による検証	123
6.4.3	Location 数、およびスキャン完了数に関するバイアス	128
第 7 章	系統誤差	131
7.1	電子ニュートリノ反応の系統誤差 1—トリガーから Location まで	131
7.2	電子ニュートリノ反応の系統誤差 2—CSH 法同定効率	133
7.3	電子ニュートリノ反応の系統誤差 3—ESD 法同定効率	133
7.3.1	検出効率推定値の統計誤差によるもの	134
7.3.2	Basetrack 検出効率によるもの	134
7.3.3	シミュレーションと実際のスキャンとの差	135
7.3.4	ESD 法の統合された系統誤差	137
7.4	電子ニュートリノ反応の系統誤差 4—全過程の統合	138
7.5	バックグラウンドの系統誤差	139
7.6	規格化に起因する統計誤差	139
第 8 章	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析	140
8.1	3 フレーバーでの振動解析	140
8.2	3+1 フレーバーを仮定した振動解析	141
8.3	考察	143
第 9 章	結論	145
	謝辞	147
	参考文献	148
付録 A	タウニュートリノ出現解析の結果	151

付録 B	ADAPT および ADAPT-IVE の機能	154
B.1	ADAPT の階層関数の挙動	154
B.2	ADAPT における階層連結	155
B.3	ADAPT-IVE のプラグインと YAML 設定ファイル	157
図目次		160
表目次		169

第 1 章

序論

素粒子標準模型を構成する物質粒子の一つに位置づけられるニュートリノは、その特異な性質のために、その存在の理論的予言から 90 年を経てもなお不明な点の多い粒子である。2000 年前後にはニュートリノ振動の発見により 0 でない質量を持つという標準模型を超える性質が明らかになり、今なおさらなる統一理論へ向けての重要な研究対象であり続けている。本章ではまずニュートリノの性質、特にニュートリノ振動の解明に貢献し、また未解明の問題を提示してきた多数の実験を概観的に紹介する。また本研究において用いられる主要な検出器である原子核乾板がニュートリノの性質解明のために果たしてきた役割をいくつかの実験を取り上げて述べる。最後に本研究が持つ意義と位置付けをこれらの実験との比較の中で論じる。

1.1 ニュートリノ

ニュートリノという粒子の発見は、放射性物質の崩壊の一種であるベータ崩壊の特異性に始まった。アルファ崩壊によって放出されるアルファ線は離散的なエネルギーを持つが、ベータ崩壊においてはベータ線のエネルギー分布が連続的であり、一見するとエネルギー保存則と矛盾するよう思われた。これに対して、1930 年、Wolfgang Pauli は未知の中性粒子がベータ崩壊によってベータ線とともに放出され、エネルギーが各々に分散している可能性を指摘した。この現象は 1934 年に Enrico Fermi によって定式化され、未知の中性粒子はニュートリノと命名された。

ニュートリノが初めて検出されたのは、四半世紀を経て行われた Frederick Reines と Clyde Cowan の実験でのことである。原子炉近傍に液体シンチレーターと光電子増倍管、水タンク標的からなる検出器を設置し、原子炉運転時と停止時との反応数の差からニュートリノ反応の証拠を得た。

標準模型におけるニュートリノは物質粒子のうち強い相互作用を生じないレプトンに分類され、電荷を持たず、スピンは $1/2$ 、質量は 0 とされている。したがって物質との反応は弱い相互作用によるもののみである。また 1962 年に Leon Lederman、Melvin Schwartz、Jack Steinberger らによってミューニュートリノが発見された。

2000 年には名古屋大学基本粒子研究室が主導した DONUT 実験によってタウニュートリノが発見され、各フレーバーの荷電レプトンに対応する 3 種のニュートリノが存在することが実証された [1]。この実験ではフェルミ国立加速器研究所の Tevatron から 800 GeV の陽子をタングステン標的に照射することで D_s を生成し、そのタウ粒子への崩壊とタウ粒子自身の崩壊によって生じるタウ粒子からタウニュートリノビームを得る。これを図 1.1 のような原子核乾板を中心とする検出器へと照射することで、タウニュートリノの CC 反応の直接検出を試みた。1997 年からデータ取得を開始し、2001 年には 4 例のタウニュートリノ反応候補検出を報告した (図 1.2)。

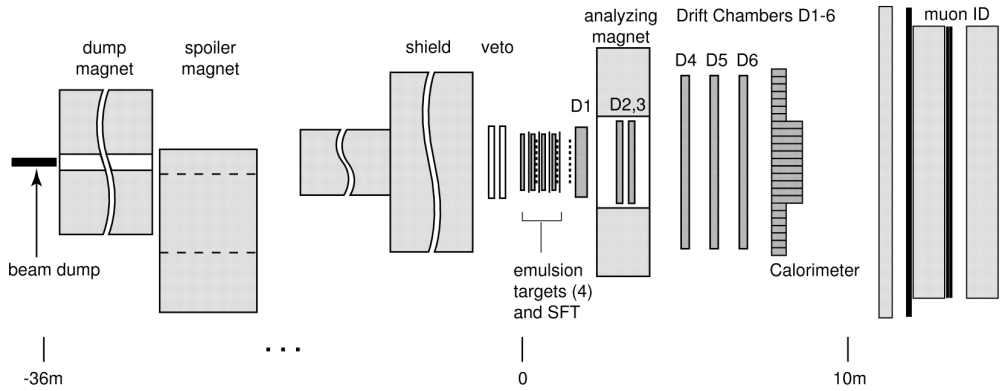


図 1.1: DONUT 実験の検出器概略図 [1]。

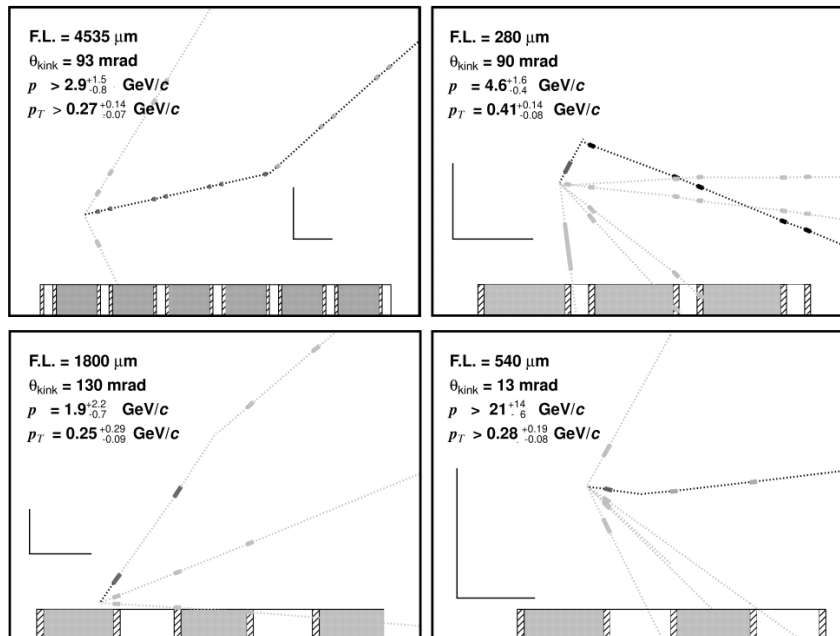


図 1.2: DONUT 実験で検出された 4 例の ν_τ CC 反応 [1]。

また SLAC 国立加速器研究所の SLC と CERN の LEP の両実験によってニュートリノの世代

ここで U は PMNS (ポンテコルボ・牧・中川・坂田) 行列であり、混合角 θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} と複素位相 δ を用い、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ として次式で表される。

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

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

真空中を伝播するフレーバー α のニュートリノを考える。時間 $t = 0$ における状態を $|\nu_\alpha(0)\rangle$ とすると、この時間発展はエネルギー E_j を用いて次のように記述される。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j e^{-iE_j t} U_{\alpha j} |\nu_j(0)\rangle \quad (1.5)$$

ここで、ニュートリノの質量 m_j は非常に小さいことから運動量 p に対して $m_j \ll p$ であり、また速度は光速で近似できるとすると、

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \quad (1.6)$$

$$\simeq p + \frac{m_j^2}{2p} \quad (1.7)$$

となる。ここから ν_α が時間 t の間に距離 L を飛行し、 ν_β として観測される確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は以下のように表現される。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\alpha(0) | \nu_\beta(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-iE_j t} \right|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(-\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} L \right) \\ &\quad + 2 \sum_{j>k} \text{Im} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(-\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} L \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

なお各単位としてエネルギー E は GeV、距離 L を km、質量差 Δm_{ij}^2 については eV^2 とした場合、次式が得られる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(-\frac{1.27 \Delta m_{jk}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \quad (1.9)$$

$$+ 2 \sum_{j>k} \text{Im} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(-\frac{2.54 \Delta m_{jk}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \quad (1.10)$$

物質中のニュートリノ振動

ここまでは真空中のニュートリノ振動を考えたが、後述するように、発生源によってはニュートリノは太陽や地球内部を通過して検出器へ到達する。相互作用をほとんどしないニュートリノであっても、長距離を通過する場合は物質の影響を考慮しなければならない。

ニュートリノが高密度な物質中を通過する際、散乱されたニュートリノはされていないものと干渉し、強度ではなくその位相速度を変化させる。物質中にミュー粒子とタウ粒子が存在しないとすれば、CC 反応は電子ニュートリノと電子との散乱のみを考えればよい。対して NC 反応については電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノいずれに対しても等しく働く。このことから物質中のハミルトニアン \tilde{H} は次のように与えられる。

$$\tilde{H} = \frac{1}{2E} U M U^\dagger + A \quad (1.11)$$

$$M = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}, \quad A = \sqrt{2} G_F N_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

ただし振動に影響しない共通の対角成分を取り除いている。また G_F はフェルミ結合定数、 N_e は電子密度である。

振動確率は \tilde{H} を次のように対角化し、 U を \tilde{U} 、 m_i^2 を \tilde{m}_i^2 へと置き換えることで導出することができる。

$$\tilde{H} = \frac{1}{2E} \tilde{U} \tilde{M} \tilde{U}^\dagger, \quad \tilde{M} = \begin{pmatrix} \tilde{m}_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{m}_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{m}_3^2 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re} \left(\tilde{U}_{\alpha j}^* \tilde{U}_{\beta j} \tilde{U}_{\alpha k} \tilde{U}_{\beta k}^* \right) \sin^2 \left(-\frac{1.27 \Delta \tilde{m}_{jk}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \quad (1.14)$$

$$+ 2 \sum_{j>k} \text{Im} \left(\tilde{U}_{\alpha j}^* \tilde{U}_{\beta j} \tilde{U}_{\alpha k} \tilde{U}_{\beta k}^* \right) \sin \left(-\frac{2.54 \Delta \tilde{m}_{jk}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \quad (1.15)$$

式の形としては真空中と同様であるが、 \tilde{U} 、 $\Delta \tilde{m}_i^2$ は真空中と異なりエネルギー E 、密度 N_e 、質量差 Δm^2 に依存する。 $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ という 2 フレーバー間の振動に単純化した場合、これは以下のように表すことができる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \left(\frac{\pi L}{L_m} \right) \quad (1.16)$$

$$L_m = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \left[1 - \frac{4\sqrt{2} G_F N_e E}{\Delta m^2} \cos 2\theta + \frac{8G_F^2 N_e^2 E^2}{\Delta m^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

$$\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \left[\sin^2 2\theta + \left(\frac{2\sqrt{2} G_F N_e E}{\Delta m^2} - \cos 2\theta \right)^2 \right]^{-1} \quad (1.18)$$

太陽の場合、その密度は太陽中心からの距離に応じて指数関数的に減少する。このとき、式 1.18 の混合角を最大化するような共鳴点 $2\sqrt{s}G_F N_e E = \Delta m^2 \cos 2\theta$ を通過するか否かによって電子ニュートリノの生存率が変化し、 $2\sqrt{s}G_F N_e E \ll \Delta m^2 \cos 2\theta$ では $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) > 1/2$ 、 $2\sqrt{s}G_F N_e E \gg \Delta m^2 \cos 2\theta$ では逆に $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) < 1/2$ となる。これは Mikheyev Smirnov Wolfenstein (MSW) 効果と呼ばれる [2]。

ニュートリノ振動の存在はニュートリノに質量が存在することへの明確な証拠となる。これは次項で述べる多くの実験によって確認され、各種パラメータも高精度な測定が進んでいる。ただし Δm_{32}^2 の符号が現在でも確定していない。1.2.5 項に掲載したように現在の質量差の測定値は $\Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{32}^2|$ であるため、図 1.4 の二通りの質量順が考えられる。左図を Normal Hierarchy (NH)、右図を Inverted Hierarchy (IH) と呼ぶ。なお Δm_{21}^2 は次項で触れる太陽ニュートリノの測定結果に MSW 効果を考慮することで正の値を取ることが分かっている。

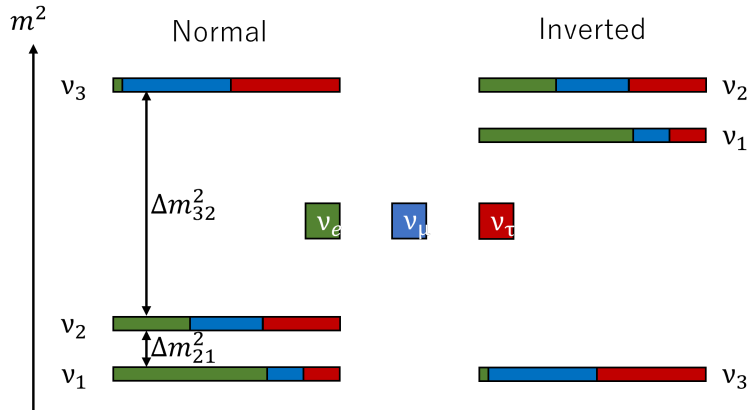


図 1.4: ニュートリノの質量階層性。 $m_1 \simeq m_2 < m_3$ (左) の場合を Normal Hierarchy、 $m_3 < m_1 \simeq m_2$ (右) を Inverted Hierarchy と呼ぶ。

1.2 ニュートリノ振動に関連する諸実験

ニュートリノ振動は $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ を用いて特定のフレーバーのニュートリノの減少を観測する消失モードでの実験と、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta), (\alpha \neq \beta)$ によって別種のニュートリノの増加を観測する出現モードでの実験とに区分される。ニュートリノ振動が提唱されたのち、まず太陽ニュートリノの消失モードによる各種観測実験によってその存在を示唆する結果が得られ、それに続く大気ニュートリノ、原子炉ニュートリノ、加速器ニュートリノなどの発生源を利用した実験により証明されるに至った。以下では各発生源ごとにニュートリノ振動の証明と各パラメータの測定に寄与した実験を掻い摘んで述べる。

1.2.1 太陽ニュートリノ

太陽ニュートリノは陽子-陽子連鎖反応中において、主に次の過程の中で生成される。



式 1.19 に由来する電子ニュートリノ (pp ニュートリノ) は太陽ニュートリノの約 86% を占めるものであるが、エネルギーが低く検出は難しい。式 1.20 由来のもの (${}^7\text{Be}$ ニュートリノ) は全体の約 14% であり、2 体反応であるため単色のエネルギーを持つ。量で見れば約 0.02% と非常に少ない式 1.21 に由来するもの (ボロンニュートリノ) は、しかしエネルギーが大きく検出は容易である。

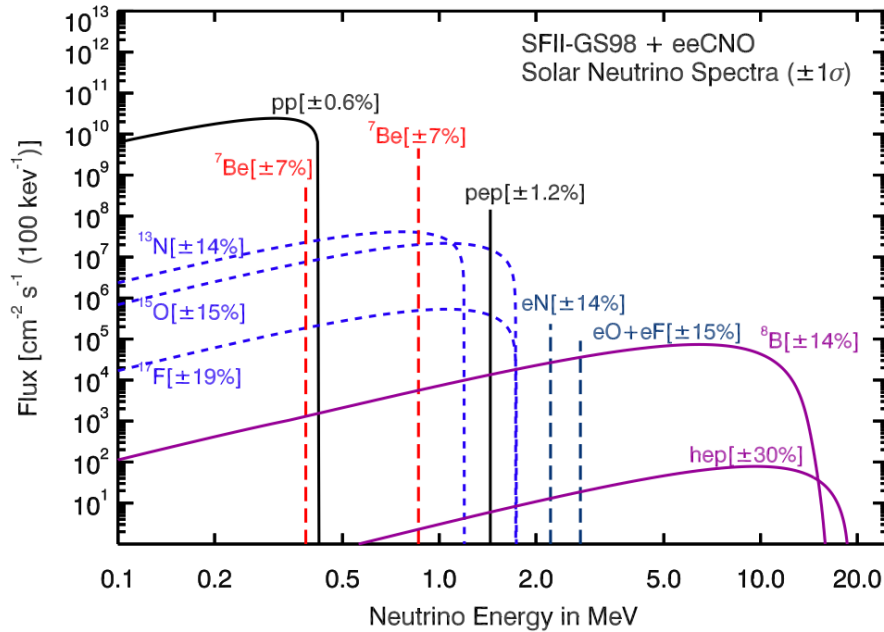


図 1.5: 太陽ニュートリノのスペクトル [3]。

1960 年代に Raymond Davis、John Bahcall らによって行われた Homestake 実験ではこの観測が実施された。標的として 380 m^3 のテトラクロロエチレンを使用し、



という反応で生じる ${}^{37}\text{Ar}$ を回収することでその崩壊による X 線量を計測した。検出器は宇宙線の影響を防ぐためサウスダコタのホームステーク金鉱の地下 1478 m に設置され、また中性子を取り除くため装置は水プールに沈められた。結果、そのニュートリノの強度は太陽モデルの予測の約 30% 程度であった [4]。

太陽の核融合反応モデルを検証するため、太陽モデルの理論的不定性が小さい pp ニュートリノに由来する電子ニュートリノの検出を目指して GALLEX、GNO、SAGE [5, 6] 実験が行われた。これらは ^{37}Cl ではなく ^{71}Ga を用いており、



という反応を利用する。エネルギーの閾値は ^{37}Cl の 814 keV と比較して 233 keV と小さく、400 keV 程度までのエネルギーしか持たない pp ニュートリノであっても捉えることが出来る。しかしこちらでも理論予測の 50% 程度しか検出されなかった。

岐阜県神岡鉱山内に設置されたカミオカンデとその後継であるスーパーカミオカンデ (SK) では、超純水を蓄えたタンク内でのニュートリノの弾性散乱



によって生じるチェレンコフ光をタンク壁面に設置した光電子増倍管で捉えることにより、太陽ニュートリノの測定を行った。水の重量と光電子増倍管の本数はカミオカンデで 3000 t と 1000 本、SK では 50000 t と 11000 本である。上述の放射化学実験とは異なり、この過程によって生じる電子はニュートリノの飛来方向の情報を保持しているため、チェレンコフ光からニュートリノ源の方向を知ることができる。これを太陽方向と比較した結果良い一致が見られた。しかしやはり検出数は予測の半分程度であった [7, 8]。

太陽ニュートリノのエネルギーは大きくとも 10 MeV 程度であるため、ミュー、タウニュートリノは CC 反応を起こさず、検出することができない。しかしフレーバーに依存しない NC 反応の数を測定すれば予測値と一致するはずである。

SNO 実験は、カナダ・サドベリーのクレイトン鉱山地下 2092 m に 1000 m³ の重水で満たされた半径 6 m のアクリルタンクとそれを取り囲む光電子増倍管からなる検出器を設置し、ボロンニュートリノに起因する以下の 3 種の反応を測定し比較することでこれを行った。



ここで $x = e, \mu, \tau$ である。このうち式 1.25 が全種のニュートリノが寄与する NC 反応によるものである。式 1.26 もミュー、タウニュートリノは Z ボソンを介して引き起こすが、電子ニュートリノの場合は W ボソンを介しても同様の反応を起こし、電子ニュートリノによる反応が支配的となる。式 1.27 は CC 反応によるものであり、エネルギーの小さな太陽ニュートリノではミュー粒子、タウ粒子を生成することができず、電子ニュートリノのみが寄与する。

以上を比較した結果、NC 反応によるニュートリノ量は太陽モデルの予測と一致し、かつ電子ニュートリノはその 1/3 ほどしか検出されなかった [9]。この結果は以下に述べる SK の大気ニュートリノ観測結果と合わせてニュートリノ振動の明確な証拠となった。

太陽ニュートリノの結果からは、上述の MSW 効果を考慮することで、 $\sin^2 2\theta \sim 0.8$ 、 $\Delta m^2 \sim 7.5 \times 10^{-5}$ が得られている。

1.2.2 大気ニュートリノ

宇宙から降り注ぐ数 GeV 以上の宇宙線が地球大気の原子核と衝突すると π 中間子や K 中間子が作られ、その後これらが崩壊しミュー粒子を生ずる。そして π 中間子、 K 中間子、ミュー粒子の崩壊時には電子ニュートリノ、ミューニュートリノが生成される。

$$\pi^+(K^+) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.28)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.29)$$

このような過程で生じたニュートリノは大気ニュートリノと呼ばれる。この過程の中でミューニュートリノは中間子とミュー粒子の崩壊で 2 度、電子ニュートリノはミュー粒子崩壊時に 1 度作られるため、ミュー粒子が大気中でほとんど崩壊する 1 GeV 程度のエネルギー帯ではこの 2 種の比は 2:1 程度となるはずであるが、実際に測定された量は 1:1 に近いものであった。

ニュートリノは地球を貫通するため、大気ニュートリノは上空からだけでなくあらゆる方向から到来する。SK は先述した検出器によって電子、ミューニュートリノの天頂角分布を測定した。1998 年に発表された結果では、図 1.6 の上下段右のグラフが示すように、天頂角が大きくなるほどミューニュートリノの量が減少することが確認された [10]。大気ニュートリノはほぼ地球表面と見做してよい大気中で発生するため、天頂角からはニュートリノの飛行距離を求めることができる。ニュートリノ振動は式 1.9 のとおり L/E の関数であるため、この結果にはその特徴が如実に表れており、これを持ってニュートリノ振動の発見とされた。

1.2.3 加速器ニュートリノ

SK、SNO によるニュートリノ振動の発見後、実験の主眼は詳細なニュートリノ振動の検証、各振動パラメータの精密測定へと移った。大気ニュートリノによって測定された振動パラメータからミューニュートリノビームは長距離を飛行させる方法が適していることが分かり、加速器によって人工的にニュートリノビームを生成しニュートリノ源の持つ不定性を抑制した上での長基線加速器ニュートリノ振動実験が各所で始まった。一方、SK によるニュートリノ振動観測の結果はミュー型からタウ型へのニュートリノのフレーバー変化を示唆していたが、タウニュートリノそのものが検出されたわけではない。この時点ではステライルニュートリノと呼ばれる未発見の粒子 (1.3 節を参照) へ変化した可能性も否定できておらず、ニュートリノ振動の存在は確実視されたものの、より確定的な出現事象、特に $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の観測が待たれた。

まず 1996 年から 2004 年にかけて、日本・つくば市の KEK から 250 km 先の SK に向けてミューニュートリノを照射する K2K 実験が行われた。SK の結果から $\Delta m_{23}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta \sim 1$ と測定されており、感度を最大化するようにニュートリノのエネルギーが選択された。結果、大気ニュートリノと同じくミューニュートリノの欠損が確認された [12]。

その後、2009 年からは J-PARK 大強度陽子加速器を用いて 50 倍の強度のニュートリノビームを作り、これを 295 km 先の SK へと照射する T2K 実験が行われている。この実験は当時まだ測

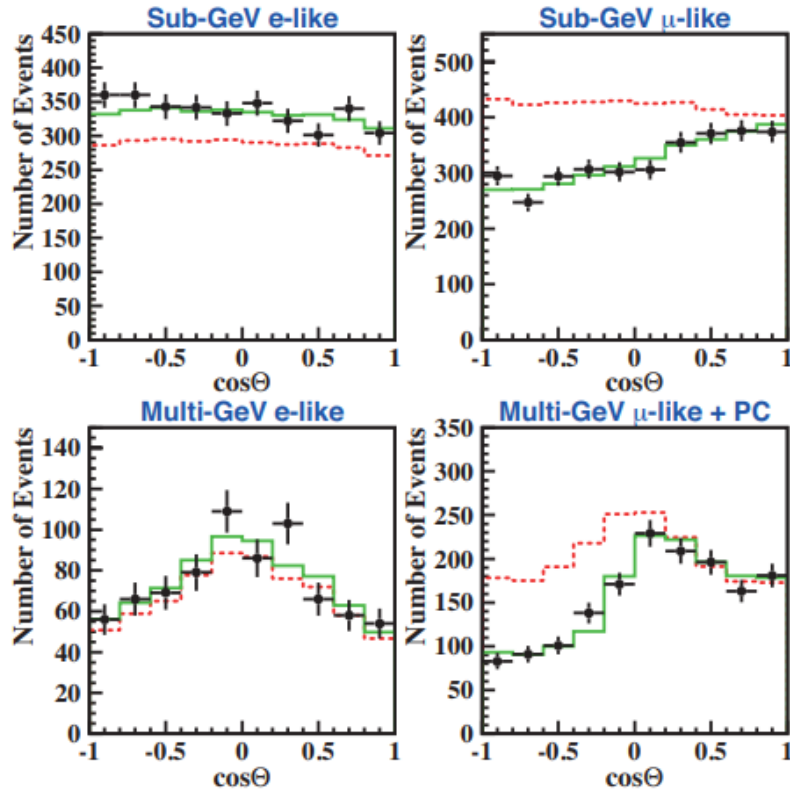


図 1.6: SK によって観測された大気ニュートリノの天頂角分布 [11]。青線はニュートリノ振動を仮定しない場合の予測、黒点はデータ、赤線はニュートリノ振動を考慮したデータに対するベストフィットである。右側のミューニュートリノ様反応のみで消失が確認されており、その消失の大きさが天頂角に依存している。

定されていなかった θ_{13} の測定、更には θ_{13} が 0 でない値を保つ場合に存在しうる CP 対称性の破れの測定に焦点を当て、ミューニュートリノから電子ニュートリノへの出現事象の観測、および $\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$ の振動の違いの測定を目指した。T2K は 2011 年に初めて電子ニュートリノ出現事象の兆候を捉え、2014 年には 7σ の信頼度でこれを実証した。その後は CP 対称性の破れの測定に注力し、NH の場合では 3σ C.L. において δ_{cp} に $[-3.41, -0.03]$ の制限を与えた [13]。

MINOS 実験はフェルミ国立加速器研究所の NuMI ビームラインで生成したニュートリノを用い、735 km 先のミソネタ州スーダン鉱山に設置された鉄板とシンチレーターから成る検出器で捉えることによるニュートリノ振動パラメータ測定を行った。ニュートリノビームのエネルギーは可変であるが、主として 3 GeV 程度の低エネルギービームが用いられた。出現、消失モードそれぞれを大気ニュートリノとも複合して解析し、Normal Hierarchy の場合で $|\Delta m_{32}^2| = |2.28 - 2.46| \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (68% C.L.)、 $\sin^2 \theta_{23} = 0.35 - 0.65$ (90% C.L.) を得ている [15]。

MINOS と同じく NuMI ビームラインを用いた実験として NO ν A 実験も行われた。こちらは前

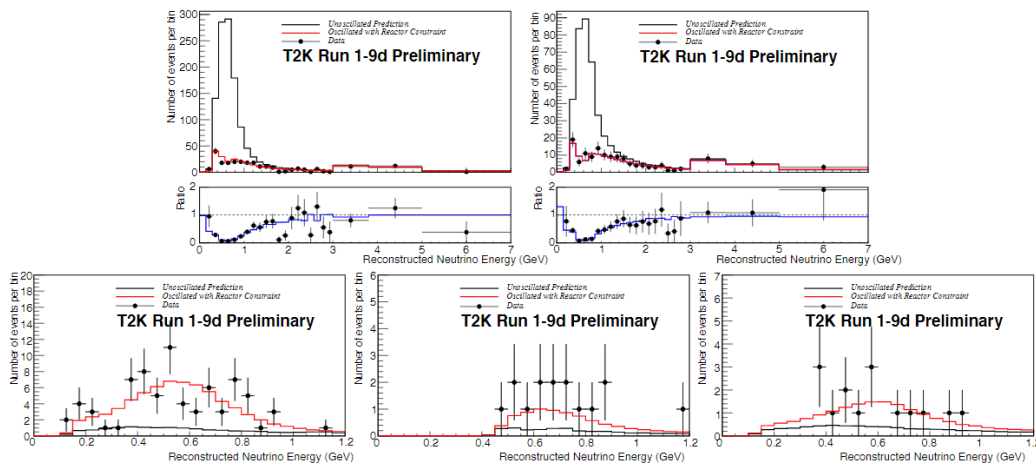


図 1.7: T2K 実験によって得られたニュートリノ反応のエネルギー分布 [26]。黒線（赤線）はニュートリノ振動がない（ある）場合のシミュレーションによる予測、黒点はデータである。上段のミューニュートリノ様反応では減少が、下段の電子ニュートリノ様反応では増加が観測されている。

置、後置検出器ともに液体シンチレータを充填したセルによるトラッキングカロリメーターを用いており、特に後置検出器は 810 km 先のミソネタ州アッシュ川付近、NuMI ビームの中心から軸外 14.6 mrad に設置しエネルギーを 2 GeV 程度に調整することで最初の最大振動に最適化された。2016 年に 3.3σ での ν_e 出現確認、2019 年には $\bar{\nu}_e$ でも 4.4σ で出現を確認した。また Inverted Hierarchy では $\delta_{CP} \sim \pi/2$ 付近の領域を大きく排除した [16]。

本論文にて取り扱うイタリアのグランサツソ国立研究所で行われた OPERA 実験は、スイス・CERN から 732 km 先のグランサツソ地下坑道まで加速器によって人工的に作られた 17 GeV のミューニュートリノビームを照射し、1.25 kt の鉛と原子核乾板 1000 万枚を組み合わせた検出器を用いてタウニュートリノの出現事象直接検出を目指した。OPERA 実験は 2010 年に最初のタウニュートリノ事象を検出し [17]、2015 年に有意水準 5.1σ での出現事象観測を報告した [18]。これにより SK が示した大気ニュートリノの欠損が $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ によるものであることが確定的となり、3 フレーバー間のニュートリノ振動の実在が証明された。また 2018 年には $\Delta m_{23}^2 = 2.7_{-0.6}^{+0.7} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ という測定結果を報告した [19]。これは出現モードでの解析による初の測定結果であった。OPERA 実験の詳細は第 2 章で述べる。

長基線実験がニュートリノ振動の解明に大きく寄与した一方で、ニュートリノ振動そのものの実在が決着してなかった 2000 年以前には $< 1 \text{ km}$ の短基線での実験も行われた。

タウニュートリノが 15 ~ 65 eV 程度の質量を持つ場合に暗黒物質の有効な候補となり、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動が検出できればその根拠となるという考えに基づき [20]、名古屋大学基本粒子研究室は CHORUS 実験を実施した。ミューニュートリノビームの平均エネルギーは 27 GeV、飛行距離は

約 1 km の短基線、検出器は 770 kg の標的兼主検出器の原子核乾板を前方に、electronic detector を後方に設置するハイブリッド構造が採用された。1994 年から 1997 年にかけてデータを収集したがタウニュートリノ出現の兆候は得られず、 $\Delta m^2 > 10^2 \text{ eV}^2$ の場合で $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} < 4.4 \times 10^{-4}$ の制限を与え、タウニュートリノが暗黒物質の候補にならないことが決定的となった [21]。

CHORUS と同一のビームラインを用いた実験として NOMAD がある。こちらはドリフトチェンバーや遷移放射検出器等を組み合わせ $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動を探索したが、出現の兆候は見られず、 $\sin^2 2\theta > 10$ に対しては $\Delta m^2 < 0.4 \text{ eV}^2$ 程度の上限を与えるとともに、後述する LSND の信号領域を大きく排除した [22]。

この他、現在でも解決していない興味深い結果を報告した LSND、MiniBooNE、そしてそれらの検証実験として進められている MicroBooNE、JSNS² については 1.3 節で詳細を述べる。

1.2.4 原子炉ニュートリノ

ニュートリノ振動パラメータの測定については、原子炉から発生するニュートリノを用いた実験も重要な役割を果たしている。原子炉は核分裂反応の結果として生じる原子核がベータ崩壊を起こし、数 MeV 程度の反電子ニュートリノを発している。式 1.9 とニュートリノ振動パラメータの測定値から Δm_{23}^2 を介した最大振幅は約 2 km、 Δm_{13}^2 による振動では 1 つ目が約 60 km、2 つ目は約 180 km である。原子炉からいずれかの距離程度の位置に検出器を設置することで、多数のニュートリノ振動の検証実験が行われた。

カミオカンデ跡地では、神岡鉱山から 2 つ目の最大振幅である 180 km 程度の同心円状に多くの原子炉が位置していることを利用し KamLAND 実験が行われた。1 kt の液体シンチレーターで満たされたタンクとその周囲を覆うように設置された光電子増倍管によって反電子ニュートリノの欠損を調べた結果、 L/E に対する明確な振動パターンが確認された。また $\Delta m^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、 $\tan^2 \theta = 0.40_{-0.07}^{+0.10}$ と測定された [23]。

原子炉から 2 km 前後での実験としては、フランスの Double Chooz [14]、中国の Daya Bay [24]、韓国の RENO 実験 [25] が行われた。いずれも KamLAND と同じく液体シンチレーターと光電子増倍管を用いて高精度に測定し、 $\Delta m_{13}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.09$ を得ている。

1.2.5 ニュートリノ振動パラメータ

最後に、現在までの実験結果から得られている各パラメータを表 1.1 に掲載する [26]。本論文で必要が生じた場合はこれらの値を用いる。

1.3 ステライルニュートリノを介した振動の可能性

前項までに述べた 3 フレーバーのニュートリノ振動は非常によく確立されているが、一部の実験においてはその枠組で説明の出来ないニュートリノ超過や欠損が確認されている。

$\sin^2 \theta_{12}$	0.307 ± 0.013
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.546 \pm 0.021(\text{NH}) / 0.539 \pm 0.022(\text{IH})$
$\sin^2 \theta_{13}$	$2.20 \pm 0.07 \times 10^{-2}$
Δm_{21}^2	$7.53 \pm 0.18 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2	$2.453 \pm 0.033 \times 10^{-3} \text{ eV}^2(\text{NH}) / -2.536 \pm 0.034 \times 10^{-3} \text{ eV}^2(\text{IH})$
δ_{cp}	$1.36_{-0.16}^{+0.20} \pi \text{ rad}$

表 1.1: 現在までに測定された各振動パラメータ [26]。

1.3.1 ステライルニュートリノに肯定的な実験結果

Los Alamos MesonPhysics Facility の LSND 実験は、 π^+ と μ^+ の崩壊によって生じる約 40 MeV の $\bar{\nu}_\mu$ を 30 m 先の液体シンチレーターに照射し、 $\bar{\nu}_e$ への振動の検証を行った。 $\bar{\nu}_e$ は荷電カレント反応

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.30)$$

による陽電子、および中性子捕獲

$$n + p \rightarrow d + \gamma \quad (1.31)$$

によって遅延して発生する γ 線を検出することで同定される。

LSND は太陽ニュートリノ、大気ニュートリノによる結果とは矛盾する、 3.8σ の $\bar{\nu}_e$ 超過を検出した [27]。

また Fermilab での MiniBooNE 実験によって LSND の検証が行われた。MiniBooNE は陽子を Magnetic focusing horn に置かれたベリリウム標的に照射することで π^+ および π^- を生成、その後 horn によってどちらか一方を排除し、約 600 MeV の ν_μ または約 400 MeV の $\bar{\nu}_\mu$ ビームを作り出す。これを 541 m 先に設置された 800 t の鉱油 (CH_2) 標的へと送り、反応によって生じる荷電粒子のチェレンコフ光を PMT で検出する。MiniBooNE は 2018 年、2021 年に、 $\bar{\nu}_\mu$ モードで 4.5σ 、 ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の混合モードで 4.7σ の超過を確認したと発表した [28, 29]。図 1.8 には MiniBooNE で観測された電子ニュートリノ CCQE 反応のエネルギーごとの分布を、図 1.9 には先の LSND と、2021 年に更新された最新の MiniBooNE の示す信号領域を示した。

この他、先述の ^{71}Ga を用いた GALLEX、SAGE では、 ^{51}Cr と ^{37}Ar という 2 種類の放射線源を検出器中に投入することで、それらの電子捕獲によって生じる電子ニュートリノフラックスの測定が行われたが、 2σ 以上の欠損が確認された [31]。直近では、2022 年に BEST 実験によっても同様の欠損が測定された。こちらも同様に Ga 標的を用いているが、直径 133.5 cm の球状標的を内側に、直径 218 cm かつ高さ 234.5 cm の円筒形標的を外側に設置し、それらの中心に ^{51}Cr を置くことで 2 通りの距離で検証した。しかしどちらの検出器でも 80% 弱の欠損が見られた [32]。

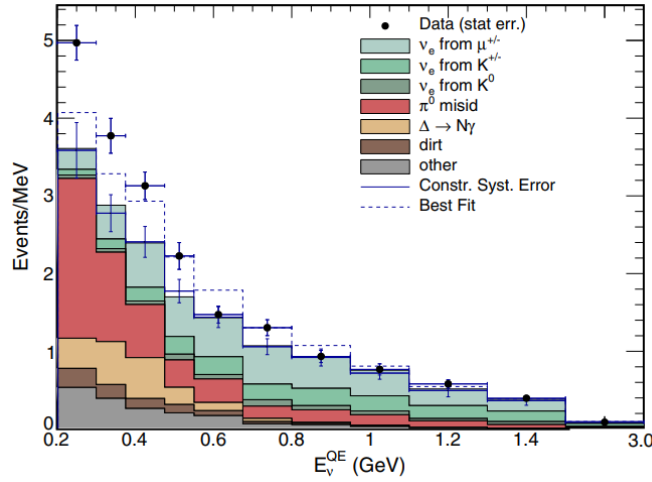


図 1.8: MiniBooNE によって得られた E_{ν}^{QE} 分布 [28]。低エネルギー領域での超過が見られる。

また $\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_e$ の消失を測定する原子炉ニュートリノ実験においてもアノマリーが報告されている [33]。従来これらの実験は原子炉から放出される $\bar{\nu}_e$ フラックスと検出数が一致するという結果を出していたが、フラックス再計算により、従来のフラックスは本来よりも 3% ほど小さく見積もられていたことが示された。これはすなわち、 $\bar{\nu}_e$ がわずかに欠損していたことを意味する。近年では $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ に的を絞った原子炉ニュートリノ実験も行われており、そのうち Neutrino-4 は 2.9σ で L/E に対する観測数の変動を報告した [34]。

これらを説明するための仮説として、ステライルニュートリノと呼ばれる 4 種類目以降の未発見のニュートリノを交えた振動モデルが検証されている。特に 1 種のステライルニュートリノを導入したものは 3+1 混合モデルと呼ばれる。上記実験の結果から振動に寄与している質量差は 1 eV^2 程度であり、その質量は既知の 3 種のニュートリノに比べて非常に大きいと推測される。また 1.1 節冒頭で述べた SLC、LEP の結果から、このステライルニュートリノは弱い相互作用を感じないと考えられている。

ステライルニュートリノを導入した場合のニュートリノ振動は、式 1.8 を 4 ないしそれ以上の成分へと拡張したものになる。また物質効果を考える場合、ステライルニュートリノが弱い相互作用を感じないとするなら、式 1.14 では取り除かれていた行列 A の NC 反応を考慮しなければならない。

1.3.2 否定的な実験結果

前項で挙げた実験結果に反して、いくつかの実験は否定的な結果を出している。2018、2019 年に OPERA 実験が報告したニュートリノ振動パラメータ解析では、図 1.9 に見られるように、電子ニュートリノ出現事象探索の結果から MiniBooNE のベストフィット点を含む広範囲を排除し

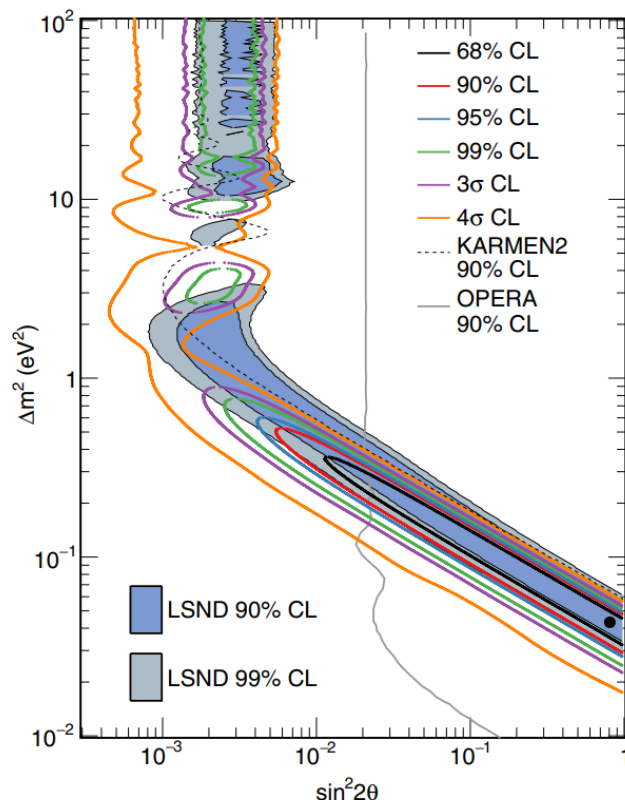


図 1.9: MiniBooNE 実験が報告した $3 + 1$ モデルに対する許容領域 [29]。紫から橙までの実線が各 C.L. での MiniBooNE の許容領域を意味し、青、灰は LSND の許容領域である。特に図中の黒点 ($\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0.807$, $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.043 \text{ eV}^2$) は MiniBooNE のベストフィットを示している。一方で 2018 年、2019 年の OPERA の結果はそれぞれ $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.021$, $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.019$ を排除している (図は 2018 年の結果)。また KARMEN2 [30] も LSND に対して $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ が大きい領域を部分的に排除している。

ている [35]。長期線加速器実験としては他に T2K [36]、MINOS/MINOS+ [37] による結果が報告されているが、こちらもステライルニュートリノの兆候は確認されていない。

近年の原子炉実験である Daya Bay に加え、Bugey-3、長基線実験の MINOS、MINOS+ の複合的解析を行った結果が 2020 年に報告されているが、電子、ミューニュートリノの消失を組み合わせることで MiniBooNE の信号に対して非常に強い制約を与えている [38] (図 1.10)。また短基線での原子炉ニュートリノにおいても、Neutrino-4 が報告した信号を多数の実験が排除している [39–42]。

2022 年には MiniBooNE の結果を同一のビームラインを用いて検証する MicroBooNE の結果が報告された。MicroBooNE 検出器は 85t の液体アルゴンによる TPC を用いており、MiniBooNE において分離が困難であった電子ニュートリノとガンマ線のイベントを mm 程度の空間分解能により識別することが可能である。この時点では全統計の約半分を用いた結果であったが、

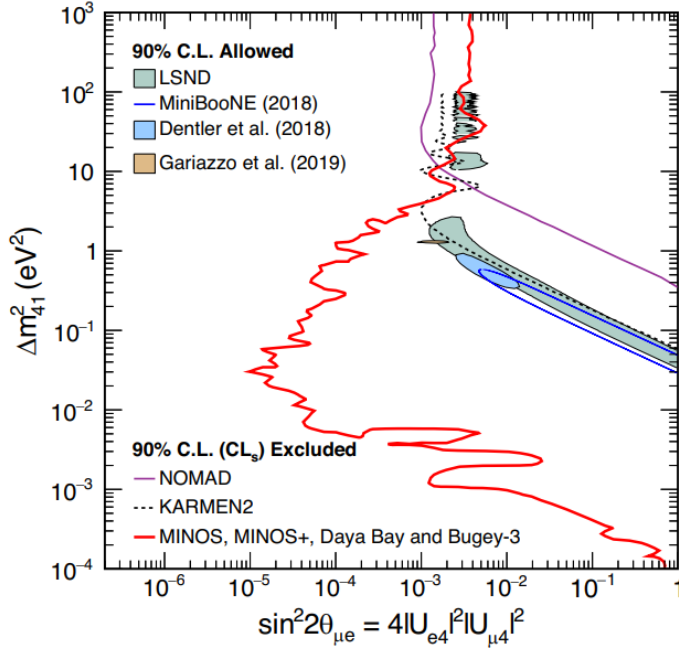


図 1.10: Daya Bay、Bugey-3、MINOS、MINOS+ の複合解析による $3 + 1$ モデルへの制限 [38]。本研究の興味の対象となる $\Delta m_{41}^2 \sim 0.1 \text{ eV}^2$ の領域では、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 10^{-4}$ 程度を排除している。ただし LSND、MiniBooNE とは異なる消失モードでの解析結果である。

MiniBooNE から予測されるような超過は観測されていない (図 1.11)。また ν_e CC 反応を超過の主要因とする仮説は、終状態に 1 本の陽子を持つチャンネル、1 本以上の陽子を持つチャンネル、終状態のハドロンに条件を設けないチャンネルいずれにおいても 97% C.L. 以上で否定されている [43]。

1.3.3 計画中、実施中の検証実験

ステライルニュートリノの仮説は現時点では肯定的な結果、否定的な結果とに分かれており、確たる結論は未だ出ておらず、検証が続けられている。

現在計画されているステライルニュートリノ検証実験としては、日本の J-PARC にて進められている JSNS² がある [44]。この実験は LSND 等が報告する $\Delta m^2 \sim 1 \text{ GeV}$ のステライルニュートリノ検出を目指し、3 GeV の大強度陽子ビームから作られる $\bar{\nu}_\mu$ ビームを用いて $\bar{\nu}_e$ への振動の検証を行っている。17t の Gd を含む 50t の液体シンチレータによって逆ベータ崩壊による陽電子とそれに追従するガンマ線の検出を試みる方式は LSND と類似しているが、後に計画されている JSNS²-II においては JSNS² の検出器を前置検出器として利用し、更に 163t の後置検出器を追加することで 2 つの基線から直接のニュートリノ振動探索を行うとしている。JSNS²-II での感度は LSND の許容領域を完全にカバーしている (図 1.12 右下)。JSNS² は 2020 年からデータ取得を開始しており、JSNS²-II は 2023 年からを予定している。

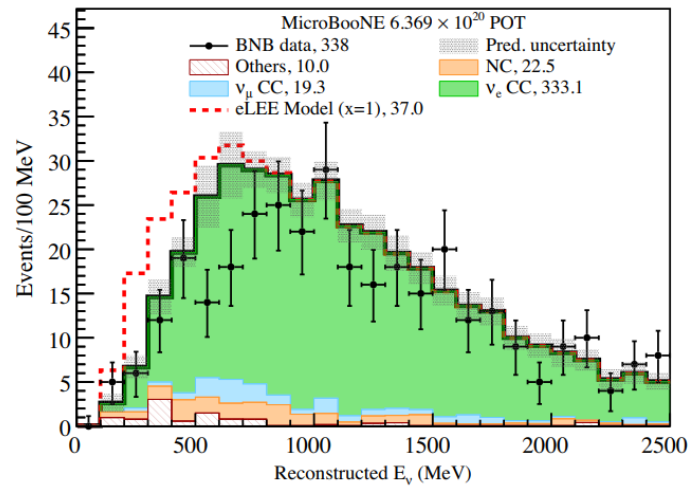


図 1.11: MicroBooNE による電子ニュートリノ反応探索の結果 [43]。赤の破線が MiniBooNE の超過を考慮した予測、黒線が考慮しない予測であるが、結果は後者よりもやや少ない程度で、超過は見られない。

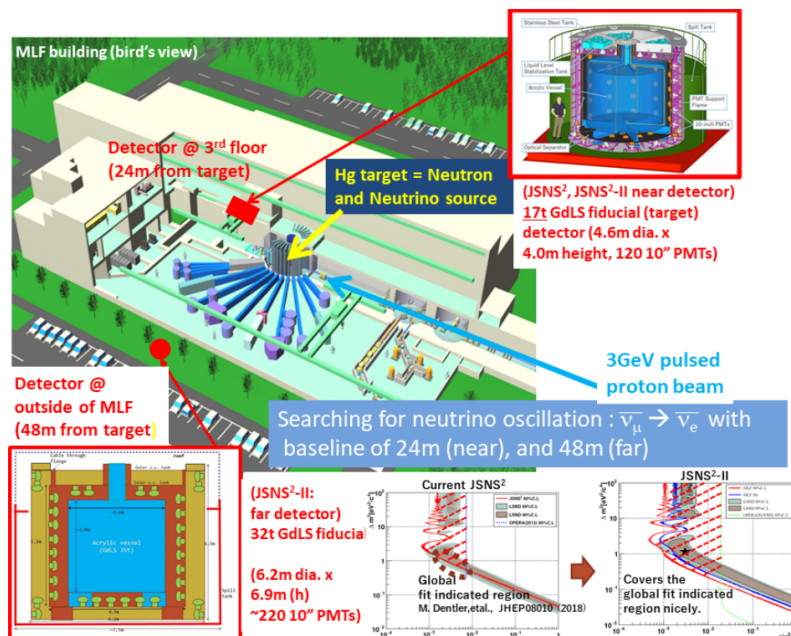


図 1.12: JSNS² の設備及び期待される感度 [44]。

MiniBooNE、MicroBooNE と同様のビームラインに、新たに LAr1-ND、ICARUS の 2 つの検出器を設置する SBN 計画も進められている [45]。どちらの検出器も MicroBooNE と同じく液体アルゴン TPC であり、前者はビーム源から 110 m、もう一方は 600 m 地点と、470 m に位置する MicroBooNE 検出器の前後に設置される。これらの複合解析は LSND が示した 99% C.L. の許容領域に対して 5σ の感度を持つとされている。

1.4 本論文の目的と構成

前節までに本研究の動機となるニュートリノ研究の背景を述べた。本研究は 1.1 節でも触れた OPERA 実験によって得られたニュートリノ反応から、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の直接検出を目指すものである。この目的は 1.3 節で述べた LSND、MiniBooNE 等によって観測されているアノマリーの検証にある。両実験は $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e (\bar{\nu}_e)$ の出現モード解析から信号を得ている。

LSND や MiniBooNE の示すパラメータの領域は MINOS、MINOS+、Daya Bay、Bugey-3 の複合解析結果によって非常に強く制限されているが、この結果は主として電子、ミューニュートリノ消失の解析から得られたものである。電子、ミューニュートリノ消失は電子ニュートリノ出現とは異なるパラメータに依存しており、それぞれ単独では LSND や MiniBooNE の示すアノマリーに対して大きな感度を持たない。そのため電子ニュートリノ消失解析を行った Daya Bay と Bugey-3、ミューニュートリノおよび NC 反応消失を解析した MINOS、MINOS+ を組み合わせることで間接的に感度を得ている。しかし電子ニュートリノ消失に関しては、Daya Bay と Bugey-3 は広範囲のパラメータ領域を排除しており、10 m 程度の短基線原子炉ニュートリノ実験も部分的に排除しているが、その一方で前節でも述べたように原子炉ニュートリノや Ga 検出器実験のアノマリーが報告されており、2021 年には Neutrino-4、2022 年に BEST 実験が新たにステライルニュートリノの兆候を報告したばかりである。電子ニュートリノ消失解析は多数の実験が互いに一致しない結果を報告する混迷した状況にある。これに対し OPERA 実験は LSND、MiniBooNE と同様の電子ニュートリノ出現解析からの比較を行うことができる。言い換えれば、OPERA 実験は混沌とした電子ニュートリノ消失に依存することなく、単独の実験で LSND や MiniBooNE のアノマリーを検証できる。安易に信頼できる状況にない消失解析とは全く異なる角度からの検証という点で、本研究には一定の意義がある。

また MiniBooNE の示唆する結果にも疑念を挟む余地がある。ニュートリノ実験ではしばしば 1 GeV 前後の低エネルギーニュートリノの散乱断面積に起因する系統誤差が問題となる。この領域での CC 反応は準弾性散乱が主となるが、旧来のモデルは核子を自由粒子であると仮定している。しかし MiniBooNE が標的として用いている炭素などでは、より複雑な原子核構造の効果を受けることが予想されている。例えば np-nh と呼ばれる複数の核子を放出するような散乱過程は従来はよく考慮されておらず、もしこの散乱が起こりうるのであれば誤って準弾性散乱と同定され、かつエネルギーを低く再構成されることによって超過に結びつくことが指摘されている [46]。更に、MiniBooNE はその検出器の性質上 π^0 やガンマ線に由来するバックグラウンドの除去が困難であり、実際上記エネルギー帯の期待値はそれらのバックグラウンドが大半を占めることから、

この系統誤差の理解不十分が超過の主因ではないかとも考えられる。特に 400 MeV、600 MeV というビームエネルギーは Δ 共鳴を起こし、そこから放出されるガンマ線がバックグラウンドとなるが、原子核構造の影響を考慮すればこのバックグラウンドの推定値は 2 倍以上大きくなるという指摘もある [47]。一方で OPERA 実験に用いられるニュートリノビームは深非弾性散乱が主となる数十 GeV 帯であるため標的は自由点粒子と見做してよく、不定性の原因となるような原子核の効果は無視できる。かつ検出器として利用する原子核乾板の分解能によって π^0 によるバックグラウンドを識別できるため、電子ニュートリノ以外の成分の混入は非常に小さくなる。つまり、MiniBooNE で懸念されているような系統誤差の抑制に優れた測定が可能である。

OPERA 実験は既にこの解析を行っており、2018 年時点で報告された結果は 2.5 節で述べるが、本論文では従来の電子ニュートリノ反応検出法の欠点を補完する新たな検出法の開発と、感度を向上させての追加解析を行った結果について報告する。

第 2 章ではまず本研究の前提となる OPERA 実験について、詳細な検出器構造や解析手法について述べる。OPERA 実験は 2008 年から 2012 年までにビーム照射を行っており、19505 個のニュートリノ反応イベントがトリガーされ、そのうち 1185 個はミュー粒子を伴わないイベントとして反応点同定までの解析を完了している。OPERA の電子ニュートリノ解析はこの 1185 個のイベントが対象となり、2018 年までの解析ではこのうち 35 個が電子ニュートリノ反応として同定されている。

第 3 章以降が本研究の主題である。まず前半では MiniBooNE の結果から想定される OPERA 実験での電子ニュートリノ出現について議論、30 GeV 未満の電子ニュートリノ検出の重要性を指摘し、それを踏まえて従来の検出法が低エネルギー電子ニュートリノ検出を十分に行えなかった原因について述べる。後半はこの問題解決のために著者が着手した新しい電子ニュートリノ同定法についての内容であり、簡易的なシミュレーションプログラムを用いての電磁シャワーの振る舞いの検証と知見の獲得、そしてそれらに基づく手法の決定までの道程を記述している。

続く第 4 章は前章からさらに一步踏み込んだ、新手法の検出効率および感度評価である。著者は OPERA 実験のために開発された専用のシミュレーションフレームワークを利用し、新手法の詳細なシミュレーションプログラムを作成することで、電子ニュートリノおよびバックグラウンドの検出効率と期待値について評価している。シミュレーションの結果からは当初の狙い通り 30 GeV 未満での大幅な検出効率向上が示された一方、 π^0 の崩壊に由来するガンマ線による急激なバックグラウンド増大も示唆された。バックグラウンド除去は新手法の最大限の感度を実現するために本研究において著者が重点的に取り組んだ極めて重要な開発要素であり、詳細に述べている。

第 5 章では新手法の導入にあたって著者が重点的に取り組んだもう一つの開発要素、3D 飛跡ビューアと顕微鏡システムについて纏めた。新手法は電磁シャワーの確認とバックグラウンド除去のための最終判断として人間による飛跡目視確認が不可欠であったが、新手法が扱う飛跡のデータ量は OPERA 主解析当時の 100 倍に達しており、上記のツールにはデータ量において 2 桁の大規模化、高速化という飛躍的な進歩が要求された。しかし同時にこれらのツールには OPERA 実験以外にも多様な原子核乾板実験からの需要があり、高速化と汎用化という相反する要求を同時に課

せられたことから、その実現のために著者のソフトウェア開発技術が惜しみなく投入されている。

第 6 章はいよいよ新手法の OPERA データサンプルへの適用となる。サポート体制の限界から 1185 個のイベント全てに新手法を適用することは困難であったため、新手法によって特に大きく感度を向上させられる 99 個を選ぶことで、限られた資源の中で最大限の感度の実現を目指している。データの取得はパートタイム労働者らの協力を得て、その後のデータ処理や詳細解析は著者が担った。このとき新規に検出された電子ニュートリノ反応と、さらにガンマ線のシミュレーションとの比較についても述べる。

前章での結果を踏まえて、第 7 章では系統誤差の評価を行っている。解析の過程を反応点探索、従来の手法による同定、新手法での同定とに分離し、それぞれから電子ニュートリノとその他バックグラウンドについて系統誤差を見積もる。

最後に、以上の研究の総括として第 8 章にて 3 フレーバー混合、3+1 フレーバー混合それぞれを仮定したニュートリノ振動解析を行う。

第 2 章

OPERA 実験

2010 年以前の多くの実験は、ニュートリノ振動の存在を特定のフレーバーのニュートリノの欠損という形でのみ示唆しており、別種のニュートリノの出現の観測には至っていなかった。これに対して、別種ニュートリノ出現を直接検出によって実証する Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus (OPERA) 実験が立案された [48]。スイスの欧州原子核研究機構 (CERN) から 730 km の距離にあるイタリアのグランサッソ国立研究所 (LNGS) まで平均 17 GeV の ν_μ ビームを照射し、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動から生じる ν_τ の直接検出によって、大気ニュートリノが示した振動を検証するものである。

ニュートリノは電荷を持たないレプトンであるため、ニュートリノそのものの測定を行うことは難しい。したがってニュートリノの検出は主に原子核との反応によって生じる粒子を測定することで行われる。加えてニュートリノのフレーバーを特定するためには W ボソンを介した荷電カレント反応によって生じる荷電レプトンの検出が必要である。3 種の荷電レプトンのうち電子、ミュー粒子は特徴的な振る舞いをするために比較的識別しやすい。しかしタウ粒子は $c\tau \sim 87 \mu\text{m}$ という極めて単寿命な粒子であるため、数 GeV/c 程度の運動量を持つ場合、わずか 1 mm 程度の距離を飛行した後に崩壊してしまう。一般に大質量標的を要求され高解像化が容易でないニュートリノ検出器では、この飛程を捉えることが困難であった。しかし 2000 年に DONUT 実験がサブミクロンという極めて高い空間分解能を持つ原子核乾板を用いることでこの非常に短い飛跡を捉え、世界初の ν_τ 検出に成功したことにより、同じく原子核乾板を用いての OPERA 実験が実現可能であることが示された。

OPERA 実験の設計は 1994 年のカミオカンデ [49] および 1998 年の SK [10] の大気ニュートリノ測定結果に基づく。当時の結果では Δm_{32}^2 の値はそれぞれ $1.0 \times 10^{-2} \text{eV}^2$ 、 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、また $\sin^2 2\theta_{23} \simeq 1.0$ と測定された。

本章ではまず OPERA 実験に用いられたビームライン、検出器、飛跡読み取り装置の詳細について、その後これらを活用した解析の流れについて纏める。

2.1 CNGS ビームライン

OPERA 実験に用いられるニュートリノビームラインは、前提として荷電カレント反応によるタウ粒子生成が可能な 3.5 GeV 以上のエネルギーが必要であった。式 1.9 によれば、 $\frac{\Delta m_{23}^2 L}{E} \ll 1$ である場合、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動確率は L^2 に比例する。対してニュートリノビームのフラックスは L^{-2} に比例して減衰するため、 ν_τ 反応数は距離に依存せず一定である。このことから検出器地点での ν_τ フラックス比率をより大きくするためには L を最大限大きくすることが求められ、最終的に図 2.1 のような CERN からグランサッソへのビームラインを新たに建設することとなり、CERN Neutrinos to Gran Sasso (CNGS) と名付けられた [50]。またタウニュートリノ CC 反応数を最大化するため、ビームのエネルギーは平均 17.9 GeV に設計された。

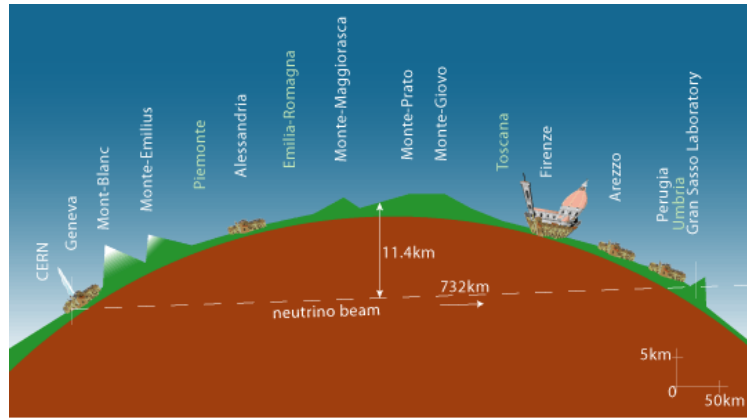


図 2.1: CNGS ビームラインの軌道 [52]。CERN から俯角 56 mrad で 732 km 先のグランサッソへ照射された。

CNGS のニュートリノビームは CERN の加速器 SPS によって生成される (図 2.2)。まず SPS によって加速された 400 GeV の陽子をグラファイトの固定標的に照射し、パイ中間子と K 中間子を多重生成する。これらのうち正電荷を持つ π^+ と K^+ のみが Horn magnet によって収束されたのち Decay tube 中を 1 km ほどを飛行し、その間に μ^+ と ν_μ へ崩壊する。崩壊せず生存している π^+ 、 K^+ はビームダンプによって、崩壊によって生じた μ^+ は地殻によって吸収され、ニュートリノビームのみがグランサッソへと送られる。

ニュートリノビームの主成分は ν_μ であるが、その他に $\bar{\nu}_\mu$ 、 ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ が少量混入する。 ν_τ 、 $\bar{\nu}_\tau$ は無視できる程度である。 $\bar{\nu}_\mu$ は各中間子の崩壊生成物である μ^+ の $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ という崩壊に由来する。 ν_e は μ^+ の崩壊に加えて $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ を起源とする。それぞれの平均エネルギーと CC 反応数を基準とした割合は表 2.1 のとおりである。

CNGS の強度は標的に照射した陽子 1 個あたり $7.45 \times 10^{-9} [\text{m}^2/\text{POT}]$ 、1 年あたり $4.5 \times 10^{19} \text{ POT/year}$ であり、プロポーザルの段階で 5 年間の照射により $22.5 \times 10^{19} \text{ POT}$ を蓄積することが予定された。

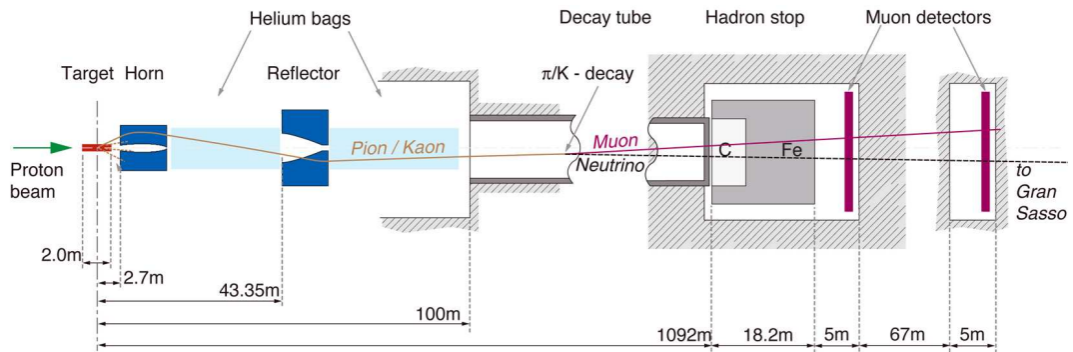


図 2.2: ビームの生成 [51]。

	$\langle E_\nu \rangle [\text{GeV}]$	$N_\nu^{CC} / N_{\nu_\mu}^{CC}$
ν_μ	17.9	1
$\bar{\nu}_\mu$	24.5	0.0089
ν_e	21.8	0.024
$\bar{\nu}_e$	24.4	0.0006
ν_τ	negligible	

表 2.1: CNGS の各成分毎の平均エネルギーと、 ν_μ CC 反応を基準とした各 CC 反応数の比率

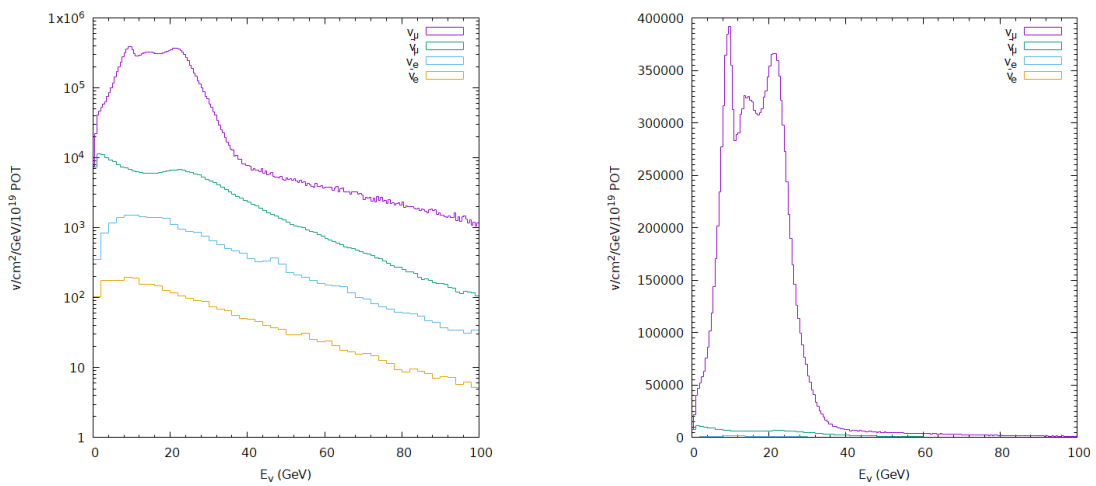


図 2.3: CNGS のフラックス。

2.2 OPERA 検出器

OPERA 実験の検出器はニュートリノ反応再構成のための原子核乾板と標的である鉛、反応のトリガーおよびその反応点の位置の大まかな特定を担うシンチレータ、ミュー粒子の識別と電荷、運動量測定を行う Muon Spectrometer を構成要素とする。全体で高さ、幅が 8 m、奥行き 20 m、標的質量 1.25 kt に及ぶ、原子核乾板実験としては歴史的に類を見ない大規模構造となった。

原子核乾板は製造から現像までの間に通過した全ての荷電粒子の飛跡を蓄積し、また一切の時間分解能を持たないため、原子核乾板単体ではその飛跡がいつ記録されたものなのかを判別することが出来ない。ビーム照射期間として 5 年間に計画されたことから、これだけの長期間にわたるニュートリノ照射となると大量の宇宙線飛跡の蓄積が問題となる。そこで OPERA 検出器はグランサッソ国立研究所の地下実験施設に設置されることとなった。この施設は標高 2912 m の山塊を通過するトンネル中にあり、宇宙線量は地上と比較して $1/10^4$ である。

OPERA 検出器の全体像を図 2.4 に示す。標的及び飛跡検出を担う Target Section を前方に、Muon Spectrometer を後方に据えた Super Module を、直列に 2 つ並べた構造となっている。Target Section にはビーム垂直方向に 31 層の WALL が並んでいる。WALL1 層あたりには原子核乾板と鉛板を積層した Brick が縦 60 段 × 横 56 段に渡り積み上げられ、さらに Brick 下流側の壁面全体を覆うようにシンチレータが張り巡らされている。

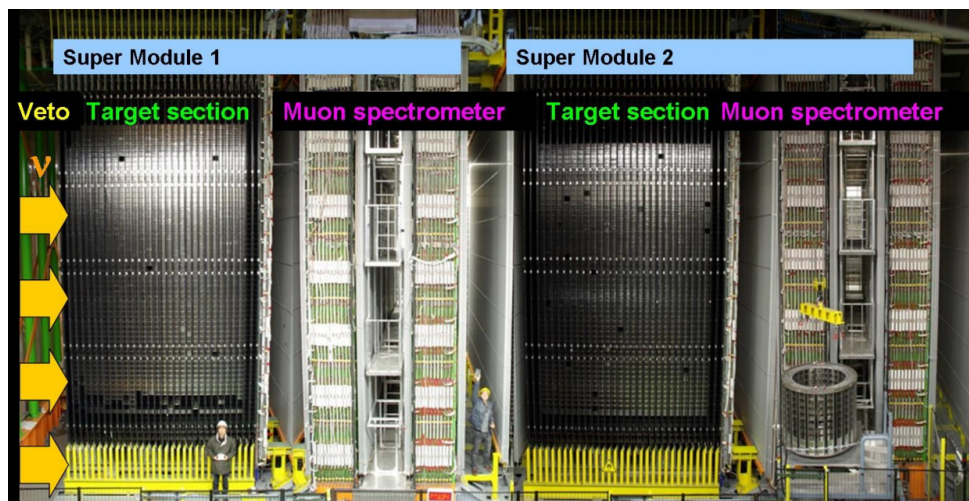


図 2.4: OPERA 検出器の全体写真。

2.2.1 OPERA フィルムと ECC

Brick は $10\text{ cm} \times 12.5\text{ cm}$ 、厚さ $300\text{ }\mu\text{m}$ の原子核乾板と同サイズで厚さ 1 mm の鉛板からなり、重量は約 8 kg である (図 2.6)。ニュートリノ標的と主検出器を兼ねる Emulsion Cloud Chamber (ECC)、後述する TT と ECC 間の仲介を担う Changeable Sheet (CS) に分けられる。検出器全

体で用いられる Brick は 15 万個、原子核乾板は 1000 万枚に達する。

原子核乾板は荷電粒子の飛跡を記録することのできる写真フィルム的一种である。一般にはプラスチック等の支持体に写真乳剤を薄く塗布した構造を持つ。写真乳剤はゼラチンと直径 $0.2\ \mu\text{m}$ 程度の臭化銀結晶の混合物である。乳剤中を荷電粒子が通過する際、電離作用により臭化銀結晶がイオン化され微細な潜像核となる。これを現像すると潜像核は $0.6\ \mu\text{m}$ 程度の金属銀の粒へと成長する。この銀粒子は一般に Grain と呼ばれ、光学顕微鏡によって図 2.5 のような黒点として認められる。環境ガンマ線によるコンプトン散乱で生じる電子などは蛇行した飛跡を、運動量の大きい荷電粒子は直線的に Grain が並ぶ飛跡を生成する。この Grain の数は荷電粒子の電離損失の大きさと相関することから、アルファ線や低運動量な飛跡などは極めて黒い直線的な飛跡を生ずる。また原子核乾板中では荷電粒子飛跡と無関係に生じる Grain があり、Fog と呼ばれる。この黒点の列を検出することで、サブミクロンという非常に高い空間分解能で飛跡の位置、角度情報を得ることができる。

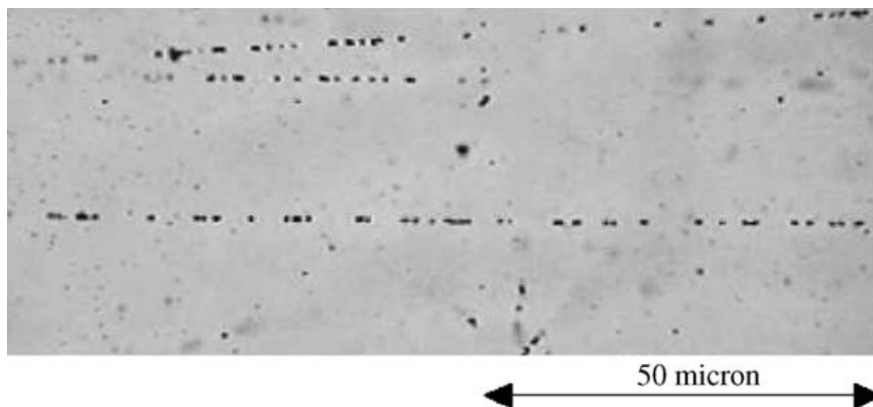


図 2.5: 原子核乾板の乳剤層の顕微鏡による拡大図。直線的に連なる黒点が最小電離粒子の痕跡であり、それ以外は低エネルギーな環境放射線や Fog である。

一方で原子核乾板は基本的に時間分解能を持たないという欠点を持つ。製造から現像までに乳剤中を通過した全ての荷電粒子の飛跡を記録してしまうため、多くの実験では electronic detector や シフター^{*1}と呼ばれる技術を併用し、各飛跡に時間情報を与えている。OPERA 実験では後述する Target Tracker などの electronic detector を利用する。

また原子核乾板は electronic detector と異なり、電気的な信号を直接発する訳ではない。したがって、記録されている飛跡情報を取得するためには光学顕微鏡による読み出しが必要である。手動の顕微鏡を用いた人間の目視のみでは解析規模の大型化が困難であったことから、人の手を伴わない自動飛跡読み取り装置の開発が行われた。OPERA 実験で利用される読み取り装置の詳細は 2.3 節で述べる。

^{*1}原子核乾板を複数段に重ね、それぞれを異なる周期で水平方向に移動させ続けることで、その飛跡のフィルム間での位置ずれの情報から通過時の時間情報を得る技術。時間分解能は実験ごとの設計によって大きく異なるが、一例として GRAINE 実験では 1 秒程度が達成されている [79]。

OPERA 実験の Brick に用いられる原子核乾板は OPERA フィルムと呼ばれ、本実験のために名古屋大学と富士フィルムの共同で開発された [53]。図 2.6b のように厚さ $205\ \mu\text{m}$ の透明なプラスチックベースを支持体として、その両面に荷電粒子の飛跡を記録する約 $45\ \mu\text{m}$ の写真乳剤が塗布されている。一つの乳剤層中で検出された飛跡を Microtrack と呼ぶ。ただし乳剤層は現像時の過程、保管中の温度、湿度の影響によって膨張や歪みを起こす。この変形によって Microtrack の角度精度は $15\ \text{mrad}$ 程度まで悪化する。そのため通常は変形の小さいプラスチックベースを挟む両層の Microtrack を繋ぐことでより角度精度の良い Basetrack を作り、これを解析の基本単位としている。Basetrack の角度精度は角度の小さい飛跡では $3\ \text{mrad}$ 程度である。

OPERA フィルムはその膨大な枚数の製造のために機械塗布による大量生産が行われることとなった。しかし原子核乾板は製造から現像までに通過した全ての荷電粒子飛跡を記録し続ける性質を持つことは先述のとおりである。製造直後から宇宙線や環境放射線が蓄積し、その密度は $3000\ \text{本}/\text{cm}^2$ に達した。これらの飛跡の除去のために、リフレッシュと呼ばれる技術が開発された [53]。写真乳剤中の潜像核は、高温、高湿環境下に晒されることで徐々に消失していく潜像退行と呼ばれる現象を起こす。これが進むと現像後の飛跡が薄くなり認識が困難になるが、リフレッシュはこの性質を逆手に取り、温度 30 度、湿度 98% 以上の環境に数日間保管することによって潜像退行を促す。結果、蓄積した飛跡を $100\ \text{本}/\text{cm}^2$ 以下まで除去することができる。

Emulsion Cloud Chamber (ECC)

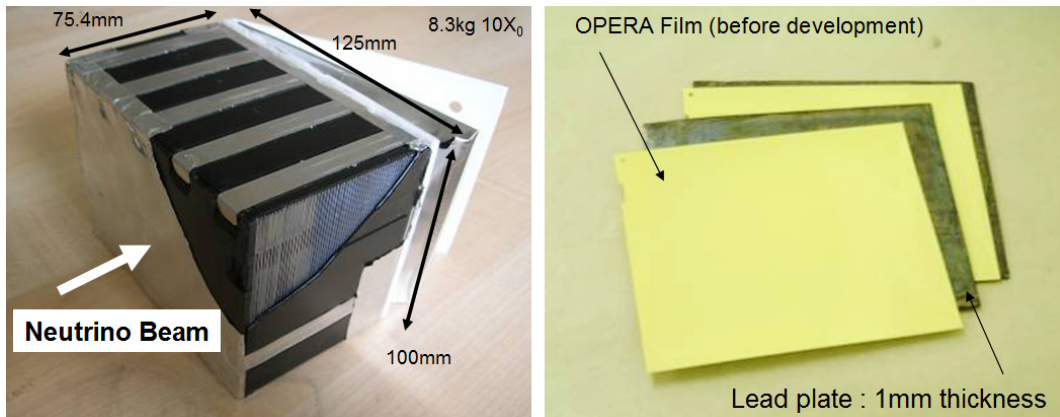
ECC は OPERA フィルム 57 枚と $1\ \text{mm}$ 厚の鉛板 56 枚を交互に積層した構造を持つ、ニュートリノビーム標的を兼ねた主検出器である (図 2.6b)。56 枚の鉛板は放射長の 10 倍に相当する。

ECC に使われる OPERA フィルムは、リフレッシュののち、57 枚が密着した状態で日本からイタリアのグランサッソ地下研究所へ輸送された。この時フィルム中には $400\ \text{本}/\text{cm}^2$ 程度の飛跡が蓄積するが、地下研究所到着後の ECC 組み立ての際に図 2.8 のようにフィルムを逆順に並べ直すことにより、ECC 中での飛跡の繋がり方によって輸送時の飛跡であるか否かを識別している。

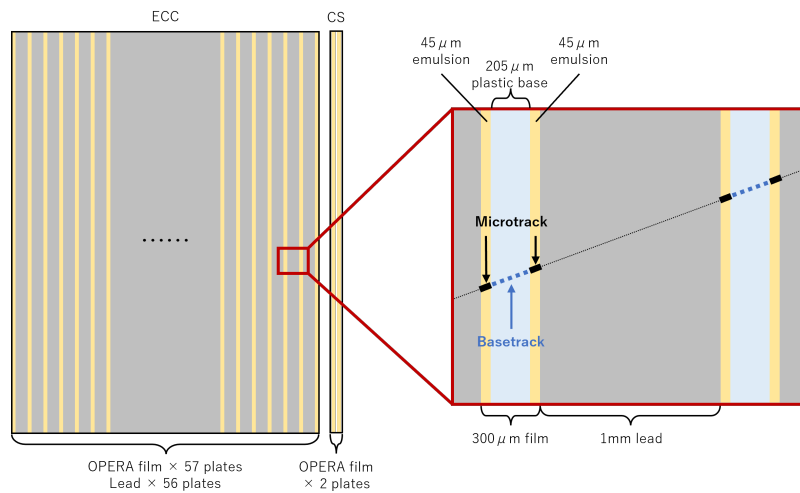
Changeable Sheet (CS)

CS は密着させた 2 枚の OPERA フィルムを ECC のビーム下流側に貼り付けたものであり、主に TT と ECC とのインターフェイスとしての役割を持つ。TT での反応点予測は後述するように数 cm 程度の精度であるが、ECC は輸送中と現像直前*²に宇宙線に曝露しており、TT の非常に粗い情報だけでは ECC 中の飛跡がニュートリノ反応に由来するのか宇宙線なのかを識別できない。これを補完する方法として導入されたものが CS である。CS はグランサッソ地下研究所到着後に再度リフレッシュ処理され、現像まで地下で行われる低バックグラウンドなフィルムである。これを 2 枚重ねて双方での飛跡検出を要求することで、バックグラウンドを $0.2\ \text{本}/\text{cm}^2$ 程度まで減少させている。TT によってニュートリノ反応がトリガーされた場合、その情報から大まかに反応を内包する Brick を推定し、ECC に先んじて CS の解析を行う。CS 中で検出された飛跡を ECC へ

*²詳細は 2.4.4 項で述べるが、ECC はフィルム間の高精度な位置合わせのために現像直前にも宇宙線を照射される。



(a) Brick、OPERA フィルム、鉛板の写真。



(b) Brick と OPERA フィルムの構造。

図 2.6: 主検出器である Brick の構造。57 枚のフィルムと 56 枚の鉛板を積層した ECC の下流側に 2 枚のフィルムからなる CS が貼り付けられている。フィルムはさらに 205 μm のプラスチックベースと、その両面に塗布された 45 μm の乳剤層に分けられ、乳剤層中に記録される荷電粒子の飛跡を Microtrack、プラスチックベースを挟んで 2 本の Microtrack を接続したものを Basetrack と呼ぶ。

と延長することで、ECC 中での飛跡探索範囲を数 cm から数十 microm へと飛躍的に縮小させ、宇宙線との識別を可能にしている。

2.2.2 Target Tracker

Target Tracker (TT) は長さ 6.86 m、幅 2.63 cm、厚み 1.06 cm のプラスチックシンチレーターを平面上に 2 層、それぞれ縦方向、横方向に敷き詰めた構造である [54]。

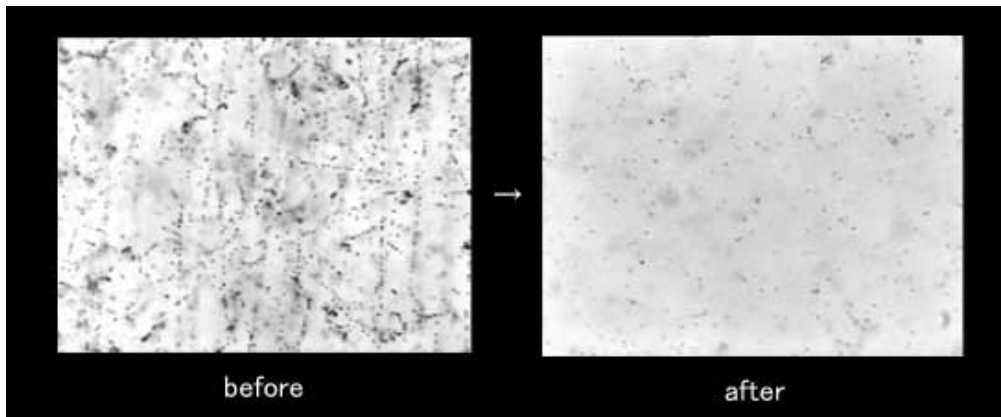


図 2.7: 乳剤層の顕微鏡画像。左はリフレッシュ前の環境放射線が蓄積した状態、右はリフレッシュによってそれらが除去された状態である。

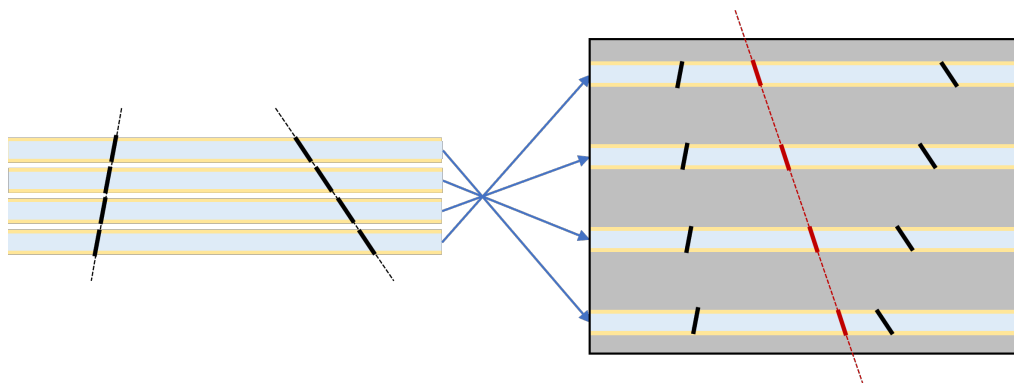


図 2.8: OPERA フィルム輸送時のフィルム並び順 (左) と、ビーム照射時の並び順 (右)。内部に記録された飛跡はどちらの並びで接続されていくかによって、輸送中かビーム照射後のどちらで記録されたものかを識別することができる。

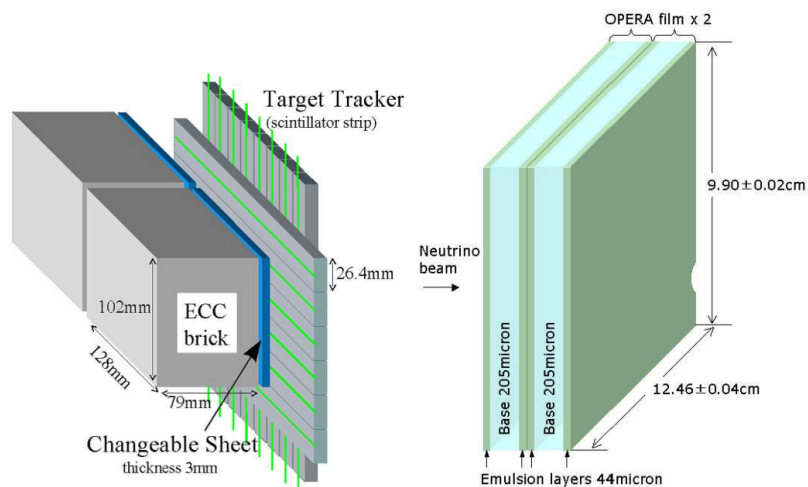


図 2.9: Brick と TT の位置関係 (右) と、CS の構造 (左)。

時間分解能を持たず、かつ反応がトリガーされない原子核乾板に代わり、TT はニュートリノ反応のトリガーとおおよその位置の同定を担う。この Wall および TT が Super Module1 つあたり 31 層、計 62 層並べられている。図 2.10 に OPERA 検出器でトリガーされたニュートリノ反応の例を示した。左方からニュートリノビームが到来し、Target Section 中の鉛原子核と衝突した場合、放出される荷電粒子を捉えた TT の縦横それぞれの信号からおおよその反応位置を推定することができる。この位置精度はシンチレーターの幅によって制限される。CHORUS、DONUT 実験においてはシンチレーティングファイバートラッカーを用いて 100 μm 程度の精度で飛跡の通過座標を測定できたが、OPERA 検出器ではその巨大さから高精度を保持することは出来ず、数 cm 程度となった。

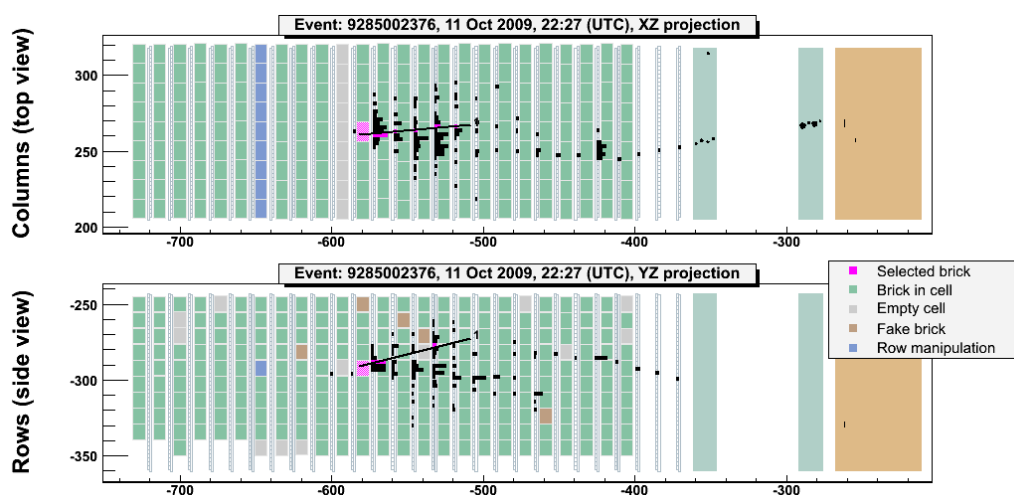


図 2.10: TT によるニュートリノ反応のトリガー。緑のブロック一つ一つが Brick を表し、黒点で表される TT のヒット情報から桃色の Brick が反応の起きた場所であると推定された。

2.2.3 Muon Spectrometer

各 Target Section の後方には Muon Spectrometer が設置されている。1 つの Muon Spectrometer は図 2.11 のように、厚さ 50 mm の鉄板 12 層とその間に挟まれた 11 層の Resistive Plate Chamber (RPC) から成るマグネットウォールを前後 2 層、計 $48 \times 16 \times 12$ 本のドリフトチューブを平面上に配列した Precision Tracker をマグネットウォールの前方、中間、後方に計 6 層、これらがビーム垂直方向に壁状に配置されている。

2 層のマグネットウォールには互いに逆を向く 1.5 T の磁場がかけられており、ミュー粒子がこれを通る際、前後の磁場によって力を受け図 2.12 のように平行移動する。この平行移動量を元にミュー粒子の検出、電荷及び運動量の測定を行う。これらの情報は ν_μ CC 反応の同定その他、チャーム粒子の崩壊によって発生する μ^+ を排除するために用いられる。

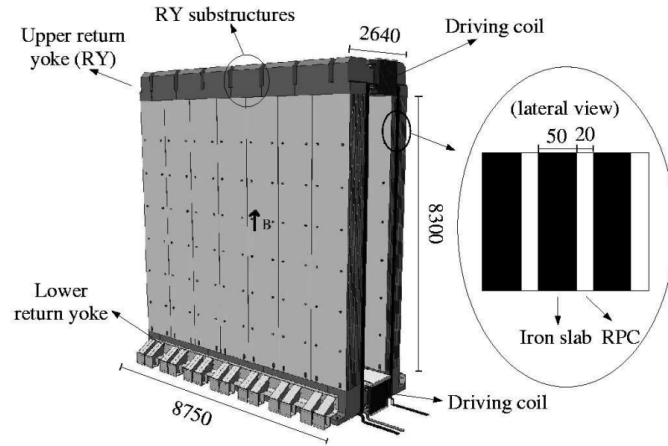


図 2.11: Muon Spectrometer のマグネットウォール。鉄板と RPC を交互に積層した構造が前後に 2 層並ぶ。

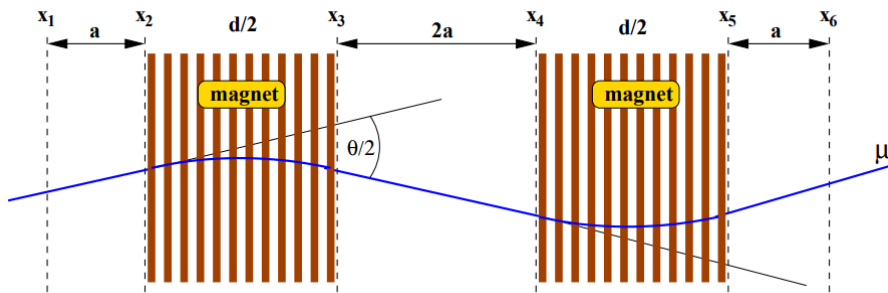


図 2.12: Muon Spectrometer を通過するミュー粒子。 $x_1 \sim x_6$ の位置に Precision Tracker が配置されている。2 層のマグネットウォールを通過するときの平行移動量から運動量を測定する。

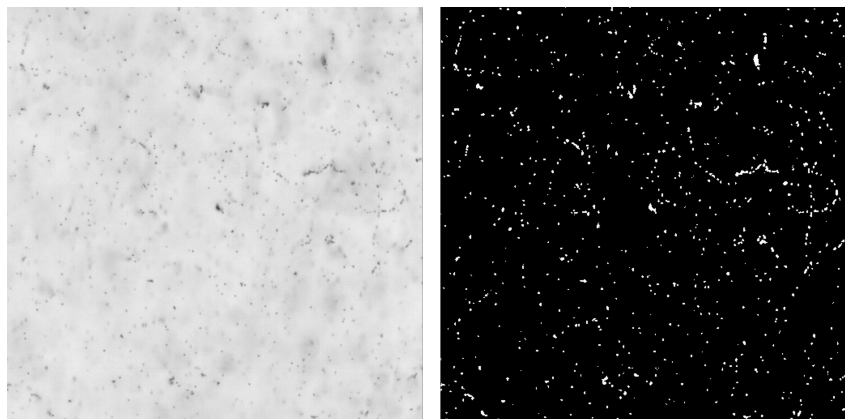
2.3 飛跡読み取り装置

本節では OPERA 実験の主解析に用いられた、そして本研究で新たに導入する読み取り装置、特に日本の担当するイベント解析で運用されているものについて記述する。

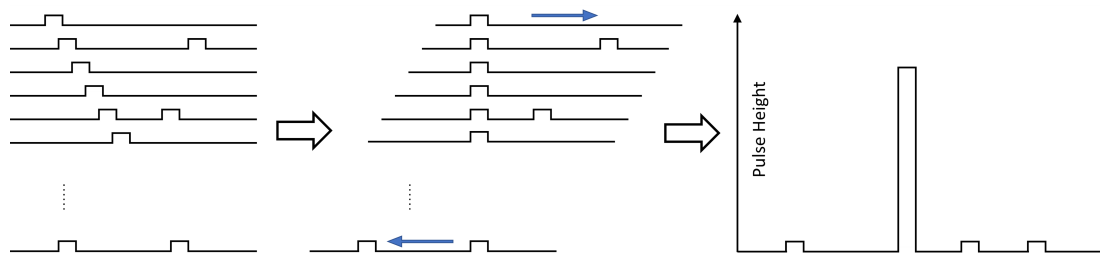
OPERA 実験は全フィルム枚数 1000 万枚、総面積で $100\,000\text{ m}^2$ にも達する大規模実験である。実験の主解析を行っていた当時、読み取り装置の最高速度は後述する S-UTS の $72\text{ cm}^2/\text{h}$ であり、全てのフィルムをスキャンするには全く不足していた。しかし一方で OPERA 実験で 1 つの ECC に含まれるニュートリノ反応は 0.1 ほどと極めて少ないことから、解析の段階に応じて UTS、S-UTS の 2 種類を併用し、ニュートリノ反応を内包する Brick のみを対象とした最小限の読み取り面積での解析が行われた。また本研究では現在最新世代の HTS を本格的に導入する。

飛跡認識の手法はいずれの世代でも基本的に同じである。図 2.13 の概略図に従ってこれを説明

する。まず1つの乳剤層の断層画像を取得し、これを二値化する(2.13a、2.13b左)。このとき乳剤層中の Grain がヒットピクセルとして認識される。次に二値化断層画像を重ねてそれぞれ x 、 y 方向にシフトさせ、ヒットピクセルが断層画像を貫くよう垂直に並ぶ角度を探索する(2.13b中央)。ヒットピクセルを加算した値(Pulse Height、PH と呼ばれる)がある閾値を超えた場合、これを飛跡として読み取る(2.13b右)。OPERA 実験を始めとする多くの実験は断層画像数を16層、PH 閾値を7としている。



(a) 乳剤層断層画像(左)と、それを二値化処理したもの(右)。



(b) 飛跡認識手法。

図 2.13: 飛跡検出のアルゴリズム。乳剤層の断層画像を計16層分取得し、二値化処理する。その後 xy 方向にシフトさせつつヒットピクセルが垂直に並ぶ角度を探索、ヒットピクセル数が7以上のものを飛跡と認識する。

UTS

Ultra Track Selector (UTS) は CHORUS、DONUT 実験において主力読み取り装置として運用されていたものである [56]。読み取り速度は $1 \text{ cm}^2/\text{h}$ ほどであるが、OPERA 実験では大きなスキャン面積を必要としない用途に利用された。

用途の一つは ECC 中でニュートリノ反応飛跡を遡上する Scan Back (2.4.3 項を参照) のための Plate Changer である。Plate Changer には UTS をベースに、ECC のフィルムを図 2.15 のように粘着テープに貼り付けシート状にした上で、このフィルムの交換を左右のローラーによって速

やかに行う仕組みが取り入れられた。読み取り装置へのフィルムの設置には、フィルムをステージに密着させ気泡やホコリなどを取り除く過程を含めて1分間程度を要するが、Plate Changerの自動化されたフィルム交換はこれを5秒程度まで短縮し、効率的な Scan Back を可能にした。

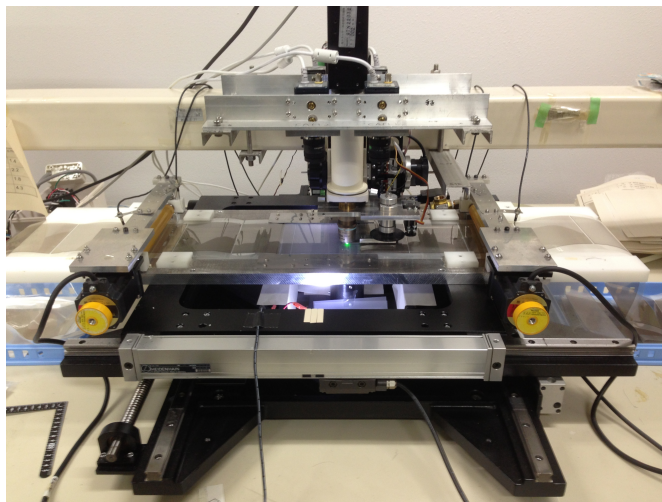


図 2.14: Plate Changer の写真。UTS にフィルム交換機構が取り付けられている。

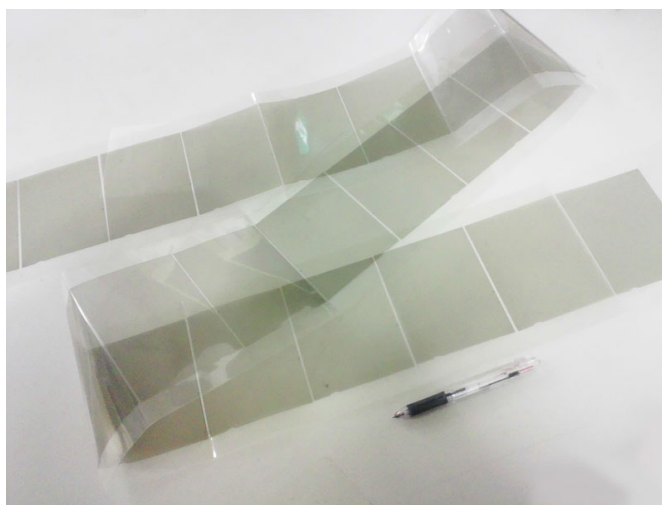


図 2.15: シート化された ECC のフィルム。

もう一つは飛跡のマニュアルチェック（顕微鏡を通じた目視確認）である。主として CS によって検出された飛跡と ECC 中でニュートリノ反応の再構成を行った際の二次粒子候補に対して、その真偽の確認や前後に連なる飛跡の探索、必要に応じて精密な飛跡の座標、角度の測定などを行うことを目的としている。

本研究においても UTS を用いたマニュアルチェックの手法を後述する HTS のデータセットに対応させるためのソフトウェア開発等を行っており、その詳細は第5章で述べる。

S-UTS

Super-Ultra Track Selector (S-UTS) は OPERA 実験から要求されるスキニングスピードを達成するために開発された、OPERA 実験における主力読み取り装置である [57,58]。飛跡読み取り装置のスキニングスピードは繰り返し周波数^{*3}× 視野面積で表されるため、スキニングスピードを向上させるための方針としては繰り返し周波数を向上させるか視野面積を大きくするかという二通りの選択肢があるが、S-UTS は前者を採用した。単純にモーターを用いてステージの駆動と静止を繰り返す場合、加減速を含む移動時間と静止後に振動が収束するまでの時間などによって繰り返し周波数が制限されてしまう。そこで S-UTS はモーターを x 方向に常に移動させ続け、その速度と同期するように圧電素子によってレンズを x 軸方向に振動させることで、撮像時はステージの移動速度とレンズの振動速度が打ち消し合ってフィルムに対してレンズが静止した状態に、撮像終了後にレンズがステージ進行方向へ振動し視野を移動するという仕組みが取り入れられた。これによりスキャン速度は $72 \text{ cm}^2/\text{h}$ まで向上した。

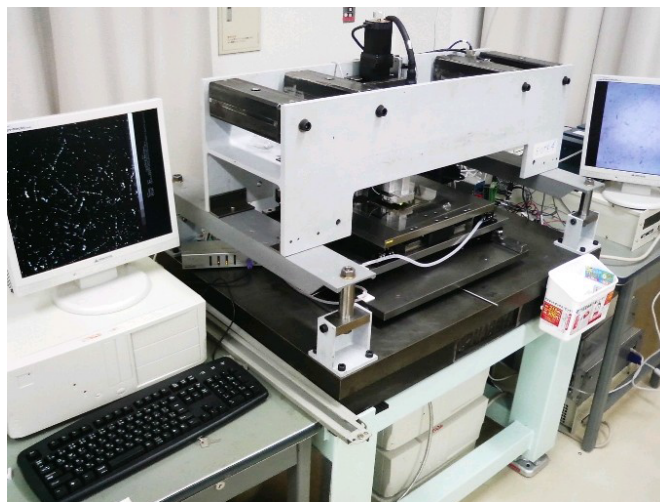


図 2.16: S-UTS の写真。

なおヨーロッパの共同研究グループでは独自に $20 \text{ cm}^2/\text{h}$ の速度を持つ読み取り装置 European Scanning System (ESS) が開発され [59]、OPERA 実験の半分のイベントは日本の S-UTS が、残り半分はヨーロッパの読み取り装置がスキャンを担った。

HTS

Hyper Track Selector (HTS) は現在最新世代の飛跡読み取り装置である [60, 61]。これは OPERA 実験の主解析においては用いられることはなかったが、現在は主力読み取り装置として数多くの実験に活用されている。本研究においては S-UTS では不可能なスキャン速度要求を達成す

^{*3}1 秒あたりにスキャンすることのできる視野数。

るため、この HTS を本格的に導入する。

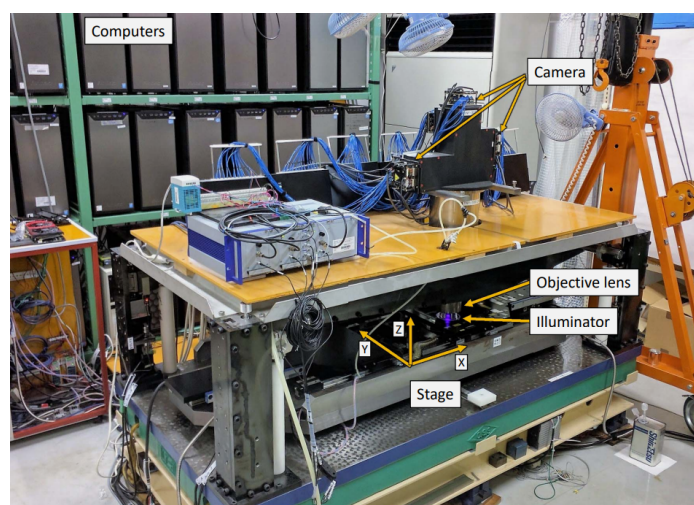


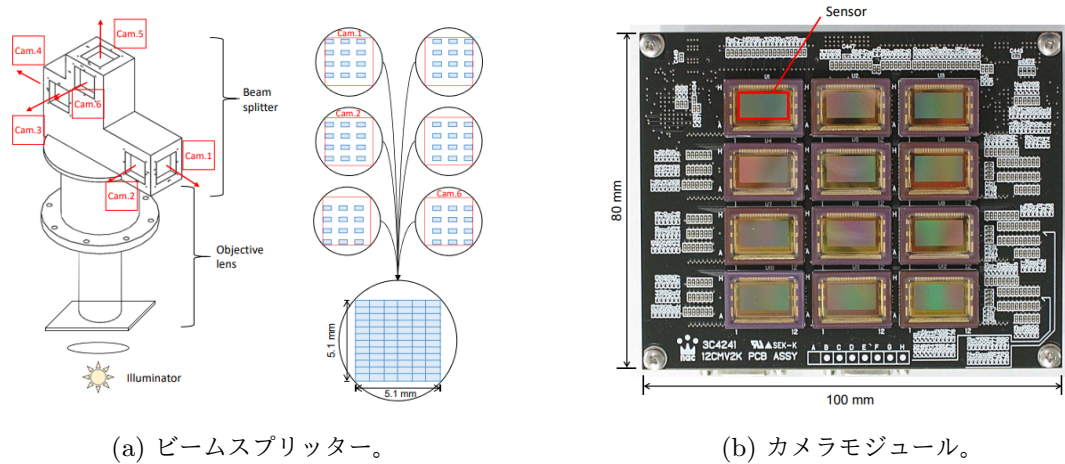
図 2.17: HTS の全体写真 [61]。

HTS の大きな特徴は、UTS や S-UTS と比較して 600 倍の視野面積を持つ対物レンズと 72 個のイメージセンサーによって構成されるモザイクカメラ (図 2.18)、そして撮影された画像を処理する 36 台のコンピュータである。繰り返し周波数を向上させた S-UTS に対してこちらは視野面積を引き上げることで高速化を図り、スキャン速度 $4700 \text{ cm}^2/\text{h}$ を達成した。レンズに入射した光はビームスプリッターによって 6 方向に分離され、それぞれの結像面に 12 個のセンサーを持つカメラモジュールが取り付けられている。これらのセンサーは対物レンズの視野のうちそれぞれ異なる箇所を撮像するよう配置され、72 個を組み合わせることで視野全体がカバーされる。従来 FPGA ボードが担っていた飛跡認識は HTS では GPU へと改められ、PC1 台につき 2 個のセンサーの撮像画像処理を行う。またソフトウェアの改良と合わせて飛跡の認識角度空間が UTS、S-UTS の $\tan \theta < 0.6$ から飛躍的に向上し、現在では $\tan \theta < 3$ 程度までの大角度スキャンも行われている。

ただし HTS の対物レンズの被写界深度は S-UTS の $2.0 \mu\text{m}$ に対して $2.7 \mu\text{m}$ と大きい。これは z 方向の分解能の悪化を意味しており、OPERA フィルムの乳剤厚 $44.5 \mu\text{m}$ では図 2.19 のように Grain が暈け複数の層に跨って検出されることにより、極端にノイズ飛跡が増加してしまう。十分な検出効率を得るためには乳剤層の厚みが $65 \mu\text{m}$ 程度必要である。このために本研究では OPERA フィルムに対して、膨潤と呼ばれる乳剤層にグリセリンを添加し膨らませる手法を適用する。手法の詳細は 6.1 節で述べる。

2.4 イベントの解析過程

従来の原子核乾板実験は基本的にビーム照射を終えた後にフィルムの現像、解析を一括して行う方法が取られていた。しかし OPERA 実験は 1000 万枚のフィルムと 5 年に渡るビーム照射を行う過去に例のない大規模原子核乾板実験であるため、従来のような解析は困難であった。そこで



(a) ビームスプリッター。

(b) カメラモジュール。

図 2.18: HTS のビームスプリッターと、それぞれの結像面に取り付けられるカメラモジュール [61]。

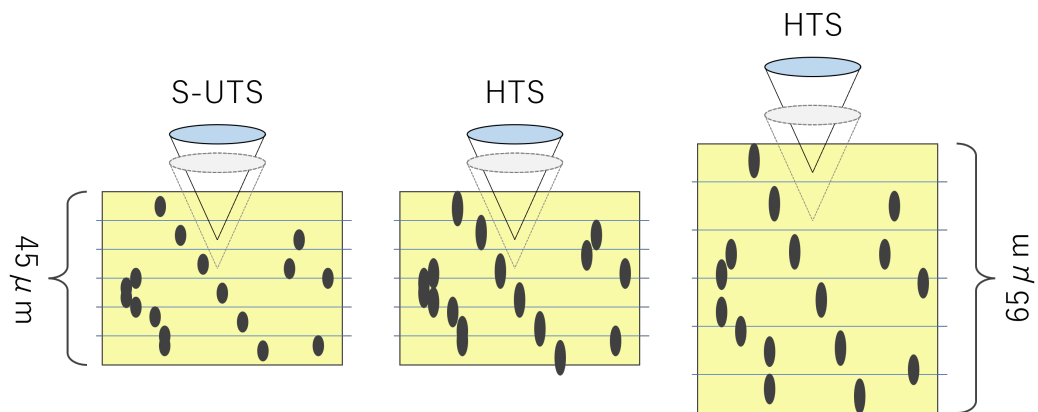


図 2.19: 被写界深度の違いによる影響。S-UTS 以前では $45\ \mu\text{m}$ で十分であったが (左)、HTS では z 方向の分解能悪化により 1 個の Grain が複数の断層画像に跨って検出される確率が高くなる (中央)。そこで、乳剤層の厚みを $65\ \mu\text{m}$ 程度にまで膨らませることでこの影響を軽減する (右)。

OPERA 実験ではビーム照射と解析を並行して行う準リアルタイム解析が実施されることとなった。ビーム照射によってニュートリノ反応が生じた Brick のみを検出器から取り出し、これを逐次現像、解析する形である。本節ではこの解析の過程について述べる。

2.4.1 TT による Most Probable Brick の推定

ニュートリノビームの照射によって ECC 中でニュートリノ反応が生じると、TT と Muon Spectrometer によって二次粒子が検出される。この TT のヒット情報からニュートリノ反応を含む可能性の最も高い Brick (Most Probable Brick) をおおよそ推定する。このとき、このイベン

トがミュー粒子を含む (1μ 、図 2.20) か含まない (0μ 、図 2.21) かを以下の基準で分類する。

- 飛程物質質量 660 g/cm^3 以上の飛跡が TT、RPC によって再構成された場合。
- TT、RPC に計 20 層以上のヒットが記録された場合。

以上のうち少なくとも一方を満たすイベントは 1μ 、そうでなければ 0μ と分類される [55]。

前述のように TT のセグメンテーションは 2.6 cm と荒く、またミュー粒子以外の再構成は困難であるため、ECC に先んじてまずは CS 内から飛跡の探索を行う必要がある。図 2.22 の Brick Manipulation System を用いて、OPERA 検出器側面側から Most Probable Brick を取り出す。その後、CS 側から ECC 最下流のフィルムまでを貫くように X 線を照射する。これは CS と ECC 最下流フィルムの四隅にそれぞれ $100\text{ }\mu\text{m}$ 程度の黒点を残し、2 枚の CS と ECC の間の位置合わせのために用いられる。その後 CS のみを Brick から取り外し、グランサッソ地下で現像したのち、LNGS と名古屋大学で解析を行う。CS 解析の間、ECC はグランサッソ地下にある厚さ 5 cm の鉄板で保護された Shielded Area で保管される。

以下では特に、名古屋大学でのニュートリノ反応解析過程について述べる。

2.4.2 CS 解析

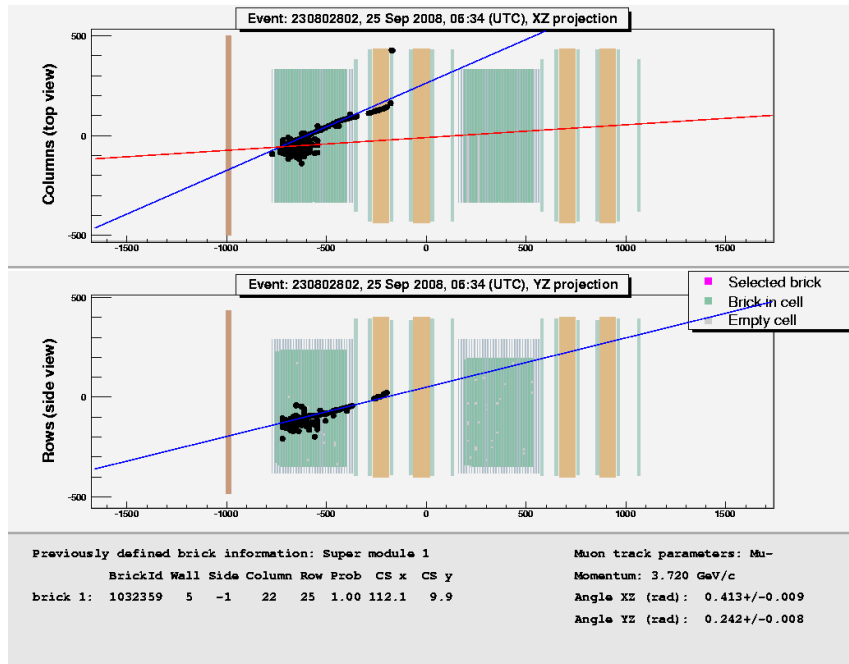
グランサッソから日本に到着した CS に記録されている飛跡を、S-UTS による大面積スキャンによって読み出す。2 枚のフィルムの持つ計 4 層の乳剤層を貫くように記録されている飛跡が検出された場合、それらの位置、角度 TT のヒットとの整合性を確認し、更に必要に応じてマニュアルチェックによる飛跡の真偽判定を行う。これらの判定を経てニュートリノ反応に関連すると判断された飛跡は ECC 中での飛跡の遡上 (Scan Back) へ送られる。

CS 中からニュートリノ反応由来の飛跡が検出されなかった場合、隣接する Brick のうち次点で可能性の高い Brick を取り出し、再度 CS 解析を行う。ニュートリノ反応と関連しないと判断された Brick は、新たに CS を貼り付け OPERA 検出器に装填される。

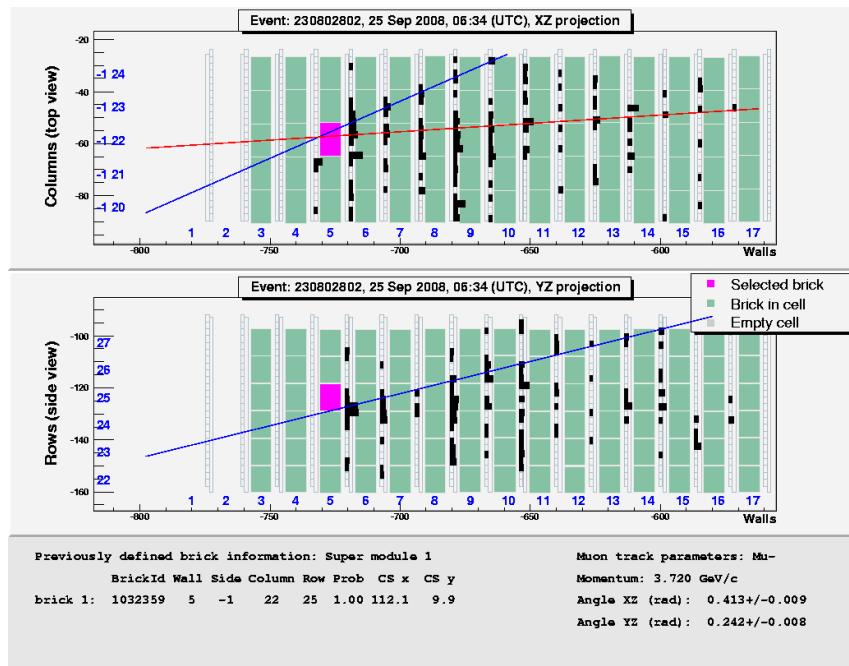
2.4.3 Scan Back

Scan Back の対象となった ECC に対しては、まず Shielded Area 内で各側面からスリットを通して線状に X 線を照射し、フィルム間の相対位置を記録する。その後地上へと輸送し、垂直方向に 13 時間宇宙線を照射する。X 線は主に Scan Back の際のフィルム同士の $20\text{ }\mu\text{m}$ 程度の精度での即時的なアライメントに、宇宙線は後述する NETSCAN の際に $2\text{ }\mu\text{m}$ 程度の精密なアライメントを行うために利用される。宇宙線照射後は ECC を解体し現像、数日の乾燥期間の後に名古屋大学へと発送する。

名古屋大学到着後、ECC の各フィルムを前節の図 2.15 のようにシート化し、Scan Back を行う。まず CS で検出されたニュートリノ反応由来の飛跡を ECC 最下流のフィルム (最上流のフィルムを 1 として 57 番目。以降、film #57 のように表記する) へ外挿し、その周辺を Plate Changer 上



(a) 全体図。



(b) 反応点周辺。

図 2.20: 1μ イベント。Muon Spectrometer を半ばまで貫通するミュー粒子が検出されている。

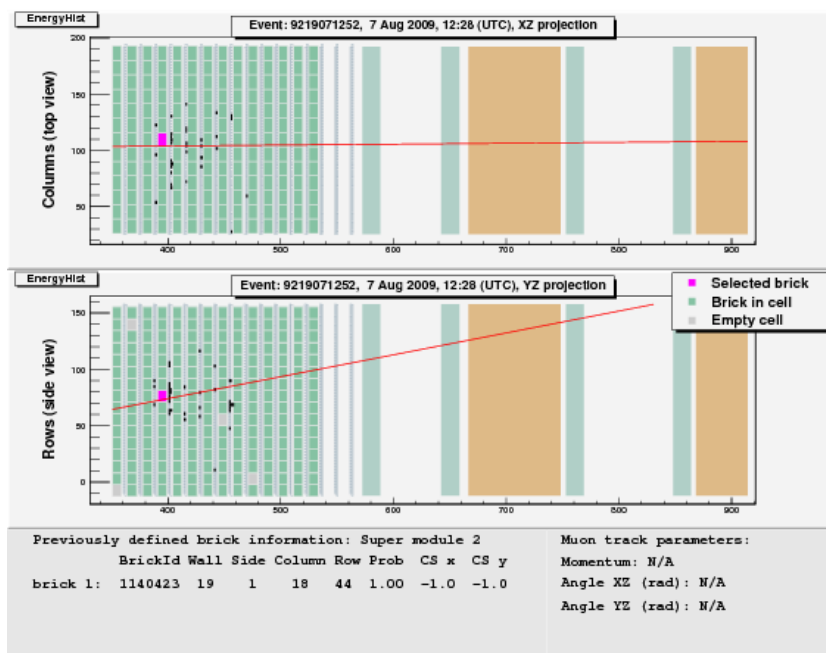


図 2.21: 0μ イベント。ミュー粒子は検出されず、TT と RPC のヒット層も 20 に満たない。

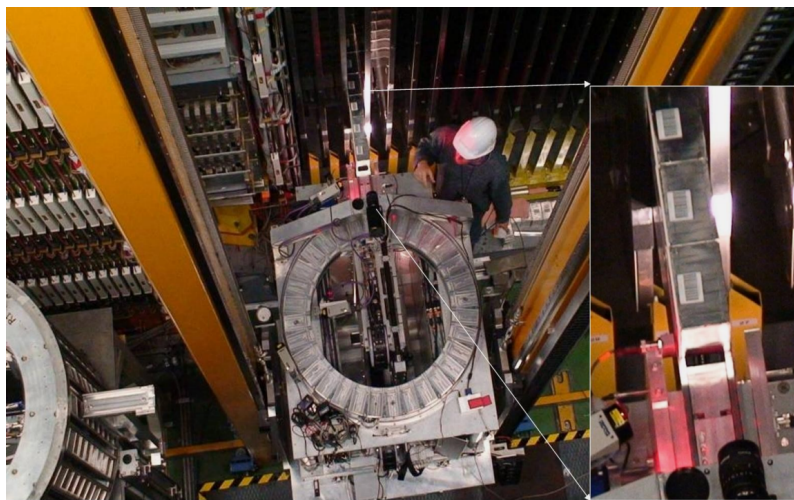


図 2.22: Brick Manipulation System による Brick の挿入、取り出し。

でスキャンする (図 2.24A)。検出される飛跡には多数のノイズが含まれるためマニュアルチェックも並行して行い、同一粒子の飛跡が発見された場合はこれを更に film #56 へと外挿する。その後も上流のフィルムへと追跡し (図 2.24B)、フィルム 3 枚以上連続で検出に失敗するまで繰り返す。

film #51 までに飛跡が発見されなかった場合、接続失敗と判定し再度 Scan Back の手順を行う。なおも接続されなければ CS の再解析へと送られる。

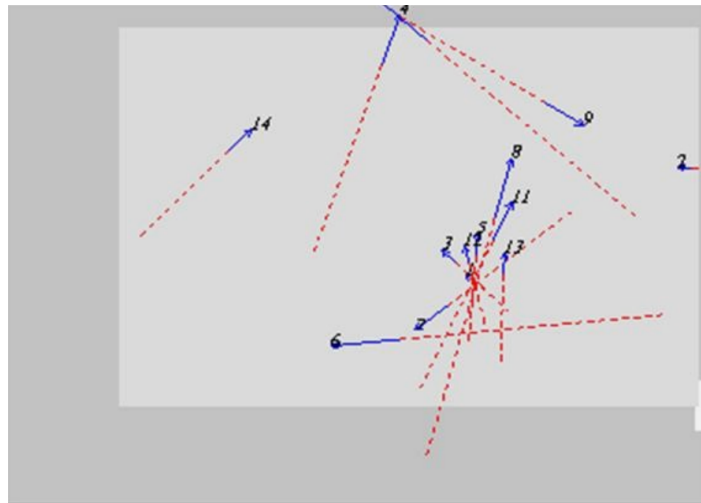


図 2.23: CS 中の飛跡の図。薄灰色はスキャン範囲を表し、その中で検出された飛跡が青の矢印で表示されている。

3枚以上連続で飛跡が発見されなかった場合、最後に発見されたフィルムの直上にニュートリノ反応点があると見做し、その飛跡の周辺 $\pm 320 \mu\text{m}$ を Plate Changer 上でスキャン、同一のニュートリノ反応に由来する飛跡の探索、マニュアルチェックを行う。

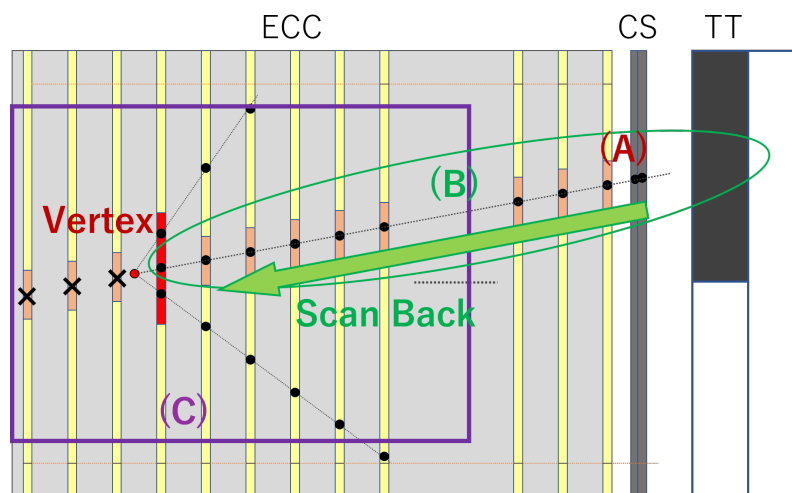


図 2.24: Scan Back の概略図。TT、CS によって検出された飛跡を ECC 最下流のフィルムへ外挿し (A)、それをさらに上流へと追跡する (B)。フィルム 3 枚連続で飛跡が発見されなかった場合、最後に検出された飛跡の直上に反応点があるものとみなし、周辺をスキャンの対象とする (C)。

最上流フィルムまで飛跡が接続された場合、もしくは ECC の側面よりも外へ突き抜けた場合、その飛跡は ECC を貫通したものと見做される。この場合、より上流や隣接する Brick でニュートリノ反応が起きたものと見做され、その解析へと移行する。ただしアライメント用宇宙線への誤接

続、検出器の前方に位置する岩や上流の ECC 中でのニュートリノ反応で生じた飛跡に接続したと推定される場合は CS の再解析、再 Scan Back を行う。

Scan Back において特筆すべき点として、低運動量飛跡の接続失敗について挙げておく。ECC は各フィルム間に 1 mm 厚の鉛板を挟み込んでいるため、この内部を通過する荷電粒子の飛跡は多重電磁散乱の影響を受ける。運動量 p 、電荷 z の多重電磁散乱によって引き起こされる飛跡の角度変化の RMS は次式で表される。

$$\theta_{rms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{p\beta c} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{xz^2}{X_0\beta^2} \right) \right] \quad (2.1)$$

X_0 は放射長であり、ECC 中では鉛の放射長 $X_0 = 5.6 \text{ mm}$ 程度と考えてよい。その他、 x は通過した物質の厚みを表す。また多重電磁散乱によって生じる外挿位置と実際の飛跡の差、つまり位置変化の RMS は

$$y_{rms} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_0 \quad (2.2)$$

と表すことができる。今、ECC 中の隣接するフィルム同士の距離を $1300 \mu\text{m}$ とすると、運動量 $500 \text{ MeV}/c$ 未満の荷電粒子は鉛 1 枚通過する毎に数十 mrad、数十 μm の角度、位置変化を起こす。通常 Scan Back の間の飛跡探索面積は外挿位置を中心として $\pm 50 \mu\text{m}$ 程度であり、これを超えるような散乱を受ける可能性のある低運動量飛跡は追跡中に見失ってしまう可能性が高い。その場合、たとえニュートリノ反応点へと到達していなかった場合でも連続 3 枚の飛跡検出失敗が起こり、反応点を誤認することがある。この場合、その飛跡の周辺からは同一のニュートリノ反応由来の飛跡が検出されないため、Scan Back 対象となった飛跡のみが単独で生じたように見えるという特徴を持つ。

本研究では第 6 章において、これを考慮した電磁シャワー探索対象イベントの選出を行っている。

2.4.4 NETSCAN による飛跡再構成

Scan Back によってニュートリノ反応点に到達した ECC には、S-UTS 上での周辺のスキャンを行ったのち飛跡再構成を行い、フィルム中に高密度に記録されているノイズを除去しつつ $> 300 \text{ MeV}/c$ 程度の高運動量飛跡を選出する。本項ではこの過程について概略的に述べる。

S-UTS でのスキャン

スキャン範囲は推定されたニュートリノ反応点を基準として上流 5 枚、下流 10 枚、いずれも $\pm 5 \text{ mm}$ であり (図 2.24C)、S-UTS の角度アクセプタンス以内 ($\tan \theta < 0.6$) の飛跡が検出対象となる。このスキャン範囲内に記録されている高運動量な荷電粒子飛跡はアライメント用宇宙線が

100 本程度、輸送時宇宙線が 300 本程度、ニュートリノ反応由来の飛跡が数本程度であるのに対し、検出される Microtrack 本数は約 10^6 本であり、ほとんど全てがノイズである。

ここで得られた情報を用いて飛跡再構成を行う。これには児玉、濱田、駒谷らが開発した専用のソフトウェア NETSCAN2.0 を用いる [62]。この処理は以下の 5 つの段階で行われる。

乳剤層の歪みの補正

2.2.1 項でも説明したように、OPERA フィルムの乳剤層は現像過程、温度や湿度の影響によって膨張や歪みを起こす。一般に乳剤層の厚みの変化をシュリンク、ベースに沿った方向への歪みをディストーションと呼ぶ (図 2.25)。この補正は乳剤層中の飛跡を利用して行う。両乳剤層で検出された Microtrack のうち PH の特に高い、すなわち真の飛跡の可能性の高いものの中で、2 層に跨って接続されるような組み合わせを選出する。シュリンク、ディストーションはそれぞれ付近の Microtrack に対して一律な角度変化を引き起こすため、これらの組全体に対して Microtrack とそれらを結んだ Basetrack との間の角度差を最小化するようなシュリンク、ディストーションの大きさを得ることができる。これを補正值とする。

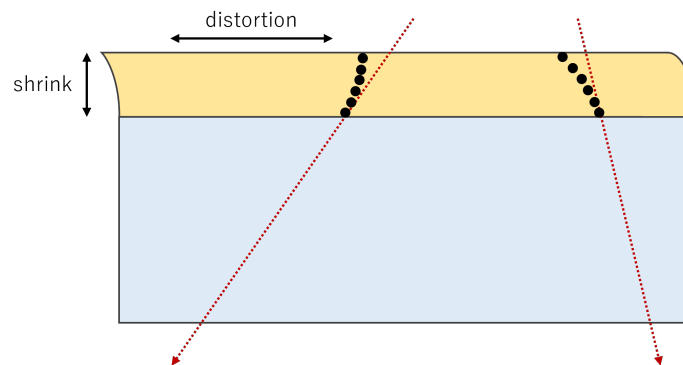


図 2.25: シュリンク、ディストーションの図。本来の粒子の通過位置は赤破線であるが、現像時などに乳剤層が歪み、Microtrack の角度が変化する。

Basetrack 生成

乳剤層の歪みを補正した後、PH カットを経ずに両乳剤層の全 Microtrack 間で接続を試み、位置差、角度差の小さいものを Basetrack とする。この時点で Basetrack 本数は Microtrack 比で 1/10 程度に減少する。Basetrack 検出効率は 50~70% 程度である。

フィルム間アライメント

2.4.3 項で説明したように、ECC 中には多数の宇宙線が 13 時間の照射によって記録されており、これを利用してフィルム間のアライメントを行う。隣接する 2 枚のフィルム中で検出された Basetrack に対し PH の高いものを選出し、これを貫くように繋がる飛跡の組み合わせを選出する。さらにこれらの組について位置差、角度差を最小化するように、回転、剪断、拡大縮小、平行

移動全てを考慮したアフィンパラメータ、およびフィルム間のギャップを求める (図 2.26)。

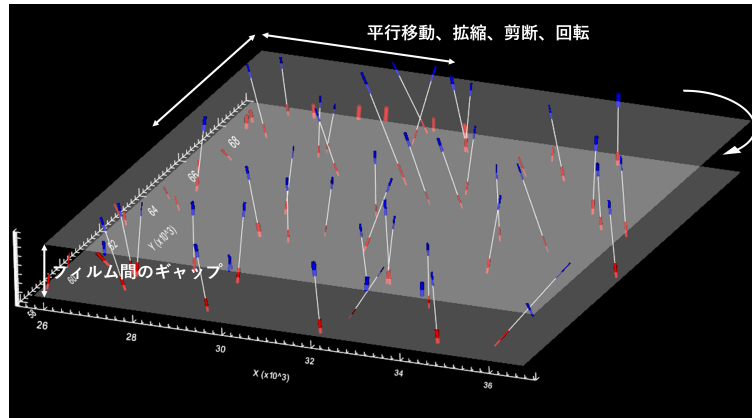


図 2.26: 2 枚のフィルムの中で Basetrack 同士が繋がるようなアフィンパラメータとフィルム間のギャップを求め、Basetrack 座標を補正する。

Linklet 生成

ここまでで各フィルムの Basetrack 検出と、そのフィルム間の相対的な位置関係を把握した。これらの情報から飛跡再構成を行うに当たり、準備として Linklet の生成を行う。Linklet は 2 枚のフィルム間で接続された Basetrack の組である。これは図 2.27 のようにあるフィルムから 1~3 枚下流までの組み合わせの中で総当りで生成される (それぞれ 0skip、1skip、2skip と表記する)。このとき Basetrack 同士の接続は運動量 500 MeV/c の粒子を想定し、Basetrack の位置精度、角度精度を加味した上で多重電磁散乱による位置、角度変化を 2.432σ まで許容する。

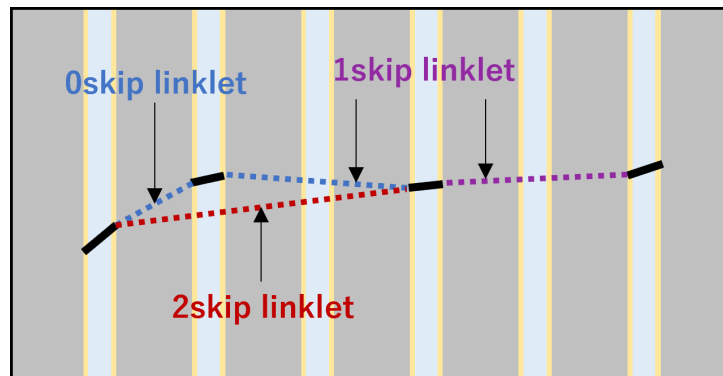


図 2.27: Linklet の生成。ある Basetrack から 1~3 枚下流のフィルム中の全 Basetrack に対して、位置、角度差が閾値内である全ての組み合わせで接続する。

Chain Group 生成

飛跡再構成の最終段階として、Linklet のうち共通する Basetrack を 1 つでも持つようなものを集約し、図 2.28 のような Chain Group を作成する。このうち、任意の経路 1 つを Chain と呼ぶ。図 2.28 では A-B-D₂-E-G、A-B-D₂-G、A-B-E-G、A-B-D₃、A-D₂-E-G、A-D₂-G、A-D₃、D₁-G という 8 つの Chain が含まれている。このような包括的再構成法が取られた背景には低検出効率かつ高ノイズという OPERA フィルムの性質がある。CHORUS、DONUT 実験ではある Basetrack から接続される Basetrack はただ 1 本に限定され、Chain Group のような経路の分岐が許されない排他的手法を用いていた。しかし OPERA フィルムは低検出効率であるために 1~2skip の Linklet も生成する必要がある一方で、高ノイズであることから Linklet の接続間違いが多発し、正しい再構成を行えなかった。そこで、ノイズを含む全ての Linklet を Chain Group の形に合集することにより、人間の目視によって正しい経路を判定できるような手法が採用された。

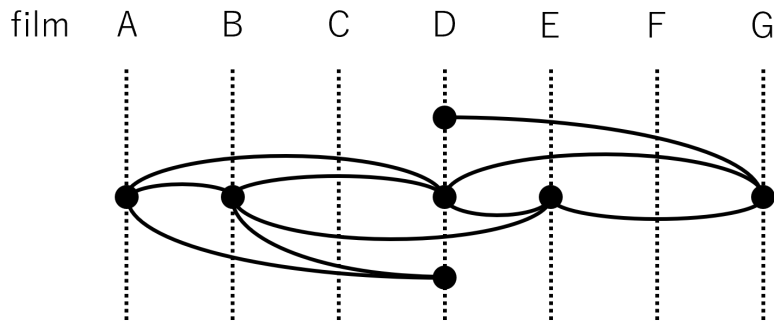


図 2.28: Chain Group の図。黒点が各 Basetrack セグメントを表し、黒点同士を結ぶ線が Linklet を意味する。このとき、共通する Basetrack を持つ Linklet を複合することで Chain Group が作られる。

Linklet は 0、1、2skip での接続でそれぞれ 3×10^4 、 3×10^5 、 10^6 本程度生成されるが、上述の宇宙線やニュートリノ反応の二次粒子本数からも分かる通りこの大半はノイズである。Chain Group はその性質上、周囲のノイズなどと誤接続して組み込まれる Basetrack 数が増えることで経路が急激に発散する。Linklet のノイズの密度が高い場合や、電磁シャワーなど位置、角度の近い多数の飛跡が記録されている場合などには特に起きやすい。これを避けるために、ある 1 つの Linklet に対して 0skip の場合は PH の和が 34 以上、1skip は 36 以上、2skip では 38 以上を課し、これに満たない Linklet は予め削除する [63]。各 skip での Linklet 本数はそれぞれ数千本程度まで除去されるが、シグナルの損失は 1% 程度である。

2.4.5 Vertex Confirmation

飛跡再構成が完了した場合、Chain Group の情報を元にニュートリノ反応の確認 (Vertex Confirmation) を行う。図 2.29 はその過程を表している。再構成された全飛跡 (a) の中には単独

の Linklet など多数のノイズが残存しているため、まず PH の低い飛跡はノイズの可能性が高いとして除去する (b)。さらに Basetrack を 4~5 セグメント以上持つような Chain のみを選出する (c)。この時点で宇宙線やニュートリノ反応の二次粒子以外のノイズはほぼ除去される。その後、Scan Back の対象となった飛跡を元に、これと十分に小さな Impact Parameter で交差する飛跡のみを選ぶ (d) ことで、反応点が特定される。特に (d) での最終確認は PC 上の 3D ビューアによる人間の目視によって行われる。なお反応のトリガーから反応点特定までの過程を総じて Location と呼称する。

この段階で反応点が検出されず、かつ上流への飛跡の貫通が確認された場合、再度上流へ Scan Back を行う。

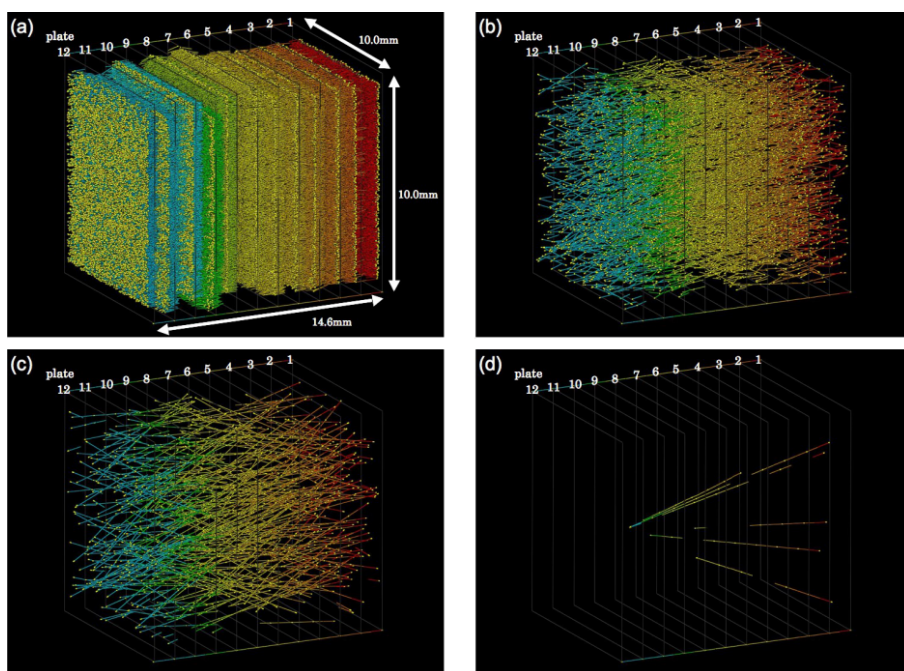


図 2.29: Vertex Confirmation の手順。再構成された全飛跡 (a) から PH の小さいものを除去 (b) し、4~5 セグメント以上繋がるもののみを残し (c)、Scan Back 対象の飛跡の近傍の 1 点に収束するような飛跡のみを選出する (d)。

2.4.6 Decay Search

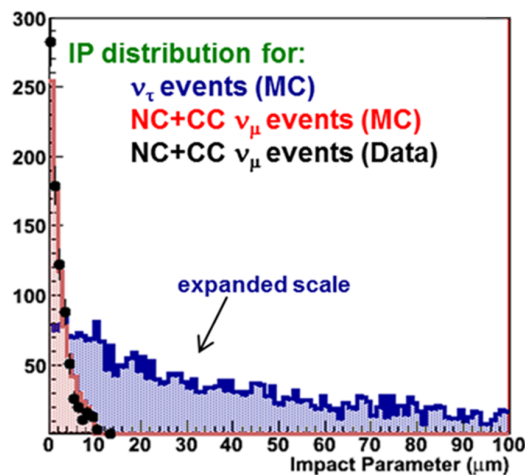
OPERA 実験が期待するタウニュートリノはその CC 反応によってタウ粒子を生成する。これは約 1 mm を飛行した後に崩壊し、ECC 中では飛跡の折れ曲がり、あるいは分裂のように観測される。OPERA においては、この崩壊は電子を放出する electronic mode、ミュー粒子へ崩壊する muonic mode、1 本 (1-prong) または 3 本 (3-prong) のハドロンを伴う hadronic mode に分類される。それぞれの主要な崩壊モードと分岐比を表 2.2 に示す。

前項までの過程を経て Location されたイベントは、この分類に基づく崩壊探索 (Decay Search) が

分類	主要な崩壊モード	分岐比
electronic mode	$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	17.8%
muonic mode	$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$	17.4%
1-prong hadronic mode	$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$	49.5%
	$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$	
3-prong hadronic mode	$\tau^- \rightarrow \pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau$	15.2%
	$\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$	

表 2.2: タウ粒子崩壊の分類。

行われる。ここでは主としてニュートリノ反応点に対して大きな最近接距離（Impact Parameter、IP）を持つような飛跡の探索が行われる。通常の二次粒子とタウ粒子崩壊に伴う娘粒子それぞれの IP の分布を図 2.30 に示す。前者は反応点から鉛 1 枚分以内の多重電磁散乱と Basetrack 位置、角度精度の影響を受けつつも IP の大きさは $10 \mu\text{m}$ 以内に留まるのに対し、後者は典型的には $c\tau \sim 87 \mu\text{m}$ 程度の IP であり、タウ粒子崩壊を示す非常に重要な情報となる。

図 2.30: ν_τ CC 反応によるタウ粒子崩壊と ν_μ CC/NC 反応との Impact Parameter の比較。

2.5 OPERA 実験の現状

OPERA 実験でのビーム照射は 2008 年から 2012 年まで行われ、都合 17.97×10^{19} POT が蓄積された。そこから 19505 個のニュートリノ反応イベントが有効体積内でトリガーされ、5868 イベントがニュートリノ反応の再構成を完了した。このうち 0μ と分類されたものは 1185 イベントである。

OPERA 実験は 1.2 でも触れたように、2015 年の時点でバックグラウンド期待値 0.25 ± 0.05 に対して 5 個のタウニュートリノ反応候補を検出し、 5.1σ の有意度でタウニュートリノ出現を示した [18]。その後はニュートリノ振動パラメータの測定に重点を置き、従来よりもタウニュートリノ反応選出基準を緩和することでバックグラウンド期待値 2.0 ± 0.4 に対して 10 個の候補を選別し、 $\Delta m_{23}^2 = 2.7_{-0.6}^{+0.7} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ を得た [19]。

また同時に電子ニュートリノ出現の解析も進められた。2019 年時点ではニュートリノビーム初期成分由来が 30.7、その他のバックグラウンドが計 1.2 という期待値のもとで 35 個の電子ニュートリノ反応候補が検出されたが、ニュートリノ振動がない場合と無矛盾であり、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.43$ という上限を与えている [64]。また 1 種のステライルニュートリノを仮定する 3+1 混合モデルも検証し、 $\Delta m_{41}^2 > 0.1$ の範囲では $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.019$ を排除した [35]。電子ニュートリノ解析の詳細は次章で述べる。

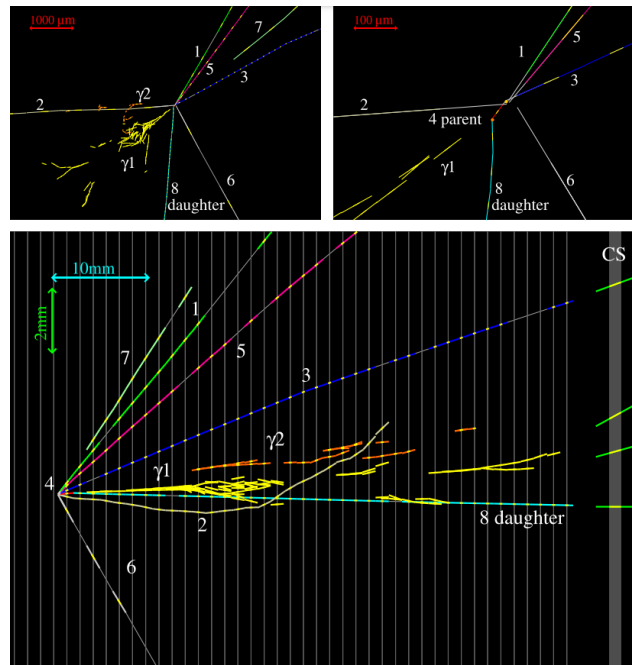


図 2.31: OPERA が検出した 1 例目の ν_τ CC 反応。

第 3 章

ECC 中での電子ニュートリノ同定

OPERA 検出器の大きな特徴の一つは、全てのフレーバーのニュートリノを検出することが可能な点である。したがって、本来目的とするタウニュートリノ出現だけでなく、電子ニュートリノ出現の解析も行うことができる。後者については北川、Vasina らにより CS を利用した同定方法が確立され [65, 66]、2018 年には全ニュートリノ反応を用いての解析結果が報告された [64]。

第 1 章にて述べた LSND、MiniBooNE 実験のアノマリーについて、2018、2019 年に OPERA 実験が発表した $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析の結果と MiniBooNE が 2018、2021 年に発表した結果 [28, 29] との間にやや矛盾が見られることは興味深いものである。図 1.9 に示した通り、MiniBooNE のベストフィット点を含む多くの領域は OPERA 実験によって排除されている。

OPERA 実験の $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析は、原子核乾板と ECC のポテンシャルからより高い感度を達成しうるにも関わらず、飛跡読み取り装置の性能による制限を受けて感度を下げていた。しかし 2015 年頃から従来の 70 倍という劇的なスキニングスピード向上を果たした HTS の運用が開始され、この潜在的な感度を遺憾なく発揮する環境が整った。LSND、MiniBooNE と直接的な結果の比較を行える OPERA 実験によってより踏み込んだ検証を行うことは、新たな物理の開拓において重大な意味を持つ。

本研究の主目的は HTS を用いて従来の電子ニュートリノ同定法からの感度向上を実現し、MiniBooNE が主張するステライルニュートリノについての検証を行うことである。本章では MiniBooNE の許容領域の排除を目指すという立場から従来の同定法の概要と欠点、そしてそれを改善した新たな同定法について述べる。

3.1 MiniBooNE のアノマリーについての考察

2021 年時点の MiniBooNE の結果では、 $\Delta m_{41}^2 = 0.043 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4 |U_{\mu 4}|^2 |U_{e 4}|^2 = 0.807$ をベストフィットとして、90% C.L. においては $\Delta m_{41}^2 < 0.6 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 6 \times 10^{-3}$ 程度までが許容されている。一方 OPERA は $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.019$ を排除しており、両者を満足する領域はわずかである。この許容領域を考えた時、OPERA 実験でどのような結果が予想されるかを議論する。

MiniBooNE が許容している領域では概ね $\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{31}^2 > \Delta m_{21}^2$ である。OPERA 実験の場合 $\frac{1.27\Delta m_{31}^2}{E} L \sim 0.14$ と小さいことから、振動に対する影響は Δm_{41}^2 を含む項が支配的となる。このことからニュートリノ振動確率は式 1.9 を元に Δm_{21}^2 、 Δm_{31}^2 を 0 と見做すことで、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - 4|U_{\alpha 4}|^2(1 - |U_{\alpha 4}|^2) \sin^2 \left(-\frac{1.27\Delta m_{41}^2 [\text{eV}^2]}{E[\text{GeV}]} L[\text{km}] \right) \quad (3.1)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\beta 4}|^2 \sin^2 \left(-\frac{1.27\Delta m_{41}^2 [\text{eV}^2]}{E[\text{GeV}]} L[\text{km}] \right) \quad (3.2)$$

という単純な 2 フレーバー間の振動の形に近似することができる。ここで、

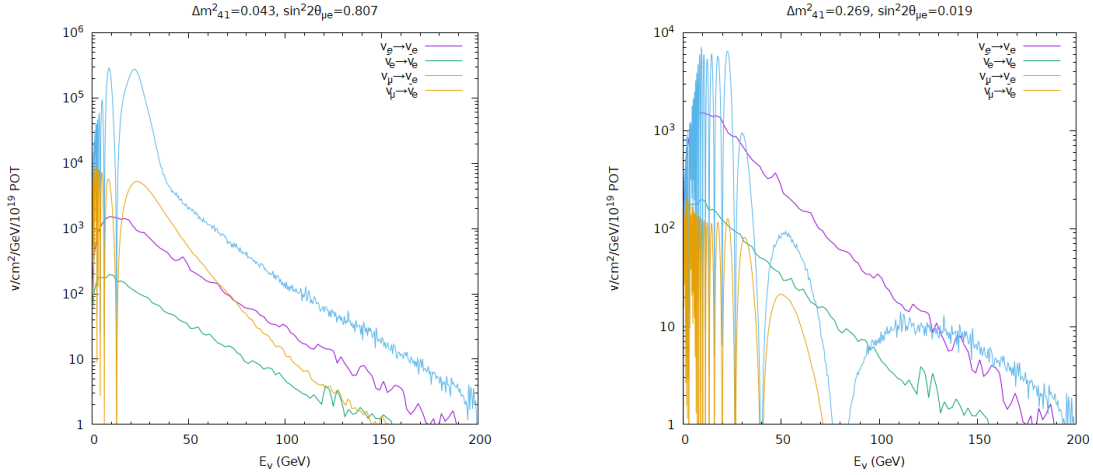
$$U_{e4} = \sin \theta_{14} e^{-i\delta_{14}} \quad (3.3)$$

$$U_{\mu 4} = \cos \theta_{14} \sin \theta_{24} e^{-i\delta_{24}} \quad (3.4)$$

$$U_{\tau 4} = \cos \theta_{14} \cos \theta_{24} \sin \theta_{34} \quad (3.5)$$

$$U_{s4} = \cos \theta_{14} \cos \theta_{24} \cos \theta_{34} \quad (3.6)$$

である。これを用いて、MiniBooNE の許容領域におけるニュートリノビーム中の $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ に由来する電子ニュートリノのフラックスを求める。値は MiniBooNE のベストフィット点である $\Delta m_{41}^2 = 0.043 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4|U_{\mu 4}|^2|U_{e4}|^2 = 0.807$ と、MiniBooNE の許容領域と OPERA の上限の境界上の点 $\Delta m_{41}^2 = 0.269 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.019$ を仮定した。



(a) MiniBooNE のベストフィット点。

(b) OPERA と MiniBooNE の交点。

図 3.1: 3+1 フレーバー混合モデル下で予想される 10^{19} POT あたりの (反) 電子ニュートリノフラックス。紫、緑の線はそれぞれビームに混入している ν_e 、 $\bar{\nu}_e$ フラックスであり、青、黄線がそれぞれ $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ に由来するフラックスを示している。(a) では $\Delta m_{41}^2 = 0.043 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.807$ 、(b) では $\Delta m_{41}^2 = 0.269 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0.019$ を仮定している。また $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e))$ は θ_{14} の値が定まらないため一意に求められないが、ここでは 1 と仮定した。

図 3.1 が示すように、いずれの場合でも電子ニュートリノの出現は低エネルギー領域で起こると考えられる。これはビーム初期成分としての電子ニュートリノが高エネルギーまで広がっているのに対し、ミューニュートリノのエネルギーが平均 17 GeV と小さいためである。また前者では約 40% のミューニュートリノが電子ニュートリノに変化すると考えられ、OPERA 実験中に 1200 ほどの電子ニュートリノイベントを観測していなければならないが、2018 年時点で検出されたイベント数は 35 である。後者は本解析で目指す制限の更新に対しては特に重要となり、 < 30 GeV 領域の電子ニュートリノは 2 倍ほどの超過が見込まれる。いずれにせよ、MiniBooNE の許容領域の排除をより強めるためには、特に < 30 GeV の低エネルギー電子ニュートリノ反応の検出効率向上が有効であると考えられる。

また同時にミューニュートリノ、タウニュートリノのフラックスについても考察する。 $4|U_{\mu 4}|^2|U_{e 4}|^2$ と Δm_{41}^2 を固定値とした場合、フラックスは θ_{14}, θ_{34} の関数として表現される。そこで < 30 GeV での 3+1 フレーバー混合モデルと通常の 3 フレーバー混合モデルとの各ニュートリノフラックスの比をこれら 2 変数の関数として求め、その結果を図 3.2 に示した。

まず MiniBooNE のベストフィット点の場合 (図 3.2 左列) を考える。このとき電子ニュートリノが 2 桁ほど増加しなければならないことは上述の通りであり、(a) がそれを示している。次に (e) に注目すると、タウニュートリノの出現に関して 3 フレーバーからの期待値と一致することは $\theta_{34} \simeq 1$ かつ $\theta_{14} \simeq \pi/2$ であれば説明できることが分かる。しかし (c) はミューニュートリノが θ_{14}, θ_{34} によらず半分以下に減少することを示しており、消失を観測していない OPERA の結果と甚だ矛盾している。

一方 MiniBooNE と OPERA との交点の場合 (図 3.2 右列) では、(b) が示すように電子ニュートリノフラックスのみを考えれば初期成分の消失が最大となる $\theta_{14} = \pi/4$ がベストフィットに相当するが、(f) からはこの領域でのタウニュートリノが $1/4$ 以下まで減少しなければならず、両立しないことが見て取れる。3 フレーバーの振動と無矛盾な OPERA 実験の結果を説明することのできる領域は $\theta_{14} \simeq 0.5$ かつ $\theta_{34} \simeq \pi/2$ 付近にあると考えられる。対して、(d) によればミューニュートリノは $\theta_{14} \simeq 0.1$ の領域を除くほぼ全域で増減が小さく、特に上記の領域では 1% 以下である。このことからタウニュートリノ出現は電子ニュートリノ出現と同時に解析することで制限の更新に対して感度を持つこと、ミューニュートリノ消失はほとんど持たないことが分かる。この事実は第 8 章での 3+1 混合モデル振動解析において、電子ニュートリノとタウニュートリノの 2 チャンネルの出現を尤度法によって統合的に解析するという形で活用される。

以上の議論から、MiniBooNE の許容領域の排除には低エネルギー電子ニュートリノ検出が特に重要であること、またタウニュートリノ出現解析が幾許か寄与することを示した。以降ではこれを前提として電子ニュートリノ検出法を再考する。

3.2 ECC 中の電子ニュートリノ反応

電子ニュートリノ反応のうち、フレーバーの特定が可能なのは CC 反応である。電子ニュートリノが ECC 中で鉛原子核と CC 反応を起こした時、CNGS のエネルギー帯で主となる深非弾性散乱

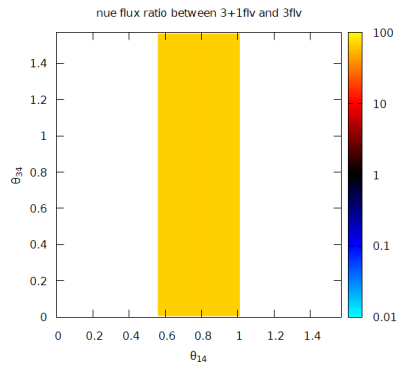
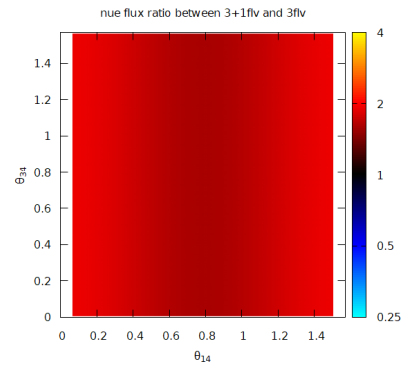
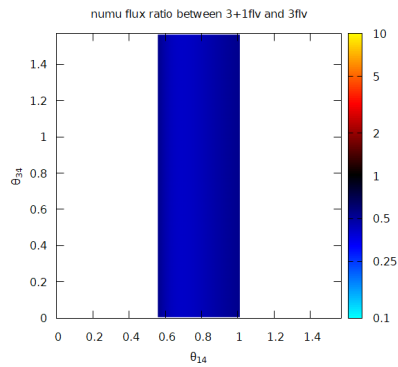
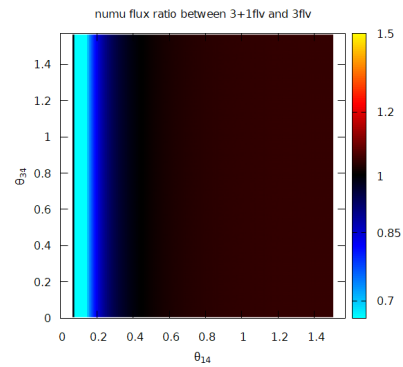
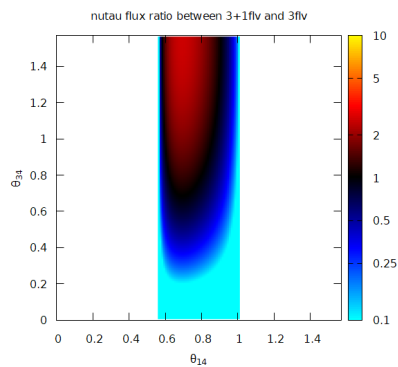
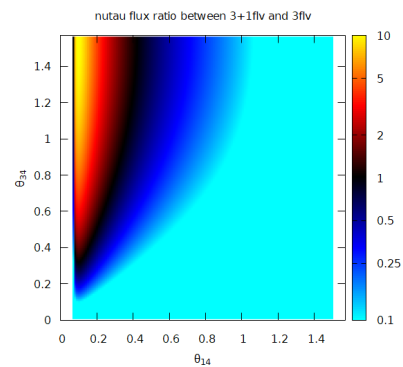
(a) ν_e MiniBooNE ベストフィット点(b) ν_e OPERA と MiniBooNE の交点(c) ν_μ MiniBooNE ベストフィット点(d) ν_μ OPERA と MiniBooNE の交点(e) ν_τ MiniBooNE ベストフィット点(f) ν_τ OPERA と MiniBooNE の交点

図 3.2: 3+1 混合モデルを仮定した場合の、3 混合モデルに対する各ニュートリノフラックスの比。左の列は前述した MiniBooNE のベストフィット点、右の列が OPERA と MiniBooNE の交点を振動パラメータとして採用している。なお θ_{14} の両端に空白の領域があるが、この範囲では前提とした振動パラメータの条件を満たす θ_{24} が存在し得ない。

の場合、1本の一次電子と複数のハドロンが放出される。このうち一次電子は制動放射によってガンマ線を生じ、更にガンマ線は電子陽電子対生成によって2本の電子、陽電子の対を生成する。これが多重に反復され、多数の電子陽電子飛跡の集団、すなわち電磁シャワーを形成する(図 3.3a)。この現象はその粒子の種類が電子であることを示す明瞭な証拠となる。対して電子以外のハドロンは ECC 中を一直線にあるいはやや蛇行しながら進み、稀に二次反応を起こして2つ目以降の反応点を作る。

通常の解析過程では次節にて述べるようにこの電磁シャワーの検出が困難であり、一次電子もハドロンと推定されている場合が多い。また殆どの場合ミュー粒子を伴わないため、高確率で 0μ と分類される。

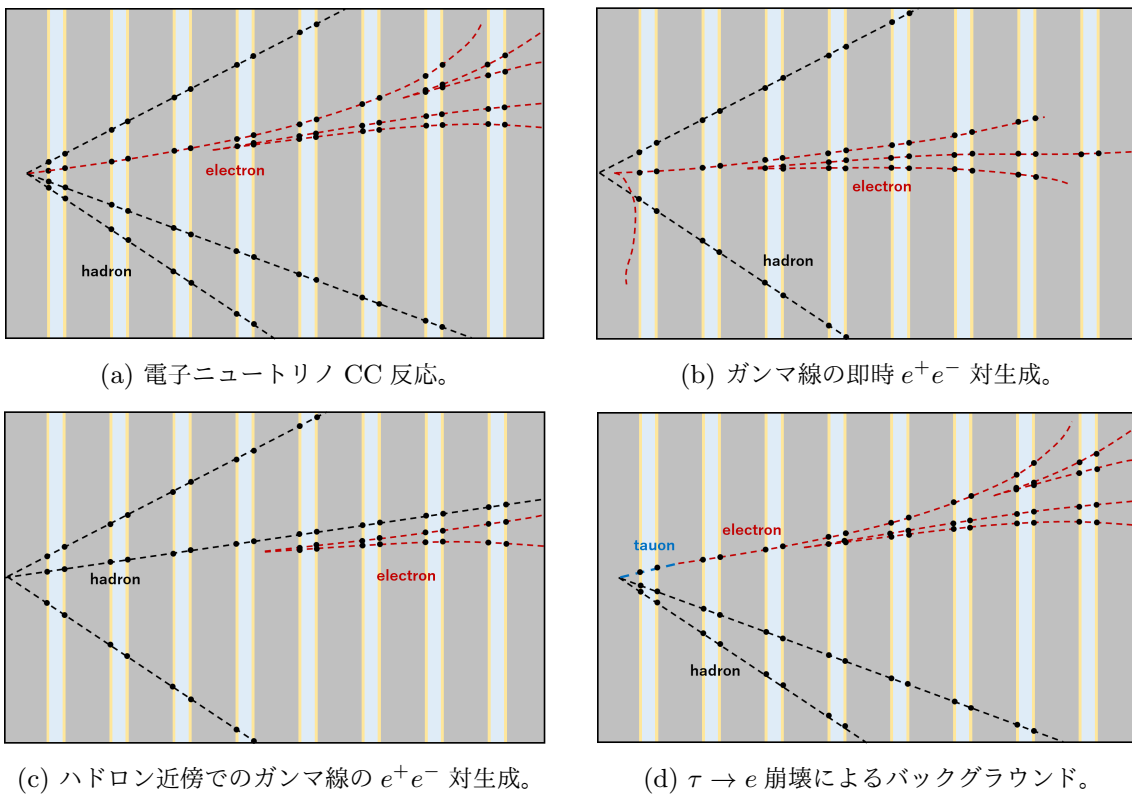


図 3.3: 電子ニュートリノ CC 反応と、それに類似する様相を呈する反応。

電子ニュートリノと類似する反応としては、ニュートリノ反応で生成された π^0 の崩壊によって放出されるガンマ線と、 ν_τ CC 反応によって生成されたタウ粒子が崩壊し電子を生じた場合とがある。

π^0 の崩壊

π^0 の主要な崩壊モードは以下のものである。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (\text{分岐比 } 0.98823) \quad (3.7)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^+ \quad (\text{分岐比 } 0.01174) \quad (3.8)$$

これらはどちらも ν_e CC 反応と同様に電磁シャワーを生じるが、中性粒子であるガンマ線はフィルム中に痕跡を残さず、鉛中で電子陽電子対生成を起こすことで初めて飛跡として検出されるようになる。この対生成は反応点の数枚下流から生じる場合が多く*1、また電子対は原子核乾板の極めて高い空間分解能であれば2本の平行な飛跡と認めることが出来(図3.4)、1本の一次電子のみを生ずる ν_e CC 反応とは明確に区別される。ただし、反応点直下で生成された電子対の一方が極めて低エネルギーであるために鉛によって散乱され検出することが出来なかった場合(図3.3b)、1本の一次電子と誤認されバックグラウンドとなる。また比較的低運動量なハドロンと π^0 由来のガンマ線がごく近傍で重なった場合(図3.3c)にも、ハドロンを一次電子と誤認することでバックグラウンドとなる可能性がある。

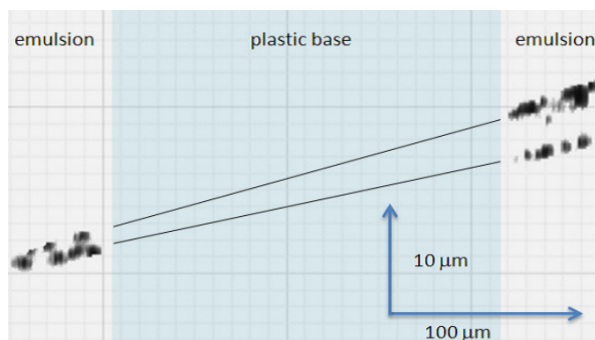


図 3.4: フィルムを通過する電子対。乳剤層中ではほとんど平行な2本の Microtrack として確認できる。

なお π^0 は CC、NC 反応問わず生成されるが、電子ニュートリノのバックグラウンドとなるのは TT と Muon Spectrometer によってミュー粒子が検出されなかった場合であり、その多くはミューニュートリノの NC 反応由来であると推定される。

 $\tau \rightarrow e$ の崩壊

タウ粒子は分岐比 0.1782 で電子へと崩壊する。

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \quad (3.9)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau + \gamma \quad (3.10)$$

*1鉛の放射長 $X_0 = 5.6$ mm から、ECC 中での平均自由行程は $X_0 \times 9/7 = 7.2$ mm、つまりフィルム7枚分程度である。

このとき第2章で述べたように、タウ粒子は崩壊までに約1mmを飛行しており反応点に対するImpact Parameterが大きくなるため、大半は識別可能である。ただし偶然このImpact Parameterが小さく崩壊を捉えられないなど、タウニュートリノ反応の基準を満たさなかった場合、電子ニュートリノのバックグラウンドとなる(図3.3d)。

3.3 CSでの電磁シャワー検出を利用した電子ニュートリノ同定

北川、Vasinaらによって確立された従来の電磁シャワー検出法は、タウニュートリノ検出を目的としたS-UTSでのECCスキャンでは電磁シャワーを十分に検出することができないという欠点を、CSを用いて補完するものであった。

S-UTSのスキャン範囲は、反応点より上流側に5枚、下流側に10枚のフィルムを、反応点を中心に1cm四方スキャンするというものである。しかし下流側10枚は鉛10mm分に相当し、鉛の放射長5.6mmに対して高々1.8倍ほどの長さでしかなく、電磁シャワーの発達には不十分であった。そのためVertex Confirmationの段階では一次電子が検出されていたとしても、電磁シャワーが検出されずハドロンと判定されることが多かった。しかしS-UTSのスキャン速度は72cm²/h程度、OPERAフィルムの両面をスキャンする場合は36cm²/hであり、ECC中の広範囲に散る電子の飛跡を捉えるにはスキャン速度が不十分であった。

そこで取られたのがCS上で電磁シャワーを探索する方法である。高エネルギーの一次電子によって生じた電磁シャワーはECC下流まで広く発達し、CSにまで到達する。これを利用し、解析の過程でスキャンされたCS上の情報から電磁シャワーを探索することで、電子ニュートリノ反応の候補を選出することができる[65,66]。

この手順を図3.5に沿って説明する。まず0 μ と分類されたイベントについて、Vertex Confirmationにおいて検出されハドロンと推定された飛跡を全て選出する(a)。次にそれらの飛跡全てを、その位置、角度情報を用いてCSまで外挿する(b)。外挿先の座標を中心として半径2mmの円を描き、その範囲内にあるハドロンとの角度差が150mrad以内の飛跡を全て探索する。このとき検出された飛跡が3本以上である場合、元の飛跡を一次電子、またCS上の飛跡をこの一次電子に由来する電磁シャワー飛跡であると仮定、その下流方向をスキャンし、電磁シャワーを確認する(c)。また加えて、延長元の飛跡を顕微鏡にて目視し、それが反応点直下から生じるただ1本の飛跡であることを確認する。3.2節にて述べたように、これが π_0 の崩壊によるガンマ線に由来するものであれば、並行する2本の飛跡として確認される。また $\tau \rightarrow e$ 崩壊によって生じた電子であった場合、最上流フィルムの電子飛跡と反応点のIP等の情報から識別することができる。これによって極めて低バックグラウンドな電子ニュートリノ反応検出が可能である。この手法をCS Shower Hint (CSH)法と呼ぶ。

ただしこの手法は、電磁シャワーによって発生した電子がECC中で十分に発達し、収束することなくCSに到達した場合にのみ検出することができる。物質中の電子のエネルギー損失は電離損

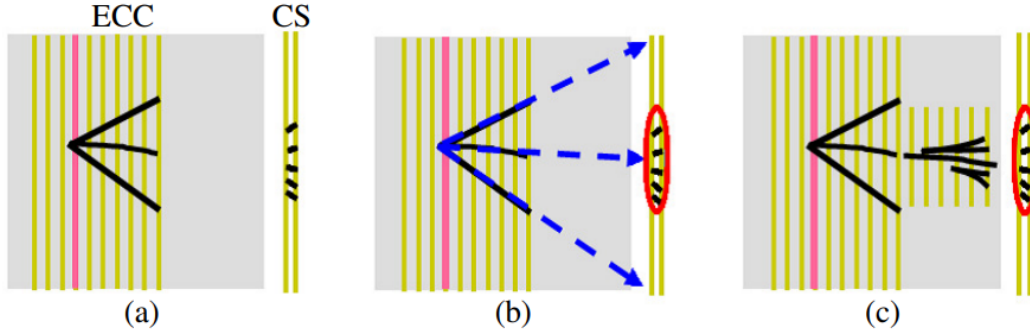


図 3.5: CSH 法の手順 [65]。(a) 反応点から放出されるハドロンと推定された飛跡を選出。(b) それらの飛跡を CS まで延長し、そこから 2 mm 以内かつ角度差 150 mrad 以内の飛跡を探索する。これが 3 本以上検出された場合、(c) ハドロンの下流方向をスキャンすることで電磁シャワーを確認する。

失だけでなく制動放射の影響が顕著であり、その損失量は以下の式によって表される。

$$-\frac{dE}{dx_{rad}} = \frac{E}{X_0} \quad (3.11)$$

ここで X_0 は放射長である。これによれば、最小電離粒子程度の電子は鉛中で指数関数的にエネルギーを失うことになる。ECC1 個は $10X_0$ に相当し、低エネルギーな電子ニュートリノや ECC の上流側で発生したものは電磁シャワーが ECC 中で収束してしまい CS 上にそれらの飛跡が記録されないため、検出が困難である。図 3.6 は CSH 法による電子ニュートリノ反応検出効率をエネルギーごとに示したものであるが、特に 30 GeV 未満で検出効率低下が著しいことが分かる。本章冒頭で述べた MiniBooNE との矛盾をより明確に示すには低エネルギー側の検出効率が重要であるにも関わらず、CS 上での検出方法は逆に低エネルギー側でのイベントを大きく取りこぼしていたことになる。

なお 50 GeV 以上の高エネルギー側で検出効率が低下しているのは CSH 法の問題ではなく、 0μ の分類に起因する。高エネルギーなニュートリノ反応では多数の高エネルギーな二次粒子が TT を貫通し、ミュー粒子が存在しない場合であっても 2.4.1 節で述べた 1μ の閾値を超えることがあり、 1μ すなわちミューニュートリノ CC 反応と推定される。この分類方法は OPERA 実験の主目的であるタウニュートリノ検出を想定したものであり、電子ニュートリノ検出を前提とする場合は必ずしも最適ではない可能性があるが、この分類法の適用によって電子ニュートリノ候補から脱落するイベントは図 3.6 から読み取れるようにニュートリノ振動へ寄与しない極めて高エネルギーのニュートリノであろうと推察され、感度への影響はないと考えられる。実際のデータ上においても脱落したイベントはいずれも $E_{had} > 30 \text{ GeV}$ である*2。

*2 E_{had} は TT のヒット情報から得られるハドロンの総エネルギーである。電子ニュートリノのエネルギーは [65] においては E_{had} からの単純な換算式で求められていた。これによれば、 $E_{had} = 30 \text{ GeV}$ は $E_{\nu_e} \simeq 40 \text{ GeV}$ に相当する。

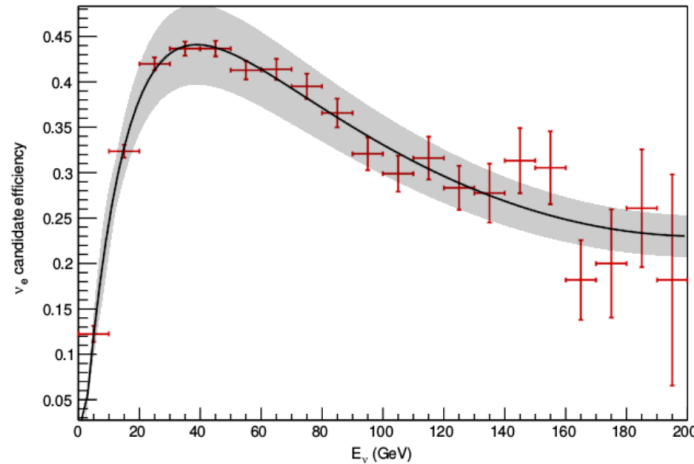


図 3.6: CSH 法による電子ニュートリノ CC 反応の検出効率を電子ニュートリノのエネルギー E_{ν_e} の関数として表したもの [64]。赤点はシミュレーションによる推定値、エラーバーはその統計誤差を表し、黒線はこれをフィットしたもの、灰色の領域は系統誤差を表す。

3.4 HTS を用いた ECC 広域スキャンによる電子ニュートリノ同定法

CSH 法の限界は、S-UTS のスキャンングスピードが $72 \text{ cm}^2/\text{h}$ に留まり、ECC の広範囲スキャンを行えず、解析過程で既にスキャンされている CS 上に記録された電子情報に頼らざるを得ないことにあった。しかし現在では 2.3 節にて述べたとおり、 $4700 \text{ cm}^2/\text{h}$ を実現した HTS の運用が始まっている。仮に 1 イベントにつきフィルム半分の面積を 30 枚に渡ってスキャンするとした場合、S-UTS ではフィルム交換等の時間を除いて 52 時間を要する。HTS ではわずか 48 分である。ニュートリノ反応点から下流に向けて、電磁シャワーが発達するために十分な範囲のスキャンを行うことができれば、それがごく小さな電磁シャワーのみを伴うイベントであったとしても検出することができ、CSH 法において問題であった低エネルギーイベントの取り零しに対応することができる。これらを踏まえ、著者は ECC 広域スキャンによる電子ニュートリノ反応探索を立案した。

3.4.1 HTS での飛跡検出効率

OPERA フィルムを HTS でスキャンするのは初の試みであるため、まずはスキャンそのものが可能であるかどうかを調べ、電子ニュートリノ検出に利用可能であるか否かを確認する必要がある。HTS でのスキャンは 2.3 節で述べたように、OPERA フィルムの平均的な乳剤層厚 $44 \mu\text{m}$ では不足であり、原理的には $65 \mu\text{m}$ まで乳剤層を膨潤させた上で行うべきである。このことを確認し、また十分な Basetrack 検出効率を持つことを示すために、ある ECC を膨潤せずにスキャンし

た場合と膨潤を行った上でスキャンした場合とを比較した。その結果を図 3.7 に示す。ここから HTS は膨潤を行わない場合に大角度の検出効率が著しく低下すること、膨潤を行うことで改善されることを確認した。この検出効率は $\theta < 0.6$ においては S-UTS でスキャンした場合とおよそ同等であり、また S-UTS では検出不可能な $\tan \theta > 0.6$ の飛跡についても 50% 程度の検出効率が得られた。ただしこれはあくまで典型的な ECC を用いた場合であり、実際に解析を行う ECC は環境放射線の蓄積による悪化などの影響で検出効率には 10% から 20% のばらつきが見られる。この詳細は 4.1.1 項で述べる。

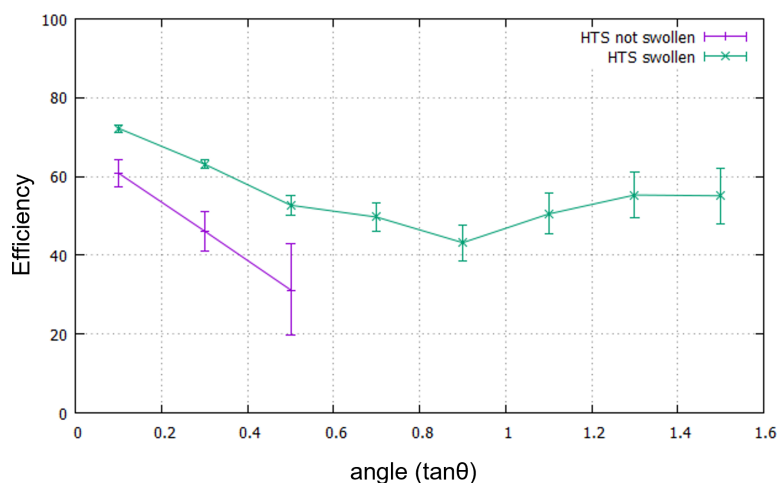


図 3.7: HTS による OPERA フィルムの検出効率比較。紫は膨潤なし、緑は膨潤後の場合を示している。

3.4.2 電子ニュートリノ検出方法

前項において、OPERA フィルムが HTS でスキャン可能であることは確認できた。ただしその検出効率は高々 50% から 70% であり、低クオリティなフィルムでは更に低下すること、また S-UTS の場合と同様に検出効率を保持するため非常に多くのノイズの流入を許していることに留意しなければならない。図 3.8 に HTS でスキャンした直後の ECC の Microtrack 密度を示した。これによると、HTS のセンサー 1 つが担う視野面積に相当する $1000 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ の範囲に 4000 本前後、つまり 10^6 本/cm² もの Microtrack が検出されている。ここに Basetrack 接続処理を行うことでノイズは 10^5 本/cm² 程度まで減少する。対して、通常 OPERA フィルム内に蓄積されている高エネルギー粒子の飛跡は、ニュートリノ反応に伴うものが数本、宇宙線が 400 本/cm² ほどでしかない。

OPERA 実験における飛跡接続処理では、2.4.4 項で示したように、フィルム一枚あたりの Basetrack 検出効率の低さを補いつつノイズを削減するために最大でフィルム 2 枚分までの未検出を許容して Chain Group を生成する。この時点でノイズはスキャン範囲全体で $10^6 \sim 10^7$ 本程度

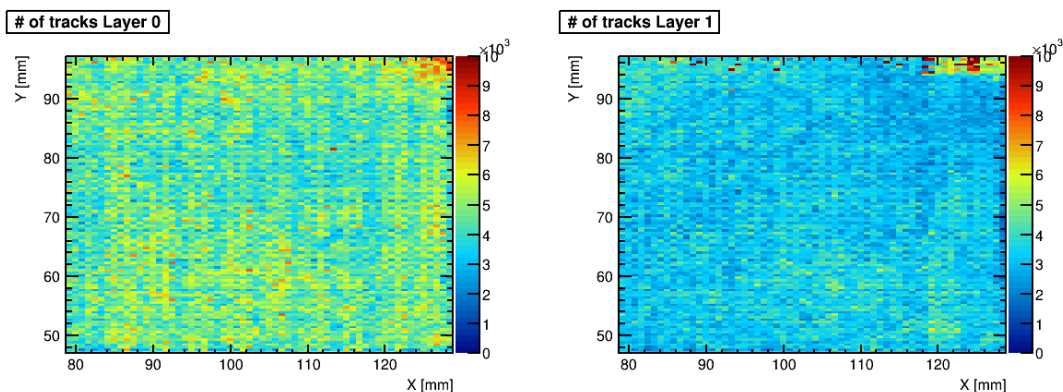
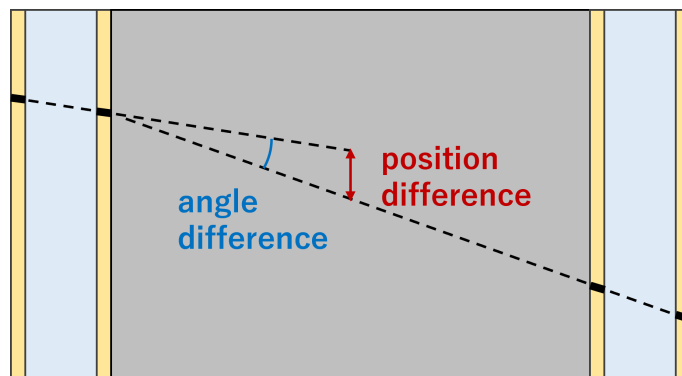


図 3.8: あるフィルムの $5 \times 5 \text{ cm}^2$ の範囲を HTS でスキャンし、検出された Microtrack の本数分布。左図がビーム下流側、右図が上流側の乳剤層である。1つのビンがある視野において HTS のセンサー 1つで検出された本数を示す。なお膨潤後の乳剤層の厚みは上下流面で数 μm の差が生じる場合が多く、それぞれのノイズ密度不一致を引き起こすことがある。

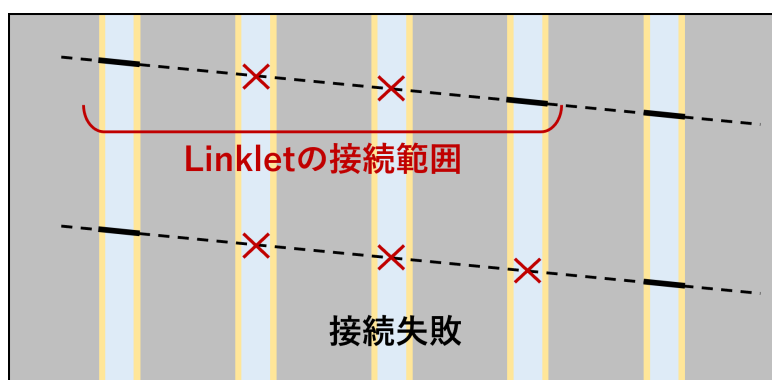
まで低下するが、それでも人間がニュートリノ反応の目視確認を行えるような水準ではない。これらのノイズの主成分はアルファ線やコンプトン散乱による電子などであるが、これらは鉛板を貫通できないことから、鉛を跨いで接続される場合は隣接フィルム間で偶然似た位置、角度のノイズが写り込んでいた場合だけである。そのため真の飛跡の選出には Chain の持つ Basetrack 本数（セグメント数）によるカットが有効となる。ノイズによって作られる Chain は最大 4 セグメント程度まで存在するため、通常は 4~5 セグメント以上に渡って繋がる Chain のみを選出し、ノイズを除去している。

しかし電子によって作られるシャワー飛跡は $500 \text{ MeV}/c$ 以下の低運動量飛跡が大半を占めるため、鉛中で大きく散乱されやすく、フィルム間での位置差、角度差が大きくなる。このフィルム間の飛跡接続は 2.4.4 項で述べた通り運動量 $500 \text{ MeV}/c$ を想定し多重電磁散乱によるずれを最大 2.432σ まで許容するとして位置、角度差の閾値を決定しているが、閾値を超えてしまった場合は接続されない（図 3.9）。飛跡接続の失敗は散乱や誤差による閾値超過だけでなく、図 3.7 に示した Basetrack 検出効率から偶然飛跡が検出されなかった場合であっても起こり、特に検出効率の小さい低クオリティなフィルムや角度の大きい飛跡で顕著になる。結果、細かく分断された別個の飛跡となることで、ノイズであると誤認される。しかし単純にセグメント数の閾値を引き下げた場合、膨大なノイズが流入し、反応の視認性が大きく悪化してしまう。

このような短い Chain の生存とノイズの除去とを両立させるために、著者は ECC 中でのシャワー飛跡を集団として捉えるための方法（以降、ECC Shower Detection、ESD 法と呼称する）を考案した。図 3.10 はその概略図である。まず ECC 中でニュートリノ反応点より下流側へ 20 枚のフィルムを、反応点を中心として $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ の範囲に渡って HTS でスキャンする。飛跡再構成と最小限のセグメント数のカットの後、既知の反応点と各 Basetrack を結んだ直線と、Basetrack



(a) Linklet の位置、角度ずれ



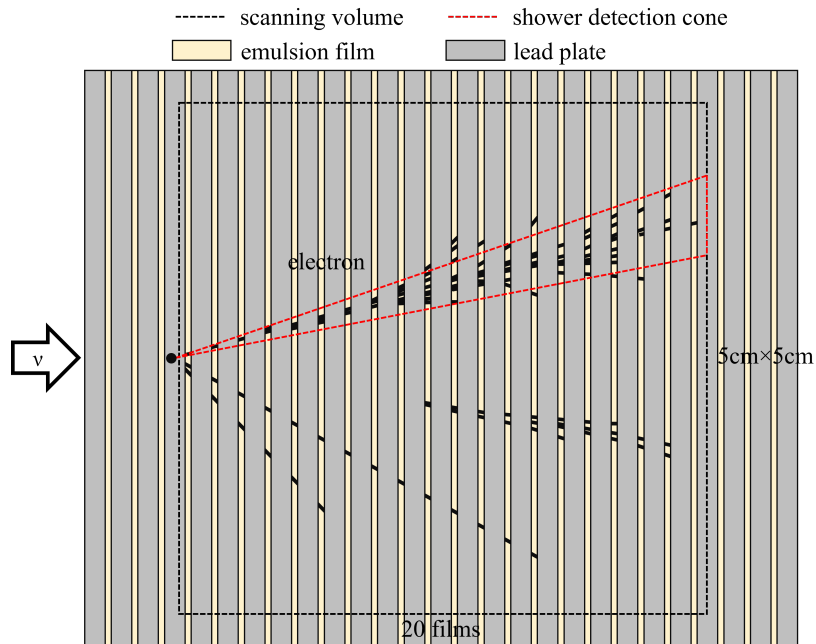
(b) Linklet の Basetrack 未検出許容範囲。

図 3.9: Linklet 接続判定。あるフィルムの Basetrack を基準に、1~3 枚先のフィルムの Basetrack から位置ずれ、角度ずれが許容範囲内のものを接続の対象とするが、低運動量の飛跡の場合は多重電磁散乱によって許容範囲を超過することがある (a)。また Basetrack 検出効率が低く連続で 3 枚以上検出に失敗した場合も同様に接続されない (b)。

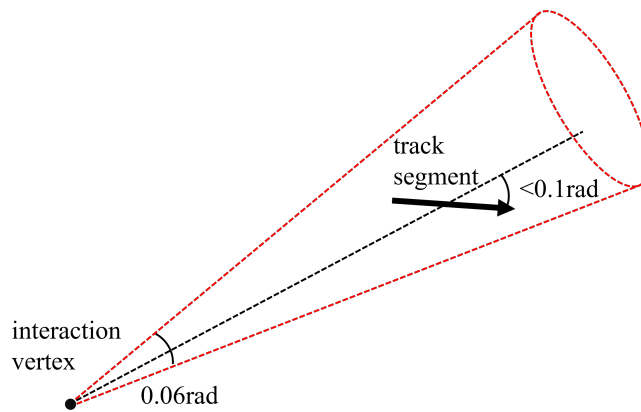
自身のなす角が 0.1 rad 未満、すなわち反応点方向を向いている Basetrack のみを生存させる。その後、反応点を頂点とする頂角 0.06 rad の円錐に収まる飛跡本数を ECC 垂直方向に対して $\tan \theta < 1.0$ の範囲で探索し、飛跡が 10 本以上検出された場合、電磁シャワー候補とする。

これによってコンプトン散乱による電子などのノイズの大半は除去され、残存する飛跡のほとんどは偶然反応点近傍を通過した宇宙線と、反応点から放出されている粒子となる。宇宙線やニュートリノ反応に伴うハドロンなどは直線的に繋がるのみであるが、一次電子はシャワーを生じ下流へ進むに従って飛跡が増殖するため、5.1 節で述べる 3D ビューア上での目視による識別が可能である。

留意すべき点として、この手法では一次電子ではないガンマ線に由来する電磁シャワー検出数が増大することが想定される。ガンマ線に由来する電磁シャワーの大半が数百 MeV から数 GeV という低エネルギーであり、本手法が目指すところと合致しているためである。そのため電磁シャワーの検出後は適切なバックグラウンド除去が必要であり、データ上では Basetrack1 本あたりの



(a) スキャン範囲と飛跡探索の円錐。



(b) 飛跡選出の基準。

図 3.10: ESD 法の概略図。

検出効率が低く確実性を欠くことからフィルムそれ自体の顕微鏡を用いた目視確認も必要である。バックグラウンド除去の詳細は 4.4 節、目視確認の手法開発は 5.2 節で述べる。

なおこの方法は OPERA 主解析過程における Vertex Confirmation および Decay Search によって飛跡が検出されていることを要求しない。したがってこの方法は CS を用いていたものと異なり、検出効率が悪く見落とされていた一次電子であっても捉えることが出来る。加えて、本研究の主題ではないが、現在まで未発見の $\tau \rightarrow e$ 崩壊イベントをも検出する可能性があることは特筆すべきであろう。

3.4.3 シミュレーションによる探索パラメータの決定

先述の方法は、

- 要求セグメント数
- Basetrack 自身の角度と、反応点と Basetrack を結んだ直線とのなす角の許容値
- 円錐の頂角
- 円錐中の Basetrack 本数の閾値
- スキャンするフィルムの枚数、およびその面積

というパラメータを持つ。これらは十分な SN 比となるように、以下に記述する Geant4 を用いたモテカルロ (Monte Carlo, MC) シミュレーションによって決定した。

本研究において特に重要となるのは、CSH 法での検出効率低下が著しく、改善が感度に大きく寄与するであろう 10 GeV 前後のエネルギー領域の電子ニュートリノ検出である。よってシミュレーションには 5 GeV の電子を用い、これを OPERA 実験で用いられているものと同様の構造を持つ ECC へと垂直に照射することで、そのシャワーの広がり、方向について調べた。なお Linklet 接続条件を考慮し、100 MeV 以上の電子を検出可能であると見做している^{*3}。

図 3.11 は照射した電子及びそれに由来するシャワー飛跡の、ECC の Z 方向 (深さの方向) に対する x 座標分布である。これによれば、電磁シャワー飛跡群はフィルムを 20 枚程度通過するまでは増殖傾向にあり、それ以降は拡散し ECC に吸収される。白線はこのシャワー飛跡群の 90% が収まる範囲を示したもので、反応点を頂点とする頂角 0.06 rad の円錐とほぼ同等である。次に図 3.12 に各電子の Basetrack と一次電子の入射点を結ぶ直線と、Basetrack 自身との角度差を示した。この角度差は 90% 以上が $\tan \theta < 0.1$ に収まっている。

この円錐の頂角及び Basetrack 角度差は広げるほどシグナルを捉える確率が高くなるが同時にノイズの流入を許す。人間の目視によるシャワーの識別を行うためには、体積あたりのノイズ飛跡本数密度を小さく抑制する必要がある。そのための最小限のカットとして、セグメント数は Basetrack 検出効率が十分に高い $\tan \theta < 0.2$ の小角度では 4 セグメント以上、それ以上では 3 セグメント以上を要求し、円錐の頂角を 0.06 rad、角度差を 0.1 rad 未満とした。

本手法では十分に発達した電磁シャワーを空間的に内包する程度のスキャン範囲が必要である。図 3.13 には ECC 中で入射面からフィルム 7 枚毎に、先の円錐の閾値を超える Basetrack の本数の分布を示した。Basetrack は film #14 前後で最大となり、その後収束に転じることが分かる。つまり、シャワー目視識別、Chain 生成等のため枚数に余裕を持たせるとしても、反応点直下のフィルムから数えて 20 枚程度の体積があれば十分と考えられる。

他方、スキャンのために割ける時間と労働力は限られている。詳細は 6.2 節で説明するが、HTS

^{*3}NETSCAN における Linklet 作成時に考慮される多重電磁散乱および位置、角度ずれの許容値を考慮したとき、飛跡の 50% が生存する運動量が約 100 MeV である。

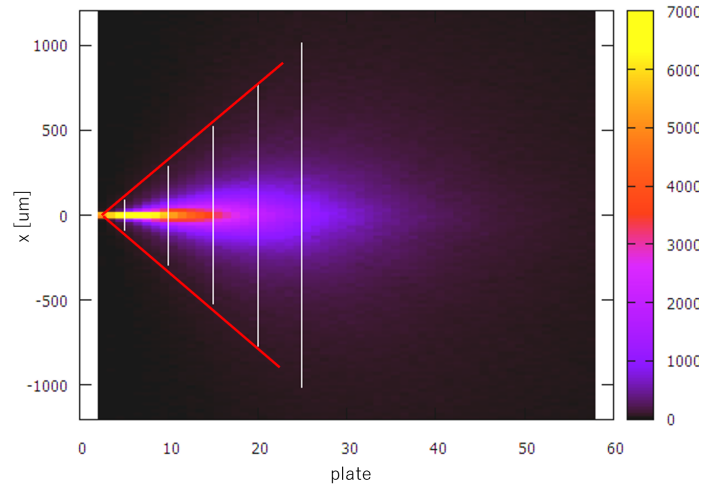


図 3.11: Geant4 による MC シミュレーションから得た電磁シャワーの、フィルムごとの x 座標分布。左方向から 5 GeV の電子を垂直に照射している。白線はそのフィルムにおいて 90% の電子が収まる円の直径、赤線は頂角 0.06 rad の円錐に相当する範囲を示す。

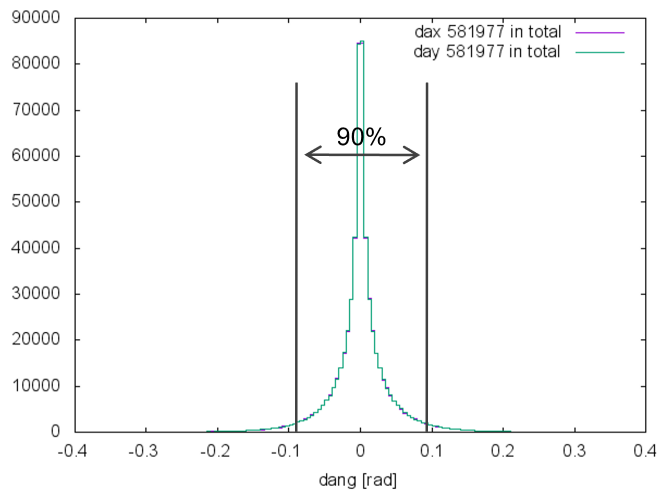


図 3.12: ビームの入射方向と Basetrack 角度の差の分布。黒線はこれらの Basetrack の 90% が収まる範囲を意味する。

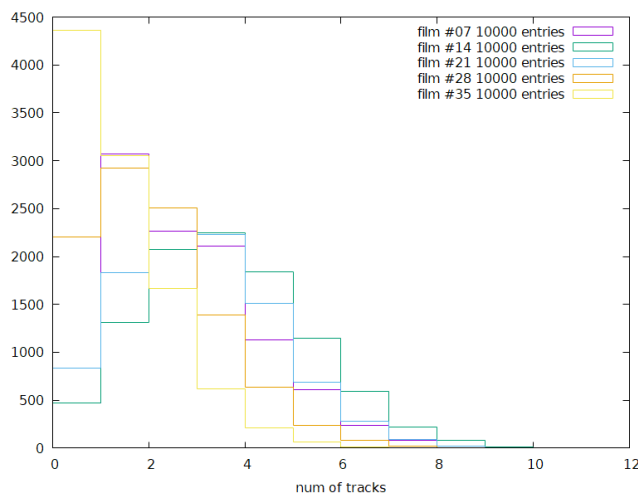


図 3.13: 電子入射面からフィルム 7 枚ごとの、円錐中に収まる Basetrack 本数分布。

自体が如何に高速化されたとしても、そのスキャンのためのフィルムの準備などの作業を全て含めれば 1 イベントあたり数時間の労働が必要となり、HTS が他の研究グループと時間を分け合って利用されていることも踏まえ、計 1185 個の 0μ イベントを全てスキャンするほどの労働時間、HTS 使用時間を確保できないためである。したがって、スキャン枚数は労働力に対して検出効率を最大化するように選択することが望ましい。全労働時間を w 、1 イベントあたりのスキャン枚数を x と置くと、スキャン可能なイベント数 n は w/x に比例する。全労働時間 w が定数であるとする、スキャン枚数ごとの電磁シャワー検出効率 $e(x)$ に対して電子ニュートリノ反応期待値 ($\propto ne(x) \propto we(x)/x$) を最大化するためには $e(x)/x$ が最大となるような x が好ましいと言える。図 3.14 に上記条件下でフィルムスキャン枚数を変動させた時のシャワー検出効率 $e(x)$ *⁴と、 $e(x)/x$ それぞれを示した。 $e(x)$ は 20 枚を超える辺りで改善は緩やかになり、 $e(x)/x$ は 15~25 枚程度で最大となるため、それ以上のスキャンは過剰であることが分かる。

またスキャン枚数にはニュートリノ反応に由来しない無関係な飛跡との識別が十分に可能であることも求められる。図 3.15 はニュートリノ反応と全く無関係なフィルムを 20 枚スキャンした時の円錐中の Basetrack 本数を示している。ここに写り込んでいるバックグラウンドは主にフィルム間アライメントのための宇宙線であり、10 本程度までの宇宙線に由来する Basetrack 集団が円錐中に混入していることが分かる。つまり電磁シャワーの目視確認に支障をきたさないためには、フィルム 20 枚のスキャンの場合で 10 本未満の飛跡群は排除すべきである。

以上を総合的に考慮し、フィルムのスキャン枚数は 20 枚、円錐中の Basetrack 本数は 10 本以上を要求することにした。

スキャン面積については人間が HTS ステージにセットしたフィルムを交換するために要する時

*⁴この検出効率が直ちに電子ニュートリノ検出効率になるわけではないことに注意されたい。これに加えて目視確認とバックグラウンド除去を経て生存したものののみが電子ニュートリノ候補事象となる。

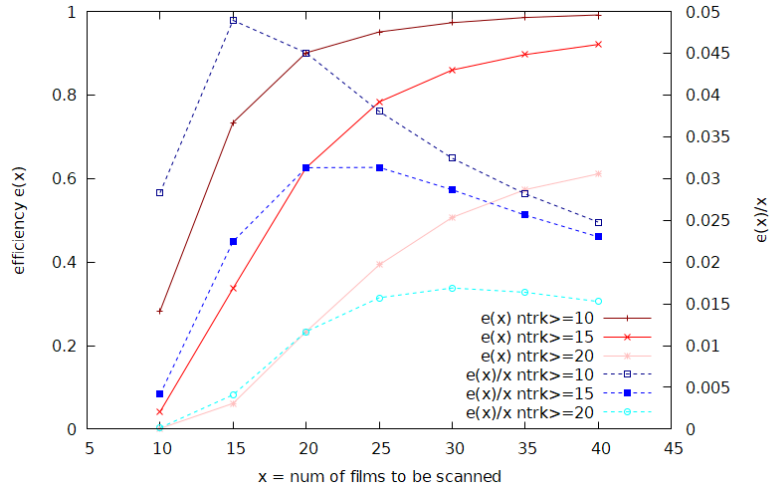


図 3.14: スキャンするフィルム枚数ごとの電磁シャワー検出効率 $e(x)$ および $e(x)/x$ の変化を、要求する Basetrack 本数の閾値 (ntrk) ごとに示した。Basetrack の検出効率は 60% を仮定している。

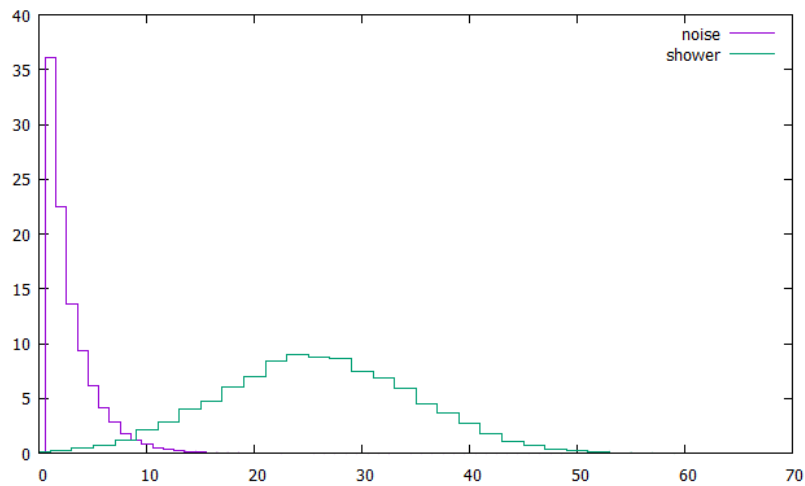


図 3.15: ニュートリノ反応と無関係な ECC 中で検出された宇宙線等のノイズの、円錐中に収まる Basetrack 本数分布 (紫線)。参考として MC シミュレーションで生成した 5 GeV の電磁シャワーについても載せる (緑線)。

間を考慮して決定した。HTS でのスキャンの際は、ある 1 枚のフィルムをスキャンしている間に次のフィルムのスキャンの準備を並行して行う。このとき、次のフィルムの準備が完了するまでの時間は、作業に十分習熟したものが行った場合、 $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ をスキャンするために必要な時間と同等であった。

図 3.16 に ESD 法で新規に検出されることが期待される 30 GeV 未満の電子ニュートリノ CC 反応で生じる一次電子の放出方向の分布を示した。 $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ というスキャン面積は $\tan\theta < 1$ までの二次粒子をスキャン範囲内に収めることに相当する。これは一次電子角度分布に対して十分な範囲である。加えて、解析の補助として利用するハドロン等の情報を得るためには広範囲をスキャンするほうが望ましく、かつこれより面積を小さくしたとしてもスキャン効率は改善されないことから、スキャン面積は $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ とした。

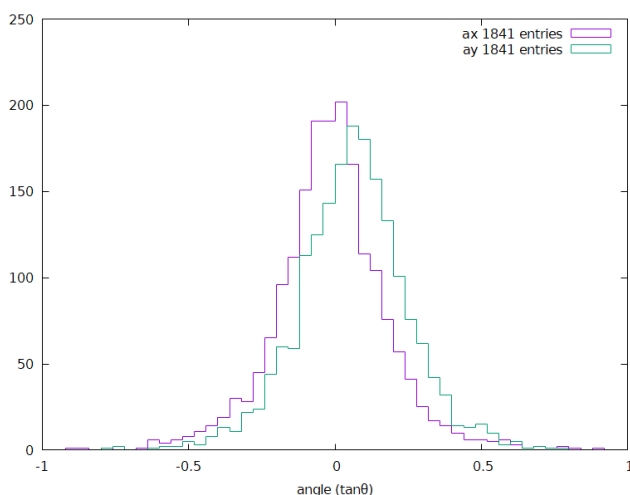


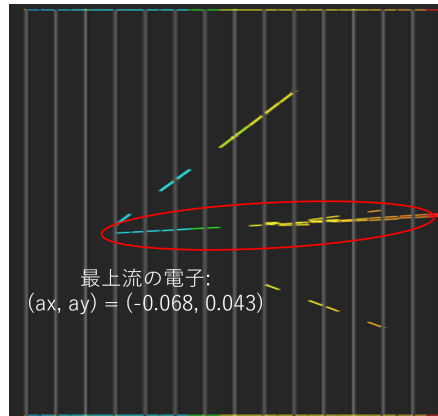
図 3.16: ESD で新規に検出される 30 GeV 未満の電子ニュートリノ CC 反応から生じる一次電子の放出方向の分布。 y 方向の角度が 0 よりやや大きいのはビーム軸の傾きによる。

以上を電磁シャワー探索のパラメータとする。これらのパラメータを用いた検出効率については第 4 章でのより詳細な MC シミュレーションの中で議論する。

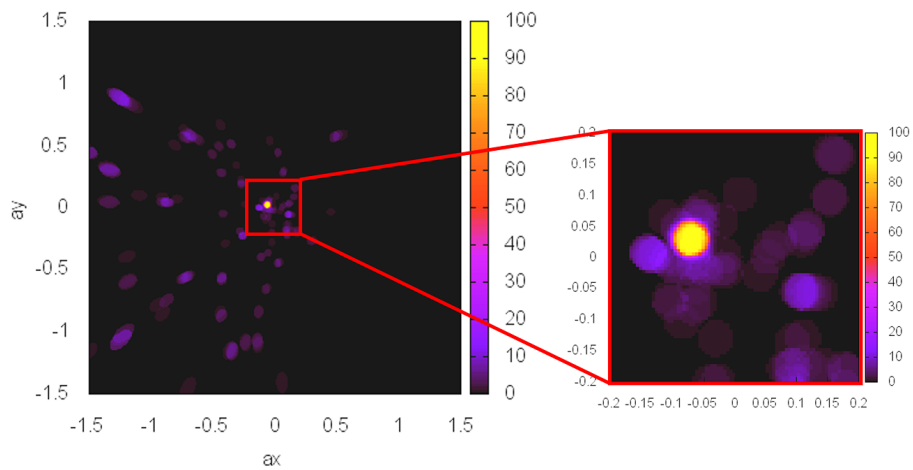
3.5 既知の電子ニュートリノイベントを用いた試験

本手法を検証するために、CSH 法で検出された既知の電子ニュートリノ反応を含む ECC を実際にスキャンし、上記プロセスを適用した。図 3.17a は CSH 法によって検出されたある電子ニュートリノ反応に付随する各飛跡を x 軸方向に射影した図であるが、最上流のフィルムでは $(\tan\theta_x, \tan\theta_y) = (-0.068, 0.043)$ の一次電子が、その下流には電磁シャワーが検出されている。これを HTS でスキャンし ESD 法を適用した結果が図 3.17b である。ある 1 個のビンは、ビン中心方向を向く頂角 0.06 rad の円錐に収まった Basetrack 本数を表す (図 3.17c)。CSH 法で得た一次電子と凡そ一致する方向に多数の Basetrack が検出されており、手法が正常に機能していること

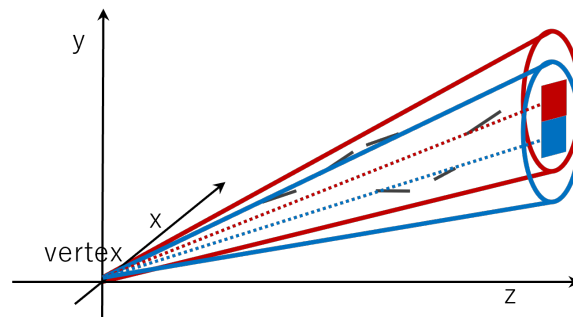
が確認された。この他にも 2 例、CSH 法において既知であった電子ニュートリノ反応に適用したが、いずれも正常に検出されている。



(a) 試験に用いた電子ニュートリノ反応。



(b) 反応点を頂点として各方向へ向けられた円錐中で検出された Basetrack 本数。



(c) 各ピンの示す Basetrack 本数の意味。

図 3.17: 既知の電子ニュートリノ反応を用いた ESD 法の試験。

第 4 章

詳細なシミュレーションによる検出効率評価

ここでは第 3 章において決定された探索パラメータからより詳細な MC シミュレーションによる検出効率と感度への寄与を見積もる。

こちらのシミュレーションは 3.4.3 項で行ったパラメータの決定のための簡易的なものではなく、OPERA 実験の検出器構造、CNGS のビームフラックス、反応点探索のプロセスを厳密に再現した専用のシミュレーションフレームワーク OpRelease [67] を用いた。OpRelease 内部において、CNGS のシミュレーションには FLUKA [68, 69] が、またニュートリノ反応の生成は GENIE v2.8.6 [70, 71] が利用されている。

なお、本章では系統誤差の議論を行わない。解析を完了した全イベント数やそれを考慮した実効的検出効率、解析の失敗に伴うバイアス等の考察を 6.4 節にて行い、その後それらの情報を用いて第 7 章で推定する。本章に示されている各期待値の系統誤差は、第 7 章の系統誤差を 0μ イベント全てが滞りなく解析された場合に拡張して得たものである。

4.1 HTS の飛跡検出特性

OpRelease はあくまで OPERA の主解析過程を想定して作られたものである。すなわち、その内部で用いられている Basetrack 検出に関する読み取り装置の特性は S-UTS や欧州で用いられていた ESS のそれを反映したもので、HTS の特性を適切に再現していない可能性がある。本研究の解析はイベントの Location および Decay Search までは主解析と同じ過程を経ているが、その後の ESD 法に関しては HTS を用いているため、これについては OpRelease 内部パラメータをそのまま用いることができない。そこでまず HTS についてのより詳細な飛跡検出特性を調べた。

ここで用いた HTS 上でのスキャンデータは、第 6 章にて述べる実際に HTS 上でスキャンされた 0μ イベントからランダムに選出した ECC のものである。

4.1.1 Basetrack 検出効率

3.4.1 節で示した Basetrack 検出効率はある一つの平均的な ECC のみをスキャンしたものである。しかし OPERA 実験は5年間に渡る長期間のビーム照射を経ており、その間の環境放射線の蓄積や潜像退行によってクオリティには ECC 毎にばらつきが生じることが分かっている。そこでまず HTS を用いた場合の Basetrack 検出効率について詳細を調べた。

評価は次のような手順で行い、真の Basetrack には主としてフィルム間アライメントのための宇宙線を用いた。まず7枚以上のフィルム上で Basetrack が検出されているような Chain のみを選出する(これを A とする)。スキャンした20枚の中から1枚を選択して評価フィルムとし、A から評価フィルムの前後の2枚で Basetrack が検出されているもののみを生存させる(Bとする)。最後に、Bの中で評価フィルム中に飛跡が検出されている確率を、その飛跡の角度ごとに求める。

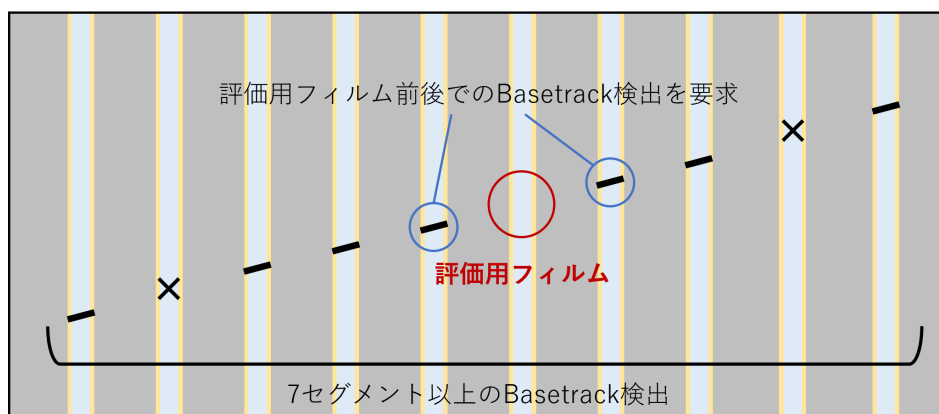


図 4.1: Basetrack 検出効率評価方法。

結果、図 4.2 のように検出効率が評価された。各点は検出効率の平均値を、エラーバーは検出効率の分布のうち中央 68% の幅を示している。角度が小さいほど検出効率が高いことは第 3.4.1 章の試験でも確認した通りである。角度が $\tan \theta > 1$ の領域では大角度ほど検出効率が高くなる傾向が見られるが、これは大角度であるほど飛跡が乳剤層を通過する距離が長くなり、結果として飛跡あたりの Grain 数が増加するためである。これは HTS の持つ一般的な傾向であり、OPERA フィルムにおいても見られることが確認された。また概ね 10 から 20% 程度の分布の広がりが見られた。

4.1.2 角度、位置精度

角度、位置精度にはフィルムそのものの変形による誤差、HTS による飛跡検出時の誤差、フィルム間アライメントの誤差が含まれるが、今回のシミュレーションでこれらの精度が意味を持つのはフィルム間の Linklet 作成時および 3.4.2 項にて述べた円錐中のシャワー飛跡検出時であり、このとき3種の精度を区別する意義は小さい。したがって、以下で求める精度はこれらの合算値で

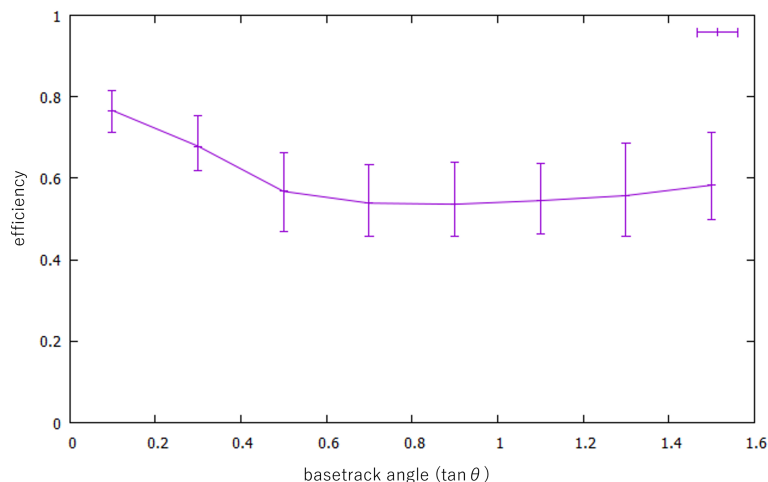


図 4.2: HTS による Basetrack 検出効率とその分布の 1σ 相当の広がり。

ある。

角度精度は次のように評価した。まず ECC 中で 10 本以上の Basetrack が検出されている Chain を選出する。評価に用いる飛跡は真の座標、角度が多重電磁散乱によって乱されることのない運動量の高いものが望ましいが、多重電磁散乱と角度精度は共に Basetrack 角度を乱す要素であるため、角度精度をバイアスさせないような条件を設ける必要がある。そこで Basetrack の座標情報のみを用いて直線でフィッティングし、残差の RMS が $3\mu\text{m}$ 未満であるような Chain のみを残す^{*1}。その後、隣接するフィルム間の Basetrack 角度差の $1/\sqrt{2}$ 倍を角度精度として求めた。図 4.4a はその結果である。紫線は飛跡を Z 方向に射影した際の進行方向の角度 (radial angle)、緑線は進行方向に対する方位角 (lateral angle) の精度を示しており (図 4.3)、小角度では 2mrad 程度である。radial angle にのみ角度が大きくなるにつれて精度が悪くなる傾向が見られるが、これは飛跡読み取り装置に一般的に見られる特徴である。読み取り装置の被写界深度は数 μm 程度であるため xy 方向と比較して z 方向の分解能が低く、特に HTS は従来よりも被写界深度の大きい対物レンズを採用しているために、大角度での精度悪化に繋がっていると考えられる [61]。

位置精度を求めるためには、隣接するフィルム間で繋がる Basetrack についてそれぞれを鉛中央まで延長し、中央面での xy 方向の位置ずれを求める必要がある。高運動量の飛跡のみを生存させることで多重電磁散乱の影響を無視できると考えた場合、中央面での位置ずれ σ は位置精度 σ_r 、角度精度 σ_θ 、フィルム間のギャップ z を用いて次のように表すことができる。

$$\sigma = \sqrt{2(\sigma_r)^2 + (z\sigma_\theta)^2} \quad (4.1)$$

角度精度の場合とは逆に角度情報のみを用いて飛跡の直線性を評価し、最上流と最下流のフィル

^{*1}これらの値は共に $10\text{ GeV}/c$ 程度の運動量カットに相当する。 10 GeV の飛跡が鉛 1 mm を通過するときの多重電磁散乱の大きさは角度、位置精度の $1/3$ 以下であるため、十分に高運動量のみを選出していると言える。

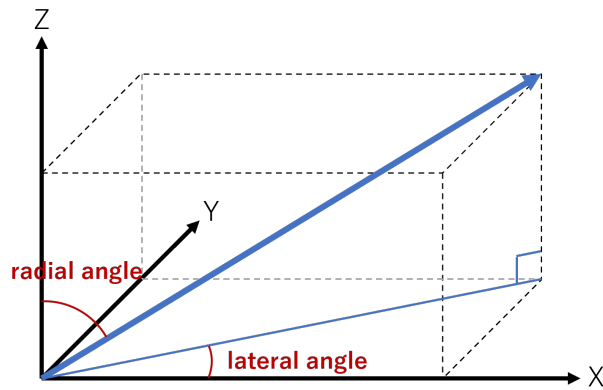


図 4.3: radial、lateral angle の定義。フィルムは xy 平面に対して平行に設置されている。

ムでの角度差が 5 mrad 未満*1かつ 10 本以上の Basetrack で構成されるもののみを選出、その後中央面での位置ずれを求めたところ、図 4.4b のようになった。小角度では $1.5 \mu\text{m}$ 程度で、角度精度と同様に大角度では radial 方向のみ精度が悪化する。

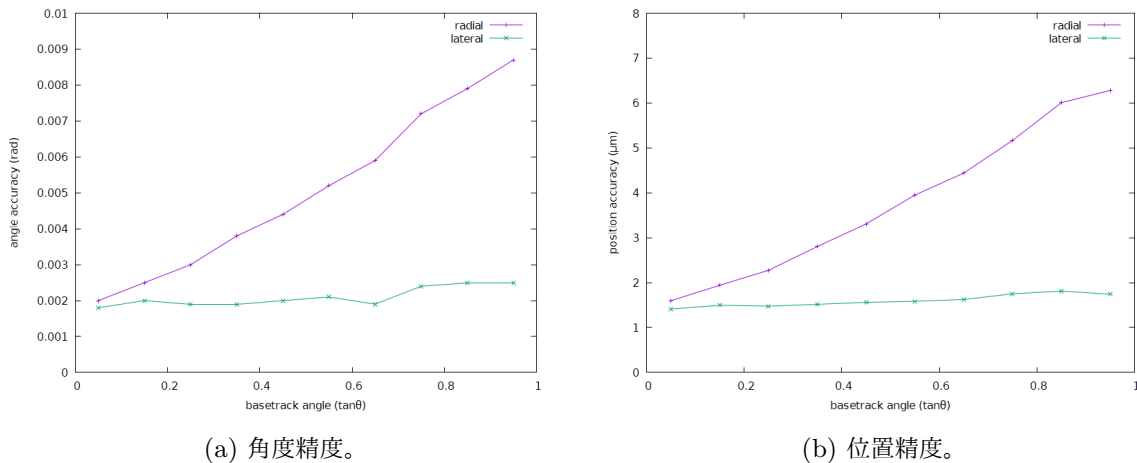


図 4.4: HTS で OPERA フィルムをスキャンした際の角度、位置精度。

4.2 シミュレーションによる電子ニュートリノ反応検出効率評価

本節では OpRelease を用いてのシミュレーションについて述べる。先述のように、ニュートリノ反応の Location、Decay Search までは OpRelease の主解析過程をそのまま使用し、HTS のスキャン以降については前節で求めた HTS の特性を用いて新たにプログラムを作成した。ただし OpRelease 内では HTS のスキャン範囲に対応するようなノイズや宇宙線の飛跡が再現されておらず、得られるのはニュートリノ反応に伴って放出された二次粒子の情報のみであった。また通常の飛跡処理過程で行うフィルム間アライメント、Chain Group 生成といった過程を新たに作成し

たプログラム内で厳密に再現することは困難であった。そこで、これらの影響については第 7 章にて系統誤差として計上するものとし、ここでは主として前節で述べた HTS の特性を組み込んだ Basetrack 検出、Linklet 作成、そして電磁シャワー検出の過程にのみ着目して再現した。実際の処理過程との違いも同様に第 7 章で詳しく述べる。

図 4.5 は OPERA 実験にて検出された全 0μ イベントをスキャンしたと仮定した場合の、すなわち ESD 法を最大限適用した場合の検出効率を再構成後のニュートリノエネルギーごとに示したものである*²。これによると、確かに本手法の目的とする低エネルギー電子ニュートリノの検出効率が向上していることが分かる。特に 30 GeV 未満では 25-70% ほどの増加が見込まれる。また図 4.6 には、30 GeV 未満の電子ニュートリノについて vertex film*³ごとに検出効率を示した。CS 上での検出のみでは vertex film が ECC 上流側であるほど急激に検出効率が低下しているが、ECC 中の検出を併用することでそれを大きく回復させることができている。

4.3 ニュートリノエネルギー再構成

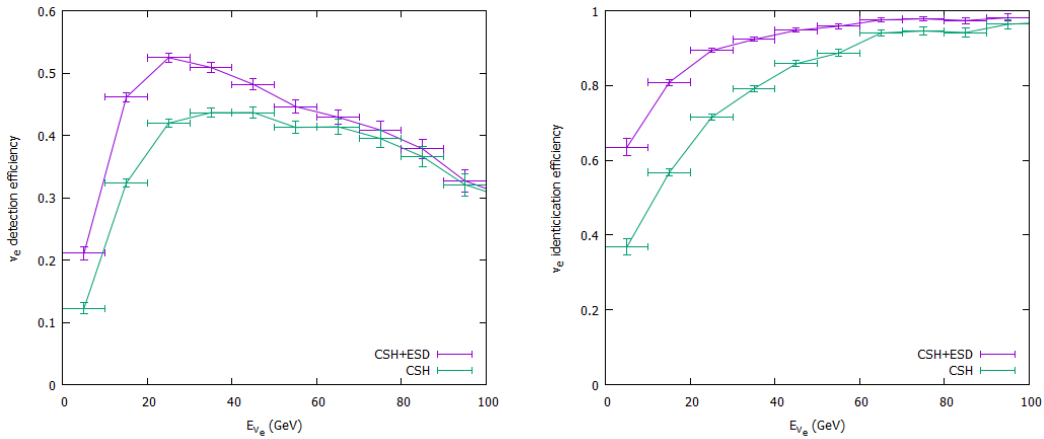
ニュートリノ反応のエネルギー再構成は主として TT の情報を用いて行われる。 ν_μ NC 反応の場合は TT で観測された光子数からエネルギー損失量を求め、それをハドロンの総エネルギーに変換することで得られる。しかし ν_e CC 反応の場合、電磁シャワーによる TT のシグナルは反応点から下流 2WALL 程度で収束し、以降は荷電ハドロンのシグナルのみが残る。この違いのため、真の電子ニュートリノのエネルギーと比較して E_{had} の値は小さくなる傾向にある。しかし ECC 中では ν_e CC と ν_μ NC とを明確に識別することができるため、同定されたフレーバーを前提とすればより正確なエネルギー再構成が可能となる。

2013 年時点のエネルギー再構成法は [65] で述べられている。しかしこちらにはいくつかの困難があり、分解能が制限されていた。まず OPERA 検出器の TT のセグメンテーションの粗さ、ECC を挟んでおよそ $10X_0$ 毎の TT 設置間隔、TT の隣接するチャンネルへのシグナルの流出によって TT のみの情報では飛跡再構成がほぼ不可能であること、そして 100 以上の粒子が通過する際の Analogue Digital Converter の飽和である。そこで 2018 年の解析では Vasina によってより改善された手法が導入された [64, 72]。ECC 中で得られる反応点と一次電子の位置、方向の正確な情報を利用し、TT のヒット情報を電磁シャワー成分とハドロン成分とに分離することで、より高精度なエネルギー再構成が可能になった。図 4.7 にこの手法による真のエネルギーと再構成されたエネルギーの比較を示した。また精度は次式のとおりである。

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.18 + \frac{0.55}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (4.2)$$

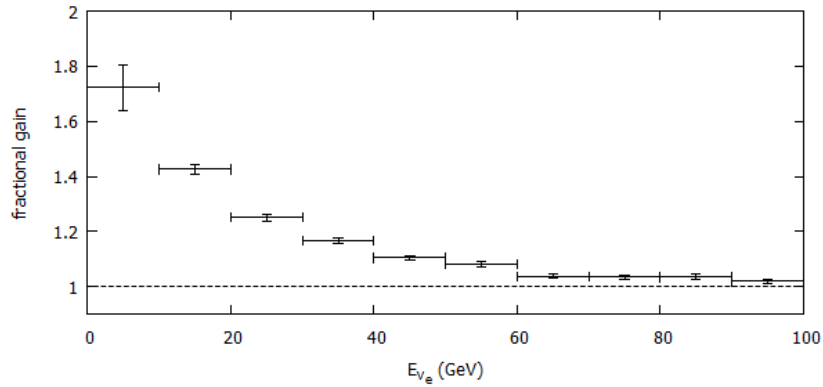
*²なお 4.4 節で議論するバックグラウンド除去、7.3.3 項で論ずるシミュレーションとスキャンとの差異や飛跡目視確認の影響が考慮された値である。

*³反応点の直下にあるフィルムの番号。ビームに対して最上流のフィルムを 1 としている。



(a) 全体の検出効率。

(b) Location された電子ニュートリノ CC 反応に対する同定効率。



(c) CSH+ESD と CSH の検出効率比。

図 4.5: CSH 単体、ESD を CSH と併用した場合それぞれの検出効率。(b) は Location を含めた全解析過程での効率を表し、(a) はすでに Location された電子ニュートリノ CC 反応に対して、それが候補として同定される確率を表す。(c) は CSH と ESD を併用した場合の CSH 単体に対する増加率である。

4.4 バックグラウンド除去

本節では前節で作成したシミュレーションプログラムを元にバックグラウンドの推定を行う。3.2 節で論じたように、電子ニュートリノのバックグラウンドとして考えなければならないのは π^0 崩壊によって生じるガンマ線と、 ν_τ CC 反応に由来する $\tau \rightarrow e$ 崩壊の誤同定である。特に ESD 法は CSH 法と比較して低エネルギーの電磁シャワーへの感度が大きいいため、一切の除去条件を設けない場合は π^0 バックグラウンドが著しく増加する。図 4.8 にこの場合の電子ニュートリノ候補の

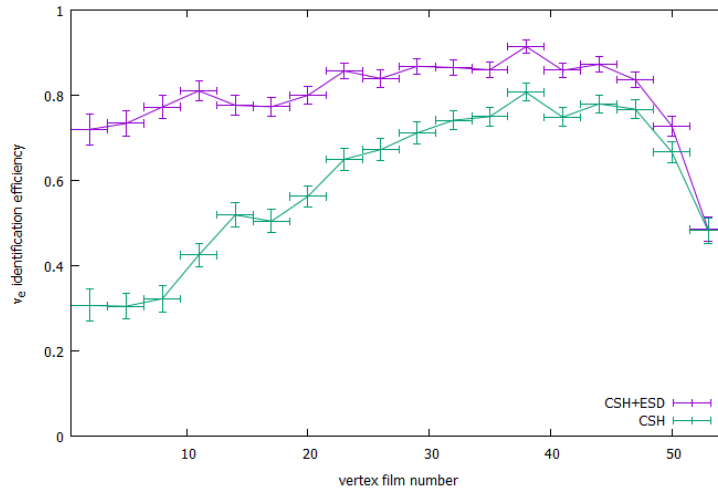


図 4.6: 30 GeV 未満の電子ニュートリノ同定効率を vertex film の番号の関数として表している。

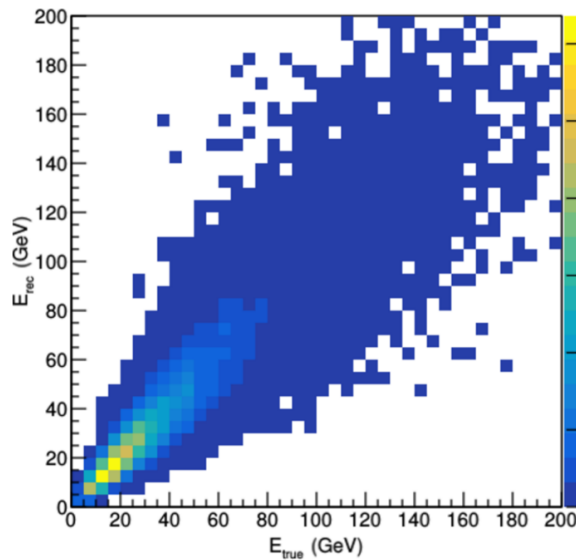


図 4.7: 電子ニュートリノ CC 反応の真のエネルギー E_{true} と、再構成されたエネルギー E_{rec} の比較 [64]。

期待値を載せた。これらのバックグラウンドは合計で 179.0 イベントという莫大な大きさになり、電子ニュートリノ反応期待値を大幅に超過してしまう。そのためより厳密な除去条件を定める必要が生じた。

4.4.1 最上流フィルムに記録されたガンマ線による電子対

ガンマ線による電子対飛跡が最上流のフィルムに記録されている場合、これが ν_e CC 反応と似た形を取るためには、以下のような条件が必要である。

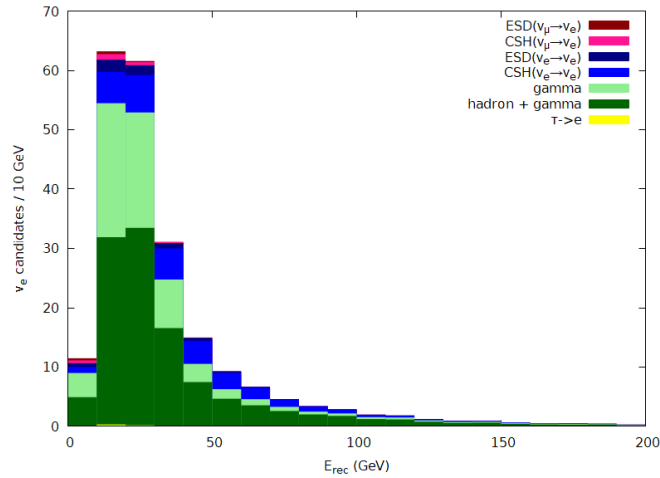


図 4.8: 3 フレーバー混合モデルでバックグラウンドを一切除去しない場合の電子ニュートリノ反応候補のエネルギースペクトル。淡緑色と濃緑色がそれぞれガンマ線による最上流フィルムの電子対 (prompt γ conversion)、ハドロンとガンマ線の偶発的な重なり (h+ γ chance coincidence) の期待値を表す。なお 4.5 節で述べる規格化を適用している。

1. 反応点直下のフィルム上に電子飛跡が記録されている。
2. 対となる電子のうち一方が極めて低運動量で、鉛中での散乱によって検出されない。
3. 生じた電磁シャワーが検出法の閾値 (≥ 10 本) 以上である。

一切のカット条件を設けない場合、このバックグラウンドの期待値は、全 0μ イベントをスキャンするという想定元では 63.6 イベントであり、ESD 法によって新規に検出される電子ニュートリノ反応に対し 8 倍に上る。以下、本バックグラウンドを prompt γ conversion と呼称する。

対して ν_e CC 反応によって生じる一次電子を電子対と誤認するとすれば、主として一次電子の周辺に偶然電子、あるいは低運動量なハドロンが写り込み、それがあたかも電子対のように見えてしまう場合である。これらについて、それが電子対と見なされるべきかを判定するための量としては、電子対の多くがほとんど平行な 2 本の Basetrack として観測されるという性質に鑑みるならば、まず次のようなものが考えられる。

- A 2 本の Basetrack の位置差 (図 4.9A)。
- B Basetrack の開き角 (図 4.9B)。
- C Basetrack の最近接点と反応点との深さの差 (図 4.9C)。

vertex film に記録された π^0 による電子対、 ν_e CC 反応による一次電子とその他の粒子の組とで A と B、C と B の分布を調べた結果を図 4.10、4.11 に示す。

まず前者であるが、 π^0 由来の電子対の場合ははっきりと位置差、角度差が小さくなる傾向が現れている。一方で一次電子の周辺では、ハドロン (主として π^+ 、 π^- 、陽子) と電子とで分布が異なる

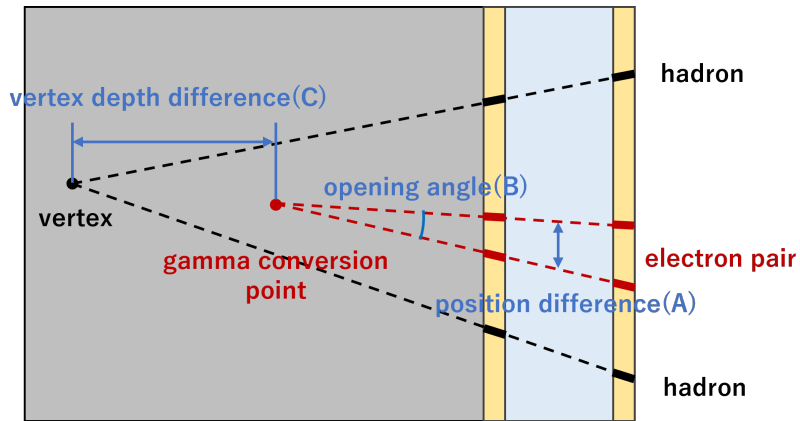
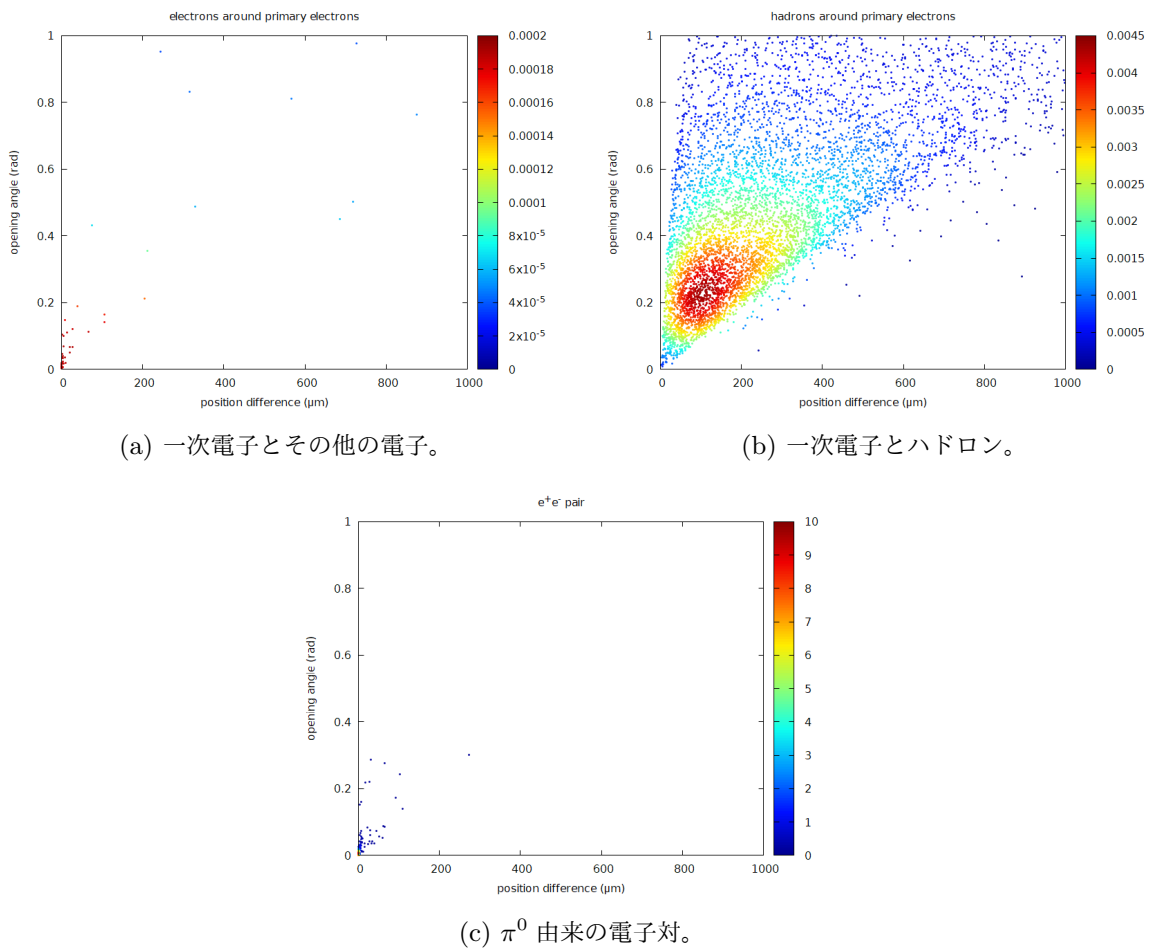


図 4.9: 一次電子と電子対の識別に利用する特徴量。



(a) 一次電子とその他の電子。

(b) 一次電子とハドロン。

(c) π^0 由来の電子対。

図 4.10: 一次電子とその周辺の電子 (a)、ハドロン (b)、 π^0 由来の電子対それぞれの 2 本の Basetrack(c) について、 x 軸に位置差、 y 軸に開き角をとった二次元分布。

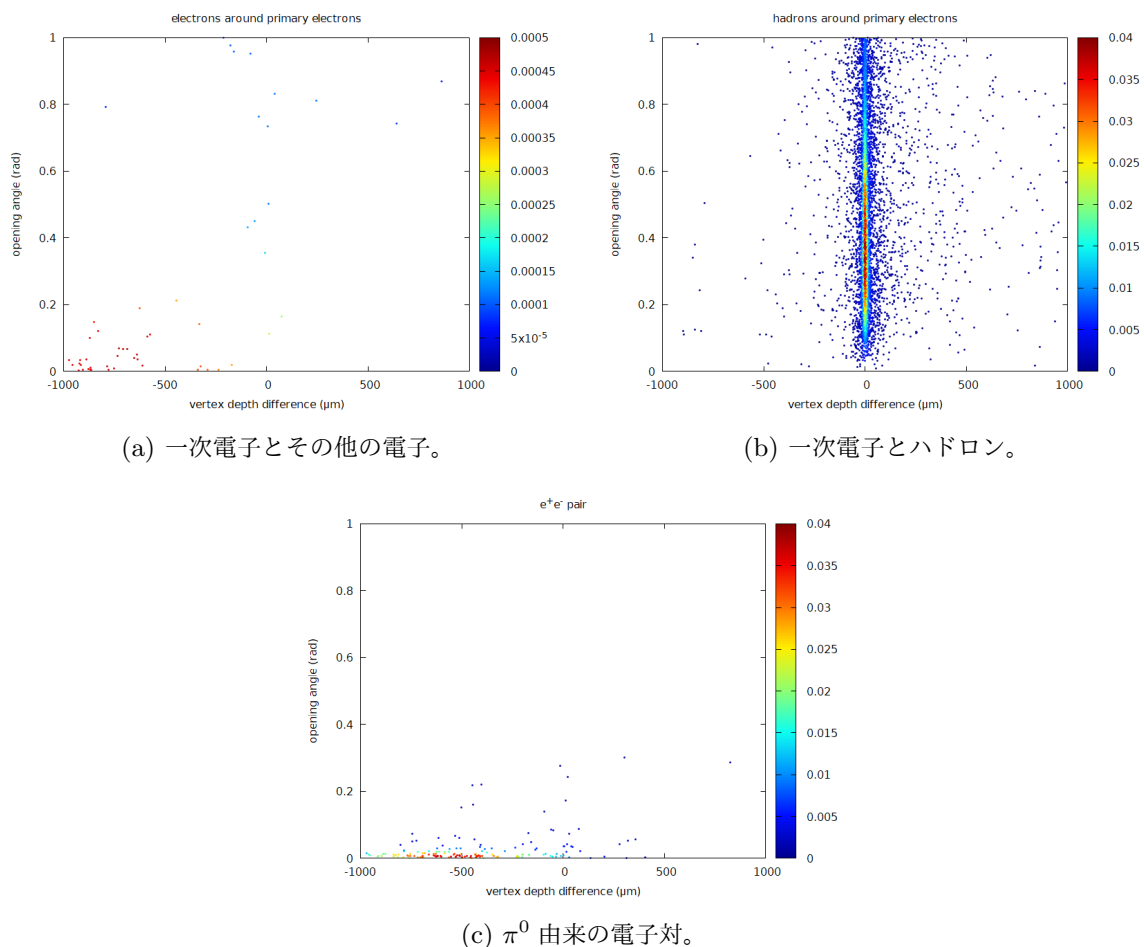


図 4.11: 一次電子とその周辺の電子 (a)、ハドロン (b)、 π^0 由来の電子対それぞれの 2 本の Basetrack(c) について、 x 軸には反応点と 2 本の Basetrack の最近接点の差、 y 軸に開き角をとった二次元分布。

る。電子はその大半が一次電子から生じた電子対であるため、 π^0 由来の場合と同様に位置、角度差が小さい。ハドロンは一次電子とほとんど関係のない方向へ放出されるため、広範囲に散らばる。

後者について、 x 軸が負の値を取ることは、2 本の Basetrack が反応点よりも浅い、つまりビーム下流側で交差していることを意味する。電子の対生成は反応点よりも下流側で起きるため、より浅い場所で交差する傾向がある。また基本的には制動放射を起こした電子の方向情報を残しているため、開き角も小さくなる。

これらの情報からバックグラウンドを分離する方針は次のようになる。まず周辺の飛跡のうち、ハドロンは識別が容易である。位置、角度差などが電子とは明確に異なることに加え、鉛中で急速にエネルギーを失いつつシャワーを生ずる電子と異なり、ハドロンの多くはフィルム 20 枚を貫通するか、途中で二次反応を起こすためである（次項の図 4.19 を参照）。よってハドロンと同定された飛跡をまず除外し、その後残存する一次電子候補と周辺の飛跡本数が合わせて偶数本であれば、

それを 1 組以上の電子対と判定し除去すればよい。

次に一次反応点から放出された電子のエネルギーを考える。図 4.12 は ESD 法で新規に検出される ν_e CC 反応由来の一次電子とガンマ線のエネルギー分布を比較したものである。一次電子のエネルギーは 30 GeV 程度まで広がるが、 π^0 バックグラウンドの場合は 5 GeV 未満が大半を占める。したがって、電磁シャワーから再構成したエネルギーは ν_e CC 反応と π^0 バックグラウンドを識別するための重要な情報たりうる。

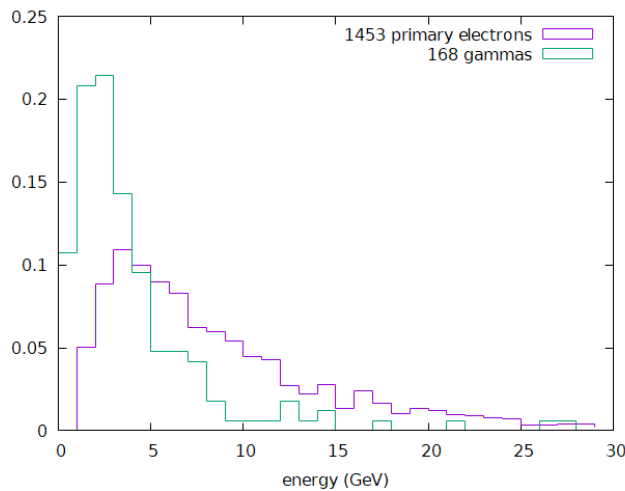


図 4.12: ESD で新規に検出される一次電子とガンマ線のエネルギー分布の比較。

ECC 中での電磁シャワーによる Basetrack 群の情報からより高精度にエネルギーを再構成するために、本研究ではニューラルネットワーク*4を用いた測定手法を開発した。以下にその詳細を論述する。

まず Geant4 を用いて ECC 中に 1 本の電子を照射し電磁シャワーのシミュレーションを行い、トレーニングサンプルを作成する。このとき、電子のエネルギーはその対数 $\log E$ を確率変数と見做したときに 0.1 GeV から 50 GeV の範囲で一様分布となるように生成した。また電子の照射角は radial angle については平均 $\tan \theta = 0$ 、標準偏差 0.25 の正規分布、lateral angle は一様とした。これを計 20000 個用意し、これらの飛跡に対して HTS の飛跡検出効率を考慮して無作為に Basetrack を削除したのち NETSCAN と同等の処理を行い、本研究の電磁シャワー検出法を適用する。その後、系統誤差を考慮した上での電磁シャワー検出が可能な最小本数である Basetrack6 本 (7.3.3 項を参照) を下回るイベントを除外する。これによりイベントは約 12000 個に減少する。

最後に、ECC の情報、一次電子の情報、検出された Basetrack の情報を次のように変換し、特徴量として入力した。

*4機械学習の一種。脳機能におけるシナプスの結合を元にした数理的な人工ニューロンのモデルを用いて、データの分類や数値予測を最適化する手法。特に人工ニューロンを多層化したものはディープラーニングと呼ばれる。

- 一次電子の角度 (図 4.13aA)。
- 一次電子の角度に対応する ECC の Basetrack 検出効率。実 ECC 中では宇宙線飛跡を用いて求める。
- 一次電子の角度を中心とした各 Plate 毎の電子放出方向 (図 4.13aB) の分布。6 mrad ごとに 30 mrad まで。
- 一次電子の角度と各 Plate 毎の電子の角度差 (図 4.13aC) の分布。20 mrad ごとに 100 mrad まで。
- 各 Plate の Basetrack 総数。

この方法はマニュアルチェックによって全ての Basetrack の真偽判定が適切に行われた場合を想定している。すなわち、HTS の Basetrack 検出効率を考慮し検出されたと判定された飛跡のみを用いており、近傍に混ざる可能性のあるノイズ、宇宙線等の飛跡は考慮していない。

ネットワークモデルは図 4.13b のように構成した。入力層は上述の特徴量を合計して 223 次元である。中間層のノードは前層の各値に活性化関数として ReLU^{*5}を通したのちその重み付け総和を与えた。また出力層は前層出力の活性化関数を通さない重み付け総和の値のみの 1 次元とし、真のエネルギー t と出力されたエネルギー y との相対誤差 $(t - y)/t$ の RMS を最小化するように最適化した。中間層の数と次元は 1~4 層、100~300 次元の範囲で反復試行し最も良い精度が得られた 3 層、150 次元とした。

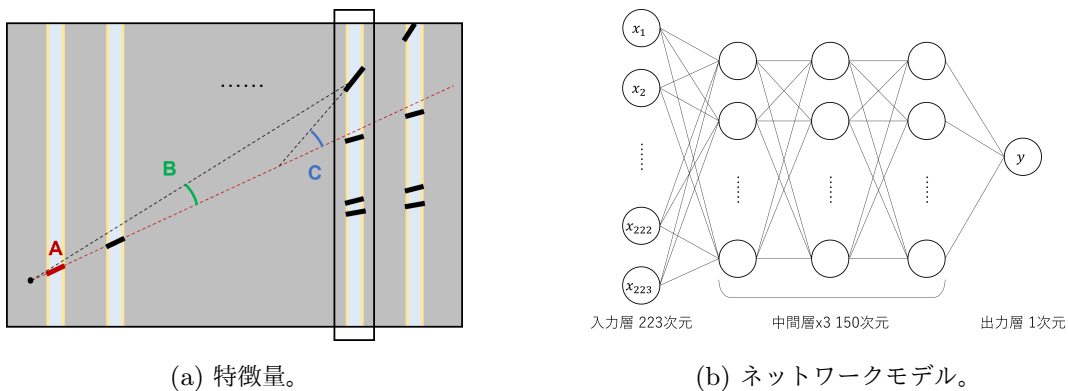


図 4.13: 電子のエネルギー再構成のためのニューラルネットワークの特徴量とモデル。

図 4.14 にトレーニングの結果として得られた電子の真のエネルギーと再構成後のエネルギーとの比較を示す。

どのエネルギー領域でもおよそ 34% の精度でエネルギー再構成が出来ていることが分かる。高エネルギーになるほど再構成されたエネルギーが真の値よりも小さくなる傾向が見られるが、これは電磁シャワーがスキャン範囲であるフィルム 20 枚に取まらなくなったことが主たる原因だと考

^{*5}ニューラルネットワークにおいて活性化関数として用いられるものの一種。活性化関数は前層から得た入力値が閾値を超えない場合は 0、超えた場合に何らかの有効値を出力するもので、ReLU は $f(x) = \max(0, x)$ と定義される。ReLU の他にはシグモイド関数、双曲線正接関数などが用途に応じて用いられる。

えられる。20 枚で電磁シャワーが収束するのはおよそ 10 GeV 程度までであり、実際、それよりも大きなエネルギーで精度悪化傾向が強くなっている。また電子のエネルギー再構成の目的である π^0 バックグラウンドの除去に対して重要となる 10 GeV 未満での電子を中心にトレーニングサンプルを生成しているため、サンプル数の少ない高エネルギーでは適切にトレーニングされていない可能性もある。ただし言い換えれば高エネルギーでの精度はさほど重要ではないため、特に問題にならない。

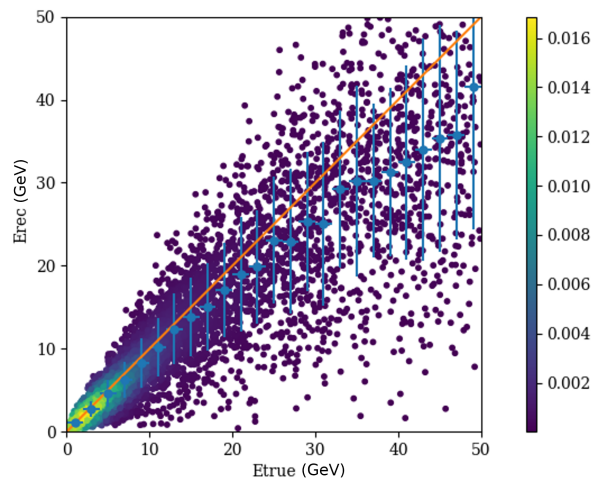


図 4.14: 電子の真のエネルギー E_{true} と再構成されたエネルギー E_{rec} の比較。

またこの方法は 1 本の電子から生じる電磁シャワーによってトレーニングされているが、 π^0 に由来するガンマ線の場合は対生成によって 2 本の電子を生じるためやや条件が異なっている。こちらの場合でも同様の方法によって十分な精度でエネルギー再構成が可能であることを確認するため、OpRelease によるシミュレーションから得た ν_μ NC 反応中で、特に最上流フィルムから生じている電磁シャワーに対して本手法を適用した。結果、図 4.15 のとおり真のエネルギーをよく再現できることが分かった。

以上の情報を元に、prompt γ conversion とビーム中の電子ニュートリノの期待値（それぞれ N_{bg} 、 N_{beam} ）に対して、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ による期待値 (N_{osc}) の統計的有意性 $N_{osc}/\sqrt{N_{beam} + N_{bg}}$ を最大化するようバックグラウンド除去の閾値を決定した。検出された電磁シャワーの一次電子候補飛跡を基準として、その周辺の Basetrack に対して次の条件を設け、電子対候補を選出する。なお図 4.9C に示した量は、最適化の結果不要と判定された。

- A 位置差が 70 μm 未満。
- B 角度差が 0.3 rad 未満。
- C 二次反応を起こしていない。また電磁シャワーを伴うか、もしくは飛跡が 8 セグメントに満たない。

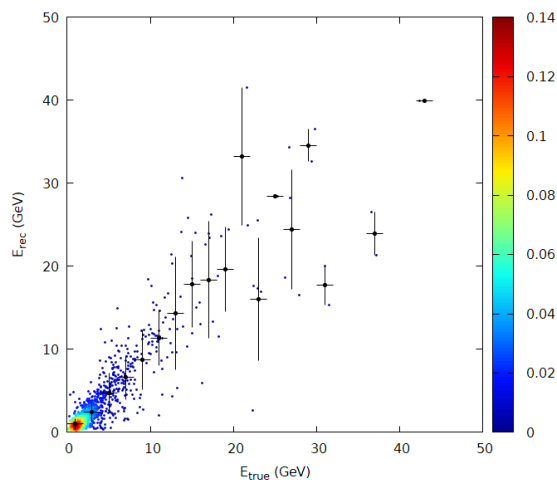


図 4.15: ガンマ線の真のエネルギー E_{true} と電磁シャワーから再構成されたエネルギー E_{rec} の比較。

また一次電子候補については次の条件を適用する。

D 再構成された電磁シャワーのエネルギーが 1.1 GeV 以上。

電子対候補となる飛跡が一次電子候補と合わせて偶数本存在するか、エネルギーが 1.1 GeV に満たない場合、そのイベントを prompt γ conversion と判定する。この条件の適用により、本バックグラウンド期待値は 63.6 イベントから 2.1 ± 0.7 イベントまで減少する。一方、ESD 法による電子ニュートリノ反応期待値の減少は 8% ほどである。

CSH 法での本バックグラウンドは、シミュレーションではなく実際のデータから推定された [66]。

まず 2010 年までに Location された 0μ イベント 831、 1μ イベント 275^{*6}、合わせて 1106 イベントを対象とする。反応点直下のフィルムからさらに 1 枚または 2 枚下流のフィルムで発生した飛跡、つまりガンマ線であることが確実な飛跡に対して、電子ニュートリノ解析と同様に CSH 法を適用する (a)。CSH 法の条件を満たすイベントは 52、ガンマ線が 58 本であった。これらについて飛跡発生点付近をマニュアルチェックし、電子対かどうかを確認した (b) 結果、バックグラウンド候補 1 イベントが検出された。

これをバックグラウンド数に換算するにあたっては、 0μ 、 1μ の Location までの過程の違いも考慮された。 1μ ではミュー粒子が TT 上で検出されることで CS 上のミュー粒子通過点を推定しやすく、全ハドロンを広範囲に追跡する 0μ と比較して CS スキャン範囲が狭い。すなわち、反応点から生じた二次粒子の CS への投影位置がスキャン範囲内に含まれる確率が 0μ の 95% に対して

^{*6} 1μ については μ 粒子の他に 1 本以上のハドロンが検出されていることを要求する。

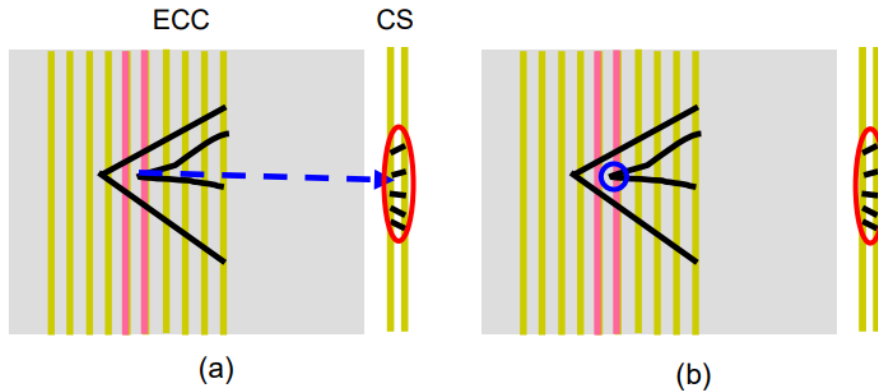


図 4.16: CSH 法のガンマ線バックグラウンド推定の手順。

1μ は 88% と小さい。またミュー粒子の Scanback による追跡の容易さから Location にも成功しやすく、追跡に失敗しやすい 0μ に比べて ECC 中の上流側で発生したイベントが比較的多くなる。

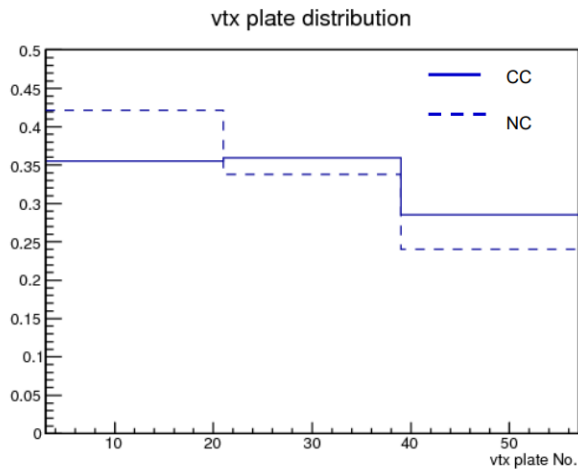


図 4.17: 1μ (CC) と 0μ (NC) の Location された反応点の深さの分布の比較。1 が上流側、57 が下流側である。

さらに、ガンマ線が鉛を通過するときに常に対生成を起こす可能性があること、反応点の深さがばらつくことで最上流のフィルムまでの距離が変動することを考慮すると、反応点から 1 枚または 2 枚下流から発生するガンマ線の数、最上流のフィルムで発生するガンマ線とは異なってくる。

以上を補正し、CSH 法の対象となった 0μ イベント 1185 個で規格化を行った結果、バックグラウンドは 0.5 ± 0.5 と推定された。またシミュレーションでも同様の手法を再現し妥当性を確認したところ、期待値は 0.0 ± 0.2 となり推定と一致した。

4.4.2 ハドロン近傍でのガンマ線の e^+e^- 対生成

次に、 π^0 に由来するガンマ線とその他のハドロンがごく近い方向に放出され飛跡が重なる可能性を議論する。ハドロンは電磁シャワーを生じることはないが、偶然近傍に生じたガンマ線によって生じた電磁シャワー飛跡がハドロンの飛跡に混合することで、一次電子と誤認する可能性がある。1本の一次電子またはハドロンに対して、現在の電磁シャワー検出法における頂角 0.06 rad の円錐内に混合する電子対数の分布を図 4.18 に示す。これによれば、ハドロンのうち 10% 以上には電磁シャワーが混合することが分かる。これを全て許容した場合、このバックグラウンドの期待値は 115.4 と、ECC で新たに検出される電子ニュートリノ反応に対して 20 倍もの量になる。以降は本バックグラウンドを $h+\gamma$ chance coincidence と呼ぶ。

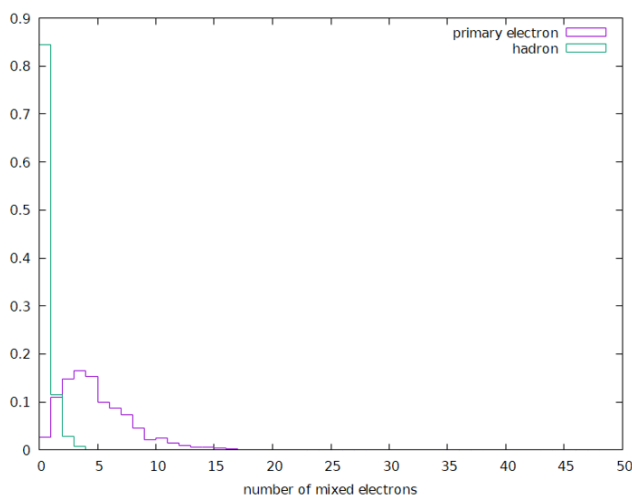


図 4.18: 一次電子またはハドロンの周辺に混入するガンマ線の本数の分布。電磁シャワー探索のための円錐中で Basetrack 本数が閾値 10 本を超えたものを対象としている。

本バックグラウンドの識別には 2 つの方針が考えられる。

1. 反応点に付随する一次電子候補の粒子識別。
2. 一次電子候補と重なる電磁シャワーの起源の識別。

1 では、特に電子とハドロンの鉛通過時のエネルギー損失の違いが大きな根拠となりうる。3.3 節で述べたように電子はその他の粒子と異なり制動放射によって急速にエネルギーを失うため、反応点からの放出直後とある程度物質中を通過した後とは運動量に大きく差が生じる。損失が非常に大きい場合、鉛 20 枚を貫通することができない場合も多い。対してハドロンであれば、GeV 程度の運動量を保つ場合はほぼ最小電離粒子であり、たかだか 20 枚程度の鉛を通過する間のエネルギー損失は運動量測定精度に対して無視できるほど小さい。またハドロンの場合は鉛中で二次反応を起こす場合があり、それが確認された時点で電子ニュートリノ反応候補とはならない。

まずシミュレーションから得られた電子ニュートリノ反応および $h+\gamma$ chance coincidence について、図 4.19 に一次電子とハドロンとで、反応点で放出されてから Basetrack が検出された最後のフィルムまでに貫通したフィルムの枚数 (s) を示した。ただし二次反応によって生じた粒子が検出されたハドロンは電子でないことが明らかであるため除いている。一次電子の大半は 20 枚を貫通することなく短く止まるが、ハドロンの場合はほとんどが貫通していることが分かる。この図では HTS の飛跡検出効率が考慮されているため、18~19 枚であるものも単に検出に失敗したものであると推測される。同様に、0 枚のものも Basetrack 未検出によって Chain のセグメント数が閾値に満たない場合を含んでいる。

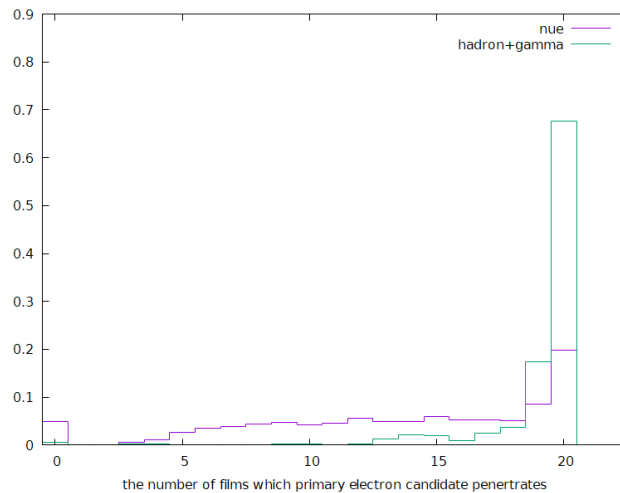


図 4.19: 一次電子とハドロンとで、Basetrack が検出できなくなるまでに貫通するフィルムの枚数。HTS の Basetrack 検出効率と Chain 生成過程およびセグメント数カットが考慮されている。

図 4.20a、4.20b はそれぞれ一次電子とハドロンについて、反応点直下から 9 枚を用いて測定した運動量 p_u と、それ以降の下流側 9 枚で求めた p_d とを比較したものである。 x 軸は反応点直下から 9 枚、 y 軸はそれ以降の 9 枚を用いて測定した運動量である*7。なお、散乱が非常に小さく運動量を測定できない場合は 20 GeV と見做している。逆に低運動量によって測定に用いる 9 枚分の貫通が確認できない場合、-1 としている。またこの運動量の対数比 $q = \log(p_d/p_u)$ の分布を図 4.21 に示した。

更に、反応点に付随する全ての粒子から横運動量のバランスを見ることも有効である。 ν_e CC 反応では運動量保存則により一次電子とその他全てのハドロンとでビームニュートリノの運動量を保存している。したがって、不可視の中性粒子等による誤差は生じるものの、ビーム軸から見た一次電子の横運動量と、その他可視粒子の横運動量の和との開き角 (ϕ 、図 4.22a) は 180° に近い値を取る。対して NC 反応の場合、運動量の大半を不可視のニュートリノが持ち去ることにより、その他の可視粒子は似た方向を向く。図 4.22b に ϕ の分布を示した。ただし多重電磁散乱が小さい場

*7 最下流の 2 枚は測定に用いない。

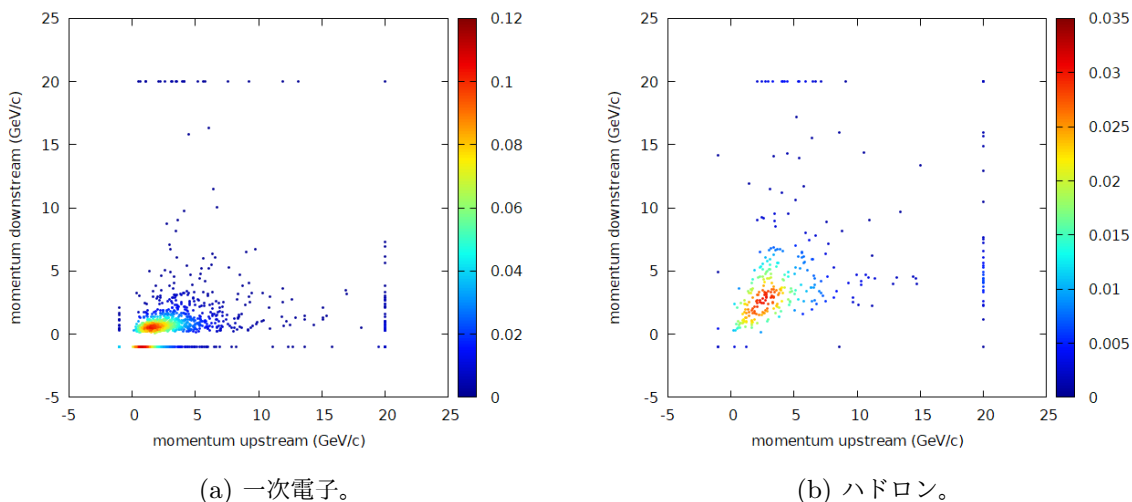


図 4.20: 一次電子候補について、上流側 9 枚で測定した運動量を横軸、下流側 9 枚での運動量を縦軸にとったときの分布。(a) は一次電子、(b) はガンマ線に重なるハドロンである。

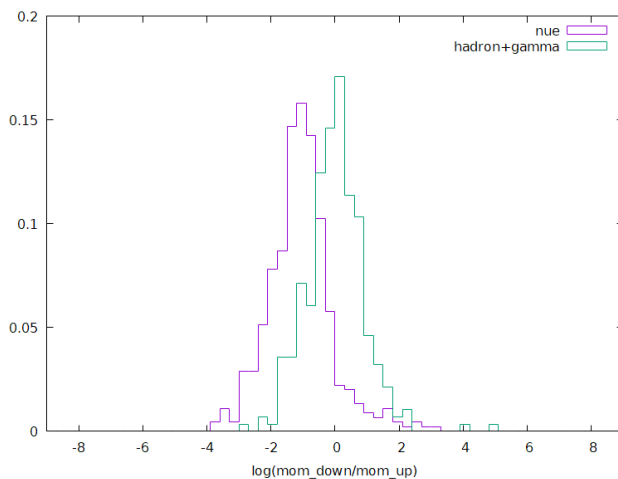


図 4.21: 上流側 9 枚と下流側 9 枚のフィルムで測定した運動量の比の対数。貫通フィルム枚数不足で運動量を測定できないものは除いている。

合などスキャン範囲内での運動量測定が困難な場合が多いため、各飛跡の運動量は測定せず、横運動量の大きさはいずれも等しいと仮定している。

2 については、一次電子候補と電磁シャワーとの方向の一致度が特に有効である。ハドロンとガンマ線の放出方向とは相関が小さく、偶発的に混合するとしても一次電子とそれに由来する電磁シャワーほど接近することは少ない。図 4.23 に一次電子とハドロンの場合で一次粒子の角度とガンマ線放出方向の開き角 θ の比較を載せた。ただしガンマ線放出方向は、全ての電子対について反

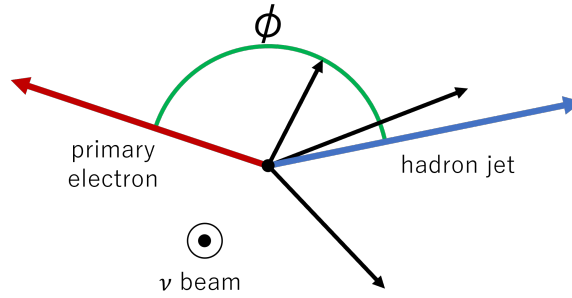
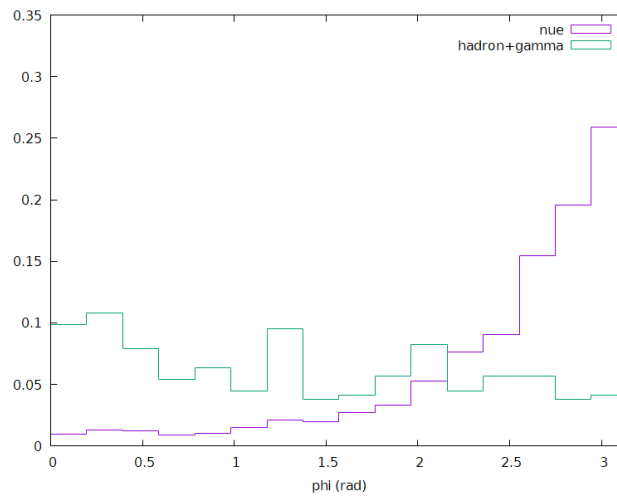
(a) ϕ の定義。(b) 一次電子と本バックグラウンドとの ϕ の分布の比較。

図 4.22: ビーム軸から見た一次電子候補の横運動量と、その他全ての粒子の横運動量の和との開き角 ϕ 。

応点と電子対の座標を結んだ直線の角度を求め、一次電子候補の角度に最も近い値一つのみを選択している。

以上の情報を用いて、最尤推定による一次電子とハドロンの識別を試みる。尤度関数 $L^i(i = electron, hadron)$ を次のように定義する。

$$L^i(q, s, \phi, \theta) = QS^i(q, s) \cdot \Phi^i(\phi) \cdot \Theta^i(\theta) \quad (4.3)$$

$\Phi^i(\phi)$ 、 $\Theta^i(\theta)$ は ϕ 、 θ の確率密度関数とする。 $QS^i(q, s)$ は式 4.4 に示すとおりである。

$$QS^i(q, s) = \begin{cases} Q^i(q) (1 - S^i) & \text{if } s \geq 18 \\ S^i & \text{if } s < 18 \end{cases} \quad (4.4)$$

$Q^i(q)$ は q の確率密度関数である。 S^i は一次粒子の静止率を意味する。これは MC シミュレーション中で一次電子候補のフィルム貫通枚数が 18 枚未満となる割合として定義され、図 4.19 か

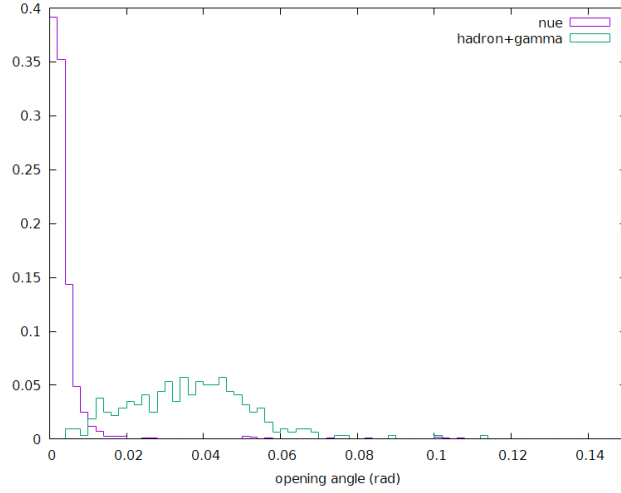


図 4.23: 一次電子候補と、それに最も近接するガンマ線の放出方向とのなす角。

ら $S^{electron} = 0.665$ 、 $S^{hadron} = 0.111$ と求められた。すなわち $QS^i(q, s)$ では、貫通フィルム枚数が 18 枚以上であるなら貫通率 $1 - S^i$ と運動量損失から尤度を得、18 枚未満であるのなら運動量は測定不能であるとして単に静止率 S^i のみが考慮される。図 4.19、4.21 から読み取れるように、貫通するハドロンは電子との貫通率比と運動量損失の小ささから非常に尤もらしくハドロンと識別することができるが、電子の場合はハドロンの静止率と静止時の運動量測定の困難さから多くの場合電子であるとは言い切れない。したがってこの方法は明らかなハドロンを強固に除去することのみを意図している。

各々の確率密度関数は先述の MC シミュレーションから得た分布をもとにガウス関数によるカーネル密度推定を用いて求めた。

この尤度関数をもとに信頼度 R を次のように定義し、その分布を図 4.24 に示す。

$$R(q, s, \phi, \theta) = \log \frac{L^{electron}(q, s, \phi, \theta)}{L^{hadron}(q, s, \phi, \theta)} \quad (4.5)$$

信頼度 0 を閾値とした場合、バックグラウンド期待値は 1.2 ± 0.5 イベントとなり、115.4 イベントから大幅に除去された。ESD による電子ニュートリノ反応期待値の損失は約 2% である。

CSH 法では本バックグラウンドの除去は人間のマニュアルチェックに頼っていたが、CSH 法で検出されるガンマ線の絶対数が少ないことから、他のバックグラウンドと比較して無視できる程度に小さいとされた。

4.4.3 $\tau \rightarrow e$ の誤認

$\tau \rightarrow e$ がバックグラウンドとなる条件は次の 2 つである。

1. 通常解析の Decay Search で ν_τ と同定することができなかった。

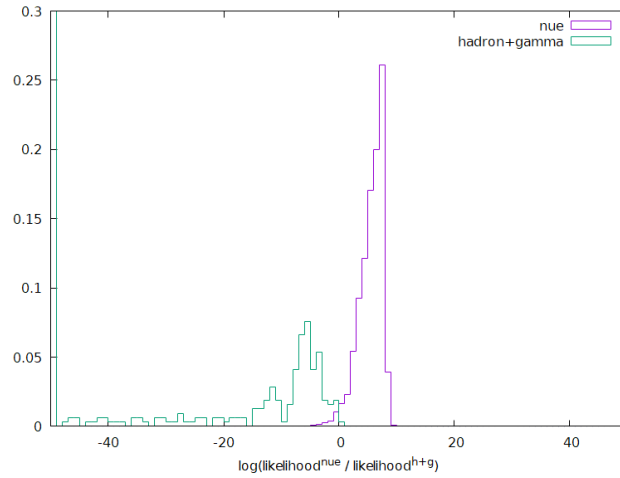


図 4.24: 一次電子とハドロンについて、定義した信頼度の分布の比較。式 4.5 に定義した信頼度の値が $[-50, 50]$ の範囲外に出た場合は両端のビンに格納している。

2. 生じた電磁シャワーが検出法の閾値 (≥ 10 本) 以上である。

$\tau \rightarrow e$ について、OPERA 主解析ではまず表 4.1 のカットの適用で候補が選出され、その後シミュレーションによって生成されたイベントを用いての Boosted Decision Tree^{*8}に基づく多変量解析による解析が行われた。したがって、1 に関しては表 4.1 と逆の条件を課せばよい。なお z_{dec} は崩壊点と一次反応点を含む鉛の下流面との距離、 θ_{kink} は親、娘粒子飛跡のなす角、 p_{2ry} は娘粒子の運動量、そして p_{2ry}^T は親粒子の方向に対する娘粒子の横運動量である。

z_{dec} [mm]	θ_{kink} [rad]	p_{2ry} [GeV/c]	p_{2ry}^T [GeV/c]
< 2.6	> 0.02	> 1	> 0.1

表 4.1: selection cuts

この条件での $\tau \rightarrow e$ イベントの期待値は 0.8 ± 0.2 である。CSH でも同様に推定され、 0.7 ± 0.2 となった。これは他のバックグラウンドと比較しても十分に小さいため、これ以上の追加条件は設けない。

4.4.4 電子ニュートリノ反応同定条件の総括

最後に、ここまでで議論した電子ニュートリノ反応同定のための条件をまとめる。

^{*8}教師あり機械学習による分類器の一種。真の分類と緩やかに相関する弱分類機を多数組み合わせることでより高性能な分類機を生成するアンサンブル学習のうち、特に Boosting と呼ばれるアルゴリズムと、弱分類機として決定木 (Decision Tree) を利用するもの。

1. 電磁シャワー探索によって頂角 0.06 rad の円錐中に 10 本以上の Basetrack が検出され、かつ 3D ビューアを用いた目視により電磁シャワーであることが確認される。
2. 最上流フィルムに一次電子候補となる飛跡が記録されていることが、マニュアルチェックによって確認される。
3. 最上流フィルム中で、一次電子候補から 70 μm 以内、かつ一次電子との角度差が 0.3 rad 以内であるようなハドロンと同定されない飛跡は一次電子候補を含めて奇数本である。
4. 電磁シャワーのエネルギーが 1.1 GeV 以上と測定される。
5. ハドロンとガンマ線との混合によるバックグラウンドか否か、最尤推定を適用し、信頼度が 0 以上となる。
6. $\tau \rightarrow e$ として同定されない。

4.5 電子ニュートリノ候補イベントの期待値

4.2 節と 4.4 節から得られた ν_e 、 π^0 、 $\tau \rightarrow e$ に由来する ν_e 候補イベントの検出効率から、ニュートリノ振動が存在しないと仮定した場合、3 フレーバーのニュートリノ振動を仮定した場合との期待値を求める。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動によるもの、ビーム中に混入している ν_e 、 π^0 バックグラウンド、 $\tau \rightarrow e$ 崩壊それぞれの、あるエネルギーのビンに収まるイベント数期待値は次のように表される。

$$N_i^{osc} = ML \int_{E'_i - \Delta E'_i/2}^{E'_i + \Delta E'_i/2} dE' \int_0^\infty dE P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \phi_{\nu_e} \sigma_{\nu_e}^{CC} \epsilon_{CC}^{\nu_e}(\nu_e) R \quad (4.6)$$

$$N_i^{beam} = ML \int_{E'_i - \Delta E'_i/2}^{E'_i + \Delta E'_i/2} dE' \int_0^\infty dE P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \phi_{\nu_e} \sigma_{\nu_e}^{CC} \epsilon_{CC}^{\nu_e}(\nu_e) R \quad (4.7)$$

$$N_i^{\pi^0} = ML \int_{E'_i - \Delta E'_i/2}^{E'_i + \Delta E'_i/2} dE' \int_0^\infty dE \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \sum_{k=CC, NC} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \phi_{\nu_\alpha} \sigma_{\nu_\beta}^k \epsilon_k^{\nu_e}(\nu_\beta) R \quad (4.8)$$

$$N_i^{\tau e} = ML \int_{E'_i - \Delta E'_i/2}^{E'_i + \Delta E'_i/2} dE' \int_0^\infty dE P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} \phi_{\nu_\mu} \sigma_{\nu_\tau}^{CC} \epsilon_{CC}^{\nu_e}(\nu_\tau) R \quad (4.9)$$

M	ビーム照射期間の平均標的質量
L	CNGS の POT 数
$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$	フレーバー α から β へのニュートリノ振動確率
ϕ_{ν_α}	フレーバー α の (反) ニュートリノの 10^{19} POT あたりのフラックス
$\sigma_{\nu_\alpha}^k$	ν_α の $k (= CC, NC)$ 反応の断面積
$\epsilon_j^k(\nu_\alpha)$	ν_α の j 反応が k 候補イベントとして検出される効率
R	エネルギー E のニュートリノがエネルギー E' に再構成される確率密度

ここで、検出効率 $\epsilon_j^i(\nu_k)$ は CSH 法と ESD 法の合算値であるが、これらは後述するように各々

が独立に規格化されなければならないため、次のように定義する。

$$\epsilon_j^i(\nu_k) = F^{CSH} \cdot \eta_j^i(\nu_k) + F^{ESD} \cdot \zeta_j^i(\nu_k) \quad (4.10)$$

$\eta_j^i(\nu_k)$ 、 $\zeta_j^i(\nu_k)$ はそれぞれ CSH 法と ESD 法の検出効率、 F^{CSH} 、 F^{ESD} は各々の規格化係数である。

規格化は ν_e CC 反応が NC 反応と非常によく似た様相となることを利用し、OPERA で実際に検出された 0μ のイベント数に基づいて行われた。ミューニュートリノのフラックスはニュートリノ振動のモデルによって変動する可能性があるが、3 フレーバー混合の場合 NC 反応数の変動はなく、 0μ に 20% ほど混入する ν_μ CC 反応も減少は高々 2% 程度であり、実際この裏付けとして OPERA 実験においてミューニュートリノの消失は確認されていない [35]。3+1 フレーバー混合の場合には $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ による NC 反応の減少は起こりうるが、しかし第 7 章の図 7.1a でも示すように OPERA 検出器でトリガーされたイベント数には変動が見られず、複数の実験から $\sin^2 \theta_{24}$ への厳しい上限が与えられていることも加味すれば [36, 37]、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ による変動は大きくとも 5% に届かないと考えられる。いずれの場合でも変動は第 7 章で評価する系統誤差よりも小さいことから、 0μ のイベント数を安定的と見做すのは妥当な仮定である。

4.5.1 CSH 法の規格化

CSH 法での規格化は 2018 年時点と同様、ニュートリノ振動がないものと仮定し、シミュレーションとデータとの間で $0l$ イベント (0μ イベントのうち、CSH 法によって電子ニュートリノとして同定されなかったもの) の Location 数を一致させるように行われた。標的質量 1 kt、 10^{19} POT の元での全 $0l$ イベント数の期待値は次のように表される。

$$N_{0l} = \sum_{i=\mu,e} \sum_{j=CC,NC} R_{\nu_i}^j \langle \eta_j^{0l}(\nu_i) \rangle \quad (4.11)$$

ここで、 $R_{\nu_i}^j$ は ν_i の j 反応による全イベント数を表す。

$$R_{\nu_i}^j = \int \phi_{\nu_i} \sigma_{\nu_i}^j dE \quad (4.12)$$

これらの値を表 4.2 に示した*⁹。

0μ イベントの数は 1185 イベントであるが、そのうち CSH 法によって ν_e CC 反応と同定された 35 イベントを除外し、規格化係数を次のように定めた。

*⁹参考文献 [64] の表 1 と比較してわずかに値が異なっているが、異なるプログラムで独立に計算したことで小さな差異が生じたものと考えられる。なおあちらの $\langle \epsilon_{CC}^{0l}(\nu_e) \rangle$ の値に誤りが見つかったため、近日中に修正される予定である。

	$R_{\nu_i}^j (\langle \eta_j^{0l}(\nu_i) \rangle)$			
	$j = CC$		$j = NC$	
$i = \mu$	640.4	(0.030)	215.2	(0.297)
$i = e$	5.9	(0.118)	2.2	(0.307)

表 4.2: 1kt かつ 10^{19} POT あたりの ν_i の j 反応の期待値 $R_{\nu_i}^j$ と、それが CSH 法適用の元で $0l$ として同定される確率。

$$F^{CSH} = \frac{1185 - 35}{ML \sum_{i=\mu,e} \sum_{j=CC,NC} R_{\nu_i}^j \langle \eta_j^{0l}(\nu_i) \rangle} \quad (4.13)$$

$$= 0.649 \quad (4.14)$$

4.5.2 ESD 法の規格化

さて、前項で求めた CSH 法に対して ESD 法の規格化は Location 数で行うことができない。詳細は第 6 章で議論するが、ESD 法は HTS を使用できる時間や人的資源に限りがあることで Location された 0μ イベント全てには適用できず、かつスキャンや処理の途中で何らかのトラブルにより解析を完了できなかったイベントが含まれるためである。これらをシミュレーションによって正確に再現することは困難であるため、Location 数ではなく本手法の電子ニュートリノ探索を完了したイベント数によって規格化した。

1kt、 10^{19} POT あたりで、ESD 法の解析対象となる $0l$ イベント数期待値は、

$$X_{0l} = \sum_{i=e,\mu} \sum_{j=CC,NC} \int \phi_{\nu_i} \sigma_{\nu_i}^j \zeta_j^{0\mu}(\nu_i) dE \quad (4.15)$$

と表される。ここで $\zeta_j^{0l}(\nu_i)$ の意味は前述のとおりであるが、この中にはある $0l$ イベントが ESD 適用対象となる確率も含まれる。

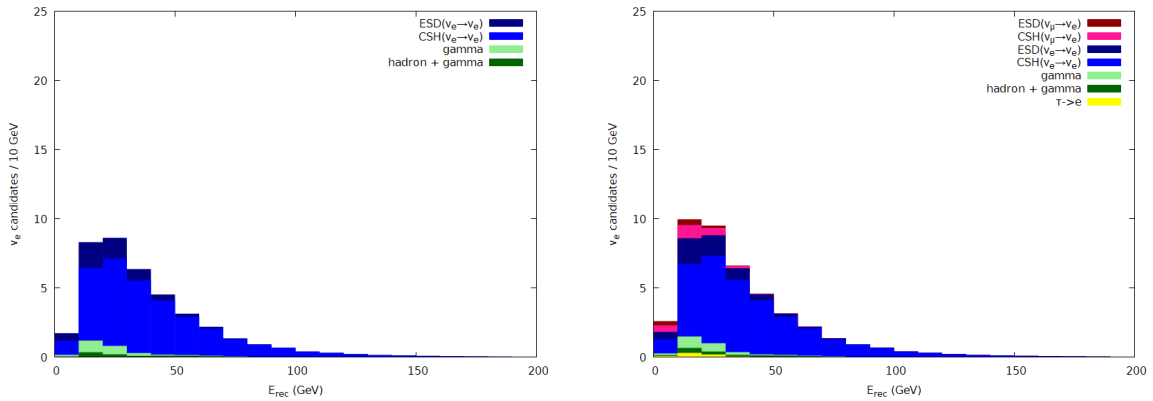
ここから、解析を完了したイベント数を n^{ESD} として、規格化係数は次のように求められる。

$$F^{ESD} = \frac{n^{ESD}}{MLX_{0l}} \quad (4.16)$$

n^{ESD} が全 $0l$ 数である 1150 の場合、 F^{ESD} は CSH 法の規格化係数 0.649 に等しくなる。

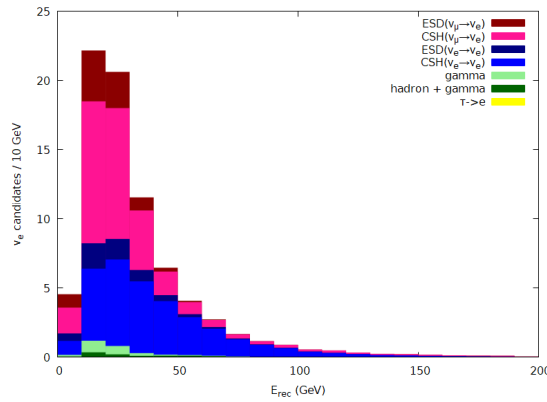
4.5.3 期待値

以上から、全 0μ イベントが解析されたと仮定した時の各起源からの電子ニュートリノ候補イベントのエネルギー分布を求める。図 4.25 にニュートリノ振動がない場合、3 フレーバーの場合、3+1 かつ $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.019$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 0.269$ の場合それぞれを示した。ここでは CSH、ESD とともに全 0μ イベントが解析されたと仮定している。



(a) ニュートリノ振動がない場合。

(b) 3 フレーバー混合。



(c) 3+1 フレーバー混合。

図 4.25: 全 0μ イベントを解析した場合に期待される、ニュートリノ振動がない場合 (a)、3 フレーバー混合の場合 (b)、3+1 フレーバー混合の場合 ($\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.019$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 0.269$ 、 $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)) = 1$ を仮定) (c) それぞれの、電子ニュートリノ反応候補のエネルギー分布。

また図 4.25a のニュートリノ振動がない場合について、ビーム中の電子ニュートリノと各バックグラウンドの総期待値を表 4.3 に纏めた。

	beam ν_e	hadron + γ	γ	$\tau \rightarrow e$
CSH	31.0 ± 3.0	negligible	0.5 ± 0.5	0.7 ± 0.2
ESD	5.7 ± 0.7	1.2 ± 0.5	2.1 ± 0.7	0.8 ± 0.2

表 4.3: ニュートリノ振動がない場合の電子ニュートリノ候補イベントの期待値。

4.6 感度

以上に述べた検出効率の向上から、全 0μ イベントに ESD 方を適用しエネルギースペクトルの解析を行った場合の感度を図 4.26 に示した。第 8 章において最終的に求める 3+1 のステライルニュートリノを仮定した場合の MiniBooNE 許容領域周辺 $\Delta m_{41}^2 \sim 0.3$ において、 $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ に対し 28% の感度向上を実現させることができる。

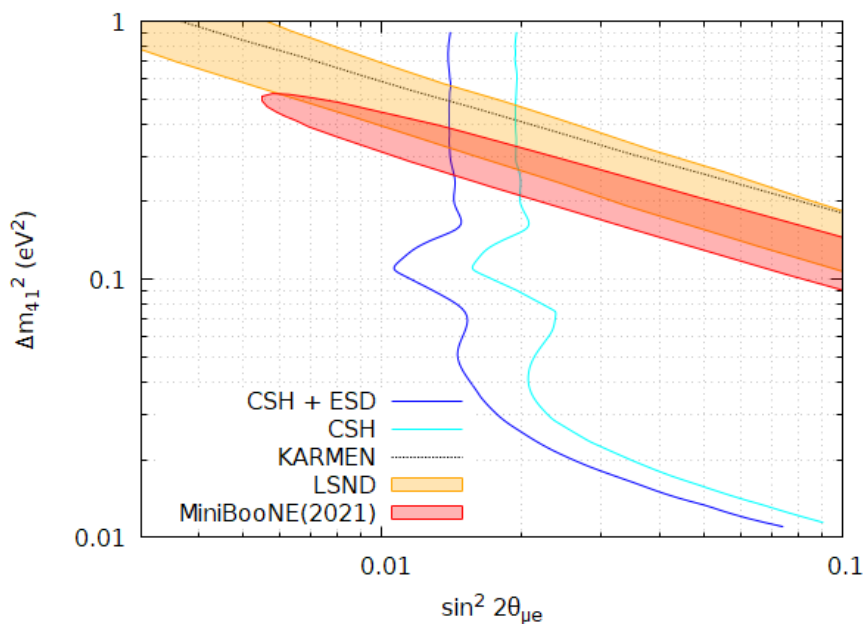


図 4.26: $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ 、 Δm_{41}^2 平面での、CSH 単独と ESD 併用の 90% C.L. の感度比較。全 0μ イベントを解析することを仮定している。参考として LSND と MiniBooNE(2021) の 90% C.L. での許容領域、KARMEN の 90% C.L. での排除領域も示した。

第 5 章

電子ニュートリノ同定のためのソフトウェア及び装置開発

第 4 章において、再構成された飛跡情報の中から電磁シャワーの可能性のある飛跡を高効率に検出できることを示した。しかし実際のフィルム上ではシグナルとなる一次電子とそれによって生じた電磁シャワー飛跡の他に、同じくニュートリノ反応に由来するガンマ線やハドロン、NETSCAN でのフィルム間アライメントのために地上で照射された宇宙線が存在する。これに加えて、フィルムに蓄積したコンプトン散乱による電子飛跡などに由来するノイズが、第 3 章にて述べたピークの検出を経ても多数生き残る。それらをデータ上で一次電子や電磁シャワーと識別することは困難である。

これらを適切に除去しつつ電子ニュートリノ反応を同定するためには二つの工程が必要であった。まずピークを作り出している飛跡を、PC 上の 3D ビューアによって人間が目視し、ハドロンや宇宙線のような一直線の飛跡ではない電磁シャワーであることを確認すること。次に、電磁シャワーを反応点へと延長した場所に電子-陽電子対でない単独の一次電子の存在を、顕微鏡を用いたフィルムそれ自体の目視によって確認すること。これらを達成するために、著者は 3D 飛跡ビューアとマニュアルチェックマシンを新たに開発した。

5.1 3D 飛跡ビューアの開発

飛跡検出器である原子核乾板を用いた実験の中で、飛跡を 3 次元的に視認できることは重要である。実際 2.4.4 項でも触れたように、2000 年台前半に Emulsion Display (ED) が野々山、児玉らによって開発され OPERA 実験の Vertex Confirmation に利用されていた (図 5.1) [73]。

ところが HTS によって 1 イベントあたりのスキャン面積が 50 倍に、飛跡量が 100 倍に膨れ上がった本研究では、ED はそのデータの巨大さに対応できなかった。他方、このようなビューアは本研究のみならず多くの原子核乾板実験が必要としているが、実験目的が多様化し解析の手続を一元的に統一できなくなった現代の原子核乾板実験では、OPERA 実験専用開発された解析ツールを単純に機能拡張したとしてもあらゆる実験を包括的に支援するには至らない。したがって、現

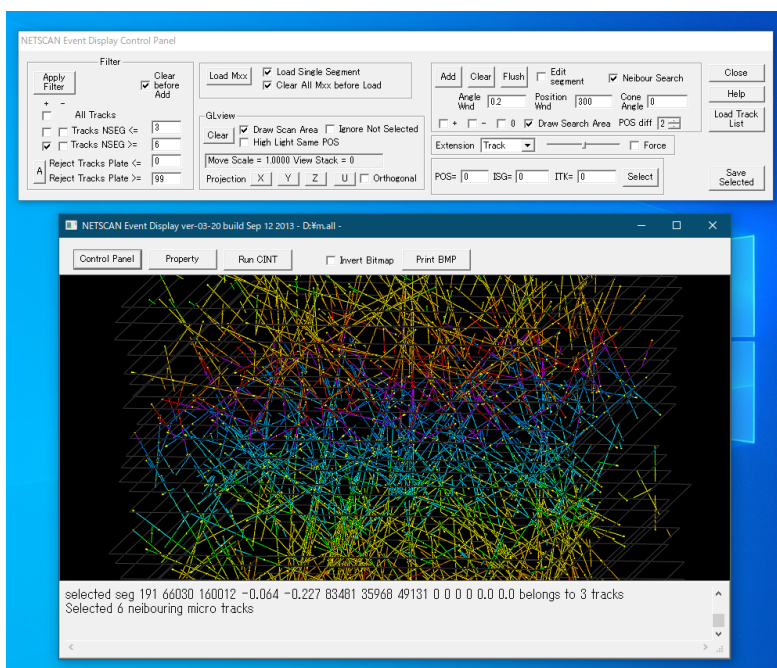


図 5.1: Emulsion Display.

代の巨大化した飛跡量、多様化した実験目的に柔軟に対応できる新たなビューアを開発する必要があった。

以下ではこのビューアの開発方針について述べるが、本研究だけでなくあらゆる実験によって利用されることを想定していることから、要求される機能は多岐に渡った。

1 最大 10^7 本に及ぶ飛跡の処理、描画

2.4.4 項で述べたように、HTS によってスキャンされた飛跡情報は NETSCAN によって Chain Group の形に再構成される。このとき出力されるファイル中に記録されている Basetrack は 1 イベントあたり最大で 10^7 本に上り、これはファイルサイズ約 1GB に相当する。目視確認時には後述するフィルタ機能を用いてある程度のノイズを除去した上で行われるためこれらすべてを同時に描画する必要は必ずしもないが、少なくともこれを扱うことのできるデータコンテナ*1の設計が必要である。また電磁シャワーによる飛跡は Chain Group の接続の組み合わせが発散しやすく、大きなシャワー飛跡群となるとそれだけで Basetrack 本数が重複を含めて 10^6 本程度まで肥大化することがある (図 5.2)。したがって電磁シャワーの目視確認のためには 10^6 本の同時描画が必要になる。

なおビューアは一般的な家庭用のラップトップ PC 等からも使用されるため、それらの性能水準であっても十分に成立する速度、応答性を実現しなければならない。

*1何らかの情報を構造化された要素としてメモリに格納し、各要素へアクセスする手段などを実装したデータ構造。また本論文中ではそのデータ構造に基づきメモリ上に作成された実体もコンテナと呼ぶ。

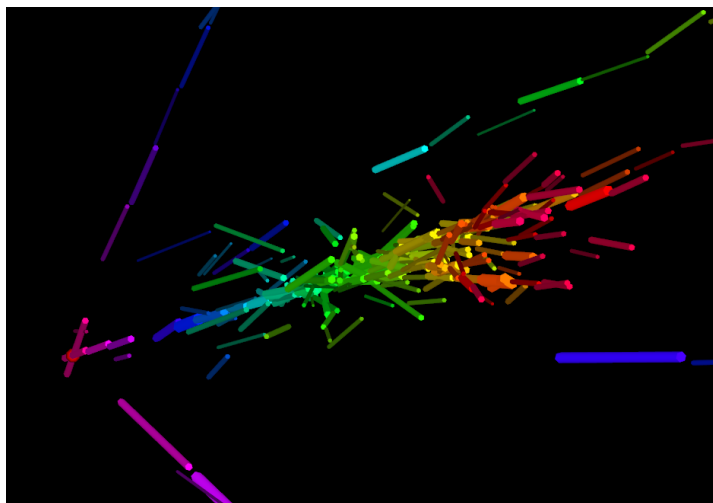


図 5.2: Chain Group ファイル中に記録された電磁シャワー。図ではあまり大きく見えないが、同一の Basetrack が重複して膨大に記録されており、本数は 10^6 本を超えている。従来用いられていた ED では表示することができない。

2 任意のファイル形式への対応

HTS や NETSCAN が出力するファイルは処理の段階ごとに異なる形式、異なる情報を持っているが、それらいずれの段階の情報であっても同様の手続で扱えることは、ユーザビリティの観点から不可欠であった。また本研究以外の実験では必ずしも NETSCAN を処理ツールとして採用しておらず、独自のフォーマットのファイルが使われているばかりか、将来的に新しい形式のファイルが作られる可能性も考えられた。加えてビューアで表示すべきものは Basetrack や Microtrack などの 3 次元空間での座標、角度で表現されるものばかりではない。図 5.3 は HTS でスキャンした乳剤層の二値化断層画像を実際に作成された 3D ビューア上で表示したものであるが、これらはファイル形式も持っている変数の意味も、更には描画の方法までも通常の飛跡とは異なっている。このようなファイルへの対応要求は 3D ビューア開発開始時点で既に存在した。異なるデータへの対応とはすなわち、このビューアは飛跡、原子核乾板といった特有の概念を一切内包してはならない、ユーザーの手によって自由にそれらの概念を与えられる方式でなければならないという意味であり、原子核乾板とは異なる検出器情報など、著者が全く想定していない情報にさえ対応させることに等しい。

更に、複数のファイルを任意に組み合わせる必要も生じた。例えばフィルムごとの Basetrack と Chain Group とでは座標系が異なっている。前者は HTS でスキャンした際のステージ座標系であるが、後者はそれらのフィルム間で位置ずれなく整列するように座標が補正されている。これらを同時に表示する場合、フィルムごとの Basetrack に対し、補正情報が記録されたファイルから情報を組み合わせて座標、角度を逐一変換する必要がある。このように、複数の全く異なったデータファイルで値を関連付けつつ、適切な情報へと作り変える手段が必須であった。このファイルの組

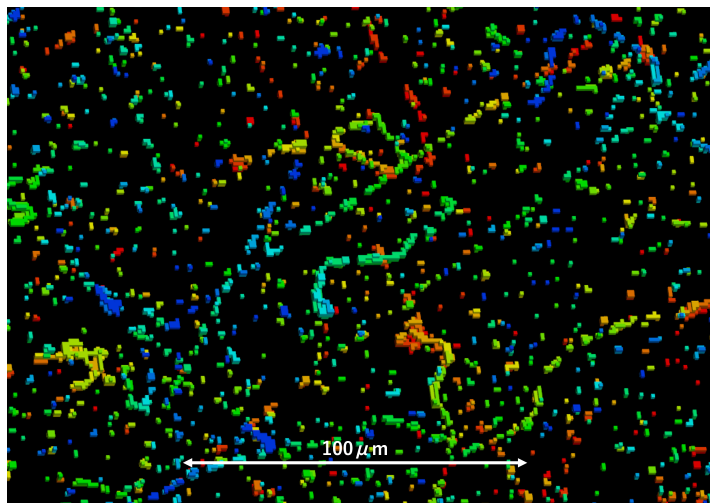


図 5.3: HTS で取得した乳剤層の二値化断層画像を、実際に作成したビューア上で表示したもの。立方体一つ一つが輝点のピクセルを表し、色は乳剤層中の深さに対応する。直線的にあるいは蛇行するように並ぶピクセルが、荷電粒子によって作られた Grain である。

み合わせ方は Basetrack と補正情報だけでなく無数に存在しうるため、組み合わせるファイルに依存せず動作する汎用的な方法でなければならない。

3 汎用的なフィルタリング機能

例えば多くの反応解析の際には、Chain Group の中から特に PH の大きいもの、複数のフィルムに渡って接続されているもの、ある 1 点から放射状に放出されているものなどをシグナルの可能性のあるものとして選出する。これを実現するような機能が必要である。ただし 2. の要求により、取り扱うファイルは飛跡とは全く異なる形式、変数を持つ情報である場合があり、どのようなデータであっても一律に対応可能なことが前提である。更に前述のように、 10^7 本の飛跡を実用的な時間内に処理できる程度に高速であることも要求される。

4 マニュアルチェックのための機能

これはビューアとしての用途ではないが、マニュアルチェックマシンからの要求があった。詳細は次節にて述べるが、マニュアルチェックマシンでは HTS でスキャンされ検出された飛跡の中で、特に目視確認を行いたいものの位置まで $10\mu\text{m}$ 程度の精度で移動できなければならない。つまりマシン上でスキャンした飛跡情報と HTS でスキャンされた飛跡情報とを用いて座標のパターンマッチングを行い、双方向の座標変換を行う必要があった。このパターンマッチングにおいては、マニュアルチェックマシンと HTS のそれぞれで検出された飛跡を 1 本 1 本対応付け、その飛跡対の座標を一致させるようなアフィン変換パラメータを計算することで行われる。この飛跡対応付けアルゴリズムは 1~3 に示した機能を複合することで非常に高い柔軟性を持たせつつ実現可能であったため、要求の一つとして盛り込まれた。

また、マニュアルチェック実施時にはビューアとステージ側操作とのスムーズな連携が取れていることが理想である。つまりビューア上で確認された、あるいは存在すると想定された飛跡の座標へステージを即時に移動させるような操作が必要であり、これを直感的に実行できるような機能が求められた。

以上がビューアとして成立させるための最低限の要件である。ここで一度総括する。

1. 10^7 本の飛跡処理、描画を家庭用ラップトップ PC からでも実行できるパフォーマンス。
2. 各実験で用いられる多様なファイル形式への対応。ユーザーがファイル読み込みから描画方法までを定義できる柔軟性。さらに、各ファイル同士を組み合わせられる手段。
3. 飛跡に対するフィルタリング機能。ユーザーによって定義された独自のデータに対しても一律に対応可能であることが前提。
4. マニュアルチェック時のパターンマッチング処理を行う機能の提供。またマニュアルチェックマシンとのスムーズな連携。

これらを達成するために、著者はまず汎用データ処理ライブラリ ADAPT を、そしてそれに基づいて 3D ビューア ADAPT-IVE を開発した。

5.1.1 基礎ライブラリ ADAPT

上述のライブラリへの要求を満たすような設計として、特定のデータモデルに基づき、それを扱う機能を作成することが望ましいと考えた*2。そこで ADAPT は速度に優れた言語である C++ と大規模なデータに対する速度的優位の大きい階層型データモデルを採用し、層数や各層の要素を持つ変数などをユーザーによって自由に定義することのできるコンテナを基礎として設計、ADAPT 上でのデータ入出力は基本的にこのコンテナを介して行うものとした。これにより階層構造として表現可能であるならばあらゆるファイルへ対応できるようになった。図 5.4 はその例である。図 5.4a は Basetrack のデータ構造であり、Basetrack1 本につき上下流の乳剤層の Microtrack 情報を子要素として保有する。各 Basetrack はその ID、角度 (ax, ay) や座標 (x, y, z) などの変数を持ち、Microtrack も同様である。図 5.4b は Chain Group の構造であり、各 Chain Group が任意数の Chain を、Chain は任意数の Basetrack を子要素として保有する。

ファイルからコンテナへの読み込みは対話的なアプリケーションとしての快適性を考慮し、基本的にはファイルを開いた時点で一度だけ読み込み、以降インメモリで扱うよう設計した。

さらに、複数のコンテナの間で要素と要素を関連付け一個の要素と見なすための階層連結機能を実装した。これはリレーショナルデータベースに存在するテーブル結合 (INNER、OUTER

*2このような機能は一般には SQL などのリレーショナルデータベースが提供しているが、研究室で用いられているデータはデータベース化されておらず、既存の数十、数百 TB に及ぶデータを全てデータベース化し尚且つ NETSCAN 等の処理に対応させることは非現実的である。またデータベースは膨大なデータの迅速な処理には不向きであること、関係モデルは既存の構造化されたデータと相性が悪くパフォーマンスを悪化させやすいことなども問題となる。これらのことから SQL の採用は見送った。

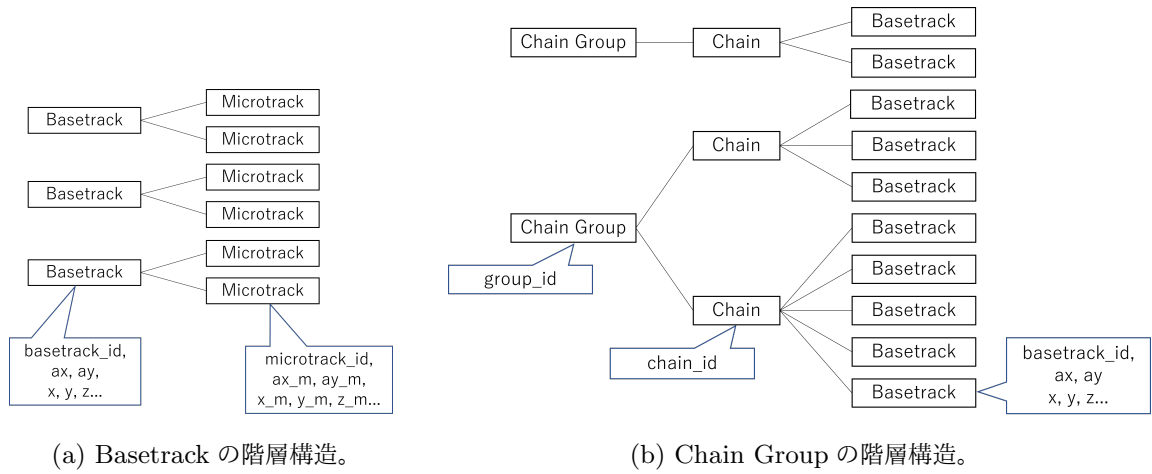


図 5.4: ADAPT の基礎となる階層構造のコンテナ。(a) は Basetrack、(b) は Chain Group の構造を示す。層の数、それらが持つ変数などはユーザーが定義する。

JOIN) に似ているが、それをさらに階層構造と統合した独自の機能である。例えば図 5.4b に示した Chain Group のコンテナの中で、ある Basetrack A、B を、図 5.4a の Basetrack コンテナ中に格納されている同一 ID の Basetrack A'、B' と連結し、Chain Group から Microtrack までに擬似的な親子関係を持たせることが可能となる (図 5.5)。

この機能によってどのようなファイル同士であってもユーザーの指定する条件によって組み合わせることができるようになった。また ADAPT への要件の一つとして述べたマニュアルチェックマシンでのパターンマッチングのための飛跡対応付けも可能となった。階層連結の動作は多様かつ複雑であるため、付録 B.2 にて詳細を纏めた。

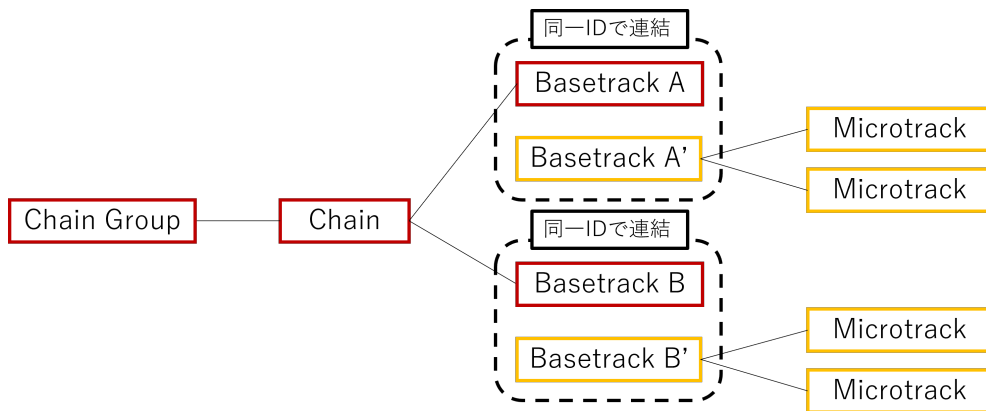


図 5.5: 階層連結の概念図。赤は Chain Group ファイル中の要素、橙は Basetrack ファイル中の要素であるが、前者の Basetrack A、B を後者の Basetrack A'、B' と連結することで擬似的に同一要素と見做すことができる。

ADAPT の最も重要な機能は、何らかのコンテナに対して条件を課し、それを満たす要素のみをサンプリングした新たなコンテナを生成する抽出機能である。この機能は飛跡に対するフィルタリングと同時に、それらの飛跡からユーザーの望む 3D ポリゴンへと変換するための情報の計算を担っている。一例として Basetrack の場合、図 5.6 のように x 、 y 方向の角度を意味する変数 ax 、 ay に対して " $-0.1 < ax & \& ax < 0.1 \& \& -0.1 < ay & \& ay < 0.1$ " のような条件を課して飛跡を絞り込みつつ、円筒形のポリゴンとして表示するために始点と終点の座標や太さを計算させている^{*3}。

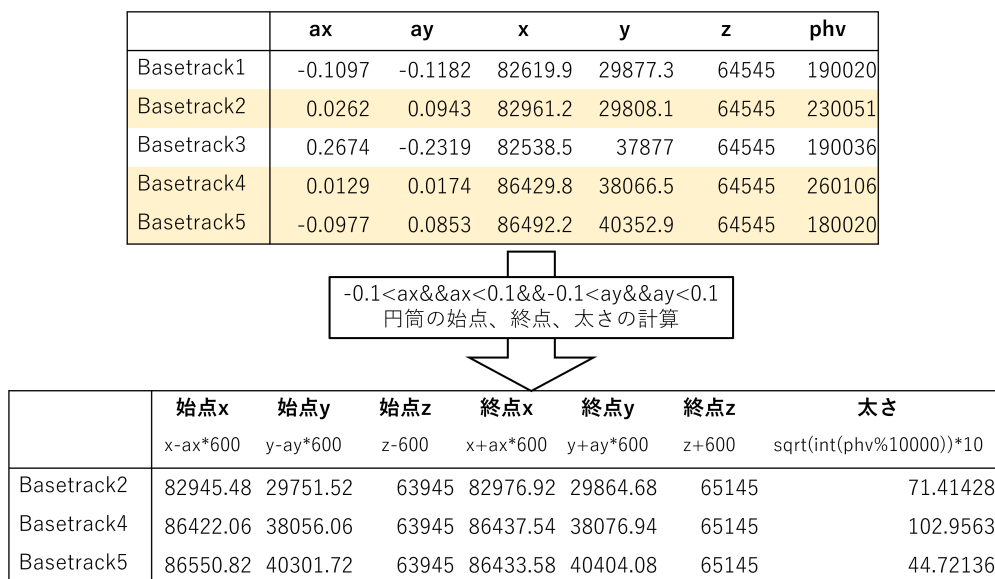


図 5.6: 抽出機能。Basetrack に対して、角度 ax 、 ay の値を用いて条件を課している。フィルタ適用前（上表）の Basetrack のうち薄橙のものが条件を満たしており、フィルタ適用後（下表）ではこれら 3 本のみが残存している。また要素を絞り込むと同時に始点と終点の座標、太さを計算し、新たな変数として保持させている。

抽出条件はユーザーが定義したコンテナの階層構造、変数に沿って任意に指定できるものでなければならない。図 5.6 に例示した条件では、" $A < ax & \& ax < B \& \& C < ay & \& ay < D$ " という条件文をソースコード中に直接書き記せば実装は非常に容易であるが、これでは変数 ax 、 ay を持つコンテナに対してしか使用できず、持たないコンテナに対しては動作しないか、そもそもコンパイル自体ができなくなる。これは ADAPT の前提条件 2“任意のファイル形式への対応”と 3“汎用的なフィルタリング機能”に反している。このような制約下でユーザーが自由にコンテナと抽出条件を構築できるようにするため、文字列の数式を計算する機能を実装した。コンテナの持つ変数を基本とし、一般的な数学関数、演算子に加えて、ある要素が持つ子要素の数やそれらの持つ変数の和、平均などを演算する特殊な関数なども用意した。ADAPT 内部ではまず文字列式の構文解析を行い、そこから得られた式を解釈して実行可能な形に変換し、その後全要素に対して抽出を実行するという段階を踏む。これによりユーザーは自ら定義したコンテナの構造に従って条件文を記述できるようにな

^{*3}実際にはこれに加えて色（RGB または HSV 色空間）などの指定も可能だが、図では省略している。

り、極めて自由度の高いフィルタリングが可能となった。加えて、事前に用意されていない条件を3Dビューア上での解析中に突発的に思いつき適用したいと考えた場合でも、アプリケーション上で条件を文字入力するだけでよく、アプリケーション自体の修正、リビルドなどを経る必要がなくなった。また3Dポリゴンの座標なども同様の方式で記述することができるため、3D表示の自由度にも寄与した。この機能を使用した実例は次項に載せる。

抽出機能は非常に頻繁に呼び出され、尚且つ大量のデータ処理が必要となる過程であるため、その速度は特に重要である。ADAPTはこの処理時間において 10^7 要素/sを達成した*⁴。これは上述した 10^7 本のBasetrackを持つChain Group情報を約1秒で処理する速度であり、十分に実用的であると言える。

またADAPTは3D描画のツールキットとしてVTK*⁵ [74]を採用した。これと上述の数式計算を組み合わせることで、ファイルに記録された値をどのような立体表現に利用するかを全てユーザーの制御下に置くことができるようになった。またエンタリークラスのグラフィックボード*⁶を用いた場合であってもおよそ 10^6 本の飛跡を一度に表示することが可能になった。これは本研究において電磁シャワーを確認する上で特に不便のない性能である。

5.1.2 3Dビューア ADAPT-IVE

3Dビューアは人間がPC上でマウス操作しながら扱うものであるため、直感的な操作が可能なGUI*⁷によるアプリケーションでなければならなかった。よって、ADAPTをベースにQt*⁸ [75]を用いてGUIを作成することで、3DビューアADAPT-IVEを開発した。

GUI

図5.7はADAPT-IVEのメインウィンドウである。中央には飛跡等の3D情報表示領域、左側には開いているファイルとそこから後述するフィルタ機能によって抽出されたサブサンプルの一覧、ポリゴン表示設定、右側には後述する変数値表示領域、下部は各種メッセージ出力とカメラ設定がある。

*⁴2012年発売のCore i7 3770を搭載するPCで処理した場合。最新のCPUであればより高速だと思われる。

*⁵Visualization Toolkit。データの2D、3D可視化を行うためのオープンソースソフトウェアであり、特に科学的データの可視化において広く利用されている。

*⁶試験にはGeForce GT 610を使用している。

*⁷Graphical User Interface。マウスポインタやアイコンなど絵や図形を用いた視覚的に認識しやすい操作体系。文字入力によるコマンドで命令するCommand Line Interface (CLI) と対比される。

*⁸主としてGUIアプリケーションを作成するためのフレームワーク。Windows、Mac、Linux等に広く対応するクロスプラットフォーム開発が可能である。

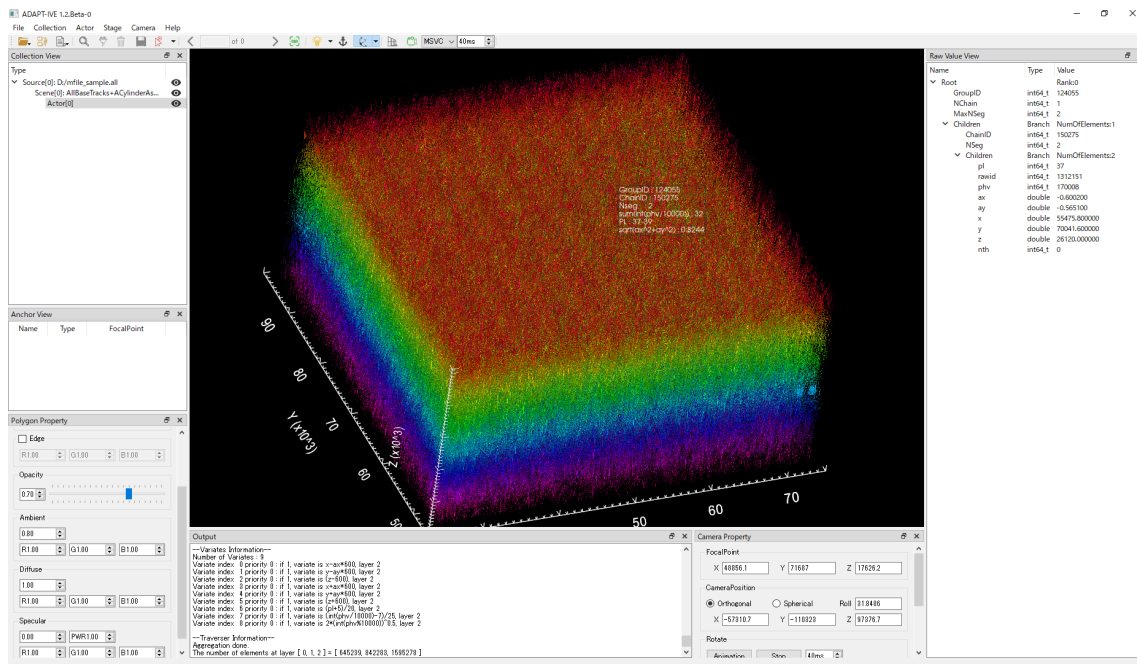


図 5.7: ADAPT-IVE のメインウィンドウ。中央に Chain Group ファイル中の Basetrack が表示されている。

プラグインによる任意のファイルへの対応

ADAPT-IVE 本体はビルド済みの実行ファイルとして配布しているが、これとは別にユーザーが独自のファイルを読み込むためのプラグイン*⁹を C++ または Python によって作成することで、ADAPT-IVE に任意のファイルを読み込ませられるようにした。また同時に、各プラグインを扱うための設定ファイルを YAML フォーマット*¹⁰で作成することで、そのファイル内のデータの取扱を制御できるよう設計した。ADAPT に実装した階層連結は、この YAML ファイル中でプラグインを 2 個以上選択し、その連結方法を定義することで呼び出す。

プラグインのソースコード、設定ファイルについては付録 B.3 に例を載せた。

変数値表示

3D ビューア中に表示される何らかのポリゴンをクリックすることで、そのポリゴンが示す要素の持つ各変数が右側の領域に表示される (図 5.8)。選択中のポリゴンには白い輪郭線が表示される。また、shift+ 右クリック、Alt+ 右クリックなどとするすることで、クリックしたポリゴンそのものの他に、それと関連する要素を一括選択し、選択されたすべての要素の情報が一括表示されるようにした。例えば再構成された飛跡情報に対して、ある一つの円筒を shift+ 右クリックすると、

*⁹アプリケーションの機能を拡張するために実行ファイル本体とは別に追加可能なモジュール。

*¹⁰データ記述言語の一種。構造化されたデータをテキスト形式で分かりやすく記述することができ、設定ファイルなどとしても利用される。

その円筒が示す Basetrack と、それと同じ Chain Group に属す全ての Basetrack が一度に選択され、それら全ての情報がコンテナ内の階層構造に従って表示される。これにより詳細な Chain の構造などの確認も可能となった。

Name	Type	Value
Root	Rank0	
GroupID	int64_t	4790
NChain	int64_t	4
MaxNSeg	int64_t	15
Children	Branch	NumOfElements:4
ChainID	int64_t	7356
NSeg	int64_t	15
Children	Branch	NumOfElements:15
pl	int64_t	21
ravid	int64_t	74553
phv	int64_t	250069
ax	double	0.027800
ay	double	0.022200
x	double	85600.000000
y	double	35173.100000
z	double	46558.000000
nth	int64_t	0

(a) Basetrack 単独選択時。

(b) Chain Group 一括選択時。

図 5.8: 選択した要素の持つ変数の一覧。(a) は単一の Basetrack が選択された場合、(b) は Chain Group が一括選択された場合である。飛跡の濃さを表す phv や、ある Chain に属す Basetrack の本数などは、ノイズ等と識別するための重要な指標となる。

この他、選択された 1 個以上のポリゴンに関して、任意の値を計算させる機能を追加した。例えば図 5.9 のように近接した 2 本の Basetrack を選択し、最近接距離とその座標を求めるなどである。これらはフィルタ機能などと同様に数式で定義できるほか、C++ または Python で作成されたプラグインを呼び出すこともできる。後者の場合、選択された要素の情報から ADAPT 内に用意された数式表現では実現できない複雑な計算も可能である。原子核乾板による反応解析では不可欠な飛跡情報からの即時運動量測定などは、このプラグイン上であれば実行することができる。

フィルタ機能

ADAPT に実装した数式表現によるフィルタ機能は、図 5.10 に示す Apply Filter ダイアログから呼び出すことができる。繰り返し用いる可能性の高いフィルタについては、事前に上述の YAML 設定ファイルに式の表現とパラメータを定義しておくことで、フィルタ機能使用時には少量のパラメータの入力だけで呼び出せるようにした。

図 5.11 はこのフィルタリングを実際に使用した例である。

図 5.11 上段は Basetrack に対するシンプルな座標によるフィルタリングである。(a) はフィルタ適用前の Basetrack 集団で、ある 1 枚のフィルム中で検出された PH19 以上の Basetrack が描画されている。ここに " $\sqrt{(x-90000)^2+(y-30000)^2}<10000$ " という条件を課した結果が

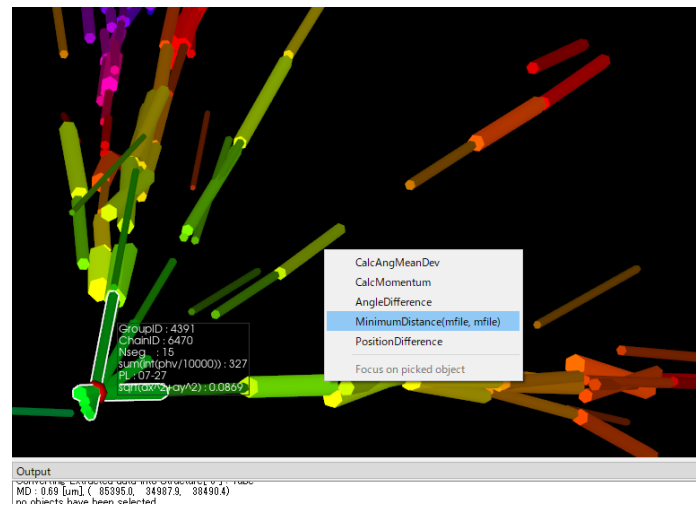


図 5.9: 選択した要素についての任意の計算を即時実行する機能。右クリックで開くコンテキストメニューから実行したいものを選択する。上図は MinimumDistance を実行した直後の状態であり、輪郭線が表示されている 2 本の Basetrack の最近接点とその距離がメッセージ出力に表示される他、交点には目印として赤い球体が設置される。

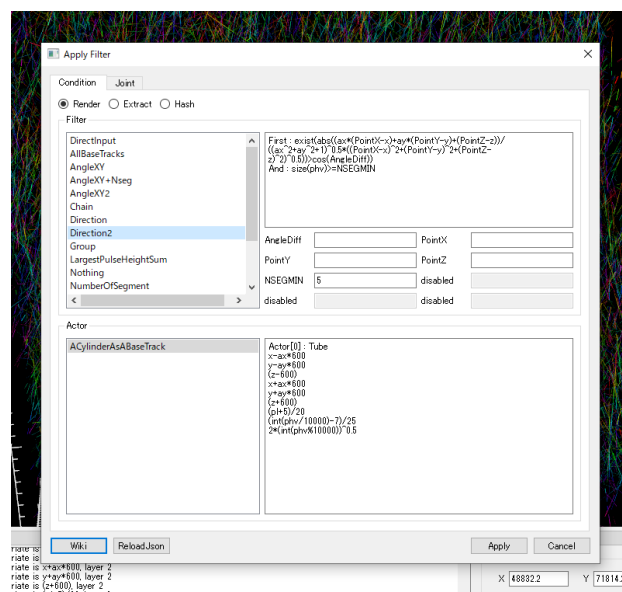
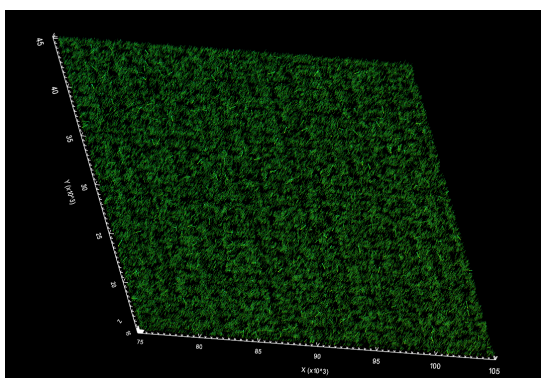


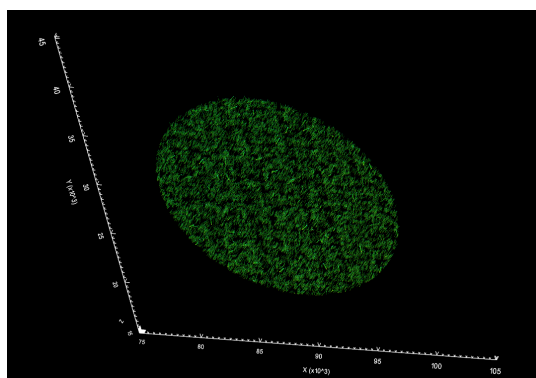
図 5.10: ADAPT-IVE の Apply Filter ダイアログ。上段左の Filter 一覧から予め定義しておいた任意のフィルタ設定を選択し、上段右下のパラメータを入力することで、上段右上に定義された数式に基づくフィルタリングが実行される。

(b) であり、 $(x, y) = (90000, 30000)$ を中心とする半径 $10\,000\ \mu\text{m}$ の領域内の Basetrack のみが選出されている。

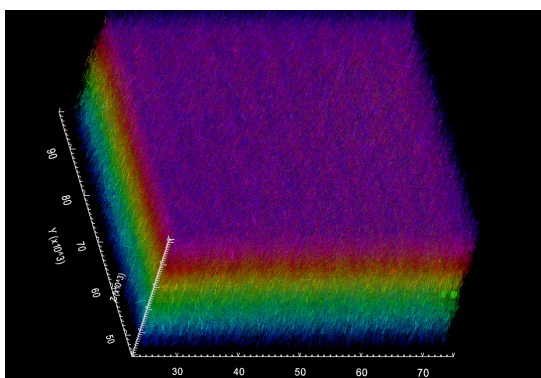
下段はあるイベントの Chain Group 集団である。(c) にはノイズを含む全ての飛跡が描画されているため非常に視認性が悪い。そこで `isgreatest(sum(int(phv/10000)))` かつ `size(phv)>=6` という条件を課す^{*11}。前者は「ある Chain Group の中で、PH 合計値が最大であるような Chain」、後者は「Chain を構成する Basetrack の本数が6本以上」を意味する。つまり、ノイズなどによって多数枝分かれした Chain Group の中から、Basetrack 6本以上からなる最も PH 合計値が大きく本物らしい Chain のみを選択するという動作となる。結果、(d) ではごく短い、あるいは枝分かれしたノイズが消去され直線的に連なる宇宙線飛跡のみが抽出されている。



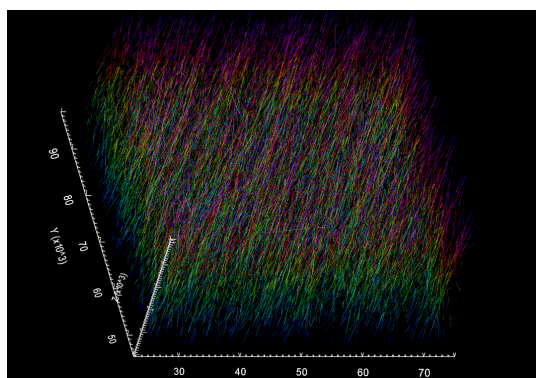
(a) フィルタ適用前の Basetrack 集団。



(b) フィルタ適用後の Basetrack 集団。



(c) フィルタ適用前の Chain Group 集団。



(d) フィルタ適用後の Chain Group 集団。

図 5.11: ADAPT-IVE におけるフィルタ適用の例。上段は Basetrack に対して、下段は Chain Group に対して条件を課している。左列の母集団から条件を満たすものだけが抽出された結果、右列のように飛跡が削減されている。

^{*11} `phv` は飛跡の濃さを表す 6 桁の値であり、上 2 桁に PH が格納されている。つまり `int(phv/10000)` は PH そのものを表す。また `isgreatest`、`sum`、`size` の 3 つは階層構造に作用する関数である。これらの詳しい挙動は付録 B.1 に纏めている。

マニュアルチェックマシンとの連携

後述のマニュアルチェックマシンでは、目標とする飛跡や、その飛跡を上下流のフィルムに延長した場所へ移動するため、人間にとって直感的に飛跡を選択できる手段が必要である。ADAPT-IVE はこれを子プロセスとして起動することで、親プロセスに対してコマンドを出力する機能を取り付けた。予め設定ファイルにコマンドを定義しておくことにより、親プロセス（後述するマニュアルチェックソフトウェア）に対して「ステージを選択中の Basetrack の座標へ移動する」、「選択中の Basetrack を延長した座標へ移動する」などの命令を発することができるようになり、ニュートリノ反応の直感的理解を大きく補助できるようになった。

5.2 マニュアルチェックマシン開発

原子核乾板上の飛跡を顕微鏡によって直接目視確認（マニュアルチェック）することは反応解析において必須である。自動読み取り装置は限られた数の断層画像から飛跡検出を行っており、乳剤層の一部の情報しか利用できておらず、人間の目視以上の SN 比を実現できていないためである。特に OPERA フィルムは標的質量の巨大さとそれをカバーするためのフィルム総面積の広さから Basetrack 検出効率や SN 比を犠牲にして量産されており、そこに存在すると強く推定されるが HTS 上で検出されていない飛跡、あるいは自動読み取り装置上で検出されているものの真偽が不確かな飛跡、が多数あり、これらシグナル、ノイズの完全な分離には人間の目視による判定を欠くことができない。詳細は第 6 章で述べるが、本研究においても実際にスキャンを行った結果として反応点下流 1~2 枚のフィルムで生じた電磁シャワーが計 13 イベント確認され、これが単独の一次電子かそれともガンマ線による電子対かを識別するためにはマニュアルチェックによる最終判断が不可欠であった。

マニュアルチェックを行うための専用装置、すなわちマニュアルチェックマシンは、OPERA 実験において吉岡らによって既に開発され活用されていた [76]。これは過去に CHORUS、DONUT 実験などで主力読み取り装置として使われていた UTS をベースとして、S-UTS 上で検出された飛跡情報を元に UTS 上で検出された飛跡と出現パターンを照合し精密に座標を一致させることで、顕微鏡視野を速やかに目標の飛跡まで誘導する装置である。しかし当時の S-UTS ベースの処理システムに合わせたこの装置は、HTS の出力するデータに対応させることが叶わなかった。また当時設計されたシステムは非常に処理が遅く、マニュアルチェックの準備段階で数分間以上の待機時間が発生していた。この待機時間はフィルムのセットごとに発生するため、1 イベントあたりの合計待機時間はチェックを行うフィルム枚数によっては 30 分以上に及び、人間が目視確認を行う時間よりも長く、作業効率の悪化を招いていた。加えてマニュアルチェックマシンは多数の実験関係者によって利用されると想定されたことから、OPERA 専用かつコマンド入力式の直感的でないツールから脱却し、ユーザビリティに優れた形に再構築することも重要であった。したがって、この装置の主たる開発要素は HTS のデータへの対応とソフトウェアの高速化、そしてこれら进行操作する GUI アプリケーションの作成である。

マニュアルチェックマシンの目的は、ガンマ線によるバックグラウンドを除去しつつ ν_e 反応を同定することである。HTS によりスキャンされた飛跡データ上での電磁シャワーの確認を ADAPT-IVE で行ったあと、特に Vertex Confirmation 時にはない新規に検出された電磁シャワーについて、その反応点直下のフィルムに電子対でない単独の一次電子が存在することをフィルムそのものの目視によって確認する。

これを行う上で特に重要な機能は、HTS のデータとのパターンマッチングである。マニュアルチェックマシンと HTS とでスキャンされた飛跡の座標、角度を照合し、よく一致するパターンを見つけ出すことによって相互に座標変換するためのアフィンパラメータを計算する。そしてこのアフィンパラメータを用いて目標とする飛跡などの座標へ精度良く移動できなければならない。

OPERA フィルムの場合、フィルム中に記録されている宇宙線の飛跡は輸送時、ビーム照射時と合わせておおよそ 400 本/cm² 程度である。パターンマッチングのためにマニュアルチェックマシンと HTS とで同一の飛跡が 20 本程度検出されなければならないとして、それをもし宇宙線飛跡のみで行うとした場合、Microtrack の検出効率 100% を仮定してもおおよそ 5mm^2 ものスキャン面積が必要になる。これは UTS の読み取り速度で 4 分ものスキャン時間に相当する。また 5.2.1 項で述べるようにスキャンはフィルム 1 枚につき 3 箇所程度を行うことが望ましいため、 1 枚あたり 12 分を要する。パターンマッチングはフィルムをステージにセットするごとに行う必要があり、 1 イベントあたり最大で 20 枚をセットする必要があるため、 12 分は実用的な時間とは言えない。よってパターンマッチングには宇宙線だけではなくコンプトン散乱による電子やアルファ線などに起因する、本来ノイズとして除去されるべき Microtrack を用いて行わなければならない。

また上述の OPERA フィルムの飛跡密度を考慮すると、顕微鏡視野（本研究で目視確認を行う際は約 $140\ \mu\text{m}$ 四方）内に収まる最小電離粒子の本数期待値はわずか 0.1 本以下、さらに角度までほぼ同一であるような飛跡となればまず存在し得ない。したがって、目視確認を行う際に目的の飛跡を反応と全く無関係な宇宙線などと混同することはない。ある 1 本の飛跡を目標とした時の移動精度は人間の目視確認の容易さを考慮しても $10\ \mu\text{m}$ 程度で十分といえる。

5.2.1 スキャンとパターンマッチング

UTS によるスキャンは飛跡の検出を意図しておらず、あくまでパターンマッチングによる HTS 座標系との座標合わせを目的としている。したがってスキャン面積はアフィンパラメータを算出することのできる最低限の広さでよく、また Basetrack でなく Microtrack 間のマッチングでよい。ただし本研究での OPERA フィルムのスキャン面積は $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ という広さを持つため、ある一点の周辺をほんの 1mm^2 に満たない面積だけスキャンしたとしても、そこから数 cm 程度離れた場所ではアフィンパラメータの誤差の影響が顕著になり、目標位置から大きくずれてしまう。したがってスキャンは互いに数 cm 程度離れた数箇所を行うことが望ましい。本研究においては最終的に、レンズ側乳剤層に対して、HTS のスキャンエリア左下を原点として $(x, y) = (1.0, 1.0), (4.0, 1.0), (2.5, 4.0)$ [cm, cm] の 3 つのエリアを、それぞれ約 $400\ \mu\text{m} \times 900\ \mu\text{m}$ 行うこととした (図 5.12)。

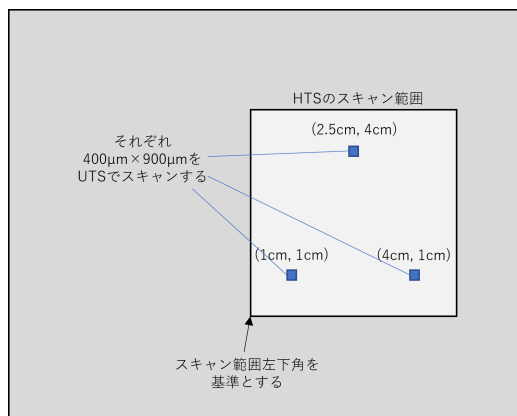


図 5.12: パターンマッチング時の UTS でのスキャン位置とその範囲。暗灰色はフィルム全体を、淡灰色は HTS によるスキャン範囲を表し、そのうち青色で表される 3 箇所を UTS でスキャンする。

画像処理には HTS のために駒谷によって開発された TrackHit を用いている。これは 2.3 節にて述べた断層画像からの飛跡検出を GPU によって高速に実行するツールである。

さて、UTS-HTS 間の座標のずれを引き起こすような原因は次のようなものが考えられる。

■UTS ハードウェア上の誤差 ステージのリニアガイドの蛇行性、座標を取得するエンコーダーのバックラッシュ*12などによる影響。最大で 5 μm 程度の誤差が生じる。

■フィルムの変形 現在使われている原子核乾板の多くはプラスチックベースを用いており、わずかながら伸縮、変形が発生する。数 cm 程度離れた 2 本の飛跡の相対的な位置関係は、この変形によって 10 μm 程度変化する。

■フィルムをステージに貼り付ける際の人為的なずれ HTS の場合はステージにセットするためのアクリル板や HTS ステージに貼り付けられたガイドラインを基準として人間が目視しながら貼り付けるため、多少のずれが生じる。UTS ステージにはそもそもガイドラインがなく、フィルムの位置の基準点は人間が手動で測定することによって行われ、フィルムの平行性も人間の感覚に頼るところが大きい。これらのずれは経験的に、最大で 3 mm、0.02 rad 程度である。

特に大きく補正しなければならないものは人為的なずれであるため、パターンマッチングでは ±3 mm を探索範囲とする。今回目標とする精度 10 μm 以下であるステージの誤差とフィルムの変形は、飛跡対応付けの過程とアフィンパラメータのフィッティングでおおよそ吸収され、無視できる程度となる。

*12 ステージの移動に伴ってわずかにリニアエンコーダが引っ張られ伸縮する現象。

ここで、パターンマッチングの処理過程について説明する。

まず前述のスキャンによって Microtrack を取得する。次に HTS で検出済みの Microtrack から、特にスキャンエリアの近辺にあると思われる $\pm 3\text{ mm}$ 範囲内の Microtrack を取り出す。これらの検出された直後の飛跡は fog などによる極めて薄い、すなわち再現性の低い Microtrack が多数存在する。これを除去するために PH の閾値を設け、ある程度大きな PH を持つ飛跡のみを生存させる。

次に、UTS と HTS それぞれで検出された同一の Microtrack を対応付けるために、UTS-HTS 間の全ての飛跡の組み合わせの中から、特に角度のよく一致する組のみを選出する。本研究では乳剤層の変形やステージ貼り付け時の回転、偶発的な一致の混入などを考慮し、角度差は x, y 方向それぞれ 0.1 rad までを許容する。その後、飛跡対の間での xy 座標の差のヒストグラムを作る。特に一致するパターンが存在する場合、いずれかの場所にピークが検出されるはずである。指定されたスキャンエリアごとにこのピークを検出することに成功した場合、全てのピークからそこに収まる飛跡対を取り出し、その座標を一致させるようなアフィン変換のパラメータを求める。

一連の処理は ADAPT ライブラリを用いて行われる。パターンマッチングの処理はスキャンと並列に行われ、全所要時間は本研究で用いた OPERA フィルム用の設定では 1 分弱である。これは UTS のスキャンに要する時間と大差なく、原理的にほぼ最大限の速度を達成したと言える。

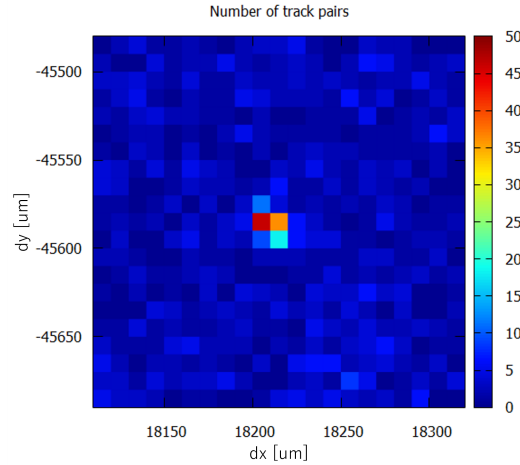
以上の条件の元で実際にパターンマッチングを行った際のピークを図 5.13a に示す。バックグラウンドが $5\text{ 本}/100\mu\text{m}^2$ 程度であるのに対して、ピークでは $50\text{ 本}/100\mu\text{m}^2$ 程度の飛跡対が見ついている。

図 5.13b、5.13c は、ある一つのスキャンエリア内で検出された飛跡と、そのエリアと対応する範囲で検出された HTS 上の飛跡との比較である。

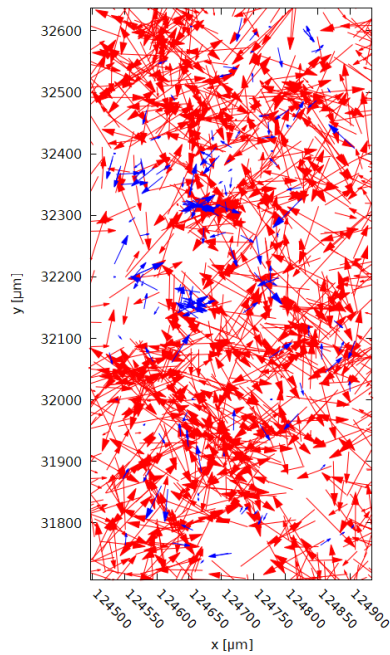
5.2.2 マニュアルチェック用ソフトウェア

マニュアルチェックを実際に行う時に用いるソフトウェアは Stage Controller、Camera Controller、Tracking Program、ADAPT-IVE、ユーザーインターフェイスを兼ねた Main Program の計 5 つである。それぞれの関係性を図 5.14 に示す。

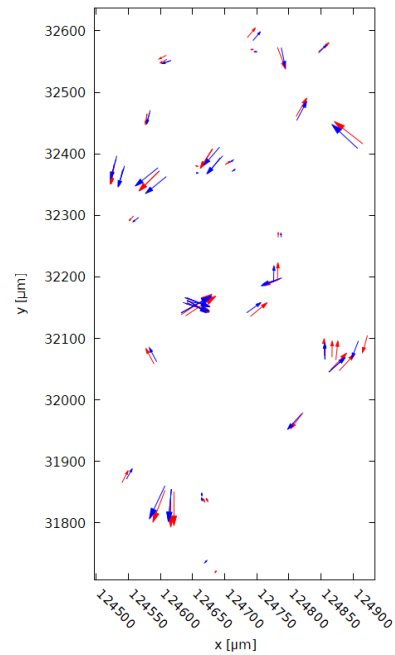
Camera Controller 並びに Stage Controller は HTS の制御のために中野、吉本らによって開発されたものであり、マニュアルチェックマシン用に部分的に改修し用いている。Camera Controller の主な役目はカメラ映像のリアルタイムの描画、スキャン中の断層画像撮影の 2 つである。1. は実際に人間が飛跡を目視するためにも利用される。Stage Controller はモーターとエンコーダーの制御を担い、スキャン中のステージの移動や目標飛跡の追跡、座標の取得、マニュアルチェック従事者によるゲームパッドを介してのステージ移動を行っている。Tracking Program は 2.3 節で述べた飛跡認識アルゴリズムを内蔵しており、Camera Controller から得た断層画像情報と Stage Controller の位置情報を組み合わせることで Microtrack の検出を行う。取得した Microtrack 情報は共有メモリを介して Main Program へと移譲され、パターンマッチングへと送



(a) パターンマッチングの処理によって得られた、UTS-HTS 間で角度が一致する飛跡の xy 座標差の二次元ヒストグラム。検出されたピークを中心として $210\ \mu\text{m}$ 四方の領域のみを切り出している。



(b) スキャンエリア内の飛跡。UTS、HTS 双方の飛跡には PH カットのみが適用されている。



(c) (b) に対してパターンマッチングを行った結果、UTS と HTS の間で一致した飛跡。

図 5.13: パターンマッチングによって検出された位置ずれのピーク (a) と、それを構成する飛跡対 (b)、(c)。下図中では青は UTS、赤は HTS で検出された飛跡を表す。

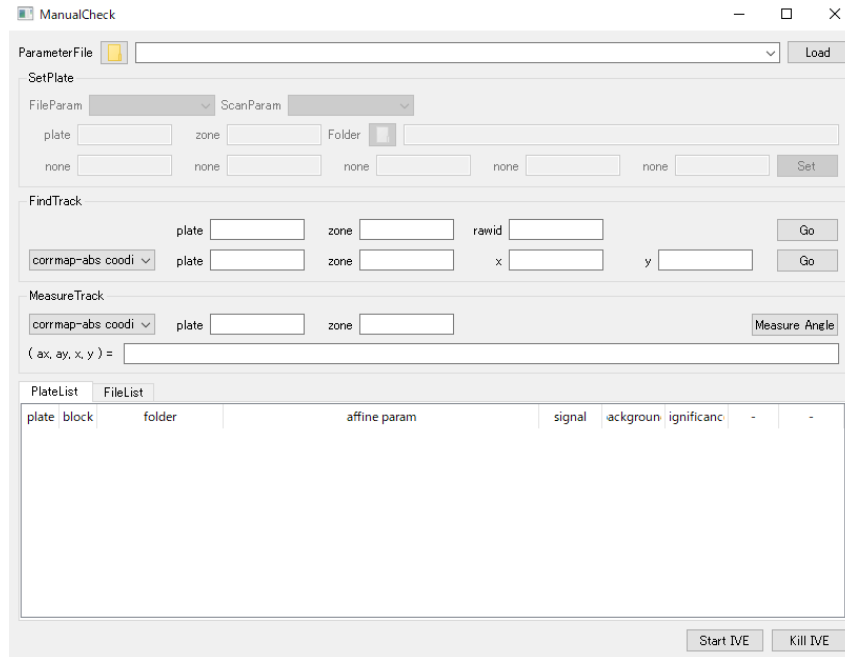


図 5.15: Main Program の GUI。SetPlate 領域中にイベントやフィルムの番号を入力することでパターンマッチングによるアフィンパラメータの計測を実行する。目標飛跡への移動は FindTrack 領域に飛跡の ID を入力するか、ADAPT-IVE から誘導する。



図 5.16: Camera Controller のリアルタイム映像。およそ $140\ \mu\text{m} \times 140\ \mu\text{m}$ が描画されている。中央の矢印付近に目標飛跡がある。

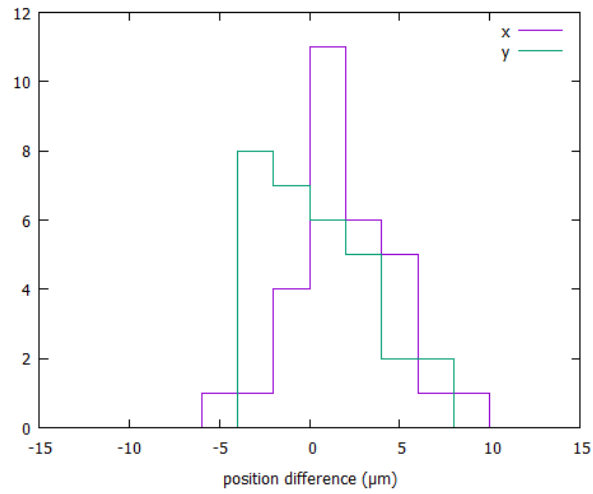


図 5.17: 予測座標を示す矢印と、実際にカメラ映像から取得した座標とを比較した位置ずれの分布。目標飛跡への誘導時の位置ずれは $10\ \mu\text{m}$ 以内に収まっていることが分かる。

リノ同定が可能となった ADAPT-IVE は本研究の他、NINJA 実験 [77] および J-PARC E07 実験 [78] において利用されている。マニュアルチェックマシンも同様に NINJA、GRAINE [79] 両実験がこれを利用し飛跡の目視確認等を行っている。本研究での具体的な使用方法については 6.1 節内で述べる。

第6章

電子ニュートリノ反応探索の実施

前章までに ECC 中での電子ニュートリノ反応検出法とそれに必要なツールについて説明した。本章ではその手法を実際に 0μ イベントに対して適用する。まず始めにスキャン及び解析の工程について述べ、そこから本手法の適用範囲を決定する。その後実際にスキャン、解析を行った結果を纏め、シミュレーションとの比較検証を行う。

6.1 スキャンおよび解析の工程

図 6.1 に解析の流れをフローチャートとして示した。これに沿って各工程の作業を説明する。

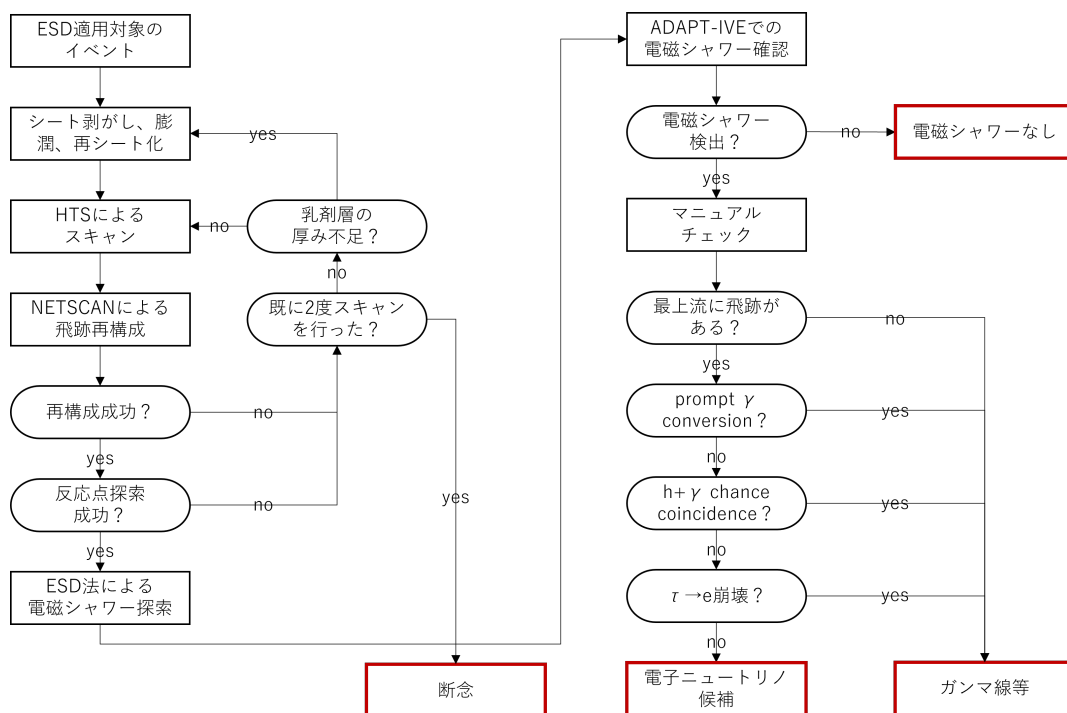


図 6.1: ESD 法による解析のフローチャート。赤枠はそのイベントの最終的な分類である。

6.1.1 スキャンとその準備

シート剥がし

解析が行われた ECC 中のフィルムの大半は、図 2.15 に示したように粘着シートに貼り付けられた状態となっている。これは Scan Back および S-UTS でのスキャン時に、シートと顕微鏡ステージの間を真空にすることで固定しているためである。HTS でのスキャンは 3.4.1 節で検証したようにフィルムの膨潤を前提としているため、一度シートからフィルムを剥がさなければならない。この作業は 1 イベントフィルム 20 枚あたりおよそ 30 分を要する。

膨潤

3.4.1 項で検証したように、HTS でのスキャンで検出効率を得るためには乳剤層を 65 μm 程度まで膨潤しなければならない。フィルムの膨潤は次の手順で行われる。まずフィルムを半日程度水に浸すことで乳剤層に水を吸収させ、その厚みを 45 μm から 110 μm 程度にまで膨らませる。十分な厚みに達したことを確認したら、35~40% のグリセリン溶液に 2 時間浸す。こうすることで乳剤層中にグリセリンが浸透する。その後グリセリン溶液から取り出し 2 日間乾燥させると、添加されたグリセリンの分だけ乳剤層は厚みを増し、最終的に 65 μm 前後となる。



図 6.2: 膨潤中のフィルム。右の衣装ケースに水を溜め、ステンレス製のフィルムラックに収めたフィルムを浸している。この状態で半日待ち、その後左の衣装ケースのグリセリン溶液へと移す。

この作業は週に 1 度、次週のスキャンのためのフィルムに対してまとめて行う。4 イベント分を一度に行うとして、待機時間を除く作業時間は 1 時間強である。

再シート化

HTS でスキャンする際は飛跡の位置、角度精度を保つためにフィルムに対する十分な平面性が要求される。通常はアクリル板にフィルムを貼り付けることで平面性を担保するが、OPERA フィルムそれ自体の吸着力は強くなく、アクリル板に貼り付けたときにフィルムが反り返って浮いてし

まうことがある。これは膨潤によってフィルムがより大きく反ってしまうことで一層顕著になる。

そのため、図 6.3 のように再度シート化を行い^{*1}、真空でのフィルムの固定を行うものとした。この作業は 1 イベントあたり 30～45 分程度である。

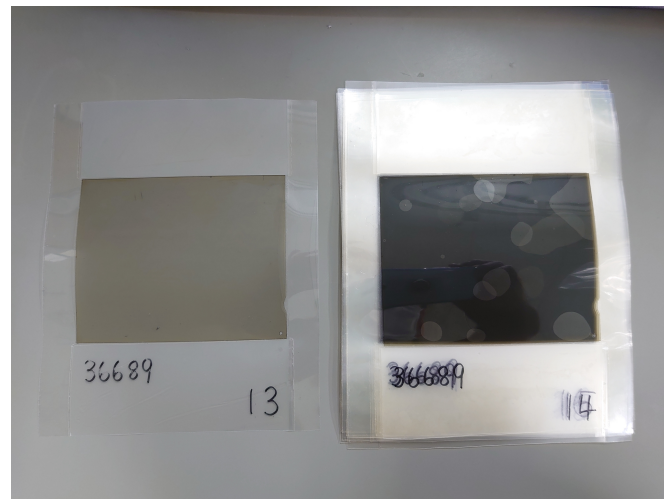


図 6.3: 再シート化後のフィルム。HTS では多数のフィルムが連なった状態のシートを固定しスキャンすることが困難であったため、一枚ずつ分断されている。

スキャン

HTS でのスキャンは、

1. アクリル板へのフィルム貼り付け (図 6.4a)
2. HTS ステージへのアクリル板の設置 (図 6.4b)
3. フィルムと対物レンズの間をオイルで満たし、スキャン開始
4. スキャン終了後、アクリル板の回収
5. アクリル板からフィルム回収

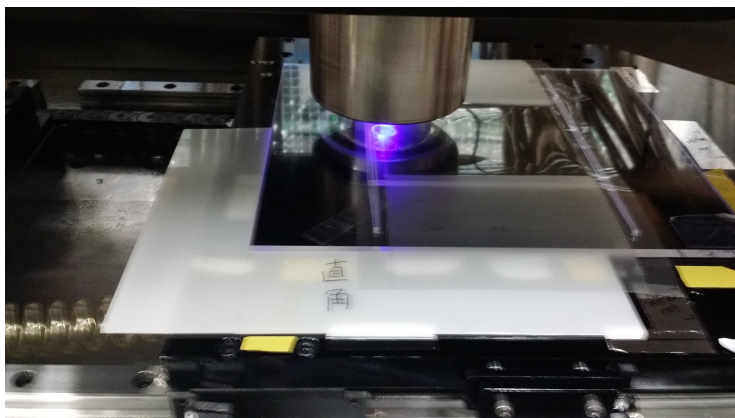
という流れを辿る。2、3 は 1、5 と並行して行われ、この作業時間に合わせてフィルムスキャン面積を設定したのは 3.4.3 項で述べたとおりである。1 イベントあたりに要する時間はおよそ 3～6 時間であった。これには HTS の稼働時間の他に PC 上での操作時間やスキャンのやり直し、HTS のトラブルからの復旧時間なども含んでおり、従事者の習熟度にも大きく左右される。

以上の作業をイベントごとに段階的に行う。

^{*1}なお右側のフィルムに気泡のようなものが見られるが、シート化済みフィルムを保管する際に重ねたときに隙間に混入しただけであり、シート化時の異常ではない。



(a) アクリル板に掘られたガイドラインとフィルム角の位置が一致するように貼り付ける。



(b) アクリル板ごとフィルムを HTS ステージに設置、真空で固定する。

図 6.4: HTS での OPERA フィルムのスキャン。

6.1.2 飛跡再構成および反応点探索

スキャンが完了したイベントは OPERA 主解析過程と同様に NETSCAN による飛跡再構成を行う。このときの処理の手順は 2.4.4 項で述べたものと基本的に同様である。Chain Group の生成までが完了したのち、通常解析で検出されている飛跡を再度探索しそれらがある一点に収束することを確認することで、反応点を特定する。これは Chain Group データ上での自動探索を行う他、検出されない場合は ADAPT-IVE とマニュアルチェックによる目視も併用する。

飛跡再構成または反応点探索に失敗した場合、乳剤層の歪み補正情報から膨潤時の厚みの不足が確認された場合はシート剥がしから、そうでない場合は HTS によるスキャンからやり直す。既に二度のスキャンを行ったイベントの場合は解析を打ち切る。

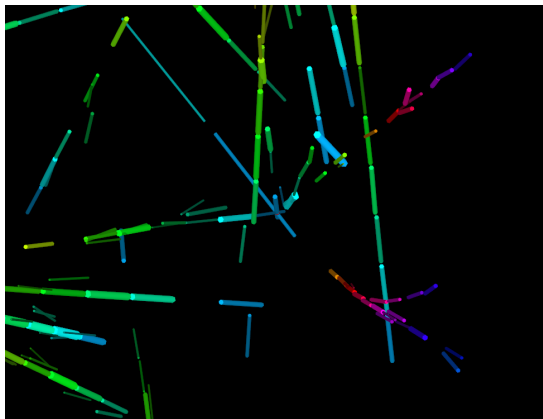
6.1.3 ESD 法による電磁シャワー探索

検出された反応点を基準として、ESD 法による電磁シャワー探索を行う。3.5 節の図 3.17b と同様に円錐中の飛跡本数を数え、閾値である Basetrack10 本以上のビンに關与する Chain Group を選出、それらを ADAPT-IVE による目視確認対象とする。

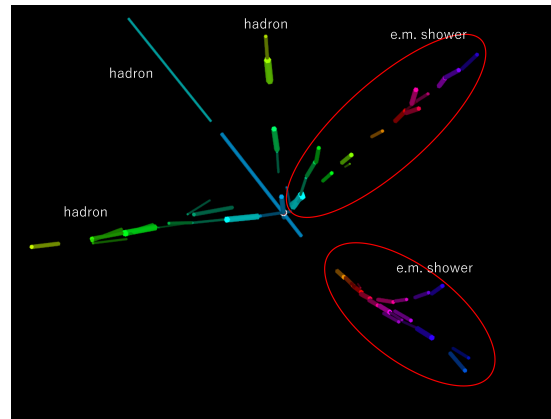
6.1.4 ADAPT-IVE による電磁シャワー確認

電磁シャワー候補の Chain Group を ADAPT-IVE によって 3D で描画し、宇宙線やニュートリノ反応由来のハドロンなど直線的に連なるものを除外、枝分かれする飛跡のみを人間の目視で選出する。電磁シャワーが小さく分岐が不明瞭な場合はマニュアルチェックも併用し、複数本の飛跡からなることを確認する。

図 6.5 は実際のスキャン中と ESD 法によって選出された飛跡である。画像中央に反応点があり、そこから複数の飛跡が放出されている。左図の多くの飛跡はノイズ飛跡が多数紛れた宇宙線であるが、これらはニュートリノ反応点に対して $10\mu\text{m}$ 以上の大きな Impact Parameter を持つことから識別される。これらを除去したものがニュートリノ反応に由来する飛跡であり、右図ではこれらのみを描画している。右図の赤線で囲われた飛跡はガンマ線由来の電磁シャワーである。それぞれ vertex film から 1 枚、9 枚下流で生じており、下流へ進むごとに飛跡が枝分かれしていることから、明確にガンマ線の特徴を呈している。



(a) 宇宙線を含む反応点周辺の飛跡。



(b) 左図から宇宙線を削除したもの。

図 6.5: ESD 法によってピックアップされた反応点周辺の飛跡。(a) に混入している宇宙線を目視で取り除いたものが (b) である。(b) で右上、右下へ放出されているものがガンマ線由来の電磁シャワーであり、それ以外はハドロンと推定された。

6.1.5 マニュアルチェック

電磁シャワーの検出されたイベント全てに対して、反応点から電磁シャワー方向へ放出される飛跡の有無を顕微鏡による目視で確認した。これには HTS で検出された Basetrack からの探索も併用する。まず反応点から下流 4 枚分のフィルムに対し、HTS で検出された Basetrack の中から電磁シャワー放出方向のフィルムへの投影点を中心に半径 $150\ \mu\text{m}$ に収まるものを探索、都度マニュアルチェックし Basetrack の真偽を判定する。また最上流のフィルム上で投影点を中心に半径 $70\ \mu\text{m}$ からカメラ映像の目視によって Basetrack を探索する。一次電子の方向とシャワー発達方向を考慮し、Basetrack 検出効率 60% を仮定した場合、HTS の飛跡情報のみでの一次電子検出効率は 95% 以上と推定され、カメラ映像目視を併用すれば 100% と見做せる。

この時点で一次電子候補が検出された場合、4.4 節で述べたバックグラウンド除去を適用し、条件を満足したものを電子ニュートリノ候補とする。そうでない場合、この電磁シャワーは π^0 ないし $\tau \rightarrow e$ 崩壊と判定される。

6.2 解析対象範囲の決定

6.1 節にて述べたスキャンに要する作業のうち、シート剥がしと膨潤は主として著者が行い、シート化と HTS でのスキャンはパートタイム労働者を雇用し行った。

スキャンは 2016 年 9 月から 2017 年 8 月まで、2020 年 10 月から 2021 年 11 月までの 2 度に分けて行われた*2。2017 年 9 月から 2020 年 9 月までは著者が第 4、5 章などで行われたシミュレーションやツール開発、6.4 節にて述べる解析結果の妥当性評価などに注力する必要があり、スキャンとの同時進行は困難であると判断され、休止期間となった。

本研究の提案の段階では、パートタイム労働者 2 名以上で HTS を 20 時間/週使用し、7 イベント/週のペースでスキャンを行うと計画していた。しかし実際にはまず労働者の確保に難航し、2016 年 9 月から 2017 年 3 月までは学生やスタッフを中心に 4~8 時間/週で行われた。その後 2017 年 3 月から 9 月まではパートタイム労働者 1 名を雇用したが、他の実験グループによる HTS 使用が本格化したことで計画通りの時間は確保できず、12 時間/週で進められた。2020 年開始の後半スキャンでも同様の理由により、労働者 2 名での 8 時間/週で進行した。加えて従事者の作業への慣れに予想以上に時間を要したことなどにより、これら全ての期間での平均スキャン進行速度は当初の計画よりも大幅に遅い 1.5 イベント/週程度であった。これは 70~80 イベント/年程度のペースであり、 $0\ \mu$ イベント 1185 に対して非常に少なかった。立案当初から全イベントのスキャンは困難であるという見方がなされていたものの、それ以上に厳しいイベントの絞り込み、優先順位付けが必要となった。

本研究の目指すところはより低エネルギーな電子ニュートリノ反応の検出効率向上である。より電子ニュートリノの可能性の高いイベントの選別としては例えば TT の情報から大きな電磁シャ

*2なお後半は 2020 年春頃からを計画していたが、COVID-19 の流行に伴い延期された。

ワーを含んでいると推測されるものを優先することなどが考えられるものの、その方法ではより高いエネルギーほど生存しやすいようバイアスする。ECC 中で収束してしまうような小さな電磁シャワーの検出のためにはそのような方法は採用できない。よってスキャンするイベントは単純に反応点が ECC 中でより上流にあるものを優先すべきである。図 6.6 に Location された全 0μ イベントの vertex film の分布を示した。上流のイベントほど Location 数が少なくなる傾向にあるが、これは Scan Back が下流から行われており、追跡の途中で飛跡を見失う可能性が上流のイベントほど大きくなるためである。また MC シミュレーションとデータとに見られる若干の不一致については 6.4 節で議論する。

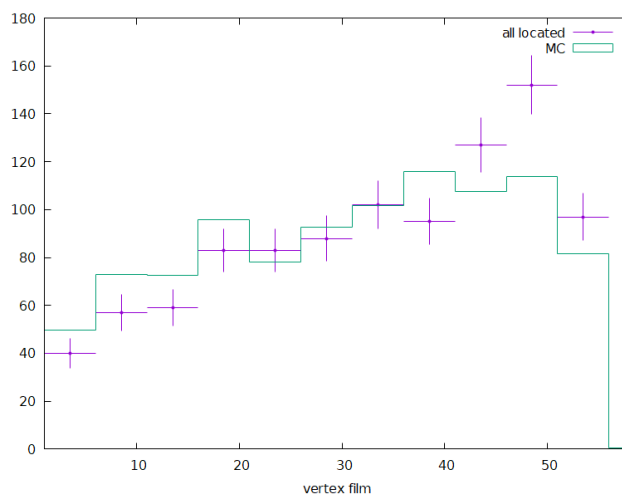


図 6.6: Location された全 0μ イベントの vertex film 分布。

また Vertex Confirmation を経て推定された反応点から放出される飛跡の数 (multiplicity) が 1 本だけのイベントは、反応点の確からしさが低いと考えられる。何故なら飛跡が 1 本しか検出されていない場合、図 6.7 に示すように、それが Scan Back 中に多重電磁散乱やフィルム自体の低検出効率によって飛跡の追跡に失敗することで 1 本に見えているのか、本当に 1 本の飛跡のみが反応点から生じたのかを識別することができない、つまり反応点の誤判定の混入率が他と比べて高いためである。また ESD 法の解析では過去の解析結果と HTS のスキャン結果を照合しニュートリノ反応由来の飛跡を特定する必要があるが、飛跡が 1 本だけの場合、周辺の宇宙線との識別が通常のスキャン枚数 20 枚だけでは困難であり、Scan Back と同等の追跡を行う、反応点よりも更に上流側をスキャン、マニュアルチェックし貫通確認を行うなどの作業を必要とするため、時間効率の点で劣っている。さらに 4.4 節で決定したハドロンとガンマ線の混合によるバックグラウンド除去において ϕ の値を決定できない可能性が高い^{*3}こと、唯一の飛跡が電子であるとした場合、CS に記録されていることが明らかなることから興味の対象である低エネルギーイベントでない可能性が高いことも不利に働く。以上のことから multiplicity=1 のイベントも除外する。

^{*3} ϕ の決定には一次電子候補の他に最低 1 本の飛跡が必要であるため、HTS で新規に 2 本目の飛跡を検出できなければ不可能である。

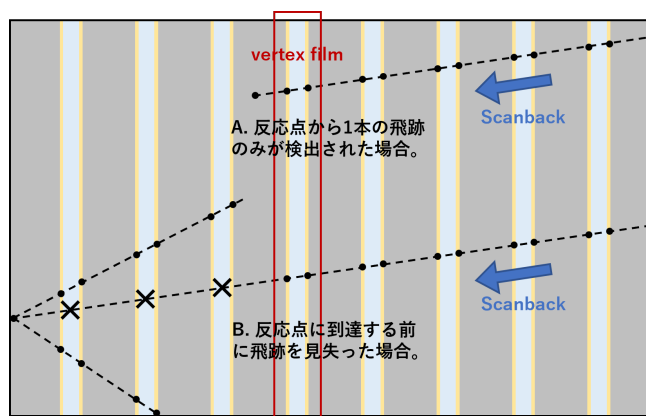


図 6.7: Location されたイベントのうち、multiplicity=1 の場合に考えられる可能性。

加えて、反応点の位置がフィルムの端から 5mm 以内に位置するようなものは、一般にフィルム端付近はノイズが非常に多い（図 6.8）ことに加え、HTS でのフィルム端付近のスキャンは作業上困難である、一次電子が ECC の外へ放出されてしまった場合は検出不能であり検出効率が半減する、という解析上の難点があるためこれも除外した。

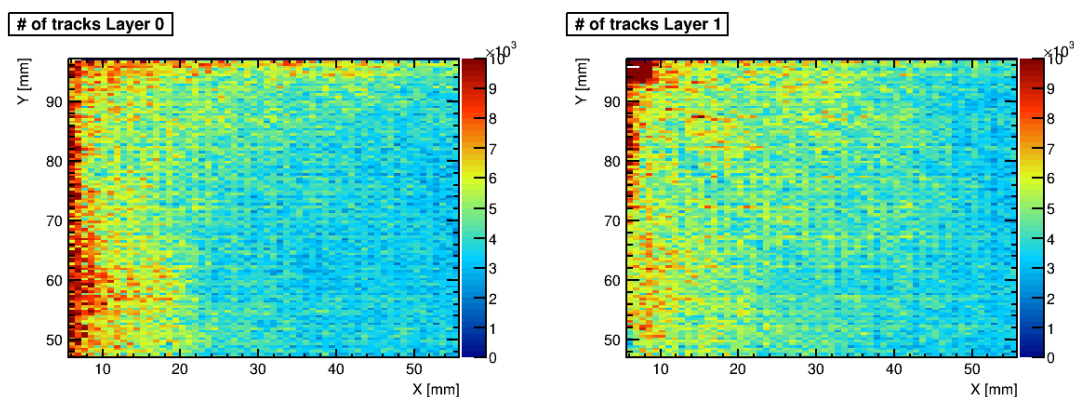


図 6.8: HTS でフィルム左上角付近をスキャンしたときの Microtrack 本数の分布。左端、上端に近づくにつれて本数が増加している。

さて、OPERA 実験に用いられた ECC はその半分を日本、半分をヨーロッパが担当しているが、これらの所在は各地の研究所等に散らばっていることから全 ECC の取り寄せは困難であり、OPERA コラボレーションチームがほぼ解散している現状で即時に入手可能な ECC は全体の約 70% 程度であった。ここから上記の multiplicity=1、フィルム端のイベントを除き、さらにフィルムを紛失、損壊して解析を行えないイベントも除外し、図 6.6 を元に 1~2 年間の継続的スキャンで達成可能な数として反応点が film #18 より上流にある 99 イベントを目標範囲として定めた。休止期間をはさみ都合 2 年間で*4、前半は主に日本の名古屋大学に保管されていた ECC を対象と

*4都合 2 年間のスキャン数として 99 イベントは少ないが、これは当初スキャン対象として選出されたイベントに誤っ

して、後半ではヨーロッパの各研究室の ECC を日本へ輸送してスキャンを行った。

POT (10^{19})	Triggered	Located	0μ	ν_e (CSH)	ESD target
17.97	19505	5868	1185	35	99

表 6.1: OPERA 実験中でトリガー、Location、電子ニュートリノ同定されたイベントの数。CSH 法は Location 済みの 0μ イベント 1185 個を対象に行われ、そのうち 35 個を電子ニュートリノと同定した。ESD 法は 0μ のうち電子ニュートリノ同定済みのものを除く 1150 個の中から、特に ECC 上流で発生した 99 個を対象として適用した。

6.3 スキャンの結果

スキャンの結果、91 イベントの電磁シャワー探索を完了した。一方でスキャンは行ったものの解析に失敗するイベントが 8 イベント生じた。これらのイベントの内訳を表 6.2 にまとめた。このうち NETSCAN 処理失敗の 5 イベントは例えばフィルムのノイズ過多や低検出効率によりシュリンク補正やアライメントに失敗したもの、反応点探索失敗の 3 イベントはこちらも低検出効率等により通常解析過程で検出されているはずの反応点を ADAPT-IVE による目視探索などを併用しても発見できなかったものである。

電磁シャワー探索完了	電磁シャワー検出	ν_e 候補	1
		π^0 その他	47
	電磁シャワーなし		43
電磁シャワー探索失敗	NETSCAN 処理失敗		5
	反応点探索失敗		3
計			99

表 6.2: スキャンされたイベントの内訳

NETSCAN 処理失敗は偏にフィルムのクオリティにのみ依存して発生し、その内部のニュートリノ反応とは無関係である。つまりこの影響はニュートリノエネルギーによらず一律に検出効率を低下させるように働くため、4.5.2 項で述べた解析完了イベント数による規格化で影響を無視できる。

対して反応点探索失敗は multiplicity に強く依存すると考えられ、実際、上述の 3 個はいずれも multiplicity=2 のイベントから生じている。この影響についての考察は 6.4.3 項にて行う。

対象外のイベントが多数混入していたこと、クオリティ不十分による再スキャンがしばしば発生したこと、HTS の故障によるスキャンの長期中断などが原因である。

解析を完了した 91 イベントのうち、ADAPT-IVE 上での目視により 48 イベントから計 71 本の電磁シャワーを検出した。これらについて 4.4 節にて導入したバックグラウンド除去法を適用した。まずマニュアルチェックによって 4 イベント中の 5 本は vertex film 上で電子対となっている、すなわち prompt γ conversion であることを確認した。さらに最尤推定によって 12 イベント中の 12 本は $h+\gamma$ chance coincidence と判定された。その他はいずれも 1 枚以上下流のフィルムで生じたガンマ線に分類された。最終的に電子ニュートリノ候補として選出されたのは 1 イベントであった。

6.3.1 新たに検出された電子ニュートリノ候補イベント

ここで、ESD 法によって検出された唯一の電子ニュートリノ反応候補の詳細を記述する。本イベントは ECC 中の film #13 直上で発生し、そこから 6 本のハドロン、2 本のガンマ線、1 本の一次電子が検出された。一次電子に $\tau \rightarrow e$ 崩壊を示すような Impact Parameter は確認されず、 $\tau \rightarrow e$ 崩壊の可能性は即座に否定された。vertex film 上に記録された一次電子の周辺 70 μm 以内かつ角度差 0.3 rad 以内には上述のハドロンのうち 4 本が含まれていたが、3 本はシャワーを伴うことなく ECC 下流まで貫通し、1 本は二次反応が確認されたことで電子対の可能性は否定された。電磁シャワーのエネルギーは 20.2 GeV と推定され、4.4.1 項で述べた prompt γ conversion の閾値を超えている。

一次電子が大きく散乱されることなくフィルム 20 枚を貫通したこと、測定された ϕ の値が小さいことから $h+\gamma$ chance coincidence の可能性が疑われたが、図 6.10 に示すように一次電子と電磁シャワー方向の開き角は非常に小さく、最尤推定の信頼度はわずかに閾値を超えている。

以上から本イベントは電子ニュートリノ反応候補として認定された。

本イベントの電子ニュートリノエネルギーは 80 ± 36 GeV と再構成され、標的としていた低エネルギーのイベントではなかった。しかし ESD 法による 50 GeV 以上の新規イベントは 0.22 ± 0.02 イベント程度が期待されており、統計的に不自然ではない。

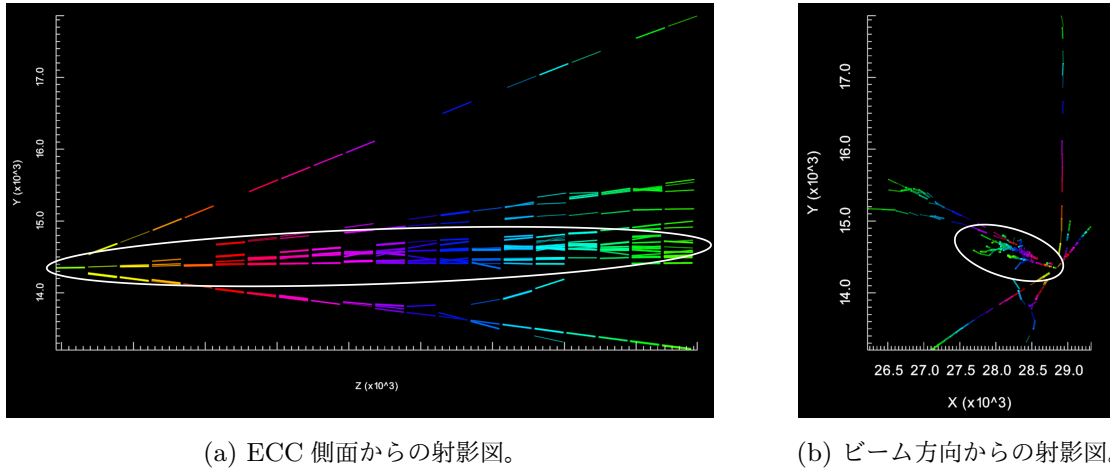
なお本イベントは CSH 法でも検出されており、当時の解析担当者によるマニュアルチェックが行われていたが、最終的に prompt γ conversion であると分類されていた。これは一次電子近傍のハドロンを電子対と誤認したものと思われる。

6.4 シミュレーションによる検出効率推定の妥当性の検証

前節までのスキャン及びマニュアルチェックの結果を元に、本節では第 4 章で述べたシミュレーションと比較し、その妥当性を検証する。

6.4.1 電子ニュートリノ反応候補期待値

4.5.3 項では 0μ イベントを全てスキャンした場合を仮定し電子ニュートリノ候補イベント数の期待値を算出した。しかし 6.2 節で述べたように実際にスキャン、解析することの出来たイベント



(a) ECC 側面からの射影図。

(b) ビーム方向からの射影図。

図 6.9: ECC 中で検出された飛跡。z 軸はビーム軸と平行に揃えられている。白の楕円で囲まれたものが一次電子とその周辺の電磁シャワーである。

は限定的であった。ここでは実際の解析イベント数によって規格化した期待値を求め、実際のイベント数と比較する。

電子ニュートリノ検出効率は、4.2 節でも行った MC シミュレーションに 6.2 節で決定した解析対象判定を加えて再評価した。また解析完了数を元に $n^{ESD} = 91$ として規格化係数を求めたところ、 $F^{ESD} = 0.272$ が得られた。

以上から推定された電子ニュートリノ反応のエネルギー分布の期待値と観測数を図 6.11 に示した。またニュートリノ振動がないと仮定した場合の電子ニュートリノ候補期待値を表 6.3 に纏めた。観測数はニュートリノ振動なし、または 3 フレーバーの振動とよく一致しており、3+1 混合モデル ($\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.019$, $\Delta m_{41}^2 = 0.269$ を仮定) とは乖離していることが分かる。

	beam ν_e	hadron + γ	γ	$\tau \rightarrow e$
CSH 法	31.0 ± 3.0	negligible	0.5 ± 0.5	0.7 ± 0.2
ESD 法	1.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.3 ± 0.2	0.05 ± 0.01

表 6.3: ニュートリノ振動がない場合の電子ニュートリノ候補イベントの期待値。なおそれぞれに付与された系統誤差については第 7 章で詳しく述べる。

6.4.2 π^0 由来のガンマ線による検証

6.3 節にて、ESD 法適用の結果として非常に多くのガンマ線が検出されたように、 ν_e CC 反応と同じく電磁シャワーを伴うガンマ線はシミュレーションの妥当性を保証するための重要な検証材料である。

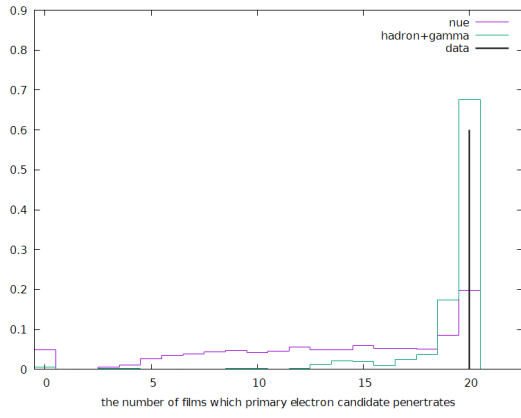
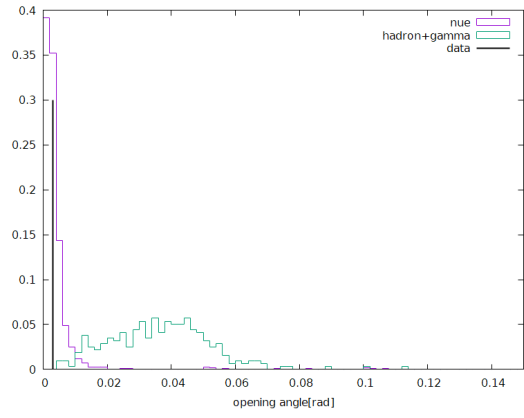
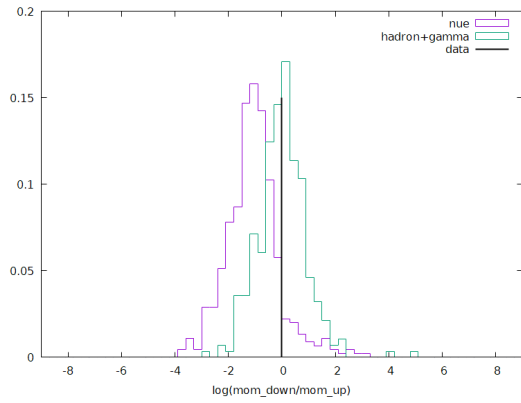
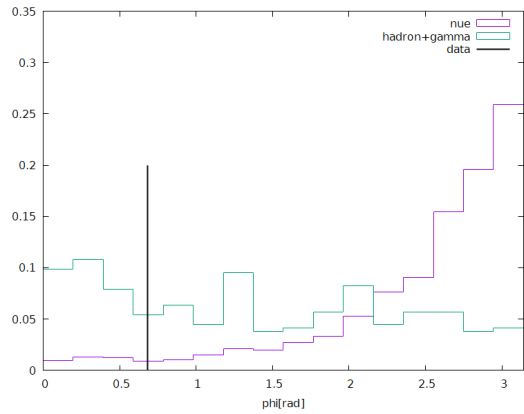
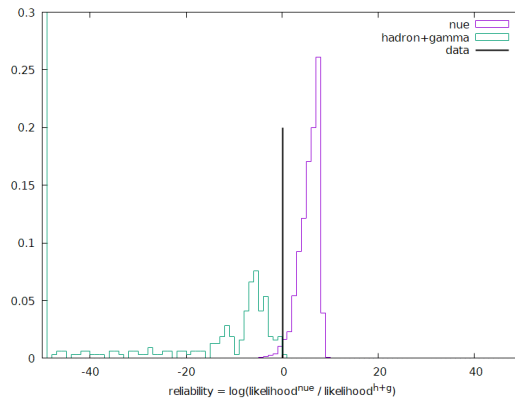
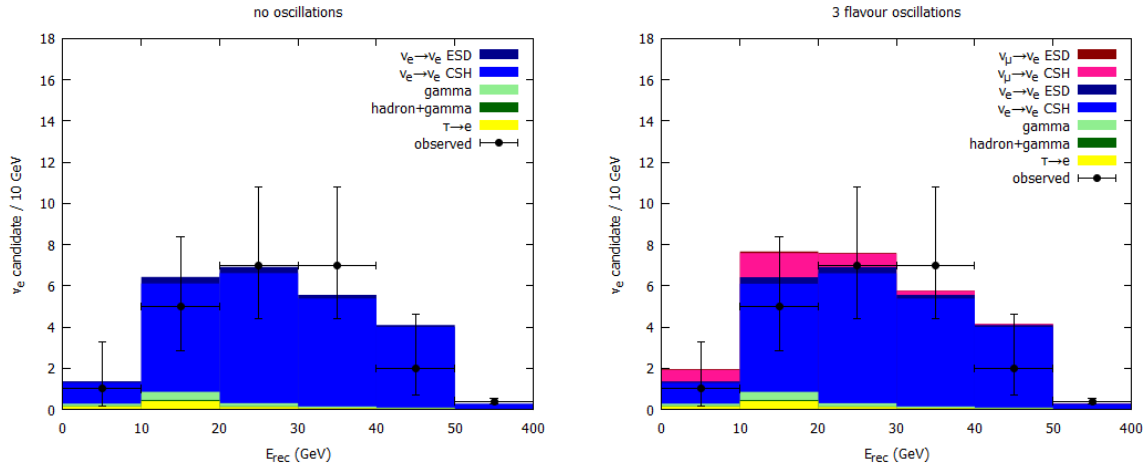
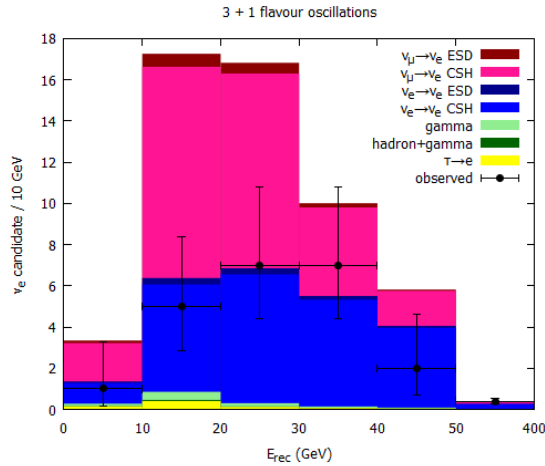
(a) 貫通したフィルム枚数 s 。(b) 一次電子候補とガンマ線との最小の開き角 θ 。(c) 上下流の対数運動量比 q 。(d) 一次電子候補とその他飛跡との平均方位角差 ϕ 。(e) 最尤推定の信頼度 R 。

図 6.10: $h+\gamma$ chance coincidence の判定。信頼度はわずかに閾値を超え、電子ニュートリノ反応と判定されている。



(a) ニュートリノ振動がない場合。

(b) 3 フレーバー混合モデル。



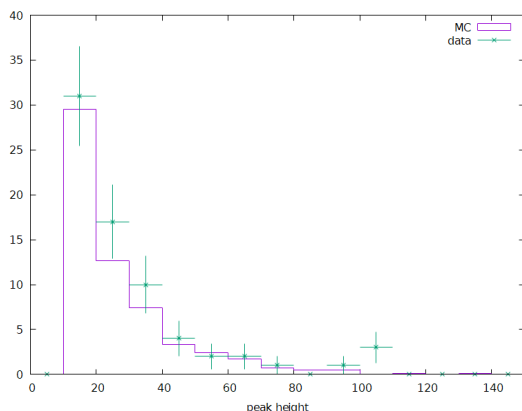
(c) 3+1 フレーバー混合モデル。

図 6.11: ニュートリノ振動がない場合 (a)、3 フレーバー混合の場合 (b)、3+1 フレーバー混合の場合 (c) での、電子ニュートリノ候補事象の期待されるエネルギースペクトルと観測数。3 フレーバーの場合の各種パラメータは PDG [26] から得ている。3+1 フレーバーの場合は $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.271 \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0.019$ 、 $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)) \simeq 1$ を仮定した。

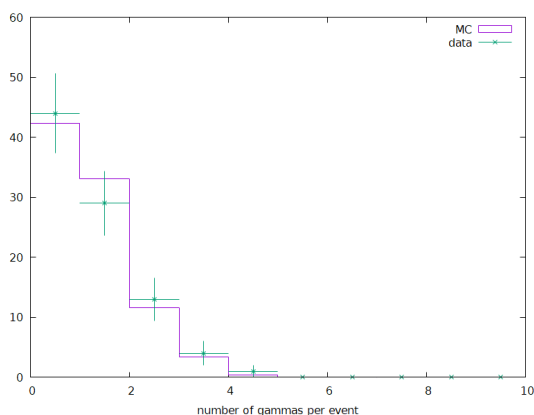
まず prompt γ conversion は 4 イベントで確認されているが、この期待値は ν_e CC 反応と誤判定する場合を除いて 5.0 ± 1.2 であり、統計誤差の範囲内で一致している。

次に図 6.12a にて、ESD 適用時の円錐中の Basetrack 本数を MC シミュレーションと比較した。概ね一致しているが、全体的にやや数が多く、100 本以上のところでは超過が見られる。これは 7.3.3 項で述べるシミュレーションと実際の解析過程との違いによるものだと考えられる。電磁シャワーは周囲の宇宙線やノイズ飛跡、Chain Group 生成時の発散の影響で、シミュレーション

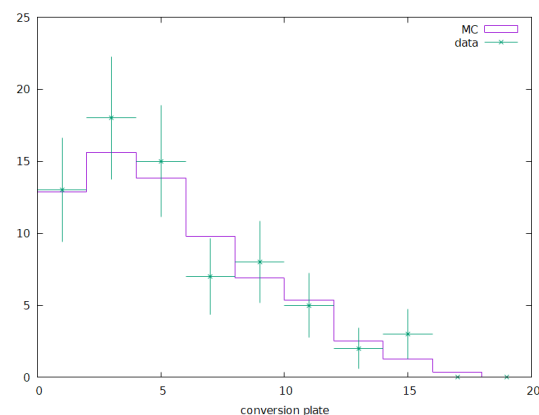
よりもやや Basetrack 本数が多くなる傾向がある。図 6.12b、図 6.12c にはそれぞれ 1 イベントあたりの電磁シャワーの数、vertex film から電磁シャワーが発生した最上流フィルムまでのフィルム枚数の比較を示した。こちらは宇宙線等の影響を 7.3.3 項と同様の方法で補正しており、どちらも無矛盾である。またガンマ線の全検出数は 71 本であり、期待値 69 ± 11 ともよく一致している。



(a) ESD 法適用時の円錐中に含まれる Basetrack 本数の比較。



(b) 1 イベントあたりのガンマ線本数。

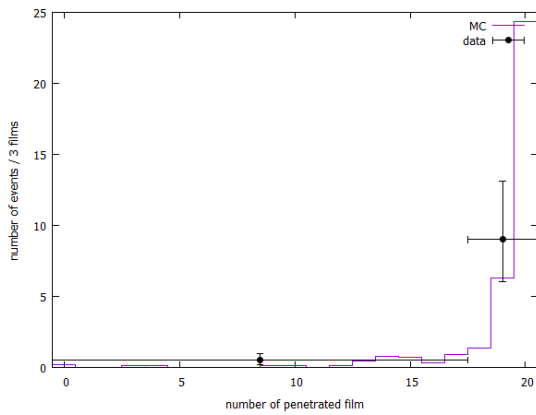
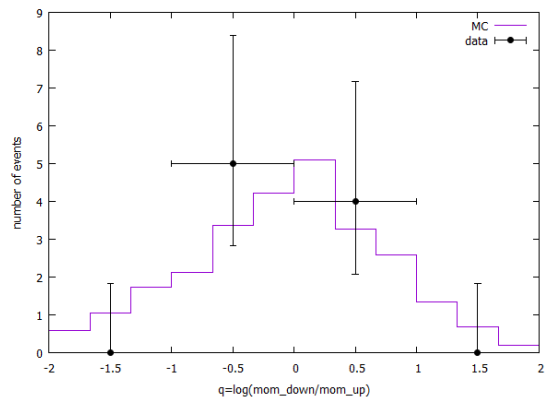
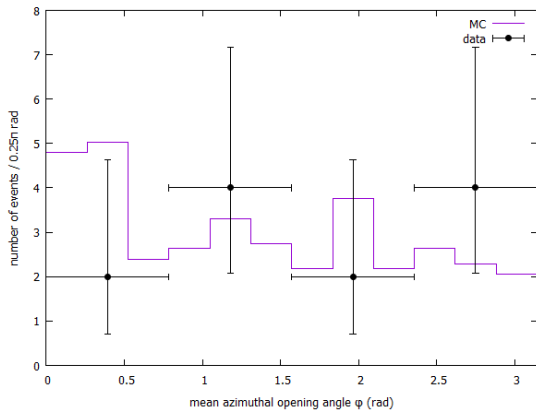
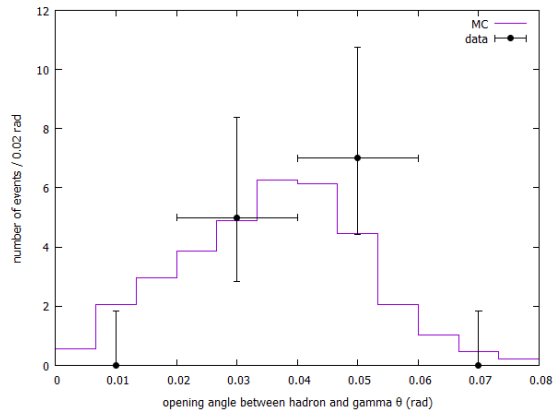
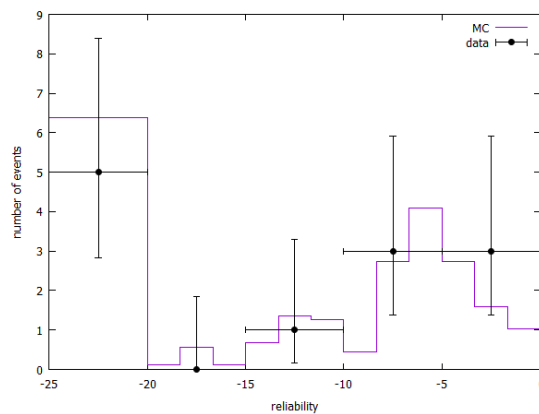


(c) vertex film から電磁シャワーが発生した最上流フィルムまでのフィルム枚数。

図 6.12: シミュレーションから予測される、また検出されたガンマ線の比較。(b)、(c) は 7.3.3 項と同様の方法による補正を行っている。

$h+\gamma$ chance coincidence は 12 イベントで確認された。一切のバックグラウンド除去を適用しない場合の期待値から電子ニュートリノ候補として誤分類される期待値を差し引くと 12.0 ± 2.3 イベントであり、両者はよく一致している。図 6.13 には最尤推定で用いた 4 種の変数と信頼度の比較を載せた。いずれも統計誤差以上の差異は見られない。

最後に、電子ニュートリノと同定された、またはガンマ線等として除去されたイベント数の MC シミュレーションとの比較を表 6.4 に纏める。

(a) ハドロンが貫通したフィルム枚数 s 。(b) ハドロンの上下流の対数運動量比 q 。貫通しなかった3イベントは除く。(c) ハドロンとその他の飛跡との平均方位角差 ϕ 。(d) ハドロンとガンマ線との開き角 θ 。

(e) 最尤推定による信頼度。ただし値が-20未満のものは全て左端のビンに格納している。

図 6.13: 検出された $h+\gamma$ chance coincidence のイベントについての MC シミュレーションとの比較。MC は積分値がデータと一致するように規格化している。

E.m. shower source	Observed		MC simulation	
	Rejected	ν_e cand	No BG cut	After BG cut
prompt γ conversion	4	-	5.3 ± 1.2	0.3 ± 0.1
h+ γ random coincidence	12	-	12.0 ± 2.3	0.1 ± 0.1
$\tau \rightarrow e$ decay	0	-	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01
ν_e CC interaction	-	1	1.14 ± 0.11	1.08 ± 0.10
Total	16	1	18.5 ± 2.6	1.5 ± 0.2

表 6.4: MC シミュレーションとデータとの間の、電子ニュートリノと同定または排除されたイベント数の比較。 $\tau \rightarrow e$ については新しい除去条件を導入していないため、バックグラウンド除去前後で期待値は変化しない。

6.4.3 Location 数、およびスキャン完了数に関するバイアス

図 6.6 に示したように、シミュレーションとデータとの間で Location されたイベントの vertex film 分布に差異が見られた。全体として下流側の Location 数が多く、Scan Back の過程で飛跡の追跡に失敗する可能性がシミュレーションよりも高い可能性を示唆している。これは CSH 法の検出効率へのバイアスとなりうるが、しかし図 6.14 に示すようにニュートリノ振動に影響されない高エネルギー電子ニュートリノ事象数がシミュレーションと凡そ一致していることから、CSH 法においてはこの影響は統計誤差よりも十分に小さいとされた。

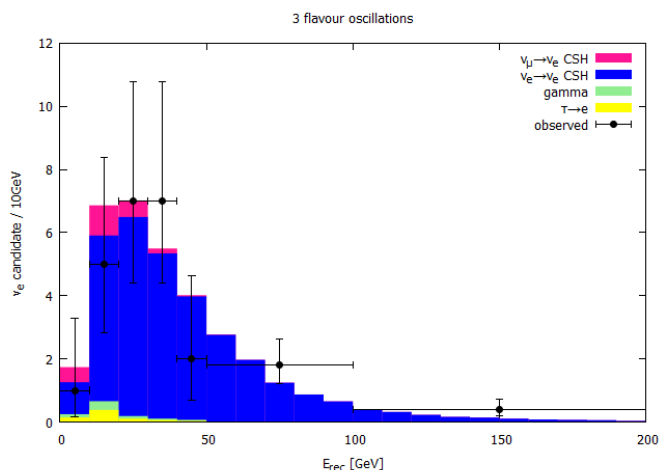


図 6.14: CSH 法で期待される、また観測された電子ニュートリノ候補事象のエネルギー分布。ニュートリノ振動の影響を大きく受けない 40 GeV 以上の領域で、統計誤差以上の乖離は見られない。

また本解析においては $\text{vertex film} \leq 18$ のイベントに限定してスキャンを行ったが、MC シミュレーションでの $\text{vertex film} \leq 18$ の期待値はデータよりも大きいことから、MC シミュレーションでは ESD 適用対象となるイベント数が実際よりも多くなる。単純に計算した場合、ESD 法による電子ニュートリノ期待値は過剰に大きく評価されてしまう。しかし本解析では解析完了数を MC シミュレーションと一致させるように規格化を行っており、この影響は十分に軽微なものとなる。図 6.15 に規格化後の vertex film 分布を示したが、統計誤差程度でよく一致している。

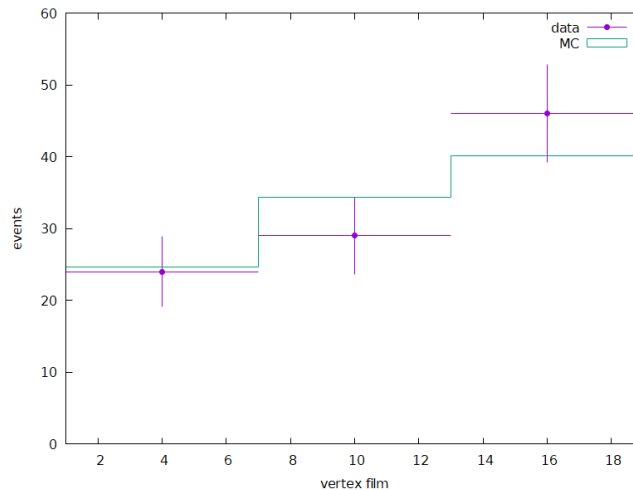


図 6.15: ESD 法適用対象として選出された 0μ イベントについて、MC シミュレーションとデータとの vertex film 分布の比較。MC はイベント数を 99 に規格化している。

次に、6.3 節で言及した反応点探索の失敗について論ずる。解析対象となった 99 イベントのうち $\text{multiplicity}=2$ は 23 イベントであり、反応点探索失敗はこのうち 3 イベント、約 13% で発生している。シミュレーション上で ESD 法によって同定された ν_e CC 反応のうち $\text{multiplicity}=2$ の割合をニュートリノエネルギーごとに求め、図 6.16 に示した。ここから 10 GeV 未満のイベントでは約 30% を占めることが分かる。 0μ イベントの大半は ν_μ NC 反応が占めているが、仮に ν_e CC 反応も 13% の反応点検出効率低下を起こすとした場合、解析完了するイベント数の期待値の低下は単純計算で $0.3 \times 0.13 \simeq 4\%$ である。ただし実際には反応点探索失敗の 3 イベントを除く 91 イベントで規格化を行うため、低下はある程度キャンセルされ、1% 未満に留まる。

ただし ν_e CC 反応の場合、電磁シャワーを伴う一次電子が放出される。電磁シャワーは周辺のノイズや宇宙線との違いが一目瞭然であり、検出された時点で反応点が確定することから、 ν_μ NC 反応ほどの低下を起こさない可能性も考えられる。こちらは規格化に用いるイベント数から最大で $3/91 \simeq 3\%$ の期待値増加を引き起こすが、正確な推定は困難であるため補正を行うことは難しい。尤も、いずれにせよその影響は第 7 章で推定する ESD 法の系統誤差 (10 GeV 未満、以上で 25%、14%) よりも非常に小さいため、無視しても良いと判断した。

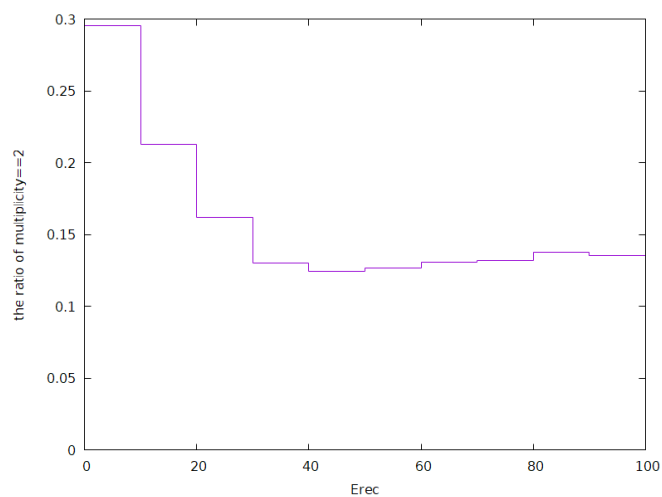


図 6.16: シミュレーション中で Location された ν_e CC 反応に対する multiplicity=2 の割合。

第 7 章

系統誤差

本章では前章までに求めた電子ニュートリノ候補期待値の系統誤差について論述する。これは次章で行うニュートリノ振動解析において各振動パラメータの上限を算出するために不可欠であり、CSH 法の場合と併せて詳細な見積もりが必要である。

前提として、CSH 法における系統誤差はニュートリノフラックス、反応断面積、トリガー、Location、電子ニュートリノ同定までの全てのプロセスに付随する系統誤差を合算し、10 GeV 未満で 20%、10 GeV 以上で 10% と推定された [64]。ただしこの値は本研究における検出法の誤差とは独立していないことに注意されたい。何故なら CSH 法と ESD 法は共にニュートリノ反応のトリガーから Location までのプロセスを共有しており、Location 効率の系統誤差が同一の値を取るためである。つまり、真の意味で独立しているのは Location 後の電子ニュートリノ同定効率の系統誤差のみとなる。しかし CSH 法の系統誤差は 4.5 節において議論した規格化によって Location までの系統誤差がほとんどキャンセルされ非常に小さくなるという推定のもと、保守的に見積もられたものである。したがって、同定までの各プロセスに付随する系統誤差を個別に計上したのではなく、それらを単純に分離することができない。

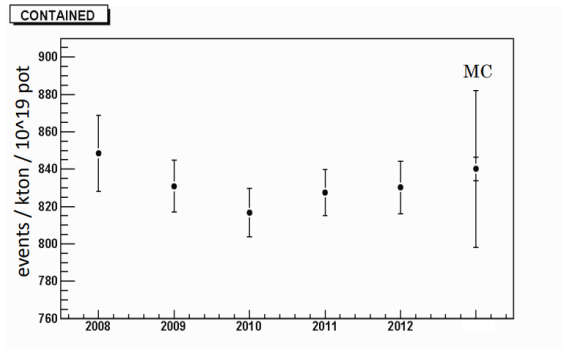
そこで、まずトリガーから Location までの系統誤差を改めて見積もり、それを CSH 法の系統誤差から差し引くことで CSH 法の電子ニュートリノ同定効率に付随する系統誤差を得る。その後、ESD 法の同定効率の系統誤差を見積もり、全体で統合した系統誤差を算出する。

その後、これらの大きさを考慮しつつ、4.4 節で述べた 3 種のバックグラウンド、そしてその両方に付随する統計誤差について順を追って述べる。

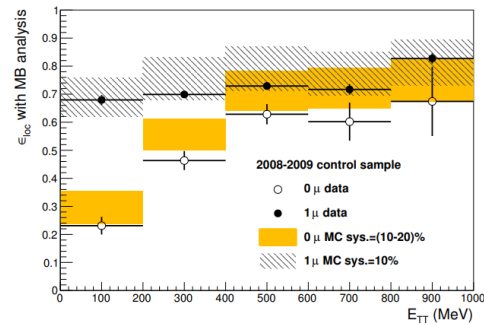
7.1 電子ニュートリノ反応の系統誤差 1—トリガーから Location まで

OPERA 検出器において、ニュートリノビーム中の電子ニュートリノフラックスと断面積の高精度な測定は困難である。ビームの大半は ν_μ または $\bar{\nu}_\mu$ であり、かつわずかに混入する ν_e や $\bar{\nu}_e$ はトリガー時点で得られる TT 等の情報だけでは ν_μ NC 反応から十分に分離することができない上、ニュートリノ振動の影響を大きく受ける低エネルギー領域ではフラックスそのものが測定すべ

き物理量である。しかし図 7.1a に示すようにビーム全体のトリガー数に関してはシミュレーションと 5% 以内で一致していることから、電子ニュートリノに関しても同等であろうと推測される。トリガー後の Location に関しては、 ν_e CC 反応の様相が ν_μ NC 反応のそれと類似するという特徴から、 ν_μ NC 反応の Location 効率に鑑みて類推することができる。こちらはシミュレーションと比較して最大 20% 程度のずれが見られる (図 7.1b) [67]。



(a) 2008 年から 2012 年までの CNGS 照射年ごとにトリガーされたニュートリノ反応数とシミュレーション (右端) との比較 [66]。データのエラーバーは統計誤差を表し、シミュレーションのエラーバーは短線が統計誤差、長線が 5% の系統誤差である。



(b) 2008、2009 年に記録された 0μ 、 1μ イベントの Location 効率を TT 中で観測されたエネルギー E_{TT} の関数としてプロットしたもの [67]。

図 7.1: トリガー (a) および Location(b) されたイベントについての、MC シミュレーションとデータとの比較。

しかしながら 6.4.1 節でも論じたようにこれらの系統誤差は 4.5 節で述べた Location されたイベント数に基づく規格化によって小さくなると推測される。図 7.2 にシミュレーションと実際のデータで全 0μ イベントの Location 数を再構成されたニュートリノエネルギー毎に比較した結果を示す。これによれば、規格化後の残差は 10 GeV 未満で 14%、10 GeV 以上で 6% であった。これをフラックス、断面積などを含む Location 効率の系統誤差と見做す。CNGS の MC シミュレーションではフラックスそれ自体の系統誤差が 5% 程度、 ν_e/ν_μ の比については 3% 程度と評価されたことも踏まえ [51]、この見積もりは妥当であると判断した。

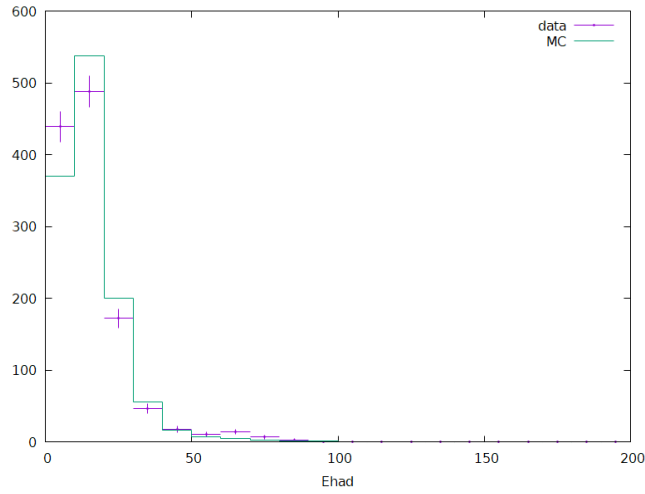


図 7.2: Location された 0μ イベントの E_{had} の分布。

7.2 電子ニュートリノ反応の系統誤差 2—CSH 法同定効率

δ_{loc+id}^{CSH} を CSH 法全体の系統誤差、 δ_{loc}^{CSH} を前節で求めた Location 効率の系統誤差として、CSH 法の電子ニュートリノ同定効率の系統誤差 δ_{id}^{CSH} は次のように求められた。

$$\begin{aligned} \delta_{id}^{CSH} &= \sqrt{(\delta_{loc+id}^{CSH})^2 - \delta_{loc}^2} \\ &= \begin{cases} \sqrt{0.2^2 - 0.14^2} = 15\% & \text{if } E_{rec} < 10 \text{ GeV} \\ \sqrt{0.1^2 - 0.06^2} = 8\% & \text{if } E_{rec} \geq 10 \text{ GeV} \end{cases} \end{aligned} \quad (7.1)$$

δ_{loc+id}^{CSH} は CSH 法全体の系統誤差、 δ_{loc} は上記の Location 効率の系統誤差である。

7.3 電子ニュートリノ反応の系統誤差 3—ESD 法同定効率

ESD 法において系統誤差を生み出す原因としては以下のようなものが考えられる。

- OpRelease による MC シミュレーションの統計誤差。
- 4.1.1 項で議論した HTS を用いた場合の OPERA ECC の Basetrack 検出効率のばらつきから来るもの。
- 4.2 節で言及したシミュレーションと実際のスキャン及び NETSCAN 処理との違いによるもの。

これらを順に考察する。

7.3.1 検出効率推定値の統計誤差によるもの

OpRelease によるシミュレーションではイベントサンプル数による制限から統計誤差が存在する。その大きさは全 0μ イベントをスキャンする仮定のもとでは 10 GeV 未満で 11%、10 GeV 以上で 8% 程度であるが、本手法の適用範囲は ECC 上流側のイベントに限定されることとなったため、その選出を加味した場合の統計誤差はより大きくなり、図 7.3 に示すように 10 GeV 未満、以上それぞれで約 20%、10% である。

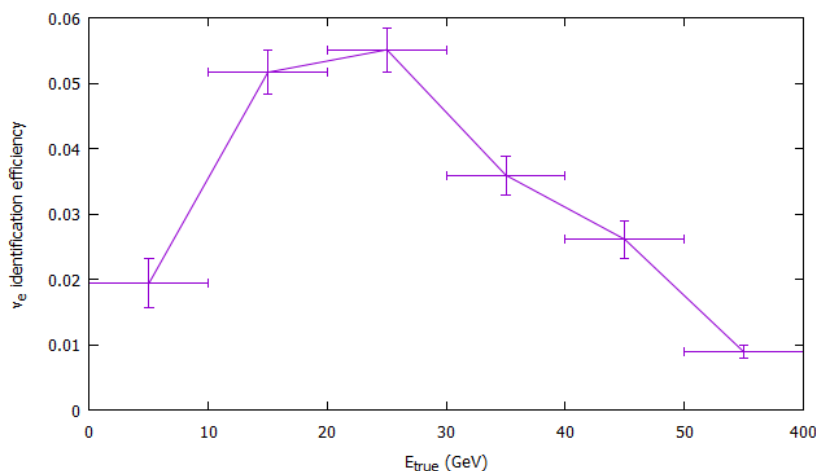


図 7.3: vertex $\text{film} \leq 18$ 等の条件による選出率を含めた ESD 法の同定効率。

OpRelease による MC シミュレーションは予め生成された約 27000 個の電子ニュートリノ事象を元に行われているが、この事象数を増やすには非常に大きなマシンパワーとストレージを要求され、それを満足する環境が既に失われており再構築も困難であることから、追加の生成は不可能と判断した。

7.3.2 Basetrack 検出効率によるもの

4.1.1 節で求めたところによれば、ECC ごとの Basetrack 検出効率には 10 から 20% 程度の分布の広がりが見られ、当然ながら、Basetrack 検出効率の高い（低い）ECC では電磁シャワー飛跡の検出数も増加（減少）し、電磁シャワー飛跡検出効率が向上（低下）することが予想される。この影響を調べるために、シミュレーションで用いる ECC の検出効率を分布の $+1\sigma$ 地点ならびに -1σ 地点に変更しそれぞれでの電磁シャワー検出効率を求め、通常の見積もりと比較した。その結果を図 7.4 に示す。

y 軸は平均を ϵ_{mean} 、 $\pm 1\sigma$ での検出効率を $\epsilon_{\pm 1\sigma}$ としたときの相対変化率 $(\epsilon_{\pm 1\sigma} - \epsilon_{\text{mean}})/\epsilon_{\text{mean}}$ の値である。影響としては 10 GeV 未満、以上でそれぞれ 15%、9% 程度と見積もられた。あくまで全 ECC のクオリティが想定より一律に高い（低い）場合の見積もりであるため、実際の電子

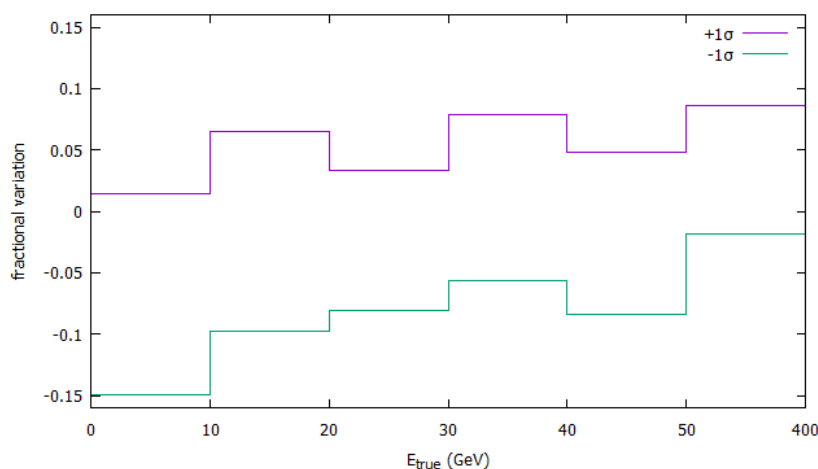


図 7.4: Basetrack 検出効率として $+1\sigma$ 、 -1σ 地点の値を採用した場合の、通常の電子ニュートリノ検出効率からの相対変化率。

ニュートリノ検出効率に対する影響よりも過剰に大きな値になっていると思われるが、以下の理由により保守的にこれらの値をそのまま採用する。

まず検出効率の影響が非対称であることが図 7.4 でも見られており、MC シミュレーションの統計誤差の影響も加わって、正確な誤差の推定が容易でない。次に、Basetrack 検出効率推定に用いた宇宙線飛跡と比べると、ニュートリノ反応由来の飛跡は潜像退行の影響を受けてわずかに検出効率が低下している可能性がある。しかし潜像退行の効果はニュートリノ反応飛跡それ自体を使わなければ推定することができず、ECC1 個あたり数本程度しか生じないそれらでは十分な統計を得ることができないため、評価は困難である。最後に、ESD 法の系統誤差は CSH 法のそれと比較すると解析対象となったサンプル数の小ささから全系統誤差への寄与が極めて小さく、上述の値でも全く問題にならない。

7.3.3 シミュレーションと実際のスキャンとの差

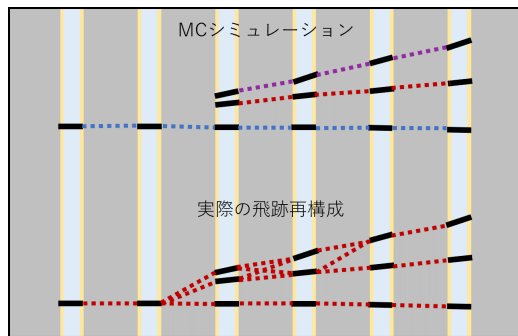
4.2 節にあるように、MC シミュレーション中で再現されているものは主として Linklet 作成時の位置、角度ずれ許容値と電磁シャワー検出法である。それに対して HTS によるスキャンデータと NETSCAN 処理の中では以下のような点に違いがある。

■1 座標補正方法の違い フィルム間アライメントにおいて、NETSCAN ではスキャンエリアを 1.2 cm 四方ごとに区切った局所的なアフィンパラメータと、フィルム全体で平均した全域のアフィンパラメータとを区別して用いている。例えば Linklet を作成する場合、Basetrack 間の位置ずれを小さく留めるために局所的なアフィンパラメータによって Basetrack 座標と角度を変換しているが、最終的な電磁シャワー検出では全域のアフィンパラメータによって均された状態にあり、やや誤差が大きくなる。シミュレーションではこれらの区別がないため、実際の電磁シャワー検出時よ

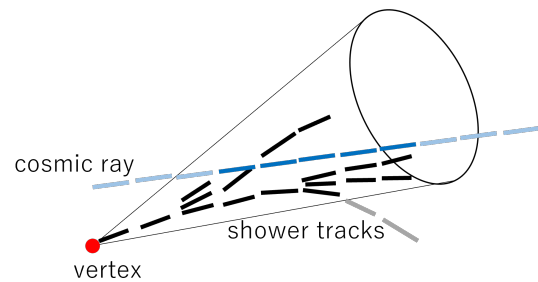
りも誤差が小さく留まっている可能性がある。またアライメント時には同時にフィルム間のギャップを求めているが、シミュレーション時には無視されている。

■2 飛跡再構成処理の違い NETSCAN における Linklet 生成は概ね再現されているものの、位置、角度ずれ許容値計算などは厳密には一致していない。また Chain Group 作成は濱田らによって開発された包括的飛跡再構成アルゴリズムが用いられており、図 7.5a のように Linklet が繋がる組み合わせ全てに対して Chain が作成される。つまり、異なる粒子間であっても座標、角度差が小さければ誤って接続され、Chain となる可能性がある。対してシミュレーションでは簡易化のために同一粒子間のみで Linklet 作成が行われており、すなわち Chain は同一粒子による飛跡間のただ 1 通りしか存在し得ない。これは 3.4.3 項で述べた最小セグメント数のカットに影響する。

■3 ノイズや宇宙線の有無 HTS のスキャンデータに本来含まれるノイズ飛跡や宇宙線が、シミュレーションでは再現されていない。これは図 7.5b のように電磁シャワー探索時に円錐中にノイズ飛跡や宇宙線などが混入することで Basetrack 本数が増大することが考えられる。また 2 とも関連し、Chain の中に少なからずノイズ飛跡や宇宙線が混入し Linklet や Chain が生成されやすくなる。これは検出効率を過小評価させる原因となる。



(a) Chain Group 作成方法の違い。MC シミュレーションでは同一粒子間でのみ Linklet が作られるのに対し、実際の過程では付近の Basetrack と総当たりで Linklet が作られる。



(b) 電磁シャワー検出の円錐中への宇宙線などの混入。

図 7.5: シミュレーションと実際のスキャンとの違いによる影響の例。

■4 電磁シャワー目視確認 実際の 3D ビューア上でのチェック時には、仮に電磁シャワー探索の閾値を超える飛跡群であったとしても、そのシャワーの発達が極端に小さくほぼ一次電子のみからなる場合、低運動量のハドロンであると誤認する可能性がある。ただしシミュレーションでは一次電子に対して随伴する電子が 1 本以上検出されることを要求していることから影響は小さいと考えられる。

以上の影響を系統誤差に反映するためには、シミュレーションによって生成した電子ニュートリ

ノ反応にノイズや宇宙線の情報を加えた上で、実際に ESD 法を適用し、シミュレーションの結果との違いを評価しなければならない。そこで実際に HTS でスキャンされた ECC のデータをノイズ、宇宙線のデータとして利用することにした。シミュレーションで生成した計 300 イベント分の電子ニュートリノ反応による飛跡情報に対してそれぞれ無作為に選ばれた ECC のデータを加え、ADAPT-IVE での目視確認までの電磁シャワー探索過程を再現した。図 7.6 にその結果を載せる。図の横軸はシミュレーション中での ESD 法で円錐中に収まった Basetrack 本数を示し、縦軸はそれらが実際の ECC 中での ESD 法によって検出された確率である。エラーバーは統計誤差を示している。

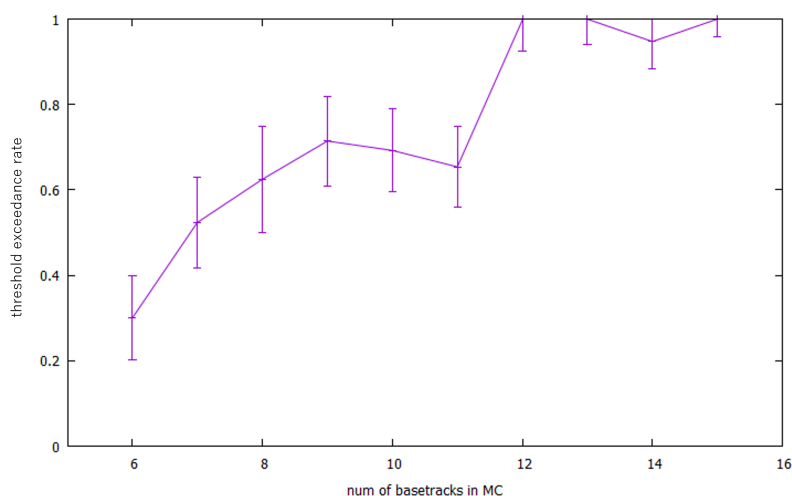


図 7.6: シミュレーション中で検出された電磁シャワーに由来する Basetrack 本数に対して、それが実際の ESD 法適用時に電磁シャワーとして検出される確率。

単純に想像されるように、円錐中の Basetrack 数が少ないほど実際の処理で検出できない確率が高くなる傾向にあると分かった。ただしやはり 2 や 3 の影響が大きく、シミュレーションでは閾値に満たない場合でもノイズや宇宙線の混入によって Basetrack 本数が水増しされ、閾値を超える場合があることも確認できた。総合的には、OpRelease の MC シミュレーションは検出効率をやや低めに見積もっていたと言える。

図 7.6 を用いて検出された飛跡本数ごとに電子ニュートリノ検出効率の補正を行う*1。また統計誤差は $+1\sigma$ 、 -1σ それぞれの値での電子ニュートリノ検出効率を見積もり、10 GeV 未満と以上それぞれ 4%、3% の系統誤差として計上した。

7.3.4 ESD 法の統合された系統誤差

以上から、本手法の電子ニュートリノ同定効率の系統誤差は、10 GeV 未満、以上それぞれで 25%、14% となった。これは CSH 法のそれと比較してやや大きいですが、ESD 法を適用したイベン

*1第 4、6 章で示した電子ニュートリノ検出効率、期待値はいずれもこの補正が適用されている。

ト数が少ないため全体への影響は非常に小さなものとなる。

7.4 電子ニュートリノ反応の系統誤差 4—全過程の統合

前項までの議論で系統誤差を求めるための情報が出揃った。ここで、トリガーから電子ニュートリノ同定までの全過程における系統誤差を、CSH 法と統合した上で求める。あるエネルギー E を持つ電子ニュートリノ反応検出数の期待値は、誤差を含む形式で次のように表される。

$$\begin{aligned} & n_{loc} (1 \pm \delta_{loc}) \cdot \{ F^{CSH} \cdot \epsilon_{id}^{CSH} \cdot (1 \pm \delta_{id}^{CSH}) + F^{ESD} \cdot \epsilon_{id}^{ESD} \cdot (1 \pm \delta_{id}^{ESD}) \} \\ & = n_{loc} (F^{CSH} \cdot \epsilon_{id}^{CSH} + F^{ESD} \cdot \epsilon_{id}^{ESD}) \cdot \\ & \quad \left(1 \pm \sqrt{\delta_{loc}^2 + \frac{(F^{CSH} \cdot \epsilon_{id}^{CSH} \cdot \delta_{id}^{CSH})^2 + (F^{ESD} \cdot \epsilon_{id}^{ESD} \cdot \delta_{id}^{ESD})^2}{(F^{CSH} \cdot \epsilon_{id}^{CSH} + F^{ESD} \cdot \epsilon_{id}^{ESD})^2}} \right) \end{aligned} \quad (7.2)$$

F^{CSH} 、 F^{ESD} は 4.5.1 項、6.4.1 項で述べた規格化係数であり、 ϵ_{loc}^m 、 ϵ_{id}^m はそれぞれ m 法 (ESD 法または CSH 法) による解析対象の選出率も含めた Location と同定の効率を意味する。ESD 法の CSH 法に対する系統誤差への相対的な寄与は次のとおりである。

$$\frac{F^{ESD} \cdot \epsilon_{id}^{ESD}}{F^{CSH} \cdot \epsilon_{id}^{CSH}} = \begin{cases} 0.07 & \text{if } E_{rec} < 10 \text{ GeV} \\ 0.03 & \text{if } E_{rec} \geq 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (7.3)$$

式 7.2 の下線部が統合された系統誤差を意味する。本章冒頭で述べたように、 δ_{loc} は CSH 法と ESD 法で共通しており、それ以外は独立と考える*2。以上から、系統誤差は 10 GeV 未満、以上でそれぞれ 19%、10% と求められた。系統誤差の内訳は表 7.1 に纏めた。

		< 10 GeV	≥ 10 GeV
CNGS フラックス、断面積、Location		14%	6%
CSH 法の同定効率		15%	8%
ESD 法の 同定効率	HTS による Basetrack 検出効率	15%	9%
	シミュレーションと実際の過程との差	4%	3%
	シミュレーションの統計誤差	20%	10%
ESD 法全体		25%	14%
全体		19%	10%

表 7.1: 電子ニュートリノ反応の系統誤差。

*2極めて厳密なことを言えば、CSH 法と ESD 法の同定効率の系統誤差は独立ではない。ESD 法の対象は CSH 法で電子ニュートリノと同定されなかったイベントに限られるため、必ず CSH 法の影響を受ける。ただしこの影響は逆相関関係にあると考えられる。つまり CSH 法の検出効率が推定より高ければ (低ければ)、ESD 法の検出効率は低くなる (高くなる)、すなわち全体での系統誤差を小さくする方向へと働く。したがって、この影響は無視しても良いと判断された。

7.5 バックグラウンドの系統誤差

バックグラウンド期待値の系統誤差は CSH 法では全体で 45% と見積もられた。ESD 法においては MC シミュレーションの統計誤差が支配的であり、prompt γ conversion、h+ γ chance coincidence はそれぞれ 58%、100% と推定した。 $\tau \rightarrow e$ に関しては統計誤差は極めて小さいが、タウニュートリノ探索で付与されていた 20% に加え先述の Basetrack 検出効率に由来する 15%/9% を加味し、22% を与えた。ここから CSH と合わせた全体の系統誤差を 36% と推定した。表 7.2 に内訳を纏めた。

CSH 法	prompt γ conversion	100%
	hadron+ γ chance coincidence	negligible
	$\tau \rightarrow e$ 崩壊	29%
ESD 法	prompt γ conversion	58%
	hadron+ γ chance coincidence	100%
	$\tau \rightarrow e$ 崩壊	22%
全体		36%

表 7.2: バックグラウンドの系統誤差。

7.6 規格化に起因する統計誤差

6.2 節で述べたように、本解析の規格化は CSH に対しては実際に検出された 1185 イベントを、ESD については手法の適用対象となった 91 イベントを用いて行っている。両者は F^{CSH} に対して 3%、 F^{ESD} に対して 10% の統計誤差となる。ただし 7.1、7.5 節で述べた系統誤差が支配的であるためこの影響は非常に軽微であり、以降の解析では無視する。

第 8 章

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動解析

8.1 3 フレーバーでの振動解析

6.4.1 項で見たように、検出された電子ニュートリノ候補イベントの数はニュートリノ振動がない場合と無矛盾であった。ここから θ_{13} の上限値を求める。まず電子ニュートリノ出現に対する感度の最適化のために $E_{rec} < 40 \text{ GeV}$ の条件を課す。このとき、ビーム初期成分からの電子ニュートリノ反応期待値 N^{beam} とその他バックグラウンド期待値 N^{bg} はそれぞれ 6.4.1 項と同様に求められ、それぞれ 18.7 ± 1.7 、 1.6 ± 0.6 である。これに対して観測数 n^{obs} は 20 であった。ここから $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ によるイベント数 n^{osc} は次のように表される。

$$n^{osc} = n^{obs} - N^{beam} - N^{bg} \quad (8.1)$$

これを用いて $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ による電子ニュートリノ事象の期待値 N^{osc} の上限を求める。ニュートリノ振動は真空中を通過する 3 フレーバーのモデルを想定し、 θ_{12} 、 θ_{23} 、 Δm_{21}^2 、 Δm_{31}^2 は 1.2.5 項の Normal Hierarchy での測定値を、 δ_{cp} は 0 とする。なお各パラメータ測定値から期待値へ伝搬する誤差は、本検出法の系統誤差および統計誤差よりも十分に小さいため考慮しない。結果、Feldman-Cousins 法では $N^{osc} < 8.77$ 、ベイズ推定では $N^{osc} < 9.07$ となった。これは $\sin^2 2\theta_{13} < 0.30(\text{F\&C})$ 、 $0.31(\text{Bayesian})$ に相当する。CSH 法のための結果と比較し約 30% の改善となったが、既知の測定値 $\sin^2 2\theta_{13} = 8.6 \times 10^{-2}$ と比較して無矛盾である。

なお 30% は非常に大きな改善であるが、2018 年の解析とはアプローチが異なることには注意されたい。あちらでは Δm_{32}^2 を除く全ての振動パラメータを局外パラメータと見做しプロファイル尤度法によって上限値を求めていたため、 θ_{13} 、 δ_{cp} 以外を既知とした上記計算と比較して保守的な手法であり、制限が緩やかになっている。2018 年時点の統計に基づき本論文と同等の方法で上限値を求めた場合、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.39(\text{F\&C})$ 、 $0.37(\text{Bayesian})$ となり、本論文の結果は約 20% の改善に相当する。

8.2 3+1 フレーバーを仮定した振動解析

本節では LSND や MiniBooNE などの実験によって示唆されているステライルニュートリノの存在について、それらと同様に 3+1 の振動モデルを用いて検証する。OPERA 実験は電子ニュートリノだけでなくタウニュートリノ出現も解析しているが、3.1 節で述べたように、より感度を持たせるためにはタウニュートリノ出現解析の結果も統合的に用いることが望ましい。ただしミューニュートリノ消失については感度への寄与が非常に小さいため用いない。

今、上記実験と比較する上で特に興味のある、かつ振動に強く影響するパラメータは式 3.2 で示したように Δm_{41}^2 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4|U_{\mu 4}|^2|U_{e 4}|^2 = \sin^2 2\theta_{14}\sin^2 \theta_{24}$ であるが、3+1 フレーバーでのパラメータはこの他に Δm_{21}^2 、 Δm_{31}^2 、 θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} 、 θ_{34} 、 δ_1 、 δ_2 、 δ_3 の 9 個があり、パラメータの領域によってはこれらは安易に無視できない。これを排除しつつ興味のある 2 個のパラメータにのみ着目した解析を行うため、プロファイル尤度法を用いての信頼区間の計算を行うことを考える。まず既知のパラメータである Δm_{21}^2 は 1.2.5 項に記載したとおりの固定値とし、 Δm_{31}^2 は既知の測定結果から正規分布様の制限を与える。その他の興味のない θ_{ij} 、 δ_k は局外パラメータと見做し、尤度を最大化するような値に置き換えることで消去する。

電子ニュートリノ反応およびバックグラウンドの期待値について、図 6.11 のように 0 から 50 GeV までを 10 GeV ごとに 5 つ、50 から 400 GeV を 1 つのビンとして計 $N = 6$ 個のビンに分割する。また ν_τ についても同様に図 8.1 のように 6 個に分割する。このとき、 i 番目のビンの ν_l およびそのバックグラウンドの期待値を s_i^l 、 b_i^l ($l = e, \tau$) とする。このとき、全電子ニュートリノ反応とタウニュートリノ反応候補の期待値 μ_i^l は、各々の系統誤差を考慮するための補正係数 k_j^l を用いて、

$$\mu_i^e = s_i^e (1 + k_j^e) + b_i^e (1 + k_3^e) \quad j = 1, 2 \text{ for } i = 1, i \geq 2 \quad (8.2)$$

$$\mu_i^\tau = s_i^\tau (1 + k_1^\tau) + b_i^\tau (1 + k_2^\tau) \quad (8.3)$$

と表される。このとき上述の振動パラメータに依存する s_i^l の計算には GLoBES [81, 82] を使い、前節では簡略化のため省略したニュートリノ振動に対する物質効果は Preliminary reference Earth model [83, 84] の地殻密度に基づいて考慮される。一方で振動パラメータへの依存の小さい b_i^l は、電子ニュートリノに対する $\tau \rightarrow e$ バックグラウンドについてのみ 3 フレーバー振動を、それ以外は振動なしを仮定した場合の固定値とする。

電子ニュートリノの系統誤差は第 7 章において 10 GeV 未満で 19%、10 GeV 以上で 10%、バックグラウンドでは 36% と見積もられており、それぞれ k_1^e 、 k_2^e 、 k_3^e に対して同等の大きさの標準偏差を持つ正規分布様の制限として考慮する。 k_1^τ への制限に対応するタウニュートリノ反応の系統誤差は、2.4.6 項に示した各チャンネルいずれに対してもタウニュートリノ断面積と検出効率に付随する不定性が支配的であり、保守的に 20% と見積もられた [19]。バックグラウンドについてはチャーム生成事象が 20%、ハドロンの二次反応が 30%、大角度散乱は 50% と見積もられ [19]、 k_2^τ へはバックグラウンド全体で統合した 20% を制限として与える。

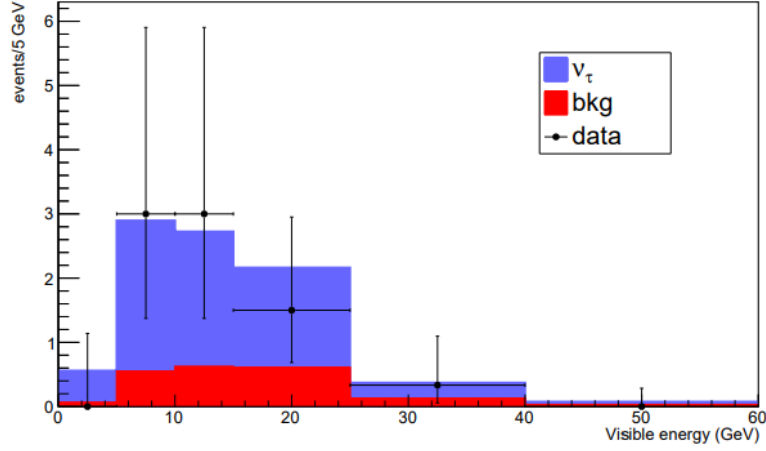


図 8.1: タウニュートリノ候補事象のエネルギー分布 [19]。

i 番目のビンにおいて実際に観測された ν_l 反応候補事象数を n_i^l とすると、その尤度関数 L^l は次のように表される。

$$L^l = \prod_i^N \text{Pois}(n_i^l | \mu_i^l) \cdot \prod_{j=1}^{N_{sys}^l} \text{Gauss}(k_j^l | 0, \sigma_j^l) \quad (8.4)$$

ここで、 $N_{sys}^e = 3$ 、 $N_{sys}^\tau = 2$ である。さらに Δm_{31}^2 への制限を次のような尤度関数として与える。

$$L^{\Delta m_{31}^2} = \text{Gauss}\left(\Delta m_{31}^2 \mid \widehat{\Delta m_{31}^2}, \sigma_{\Delta m_{31}^2}\right) \quad (8.5)$$

$\widehat{\Delta m_{31}^2}$ 、 $\sigma_{\Delta m_{31}^2}$ は表 1.1 に示した Δm_{31}^2 の測定値と不確かさである。以上から、全体の対数尤度を次のように定義する。

$$\begin{aligned} -2 \log L &= -2 \log L^e - 2 \log L^\tau - 2 \log L^{\Delta m_{31}^2} \\ &= -2 \sum_i^6 (n_i^e \log \mu_i^e - \mu_i^e) + \sum_{j=1}^3 \left(\frac{k_j^e}{\sigma_j^e} \right)^2 \\ &\quad - 2 \sum_i^6 (n_i^\tau \log \mu_i^\tau - \mu_i^\tau) + \sum_{j=1}^2 \left(\frac{k_j^\tau}{\sigma_j^\tau} \right)^2 \\ &\quad + \frac{(\Delta m_{31}^2 - \widehat{\Delta m_{31}^2})^2}{\sigma_{\Delta m_{31}^2}^2} + \text{const.} \end{aligned} \quad (8.6)$$

これを元に、Normal Hierarchy、Inverted Hierarchy それぞれを仮定した場合で、 $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ 、 Δm_{41}^2 平面での 90% C.L. 排除領域を求めた。その結果を図 8.2 に示す。

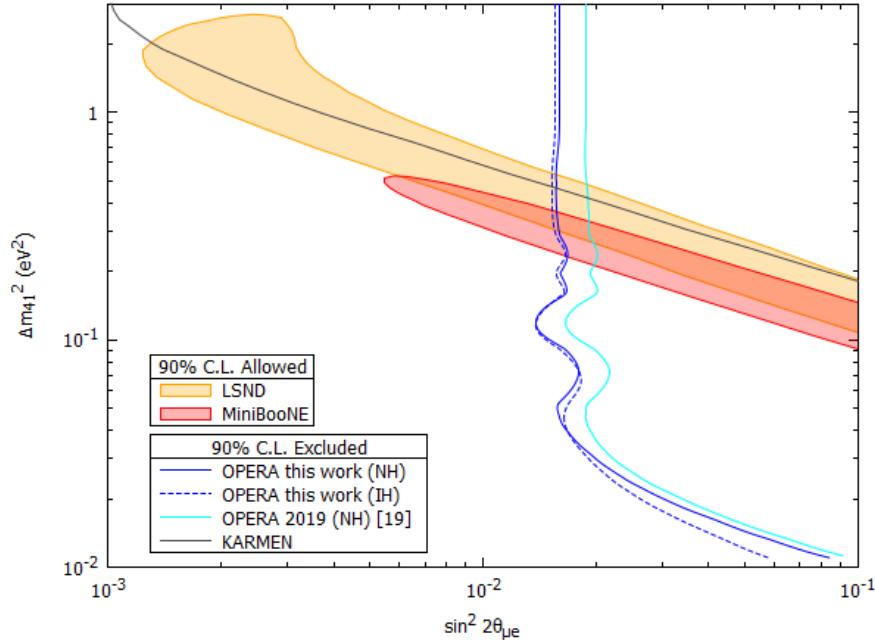


図 8.2: $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ 、 Δm_{41}^2 平面での 90% C.L. 排除領域。青の線が本研究による結果であり、実線が NH、破線が IH の場合を表す。2019 年時点での結果（水色）、KARMEN の排除領域 [30]、LSND [27] と MiniBooNE [29] の許容領域も同時に示した。なお上記領域は Daya Bay、MINOS、MINOS+、Bugey-3 による統合解析 [38] によって完全に排除されているが、こちらは電子、ミューニュートリノの消失モード解析の結果である。

特に MiniBooNE 許容領域と交差する $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.3 \text{ eV}^2$ 付近では $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ への制限を 0.019 から 0.016 へと約 17% 更新した。許されるパラメータ領域はより一層狭まり、LSND、MiniBooNE の電子ニュートリノ検出数超過が 1 種のステライルニュートリノで説明される可能性は小さくなったと言える。上記領域は Daya Bay、MINOS、MINOS+、Bugey-3 による統合解析 [38] によって排除されているが、こちらは電子、ミューニュートリノの消失モード解析の結果である。単独の実験による、また出現モード解析の結果としては、副論文 [85] 投稿時点で最も強い制限となった。

8.3 考察

本研究の結果はステライルニュートリノによる新たな質量固有状態が存在しないか、その影響が非常に小さいことを強く示唆している。第 1 章で述べた意義について再度言及すると、OPERA 実験は MiniBooNE よりも 2 桁大きなエネルギーのビームを用いることから原子核構造の効果が抑制されている、Daya Bay、Bugey-3、MINOS、MINOS+ の結果とは異なり混迷した状態にある電子ニュートリノ消失解析に依存していない、という利点があり、より信頼性の高い結果で

あろうと考えている。第 8 章では特に 3+1 混合モデルに限定して解析を行ったが、2 種以上のステライルニュートリノを導入したモデルを仮定したとしても LSND、MiniBooNE が示唆する $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ 程度の質量差が存在するのであれば OPERA 実験で電子ニュートリノ超過が期待されるのは同様であるため、全ての実験結果を説明できるパラメータ領域は多くは残されていないと思われる。

本研究では OPERA 全統計のうちわずか 9% に相当する 99 イベントに対してしか適用することができず、性能上実現可能な感度を十分に達成することは叶わなかった。これは HTS を利用している多数の原子核乾板実験との兼ね合いや、研究室による研究協力、労働力でのサポートの不足によるものでもあった。逆に言えば、これらを取り揃えることで更にパラメータ上限を改善することは可能である。最大限の感度は第 4 章でも示したように、従来比 28% の改善と見積もられている。ただし今回解析対象となった 9% は特に感度への寄与の大きいものが選出されており、既に 17% の改善が達成されている。その中で 10 倍以上の労力を費やし最高感度を達成すべきかは熟慮する必要がある。また最大限の感度であっても MiniBooNE の完全排除には至らない。

他方、OPERA 実験の他にも電子ニュートリノ出現によるステライルニュートリノ検証実験から引き続き結果が出てくると思われる。MiniBooNE と同様のビームラインを用いて LArTPC による解析を行っている MicroBooNE では、 ν_e CC 反応が支配的となるチャンネルでは超過が確認されず、逆にバックグラウンドが大半を占めるチャンネルで若干の超過が見られるという結果が出ている。これは確定的とはいえないまでも、MiniBooNE の結果がバックグラウンド推定の誤りによって生じた可能性を示唆するものである。実際、本研究と前後して報告された MicroBooNE による 3+1 混合モデルへの制限は、MiniBooNE に対して本研究と近い領域を排除するなど一致した結果を出している [86]。ただし現時点では全統計の半分しか用いておらず、最終的な結果が待たれている。LSND の完全排除を目指している JSNS² も同じく、数年内に解析結果の報告があると思われる。本研究の結果と併せて、ステライルニュートリノを介した振動の真偽についてより一層の進展となることが期待される。

第9章

結論

過去 20 年以上に渡って続けられたニュートリノ振動実験の多くが 3 フレーバーのニュートリノによる振動を強く支持している一方で、LSND や MiniBooNE はそれらの枠組みで説明できない $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ の超過を報告している [27–29]。これを説明するための枠組みとして、未発見のステライルニュートリノを導入した 4 種以上のフレーバーでのニュートリノ振動が検証されている。信号超過の原因としては、sub-GeV 帯のニュートリノビームを用いる MiniBooNE では準弾性散乱の断面積の不定性がまず疑われ、またバックグラウンドの系統誤差の考慮不十分も原因として指摘されている。これに対して OPERA 実験は深非弾性散乱が主となる平均 17 GeV であり、かつ π^0 等によるバックグラウンドの大部分を空間分解能に優れる原子核乾板を用いて除去できるという利点がある。この特性を活かし、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の出現解析によるステライルニュートリノを介した振動の検証を行った。

従来の電子ニュートリノ検出に用いられた CSH 法は、主検出器である ECC ではなくその下流面に貼り付けられた CS 上で電磁シャワー飛跡を捉えるものであった [65]。これは OPERA 実験の主解析において主力読み取り装置として運用されていた S-UTS の性能上の律速により、ニュートリノ反応点から下流 10 枚分のみがスキャンされていたためである。フィルム 10 枚は $1.8X_0$ 程度に相当し、電磁シャワーを発達させるのに十分とは言えなかった。そこで ECC を通過し十分に発達した電磁シャワーを CS 上で探索するという、スキャン面積に対して高効率な手法が開発された。この手法によって、2018 年時点ではミュー粒子を伴わず反応点が特定された 1185 個のイベントの中から 35 個の電子ニュートリノ候補を検出 [64]、3 フレーバー混合モデルと無矛盾であることを示し、2019 年には 1 種のステライルニュートリノの存在を仮定する 3+1 混合モデルにおいて MiniBooNE が示唆する $\Delta m_{41}^2 \sim 0.3$ 付近で $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.019$ を排除した [35]。一方で CSH 法は電磁シャワーを最大 $10X_0$ 通過させるため CS へ到達する前に収束してしまう場合も多く、振動に対してより感度の高い < 30 GeV の電子ニュートリノ反応の検出効率を低下させる原因にもなっていた。

第 3 章では、飛跡読み取り速度が従来比 70 倍となった HTS を導入を導入し、CS ではなく ECC を広範囲にスキャンすることで電磁シャワーを探索する手法の開発について述べた。OPERA フィルム内に記録されたコンプトン散乱による電子など高密度のノイズ、飛跡検出効率の低さを補いつ

つ高い検出効率を実現するにはシャワー飛跡を集団として捉える手法が適していることから、反応点から下流へフィルム 20 枚 ($3.6X_0$ 相当) をスキャンし、頂角 0.06 rad の円錐中に収まる飛跡本数によってシャワー候補を選出する ESD 法を開発した。また第 4 章では OPERA 実験のフルシミュレーションを行い、この手法が特に 10 GeV 未満で 70% の検出効率改善を成しうることを示した。低エネルギー電磁シャワーへの感度が向上することで膨大に検出されると予想された π^0 崩壊によって生じるガンマ線のバックグラウンドに対しては、原子核乾板の分解能を利用した電子対飛跡の分離やニューラルネットワークを利用した電磁シャワーエネルギー再構成、最尤推定などを駆使し、信号の損失を 10% に留めつつ 98% を除去する手法を考案した。その後第 5 章で、本手法による解析のために必須となったツールの開発について述べた。OPERA 主解析で用いられていたツールのうち、PC 上で飛跡情報を 3D 表示するためのビューアは本研究で扱う 100 倍に膨れ上がった飛跡情報を扱えるような設計になっておらず、また乳剤層中の飛跡を顕微鏡で目視確認するためのマニュアルチェックマシンは HTS の出力する情報との互換性がなかったため、これらを一新し、現代の原子核乾板実験全般に利用可能な程度の高速度化、汎用化を実現した。

以上の開発と並行して、ESD 法を実際の OPERA 実験のサンプルへ適用し、その詳細は第 6 章に纏めた。当初想定したほどの HTS 利用時間や労働力を確保できなかったことから、CSH 法が適用された全 0μ イベント 1185 個に対して、ESD 法の適用対象はごく少数に限定せざるを得なかった。そこで労力に対して最大限の感度を実現するために、CSH 法では特に検出が難しいとされた ECC 上流側 $7X_0$ 以上で発生したイベント 99 個をサブサンプルとして選出した。都合 2 年間でこれらを解析した結果、 48 イベントから電磁シャワーを検出し、そのうち 1 イベントを電子ニュートリノ反応と同定した。これは、このサブサンプルにおいてニュートリノ振動が起きない場合の電子ニュートリノ候補期待値 1.5 ± 0.2 と一致している。また期待値推定の妥当性の検証のため検出されたガンマ線計 71 本の特徴を MC シミュレーションと比較したが、いずれも一致した。期待値に付随する系統誤差については第 7 章で解析の過程ごとに分けて詳細に議論し、電子ニュートリノ反応に対しては 10 GeV 未満で 19% 、以上で 10% と見積もった。

最後にこれらの結果を用いて、第 8 章でニュートリノ振動パラメータの制限を算出した。現在有力視される 3 フレーバー混合の場合、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.34$ と求められ、既存の測定結果と無矛盾であった。一方 $3+1$ フレーバー混合を仮定した場合、MiniBooNE の結果からは CSH 法、ESD 法共に 3 フレーバー混合での期待値と比較して 2 倍程度の電子ニュートリノ反応検出が期待されるが、観測数は 3 フレーバー混合を支持しており、 $\Delta m_{41}^2 \sim 0.3$ 付近で $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.016$ を排除した。これは CSH 法と比べて 17% の改善であり、副論文 [85] の投稿時点では出現モード解析による最も強い制限であった。

謝辞

本研究の遂行にあたり大勢の方々にご指導、ご助力を賜りました。ここに感謝の意を表します。

中村光廣教授、小松雅宏准教授、佐藤修特任准教授には解析上の具体的な助言から随所で発生する細かな作業まで、研究遂行のために多岐に渡るご助力をいただきました。

HTS によるスキャンやマニュアルチェックマシンの開発は、飛跡読み取り装置の開発を担った中野敏行准教授、同期の吉本雅浩氏のご協力により成立しました。

NETSCAN のソフトウェア作成を担当された児玉康一愛知教育大学教授、駒谷良輔氏には、本研究の解析を行う上で必要となった機能作成や改良などにご尽力いただきました。

先行研究に当たる CSH 法による電子ニュートリノ反応解析を担当した Svetlana Vasina 氏、Matteo Tenti 氏には、MC シミュレーションやニュートリノ振動解析に関する知見を数多くいただきました。

都合 2 年間に渡りシート化やスキャンを担当してくださったアルバイトの皆様についても取り上げないわけにはいきません。この方々の働きがなければ本研究は完遂させられませんでした。

最後に、長期に渡る研究生活を常に応援し、経済的にも支援してくれた家族に、心から感謝いたします。

参考文献

- [1] K. Kodama, et al. (DONUT Collaboration), Phys. Lett. B, **504**, 218 (2001).
- [2] S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys., **42**, 913 (1985).
- [3] A. Serenelli, Eur. Phys. J. A, **52**, 78 (2016).
- [4] R. Davis Jr., D. S. Harmer, K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett., **20**, 1205 (1968).
- [5] M. Altmann et al. (GNO Collaboration), Phys. Lett. B, **616**, 174 (2005).
- [6] J. N. Abdurashitov et al., Phys. Lett. B, **328**, 234 (1994).
- [7] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett., **77**, 1683 (1996).
- [8] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett., **82**, 1810 (1999).
- [9] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett., **87**, 071301 (2001).
- [10] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett., **81**, 1562 (1998).
- [11] K. A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **38**, 090001 (2014).
- [12] M. H. Ahn et al. (K2K Collaboration), Phys. Rev. D, **74**, 072003 (2006).
- [13] K. Abe et al. (T2K Collaboration), Nature, **580**, 339 (2020).
- [14] H. de Kerret et al. (Double Chooz), Nature Phys. **16**, 558 (2020).
- [15] P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), Phys. Rev. Lett., **112**, 191801 (2014).
- [16] M. A. Acero et al. (NOvA Collaboration), Phys. Rev. Lett., **123**, 151803 (2019).
- [17] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Phys. Lett. B, **691**, 138 (2010).
- [18] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Phys. Rev. Lett., **115**, 121802 (2015).
- [19] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Phys. Rev. Lett., **120**, 211801 (2018).
- [20] H. Harari, Phys. Lett. B, **216**, 413 (1989).
- [21] E. Eskut et al. (CHORUS Collaboration), Nucl. Phys. B, **793**, 326 (2008).
- [22] P. Astier et al. (NOMAD Collaboration), Phys. Lett. B, **570**, 19 (2003).
- [23] T. Arakiet al. (KamLAND), Phys. Rev. Lett., **94**, 081801 (2005).
- [24] D. Adey et al. (Daya Bay Collaboration), Phys. Rev. Lett., **121**, 241805 (2018).
- [25] G. Bak et al. (RENO Collaboration), Phys. Rev. Lett., **121**, 201801 (2018).
- [26] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys., **2020**, 083C01 (2020).
- [27] A. Aguilar et al. (LSND collaboration), Phys. Rev. D, **64**, 112007 (2001).
- [28] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett., **121**, 221801

- (2018).
- [29] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. D, **103**, 052002 (2021).
- [30] B. Armbruster et al. (KARMEN Collaboration), Phys. Rev. D, **65**, 112001 (2002).
- [31] Mario A. Acero, Carlo Giunti, and Marco Laveder, Phys. Rev. D, **78**, 073009 (2008).
- [32] V. V. Barinov et al., Phys. Rev. Lett., **128**, 232501 (2022).
- [33] G. Mention et al., Phys. Rev. D, **83**, 73006 (2011).
- [34] A. P. Serebrov et al., Phys. Rev. D, **104**, 032003 (2021).
- [35] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Phys. Rev. D, **100**, 051301(R) (2019).
- [36] K. Abe et al. (T2K Collaboration), Phys. Rev. D, **99**, 071103(R) (2019).
- [37] P. Adamson et al. (MINOS+ Collaboration) Phys. Rev. Lett., **122**, 091803 (2019).
- [38] P. Adamson et al., (Daya Bay and MINOS+ Collaboration), Phys. Rev. Lett., **125**, 071801 (2020).
- [39] Y. J. Ko et al. (NEOS Collaboration), Phys. Rev. Lett., **118**, 121802 (2017).
- [40] I. Alekseev et al. (DANSS Collaboration), Phys. Lett. B, **787**, 56 (2018).
- [41] M. Andriamirado et al. (PROSPECT Collaboration), Phys. Rev. D, **103**, 032001 (2021).
- [42] STEREO Collaboration, Nature, **613**, 257 (2023).
- [43] P. Abratenko et al. (MicroBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett., **128**, 241801 (2022).
- [44] T. Maruyama for JSNS2 and JSNS2-II collaborations, PoS(NuFact2021)159.
- [45] M. Antonello et al. (MicroBooNE, LAr1-ND and ICARUS-WA104 Collaboration), arXiv:1503.01520 (2015).
- [46] M. Martini, M. Ericson, G. Chanfray, and J. Marteau, Phys. Rev. C, **81**, 065501 (2009).
- [47] A. Ioannisian, arXiv:1909.08571.
- [48] M. Guler et al. (OPERA Collaboration), CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGSP 25/2000 (2000).
- [49] Y. Fukuda et al., Phys. Lett. B, **335**, 237 (1994).
- [50] R. Bailey et al., CERN-SL/99-034(DI); INFN/AE-99/05.
- [51] A. Ferrari et al, CERN-AB-Note-2006-038, EDMS No. 745389.
- [52] <https://proj-cngs.web.cern.ch>
- [53] T. Nakamura et al., Nucl. Instrum. Methods A, **556**, 80 (2006).
- [54] T. Adam, et al., Nucl. Instrum. Methods A, **577**, 523 (2007).
- [55] N. Agafonova et al., New J. Phys. **13**, 053051 (2011).
- [56] 中野敏行 名古屋大学 博士論文 (1997).
- [57] K. Morishima et al., JINST, **5**, P04011 (2010).
- [58] 森島邦博 名古屋大学 博士論文 (2010).
- [59] N. Armenise et al., Nucl. Instrum. Methods A, **551**, 261 (2005).
- [60] M. Yoshimoto et al., Prog. Theor. Exp. Phys., **2017**, 103H01 (2017).

- [61] 吉本雅浩 名古屋大学 博士論文 (2017).
- [62] K. Hamada et al., JINST, **7**, P07001 (2012).
- [63] 濱田要 名古屋大学 博士論文 (2013).
- [64] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), J. High Energy Phys., **06**, 151 (2018).
- [65] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), J. High Energy Phys., **07**, 004 (2013).
- [66] 北川暢子 名古屋大学 博士論文 (2013).
- [67] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), J. High Energy Phys., **11**, 036 (2013).
- [68] T. T. Bohlen et al., Nucl. Data Sheets **120**, 211 (2014).
- [69] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, CERN-2005-010 (2005).
- [70] C. Andreopoulos et al., Nucl. Instrum. Methods A, **614**, 87 (2010).
- [71] C. Andreopoulos et al., arXiv:1510.05494.
- [72] S. Zenskova, et al., Phys. Part. Nucl. **47**, 1003 (2016).
- [73] 野々山芳明 名古屋大学 博士論文 (2011).
- [74] <https://vtk.org>
- [75] <https://www.qt.io/ja-jp/>
- [76] 吉岡哲平 名古屋大学 博士論文 (2011).
- [77] A. Hiramoto et al. (NINJA Collaboration), Phys. Rev. D, **102**, 072006 (2020).
- [78] S. H. Hayakawa et al. (J-PARC E07 Collaboration), Phys. Rev. Lett., **126**, 062501 (2021).
- [79] 中村悠哉 名古屋大学 博士論文 (2022).
- [80] A. Ferrari, et al., CERN-AB-Note-2006-038, EDMS No.745389.
- [81] P. Huber, M. Lindner and W. Winter, Comput. Phys. Commun. **167**, 195 (2005).
- [82] P. Huber, J. Kopp, M. Lindner, M. Rolinec and W. Winter, Comput. Phys. Commun. **177**, 432 (2007).
- [83] A. M. Dziewonski and D. L. Anderson, Phys. Earth Planet. Interiors **25**, 297 (1981).
- [84] F. D. Stacey and P. M. Davis, Cambridge University Press, Cambridge U.K. (2008).
- [85] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys., ptad012 (2023).
- [86] P. Abratenko et al. (MicroBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett., **130**, 011801 (2023).

付録 A

タウニュートリノ出現解析の結果

OPERA 実験の目的であるタウニュートリノ出現解析は、2018 年に最終結果が報告された [19]。2015 年時点の結果では、幾何学、運動力学的パラメータによるカットによって 5 イベントの ν_τ 候補を得、 5.1σ で $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ を検出した。2018 年にはここから更に ν_τ 候補を増やし Δm_{32}^2 をより精密に測定するために、多変量解析によるアプローチが取られた。

まず表 A.1 の基準に従ってイベント候補を選出する。各パラメータの意味は 4.4.3 項で述べたとおりである。バックグラウンドとして考慮された 3 種のうち、チャームクォークを含む粒子 (D^\pm , D^0 , D_s^0 , Λ_c^+) は ν_μ CC 反応で生成されるため大半は $1\mu/0\mu$ の識別と ECC 中での飛跡の追跡によって除去される。ハドロン二次反応 (2ry int.) は 2015 年以前の解析では p_{2ry} , p_{2ry}^T 、後述する ϕ_{IH} のカットによって抑制されていたが、同時に多数のシグナルも損失していたため、2018 年の解析では基準が大幅に緩和された。ミュー粒子大角度散乱 (μ LAS) は MC シミュレーションと過去のミュー粒子散乱実験などを考慮して見積もられた。表 A.2 はタウニュートリノ候補の期待値および検出数の一覧である。ここでは $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ 、 $\Delta m_{23}^2 = 2.50 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ を仮定している。これらの可視エネルギーの分布は図 8.1 で示したとおりである。

Variable	$\tau \rightarrow 1h$	$\tau \rightarrow 3h$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow e$
z_{dec} (mm)	< 2.6	< 2.6	< 2.6	< 2.6
θ_{kink} (rad)	> 0.02	> 0.02	> 0.02	> 0.02
p_{2ry} (GeV/c)	> 1	> 1	[1, 15]	> 1
p_{2ry}^T (GeV/c)	> 0.15		> 0.1	> 0.1
Charge _{2ry}			Negative or unknown	

表 A.1: タウニュートリノ候補選出基準。

ここから得られた候補に対して、BDT に基づく多変量解析を適用する。BDT のトレーニングサンプルは MC シミュレーションによって生成したイベントのうち表 A.1 の基準を満たすものが

Ch.	Expected background				ν_τ exp.	Obs.
	Charm	2ry int.	μ LAS	Total		
$\tau \rightarrow 1h$	0.15 ± 0.03	1.28 ± 0.38		1.43 ± 0.39	2.96 ± 0.59	6
$\tau \rightarrow 3h$	0.44 ± 0.09	0.09 ± 0.03		0.52 ± 0.09	1.83 ± 0.37	3
$\tau \rightarrow \mu$	0.008 ± 0.002		0.016 ± 0.008	0.024 ± 0.008	1.15 ± 0.23	1
$\tau \rightarrow e$	0.035 ± 0.007			0.035 ± 0.007	0.84 ± 0.17	0
Total	0.63 ± 0.10	1.37 ± 0.38	0.016 ± 0.008	2.0 ± 0.4	6.8 ± 1.4	10

表 A.2: タウニュートリノ候補の期待値及び検出数。

用いられた。また教育にあたっては、表 A.1 の変数に加えて下記の変数を追加する。

p_{miss}^T : ビーム垂直平面上での、崩壊による娘粒子を含む全ての二次粒子の運動量の和。

ϕ_{IH} : ビーム垂直平面上での、タウ粒子方向とその他二次粒子の運動量の和のなす角。

m : 親粒子の不変質量。

BDT の応答変数の MC シミュレーションからの予測と上記 10 イベントとの比較を図 A.1 に載せる。統計解析はこの BDT 応答変数を含む確率密度関数を用いた尤度関数に基づいて行われた。

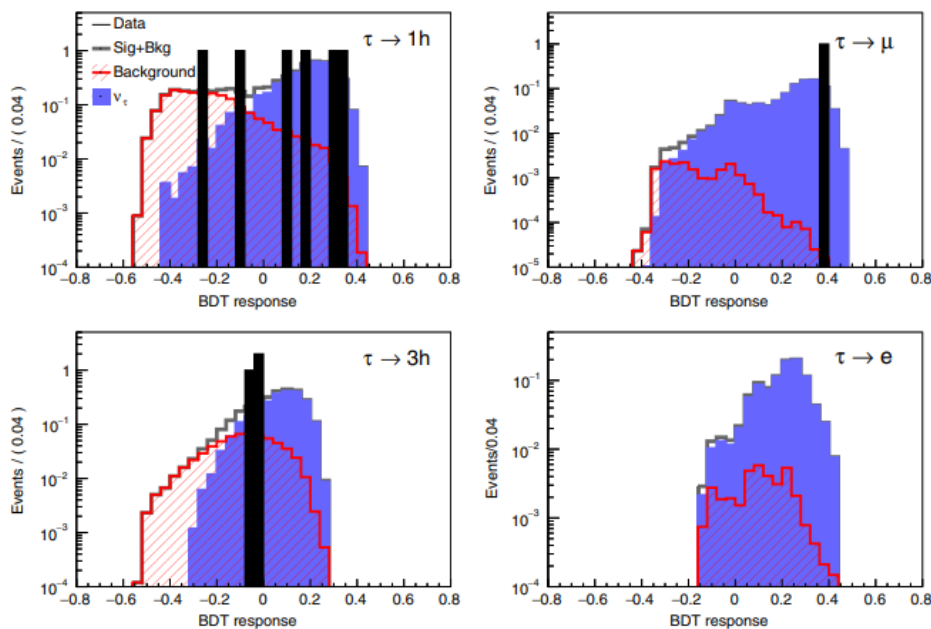


図 A.1: タウ粒子崩壊チャンネルごとの BDT 応答変数。

まずタウニュートリノ候補がバックグラウンドのみから構成される仮定はプロファイル尤度法から 6.1σ で排除された。

次に前述のように $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ を仮定し、F&C 法により 68% C.L. で $|\Delta m_{23}^2| = 2.7_{-0.6}^{+0.7} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と求められ、当時の測定値 $|\Delta m_{23}^2| = 2.50 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ と無矛盾であった。また本文中でも述べたように、これは出現モード解析による初の結果であった。

タウニュートリノ散乱断面積については、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ 、 $\Delta m_{23}^2 = 2.50 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ として、 $\langle \sigma \rangle_{meas} = (5.1_{-2.0}^{+2.4}) \times 10^{-36} \text{ cm}^2$ と算出した。

加えてタウニュートリノのレプトン数についても測定された。唯一観測された $\tau \rightarrow \mu$ 候補イベントにおいて、 μ の電荷は 5.6σ で負の値と測定されている。上述のバックグラウンドに加え、ニュートリノビームに 2% 混入する $\bar{\nu}_\mu$ からの $\bar{\nu}_\tau$ の誤同定も考慮し、BDT に基づく解析が行われた。結果、標準模型との一致が 3.7σ で確認された。

付録 B

ADAPT および ADAPT-IVE の機能

B.1 ADAPT の階層関数の挙動

ADAPT における数式計算機能は、四則、比較、論理演算子や一般的な数学関数の他に、階層構造に働きかける特殊な関数を用意している。この階層構造に作用する関数のことを ADAPT 内では階層関数と呼んでいる。5.1.2 項で例示した `sum`、`ismax`、`size` はこの階層関数に属している。5.1.2 項で用いた `"isgreatest(sum(int(phv/10000)))"` という式を元にこの挙動を説明する。

上述の式のうち、まず `sum` の方に注目する。階層関数は、引数に与えられた式がどの階層に属しているかによって走査^{*1}する階層が決定される。`sum` の引数 `"int(phv/10000)"` に含まれている `phv` は個々の `Basetrack` が持つ変数であるから、`"int(phv/10000)"` は `Basetrack` を 1 個指定すれば値を決定できる、つまり `Basetrack` 層に属していることが分かる。このとき `sum` は `Basetrack` の 1 つ上の階層、すなわち `Chain` 層を基準として、ある `Chain` の子要素となっている全ての `Basetrack` から `"int(phv/10000)"` を取得し、その和を求める。

さて、`sum` によってある `Chain` に属す全ての `Basetrack` から `PH` の和が求められた。この計算結果はある 1 個の `Chain` を指定すれば確定することから、`"sum(int(phv/10000))"` は `Chain` の層に属していることが分かる。`isgreatest` はこの 1 つ上、`Chain Group` 層を基準として、`PH` の和が最大であるような `Chain` に対しては 1 を、そうでない場合は 0 を返す。これにより、ある `Chain Group` の中で、`PH` 和が最大であるような `Chain` ただ 1 組だけを選び出すことができる。

`isgreatest` の結果は `sum` の時とは異なり、`Chain Group` 1 個を指定しても値が確定せず、`Chain` まで指定して初めて値が確定することから、こちらの結果は `Chain` 層に属している。`sum` のように結果が引数よりも上の層となる階層関数を上昇関数、`isgreatest` のように結果が引数と同じ層であるものを `is` 系関数と呼んでいる。

ADAPT 内で定義されている階層関数は表 B.1 のとおりである。

その他階層関数には、条件を満たす要素を走査対象から外す `skipif` 関数、走査および結果の階層の決定則、2 つ以上上の階層を基準に動作させる方法、階層連結時の特殊な挙動など非常に多様な

*1 要素一つ一つを順次照会していくこと。

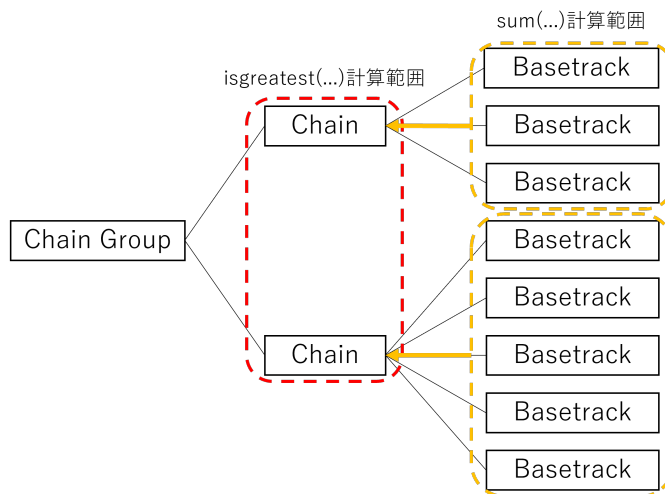


図 B.1: 階層関数の挙動。"isgreatest(sum(int(phv/10000))"という条件の場合、黄枠の範囲で"sum(int(phv/10000))"を求め各 Chain へと受け渡し、その値から赤枠の範囲内で"isgreatest(sum(int(phv/10000))"を計算する。

種別	関数名	挙動
上昇関数	sum/avg/dev/rms	総和/平均/標準偏差/二乗平均平方根
	greatest/least	最大値/最小値
	first/last	最初の値/最後の値
	exist	引数が真であるような要素が存在すれば 1、しなければ 0
	count	引数が真であるような要素の数
	index	引数が真であるような最初の要素が何番目の子要素か
	size	引数の真偽に関わらず、値を取得できた要素の数
is 系関数	isgreatest/isleast	引数が最大値/最小値
	isfirst/islast	最初/最後の要素

表 B.1: 階層関数の一覧。上昇関数は“挙動”列の値を結果として返す。is 系関数は子要素の中で“挙動”列の条件を満たす要素に対しては 1 を、それ以外には 0 を返す。

機能と細かな規則を持ち、ADAPT の汎用性のために重要な役割を担っているが、付録が過度に長大になるため割愛する。

B.2 ADAPT における階層連結

5.1.1 項で述べたように、階層連結は 2 つ以上のコンテナ間で要素同士を連結し、同一要素であるかのように扱うことができる。この連結方法は要素同士を 1 対 1 で対応付ける unique joint と 1

対多で連結する multi joint に分類される。unique joint は図 5.5 に示したとおりであるが、multi joint の場合、図 B.2 のように連結先の要素が複数存在することが許される。例えば Chain Group 中の Basetrack から Linklet へと連結する時、Linklet は 2 枚のフィルム間で位置、角度差が許容範囲内の全ての組み合わせで Basetrack 同士を接続したものであるから、単一の Linklet のコンテナ中には同一の Basetrack が重複的に記録されている。これら全てを連結対象としたい場合などに用いるのが multi joint である。表 B.2 に連結方法の一覧を纏めた。

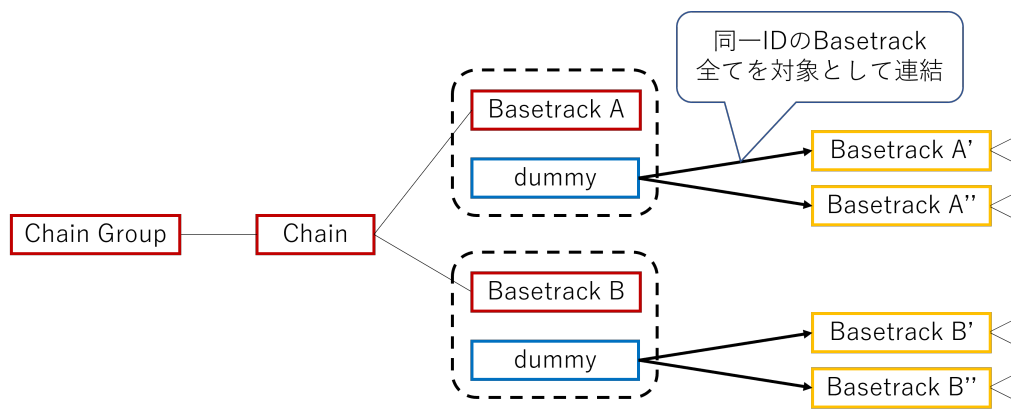


図 B.2: multi joint における連結の概略図。青で示された要素は、本来無関係な多数の連結対象を子要素として束ねるための仮想的な要素である。

分類	名称	連結対象
unique	key	1~4 個の何らかの指定された値が一致する要素
	source	抽出されたコンテナの要素から抽出元の要素
	bin	ハッシュ化されたコンテナの特定のビン
	bpos	コンテナ中の指定されたインデックスの要素
	func	ユーザー定義の関数に従う
multi	nested loop	両コンテナ中の要素の組み合わせ総当たり
	multi key	1~4 個の何らかの指定された値が一致するすべての要素
	multi bin	ハッシュ化されたコンテナの特定のビンとその周辺

表 B.2: 階層連結における連結方法の一覧。

なおここで言うハッシュ化とは一般的なプログラミングにおけるハッシュ化とはやや異なり、何らかの変数の空間をヒストグラムのようにビンごとに区切り、各ビンに該当する要素を格納させたコンテナを意味する。ADAPT には任意のコンテナに対してこのハッシュ化を実行する機能がある。5.2 節で述べたパターンマッチングなどは、このハッシュ化によって HTS で検出された飛跡を xy 平面でヒストグラムのように区切り、UTS で検出された飛跡から目標のビンとその周辺とに

連結することで飛跡対応付けを行うことができる。

B.3 ADAPT-IVE のプラグインと YAML 設定ファイル

ADAPT-IVE は任意のファイルを読み込み表示させるために C++ または Python によるプラグインの作成を許可している。ここでは非常にシンプルな例として、1 行あたり 1 要素が記録されたテキストファイルを読み込む Python のスクリプトの例をソースコード B.1 に載せた。なおテキストファイルはスペース区切りで、1 行あたりには Basetrack の情報が phv、ax、ay、x、y、z、pl*²、id の順に記録されているものとする。

```
1 import adapt.agr2 as agr
2
3 def Create(path):
4     res = agr.ROTFile()
5     res.AddLayer(0, [ ("phv", agr.ArbValue.Tag.I64),\
6                     ("ax", agr.ArbValue.Tag.F64),\
7                     ("ay", agr.ArbValue.Tag.F64),\
8                     ("x", agr.ArbValue.Tag.F64),\
9                     ("y", agr.ArbValue.Tag.F64),\
10                    ("z", agr.ArbValue.Tag.F64),\
11                    ("pl", agr.ArbValue.Tag.I64),\
12                    ("rawid", agr.ArbValue.Tag.I64) ])
13     res.VerifyStructure()
14
15     br = agr.ROTFile.Branch(res)
16     bpos = agr.Bpos(1, 0)
17     f = open(path)
18     for line in f:
19         cols = line.split()
20         pl = int(cols[0])
21         rawid = int(cols[1])
22         phv = int(cols[2])
23         ax = float(cols[3])
24         ay = float(cols[4])
25         x = float(cols[5])
26         y = float(cols[6])
27         z = float(cols[7])
28         arr = [ phv, ax, ay, x, y, z, pl, rawid ]
29         br.SetValues(0, bpos, arr)
30         res.PushBranch(br)
31     return res
```

*²その Basetrack が記録されていたフィルムの番号。

ソースコード B.1: basetrack_plugin.py

プラグインで読み込んだ情報を 3D 描画するには YAML 設定ファイルも必要である。ソースコード B.1 のプラグインから読み込んだ Basetrack 情報を描画するための設定を、必須でない情報を極力削除した上でソースコード B.2 に例示した。

```

1  FilePlugin: basetrack_plugin
2  FilenameExtension: Text (*.txt);;All Files (*)
3  DefaultActorSetting: ACylinderAsABaseTrack
4  DefaultFilterSetting: AllBasetracks
5  ActorList:
6      ACylinderAsABaseTrack:
7          Variates:
8              - x-ax*600
9              - y-ay*600
10             - (z-600)/3
11             - x+ax*600
12             - y+ay*600
13             - (z+600)/3
14             - p1/20
15             - "1"
16             - (int(phv/10000)-7)/25
17             - 2*(int(phv%10000))^0.5
18         Structure:
19             - ActorType: Tube
20             Pickable: true
21             InitialPoint: [ VAR0, VAR1, VAR2 ]
22             TerminalPoint: [ VAR3, VAR4, VAR5 ]
23             Color: [ VAR6, VAR7, VAR8 ]
24             Radius: [ VAR9 ]
25         NumOfDatasAlert: 1000000
26  FilterList:
27      AllBaseTracks:
28          Expression: []
29      PHCut:
30          Parameters:
31              - [ PHMIN, "20" ]
32          Expression:
33              - [ First, int(phv/10000)>=PHMIN ]
34      PosCut:
35          Parameters:
36              - [ CenterX ]
37              - [ CenterY ]
38              - [ WidthX, "500" ]
39              - [ WidthY, "500" ]

```

```
40     Expression:
41       - [ First, abs(x-CenterX)<WidthX/2 ]
42       - [ And, abs(y-CenterY)<Width/2 ]
43 AngleCut:
44   Parameters:
45     - [ CenterAx ]
46     - [ CenterAy ]
47     - [ WidthAx, "0.05" ]
48     - [ WidthAy, "0.05" ]
49   Expression:
50     - [ First, abs(ax-CenterAx)<WidthAx ]
51     - [ And, abs(ay-CenterAy)<WidthAy ]
```

ソースコード B.2: basetrack_settings.yaml

目次

1.1	DONUT 実験の検出器概略図 [1]。	2
1.2	DONUT 実験で検出された 4 例の ν_τ CC 反応 [1]。	2
1.3	ν_μ を入射した場合の CC、NC 反応。	3
1.4	ニュートリノの質量階層性。 $m_1 \simeq m_2 < m_3$ (左) の場合を Normal Hierarchy、 $m_3 < m_1 \simeq m_2$ (右) を Inverted Hierarchy と呼ぶ。	6
1.5	太陽ニュートリノのスペクトル [3]。	7
1.6	SK によって観測された大気ニュートリノの天頂角分布 [11]。青線はニュートリ ノ振動を仮定しない場合の予測、黒点はデータ、赤線はニュートリノ振動を考慮 したデータに対するベストフィットである。右側のミューニュートリノ様反応の みで消失が確認されており、その消失の大きさが天頂角に依存している。	10
1.7	T2K 実験によって得られたニュートリノ反応のエネルギー分布 [26]。黒線 (赤線) はニュートリノ振動がない (ある) 場合のシミュレーションによる予測、黒点は データである。上段のミューニュートリノ様反応では減少が、下段の電子ニュー トリノ様反応では増加が観測されている。	11
1.8	MiniBooNE によって得られた E_ν^{QE} 分布 [28]。低エネルギー領域での超過が見 られる。	14
1.9	MiniBooNE 実験が報告した $3 + 1$ モデルに対する許容領域 [29]。紫から橙ま での実線が各 C.L. での MiniBooNE の許容領域を意味し、青、灰は LSND の 許容領域である。特に図中の黒点 ($\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0.807$ 、 $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.043 \text{ eV}^2$) は MiniBooNE のベストフィットを示している。一方で 2018 年、2019 年の OPERA の結果はそれぞれ $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.021$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.019$ を排除している (図は 2018 年の結果)。また KARMEN2 [30] も LSND に対して $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ が大きい領 域を部分的に排除している。	15
1.10	Daya Bay、Bugey-3、MINOS、MINOS+ の複合解析による $3 + 1$ モデルへの制限 [38]。本研究の興味の対象となる $\Delta m_{41}^2 \sim 0.1 \text{ eV}^2$ の領域では、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} > 10^{-4}$ 程度を排除している。ただし LSND、MiniBooNE とは異なる消失モードでの解 析結果である。	16

1.11	MicroBooNE による電子ニュートリノ反応探索の結果 [43]。赤の破線が Mini-BooNE の超過を考慮した予測、黒線が考慮しない予測であるが、結果は後者よりもやや少ない程度で、超過は見られない。	17
1.12	JSNS ² の設備及び期待される感度 [44]。	17
2.1	CNGS ビームラインの軌道 [52]。CERN から俯角 56 mrad で 732 km 先のグラ ンサツソへ照射された。	22
2.2	ビームの生成 [51]。	23
2.3	CNGS のフラックス。	23
2.4	OPERA 検出器の全体写真。	24
2.5	原子核乾板の乳剤層の顕微鏡による拡大図。直線的に連なる黒点が最小電離粒子 の痕跡であり、それ以外は低エネルギーな環境放射線や Fog である。	25
2.6	主検出器である Brick の構造。57 枚のフィルムと 56 枚の鉛板を積層した ECC の下流側に 2 枚のフィルムからなる CS が貼り付けられている。フィルムはさら に 205 μm のプラスチックベースと、その両面に塗布された 45 μm の乳剤層に分 けられ、乳剤層中に記録される荷電粒子の飛跡を Microtrack、プラスチックベー スを挟んで 2 本の Microtrack を接続したものを Basetrack と呼ぶ。	27
2.7	乳剤層の顕微鏡画像。左はリフレッシュ前の環境放射線が蓄積した状態、右はリ フレッシュによってそれらが除去された状態である。	28
2.8	OPERA フィルム輸送時のフィルム並び順 (左) と、ビーム照射時の並び順 (右)。 内部に記録された飛跡はどちらの並びで接続されていくかによって、輸送中か ビーム照射後のどちらで記録されたものかを識別することができる。	28
2.9	Brick と TT の位置関係 (右) と、CS の構造 (左)。	28
2.10	TT によるニュートリノ反応のトリガー。緑のブロッカー一つが Brick を表し、 黒点で表される TT のヒット情報から桃色の Brick が反応の起きた場所であると 推定された。	29
2.11	Muon Spectrometer のマグネットウォール。鉄板と RPC を交互に積層した構造 が前後に 2 層並ぶ。	30
2.12	Muon Spectrometer を通過するミュー粒子。 $x_1 \sim x_6$ の位置に Precision Tracker が配置されている。2 層のマグネットウォールを通過するときの平行移動量から 運動量を測定する。	30
2.13	飛跡検出のアルゴリズム。乳剤層の断層画像を計 16 層分取得し、二値化処理す る。その後 xy 方向にシフトさせつつヒットピクセルが垂直に並ぶ角度を探索、 ヒットピクセル数が 7 以上のものを飛跡と認識する。	31
2.14	Plate Changer の写真。UTS にフィルム交換機構が取り付けられている。	32
2.15	シート化された ECC のフィルム。	32
2.16	S-UTS の写真。	33

2.17	HTS の全体写真 [61]。	34
2.18	HTS のビームスプリッターと、それぞれの結像面に取り付けられるカメラモジュール [61]。	35
2.19	被写界深度の違いによる影響。S-UTS 以前では 45 μm で十分であったが (左)、HTS では z 方向の分解能悪化により 1 個の Grain が複数の断層画像に跨って検出される確率が高くなる (中央)。そこで、乳剤層の厚みを 65 μm 程度にまで膨らませることでこの影響を軽減する (右)。	35
2.20	1 μ イベント。Muon Spectrometer を半ばまで貫通するミュー粒子が検出されている。	37
2.21	0 μ イベント。ミュー粒子は検出されず、TT と RPC のヒット層も 20 に満たない。	38
2.22	Brick Manipulation System による Brick の挿入、取り出し。	38
2.23	CS 中の飛跡の図。薄灰色はスキャン範囲を表し、その中で検出された飛跡が青の矢印で表示されている。	39
2.24	Scan Back の概略図。TT、CS によって検出された飛跡を ECC 最下流のフィルムへ外挿し (A)、それをさらに上流へと追跡する (B)。フィルム 3 枚連続で飛跡が検出されなかった場合、最後に検出された飛跡の直上に反応点があるものとみなし、周辺をスキャンの対象とする (C)。	39
2.25	シュリンク、ディストーションの図。本来の粒子の通過位置は赤破線であるが、現像時などに乳剤層が歪み、Microtrack の角度が変化する。	41
2.26	2 枚のフィルムの間で Basetrack 同士が繋がるようなアフィンパラメータとフィルム間のギャップを求め、Basetrack 座標を補正する。	42
2.27	Linklet の生成。ある Basetrack から 1~3 枚下流のフィルム中の全 Basetrack に対して、位置、角度差が閾値内である全ての組み合わせで接続する。	42
2.28	Chain Group の図。黒点が各 Basetrack セグメントを表し、黒点同士を結ぶ線が Linklet を意味する。このとき、共通する Basetrack を持つ Linklet を複合することで Chain Group が作られる。	43
2.29	Vertex Confirmation の手順。再構成された全飛跡 (a) から PH の小さいものを除去 (b) し、4~5 セグメント以上繋がるもののみを残し (c)、Scan Back 対象の飛跡の近傍の 1 点に収束するような飛跡のみを選出する (d)。	44
2.30	ν_τ CC 反応によるタウ粒子崩壊と ν_μ CC/NC 反応との Impact Parameter の比較。	45
2.31	OPERA が検出した 1 例目の ν_τ CC 反応。	46

- 3.1 3+1 フレーバー混合モデル下で予想される 10^{19} POT あたりの (反) 電子ニュートリノフラックス。紫、緑の線はそれぞれビームに混入している $\nu_e, \bar{\nu}_e$ フラックスであり、青、黄線がそれぞれ $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ に由来するフラックスを示している。(a) では $\Delta m_{41}^2 = 0.043 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.807$ 、(b) では $\Delta m_{41}^2 = 0.269 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0.019$ を仮定している。また $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e))$ は θ_{14} の値が定まらないため一意に求められないが、ここでは 1 と仮定した。 48
- 3.2 3+1 混合モデルを仮定した場合の、3 混合モデルに対する各ニュートリノフラックスの比。左の列は前述した MiniBooNE のベストフィット点、右の列が OPERA と MiniBooNE の交点を振動パラメータとして採用している。なお θ_{14} の両端に空白の領域があるが、この範囲では前提とした振動パラメータの条件を満たす θ_{24} が存在し得ない。 50
- 3.3 電子ニュートリノ CC 反応と、それに類似する様相を呈する反応。 51
- 3.4 フィルムを通過する電子対。乳剤層中ではほとんど平行な 2 本の Microtrack として確認できる。 52
- 3.5 CSH 法の手順 [65]。(a) 反応点から放出されるハドロンと推定された飛跡を選出。(b) それらの飛跡を CS まで延長し、そこから 2 mm 以内かつ角度差 150 mrad 以内の飛跡を探索する。これが 3 本以上検出された場合、(c) ハドロンの下流方向をスキャンすることで電磁シャワーを確認する。 54
- 3.6 CSH 法による電子ニュートリノ CC 反応の検出効率を電子ニュートリノのエネルギー E_{ν_e} の関数として表したものの [64]。赤点はシミュレーションによる推定値、エラーバーはその統計誤差を表し、黒線はこれをフィットしたもの、灰色の領域は系統誤差を表す。 55
- 3.7 HTS による OPERA フィルムの検出効率比較。紫は膨潤なし、緑は膨潤後の場合を示している。 56
- 3.8 あるフィルムの $5 \times 5 \text{ cm}^2$ の範囲を HTS でスキャンし、検出された Microtrack の本数分布。左図がビーム下流側、右図が上流側の乳剤層である。1 つのビンがある視野において HTS のセンサー 1 つで検出された本数を示す。なお膨潤後の乳剤層の厚みは上下流面で数 μm の差が生じる場合が多く、それぞれのノイズ密度不一致を引き起こすことがある。 57
- 3.9 Linklet 接続判定。あるフィルムの Basetrack を基準に、1~3 枚先のフィルムの Basetrack から位置ずれ、角度ずれが許容範囲内のものを接続の対象とするが、低運動量の飛跡の場合は多重電磁散乱によって許容範囲を超過することがある (a)。また Basetrack 検出効率が低く連続で 3 枚以上検出に失敗した場合も同様に接続されない (b)。 58
- 3.10 ESD 法の概略図。 59

3.11	Geant4 による MC シミュレーションから得た電磁シャワーの、フィルムごとの x 座標分布。左方向から 5 GeV の電子を垂直に照射している。白線はそのフィルムにおいて 90% の電子が収まる円の直径、赤線は頂角 0.06 rad の円錐に相当する範囲を示す。	61
3.12	ビームの入射方向と Basetrack 角度の差の分布。黒線はこれらの Basetrack の 90% が収まる範囲を意味する。	61
3.13	電子入射面からフィルム 7 枚ごとの、円錐中に収まる Basetrack 本数分布。 . . .	62
3.14	スキャンするフィルム枚数ごとの電磁シャワー検出効率 $e(x)$ および $e(x)/x$ の変化を、要求する Basetrack 本数の閾値 (ntrk) ごとに示した。Basetrack の検出効率は 60% を仮定している。	63
3.15	ニュートリノ反応と無関係な ECC 中で検出された宇宙線等のノイズの、円錐中に収まる Basetrack 本数分布 (紫線)。参考として MC シミュレーションで生成した 5 GeV の電磁シャワーについても載せる (緑線)。	63
3.16	ESD で新規に検出される 30 GeV 未満の電子ニュートリノ CC 反応から生じる一次電子の放出方向の分布。 y 方向の角度が 0 よりやや大きいのはビーム軸の傾きによる。	64
3.17	既知の電子ニュートリノ反応を用いた ESD 法の試験。	66
4.1	Basetrack 検出効率評価方法。	68
4.2	HTS による Basetrack 検出効率とその分布の 1σ 相当の広がり。	69
4.3	radial、lateral angle の定義。フィルムは xy 平面に対して平行に設置されている。	70
4.4	HTS で OPERA フィルムをスキャンした際の角度、位置精度。	70
4.5	CSH 単体、ESD を CSH と併用した場合それぞれの検出効率。(b) は Location を含めた全解析過程での効率を表し、(a) はすでに Location された電子ニュートリノ CC 反応に対して、それが候補として同定される確率を表す。(c) は CSH と ESD を併用した場合の CSH 単体に対する増加率である。	72
4.6	30 GeV 未満の電子ニュートリノ同定効率を vertex film の番号の関数として表している。	73
4.7	電子ニュートリノ CC 反応の真のエネルギー E_{true} と、再構成されたエネルギー E_{rec} の比較 [64]。	73
4.8	3 フレーバー混合モデルでバックグラウンドを一切除去しない場合の電子ニュートリノ反応候補のエネルギースペクトル。淡緑色と濃緑色がそれぞれガンマ線による最上流フィルムの電子対 (prompt γ conversion)、ハドロンとガンマ線の偶発的な重なり ($h+\gamma$ chance coincidence) の期待値を表す。なお 4.5 節で述べる規格化を適用している。	74
4.9	一次電子と電子対の識別に利用する特徴量。	75

4.10	一次電子とその周辺の電子 (a)、ハドロン (b)、 π^0 由来の電子対それぞれの 2 本の Basetrack(c) について、 x 軸に位置差、 y 軸に開き角をとった二次元分布。	75
4.11	一次電子とその周辺の電子 (a)、ハドロン (b)、 π^0 由来の電子対それぞれの 2 本の Basetrack(c) について、 x 軸には反応点と 2 本の Basetrack の最近接点の差、 y 軸に開き角をとった二次元分布。	76
4.12	ESD で新規に検出される一次電子とガンマ線のエネルギー分布の比較。	77
4.13	電子のエネルギー再構成のためのニューラルネットワークの特徴量とモデル。	78
4.14	電子の真のエネルギー E_{true} と再構成されたエネルギー E_{rec} の比較。	79
4.15	ガンマ線の真のエネルギー E_{true} と電磁シャワーから再構成されたエネルギー E_{rec} の比較。	80
4.16	CSH 法のガンマ線バックグラウンド推定の手順。	81
4.17	1μ (CC) と 0μ (NC) の Location された反応点の深さの分布の比較。1 が上流側、57 が下流側である。	81
4.18	一次電子またはハドロンの周辺に混入するガンマ線の本数の分布。電磁シャワー探索のための円錐中で Basetrack 本数が閾値 10 本を超えたものを対象としている。	82
4.19	一次電子とハドロンとで、Basetrack が検出できなくなるまでに貫通するフィルムの枚数。HTS の Basetrack 検出効率と Chain 生成過程およびセグメント数カットが考慮されている。	83
4.20	一次電子候補について、上流側 9 枚で測定した運動量を横軸、下流側 9 枚での運動量を縦軸にとったときの分布。(a) は一次電子、(b) はガンマ線に重なるハドロンである。	84
4.21	上流側 9 枚と下流側 9 枚のフィルムで測定した運動量の比の対数。貫通フィルム枚数不足で運動量を測定できないものは除いている。	84
4.22	ビーム軸から見た一次電子候補の横運動量と、その他全ての粒子の横運動量の和との開き角 ϕ 。	85
4.23	一次電子候補と、それに最も近接するガンマ線の放出方向とのなす角。	86
4.24	一次電子とハドロンについて、定義した信頼度の分布の比較。式 4.5 に定義した信頼度の値が $[-50, 50]$ の範囲外に出た場合は両端のビンに格納している。	87
4.25	全 0μ イベントを解析した場合に期待される、ニュートリノ振動がない場合 (a)、3 フレーバー混合の場合 (b)、3+1 フレーバー混合の場合 ($\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0.019$ 、 $\Delta m_{41}^2 = 0.269$ 、 $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)) = 1$ を仮定) (c) それぞれの、電子ニュートリノ反応候補のエネルギー分布。	91
4.26	$\sin^2 2\theta_{\mu e}$ 、 Δm_{41}^2 平面での、CSH 単独と ESD 併用の 90%C.L. の感度比較。全 0μ イベントを解析することを仮定している。参考として LSND と Mini-BooNE(2021) の 90%C.L. での許容領域、KARMEN の 90%C.L. での排除領域も示した。	92

5.1	Emulsion Display。	94
5.2	Chain Group ファイル中に記録された電磁シャワー。図ではあまり大きく見えな いが、同一の Basetrack が重複して膨大に記録されており、本数は 10^6 本を超 えている。従来用いられていた ED では表示することができない。	95
5.3	HTS で取得した乳剤層の二値化断層画像を、実際に作成したビューア上で表示し たもの。立方体一つ一つが輝点のピクセルを表し、色は乳剤層中の深さに対応す る。直線的にあるいは蛇行するように並ぶピクセルが、荷電粒子によって作られ た Grain である。	96
5.4	ADAPT の基礎となる階層構造のコンテナ。(a) は Basetrack、(b) は Chain Group の構造を示す。層の数、それらが持つ変数などはユーザーが定義する。 . .	98
5.5	階層連結の概念図。赤は Chain Group ファイル中の要素、橙は Basetrack ファ イル中の要素であるが、前者の Basetrack A、B を後者の Basetrack A'、B' と連 結することで擬似的に同一要素と見做すことができる。	98
5.6	抽出機能。Basetrack に対して、角度 ax 、 ay の値を用いて条件を課している。 フィルタ適用前（上表）の Basetrack のうち薄橙のものが条件を満たしており、 フィルタ適用後（下表）ではこれら 3 本のみが残存している。また要素を絞り込 むと同時に始点と終点の座標、太さを計算し、新たな変数として保持させている。	99
5.7	ADAPT-IVE のメインウィンドウ。中央に Chain Group ファイル中の Base track が表示されている。	101
5.8	選択した要素の持つ変数の一覧。(a) は単一の Basetrack が選択された場合、(b) は Chain Group が一括選択された場合である。飛跡の濃さを表す phv や、ある Chain に属す Basetrack の本数などは、ノイズ等と識別するための重要な指標と なる。	102
5.9	選択した要素についての任意の計算を即時実行する機能。右クリックで開くコン テキストメニューから実行したいものを選択する。上図は MinimumDistance を 実行した直後の状態であり、輪郭線が表示されている 2 本の Basetrack の最近接 点とその距離がメッセージ出力に表示される他、交点には目印として赤い球体が 設置される。	103
5.10	ADAPT-IVE の Apply Filter ダイアログ。上段左の Filter 一覧から予め定義し ておいた任意のフィルタ設定を選択し、上段右下のパラメータを入力することで、 上段右上に定義された数式に基づくフィルタリングが実行される。	103
5.11	ADAPT-IVE におけるフィルタ適用の例。上段は Basetrack に対して、下段は Chain Group に対して条件を課している。左列の母集団から条件を満たすもの だけが抽出された結果、右列のように飛跡が削減されている。	104
5.12	パターンマッチング時の UTS でのスキャン位置とその範囲。暗灰色はフィルム 全体を、淡灰色は HTS によるスキャン範囲を表し、そのうち青色で表される 3 箇 所を UTS でスキャンする。	107

5.13	パターンマッチングによって検出された位置ずれのピーク (a) と、それを構成する飛跡対 (b)、(c)。下図中では青は UTS、赤は HTS で検出された飛跡を表す。	109
5.14	マニュアルチェックに用いるソフトウェア構成。	110
5.15	Main Program の GUI。SetPlate 領域中にイベントやフィルムの番号を入力することでパターンマッチングによるアフィンパラメータの計測を実行する。目標飛跡への移動は FindTrack 領域に飛跡の ID を入力するか、ADAPT-IVE から誘導する。	111
5.16	Camera Controller のリアルタイム映像。およそ $140\ \mu\text{m} \times 140\ \mu\text{m}$ が描画されている。中央の矢印付近に目標飛跡がある。	111
5.17	予測座標を示す矢印と、実際にカメラ映像から取得した座標とを比較した位置ずれの分布。目標飛跡への誘導時の位置ずれは $10\ \mu\text{m}$ 以内に収まっていることが分かる。	112
6.1	ESD 法による解析のフローチャート。赤枠はそのイベントの最終的な分類である。	113
6.2	膨潤中のフィルム。右の衣装ケースに水を溜め、ステンレス製のフィルムラックに収めたフィルムを浸している。この状態で半日待ち、その後左の衣装ケースのグリセリン溶液へと移す。	114
6.3	再シート化後のフィルム。HTS では多数のフィルムが連なった状態のシートを固定しスキャンすることが困難であったため、一枚ずつ分断されている。	115
6.4	HTS での OPERA フィルムのスキャン。	116
6.5	ESD 法によってピックアップされた反応点周辺の飛跡。(a) に混入している宇宙線を目視で取り除いたものが (b) である。(b) で右上、右下へ放出されているものがガンマ線由来の電磁シャワーであり、それ以外はハドロンと推定された。	117
6.6	Location された全 $0\ \mu$ イベントの vertex film 分布。	119
6.7	Location されたイベントのうち、multiplicity=1 の場合に考えられる可能性。	120
6.8	HTS でフィルム左上角付近をスキャンしたときの Microtrack 本数の分布。左端、上端に近づくにつれて本数が増加している。	120
6.9	ECC 中で検出された飛跡。 z 軸はビーム軸と平行に揃えられている。白の楕円で囲まれたものが一次電子とその周辺の電磁シャワーである。	123
6.10	$h+\gamma$ chance coincidence の判定。信頼度はわずかに閾値を超え、電子ニュートリノ反応と判定されている。	124
6.11	ニュートリノ振動がない場合 (a)、3 フレーバー混合の場合 (b)、3+1 フレーバー混合の場合 (c) での、電子ニュートリノ候補事象の期待されるエネルギースペクトルと観測数。3 フレーバーの場合の各種パラメータは PDG [26] から得ている。3+1 フレーバーの場合は $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.271\ \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 0.019$ 、 $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)) \simeq 1$ を仮定した。	125

6.12	シミュレーションから予測される、また検出されたガンマ線の比較。(b)、(c)は7.3.3項と同様の方法による補正を行っている。	126
6.13	検出された $h+\gamma$ chance coincidence のイベントについての MC シミュレーションとの比較。MC は積分値がデータと一致するように規格化している。	127
6.14	CSH 法で期待される、また観測された電子ニュートリノ候補事象のエネルギー分布。ニュートリノ振動の影響を大きく受けない 40 GeV 以上の領域で、統計誤差以上の乖離は見られない。	128
6.15	ESD 法適用対象として選出された 0μ イベントについて、MC シミュレーションとデータとの vertex film 分布の比較。MC はイベント数を 99 に規格化している。	129
6.16	シミュレーション中で Location された ν_e CC 反応に対する multiplicity=2 の割合。	130
7.1	トリガー (a) および Location(b) されたイベントについての、MC シミュレーションとデータとの比較。	132
7.2	Location された 0μ イベントの E_{had} の分布。	133
7.3	vertex film ≤ 18 等の条件による選出率を含めた ESD 法の同定効率。	134
7.4	Basetrack 検出効率として $+1\sigma$ 、 -1σ 地点の値を採用した場合の、通常の電子ニュートリノ検出効率からの相対変化率。	135
7.5	シミュレーションと実際のスキャンとの違いによる影響の例。	136
7.6	シミュレーション中で検出された電磁シャワーに由来する Basetrack 本数に対して、それが実際の ESD 法適用時に電磁シャワーとして検出される確率。	137
8.1	タウニュートリノ候補事象のエネルギー分布 [19]。	142
8.2	$\sin^2 2\theta_{\mu e}$ 、 Δm_{41}^2 平面での 90% C.L. 排除領域。青の線が本研究による結果であり、実線が NH、破線が IH の場合を表す。2019 年時点での結果(水色)、KARMEN の排除領域 [30]、LSND [27] と MiniBooNE [29] の許容領域も同時に示した。なお上記領域は Daya Bay、MINOS、MINOS+、Bugey-3 による統合解析 [38] によって完全に排除されているが、こちらは電子、ミューニュートリノの消失モード解析の結果である。	143
A.1	タウ粒子崩壊チャンネルごとの BDT 応答変数。	152
B.1	階層関数の挙動。"isgreatest(sum(int(phv/10000)))"という条件の場合、黄枠の範囲で"sum(int(phv/10000))"を求め各 Chain へと受け渡し、その値から赤枠の範囲内で"isgreatest(sum(int(phv/10000)))"を計算する。	155
B.2	multi joint における連結の概略図。青で示された要素は、本来無関係な多数の連結対象を子要素として束ねるための仮想的な要素である。	156

表目次

1.1	現在までに測定された各振動パラメータ [26]。	13
2.1	CNGS の各成分毎の平均エネルギーと、 ν_μ CC 反応を基準とした各 CC 反応数の比率	23
2.2	タウ粒子崩壊の分類。	45
4.1	selection cuts	87
4.2	1 kt かつ 10^{19} POT あたりの ν_i の j 反応の期待値 $R_{\nu_i}^j$ と、それが CSH 法適用の元で $0l$ として同定される確率。	90
4.3	ニュートリノ振動がない場合の電子ニュートリノ候補イベントの期待値。	92
6.1	OPERA 実験中でトリガー、Location、電子ニュートリノ同定されたイベントの数。CSH 法は Location 済みの 0μ イベント 1185 個を対象に行われ、そのうち 35 個を電子ニュートリノと同定した。ESD 法は 0μ のうち電子ニュートリノ同定済みのものを除く 1150 個の中から、特に ECC 上流で発生した 99 個を対象として適用した。	121
6.2	スキャンされたイベントの内訳	121
6.3	ニュートリノ振動がない場合の電子ニュートリノ候補イベントの期待値。なおそれぞれに付与された系統誤差については第 7 章で詳しく述べる。	123
6.4	MC シミュレーションとデータとの間の、電子ニュートリノと同定または排除されたイベント数の比較。 $\tau \rightarrow e$ については新しい除去条件を導入していないため、バックグラウンド除去前後で期待値は変化しない。	128
7.1	電子ニュートリノ反応の系統誤差。	138
7.2	バックグラウンドの系統誤差。	139
A.1	タウニュートリノ候補選出基準。	151
A.2	タウニュートリノ候補の期待値及び検出数。	152

-
- B.1 階層関数の一覧。上昇関数は“挙動”列の値を結果として返す。is系関数は子要素
の中で“挙動”列の条件を満たす要素に対しては1を、それ以外には0を返す。 . 155
- B.2 階層連結における連結方法の一覧。 156