

K 2 K 実験の
シンチレーティングファイバー飛跡検出器における
ニュートリノ反応の研究

神戸大学 自然科学研究科 博士前期課程 物理学専攻
久米 剛生

平成12年 3月 21日

Abstract

現在、ニュートリノは最低3世代存在することが確認されているが、その質量は素粒子の標準理論では0と仮定しており、0でなかったとしても極めて小さいと考えられている。もし、ニュートリノが世代間で異なる質量を持てば、飛行中に他の世代に遷移する現象、即ち、ニュートリノ振動現象が起こり得る。「つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験（通称、K2K実験）」は、つくば市の高エネルギー加速器研究機構（KEK）の12GeV-陽子シンクロトロンを使用して生成したニュートリノビームのエネルギー分布を、同機構内に設置した前置検出器と、そこから250km離れた岐阜県神岡町の水チェレンコフ型検出器スーパーカミオカンデの両方で測定して、それらを比較することにより、ニュートリノ振動を検証し、その質量の存在を確認するものである。

K2K実験では、ニュートリノエネルギーは荷電カレント準弾性散乱反応 ($\nu_l + n \rightarrow l^- + p$) において生成されるレプトンのエネルギーと放出角から計算される。しかし、実際にはこの他に単一 π 粒子生成反応、多重 π 粒子生成反応等の非弾性散乱反応が存在する。検出器の検出効率、また、 π 粒子の核内効果 (nuclear effect) のために、検出器の情報からこれらの反応モードを区別するのは非常に困難である。よって、荷電カレント準弾性散乱反応に対するその他の反応モードの混入率をモンテカルロ・シミュレーションにより見積り、実際の実験データから元の入射ニュートリノエネルギー分布を予測しなければならない。

本研究では、この実験で使われている水標的シンチレーティングファイバー飛跡検出器内のニュートリノ反応に注目して解析を行なった。荷電カレント準弾性散乱反応の終状態の粒子数の要請から μ 粒子らしき1トラックイベントを選択して、入射ニュートリノエネルギー分布を再構成し、モンテカルロ・シミュレーションによりその他の反応モードの混入率を見積もった。また、核内効果の違いによる入射ニュートリノエネルギー分布への影響を調べ、それによる系統誤差を見積もった。さらに、モンテカルロ・シミュレーションによる実験データの再現性を評価した。

結果は、選択されたイベント中の荷電カレント準弾性散乱反応に対するその他の反応モードの混入率は48.8%であった。入射ニュートリノエネルギー分布を再構成する際の核内効果の影響はほとんど無く、それによる系統誤差も統計誤差に比べて小さいことがわかった。また、モンテカルロ・シミュレーションは実験データを良く再現していることが確認できた。

目次

1	序論	6
1.1	ニュートリノ	6
1.1.1	歴史的背景	7
1.1.2	ニュートリノ振動	7
1.1.3	太陽ニュートリノ異常	9
1.1.4	大気ニュートリノ異常	9
1.2	ニュートリノ振動実験	10
1.2.1	スーパーカミオカンデ実験	10
1.3	シンチレーティングファイバー飛跡検出器内におけるニュートリノ反応	12
2	つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K)	14
2.1	実験の概要	14
2.2	ニュートリノビームラインと前置検出器	16
2.2.1	ニュートリノビームライン	16
2.2.2	前置検出器	16
2.2.3	1kt 水チェレンコフ型検出器	16
2.2.4	Fine-grained detector	16
2.3	スーパーカミオカンデ	17
3	モンテカルロ・シミュレーション	23
3.1	Vector Generation	23
3.1.1	荷電カレント準弾性散乱	24
3.1.2	単一 π 粒子生成反応	24
3.1.3	多重 π 粒子生成反応	25
3.1.4	π 粒子の核内反応	26
3.2	Detector Simulation	26
4	解析と結果	29
4.1	Vector Generation 後の解析	29
4.1.1	荷電カレント準弾性散乱反応の同定	30
4.1.2	元の入射ニュートリノエネルギーと再構成入射ニュートリノエネルギーの比較 (1)	32
4.2	Detector Simulation 後の解析	34
4.2.1	Event Selection	34

4.2.2	モンテカルロ・シミュレーションの実験データ再現性	43
4.2.3	元の入射ニュートリノエネルギーと再構成入射ニュートリノエネルギーの 比較 (2)	44
4.2.4	核内効果の影響	46
4.3	系統誤差の評価	51
5	結論と展望	54
A	トラックの検出	55
A.1	SFT トラックの検出	55
A.1.1	<i>fragment</i> の検出	56
A.1.2	3 次元的トラックの検出	56
A.2	MUC トラックの検出	58
	謝辞	60
	参考文献	61

目次

1.1	各実験が示唆する振動のパラメータの領域 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$)	11
2.1	つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K)	15
2.2	スーパーカミオカンデで予測される μ 粒子のエネルギー分布 (モンテカルロシミュレーション)	15
2.3	ニュートリノビームライン	19
2.4	前置検出器	20
2.5	SFT の全体図	21
2.6	スーパーカミオカンデの全体図	22
3.1	Vector Generation 模式図	24
3.2	SFT の検出効率	27
3.3	エネルギーと角度の分解能	28
4.1	CCqe と CCqe-cont の比較 ($\cos \theta$ 分布)	31
4.2	CCqe と CCqe-cont の比較 (ϕ 分布)	32
4.3	$E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布の比較 (1)	33
4.4	ニュートリノ・イベント (実験データ)	34
4.5	ニュートリノ・イベント (モンテカルロ・シミュレーション)	35
4.6	SFT fiducial volume cut	36
4.7	ベト-トリガーカウンターのヒットタイミング	37
4.8	SFTトラックと MUCトラックの関係図	38
4.9	SFTトラックと MUCトラックの関係	39
4.10	SFTトラックと MUC 1層目のヒットの関係図	40
4.11	SFTトラックと MUC 1層目のヒットの関係	41
4.12	SFTトラックの数え方	42
4.13	MUC cut (b)	43
4.14	$E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布の比較 (2)	45
4.15	$E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布における核内効果の違いによる比較	48
4.16	$E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布における核内効果の違いによる比較 (ノイズ無し)	49
4.17	検出効率 100% の検出器と実際の検出器での核内効果の違いによる $E_{\nu_{rec}}$ 分布の比較	50
4.18	$E_{\nu_{rec}}$ 分布におけるモンテカルロ・シミュレーションと実験データの比較	52
A.1	SFTトラックの一例	55
A.2	MUCトラックの一例	58

A.3 MUC 中のドリフトチェンバー1ユニット	59
--------------------------	----

表 目 次

1.1	素粒子の世代	6
4.1	ニュートリノ反応モードの内訳	29
4.2	終状態における粒子群	30
4.3	モンテカルロと実験データのイベント数	42
4.4	μ -like トラックの正体	43
4.5	SFT を構成する要素の質量	46
4.6	再構成入射ニュートリノエネルギー分布とその誤差の内訳	53

Chapter 1

序論

1.1 ニュートリノ

現在の素粒子理論において、最も基本的な粒子はクォークとレプトンである。これらは、4つの素粒子をひとまとめにしてファミリーとし、3つのファミリーに分類され、その存在は既に実験的にも確かめられている。各ファミリーはそれぞれ、第1世代、第2世代、第3世代と呼ばれている。これら3つの世代間で作用する力の大きさには全く差がなく、自然がなぜ3世代の粒子を必要とするのかは、現在でも解明されていない。素粒子の世代をまとめたものを Table 1.1に示す。

Table 1.1: 素粒子の世代

	電荷*	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	2/3	u (5.6 ± 1.1)**	c (1350 ± 50)	t (176000 ± 13000)
	-1/3	d (9.9 ± 1.1)	s (199 ± 3.3)	b ($4100 \sim 4500$)
レプトン	0	ν_e (< 0.00001)	ν_μ (< 0.17)	ν_τ (< 18.2)
	-1	e (0.511)	μ (105.7)	τ (1784 ± 4)

* 電荷の単位は電子電荷の絶対値 e .

** () 内の数値は粒子の質量で MeV/c^2 の単位. ニュートリノの質量は測定の上限值.

これらの粒子群の中で、ニュートリノは2つの点で他の粒子とは明らかに異なる。1つは電荷が0であることであり、もう1つは質量の測定が非常に困難なほどその値が小さいということである。ニュートリノは電気的に中性であるので電磁力が働かない上、レプトンであるので強い力も作用しない。唯一、弱い相互作用によってのみ物質と反応するため、巨大な貫通力を持つ。

現在まで様々な実験によって、ニュートリノの質量の同定が試みられてきたが、まだその質量は正確に求められてはいない。現在の素粒子理論である標準模型は、ニュートリノの質量は0であるとして組み立てられているが、その必然性は全くない。もし、ニュートリノに質量が存在す

れば、標準模型はその見直しを余儀なくされる。

1.1.1 歴史的背景

ニュートリノは、もともと、 β 崩壊において一見エネルギー保存則が破れているように見える現象の辻褃を合わせるために、やむを得ず仮説として導入された粒子である。その存在意義はエネルギーの一部を持ち出すということのみであるので、電氣的に中性で、相互作用もなくて良かったわけである。1930年に Pauli によって予言されたこのニュートリノは、1934年、Fermi によって理論的に定式化され、弱い相互作用の基礎が築かれた。その後、 β 崩壊でパリティの非保存が発見される。

1957年、ニュートリノは常に進行方向と逆向きのスピンをもつ（負のヘリシティーをもつ）ことが発見され [1]、これは明らかにパリティ非保存の現象であるので、ニュートリノの負のヘリシティーこそが弱い相互作用のパリティ非保存の原因と考えられた。しかし、その後、ニュートリノが関与しない弱い相互作用が発見され、パリティ非保存は弱い相互作用の本質的特性であることが確立されて行った。

実験でニュートリノが初めて検出されたのは 1956 年頃のこと、ライネスにより反電子ニュートリノが発見された [2]。1961年、ミューオンの β 崩壊時に放出される2つのニュートリノがミュー・ニュートリノと電子ニュートリノといった明らかに性質の異なる粒子であることが確認されたことにより、第1世代のレプトンと第2世代のレプトンが確立された [3]。

さらに、第3世代の荷電レプトンであるタウオンが発見され、その β 崩壊は弱い相互作用で正確に記述されることがわかり、タウ・ニュートリノと電子ニュートリノが放出されることが確信された。タウ・ニュートリノの直接的観測の成功例はまだないが、その存在は疑いのないものとされている。

1970年代、1980年代はさらにエネルギーの高いニュートリノと原子核の反応が研究され、弱い相互作用の詳細な検証が行なわれた。

そして残された問題の最たるものがニュートリノの質量である。

それまでのニュートリノの研究においては、その質量が0であるとして全く問題はなかったが、その根拠もなかった。理論物理では、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用が統一される方向へ向かい、ニュートリノが質量を持つ理論的根拠も与えられ、その質量を実験的に決定することがなによりもまず第一の課題となった。

1980年以降、トリチウム (${}^3\text{H}$) の β 崩壊から出てくる電子のエネルギー・スペクトルを精密に測定することにより、電子ニュートリノの有限質量の効果を見ようとする実験が数多く行なわれた [4]。現在の電子ニュートリノの質量の上限は約 5eV 以下である。しかし、この方法による実験は、既に技術的極限に達してしまった。そこで、さらにニュートリノ質量の決定精度を上げるために残った恐らく唯一の方法がニュートリノ振動によるものである。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、例えば $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ のように、互いに異なる世代間で変化する現象のことである。

このようなレプトン数の非保存を許し、弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態が等しくなく（混合角 $\theta \neq 0$ ）、異なる世代間でニュートリノが異なる有限な質量を持つ場合、ある世代のニュートリノ ν_l が別の世代のニュートリノ $\nu_{l'}$ に変化する確率 $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$ は、

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L(t)}{E} \right) \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &= |m_1^2 - m_2^2| (\text{eV}^2) \\ m_1 &: \nu_l \text{ の質量 (eV)} \\ m_2 &: \nu_{l'} \text{ の質量 (eV)} \\ L(t) &: \nu \text{ が } t \text{ 秒間に走る距離 (km)} \\ E &: \nu \text{ のエネルギー (GeV)} \end{aligned}$$

で表される。よって、ニュートリノ振動の存在が確認されれば、それはそのままニュートリノの有限質量の存在を証明することになる。以下、この式の導き方を示す。

もし世代の異なるニュートリノ間で質量に差があり、且つレプトンの世代間にクォークに見られるような混合があると仮定すると、一般に式 (1.2) に示されるように弱い相互作用の固有状態 $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ 、は質量の固有状態 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle$ の混合状態となる。この質量の混合状態により、ニュートリノ振動の仮説が成り立つ。

$$|\nu_l\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{lk} |\nu_k\rangle \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (1.2)$$

ここでは一例として、 (ν_e, ν_μ) の2世代に限って説明する。この場合、式 (1.2) は混合角を θ として、

$$\begin{cases} |\nu_e\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle = -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle \end{cases} \quad (1.3)$$

と表される。

真空中をニュートリノが伝播する時、質量の固有状態 $\nu_i(t) (i = 1, 2)$ の時間発展は、エネルギーを E_i とし、シュレディンガー方程式により式 (1.4) のように記述できる。

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

したがって、 $|\nu_\mu(t)\rangle$ は式 (1.3) と式 (1.4) から $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ を用いて

$$|\nu_\mu(t)\rangle = -\sin \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1(0)\rangle + \cos \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2(0)\rangle \quad (1.5)$$

のように展開される。

これにより、時刻 $t = 0$ で発生したニュートリノ ν_μ が時刻 t で ν_μ として観測される確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu(t) | \nu_\mu(0) \rangle|^2 \\ &= |\sin^2 \theta e^{iE_1 t} + \cos^2 \theta e^{iE_2 t}|^2 \\ &= \sin^4 \theta + \cos^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta (e^{i(E_1 - E_2)t} + e^{-i(E_1 - E_2)t}) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{E_1 - E_2}{2} t \end{aligned} \quad (1.6)$$

となる。

ここで、ニュートリノの質量 m_i が運動量 p に比べて非常に小さいことを仮定して、エネルギー E_i は

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (1.7)$$

と近似される。この式 (1.7) を式 (1.6) に代入すると

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} t \quad (1.8)$$

さらに、ニュートリノの質量を無視して $E \sim p$ とし、 $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ と定義し、時間 t 後の飛行距離を $L(t)$ で式 (1.8) を表すと

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 (eV) L(t) (Km)}{E (GeV)} \right) \quad (1.9)$$

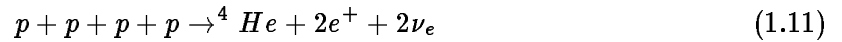
となる。よって、 ν_μ が距離 $L(t)$ 進む間に ν_e に振動する確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は、式 (1.9) の排反事象をとって

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 (eV) L(t) (Km)}{E (GeV)} \right) \quad (1.10)$$

のように得られる。

1.1.3 太陽ニュートリノ異常

太陽ニュートリノとは、太陽エネルギーのもととなる、4個の水素が核融合により1個のヘリウムになる反応、



の際に放出される2個の電子ニュートリノのことである。この太陽ニュートリノの生成率は、標準太陽模型 (standard solar model, SSM) により計算される太陽のエネルギー発生率 (ルミノシティ) から予測が可能である。しかし、実際の太陽ニュートリノの観測数は、 $0.2\text{MeV} \sim 15\text{MeV}$ の範囲でその理論値よりも大幅に少ないことが確認された。この現象を太陽ニュートリノ異常という。

この問題の原因としては、太陽内部の計算に大きな間違いがあるか、もしくは、ニュートリノ振動により電子ニュートリノが他のニュートリノに変わり、その数が減ったか、の2つが考えられる。しかし、太陽模型の計算はその中で使われているパラメーターを許容範囲内でいじっても、これまでの実験結果が出している太陽ニュートリノ欠損を定量的に説明することができない。一方、電子ニュートリノからミュー・ニュートリノへのニュートリノ振動を仮定すると、これまでの実験結果をすべて満足する解が得られる。

1.1.4 大気ニュートリノ異常

地球には、常時、宇宙で加速された陽子やヘリウムなどの原子核が降ってきている。これらは宇宙線と呼ばれ、そのエネルギーが十分高い場合、大気中の酸素や窒素の原子核と反応して π 粒子や K 粒子を作る。 π 粒子と K 粒子はすぐにミューオンとミュー・ニュートリノに崩壊し、さらにこのミューオンは、そのエネルギーがある程度低い時、電子と電子ニュートリノ、ミュー・ニュートリノに β 崩壊する。これらのニュートリノを大気ニュートリノという。以下にその反応を示す。

$$\begin{cases} \pi^+ \text{ or } K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \text{ or } K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{cases} \quad (1.12)$$

$$\begin{cases} \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{cases} \quad (1.13)$$

上式から分かるように、粒子、反粒子の区別を無視すると、ミュー・ニュートリノと電子ニュートリノの数の比は、 $\nu_\mu : \nu_e = 2 : 1$ のはずである。しかし、観測値は大きく異なり、大概 $1.2 : 1$ であった。この現象を大気ニュートリノ異常という。

この大気ニュートリノ異常においても、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定すると観測結果を満たす解が得られる。

以上、2つのニュートリノ異常において、ニュートリノ振動の確証を得ることは最重要課題であると言える。

1.2 ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動実験には、大きく分けて2つの方法がある。1つは宇宙線起源のニュートリノを利用する方法で、もう1つは原子炉や加速器により人工的にニュートリノを生成し、それを利用する方法である。前者には、スーパーカミオカンデ実験のように大気ニュートリノを観測するものがある。後者は、さらに短基線ニュートリノ振動実験 (式 (1.1) において $L(t) \simeq 0$) と長基線ニュートリノ振動実験 (式 (1.1) において $L(t) \gg 0$) とに大別され、K2K実験は $L(t) = 250\text{km}$ で長基線ニュートリノ振動実験に属する。

これらの実験において、もし振動が確認できれば、振動確率が得られ、式 (1.1) により振動のパラメータ $\sin^2 2\theta$ 、 Δm^2 の領域が限定される。

振動を確認可能なその領域は、実験ごとに異なっている。特に、短基線ニュートリノ振動実験は、式 (1.1) において $\frac{L}{E}$ の値の小さい実験である。よって、同式からわかるように、このような実験は $\sin^2 2\theta$ の小さい領域の探索に有効である。逆に、長基線ニュートリノ振動実験は $\frac{L}{E}$ の値が大きくなるので、 Δm^2 が小さい領域の探索に有効である。

1.2.1 スーパーカミオカンデ実験

1998年6月、スーパーカミオカンデ実験グループは、ニュートリノ振動の存在に確証が得られたことを、世界に向けて発表した [5, 6]。大気ニュートリノの成分比、ミューニュートリノの数 (N_{ν_μ}) と電子ニュートリノの数 (N_{ν_e}) の比が理論値 (MC) と実験値 (RD) で合わないことは1.1.4節で述べた。宇宙線から期待されるニュートリノ総数の絶対値の予言における困難を避けるため、さらに理論値と実験値の比 (R) をとって、それを評価するのが普通である (式 (1.14))。基本的な理論が正しければ R は1になるはずであるが、スーパーカミオカンデ実験で得られた値は $R = 0.66 \pm 0.06 \pm 0.08$ である。

$$R = \frac{\left(\frac{N_{\nu_\mu}}{N_{\nu_e}}\right)_{RD}}{\left(\frac{N_{\nu_\mu}}{N_{\nu_e}}\right)_{MC}} \quad (1.14)$$

さらにニュートリノの入射方向に対する R の分布が調べられ、 R に入射ニュートリノ天頂角依存性があることが確認された。すなわち、ミューニュートリノの数において、その入射方向が上

向きの方が、下向きの方よりも明らかに少ないことが確かめられ、これによりニュートリノ振動の存在の証拠としたのである。

一方、1999年4月から、つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K) [7] が開始されている。K2K実験で検証できる $\sin^2 2\theta$ と Δm^2 の領域を Figure 1.1に示す。スーパーカミオカンデにより示唆された Δm^2 の領域は $10^{-3} \sim 10^{-2} eV^2$ 程度である。K2K実験はその領域を包括している上、人工的なニュートリノビームを使うことからより定量的な検証を行なうことが可能であるのでその意義は大きい。

K2K実験については次章で詳しく述べる。

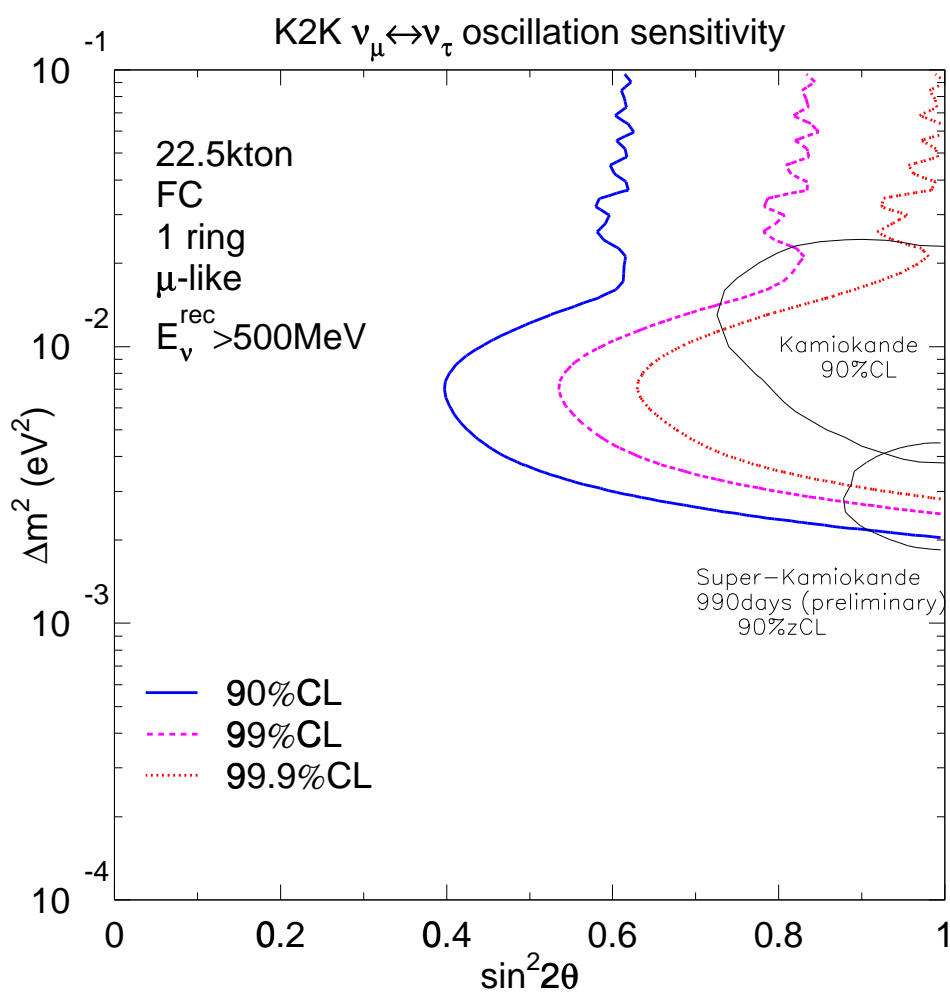


Figure 1.1: 各実験が示唆する振動のパラメータの領域 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$)

各実験が示唆する振動のパラメータの領域 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$)。Kamiokande と Super-Kamiokande が示すのは、ニュートリノ振動のパラメータの存在が許される領域 (信頼度 90%)。「K2K」と書かれた太線の右上の領域が、K2K実験での探索可能領域 (実線が 90%、破線が 99%、点線が 99.9%の信頼度を示す)。

1.3 シンチレーティングファイバー飛跡検出器内におけるニュートリノ反応

K2K実験はニュートリノを 250 km 走らせ、その始点と終点それぞれにおけるニュートリノエネルギー分布を求め比較することにより、ニュートリノ振動を検証しようというものである。ニュートリノのエネルギーは、ニュートリノと標的内核子との荷電カレント準弾性散乱反応 (式 (1.15)) によって生成されるレプトンを検出し、そのエネルギーと放出角を測定することにより間接的に再構成される。

$$\nu_l + n \rightarrow l + p \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (1.15)$$

式 (1.15) のような荷電カレント準弾性散乱反応の場合、ニュートリノのエネルギー (E_{ν_l}) は以下の計算によって求められる。

$$E_{\nu_l} = \frac{m_N E_l - m_l^2/2}{m_N - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (1.16)$$

m_N : 核子の質量

m_l, p_l, E_l, θ_l : レプトンの質量、運動量、全エネルギー、放出角

ところが、実際には以下のように単一 π 粒子生成反応、多重 π 粒子生成反応といった3体以上の反応も含む、次の6つの反応モードがそんざいする。

荷電カレント

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p$$

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + \pi + N'$$

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + m\pi + N'$$

中性カレント

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N'$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + \pi + N'$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + m\pi + N'$$

ここで、 N, N' は核子、 m は $m > 1$ の正の整数を表す。よって、これらを考慮に入れた ν_μ のエネルギーの再構成をしなければならない。

理想的には、各検出器において全ての粒子を検出して反応モードの同定を行ない、荷電カレント準弾性散乱反応のみを抽出するのが望ましい。しかし、実際には検出効率の限界や粒子の誤同定、電気的なノイズなどによって、検出器に残される情報のみから荷電カレント準弾性散乱反応を同定しようとすると、必ず他の反応モードが混入してしまう。また、標的中の原子核内で生成された π 粒子については、その核内で、非弾性散乱、荷電交換、吸収といった核内効果 (Nuclear effect) を受ける。このうち、核内吸収反応が起こった場合については、最終的に核外で観測される粒子は荷電カレント準弾性散乱反応で観測される粒子と全く同じになることがある。つまり、仮に、全ての粒子を検出、同定できて偽物の軌跡も生成されないような理想的な検出器があったとしても、このような π 粒子生成反応を荷電カレント準弾性散乱反応と区別するのは非常に困難である。これらの混入を無視してニュートリノのエネルギーを再構成すると、そのエネルギー分布

は実際入射したニュートリノのエネルギー分布よりも、主に π 粒子の分だけ低い方にシフトして見積もってしまう。これはK2K実験そのものの意義を問われる重要な問題である。よって、荷電カレント準弾性散乱反応に対するそれ以外の反応モードの混入率をモンテカルロ・シミュレーションにより見積もり、実際に得られるデータを再現し、そこから入射ニュートリノエネルギー分布を予測しなければならない。

本研究では、この実験で前置検出器に使われている水標的シンチレーティングファイバー飛跡検出器におけるミューニュートリノ反応に注目して、その飛跡情報から荷電カレント準弾性散乱らしき反応を選び出し、その中の非弾性散乱反応の混入率を見積り、入射ニュートリノエネルギー分布を再構成した。また、その際の系統誤差を見積り、モンテカルロ・シミュレーションによる実験データの再現性も評価した。

Chapter 2

つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K 2 K)

2.1 実験の概要

「つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12 GeV-陽子シンクロトロンで加速される陽子から平均エネルギー 1.4 GeV のミュオンニュートリノ (ν_μ) を生成し、250 Km 離れた岐阜県吉城郡神岡町の 50,000 t 水チェレンコフ型検出器スーパーカミオカンデに入射させるということを行なっている (Figure 2.1 参照)。

そこで、スーパーカミオカンデで実際測定されるニュートリノのエネルギー分布を、KEK のビームモニタシステムと陽子標的から 300 m 後に設置された前置検出器から予測されるスーパーカミオカンデでのニュートリノのエネルギー分布と比較することでニュートリノ振動の有無を検証するというものである。ニュートリノ振動がない場合、両者は等しくなるはずであるが、明らかに異なる場合、ニュートリノ振動の存在は証明されることになる。

ニュートリノは、電気的に中性である上、弱い相互作用しか行わない粒子であることから直接検出することが困難である。よって、ニュートリノのエネルギーは、ニュートリノと標的の内核子との荷電カレント準弾性散乱反応 (式 (1.15)) によって生成されるレプトンを検出し、そのエネルギーを測定することにより間接的に再構成される (1.3 参照)。

この実験では、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動と $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の両方を対象としている。前者の場合は、 $\nu_e + n \rightarrow e + p$ の反応により検出される電子からニュートリノ振動を検証することが可能である (appearance 実験)。しかし、後者の場合、 $\nu_\tau + n \rightarrow \tau + p$ の反応は、ほとんどの入射ニュートリノのエネルギーが τ 粒子を生成するエネルギー閾値 3.45 GeV よりも低いため、 τ 粒子の検出による振動の検証は期待できない。よって、ビームモニタシステムと前置検出器から予測されるスーパーカミオカンデでの ν_μ のエネルギー分布を、実際測定されたスーパーカミオカンデでの分布と比較する。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動が起こっていれば、両者のエネルギー分布には何らかの違いが生じるはずであり、この相違により振動は検証できる (disappearance 実験)。Figure 2.2 に、モンテカルロ計算によるスーパーカミオカンデで予測される ν_μ の反応から生成する μ^- のエネルギー分布を示す。

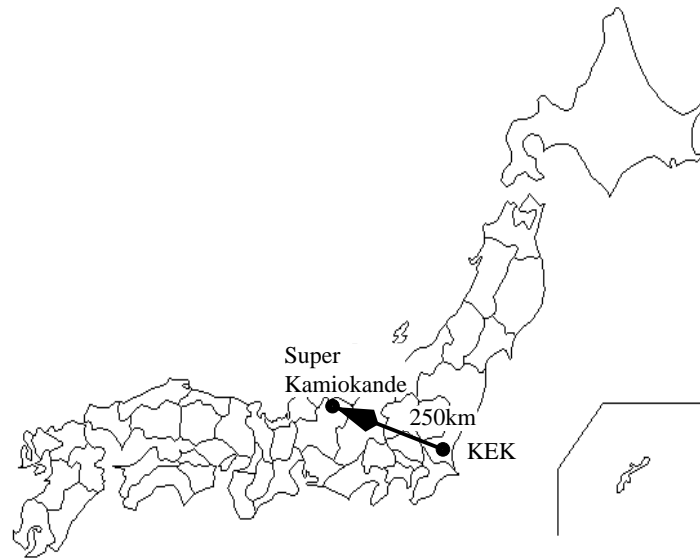


Figure 2.1: つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K 2 K)。つくば市にある高エネルギー加速器研究機構から、岐阜県吉城郡神岡町にあるスーパーカミオカンデ検出器へニュートリノビームを照射し、ニュートリノ振動を検証する。

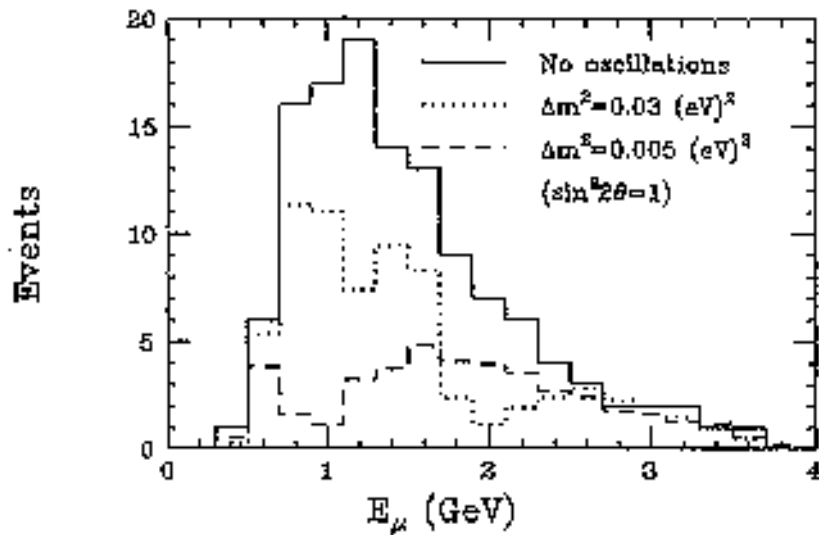


Figure 2.2: スーパーカミオカンデで予測される μ 粒子のエネルギー分布 (モンテカルロシミュレーション)。実線が、ニュートリノ振動がない時の予測。点線及び破線が、ニュートリノ振動があった時の予測。

2.2 ニュートリノビームラインと前置検出器

ここではニュートリノビームラインと前置検出器について簡単に説明する。

2.2.1 ニュートリノビームライン

まず、KEKの12 GeV-陽子シンクロトロンでエネルギー12 GeVまで加速された陽子を、アルミニウムの標的に衝突させ、 π^\pm 中間子、 K^\pm 中間子等を生成させる。次に、前段、後段の2つのホーンマグネット [16] 中の強い磁場内にこれらの粒子を通し、 π^+ 中間子、 K^+ 中間子等の正の荷電粒子を選び、それらの方向を並行に揃える。選ばれた π^+ 中間子、 K^+ 中間子は200 mの崩壊トンネルを通過中、以下のように崩壊する。

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu\end{aligned}\tag{2.1}$$

ここで生成される ν_μ がニュートリノビームとして使われるわけであるが、このエネルギー分布や広がりを予測する為に、 π 粒子のエネルギーと角度分布を測定するガスチェレンコフ検出器 (π 粒子モニタ [17]) がホーンマグネット直後に設置されている。Figure 2.3に、ニュートリノビームラインの全体図を示す。

2.2.2 前置検出器

前置検出器はアルミニウム標的から300 m後方に位置し、地球の丸みの為にニュートリノビームは水平面からわずかに下方に向けられるために、地下に置かれている。ここでは、ニュートリノビーム生成直後のあらゆる物理的性質を調べることを目的としているが、主には、スーパーカミオカンデでの ν_μ のエネルギー分布を予測するための、 ν_e の混入率、 ν_μ のエネルギー分布を測定することを行なっている。

前置検出器は、ビーム上流から順に、1kt水チェレンコフ型検出器、Fine-grained detector から成る。Fine-grained detector は、水標的およびシンチレーティングファイバー飛跡検出器、トリガカウンタ、鉛ガラスカロリメータ、 μ 粒子検出器から成っている (Figure 2.4)。

2.2.3 1kt水チェレンコフ型検出器

半径540.0cm、高さ1225.0cm、重さ1 ktの円筒形の水チェレンコフ型検出器。1/50のスケールではあるが、スーパーカミオカンデと同じ種類の検出器を使用することにより、水チェレンコフ型検出器の系統誤差を軽減できる。ニュートリノのフラックスを測定する。

2.2.4 Fine-grained detector

Fine-grained detector では、水標的中の核子との荷電カレント準弾性散乱反応、

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$

の結果生成される μ^- の生成角とエネルギーを測定し、式(1.16)により ν_μ のエネルギー (E_{ν_μ}) を再構成する。

実際には、荷電カレント準弾性散乱反応の他に、単一 π 粒子粒子生成反応、多重 π 粒子粒子生成反応も起こり、さらに中性カレントについても同様に3種類の反応が存在する。特に π 粒子粒

子が生成される反応については、 μ 粒子の同定による上記の ($E_{\nu\mu}$) の再構成では明らかに間違っ
た結果を導くことになる。残念ながら、**Fine-grained detector** によりこれらの反応の中から荷電
カレント準弾性散乱反応のみを選び出すことはできないので、シミュレーションにより、荷電カ
レント準弾性散乱反応以外の反応の混入率を正確に見積もる必要がある (後述)。

以下に **Fine-grained detector** の 4 つの構成要素を説明する。

- 水標的/シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) [20] [21] [22] [23] [28]

シンチレーティングファイバー飛跡検出器は、荷電粒子が通るとシンチレー
ション光を発生するというシンチレーティングファイバーの性質を利用して、そ
の光をイメージインテンシファイアーチューブ (IIT) [24] [25] [26] [27] で検出す
ることにより、ニュートリノ反応による粒子の飛跡とその反応点を再構成するも
のである。

ビーム軸に対して面積約 2.6×2.6 (m^2)、奥行き約 1.7 (m)、シンチレーテ
ィングファイバーをシート状にしたもの (20 層) と、水 (標的) で満たされたアル
ミ容器 (19 層) によるサンドイッチ状の構造を持つ (Figure 2.5 参照)。

軌跡検出効率は、粒子がシンチレーティングファイバーシートを 8 層以上通過
したのものについては 98 % である。また、位置分解能は層当たり 0.8 mm である。

- ベトー・トリガカウンタ (VETO) [18]

ベトー・トリガカウンタは、プラスチックシンチレーター ($466.0\text{cm} \times 10.8\text{cm}$
 $\times 4.6\text{cm}$ と $400.0\text{cm} \times 13.0\text{cm} \times 4.5\text{cm}$ の 2 種類) からなり、ニュートリノビー
ム入射方向から見た SFT の上流と下流に設置されている。上流側をベトーカウ
ンタ、下流側をトリガカウンタと呼んでいる。その名の通り、ベトーカウンタは
SFT より上流で起こったニュートリノ反応によるイベントと宇宙線イベントの
除去を目的とし、トリガカウンタは μ 粒子検出器のトリガ信号の発信を目的とし
ている。

- 鉛ガラスカロリメータ (LG) [19]

主に、 ν_μ ビームに混入している ν_e が、水標的中の核子との荷電カレント反
応により生成される電子を同定し、エネルギーを測定するための電磁カロリメ
ーターである。エネルギー分解能は、約 $10\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ である。

- μ 粒子検出器 (MUC)

鉄とドリフトチェンバーのサンドイッチ構造。鉄板 12 層、ドリフトチェンバー
13 層から成る。 μ 粒子の飛跡の同定とエネルギー、角度分布の測定を行なう。ヒッ
ト検出効率は 99 % である。

2.3 スーパーカミオカンデ

岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山の地下 1,000m に設置された、高さ 41.4m、直径 39.3m の円筒
形の水チェレンコフ型検出器。総重量 50,000 t の純水タンクの内部は、11,146 本の 20 インチ光
電子増倍管で覆われている。1996 年 4 月以来、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、陽子崩壊

の観測を行なっているが、K2K実験では250 km先のニュートリノ反応を検出するための後置検出器として利用されている。水チェレンコフ型検出器の利点は

- ν の到来方向がわかる
- イベントの時間情報がわかる

ことである。これらの情報により、多数あるイベントの中から、KEK起源のニュートリノビームイベントを抽出することができ、前置検出器のイベントとの比較が可能となる。

Figure 2.6に全体図を示す。

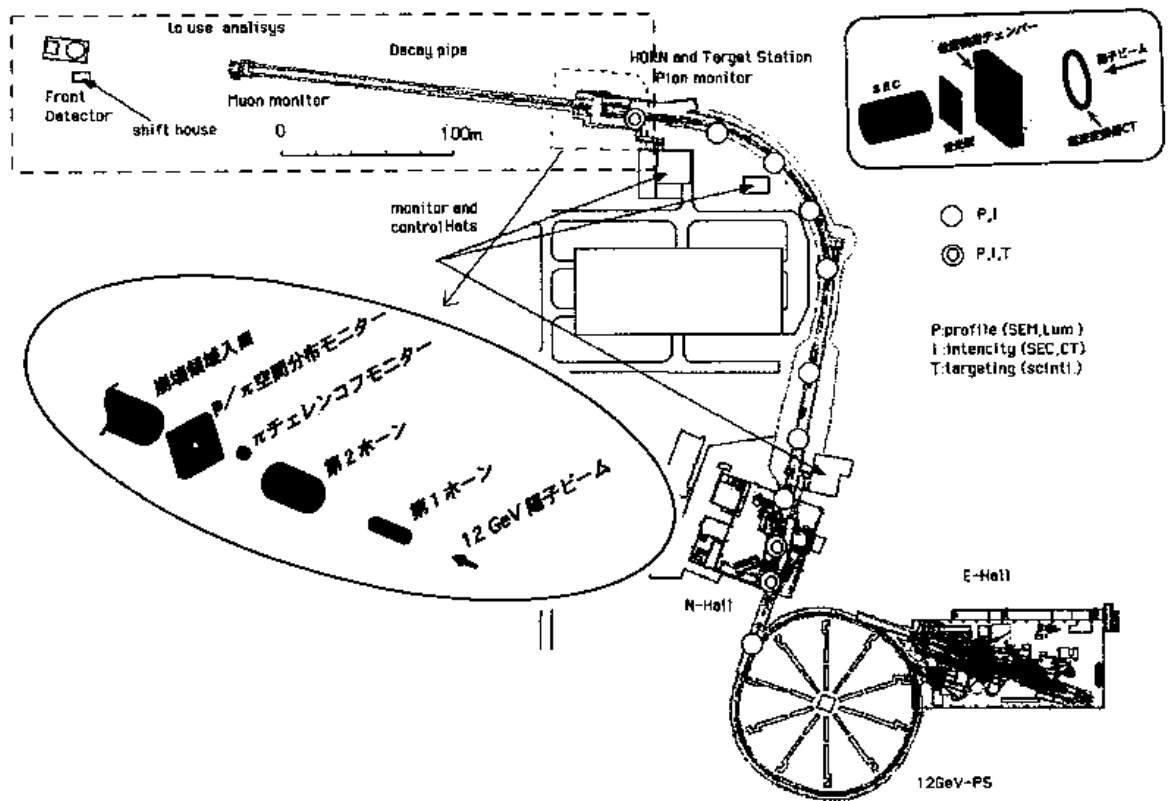


Figure 2.3: ニュートリノビームライン。12 GeV-陽子シンクロトロンでエネルギー12 GeVまで加速された陽子を、スーパーカミオカンデ検出器の方向に向ける為に、約90度曲げる。陽子はアルミ標的と反応し、 π を生成する。2つのホーンマグネットでは π ビームをそろえ、200 mある崩壊領域で ν_μ に崩壊させる。

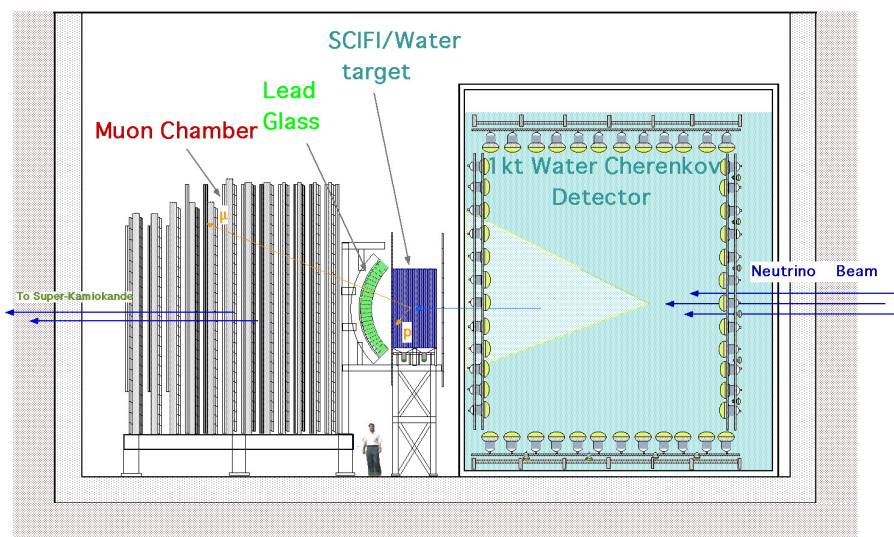


Figure 2.4: 前置検出器。ビーム上流から、1kt 水チェレンコフ型検出器、Fine-grained detector の順に設置されている。Fine-grained detector は、シンチレーティングファイバー飛跡検出器、ベトー・トリガカウンタ、鉛ガラスカロリメータ、 μ 粒子検出器から成っている。

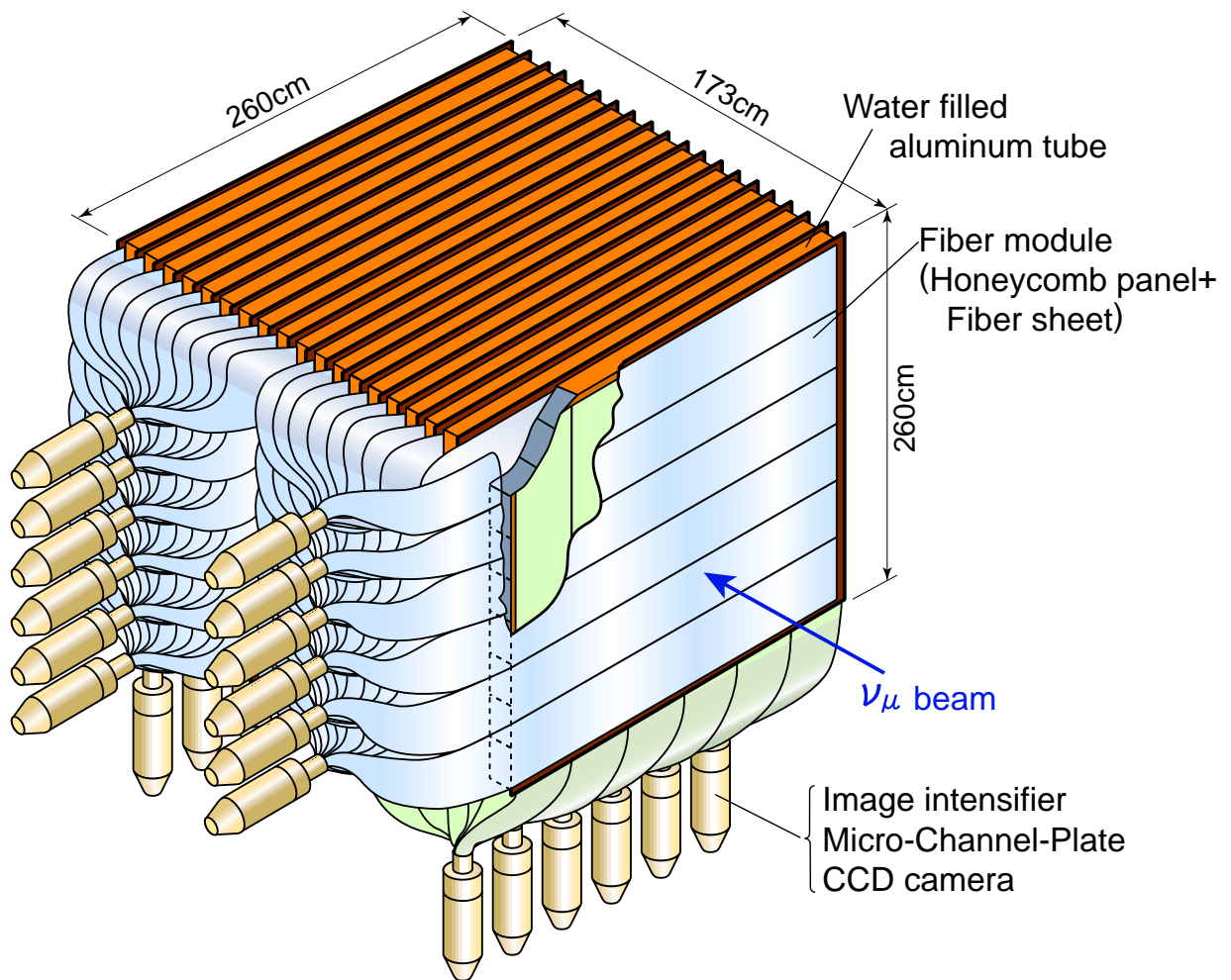


Figure 2.5: SFT の全体図

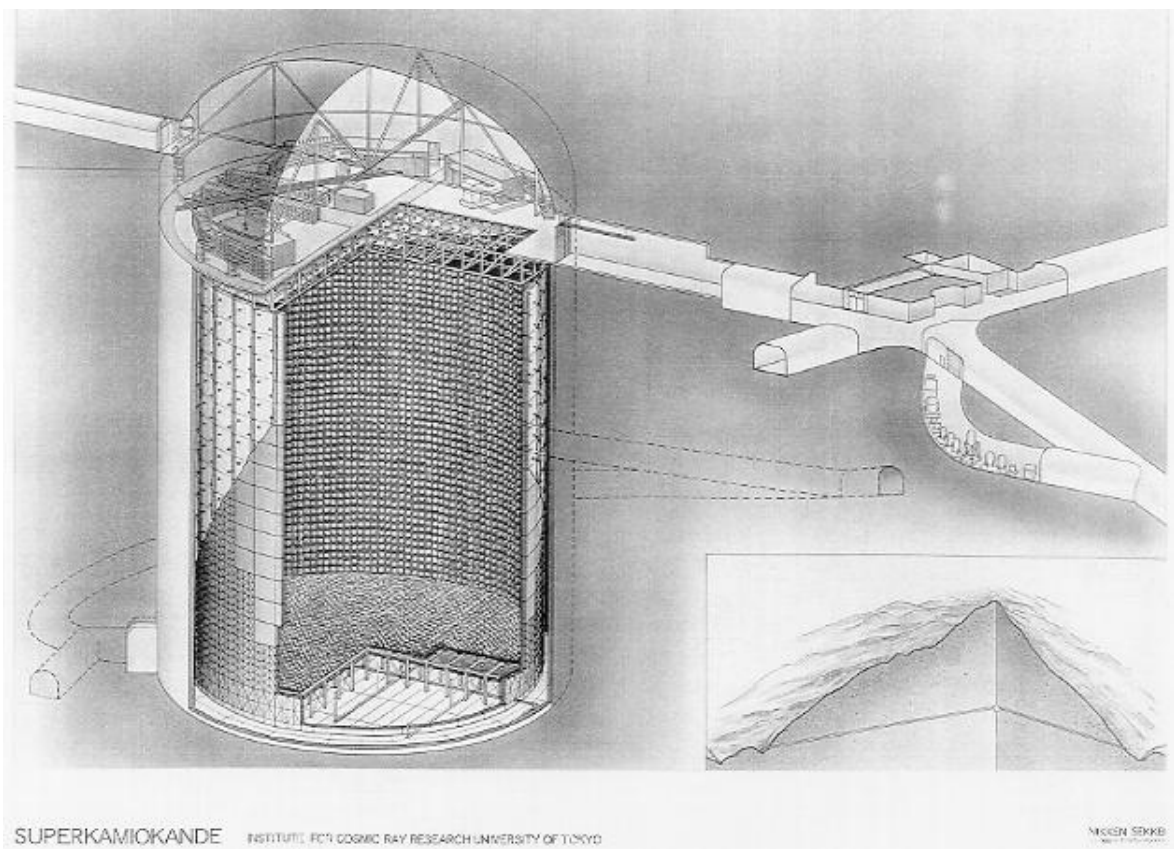


Figure 2.6: スーパーカミオカンデの全体図。

Chapter 3

モンテカルロ・シミュレーション

モンテカルロ・シミュレーションの必要性については 1.3 節で述べたとおりである。

本研究では、シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) 内で起こったミューニュートリノ反応を対象としているので、標的を水 (H_2O) としたシミュレーションを行なった。入力にはビーム・シミュレーションによる実際のビーム・プロファイルとエネルギー分布を反映したミューニュートリノである。シミュレーションは次のように大きく 2 ステップに分けられる。

1. 粒子生成部 (Vector Generation)
2. 検出器部 (Detector Simulation)

粒子生成部では、スーパーカミオカンデでの陽子寿命測定において、ニュートリノ反応によるバックグラウンドの見積もりのために開発された、水標的に対するニュートリノ反応のシミュレーションプログラム、NEUT version 4.0 [14] を使用して、ミューニュートリノ (以下、特に断らない場合、ニュートリノはミューニュートリノを指す) と水標的中の核子との反応の結果生成される粒子の種類とその 4 元運動量を見積もる [15]。これらの情報が含まれるファイルを NEUT FILE と呼ぶ。尚、このシミュレーションプログラムには π 粒子の核内反応による効果も含まれている。

検出器部では、粒子生成部における各ニュートリノ反応点を SFT 内で各物質の密度に応じて振り、GEANT により各粒子が持つ 4 元運動量情報通りに粒子を走らせる。その結果、各検出器に残る情報を出力とする。もちろん、各検出器の検出効率、ノイズ等は考慮されている。

以下に Vector Generation と、Detector Simulation について、簡単に説明する。

3.1 Vector Generation

このプログラムは、ニュートリノと水 (H_2O) 標的中の核子との反応をシミュレートしたもので、主に反応後の粒子の種類、4 元運動量等の情報を作成する。Figure 3.1 に模式図を示す。

ニュートリノが核子と起こす反応には主に次の 3 つがある。

1. 荷電カレント準弾性散乱 (中性カレント弾性散乱)



2. 単一 π 粒子生成反応



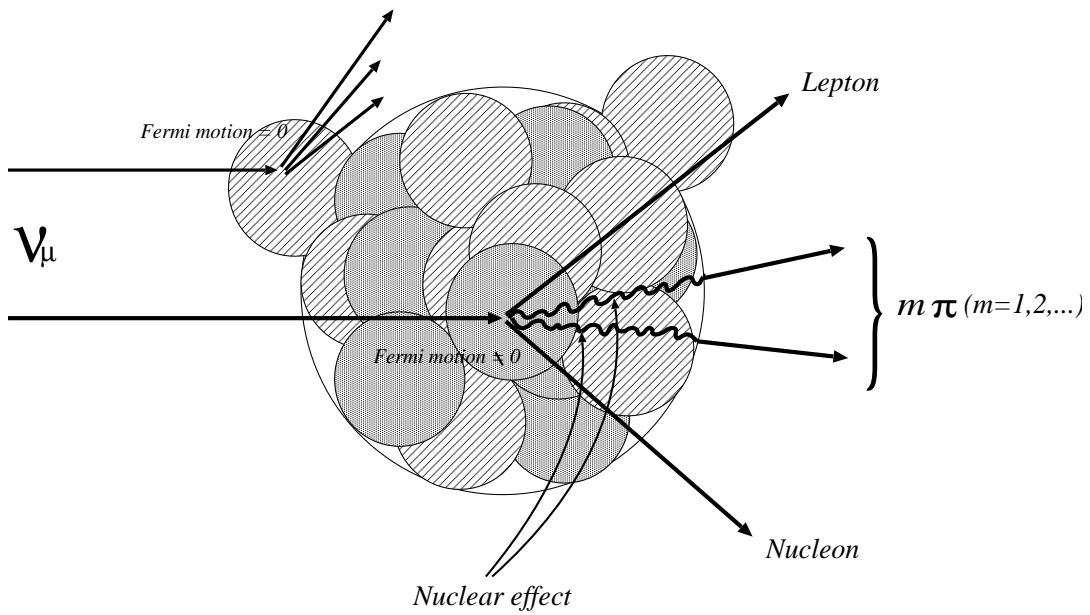


Figure 3.1: Vector Generation 模式図

3. 多重π粒子生成反応



N, N': 核子

l: レプトン or ニュートリノ

m: 整数 (2,3,...)

これらの反応が水分子中の ^{16}O 内で起こる場合には、核子は実験結果 [8],[9] を再現するようなフェルミ運動量を持つ。

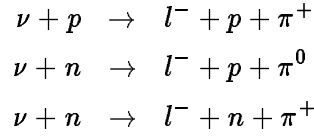
3.1.1 荷電カレント 準弾性散乱

荷電カレント準弾性散乱では、運動量移行 (q) を決めることによって終状態の粒子の運動量を決定している。このため、散乱断面積の q^2 分布を知ることができれば良いが、これは、核子の form factor を決めることで2つのパラメータにより計算している。水分子中の ^1H のように自由な核子については、微分散乱断面積を直接計算できるが、 ^{16}O 内の束縛されている核子については、フェルミガスモデルを用い、散乱後の核子がフェルミ面運動量以上の運動量を持つ場合のみ散乱が起こるとして、パウリ排他律の効果 (Pauli Blocking effect) をとりいれている。

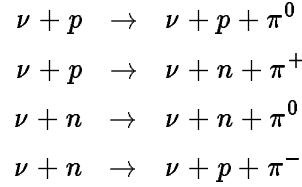
3.1.2 単一π粒子生成反応

単一π粒子生成反応には、荷電カレント 3通り、中性カレント 4通りの計7通りがある。

荷電カレント反応



中性カレント反応



この反応のシミュレーションは、Feynman・Kislinger・Ravndal の relativistic quark model [10] を用い Rein&Sehgal が作成したシミュレーション [11] をもとにして、この反応についての計算を行なっている。

このモデルは、 $\nu N \rightarrow lN'\pi$ という反応を、以下の2ステップに分けて取り扱っている。

1. ニュートリノ (ν) により核子 (N) が励起されて、レプトン (l) と、核子の共鳴状態 (N^*) を作るという反応 ($\nu N \rightarrow lN^*$)。
2. 共鳴 (N^*) が π 粒子と核子に再び崩壊するという反応 ($N^* \rightarrow N'\pi$)。

実際には、まずステップ1の行列要素 ($T(\nu N \rightarrow lN^*)$) を計算し、それにステップ2が起こる割合 (χ_E) を掛けるということをしている。中間状態の共鳴 (質量: M) が一つの場合には、その反応断面積は

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 dE} = \frac{1}{32\pi M_N E^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{spins} |T(\nu N \rightarrow lN^*)|^2 \cdot \chi_E \cdot \delta(W^2 - M^2) \quad (3.4)$$

E : 入射ニュートリノのエネルギー

M_N : 核子の質量

W : 反応後の核子と π 粒子の不変質量

と書き表せる。しかし、現実には中間状態として生成する共鳴 (N^*) は一種類ではなく、その質量が 2 GeV までの範囲に 18 種類あるので、それらの共鳴の性質を考慮に入れて散乱振幅を足し合わせて行列要素を求め、それを用いて散乱断面積を計算している。このようにすることにより、各共鳴が起こす相互干渉の効果も取り入れている。

3.1.3 多重 π 粒子生成反応

この反応 [8] は、フェルミ国立加速器研究所における実験結果 [12] を元に得られた以下の関係式を用いて、 π 粒子の多重度を決定している。

$$\langle n_\pi \rangle = 0.09 + 1.83 \ln W^2 \quad (3.5)$$

(W : ハドロン系の不変質量)

また、 π 粒子の多重度の前後非対称性も、BEBC実験 [13] から得られた

$$\frac{n_F}{n_B} = \frac{0.35 + 0.41 \ln W^2}{0.5 + 0.09 \ln W^2} \quad (3.6)$$

という条件を満たすように決定している。この反応で生成されるハドロン群の運動については、JETSET/PYTHIA [30] と呼ばれる Vector Generator により計算されている。

3.1.4 π 粒子の核内反応

上で述べた単一 π 粒子生成反応、多重 π 粒子生成反応が、 ^{16}O の原子核内で起こった場合、 π 粒子は核内で、非弾性散乱、荷電交換、吸収といった反応を起こす (Nuclear effect)。

これらの反応のシミュレーションは、次のような手順で行なっている。まず、非弾性散乱と吸収反応について、平均自由行程 (λ) を計算しておく。これは、 π 粒子の運動量と原子核の密度に依存する関数であるが、位置の関数として解析的に表現できないため、予め計算したテーブルを用意している。また、 π 粒子が x 進んだ時の反応確立は $x\lambda^{-1}$ と表せるので、乱数を用いてある条件を満たす時、それに応じて運動を変化させている。

原子核はフェルミガスモデルにより取り扱い、その密度は Woods-Saxon 型の

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{Z}{A} \bar{\rho} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{|\mathbf{r}| - c}{a}\right) \right\}^{-1} \quad (3.7)$$

A : 原子数

Z : 陽子数

$\bar{\rho}$: 核子の平均密度

c, a : 核子の密度パラメータ ($c = 2.69, a = 1.80$)

の関係式を用いている。また、フェルミ面運動量 (P_F) は、以下のような式を用いている。

$$P_F(\mathbf{r}) = \left[\frac{3}{2} \pi^2 \rho(\mathbf{r}) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.8)$$

原子核内での核子の反応は、パウリ排他律 (Pauli Blocking) により制限される。これは、反応後の核子の運動量が、その点でのフェルミ面運動量以上であることを条件に課すことにより、その効果を実現している。これは、すなわち、Pauli Blocking effect は反応点の密度に依存することを表している。このシミュレーションプログラムでは、平均自由行程の計算時にこの効果を考慮しており、粒子の運動を決定する際には上記条件を満たさない場合には反応しないとしている。

3.2 Detector Simulation

Detector Simulation には、CERN(欧州素粒子原子核研究所)が開発した GEANT というソフトウェア・パッケージを使用している。GEANT は検出器の材質と構造、走らせる粒子の種類と運動量、座標の初期値を入力してやれば、検出器中の全ての反応を計算し、結果生成される粒子の運動情報 (主に、粒子の通過位置) までシミュレートできる。ユーザはこれらの情報からさらに検出過程をシミュレートできる。検出器中を進む粒子の反応は、検出器を適当な大きさのステッ

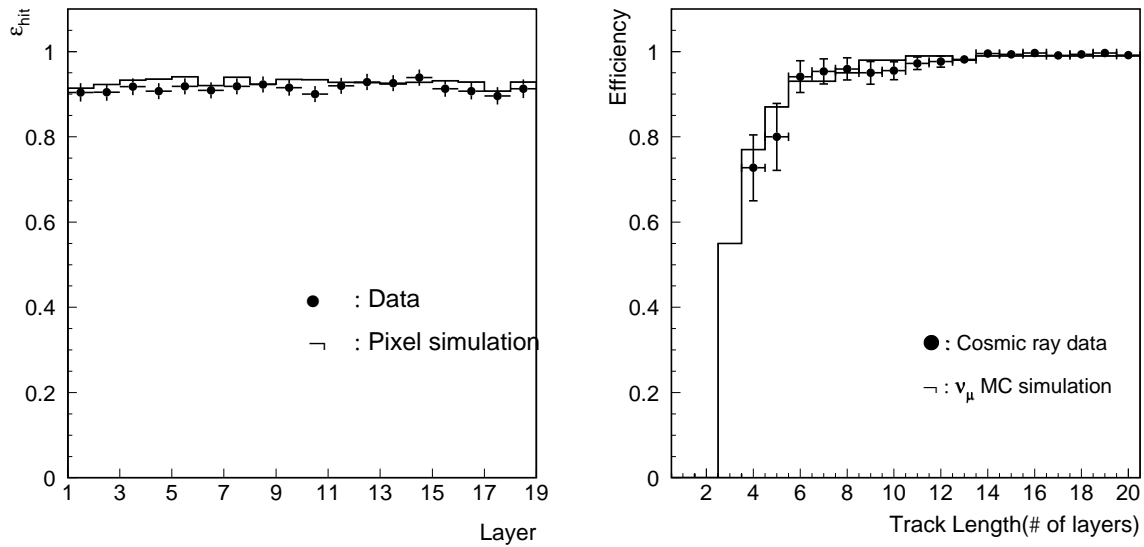


Figure 3.2: SFT の検出効率

ヒット検出効率 (左) とトラック検出効率 (右) について、モンテカルロ・シミュレーションと実験データを比較している。左のグラフは SFT の各層のヒット検出効率を表し、右のグラフはトラックの長さに対するトラック検出効率を表している。

プにわけて、その各ステップごとに計算されている。各ステップごとの粒子の反応確率は、これまで行なわれてきたあらゆる実験結果を統計的に再現するように決められている。

シンチレーティングファイバー飛跡検出器の場合、荷電粒子の通過位置からシンチレーティングファイバーへのエネルギー損失を計算し、シグナルとなる光子への変換を行なう。さらに、ファイバー内の光子の伝搬、その光子を検出するイメージインテンシファイアチューブ (IIT) の反応までシミュレートしている。これらをシミュレートする際の各パラメータは実験結果を再現するように決められている [24] [25] [26] [27]。

このようにして、Detector Simulation 中の各パラメータを、さらに細かい実験によって調整することにより、実際に各検出器で検出される情報を再現し、それらの検出効率、系統誤差を見積もることが可能になる。

SFT のヒット検出効率、トラック検出効率を Figure 3.2 に示す。これを見ると、モンテカルロ・シミュレーションが実験データを良く再現していることがわかる。また、Figure 3.3 に示されるように、式 (1.16) による入射ニュートリノエネルギーの再構成に必要な μ 粒子のエネルギーと放出角度においても正しく計算されていることがわかる。

本研究では、Vector Generation で作られたニュートリノ反応、10 万イベントの反応点を SFT を構成する材質の密度に応じて振り、シミュレートにより粒子群が各検出器に残す情報をもとに解析し、実験データとの比較を行なった。

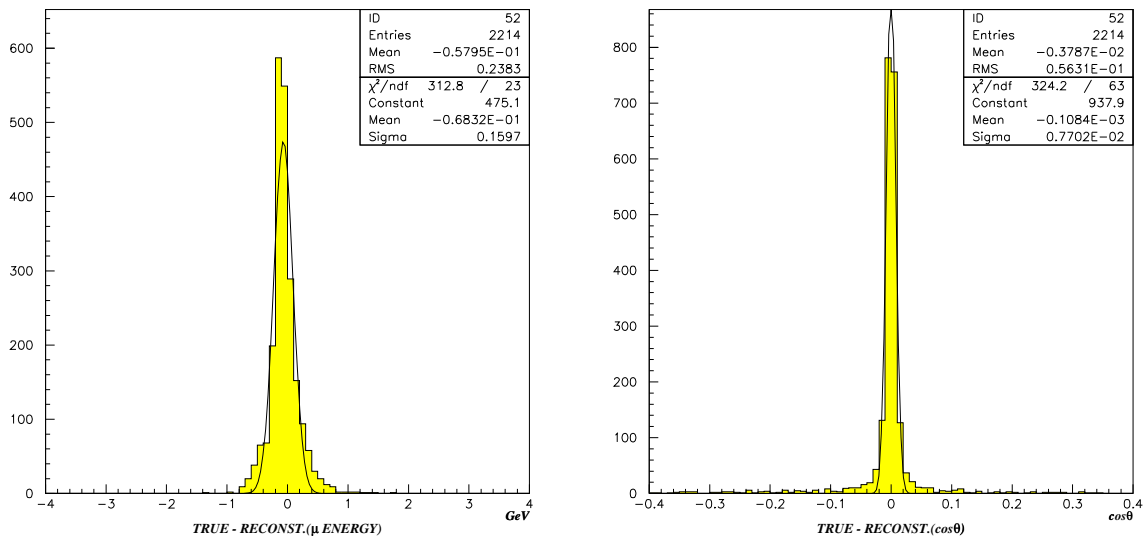


Figure 3.3: エネルギーと角度の分解能

エネルギーと角度のわかっている μ 粒子を **Detector Simulation** に通し、それぞれ再構成されるものと比較することにより、その正当性を確認した。左図がエネルギーについて見たもの、右図が放出角の余弦について見たものである。

Chapter 4

解析と結果

4.1 Vector Generation 後の解析

ここでは Vector Generation 後の生成された各粒子の四元運動量の情報を用いて解析を行なった。Vector Generation における反応様式には、荷電 (中性) カレント準弾性 (弾性) 散乱反応 (CCqe(NC ϵ l)), 荷電 (中性) カレント単一 π 粒子生成反応 (CC1 π i(NC1 π i)), 荷電 (中性) カレント多重 π 粒子生成反応 (CC π i(NC π i)) の計 6 通りあり、全反応に対して占める割合は Table 4.1 のようになる。これ以外にも、 η 粒子、 K 粒子を生成する反応や深非弾性散乱反応等の様式が存在するが、これらは全部で 2.8 % と非常に少ないのでここでは示していない。

度々触れるように、我々が最終的に必要とするのは入射ニュートリノエネルギーの分布で、それを求めるために CCqe を選択する。これには、 μ 粒子と陽子の生成を確認し、 π 粒子が生成されていないことを確認すれば良い。しかし、水中の酸素原子核内における核内効果の吸収反応によって、 π 粒子が生成されているにも関わらず、酸素原子核内から放出されずに CCqe に見えてしまうような反応がある。このような反応は、仮に検出器の検出効率が 100 % であっても CCqe として選ばれてしまう。

Table 4.1: ニュートリノ反応モードの内訳

	荷電カレント	中性カレント
準弾性散乱 (弾性散乱)	28.4	12.5
単一 π 粒子生成反応	29.8	10.4
多重 π 粒子生成反応	12.2	3.9

(単位:%)

Vector Generation 後の各反応の占める割合。

核内効果の結果、最終的に核外に出てくる粒子を Table 4.2 に示す。この Table で * 印のついた反応が検出効率 100 % の検出器で CCqe として選択されるイベント (以下、CCqe-like という) である。この時点での CCqe-like 中の CCqe 以外の反応 (以下、CCqe-cont という) の混入率は 22.6 % である。

Table 4.2: 終状態における粒子群

qe(el)	荷電カレント			中性カレント		
	μp^*		28.4	νp	5.6	
				νn	6.8	12.4
0π	μp^*	8.3	10.6	νp	2.0	3.8
	μn	2.3		νn	1.8	
1π	$\mu p\pi^+$	12.6	23.5	$\nu p\pi^+$	0.2	8.2
	$\mu n\pi^+$	3.5		$\nu n\pi^+$	1.7	
	$\mu p\pi^-$	1.0		$\nu p\pi^-$	1.4	
	$\mu n\pi^-$	0.1		$\nu n\pi^-$	0.3	
	$\mu p\pi^0$	3.8		$\nu p\pi^0$	2.2	
	$\mu n\pi^0$	0.8		$\nu n\pi^0$	1.7	
	$\mu^{16}\text{O}\pi^+$	1.7		$\nu^{16}\text{O}\pi^0$	0.7	
2π	$\mu p\pi^+\pi^+$	0.1	6.5	$\nu p\pi^+\pi^+$	0.01	2.2
	$\mu n\pi^+\pi^+$	1.0		$\nu n\pi^+\pi^+$	0.02	
	$\mu p\pi^+\pi^-$	1.2		$\nu p\pi^+\pi^-$	0.3	
	$\mu n\pi^+\pi^-$	0.1		$\nu n\pi^+\pi^-$	0.4	
	$\mu p\pi^+\pi^0$	1.7		$\nu p\pi^+\pi^0$	0.1	
	$\mu n\pi^+\pi^0$	1.2		$\nu n\pi^+\pi^0$	0.4	
	$\mu p\pi^-\pi^-$	0.01		$\nu p\pi^-\pi^-$	0.03	
	$\mu n\pi^-\pi^-$	0.0		$\nu n\pi^-\pi^-$	0.01	
	$\mu p\pi^-\pi^0$	0.3		$\nu p\pi^-\pi^0$	0.3	
	$\mu n\pi^-\pi^0$	0.04		$\nu n\pi^-\pi^0$	0.1	
	$\mu p\pi^0\pi^0$	0.6		$\nu p\pi^0\pi^0$	0.3	
	$\mu n\pi^0\pi^0$	0.2		$\nu n\pi^0\pi^0$	0.2	
	$>2\pi$			1.0		

核内効果の結果、最終的に核外に出てくる粒子。数値の単位は%である。各カレント右端の数値は各モードの合計である。qe は quasi-elastic、el は elastic を表す。 0π は、 π 粒子は生成されているが、核内効果で吸収されて見かけ上 qe もしくは el に見える反応を表す。*印が検出効率 100% の検出器で CCqe として選択されるイベントである。この場合も Single η , Single K , Deep inelastic 等の反応モードは省いている。

4.1.1 荷電カレント 準弾性散乱反応の同定

ここで、CCqe と CCqe-cont を生成粒子の角度分布から区別することを試みた。CCqe-cont は、実際には核内において π 粒子を生成しているので、その分何らかの違いが角度分布に現れる可能性がある。

まず、 μ 粒子のビーム軸に対する放出角 θ の余弦、 $\cos\theta$ について、これら 2 つの反応を比較してみた。Figure 4.1 に 2 つの反応の $\cos\theta$ 分布を示す。この図からわかるように、イベント数において CCqe-cont の CCqe に対する割合は少ないが、規格化してその分布の形を比較すると、

ほとんど差が見えないことが分かる。よって、 $\cos \theta$ の違いによって、これら 2 つの反応を判別するのは非常に困難であると思われる。

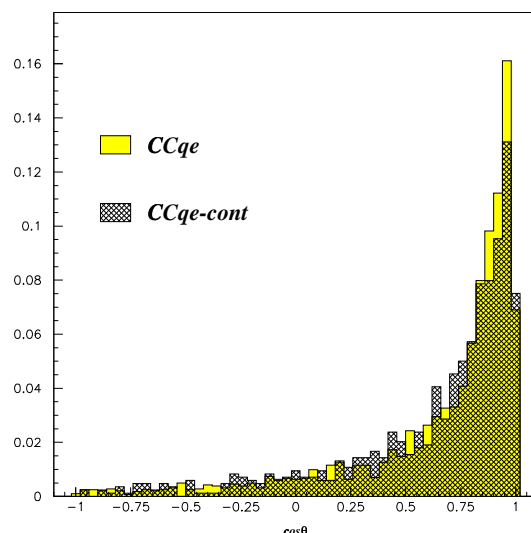


Figure 4.1: CCqe と CCqe-cont の比較 ($\cos \theta$ 分布)

CCqe と CCqe-cont で μ 粒子の放出角の余弦の分布をイベント数で規格化して比較している。

次に、ビーム軸と垂直な平面に投影した μ 粒子と陽子の間の角度 ϕ で比較してみた。CCqe の場合、2 体反応であるので、終状態における ϕ は 180° 付近に分布するはずである。一方、CCqe-cont の場合は、 π 粒子の寄与の分 ϕ は広がりを持って分布するはずである。

Figure 4.2 に 2 つの反応の ϕ 分布を示す。中段の規格化された図を見ると両分布は大きく異なり、 $\phi < 120^\circ$ の範囲では CCqe は起こらないものと思われる。最下段の ϕ の閾値に対する混入率のグラフからわかるように、明らかに閾値を大きくとった方が混入率は小さくなる。しかし、実際の実験ではニュートリノ反応のイベント数をできるだけ稼ぐ必要がある。そこで、CCqe が CCqe-cont の数より多くなる $\phi \geq 150^\circ$ のイベントを選ぶのが望ましいと思われる。この時の混入率は 13.6 % である。

ここでの議論は検出効率 100 % の検出器を仮定しているが、実際には粒子が通過してもその軌跡が検出されない場合がある。上の ϕ 分布の議論では、陽子の軌跡情報を利用しているが、その飛程が短いこともあり、現実には陽子の検出効率はかなり低い(後述)。 π 粒子についても同様である。したがって、実験データから直接 CCqe のみを選択するのは非常に困難である。このモンテカルロ・シミュレーションによる解析はそのような困難を回避し、実際の検出効率を再現し、実験データと合わせることにより、最終的に必要とする入射ニュートリノエネルギーを間接的に予測しようとするものである。

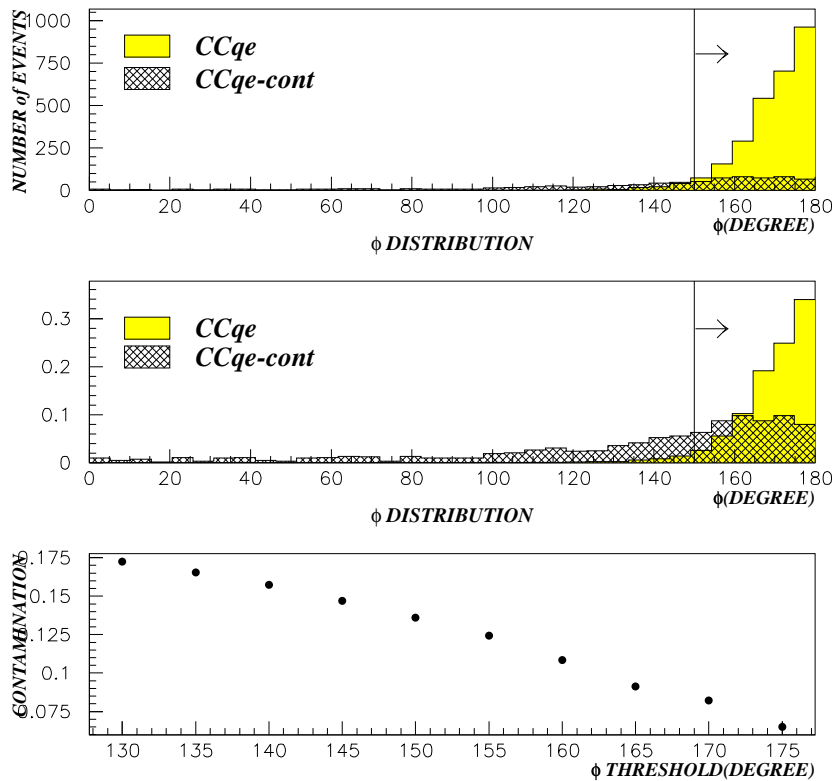


Figure 4.2: CCqe と CCqe-cont の比較 (ϕ 分布)

CCqe と CCqe-cont で、ビーム軸に垂直な平面における μ 粒子の放出方向と陽子の放出方向との間の角 ϕ の分布を比較した。上図は各反応のイベント数をそのまま比較したもの。中図はイベント数で規格化したもの。下図はある ϕ の値以上のイベントを選んだときの CCqe-cont の CCqe-like に対する混入率をプロットしたものである。

4.1.2 元の入射ニュートリノエネルギーと再構成入射ニュートリノエネルギーの比較(1)

Vector Generation によりシミュレートされた μ 粒子の 4 元運動量がわかっているので、入射ニュートリノのエネルギーは、CCqe の場合、式 (1.16) により求められる。こうして求めたニュートリノエネルギーを再構成入射ニュートリノエネルギーと呼び、 $E_{\nu_{rec}}$ と表す。ただし、この式には核子の Fermi motion が考慮されていない。つまり、完全に静止した核子を仮定しているため、元のニュートリノエネルギー ($E_{\nu_{true}}$) 分布とは若干異なる。しかし、入射ニュートリノの運動量に対して核子の Fermi motion は等方的で、その絶対値も小さいので、十分な統計量があればその差は問題にならない。 $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布とを比較した Figure 4.3 において、CCqe のグラフを見てみるとその差が問題にならないことがわかる。

CCqe-cont のみで $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布を比較してみると、それらのピーク値には 800 MeV 程度の差が見られる (Figure 4.3-(b))。吸収反応により核外では検出されないが、生成された π 粒

子の分だけ、 $E_{\nu_{rec}}$ 分布はエネルギーの低い方へずれている。つまり、入射ニュートリノのエネルギーを間違っで見積もってしまっている。実際には CCqe-like として、CCqe にこの CCqe-cont が加わるので、CCqe-like の $E_{\nu_{rec}}$ 分布の $E_{\nu_{true}}$ 分布に対するズレはグラフ 'CCqe + CCqe-cont'(Figure 4.3-(d)) のようになる。このとき、平均値で約 120 MeV ずれている。すなわち、これが 100 %の検出効率をもってしても CCqe-cont を判別できないために生じる、核内効果を原因とするズレである。よって、この実験において、核内効果の影響を調べることは重要である。

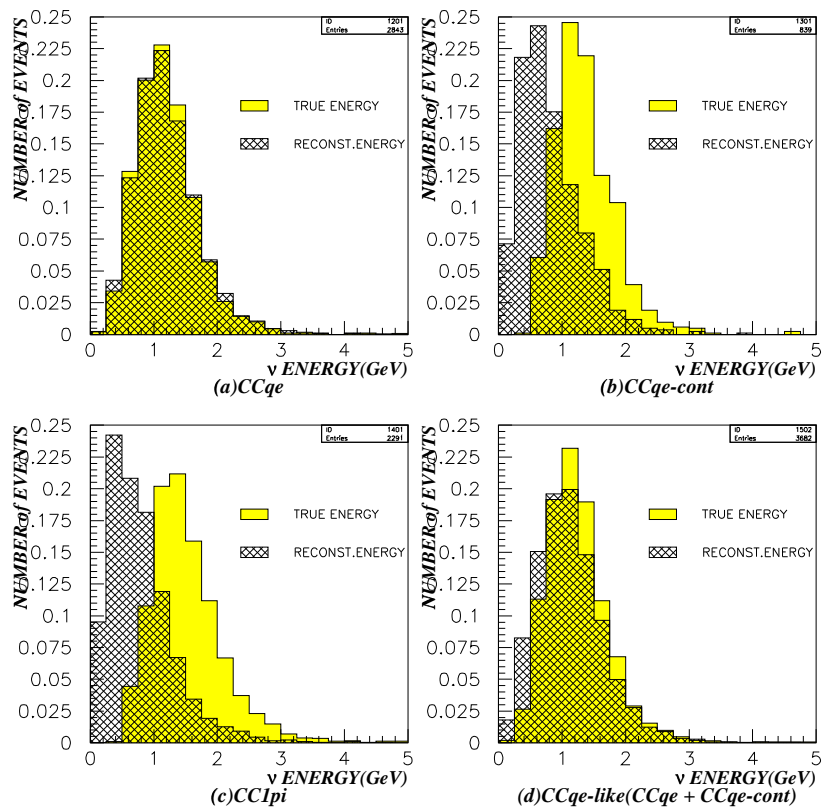


Figure 4.3: $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布の比較 (1)

Vector Generation により生成されるイベントの粒子の4元運動量情報から、 $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布を比較した。(a),(b),(c)は各反応モードについて、(d)は核内の吸収反応により、検出効率100%の検出器でも区別することができないCCqeとCCqe-contを足し合わせたものである。

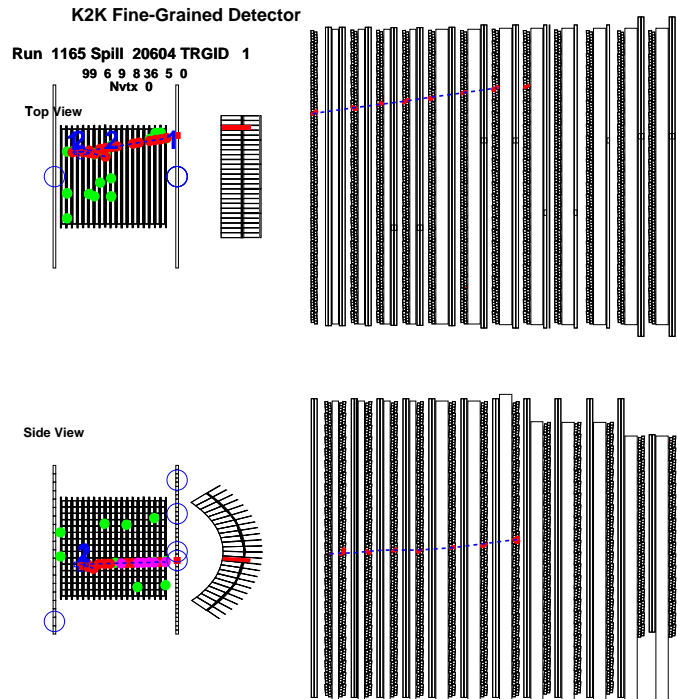


Figure 4.4: ニュートリノ・イベント (実験データ)
 実際の実験で検出されたニュートリノ・イベント。long track と short track から成り、その正体は μ 粒子と陽子で、CCqe であると思われる。

4.2 Detector Simulation 後の解析

Vector Generation によりシミュレートされたニュートリノ反応は、その後、Detector Simulation に通される。この節では、その結果として生成されるイベント情報、主にシンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) に残される軌跡情報に注目して実際の実験との比較、解析を行なった。具体的には、各検出器 (主に、SFT と μ 粒子検出器 (以下、MUC)) に残された軌跡情報から CCqe-like を選び出し、再構成入射ニュートリノエネルギー ($E_{\nu_{rec}}$) を求め、モンテカルロ・シミュレーションによりその際の系統誤差を見積り、モンテカルロ・シミュレーションの実験データの再現性を評価する。

4.2.1 Event Selection

Figure 4.4は実際の実験で得られたニュートリノイベントで、Figure 4.5はモンテカルロ・シミュレーションによる CCqe である。

これらのような、CCqe、あるいは CCqe-like を選び出すために、まず、 μ 粒子らしきトラック (μ -like トラック) が 1 トラックだけあるようなイベントを選択した。そのために以下のようなカットを施した。トラックの定義については Appendix を参照されたい。

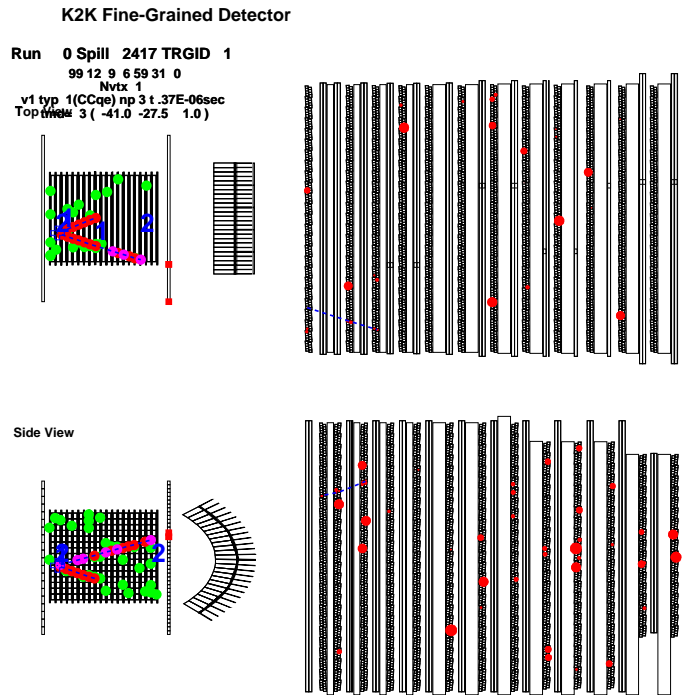


Figure 4.5: ニュートリノ・イベント (モンテカルロ・シミュレーション)
 モンテカルロ・シミュレーションにより生成された CCqe。long track は μ 粒子、
 short track は陽子である。

○ SFT fiducial volume cut

始点、終点 (x, y, z) が以下の条件を満たすトラックが少なくとも 1 本以上存在する (Figure 4.6 参照)。ただし、 z 軸はビーム方向にとり、 x 軸、 y 軸はビーム軸に垂直にそれぞれ水平方向と鉛直方向にとっている。 $(x, y) = (0, 0)$ は SFT の中心にとり、 $z=0$ は FGD の設置されているホールを中心にとられている。

始点 : $z > 1\text{st layer}, -110\text{cm} < x, y < 110\text{cm}$

終点 : $z > 18\text{th layer}, -110\text{cm} < x, y < 110\text{cm}$

このカットは、SFT 内で起きたイベントであり、生成した粒子の 1 つが MUC に向かう高エネルギーの粒子であることを要求している。

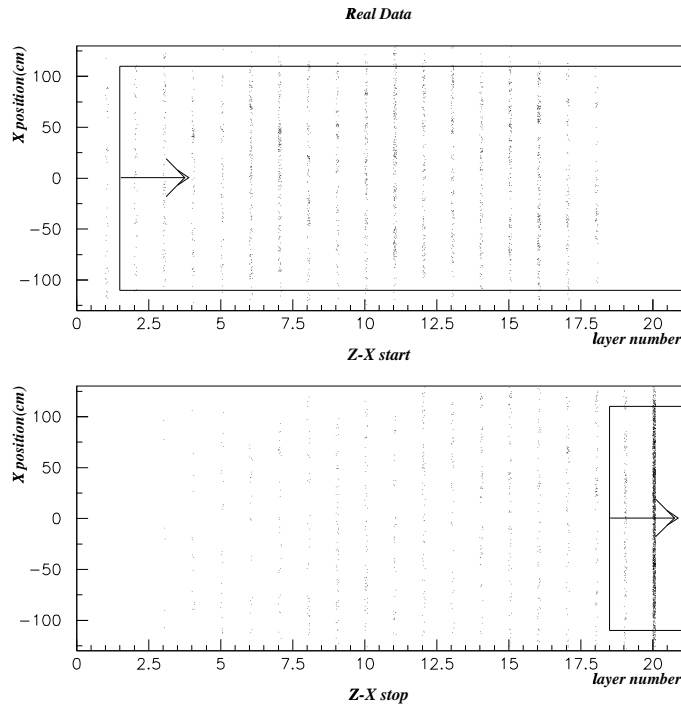


Figure 4.6: SFT fiducial volume cut

実験データの Z-X 平面での SFT トラックの始点 (上) と終点 (下) の分布。横軸は SCIFI シートの層番号で、番号の小さい方がビーム上流である。当然のことながら、粒子の飛跡は SCIFI シートの位置でしか検出されないので、分布は SFT の構造を浮き上がらせている。それぞれが矢印の範囲にあるイベントを選出した。Z-Y 平面でも同様の分布が見られる。

○ VETO cut

ビーム・タイミングの時間幅 (Figure 4.7 参照) に、

- (a) ベトーカーンタ : 0 ヒット.
- (b) トリガカウンタ : 1 ヒット以上.

このカットは、ビーム方向についてイベントが SFT 内で起きて、MUC に向かう粒子が存在することを要求している。Figure 4.7 において、そのヒット・タイミング分布にはビームのバンチ構造が見られる。

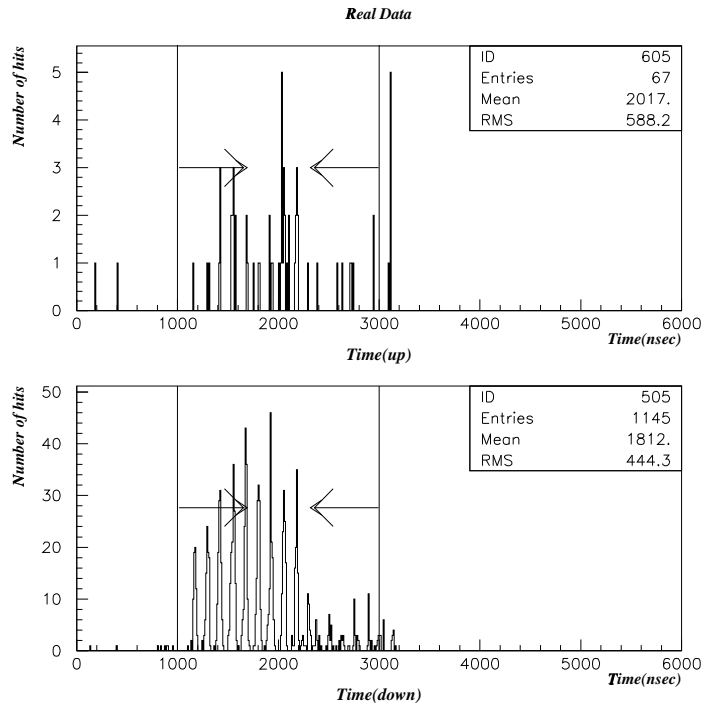


Figure 4.7: ベトー・トリガーカウンターのヒットタイミング

実験データにおける上流 VETO(上) と下流 VETO(下) のヒット・タイミングの分布。矢印で示された範囲をビーム起源のヒットとみなしている。SFT 内のニュートリノ反応を研究対象としているので、その範囲内で上流 VETO にヒットが無く、下流 VETO にヒットがあるイベントを選出する。モンテカルロ・シミュレーションにおいては、常に SFT 内でイベントを生成しているので、ヒット・タイミングは問題にならず、粒子が通過した情報のみを見ている。

○ MUC cut

(a) SFT トラックと MUC トラックを MUC 1 層目まで外挿し、その平面での両トラックの距離を d 、両トラックの成す角を θ として、

- $d < 75\text{cm}$
- $\cos \theta > 0.8$

を満たすようなトラックの組が存在する (Figure 4.8、Figure 4.9 参照)。

(b) (a) のような MUC トラックが無ければ、MUC 1 層目において SFT トラックを延長した点から x 方向、 y 方向のそれぞれにおいて $\pm 100\text{cm}$ 以内にヒットが存在する。ただし、この時、MUC の 1 層はさらに細かく Z-X 平面と Z-Y 平面においてそれぞれ 2 層ずつあるので、これら 4 層のヒットのうち 3 層のヒットが上の条件を満たすものを選ぶ (Figure 4.10、Figure 4.11 参照)。

(a) は SFT から走ってきた μ 粒子によるものと思われる MUC トラックを選び出し、(b) は (a) の場合よりも低いエネルギーを持った μ 粒子、つまり、MUC の 1 層目で止まるよう

な μ 粒子を生成するイベントを抽出するためのカットである。これらのカットにより選ばれた軌跡を μ 粒子によるものと見なし、そのエネルギーと放出角から入射ニュートリノエネルギーを再構成する。

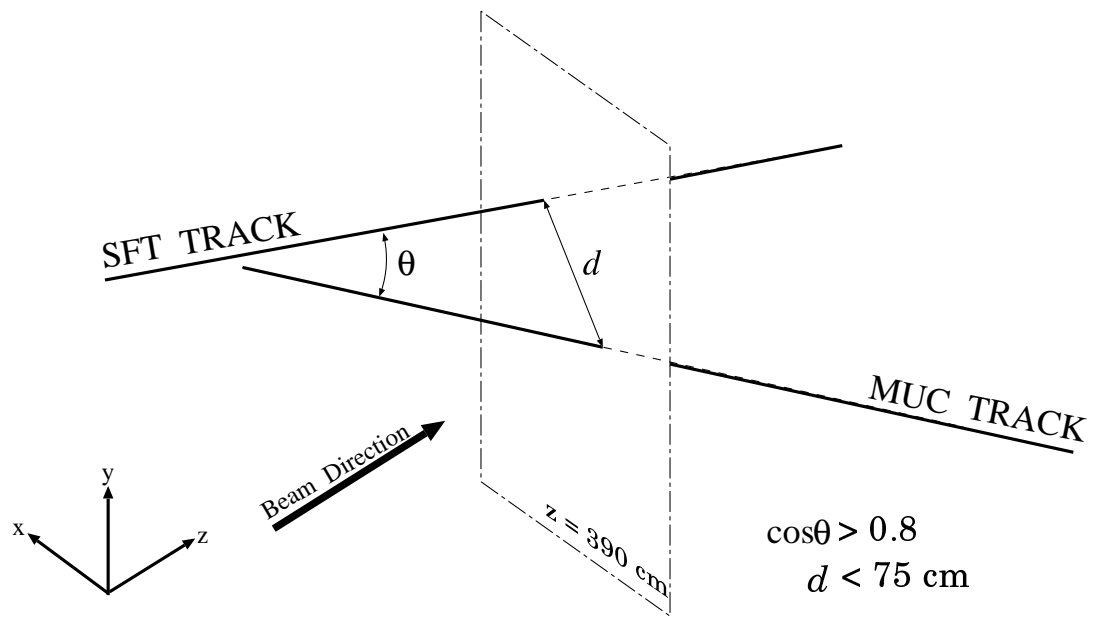


Figure 4.8: SFTトラックと MUCトラックの関係図

θ は 2 つのトラックの成す角であり、 d は $z = 390 \text{ cm}$ (MUC 1 層目) の平面と 2 つのトラックが交わる点同士の距離である。これら 2 つのパラメータにより、同一粒子によるトラックの組を選び出す。

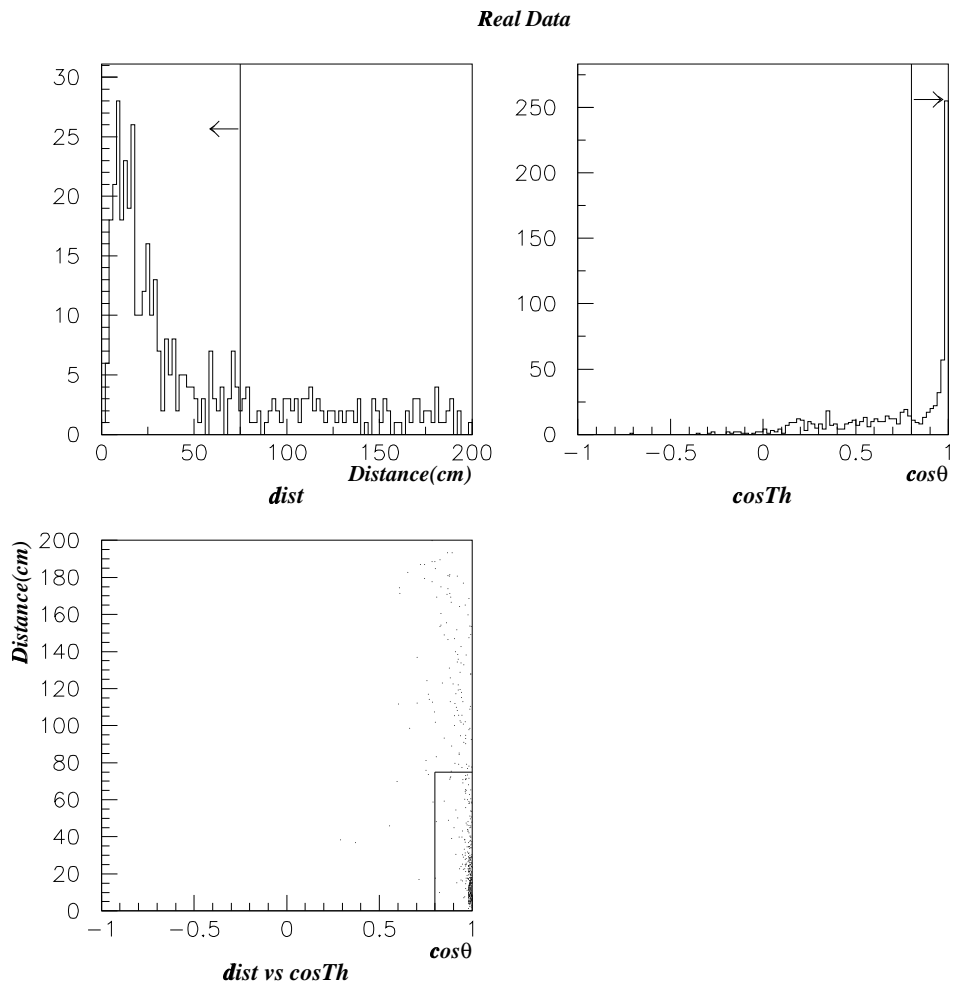


Figure 4.9: SFTトラックと MUCトラックの関係

実験データの $z = 390\text{cm}$ (MUC 1層目) での SFTトラックと MUCトラックの距離の分布 (上段左) と2つのトラックの成す角の余弦の分布 (上段右) とこれら2つのパラメータの散布図 (下段左)。それぞれにおいて、矢印で示された範囲 (散布図については枠で囲われた範囲) のパラメータを持つトラックの組を同一粒子に依るものとみなしてそのイベントを選んだ。

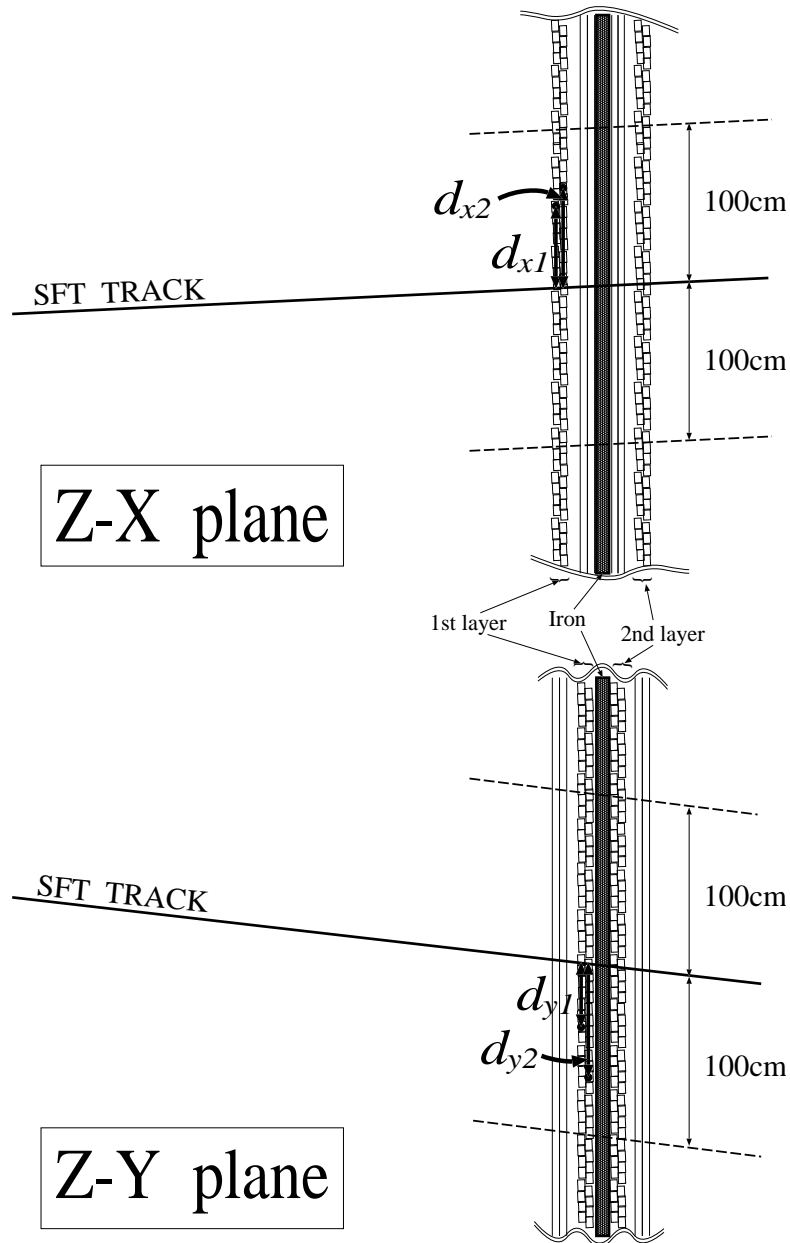


Figure 4.10: SFT の軌跡と MUC 1 層目のヒットの関係
MUC 1 層目において、SFT トラックから外挿された点からの距離、 d_{x1} , d_{x2} , d_{y1} , d_{y2} のうち、少なくとも3つが 100cm 以内であるようなイベントを抽出した。

Real Data

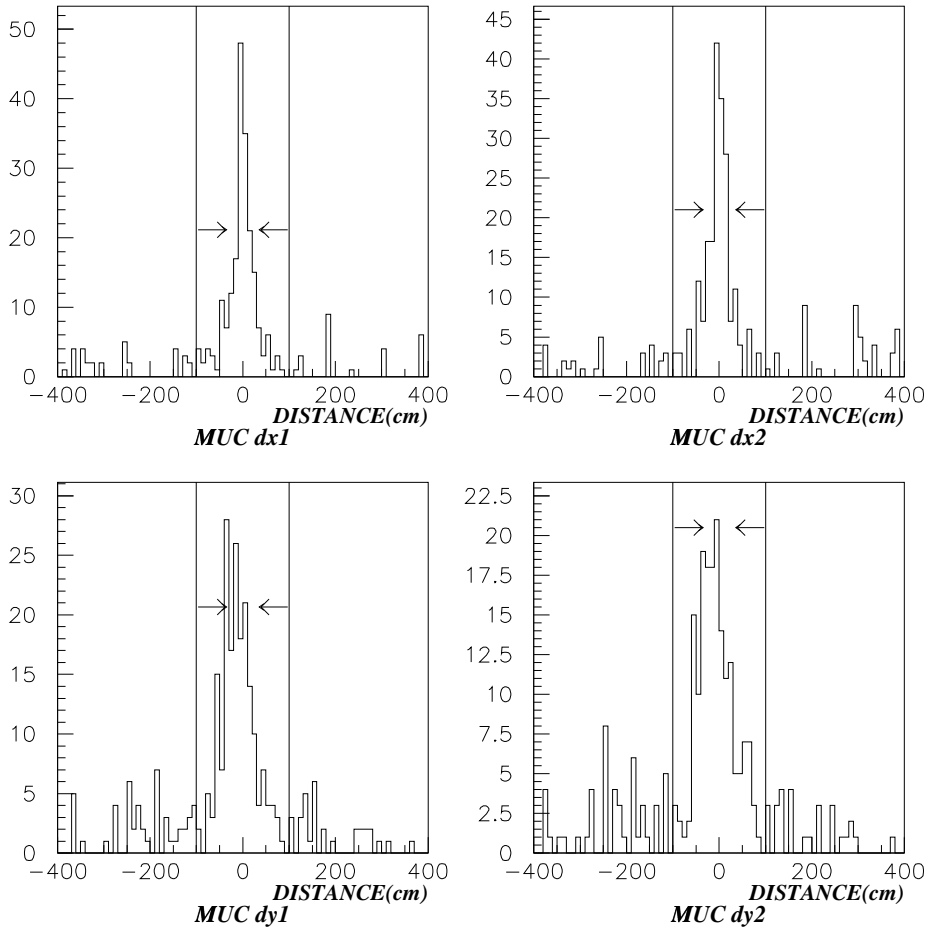


Figure 4.11: SFTトラックと MUC 1層目のヒットの関係

実験データの MUC 1層目での SFTトラックとヒットの間の距離の分布。矢印の範囲内にあるヒットを SFTトラックを残した粒子によるヒットとしてそのイベントを選んだ。

○ SFT track cut

MUC cut で選ばれた μ 粒子らしきトラックの SFT における始点をニュートリノ反応の反応点とし、それを起点とするトラックのみをニュートリノ反応の生成粒子によるものとみなしてトラック数をカウントする (Figure 4.12)。これは、ノイズ起源のトラックを落とすためのカットである。本研究では、このトラックの数え方において、まず、1トラックイベントのみを抽出し、解析を行なった。

Table 4.3に、実験データとモンテカルロ・シミュレーションの両方について、総イベント数と上述のカットを施した後のイベント数を示す。実験データは最もビームの状態が安定した1999年6月のデータのみを使用している。

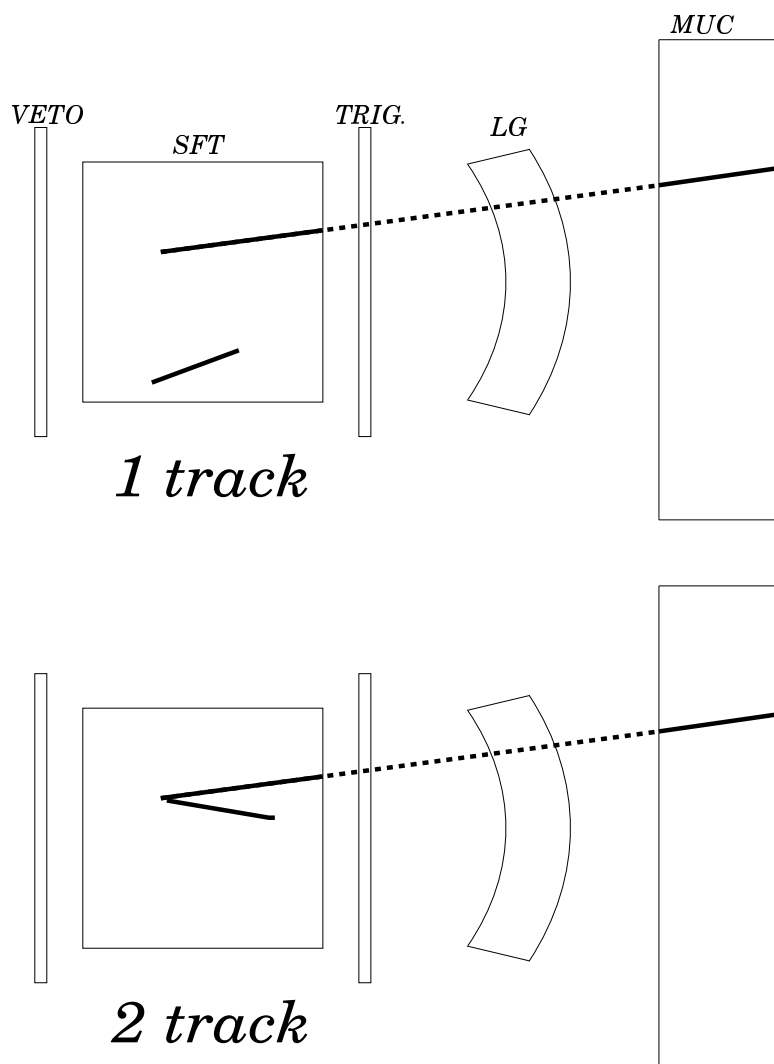


Figure 4.12: SFT トラックの数え方

μ -like トラックの始点をニュートリノ反応点とみなして、その点を起点とするトラックのみをニュートリノ反応の生成粒子によるものと見なしてその数をカウントする。本研究では、この数え方において1トラックイベントのみを抽出した。

Table 4.3: モンテカルロと実験データのイベント数

	Real Data	Monte Carlo
Total # of Events	481344	100000
Selected # of Events	275	17351

4.2.2 モンテカルロ・シミュレーションの実験データ再現性

まず、4.2.1節のカットによって選ばれたイベント中の μ 粒子らしき軌跡の正体をモンテカルロ・シミュレーションにより求めた。Table 4.4にその内訳を示す。図中 FAKE というのは粒子が実際その場所を通っていないのに、ノイズ等により間違っ再構成された軌跡のことである。この図を見ると、わずかに陽子、 π 粒子等が間違っ選ばれているが、95.0% とほとんどの場合 μ 粒子を正しく選んでいることがわかる。

Table 4.4: μ -like トラックの正体

μ	95.0%
p	0.7%
π^+	0.2%
π^-	0.6%
fake	3.5%

次に、これら μ -like 粒子のエネルギーと放出角について実験データとモンテカルロ・シミュレーションの比較を行なった。 μ 粒子のエネルギーについては、SFT、鉛ガラスカロリメータ (LG)、MUC の各検出器における飛程長から Minimum Ionizing Particle(MIP) のエネルギー損失として計算している。Figure 4.13 に両分布を示す。これらを見ると、モンテカルロ・シミュレーションが実験データを再現していることがわかる。

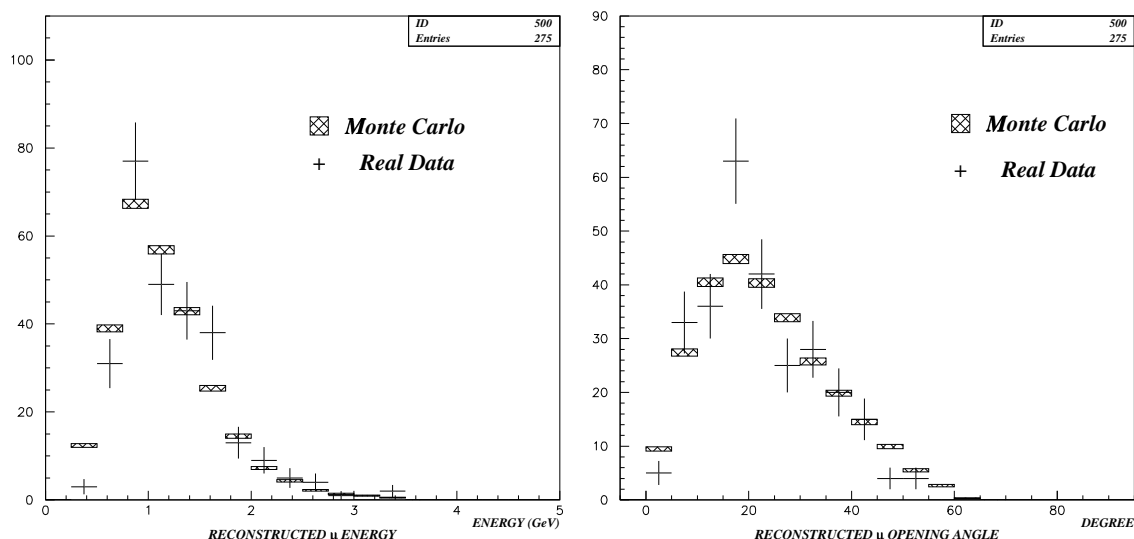


Figure 4.13: 各検出器に残された飛跡から再構成した μ 粒子のエネルギー分布(左)と放出角分布(右)。実験データのイベント数で規格化してモンテカルロ・シミュレーションと実験データの比較をしている。誤差は統計誤差のみである。

4.2.3 元の入射ニュートリノエネルギーと再構成入射ニュートリノエネルギーの比較(2)

次に、モンテカルロ・シミュレーションにおいて、これら2つのパラメータから、4.1.2節と同様に、入射ニュートリノエネルギー分布の再構成を式(1.16)により行ない、元の入射ニュートリノエネルギー分布と比較した。

Figure 4.14に両分布を比較したものを示す。

図中(a)のグラフがFigure 4.3の(d)のグラフと直接比較できる。Figure 4.3-(d)は、検出効率を100%と仮定した時の再構成入射ニュートリノエネルギー分布の元の入射ニュートリノエネルギー分布からのズレを表している。まず、Figure 4.3-(d)とFigure 4.14-(a)の両グラフにおいて、両分布の平均値の差を見てみると、前者が約120 MeVに対して後者が約240 MeVである。これは両グラフにおける混入率の差により簡単に説明できる。両グラフの混入率を比較すると、Figure 4.3-(d)において22.6%であるのに対して、Figure 4.14-(a)では48.8%である。よって、混入率の大きい後者の方が、 π 粒子のエネルギーの分だけ両分布の平均値により大きな差が表れるのである。混入率が異なるのは、Figure 4.3-(d)では検出効率を100%と仮定して解析したのに対して、Figure 4.14-(a)では実際の検出効率を反映させてシミュレートした結果を解析したことに依る。つまり、100%の検出効率を仮定すると、全ての粒子が同定できるので、CCqeに対する他イベントの混入は、生成した π 粒子が核内吸収反応により核外で検出できなくなるCCqe-contだけである。これに対して実際の検出器では、上で見てきたように検出ミス、粒子の誤同定などにより、CCqe以外の全ての反応モードによるイベントが混入する。また、ノイズによる偽物の軌跡の生成などによって、CCqeが他の反応モードのイベントに見えてしまうこともあり、混入率がさらに大きくなるためである。また、分布全体の傾向として、Figure 4.14-(a)の方がFigure 4.3-(d)よりもエネルギーの高い方に分布している。これは π 粒子生成反応の $E_{\nu_{true}}$ がもともと高い方に分布しているため、混入率の大きい方にその影響が現れやすいことに原因がある。さらに、低エネルギーでFigure 4.14-(a)の方が幾分分布の立ち上がりが高エネルギー寄りであることが認められるが、これは4.2.1節のカットにおいて、SFTからMUCに到達しないようなエネルギーの低い μ 粒子を生成するようなイベント、つまり $E_{\nu_{true}}$ の小さいイベントを選択的に落していることが原因である。

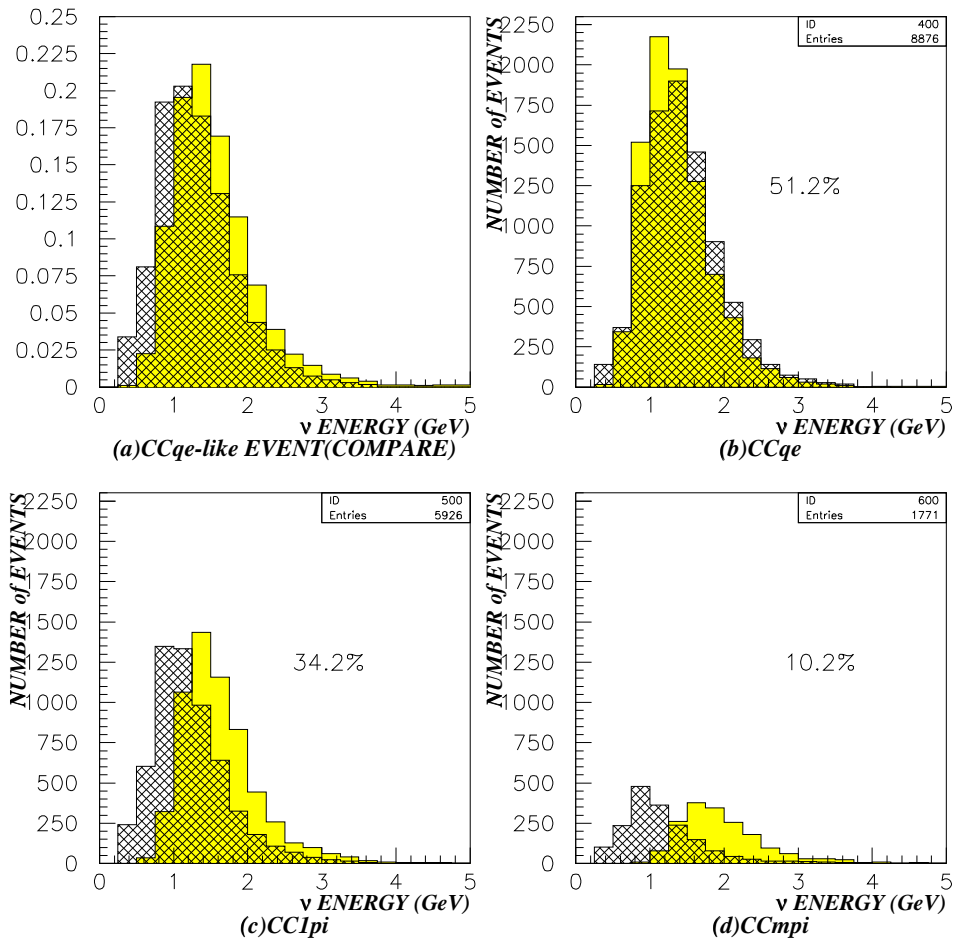


Figure 4.14: $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布の比較 (2)

Detector Simulation 後、4.2.1節のカットにより残った CCqe-like において、 $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布を比較した。(a)は $E_{\nu_{true}}$ 分布と $E_{\nu_{rec}}$ 分布を重ねたもので、イベント数で規格化してある。(b),(c),(d)はこれら CCqe-like の内訳で、各反応モードごとに両分布を比較した。この3つのグラフについては縦軸にイベント数をそのままとっており、各反応モードの比率がわかるようにスケールを統一してある。各グラフ内の数値は4.2.1節のカットにより残った全てのイベントに対するそれぞれの反応モードの占める割合を表す。中性カレントの混入率は4.4%と小さいのでグラフは示していない。この中性カレントも含めた CCqe 以外の反応モードの混入率は48.8%である。

4.2.4 核内効果の影響

これまではSFT内で起こったニュートリノ反応に対して、その標的を水(H₂O)であると仮定して扱ってきた。つまり、Vector Generationにおいて、ニュートリノはH₂Oのみと反応させてあり、反応後の核内効果も¹⁶O内の反応を仮定している。この反応のシミュレーションにおけるパラメータは、その結果生成される粒子の種類、数、4元運動量等において、実際の実験結果で調整済のものである。

ところが、実際には、SFTの構造上、その水を蓄えておく水槽としてアルミニウム製のコンテナが存在し、このアルミニウム(²⁷Al)を標的としたニュートリノ反応も起こる。このコンテナは19層あり、SFTの総質量に対して約30%の寄与がある(Table 4.5参照)。ある物質中でのニュートリノ反応の確率はその総質量に比例するので、²⁷Alを標的とした反応はSFT内で起こる全ての反応の約3割を占めることになる。ここまでの解析は、いわば、²⁷Alの存在を無視したものである。その存在による影響を考慮したシミュレーション、解析が不可欠である。しかし、Vector Generationにおいて、²⁷Alを標的として、実験データによってそのパラメータを調整された実績はない。よって、実験データによるパラメータの調整が必要である。

Table 4.5: SFT を構成する要素の質量

	密度 (g/cm ³)	体積 (m ³)	重量 (t)
水	1.00	6.05	6.05
アルミニウム	2.70	0.56	1.52
SCI-FI	1.03	0.27	0.28
ハニコム	0.36	2.16	0.78
その他	-	-	0.09
合計	-	-	8.72

しかし、このK2K実験の主要な解析において、核内効果の違いによってその結果に有意な違いが見えなければ、そのシミュレーションの調整の優先性は落ちる。ここでは、'核内効果の違い'を両極端(核内効果最大と最小(後述))にとって、再構成入射ニュートリノのエネルギー分布にその影響がどの程度表れるかをモンテカルロ・シミュレーションによって評価した。

○ 核内効果最大と最小

ここでは、核内効果最大と最小として非常に極端な仮定を行なった。

まず、核内効果最大としては、生成されるπ粒子がすべて核内で吸収され、核外には一切出てこないことを想定した。実際には、Detector Simulationにおいて、検出器内をπ粒子が通過してもその情報を残さないということをしている。核内効果最小としては、全く核内効果(非弾性散乱、荷電交換、吸収)が起こらず、核内で生成された全ての粒子がそのまま核外に出てくることを想定した。実際には、Vector Generationにおいて、核内効果のプロセスを通さないということをしている。

これらの仮定のもとに、モンテカルロ・シミュレーションにより以前と同様にイベントを生成し、その解析を行なった。ただし、より直接的な比較ができるように、2つの場合のイベント生成において、その反応点を等しくした。

イベント抽出の方法は 4.2節と全く同様である。まず、核内効果最大の場合と最小の場合、さらに、標準の水 (H_2O) による核内効果の場合で、再構成入射ニュートリノエネルギー分布の比較を行なった (Figure 4.15参照)。図中、(a)~(d) は元の入射ニュートリノエネルギー分布で、(e)~(h) は再構成入射ニュートリノエネルギー分布でそれぞれ比較したものである。(e)~(h) で見られるように、平均値、分布の広がり、形においても核内効果の違いはほとんど表れていない。

そこで、核内効果の違いが表れない原因の一つとして考えられるのが、ノイズによる偽物の軌跡の生成のために、反応モードの同定をさらに間違えることである。つまり、粒子が通過してないにも関わらず軌跡が生成されるわけであるから、より多くの軌跡 (偽物) が検出され、 π 粒子生成反応と同定されるイベントが増えるわけである。しかし、ノイズはどの核内効果の仮定に対しても等しく生成されるはずであるので、上の理由により完全に説明がつかうわけではない。しかし、ノイズにより反応モードの違いが埋没する可能性は考えられる。

Detector Simulation では、SFT 内におけるノイズの生成についてもシミュレートしている。これは、ビームが照射されない時の実際のランダム・トリガーによるデータを反映するように決められている。ノイズをシミュレートしないノイズ無しの状態で同様の比較を行なってみた (Figure 4.16)。図中、(a)~(d) は元の入射ニュートリノ エネルギー分布において比較したもの、(e)~(h) は再構成入射ニュートリノエネルギー分布において比較したものである。この図に見られるように、核内効果による違いはほとんど表れていない。

ここで、**Vector Generation** 後の段階に戻り、4.1.2節と同様に検出器の検出効率を 100 % と仮定した時の、核内効果の違いによる再構成入射ニュートリノ エネルギー分布の違いを見てみる。核内効果最大の時、生成される π 粒子が全て核内で吸収されて核外に出てこないことを仮定しているので、検出効率が 100 % で粒子も正確に同定できる場合、荷電カレント反応で終状態に陽子が生成されるイベント全てが CCqe-like として検出される。一方、核内効果最小のときには、吸収反応などの核内効果が全く起こらず、全ての粒子が核内で生成されたままの状態では核外に散乱されるので、検出効率 100 % を仮定すれば CCqe のみを正確に選び出すことが可能である。水の核内効果に対しては 4.1.2節で示した通り、100 % の検出効率を仮定すると CCqe + CCqe-cont が CCqe-like として検出される。これらの反応における μ 粒子のエネルギーと放出角も正確に測定できるとして、**Vector Generation** 後の 4 元運動量情報から式 (1.16) により再構成入射ニュートリノエネルギーを計算する。すなわち、検出効率 100 % を仮定した時の、各核内効果に対する再構成入射ニュートリノエネルギー分布が得られる (Figure 4.17、(a)~(d) 参照)。さらに、各核内効果において CCqe-like として選ばれたイベントのみを、実際の検出効率を反映した **Detector Simulation** にかけて、4.2.1節のカットを施した上、残ったイベントについて再構成入射ニュートリノエネルギー分布を求めた (Figure 4.17、(e)~(h) 参照)。図中 (a)~(c)、(e)~(g) の順でそれぞれ分布の平均値は大きくなっているが、明らかに (e)~(g) の方がその差は小さい。つまり、これは、本来核内効果の違いのために (a)~(c) のように大きく異なって見えるはずの再構成入射ニュートリノエネルギー分布が、検出器の検出効率や 4.2.1節のカットのためにその差異が丸められ、結果的に (e)~(g) のようにその分布に核内効果の違いが見えにくくなっていることを意味する。図中 (d) を見てわかるように、核内効果の影響はより低いエネルギー領域に表れる。一方、SFT 内のニュートリノ反応により入射ニュートリノエネルギーを再構成する際、現在の解析では μ 粒子の同定とそのエネルギーの測定のために MUC の情報 (MUC まで届くエネルギーを持った μ 粒子) を要求しているので、低エネルギー領域にはアクセプタンスがない。よって、より低エネルギー領域に研究を進める際には核内効果の違いによる影響は無視できなくなる。が、いずれにせよ、現段階の解析方法では、結果には大きな影響を及ぼさないことがわかった。

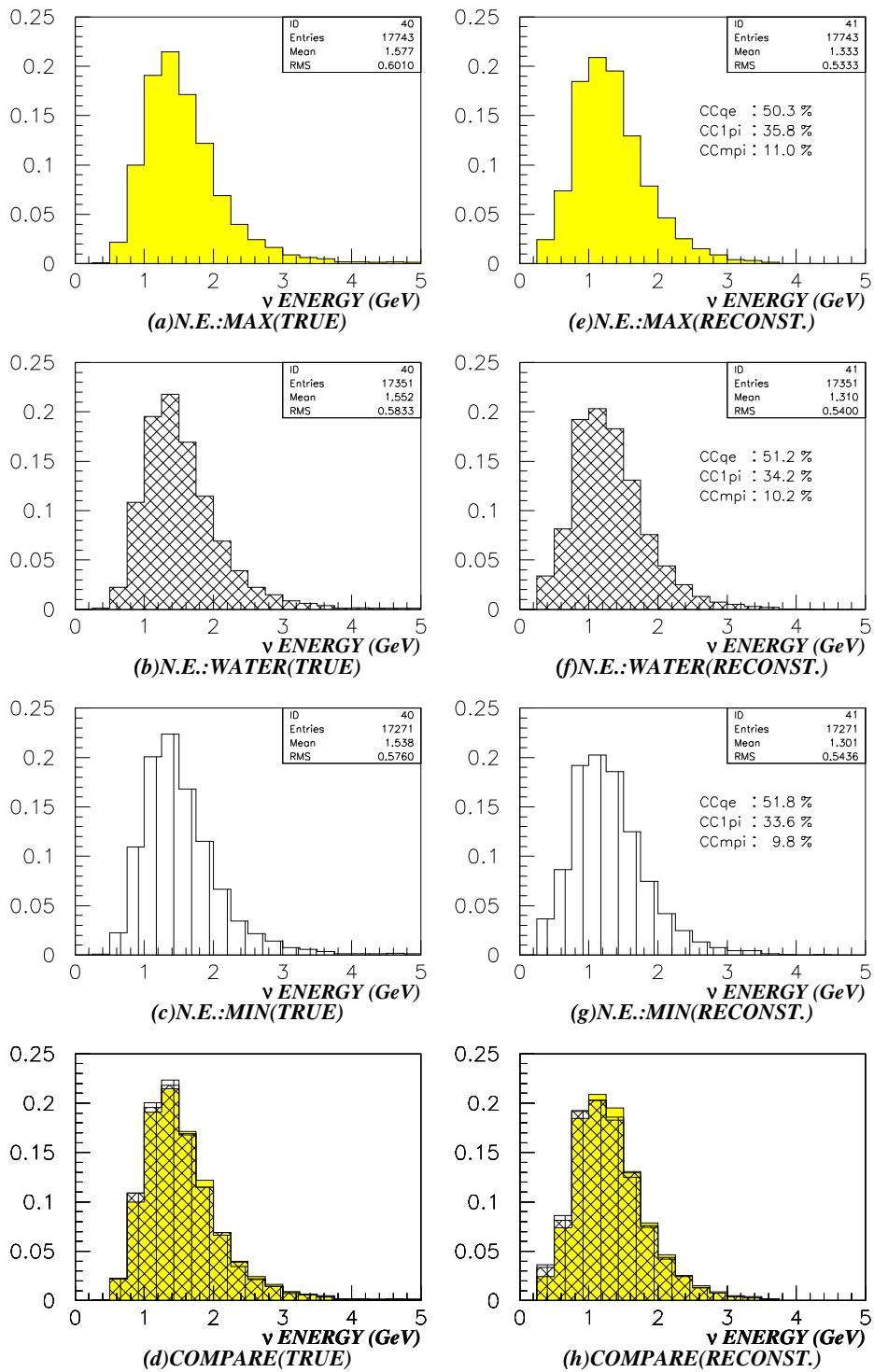


Figure 4.15: $E_{\nu_{true}}$ 分布 ((a)~(d)) と $E_{\nu_{rec}}$ 分布 ((e)~(h))。 (a)~(c), (e)~(g) は各核内効果における分布。 (d), (h) はそれらを重ねて比較したもの。すべてイベント数で規格化している。

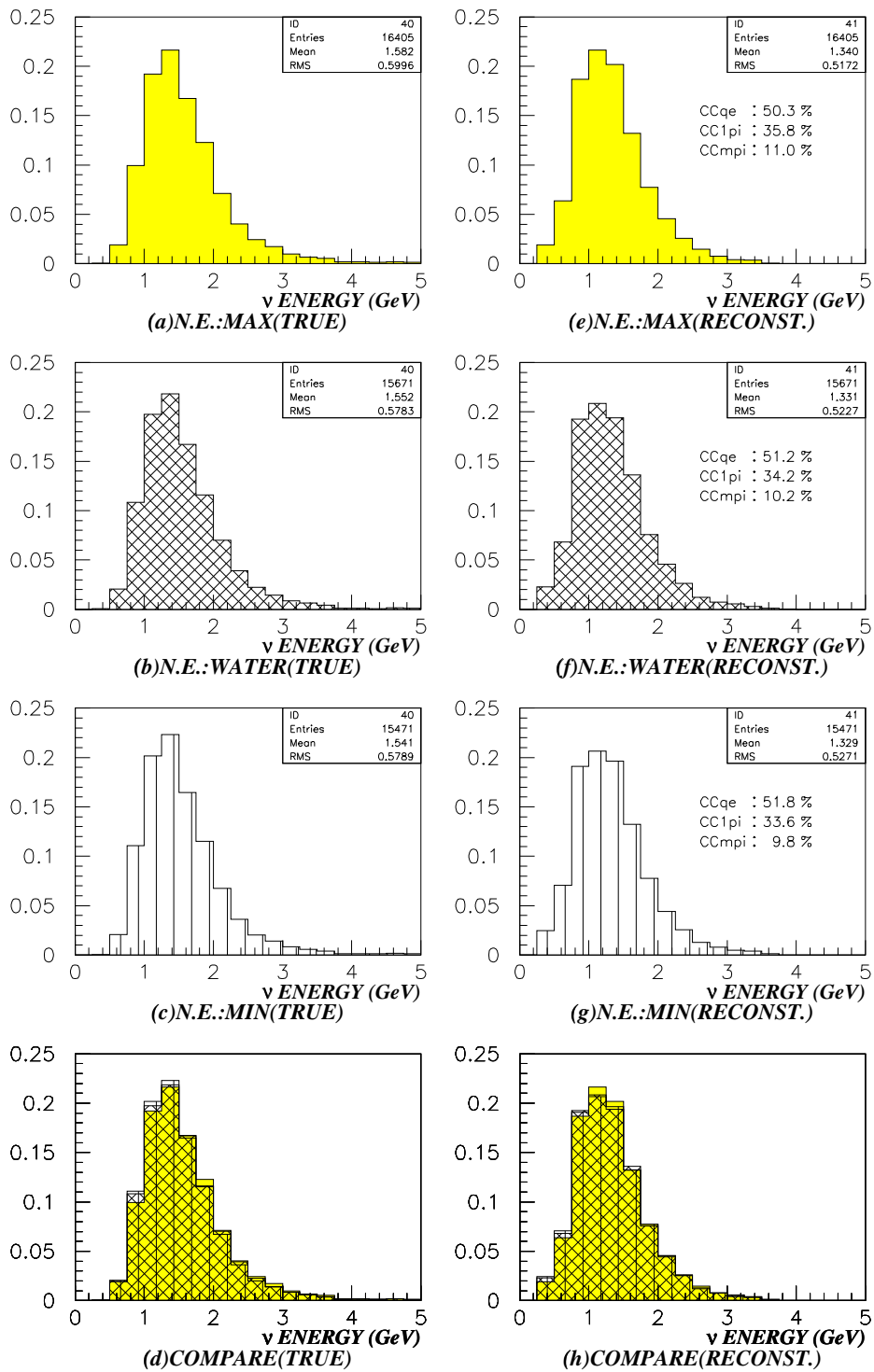


Figure 4.16: SFT におけるノイズの生成をシミュレートしないときの $E_{\nu_{true}}$ 分布 ((a)~(d)) と $E_{\nu_{rec}}$ 分布 ((e)~(h))。 (a)~(c), (e)~(g) は各核内効果における分布。 (d), (h) はそれらを重ねて比較したもの。すべてイベント数で規格化している。

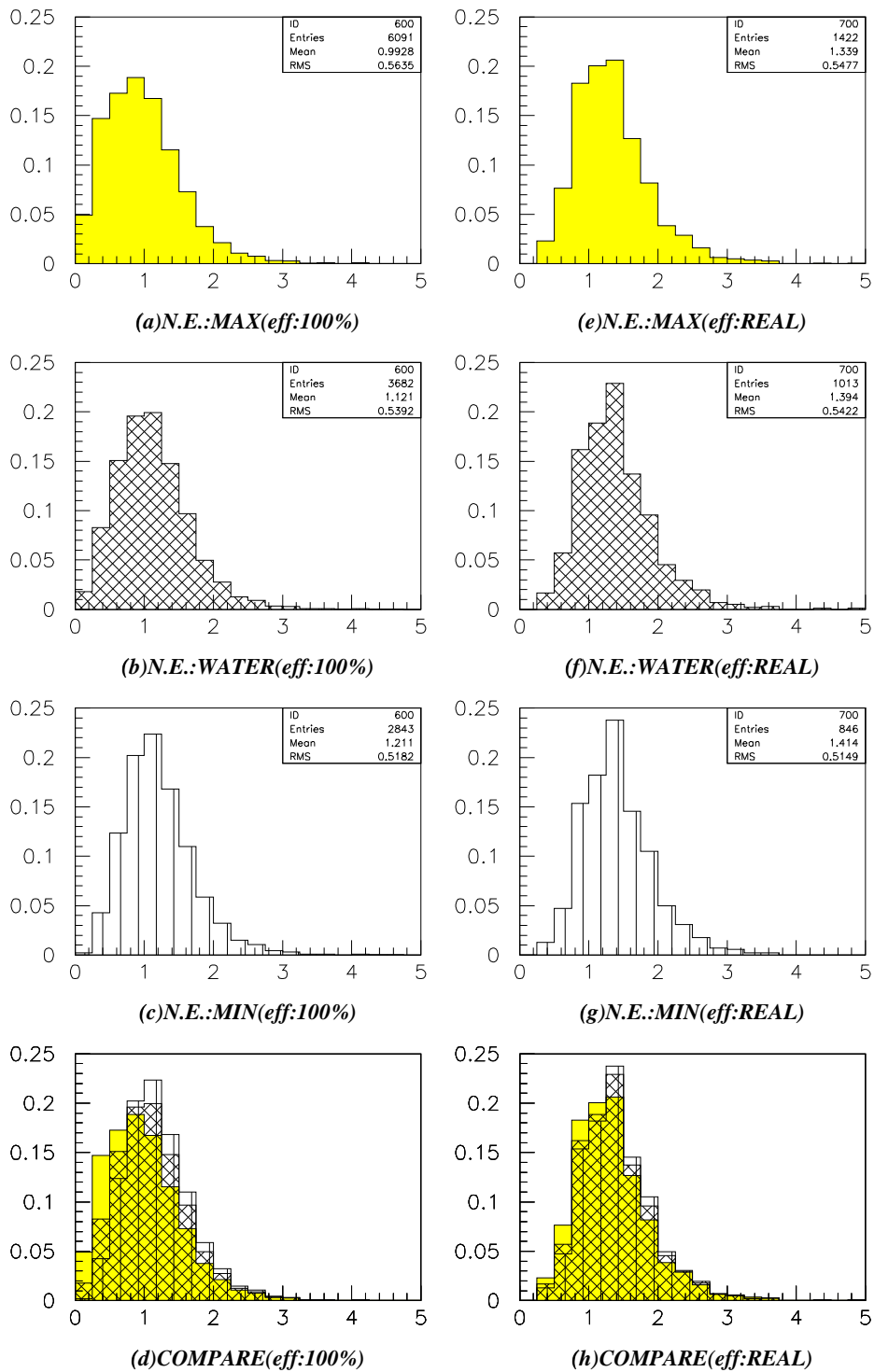


Figure 4.17: モンテカルロ・シミュレーションによる、検出効率100%を仮定したときの $E_{\nu_{rec}}$ 分布 ((a)~(d)) と実際の検出効率を反映した $E_{\nu_{rec}}$ 分布 ((e)~(h))。 (a)~(c), (e)~(g) は各核内効果についての $E_{\nu_{rec}}$ 分布。 (d), (h) はそれらを重ねて比較したもの。すべてイベント数で規格化してある。

4.3 系統誤差の評価

この節では、再構成入射ニュートリノエネルギー分布における SFT のノイズによる系統誤差と核内効果による系統誤差を定量的に見積もる。

モンテカルロ・シミュレーションとしては以下の6つの場合をシミュレートしていた：

- SFT ノイズ有り
 - (a) 核内効果：最大
 - (b) 核内効果：水 (H₂O)
 - (c) 核内効果：最小
- SFT ノイズ無し
 - (d) 核内効果：最大
 - (e) 核内効果：水 (H₂O)
 - (f) 核内効果：最小

このうち、(b) と (e) により得られる再構成入射ニュートリノエネルギー分布 (Figure 4.15-(f) と Figure 4.16-(f)) の差を SFT ノイズによる系統誤差とした。具体的には、これらの分布のあるエネルギー範囲 (250MeV 幅) における差の絶対値を δ_i^{noi} とする。この δ_i^{noi} を (b) のイベント数 (N_i^{MC}) に対する相対誤差として、実験データ (イベント数 N_i^{RD}) に反映させたものを SFT のノイズによる系統誤差 (σ_i^{noi}) と定義した。つまり、

$$\sigma_i^{noi} = \delta_i^{noi} \times \frac{N_i^{RD}}{N_i^{MC}}$$

となる。同様に、(d)、(e)、(f) により得られる再構成入射ニュートリノエネルギー分布 (Figure 4.16-(e),(f),(g)) のあるエネルギー範囲 (250MeV 幅) における、それらの分布の最大差を δ_i^{ne} とし、それを同エネルギー範囲において (b) のイベント数 (N_i^{MC}) に対する相対誤差として、実験データ (イベント数 N_i^{RD}) に反映させたものを核内効果による系統誤差 (σ_i^{ne}) と定義した。つまり、

$$\sigma_i^{ne} = \delta_i^{ne} \times \frac{N_i^{RD}}{N_i^{MC}}$$

となる。これらの系統誤差を含めて、再構成入射ニュートリノエネルギー分布において、モンテカルロ・シミュレーション (b) と実験データを比較したものを Figure 4.18 に示す。モンテカルロ・シミュレーションは実験データのイベント数に規格化している。これを見ると、モンテカルロ・シミュレーションは実験データをほぼ再現していることがわかる。

また、Figure 4.18 の各エネルギー範囲におけるイベント数、統計誤差、系統誤差を数値的に表したものを Table 4.6 に示す。これを見て明らかなように、SFT のノイズによる系統誤差、核内効果による系統誤差は統計誤差に比べて小さく、いくつかのエネルギー範囲を除いて統計誤差は全誤差のほとんどを占めている。特に、核内効果についてはその両極端な場合を想定したにも関わらず、その影響はほとんど無いことがわかる。この核内効果の研究においては、統計誤差がこれらの系統誤差と同程度になる、現在の約 40 倍の統計量が望まれる。本研究では 1999 年 6 月のデータのみを使用したが、この期間中の総ビーム量は $2.28 \times 10^{18} p.o.t$ (protons on target) であった。K2K 実験では、その全期間中に計 $10^{20} p.o.t$ のビームをもらうことになっているので、要求される統計量は実現可能である。

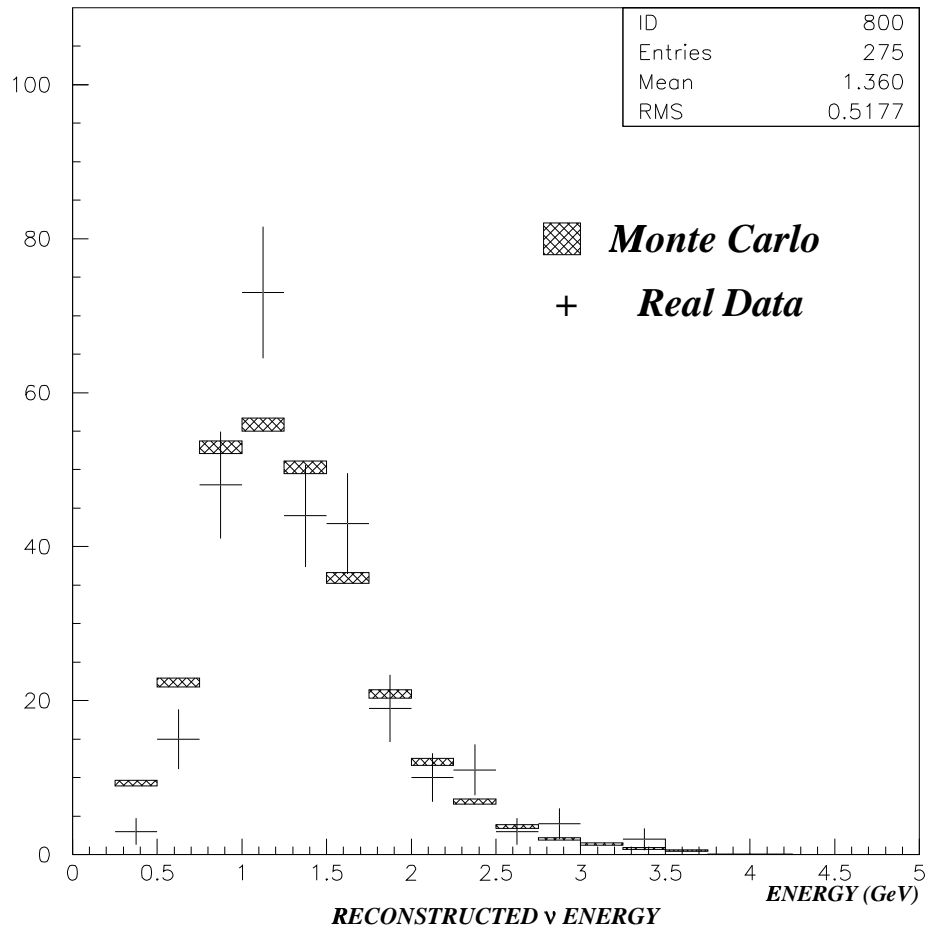


Figure 4.18: $E_{\nu_{rec}}$ 分布におけるモンテカルロ・シミュレーションと実験データの比較

$E_{\nu_{rec}}$ 分布においてモンテカルロ・シミュレーションと実験データを比較している。モンテカルロ・シミュレーションは実験データのイベント数で規格化している。誤差には統計誤差と系統誤差 (SFT のノイズによる系統誤差と核内効果による系統誤差) が含まれる。

Table 4.6: 再構成入射ニュートリノエネルギー分布とその誤差の内訳

Energy(GeV)	イベント数	統計誤差	系統誤差	
			ノイズ	核内効果
0 - 0.25	-	-	-	-
0.25 - 0.50	3	±1.73	±1.37	±0.67
0.50 - 0.75	15	±3.87	±2.83	±1.55
0.75 - 1.00	48	±6.93	±0.09	±1.44
1.00 - 1.25	73	±8.54	±1.85	±3.34
1.25 - 1.50	44	±6.63	±2.43	±1.71
1.50 - 1.75	43	±6.56	±1.66	±1.19
1.75 - 2.00	19	±4.36	±0.04	±0.45
2.00 - 2.25	10	±3.16	±0.40	±0.33
2.25 - 2.50	11	±3.32	±0.47	±0.31
2.50 - 2.75	3	±1.73	±0.24	±0.64
2.75 - 3.00	4	±2.00	±0.05	±0.22
3.00 - 3.25	-	-	-	-
3.25 - 3.50	2	±1.41	±0.08	±0.56
3.50 - 3.75	-	-	-	-
3.75 - 4.00	-	-	-	-
4.00 - 4.25	-	-	-	-
4.25 - 4.50	-	-	-	-
4.50 - 4.75	-	-	-	-
4.75 - 5.00	-	-	-	-

Chapter 5

結論と展望

K 2 K実験では、最終的にK E Kの前置検出器で得られるニュートリノエネルギー分布とスーパーカミオカンデで得られるニュートリノエネルギー分布を比較することによってニュートリノ振動を検証する。本研究では、その前置検出器におけるシンチレーティングファイバー飛跡検出器内のニュートリノ反応において、荷電カレント準弾性散乱反応により元の入射ニュートリノエネルギーを求めるための第一段階として、 μ -like 1トラックイベントに注目して解析を行なった。まず、 μ -like トラックから μ 粒子のエネルギーと放出角をモンテカルロ・シミュレーションと実験データの両方について求めて、モンテカルロ・シミュレーションが実験データを再現していることを確認した。ここで、モンテカルロ・シミュレーションにおいて、ニュートリノビームの標的はSFT中の水分子(H_2O)である。 μ -like 1トラックイベント中の準弾性散乱反応以外の反応の混入率は48.8%である。また、核内効果を最大と最小の両極端にとることにより、核内効果の違いが解析結果にどのような影響を及ぼすかを評価した。これについては、現段階の検出器の性能、解析方法では最終的に求められる入射ニュートリノエネルギー分布にほとんど影響を及ぼさず、現段階の統計量においてその系統誤差は統計誤差に比べて小さいことがわかった。また、SFTのノイズによる系統誤差も見積もったが、同じく統計誤差に対して小さいことがわかった。

本研究の解析により、 μ -like 1トラックイベントの再構成入射ニュートリノエネルギー分布が求められた。しかし、これは荷電カレント準弾性散乱反応以外の反応により歪められた分布である。まず、これを補正する方法を確立しなければならない。さらに、前置検出器とはその大きさや幾何学的構造、検出方法、検出効率において異なるスーパーカミオカンデにおいて得られるニュートリノエネルギー分布と、直接比較できるような補正が必要である。

本研究では、荷電カレント準弾性散乱反応を選び出す条件として、 μ -like 1トラックイベントを要求しているが、陽子が検出される場合も考慮して当然2トラックイベントまで解析対象を広げなければならない。また、核内効果の違いは、核外に出てくる π 粒子の数、すなわち、トラック数に直接効いてくるので、マルチ・トラックイベントの解析により、核内効果の程度を知ることができるはずである。

Appendix A

トラックの検出

A.1 SFT トラックの検出

Figure A.1に SFT トラックの一例を示す。上図は水平面への射影を表し、下図は鉛直面への射影を表す。これを見て明らかなように、3 次元的トラックは x 、 y 各平面における *fragment* と呼ばれる 2 次元のトラックの組合せにより再構成される [29]。*fragment* は、1 つの平面において連続的 (或は、断続的) な 3 ヒット以上のヒットセットのことを言う。

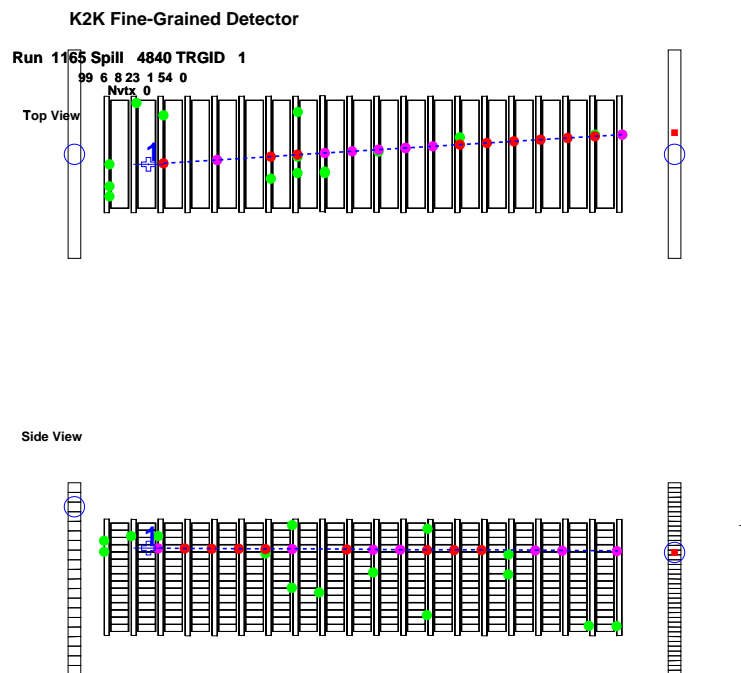


Figure A.1: SFT トラックの一例

3 次元的トラックは、 x 平面 (Top View) と y 平面のそれぞれにおける *fragment* と呼ばれる 2 次元のトラックの組合せにより成る。

A.1.1 *fragment* の検出

1. SFT 中のあるヒットについて、その周りを 2 度毎にヒットを探し、その数をカウントする。その数が最も多いところを粒子が通過したものと見なし、トラックの始点 ($h1$) と角度 (θ) を見積もる。
2. 1. で見積もったトラックの始点 ($h1$) から角度 θ のビーム下流の方向に 2 番目のヒット ($h2$) をある範囲の角度で探す。
3. 2. をヒットが見つからなくなるまで繰り返す。
4. このようにして構成されたトラックが SCIFI シート 3 層以上通過していれば、それをトラックとしてヒットリストを保存する。
5. 1. ~ 4. を残りのヒットについて繰り返す。

このようにして検出される 2 次元的トラックを *fragment* と呼ぶ。

A.1.2 3 次元的トラックの検出

A.1.1 節で検出された *x fragment* と *y fragment* を組合せ、3 次元的なトラックを再構成する。この際、各 *fragment* を構成するヒットの属する層が一致することを要求する。ただし、ヒット検出効率を考慮して、トラックの一端が 1 層不一致、他端が 2 層不一致の組合せまで許される。

トラックの例 1 :

```

                                     1 1 1 1 1
Scifi layer : 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4
x fragment  :      o o o o o o o o
y fragment  :      o o o o o o o o

x fragment  :      o o o o o o o o
y fragment  :      o o o o o o o o

x fragment  :      o o o o o o o o o
y fragment  :      o o o o o o o o o

x fragment  :      o o o o o o o o o o
y fragment  :      o o o o o o o o o
```

ここで “o” はヒットを表す。

例1のどの場合にも属さない場合、*fragment*の重複長により評価する。

トラックの例2：

```

                                     1 1 1 1 1
Scifi layer : 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4
x fragment  :      o o o o o o o o
y fragment  :      o o o o o o
```

例2の場合、重複長は5である。これがトラック長(この例では9)の0.5倍よりも大きいとき、その組合せは許される。よって、例2は3次元のトラックとして認められる。

また、*fragment*の途中の層のヒットが欠損している場合は、重複長がトラック長の0.5倍よりも大きいという条件に加えて、重複率により評価する。

トラックの例3：

```

                                     1 1 1 1 1
Scifi layer : 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4
x fragment  :      o o o   o o o o
y fragment  :      o o o   o o
```

例3の場合、 $[\text{重複長}] > [\text{トラック長}] \times 0.5$ は満たしている。重複率はヒットが一致している層数(この例では3)をヒット数の多い方の*fragment*のヒット数(この例では7)で割ったものとして定義される。この重複率が $1/3$ を上回るとき、その組合せは許される。よって、例3は3次元のトラックとして認められる。

A.2 MUCトラックの検出

Figure A.2に MUC トラックの 1 例を示す。上図が水平面への射影、下図が鉛直面への射影である。SFT トラックと同様に、 x 、 y 各平面の 2 次元的トラックの組合せにより、3 次元的トラックが再構成される。Figure A.3に Figure A.2中のヒットの存在するドリフトチェンバー 1 ユニットの拡大図を示す。このように、MUC における“1 層”はさらに細かな構造 2 層から成る。

MUC トラックは、 x 、 y 各平面において、鉄板を挟んで連続する 2 層 (細かい構造 4 層) にヒットが 4 つ存在し、それらの時間差が 100nsec 以内であるものを直線でフィットした、2 次元的トラックの組合せにより再構成される。

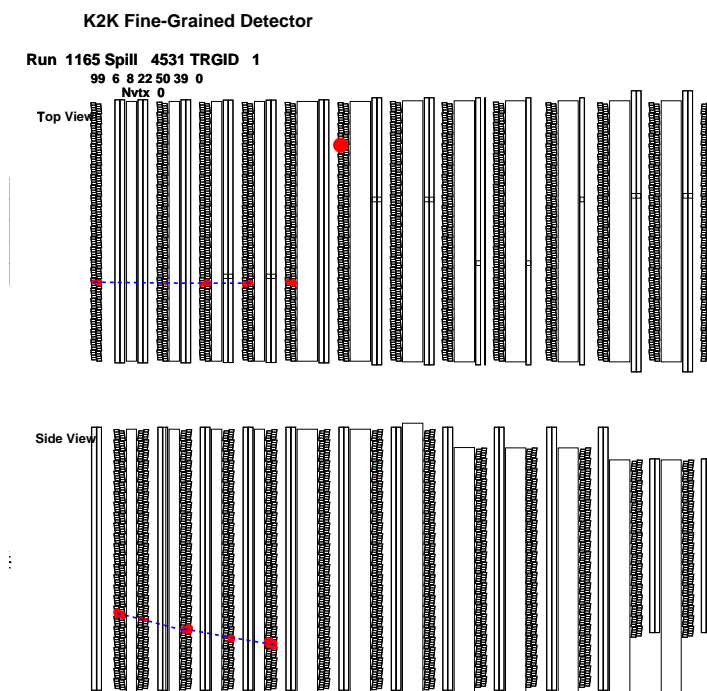


Figure A.2: MUC トラックの一例

SFT トラックと同様に、3 次元的トラックは x 平面 (Top View) と y 平面のそれぞれにおける 2 次元的トラックの組合せにより成る。

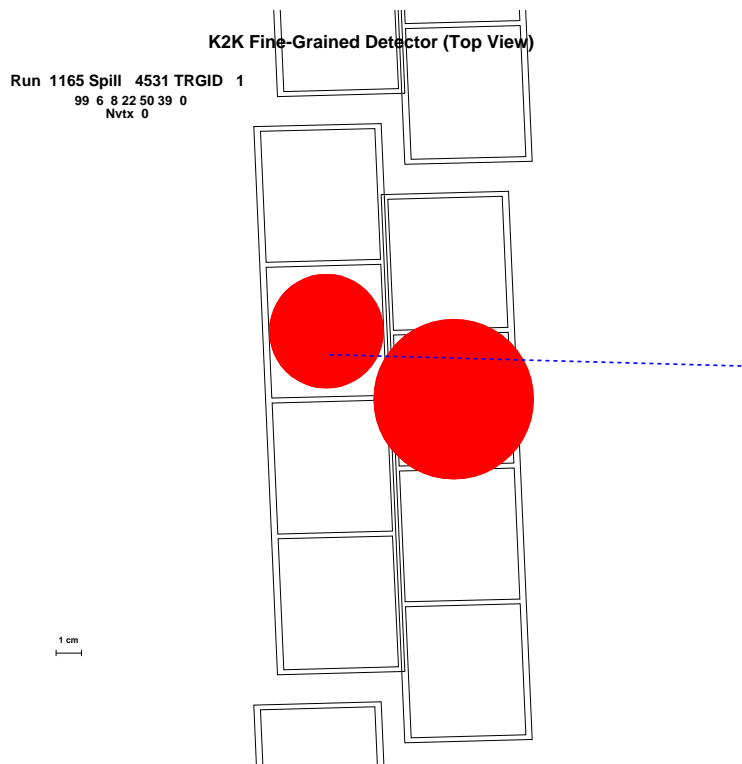


Figure A.3: MUC 中のドリフトチェンバー 1 ユニット

Figure A.2のヒットの存在するドリフトチェンバー 1 ユニットの拡大したもの。
このように、MUC において “1 層” はさらに細かい構造 2 層から構成される。

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々に感謝を申し上げます。

初めに、「つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験」に参加する機会を与えて下さいました野崎 光昭教授に深く感謝致します。

京都大学の西川 公一郎教授、高エネルギー加速器研究機構の中村 健蔵教授の御二方には、本実験の責任者としてお世話になりました。

神戸大学の原 俊雄先生、青木 茂樹先生、鈴木 州先生には、研究についてはもちろんのこと、多岐ににわたり御指導頂きましたことを深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構の早戸 良成助手には、本研究の指針について丁寧な御指導、御助言を頂きましたことを深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構の作田 誠助教授、石田 卓助手、酒井 敦博士、石野 宏和博士、H.Park 博士には、本研究を進めるにあたって、度々御助言を頂きましたことを深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構の石井 孝信助手、大山 雄一助手、小林 隆助手、カリフォルニア大学アーバイン校の峰 俊一博士、東北大学の長谷川 琢哉助手には、研究に望む際の姿勢を教わりました。有難うございます。

神戸大学の小浜 光洋さん、東北大学の丸山 和純さん、京都大学の稲垣 隆宏さん、大阪大学の吉田 誠さん、新潟大学の中村 雅利さん には、高エネルギー加速器研究機構での研究生生活、その他様々なことにおいてお世話になり、有難うございました。

神戸大学の岩下 大器君、恩地 正裕君、田中 康之君、東京理科大学の門脇 徹人君、岸 正太郎君、横山 広美さん、京都大学の横山 弘和君、向井定篤君には、高エネルギー加速器研究機構での研究、生活において色々お世話になりました。

越後 慎也さん、田代 和也さん、北村 雅裕君、佐藤 幸一君、竹中 和彦君、藤井 公雄君、竹内 秀樹君、高月 美知代さん、大瀧 智子さん には神戸大学で大変お世話になりました。

最後に、家族の協力と理解がなければ、本研究はとても成し得なかったと思います。心から感謝します。

Bibliography

- [1] M.Goldhaber, L.Gordzins, A.W.Sunyar, Phys. Rev., 109, 1015 (1958).
- [2] F.Reines, Ann. Rev. Nucl. Sci., 10, 1 (1960).
- [3] G.Danby, J.M.Gaillard, K.Goulios *et al.*, Phys. Rev. Lett., 9, 36 (1962).
- [4] H.Kawakami *et al.*, Phys. Lett., B187, 198 (1987).
- [5] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos” Phys. Rev. Lett **81** (1998)
- [6] Mark Messier , private talk (1999)
- [7] K. Nishikawa *et al.*, “Proposal for a Long Baseline Neutrino Oscillation experiment, using KEK-PS and Super-Kamiokande” (1995).
- [8] M.Nakahata *et al*, J.of Phys.Soc.JPN.55(1986), 3786.
- [9] S.Hiramatsu *et al*, Proc.Int.Conf.on Nuclear Structure Studies Using Electron Scattering and Photoreaction, Sendai(1972), 429.
- [10] R.P.Feynmann *et al.*, Phys.Rev.D11(1971), 2706.
- [11] D.Rein and L.M.Sehgal, Ann.of Phys.133(1981), 79.
D.Rein, Z.Phys.C35(1987), 43.
- [12] S.J.Barish *et al.*, Phys.Rev.D17(1978), 1.
- [13] S.Barlag *et al.*, Z.Phys.C11(1982), 283.
- [14] Shun'ichi Mine, “Comparison between NEUT version 4.0 and 2.6”, K2KNOTE/OFL/MC/99-002 (1999).
- [15] 早戸 良成, 東京工業大学理工学研究科修士論文 (1995)
- [16] 小浜 光洋, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1997).
- [17] 稲垣 隆宏, 東京大学理学系研究科修士論文 (1998).
- [18] 梅田 智幸, 岡山大学理学研究科修士論文 (1998).

- [19] 劔持 範, 新潟大学自然科学研究科修士論文 (1998).
- [20] 衛藤 雅之, 東海大学大学院理学研究科修士論文 (1997).
- [21] 越後 慎也, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1998).
- [22] 田代 和也, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1998).
- [23] 門脇 徹人, 東京理科大学理工学研究科修士論文 (1999).
- [24] 北村 雅裕, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1999).
- [25] 恩地 正裕, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1999).
- [26] 藤井 公雄, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1999).
- [27] 岩下 大器, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1999).
- [28] H.Park *et al.*, talk presented at INSTR99, Hamamatsu, 1999; “Design, construction, and operation of SciFi tracking detector for K2K experiment”, to be pulished in special issue of Nucl.Instr. and Meth. **A**.
- [29] H.Park, “SciFi tracker : its Structure”, K2KNOTE/DET/SCI/TRACKING/2000-001 (2000).
- [30] Torbjörn Sjöstrand, “PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual”, CERN Program Library Long Writeup W5035/W5044 (1993).