

修士論文

K2K 実験のミュオンレンジ検出器における  
ミュオンの同定に関する研究

神戸大学大学院 自然科学研究科 博士前期課程  
物理学専攻 粒子宇宙物理学講座  
高月 美知代

平成 13 年 2 月

## 概要

ニュートリノ質量を探索する鍵となるニュートリノ振動現象の有無を検証するために、加速器によるニュートリノビームを用いた世界初の長基線ニュートリノ振動実験である、つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) が開始されている。この実験は、スーパーカミオカンデ実験が示唆した振動パラメータ領域における、ニュートリノ振動の探索を主目的とする。

K2K 実験では、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用いて生成したニュートリノビームを、250km 離れたスーパーカミオカンデ検出器に入射することにより、ニュートリノ振動を探る。

本研究では、KEK に設置された前置検出器のひとつであるミュオンレンジ検出器のシミュレーションが実験データをどの程度再現しているかを、実験的に調べた。

鉄とシンチレータのサンドイッチ構造をした検出器を用いてビーム実験を行い、陽子のレンジに関してデータとシミュレーションとの比較を行った。その結果、ミュオンレンジ検出器で用いられているシミュレーションが、データをほぼ再現していることを確認した。

再現の程度を定量的に評価するために、このビーム実験の結果を実際のミュオンレンジ検出器に適用し、検出効率 100%を仮定したときの通過陽子の割合を計算した。その結果、シミュレーションを使った場合で  $6.8_{-0.7}^{+1.3}\%$ 、ビーム実験のデータを使った場合で  $7.0_{-0.3}^{+0.4}\%$  の陽子が検出器を通過することを求めた。これにより、低エネルギー領域におけるハドロン相互作用のシミュレーションが実験データを誤差の範囲内で再現していることを確かめ、ミュオンレンジ検出器シミュレーションにおけるハドロンシミュレータの性能をこの範囲で保証した。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>6</b>
<b>第2章</b>	<b>ニュートリノ振動</b>	<b>9</b>
2.1	ニュートリノ振動	9
2.2	ニュートリノ振動検証実験の現状	11
<b>第3章</b>	<b>K2K 実験</b>	<b>17</b>
3.1	概要	17
3.2	ビームライン	18
3.3	前置検出器	19
3.3.1	1キロトン水チェレンコフ検出器	19
3.3.2	Fine-Grained Detector	19
3.4	スーパーカミオカンデ検出器(後置検出器)	24
3.5	ニュートリノ振動の検証	26
<b>第4章</b>	<b>ミュオンレンジ検出器</b>	<b>27</b>
4.1	目的	27
4.2	構成	27
4.3	問題点	28
<b>第5章</b>	<b>レンジ測定の実験</b>	<b>34</b>
5.1	目的と方法	34
5.2	解析	38
5.2.1	データ	38
5.2.2	シミュレーション	41
5.3	結果	43
5.3.1	データとシミュレーションとの比較	43
5.3.2	誤差の評価	48
<b>第6章</b>	<b>ミュオンレンジ検出器への適用</b>	<b>54</b>
6.1	検出器を通過する陽子の生存確率	54
6.2	結果	60
<b>第7章</b>	<b>結論と今後の展望</b>	<b>62</b>

謝辭

63

参考文献

64

# 表 目 次

1.1	クォークとレプトン . . . . .	6
1.2	ニュートリノ質量の上限値 . . . . .	7
2.1	大気ニュートリノフラックスの観測結果 . . . . .	15
3.1	KEK12GeV 陽子シンクロトロンの性能 . . . . .	19
3.2	スーパーカミオカンデ検出器の構成と性能 . . . . .	25
4.1	ミューオンレンジ検出器の構成と性能 . . . . .	28
5.1	$\pi$ と陽子との飛行時間差から求めたビーム運動量 . . . . .	44
5.2	統計誤差および系統誤差 . . . . .	52
6.1	レンジ計算による陽子生存期待値 . . . . .	61

# 目次

2.1	各ニュートリノ振動実験が探索する振動パラメータ領域 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) . . . . .	12
2.2	各ニュートリノ振動実験が探索する振動パラメータ領域 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ) . . . . .	13
2.3	大気ニュートリノの生成過程 . . . . .	14
2.4	SuperKamiokande によるフラックス天頂角分布 . . . . .	16
3.1	K2K 実験、全体図 . . . . .	17
3.2	K2K 実験、断面図 . . . . .	18
3.3	ビームライン . . . . .	20
3.4	前置検出器、俯瞰図 . . . . .	21
3.5	Fine-Grained Detector でのニュートリノイベント . . . . .	23
3.6	スーパーカミオカンデ検出器 . . . . .	24
3.7	SK 検出器で観測されたニュートリノイベントの一例 . . . . .	25
4.1	ドリフトチューブの形状 . . . . .	29
4.2	ドリフトチェンバー層の構成 . . . . .	29
4.3	ミュオンレンジ検出器内で起こったニュートリノイベント . . . . .	31
4.4	前置検出器におけるシミュレーションの流れ . . . . .	32
5.1	ビーム実験に用いた検出器 . . . . .	35
5.2	ビーム実験のセットアップ . . . . .	36
5.3	ビーム実験データ取得のためのセットアップ . . . . .	37
5.4	実験の様子 . . . . .	37
5.5	正電荷での TDC プロット . . . . .	39
5.6	陽電子の TDC ピーク . . . . .	40
5.7	MIP に対するシンチレータ各層の ADC カウント (1) . . . . .	41
5.8	MIP に対するシンチレータ各層の ADC カウント (2) . . . . .	42
5.9	キャリブレーション後の各層での陽子のエネルギー損失 . . . . .	43
5.10	カット閾値の決定 . . . . .	44
5.11	データとシミュレーションとの比較 (1) . . . . .	45
5.12	データとシミュレーションとの比較 (2) . . . . .	46
5.13	データとシミュレーションとの比較 (3) . . . . .	47
5.14	データとシミュレーションとの比較 (4) . . . . .	48
5.15	生存率プロットの変化 (検出器サイズ依存性) . . . . .	49

5.16	生存率プロットの変化(ビーム位置依存性) . . . . .	50
5.17	生存率プロットの変化(入射ビーム運動量依存性) . . . . .	51
5.18	生存率プロットの変化(乱数初期値依存性) . . . . .	53
6.1	検出器シミュレーションにおける生成全粒子のプロファイル . . . . .	55
6.2	検出器シミュレーションにおける生成陽子のプロファイル . . . . .	56
6.3	シミュレーションから求めた陽子生存確率(レンジテーブル) . . . . .	57
6.4	ビーム実験データから求めた陽子生存率(レンジテーブル) . . . . .	58
6.5	各陽子の生存確率の求め方 . . . . .	59
6.6	生存陽子のプロファイル . . . . .	60

# 第1章 序論

物質を構成する最も基本的な粒子を、素粒子と呼ぶ。現在の素粒子の標準理論では、物質を構成している基本的な粒子は、6種類のクォーク、6種類のレプトン、およびそれらの反粒子に分類される。

クォークには、電荷<sup>1</sup>  $2/3$ を持つアップクォーク (u)、チャームクォーク (c)、トップクォーク (t) の3種類と、電荷  $-1/3$  を持つダウンクォーク (d)、ストレンジクォーク (s)、ボトムクォーク (b) の3種類がある。一方レプトンには、電荷  $-1$  を持つ電子 (e)、ミュー粒子 ( $\mu$ )、タウ粒子 ( $\tau$ ) の3種類と、それに対応する電荷を持たない電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の3種類がある。クォークもレプトンもそれぞれ表 1.1 に示すように、2つの粒子が1組となり、全部で3つの世代を構成している。なお、クォークはそれぞれ3種類の色電荷を持つので、クォークは合計18種類存在する。

ニュートリノを除く全ての素粒子の質量が実験的に知られているのに対し、ニュートリノの質量に関しては、現在さまざまな実験を通じて上限値が与えられているにすぎない [1]。表 1.2 に、今までの実験で求められたニュートリノ質量の上限値を示す。

現在の素粒子の標準理論では、ニュートリノは質量0の粒子として扱われているが、その裏付けとなる理論的根拠はない。もしニュートリノがほんのわずかでも質量を持つならば、現在の標準理論は修正を迫られることになる。

また、宇宙の質量の90%以上を占めると考えられている暗黒物質 (ダークマター) にはいくつかの候補があるが、ニュートリノに質量があれば、特にホットダークマターの有力な候補になりえる。

	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	$\frac{2}{3}$	u	c	t
	$-\frac{1}{3}$	d	s	b
レプトン	-1	e	$\mu$	$\tau$
	0	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

表 1.1: クォークとレプトン

<sup>1</sup> 電荷の単位は、電子のもつ電荷の絶対値  $e$ 。



$m_{\nu_e}$	$< \sim 3 \text{ eV}$
$m_{\nu_\mu}$	$< 0.19 \text{ MeV}$
$m_{\nu_\tau}$	$< 18.2 \text{ MeV}$

表 1.2: 実験で求められた、ニュートリノ質量の上限値 [1]。

このように、ニュートリノ質量の有無を明らかにすることは、素粒子物理学および宇宙物理学に重大な影響を及ぼす。

ニュートリノは、 $\beta$ 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つじつまを合わせるために導入された粒子である。1930年に Pauli によって予言され、1934年に Fermi による弱い相互作用の導入で、初めて理論に組み入れられた。

1956年頃、ライネスとコーワンによりニュートリノが実験的に検出された。これは電子ニュートリノであったが、それとは別のミューニュートリノが発見され、ニュートリノに世代があることが実験的に示されたのは1962年である。

$Z^0$ 粒子の崩壊幅を測定する LEP 実験などから、45GeV以下の質量を持ついわゆる“軽い”ニュートリノに対して、フレーバーは3種類だけ存在することが明らかにされた [2]。

1999年、DONUT [3] 実験グループがタウニュートリノの直接的観測に成功した。このことにより、3世代すべてのレプトンが発見された。

ニュートリノに関する理論的要請が与えられ、実験的にそれらが検証されていくなかで、残されている問題として最も根源的であり重要なものが、ニュートリノ質量の問題である。

これまで、トリチウム ( $^3H$ ) の  $\beta$ 崩壊から出てくる電子のエネルギースペクトル測定から、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われてきた。その結果与えられている電子ニュートリノの質量の上限は、現在約 3eV である。この方法による実験としては、技術的に既に極限に達してしまっていると考えられる。

ニュートリノ質量の有無をこれ以上精密に測定するためには、ニュートリノ振動現象の有無の測定が、おそらく唯一で最良の方法である。

本研究では、ニュートリノ振動の有無を探索する K2K 実験における、ミューオンレンジ検出器のシミュレーションについて、実験的に調べた。各章の構成は、以下の通りである。

まず、第2章でニュートリノ振動現象について説明し、次の第3章で、ニュートリノ振動探索実験のひとつである K2K 実験について概説する。第4章では、本研究の対象となるミューオンレンジ検出器の目的や構成について述べるとともに、ハドロンの反応について研究することの重要性にも言及する。

第5章では、実際に行ったレンジ測定のためのビーム実験について、目的と方法、解析とその結果をまとめている。第6章では、こうして得られた結果が実際のミューオンレンジ検出器にどの程度影響するのかを求めるための、実際の検出器への適用手順およびその

結果について述べている。

最後に第 7 章で、本研究から得られた結論と今後の展望についてまとめる。

## 第2章 ニュートリノ振動

### 2.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、3種類のニュートリノのうちある種類のニュートリノが、時間とともに他の種類のニュートリノに変化する現象である。

この現象が起こるためには、各世代でレプトン数が保存しないことに加えて、弱い相互作用の固有状態である3種類のニュートリノ  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  が、質量差のある質量の固有状態  $\nu_1$ 、 $\nu_2$ 、 $\nu_3$  の混合状態となっている必要がある。

ニュートリノ間に質量差があると仮定すると、それぞれの従う自由空間での波動関数に違いが生じ、それぞれの状態に位相のずれが生じる。

あるニュートリノ  $\nu_1$  と他のニュートリノ  $\nu_2$  が、異なった質量  $m_1$ 、 $m_2$  を持つとき、エネルギー固有値はそれぞれ

$$E_1 \sim p_1 + \frac{m_1^2}{2p_1} \quad (2.1)$$

$$E_2 \sim p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2} \quad (2.2)$$

と与えられる。(ただし、 $m_i \ll p_i$  とした。) このとき、自由空間での時間発展はそれぞれ

$$\nu_1(t) = \nu_1(0)e^{-iE_1 t} \quad (2.3)$$

$$\nu_2(t) = \nu_2(0)e^{-iE_2 t} \quad (2.4)$$

となる。

3種類のニュートリノ  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  が、質量の固有状態  $\nu_1$ 、 $\nu_2$ 、 $\nu_3$  の混合状態となっているとき、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

ここで、簡単のため、以下の説明を、2種類のニュートリノ間での混合の場合に限って説明する。 $\nu_\mu$  と  $\nu_\tau$  が、混合角  $\theta$  で混合している場合

$$\nu_\mu = \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta \quad (2.6)$$

$$\nu_\tau = -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta \quad (2.7)$$

と書ける。時刻  $t = 0$  に、 $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  などの弱い相互作用によって  $\nu_\mu$  のみを生成したとき、 $\nu_\mu(0) = 1$ 、 $\nu_\tau(0) = 0$  であるから、

$$\nu_1(0) = \cos \theta \quad (2.8)$$

$$\nu_2(0) = \sin \theta \quad (2.9)$$

を初期状態として、式 (2.3)、(2.4) の時間発展をする。従って  $\nu_\mu$  は、

$$\nu_\mu(t) = \cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t} \quad (2.10)$$

つまり、時刻  $t = 0$  で  $\nu_\mu$  であるニュートリノに対して、時刻  $t = t_1$  で  $\nu_\mu$  を観測する確率は

$$P(t) = | \langle \nu_\mu(t) | \nu_\mu(0) \rangle |^2 \quad (2.11)$$

$$= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta [e^{i(E_2 - E_1)t} + e^{-i(E_2 - E_1)t}] \quad (2.12)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left[ \frac{(E_2 - E_1)t}{2} \right] \quad (2.13)$$

となる。 $\nu_1$  と  $\nu_2$  の運動量は生成時の運動力学により決まっているので、 $\nu_1$  と  $\nu_2$  のエネルギー差は質量の 2 乗差  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$  を用いて

$$E_2 - E_1 = \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (2.14)$$

となる。(ただし、 $p_1 = p_2 \simeq E$  とした。)

以上より、 $\nu_\mu$  が距離  $L(\text{km})$  を飛んだ後で  $\nu_\mu$  あるいは  $\nu_\tau$  として観測される確率はそれぞれ

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \quad (2.15)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \quad (2.16)$$

となる。これが、ニュートリノ振動である。

式 (2.15)、(2.16) からわかるように、ニュートリノ振動が起こる条件として、2 種類のニュートリノ間に質量差  $\Delta m^2$  があること、弱い相互作用の固有状態  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  がそれぞれ異なった質量の固有状態の混合状態 (混合角  $\theta$ ) になっていることが必要である。逆に、ニュートリノ振動が観測されれば、質量差  $\Delta m^2$  および混合角  $\theta$  が 0 でないことを意味し、3 種類のニュートリノ  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$  のうち少なくとも 1 つは 0 でない質量を持つことの証明になる。

エネルギー  $E(\text{GeV})$  および飛行距離  $L(\text{km})$  のもとでのニュートリノフラックスを測定することで、振動パラメータ  $\Delta m^2(\text{eV}^2)$  および  $\sin^2 2\theta$  を決定することができる。

## 2.2 ニュートリノ振動検証実験の現状

これまでに、ニュートリノ振動現象の有無を調べる試みがいくつもなされてきた。

当初、ニュートリノ源として宇宙線を用いた実験が行われたが、これではニュートリノのフラックス不定性を除去することができない。そこで、ニュートリノ振動現象についてより詳しく検証するために、加速器や原子炉によって人工的に生成されたニュートリノを用いた実験が行われるようになってきた。こうした実験は  $L/E$  の値を基準として分類され、値が小さいものを短基線 (Short-Baseline) ニュートリノ振動実験、大きいものを長基線 (Long-Baseline) ニュートリノ振動実験と呼ぶ。

ニュートリノ振動探索実験において、求めるべき振動パラメータは  $\Delta m^2(\text{eV}^2)$  および  $\sin^2 2\theta$  の2つである。ニュートリノ振動実験では通常これらを表すために、縦軸に  $\Delta m^2(\text{eV}^2)$  横軸に  $\sin^2 2\theta$  をとった2次元空間上の領域表示を用いる。図 2.1、2.2 に、各ニュートリノ振動実験が探索する振動パラメータ領域を示す。

ニュートリノのエネルギー  $E$  と飛行距離  $L$  が決まれば、ニュートリノ振動が起こる確率は  $\sin^2 2\theta$  と  $\Delta m^2$  の関数となる。式 (2.15)、(2.16) より、 $\Delta m^2$  が小さい領域まで探索できるかどうかは、 $L/E$  の値によるということがわかる。

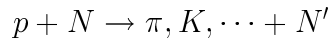
一方、 $\sin^2 2\theta$  が小さい領域まで探索できるかどうかは、統計精度に依存する。短基線実験ではニュートリノのフラックスが大きいので統計が良くなるが、長基線実験ではニュートリノのフラックスが小さくなるので統計は悪くなる。

これらのことより、短基線実験は、 $\Delta m^2$  の値が大きく  $\sin^2 2\theta$  の値が小さい領域の探索に有効であり、長基線実験は、 $\sin^2 2\theta$  の値はあまり小さくないが  $\Delta m^2$  の値が小さいような領域の探索に有効であるということがわかる。

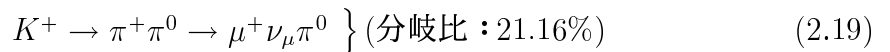
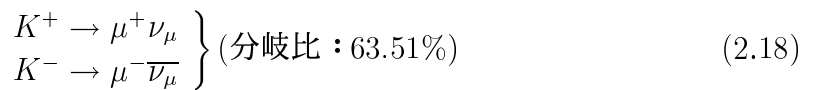
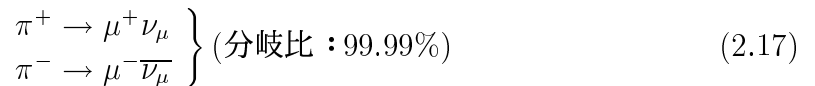
これまで行われてきたニュートリノ振動実験のうち、大気ニュートリノを用いた実験について、以下に述べる。

- 大気ニュートリノを用いた実験

地球に降り注ぐ陽子や  $\alpha$  粒子を主成分とする一次宇宙線は、大気中の原子核と反応を起こして次のように  $\pi$  中間子や  $K$  中間子などを生成する。



生成された中間子は、式 (2.17)、(2.18)、(2.19) のように、弱い相互作用によって  $\mu$  と  $\nu_\mu$  に崩壊する。



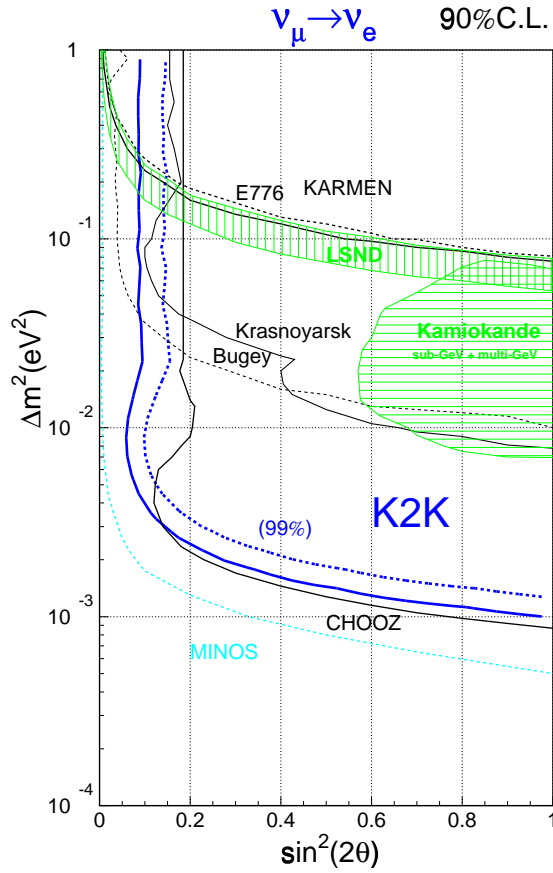


図 2.1: 各ニュートリノ振動実験が探索する振動パラメータ領域 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ )。線で囲まれた右上側の領域で、振動パラメータの探索が可能である。第 3 章で述べる K2K 実験の探索可能領域も、合わせて示している (実線で囲まれた領域が信頼度 90%、破線で囲まれた領域が信頼度 99%)。

$\mu$  は、さらに式 (2.20) に示すように、 $e$ 、 $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$  に崩壊する。

$$\left. \begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ \mu_e \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\mu}_e \nu_\mu \end{aligned} \right\} (\text{分岐比} : \sim 100\%) \quad (2.20)$$

このような過程を経て生成されたニュートリノを、大気ニュートリノと呼ぶ。大気ニュートリノの生成過程を示したのが、図 2.3 である。

式 (2.17)、(2.18)、(2.20) から、地上での大気ニュートリノ  $\nu_\mu, \nu_e$  フラックスの比は、

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2 \quad (2.21)$$

となることが期待される<sup>1</sup>。

<sup>1</sup> 実際には、すべての  $\mu$  が大気中で崩壊するわけではない。従って、フラックス比の期待値は厳密には 2 より小さな値をとる。

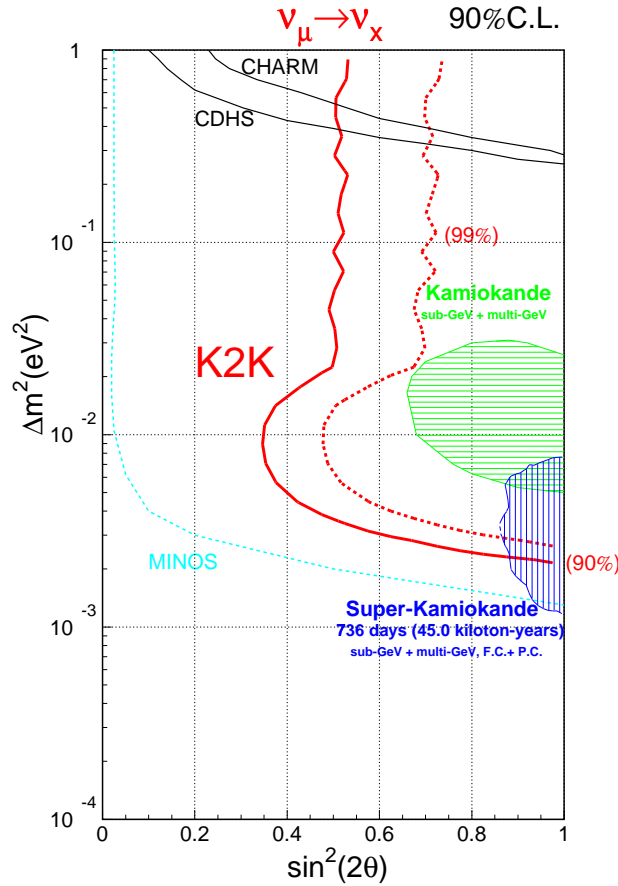


図 2.2: 各ニュートリノ振動実験が探索する振動パラメータ領域 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ )。x は、 $\tau$  ないし  $s$  を表す。ただし現在、この振動モードのうち、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  の存在に対しては SuperKamiokande によって否定的な結果が出されている [4]。

大気ニュートリノを用いたニュートリノ振動探索実験として、今まで Fréjus、NUSEX、IMB、Soudan2、Kamiokande、SuperKamiokande など、多くの実験が行われてきた。表 2.1 に、これまでの大気ニュートリノの観測結果を示す。

実験結果を表す二重比  $R$  は、式 (2.22) に示すように、 $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  のフラックスの比を、観測値 (DATA) と、標準理論に基づいたシミュレーション (MC) による期待値について求め、それらの比をとったものである。観測値と期待値とがほぼ等しければ、 $R$  はほぼ 1 となる。

$$R = \frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)_{DATA}}{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)_{MC}} \quad (2.22)$$

Fréjus、NUSEX の各実験でこの比の値  $R$  が期待される 1 付近の結果を出しているのに対し、IMB、Soudan2、Kamiokande、SuperKamiokande の各実験で  $R$  は 0.6 付近であるという結果になり、明らかに 1 より小さくなっている。つまり、何らかの理由

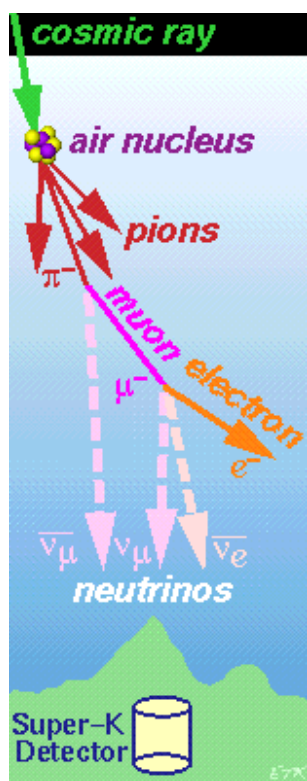


図 2.3: 大気ニュートリノの生成過程。

により、 $\nu_\mu$  のフラックスが理論と比べて 40% 程度小さくなっている可能性があるといえる。この現象は大気ニュートリノ異常と呼ばれている。もし大気ニュートリノ異常があるとすれば、これはニュートリノ振動現象により説明することができる。

1998 年 SuperKamiokande グループが、 $\nu_\mu$  フラックスの欠損事実に加え、図 2.4 に示すような  $\nu_\mu$  フラックス天頂角分布の非対称性を観測することに成功した [10]。観測結果は、 $\Delta m^2 \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta \sim 1$  でのニュートリノ振動の存在を強く示唆している。この結果が発表されて以降、大気ニュートリノ異常を説明する手段としてのニュートリノ振動現象は、その存在を確信されるようになった。

大気ニュートリノ以外のニュートリノ振動実験には、以下のものがある。

- 太陽ニュートリノを用いた実験

太陽ニュートリノを用いたニュートリノ振動探索実験には、SAGE [12]、GALLEX [13]、Kamiokande、SuperKamiokande [14]、SNO [15]、BOREXINO [16] などがある。

- 短基線ニュートリノ振動実験

短基線ニュートリノ振動探索実験には、LSND [17]、KARMEN [18]、NOMAD [19]、CHORUS [20] などがある。



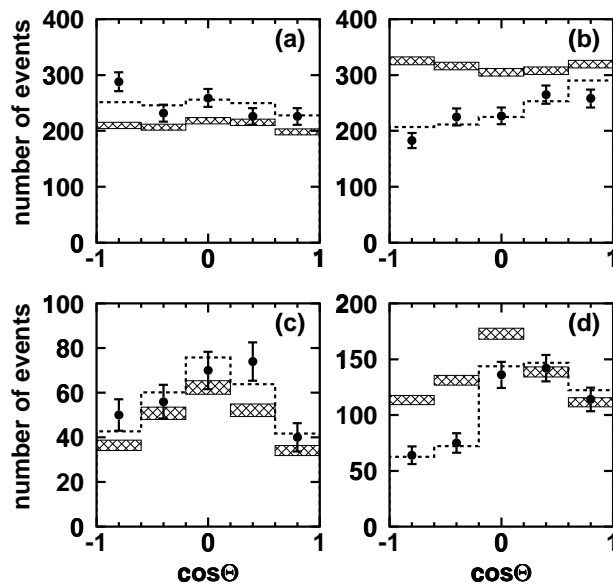
実験	観測時間 ( $kton \cdot year$ )	二重比 $R$
Kamiokande(Sub-GeV)	7.7 ( $H_2O$ )	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$ [5]
Kamiokande(Multi-GeV)	6.0 ~ 8.2( $H_2O$ )	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ [5]
IMB	7.7 ( $H_2O$ )	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.07$ [6]
Fréjus	2.0 (Fe)	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [7]
NUSEX	0.74 (Fe)	$0.99^{+0.35}_{-0.25}$ [8]
Soudan2	3.9 (Fe)	$0.64 \pm 0.11^{+0.06}_{-0.05}$ [9]
Super-Kamiokande(Sub-GeV)	33.0 ( $H_2O$ , 進行中)	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.05$ [10]
Super-Kamiokande(Multi-GeV)	33.0 ( $H_2O$ , 進行中)	$0.65 \pm 0.05 \pm 0.08$ [10]

表 2.1: 大気ニュートリノフラックスの観測結果。

- 長基線ニュートリノ振動実験

長基線ニュートリノ振動探索実験には、K2K、MINOS、OPERA [21]、ICANOE、KamLAND [22]、JHF- $\nu$  などがある。

このうち K2K 実験についての詳細は、第 3 章で述べる。



s

図 2.4: SuperKamiokande による、フラックスの天頂角分布。(a) が sub-GeV e-like events、(b) が sub-GeV  $\mu$ -like events、(c) が multi-GeV e-like events、(d) が multi-GeV (FC+PC)  $\mu$ -like events を示す。 $\cos\theta = 1$  が、真上から真下への向きを表している。網のかかったプロットは、ニュートリノ振動がないと仮定した場合のシミュレーションによる予想値を表す。データは点で描かれており、ニュートリノ振動が存在すると仮定した場合 ( $\Delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 1$ ) の予想値 (点線) と一致している。

## 第3章 K2K実験

### 3.1 概要

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 (from KEK to Kamioka : KEK-PS E362、以下 K2K 実験) [23] が開始されている。

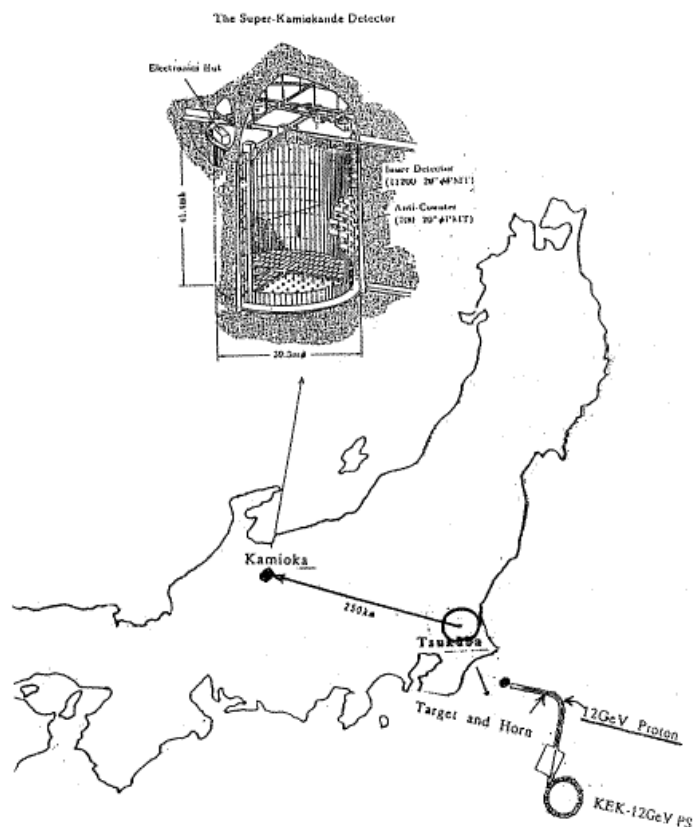


図 3.1: K2K 実験の全体図。東側の KEK-PS から打ち出されたニュートリノビームを、KEK 内のニュートリノ検出器と、西側にあるスーパーカミオカンデ検出器との両方で検出する。

この実験では、SuperKamiokande で観測された大気ニュートリノ異常が示唆するパラメータ領域 ( $\Delta m^2 \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta \sim 1$ 、 $L/E \sim 200$ ) を探索する。

茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構（以下 KEK）の 12GeV 陽子シンクロトロンで生成したニュートリノビーム（平均エネルギー 約 1.4 GeV）を使い、ビーム発生地点から 300m の所に設置されている KEK 内のニュートリノ検出器と、約 250 km 離れた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（以下 SK 検出器）を用いて、ニュートリノ振動現象を探索する。

K2K 実験は、世界初の加速器による長基線ニュートリノ振動実験である。また、加速器によるニュートリノ実験は、日本としては初めての試みである。

K2K 実験全体を、図 3.1、3.2 に示す。

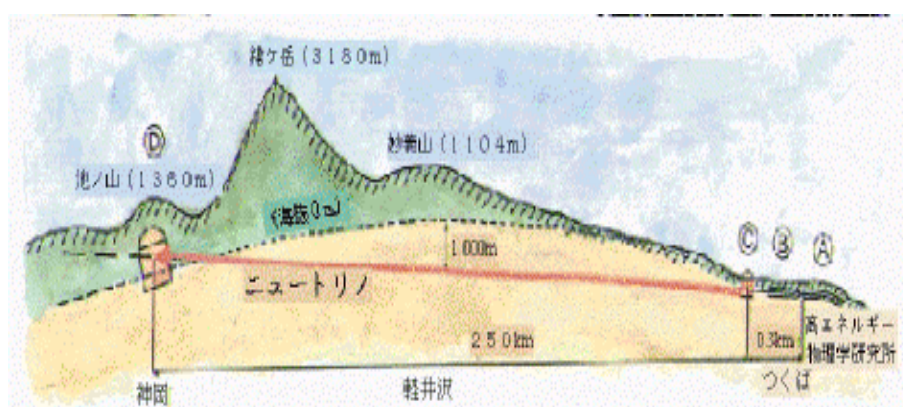


図 3.2: K2K 実験の断面図。打ち出されたニュートリノは地中を通過して神岡に達し、池ノ山の地下 1000m 地点にある検出器を通過する。

以下では、K2K 実験を構成するビームライン、KEK 内の前置検出器、および後置検出器である SK 検出器のそれぞれについて述べる。

## 3.2 ビームライン

ビームラインの役割は、ニュートリノビームを生成して SK 検出器の方向へ向け、フラックスを落とさないよう収束することである。KEK の陽子シンクロトロンは、性能を表 3.2 に示すように、運動エネルギー約 12GeV、強度  $6 \times 10^{12}$  proton/spill の陽子ビームをつくる。これをアルミニウムの標的に衝突させ、 $\pi^+$  中間子などをつくる。 $\pi^+$  中間子は、標的と一体になった電磁ホーンシステムの強い磁場により収束され [24]、平行に揃えられて前方の崩壊トンネルに送られる。

電磁ホーンを通過した後の  $\pi^+$  中間子のエネルギーと角度分布を調べるために、 $\pi$  中間子モニタと呼ばれるリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器を設置している [25]。これを用いて、前置検出器及びスーパーカミオカンデ検出器におけるニュートリノビームのエネルギー分布や広がり（角度分布）を予測する。

$\pi^+$  中間子は、200m の長さの崩壊トンネルを通過するうちに、以下のように主に  $\mu^+$  と

加速粒子	陽子
運動エネルギー	12GeV
ビーム強度	$6 \times 10^{12}$ proton/spill
運転周期	2.2sec
運転モード	ファーストスピル
スピル長	$1\mu\text{s}$

表 3.1: KEK12GeV 陽子シンクロトロン の性能

$\nu_\mu$  とに崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.1)$$

崩壊領域の終端には、 $p$ 、 $\pi$ 、 $\mu$  を止めるためのビームダンプが設置されている。

ここまでのニュートリノ生成システム全体をニュートリノビームラインと呼ぶ。ビームラインの全体図を、図 3.3 に示す。

### 3.3 前置検出器

生成された  $\nu_\mu$  の反応の種類とエネルギー分布を、崩壊トンネル末端より 100m 下流に置かれている前置検出器 (図 3.4) で測定する。

前置検出器は大きく分けて、SK 検出器の縮小版である 1 キロトン水チェレンコフ検出器と、Fine-Grained Detector と呼ばれる 2 つの部分からなる。

Fine-Grained Detector は、上流より 図 3.4 のように、水標的・シンチレーティングファイバー飛跡検出器、トリガーカウンタ、鉛ガラス検出器、ミューオンレンジ検出器で構成される。これらの各検出器で、ニュートリノが相互作用を起こして生成した  $\mu$  粒子や  $\pi$  中間子などの 2 次粒子を測定し、元のニュートリノの種類とエネルギーを求める。

以下に、それぞれの検出器の概要を説明する。

#### 3.3.1 1 キロトン水チェレンコフ検出器

半径 5.4m、直径 12.3m の円柱状の水槽の内部に 1000 トンの水を蓄え、内壁を光電子増倍管で覆った、SK 検出器と同じタイプの水チェレンコフ検出器である。SK 検出器と同じ水ターゲット、検出装置、解析法を使うことで、反応断面積や装置、解析法の違いに基づく系統誤差を減らそうとするねらいがある。

#### 3.3.2 Fine-Grained Detector

$\nu_\mu$  と標的との相互作用は、以下のように分類される。

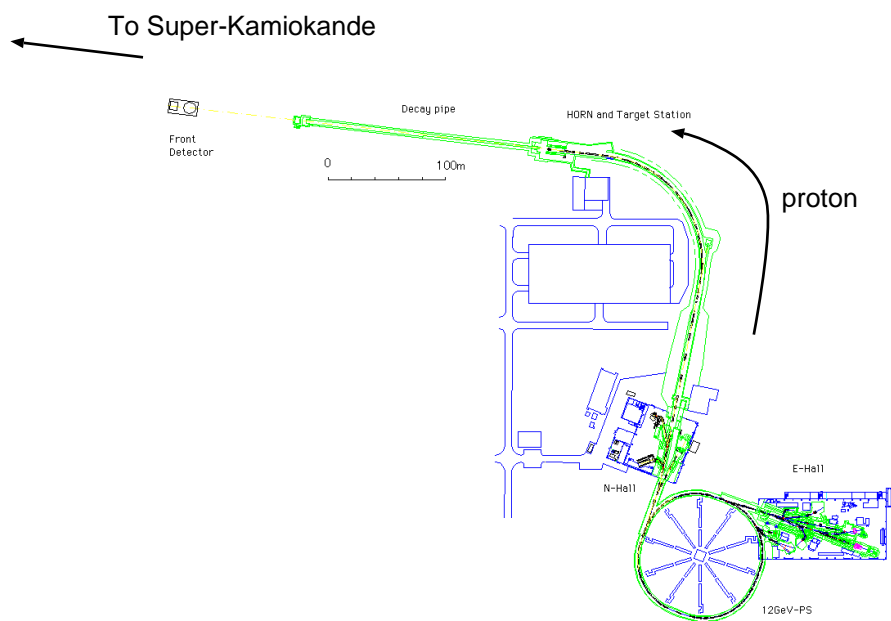


図 3.3: KEK ニュートリノビームライン。図の右下にある PS リングで加速した陽子を、図の右上方でマグネットを使って曲げ、標的を兼ねた電磁ホーンシステム部でフォーカスしつつ  $\pi$  生成を行う。この  $\pi$  が崩壊してできたニュートリノを、前置検出器・SK 検出器の方に向かって打ち出している。

- 準弾性荷電カレント散乱 (Quasi-Elastic Charged Current, CCqe)



- 荷電カレント単一  $\pi$  生成



- 荷電カレント多重  $\pi$  生成



- 中性カレント弾性散乱



- 中性カレント単一  $\pi$  生成



- 中性カレント多重  $\pi$  生成

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + m\pi + N' \quad (3.7)$$

Fine-Grained Detector では、生成した  $\mu^-$  およびハドロンの方向分布などの情報から、準弾性荷電カレント散乱を選択し、入射  $\nu_\mu$  のエネルギー分布の再構成を行う。

核子の質量を  $m_N$ 、 $\mu$  粒子の質量、運動量、エネルギー、放出角をそれぞれ  $m_\mu$ 、 $p_\mu$ 、 $E_\mu$ 、 $\theta_\mu$  とすると、再構成されるニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  は

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (3.8)$$

となる。従って、式 (3.2) の反応によって生成された  $\mu^-$  のビーム軸に対する角度とエネルギーを測定することにより、入射  $\nu_\mu$  のエネルギーを求めることができる。

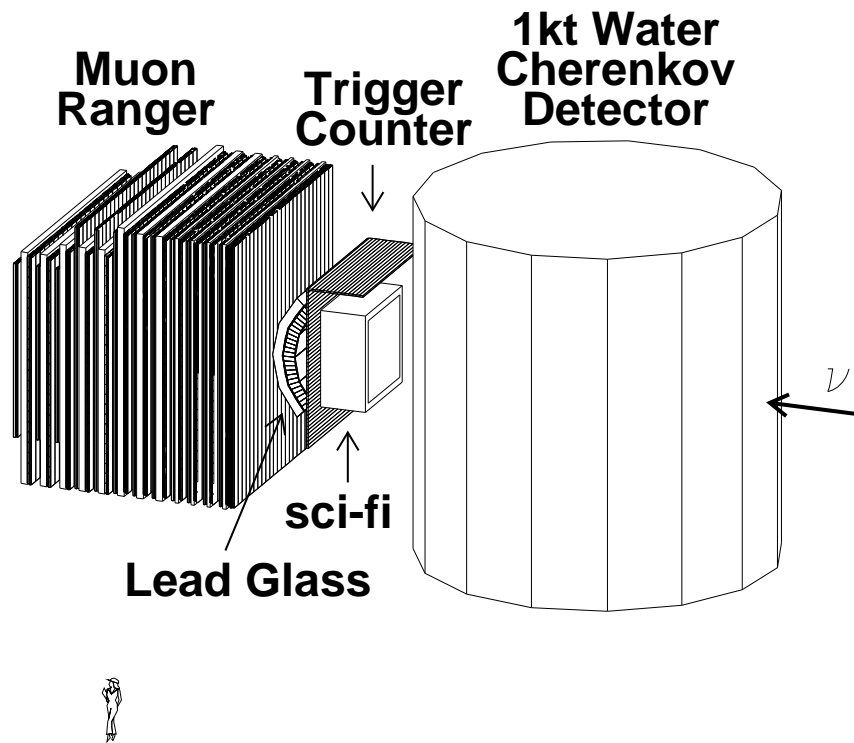


図 3.4: 前置検出器の俯瞰図。右側から順に、1キルトン水チェレンコフ検出器、ベトーカウンタ、シンチレーティングファイバー飛跡検出器、トリガーカウンタ、鉛ガラス検出器、ミューオンレンジ検出器。

以下で、Fine-Grained Detector を構成する 4 種類の検出器について説明する。

### 1. シンチレーティングファイバー飛跡検出器

ファイバー検出器は、直径  $700 \mu\text{m}$  のシンチレーティングファイバー (Scintillating Fiber, 以下 SCIFI) を 2 層の俵積み構造にして作られた SCIFI シートを x, y 両方向に並べた SCIFI の層 (標的部分は  $2.4\text{m} \times 2.4\text{m}$ ) と、 $2.4\text{m} \times 2.4\text{m} \times 6.0\text{cm}$  の水標的の層から成り、それぞれを交互に 20 層積み重ねた、サンドイッチ構造をした飛跡検出器である。

ニュートリノと水標的が反応した結果生成された荷電粒子の飛跡を再構成することにより、ニュートリノ反応の同定と反応点の決定を行うことを主な目的とする。SCIFI の信号の読み出しには、x 方向、y 方向に各 12 台づつ、計 24 台のイメージインテンシファイヤーチューブ (Image Intensifier Tube, 以下 IIT) と CCD カメラが用いられる。x 方向と y 方向からの飛跡により、式 3.2 の反応の結果生成された荷電粒子の 3 次元的な飛跡が得られる。これにより、 $\mu$  粒子の放出角と、ニュートリノの反応点を知ることができる。現在のファイバー検出器のトラック検出効率は長いトラックについて  $98 \pm 2\%$  であり、宇宙線ミュオンに対するヒット検出効率は  $92 \pm 2\%$  である [26]。

### 2. トリガーカウンタ

ミュオンレンジ検出器の TDC のスタート信号を測定することを目的とする。100 本のプラスチックシンチレーションカウンタ (大きさはそれぞれ  $466.0 \text{ cm} \times 10.8 \text{ cm} \times 4.2 \text{ cm}$ ) からなる。

### 3. 鉛ガラス検出器

本実験で作られるニュートリノビームは純粋な  $\nu_\mu$  ではなく、 $\mu$  粒子や  $K$  中間子の崩壊に伴って生成される  $\nu_e$  が 1 % 程度混入していると考えられている。鉛ガラス検出の目的は、この  $\nu_e$  が水標的の中で起こす荷電カレント準弾性散乱

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (3.9)$$

で生成される  $e^-$  の同定とそのエネルギー測定、およびニュートリノビーム中の  $\nu_e$  の混入率の決定を行うことである。

### 4. ミュオンレンジ検出器

鉄板とドリフトチェンバーの多層サンドイッチ構造をしている。 $\mu$  の飛程を検出し、エネルギー及びビームに対する角度を測定する。ミュオンレンジ検出器については、第 4 章で詳しく述べる。

Fine-Grained Detector で観測された典型的なニュートリノイベントを、図 3.5 に示す。ニュートリノが SCIFI 検出器で準弾性荷電カレント反応を起こしている様子である。

前置検出器では以上に述べたような方法で、ニュートリノ反応の種類およびエネルギー分布を測定する。



### K2K Fine-Grained Detector (Side View)

Run 0 Spill 798 TRGID 1  
99 12 10 19 36 22 0  
Nvtx 0

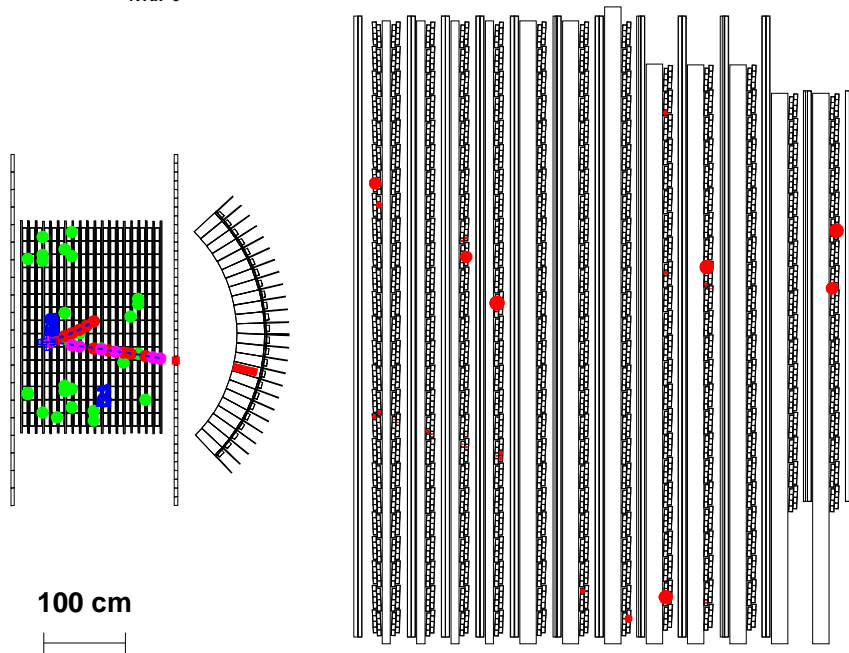


図 3.5: Fine-Grained Detector でのニュートリノイベント。ビームが図の左側から入射し、SCIFI 検出器で準弾性荷電カレント反応を起こしている様子がわかる。 $\mu$  と思われる長い方のトラックは、トリガーカウンタ・鉛ガラス検出器を通過して、Fine-Grained Detector の一番下流に位置しているミュオンレンジ検出器まで到達している。

### 3.4 スーパーカミオカンデ検出器 (後置検出器)

KEK で生成された  $\nu_\mu$  は、地中を通過して進み、KEK から 250km 離れた SK 検出器で観測される。

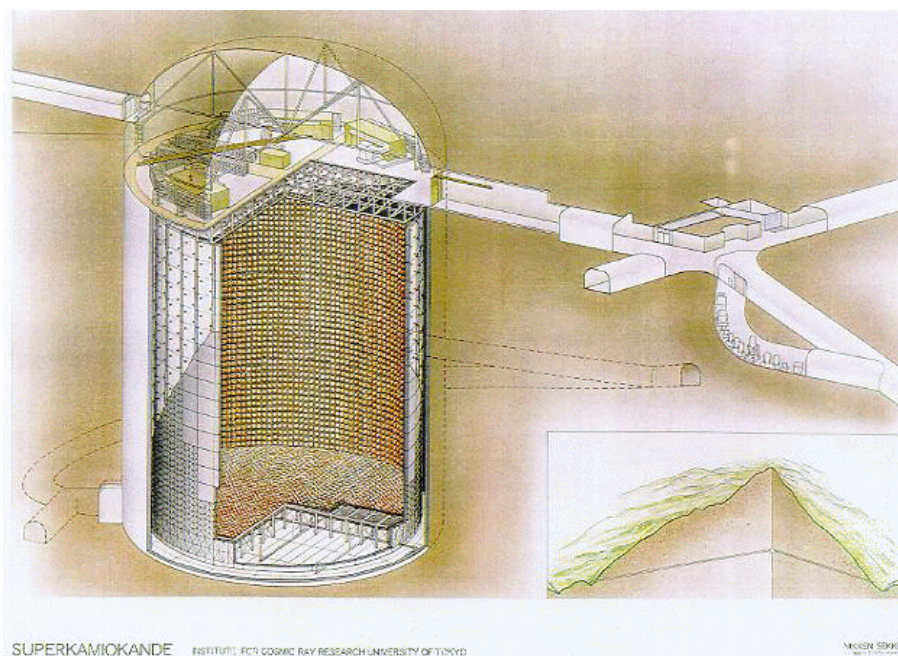


図 3.6: 後置検出器として用いられる、スーパーカミオカンデ検出器。

図 3.6 に示す SK 検出器は、大気ニュートリノや太陽ニュートリノ、超新星爆発、陽子崩壊の観測を、高い統計精度かつ検出精度をもって行うためにつくられた水チェレンコフ型検出器である。宇宙線によるバックグラウンドを減らすために、検出器は山の地下 1000m のところに建設されており、1996 年 4 月より、測定が行われている。SK 検出器の性能について、表 3.2 に示す。

直径 35m、高さ 41m の内水槽に、直径 20 インチの光電子増倍管が 11,146 本取り付けられ、さらに外水槽には直径 8 インチの光電子増倍管が取り付けられている。ニュートリノは水中の原子核と衝突して、式 3.2~ 3.7 のような反応をする。

このうち、 $\mu$  粒子や  $\pi$  中間子などの荷電粒子は水中でチェレンコフ光を出す。このチェレンコフ光の方向、形、到達時間および光量から、荷電粒子の種類およびエネルギーが求められる。イベント再構成を行うことで、元のニュートリノの種類とエネルギー（準弾性散乱の場合）を知ることができる。

SK 検出器で観測されたニュートリノイベントの一例を、図 3.7 に示す。

形状	39m $\phi$ × 41m	
総重量	50,000ton	
有効質量	22,500ton	
外水槽の厚さ	2m	
光電子増倍管の数	11,146	
受光面積	40%	
時間分解能	2.5nsec	光電子増倍管
エネルギー閾値	5MeV	
$e/\mu$ 識別率	99%	$0.03 \leq P_e \leq 1.33\text{GeV}/c$ $0.2 \leq P_\mu \leq 1.5\text{GeV}/c$

表 3.2: スーパーカミオカンデ検出器の構成と性能

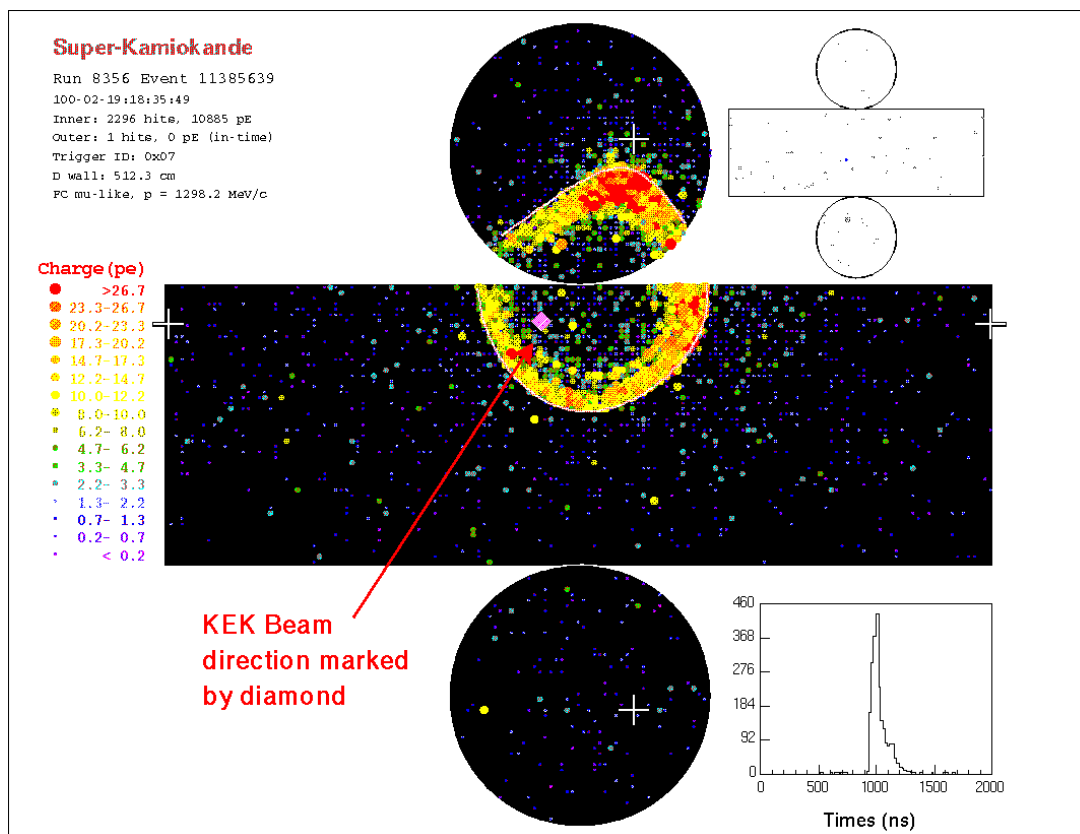


図 3.7: SK 検出器で観測された、ニュートリノイベントの一例。図中央の内部検出器に、リングがはっきり見える。図の右上にある外部検出器にはヒットがないことから、これは SK 内部で起こったニュートリノイベントであると考えられる。イベントの起こった時間も KEK からのニュートリノビームに同期したゲート内にあるため、このイベントの親粒子は KEK で生成された  $\nu_\mu$  であるといえる。

### 3.5 ニュートリノ振動の検証

本実験では、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ （もしくは $\nu_x$ ）、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ のニュートリノ振動を検証する。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動では、振動後の $\nu_\tau$ が弱荷電カレント反応で $\tau$ 粒子（質量は1.77GeV）を生成するのに必要なエネルギー3.45GeVを持たないので、 $\tau$ 粒子の検出により $\nu_\tau$ の同定を行うことはできない。本実験では、 $\nu_\mu$ の減少具合を測定することにより、振動の有無を調べる（disappearance 実験）。

この解析では、前置検出器および各ビームモニターで生成直後の $\nu_\mu$ の量とエネルギー分布を測定し、これらを外挿することにより、振動がなかった場合にSK検出器に到達する $\nu_\mu$ のフラックスを求める。これと実際にスーパーカミオカンデ検出器で観測されたニュートリノの量およびエネルギー分布とを比較することで、振動による $\nu_\mu$ の減少を探る。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ もしくは $\nu_x$ への振動が起これば、振動は $\Delta m^2/E$ によるので、ニュートリノのエネルギー分布のある部分が減少する。

一方、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動が起こって $\nu_\mu$ が $\nu_e$ に変化すれば、 $\nu_e$ は検出器内で式 3.10 に示すような弱荷電カレント反応により、電子を生成する。

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p^+ \quad (3.10)$$

この電子は、SK検出器で同定することができる。

$\mu$ と $\pi$ との寿命の違いにより、ニュートリノビームラインでつくられる $\nu_e$ の量は、 $\nu_\mu$ に比べて $10^{-2}$ 程度少ない。そのため、もしSK検出器で予想数以上の $\nu_e$ が観測されれば、これはニュートリノ振動によってできたものであると考えられる（appearance 実験）。

第2章の図2.1に示したのは、appearance 実験としてのK2K実験における探索領域（ $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ）である。Kamiokandeの示唆する領域を全域にわたってカバーしており、これらの領域にパラメータが存在すれば、ニュートリノ振動を探索可能である。

一方、図2.2に示した領域が、disappearance 実験としてのK2K実験における探索領域（ $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ）となる。

K2K実験では、これらの手段を用いて、 $\nu_\mu$ の2つの振動モードの探索を行う。

## 第4章 ミューオンレンジ検出器

本章では、本研究の対象となるミューオンレンジ検出器の目的、構成、および問題点について述べる。

### 4.1 目的

ミューオンレンジ検出器では、 $\mu$  の飛跡を検出し、 $\mu$  のビームに対する角度を測定するとともに、レンジより、 $\mu$  のエネルギーを決定する。具体的には、以下のような目的がある。

1. ニュートリノエネルギーを知る

ミューオンを選び出し、エネルギーを測定することで、Fine-Grained Detector におけるニュートリノのエネルギー分布を求め、ニュートリノスペクトラムの解析を行う。

2. ニュートリノイベントの発生位置を知る

大角度の領域をカバーしているミューオンレンジ検出器でのニュートリノ反応点の分布を知ることによって、ビーム広がり解析を行う。

3. ニュートリノイベントの発生数を知る

ニュートリノイベントの発生レート(イベントレート)を知ることによって、ビーム強度の解析を行う。

### 4.2 構成

ミューオンレンジ検出器は、標的部分である鉄板の層と検出器部分であるドリフトチェンバーの層から構成されている。

鉄板は  $7.6\text{m} \times 7.6\text{m}$  の大きさで、全部で12層から成る。はじめの4層は厚さ10cm、残りの8層は厚さ20cmであり、 $2.8\text{GeV}$  までの  $\mu$  であれば、検出器通過中にエネルギーをすべて失って止まる。この鉄は、単なるレンジ測定のための吸収体ではなく、ニュートリノビームの標的の役割も果たす。

一方、ドリフトチェンバーは、1本が  $50 \times 70 \times (2450 \sim 7600)\text{mm}$  のアルミニウムのチューブで作られており、その中心に芯線が張られている。チューブ内にはアルゴンおよびメタンが入っていて、芯線部分には高電圧が印加されている。

ミューオンレンジ検出器の全体構造やドリフトチェンバーの形状、性能などについて、表 4.2 に示す。

全体構造	
大きさ 標的 鉄の厚さ	約 8m × 8m × 6m (×6632 本) 鉄 864t (+アルミニウム 51t) 10cm × 4層 + 20cm × 8層
ドリフトチェンバー	
形状 芯線	50 × 70 × 7600mm タングステン (金メッキ)、70 $\mu$ m $\phi$ 、 線密度 $7.35 \times 10^{-4}$ g/cm、張力約 $390 \pm 10$ g[27]
内部ガス 印加電圧	アルゴン 90%、メタン $10 \pm 5\%$ 約 2.7kV [28]、[29]
空間分解能	~2mm

表 4.1: ミューオンレンジ検出器の構成と性能

ドリフトチューブ 1 本を 1 チャンネルとし、図 4.1 に示すように、8 チャンネル分がひとつの単位として製作されている。これをモジュールと呼ぶ。ドリフトチューブ 25 モジュールで、ひとつのチェンバー層を形成する。このチェンバー層を、x 軸に沿う向きと y 軸に沿う向きに交互に設置し、粒子の通過位置を検出する。

ドリフトチェンバー層の構成を、図 4.2 に示す。

$\mu$  粒子が検出器中を通過するとき、希ガス分子はエネルギーを与えられて電離し、粒子の飛跡に沿って電子とイオンが生じる。この電子が、高電圧の印加された芯線の電場に引かれてドリフトし、中心へ向かう。芯線近傍の電場の強い領域で、電子はガス分子との衝突によるなだれを引き起こし増幅する。このため、芯線には負のパルスが生じる。芯線から最も近い所から来た電子が最初にパルスを出力するので、粒子が通過してからパルスが出力されるまでの時間を測定すれば、通過粒子の芯線からの距離が決定できる。

### 4.3 問題点

K2K 実験において、ニュートリノ振動の探索には、準弾性荷電カレント反応によるイベントを正しく選び出すことが必要不可欠である。第一段階である現在の主要な解析では、準弾性荷電カレント反応を選び出す際に、SCIFI での飛跡、トリガーカウンタ、鉛ガラス検出器のヒットに加えて、そのイベントがミューオンレンジ検出器の飛跡と一致することを条件として課している。従って、ミューオンレンジ検出器において  $\mu$  を正しく選び出すことは、特に重要である。

ミューオンレンジ検出器には、 $\nu_\mu$ 、 $\mu$  の他に、 $\nu_e$  や  $e$  といったレプトン、 $\pi$  や陽子・中性

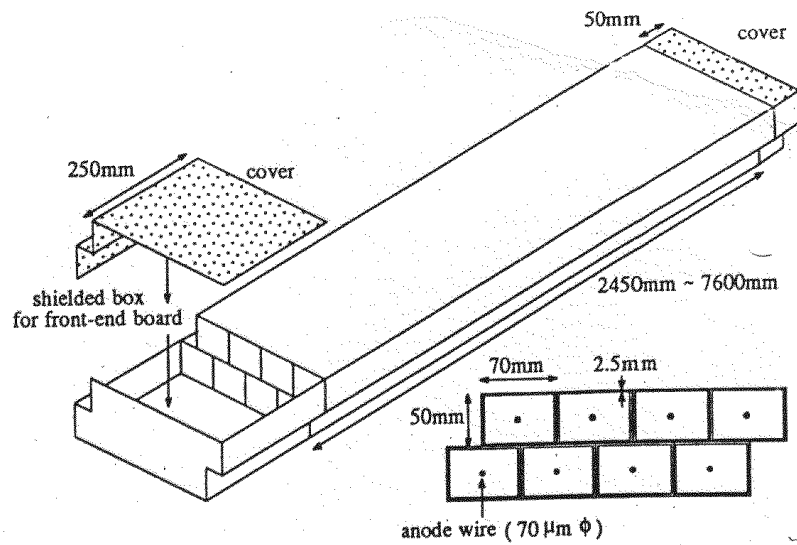


図 4.1: ドリフトチューブの形状。図に示した 8 個のチェンバーのセットで、ひとつのモジュールを形成する。下側にある 4 セルの、上側 4 セルに対するずれの向きによって、s 型・z 型と呼ばれる 2 種類のモジュールがある (図は s 型)。

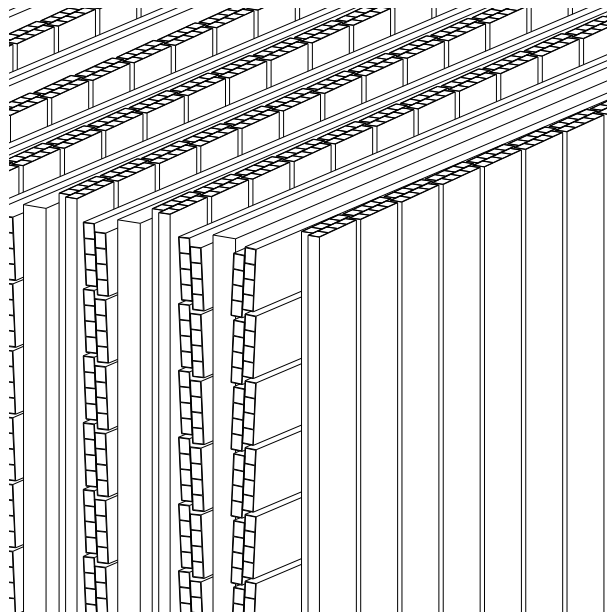


図 4.2: ドリフトチェンバー層の構成。検出器の一部を拡大したもの。向かって右側の手前から、ビームが入射する。細かなモジュールの組み合わせになっている層がドリフトチェンバー、それらにある層が鉄板である。

子などのハドロンなど、多くの種類の粒子が飛び込んでくる。

荷電粒子がドリフトチェンバー層を通過したとき、理想的には、各チェンバー層で x チェンバーに 2 つ、y チェンバーに 2 つのヒットを残す。

今、ある鉄の層を挟んで、前後のチェンバー層に x、y とともに最低 3 個のヒットがあった場合、それらのヒットを結んだ直線を、粒子の飛跡の候補とする。これを解析にかけたのち、 $\mu$  の候補を選び出し、測定した反応点やレンジ (飛程) の情報から、ビーム軸に対する角度および運動エネルギーを決定する。

ところが実験では、この  $\mu$  候補選択の過程において、ハドロンの作った飛跡を  $\mu$  と間違える可能性もある。もし、こうしたハドロンを  $\mu$  と間違えたまま解析を進めてしまうと、結果として出てくるイベントレートや角度分布、エネルギー分布の形が変わってしまうことになり、前置検出器の結果と SK 検出器の結果とを正しく比較できなくなってしまう。従って、こうしたハドロンの相互作用を正しく知ることは、非常に重要である。

現在ミューオンレンジ検出器においては、先に述べた主要な解析に加えて、鉄の層を標的として検出器内で起こったニュートリノイベント自身に対する解析も行っている。その際には、 $\mu$  以外の粒子がほとんど飛跡を形成しないような、厚い鉄を通過したイベントを要求している。

ミューオンレンジ検出器内で起こった典型的なニュートリノイベントについて、図 4.3 に示す。

今後、より進んだ解析のためには、さらに多くのイベントを対象としていく必要がある。そのために、ニュートリノイベントの飛跡選択の条件として要求する鉄の厚さをより短くしていくことが求められる。そうすると、ハドロンの飛跡の及ぼす影響の程度は非常に大きくなっていく。こうした理由からも、ハドロンの反応を研究することは大切であるといえる。

現在ミューオンレンジ検出器において、ハドロンの作る飛跡に対しては、GEANT を用いたシミュレーションによる見積もりを行っている。前置検出器におけるシミュレーションの構造と流れについて、図 4.4 に示す。

前置検出器シミュレーションを構成しているのは、主に *BeamMonteCarlo* [30]、*NEUT* [30]、*FGSIM* の 3 つのプログラムである。前置検出器シミュレーションの各段階について、以下で説明する。

### 1. *BeamMonteCarlo*

まず、*KEK-12GeVPS* で生成されるニュートリノビームをシミュレートするためのプログラム、*BeamMonteCarlo* が使われる。ここではホーンマグネットの電流値や形状などがパラメータとして入力されており、ニュートリノのエネルギーや位置分布などを出力する。

### 2. *NEUT*



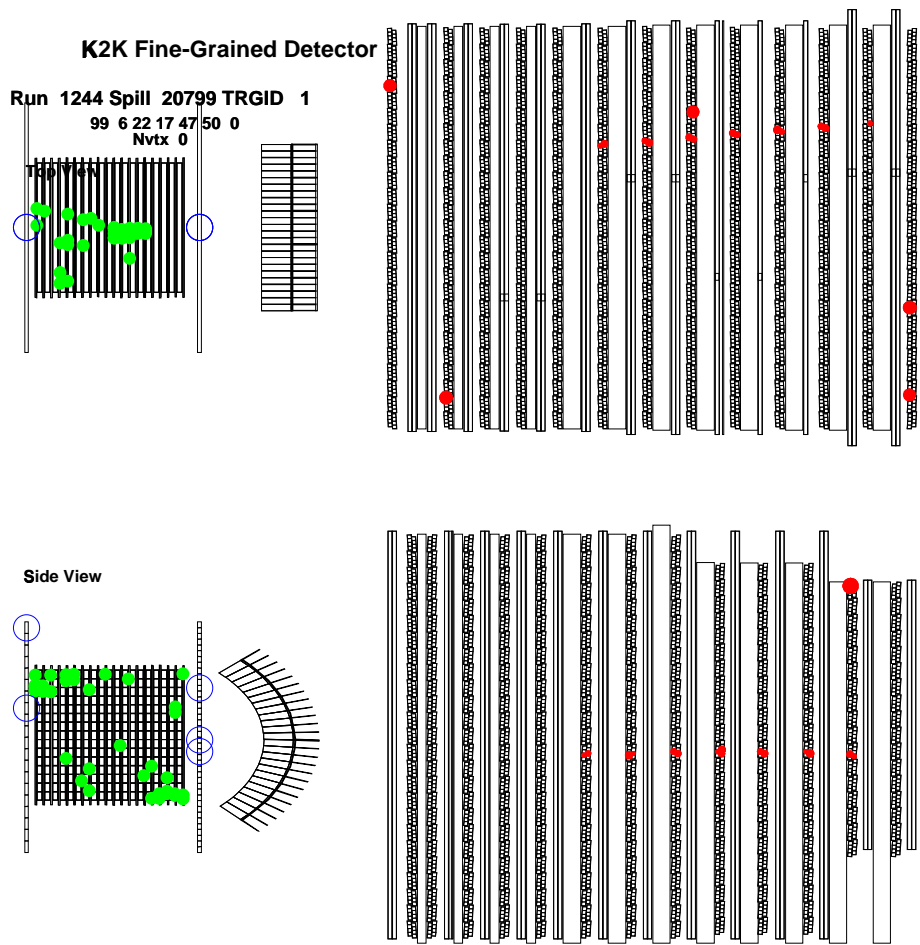


図 4.3: ミューオンレンジ検出器内で起こったニュートリノイベント。

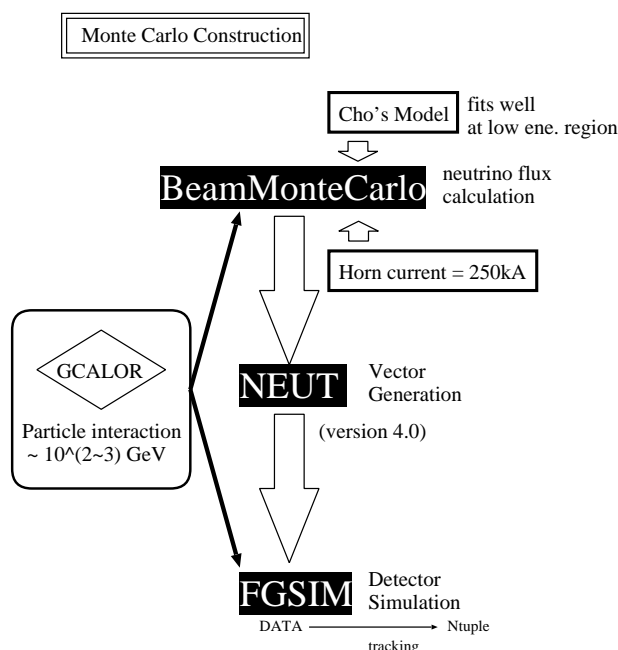


図 4.4: 前置検出器におけるシミュレーションの構造。真中にある大きな2本の矢印と、白字で書かれた3つのプログラムが、大まかな全体の流れを示している。

*NEUT* は、*BeamMonteCarlo* で計算された、実際に前置検出器に飛び込んでくるニュートリノフラックスの情報をもとに、検出器の各部分でニュートリノと標的核子との反応を起こし、生成されるレプトンおよびハドロンの種類、数と運動量を決定する。

### 3. *FGSIM*

*NEUT* からの情報は、そのまま検出部に引き継がれる。ここでは、発生した各粒子のもつ情報をもとに、各検出器の検出効率やノイズなどの条件を考慮したうえで、実際に前置検出器で検出される信号をシミュレートしている。こうした検出部での計算は、*FGSIM* が担っている。

ハドロンの行う強い相互作用については、GEANTのパッケージコードであるハドロンシミュレータが、各種の計算を行っている。しかし、ハドロンパッケージ中で使われているレンジのパラメータは過去のデータに基づいて決められているに過ぎず、このデータに関して、K2K実験としての直接的な確認は行っていない。

エネルギー領域 1 GeV 近辺のハドロン相互作用のシミュレーションには、不確かな部分が多い。もしシミュレーションのハドロン相互作用部分が正しくないとすると、先に述べたようなハドロンによる飛跡の割合やエネルギー分布はシミュレーションで正しく再現できないことになり、非常に問題である。

これらのシミュレーションが正しいかどうかを評価するために最も確実な方法は、実際に測定結果とシミュレーションとを比較することである。

そこで、本研究では、鉄中でのハドロンのレンジを測定し、その測定結果をもとに、ミュオンレンジ検出器シミュレーションの持つ不定性を調べることにした。

第5章では、実際に行ったビーム実験の内容および解析の結果について、詳細にわたり述べる。

# 第5章 レンジ測定の実験

## 5.1 目的と方法

第4章で述べたように、検出器シミュレーションにおけるハドロンシミュレータのもつ不定性を調べるため、ハドロンのレンジを測定するビーム実験を、KEK 東カウンターホール内の T1 ビームエリアで行った。

実験の目的は、現在 GEANT を用いてシミュレートされているミュオンレンジ検出器のハドロンの振る舞いについて、実験的に調べることにある。

以下では、行ったビーム実験の方法について述べる。

- ビームの運動量

ビームラインの電極は正・負の両方を用い、正電荷をもつ粒子と負電荷をもつ粒子との両方のデータを取得した。正電荷のビームに含まれている主な粒子は、陽子、 $\pi^+$ 、 $\mu^+$ 、陽電子であり、負電荷のビームに含まれている主な粒子は、 $\pi^-$ 、 $\mu^-$ 、電子である。

入射運動量は、マグネット入力値で 200MeV/c から 2000MeV/c までである。約 100MeV/c 刻みで取ったビームを使用し、それぞれについて約 10000 イベント (全粒子の合計) のデータを得た。これらのうち、選び出した陽子の数が 3000~6000 イベントと多い、運動量 400~1600 MeV/c のデータセットを、陽子に関する解析に使用した。

- 粒子の種類

実験に用いるビームのうち、陽子は他の粒子との質量差が大きいため、TOF(粒子飛行時間)による選別が容易である。実験で用いたビームに含まれている他のハドロンとしては  $\pi$  中間子があるが、 $\pi$  は質量が  $\mu$  と近いことから、TOF による選別は困難であり、他に  $\pi$  を選別するための明解で決定的な方法はない。よって、測定するハドロンとしては、陽子を選ぶことにした。

- 標的

標的には、ミュオンレンジ検出器と同じ鉄を用いた。これにより、異なる標的を用いたときに考慮すべき反応断面積比の誤差を無視することができる。

- 検出器のセットアップ

ビーム実験に用いた検出器は、図 5.1 のようなものである。

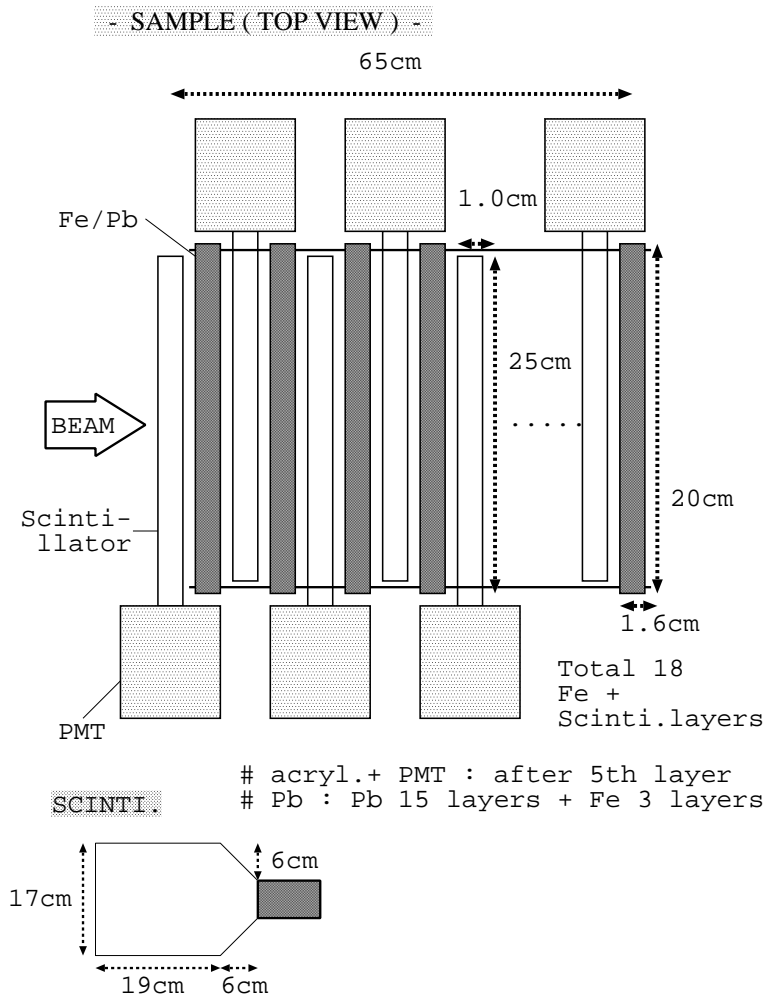


図 5.1: ビーム実験に用いた検出器を、上から見た模式図。向かって左側からビームを入射し、各イベントでの PMT 信号からのヒットの有無を見る。図の左下に描いているのが、シンチレータの形状である。

幅 16~18cm、厚さ 1cm の、台形型をしたシンチレータの層と、一辺 20cm、厚さ 1.6cm の鉄の層とを交互に、ビーム方向に沿って並べ、サンプル中心にビームを入射する。層の数は全部で 18 である。最終層のシンチレータの前にある鉄の質量は、 $1.6\text{cm} \times 7.87\text{g}/\text{cm}^3 \times (18 - 1) = 214\text{g}/\text{cm}^2$  である。シンチレータを通過した荷電粒子の発するシンチレーション光を、シンチレータに直接取り付けられた PMT(光電子増倍管) を用いて読み出す。

- ビームラインのセットアップ

これを、図 5.2 に示すようなセットアップで設置し、ビーム実験を行った。

図の上部にあるシャッターを通過してくるビームは、3つのトリガーカウンタとガスケレンコフカウンタを通過して、架台上に設置した検出器の中心に入射する。検出

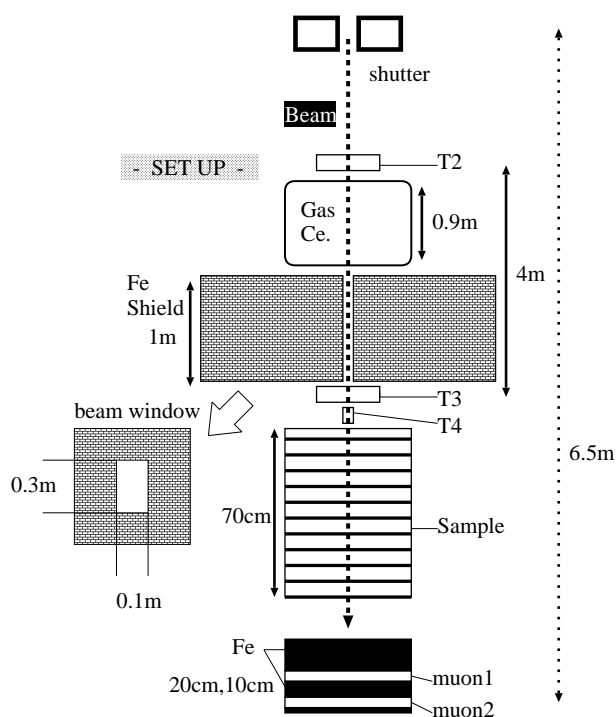


図 5.2: ビーム実験のセットアップを、上から見た図。図の上側からビームが入射し、3つのトリガーカウンタとガステレンコフカウンタを通過して、検出器に到達する。

器の下流には、厚さ 20cm と 10cm の鉄を設置し、それぞれの下流に PMT 読み出しのシンチレータを置いた。これにより、突き抜け  $\mu$  をトリガーすることができる。

- イベントトリガー

イベントトリガーは、幅、高さ、厚さがそれぞれ  $5.5 \times 14.0 \times 1.0 \text{ cm}^3$  の T2(ビーム上流側)、 $5. \times 14.0 \times 0.8 \text{ cm}^3$  の T3(ビーム下流側)、および  $2.0 \times 1.2 \times 0.8 \text{ cm}^3$  の T4(検出器近傍) の3つのトリガーシンチレータのコインシデンスで行った。

データ取得のためのセットアップを、図 5.3 に示す。3つのトリガーカウンタのうち、T2 両読み出しのコインシデンス回路からの信号でゲートを開き、ゲート時間内に T3 からの信号があった場合にデータを取得する。

図 5.4 の中央に設置されているのが、実際にビーム実験に使用された検出器である。鉄標的の層と、互い違いの向きに置かれた PMT とがサンドイッチ構造になっている様子がわかる。

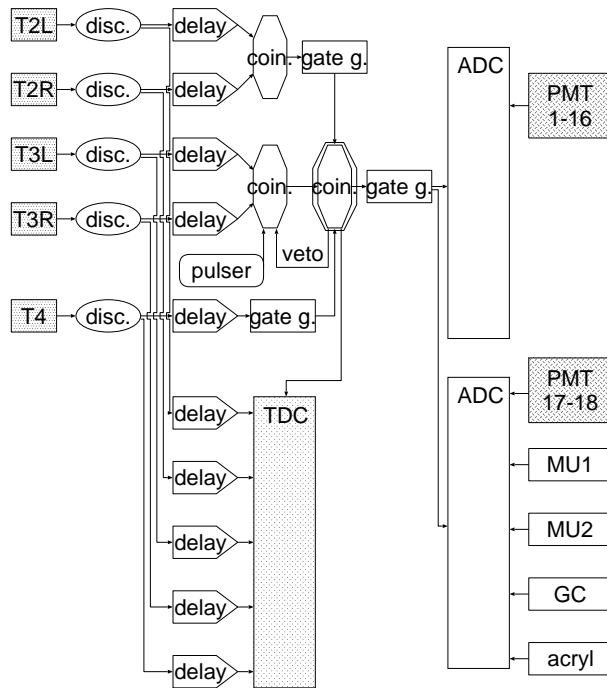


図 5.3: ビーム実験の、データ取得のためのセットアップ。図の中央付近にある、二重の枠で囲んだコインシデンス回路で、取得するイベントをトリガーしている。

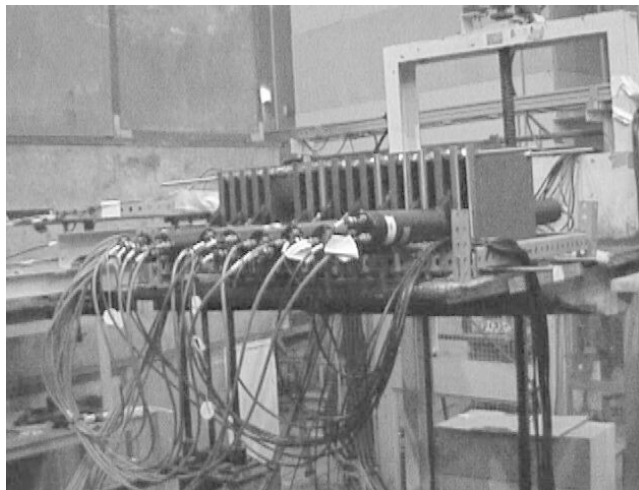


図 5.4: 実験の様子。検出器をビーム下流側から見たときの写真である。写真の左側奥から、ビームが検出器に入射する。

## 5.2 解析

このようにして行ったビーム実験のデータ解析について、以下で説明する。

今回のビーム実験で比較したい物理量は飛程 (レンジ) であるが、実験結果とシミュレーションの結果を詳細にわたり比較するためには、通過した鉄の厚さに対する粒子の生存率の方が、評価の対象として適している。

そこで、各運動量、ある層における粒子の生存率を、その層のシンチレータのヒット数を用いて、

$$(\text{粒子生存率}) = \frac{(\text{到達した粒子数})}{(\text{入射した粒子数})} \quad (5.1)$$

と定義する。

### 5.2.1 データ

データの解析は、以下の手順に基づいて行った。

- TOF カットによる陽子の選別

正電荷のデータセットで T2、T3 間の飛行時間差を求め、TDC 値をプロットする。図 5.5 に、運動量のマグネット値が 600MeV/c、1000MeV/c、1400MeV/c のときのプロットを示す。

陽子のピーク、 $\pi$  および  $\mu$  のピークが見られる。

正電荷のビームには陽子、 $\pi$ 、 $\mu$  の他に、陽電子も含まれている。運動量 300MeV/c のとき、TOF のピークを拡大したものが図 5.6 である。ガスチレンコフ検出器にヒットのある領域と TOF のピーク領域とが一致しているので、ピークのうち右側にある粒子は陽電子であることがわかる。

ここで、陽子のピークのうち、 $\pi$  および  $\mu$  のピークから  $2.5\sigma$  より外側にあるものを、純粋な陽子として選び出した。

- MIP によるエネルギーキャリブレーション

粒子が物質中で電磁相互作用により失うエネルギーは粒子の持つ運動エネルギーによって異なるが、ある程度以上高い運動エネルギーを持った粒子の場合、エネルギー損失はほとんど変わらない。こうした粒子を Minimum Ionization Particle (MIP) と呼ぶ。

シンチレータや PMT のゲインには個体差があるため、ゲイン補正をしなければならない。ここでは MIP として、電磁相互作用以外のエネルギー損失を行わない  $\mu$  を選んだ。

ゲイン補正のために、高い運動量を持った  $\mu$  が通過したときの、各層の ADC カウントのピーク値を調べた。これを示したのが図 5.7、5.8 である。横軸が ADC カウント、縦軸はエントリー数である。図 5.7 は、負電荷、運動量 2000MeV/c のデータ



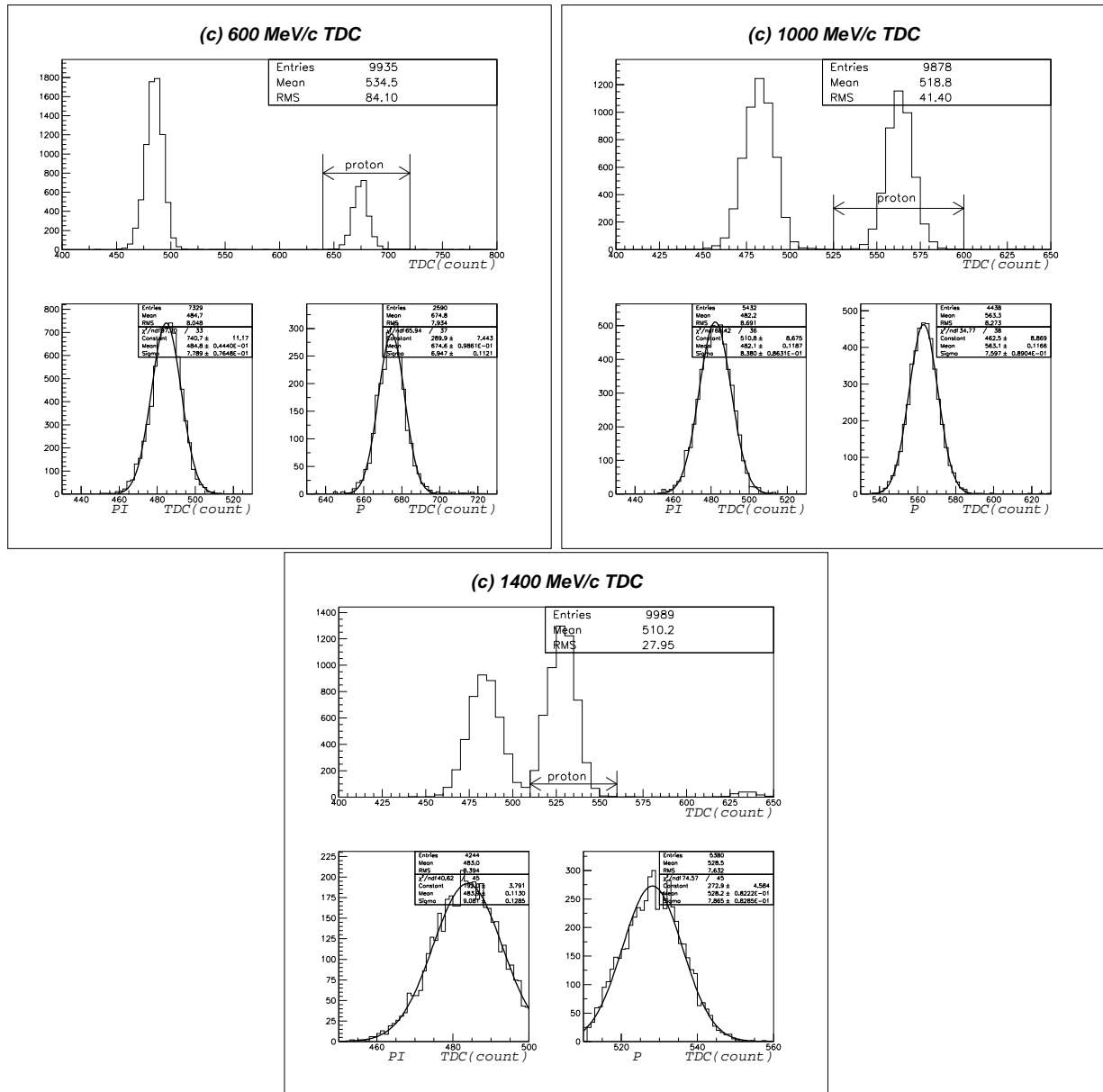


図 5.5: 正電荷データセットでの TDC プロット。順に、運動量のマグネット値が 600MeV/c、1000MeV/c、1400MeV/c のときのプロットを示す。上：T2 トリガーと T3 トリガーとの TDC カウント差。TDC1 カウントは 55.74psec である。このプロットで、陽子のピークのうち、 $\pi$  および  $\mu$  のピークから  $2.5\sigma$  より外側にあるものを、純粋な陽子として選び出した。左下： $\pi$  および  $\mu$  のピーク。右下：陽子のピーク。

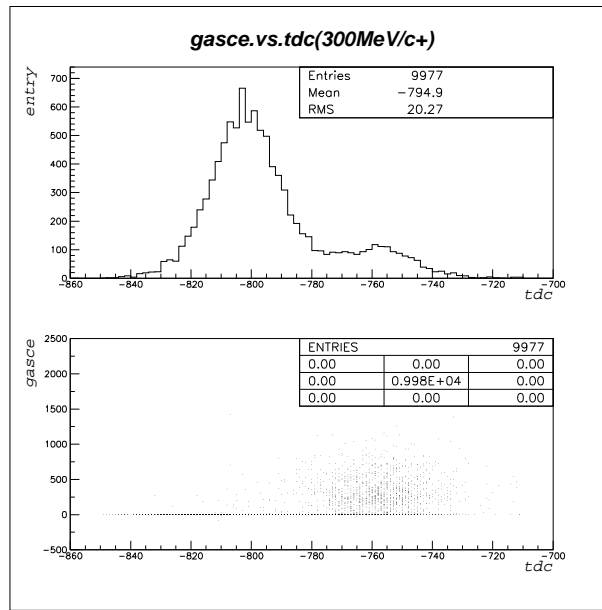


図 5.6: 図 5.5 で運動量 300MeV/c のときの、TDC 分布の拡大図。上が TDC 分布のピーク部分拡大図、下がガステレンコフ検出器の TDC および ADC 分布である。横軸は TDC の値である。ガステレンコフ検出器にヒットのある領域と TDC のピーク領域とが一致しているので、上の図のピークのうち、右側にある粒子は陽電子であることがわかる。

セットで、検出器の鉄第 1 層とミュオントラッカー第 1 層および第 2 層のヒットを要求した場合であり、図 5.8 は、負電荷、運動量 1400MeV/c のデータセットで、検出器の鉄第 1 層および最終層のヒットを要求した場合である。

異なるデータセットで MIP 選別を行っても、ADC ピークの値はほぼ一致していることを確認したうえで、エネルギー損失のピークが各層で 2MeV に等しくなるように、各シンチレータのゲインを補正した。

ゲイン補正後の各層のエネルギー損失のプロットを、図 5.9 に示す。上から順に、鉄 1 層目上流側のシンチレータ、2 層目上流側のシンチレータ、3 層目上流側のシンチレータでのエネルギー損失を表す。横軸は、MIP のシンチレータでのエネルギー損失を 2MeV としてキャリブレーションを行った後のエネルギー、縦軸はイベント数を表す。各層でピークがそろい、ヒットイベントとそうでないイベントとを分けられる状態になっていることがわかる。

- エネルギーカット閾値を決めて、ヒットしたイベントを選別

ヒットしたイベント数の変化が最もゆるやかになるところで、エネルギーカットをかける。

図 5.10 に、正電荷、1000MeV/c のデータセットについて、カットの値を 0.2MeV から 2.0MeV まで 0.2MeV 刻みで変えたときの、イベント数の変化分を示した。イベン

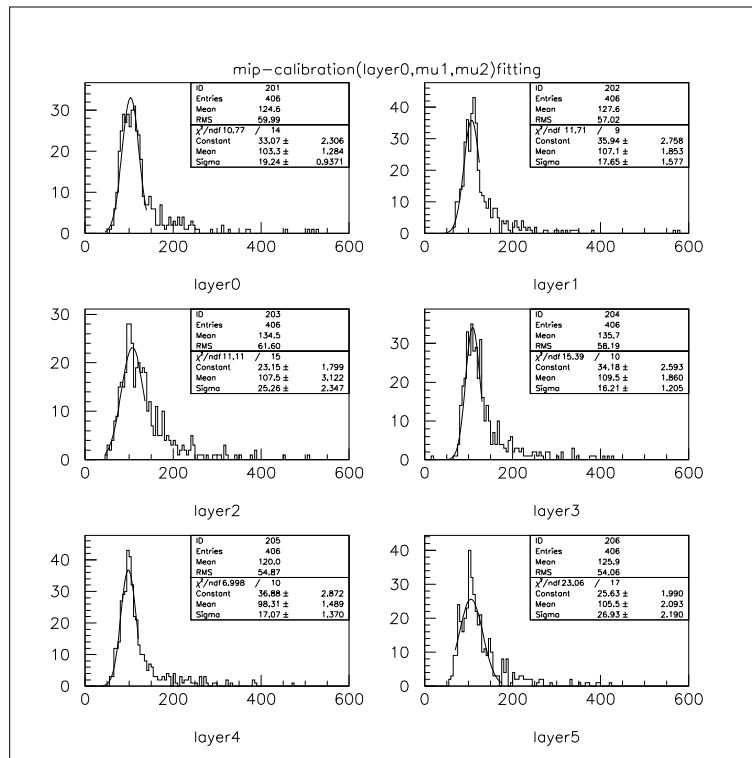


図 5.7: MIP に対する、シンチレータ各層の ADC カウント (1)。負電荷、運動量  $2000\text{MeV}/c$  のデータセットで、検出器の鉄第 1 層とミュオントラッカー第 1 層および第 2 層のヒットを要求したもの。ここに示したのは鉄 0cm、1.6cm、3.2cm、4.8cm、6.4cm、8.0cm 通過後のシンチレータからの ADC 分布である。

ト数の変化が最も小さいのは、カットを  $1.0\text{MeV}$  にかけたときである。そこでカット閾値を  $1.0\text{MeV}$  に決定し、シンチレータにヒット信号を残したイベントを選び出す。

こうして選び出した陽子について、各運動量、各層での生存率をプロットした。結果は図 5.11～5.14 の黒点のとおりである。この結果についての考察は、後ほど行う。

## 5.2.2 シミュレーション

GEANT [32] を用いたシミュレーションを行い、実験データとの比較をした。

シミュレーションは、ビーム実験と同じジオメトリ (検出器の鉄とシンチレータ、検出器前後の鉄とトリガーシンチレータ) を入れ、粒子が各シンチレータに落としたエネルギー損失を求めるものである。シミュレーションには、エネルギー損失、ハドロン相互作用の他に、粒子の多重散乱、 $\delta$ -ray、電子-陽電子の対生成・対消滅、制動放射、コンプトン散乱、 $\mu$  の核子との相互作用などが考慮されている。

今、ビーム実験での入射運動量はマグネットの磁場の値で設定しているが、実際には、

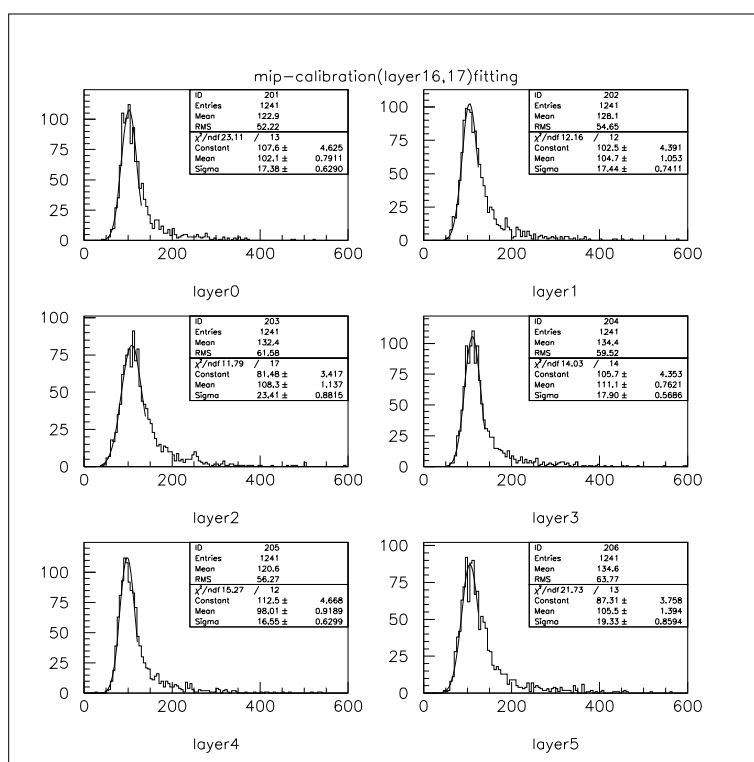


図 5.8: MIP に対する、シンチレータ各層の ADC カウント (2)。負電荷、運動量 1400MeV/c のデータセットで、検出器の鉄第 1 層および最終 2 層のヒットを要求したもの。ここに示したのは鉄 0cm、1.6cm、3.2cm、4.8cm、6.4cm、8.0cm 通過後のシンチレータからの ADC 分布である。この ADC ピークの値を用いて、シンチレータ各層でのキャリブレーションを行った。

マグネット内部でのヒステリシス現象<sup>1</sup>などの要因があるため、ビームの運動量の中心値は保証されているとは言い難い。そこで、入射粒子の運動量をトリガーシンチレータ間の飛行時間差より求めることにした。

$\pi$  と陽子との飛行時間差を求め、計算値と比較することにより、ビームの運動量を知ることができる。トリガーカウンターからの TDC 情報を用いることによりビームの運動量を求めた結果を、表 5.1 に示す。

ここでは、求めた表 5.1 の運動量の粒子に対するシミュレーションを、データと比較できる値として用いることにした。

なお、シミュレーションに入射したビームの運動量は単一である。

上に述べた、陽子のデータ解析のときと同様にして、キャリブレーションとエネルギーカットを行い、生存率を求めた。

<sup>1</sup> 履歴現象とも言う。磁化の強さが、磁場の強さだけでは一義的に定まらず、それ以前の磁化状態に関係する現象。

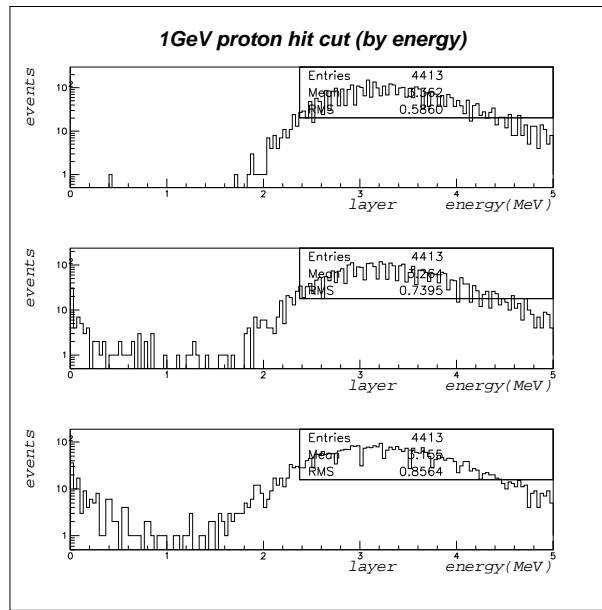


図 5.9: キャリブレーション後の各層での陽子のエネルギー損失を示す ADC プロット。上から順に、鉄1層目の上流側のシンチレータ、2層目のシンチレータ、3層目のシンチレータでのエネルギー損失を表す。横軸は、MIP のシンチレータでのエネルギー損失を 2MeV としてキャリブレーションを行った後のエネルギー、縦軸はイベント数を表す。各層でピークがそろい、ヒットイベントとそうでないイベントとを分けられる状態になっている。

## 5.3 結果

### 5.3.1 データとシミュレーションとの比較

以上の過程を経て、それぞれの運動量データセットについてのデータとシミュレーションの生存率の結果を重ねてプロットしたものが、図 5.11～ 5.14 である。図の横軸が進んだ鉄の厚さ、縦軸が各シンチレータでの生存率を表す。

ビームは検出器に対して垂直に入射しているので、ここではヒットのあったシンチレータより手前にあった鉄の厚さを、そのまま横軸にとっている。なお、シミュレーションには鉄の厚さだけでなく、シンチレータの物質質量も考慮されている。

生存率プロットの形の全体的な傾向として、はじめは一定の傾きで減少していくが、途中ある点を境にして急に落ち込み、その層以降では生存率 0 になるといえる。この急な落ち込みをのある点を、ストップポイントと呼ぶことにする。

はじめの傾き一定の減少成分は、ハドロン相互作用がもたらす効果であると考えられる。一方、ストップポイント付近ではエネルギー損失  $dE/dX$  の値が大きくなり、陽子が急激にエネルギーを失うことによる効果のために、急な生存率の落ち込みが観測されることができると考えられる。

また、運動量が大きくなるにつれてストップポイントの傾きは緩やかになり、生存率の

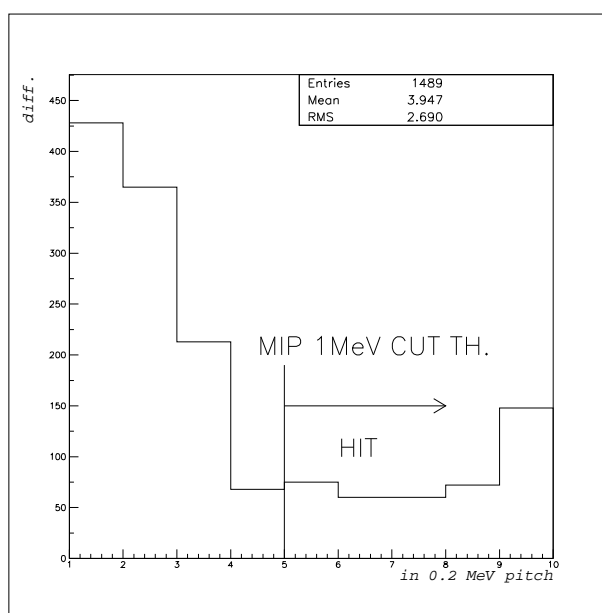


図 5.10: カット閾値の決定。正電荷、1000MeV/c のデータセットについて、横軸は 0.2MeV 刻み毎のカット閾値、縦軸はイベント数である。カットを 0.2MeV 刻みで変えたときのイベント数の変化分を、各層について足し合わせたものをプロットしている。イベント数の変化が最もゆるやかになる 1.0MeV で、カットをかけることにした。

マグネット値 (MeV/c)	$\pi$ と陽子との TDC 値の差 (counts)	時間差より求めた運動量 (MeV/c)
400	$375.2 \pm 0.2$	$394 \pm 0 \pm 1$
500	$256.2 \pm 0.2$	$516 \pm 1 \pm 1$
600	$189.8 \pm 0.2$	$630 \pm 1 \pm 1$
700	$145.7 \pm 0.2$	$746 \pm 1 \pm 1$
800	$118.3 \pm 0.2$	$847 \pm 1 \pm 1$
900	$98.0 \pm 0.2$	$947 \pm 1 \pm 1$
1000	$81.0 \pm 0.2$	$1057 \pm 2 \pm 1$
1100	$68.0 \pm 0.2$	$1169 \pm 2 \pm 2$
1200	$57.9 \pm 0.2$	$1278 \pm 2 \pm 2$
1300	$50.4 \pm 0.2$	$1379 \pm 3 \pm 2$
1400	$44.3 \pm 0.2$	$1480 \pm 4 \pm 2$
1500	$38.6 \pm 0.2$	$1596 \pm 5 \pm 2$
1600	$35.0 \pm 0.2$	$1681 \pm 5 \pm 2$

表 5.1:  $\pi$  と陽子との飛行時間差から求めた、ビーム運動量。求めた運動量の誤差の最初の項は飛行時間差のもつ誤差によるものであり、2 番目の項はトリガーカウンターの距離のもたらす誤差である。なお、トリガー間の距離は 4.13m、TDC1 カウント=55.74ps である。

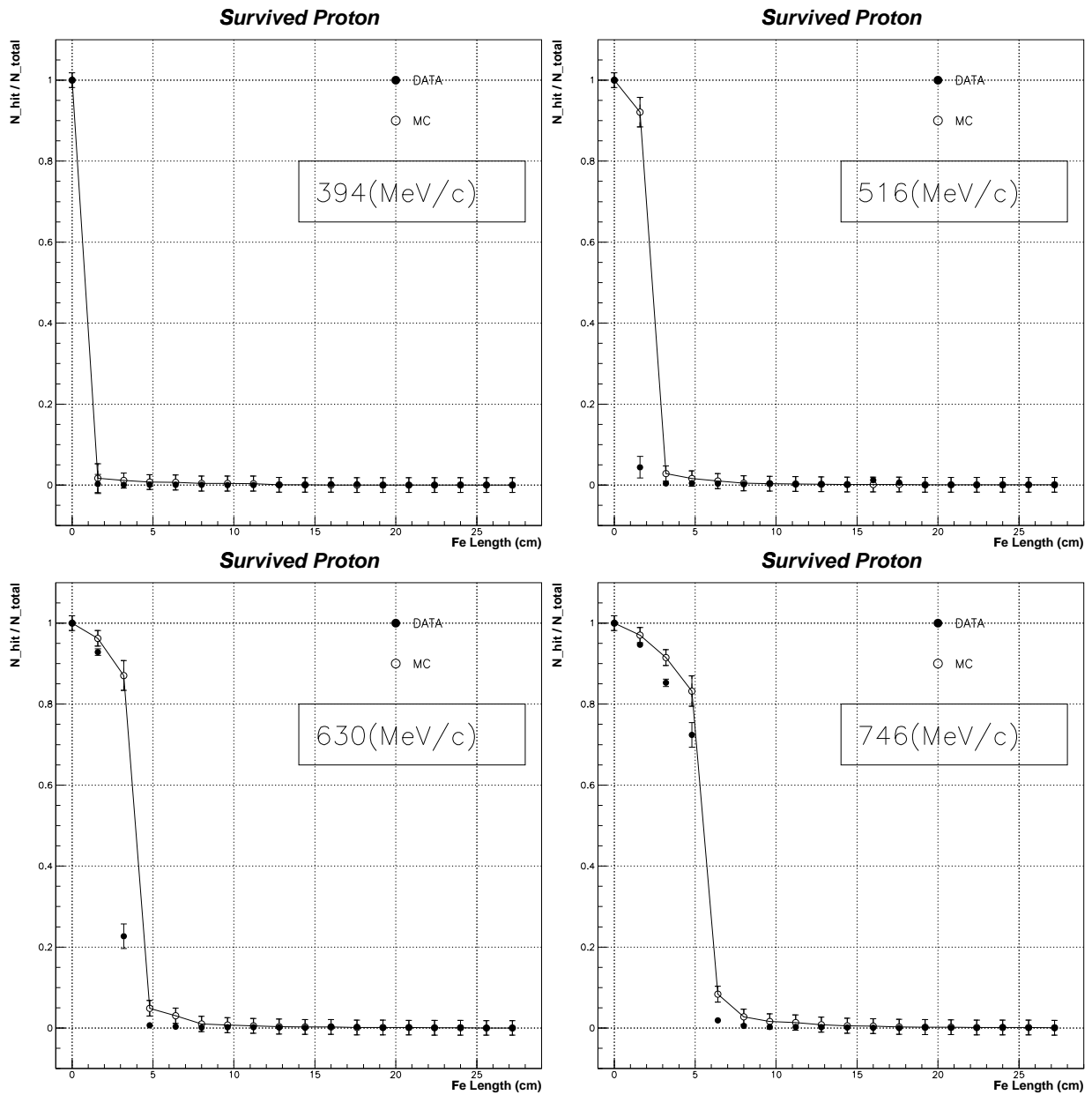


図 5.11: データとシミュレーションとの比較 (1)。横軸が通過する鉄の厚さ、縦軸が生存率である。黒点がデータ、白点がシミュレーションの結果を表す。

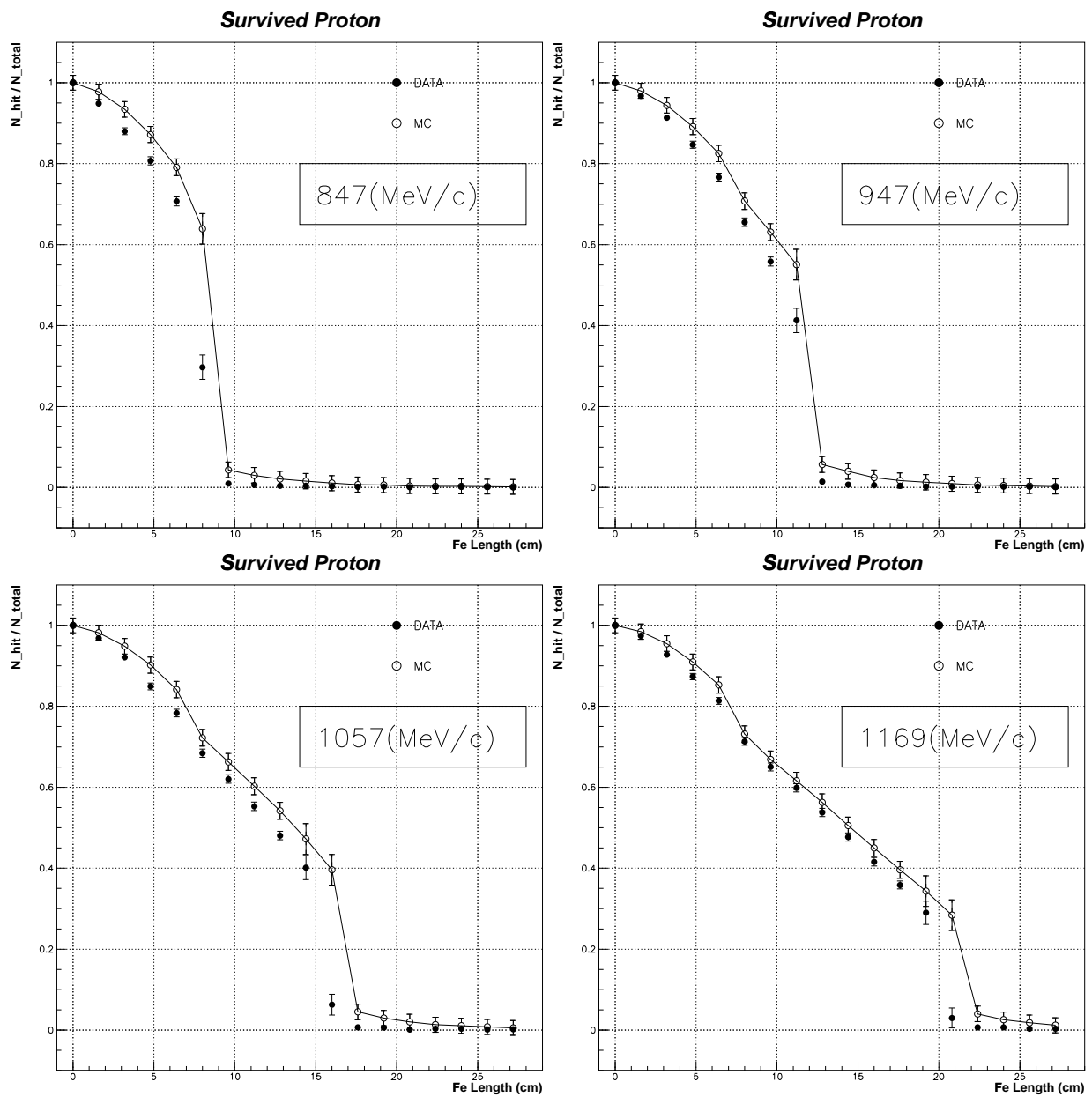


図 5.12: データとシミュレーションとの比較 (2)。横軸が通過する鉄の厚さ、縦軸が生存率である。黒点がデータ、白点がシミュレーションの結果を表す。



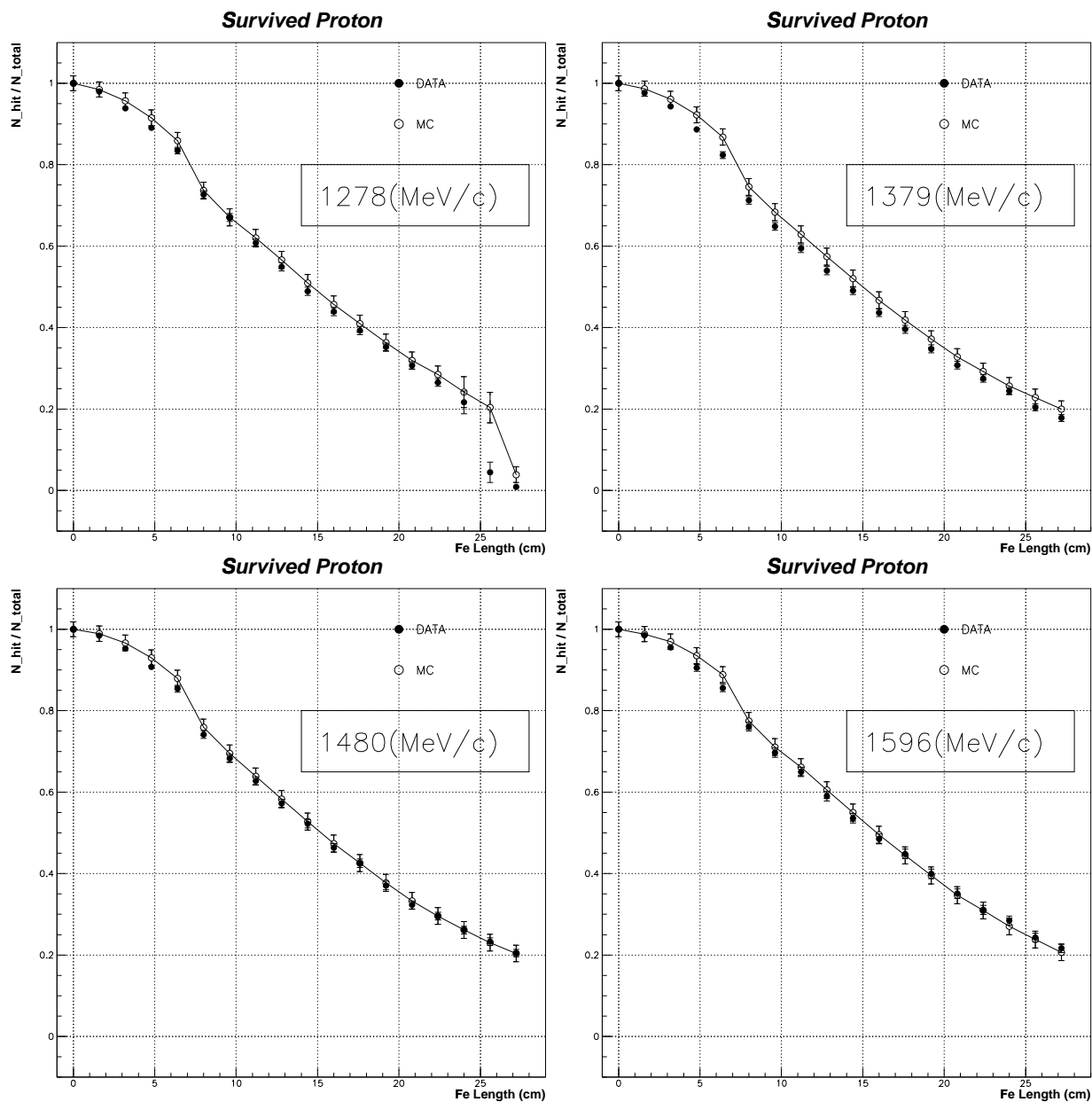


図 5.13: データとシミュレーションとの比較 (3)。横軸が通過する鉄の厚さ、縦軸が生存率である。黒点がデータ、白点がシミュレーションの結果を表す。

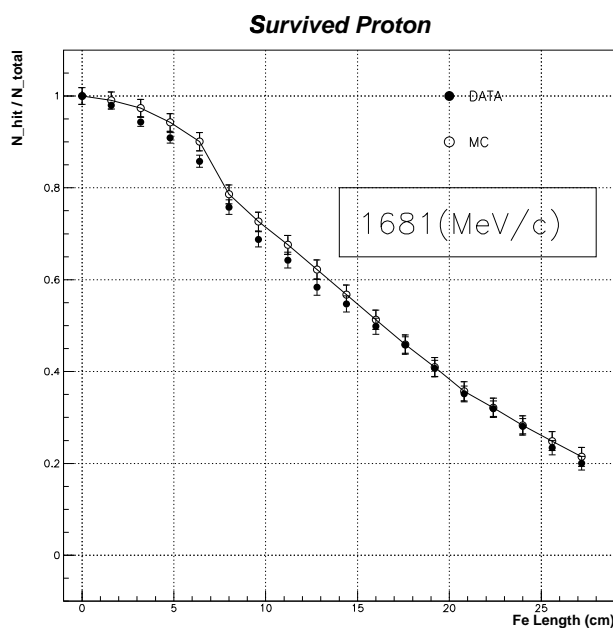


図 5.14: データとシミュレーションとの比較 (4)。横軸が通過する鉄の厚さ、縦軸が生存率である。黒点がデータ、白点がシミュレーションの結果を表す。

落ち込みは小さくなる。これは、陽子が物質中の核子と反応し、途中で $\pi$ などの軽いハドロンに変化しているためだと考えられる。



の起こる運動量閾値は、約 $800\text{MeV}/c$ である。これにより、図 5.11～ 5.14 のストップポイントの傾きの変化を説明できる。

図 5.11～ 5.14 を見ると、ストップポイント付近では、運動量によってデータとシミュレーションに鉄 1 層程度のずれが見られるが、それ以外の点では全体的に、大きな違いは見られない。

しかしこの図を定量的に評価するためには、まず誤差の見積もりが必要である。この生存率プロットにおける誤差の評価について、以下に述べる。

### 5.3.2 誤差の評価

考慮すべき誤差には、統計誤差と系統誤差とがある。今回、各イベントにおける情報として引き出しているのは、ヒットの有無という 2 値情報である。そのため、統計誤差には、通常の統計誤差ではなく二項分布による誤差を用いる必要がある。

データの統計量は約 5000 events/set、シミュレーションの統計量は約 30000 events/set であり、これらに対する生存率の統計誤差は、データで約 0.1%、シミュレーションで約 0.03% であった。

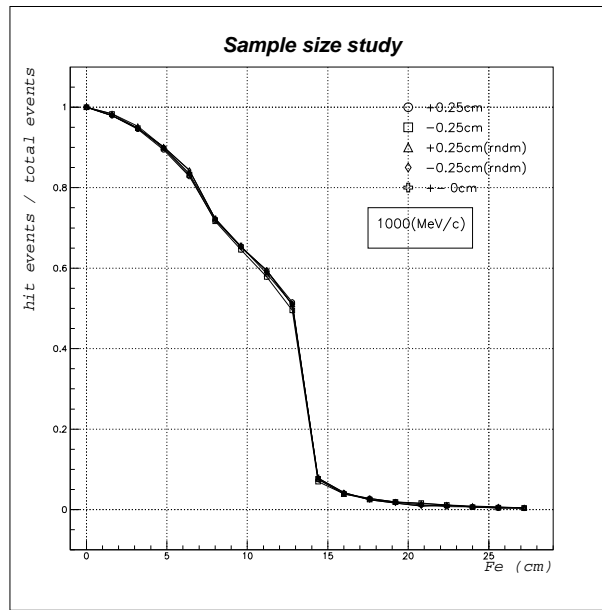


図 5.15: 検出器の大きさを x 方向、y 方向にそれぞれ 0.25cm ずつ変えたときの生存率の変化。横軸は鉄の厚さ、縦軸は生存率を表す。図は 1000MeV/c のビームを入射した場合のプロットである。鉄 13cm 付近のところ、生存率にわずかな違いがみられる。

系統誤差については、生存率に対し、以下の原因によるものをそれぞれ見積もった。基本的な方針としては、典型的なレンジプロットを示す 1000MeV/c で、考えられる各要因をそれぞれ最大限の範囲で動かしてシミュレーションを行い、結果のずれを見積もることにした。

#### 1. 検出器の大きさに起因するもの

鉄とシンチレータの大きさを、x 方向、y 方向ともに 0.5cm ずつ大きくした場合のシミュレーションを、もとの大きさの検出器のシミュレーションと比較することで、検出器の大きさに起因する系統誤差を見積もった。

検出器の大きさを x 方向、y 方向にそれぞれ 0.25cm ずつ変えたときの生存率プロットの変化を、図 5.15 に示す。横軸は鉄の厚さ、縦軸は生存率を表す。この結果を見ると、検出器の大きさによる生存率の変化は 1.0% 以下におさえられている。

そこでこれを、シミュレーションによる再現の際の系統誤差として計上した。

#### 2. ビーム入射位置に起因するもの

ビームの入射位置を変えることによる生存率プロットの変化も、シミュレーションによる再現の際の系統誤差として計上する必要がある。

そこで、検出器のなかでビームの入射位置を 7.5mm 動かして、生存率プロットの形がどれだけ変わるか見た。

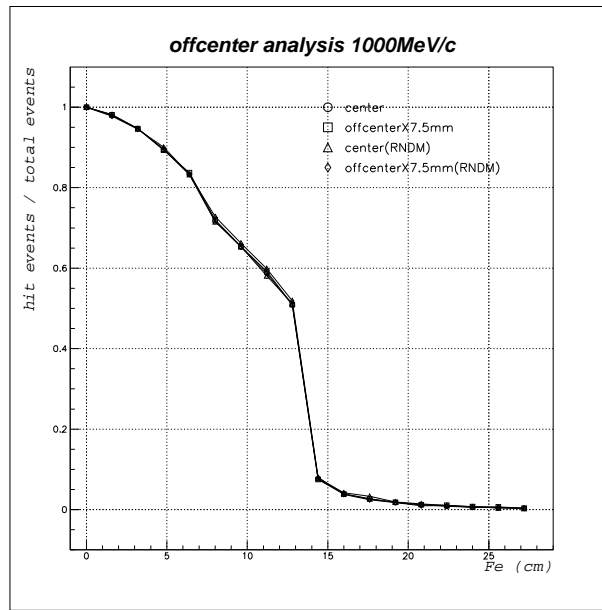


図 5.16: ビームの入射位置を変えることによる、生存率の変化。図は 1000MeV/c のビームを入射した場合のプロットである。

結果の図 5.16 より、この寄与は最大で 1.5%程度である。よってこの違いを、データによる系統誤差に計上した。

### 3. カットの閾値に起因するもの

ヒット数を決定するカット閾値も、系統誤差の要因のひとつである。そこで、実験データにおいて、カットの閾値を変えることによるヒットイベント数の変化を調べる。これによる生存率の変化は 0.3%以下である。一方、シミュレーションの方では、こうしたカット閾値によりヒットイベントは変化しない。そこでこれを、実験結果の解析に対する系統誤差に計上する必要がある。

### 4. ビーム自身のもつ運動量の幅に起因するもの

ビーム自身は広がりを持っているので、その運動量はある幅を持つ。運動量のもつ幅を考慮するために、PS ユーザーズガイドに掲載されている保証値の範囲で運動量をずらしたとき、生存率プロットの形がどれだけ変わるかを調べた。図 5.17 を見てもわかるように、この結果は、生存率の立ち下がり部分(ストップポイント)にのみ寄与してくる。寄与の程度は最大で 2.3%程度である。これは、ストップポイントの実験値にのみ関与する系統誤差として、考慮する必要がある。

### 5. シミュレーションで発生させる乱数の分布に起因するもの

シミュレーション発生させる乱数によっては、発生するイベントに繰り返しが起こる場合がある。このとき、シミュレーションで発生させる乱数の初期値を変えることで

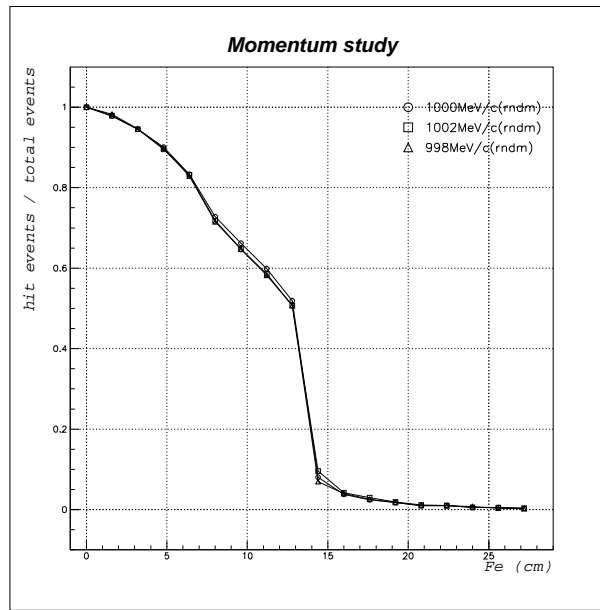


図 5.17: 1000MeV/c の陽子に対し、入射ビームの持つ運動量を  $\pm 0.2\%$  変えて走らせたシミュレーションの結果。立ち下がり部分で、生存率の値に違いがみられる。

発生する陽子の方向や運動量および反応が変わり、生存率プロットに若干の変化が起こる可能性がある。そこで、同じ 1000MeV/c の陽子を用いて、乱数の初期値をいくつか変えてシミュレーションを行った。結果は図 5.18 のとおりである。

図 5.18 からわかるように、同じ条件のシミュレーションでも、発生させる乱数の初期値によって、最大 0.4% 程度の生存率のずれが生じている。これはシミュレーションのもつ系統誤差に組み入れる必要がある。

以上の結果から、統計誤差および系統誤差をまとめたものが、表 5.2 である。

統計誤差と系統誤差を合わせて、実験では 0.4% (ただし、生存率が急激に下がるストップポイントでは 2.3%)、シミュレーションでは 1.8% の誤差が見込まれる。

図 5.11～5.14 での、データとシミュレーションとの比較の際には、ここで述べたような誤差を考慮した。ストップポイント付近でデータとシミュレーションに生存率の違いがみられるものの、全体としてシミュレーションはデータをほぼ再現しているといえる。

以上の結果より、陽子のレンジに関してデータとシミュレーションとの比較を行った結果、ミュオンレンジ検出器で用いられているシミュレーションが、データをほぼ再現していることを確認できた。

図 5.11～5.14 に示したデータとシミュレーションとの生存率の違いが、実際のミュオンレンジ検出器にどの程度の効果を及ぼすのかは、このままでは知ることができない。シ

統計誤差		系統誤差 (データ)	
データ	~ 0.1%	カット閾値による誤差	~ 0.3%
シミュレーション	~ 0.03%	他粒子混入による誤差	~ 0.2%
		計	~ 0.4%

系統誤差 (データ、ストップポイント)	
運動量の持つ幅による誤差	~ 2.3%
カット閾値による誤差	~ 0.3%
他粒子混入による誤差	~ 0.2%
計	~ 2.3%

系統誤差 (シミュレーション)	
ビーム入射位置による誤差	~ 1.5%
検出器の大きさによる誤差	~ 1.0%
乱数初期値による誤差	~ 0.4%
計	~ 1.8%

系統誤差 (シミュレーション、ストップポイント)	
運動量の決定精度に関する誤差	~ 2.5%
鉄の厚さに関する誤差	~ 2.0%
ビーム入射位置による誤差	~ 1.5%
検出器の大きさによる誤差	~ 1.0%
乱数初期値による誤差	~ 0.4%
計	~ 3.5%

表 5.2: 今回のビーム実験およびそのシミュレーションに対する、統計誤差および系統誤差。ビーム実験のデータに起因する誤差と、シミュレーションに起因する誤差とを分けて示す。ストップポイントにのみ付く誤差も、あわせて示している。

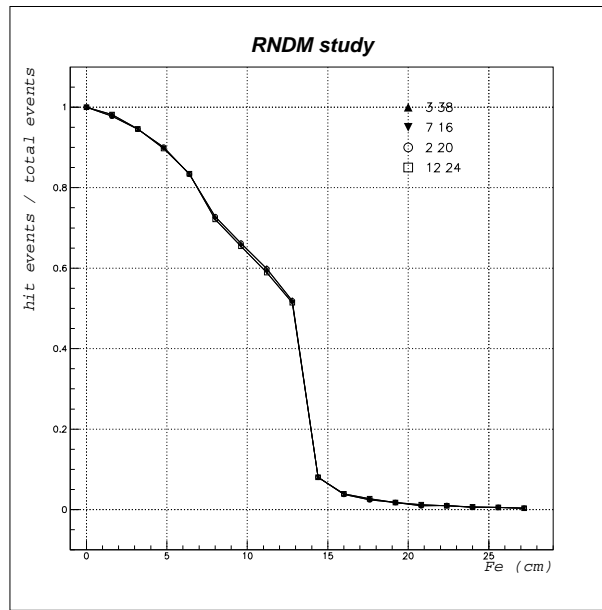


図 5.18: 1000MeV/c の陽子に対し、乱数の初期値を変えて走らせたシミュレーションの結果。右上に示しているのが、それぞれの乱数の初期値である。図では鉄 10cm 付近でわずかに生存率が変化しており、その程度は 0.4%以下である。

シミュレーションが実験データをどの程度再現するのかを定量的に評価するためには、評価対象となる陽子の情報およびミュオンレンジ検出器の形状を知ったうえで、データとシミュレーションとの比較を行うことが必要である。

従って、ミュオンレンジ検出器シミュレーションにおけるハドロンシミュレータの性能について知るためには、実際に図 5.11～ 5.14 の結果をミュオンレンジ検出器に適用してみる必要がある。

この適用方法およびその結果については、第 6 章で述べる。

## 第6章 ミューオンレンジ検出器への適用

本章では、第5章で述べたような比較の結果を、実際のミューオンレンジ検出器のモンテカルロシミュレーション(以下、検出器シミュレーション)<sup>1</sup>の結果と比較できるものにするための、流れおよび結果について説明する。

### 6.1 検出器を通過する陽子の生存確率

ミューオンレンジ検出器の解析の際には、飛跡の始点と終点がともに鉄1~9層の中にあり、かつ、反応点がビーム中心から半径3m以内にあるという、有効体積の中でのイベントを、解析の対象としている。

このうち、ハドロンの形成した飛跡が大きく寄与するのは、検出器の上流部分での、鉄10cmの層で起こったイベントである。鉄10cmないし20cmを通過したハドロンは、 $\mu$ と同じようにドリフトチェンバーでヒット信号を出すため、検出器上流部分で生成されてくるハドロンの飛跡の数を見積もることが重要になってくる。

今後より進んだ解析を行う際には、この薄い鉄の層でハドロンが形成した飛跡の見積もりを厳密に行うことが求められる。そこで、本研究の解析では、ニュートリノイベントによる生成全粒子のうち、有効体積カット後の、生成位置が鉄1層~3層にあり、ビーム中心より半径3m以内にある陽子を用いることにする。

図6.1は、検出器シミュレーションにおけるニュートリノイベント生成粒子についての、粒子の種類およびプロファイル<sup>2</sup>である。有効体積内にあり、鉄1層~3層で発生した全粒子(941839個)についての、粒子の種類、ビーム軸に対する角度、運動量の分布が示されている。

このうち陽子(229291個)についての分布は、図6.2のとおりである。図6.1での低エネルギー成分や大角度成分が減り、運動量600MeV/c部分にピークを持つプロファイルとなっている。

これらのうち、実際に検出器にヒット信号を残す陽子がどの程度あるのかを、ビーム実験の結果を用いて計算することにする。以後の解析は、図6.2で示した陽子に対して行う。

陽子がある厚さの鉄を通過したときに生存する確率としては、第5章で求めた生存率の

---

<sup>1</sup> ここでは、図4.4にあるシミュレーションプログラムのうち、FGSIMのことを指す。実際には、FGSIMより上流のシミュレーションも考慮する必要があるが、本研究においては検出器シミュレータであるFGSIMからの反応のみを、ビーム実験の比較対象としている。

<sup>2</sup> 運動量分布およびビーム軸からの角度分布を、プロファイルと呼ぶことにする。



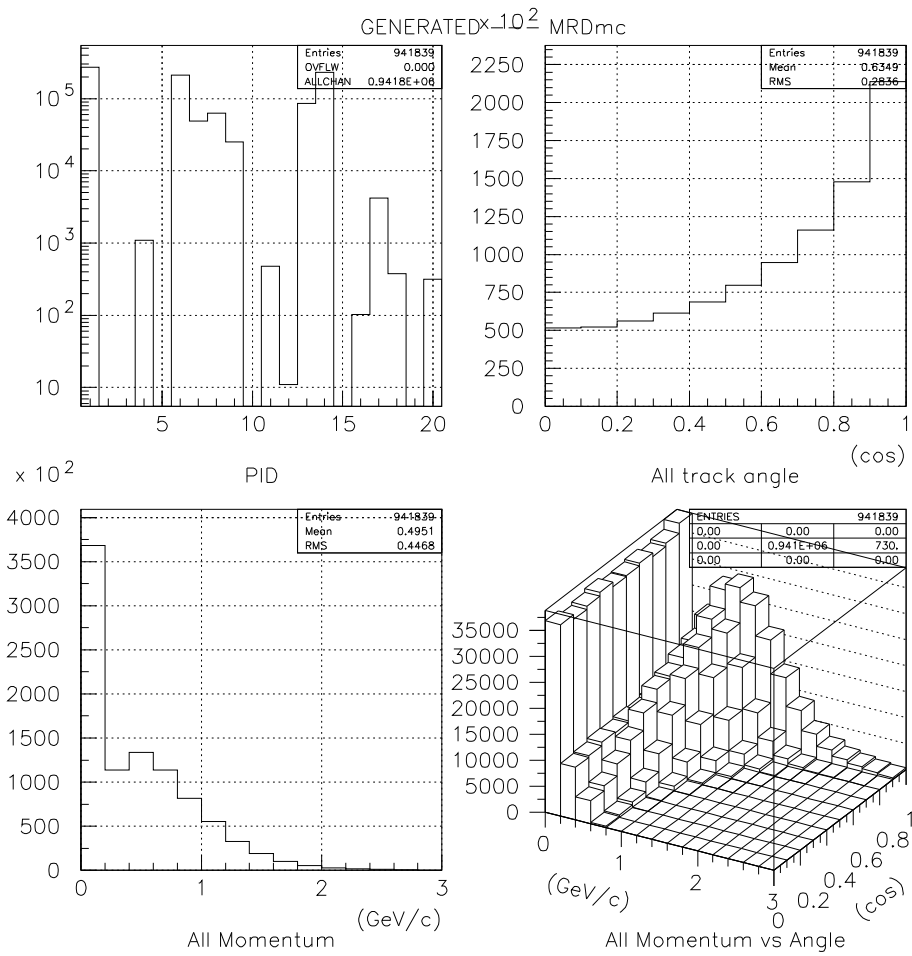


図 6.1: 検出器シミュレーションにおいて、ニュートリノイベントにより生成された、全粒子についてのプロファイル。(左上): 粒子の種類 (6: $\mu^-$ 、7-9: $\pi$ 、13:中性子、14:陽子)、(右上): ビーム軸に対する角度、(左下): 運動量、および (右下): 角度と運動量を示している。

結果を、運動量を横軸にとってプロットしなおしたものをを用いる。今、ある厚さの鉄に対し、シミュレーション、ビーム実験のデータそれぞれから得られたのそれぞれの生存確率を、粒子の運動量に対してプロットしたものが、図 6.3、6.4 である。横軸が陽子の運動量、縦軸が、その運動量の陽子の生存確率を表している。この図の中の値を用いれば、検出器内のニュートリノイベントで生成された陽子のそれぞれについて、生存確率の計算が可能であるので、図 6.3 と 6.4 は、生存確率の表であると考えることができる。以後、この図のことをレンジテーブルと呼ぶことにする。

今、生存確率のもつ系統誤差は表 5.2 に従って見積もっているもので、誤差の上端が 1 を超えた層や、下端が 0 に満たなかった層がある。図 6.3、6.4 では、それらに手を加えずそのままの値を誤差としているが、これ以降の議論では、生存率の最大値は 1、最小値は 0 とする。

legoplot-vgener entry=229291

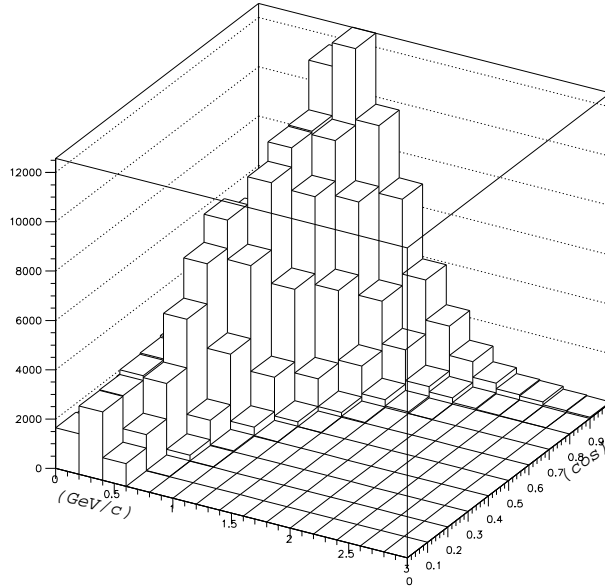


図 6.2: 検出器シミュレーションにおいて、ニュートリノイベントにより生成された、陽子についてのプロファイル。図 6.1 の右下の図と同様に、角度と運動量 について示している。

ビーム実験で得られた生存確率のデータセットは鉄の厚さ 1.6cm 毎であり、連続的でない。そこで、これら生存確率の値の間を直線で補間し、各運動量に対する生存確率を求める。

ここでは、ニュートリノイベントにより生成された各陽子について、その生存確率を求め、全陽子についての和をとることとする。この操作は、理想的な検出器<sup>3</sup>を仮定した場合における、生存陽子の期待値を求めることに対応する。この方法を模式的に説明したのが図 6.5 である。この図に沿って、実際の生存率の求め方を説明する。

まず、先に選び出してきたニュートリノイベント生成陽子の位置および角度の情報から、陽子が検出器の中で通過すべき経路を知る。次に、その陽子が最低 1 層の鉄の層を抜けて、鉄の前後にあるふたつのチェンバー層の両方にヒット信号を出すまでに通過すべき鉄の厚さを求める。理想的な検出器を仮定した場合、この厚さの鉄を通過すれば、陽子はすべて検出される。

次に、求めた鉄の長さに対し、第 5 章の結果である運動量と生存率との関係を用いて各陽子の生存確率を計算する。具体的な手順は以下の通りである。

<sup>3</sup> 検出効率 100% で、検出されるまでに必要な鉄の層を通過した粒子をすべて検出し、間違いなく的確なトラックを再構成することのできることを、仮想的な検出器。

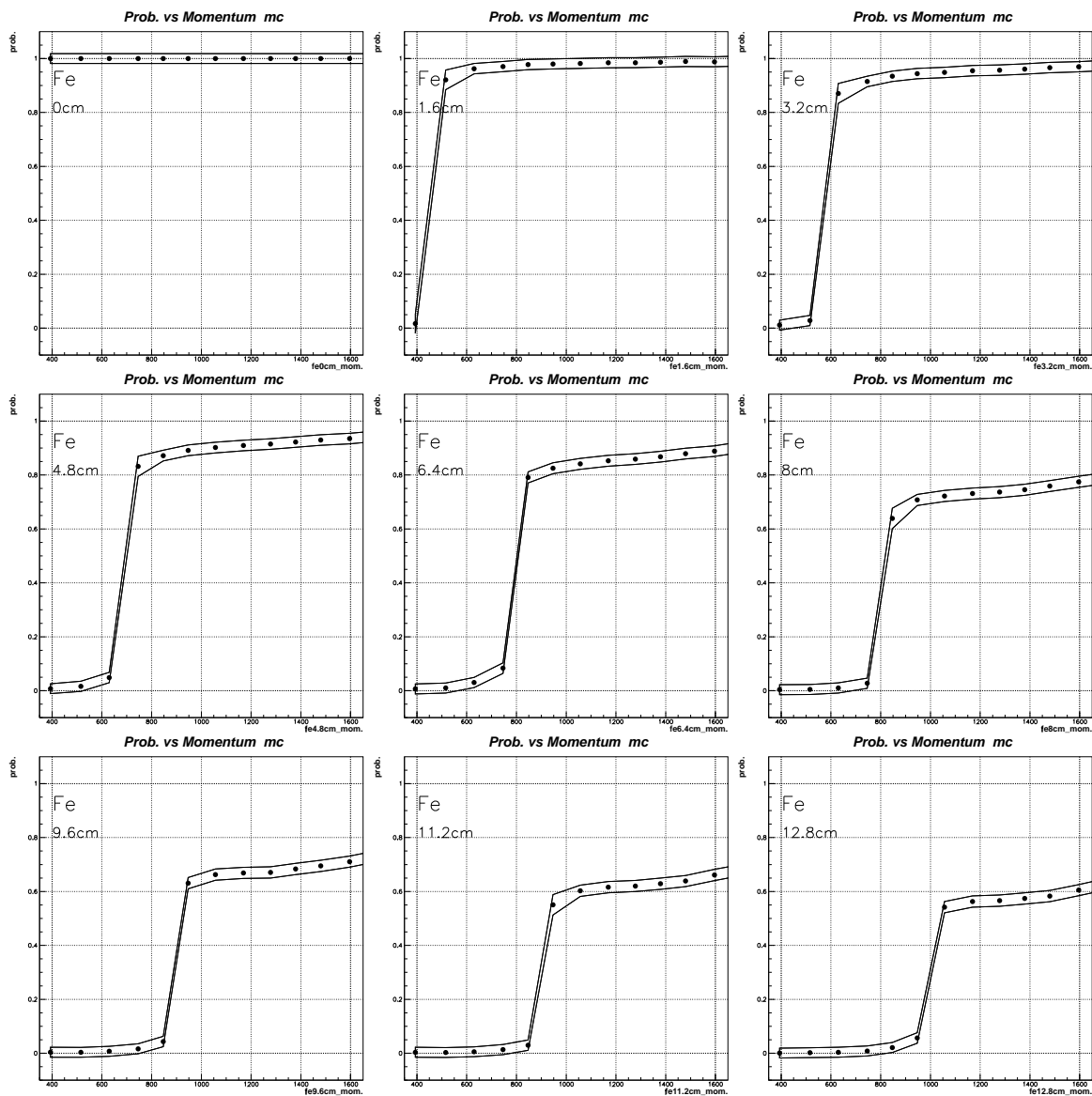


図 6.3: シミュレーションから求めた、鉄の厚さに対する陽子生存確率(レンジテーブル)。横軸は陽子の運動量で、縦軸は生存確率である。左上から順に、鉄 0cm、1.6cm、3.2cm、4.8cm、6.4cm、8.0cm、9.6cm、11.2cm、12.8cm を通過するときの生存確率を表す。

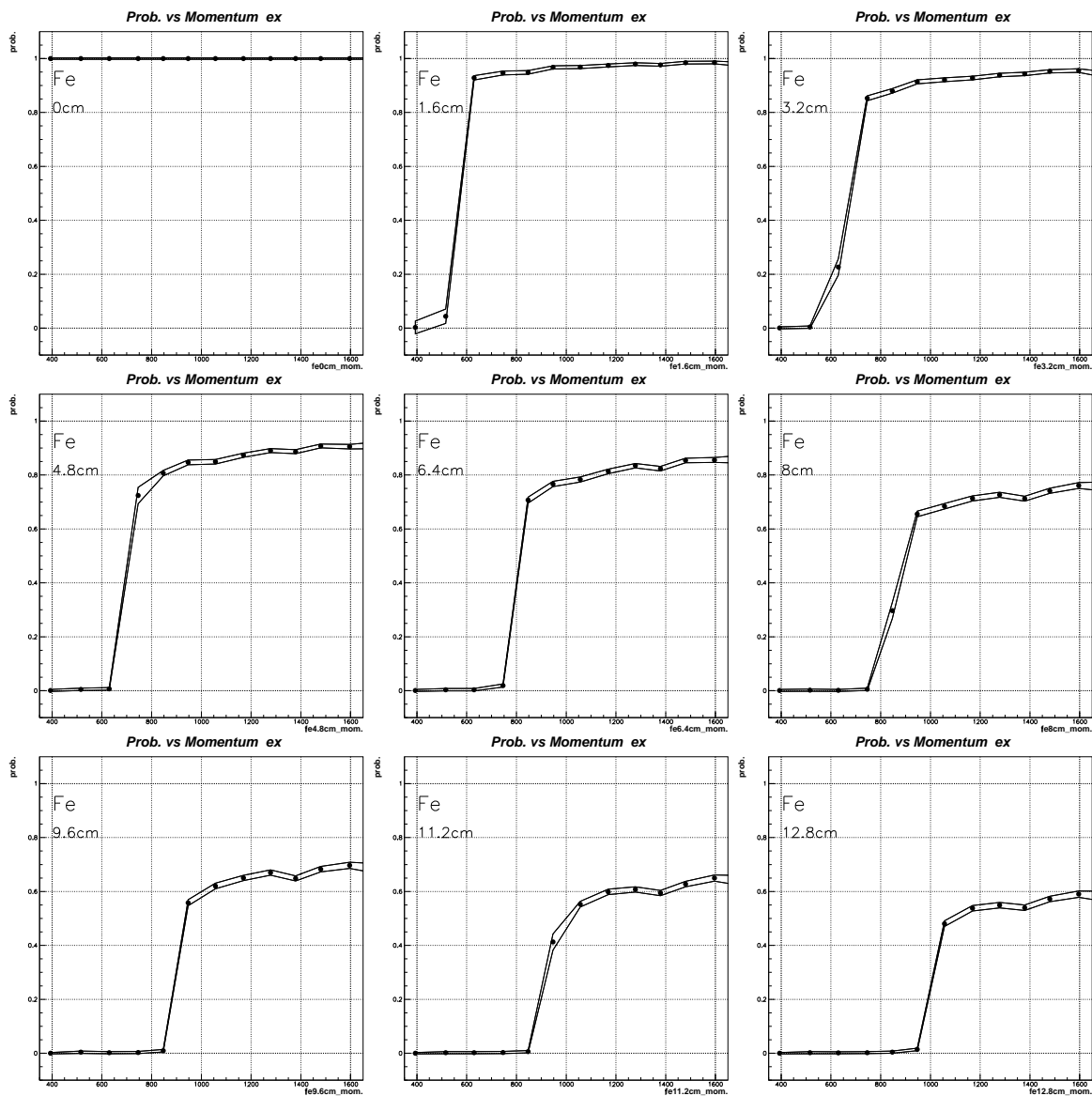


図 6.4: ビーム実験データから求めた、鉄の厚さに対する陽子生存確率(レンジテーブル)。横軸は陽子の運動量で、縦軸は生存確率である。左上から順に、鉄 0cm、1.6cm、3.2cm、4.8cm、6.4cm、8.0cm、9.6cm、11.2cm、12.8cm を通過するときの生存確率を表す。

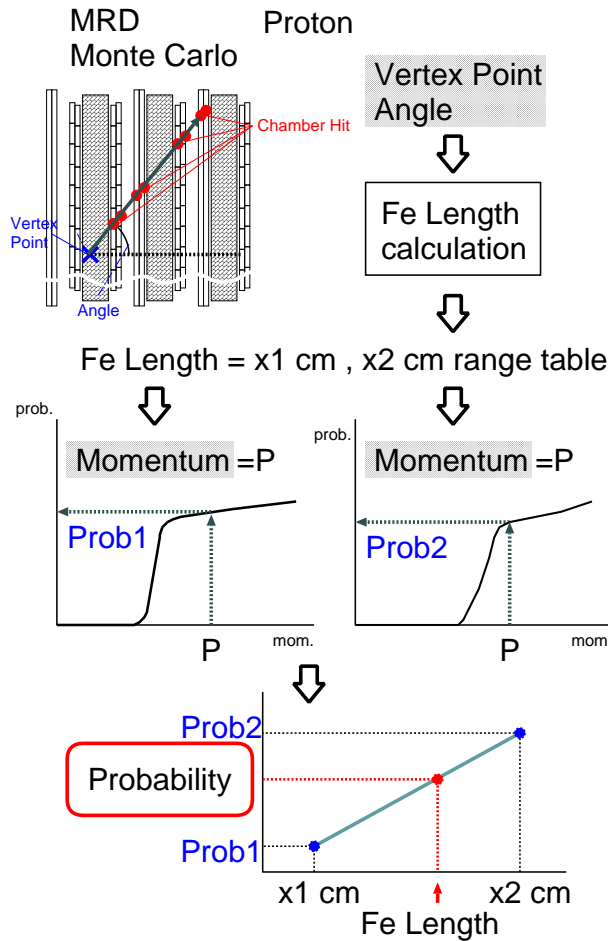


図 6.5: 各陽子の生存確率の求め方。まず、ニュートリノイベントによる生成陽子の位置および角度から、陽子が検出器の中で通過すべき経路を知る。次に、その陽子がイベントとして認識されるまでに通過すべき鉄の厚さを求め、最も近いレンジテーブルと2番目に近いレンジテーブルを選び出す。陽子の運動量はわかっているため、その運動量に対応する生存確率は2つのレンジテーブルそれぞれより求めることができる。これら2つの生存確率の異重平均をとることにより、最適な生存確率を求める。

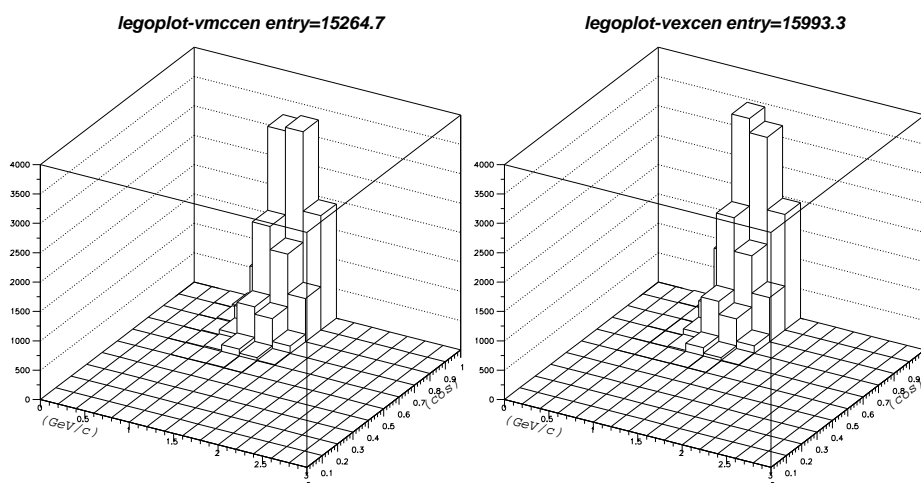


図 6.6: (左):シミュレーションから求めた、生存確率をかけたあとの陽子のプロファイル。(右):ビーム実験のデータから求めた、生存確率をかけたあとの陽子のプロファイル。

ある陽子について、検出器でのイベント認識に必要な鉄の長さの値に対し、最も近いレンジテーブルと2番目に近いレンジテーブルを、図 6.3 ないし図 6.4 から選び出す。陽子の運動量はわかっているので、その運動量に対応する生存確率は2つのレンジテーブルそれぞれより求めることができる。

ビーム実験で用いたビームの運動量は、100MeV/c 毎と連続的でない。そこで、これら2つの生存確率を、2つのレンジテーブルそれぞれからの距離の重みをかけて平均化し、最適な生存確率を求める。

最後に、すべての陽子について、こうして求めた生存確率の和をとる。つまり、理想的な検出器を仮定した場合の陽子の生存期待値を求める。

## 6.2 結果

ビーム実験のデータ、シミュレーションそれぞれをもとにして、実際に生存確率を計算した結果を、図 6.6 に示す。

以上の結果のまとめとして、理想的な検出器を仮定したときの陽子生存期待値を、表 6.1 に示す。

検出器内で発生した全陽子数に対し、レンジテーブルとしてビーム実験のデータを用いた場合と、ビーム実験のシミュレーションを用いた場合との陽子生存期待値が示されている。

誤差に関しては、ビーム実験で求めたレンジデータのうち、統計誤差、系統誤差を合わせて、最大になる場合および最小になる場合を用いて、生存期待値を計算した。

表 6.1 よりわかるように、ビーム実験のデータを用いた場合の陽子の生存期待値  $7.0^{+0.4}_{-0.3}\%$

検出器内で発生した全陽子数	229291events	
シミュレーションからのレンジ計算	$15625^{+3081}_{-1585}$ events	$(6.8^{+1.3}_{-0.7}\%)$
データからのレンジ計算	$15993^{+979}_{-653}$ events	$(7.0^{+0.4}_{-0.3}\%)$

表 6.1: レンジ計算による陽子生存期待値

は、シミュレーションを用いた場合の生存期待値  $6.8^{+1.3}_{-0.7}\%$  と誤差の範囲内で一致する。すなわち、現在ミュオンレンジ検出器で用いているシミュレーションは、陽子のレンジにおいて実験とよく合っていることが確かめられた。

上に述べた結果より、現在の検出器シミュレーションのうち、ハドロンシミュレータに関する部分は、データを誤差の範囲内で再現することが保証された。

すなわち、低エネルギー領域におけるハドロン相互作用のシミュレーションが、実験データを誤差の範囲内で再現していることを確かめ、ミュオンレンジ検出器シミュレーションにおけるハドロンシミュレータの性能をこの範囲で保証した。

第 7 章では、これまでに行った解析の結果のまとめを行い、今後の展望について述べる。

## 第7章 結論と今後の展望

本研究では、ミュオンレンジ検出器のシミュレーションで生成した、ニュートリノイベント中のハドロンの反応について、実験的に調べた。

鉄とシンチレータのサンドイッチ構造をした検出器を用いて陽子のレンジを測定するビーム実験を行い、データとシミュレーションとの比較を行った結果、ミュオンレンジ検出器で用いられているシミュレーションが、データをほぼ再現していることを確認した。

再現の程度を定量的に評価するために、このビーム実験の結果を実際のミュオンレンジ検出器に適用し、理想的な検出器を仮定した場合に通過してくる陽子の割合を計算した。その結果、シミュレーションを使った場合で  $6.8^{+1.3}_{-0.7}\%$ 、ビーム実験のデータを使った場合で  $7.0^{+0.4}_{-0.3}\%$  の陽子が検出器を通過することを求めた。このことから、低エネルギー領域におけるハロン相互作用のシミュレーションが、実験データを誤差の範囲内で再現していることを確かめ、ミュオンレンジ検出器シミュレーションにおけるハロンシミュレータの性能をこの範囲で保証した。

本研究の結果を踏まえての今後の展望としては、ミュオンレンジ検出器自身の検出効率を考慮したうえでのデータとシミュレーションの比較が考えられる。また、トラックのうち陽子の占める割合をレンジデータから計算することで、通過した鉄の長さと同トラック中の陽子混入率との関係を調べていくことも考えられる。

検出器上流部の薄い鉄の層でのニュートリノイベントに対し、トラックに含まれてくるハロンイベントの割合を系統誤差つきで定量的に見積もることができれば、ミュオンレンジ検出器におけるニュートリノイベント選び出しの不定性を軽減できる。ひいては、ニュートリノ振動パラメータの決定精度を、より上げることができる。

ニュートリノ振動の有無を探索する際、前置検出器とSK検出器との比較には、イベントレートやニュートリノエネルギーの分布などを用いる。後者の方が、振動パラメータ ( $\sin^2 2\theta$ ,  $\Delta m^2$ ) に対する感度が良い。

スペクトル解析によるニュートリノ振動の探索には、より精密なイベント解析が必要である。そのために、各検出器における系統誤差の研究は重要である。本研究の結果は、シミュレーションのハロン相互作用部分のもつ系統誤差をおさえるための重要な第一歩であるといえる。



# 謝辞

本論文の作成にあたっては、多岐にわたり多くの方々に大変お世話になりました。ここに心から感謝の意を表します。

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 教授には、K2K実験の責任者としてお世話になり、感謝しております。

神戸大学の原 俊雄 助教授は、本研究の指導教官としてさまざまな形で、親身になって御指導下さいました。また、青木 茂樹 助教授、鈴木 州 助手にも、常日頃より多岐にわたる貴重なアドバイスを頂き、大変お世話になりました。本当に有難うございます。

神戸大学の武田 廣 教授、野崎 光昭 教授、川越 清以 助教授、藏重 久弥 助教授、石井 恒次 助手には、本研究および物理学全般に関して、さまざまなアドバイスを頂きました。

京都大学の 中家 剛 助手、稲垣 隆宏 さん、横山 弘和 さん、加藤 一成 さん、島 礼典 さんには、高エネルギー加速器研究機構におけるビーム実験の際、大変お世話になりました。また、その後の解析に際しましても、細部にわたる非常に有益なアドバイスを、幾度となく頂きました。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、早戸 良成 助手、石井 孝信 助手、大山 雄一 助手、小林 隆 助手、石野 宏和 博士、東北大学の 長谷川 琢哉 助手、カリフォルニア大学アーバイン校の 峰 俊一 博士、神戸大学の 小浜 光洋 博士、岩下 大器 さん、恩地 正裕 さん、久米 剛生 さん、東北大学の 丸山 和純 博士、東京理科大学の 門脇 徹人 さん、岸 正太郎 さん、横山 広美 さん、大阪大学の 吉田 誠 さんには、高エネルギー加速器研究機構において、多くの場面で大変お世話になりました。

また、神戸大学の 佐藤 幸一 さん、竹中 和彦 さん、藤井 公雄 さん、大瀧 智子 さん、田中 康之 さん、一宮 亮 さん、大和 一洋 さん、西山 正吾 さん、野田 俊介 さん、山田 有紀 さん、岩尾 亮 さん、梶原 寿宣 さん、須賀 陽介 さん、中田 太志 さんにも、神戸での研究および生活に際し、いろいろとお世話になりました。有難うございました。

最後になりましたが、この2年間いつも私を温かく見守り、支え続けてきてくれた家族、友人の一人ひとりに、心より感謝致します。

## 参考文献

- [1] Particle Data Group, “Review of Particle Physics” The European Physical Journal, **C15** 1 (2000)
- [2] K.Zuber, Phys. Repo., **305** 295 (1998)
- [3] M.Nakamura, Nucl. Phys., **B77** 259 (1999)
- [4] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Let., **85** 3999 (2000)
- [5] Y.Fukuda *et.al.* , Phys. Let. **B335** 237 (1994)
- [6] R. Becker-Szendy *et.al.* , Phys. Rev. **D46** 3720 (1992)
- [7] K. Daum *et.al.* , Z.Phys. **C66** 417 (1995)
- [8] M.Aglietta *et.al.* , Euro. Let., **8** 611 (1989)
- [9] Earl Peterson, Nucl. Phys., **B77** 111 (1999)
- [10] T.Kajita, Nucl. Phys., **B77** 123 (1999)
- [11] J.N.Bahcall, Nucl. Phys., **B77** 64 (1999)
- [12] V.N.Gavrin, Nucl. Phys., **B77** 20 (1999)
- [13] T.A.Kirsten, Nucl. Phys., **B77** 26 (1999)
- [14] Y.Suzuki, Nucl. Phys., **B77** 35 (1999)
- [15] A.B.McDonald, Nucl. Phys., **B77** 43 (1999)
- [16] L.Oberauer, Nucl. Phys., **B77** 48 (1999)
- [17] D.H.White, Nucl. Phys., **B77** 207 (1999)
- [18] K.Eitel, B.Zeitnitz, Nucl. Phys., **B77** 212 (1999)
- [19] NOMAD Collaboration, Phys. Let., **B431** 219 (1998)
- [20] CHORUS Collaboration, Phys. Let., **B424** 202 (1998)

- [21] OPERA Group, “A long baseline  $\nu_\tau$  appearance experiment in the CNGS beam from CERN to Gran Sasso” Progress report, CERN/SPSC 99-20 (1999)
- [22] A.Suzuki, Nucl. Phys., **B77** 171 (1999)
- [23] K.Nishikawa, “Present and Future Neutrino Oscillation Experiments in Japan” Internal report
- [24] 小浜光洋、神戸大学修士論文 (1997)
- [25] 稲垣 隆宏、東京大学大学院理学系研究科修士論文 (1998)
- [26] A. Suzuki *et.al.* , “Design, construction, and operation of SciFi tracking detector for K2K experiment” Nucl. Instr. & Meth., **A453** 165 (2000)
- [27] T.Ishii *et.al.* K2K MRD Group, “Muon Range Detector as a K2K Near Detector” To be published in Nucl. Instr. & Meth., **A**
- [28] 吉田 正人、筑波大学修士論文 (1986)
- [29] 守屋 正人、筑波大学修士論文 (1987)
- [30] T.Maruyama, ”First Observation of Accelerator Origin Neutrino Beam After Passing Through 250km of Earth”, Ph.D. thesis of Tohoku University, unpublished (2000)
- [31] T.Inagaki, “Next step of the Muon Range Detector analysis” Internal report (2000)
- [32] John Apostolakis, “GEANT – Detector Description and Simulation Tool” <http://wswww.physik.uni-mainz.de/zeitnitz/gcalor/gcalor.html>
- [33] Y.Cho *et.al.* , Phys. Rev. **D4** 1967 (1971)
- [34] S.Mine, “Comparison between NEUT version 4.0 and 2.6”, K2KNOTE/OFL/MC/99-002
- [35] A. Fass *et.al.* , “FLUKA: present status and future developments” Proc. IV Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, World Scientific, 493 (1993), <http://fluka.web.cern.ch/fluka/#introduction>
- [36] A.Sakaguchi,  
<http://wwwkm.phys.sci.osaka-u.ac.jp/sakaguch/hyper/pnpl/hayakawa/>
- [37] C.Zeitnitz, T.A.Gabriel, “GCALOR Simulation Package” <http://wswww.physik.uni-mainz.de/zeitnitz/gcalor/gcalor.html>