

平成 9 年度 修士論文  
大気ニュートリノにおける東西効果の研究

東京工業大学大学院  
理工学研究科 物理学専攻

96M01070

金谷 有歩

(理学部 物理学科 渡邊・谷森研究室)

平成 10 年 2 月 24 日

## Abstract

The geomagnetic field tends to prevent low energy cosmic rays from impinging on the Earth's atmosphere. The east-west effect on atmospheric neutrinos, a deficit in the number of horizontal-traveling neutrinos from the eastern direction, arises since the primary cosmic rays consisting of positively charged particles with energies below a certain value cannot produce the secondaries. This cutoff effect is well known for cosmic ray muons, but before now there has been no observation of the corresponding deficit of neutrinos.

With data from an observation of 414 days, corresponding to a 25.5kt-yr exposure in Super-Kamiokande, a large water Cherenkov detector, the east-west effect on atmospheric neutrinos has been studied. 287 electron-like and 326 muon-like horizontal-going events with one Cherenkov ring were collected in the range of momenta at  $400 < p_{e,\mu} < 2000\text{MeV}/c$ . The azimuth distributions were consistent with those predicted by 10yr Monte Carlo simulation, and for electron-like events, the deficit of east-horizontal neutrinos has been confirmed.

# 目次

第1章	序論	1
第2章	大気ニュートリノにおける東西効果	3
2.1	地磁気による rigidity cutoff	3
2.2	大気ニュートリノにおける東西効果の観測	9
第3章	スーパーカミオカンデ	11
3.1	検出原理	11
3.2	実験場所	12
3.3	検出器	13
3.4	20 インチ光電子増倍管	15
3.5	純水系	16
3.6	データ収集系	18
3.6.1	エレクトロニクス	18
3.6.2	トリガー部	18
3.6.3	オンライン/オフライン計算機システム	18
第4章	データ処理と事象再構成	21
4.1	スーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象	21
4.2	ニュートリノ事象選別のためのデータ処理	22
4.2.1	一次リダクション	24
4.2.2	二次リダクション	24
4.2.3	三次リダクション	24
4.2.4	研究者によるスキャン	25
4.2.5	リダクションの結果	25
4.3	事象再構成	26
4.3.1	時間情報を用いた反応点の再構成	29
4.3.2	リング数の決定	30
4.3.3	粒子の判別	30
4.3.4	粒子の種類を仮定した反応点再構成	34
4.3.5	エネルギー再構成	37

第 5 章	東西効果の解析	41
5.1	事象の選別	41
5.1.1	運動量	41
5.1.2	方向	44
5.2	東西効果の評価	45
5.2.1	$\chi^2$ 検定	45
5.2.2	Kuiper 検定	48
5.2.3	結果	49
5.2.4	$e$ -like/ $\mu$ -like での東西効果の違い	50
第 6 章	結論	53
付 録 A	チェレンコフリング数の決定	55
A.1	リング数決定までの手順	55
A.2	反応点再構成	56
A.3	光量の分離	58
A.4	次リング候補の検出	61
A.5	次リング候補の評価	64
A.5.1	手順	64
A.5.2	期待光量分布の計算	64
A.5.3	評価方法	65
A.6	リング数決定の結果	69
付 録 B	Kuiper 検定	71

# 目 次

2.1	一次宇宙線のフラックス	4
2.2	rigidity cutoff の概念図	5
2.3	神岡における rigidity cutoff	6
2.4	大気ニュートリノと一次宇宙線のエネルギーの関係	6
2.5	神岡における大気ニュートリノフラックス (平均値)	8
2.6	神岡における大気ニュートリノフラックスの予想値 ( $\nu_e$ )	8
2.7	神岡における大気ニュートリノフラックスの予想値 ( $\nu_\mu$ )	9
2.8	荷電カレント弾性散乱の断面積	10
3.1	チェレンコフリングの検出原理	12
3.2	スーパーカミオカンデ検出器	13
3.3	光電子増倍管を取り付けた支持枠の構造	14
3.4	20 インチ光電子増倍管の外観	15
3.5	20 インチ光電子増倍管の量子効率	16
3.6	純水製造装置の概念図	17
3.7	エレクトロニクスブロックダイアグラム	19
4.1	FC/PC の定義	22
4.2	FC 事象のためのリダクション	23
4.3	FC 事象のための事象再構成	27
4.4	$p \rightarrow e^+\pi^0$ (MC)	28
4.5	PID 評価関数	32
4.6	PID 評価関数の経時変化	33
4.7	反応点決定精度	34
4.8	角度決定精度	35
4.9	TDC-fit と MS-fit の比較	35
4.10	FC 事象の反応点の分布	36
4.11	RTOT の計算に用いられる変数の定義	37
4.12	RTOT と荷電レプトンの運動量との関係	38
4.13	FC 事象の $E_{vis}$ 分布	39
4.14	運動量の決定精度	39

5.1	荷電カレント弾性散乱でのレプトンの放出角	42
5.2	運動量に対するカット	43
5.3	天頂角に対するカット	44
5.4	$e$ -like 事象の方位角分布	46
5.5	$\mu$ -like 事象の方位角分布	47
5.6	Kuiper 統計量を求めるための累積分布関数 ( $e$ -like)	48
5.7	Kuiper 統計量を求めるための累積分布関数 ( $\mu$ -like)	49
A.1	TOF を引いた時間分布	56
A.2	光量の角度分布とその二階微分	57
A.3	PMT への入射角依存性の補正関数	59
A.4	$e$ -like 事象での光量の角度分布	61
A.5	次リング候補の検出原理	62
A.6	$\theta - \phi$ 空間の光量地図	63
A.7	$\Delta L$ 分布	67
A.8	光量を積分する領域	67
A.9	リング数決定のための評価関数	68
A.10	リング数決定のための最終的な評価関数	69
A.11	リング数決定精度の運動量依存性	70
A.12	陽子崩壊事象に対するリング数決定のための評価関数	70
B.1	累積分布関数	72

# 表 目 次

4.1 FC 事象数 . . . . .	29
5.1 モンテカルロ事象の内訳 . . . . .	43
5.2 東西効果の評価に用いた検定の結果 . . . . .	50
B.1 K-S 統計量、Kuiper 統計量に対する有意確率 . . . . .	73



# 第1章 序論

地球大気に入射した陽子などの一次宇宙線は大気中の核子と相互作用し、 $\pi$ 、 $K$  などを作る。大気ニュートリノはこれらのメソンの崩壊チェーンから生成される二次宇宙線である。特に荷電パイオンの崩壊

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ &\downarrow \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \end{aligned} \quad (1.1)$$

が数 GeV 以下の大気ニュートリノ生成において支配的である。単純にすべての崩壊が起こると考えた場合、おのおののフラックスを  $\nu_e + \bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  とすると、

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2 \quad (1.2)$$

が期待される。

ニュートリノは電荷を持たないために直接検出することはできないので、実験では荷電カレントの反応により生じたレプトンを観測し、フレーバーの比 ( $\mu/e$ ) を測定する。理論による予想値との比較については、ニュートリノのフラックスの絶対値および反応の断面積の不定性を打ち消すために、モンテカルロシミュレーション (MC) によって得られた値との比

$$R \equiv \frac{(\mu/e)_{data}}{(\mu/e)_{MC}} \quad (1.3)$$

が用いられる。もし理論による予想が正しければ  $R = 1$  となるはずであるが、観測される  $R$  の値は 1 より有意に小さい。

ニュートリノのエネルギーが 1 GeV 程度の領域<sup>1</sup>において、カミオカンデでは

$$R = 0.60^{+0.06}_{-0.05}(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{sys.})$$

スーパーカミオカンデにおいてもこれを高統計で検証した

$$R = 0.61 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{sys.})$$

が得られている [1, 2]。これが大気ニュートリノ問題であり、その原因はニュートリノが質量を持つために生じるニュートリノ振動に求められる可能性があると考えられている [3]。

<sup>1</sup>“sub-GeV” 領域。下限は  $p_e > 100\text{MeV}/c$ ,  $p_\mu > 200\text{MeV}/c$ , 上限は  $E_{vis} < 1.33\text{GeV}$ 。  $E_{vis}$  は検出器内で観測された光量から粒子の質量を無視して求めたエネルギー (4.3.5 参照)。

このようにシミュレーションとの比較による実験を行なうためには、精密な大気ニュートリノフラックスの計算が必要となる。低エネルギー ( $E_\nu \lesssim 3 \text{ GeV}$ ) での方向分布の計算において特に重要となるのが、地磁気による一次宇宙線の低エネルギー成分の cutoff である。これは低エネルギーの宇宙線は地磁気によって方向を変えられてしまい、地球大気に到達することができなくなるために起こる。この結果、二次粒子である大気ニュートリノにも方向分布が反映され、フラックスが東西で非対称になる。同じく二次粒子である宇宙線ミュオンでも同様の非対称性が生じている。ミュオンは電荷を持つため検出が容易であり、その東西方向での非対称性は宇宙線研究の初期、1930 年代に既に観測され [4, 5]、一次宇宙線が正の電荷を持つことが発見された [6]。

この東西効果を大気ニュートリノにおいて測定することは、モンテカルロシミュレーションの妥当性を示すことになり、また地下検出器で間違いなく大気ニュートリノを観測しているという証拠にもなるであろう。しかし観測に利用できる事象が非常に限られるため、これまで大気ニュートリノにおける東西効果は確認されていなかった。

本論文では、スーパーカミオカンデにおいて 1996 年 5 月 27 日から 1997 年 10 月 16 日までに得られた  $25.5 \text{ kt yr}$  の大気ニュートリノの事象を用いた東西効果の観測について述べる。

まず、第 2 章において大気ニュートリノについて、特にその東西効果について述べる。第 3 章ではスーパーカミオカンデ検出器について、その検出原理および性能について説明する。第 4 章で大気ニュートリノ事象の選別と事象再構成について、そして第 5 章で東西効果の解析について述べることにする。

事象再構成において今回新しく作成した部分については、特に付録 A で詳しく説明する。また東西効果の解析で用いた検定法についても付録 B で述べる。

## 第2章 大気ニュートリノにおける東西効果

### 2.1 地磁気による rigidity cutoff

低エネルギーの一次宇宙線は地磁気により遮蔽されるため地球大気に到達することができず、したがって大気ニュートリノを生成することもない。大気に入射できるかどうかは粒子の硬さ (rigidity) により決まる。これは電荷あたりの運動量であり、陽子に対しては運動量と同じ値となる。地磁気によって決まる最低の rigidity 以下の粒子は大気ニュートリノフラックスに寄与しない (rigidity cutoff)。二次粒子の生成においては、原子核全体でのエネルギーよりも核子あたりのエネルギーが問題となる。一次宇宙線の化学的組成は、 $\gtrsim 2\text{GeV}/\text{原子核}$ において、H(陽子)  $\sim 95.2\%$ 、He  $\sim 4.5\%$ 、より重い原子核 (C、N、O など)  $\sim 0.3\%$  であり、陽子はその大部分を占めている (図 2.1)。しかし、核子あたりのエネルギーが同じであった場合、He、あるいはさらに重い原子核では、rigidity の値は中性子を含むために陽子の約 2 倍となる。したがって同じ rigidity を持つ粒子でも核子あたりのエネルギーは陽子よりも小さくなり、より低エネルギーの核子を地球大気中に持ち込むことができる。

地磁気による軌跡の変化が粒子の rigidity に依存するため、cutoff の値は一次粒子の地球への入射位置および入射方向に依存する。また検出器からみて同じ方向から来るニュートリノでも、その親粒子の方向はエネルギーによりさまざまである。

あらゆる方向から飛来する宇宙線の全運動量領域にわたって軌跡を計算することは現実的でない。そこで cutoff の値を求めるためには検出器に到達するニュートリノを生成できる成分だけを扱うように計算を行なう。一次宇宙線の軌跡は  $p$  を粒子の運動量、 $e$  を電荷、 $B$  を磁束密度として、運動方程式

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = e \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

から計算できる。電荷の符号を逆にすること ( $e \leftrightarrow -e$ ) が時間の反転 ( $t \leftrightarrow -t$ ) に相当することに注目して、一次宇宙線と逆符号の電荷を持つ反陽子を試験粒子として地球上のある点 (検出器位置) から打ち出すと想定し、その軌跡を (2.1) により計算する。ただし、検出器位置から出発した軌跡が地中にある間はニュートリノの軌跡であるから地磁気の影響を考えず直進させ、地表に現れたところから (2.1) を適用する。

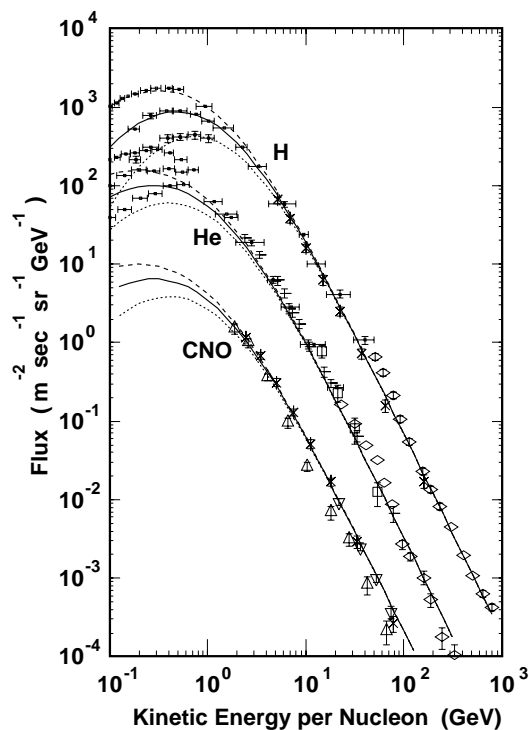


図 2.1: 一次宇宙線 (陽子、He、CNO 原子核) のフラックス [9]。破線、実線、点線はそれぞれ太陽活動の異なる時期を表し、順に最大、中間、最低時に対応している。使用したフラックス計算は、実線で表される中間的な時期を仮定して求めた。

地磁気の極座標表示は

$$B_{\text{north}} = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad B_{\text{east}} = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad B_{\text{down}} = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (2.2)$$

により与えられる。ポテンシャル  $V$  は球面調和関数の多重極展開として

$$V = R \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} [g_n^m \cos(m\phi) + f_n^m \sin(m\phi)] P_n^m(\cos \theta) \quad (2.3)$$

と表される。ここで  $R$  は地球の半径、 $P_n^m(x)$  はルジャンドル関数である。今回、モンテカルロシミュレーション事象を作成するのに用いた大気ニュートリノのフラックス計算<sup>1</sup>では、係数 ( $g_n^m, h_n^m$ ) として国際標準地磁気分布係数 [10] を用いている。

この軌跡の計算では、生成されるニュートリノの方向は一次宇宙線の方向と等しいと仮定している (一次元近似)。実際には、一次粒子が大気に入射して生ずるハドロンシャワーおよび続いて起こる二次粒子の崩壊において、生成される粒子は親粒子の方向に対して有

<sup>1</sup>大気ニュートリノのフラックスにはいくつかの計算値が提出されているが、現在地磁気の効果を取り入れ、方位角分布を考慮しているのは本田ら [9] によるものだけである。

限の広がりを持つ。この近似により、計算されたフラックスには 1GeV において 5% 程度の不定性が生じている [9]。

試験粒子が地磁気の強度が星間磁場と同程度 ( $\sim 3 \times 10^{-8}$  T) になる地球半径の 10 倍以上の距離まで到達できれば、地球磁気圏から脱出できたと見なすことができる。正電荷を持つ実際の宇宙線はこの軌跡を逆にたどり地球大気に入射できる。一方、試験粒子の運動量が小さい場合にはその軌跡が地表に再突入することになる。一次宇宙線は地球を透過することはできないので、そのような運動量の粒子は地表に到達することはない (図 2.2)。すなわち地磁気により低 rigidity 成分が切断される。

全ての方向に運動量を変化させながら試験粒子の軌跡を検討していけば、最終的に検出器位置における cutoff rigidity 分布が得られる。このようにして計算された神岡におけるニュートリノの飛来する方向に対する cutoff の様子を図 2.3 に示す。天頂角では  $0^\circ$  が鉛直下向きの、 $180^\circ$  が上向きのニュートリノを表す。方位角は  $0^\circ$  が南から北に向かうニュートリノを表し、 $90^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $270^\circ$  はそれぞれ東、北、西からくるニュートリノとなる。

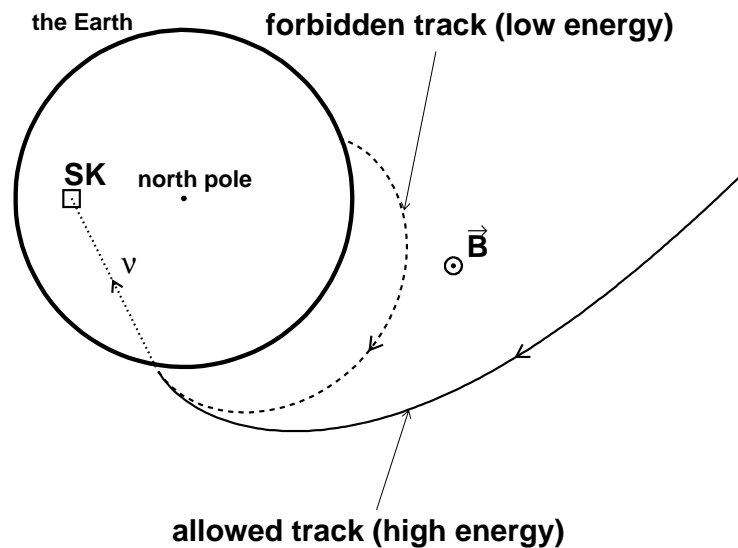


図 2.2: rigidity cutoff の概念図。地球大気に入射可能な軌跡を描くことができない低 rigidity 成分は地磁気により切断される。

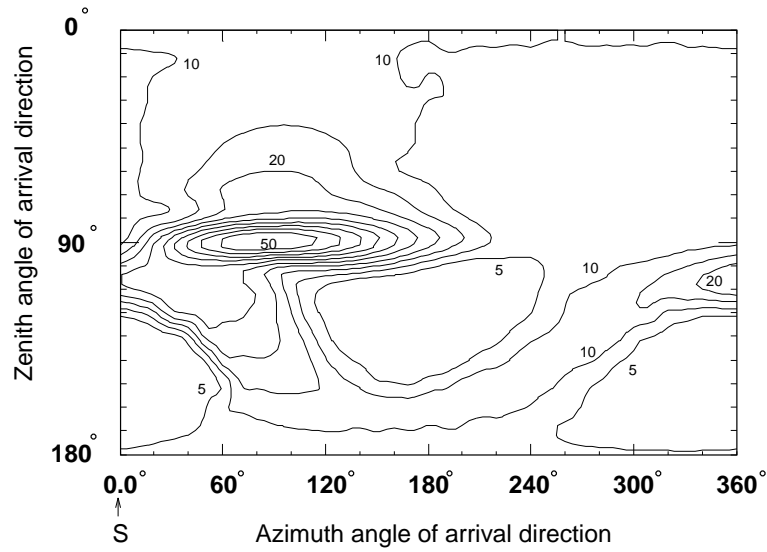


図 2.3: 神岡における rigidity cutoff(単位は GV)[9]。縦軸が天頂角、横軸が方位角を表す(定義については本文を参照)。

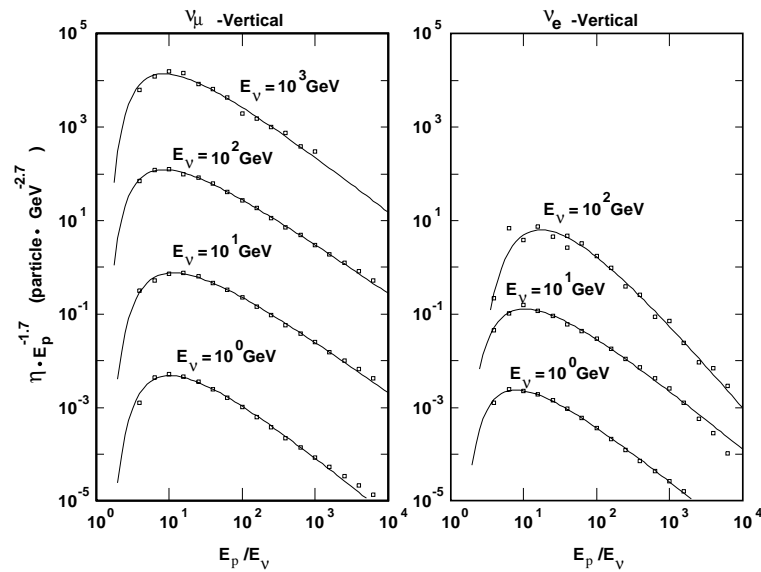


図 2.4: 大気ニュートリノとその親である一次粒子(陽子)のエネルギーの関係 [9]。 $\eta(E_p, E_\nu, \theta)$  はあるエネルギー  $E_p$  を持つ陽子から、天頂角  $\theta$ 、エネルギー  $E_\nu + dE_\nu$  を持つニュートリノが作られる数を表す。一次粒子のエネルギースペクトルは、ほぼ  $E^{-2.7}$  にしたがうので、縦軸の値はあるエネルギー  $E_\nu$  のニュートリノ生成への寄与を対数軸で表した陽子のエネルギーに対して示すことになる。

図 2.4 に大気ニュートリノと一次宇宙線のエネルギーの関係を示す。ここで  $\eta(E_\nu, E_p, \theta)$  は、エネルギー  $E_p + dE_p$  を持つ陽子から、エネルギー  $E_\nu$  のニュートリノが生成される個数を表す。したがって単位は (個/GeV) である。また天頂角によりミュオンが崩壊するまでの大気中でのエネルギー損失が変わるため、 $\eta$  は天頂角  $\theta$  の関数でもある。図 2.4 は検出器に鉛直下向きに入射するニュートリノの場合が示されている。一次宇宙線のエネルギースペクトルがほぼ  $E_p^{-2.7}$  に比例することに注意すると、生成されるニュートリノの個数を  $N_\nu$ 、一次宇宙線のフラックスを  $f_p$  として、

$$\begin{aligned}
 N_\nu(E_\nu) &= \int \eta f_p(E_p) dE_p \\
 &\propto \int \eta E_p^{-2.7} dE_p \\
 &= \int (\eta E_p^{-1.7}) \frac{dE_p}{E_p} \\
 &= \int (\eta E_p^{-1.7}) d(\log E_p)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

したがって図 2.4 の縦軸  $\eta \times E_p^{-1.7}$  は、一次粒子のエネルギーの対数についてニュートリノ生成への寄与を表している。この図から、生成される大気ニュートリノはおおよそ一次粒子の 1/10 程度のエネルギーを持ち、図 2.3 と合わせて大気ニュートリノの東西効果が数 GeV 以下のエネルギー領域で顕著であることが予想される。より高エネルギーの領域では rigidity cutoff の影響は無視できるようになる (図 2.5)。

最終的に計算された大気ニュートリノフラックスの例を図 2.6 に示す。一次宇宙線が正の電荷を持つために、地磁気の影響により東西で非対称な分布となっている。図 2.3, 2.6 から特に水平方向の東から来るニュートリノの減少が予想される。これは東から飛来する正電荷の粒子は地磁気により地表方向への力を受けるために cutoff が顕著であることによる。これが大気ニュートリノにおける東西効果である。

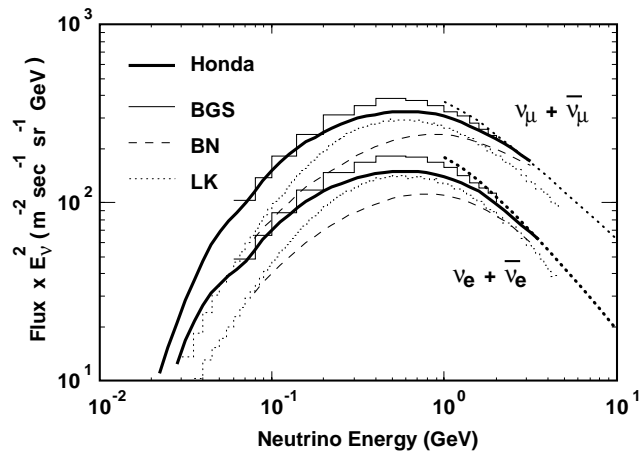


図 2.5: 神岡における低エネルギーの大気ニュートリノフラックス。全方向について平均した値を示す。計算はそれぞれ Honda[9]、BGS[12]、BN[13]、LK[14] による。点線は rigidity cutoff を考慮せずに計算したフラックスであり、高エネルギーでは地磁気の影響が無視できることがわかる。

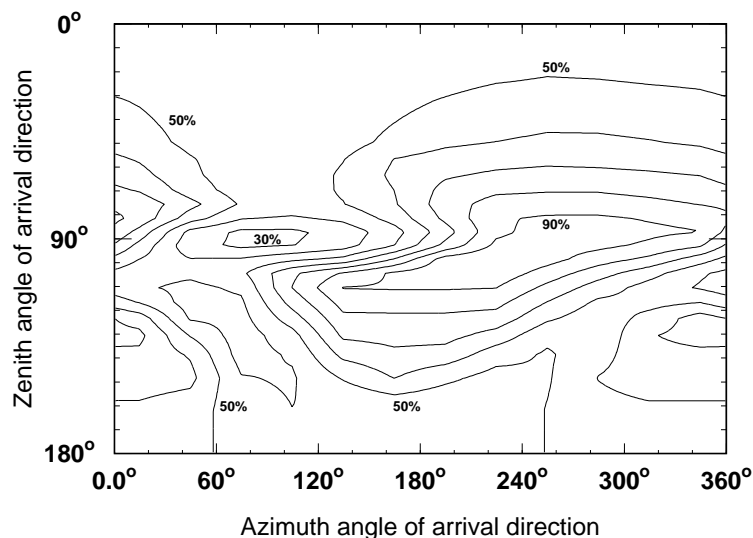


図 2.6: 神岡における大気ニュートリノフラックスの予想値の例 ( $\nu_e$  1GeV、MC への入力値)。フラックスの最大値に対する百分率で表している。検出器に水平方向 東から入射するニュートリノは、西からのニュートリノに比べて 30% 程度のフラックスしか持たないと期待される。

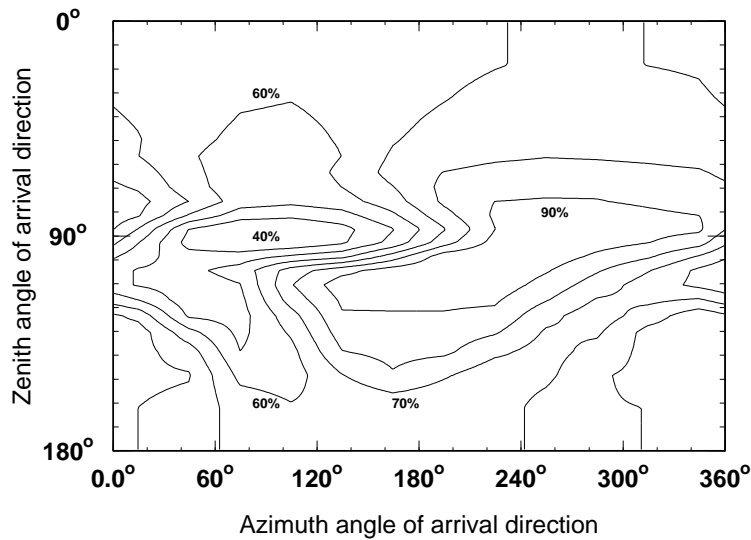


図 2.7: 神岡における大気ニュートリノフラックスの予想値の例 ( $\nu_\mu$  1GeV、MC への入力値)。東からのフラックスの減少は  $\nu_e$  に比べ小さい。

## 2.2 大気ニュートリノにおける東西効果の観測

このような一次宇宙線の cutoff による東西効果は、荷電粒子 (宇宙線ミュオン) では実際に観測されているが、大気ニュートリノではこれまで十分な統計が得られず、観測は不可能であった。これは、一つには粒子の検出そのものが困難であるためである。これに加えて、東西効果を観測できるエネルギー領域が非常に限られてしまうことが大きな障害となる。これまで見てきたように、東からのニュートリノフラックスの減少は  $E_\nu \lesssim 2\text{GeV}$  で顕著である。このようなエネルギー領域では、ニュートリノが核子  $N$  との荷電カレント弾性散乱

$$\nu + N \rightarrow l^\pm + N' \quad (2.5)$$

により生成する荷電レプトン  $l$  を検出する (反応の断面積を図 2.8 に示す)。しかし、ニュートリノ-レプトン間の角度は低エネルギーになるほど大きくなり、もともとのニュートリノフラックスの角度分布はかき消されてしまう。このように観測可能なエネルギー領域が上限・下限ともに制約を受けるために、十分な事象数を得ることはこれまで困難であった。しかしスーパーカミオカンデではその膨大な有効体積により、すでに旧カミオカンデを大きく上回る大気ニュートリノ事象が得られている。この高統計により、大気ニュートリノの東西効果を確認することが可能であると考えられる。

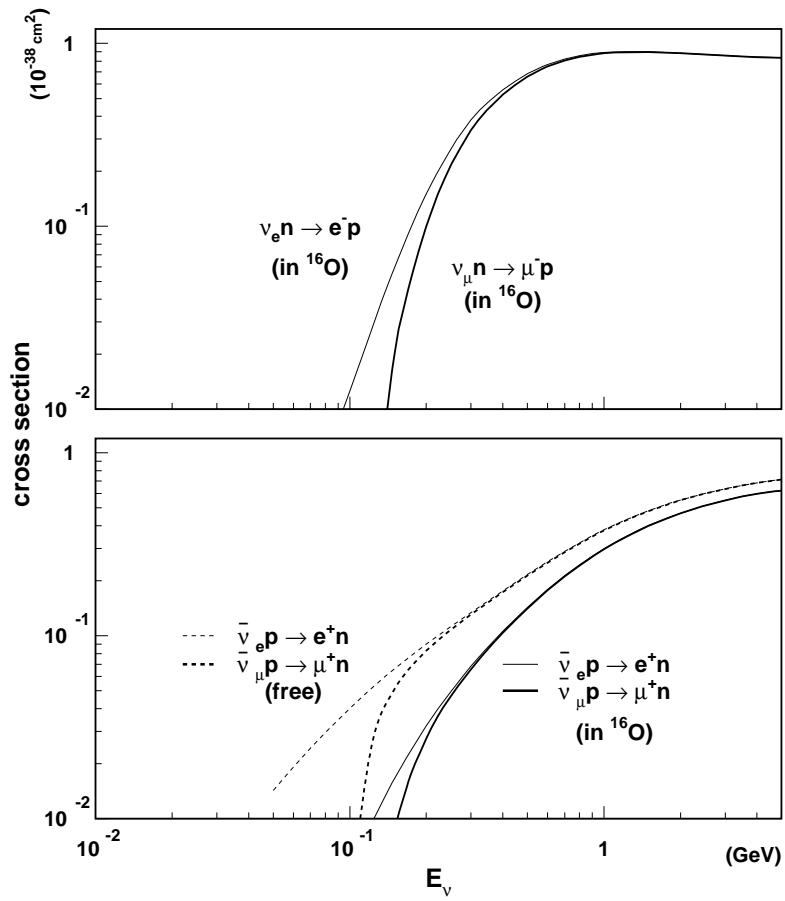


図 2.8: 水を標的とした場合の荷電カレント弾性散乱の断面積

## 第3章 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande) の主な目的は

陽子崩壊の探索 (Kamioka Nucleon Decay Experiment)

ニュートリノの観測 (Kamioka Neutrino Detection Experiment)

である。データ収集は 1996 年 4 月より開始され、既に旧カミオカンデを大幅に上回るデータ量を得ている。

以下本実験について概説する。

### 3.1 検出原理

スーパーカミオカンデは水中を高速で走る荷電粒子が放出するチェレンコフ光をとらえることにより粒子を検出する水チェレンコフ型検出器である。

チェレンコフ光は、荷電粒子が媒質中での光速  $c/n$  以上の速度で運動する際に放出される。ここで  $c$  は真空中での光速、 $n$  は媒質の屈折率である。チェレンコフ光の放出される方向は荷電粒子の速度  $v$  によって決まり、

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

の関係が成り立つ。ここで  $\beta \equiv v/c$ 、また  $\theta_C$  が粒子の進行方向とチェレンコフ光の放出方向のなす角である。水の屈折率を 1.33 とすると、荷電粒子の速度が十分光速に近く  $\beta \sim 1$  とおける場合には  $\theta_C \sim 41^\circ$  の円錐状に放出される。単位波長および単位飛程あたりに放出される光子数は

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dx d\lambda} &= 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \\ &= 2\pi\alpha \sin^2 \theta_C \frac{1}{\lambda^2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

で与えられる。ただし  $\lambda$  はチェレンコフ光の波長、 $\alpha = 1/137$  は微細構造定数である。この式からわかるように、荷電粒子がエネルギーを失うにつれてチェレンコフ光の放出角は小さくなり、強度も減少する。そのためチェレンコフ光円錐の断面は中心が抜けたリング状になる。このチェレンコフリングを検出器内壁に設置した光電子増倍管で観測することにより事象が検出される (図 3.1)。

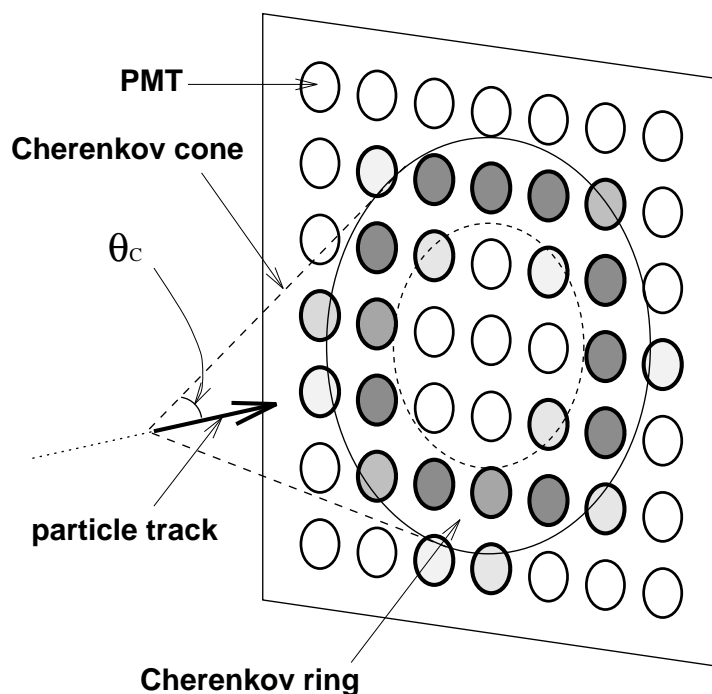


図 3.1: チェレンコフリングの検出原理

## 3.2 実験場所

ニュートリノ検出、核子崩壊探索いずれの立場からもバックグラウンドとなる宇宙線ミュオンを排除するために、実験は地下深くで行なわれることが望ましい。そこで旧カミオカンデと同じく、岐阜県吉城郡神岡町にある三井金属鉱業神岡鉱山の茂住鉱区(北緯 36.42 度、東経 137.31 度)が選ばれた。検出器は水に換算して 2700m に相当する「池ノ山」山頂の地下約 1000m に建設されている(図 3.2)。この結果、宇宙線ミュオンによる事象は約 2Hz まで抑えられている。また同鉱区は地下水が豊富であるため、水の確保という点からも大量の純水を用いる本実験に有利である。

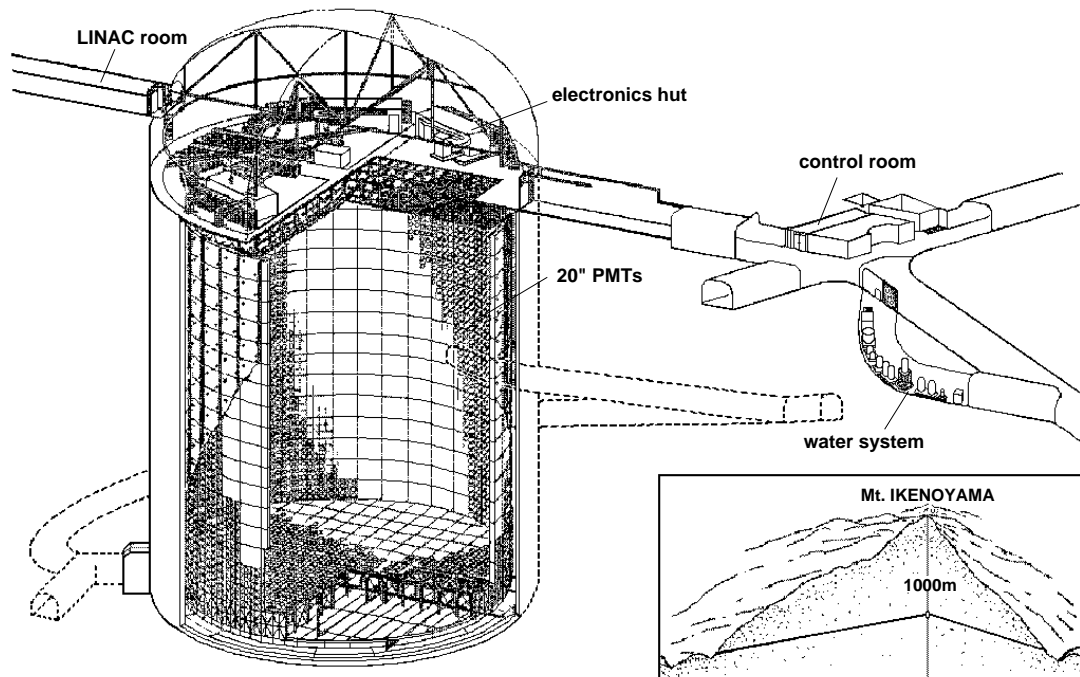


図 3.2: スーパーカミオカンデ検出器

### 3.3 検出器

検出器の全体像を図 3.2 に示す。装置の本体は総重量 50000 トンにおよぶ純水が満たされた直径 39.3m 高さ 41.4m の巨大な円筒型の水槽であり、光電子増倍管 (photomultiplier tube, PMT) を取り付けられたステンレス製の支持枠によって内水槽・外水槽の 2 層に区分されている。

内水槽が事象検出のための主検出器であり、直径 33.8m ・ 高さ 36.2m、内部の純水の質量は 32000 トンとなる。浜松ホトニクス社の 20 インチ PMT 11146 本が 70cm おきに内向きに配置されており、光電面は全体で内水槽全面積の 40% を覆う。各 PMT の間隙には黒色のポリエチレンのシートが配置され、内水槽と外水槽を光学的に遮断している。

外水槽は約 2.6m の厚さを持ち、岩盤からの低エネルギー放射線によるバックグラウンドを吸収する。また支持枠には IMB 実験で用いられていた浜松ホトニクス社の 8 インチ PMT 1885 本が外向きに設置され、宇宙線ミュオンの入射を知り除去するアンタイ検出器として機能する。集光率を上げるために、支持枠の外水槽側は白色のタイベックシートで覆われている。図 3.3 にステンレス製支持枠の構造を示す。

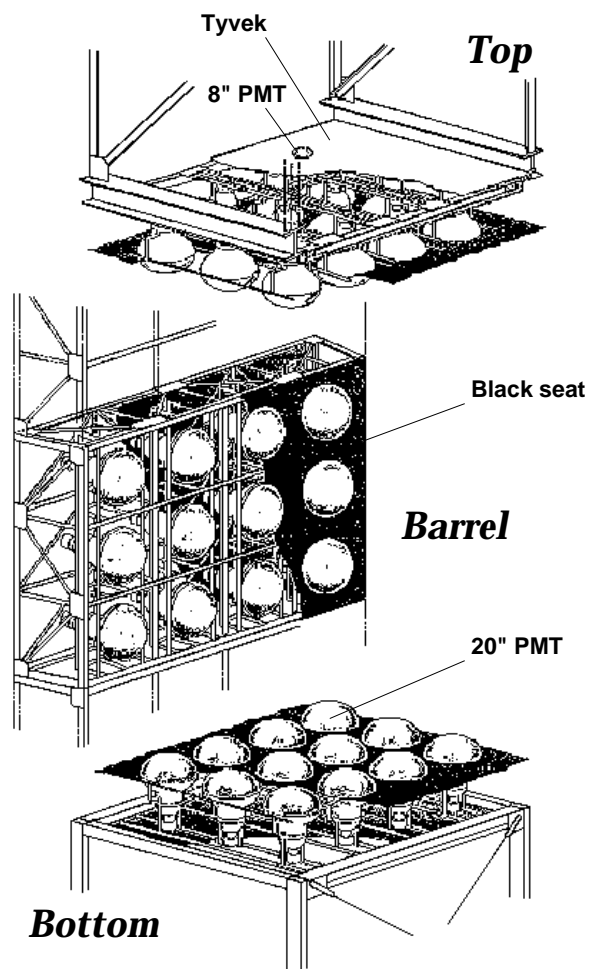


図 3.3: 光電子増倍管を取り付けた支持枠の構造。内側に直径 20 インチ、外側に直径 8 インチの光電子増倍管がそれぞれ設置されている。

### 3.4 20 インチ光電子増倍管

スーパーカミオカンデ検出器で使用されている 20 インチ PMT の形状を図 3.4 に示す。これはカミオカンデ用に開発された 20 インチ PMT に改良を加え、高い時間分解能、エネルギー分解能を実現させたものである [15]。時間分解能は約 2.5 ns (rms) であり、1 個の光電子 (1 p.e.) に対しても高い感度を持っている。図 3.5 は量子効率の波長依存性をチェレンコフ光のスペクトルとともに示したものである。両者のピーク位置はほぼ一致しており、チェレンコフ光のピーク値  $\lambda = 390\text{nm}$  において量子効率は 22% となっている。スーパーカミオカンデでの使用にあたっては、およそ  $1 \times 10^7$  (印加電圧約 2000 V) の増幅率で使用されている。

このような大口径かつ球面形の光電面を持つ PMT を用いることにより、広い視野・受光面積が実現されている。しかしその一方で、PMT の大型化により光電子の飛行距離が長くなるために地磁気が光電子の軌道に与える影響も大きくなっている。そこで、増幅率が光電子の発生位置に依存しないように検出器全体を磁気補償コイルで取り巻き地磁気を打ち消している。

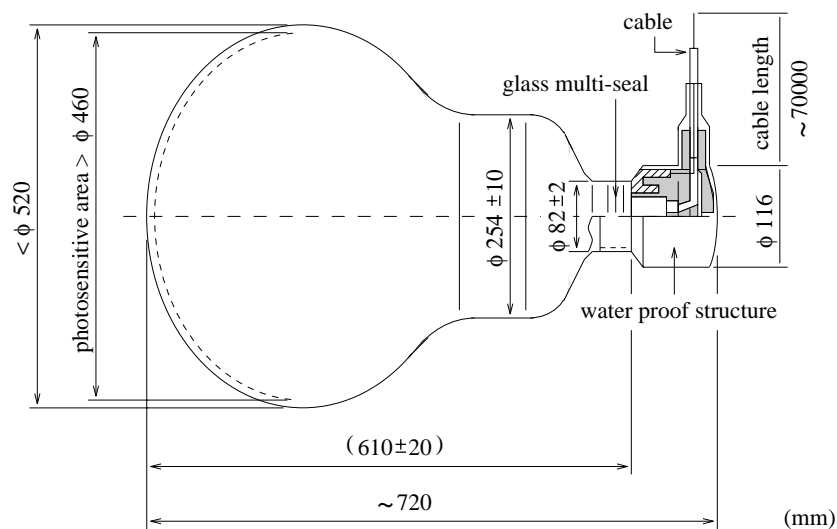


図 3.4: 20 インチ光電子増倍管の外観

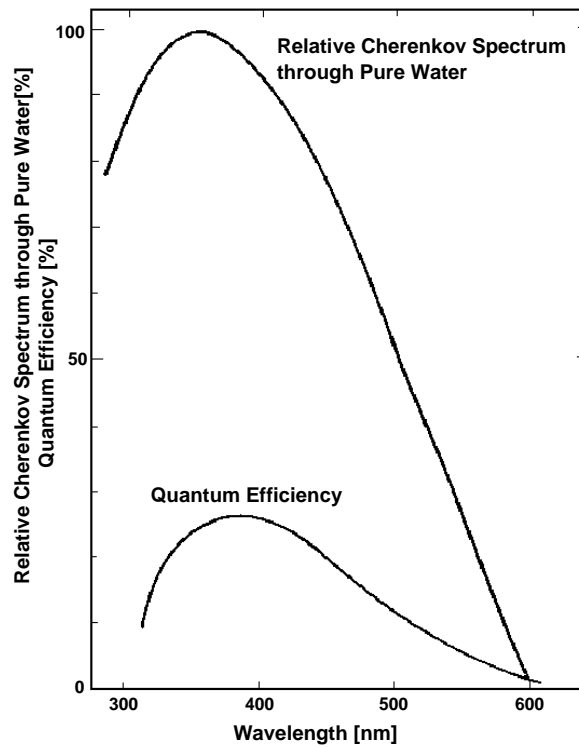


図 3.5: 20 インチ光電子増倍管の量子効率。あわせてチェレンコフ光の波長分布を示す。

### 3.5 純水系

実験に用いられている 50000 トンにのぼる純水は、坑内で湧きだしている地下水から作られている。水中には細かい砂塵やバクテリア、金属イオン、ラドンなどの放射性物質が含まれている。これらの不純物はチェレンコフ光を吸収・散乱し、透過率を低下させ、また放射性物質は低エネルギー事象のバックグラウンドとなる。そのため、検出器内に送られる前に可能な限り不純物を取り除く必要がある。

図 3.6 にスーパーカミオカンデで使用されている純水製造装置の概念図を示す。各過程では以下のような処理を行なっている。

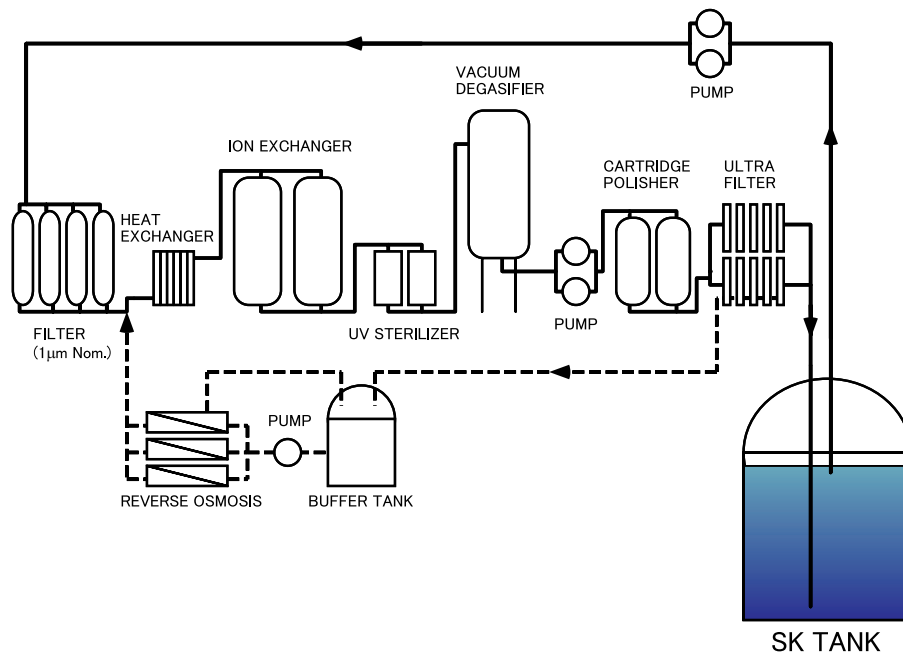


図 3.6: 純水製造装置の概念図

1. Filter  
比較的大きい ( $\sim 1\mu\text{m}$ ) 塵を除く
2. Heat Exchanger  
水温を一定 ( $\sim 13^\circ\text{C}$ ) に保つ
3. Ion Exchanger  
イオンを除去する
4. UV Sterilizer  
紫外線の照射によりバクテリアを死滅させる
5. Vacuum Degasifier  
水中に溶けた気体を除く
6. Cartridge Polisher  
イオンの再除去を行なう
7. Ultra filter  
微粒子 ( $\sim 10\text{nm}$ ) を除く

この純水製造装置により、水中のラドン濃度を初め  $10^4\text{Bq}/\text{m}^3$  程度であったものが約  $5\text{mBq}/\text{m}^3$  まで減少させることができる。また純水中での光の減衰長は波長  $420\text{nm}$  で約  $100\text{m}$  となり、スーパーカミオカンデの巨大な検出器に対しても十分な値が得られている。

## 3.6 データ収集系

### 3.6.1 エレクトロニクス

スーパーカミオカンデにおけるデータ収集のためのブロックダイアグラムを図 3.7 に示す。内水槽の 20 インチ PMT からの信号は約 70m のケーブルを通り、水槽上面にある 4 つのエレクトロニクスハットに集められる。信号はまず TKO<sup>1</sup>規格の ATM<sup>2</sup>によりデジタル化される。ATM に入力された信号は分配され、そのうちのひとつがディスクリミネーターに送られる。この信号が閾値を超えた場合、トリガー部へは HITSUM と呼ばれる信号が送られ、また分配された他の信号から、TAC<sup>3</sup>/ QAC<sup>4</sup>により時間および電荷情報が電圧波高値に変換される。TAC/QAC に蓄えられた情報は、1.3 $\mu$ s 以内にトリガーがかかった場合、ADC/TDC に送られデジタル化される。デジタル化には約 5.5 $\mu$ s かかるため、この間にデッドタイムが生じてしまう。そこで ATM に A、B の二つのチャンネルを用意し、これを交互に使用することでデッドタイムを減らしている。各 ATM は 12 本の PMT からの信号を処理することができ、全体で 960 枚の ATM が 48 台の TKO クレートで使用されている。TKO クレートは 4 つのエレクトロニクスハットに 12 ずつ設置されている。

デジタル化された情報はいったん大容量の FIFO<sup>5</sup>に蓄えられ、オンライン処理用のワークステーション (WS) に送られる。FIFO は読み出しと書き込みを同時に行なうことができ、データの転送に伴うデッドタイムを回避することができる。

### 3.6.2 トリガー部

ATM からの HITSUM 信号は各 TKO クレートに設置された SUM 回路により足し合わされ、さらに各ハットについて足し合わされた後、中央ハットに送られ、最終的には全 ATM についての総和が得られる。これはヒットした PMT 数の和に比例する信号となる。

中央ハットに設置された TRG モジュールは HITSUM 信号を閾値と比較し、トリガー信号を出力する。出力された信号は各クレートの GONG<sup>6</sup>を通して ATM に分配される。

### 3.6.3 オンライン/オフライン計算機システム

ATM からの情報は、各エレクトロニクスハットに二台ずつ配置された WS によって読み出された後に中央ハットに送られ、ここでホスト WS により各事象ごとに再構成される。データは 10 分 (約 100MByte) を単位としてまとめられ、坑外に送られる。オフライン計算機システムは神岡町東茂住にある計算機棟内に設置されており、各種の解析のために事

---

<sup>1</sup>Tristan KEK Online の略

<sup>2</sup>Analog Timing Module の略

<sup>3</sup>Time to Analog Converter の略

<sup>4</sup>Charge(Q) to Analog Converter の略

<sup>5</sup>First In First Out の略

<sup>6</sup>GO or Not Go モジュール

象の選別、再構成が行なわれ、テープライブラリに記録される。

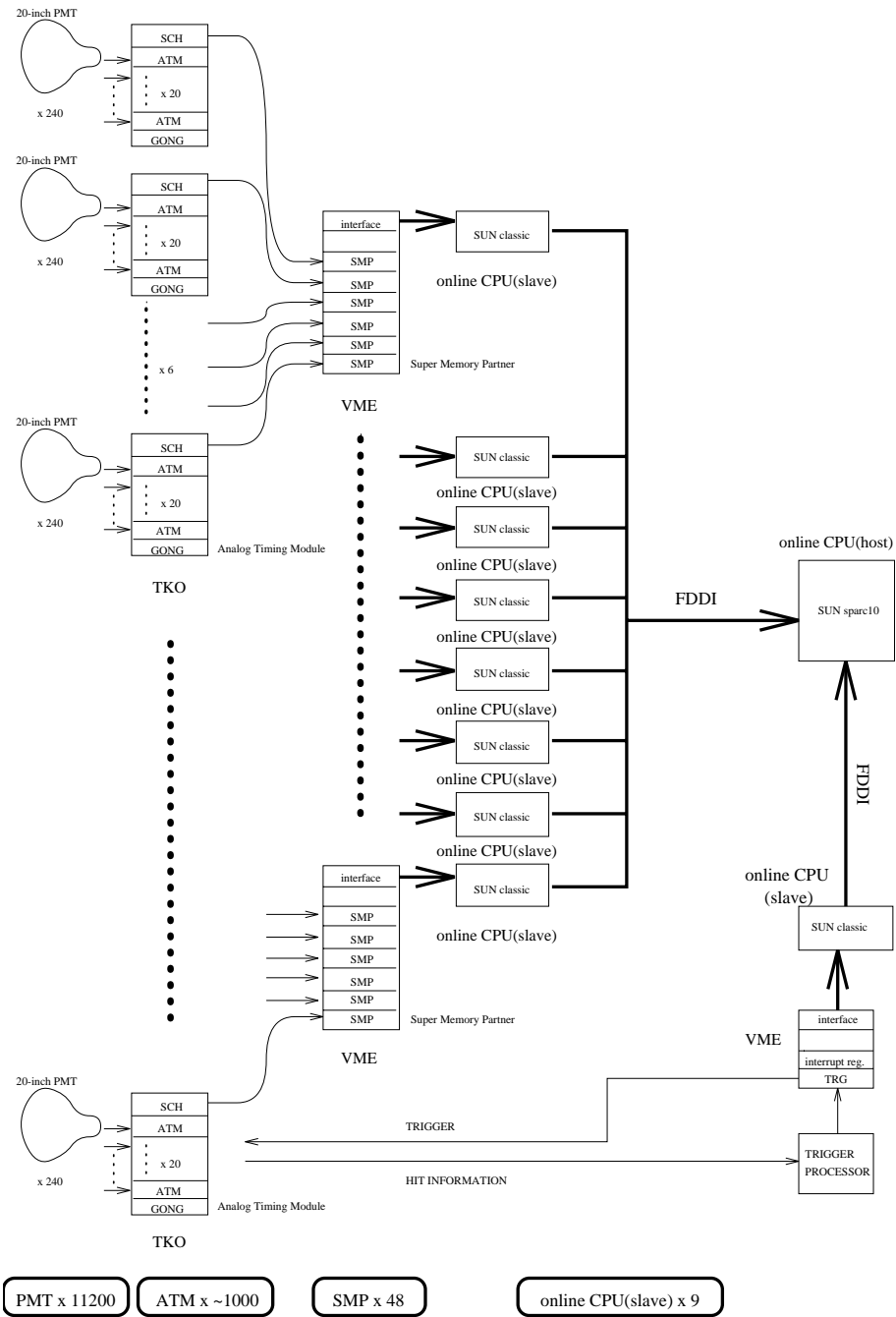


図 3.7: スーパーカミオカンデで用いられているエレクトロニクスのブロックダイアグラム



## 第4章 データ処理と事象再構成

解析のためには、大量のバックグラウンドの中からニュートリノ事象のみを探し出さなければならない。また集められた事象がどのような反応によるものかを知る必要がある。本章では大気ニュートリノの解析のためのデータセット<sup>1</sup>が作成されるまでのデータ処理および事象再構成について述べる。

### 4.1 スーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象

大気ニュートリノ事象について、いくつかの分類が考えられる。まず、観測されるチェレンコフリング数により1リング/多リング事象に大別できる。東西効果の解析には親であるニュートリノの方向を知ることが必要であるので、1リング事象のみに興味がある。

チェレンコフリングはその光量分布のパターンから

$e$ -like ( $e, \gamma, \pi^0$  など)

$\mu$ -like ( $\mu, \pi^\pm$  など)

の二つに分類することができる。この違いは粒子が電磁シャワーを起こすかどうかによる。つまり、 $e$ -like がシャワー型、 $\mu$ -like が非シャワー型である。複リング事象では、各リングについてこの分類を適用しなければならないために複雑であるが、1リング事象では単純に各事象を  $e$ -like/ $\mu$ -like と定義することができる。

また発生した荷電粒子が検出器内でエネルギーを失うかどうかにより

Fully Contained(FC) (全ての粒子が検出器内でエネルギーを失う場合)

Partially Contained(PC) (検出器外まで走った粒子がある場合)

に分けることにする (図 4.1)。PC の大部分 (97%) は高エネルギー (数 GeV 以上) のミュオンである。東西効果の解析では低エネルギーのニュートリノに興味があるので、FC 事象のみを用いることにする。

---

<sup>1</sup>大気ニュートリノの解析では数百 MeV 以上のエネルギー領域が対象となるが、陽子崩壊の探索において興味がある約 1GeV 以下の領域もここに含まれるため、両者の解析には共通のデータセットが用いられる [16, 17]。

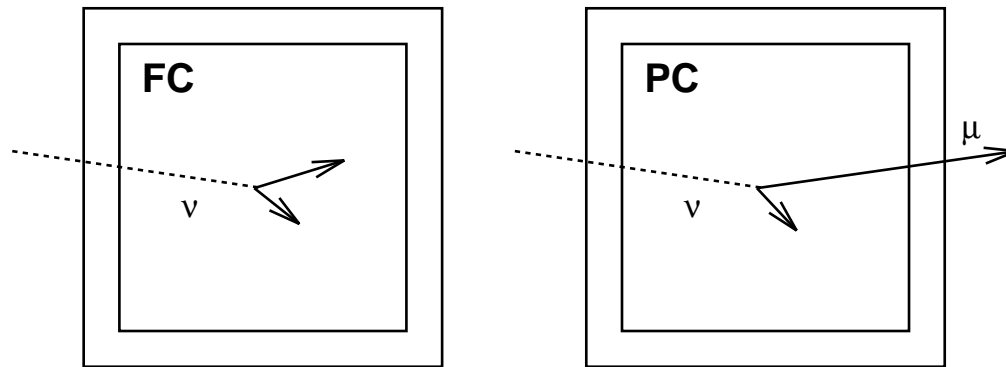


図 4.1: FC/PC の定義。発生した全ての荷電粒子が検出器内で静止した事象を FC 事象と呼ぶ。検出器外に脱出した荷電粒子がある場合には PC 事象と呼ぶ。PC 事象の 97% はミューオンによるものである。

## 4.2 ニュートリノ事象選別のためのデータ処理

実験は地下深くで行なわれているが、高エネルギーの宇宙線ミューオンは検出器まで到達し、大気ニュートリノ観測のおもなバックグラウンドとなる。宇宙線ミューオンは検出器外から飛来するので、その大部分は外水槽のアンタイ検出器を用いて除くことができる。ただし PC 事象においては検出器内で発生した粒子が外水槽を通るため、アンタイ検出器に信号を残す。したがって FC 事象、PC 事象を選別するためには、それぞれについて異なったデータ処理(リダクション)が必要となる。ここでは今回興味のある FC 事象のためのリダクションについて述べる。

FC 事象に対するリダクションの手順を図 4.2 に示す。スーパーカミオカンデにおけるトリガーレートは約 10Hz であり、一日あたり 800 000 にのぼる事象が観測されていることになる。大気ニュートリノの解析において問題となる宇宙線ミューオンはそのうちの  $\sim 2$ Hz である。それ以外の事象の大部分は水中の放射性元素の崩壊、あるいは岩盤からの  $\gamma$  線による低エネルギーのバックグラウンドである。リダクションはおもにこれらの宇宙線ミューオンおよび低エネルギー事象を除くように行なう。

データはまず 3 段階の自動的なリダクションにかけられ、ニュートリノ事象の候補が選出される。

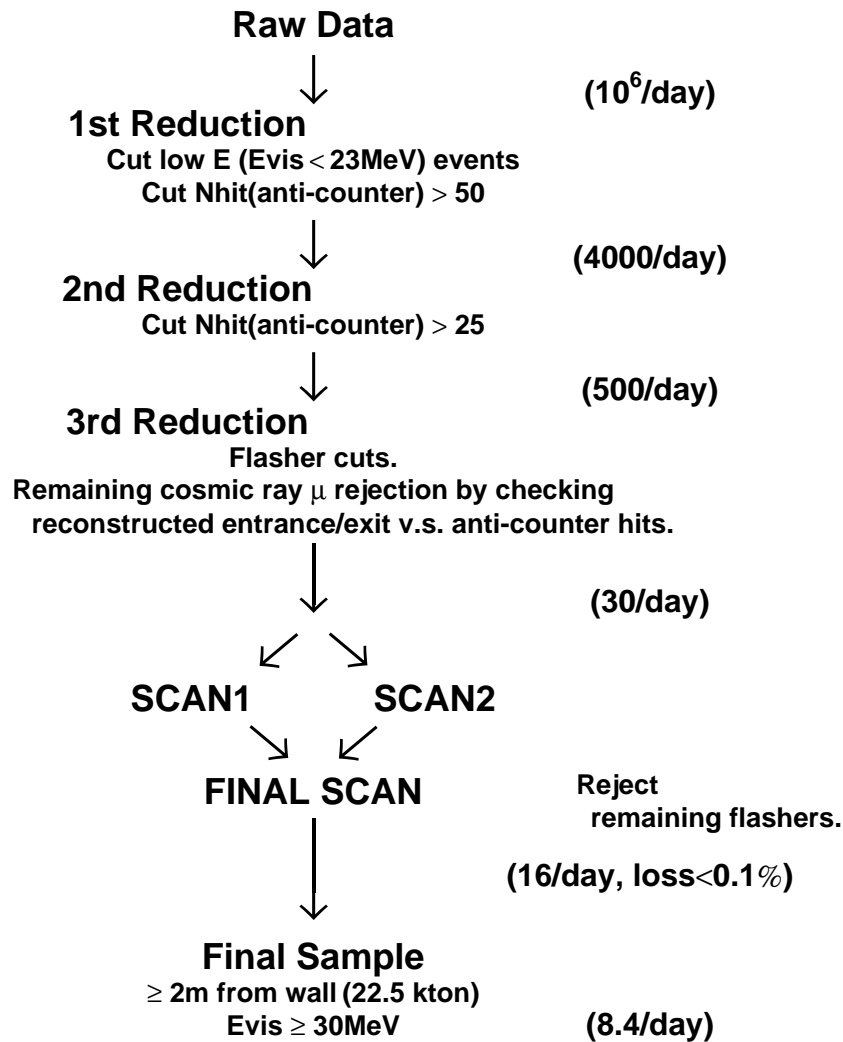


図 4.2: FC 事象のためのリダクションの手順。三段階の自動的なリダクションと、研究者によるスキャンからなる。最終的な反応点と壁までの距離によるカットとエネルギーのカットは物理量の再構成の結果を用いて行なう。

#### 4.2.1 一次リダクション

300ns 内に観測された光量の和が 200p.e.(p.e.=photo electrons、光電子数) より小さい事象は除かれる。これは低エネルギー事象 ( $E_{vis} \lesssim 23\text{MeV}$  に相当。 $E_{vis}$  の定義については 4.3.5 を参照のこと) を落すためである。

宇宙線ミュオンを除くために、アンタイ検出器のトリガーがあり、800ns 内のアンタイ検出器の PMT のヒット数が 50 を超える事象が除かれる。またミュオンの崩壊で発生する電子や、電気的なノイズによる事象を除くために直前の事象との時間間隔が  $100\mu\text{s}$  に満たない事象も使用しないことにする。

一次リダクション後の事象数は一日あたり約 4000 事象となる。

#### 4.2.2 二次リダクション

さらに宇宙線ミュオンを除くため、アンタイ検出器でのヒット数が 25 を超える事象を除く。

また内水槽で最大の光量を受けた PMT が全体の光量 and の 1/2 以上を占めている事象を除く。このように 1 本の PMT に光量が集中している事象は電気的なノイズであるか、荷電粒子による事象であっても非常に壁際で発生したために物理量の再構成が困難な事象であると考えられる。

二次リダクション後の事象数は一日あたり約 500 事象となる。

#### 4.2.3 三次リダクション

単にアンタイ検出器のヒット数では除けなかった宇宙線ミュオン事象を判別するために、さらに精密な選別を行なう。まず内水槽の PMT からの情報を用いて、ミュオンが検出器のどこから入射したか、あるいはどこから検出器外に脱出したかをプログラムにより再構成する (ミュオンの入射点にあたる PMT は事象中でもっとも早い時間に光量を観測する、また脱出点付近の PMT は非常に強いチェレンコフ光を受けることを利用する)。推測される入射点/脱出点付近にアンタイ検出器のヒットが集中した場合、これを宇宙線ミュオンによる事象と判断してデータセットから除く。

内水槽、外水槽に配置された PMT からのケーブルは、いくつかの束にまとめられてエレクトロニクスハットに集められる。このケーブル束は水槽上面に設けられた 12 箇所のケーブルホールを通して水槽上面に導かれるが、外水槽を横切っているためにケーブル束中はアンタイ検出器の不感領域となってしまう。したがって、この内部を通して内水槽に到達する宇宙線ミュオンはアンタイ検出器に信号を残さないために、大気ニュートリノの解析において非常に紛らわしいバックグラウンドとなる。特に 4 箇所のケーブルホールは構造上この効果が顕著であるため、1997 年 4 月からこの不感領域の上面にミュオンを除くための veto カウンターが 4 機設置された。各検出器は  $2\text{m} \times 2.5\text{m}$ 、25mm 厚のプ

ラスチックシンチレーターと1本の20インチPMTから構成されている。観測された事象にはこの veto カウンターからの情報が合わせて記録されており、これを用いてケーブルホールを通った宇宙線ミュオンを除くことができる。リダクションにおいては、veto カウンターに信号があり、また前述したミュオン事象の入射点再構成により、veto カウンターの中心から  $\pm 2\text{m}$  以内に入射点が位置する事象を破棄する。

また、さらに低エネルギー事象を除くために、PMT のヒットした時間情報を用いて反応点の再構成を行なう。チェレンコフ光が一点から放出されたと仮定すると、各 PMT のヒット時間からチェレンコフ光が反応点から PMT に到達するまでの飛行時間 (TOF, Time Of Flight) を引いたものは全 PMT で同じ値となるであろう。したがって TOF を引いた時間分布がもっとも鋭くなる点を反応点と考えれば良い。具体的には (A.3) と同様の評価関数を最大にするように反応点を探していく。次に、求めた反応点を用いて TOF を引いた時間分布を計算し、50ns の時間幅に入る最大のヒット数を求め、位置依存性を補正した値を  $N_{50}$  と定義する。この値は低エネルギー事象では荷電粒子のエネルギーをよく表し、 $N_{50} = 6$  が約 1MeV に相当する。全ヒット数が 500 以下の事象について、 $N_{50}$  が 50 以下であった場合、これを除くことにする。また反応点決定の際の評価関数自体が小さい場合、すなわち妥当なチェレンコフリングを発見できなかった場合には、やはりこれを除くことにする。

また、PMT 自体が発光したために事象が生じることがある。このような事象は光球 (flasher) 事象と呼ばれ、その多くは非常に広がった時間分布を持つので、ヒット時間の広がり进行评估することで除くことができる。

以上3段階の自動的なリダクションにより、事象数はトリガーの  $4 \times 10^{-5}$ 、一日あたり約 30 事象となる。

#### 4.2.4 研究者によるスキャン

次に研究者によるスキャンを行なう。ここでは同一のデータを二人の研究者が独立に確認する (SCAN1, SCAN2) ことで安全性を高めている。さらにこれとは別の二人の研究者により最終的な確認を行なう (FINAL SCAN)。スキャンの目的は自動的には落としきれなかった宇宙線ミュオンや光球などのノイズとなる事象を除くことであり、物理的な解析のためではない。

#### 4.2.5 リダクションの結果

スキャンにより選り出されたデータに対しては、次節以降で説明する自動的な事象再構成により各種の物理量が計算される。その結果を用いて、低エネルギー事象および壁際で発生した事象を除く ( $E_{vis} \leq 30\text{MeV}$ 、反応点が最寄りの壁から 2m 以内)。壁際の事象を除くのは、検出器外からのバックグラウンドを除くため、また発生点があまりに検出器内

壁に近いような場合には十分な数のPMTでチェレンコフ光を受けることができず、物理量の再構成を正しく行なうことが困難になるためである。

今回の解析には1996年5月27日から1997年10月16日まで、実効日数にして414日(25.5 kt yr)の観測データを用いる。この観測時間には、検出器の較正のために通常の日データ収集が行なわれなかった期間は含まれない。モンテカルロ事象に対するリダクションの結果、失われる事象は全体の0.1%以下であり、FC事象のためのリダクションは十分安全なものであると考えられる。

最終的に得られたFC事象数は、実データで3468事象であった。これは一日あたり8.4事象に相当する。また、モンテカルロシミュレーション事象数は10年(225 kt yr)で32524事象、実データと同じ観測時間に換算して3688.3事象となった。

### 4.3 事象再構成

得られたニュートリノ事象について、どのような反応によるものかを知るために事象再構成が行なわれる。再構成されるべき情報は

反応点

粒子数 (チェレンコフリング数)

各粒子の種類

各粒子の運動量

である。これらのうちリング数の決定についてはこれまで自動化がなされておらず、研究者によるイベントディスプレイ上での各事象の「スキャン」が必要であった。そこで再構成のすべてをワークステーション上で自動的に進めることができるようにするため、リング数決定の自動化を行なった(付録A参照)。これにより、大量のモンテカルロシミュレーション事象に対して観測データと同じ再構成を行ない、直接比較することが可能になった。

FC事象に対する再構成の手順を図4.3に示す。初めに、PMTのヒットした時間情報を用いて反応点の再構成を行なう(TDC-fit)。ここでは一つのチェレンコフリングに対してのみ、その方向とチェレンコフ角を同時に探す。次に、他にチェレンコフリングが存在するかどうかを判定し(Ring Counting)、複リング事象であると考えられる場合には、2番目以降のリングについて方向とチェレンコフ角を求める。続くPIDでは、各リングがe-likeであるか $\mu$ -likeであるかを判別する。今回の解析では1リング事象に興味があるので、1リング事象に対してのみ、PIDの結果を用いてより精密な反応点再構成を行なうことにする(MS-fit)。

以下、各再構成の内容について述べる。

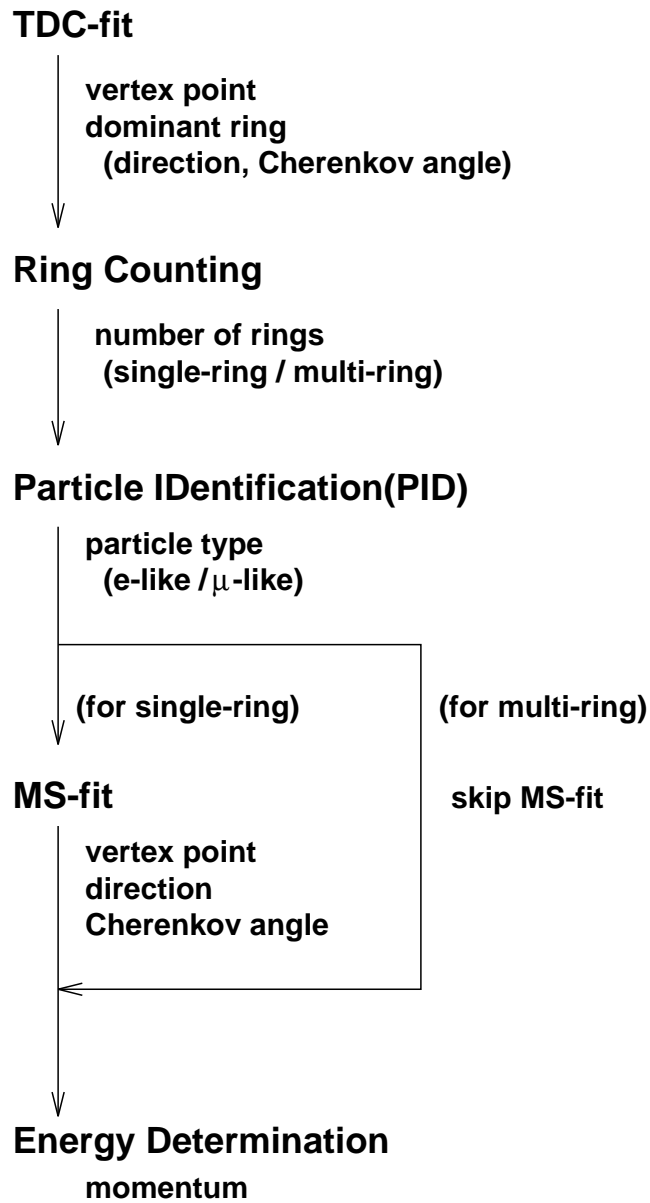


図 4.3: FC 事象のための事象再構成の手順

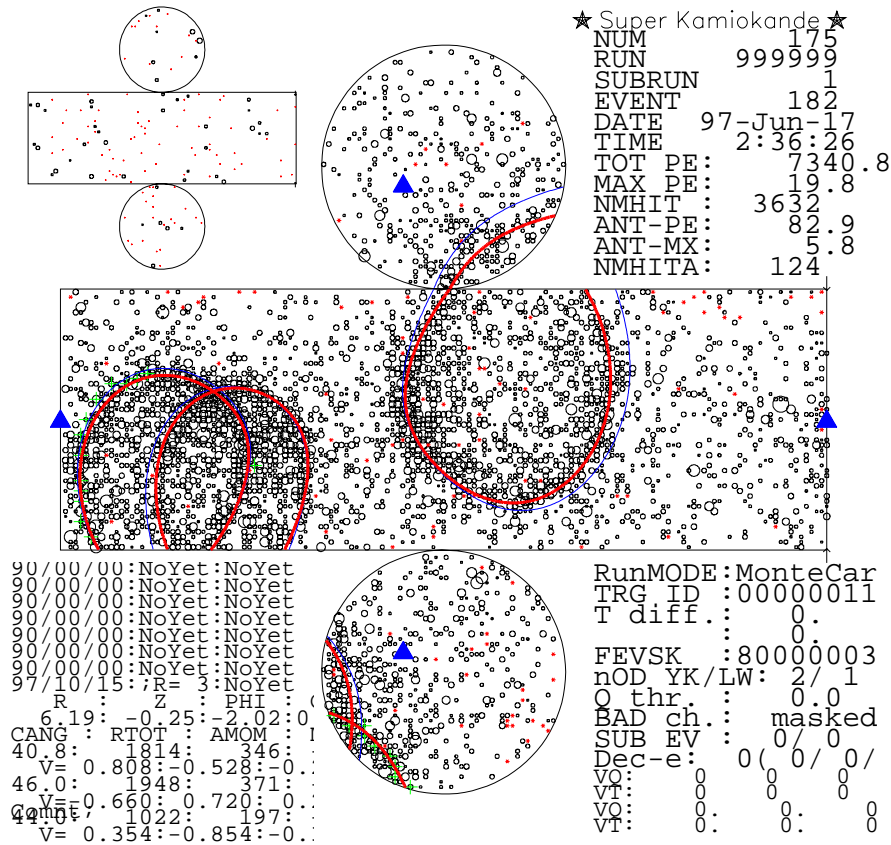


図 4.4: モンテカルロシミュレーションによる  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  事象. 円筒形の検出器が展開図として表示されている. 中央が主検出器 (内水槽) を、左上がアンタイ検出器 (外水槽) を表す. 展開図内の小円が壁面の光電子増倍管であり、円の大きさが受けとった光量に対応する. 正面のリングが  $e^+$ 、左下の重なりあった二つのリングが  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  によるもの。

### 4.3.1 時間情報を用いた反応点の再構成

まず第一に再構成しなければならないのは、反応点の座標である。

チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して対称に放射されるが、一般にチェレンコフリングは円に見えない(図 4.4)。これは検出器の形状や、反応点がさまざまな位置に分布することによる。しかし荷電粒子の、すなわちチェレンコフ光の発生点に立てば、各リングは円に見えることになる。次節以降で述べる再構成の多くは、PMT が観測した光量の分布を用いて行なうものである。ここではチェレンコフリングの方位角対称性を重要な仮定としているので、正確な反応点を得ることは他の再構成を正しく行なうためにも重要である。

反応点の座標はおもに PMT のヒット時間の情報を用いて行なう。荷電粒子が走る距離を無視し、チェレンコフ光が一点から放出されたと考えると、PMT のヒット時間は反応点と PMT の間の距離だけから決まる。したがって、ヒット時間からチェレンコフ光の飛行時間 (TOF) を引いた時間を計算すると、その分布は  $\delta$  関数となる。そこで、仮の反応点を検出器中で動かしていき、TOF を引いた時間分布がもっとも鋭くなる場所を選ぶことによって、反応点を求めることができる。このように時間分布をもとにしてフィットを行なうので、この反応点再構成を TDC-fit と呼ぶことにする。

またこの段階では、合わせてもっとも支配的なチェレンコフリングの方向およびチェレンコフ角を求める。「もっとも支配的な」とは、1 リング事象についてはそのリングを、複数リング事象については通常もっとも大きい光量を持つリングを言う。

具体的な再構成の方法については付録 A.2 で説明する。

表 4.1: FC 事象数

	data	MC
single-ring	2374	2495.5
2 ring	774	833.3
$\geq 3$ ring	320	359.5
TOTAL	3648	3688.2
(events/day)	(8.4)	(8.9)

リダクション、再構成の結果得られた FC 事象数。モンテカルロ事象については実データと実効日数を統一した値を示す。全体の約 70% が 1 リング事象である。

### 4.3.2 リング数の決定

次に、TDC-fit で得られた反応点を使ってチェレンコフリングの数を決定する。

まず、光量分布を用いてチェレンコフリングが存在する可能性のある方向をいくつか探す。これら「リング候補」はリング中心の方向とチェレンコフ角からなる。そして得られた候補をそれぞれ評価し、実際にチェレンコフリングと考えられるものを選び出す。評価の結果、全ての候補がチェレンコフリングとは考えられないと判断されれば、その事象は前節のフィットで見つけられた一つのリングしか持たない1リング事象であるとする。逆に、候補のなかでチェレンコフリングの方向として妥当であると判断されたものがあれば、その事象は複リング事象であるとする。

リング数の決定 (前節の1リング目を求める部分を含む) は、研究者によるスキャンを省くために今回新たに自動化を行なった部分である。その具体的な方法については、付録 A で詳しく述べることにする。

得られた FC 事象のチェレンコフリング数を表 4.1 に示す。全体の約 70% が 1 リング事象である。今回の解析では、観測されたレプトンからニュートリノの方向を知りたいので、1 リング事象だけを用いる。

### 4.3.3 粒子の判別

続いて、粒子の種類の判別 (PID, Particle IDentification) を行なう。実際には各チェレンコフリングに対して、 $e$ -like であるか  $\mu$ -like であるかの判断をする。PID にはチェレンコフリングのパターンとチェレンコフ角の情報が用いられる。

$e$ -like 事象では、粒子が電磁シャワーを起こすため、チェレンコフリングはぼやけて見え、(3.1) で決まるチェレンコフ角の外側まで光量分布が広がりを持つ。一方  $\mu$ -like 事象ではチェレンコフ角の外側にはほとんど光量はなく、リングの端が非常にはっきりしている。このパターンの違いにより、 $e$ -like/ $\mu$ -like を判別することができる。

また低運動量ではチェレンコフ角の変化が重要となる。これはミュオンが電子に比べて大きい質量を持つために、低運動量でチェレンコフ角が急激に小さくなることによる。

まず、チェレンコフリングが電子によると仮定した場合、ミュオンによると仮定した場合のそれぞれにつき、各 PMT が受けるであろう光量の期待値を計算する。電子については光の減衰を無視して作成したモンテカルロシミュレーション事象をもとに作成した期待光量分布の表を用いる。ミュオンについては水中でのエネルギー損失を考えて、計算により直接期待光量を求める。ここでは PMT のヒット時間により、散乱光の効果も考慮している。

こうして求めた二つの期待光量分布のいずれが観測値を良く再現しているかを評価し、粒子の種類を判別する。 $i$  番目の PMT について、期待される光量の値が  $Q_i^{exp}$  であるときに、観測値  $Q_i^{obs}$  が得られる確率を  $\text{Prob}_i = \text{Prob}(Q_i^{exp}, Q_i^{obs})$  とする (A.3 参照)。この積

を電子を仮定した場合、ミューオンを仮定した場合それぞれについて計算する。

$$\begin{aligned} L(e) &= \prod_{\theta_i < 1.5 \times \theta_C} \text{Prob}_i(e) \\ L(\mu) &= \prod_{\theta_i < 1.5 \times \theta_C} \text{Prob}_i(\mu) \end{aligned} \quad (4.1)$$

ただし、積はチェレンコフ角を  $\theta_C$  として、粒子の進行方向を軸とし、開放角  $1.5 \times \theta_C$  である円錐内に含まれる PMT に対してとる。後にチェレンコフ角を用いた評価関数とまとめるために、 $\chi^2$  に変換する。

$$\chi^2(e/\mu) = -2 \log L(e/\mu) + \text{constant} \quad (4.2)$$

使用される PMT の数は通常 30 よりも十分大きいので、これを自由度  $N_D$  として  $\chi^2$  の標準偏差  $\sigma_{\chi^2}$  は

$$\sigma_{\chi^2} = \sqrt{N_D}$$

としてよい。結局、リングのパターンを用いて

$$\begin{aligned} P_{\text{pattern}}(e) &= \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{\chi^2(e) - \min[\chi^2(e), \chi^2(\mu)]}{\sigma_{\chi^2}} \right)^2 \right\} \\ P_{\text{pattern}}(\mu) &= \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{\chi^2(\mu) - \min[\chi^2(e), \chi^2(\mu)]}{\sigma_{\chi^2}} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.3)$$

を得る。

次に、チェレンコフ角を用いた評価を行なう。粒子の種類を仮定すれば、運動量をチェレンコフリングに含まれる光量から計算することができるので、期待されるチェレンコフ角も仮定した粒子の種類毎に見積もることができる。これを  $\theta_C^{exp}$ 、再構成の結果得られたものを  $\theta_C^{obs}$  として、チェレンコフ角による評価関数を

$$\begin{aligned} P_{\text{angle}}(e) &= \text{constant} \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{\theta_C^{exp}(e) - \theta_C^{obs}}{\Delta\theta_C} \right)^2 \right\} \\ P_{\text{angle}}(\mu) &= \text{constant} \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{\theta_C^{exp}(\mu) - \theta_C^{obs}}{\Delta\theta_C} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.4)$$

ただし  $\Delta\theta_C$  はチェレンコフ角の決定精度である。

(4.3) と (4.4) をまとめて、最終的な PID 変数とする。

$$\begin{aligned} P(e) &= P_{\text{pattern}}(e) \times P_{\text{angle}}(e) \\ P(\mu) &= P_{\text{pattern}}(\mu) \times P_{\text{angle}}(\mu) \end{aligned} \quad (4.5)$$

もし  $P(e) > P(\mu)$  であれば、このリングは  $e$ -like、逆に  $P(e) < P(\mu)$  であれば、このリングは  $\mu$ -like と決定する。

大気ニュートリノ事象のうち、1リング事象に対するPID変数の分布を図4.5に示す。図に示した値は

$$\text{constant} \times \left( \sqrt{-\log P(\mu)} - \sqrt{-\log P(e)} \right)$$

であり、正が  $e$ -like、負が  $\mu$ -like である。モンテカルロ事象において、 $\nu_e$  から荷電カレント弾性散乱で発生した事象に対して、 $\mu$ -like と誤認する確率は  $0.5 \pm 0.1\%$ 、 $\nu_\mu$  から荷電カレント弾性散乱で発生した事象に対して、 $e$ -like と誤認する確率は  $0.7 \pm 0.1\%$  であり、十分な識別性能を持っていることがわかる。

また実データで粒子の種類がわかっている例として、検出器内でエネルギーを失い静止した宇宙線ミュオンと、その崩壊により生じる電子とを用いてPIDの高い判別率と安定性が確かめられている(図4.6)。

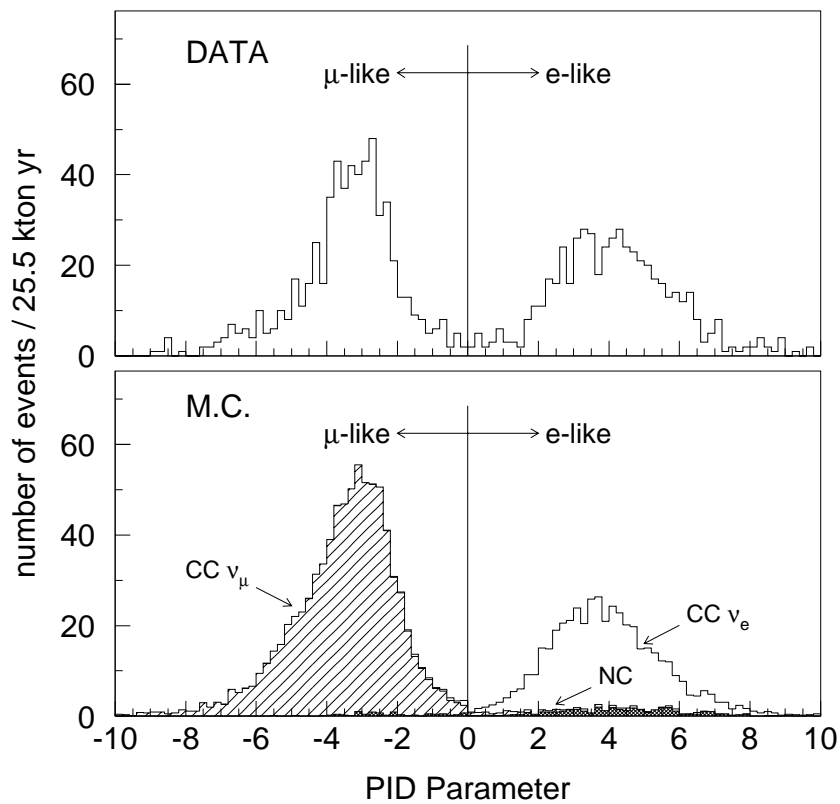


図4.5: FC 1リング事象に対するPID評価関数の分布。運動量領域は(5.1)を用いた。上図が実データ、下図がモンテカルロ事象である。横軸が正の値の場合  $e$ -like、負の場合  $\mu$ -like と見なす。

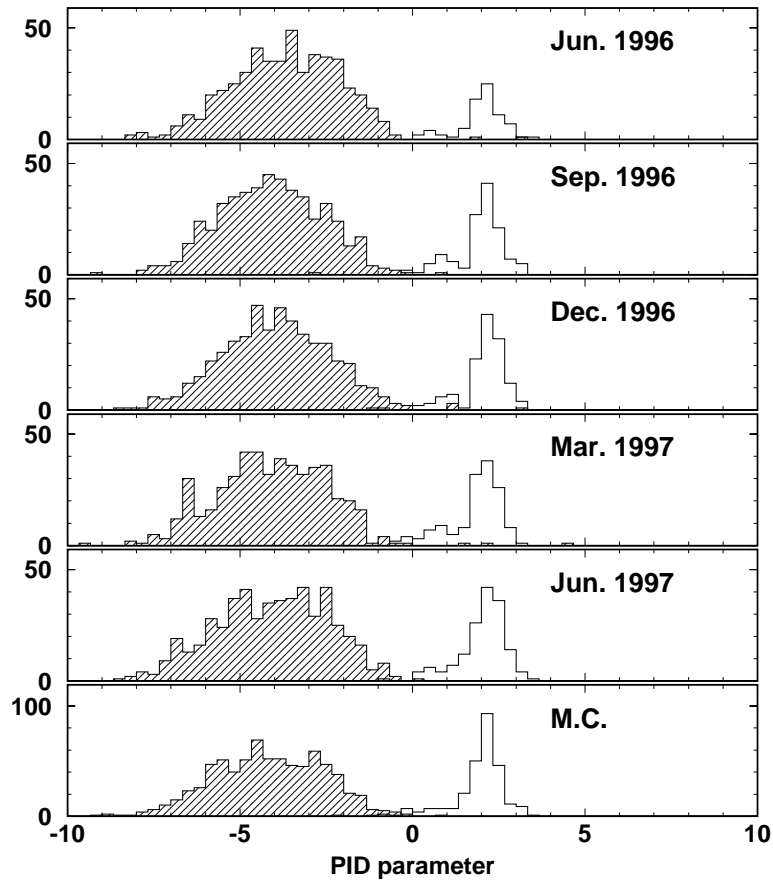


図 4.6: 宇宙線ミュオン (斜線) と崩壊電子 (白) に対する PID 評価関数の経時変化。最下図はモンテカルロ事象に対する分布。

#### 4.3.4 粒子の種類を仮定した反応点再構成

TDC-fitにより最構成される反応点は、リング数の決定、粒子の識別には十分な精度を持つが、荷電粒子の進行方向に対しては比較的ずれが大きい。これは時間情報による最構成を行なっているためである。つまり、進行方向に対し垂直なずれに対してはTOFのばらつきが大きくなるので決定精度が良いが、平行なずれに対してはTOFの変化が小さいために精密なフィットが困難になるためである。そこで、1リング事象に対しては、前節で述べたPIDの結果を用いてさらに精密な反応点再構成を行なうことにする。

MS-fitでは、TDC-fitで用いているものと同様の時間分布から計算される評価関数 (A.2 参照) と、PIDで用いられる光量分布から計算される評価関数 (4.1) の両方を最適化するように、反応点と粒子の進行方向を決定する。チェレンコフ角を再構成された運動量から求めることができるので、これが観測値と一致するようにフィットを行なうことにより、粒子の進行方向に対するずれが小さくなるであろう。

MS-fitにより再構成された反応点の決定精度をモンテカルロ事象で評価する。図 4.7 に、モンテカルロシミュレーションを行なう際に用いた反応点の座標と再構成された座標のずれ  $\Delta pos$  を示す。 $e$ -like、 $\mu$ -like それぞれについて、全事象の68%が含まれるように決定精度を見積もった結果、 $e$ -like 事象に対し 26cm、 $\mu$ -like 事象に対し 16cm を得た。同様に粒子の進行方向の角度決定精度については、 $e$ -like 事象に対し  $2.1^\circ$ 、 $\mu$ -like 事象に対し  $1.6^\circ$  となった (図 4.8)。また、図 4.9 に示すように、粒子進行方向へのずれは TDC-fit と比較して小さく抑えられていることがわかる。

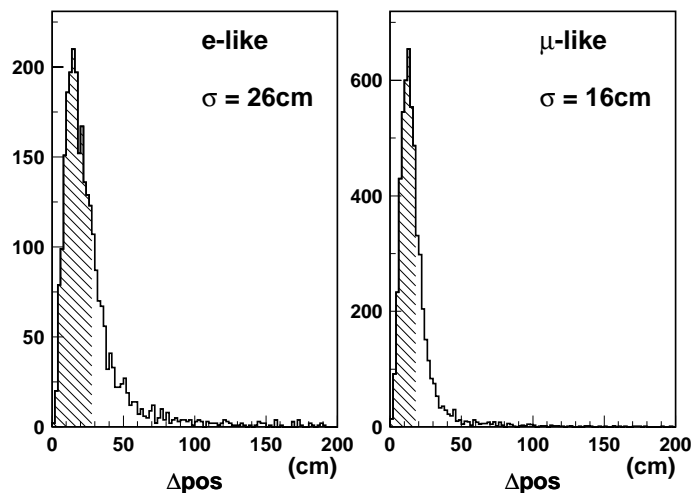


図 4.7: MS-fit による反応点決定精度。運動量領域は (5.1) を用いた。モンテカルロ事象を用い、全事象数の68%(斜線)を含むように反応点決定精度を見積もった。

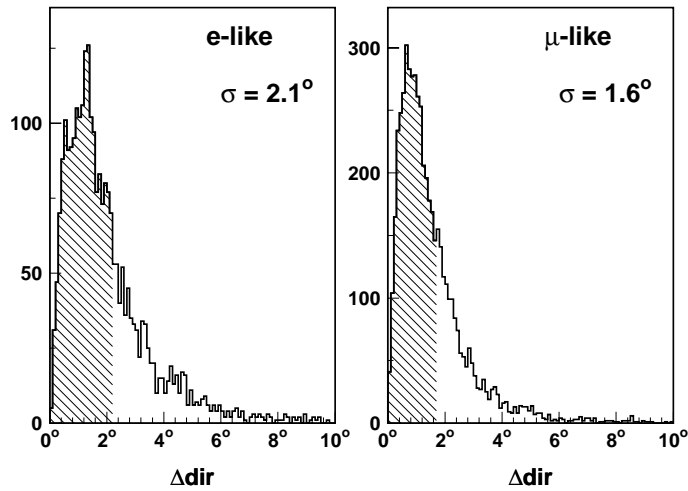


図 4.8: MS-fit による粒子の進行方向の角度決定精度。運動量領域は (5.1) を用いた。モンテカルロ事象を用い、全事象数の 68%(斜線) を含むように反応点決定精度を見積もった。

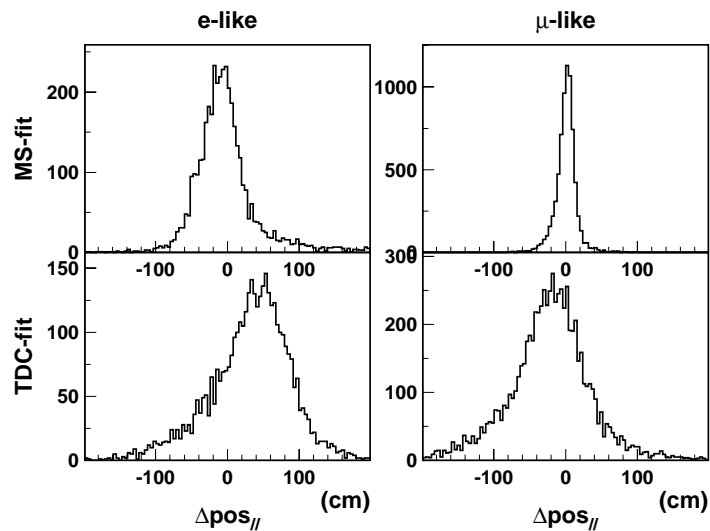


図 4.9: モンテカルロ事象に対する MS-fit、TDC-fit による反応点の、粒子の進行方向へのずれ。運動量領域は (5.1) にしたがう。MS-fit で TDC-fit に比べ反応点決定精度が向上していることがわかる。

再構成された FC 事象の反応点の分布を図 4.10 に示す。ニュートリノによる事象の反応点は、検出器内に一様に分布する。

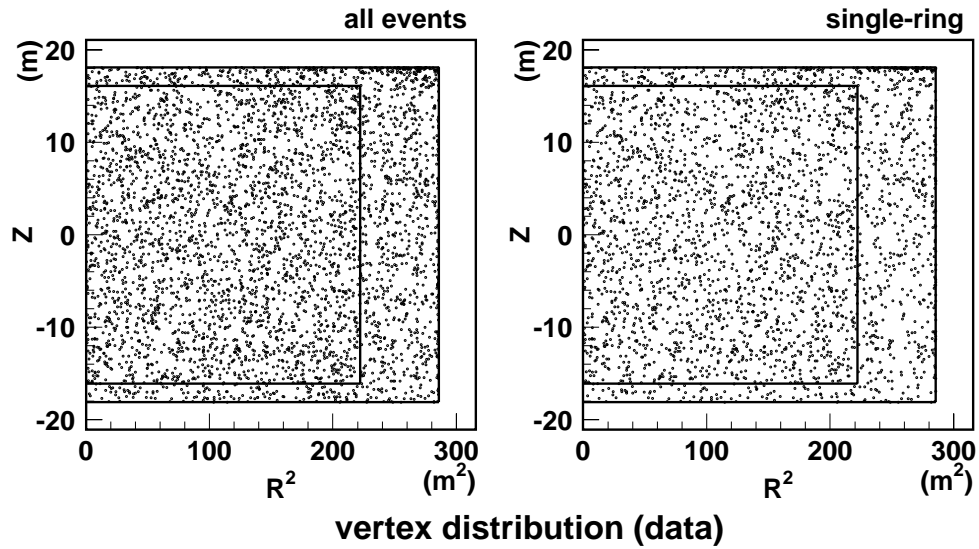


図 4.10: FC 事象の反応点の分布。実データについてのみ示す。内側の枠内が有効体積 (22.5kt)。図右上に反応点が密集しているのは、ケーブルホールを通ったためにアンタイ検出器に信号を残さなかった宇宙線ミュオンである。これらは veto カウンター導入以前に観測された事象であり、現在ではこのような事象が最終的なデータに混入することはない (4.2.3 参照)。

## 4.3.5 エネルギー再構成

(3.2) からわかるように、放出されるチェレンコフ光の総量は粒子の初速度の関数であるので、観測された光量の和から運動量を求めることができる。しかしチェレンコフ光の水中での減衰や散乱、また反応点に依存するPMTの見かけの大きさの変化などの原因により、正確な運動量再構成のためにはいくつかの補正が必要である。

まず、水中での減衰とPMTの形状を補正した光量の和  $RTOT'$  を計算する。

$$RTOT' = A \times \sum_i Q(i) \times \frac{1}{\exp(-r_i/L_{at})} \times \frac{\cos \Theta_i}{f(\Theta_i)} \quad (4.6)$$

時間的にはTOFを引いた時間分布のピークから  $-50\text{ns} \sim +250\text{ns}$  の範囲のヒットについて、空間的には粒子の進行方向から  $70^\circ$  以内のPMTのみについて和をとる。 $Q(i)$  は  $i$  番目のPMTが受けた光量であり、 $r_i$  は反応点とPMTとの間の距離を、 $L_{at}$  は純水の減衰長を表す(図4.11)。 $A = \exp(-16.9/55.0)$  は規格化のための定数であり、典型的な検出器の大きさとして内水槽の半径  $16.9\text{m}$ 、モンテカルロシミュレーションで使用した減衰長の値  $55\text{m}$  により定義する。 $f(\Theta_i)$  はチェレンコフ光の入射角  $\Theta_i$  によるPMTの見かけの大きさの変化を相対的に表す関数である(図A.3)。またPMTの見かけの数密度が  $\cos \Theta_i$  により補正される。これらによりある仮想球面上で観測される光量の和が計算される。

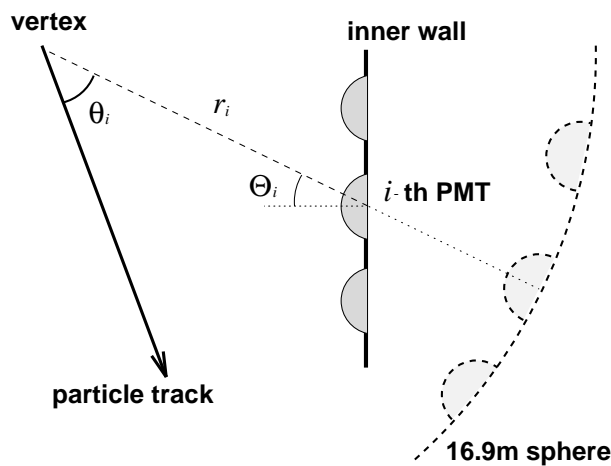


図 4.11: RTOT の計算に用いられる変数の定義

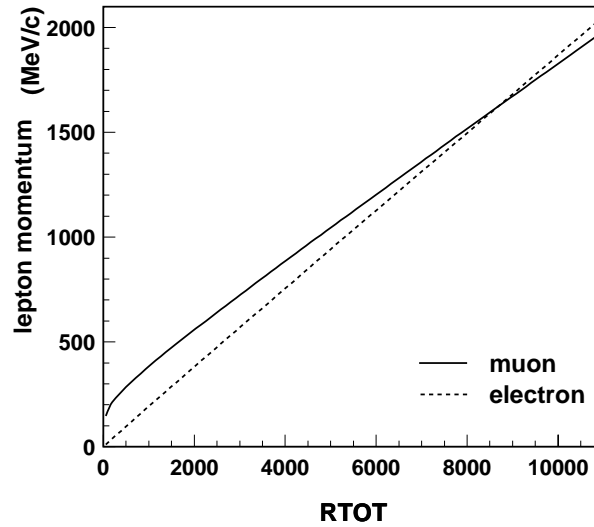


図 4.12: RTOT と荷電レプトンの運動量との関係

ここからさらに散乱光の影響を見積もり、直接光成分のみからなると考えられる値 RTOT を求め、図 4.12 に示す関係により、荷電レプトン (電子、ミューオン) の運動量を決定する。また、粒子の質量を無視して求めた観測されたエネルギーの和を  $E_{vis}$  と定義する。大気ニュートリノ事象のエネルギー領域は、電子の質量  $\sim 0.5\text{MeV}/c^2$  に対し十分大きいので、 $E_{vis}$  の値は図 4.12 から電子を仮定して求めた運動量と同じと考えて良い。得られた FC 事象についての  $E_{vis}$  分布を図 4.13 に示す。

再構成される運動量の不定性の絶対値は、宇宙線ミューオンおよびその崩壊電子、 $\pi^0$  などの実データを用いて  $\pm 2.6\%$  と推定されている。モンテカルロ事象を用いて、ガウス分布を仮定したフィットにより得られる  $1\sigma$  として計算した運動量の決定精度を図 4.14 に示す。決定精度の運動量依存性は、電子について

$$0.6 + \frac{2.6}{\sqrt{p_e(\text{GeV}/c)}} \% \quad (4.7)$$

ミューオンについて

$$1.7 + \frac{0.7}{\sqrt{p_\mu(\text{GeV}/c)}} \% \quad (4.8)$$

となった。

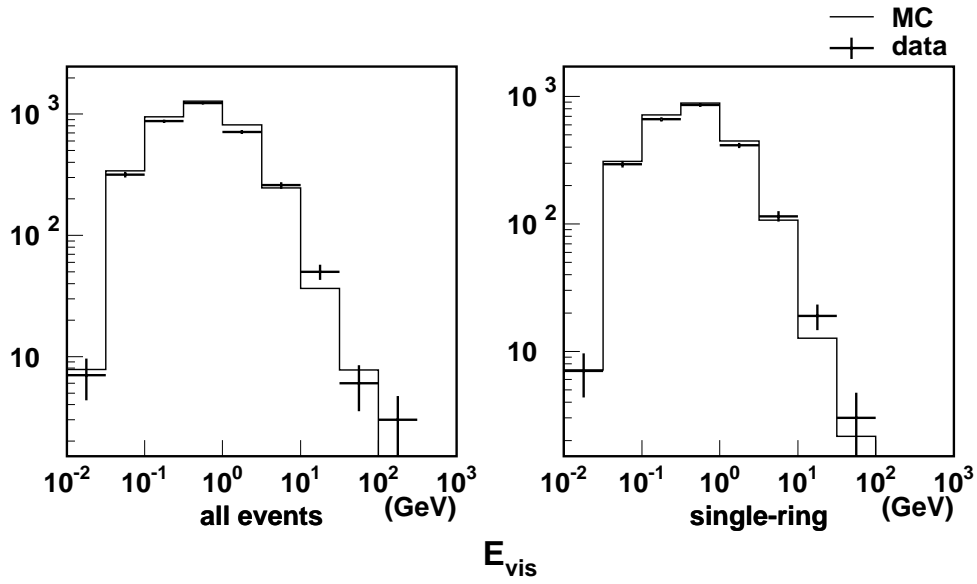


図 4.13: FC 事象の  $E_{vis}$  分布。解析に用いられる  $E_{vis} > 30\text{MeV}$  の事象についてのみ示す。

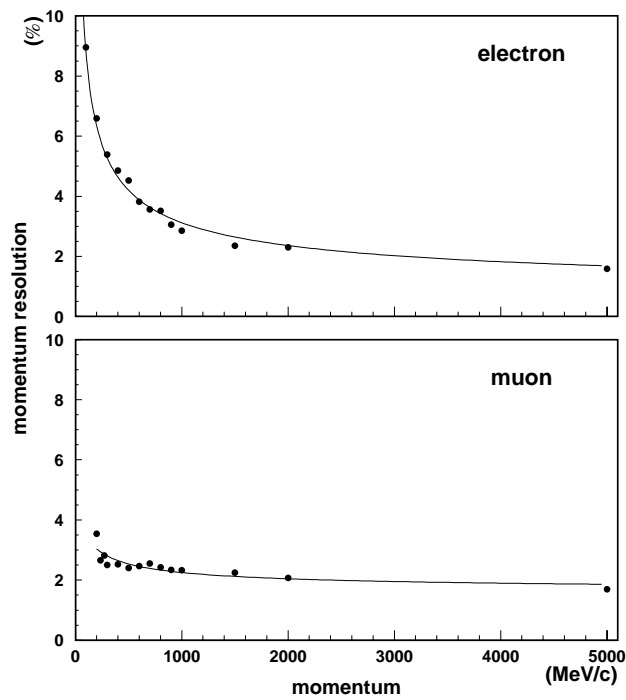


図 4.14: 運動量の決定精度



## 第5章 東西効果の解析

### 5.1 事象の選別

東西効果の解析においては、4.2で得られた大気ニュートリノ事象のうちFC事象のみを用いて行なった。また、観測される荷電レプトンから親のニュートリノの方向を知らなければならないので、荷電カレントの、特に弾性散乱による事象を得られるようにチェレンコフリング数が1である事象のみを用いた。

さらに、東西効果をもっとも効率良く観測できるよう、粒子の運動量および進行方向についてのカットを行なうことにした。

#### 5.1.1 運動量

東西効果は低エネルギーのニュートリノ ( $E_\nu \lesssim 2 \text{ GeV}$ ) において顕著である。これは高エネルギーのニュートリノでは親である一次宇宙線のエネルギーも大きくなり、地磁気による cutoff rigidity を上回る rigidity を持つようになるためである。したがって観測される荷電レプトンについても、ニュートリノのエネルギーに対応するように運動量の低い領域を解析する必要がある。

しかし、低エネルギーのニュートリノ反応では親のニュートリノに対するレプトンの放出角が大きくなるため、ニュートリノフラックスの入射方向依存性はかき消されてしまうと考えられる (図 5.1)。したがって観測に使用できるエネルギー領域には下限も設けなければならない。

このように観測に適したエネルギー領域が限られているために十分な事象数を得ることができず、これまで大気ニュートリノにおける東西効果の観測は困難であった。スーパーカミオカンデではその巨大さゆえに大量の事象を検出できるため、東西効果を観測することが可能である。

今回の解析では

$$\begin{cases} 400 < p_e < 2000 \text{ (MeV/c)} & e\text{-like} \\ 400 < p_\mu < 2000 \text{ (MeV/c)} & \mu\text{-like} \end{cases} \quad (5.1)$$

を満たす運動量領域 (図 5.2) を用いることにした。

表 5.1 に、この領域にどのようなニュートリノ反応が含まれるか、モンテカルロ事象による予想をまとめた。その結果、 $e$ -like 事象では全体の 89.6% が  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  から荷電カレントにより発生した事象であった。また  $\mu$ -like 事象では、全体の 98.2% が  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  起源の荷電カレントによる事象となり、事象再構成により高い精度で求めるニュートリノ事象を選別できていると期待される。

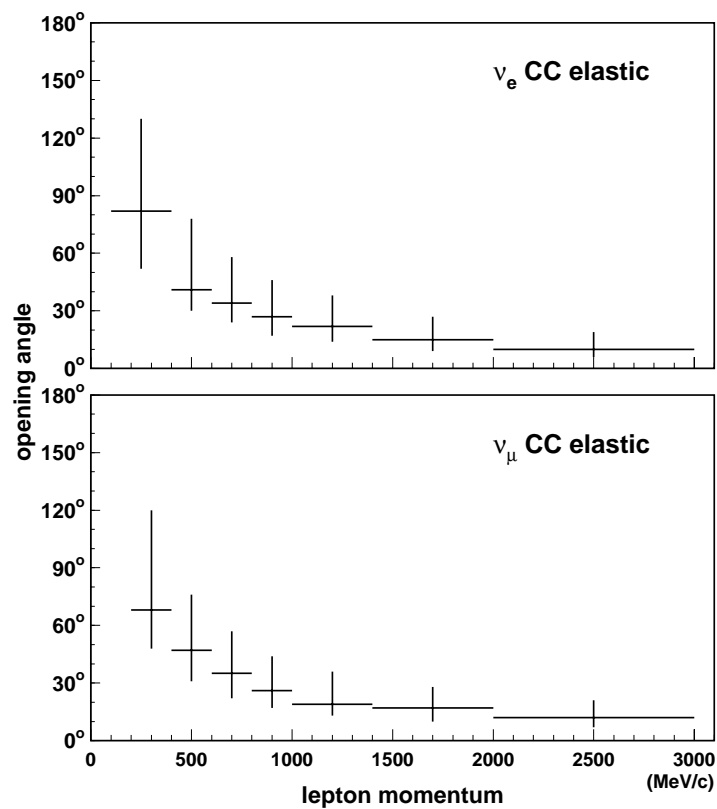


図 5.1: モンテカルロシミュレーションによる荷電カレント弾性散乱でのレプトンの放出角。各運動量領域で、全体の 68% が含まれるように誤差棒を付けた。低運動量のレプトンからニュートリノの方向を知ることは困難となる。

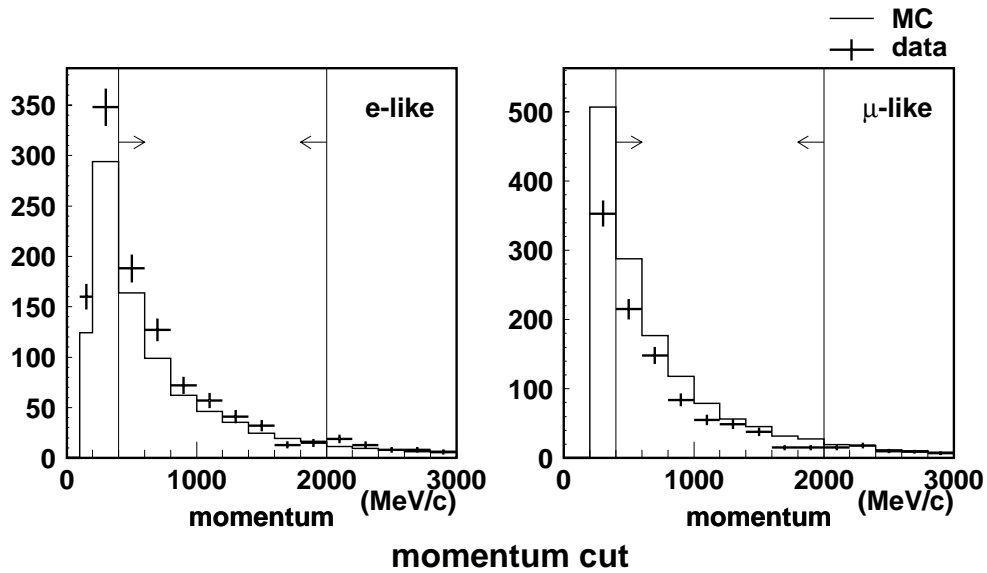


図 5.2: 運動量に対するカット。矢印で示した領域内を解析に用いた。

表 5.1: モンテカルロ事象の内訳

		e-like		$\mu$ -like	
$\nu_e, \bar{\nu}_e$ CC	QE	2640	64.17%	33	0.46%
	non-QE	1044	25.38%	15	0.21%
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ CC	QE	30	0.73%	5276	72.79%
	non-QE	91	2.21%	1844	25.44%
NC		309	7.51%	80	1.10%
TOTAL		4114	100.0%	7248	100.0%

(5.1) の運動領域に含まれるモンテカルロ事象について、どのような反応による事象であるかを示す。ここで CC は荷電カレント、NC は中性カレントを、QE は準弾性散乱/弾性散乱による事象を表す。

### 5.1.2 方向

図 2.3、2.6 からわかるように、東西効果は水平方向のニュートリノにおいて顕著である。また上向き・下向きの粒子については方位角方向の角度のずれが相対的に大きくなるので、その点からも粒子が水平方向に走った事象を選ぶことは有利である。天頂角を  $\theta_{zen}$  として、

$$|\cos \theta_{zen}| < 0.5 \quad (5.2)$$

の事象を用いることにした。このカットの様子を図 5.3 に示す。特に  $\mu$ -like 事象について、データとモンテカルロシミュレーションによる予想が一致していないが、この原因はニュートリノ振動に求められる可能性がある。大気ニュートリノの観測では、天頂角がニュートリノの走行距離に対応するため、この分布はニュートリノ振動の解析において大変重要である。

以上の選別により、東西効果の解析のために  $e$ -like 287 事象、 $\mu$ -like 326 事象を得た。

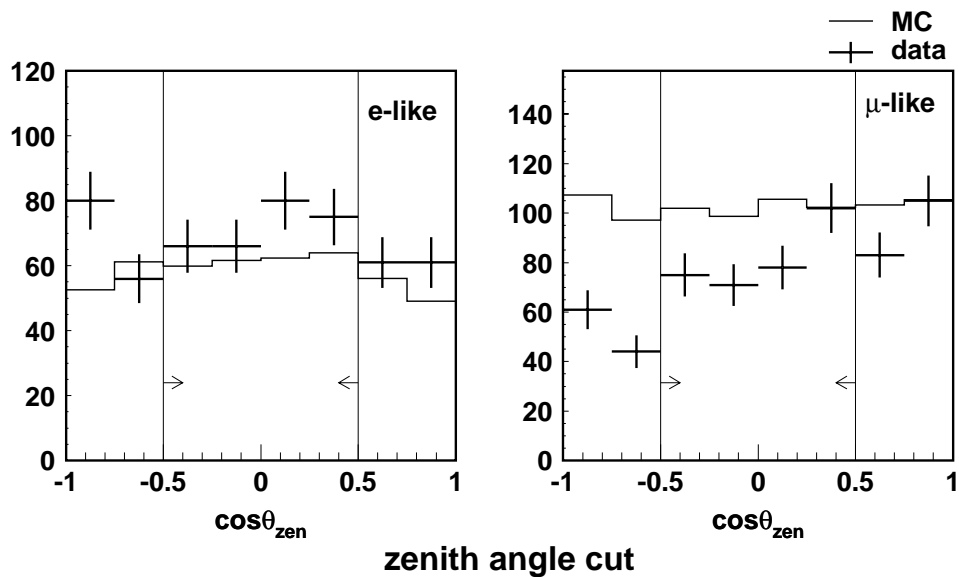


図 5.3: 天頂角に対するカット。運動量カット後の事象について示す。

## 5.2 東西効果の評価

東西効果の評価するために、地磁気の cutoff を考慮に入れて計算されたモンテカルロシミュレーション事象との比較を行なう。フラックスの絶対値については計算者による不定性も大きく (図 2.5)、ニュートリノ振動による変化の可能性も指摘されているので、東西効果の解析で絶対値を含めた評価を行なうのは適当でない。ここでは方位角に対する分布の形状だけを問題にすることにする。そこでフラックスに方位角依存性があるかどうか、またモンテカルロとの一致を調べるために、 $\chi^2$  検定および Kuiper 検定 (付録 B 参照) を行なった。

### 5.2.1 $\chi^2$ 検定

実データは *e-like*、 *$\mu$ -like* それぞれにつき 300 事象程度しか得られていないので、全方位角を  $45^\circ$  ずつ、8 つに分割して  $\chi^2$  検定を行なった。図 5.4、5.5 に粒子がどの方向から飛来したか、その方位角分布を示す。図中で S、E、N、W はそれぞれ南、東、北、西から入射したことを表しており、原点は南西から北東に向かう粒子に対応する。図中に点線で示したのは、方位角分布が一様であると仮定した時の期待値である。全事象数を  $N$  とし、この期待値を  $\langle n \rangle = N/8$ 、各ビンの観測値を  $n_i$ 、 $N = \sum n_i$  とし、 $\chi^2$  を

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \frac{(n_i - \langle n \rangle)^2}{\langle n \rangle} \quad (5.3)$$

と定義する。

まず、観測された方位角分布が、点線で示した一様な分布から統計的な揺らぎにより生じたものと考えられるかどうかを検定した。この場合、自由度 (ndf) は 7 である。実データ *e-like* 事象について  $\chi^2/\text{ndf} = 12.85/7$ 、この値は  $\chi^2$  分布の上側確率は 7.6% にあたる。 *$\mu$ -like* 事象については  $\chi^2/\text{ndf} = 3.28/7$  を得た。したがって  *$\mu$ -like* 事象での有意な方位角依存性は確認できなかった。

次に観測値とモンテカルロシミュレーションの比較を行なった。分布の形状だけを比較するために、モンテカルロ事象を全事象数が実測値と一致するように規格化し、各ビンの期待値を  $m_i$  とする。定義より  $N = \sum m_i$  である。 $\chi^2$  を

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \frac{(n_i - m_i)^2}{m_i} \quad (5.4)$$

と定義すると、*e-like* 事象で  $\chi^2/\text{ndf} = 3.74/7$ 、 *$\mu$ -like* 事象で  $\chi^2/\text{ndf} = 5.12/7$  となり、いずれにおいても、データとモンテカルロシミュレーションがよく一致していることがわかった。

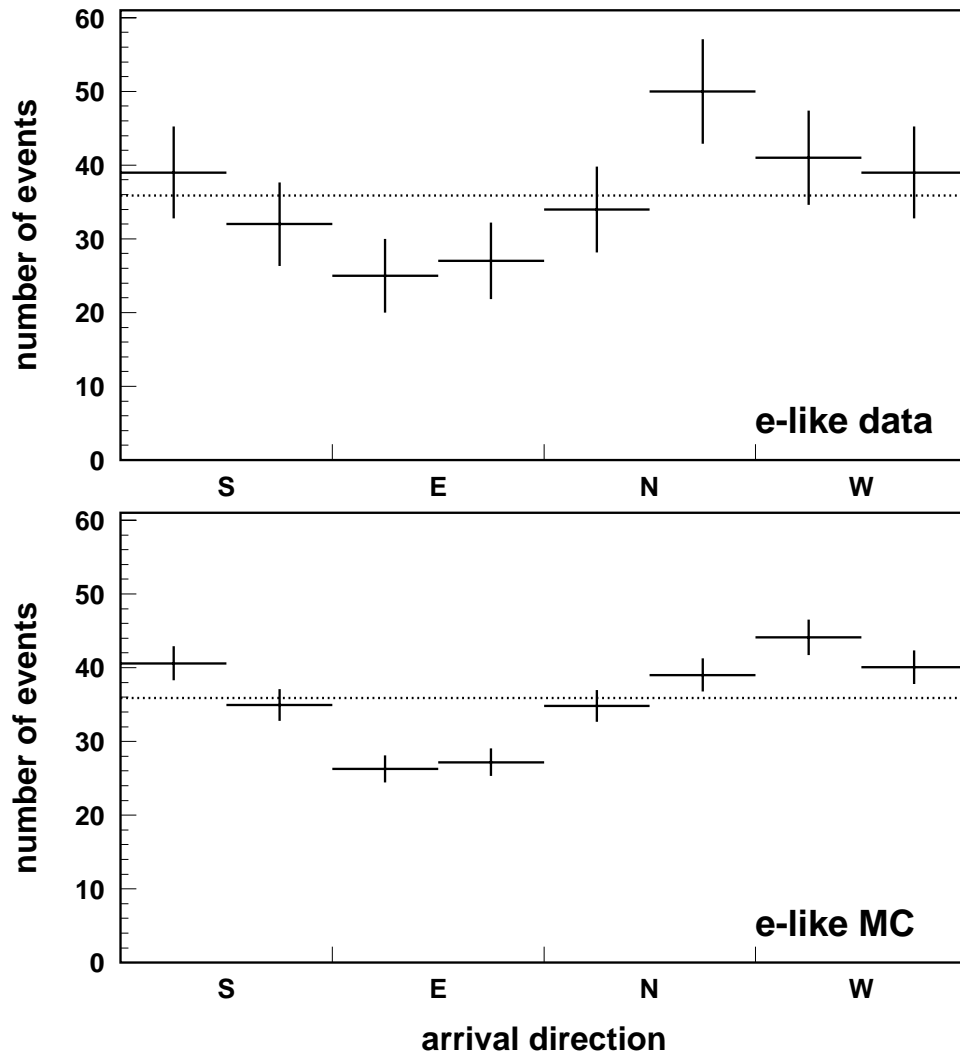
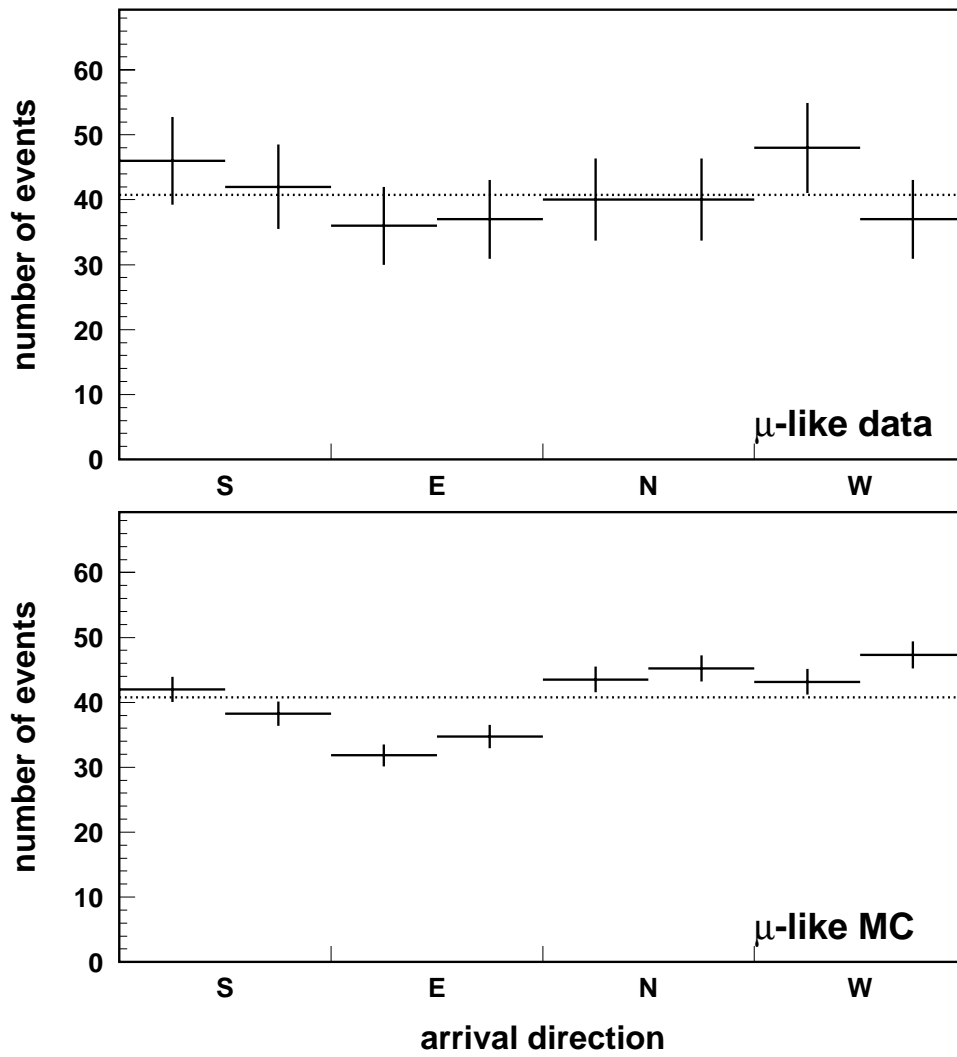


図 5.4: *e*-like 事象の方位角分布

図 5.5:  $\mu$ -like 事象の方位角分布

### 5.2.2 Kuiper 検定

方位角分布は連続変数であるので、1変数の連続分布に適用できる Kuiper 検定を合わせて行なうことにした。これはコルモゴロフ-スミルノフ (Kolmogorov-Smirnov) 検定とよく似た統計量を用いる検定である。具体的な検定の方法については付録 B で説明する。

図 5.6、5.7 に、検定に用いる統計量  $V^*$  を求めるための累積分布関数を示す。実データと一様な方位角分布との比較により、 $e$ -like 事象で  $V^* = 1.927$ 、 $\mu$ -like 事象で  $V^* = 1.389$  を得た。これらは、それぞれ有意確率 1.7%、42%にあたる。この検定によっても、 $e$ -like 事象の方位角分布が一様分布の仮定では説明がつかないことが示された。データとモンテカルロシミュレーションの比較では、 $e$ -like 事象で  $V^* = 1.094(69\%)$ 、 $\mu$ -like 事象で  $V^* = 1.209(52\%)$  となり、やはり一致していると考えて矛盾しないという結果を得た。

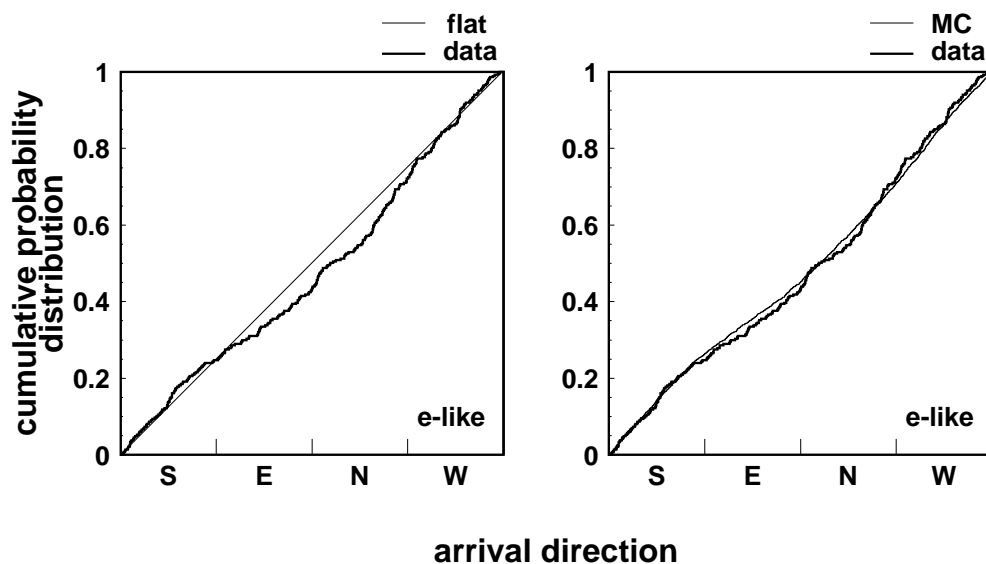


図 5.6: Kuiper 統計量を求めるための累積分布関数 ( $e$ -like)

## 5.2.3 結果

検定の結果を表 5.2 にまとめる。

$e$ -like では東からのニュートリノの減少が確認され、またモンテカルロによる予想ともよく一致しており、大気ニュートリノにおける東西効果が観測された。

$\mu$ -like では方位角分布は一様であると考えて矛盾はなく、東からの粒子の有意な減少は見られなかった。しかし一方で、その分布は MC による予想とも矛盾しておらず、さらに観測を続け十分な事象数を得ることができれば東西効果を確認することができると思われる。

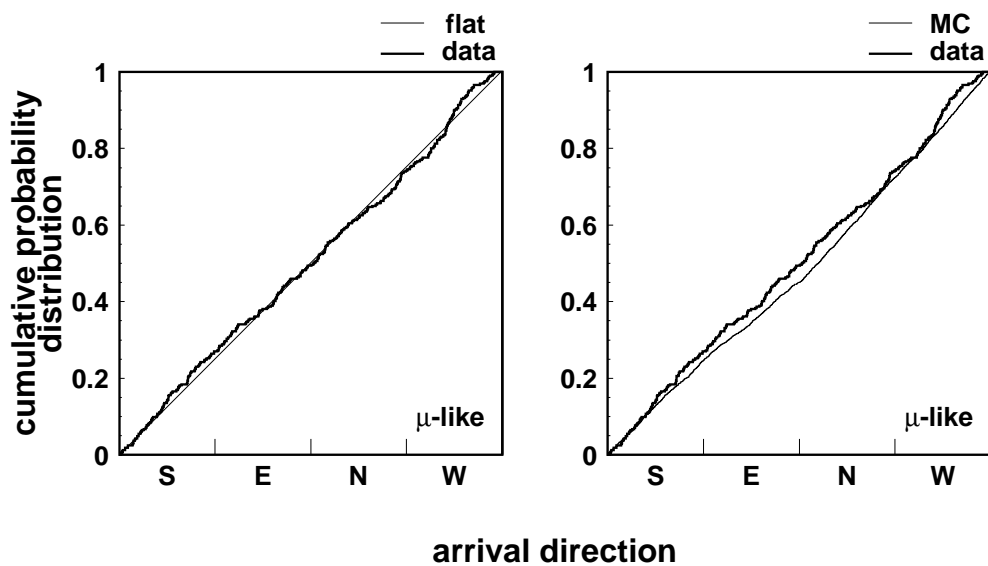


図 5.7: Kuiper 統計量を求めるための累積分布関数 ( $\mu$ -like)

表 5.2: 東西効果の評価に用いた検定の結果

	e-like		$\mu$ -like	
	number of events		number of events	
data(414days)	287		326	
MC(10years)	2185		3604	
$\chi^2$ test	$\chi^2/\text{ndf}$	100 $\alpha\%$	$\chi^2/\text{ndf}$	100 $\alpha\%$
data/flat	12.85/ 7	7.6	3.28/ 7	86
MC/flat	61.01/ 7	$\gg 1$	54.17/ 7	$\gg 1$
data/MC	3.74/ 7	81	5.12/ 7	65
Kuiper test	$V^*$	100 $\alpha\%$	$V^*$	100 $\alpha\%$
data/flat	1.927	1.7	1.389	42
MC/flat	3.596	$\gg 1$	3.588	$\gg 1$
data/MC	1.094	69	1.209	52

東西効果の評価に用いた検定の結果をまとめた。上段から、事象数、 $\chi^2$  検定、Kuiper 検定の結果を示す。 $\chi^2$  検定については  $\chi^2$  と自由度および有意確率を、Kuiper 検定については統計量  $V^*$  と有意確率を示した。

#### 5.2.4 e-like/ $\mu$ -like での東西効果の違い

$\mu$ -like では有意な観測結果は得られなかったが、モンテカルロシミュレーションからも、e-like 事象に比べ方位角依存性が小さいことが予想されている。図 5.1 からミュオン事象で親のニュートリノとの角度相関が電子に比べて大幅に悪くなっているとは考えられない。すなわち e-like/ $\mu$ -like で東西効果の現れ方の違いはニュートリノのフラックスの段階で決まっていると思われる。

大気ニュートリノの東西効果は地磁気による一次宇宙線の cutoff によるものなので、e-like/ $\mu$ -like での、すなわち  $\nu_e/\nu_\mu$  での違いはそれぞれのニュートリノの親となる一次宇宙線がどのようなエネルギーを持っていたかによって決まっていると考えられる。つまり、同じエネルギーのニュートリノに注目した時、 $\nu_\mu$  の方が  $\nu_e$  に比べて親の一次粒子のエネルギーが高いために cutoff が効きにくく、東からのニュートリノの減少の割合が小さくなる。

解析の対象としたエネルギー領域の大気ニュートリノは、(1.1) の  $\pi - \mu$  崩壊によって生成される。パイオン静止系で見た場合、パイオン崩壊からのミュオンは、 $\pi^+$  崩壊で左巻き、 $\pi^-$  崩壊で右巻きに完全に偏極している。二体崩壊であるから放出される  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) のエネルギーは一意に求めることができ、パイオン静止系で 30MeV となる。また  $\mu^+$  ( $\mu^-$ ) の崩壊では、このミュオン静止系において  $\bar{\nu}_\mu$  ( $\nu_\mu$ )、 $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ) の持ち出す平均エネルギーはそれぞれ 37MeV と 32MeV となる。実際に観測されるエネルギーは、それぞれの静止系

で考えたエネルギーを実験室系に変換して得られる。パイオンの崩壊では、ミューオンの質量が大きいためエネルギーの大部分を持ち出す。崩壊は等方的であり、角度について平均すると、実験室系から見たミューオンのローレンツ因子はパイオンでの値とほぼ等しくなる。したがってミューオンが崩壊するまでのエネルギー損失、および偏極の効果を無視した場合、実験室系での三つのニュートリノのエネルギー比は、静止系での結果と同様になると考えられる。

実際には、ミューオン崩壊における偏極の効果を考慮しなければならない。ヘリシティの保存から、 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  はミューオンのスピンに対し前方(後方)に放出されやすい。したがってパイオン崩壊からのミューオンの偏極を考えると、 $\mu^+$ 、 $\mu^-$  いずれに対しても  $\nu_e$ 、 $\bar{\nu}_e$  がミューオンの進行方向に放出されることになるので、実験室系から見た場合には、同じエネルギーのパイオンからの崩壊で生じたニュートリノについて、 $\nu_e$  の方が  $\nu_\mu$  に比べて高いエネルギーを持つことになる。逆にニュートリノのエネルギーを揃えて考えた場合には、同じエネルギー領域のニュートリノを見ていても、親であるパイオン、さらにその親となる一次宇宙線は、 $\nu_\mu$  において相対的に高いエネルギーを持っていることになり、そのために cutoff の影響を受けにくくなると考えられる。

このようにして  $\mu$ -like 事象において東西効果が小さいことが定性的に理解できる。実際のフラックス計算では、大気中でミューオンが崩壊するまでのエネルギー損失などを考慮に入れなければならない、状況が複雑になるため、モンテカルロシミュレーションによる計算が行なわれている。東西効果の観測結果が予想値と良く合っていることは、このフラックス計算の妥当性を表していると思われる。



## 第6章 結論

スーパーカミオカンデにおいて、1996年5月27日から1997年10月16日までの507日間に得た414日分(25.5 kt yr)の観測データに対して、大気ニュートリノ事象の選別および物理量の再構成を行ない、大気ニュートリノにおける東西効果の研究を行なった。

今回、事象再構成を完全に自動化したことにより、大量のモンテカルロシミュレーション事象を実データと同様に扱えるようになった。そこで実験値との比較のために、大気ニュートリノモンテカルロ事象を10年分(3652日、255 kt yr)用意した。

大気ニュートリノにおける東西効果の測定のために、

$$400 < p_e < 2000 \text{ (MeV/c)}$$

$$400 < p_\mu < 2000 \text{ (MeV/c)}$$

の運動量領域を、また東西効果は水平方向の大気ニュートリノに対して顕著であるので、観測された粒子の進行方向が、水平から $\pm 30^\circ$ の事象を用いることにした。その結果、 $e$ -like事象については最終的に287事象が得られた。同様の選別をモンテカルロ事象に対して適用して得られた2185事象を用いて、 $\chi^2$ 検定およびKuiper検定を行なった。その結果、データの方角分布が統計的な揺らぎによって生じたとする仮定で $\chi^2/\text{ndf} = 12.85/7$ (有意確率7.6%)、またKuiper統計量 $V^* = 1.927$ (有意確率1.7%)が得られ、東からのニュートリノの減少を確認することができた。データとモンテカルロの比較では、 $\chi^2/\text{ndf} = 3.74/7$ 、 $V^* = 1.094$ (有意確率69%)となり、モンテカルロシミュレーションと良く一致していることが確かめられた。

一方 $\mu$ -like事象については326事象(モンテカルロ事象は3604事象)が得られたが、データの方角分布が一様であるとの仮説の下で $\chi^2/\text{ndf} = 3.28/7$ 、Kuiper統計量 $V^* = 1.389$ (有意確率42%)であり、方位角依存性を示す結果は得られなかった。しかし $\mu$ -like事象において東西効果の影響が小さいことは理論の予言するところであり、実際観測された方位角分布はモンテカルロシミュレーションと良く一致している。

以上のように、スーパーカミオカンデにおける414日分(25.5 kt yr)の観測データから、 $e$ -like事象における大気ニュートリノの東西効果を世界で初めて確認することに成功した。これはスーパーカミオカンデにおいて、確かに大気ニュートリノが観測されているという大きな証拠となる。さらに観測を続けて十分な統計量を得ることにより、 $\mu$ -like事象においても東西効果を確認することができるであろう。



## 付録A チェレンコフリング数の決定

カミオカンデにおいて、またこれまでのスーパーカミオカンデにおいても、大気ニュートリノおよび陽子崩壊の解析のための事象再構成には各事象について研究者によるイベントディスプレイ (図 4.4) 上での「スキャン」が必要であった。この作業には

チェレンコフリング数を決定する

各リングの縁を選ぶ

ことが含まれる。そのため再構成された結果がスキャンを行なった研究者に依存してしまうことが考えられる。また作業能率の限界から十分な量のモンテカルロシミュレーションを用意することができなかった。

そこで今回 事象再構成から研究者によるスキャンを除くためリング数決定の自動化を行なった。

### A.1 リング数決定までの手順

リング数の決定は各 PMT が受けた光量の情報を用いて行なう。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して円錐状に放射されるので、理想的には粒子の方向を極軸にとった極座標系において光量分布は方位角について対称となる。この対称性を利用して計算を行なうのであるが、実際に得られる光量の情報は水槽の壁面とチェレンコフ光円錐が交わる点でのものであり、図 4.4 のように円から歪んで見える。そこで方位角対称性を回復するために、まずは反応点を正確に知らなければならない。反応点は各 PMT がチェレンコフ光を受けた時間についての情報から求められる。この反応点再構成については A.2 で述べる。またこの段階において、もっとも支配的なリング、すなわちリング数が 1 である事象についてはまさにそのリングを、リング数が 2 以上である事象については最大の光量を持つリングを探すことにする。リングについては方向およびチェレンコフ角が再構成される。

次に 2 つ目のリングが存在するかどうかを判断する。まず 2 リング目が存在する可能性のある方向をいくつか選び出し、この各々のリング候補に対して、それがどのくらいチェレンコフリングとしてもっともらしいかを評価していくことにする。この結果、得られた候補の中に妥当な 2 リング目が含まれていた場合には複リング事象、もっともらしいものが一つも見つからなければ 1 リング事象と判断する。

大気ニュートリノの解析ではおもに 1 リング事象だけを用いるので [2, 19]、3 リング目以降の情報はあまり重要でない。しかし陽子崩壊における

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (\text{A.1})$$

モード (MC による事象例は 図 4.4) の解析 [16] のように、複数のリングを正確に見つけることが必要な場合もある。そこで 2 リング目が発見された事象については、さらに候補の発見と評価を繰り返していき、最終的なリング数を決定することにした。

次リング候補の選出については A.4 で、各候補の評価については A.5 で述べる。またこのように複数のリングを扱う場合には、重なり部分で観測された光量を各リングに配分することが必要となる。この方法についても A.3 で概説する。

## A.2 反応点再構成

反応点の再構成にはチェレンコフ光を受けた各 PMT の時間情報を用いて行なう。荷電粒子の飛行距離が短くチェレンコフ光が一点から放出されたと考えられる時には、チェレンコフ光の各 PMT までの飛行時間 (Time Of Flight, TOF) を引いた時間分布は PMT の時間分解能程度の幅を持つ鋭いピークとなる。そこで  $i$  番目の PMT の座標を  $(x_i, y_i, z_i)$ 、チェレンコフ光を観測した時間を  $t_i^0$ 、水中での光速を  $v$  として、TOF を引いた時間

$$t_i = t_i^0 - \frac{1}{v} \times \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \quad (\text{A.2})$$

を計算し、その分布がもっとも鋭くなる点  $(x, y, z)$  を反応点とする。実際には荷電粒子がエネルギーを失うまでに有限の距離を走るために時間分布の幅は広がり、また散乱光成分

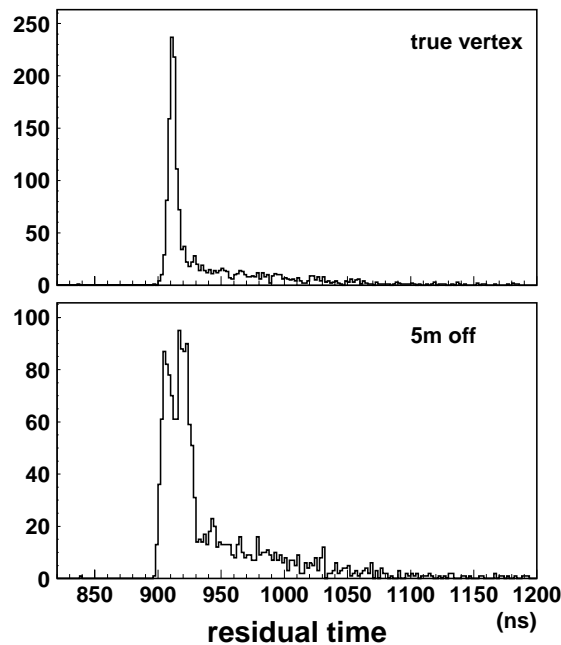


図 A.1: TOF を引いた時間分布

による長いテールを引く (図 A.1)。

この評価のために次式で定義される “goodness” 関数  $G$  を用いる。

$$G = \frac{1}{N} \sum_i \exp \left( -\frac{(t_i - t_0)^2}{2(\langle \sigma \rangle \times 1.5)^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

ここで  $N$  はヒットした PMT の数、 $\langle \sigma \rangle$  は典型的な PMT の時間分解能 2.5ns である。 $t_0$  は仮定した反応点の座標について  $G$  が最大となるように選ぶ。さまざまな座標について  $G$  を計算し、最大値を与える座標を反応点とする。

求めたおおよその反応点をもとにして、事象中でもっとも支配的なチェレンコフリングの方向を決定する。まず、反応点から各 PMT を結ぶ単位長さのベクトルに、その PMT が観測した光量の重みをかけて足し合わせたベクトル和を計算する。得られたベクトルは 1 リング事象では、あるいは複リング事象でも一つのリングが他に比べ極端に大きい光量を持つ場合には支配的なリングの方向を向く。次に、このベクトルの方向を極軸として、光量の極角分布  $PE(\theta)$  を求める。この分布の二階微分を計算し、変曲点 (二階微分が 0 となる点) をリングの端  $\theta_{\text{edge}}$  とする (図 A.2)。

仮定したリングの方向は次式により評価される。

$$Q = \int_0^{\theta_{\text{edge}}} PE(\theta) d\theta \times \frac{1}{\sin \theta_{\text{edge}}} \times \exp \left( -\frac{(\theta_{\text{edge}} - \theta_C)^2}{\sigma_C^2} \right) \quad (\text{A.4})$$

ここで  $\theta_C$ 、 $\sigma_C$  はチェレンコフ角およびその決定精度である。軸の方向を変化させながら  $\theta_{\text{edge}}$ 、 $Q$  の計算を繰り返し、最終的に  $Q$  を最大にするような方向としてチェレンコフリングの方向を求める。

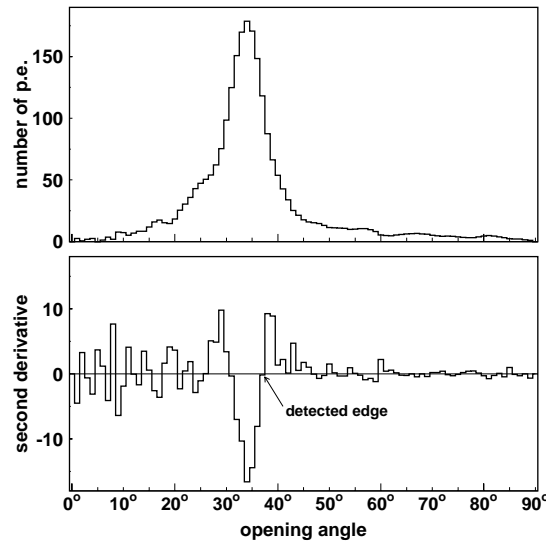


図 A.2: 光量の角度分布とその二階微分

最後に、得られた大まかな反応点とリング方向をもとにして、散乱光の影響および荷電粒子の有限の飛行距離を考慮に入れて再度反応点のフィットを行なう。

正確な反応点が得られてしまえば、もはや時間情報は意味を持たない。そこで以下の過程ではおもに各 PMT の受けた光量の情報だけを用いて計算を行なう。

### A.3 光量の分離

互いに重なり合う複数のリングが存在する場合には、ある PMT が観測した光量を各リングに配分する必要がある。この技術は粒子の運動量の決定において、またリング数の自動的決定においても重要であるので、先に説明しておく。

光量の配分のためにはまず、反応点、リング数および各リングの方向とチェレンコフ角を基に、観測値を再現するような光量分布をチェレンコフ放射の方位角対称性を利用して計算する。反応点から見た PMT の位置を極座標で表すことにしよう。極軸としてリングの方向を選ぶと、 $n$  番目のリングに対する  $i$  番目の PMT の座標は  $(r_i, \theta_{i,n}, \phi_{i,n})$  と書くことができる。もし他のリングとの重なりがなければ、ある極角  $\theta$  での光量の分布はすべての方位角  $\phi$  に対して一様であると期待される。したがってある PMT が受けとる光量の期待値を求めるには、各リングについて  $\theta$  方向の光量分布を計算すれば十分である。最終的にある PMT が観測した光量は、各チェレンコフリングに対して

$$Q_{i,n} = Q_i^{obs} \times \frac{Q_{i,n}^{exp}}{Q_i^{exp}} \quad (A.5)$$

に従い配分される。ただし

- $N$  チェレンコフリングの総数
- $Q_i^{obs}$   $i$  番目の PMT が観測した光量
- $Q_{i,n}$   $n$  番目のリングに配分される光量
- $Q_{i,n}^{exp}$   $n$  番目のリングから期待される光量の寄与
- $Q_i^{exp}$   $i$  番目の PMT への期待光量 (全リングからの寄与の和)、  

$$Q_i^{exp} = \sum_{m=1}^N Q_{i,m}^{exp}$$

である。以上が光量分離の原理である。

次に期待される光量の  $\theta$  分布を計算する方法について説明する。4.3.3 で述べたように、e-like リングと  $\mu$ -like リングでは  $\theta$  方向の分布は大きく異なる。またこの分布は荷電粒子の運動量にも依存する。しかし光量が分離されないことには運動量を求めることはできず、またリング数を決定する段階においては粒子の種類も知ることができない。

そこで  $\phi$  対称性だけを仮定し、実際の光量分布から各リングの  $\theta$  分布を与えることにする。チェレンコフ光の飛行距離の違いを補正するため、各 PMT が観測した光量は次式により反応点を中心とする仮想球面上での値に換算して用いる。

$$Q_i^{corr} = A \times Q_i^{obs} \times \frac{1}{\exp(-r_i/L_{at})} \times \frac{1}{f(\Theta_i)} \quad (\text{A.6})$$

ここで

$$A = \exp(-R_{sph}/L_{at}^{MC}) \quad (\text{A.7})$$

であり、各変数の意味は

- $Q_i^{corr}$  補正された光量
- $r_i$  反応点から  $i$  番目の PMT までの距離
- $R_{sph}$  仮想球面半径、16.9m
- $L_{at}$  減衰長 (実測値)
- $L_{at}^{MC}$  減衰長 (MC への入力値)、55m
- $\Theta_i$  チェレンコフ光の PMT への入射角

の通りである。仮想球面の半径としては検出器の典型的な大きさとして内水槽半径を採用した。また  $f(\Theta_i)$  は PMT の入射角による見かけの面積を表す関数である (図 A.3)。

各リング方向からの角度  $\theta_{i,n}$  を  $1^\circ$  ごとに分割し、各バンド内に含まれる PMT について (A.5) により配分され、さらに (A.6) にしたがって補正された光量を足し上げていく。また各  $\theta$  あたりの PMT 数を求め、PMT あたりの光量分布を計算する。さらにこれを滑らかにし、そして規格化して各リングの期待光量分布  $X_n(\theta_i)$  とする。これは  $n$  番目のリングについて、 $\theta_i$  の方向における期待値を与える関数である。

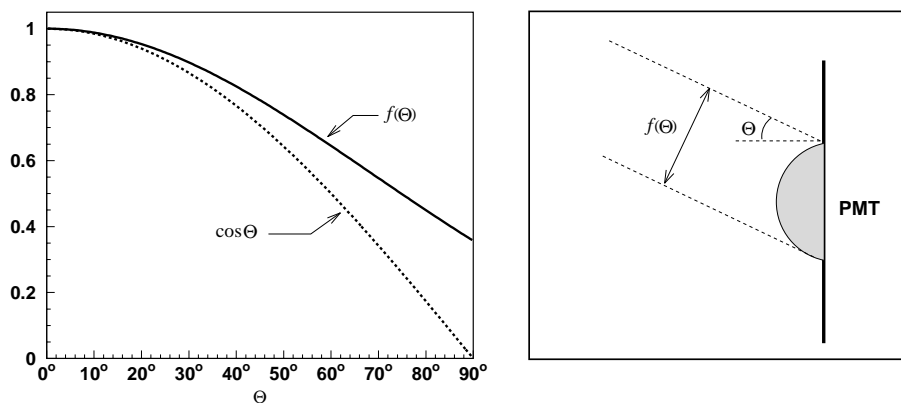


図 A.3: PMT への入射角依存性の補正関数とその定義

次に、 $\theta$  分布をもとにして PMT 上での期待光量を求める。そのためには規格化して求めた各リングの光量分布関数の各々を、観測された光量を再現するように定数倍する、つまり各リングの「運動量」<sup>1</sup>のフィットを行なわねばならない。ある一つのリング (仮に  $N$  番目とする) に注目し、他のリングの運動量は固定したまま  $N$  リング目の運動量だけを変化させ、次式で定義される評価関数の値が最小になる場所を探す。

$$L = - \sum_{\theta_i < 70^\circ} \alpha(i) \log \text{Prob}(Q_i^{exp}, Q_i^{obs}) \quad (\text{A.8})$$

和は運動量を決めたい  $N$  番目のリングの方向から  $70^\circ$  以内の PMT についてとる。また係数は

$$\alpha(i) = \sqrt{X_N(\theta_i) \times \theta_{i,N} / \Theta_{C,N}} \quad (\text{A.9})$$

で計算され、主にチェレンコフリング上の PMT により運動量が決定されるようにしている。Prob( $Q_i^{exp}, Q_i^{obs}$ ) は期待される光量が  $Q_i^{exp}$  であるときに  $Q_i^{obs}$  が観測される確率を与える関数であり、 $Q_i^{exp} > 10$  ではガウス分布を用い、 $Q_i^{exp} < 10$  ではポアソン分布をもとに実験的に求めた広がりを考慮している。これを全てのリングに対して繰り返していき、最終的に全 PMT についての期待光量を得る。

観測値をもとに  $\theta$  分布関数を作り、運動量を決定する一連の過程を 三回 繰り返すことにより、漸近的に観測値をよく再現する期待値分布を求めていく。しかし光量の  $\theta$  分布の計算ですでにリングごとに配分された光量を用いており、運動量フィットにおける重み (A.9) でも角度分布  $X_N(\theta_i)$  が与えられたとして計算を行なっている。そのため一回目の計算の際には適当な初期値を与えねばならない。そこで全てのリングを e-like と仮定し、既知の  $\theta$  分布 (図 A.4) を用いて入力値を計算している。この段階での各リングの運動量フィットは

$$\sigma = \begin{cases} 1 & Q_i^{obs} < 1 \\ \sqrt{Q_i^{obs}} & Q_i^{obs} \geq 1 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

として

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{\theta_i < 70^\circ} \frac{(Q_i^{obs} - Q_i^{exp})^2}{\sigma^2} \quad (\text{A.11})$$

を最小にするように行なわれる。

また最終段階となる三回目のフィットにおいては反応点から眺めた各 PMT の有限の立体角を考慮してより精密な計算を行なっている。

<sup>1</sup>ここでいう「運動量」はフィットのための便宜的なものであり、物理的な意味での運動量ではない。

チェレンコフリングが一つしかない場合には当然光量を配分する必要はないが、以下リング数決定のために期待光量分布を利用する際には複数のリングが存在する時と同様の計算を行なっている。

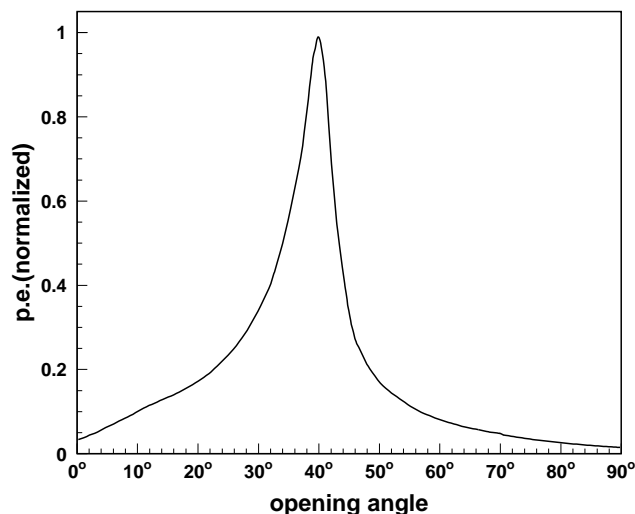


図 A.4: 規格化された  $e$ -like 事象での光量の角度分布

## A.4 次リング候補の検出

$N$  個のリングが既に見つかっている場合、 $N+1$  番目のリングの候補を探す方法について述べる。チェレンコフリングを定義するために求めなければならない量は、リング中心の方向およびチェレンコフ角である。

リング数決定では、A.2 で述べた方法により求められた反応点の座標を用いる。この点から眺めた場合、チェレンコフリングはその中心方向から  $\lesssim 40^\circ$  の角度をなす環状に見え(チェレンコフ光円錐と仮想球面の交わる部分)、チェレンコフ光を感知した PMT はその上に位置している(図 A.5)。

チェレンコフ光が約  $40^\circ$  の方向に放出されているので、逆にある PMT から  $40^\circ$  の円を描いた場合、この円はチェレンコフリングの中心を通ることになる。これをヒットした PMT について繰り返していけば、チェレンコフリングの中心をもっとも多くの円が重なった点を探すことで見つけることができる。

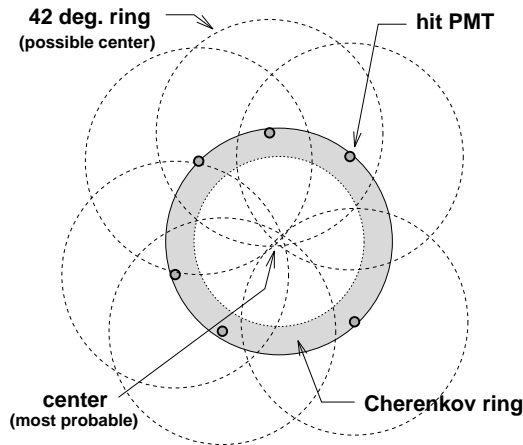


図 A.5: 次リング候補の検出原理

反応点を中心とする半径 16.9m の仮想球面を考え、各 PMT の座標を角度成分  $(\theta_i, \phi_i)$  のみで取り扱うことにする。PMT を中心として円を描く際には、散乱光などの影響を小さくするためにチェレンコフリング上の大きい光量を受けた PMT を重視することが望ましい。そこで、図 A.4 に示した  $e$ -like 事象において期待される光量の規格化された角度分布に、(A.6) により反応点を中心とする仮想球面上での値に補正した光量を重みとして乗じた値を、ヒットした PMT について足し合わせていくことにする。このようにして計算した  $\theta - \phi$  空間での足し合わせの例を、図 A.6 に示す。図中のピークを探すことで、チェレンコフリングの中心を見つけることができる。

複リング事象では、リング数、各リングの光量やチェレンコフ角、リング間の角度などのさまざまな要素があり、単純に光量の光量の足し合わせを計算しただけでは正しくリングを発見できない場合がある。特にリングの光量に大きな差がある場合には、低エネルギーの粒子によるリングは支配的なリングに埋もれてしまい、 $\theta - \phi$  空間での重み地図で明確なピークを見ることができなくなると考えられる。そこで、確実に存在すると考えている  $N$  個のリングについて、A.3 で説明した期待光量分布の計算を行ない、観測値から期待値を引いた光量を足し合わせの重みとして使用することにする。すなわち、 $N$  個のリングの光量を引くことにより、見つけたい  $N+1$  番目のリングが強調されるようにする。

さらに、チェレンコフ角の違いや、再構成された反応点のずれを考慮して、もともと  $40^\circ$  である図 A.4 のピーク値を変化させていくことにする。そして各ピーク値について  $\theta - \phi$  空間での重み地図を計算し、もっともリング中心が際立つようなピーク値を求め、これを発見したリング候補のチェレンコフ角であるとする。

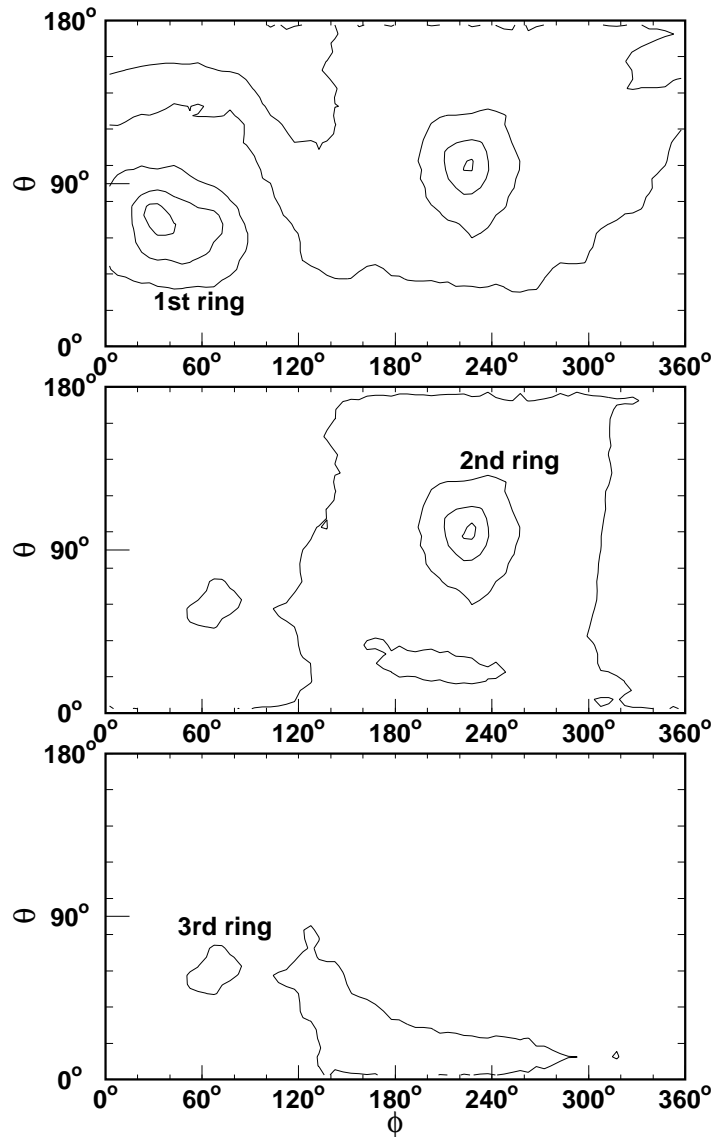


図 A.6: 次リング候補の検出に用いられる光量地図。3 リング事象 (図 4.4) についての例。上図は全光量について、中図は第 1 リングを除いた光量について、下図は第 2 リングまで除いた光量について足し上げている。第 1 リングと第 3 リングは接近しており、上図では分離できないが、第 1 リングの光量を除いたことで検出可能となった。

## A.5 次リング候補の評価

得られた次リング候補の「もっともらしさ」の評価について述べる。

### A.5.1 手順

評価は各候補について別々に行なう。まず、候補のうち一つを取りだし、既に確定した  $N$  個のリングと合わせて  $N+1$  個のリングが存在すると考える。この仮定の下で、各 PMT が観測すると期待される光量の大きさを、実際の観測値をできるだけ再現するように求める。次に、次リング候補を含まない  $N$  個のリングだけが存在すると仮定して、同様に期待光量を計算する。こうして得られた二つの期待光量分布に対して、(A.8) のような評価関数により、いずれが観測値をより良く再現しているかを判断する。この結果、 $N+1$  リング仮定がもっともらしければ、この候補は次リングとして採用され、逆に  $N$  リング仮定の方がよりもっともらしい場合には候補は棄却される。この過程を各候補について繰り返してゆき、すべてが棄却された場合にはチェレンコフリング数を  $N$  個と確定する。また複数の候補が採用された場合には、それらのうちで評価関数が最大、すなわちもっとも良く観測値を再現したと考えられるものを選ぶことにする。そして今度は  $N+1$  個のリングが存在するとして、最終的にすべての候補が棄却されリング数が確定するまで (あるいは設定したリング数の上限に達するまで)、同様の次リング探しを行なっていく。以上がリング数決定の基本的な方法である。

### A.5.2 期待光量分布の計算

期待光量の計算は A.3 を基に行なうが、リング数決定においては実際には存在しないリングをも含めて考えねばならない。そこでいくつか特別な制約を加えて計算することにした。

散乱光を除去するための時間窓の幅は A.3 では  $250\text{ns}$  で一定であった。通常的光量の分離では、存在する各リングの方向から  $70^\circ$  以内の PMT だけを考慮するので散乱光の影響は比較的小さく、これは問題ではなかった。しかしリング数決定では、リング候補の方向にはおもに散乱光だけが存在するような状況が生じ得る。このような場合に有限の散乱光をリングと誤認する危険を避けるには、時間窓の幅をできるだけ狭くすることが望ましい。しかしその一方で、高エネルギーのミュオンはエネルギーを失うまでに有限の距離を走るために TOF を引いた後の時間分布もある程度幅をもつと考えられるので、高エネルギー事象では時間窓は広くなければならない。そこで時間窓  $T_{win}$  (ns) が観測された全光量  $Q_{total}$  (pe) に応じて変化するようにした。

$$T_{win} = (0.65 Q_{total} + 1400) / 6.4 / 40 + 5 \text{ (ns)} \quad (\text{A.12})$$

ただし反応点再構成の際の誤差を考え、 $T_{win}$  の下限は  $30\text{ ns}$  とした。

次に、期待される光量分布を計算することを考えよう。もし実際には候補の方向にリングが存在せず、他のリングからの散乱光しかない場合には、観測された光量から角度分布を計算すると明確なピークを持たないなだらかな分布が得られるであろう。このような分布は有限な散乱光成分を良く再現し、したがって評価関数の上ではリングが存在する場合と区別がつかなくなることが考えられる。そこでリング数決定における期待光量の計算では、 $N+1$  リングを仮定してすなわち次リング候補を含めて計算する場合には、確定した  $N$  リングについては A.3 と同じく光量の角度分布を実際の光量分布から決定するが、候補である  $N+1$  番目のリングについては図 A.4 に示した  $e$ -like リングの角度分布を与えることにした。この分布はもともとは  $40^\circ$  にピークを持つが、ここではリング候補のチェレンコフ角に対して  $\pm 5^\circ$  の範囲で変化させ、

$$L = - \sum_{\theta_i < 70^\circ} \log \text{Prob}(Q_i^{exp}, Q_i^{obs}) \quad (\text{A.13})$$

で定義される評価関数を最大にする角度をピーク位置に選ぶことにした。

続いて、次リング候補を含まない状態つまり  $N$  リング仮定での光量の期待値を計算しなければならぬが、ここでは新たに観測値から角度分布を作り直すことはせず、 $N+1$  リング仮定で求めた分布をそのまま用い、その絶対値だけを変化させることにする。これは候補が真のリングであった場合に、他のリングに埋もれて正しく評価されないことを避けるためである。

### A.5.3 評価方法

得られた二つの期待光量と観測値を、(A.8)と同様の方法で比較する。ただし、散乱光による影響を減らすために使用する PMT の範囲を狭めることにする。A.3 ではいずれかのリングの方向から  $70^\circ$  以内の PMT を用いたが、これを次リング候補も含めたいずれかのリングからチェレンコフ角  $\times 1.2$  以内に変更する。また (A.8) にあるような確率の補正は行なわないことにした。

$$L(N/N+1) = - \sum_{\theta_i < 1.2\theta_{C,n}} \log \text{Prob}(Q^{exp}, Q^{obs}) \quad (\text{A.14})$$

この値を候補を含まない場合  $L(N)$  と含めた場合  $L(N+1)$  で比較する。リング候補がもっともらしい場合には、 $L(N) > L(N+1)$  となることが期待される。

理想的にフィットが行なわれるならば、常に  $\Delta L \equiv L(N) - L(N+1) \geq 0$  である。これは、もしリング候補を考慮に入れたために  $L$  が大きくなってしまふのであれば、リング候補の運動量を 0 とすれことにより二つの期待光量分布は完全に一致し、 $L(N) = L(N+1)$  が得られるはずだからである。しかし実際には、運動量のフィットにおいて下限値を設けてあるために  $\Delta L < 0$  となる場合が生じる (図 A.7)。このようなリング候補は、観測された光量の値を再現することができないような不適当なものであったとして、これを棄却することにする。

次に、残った  $\Delta L > 0$  から真のリングを選び出すことが必要となる。 $\Delta L > 0$  の候補中でも、真のリングは不適当なリングに比べて大きい  $\Delta L$  を持つと期待できる。 $\Delta L$  の対数を取り、全光量依存性を補正した量  $F_1$  を分離に用いることにする。しかしこれだけでは十分なリング数決定精度は得られない。そこで次リング候補のもっともらしさを評価する別の関数を他に定義し、その組み合わせによりリング候補の良否を判定することにする。

期待光量の計算が妥当に行なわれていれば、不適当なリング候補に対しては配分される光量が小さくなるであろう。そこでリング候補に対し (A.5) により各 PMT に配分された光量の平均値を計算し、その大小を評価に用いる。まず候補の  $\theta$  分布のピークをチェレンコフ角を中心に  $\pm 5^\circ$  以内で求める。このピークを中心とする  $5^\circ$  の帯状の領域内の PMT の光量の平均値  $\langle Q_{\text{peak}} \rangle$  を求める。このとき、候補以外のリングに含まれる PMT は考慮しないことにする (図 A.8)。これは光量の分離が完全でない場合に、候補が不適当であっても他のリングからのチェレンコフ光が配分され、有限の光量を持つように見えることを避けるためである。得られた平均値の対数を取り、他リングの光量和への依存性を補正した値を評価に用いる。また一つのリングが複数回候補とされてしまった場合や、荷電粒子の進行方向が散乱により大きく変わり、リングが二重に見える場合を考慮して、 $F_2$  を計算する。

また、チェレンコフリングではピークの外側では光量は急激に減少するはずであるので、ピークの外側における光量の平均値  $\langle Q_{\text{out}} \rangle$  を求める。ここで光量を足し上げる領域は、図 A.8 に示す幅  $5^\circ$  の帯から  $10^\circ$  の間隔を空け、その外側の  $10^\circ$  幅の帯中とする。ここでも他のリングに含まれる PMT は計算に用いない。これとピークでの値との差

$$\langle Q_{\text{peak}} \rangle - \langle Q_{\text{out}} \rangle \quad (\text{A.15})$$

を評価に用いる。リング候補が妥当なものであればこの値は  $\langle Q_{\text{peak}} \rangle$  とほぼ等しくなるが、散乱光のようになだらかに変化する領域を誤って候補とした場合には有限の  $\langle Q_{\text{peak}} \rangle$  を持っても (A.15) は 0 に近づく。(A.15) が 0 以下になった場合には、ピークを持たないため明らかにチェレンコフリングではないと考えられるので、そのような候補は破棄することにする。光量平均値の差の対数を取り、光量依存性および他のリングとのなす角による補正を行ない、 $F_3$  を求める。

もし現在見つかっている  $N - 1$  リング以外にチェレンコフリングが存在しない場合、A.5.2 で  $N - 1$  リングを仮定して求めた期待光量分布は検出器全体の光量分布を再現しているはずなので、各 PMT について測定値と期待値の差

$$Q_i^{\text{sub}} = Q_i^{\text{obs}} - Q_i^{\text{exp}} \quad (\text{A.16})$$

は理想的には 0 になると期待される。そこで  $N - 1$  リング仮定において、どれだけの光量が再現されることなく残されているかを評価に用いる。反応点から各 PMT を臨む単位ベクトルに、(A.16) の重みをかけたものを足し上げて一つのベクトル和を計算し、その絶対値を評価に用いる。対数を取り、光量依存性を依存性を補正することにより、 $F_4$  を得る。

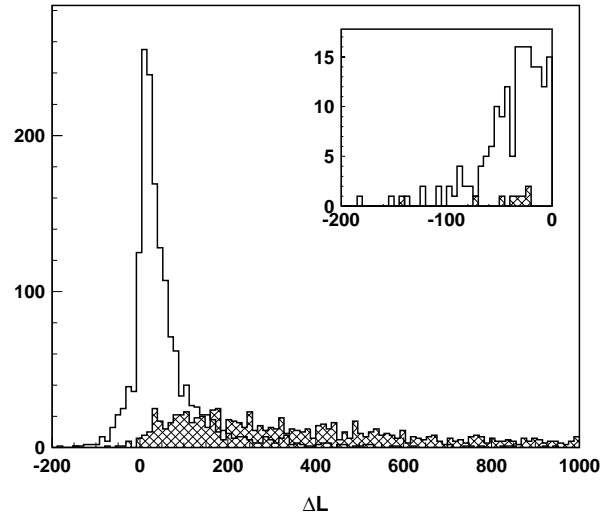


図 A.7:  $\Delta L$  分布。右上は  $\Delta L < 0$  を拡大したもの。

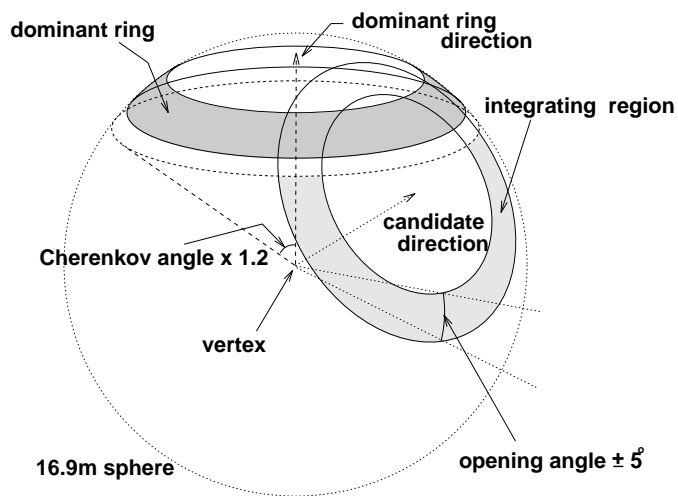


図 A.8: 光量を積分する領域

以上の4つの評価関数の分布を、1リング事象と2以上のリングを持つ事象の分離の場合について、図A.9に示す。いずれの分布も  $F_n < 0$  の場合1リング事象、 $F_n > 0$  の場合2リング以上を持つ事象と判断するように定義されている。サンプルとしては、大気ニュートリノ事象1年分のモンテカルロシミュレーションをにより得られたFC事象を用いた。1リング事象と判定されるべき事象としては荷電カレント弾性散乱により生じた1629事象を用い、多リング事象と判定されるべき事象としては、それ以外のニュートリノ反応により生じた事象で、かつ研究者がイベントディスプレイ上でスキャンを行なうことにより多リング事象と判断された1042事象を用いた。

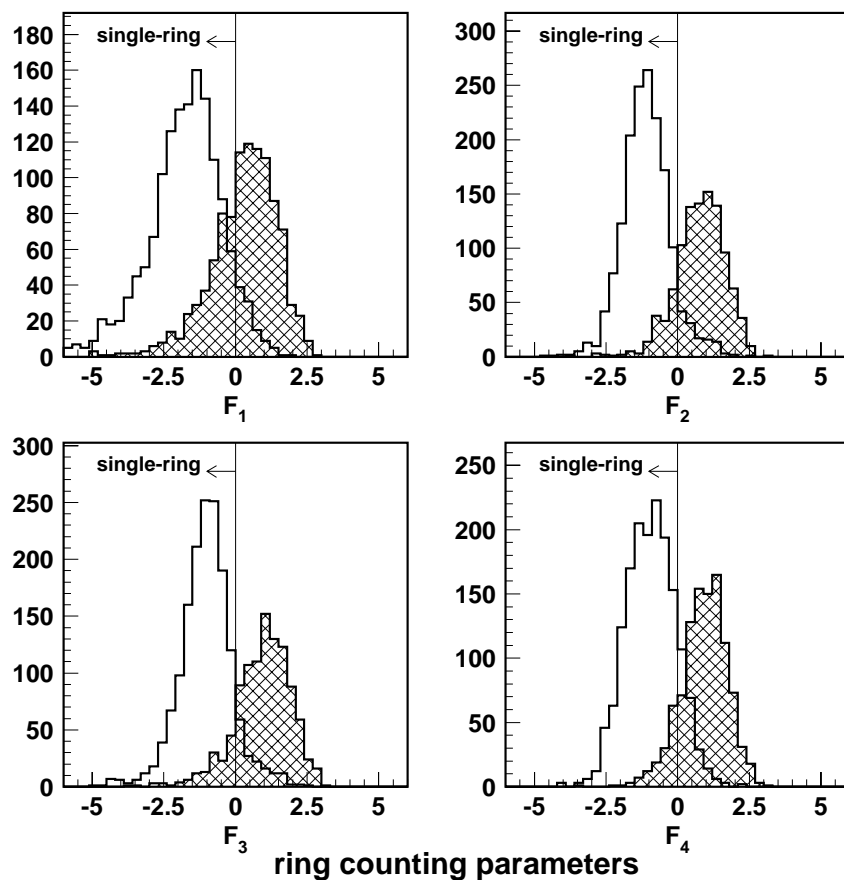


図 A.9: リング数決定のための評価関数

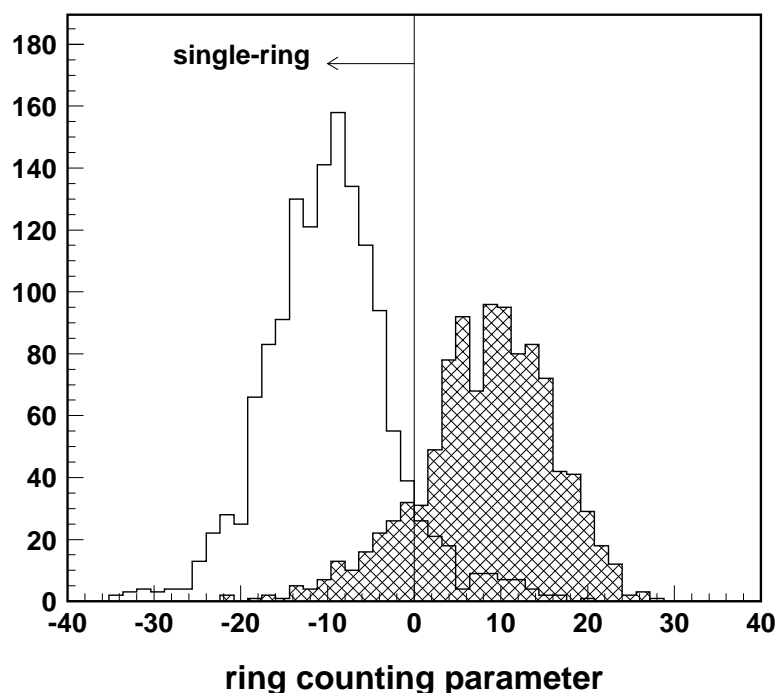


図 A.10: リング数決定のための最終的な評価関数。この値が負であったリング候補は棄却される。

これら 4 つの評価関数を合成することで、最終的にリング数決定のための評価関数を

$$F = F_1 + F_2 + 6F_3 + 1.5F_4 \quad (\text{A.17})$$

と定義する。この分布を図 A.10 に示す。 $F$  が負であったリング候補は棄却し、全ての候補が棄却された事象を 1 リング事象と見なす。

## A.6 リング数決定の結果

図 A.11 に、モンテカルロシミュレーションによる大気ニュートリノ事象で荷電カレント弾性散乱による事象が 1 リング事象と判断される割合を、放出される荷電レプトンの運動量に対して示す。 $400 < p_{e,\mu} < 2000 \text{ MeV}/c$  の運動量領域では、 $\nu_e$  による事象で 94.4%、 $\nu_\mu$  で 95.0% の事象が 1 リングと判断された。

また多リング事象の例として、図 4.4 のような  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  モード陽子崩壊のモンテカルロ事象では、98% の事象が多リング事象と判断された (図 A.12)。また、全体の 44% の事象は  $e^+$  と二つの  $\gamma$  による 3 リングが発見され、陽子の質量が正しく再構成された [16]。

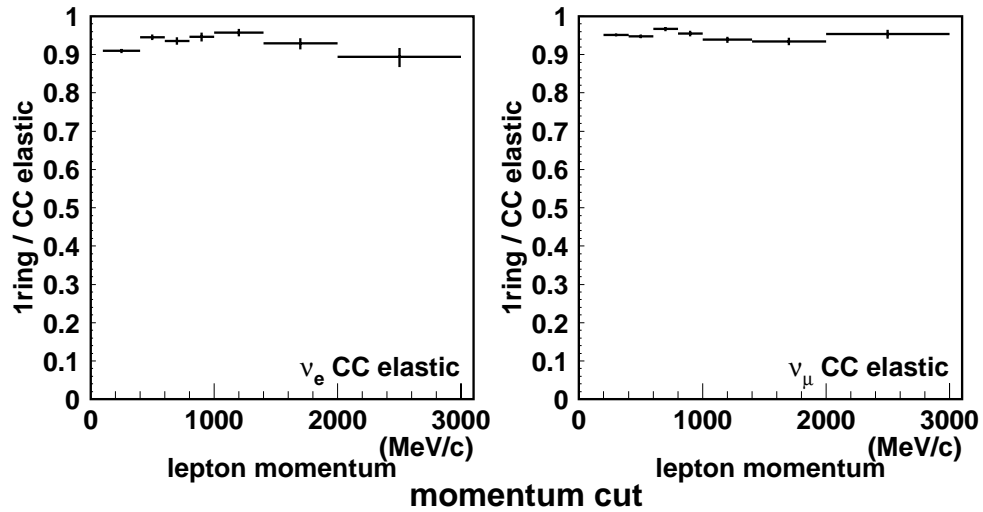


図 A.11: リング数決定精度の運動量依存性。モンテカルロシミュレーションによる大気ニュートリノ事象のうち、荷電カレント弾性散乱による事象が1リングと判断される割合について評価した。

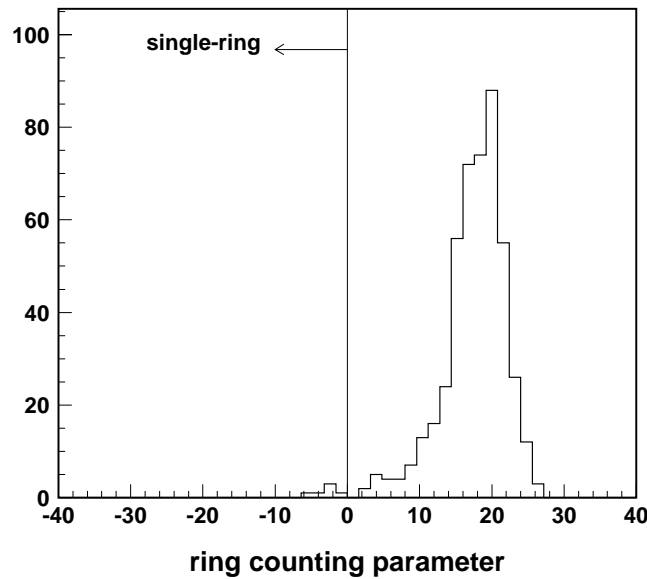


図 A.12:  $p \rightarrow e^+\pi^0$  モード陽子崩壊事象に対するリング数決定のための最終的な評価関数。

## 付録B Kuiper 検定

連続分布間の差異を検定する手段として良く知られているものにコルモゴロフ-スミルノフ検定 (K-S 検定、Kolmogorov-Smirnov test) がある。

K-S 検定に用いられる統計量  $D$  は、図 B.1 に示すような二つの累積分布関数の差の最大値として定義される。 $N$  個のデータ点からなる分布と既知の理論分布を比較する場合には、 $S_N(x)$  を観測されたデータから求めた階段状の累積分布関数、 $P(x)$  を理論分布による連続的な累積分布関数として

$$D = \max_{-\infty < x < \infty} |S_N(x) - P(x)| \quad (\text{B.1})$$

と計算される (図 B.1 中の表記を用いれば  $D = \max(D_+, D_-)$  となる)。それぞれ  $N_1$  個、 $N_2$  個の点からなる二つのデータ集団を比較する場合には

$$D = \max_{-\infty < x < \infty} |S_{N_1}(x) - S_{N_2}(x)| \quad (\text{B.2})$$

となる。この  $D$  が大きければ、データが同じ分布から導かれたものであるという帰無仮説が棄却される。

しかし例えば方位角分布のようにデータ点が円上にあるような分布については、 $D$  が積分を開始する点に依存してしまうため K-S 検定をそのまま用いることは適当でない。したがってこのような場合には始点の決め方によらない他の統計量を定義する必要がある。

Kuiper's test で用いられる統計量  $V$  は次式で定義される。

$$\begin{aligned} V &= D_+ + D_- \\ &= \max_{-\infty < x < \infty} [S_N(x) - P(x)] + \max_{-\infty < x < \infty} [P(x) - S_N(x)] \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

二つのデータ分布を比較する場合には、(B.2) と同様に  $S_{N_1}(x)$ ,  $S_{N_2}(x)$  を用いて計算する。K-S 検定と同じく  $V$  が大きければ帰無仮説が棄却される。

サンプル数  $n$  への依存性を打ち消すため、次式により補正した統計量により有意確率を計算する [20]。ここで、有意確率とは、両分布が等しいという帰無仮説のもとで、ある統計量以上の値が偶然に得られる確率のことである。

$$D^* = D (n^{1/2} + 0.12 + 0.11/n^{1/2}) \quad (\text{B.4})$$

$$V^* = V (n^{1/2} + 0.155 + 0.24/n^{1/2}) \quad (\text{B.5})$$

ただし一分布の場合には  $n = N$ 、二つの分布を比較する場合には

$$n = \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2} \quad (\text{B.6})$$

とする。

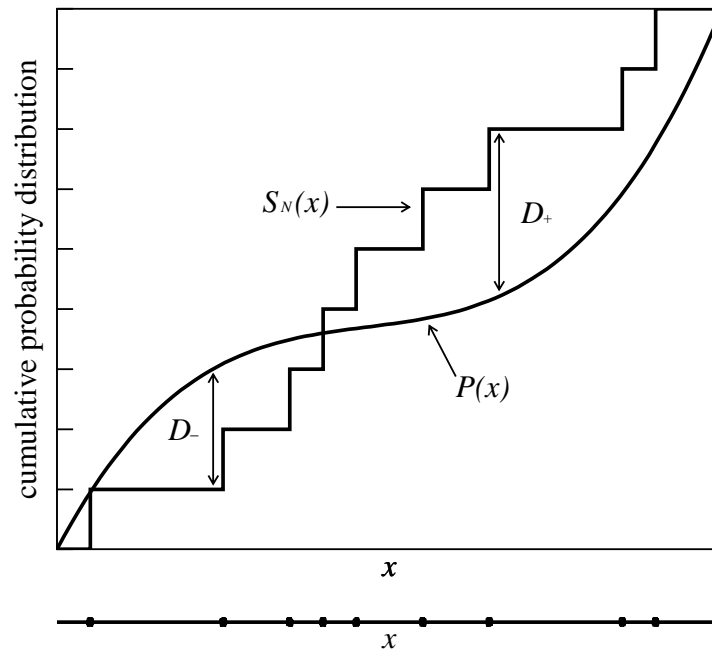


図 B.1: K-S 統計量、Kuiper 統計量を求めるための累積分布関数。数直線上に示した  $x$  の測定値の分布を理論分布の累積確率分布  $P(x)$  と比較したい。  $N$  個の測定値が得られているとして、  $x$  のデータ点毎に  $1/N$  だけ加算される階段状の累積分布関数  $S_N(x)$  を描く。  $S_N(x)$ 、  $P(x)$  は 0 から 1 の値をとる。各統計量は二つの累積分布の差により定義される。

有意確率は次式で与えられる。

$$\text{Prob}(D^* > \text{observed}) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} \exp(-2j^2 D^{*2}) \quad (\text{B.7})$$

$$\text{Prob}(V^* > \text{observed}) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (4j^2 V^{*2} - 1) \exp(-2j^2 V^{*2}) \quad (\text{B.8})$$

$D^*$ 、 $V^*$  と有意確率の代表的な値を表 B.1 に示す。

表 B.1:  $D^*$ 、 $V^*$  に対する有意確率 [23]。

statistic	Percentage point(100 $\alpha$ %)			
	15%	10%	5%	1%
$D^*$	1.138	1.224	1.358	1.628
$V^*$	1.537	1.620	1.747	2.001



## 参考文献

- [1] S. Kasuga, PhD thesis, Tokyo University (1998).
- [2] The Super-Kamiokande Collaboration, submitted to *Phys. Lett. B*.
- [3] The Super-Kamiokande Collaboration, not published.
- [4] T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **43**, 307, 381(1933).
- [5] T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **48**, 287(1935).
- [6] T. H. Johnson, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 208(1939).
- [7] S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics; Nuclear and Astrophysical Aspects*, John Wiley & Sons(1969).
- [8] D. J. Cooke, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 320(1983).
- [9] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa, *Phys. Rev. D* **52**, 4985(1995).
- [10] 国立天文台編, 理科年表, 丸善 (1996).
- [11] D. R. Barraclough *et al.* (IAGA Division I Working Group 1), *J. Geomagn. Geoelectr.* **37**, 1157(1985).
- [12] G. Barr, T. K. Gaisser, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **39**, 3532(1989).
- [13] E. V. Bugaev and V. A. Naumov, *Phys. Lett. B* **232**, 391(1989).
- [14] H. Lee and Y. Koh, *Nuovo Cimento B* **105**, 884(1990).
- [15] A. Suzuki, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* **329**, 299(1993).
- [16] The Super-Kamiokande Collaboration, not published.
- [17] Y. Hayato, PhD thesis, Tokyo Institute of Technology(1998).
- [18] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press(1990). 邦訳: 小早川 恵三 訳, “素粒子と宇宙物理”, 丸善 (1997).
- [19] The Super-Kamiokande Collaboration, not published.

- [20] M. A. Stephens, *Journal of the Royal Statistical Society, ser. B* **32**, 115(1970).
- [21] M. A. Stephens, *Biometrika* **52**, 309(1965).
- [22] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in FORTRAN*, Cambridge University Press, second edition(1992).
- [23] N. I. Fisher, T. Lewis, and B. J. J. Embleton, *Statistical analysis of spherical data*, Cambridge University Press(1987).

# 謝辞

この論文の作成にあたって、またスーパーカミオカンデグループでの研究においてお世話になったみなさんにこの場を借りてお礼を申し上げます。

指導教官の渡邊靖志教授に、そして直接御指導いただいた金行健治博士に感謝します。そして同じ神岡グループで研究を行ないました早戸良成氏、二神貴弘氏の、またすでに卒業されましたが鈴木俊夫氏の御指導、御協力に感謝します。東京工業大学での研究室生活では、谷森達助教授ほか、渡邊・谷森研究室のみなさんに、研究についてだけでなくいろいろとお世話になりました。

スーパーカミオカンデでの研究においては、梶田隆章助教授をはじめとする大気ニュートリノ/陽子崩壊解析グループのみなさんに、特にお世話になりました。また神岡での日常生活においても、たくさんの方々に支えていただきました。

最後に、長い学生生活を見守ってくれた家族に、あらためて感謝します。