

大気ニュートリノにおける東西効果 及び 太陽活動が大気ニュートリノフラックスに与える影響に関する研究

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

宇宙ニュートリノ観測情報融合センター 梶田研究室

学籍番号 35126019 亀谷 功

2013 年 1 月

概要

地球に到来する宇宙線のフラックスは地磁気の効果によって東西の異方性を持つ。宇宙線から生成する大気ニュートリノについても同様に東西の異方性が存在することが予想されており、1999年に発表されたスーパーカミオカンデ検出器を用いた観測では e-like イベント、 μ -like 共に異方性が観測されたものの、 μ -like については有意性が十分高いとは言えなかった。今回の解析では同検出器の SK1~SK4 期間の 4437.1day の観測データを用いて e-like イベントと μ -like イベントについて東西の異方性を観測し、e-like と μ -like 両方について異方性を有意に示した。さらに、今回は SK4 のデータに対してニュートリノと反ニュートリノのイベントに分けた場合の各種ニュートリノの異方性についても研究を行った。

また、地球に到来する宇宙線は太陽風によるバリア効果の影響を受けるため低エネルギー宇宙線のフラックスは太陽の活動期に応じて変化する。このため、宇宙線の反応から生成する大気ニュートリノについても太陽の活動期に応じてフラックスが変化することが期待される。今回の解析では、SK1~SK4 期間の観測データと Bartol 研究所のニュートロンモニターの観測データを用いて大気ニュートリノのイベントレートと太陽活動期の相関関係を調べた。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノの性質	1
1.1.1	ニュートリノの世代	1
1.1.2	ニュートリノのヘリシティと CP	1
1.1.3	ニュートリノ振動とニュートリノの質量	1
1.2	ニュートリノ振動	2
1.2.1	一般論	2
1.2.2	2 世代ニュートリノ振動	3
1.2.3	3 世代ニュートリノ振動	3
1.2.4	振動パラメーター	4
1.3	大気ニュートリノ	4
1.3.1	大気ニュートリノ	4
1.3.2	sub dominant 効果によるニュートリノ振動	6
1.4	大気ニュートリノにおける東西効果	9
1.4.1	地磁気による rigidity cut off	9
1.4.2	二次宇宙線内の μ^+ と μ^- の存在比と軌道の長さの差異	12
1.4.3	大気ニュートリノの東西効果に関する過去の観測結果	15
1.4.4	太陽風による一次宇宙線のバリア効果	15
第 2 章	スーパーカミオカンデ検出器	20
2.1	検出器の構造	20
2.1.1	内検出器と外検出器	20
2.1.2	20inch 光電子増倍管 (PMT)	21
2.1.3	衝撃波防止ケース	22
2.1.4	磁場コイル	24
2.1.5	SK のフェーズ	25
2.2	検出原理	26
2.2.1	チェレンコフ放射 (Cherenkov radiation)	26
2.2.2	検出方法	26
2.3	超純水製造装置	27
2.4	Rn reduced air 製造装置	30
2.5	データ収集システム	30
2.5.1	QBEE	30
2.5.2	DAQ	31
2.5.3	SK-IV における Trigger	33
第 3 章	データ処理と事象再構成	34
3.1	Reduction for Fully Contained Events	34
3.1.1	First Reduction	34
3.1.2	Second Reduction	36
3.1.3	Third Reduction	36
3.1.4	Forth Reduction	42
3.1.5	Fifth Reduction	43

3.1.6	Reduction Summary	44
3.2	Event Reconstruction	46
3.2.1	Vertex Fitting	47
3.2.2	Ring Counting	48
3.2.3	Particle Identification	50
3.2.4	Precise Vertex Fitting	50
3.2.5	Momentum Reconstruction	53
3.2.6	decay electron search	56
3.2.7	π^0 Reconstruction	57
3.3	$\nu - \bar{\nu}$ separation	57
3.3.1	Likelihood 法に利用する変数	57
3.3.2	Likelihood 関数	59
第 4 章	東西効果の解析	64
4.1	Cut Condition	64
4.1.1	Asymmetry の定義	64
4.1.2	運動量カット条件	66
4.1.3	天頂角カット条件	67
4.2	東西効果の評価	67
4.2.1	χ^2 検定	70
4.2.2	kuiper 検定	71
4.2.3	検定結果のまとめ	71
4.2.4	SK4 における $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ の方位角分布	72
4.2.5	$\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベントの χ^2 検定	74
4.2.6	kuiper 検定	74
4.2.7	$\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベント検定結果まとめ	80
4.2.8	e-like, μ -like, $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベントの Asymmetry	80
4.2.9	解析結果	81
第 5 章	太陽活動-大気ニュートリノフラックス相関の解析	86
5.1	ニュートロンモニターの選定	86
5.2	MC のモデルとカット条件の決定	86
5.2.1	MC のモデル設定	86
5.2.2	カット条件の決定	91
5.2.3	SK 期間ごとの補正	93
5.3	解析結果	93
第 6 章	結論と今後の展望	100
6.1	解析結果のまとめ	100
6.2	今後の課題と展望	101
第 7 章	付録A Kuiper 検定	104

目 次

1.1 2012 年までに行われた実験によって制限されたニュートリノ振動パラメーター [17] 5

1.2 一次宇宙線のエネルギーと陽子のフラックスの関係: 実線は Honda flux 計算による陽子のフラックス [18], [19],[20]。それぞれの点は測定結果を表す。十字で表わされているのは Webber[21]、下向き上向き三角は LEAP[22]、丸は MASS1[23]、縦向きダイヤモンドは CAPRICE[24]、下向き三角は IMAX[25]、黒丸は BESS98[26]、四角は AMS[27]、横向きダイヤモンドは Ryan[28]、下向き白三角は JACEE[29]、上向き白三角は Ivanenko[30]、白四角は Kawamura[31]、白ダイヤモンドは Runjob[32] の測定結果を示す。 . . . 6

1.3 左の図は大気ニュートリノのエネルギーとフラックスの関係を示し、右図は大気ニュートリノエネルギーと $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ の関係を示す。両図における実線は Honda flux モデル [18], [19],[20] で計算されたものを示す。また、赤の点線は Fulka flux[33]、緑の点線は Bartol flux[34] で計算されたものである。右図から大気ニュートリノのエネルギーが非常に高いとき、 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ が 2 よりも大きくなることが分かる 7

1.4 SK で観測したニュートリノの天頂角分布 [35]:青線はニュートリノ振動がないと仮定したときのシミュレーションで期待される事象数、赤線は μ ニュートリノと τ ニュートリノ間でニュートリノ振動が存在すると仮定したときのシミュレーションで期待される事象数である。図では SK に対して天頂を 0° 、地球の裏側を 180° と定義している。 μ -like の事象数は振動が無いと仮定した場合のシミュレーションによる事象数と大きく異なっていることから、 ν_μ が消失していることが分かる。 7

1.5 大気ニュートリノ事象における L/E 分布 [36]:SK で観測された大気ニュートリノ事象数の L/E 分布。縦軸は、観測された大気ニュートリノのイベント数を振動が無いとした場合に期待されるイベント数で割った値を示す。実線は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を表し、赤の点線はデコヒーレンスモデル、青の破線はニュートリノ崩壊のベストフィットを表す。 8

1.6 地球内部を通過したときにおける、 ν_e の出現確率の大気ニュートリノのエネルギーと天頂角依存性 [38]。この図において、振動パラメーターは $(\Delta m_{23}, \sin^2\theta_{23}, \sin^2\theta_{13}) = (2.1 \times 10^{-3} eV^2, 0.5, 0.04)$ と仮定されている。2-10GeV の上向きニュートリノで電子ニュートリノの出現が予想される。 9

1.7 一次宇宙線が正電荷の時の軌跡の東西差の例 10

1.8 一次宇宙線 (陽子、He、CNO 原子核) のフラックス [41]。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。 10

1.9 rigidity cut off 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。 11

1.10 神岡における rigidity cut off(単位 : GV)[41]。縦軸が天頂角、横軸が方位角を表す (定義は本文参照)。 12

1.11 大気ニュートリノと親粒子 (陽子) のエネルギーの関係 [42]。 $\eta(E_p, E_\nu, \theta)$ はあるエネルギー E_p を持つ陽子から、天頂角 θ 、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、おおよそ $E^{-2.7}$ にしたがうので、縦軸の値はあるエネルギー E_ν 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。 13

1.12 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)。計算はそれぞれ Honda[41]、BGS[43]、BN[44]、LK[45] による。点線は Honda flux を rigidity cut off を考慮せずに計算した場合の結果であり、ヒストグラム (Honda) と比較すると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。 13

1.13 神岡における大気ニュートリノフラックス ν_e の予想値 (ν_e が 1GeV の場合)[41]。図は (Azimuth angle = 270° , Zenith angle = 90°) でのフラックス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 flux しか持たないと期待される。 . . . 14

1.14	神岡における大気ニュートリノフラックス ν_μ の予想値 (ν_μ が 1GeV の場合)[41]。図は (Azimuth angle = 270°, Zenith angle = 90°) でのフラックスに対する百分率で表している。東からのフラックスの減少は ν_e に比べ小さい。	14
1.15	二次宇宙線の軌道 (図中の meson がミューオンの軌道に該当) 図の右左はそれぞれ西、東に対応) [46]	15
1.16	1999 年までに観測された e-like 552 イベントと μ -like 633 イベントについての方角分布。黒点が Data で黒線、黒ダッシュ線は [41] を用いた MC シミュレーションの結果を表す。X 軸は時計回りの方位角であり $\pi/2$ が東、 $3\pi/2$ が西を表している	16
1.17	太陽の黒点数 (上) と Thule ニュートロンモニター (北緯 67.5 度, 西経 68.7 度) におけるイベント数 (下) 太陽活動が極小期になると地球に入射する宇宙線の数が増え、極大期になると入射する宇宙線の数も減少する [48]	17
1.18	左図は 2006 年まで稼働した Climax ニュートロンモニター (北緯 39.37 度, 西経 106.18 度) のイベントレート、右上は各年に行われた BESS 実験で得られた一次宇宙線のフラックス、右下図は BESS-97 (太陽活動極小期) で得られたフラックスに対する各年のフラックスの比率 [49]	18
1.19	ニュートロンモニターの構造 左図が IGY 型, 右図が NM64 型	19
1.20	ニュートロンモニター設置場所の一例 [49]	19
2.1	Super-Kamiokande 検出器	20
2.2	SK 検出器の位置に関する変数	21
2.3	スーパーモジュール	21
2.4	20inch 光電子増倍管 (PMT)	22
2.5	PMT の量子効率及びチェレンコフ光のスペクトラム	23
2.6	波長 410nm の光における PMT の伝達時間の分布	23
2.7	光電子によるパルス高の分布	24
2.8	衝撃波防止ケース	24
2.9	地磁気の影響を減らすために SK の周囲にまかれたコイル	25
2.10	スーパーカミオカンデにおける検出方法	27
2.11	超純水製造装置	29
2.12	超純水の循環経路	29
2.13	Rn reduced air 製造装置	30
2.14	QBEE	32
2.15	SK-IV におけるデータ取得システム	32
3.1	観測される大気ニュートリノの種類	35
3.2	FC,PC,UPMU の各エネルギー分布を示す。FC イベントの平均エネルギーは ~ 1 GeV, PC イベントと Stopping-UPMU は ~ 10 GeV, through-going UPMU は ~ 100 GeV である	35
3.3	SK 竇における $NHITA_{800}$ の分布 (a) は 1st reduction 後の測定データ、(b) は 1st reduction 後の MC, (c) はカット後の測定データと MC を同時にプロットしたもの (MC のイベント数は測定データのイベント数と同数に規格化されている。) 図中の $NHITA_{800} = 30$ における矢印は SK 竇における 2nd reduction である。(c) で 2nd reduction 後に残っている $NHITA_{800} > 30$ のイベントは $PE_{total} > 100000 p.e.s$ または $ODtriggeroff$ 、両方のいずれかを満たすイベントである。	36
3.4	PE_{max}/PE_{300} の分布 (a) は 1st reduction 後の測定データ、(b) は 1st reduction 後との MC, (c) はカット後の Data と MC を同時にプロットしたもの (MC のイベント数は測定データのイベント数と同数に規格化されている。)	37
3.5	FC 3rd reduction の through-going muon に対する基準 1。X-axis は $NHITA_{in}$ (入射地点から 8 m 以内にある hit OD PMT の数)、Y-axis は $NHITA_{out}$ (ミューオンが抜けた地点から 8 m 以内にある hit OD PMT の数) で Data は SK 竇のものである。(a) は FC 2nd reduction 後の Data の scatter plot, (b) は FC 2nd reduction 後の MC の scatter plot, (c) は final sample の Data の scatter plot, (d) は final sample の MC の scatter plot	38

3.6	FC 3rd reduction の stopping muon に対する基準 1。図は SK4 について $NHITA_{in}$ (ミューオン入射地点付近の hit OD PMT の数) を示したもの。(a) は 3rd reduction 後の Data,(b) は 3rd reduction 後の MC,(c) は final sample の Data と MC についての分布で矢印は基準を示す。	39
3.7	1 2 個の cable hole の位置。4 つの赤色の円は veto counter が設置されている場所を示す。	40
3.8	cable hole と veto counter の概要図	40
3.9	図は (i) 典型的な flasher event と (ii) 典型的な FC neutrino event の timing 分布を示す。 . 矢印は time window で $NMIN_{100}$ をカウントする範囲を示す。	41
3.10	図は SK4 における $NMIN_{100}$ の分布である。(a) は 2nd reduction 後の Data,(b) は 2nd reduction 後の MC,(c) は final sample の Data と Data のイベント数に規格化された MC であり、矢印はカット基準を示す。	41
3.11	FC 5th reduction Invisible muon cut. SK4 において $PE_{tot} < 1000\text{p.e.s}$ と $DIST_{clust} > 500\text{cm}$ を満たしたイベントの $NHITAC_{early}$ 分布である。(a) は FC 4th reduction 後の Data,(b) は FC 4th reduction 後の MC,(c) は final sample の Data と Data のイベント数に規格化された MC であり、矢印はカット基準を示す	43
3.12	FC 5th reduction coincidence muon cut. SK4 における PE_{late} の分布。(a) は FC 4th reduction 後の Data,(b) は FC 4th reduction 後の MC,(c) は final sample の Data と Data のイベント数に規格化された MC であり、矢印はカット基準を示す。(c) に存在する $PE_{late} > 20$ は $PE_{500} > 300\text{p.e.s}$ を満たしたため (1) で取り除かれなかったイベントである。	44
3.13	final sample に対する FC,PC の NHITAC 分布。点は Data とエラーバーを表し、solid line は振動を入れた MC,dashed line は振動を入れない MC である。左上が SK1, 右上が SK2, 左下が SK3, 右下が SK4, 振動パラメータは $\nu_{\mu} \rightleftharpoons \nu_{\tau}$ の 2flavor oscillation, $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.00, 2.5 \times 10^{-3} [eV^2])$ である。	46
3.14	SK4 の FC MC Multi-GeV multi-ring μ -like に対する reconstructed vertex と true vertex の距離。色のついた領域は全イベントの 68 % 内に含まれることを示す	47
3.15	Ring Counting の概念図。hit PMT に対して vertex から 42° の opening angle をもつ円を描き、実際のチェレンコフリングの中心を決定する。	48
3.16	SK1,SK2,SK3,SK4 の Sub-GeV に関しての Ring Counting likelihood。点が Data, 線が MC イベントを表す。	49
3.17	SK1,SK2,SK3,SK4 の Multi-GeV に関しての Ring Counting likelihood。点が Data, 線が MC イベントを表す。	49
3.18	MC イベントにおける single-ring の電子 (左) とミューオン (右)	50
3.19	SK1~4 の PID likelihood distribution for FC sub-GeV 1-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_{μ} イベントを表す。	51
3.20	SK1~4 の PID likelihood distribution for FC multi-GeV 1-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_{μ} イベントを表す。	51
3.21	SK1~4 の PID likelihood distribution for FC sub-GeV multi-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_{μ} イベントを表す。	52
3.22	SK1~4 の PID likelihood distribution for FC multi-GeV multi-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_{μ} イベントを表す。	52
3.23	SK4 の FC MC に対する reconstructed vertex と true vertex の距離。左:sub-GeV 1ring e-like 右:sub-GeV 1-ring μ -like	53
3.24	SK4 の FC MC に対する reconstructed vertex と true vertex の距離。左: Multi-GeV 1ring e-like 右: Multi-GeV 1-ring μ -like	54
3.25	SK4 の PC MC に対する reconstructed vertex と true vertex の距離	54
3.26	SK4 の FC MC に対するレプトンの reconstructed direction と true direction の Angular difference 左: sub-GeV 1ring e-like 右: sub-GeV 1-ring μ -like	55
3.27	SK4 の FC MC に対するレプトンの reconstructed direction と true direction の Angular difference 左: Multi-GeV 1ring e-like 右: Multi-GeV 1-ring μ -like	55
3.28	MC シミュレーションによる 1330~2000MeV のエネルギーを持った single ring ν_{μ} と $\bar{\nu}_{\mu}$ の decay Time 分布。黒線が ν_{μ} 、赤線が $\bar{\nu}_{\mu}$ であり、decay electron 数が 0 のイベントは含まれていない。	59
3.29	2.2MeV の γ 線を検出する 500 μs trigger の概念図	60

3.30	SK4における大気ニュートリノのデータを用いて測定されたニュートロンの capture lifetime。黒点がデータ、青線が MC を示す。	60
3.31	MC シミュレーションによる SK4 における e-like イベントの decay electron 分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。	61
3.32	MC シミュレーションによる SK4 における μ -like イベントの decay electron 分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。	62
3.33	MC シミュレーションによる SK4 における μ -like イベントの decay Time。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。	62
3.34	MC シミュレーションによる SK4 における e-like イベントのニュートロン数分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。	63
3.35	MC シミュレーションによる SK4 における μ -like イベントのニュートロン数分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。	63
4.1	適切な Asymmetry を定義するため θ を決定する	65
4.2	θ を変化させた時の $EW_{asymmetry}$ の変化を MC を用いてシミュレーションした結果。X 軸は図 4.1 の θ , Y 軸は $EW_{asymmetry}$ を表す。左図が e-like(momentum > 100MeV), 右図が μ -like(momentum > 200MeV) であり、条件は FVFC かつ single ring である。	65
4.3	θ を変化させた時の $\frac{EW_{asymmetry}}{Error}$ 。X 軸は図 4.1 の θ , Y 軸は $\frac{EW_{asymmetry}}{Error}$ を表す。左図が e-like(momentum > 100MeV), 右図が μ -like(momentum > 200MeV) であり、条件は FVFC かつ single ring である。	66
4.4	MC による CCQE イベントでのレプトンの放出角。各運動量領域で、全体の 1σ が含まれるように誤差棒を付けた。この図から、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なことが分かる	67
4.5	MC を用いて下限と上限を変化させたときのイベント全体の Asymmetry(図中の Accumulated Asymmetry)。左上が e-like の Asymmetry, 右上が μ -like の Asymmetry、左下が e-like の $\frac{Asymmetry}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{Asymmetry}{Error}$ である。図中の X 軸が運動量カットの上限値を表し、ヒストグラムの各色が運動量の下限値を表す (黒 下限 0MeV/c, 緑 下限 200MeV/c, 黄 下限 400MeV/c, 赤 下限 600MeV/c,)。天頂角に関してはカット条件を設けない。また、Error は Asymmetry のエラーバーの大きさを表している。	68
4.6	MC を用いて Zenith angle カット上限を変化させたときのイベント全体の Asymmetry(図中の Accumulated Asymmetry)。左上が e-like の Asymmetry, 右上が μ -like の Asymmetry、左下が e-like の $\frac{Asymmetry}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{Asymmetry}{Error}$ である。図中の X 軸が Zenith angle カットの上限値を表す。また、Error は Asymmetry のエラーバーの大きさを表す。	69
4.7	SK1-4 の方位角分布。左が e-like, 右が μ -like である。X 軸は 0 が北、 90 が東、 180 が南、 270 が西で、solid line は flat(ヒストグラムの平均値) を表す。MC は live time で規格化されている。	70
4.8	kuiper 統計量を求めるための累積分布関数 (左図が SK 1~4 の 1R e-like, 右図が SK 1~4 の 1R μ -like)	71
4.9	SK 1~4 における各種類のニュートリノ方位角分布を MC シミュレーションで予想したもの。左が ν_e (緑線), $\bar{\nu}_e$ (青線) と e-like イベント (赤線)、右が ν_μ (緑線), $\bar{\nu}_\mu$ (青線) と μ -like イベント (赤線)。MC イベントは全て live time で規格化されている。Data (黒点) と MC (赤線) は図 4.7 と同じものである	73
4.10	MC シミュレーションを用いた $\nu, \bar{\nu}$ イベントの Likelihood 分布 (左図 e-like, 右図 μ -like)。黒線が ν , 赤線が $\bar{\nu}$ を表す。各ヒストグラムは $\nu, \bar{\nu}$ ごとに規格化してある。	73
4.11	左上図は ν_e -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $ \cos\theta_{zenith} < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な ν_e のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0 が北、 90 が東、 180 が南、 270 が西である。矢印はカット条件を表す。	75
4.12	左上図は $\bar{\nu}_e$ -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $ \cos\theta_{zenith} < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な $\bar{\nu}_e$ のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0 が北、 90 が東、 180 が南、 270 が西である。矢印はカット条件を表す。	76
4.13	左上図は ν_μ -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $ \cos\theta_{zenith} < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な ν_μ のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0 が北、 90 が東、 180 が南、 270 が西である。矢印はカット条件を表す。	77

4.14	左上図は $\bar{\nu}_\mu$ -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $ \cos\theta_{zenith} < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な $\bar{\nu}_\mu$ のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0° が北、 90° が東、 180° が南、 270° が西である。矢印はカット条件を表す。	78
4.15	kuiper 統計量を求めるための累積分布関数。黒線が Data, 赤線が MC, 青線が flat を表す。	79
4.16	SK1~4 における各運動量 [MeV/c] ごとの Asymmetry。左が e-like, 右が μ -like である。MC は live time で規格化されている。黒点は Data, 赤線は MC を表す。	82
4.17	ν_e -like, $\bar{\nu}_e$ の Asymmetry。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な各ニュートリノのみの MC を表す。X 軸は運動量 [MeV/c] を表す。	83
4.18	ν_μ -like, $\bar{\nu}_\mu$ の Asymmetry。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な各ニュートリノのみの MC を表す。X 軸は運動量 [MeV/c] を表す。	84
4.19	π の反応断面積と運動量の関係 [56]。Data 点は HARP の実験データ、線は JAM によるシミュレーション結果、点線は DPMJET-3 によるシミュレーション結果を表す。	85
5.1	1996 年 4 月から 2013 年 9 月まで稼働し続け、かつ停止期間の少なかった各ニュートロンモニターの位置	87
5.2	1996 年 4 月から 2013 年 9 月までの、各ニュートロンモニターの一日当たりのイベント数。ただし、この図では便宜上 Newark のデータの値を 4.5 倍、Thule のデータの値を 3 倍にしてプロットしている。	87
5.3	各図の Y 軸は太陽活動が極小期の時のフラックスと極大期の時のフラックスの比率。上図は SK,SNO,INO において全方位角、天頂角を含めた時のフラックスの比率、下図は SK におけるフラックスの天頂角依存性をニュートリノのタイプ別、エネルギー別に示したもの	88
5.4	Honda-flux11 の MC モデルにおける神岡の大気ニュートリノフラックス。図中の赤線が Honda-flux11 であり、他の線は比較のための別の MC モデルである。図のフラックスは極大期と極小期の中間状態のもので X 軸は大気ニュートリノのエネルギーを表している。	89
5.5	Honda-flux11 における神岡の大気ニュートリノフラックスの天頂角依存性。図のフラックスは極大期と極小期の中間状態のもので、X 軸は大気ニュートリノ到来方向の天頂角を表している。 $\cos\theta=1$ が SK の上方から垂直に入射するニュートリノ、 $\cos\theta=-1$ が SK の下方から入射してくるイベントである。	90
5.6	ニュートロンモニターの各月ごとの一日当たり平均イベント数	91
5.7	Honda-flux11 のモデルにおいて flux-weight パラメータ α を変化させた時のイベント数の比率を運動量ごとに示したもの。X 軸はレプトンの運動量 [MeV/c] であり、赤線が $\frac{\text{極大期のイベント数}}{\text{中間期のイベント数}}$ の比率、青線が $\frac{\text{極小期のイベント数}}{\text{中間期のイベント数}}$ の比率であり、極大期は $\alpha=0$, 中間期が $\alpha=0.5$, 極小期が $\alpha=1$ である。また、各 MC は SK の live time が 500 年の場合に規格化されている。	92
5.8	Honda-flux11 のモデルに対し flux-weight パラメータ α を変化させていった時の天頂角分布の変化。solar active (赤線) が極大期 $\alpha=0$, solar middle (緑線) が中間期 $\alpha=0.5$, solar quiet (青線) が極小期 $\alpha=1$ に対応している。また、各 MC は SK の live time が 500 年の場合に規格化されている。	92
5.9	MC を用いて下限と上限を変化させたときのイベント全体の Solar Modulation Dependence (以下、SMD と表記)。左上が e-like の SMD, 右上が μ -like の SMD、左下が e-like の $\frac{SMD}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{SMD}{Error}$ である。図中の X 軸が運動量カットの上限値を表し、ヒストグラムの各色 (e-like の場合黒 下限 0MeV/c, 緑 下限 100MeV/c, 黄 下限 200MeV/c, 赤 下限 300MeV/c, μ -like の場合黒 下限 100MeV/c, 緑 下限 200MeV/c, 黄 下限 300MeV/c, 赤 下限 400MeV/c) が運動量の下限値を表す。	94
5.10	MC を用いて天頂角カットの上限を変化させたときのイベント全体の Solar Modulation Dependence(以下、SMD と表記)。左上が e-like の SMD, 右上が μ -like の SMD、左下が e-like の $\frac{SMD}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{SMD}{Error}$ である。また、図中の赤線は $0 < \cos\theta_{zenith} < 1$, 青線は $-1 < \cos\theta_{zenith} < 0$ のみの SMD, 黒線は $-1 < \cos\theta_{zenith} < 1$ の SMD を表す	95
5.11	MC シミュレーションを用いた各 SK 期間ごとの運動量分布。左図が e-like, 右図が μ -like。黒線が SK1, 緑線が SK2, 青線が SK3, 赤線 SK4 である。	96
5.12	各月のニュートロンモニターの平均イベント数と全ニュートリノ (e-like+ μ -like) の平均イベントの相関。黒点はデータ、黒線は liner fitting, 赤点は MC のデータ, 赤線は MC への liner fitting を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片、p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。	97

5.13	各月のニュートロンモニターの平均イベント数と e-like ニュートリノの平均イベントの相関。黒点はデータ、黒線は liner fitting, 赤点は MC のデータ, 赤線は MC への liner fitting を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片、p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。	97
5.14	各月のニュートロンモニターの平均イベント数と μ -like ニュートリノの平均イベントの相関。黒点はデータ、黒線は liner fitting, 赤点は MC のデータ, 赤線は MC への liner fitting を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片、p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。	98
7.1	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 $SN(x)$ を描く。 $SN(x)$ 、 $P(x)$ 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。	105

表 目 次

1.1	e-like, μ -like イベントについてフラックスが等方的であるという仮定を kuiper 検定で、MC を χ^2 検定で 検証した場合の有意確率。	15
2.1	PMT の特性	22
2.2	磁場コイルに流している電流	24
2.3	SK のフェーズの期間と各要素の違い	26
2.4	各荷電粒子のチェレンコフ放射における臨界エネルギー	27
2.5	QBEE における 3 つのゲインレンジ	31
2.6	QBEE の性能	31
2.7	SK における Trigger とヒット閾値と保存時間幅	33
3.1	SK 各期間ごとに Selection efficiencies とイベント数をまとめたもの。step 1 ~ 5 はイベントの real vertex が FV 内に存在するイベントで、5th(FV) は fitted vertex が FV 内に存在し、かつ OD hits < 16(10 for SK1)、visible energy > 30MeV を満たすイベントである。MC はニュートリノ振動は考慮されておらず、イ ベント数は各 SK 期間の real data livetime で規格化されている。(SK1 1489.2days,SK2 798.6days,SK3 518.2days,SK4 1097.0days)	45
3.2	各 background 源の推定混入比率。Sub-GeV は $E_{vis} < 1.3\text{GeV}$,Multi-GeV は $E_{vis} > 1.3\text{GeV}$ を表す . .	45
3.3	SK1~3 において CCQE イベントを single ring イベントとして検出する効率。sub-GeV は $E_{vis} < 1.33\text{GeV}$,multi- GeV は $E_{vis} > 1.33\text{GeV}$ である。	48
3.4	subGeV- single ring CCQE イベントの PID における misidentification probabilities	50
3.5	各 SK 期間における vertex resolution	53
3.6	各 SK 期間における Angular resolution	56
4.1	e-like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)	72
4.2	μ -like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)	72
4.3	Likelihood 関数から ν_e -like イベント , ν_μ -like イベント, $\bar{\nu}_e$ -like イベント, $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントに区分される各 ニュートリノ反応の構成比。表の”イベント比率”は e-like, μ -like のイベント数に対する ν -like, $\bar{\nu}$ -like のイ ベント数の比率を示す。	74
4.4	$\nu_e, \bar{\nu}_e$ -like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)	80
4.5	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ -like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)	80
4.6	400 < momentum < 3000MeV かつ $ \cos\theta_{zenith} < 0.5$ カット後の e-like, μ -like, ν_e -like , ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ - like における各イベント全体の Asymmetry。Pure MC は純粋な各タイプのニュートリノの MC を表す。	80
5.1	各 SK 期間ごとの補正係数 (correction factor)	94
5.2	全イベント,e-like, μ -like Data の各相関係数と MC (neutron monitor イベント数に対し線形) の相関係数	96
5.3	全イベント,e-like, μ -like に対する liner fitting の傾き	98
5.4	liner fitting($y=ax+b$) , const fitting($y=c$) に対する χ^2 test の結果	98
6.1	東西効果、太陽活動との相関関係において考慮すべき系統誤差の例	103
7.1	D^*, V^* に対する有意確率 (100 α %)	105

第 1 章 序論

この章では最初にニュートリノの物理的な性質について述べた後、本論文で主要なテーマとなる大気ニュートリノについて述べる。

1.1 ニュートリノの性質

1.1.1 ニュートリノの世代

ニュートリノは 1931 年に Pauli によって存在が予言され、1953 年に Reines・Cowan の実験によって検出され存在が立証された粒子である [1],[2]。ニュートリノは素粒子の一種であり、電荷を持たない中性粒子でレプトンに属している。レプトンはスピン 1/2 のフェルミオンであり、標準理論では以下のように 3 つの世代 (電子 e 、ミュー μ 、タウ τ) が存在する。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.1.1)$$

素粒子には (1.1.1) に示した粒子に対して、反粒子も存在する。実験的には、1953 年に Reines と Cowan によって原子炉起源の反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ が初めて発見された [1],[2]。その後、1962 年に Lederman, Schwartz, Steinberger らによってミューニュートリノ ν_μ が発見され [3]、1997 年から丹羽らがおこなった DONUT 実験によってタウニュートリノ ν_τ が発見された [4]。

1.1.2 ニュートリノのヘリシティと CP

1957 年に Goldhaber によってニュートリノのヘリシティが測定され [5]、ニュートリノは左巻き状態であることがわかった。これまでに行われた全ての実験結果において、ニュートリノは常に左巻き状態で、反ニュートリノは常に右巻き状態であることが示されている。

ニュートリノのヘリシティが固定されていると、C パリティ (荷電共役変換) が破れていることがわかる。なぜならば、ニュートリノは C パリティ変換によって、反ニュートリノに変換されるが左巻き状態の反ニュートリノは存在しないからである。これは弱い相互作用では C パリティが破れていることに由来する。

一方で、パリティ変換 (空間変換) と C パリティ変換を同時に行うと、物理的に可能な過程になる。これを弱い相互作用における CP 保存という。

クォークレベルでは、 K^0 粒子で CP 保存が破れていることが確認されている [6]。一方で、レプトンセクターでは CP 保存が破れている実験的な証拠はない。レプトンセクターでの CP 保存の破れは、後述するようにニュートリノ振動でニュートリノと反ニュートリノの場合の違いを見ることで確かめることができる。

1.1.3 ニュートリノ振動とニュートリノの質量

従来の素粒子の標準模型ではニュートリノの質量はゼロであるとして扱われていたが、1998 年にスーパーカミオカンデ実験により大気ニュートリノ振動の存在が確認され、ニュートリノが質量を持つことが示された [7]。その後、2001 年に太陽ニュートリノ振動 [8][9]、2002 年には長基線ニュートリノ振動 [10]、原子炉ニュートリノ振動 [11] が発見された。

ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことが証明されたが、後述するようにニュートリノ振動では質量の 2 乗差のみが観測量として現れるため、ニュートリノの質量の絶対値はわからない。そのため、現在もニュートリノの絶対質量を測定する実験が行われている。

電子ニュートリノの絶対質量はトリウムの β 崩壊で放出される電子のエネルギースペクトルを測定することで探索されている [12]。しかし、有限の値は得られておらず以下の上限值が与えられているのみである。

$$m_{\nu_e} < 2.3\text{eV}/c^2 \quad (95\%\text{CL}) \quad (1.1.2)$$

ミューニュートリノの質量は π 粒子の崩壊 ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) における前後の運動量を測定することで決定することが可能である [13]。また、タウニュートリノの質量は τ 粒子の崩壊 ($\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau + (\pi^0)$) による前後の visible エネルギーと不変質量を測定することで導くことができる [14]。現在それぞれのニュートリノの質量の上限は以下のようにになっている。

$$m_{\nu_\mu} < 0.17\text{MeV}/c^2 \quad (90\%\text{CL}) \quad (1.1.3)$$

$$m_{\nu_\tau} < 18.2\text{MeV}/c^2 \quad (95\%\text{CL}) \quad (1.1.4)$$

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 一般論

有限の質量をもつクォークは、ユニタリー行列である KM 行列 (小林・益川行列) によって質量の固有状態とフレーバーの固有状態が関係づけられている。これと同様にニュートリノが質量をもてば、ニュートリノも質量の固有状態とフレーバーの固有状態が関係づけられる [15]。

ニュートリノが反応によって生成されるとき、または実験装置で観測されるとき、ニュートリノは弱い相互作用の固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) として振る舞う。一方で、空間を伝搬する際、ニュートリノは質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) として振る舞う。これらの固有状態は $N \times N$ のユニタリー行列によって以下のように関係づけられている¹。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^N U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.2.1)$$

ここで $U_{\alpha i}$ は弱い相互作用の固有状態と質量固有状態をむすぶユニタリー行列であり、牧-中川-坂田-Pontecorvo(MNSP) 行列と呼ばれる。エネルギー E_i の質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ は、以下のシュレディンガー方程式を満たす。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle$$

よって、質量の固有状態の時間発展は次のように書ける。

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.2.2)$$

この質量の固有状態の時間発展式を用いて、(1.2.2) からフレーバーの時間発展は次のように書ける。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle$$

このとき、 t 秒後にフレーバー β の状態のニュートリノを見つける振幅は、

$$\begin{aligned} A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) &= \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = e^{-itH} \sum_i U_{\alpha i}^* \langle \nu_\beta | \nu_i \rangle \\ &= \sum_i \sum_j e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* U_{\beta j} \langle \nu_j | \nu_i \rangle \\ &= \sum_i e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \end{aligned}$$

となる。よって、遷移確率は、

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |A_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)|^2 \\ &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \end{aligned}$$

¹この節では自然単位系を用いて議論する。

となる。相対論的なニュートリノを考えると、ニュートリノが持つエネルギーは以下のように書ける。

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim p + \frac{m_i^2}{2E}$$

よって、遷移確率は以下のように書き換えられる。

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t\right)$$

ただし、ここでは $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ と定義する。

ニュートリノ振動実験では、時間 t の代わりに測定できる物理量は距離 L である。相対論的なニュートリノでは $L = t$ なので、遷移確率は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} t\right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

1.2.2 2世代ニュートリノ振動

2世代ニュートリノを考えると、混合行列 $U_{2 \times 2}$ は次のように記述できる。

$$U_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.2.4)$$

この場合、ニュートリノ振動の遷移確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{MeV}]}\right) \end{aligned} \quad (1.2.5)$$

と記述される。

1.2.3 3世代ニュートリノ振動

3世代のニュートリノ振動に関する 3×3 のユニタリー行列 $U_{3 \times 3}$ は MNS 行列とよばれ、以下のように記述される。

$$\begin{aligned} U_{3 \times 3} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} s_{12} c_{12} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta} & c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} s_{23} e^{i\delta} & c_{13} s_{23} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} s_{13} c_{23} e^{i\delta} & c_{13} c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

ここでは $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 及び $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ と略記した。

1.2.4 振動パラメーター

3世代のDiracニュートリノを考えた場合、混合行列 $U_{3\times 3}$ は3つの混合角($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$)とCP violationの位相(δ)で表すことができる。Majoranaニュートリノを考える場合、さらに2つの位相パラメーターを加える必要があるが、ニュートリノ振動にはこの2つの位相パラメーターは寄与しないため、ここでは考えないことにする。

前述したように、ニュートリノ振動は2つの質量の2乗差($\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$)に対してのみ感度がある。スーパーカミオカンデをはじめとして世界中の多くの実験によって、CP位相の δ を除いた5つのパラメーターは詳細に調べられてきた。最近のGlobal analysisの結果を以下に示す [16]。

$$\Delta m_{21}^2 \sim 7.59 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad (1.2.7)$$

$$\sin^2 \theta_{12} \sim 0.31 \quad (1.2.8)$$

$$\sin^2 \theta_{13} \sim 0.10 \quad (1.2.9)$$

$$\Delta m_{31}^2(\text{Normal}) \sim 2.50 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1.2.10)$$

$$\Delta m_{31}^2(\text{Inverted}) \sim 2.40 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1.2.11)$$

$$\sin^2 \theta_{23} \sim 0.52 \quad (1.2.12)$$

ここで、NormalとInvertedは質量階層性を表す。参考として、2012年まで行われた実験によって制限されたニュートリノ振動パラメーターを図1.1に示す。

1.3 大気ニュートリノ

1.3.1 大気ニュートリノ

大気ニュートリノとは宇宙から地球に降り注ぐ宇宙線（一次宇宙線）が大気中の原子核と衝突して作られる二次宇宙線（ π 粒子や μ 粒子）が崩壊した際に生成されるニュートリノのことであり、電子ニュートリノ（ $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ）とミューニュートリノ（ $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ）が生成される。

一次宇宙線は約95%が陽子(p)、約5%が α 粒子であり、地球大気中の原子核と反応を起こす（一次宇宙線のエネルギーと陽子のフラックスの関係を図1.2に示す）。一次宇宙線における陽子は $p + N \rightarrow \pi$ もしくは $p + N \rightarrow K + X$ のように、大気中の原子核(N)と反応して π 粒子またはK粒子と別の原子核(X)を生成する。これらの二次宇宙線は生成後すぐに崩壊し、ニュートリノを生成する。例として、 π^+, π^- の場合の崩壊過程を示す。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.3.2)$$

一方、 π^- は以下のように崩壊する。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.3.3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.3.4)$$

エネルギーが低いミューオンは地表にたどり着くまでに崩壊し、地表における $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ と $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ のフラックス比は2:1となり、非常にエネルギーが高い宇宙線に関しては $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e) > 2$ になる。図1.3に大気ニュートリノエネルギーとフラックスおよび $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ の関係を示す。

次に、大気ニュートリノにおけるニュートリノ振動について述べる。

一次宇宙線は地球に対し全方向から飛来し大気ニュートリノを生成するため検出器に到達するまでのニュートリノの飛来距離は地球のどこで大気ニュートリノが生成したかによって大きく異なる。典型的な飛来距離は10kmから13000kmである。スーパーカミオカンデ検出器の場合、特に上空からスーパーカミオカンデ(SK)に飛来したニュートリノのことを”下向きニュートリノ”、地球内部を通過しSKに飛来したニュートリノを”上向きニュートリノ”と呼ぶ。図1.4に

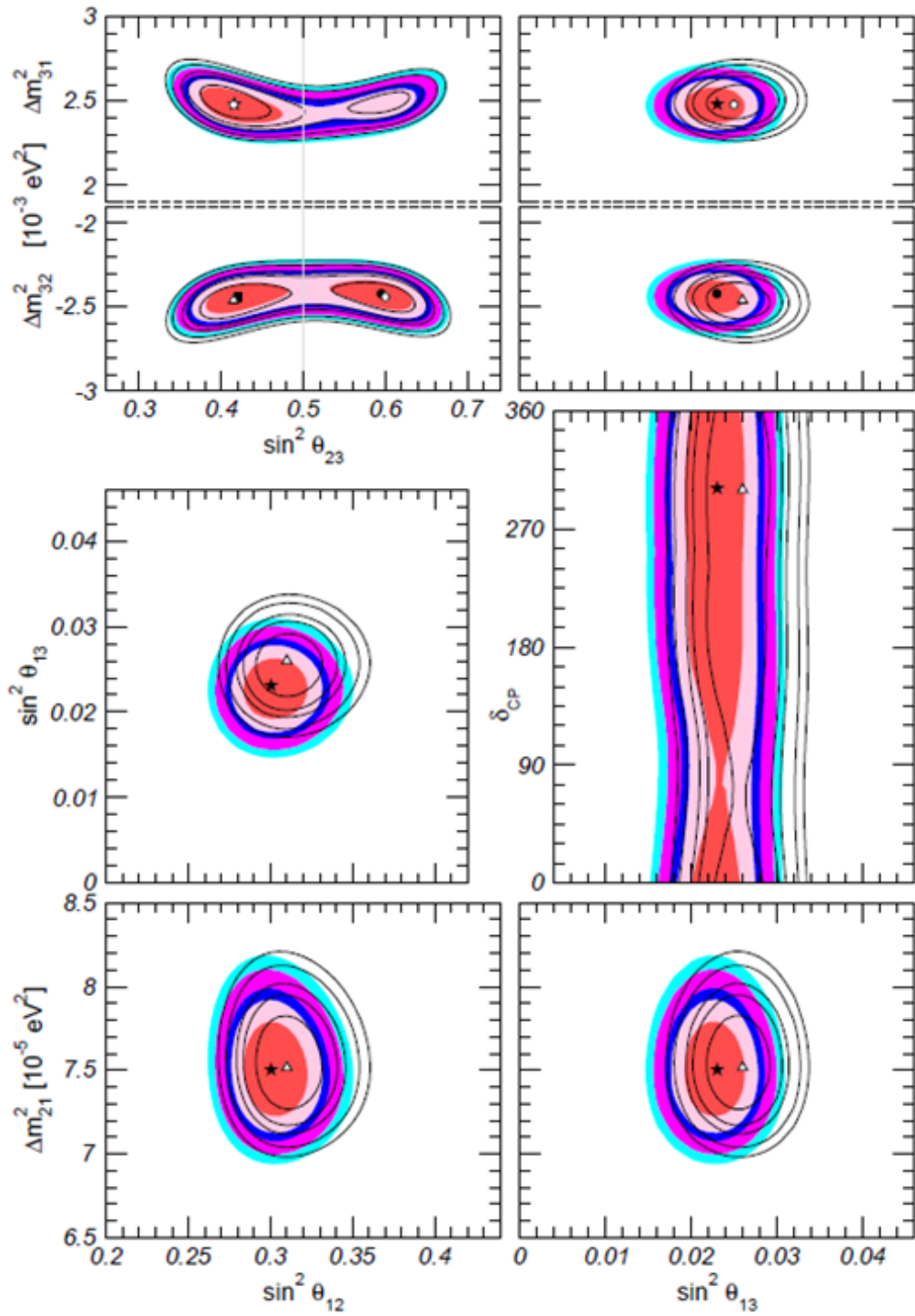


図 1.1: 2012 年までに行われた実験によって制限されたニュートリノ振動パラメーター [17]

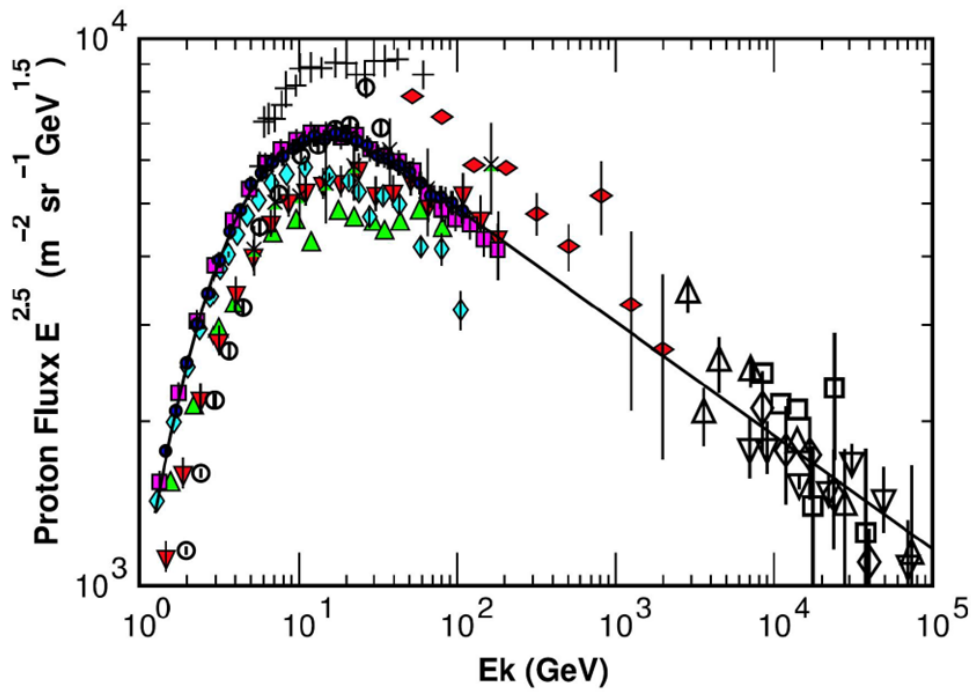


図 1.2: 一次宇宙線のエネルギーと陽子のフラックスの関係: 実線は Honda flux 計算による陽子のフラックス [18], [19],[20]。それぞれの点は測定結果を表す。十字で表わされているのは Webber[21]、下向き上向き三角は LEAP[22]、丸は MASS1[23]、縦向きダイヤモンドは CAPRICE[24]、下向き三角は IMAX[25]、黒丸は BESS98[26]、四角は AMS[27]、横向きダイヤモンドは Ryan[28]、下向き白三角は JACEE[29]、上向き白三角は Ivanenko[30]、白四角は Kawamura[31]、白ダイヤモンドは Runjob[32] の測定結果を示す。

SK で観測したニュートリノの事象数の天頂角分布を示す [35]。天頂角とは、SK に対して天頂を 0° 、地球の裏側を 180° とする角度のことである。この図 1.4 における、sub-GeV とはニュートリノのエネルギーが約 1.4GeV 以下、multi-GeV は 1.4GeV 以上であることを意味している。また、図における青線はニュートリノ振動が無いと仮定した場合のシミュレーションによる事象数を示している。また、後述するようにスーパーカミオカンデは、大型の水チェレンコフ検出器であり、観測されるチェレンコフリングのパターンから電子 (e-like) とミューオン (μ -like) を区別できる。図 1.4 から観測された e-like の事象数はシミュレーションに対して大きく変わらないのに対し、 μ -like の事象数は振動が無いと仮定した場合のシミュレーションによる事象数と大きく異なっていることが分かる。これにより、 ν_μ はニュートリノ振動により消失していることが分かる。また、この ν_μ の消失は上向きニュートリノに対して顕著である。前節で述べた通りニュートリノ振動して別のニュートリノに変化する確率および変化しない確率はニュートリノ飛行距離 L とニュートリノのエネルギー E の比 L/E に依存する。スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノ事象数の L/E 依存性を図 1.5 に示す。この図 1.5 から $L/E = 500\text{km/GeV}$ で、大気ニュートリノ (ν_μ) がニュートリノ振動によって消失していることが分かり、この結果からも上向きニュートリノにおいて ν_μ の消失が示唆される。

ただし、上向きの電子ニュートリノについては地球内部を通過する際に地球内の物質の影響を受けるため、物質の効果も考慮する必要がある。そのため次節では物質中におけるニュートリノ振動について述べることにする。

1.3.2 sub dominant 効果によるニュートリノ振動

前述したように上向きニュートリノは地球内部を通過する。地球内部には電子が豊富に存在しているために ν_e はこれらの電子と相互作用をする。このためニュートリノ振動の確率は地球内部の物質効果を考慮する必要がある。ただし、 ν_μ, ν_τ は物質効果を受けない。物質効果 (MSW)[37] を計算にいと、三代目におけるニュートリノ振動確率 (15) 式は以下ようになる [38]

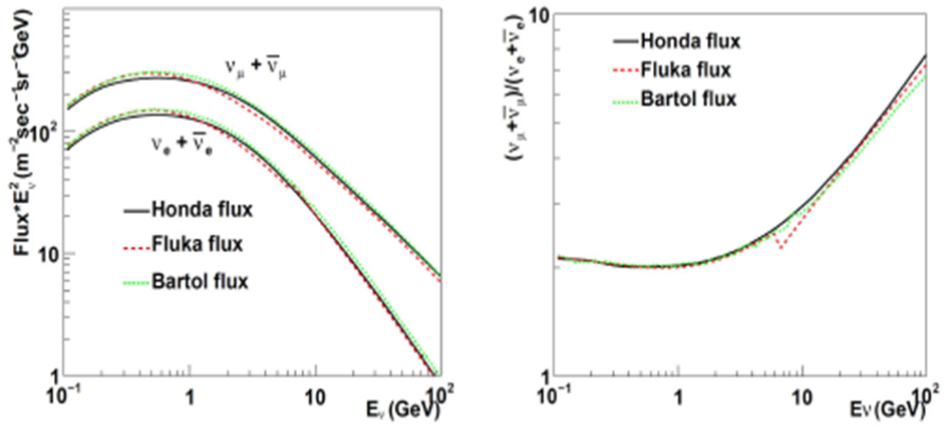


図 1.3: 左の図は大気ニュートリノのエネルギーとフラックスの関係を示し、右図は大気ニュートリノエネルギーと $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ の関係を示す。両図における実線は Honda flux モデル [18], [19],[20] で計算されたものを示す。また、赤の点線は Fluka flux[33]、緑の点線は Bartol flux[34] で計算されたものである。右図から大気ニュートリノのエネルギーが非常に高いとき、 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ が 2 よりも大きくなるのが分かる

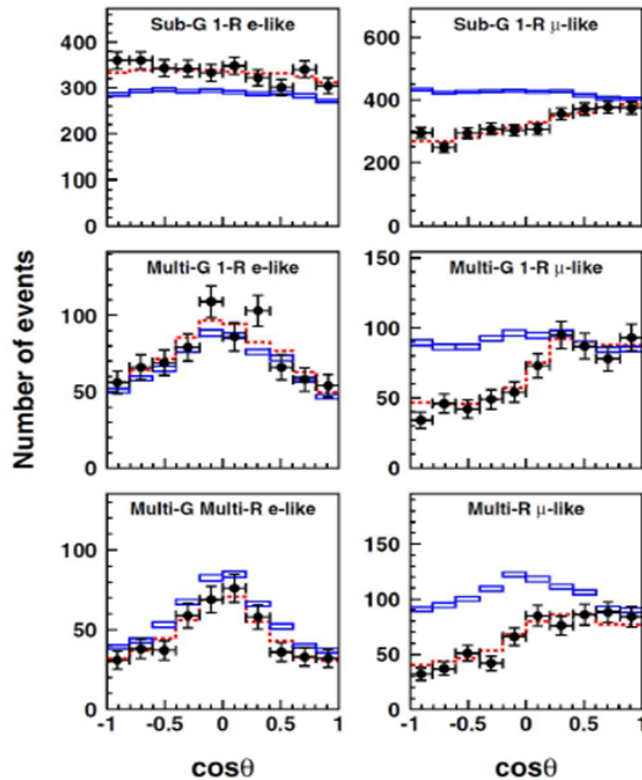


図 1.4: SK で観測したニュートリノの天頂角分布 [35]:青線はニュートリノ振動がないと仮定したときのシミュレーションで期待される事象数、赤線は μ ニュートリノと τ ニュートリノ間でニュートリノ振動が存在すると仮定したときのシミュレーションで期待される事象数である。図では SK に対して天頂を 0° 、地球の裏側を 180° と定義している。 μ -like の事象数は振動が無いと仮定した場合のシミュレーションによる事象数と大きく異なっていることから、 ν_μ が消失していることが分かる。

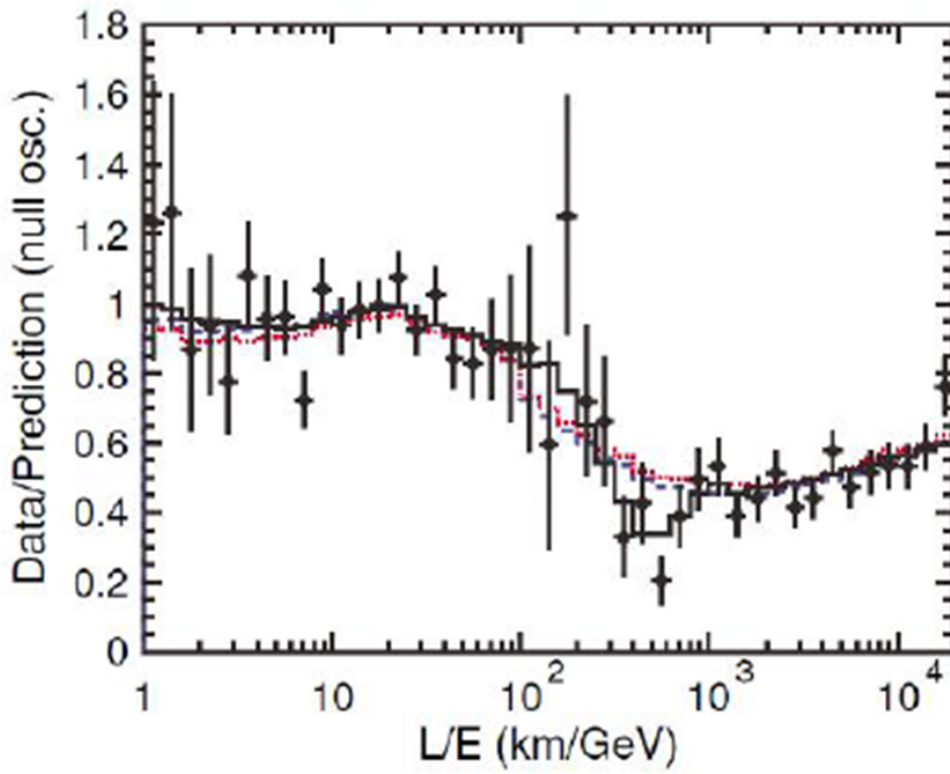


図 1.5: 大気ニュートリノ事象における L/E 分布 [36]:SK で観測された大気ニュートリノ事象数の L/E 分布。縦軸は、観測された大気ニュートリノのイベント数を振動が無いとした場合に期待されるイベント数で割った値を示す。実線は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を表し、赤の点線はデコヒーレンスモデル、青の破線はニュートリノ崩壊のベストフィットを表す。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2\theta_{13,M} \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{23,M}^2 L}{E_\nu}\right) \quad (1.3.5)$$

$$\Delta m_{23,M}^2 = \Delta m_{23}^2 \sqrt{(\cos 2\theta_{13} - V/\Delta m_{23,M}^2)^2 \sin^2 2\theta_{13}} \quad (1.3.6)$$

$$\sin^2 \Delta\theta_{13,M} = \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{(\cos 2\theta_{13} - V/\Delta m_{23,M}^2)^2 \sin^2 2\theta_{13}} \quad (1.3.7)$$

$$V = 2\sqrt{2}G_F N_e E_\nu \quad (1.3.8)$$

V: 物質によるポテンシャル, G_F : フェルミ定数, N_e : 電子密度

$$(1.3.9)$$

$V/\Delta m_{23}^2 = \cos\theta_{13}$ のとき、ニュートリノ振動確率において共鳴が起きて最大混合となる。これは MSW 共鳴と呼ばれている。このとき図 5 [38] に示すように、上向きニュートリノにおいて、2-10GeV の領域で ν_e が出現することが分かる。よって物質効果を考え、2-10GeV の上向きニュートリノについて調べることで ν_e の出現を観測できる可能性があると考えられる。

振動パラメーター

以上のように、 ν_μ の消失と ν_e の出現について、下向きニュートリノについては物質効果を含めず、上向きニュートリノについては物質効果を含めて調べることで二世世代および三世代の振動パラメーターについて調べることができる。以下に大気ニュートリノ振動の解析結果から得られた振動パラメータを示す。[39]

$$1.88 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 2.75 \times 10^{-3} eV^2 \quad (1.3.10)$$

$$0.406 \leq \sin^2\theta_{23} \leq 0.629 \quad (1.3.11)$$

$$(1.3.12)$$

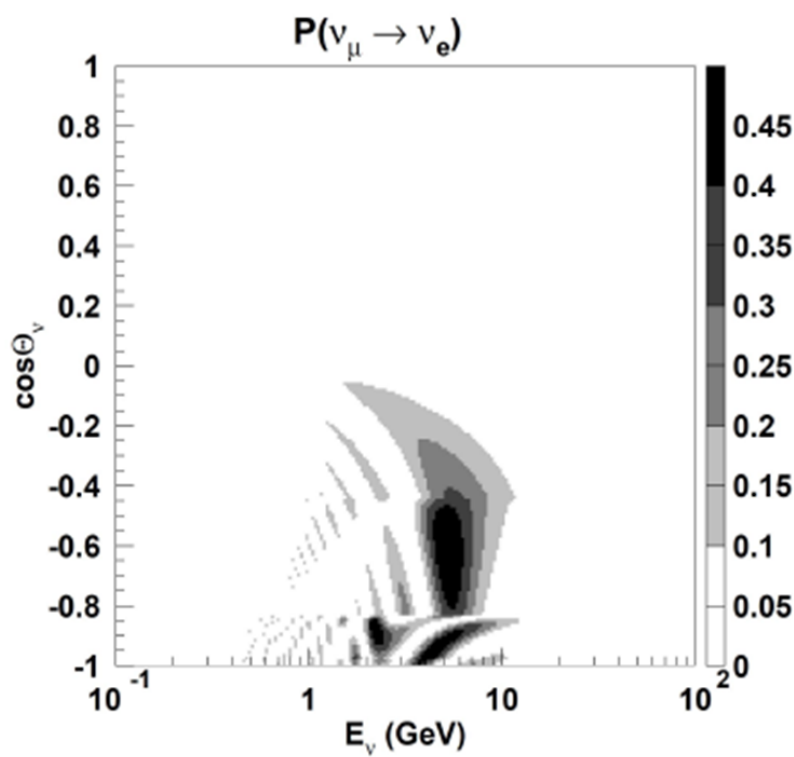


図 1.6: 地球内部を通過したときにおける、 ν_e の出現確率の大気ニュートリノのエネルギーと天頂角依存性 [38]。この図において、振動パラメーターは $(\Delta m_{23}, \sin^2 \theta_{23}, \sin^2 \theta_{13}) = (2.1 \times 10^{-3} eV^2, 0.5, 0.04)$ と仮定されている。2-10GeV の上向きニュートリノで電子ニュートリノの出現が予想される。

大気ニュートリノにおいては電子ニュートリノの出現は未だ観測されておらず、混合角 θ_{13} の上限値が与えられているのみである。また、上述したように大気ニュートリノのエネルギーは単色ではない。このため θ_{13} の測定に関する感度は高くはない。

1.4 大気ニュートリノにおける東西効果

1.4.1 地磁気による rigidity cut off

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 cut off)。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、 $\geq 2\text{GeV}/\text{原子核}$ 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 1.8)。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、cut off 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 cut off 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

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e\vec{v} \times \vec{B} \quad (1.4.1)$$

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 (1.4.1) 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 (1.4.1) を適用する。

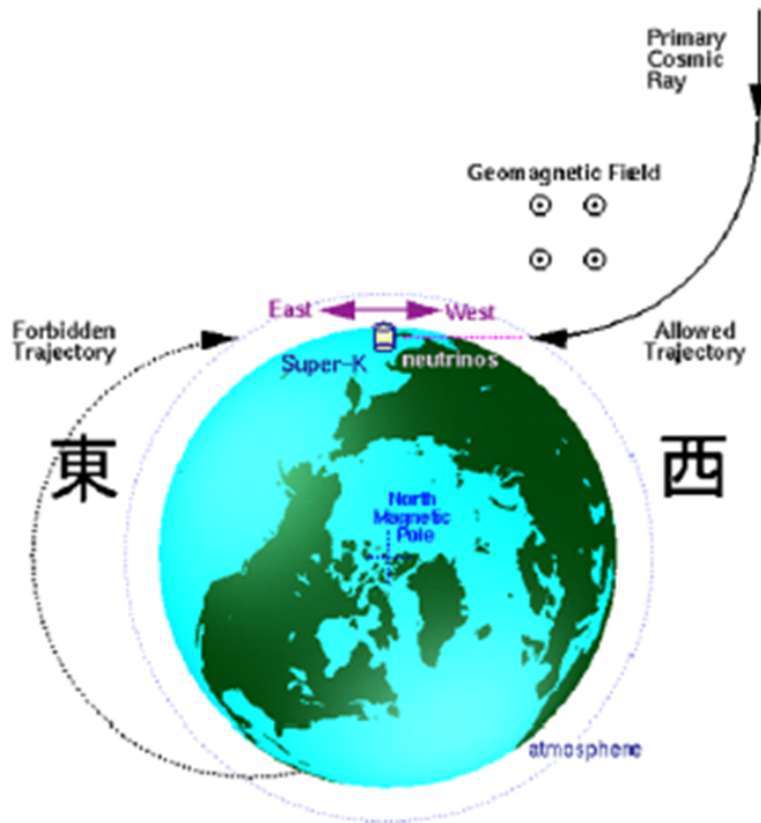


図 1.7: 一次宇宙線が正電荷の時の軌跡の東西差の例

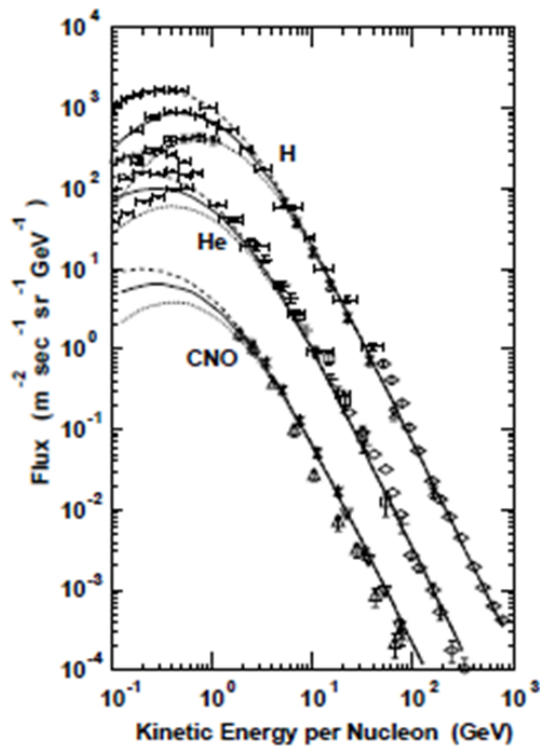


図 1.8: 一次宇宙線 (陽子、He、CNO 原子核) のフラックス [41]。破線、実線、点線はそれぞれ太陽活動の異なる時期を表し、順に最大、中間、最低時に対応している。使用したフラックス計算は、実線で表される中間的な時期を仮定して求めた。

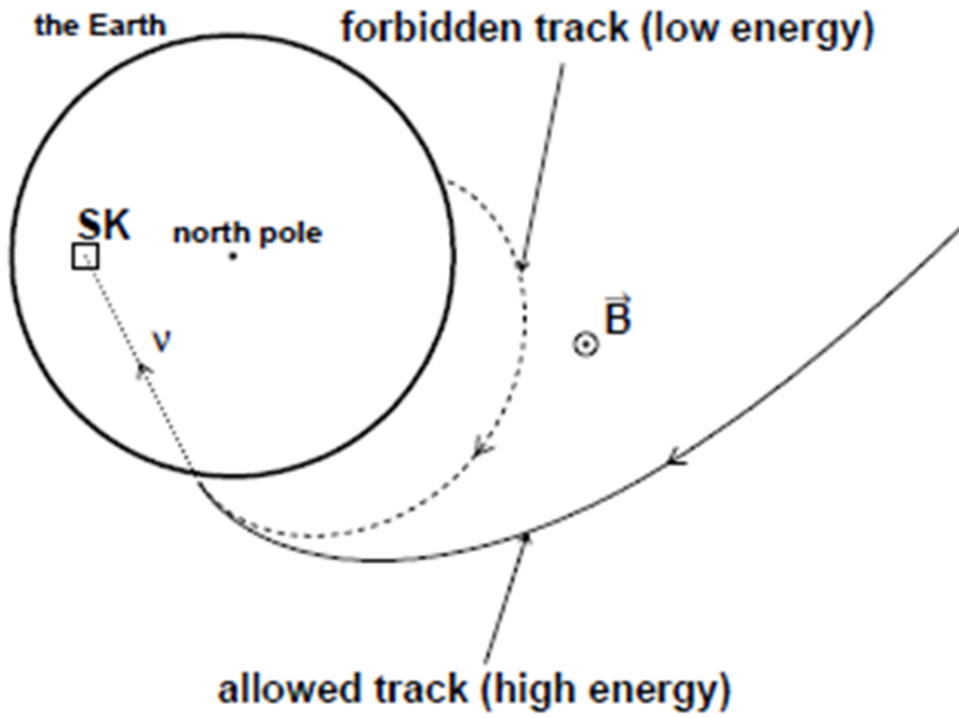


図 1.9: rigidity cut off の概念図 地球大気に入射可能な軌跡を描くことができない低 rigidity 成分は地磁気により切断される。

地磁気の極座標表示は

$$B_{north} = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad B_{east} = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad B_{down} = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (1.4.2)$$

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

$$V = R \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} [g_n^m \cos(m\phi) + f_n^m \sin(m\phi)] P_n^m(\cos \theta) \quad (1.4.3)$$

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。参考文献 [40] において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では、係数 (g_n^m, f_n^m) として国際標準地磁気分布係数 [42] を用いている。

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、つまり地磁気により低 rigidity 成分が切断されることになる (図 1.9)。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 cut off 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 cut off の様子を図 1.10 に示す。天頂角では 0° が鉛直下向きの、 180° が上向きのニュートリノを表す。方位角は 0° 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 1.11 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 $\eta(E_p, E_\nu, \theta)$ は、エネルギー $E_p + dE_p$ を持つ陽子から、エネルギー E_ν のニュートリノが生成される個数を表す (単位は個/GeV)。また天頂角によりミュー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、 η は天頂角 θ の関数でもある。図 1.11 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おおよそ $E_p^{-2.7}$ 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_ν 、一次宇宙線のフラックスを f_p として、

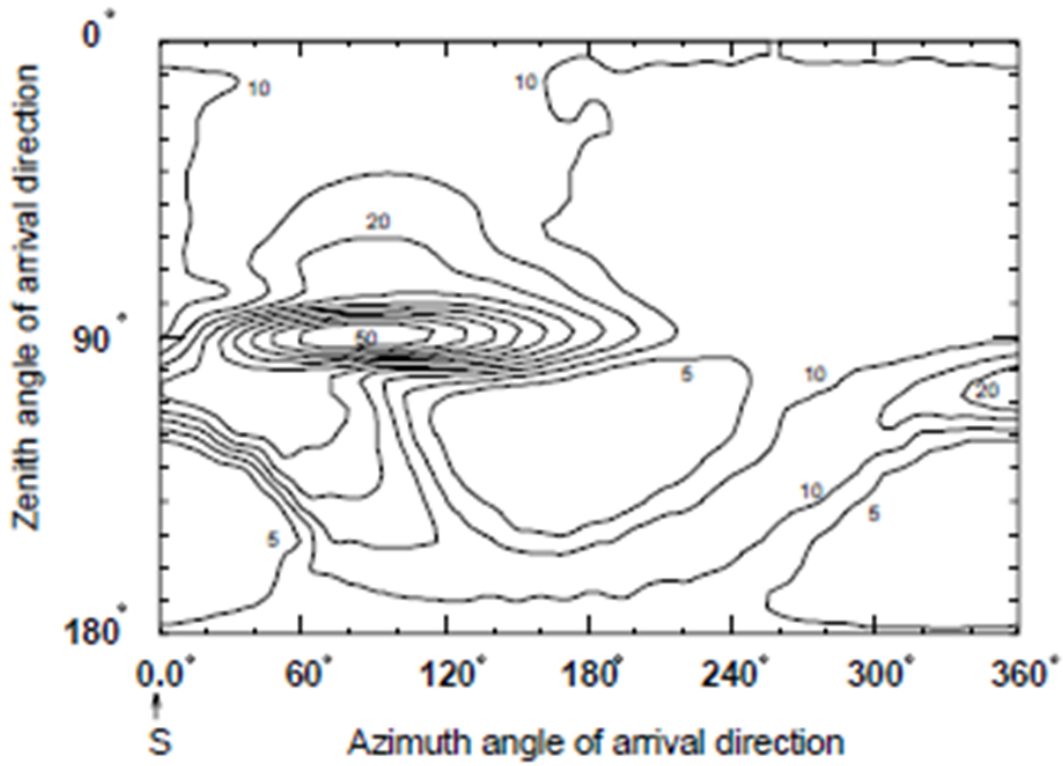


図 1.10: 神岡における rigidity cut off(単位 : GV)[41]。縦軸が天頂角、横軸が方位角を表す (定義は本文参照)。

$$N_\nu(E_\nu) = \int \eta f_p(E_p) dE_p \quad (1.4.4)$$

$$\propto \int \eta E_p^{-2.7} dE_p \quad (1.4.5)$$

$$= \int (\eta E_p^{-1.7}) \frac{dE_p}{E_p} \quad (1.4.6)$$

$$= \int (\eta E_p^{-1.7}) d(\log E_p) \quad (1.4.7)$$

したがって図 1.11 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 1.10 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 cut off の影響は無視できるようになる (図 1.12)。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 1.13 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 1.10 図 1.13 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 cut off 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。

1.4.2 二次宇宙線内の μ^+ と μ^- の存在比と軌道の長さの差異

前節で述べたように地磁気による rigidity cut off のみを仮定したのでは一次宇宙線が高エネルギー場合には東西効果は生じないことになるが、実際には高エネルギーの宇宙線に対しても東西効果が検出されている。ここでは Y.Kamiya による議論 [46] を用いてその理由を説明する。

高エネルギーの宇宙線の場合、一次宇宙線の間はほとんど曲がることがないので rigidity cut off が問題にならないが、一次宇宙線の陽子が大気中の酸素や窒素と衝突して π が生じ、その π の崩壊により μ^+ が生成されてから差異が生じる。 μ^+ についてみるとこの粒子は正に帯電しているためローレンツ力により軌道が観測点の東において長く、西において短くなる。つまり、東からやってきたほうが観測点に到達するまでの飛行距離が長く、それゆえ観測点に到達するまでに崩壊してしまう割合が高くなる。 μ^- の場合はこの逆で、軌道は観測点の東において短く、西において長くなり西からやってきたミューオンのほうが観測点に到達するまでに崩壊する割合が高くなる。(図 1.15) このため、大気ニュートリノについて東側から $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ 、西側から $\bar{\nu}_e, \nu_\mu$ の入射が増加することが予想される。ただし、(ここまでの議論からわかるようにこの効果は粒子の軌跡がある程度より長い、水平に近い方向から入射する粒子に対してのみ影響が大きい)

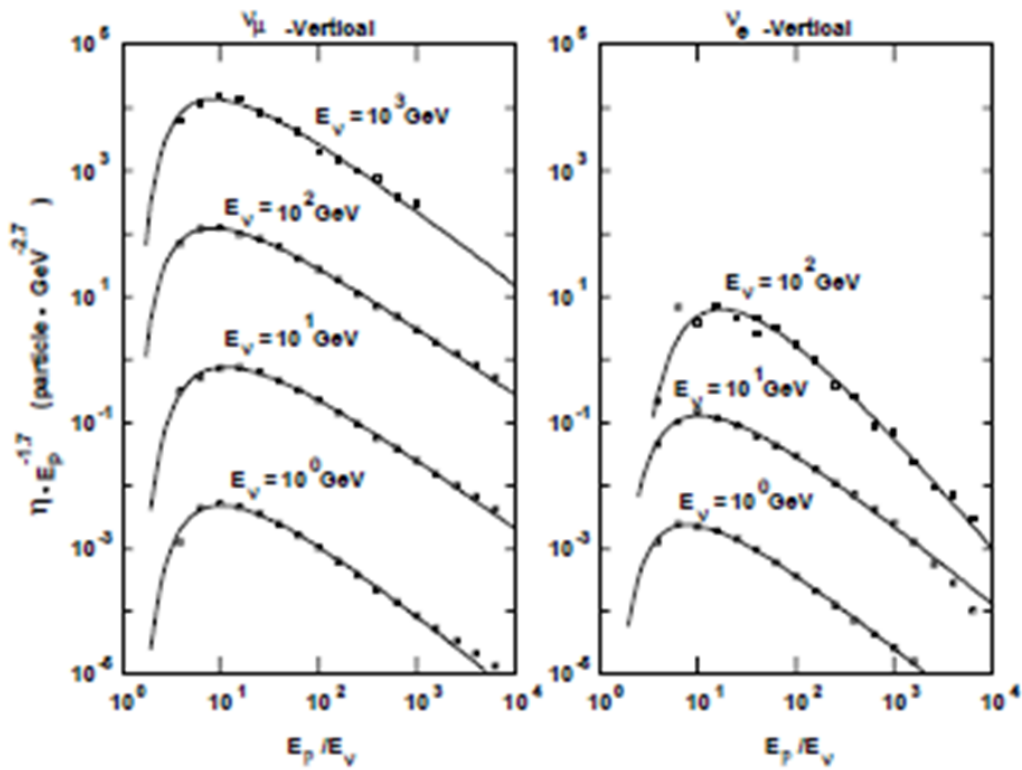


図 1.11: 大気ニュートリノと親粒子 (陽子) のエネルギーの関係 [42]。 $\eta(E_p, E_\nu, \theta)$ はあるエネルギー E_p を持つ陽子から、天頂角 θ 、エネルギー- $E_\nu + dE_\nu$ を持つニュートリノが作られる数を表す。一次粒子のエネルギースペクトルは、およそ $E^{-2.7}$ にしたがうので、縦軸の値はあるエネルギー E_ν のニュートリノ生成への寄与を対数軸で表した陽子のエネルギーに対して示すことになる。

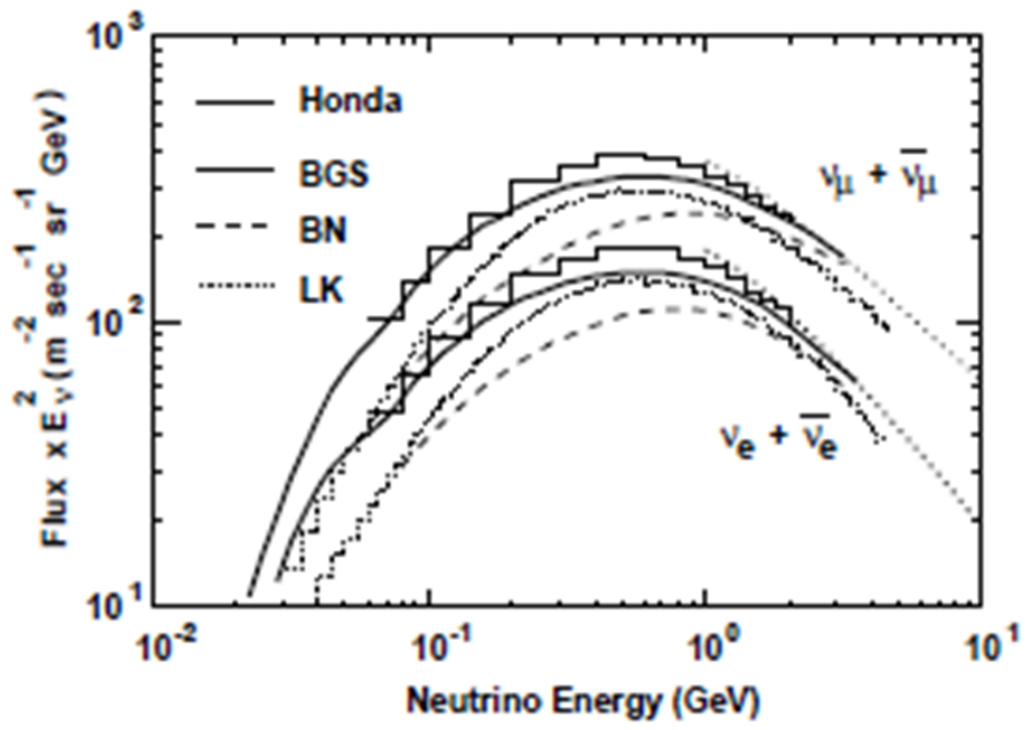


図 1.12: 神岡における低エネルギーの大気ニュートリノフラックス (全方向について平均した値)。計算はそれぞれ Honda[41]、BGS[43]、BN[44]、LK[45] による。点線は Honda flux を rigidity cut off を考慮せずに計算した場合の結果であり、ヒストグラム (Honda) と比較すると高エネルギーでは地磁気の影響が無視できることがわかる。

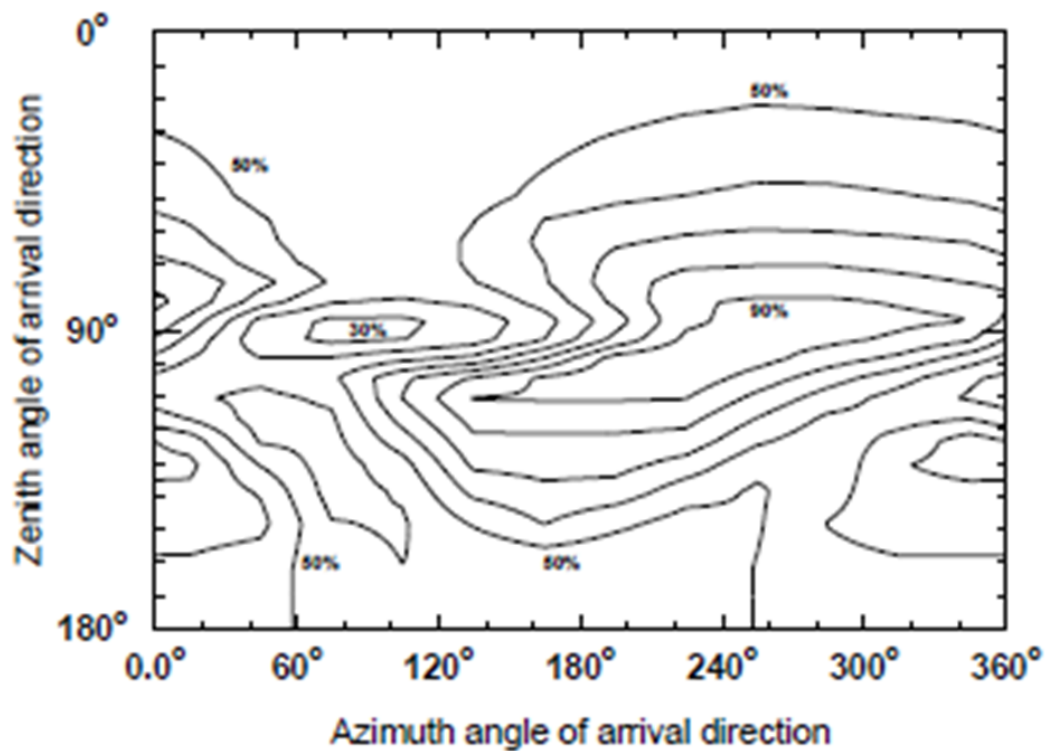


図 1.13: 神岡における大気ニュートリノフラックス ν_e の予想値 (ν_e が 1GeV の場合)[41]。図は (Azimuth angle = 270°, Zenith angle = 90°) でのフラックスに対する百分率で表している。検出器に水平方向東から入射するニュートリノは、西からのニュートリノに比べて 30 %程度の flux しか持たないと期待される。

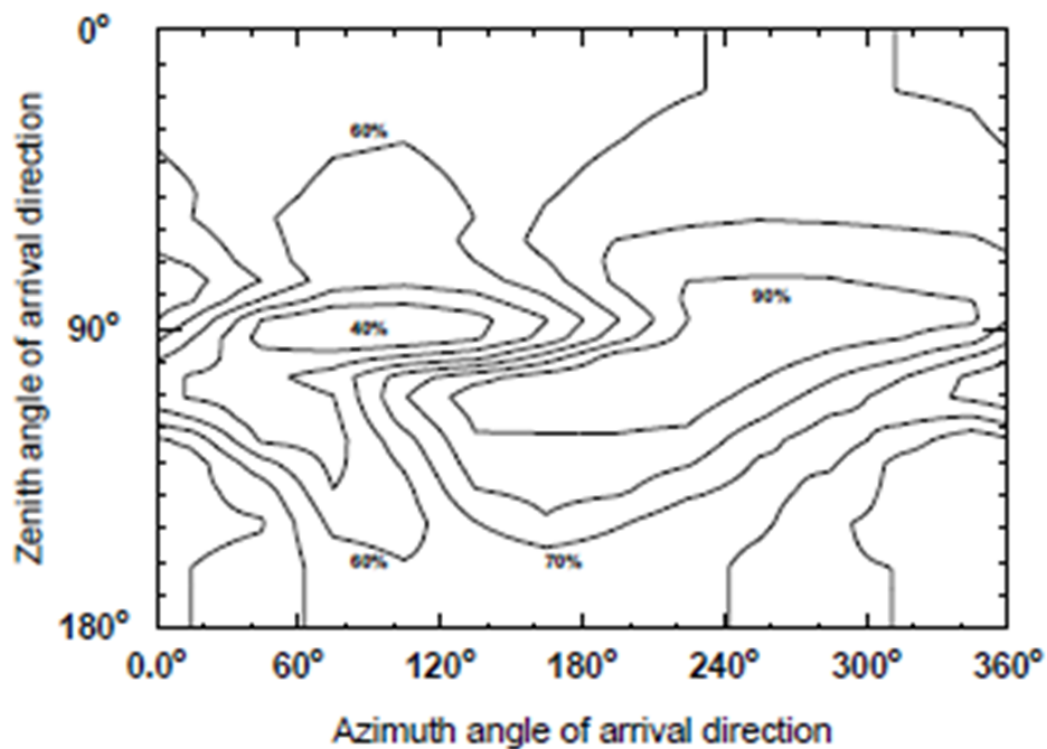


図 1.14: 神岡における大気ニュートリノフラックス ν_μ の予想値 (ν_μ が 1GeV の場合)[41]。図は (Azimuth angle = 270°, Zenith angle = 90°) でのフラックスに対する百分率で表している。東からのフラックスの減少は ν_e に比べ小さい。

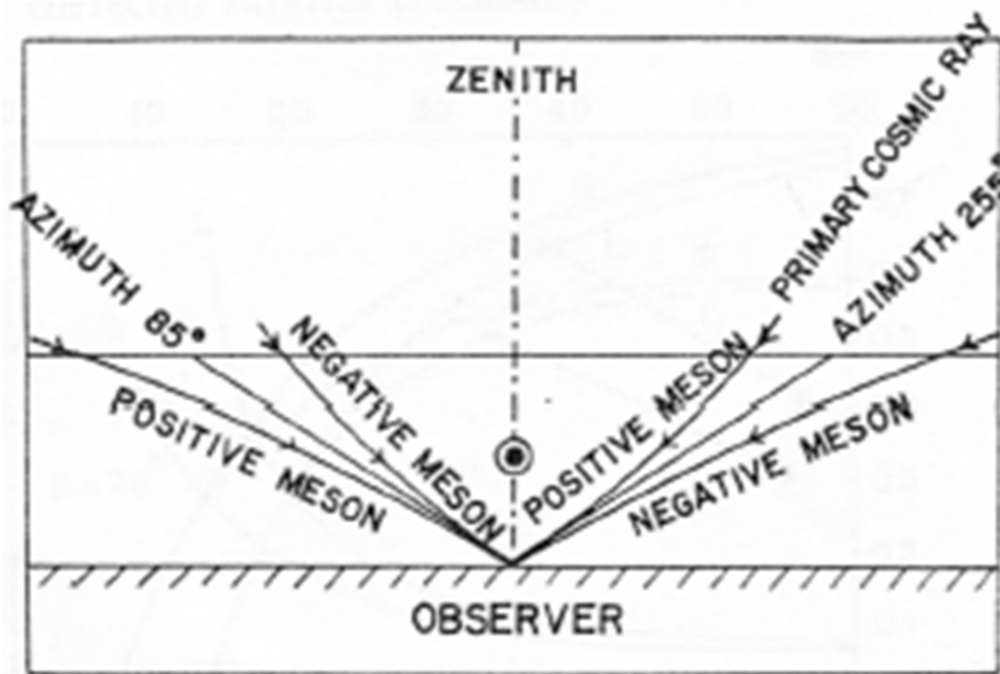


図 1.15: 二次宇宙線の軌道 (図中の meson がミューオンの軌道に該当) 図の右左はそれぞれ西、東に対応) [46]

1.4.3 大気ニュートリノの東西効果に関する過去の観測結果

大気ニュートリノにおける東西効果を検証するため、スーパーカミオカンデ検出器を用いて 1999 年までに観測された e-like 552 イベントと μ -like 633 イベントについて方位角分布をプロットすることで大気ニュートリノフラックスの東西差に関する測定が行われた [47]。図 1.16 は e-like イベントと μ -like イベントについて方位角分布を示しており、黒点が Data, 黒線と黒ダッシュ線は文献 [41] の大気ニュートリノフラックスモデルを用いた MC シミュレーションの結果である。1999 年の解析では kuiper 検定を用いてフラックスが等方的であるという仮定 (表 1.1 中の flat) を検証し、 χ^2 検定を用いて MC シミュレーションが Data に対しどの程度一致するか検証した。表 1.1 の結果から、e-like についてはフラックスが等方的であるという仮定が有意確率 0.008 % であり棄却される一方で、 μ -like についてはフラックスが等方的であるという仮定は有意確率 20 % であり仮説は棄却されないことが分かる。また、Data と MC を比較すると e-like で有意確率 65 %、 μ -like で有意確率 92 % であり e-like, μ -like 共に MC シミュレーションと良く一致している。

以上の結果から、過去のスーパーカミオカンデの観測結果では e-like に対してのみ有意に東西効果が示された。

kuiper	e-like(ndf=7)	μ -like(ndf=7)
Data/flat	0.008 %	20 %
χ^2 -test	e-like	μ -like
Data/MC	5.1/7 (65 %)	2.6/7(92 %)

表 1.1: e-like, μ -like イベントについてフラックスが等方的であるという仮定を kuiper 検定で、MC を χ^2 検定で検証した場合の有意確率。

1.4.4 太陽風による一次宇宙線のバリア効果

太陽風とは、太陽の重力を振り切って太陽の上層大気 (コロナ) から流れ出したプラズマ状態の粒子 (主な成分は水素が電離した陽子と電子) であり、太陽風は惑星間空間を 300km~800km の速さで吹いている。太陽風は磁気を帯びているため宇宙線の軌道を曲げる働きがあり、特に低エネルギーの宇宙線に関しては大きく軌道を変えて宇宙線が太陽風圏内に侵入するのを妨げるバリア効果がある。このバリア効果は地球に到来する宇宙線のエネルギー下限にも影響を与えている。

バリア効果は太陽の活動期に応じて周期的に変化するため、地球における宇宙線のフラックスもそれに伴って周期的に変化している。図 1.17 [48] の上図は太陽活動の活発さを測定する指標である太陽の黒点数であり、下図はニュートロン

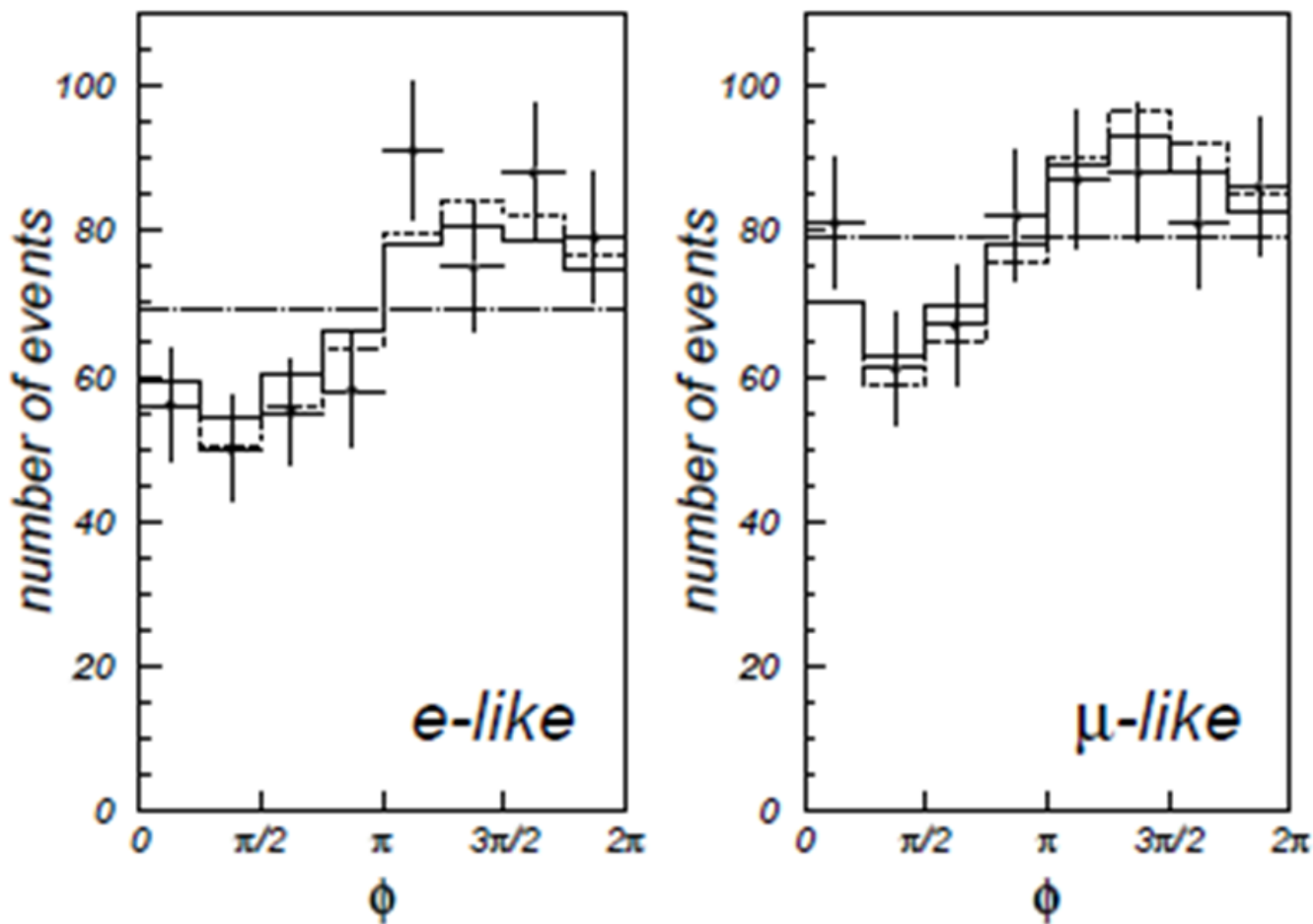


図 1.16: 1999 年までに観測された e-like 552 イベントと μ -like 633 イベントについての方位角分布。黒点が Data で黒線、黒ダッシュ線は [41] を用いた MC シミュレーションの結果を表す。X 軸は時計回りの方位角であり $\pi/2$ が東、 $3\pi/2$ が西を表している

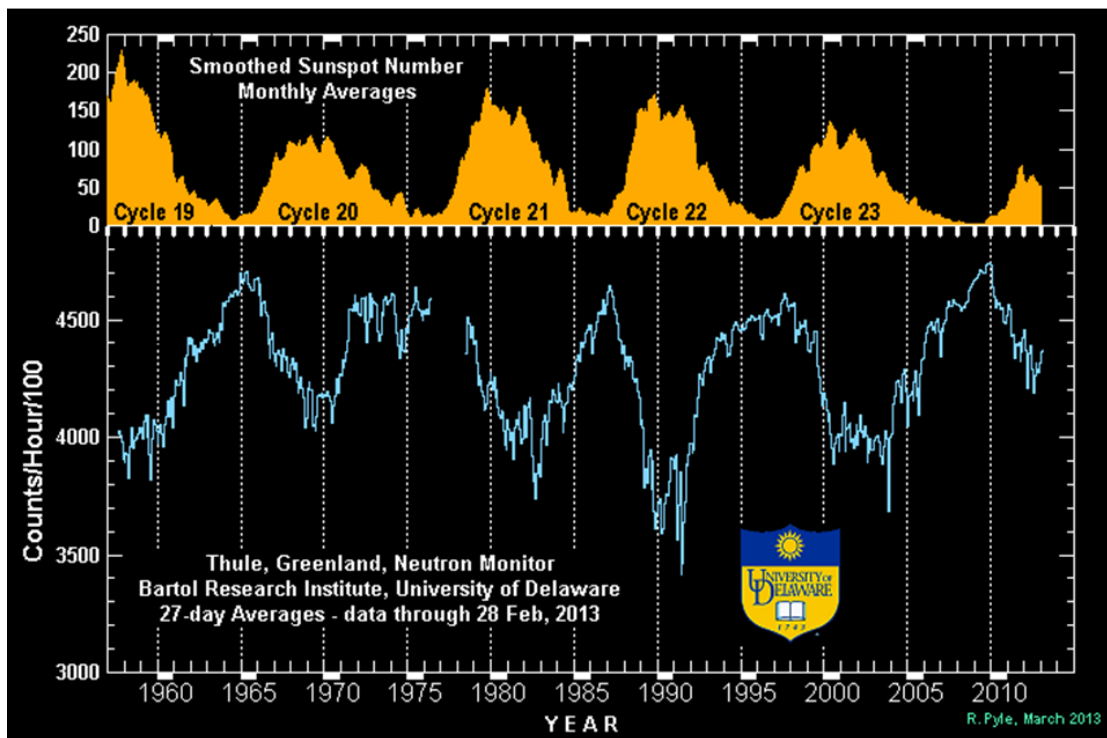


図 1.17: 太陽の黒点数（上）と Thule ニュートロンモニター（北緯 67.5 度, 西経 68.7 度）におけるイベント数（下）太陽活動が極小期になると地球に入射する宇宙線の数が増え、極大期になると入射する宇宙線の数も減少する [48]

モニターを用いて地表で測定された宇宙線のイベントレートである（ニュートロンモニターの詳細は次節で述べる）。この図から、太陽はおよそ 11 年の周期で極大期と極小期を繰り返しており、太陽活動が極小期になると地表に入射する宇宙線の数が増える一方で極大期になると地表に入射する宇宙線の数も減少することが分かる。

また、図 1.18 は Climax ニュートロンモニターのデータと BESS 実験によって得られた各年 (1997~2002 年) の一次宇宙線のフラックスの関係を示している。この図は太陽活動の極小期 (図 1.18 の 1997~1999 年) と太陽活動極大期 (図の 2000~2002 年) では一次宇宙線のフラックスに差があることを示しており、特に低エネルギー領域のフラックスにおいてその差が大きいことから低エネルギーの一次宇宙線に対して太陽風によるバリア効果の影響が大きいことが分かる。

このように太陽活動の極大期（バリア効果が大きい）と極小期（バリア効果が小さい）で宇宙線のフラックスに差があることから地球の大気と宇宙線が相互作用して生成される大気ニュートリノのフラックスにも太陽活動期の影響が伝播してフラックスに差が出ると予想されており [49]、今回の解析では太陽活動の活動期の指標としてニュートロンモニターの測定データを用いて大気ニュートリノのイベントレートとの相関を測定する。

ニュートロンモニター

ニュートロンモニターは二次宇宙線の核子成分を検出し、宇宙線の長期的な強度変動を記録するために開発された検出器である。Simpson らによってデザインされたニュートロンモニターは、1957-1959 年の International Geophysical Year の際に、宇宙線の時間変動を測定する検出器として採択されて世界中に設置された。このときは、GeV 以上の宇宙線の変動が観測目的であった。このときの型を IGY 型ニュートロンモニターと呼ぶ。その後、Carmichael によって、IGY 型よりも面積、計数率がともに高い NM64 型ニュートロンモニターも開発された。NM64 型ニュートロンモニターは 1964 年の International Quiet Sun Year に宇宙線の検出器として推奨されて世界中に設置された (設置場所の例 図 1.20)。図 1.19 に IGY 型と NM64 型のニュートロンモニターの構造図を示す。ニュートロンモニターの構造は IGY 型、NM64 型ではほぼ同じであり、中心に BF3 比例計数管が用いられ、その周りに、内側から減速剤、増殖剤、反射剤が取り囲んでいる。増殖剤には鉛が用いられており、減速剤と反射剤は陽子を多く含む物質が用いられ、IGY 型ではパラフィン (C_nH_{2n+2}) が、NM64 型ではポリエチレン ($(CH_2)_n$) が用いられている。ニュートロンモニターの検出原理は高エネルギー中性子と低エネルギー中性子で核子との反応の仕方が違う (低エネルギー中性子は核子と弾性散乱を起こしやすい) ことを利用しており、次のようになっている。まず、大気中で生成された低エネルギー核子や環境放射線は反射剤と反応して除去される。その際に反射材と反応して生成する低エネルギー中性子はエネルギーが低く反射材と弾性

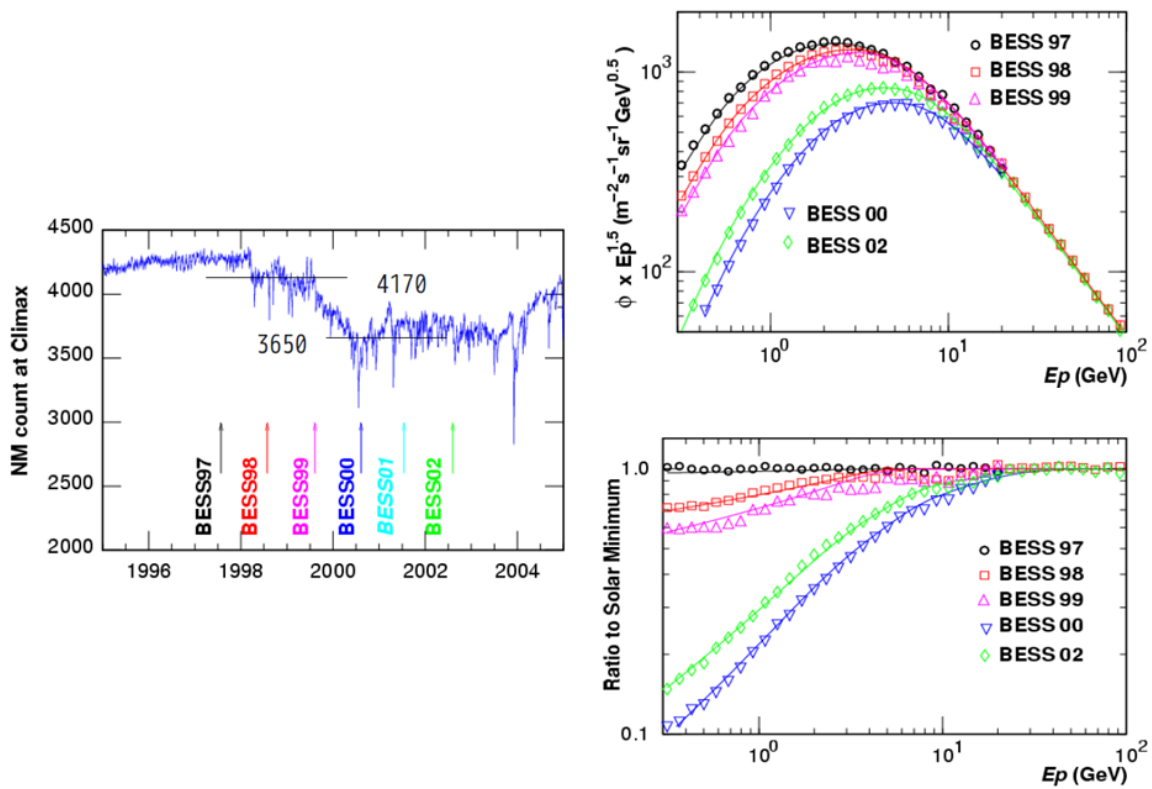
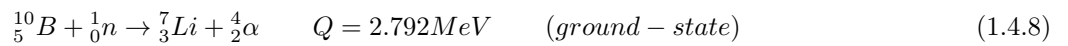
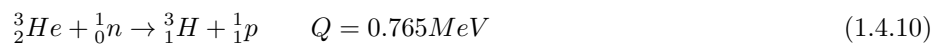


図 1.18: 左図は 2006 年まで稼働した Climax ニュートロンモニター (北緯 39.37 度, 西経 106.18 度) のイベントレート、右上は各年に行われた BESS 実験で得られた一次宇宙線のフラックス、右下図は BESS-97 (太陽活動極小期) で得られたフラックスに対する各年のフラックスの比率 [49]

散乱を起こすため、増殖材に到達する前に吸収されるか検出器外に出ていくことで除去される。一方で高エネルギーの陽子や中性子は反射剤を通り抜けて増殖剤に達することができるため、増殖材との核相互作用によって増殖する。ここで発生した中性子は減速剤によって減速されて熱中性子になり、 BF_3 比例計数管によって次のような反応を起こして検出される。



この ${}^{10}B(n, \alpha)Li$ 反応によって Li は 2 つの状態を取ることができる。直接基底状態になるのはわずか 6 % で、残りの 94 % は第一励起状態を取る。この反応の熱中性子断面積は 3840barn である。ニュートロンモニターの検出効率は Hatton (1971)[50]、最近では Clem ,Dorman (2000)[51] によって計算されている。最近では BF_3 比例計数管の代わりに 3He 比例計数管がニュートロンモニターに用いられている。 3He 比例計数管に入射した熱中性子は次のような反応によって検出される。



この ${}^3He(n, p)H$ 反応の熱中性子断面積は 5330barn であり、 ${}^{10}B(n, \alpha)Li$ 反応よりも大きい。これは、 3He 比例計数管が、 BF_3 比例計数管よりも検出効率が高いことを意味している。 3He 比例計数管は BF_3 比例計数管に比べて直径が小さく、 $\phi=5cm$ 程度であるが、4atm という高圧で用いることにより検出効率を上げている。以上のようにニュートロンモニターは中性子に対する検出効率が高い。また、構造が簡単のため大面積にやすく安定して動作するためすでに国際ネットワークが構築されている。ただし、ニュートロンモニターは中性子を減速・増殖させるという測定原理上入射中性子のエネルギーと到来方向を測定することができないという欠点がある。(発生時間分布を仮定して TOF(TimeOf Flight) 法を用いることで、ある程度の精度でエネルギー分布を求めることは可能である)

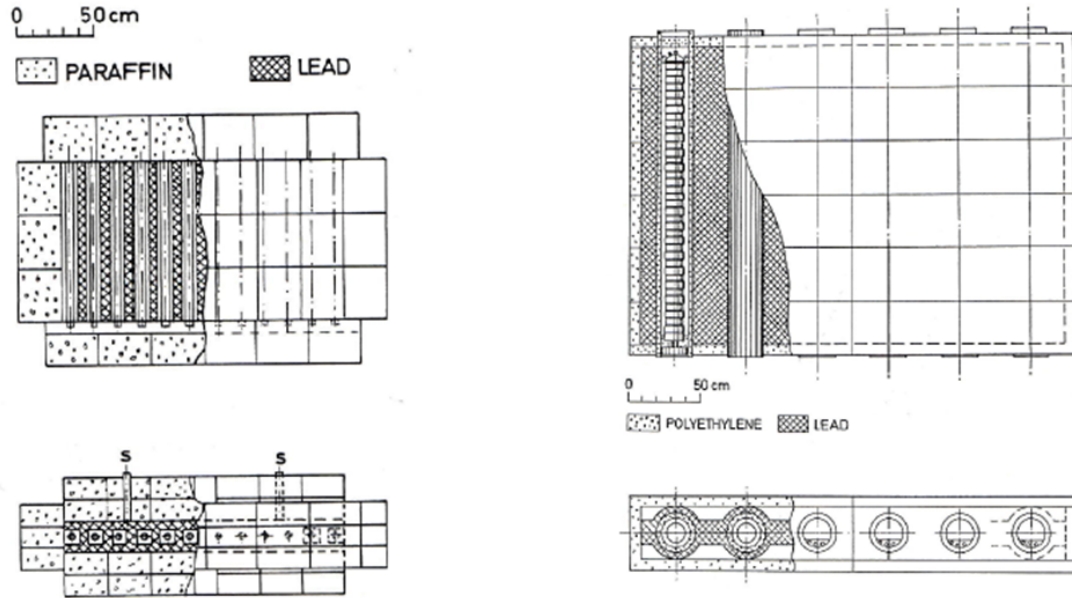


図 1.19: ニュートロンモニターの構造 左図が IGY 型, 右図が NM64 型

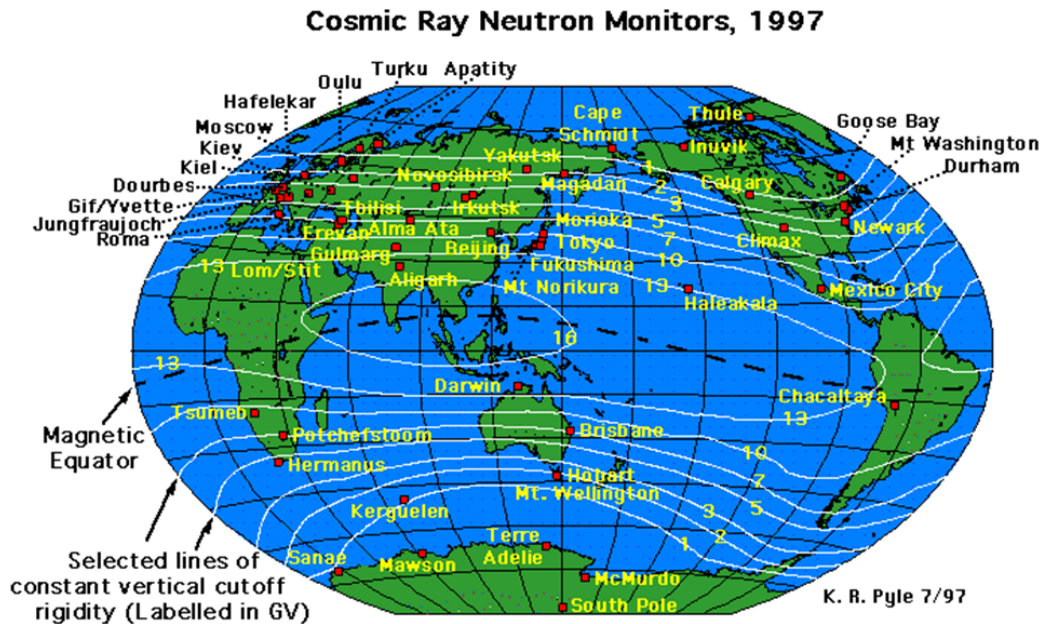


図 1.20: ニュートロンモニター設置場所の一例 [49]

第2章 スーパーカミオカンデ検出器

この章では、ニュートリノ観測に用いるスーパーカミオカンデ検出器に関して述べる。特にニュートリノの検出過程、検出器の構造、及びデータの取得方法について述べる。

スーパーカミオカンデ検出器は水チェレンコフ型の大型実験装置である。検出器は直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型のステンレス製の水槽である。内部に 50000ton の超純水が貯められている。内面には光電子増倍管 (PMT) が設置され、荷電粒子が純水中を通過する際に放射するチェレンコフ光を検出する実験装置である。

2.1 検出器の構造

2.1.1 内検出器と外検出器

スーパーカミオカンデ検出器 (Super-Kamiokande) は 1991 年 12 月から建設が開始され、1996 年 3 月に完成し、同年 4 月 1 日から観測を開始した。

検出器の名称は、地名である神岡 (Kamioka) と陽子崩壊実験 (Nucleon Decay Experiment) またはニュートリノ検出実験 (Neutrino Detection Experiment) という実験の目的から決定された。

スーパーカミオカンデ検出器は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型の検出器である (図 2.1)。内部は総量 50000ton の超純水を貯蔵した水槽であり、内水槽と外水槽に分けられた 2 重構造になっている。内水槽は直径 33.8m、高さ 36.2m の円筒型で、内部に約 32500ton の超純水を貯蔵できる。一方、外水槽は天井部と底部が 2.6m、側面が 2.7m の厚さを持ち、約 17500ton の超純水を貯蔵することができる。内水槽の展開図を図 2.2 に示す。本論文では、SK 内の位置を表すときに、検出器の高さを Z 、半径方向を r^2 で表すことにする。

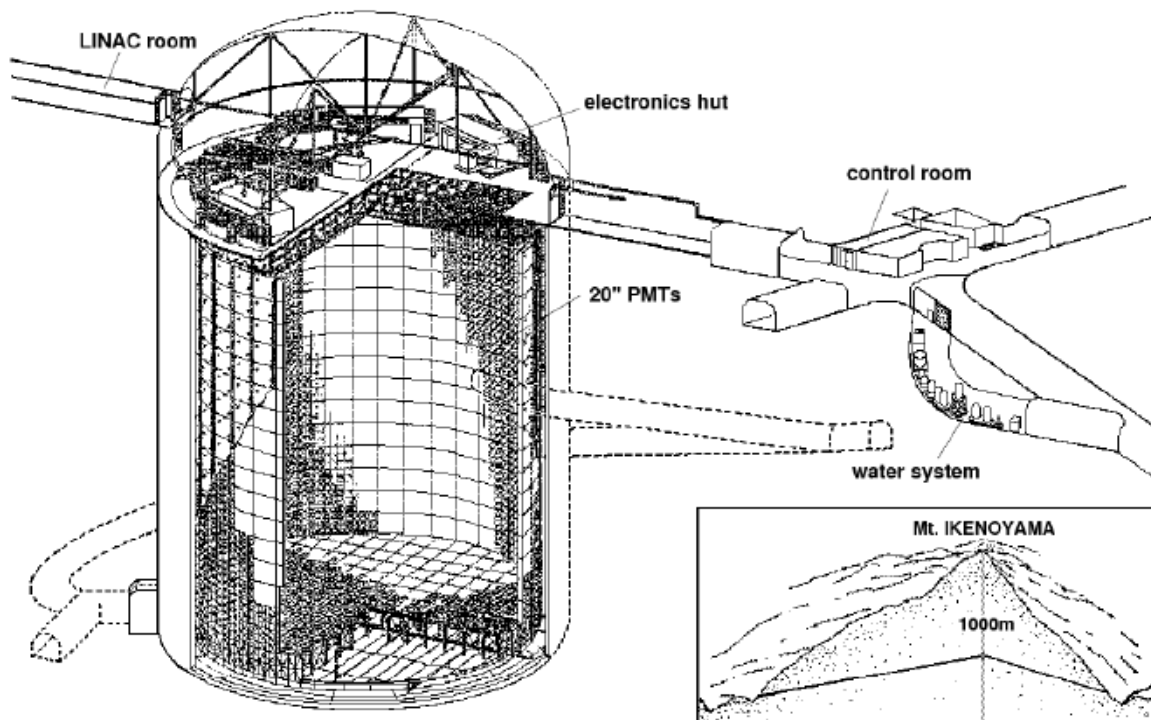


図 2.1: Super-Kamiokande 検出器

スーパーカミオカンデ検出器内の内検出器 (Inner detector) と外検出器 (Outer detector) を分けているのは、図 2.3 に示したスーパーモジュールと呼ばれるステンレス製の構造体である。このスーパーモジュールには内検出器用の 20inch 光電子増倍管が 12 個と外検出器用の 8inch 光電子増倍管が 2 個取り付けられている。なお、超純水はこのスーパーモジュールの内部を行き来することができる。

内検出器には全部で 11146 本の光電子増倍管が設置されている。これらは 1 本/0.5m³ の割合で敷き詰められていて、表面積に対して 40% を覆っている。この被覆率を photo coverage という。またスーパーモジュールの内検出器側には、外検出器からの光の漏れと内検出器における光の反射を防ぐ目的でブラックシートが取り付けられている。

一方、外検出器が必要な理由は、(1) スーパーカミオカンデ検出器の周囲にある岩盤に含まれる放射性物質起源の γ 線を減らし、(2) 宇宙線起源の μ 粒子を判別するという目的で設けられている。

スーパーモジュールの外検出器側には波長変換用のシートが取り付けられ、外検出器の側面には反射率 80% の白色タイベックシートが取り付けられている。これらは上記のバックグラウンドに対する感度を向上させる目的のために設置されている。

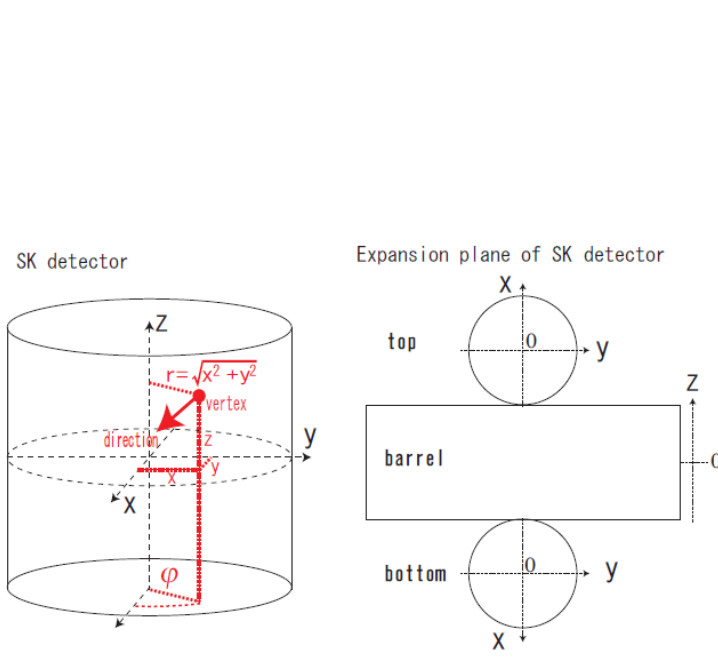


図 2.2: SK 検出器の位置に関する変数

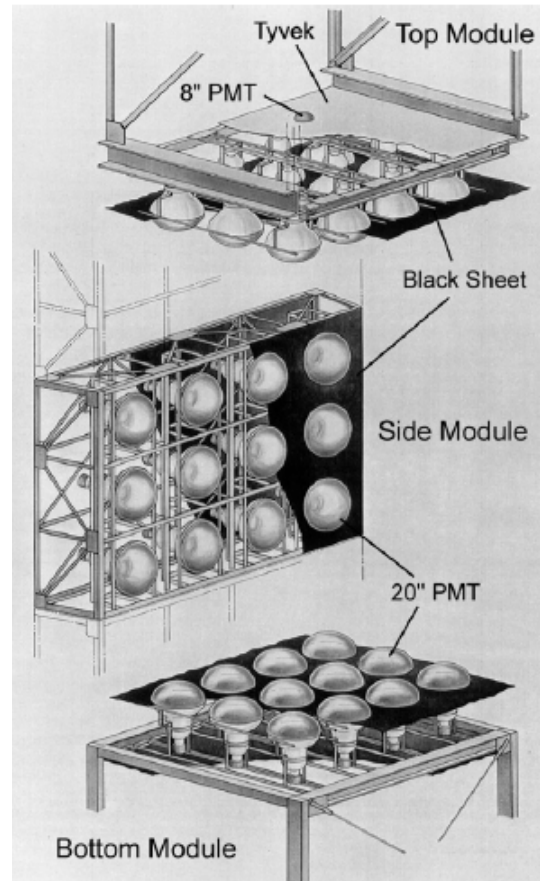


図 2.3: スーパーモジュール

2.1.2 20inch 光電子増倍管 (PMT)

内水槽に設置されている 20inch 光電子増倍管は、浜松ホトニクスと共同で開発された。PMT の性能は以下の表 2.1 に書かれている通りである。

PMT の光電面は図 2.4 にあるように 50cm の半球形をしている。光電面は Bialkali(Sb-K-Cs) で作られ、有感領域は 280nm~660nm である。光電面における量子効率には波長依存性があり、360nm-400nm の波長に対する平均は約 21% である。

SK に使用されている PMT は PMT 内の電場構造の改造やダイノードの改良が行われている。電場構造の改造により PMT の Transit Time の不定性が小さくなって時間分解能が向上し、図 2.6 にあるように 1p.e. に対して 2.2ns(1 σ) の幅の分解能を持つようになった。また、ダイノードを改良したことで光電子の収集効率が向上しており、図 2.7 にあるように 1 光子入射時の電荷分布のピークを確認できる。

PMTのフロントエンドエレクトロニクスはシグナルの閾値を0.3p.e.に設定している。これは図2.7でくぼんでいる箇所に対応し、これ以上のものをシグナルとして扱っている。ただし、0.3p.e.の閾値を超えるDark Noise Rateは全PMTの平均で4.5kHzになる。

スーパーカミオカンデ検出器の底部に設置されるPMTは5気圧の水圧に耐える必要があるため、PMTはこの要求を満たす6気圧以上に耐えられる設計をしている。

Product Name	R3600
Photocathode area	50cm diameter
Photocathode material	Bialkali(Sb-K-Cs)
Collection efficiency	70%
Dynode	11 stage Venetian bind type
Quantum efficiency	about 21%(360-400nm)
Gain	10^7 (1700 – 2000V)
Dark Noise Rate	4.5kHz
Timing resolution	2.2ns RMS(1p.e.)
Drift time	~ 100ns
Weight	13kg
Pressure tolerance	6kg/cm ² water proof

表 2.1: PMT の特性

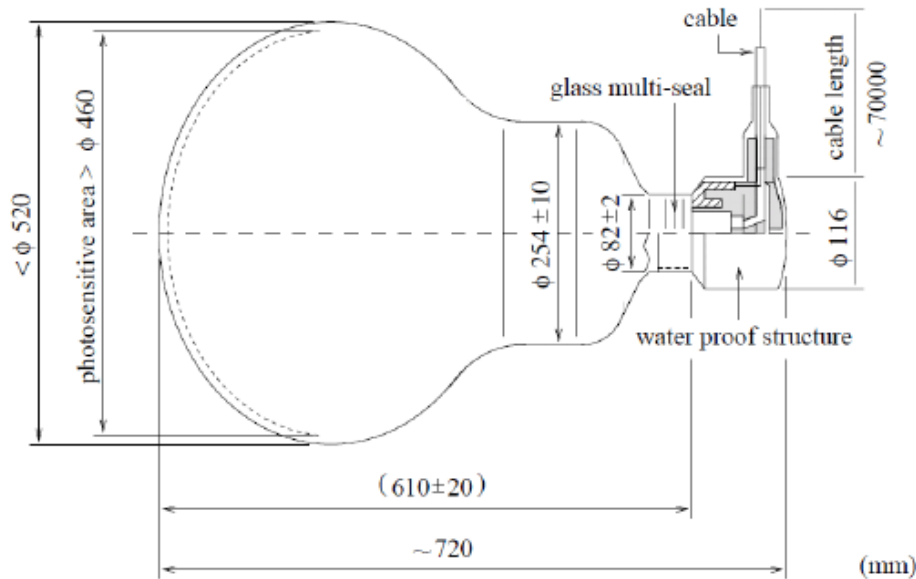


図 2.4: 20inch 光電子増倍管 (PMT)[52]

2.1.3 衝撃波防止ケース

光電子増倍管は以下の目的のために内部が高真空状態になっている。

1. 光電子が光電子増倍管内部の分子と衝突することになり、ダイオードへの収集効率が減少することを防ぐため。
2. 内部での放電を防ぐため。

しかし、内部が真空状態であるために、一度ガラス面が破損すると爆縮が起こる。SK-Iにおける光電子増倍管の破損事故は、この爆縮の連鎖反応によるものである。

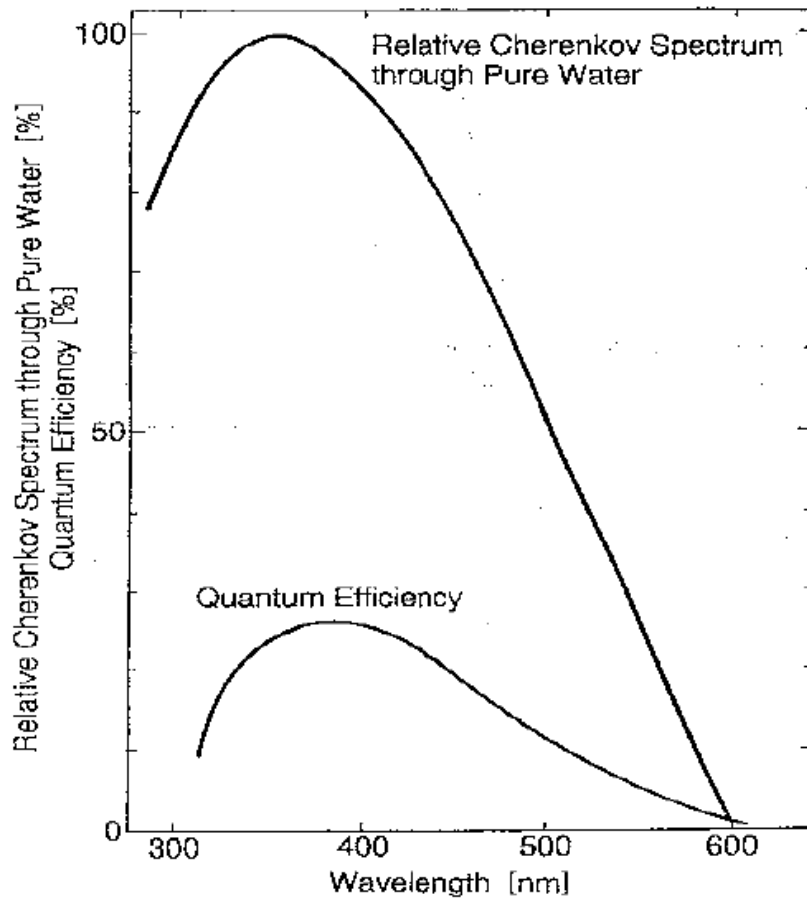


図 2.5: 20inch PMT の量子効率及びチェレンコフ光のスペクトラム [52]

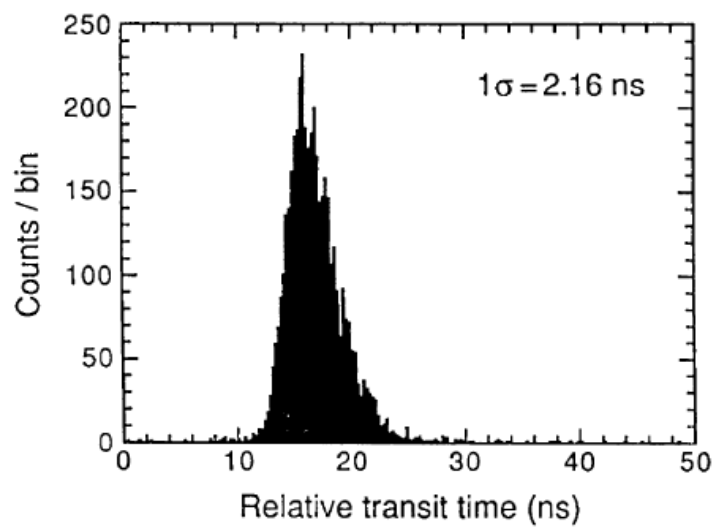


図 2.6: 波長 410nm の光における PMT の伝達時間の分布 [52]

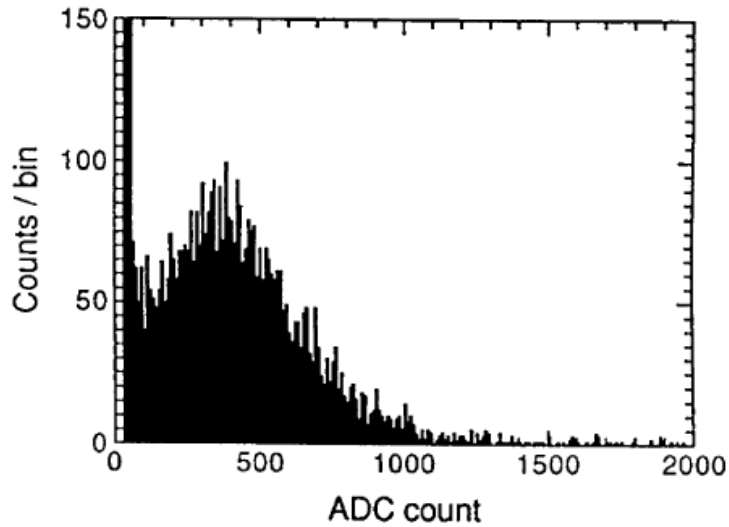


図 2.7: 光電子によるパルス高の分布 [52]。ピークが 1p.e. に対応し、ピークの左側のくぼんでいる箇所が 0.3p.e. に対応する。このくぼみから右側をシグナルとみなす。

この経験から、光電子増倍管の爆縮による連鎖的な破損を防ぐために、SK-II 以降では光電子増倍管を覆う形で、衝撃波防止ケースが取り付けられた。このケースは光電面の周りを覆う部分には透過度の高いアクリルを使用し、その他の部位には耐久性に優れた FRP(Fiber Reinforced Plastics) を使用した。アクリル面はチェレンコフ光に対して 95% 以上の透過率を持っているため、SK におけるチェレンコフ光の検出に関して、大きな障害にはならない。

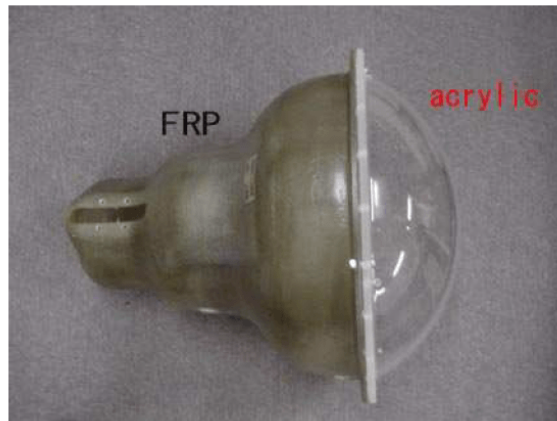


図 2.8: 衝撃波防止ケース

2.1.4 磁場コイル

光電子増倍管は電場を用いて、光電子をダイオードに集める。この光電子はローレンツ力により、電子の軌道が曲げられるとダイオードへの収集効率が悪くなる。ローレンツ力を生む原因として、地磁気による影響を考える必要がある。そのため、検出器の周辺の磁場を打ち消すために、検出器の最外部分には図 2.9 のように磁場コイルが設置されている。このコイルによって、平均 450mG の地磁気を 50mG にまで低減している。各コイルには表 2.2 の電流が流れている。

Coil	A	B	C	D	E	F	G
Current[mA]	31.35	31.35	31.35	28.20	30.10	28.60	30.10

表 2.2: 磁場コイルに流している電流

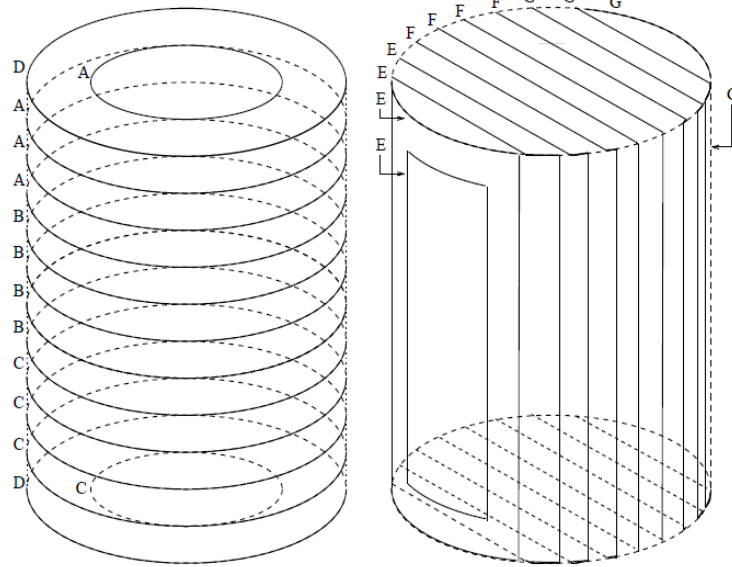


図 2.9: 地磁気の影響を減らすために SK の周囲にまかれたコイル

2.1.5 SK のフェーズ

スーパーカミオカンデは 1996 年 4 月の観測開始から 4 つのデータ取得フェーズがある。各フェーズにおけるスーパーカミオカンデの性能を表 2.3 にまとめた。各フェーズにおける検出器の状況を以下に示す。

SK-I

SK-I は観測開始時から、2001 年 7 月までデータ取得がなされた。内検出器の光電子増倍管は全部で 11146 本あり、被覆率は 40% だった。

2001 年 7 月に SK-I で不具合のあった光電子増倍管を取り変えるために、光電子増倍管の交換作業を行った。その後、超純水を検出器に注水している際に、底部の光電子増倍管が破裂し、連鎖的に他の光電子増倍管も破裂した。この事故により、内検出器に取り付けられた光電子増倍管のうち 6777 本が失われ、同時に外検出器に取り付けられた光電子増倍管のうち 1100 本が失われた。

SK-II

SK-I の時に比べて半分以下の本数である 5128 本の内水槽用の光電子増倍管を取り付けた。これらの PMT には衝撃波帽子ケースが取り付けられた。このとき、光電面被覆率が 19% に減少したため、検出器の分解能 (特に低エネルギー領域でのエネルギー分解能) が SK-I に比べて悪くなった。

SK-III

SK-II で失われていた分の光電子増倍管を新たに製造し取り付けた。新しい PMT にも SK-II と同様に衝撃波防止ケースを取り付けた。この作業により、SK-I とほぼ同数の 11129 本の光電子増倍管が SK の側面に取り付けられ、被覆率は 40% に戻った。被覆率の回復により、各種分解能も SK-I と同じ水準に戻った。

SK-IV

2008 年 8 月にデータ取得のためのエレクトロニクスを一新した。SK-III 以前は ATM を用いていたが、SK-IV では QBEE という新しいエレクトロニクスを導入した。SK-IV 開始以降、現在まで継続して観測が行われている。

フェーズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV
データ取得開始	1996年4月	2002年10月	2006年7月	2008年9月
データ取得終了	2001年7月	2005年10月	2008年8月	取得中
ライブタイム	1496日	791日	548日	-
ID PMT	11146	5182	11129	11129
OD PMT	1885	1885	1885	1885
被覆率	40%	19%	40%	40%
衝撃波防止ケース	無	有	有	有
エレクトロニクス	ATM	ATM	ATM	QBEE
大気ニュートリノイベントレート (event/day)	8.21±0.07	8.24±0.10	8.41±0.13	8.14±0.09

表 2.3: SK のフェーズの期間と各要素の違い

2.2 検出原理

2.2.1 チェレンコフ放射 (Cherenkov radiation)

真空中の光速 c は $c = 2.9979 \times 10^8 \text{m/s}$ であるが、屈折率 n の物質中では $c' = c/n$ になる。高エネルギーの粒子が屈折率 n の物質を透過する際に、粒子の速度 v が物質中の光速 c' を超えるとき、円錐型の光が放射される。これをチェレンコフ放射という。

荷電粒子が物質内を通過すると、荷電粒子による電場の影響で物質内に誘導分極が生じる。この分極は透過する粒子を中心として非対称に分布し、全体として双極子モーメントとみなせる。このとき、非対称に分布した分極が元の状態に戻る際に、電磁波を放射する。分極した分子同士はほとんど同じ位相の電磁波を放射するので、全体としてコヒーレントな電磁波を放射することになる。

物質内部を通過する粒子の速度を v とすると、粒子は時間 t の間に βct だけ移動する (ただし、 $\beta = v/c$)。一方、放射される光は時間 t の間に ct/n だけ進む。条件 $\beta ct > ct/n \rightarrow \beta n > 1$ を満たすならば、チェレンコフ放射が起こる。このとき、粒子の進行方向と光が放射する方向の間の角 θ_c は、ホイヘンスの原理から次のようになる。

$$\cos \theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2.1)$$

(2.2.1) で定義される角 θ_c をチェレンコフ角という。 θ_c は粒子の速度 v に依存する。

荷電粒子の全エネルギーが上記の条件 $\beta n > 1$ を満たす最低のエネルギーを臨界エネルギー E_{th} といい、以下のように定義される。

$$E_{th} = \frac{nm_0c^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.2.2)$$

微小区間 dx を進む間に放出される光子の数を N として、チェレンコフ光の強度は次式で表される。

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (2.2.3)$$

ただし、(2.2.3) 式における α は微細構造定数 $\alpha = 1/137$ である。

2.2.2 検出方法

スーパーカミオカンデ検出器では、超純水中を通過する荷電粒子のチェレンコフ光を検出することができる。図 2.10 のように、検出器の側面に取り付けられた PMT を用いて、チェレンコフ光を検出し、そのリングのパターンの情報を得る。このリングのパターンから、荷電粒子の進行方向、イベントの発生点、イベントの発生時間などを知ることができ、さらに PMT で検出された全光量から荷電粒子のエネルギーを知ることができる。

超純水は屈折率が $n \sim 1.34$ なので、(2.2.1) 式から $\theta_c = 42^\circ$ となる。

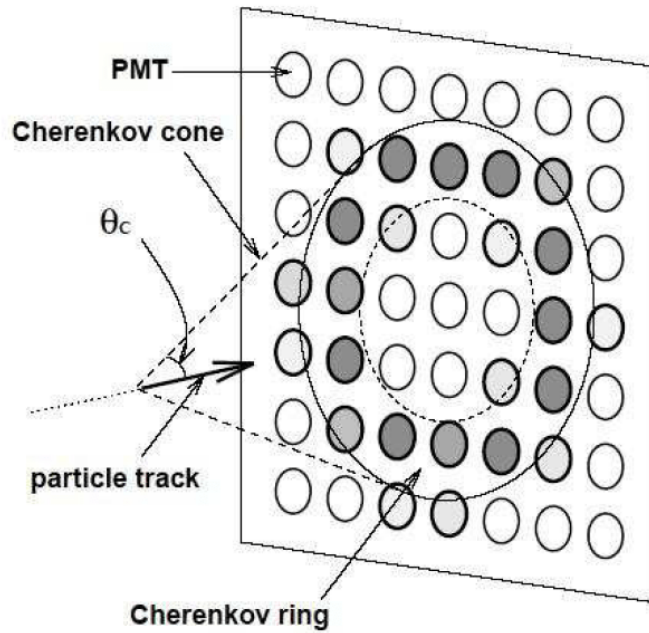


図 2.10: スーパーカミオカンデにおける検出方法

光電子増倍管が検出感度をもつ 300nm ~ 600nm の波長領域を考える。荷電粒子が 1cm を進んだ時の光子数 N は、(2.2.3) 式から、

$$N = \int_0^{0.01\text{m}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) dx d\lambda \sim 340 \text{ [個]}$$

となる。ただし、ここでは $Z = 1, \lambda_1 = 300\text{nm}, \lambda_2 = 600\text{nm}$ とした。

荷電粒子は臨界エネルギー E_{th} に達するまでチェレンコフ光を放射し続けるので、測定した光の強度から荷電粒子のエネルギーを求めることができる。スーパーカミオカンデ検出器で観測される典型的な荷電粒子の臨界エネルギーを表 2.4 にまとめた。

particle type	Energy threshold[MeV]
e^\pm	0.767
μ^\pm	157.4
π^\pm	207.9

表 2.4: 各荷電粒子のチェレンコフ放射における臨界エネルギー

2.3 超純水製造装置

スーパーカミオカンデ検出器で用いられる超純水は、神岡鉱山内の地下水から製造されている。地下水は大量に供給される一方で、内部に塵やバクテリア、金属イオンなどの不純物が多く含まれている。これらには放射性物質が含まれており、これらがニュートリノ観測におけるバックグラウンドとして測定に影響を与える。

鉱山の岩盤に多く含まれる放射性物質 ^{222}Rn の娘核種である ^{214}Bi が β 崩壊する際に放出する電子 e^- が低エネルギー領域の観測における深刻なバックグラウンドとなる。この β 崩壊は Q value が 3.26MeV であり、低エネルギー領域、特に太陽ニュートリノ事象と重なり合う。

スーパーカミオカンデ検出器では、主に以下の目的のために純水製造装置を設け、超純水の質を保持するために 60ton/hour の流量で循環させている。

1. 自然の放射性物質からのバックグラウンドイベントを最小化するため

2. 純水中におけるチェレンコフ光の吸収散乱による影響を抑えるため
3. 温度上昇による光電子増倍管のダークノイズを抑え、水槽内部での超純水の対流を防ぐため

図 2.11 に超純水製造装置の概略図を示す。超純水製造装置は目的別に複数の行程を組み合わせてできている。

1. 1 μ m フィルター (1 μ m Water Filter)

超純水中にある 1 μ m 以上の大きさの塵を取り除く。また塵に付着した放射性物質を取り除くことも目的としている。

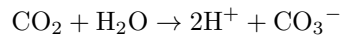
2. 熱交換機 (Heat Exchanger)

循環に用いるポンプ、高電圧を常に印加している光電子増倍管は熱を発する。この熱により水温が上昇し、ダークノイズの増加や水槽内部の対流の原因となる。また温度の上昇によって、バクテリアの繁殖も促進される。これらを防ぐため、送り水の水温が $\sim 13^{\circ}\text{C}$ になるように調整されている。

3. イオン交換樹脂 (Ion Exchanger)

水中に溶け込んでいる金属イオンを除去する。特に、 Fe^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+} や ^{222}Rn の娘核種である ^{218}Po イオンも除去する。

二酸化炭素は次の形で、純水中に溶解しているので、二酸化炭素もこの過程で除去される。



水中のイオン濃度は水の抵抗と相関がある。もしイオン濃度が 0 の場合、水の比抵抗は $18.2\text{M}\Omega \cdot \text{cm}$ になる。スーパーカミオカンデ検出器の純水装置は、比抵抗を $17.9 \sim 18.2\text{M}\Omega \cdot \text{cm}$ にしており、生成された純水中にイオンはほとんど含まれていない。

4. 紫外線照射装置 (UV sterilizer)

紫外線を照射して、水中で繁殖しているバクテリアを死滅させる。

5. 無ラドン空気溶解システム (Rn less air dissolving system)

真空脱気過程におけるラドンガスの除去効率を向上させるために、ラドンを極力取り除いた空気を純水に溶解させる。

6. 逆浸透膜 (Reverse Osmosis Filter)

浸透圧を用いて濾過を行う。分子量が 100 程度の有機化合物を除去する。

7. 真空脱気装置 (Vacuum Degasifier system)

水中に溶けている気体 (ラドンガス 96% と酸素の 99%) を除去する。

8. カートリッジ式イオン交換樹脂 (Cartridge Ion Exchanger)

イオン交換樹脂を用いて、純水中に溶けこんだイオンを選択的に除去する。除去率は 99% になる。

9. ウルトラフィルター (Ultra Filter)

10nm 以上の大きさの微小な塵を除去する。

10. 膜脱気 (Membrane Degasifier)

水中に溶けたラドンや酸素を膜脱気により取り除く。

これらの過程により、超純水中のラドン濃度は $10^{-3}\text{Bq}/\text{m}^3$ 以下まで低減されている。純水中の不純物も極力除去されているので、超純水中における光の減衰長は 130m 程度になる。

検出器内部での超純水の流れは図 2.12 のようになっている。内検出器の下部から超純水を流し、内検出器と外検出器の上部から、及び外検出器の下部から超純水を取り出している。取り出した超純水は、超純水製造装置によって上述の過程を再度経ることになる。

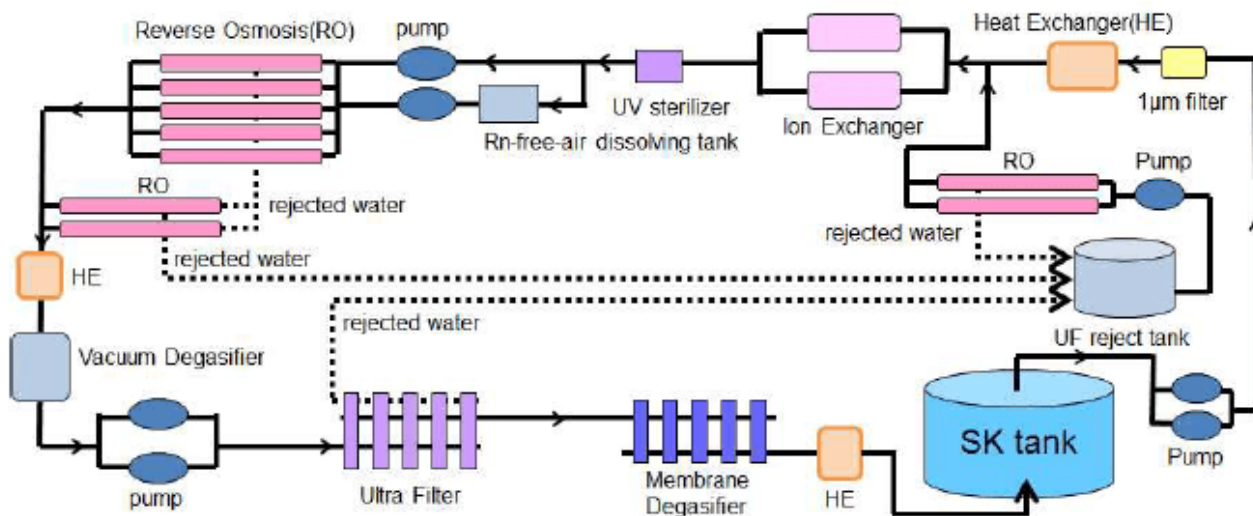


図 2.11: 超純水製造装置

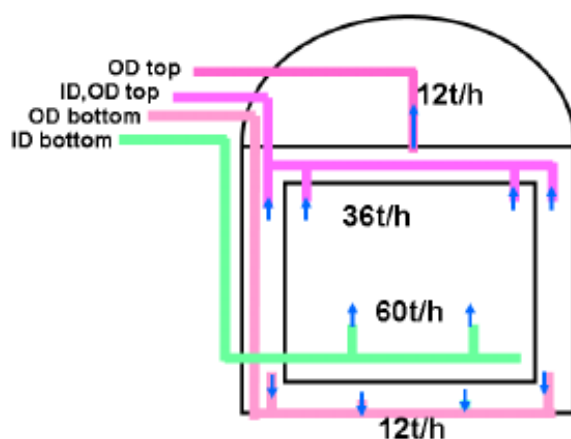


図 2.12: 超純水の循環経路

2.4 Rn reduced air 製造装置

神岡鉱山の岩盤には多くのラドンが含まれ、鉱山の内部の空気は地上に比べ 100 倍以上の濃度になる。このような空気が検出器に入ると、測定バックグラウンドとなる。SK では坑外の空気を純化し、純化された空気を SK タンクや関係装置に流している。具体的には、SK タンクのあるドーム、コントロールルーム、純水装置室などである。

また純化された空気は SK タンクにも送られており、タンクの圧力を 4kPa に保っている。この圧力はタンクの外よりも高く、外気がタンクに入り込むのを防いでいる。この空気のラドン濃度については、後述する。

図 2.13 に Rn reduced air 製造装置の概略図を示す。Rn reduced air は次の行程によって製造される。

1. 圧縮機 (Compressor)

空気を 7 ~ 8.5 気圧に圧縮する。

2. 空気フィルター (Air Filter)

空気中のほこりを取り除く。フィルターは $0.3\mu\text{m}$ 、 $0.1\mu\text{m}$ 、 $0.01\mu\text{m}$ の 3 種類あり、空気はこれらを順に通過する。

3. 除湿、除 CO_2 装置

空気中に含まれる水分、 CO_2 を取り除く。

4. 活性炭カラム

活性炭に空気を通過させることで、空気中に含まれるラドンを活性炭の表面に吸着させる。活性炭は全体で 8m^3 使用されている。

5. 冷却活性炭カラム

ラドン除去効率を上げるために -40°C に冷却した活性炭でラドンを吸着させる。活性炭は 50L 使用している。

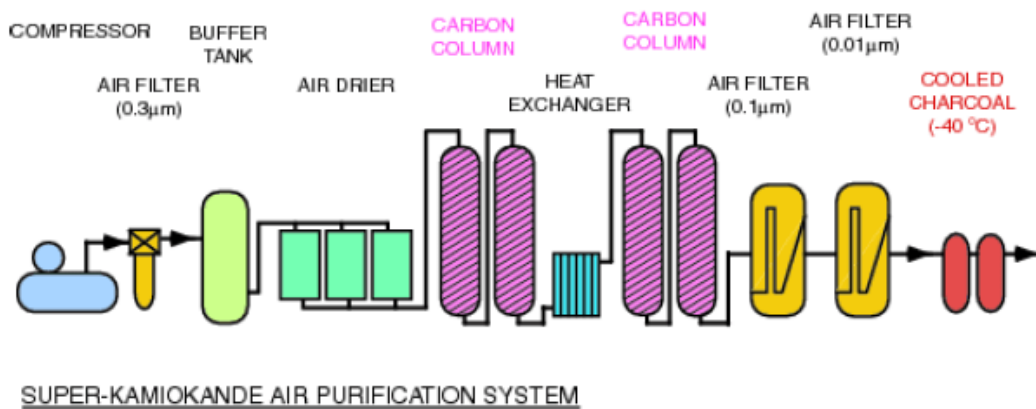


図 2.13: Rn reduced air 製造装置

2.5 データ収集システム

2008 年 8 月に新しいエレクトロニクス QBEE を導入し、SK-IV として観測を再開した [53]。本節では、QBEE 導入以後のデータ収集システムに関して述べ、SK-III 以前のデータ取得システムの詳細は述べない。

2.5.1 QBEE

QBEE(QTC Based Electronics with Ethernet) の主要な機能は、積分電荷と PMT のヒットタイミングをすべて記録し、オンライン PC にデータを送信することである。

各 PMT から来るデータの処理方法は以下ようになる。

1. high-speed Charge to Time Converter(QTC)

QTC は PMT の電荷を積分し、その電荷量に比例した幅のパルスを出力する。1 枚の QBEE ボードに 8 つの QTC チップが取り付けられ、1 つの QTC チップで 3 つの PMT チャンネルを処理する。

QTC に入力された PMT からの信号は、LNA(Low Noise AMP) で増幅され、ディスクリミネーター部分と電荷測定部分に分割される。各チャンネルは独立にディスクリミネーターを持ち、パルス高が $-0.7\text{mV}(0.25\text{p.e.})$ を超えると QTC 出力が開始され、同時に 400ns 幅の積分ゲートで電荷積分が行われる。QTC は 3 つのゲインレンジ (small, medium, large) があり、それぞれのゲイン比は 1:7:49 である。QTC は 2000pC 以上までサチレーションすることなく測定することが可能で、この電荷は 1000p.e. に対応する。

Type	Gain Range[pC]	Resolution
Small	0 ~ 51	0.1pC/count(0.05p.e./count)
Medium	0 ~ 357	0.7pC/count(0.35p.e./count)
Large	0 ~ 2500	4.9pC/count(2.5p.e./count)

表 2.5: QBEE における 3 つのゲインレンジ

2. multi-hit Time to Digital Converter(TDC)

QTC から出力されるパルスは TDC に送られる。TDC は QTC の出力パルスの Leading edge と Falling edge の時間を検出することによって、そのパルスの幅を測定する。このとき、電荷の分解能は 1p.e. に対して 5%、3p.e. 以上に対して 2% 以下である。この段階でデータはデジタル化される。

3. Field Programmable Gate Array(FPGA)

FPGA は Data Sort Mapping(DSM) と System Interface Control(SIC) から成る。QBEE1 枚に対して 4 つの DSM が取り付けられ、1 つの DSM で 6 つのチャンネルを処理する。

TDC から送られるパルス幅と Leading edge の到達時間の情報は DSM に送られる。ここではそれぞれのヒット情報を電荷、時間、チャンネルの情報を含んだ 6-byte cell にする。

SIC は DSM からのデータを整理し、FIFO(Fast-In Fast-Out) memory に保存する。FIFO に保存されたデータは Network interface card に送られ、Ethernet を経由してフロントエンド PC に送られる。

Number of Input	24
Proceeding speed of QTC	about 900ns/cycle
Number of ranges	3(small, medium, large)
Discriminator	-0.3 to -14mV (small range)
Charge dynamic range	0.2 to 2500pC
Charge resolution	about 0.2pC(small range)
Charge linearity	$< 1\%$
Timing resolution	0.3ns(2pC input) $< 0.2\text{ns}(> 10\text{pC input})$
Power consumption	$< 1\text{W}/\text{ch}$

表 2.6: Qbee の性能 [53]

2.5.2 DAQ

SK-IV における DAQ は図 2.15 のようになっている。550 枚の QBEE からのデータは 20 台のフロントエンド PC へ送られる。1 台のフロントエンド PC は 30 枚の QBEE からのデータを受け取る。さらに、フロントエンド PC からの全データは 10 台の Merge PC に送られ、後述のソフトウェアトリガーを用いてイベントの選定が行われる。これらのトリガーによって選択されたイベントは、Organizer PC に送られオフライン上の disk に書き込まれる。

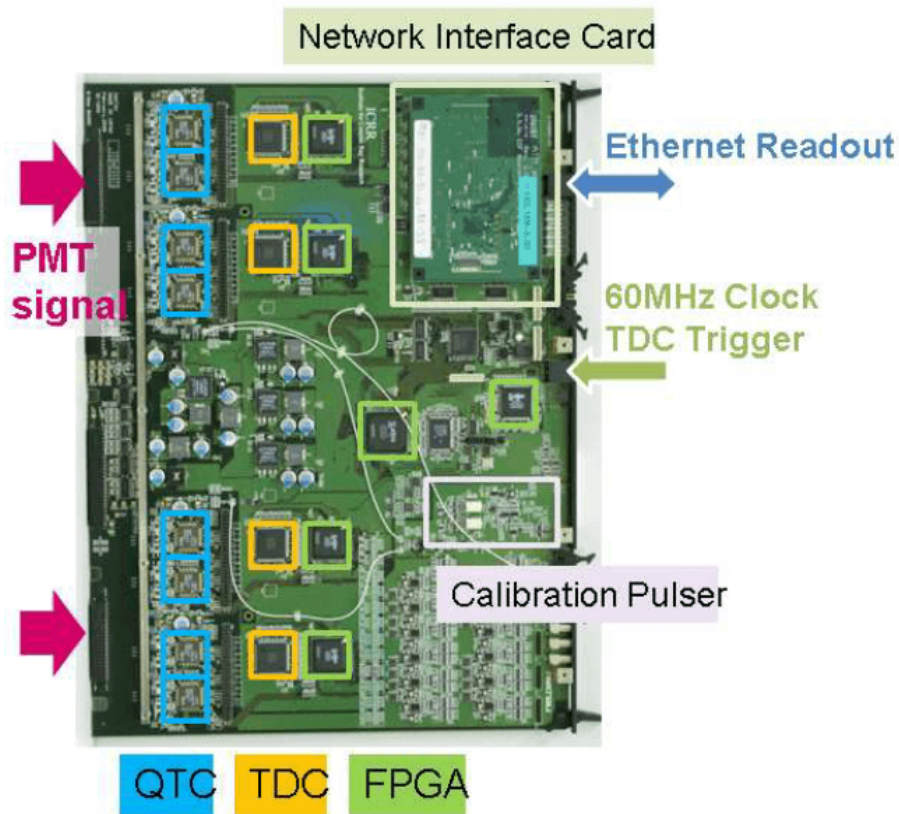


図 2.14: QBEE

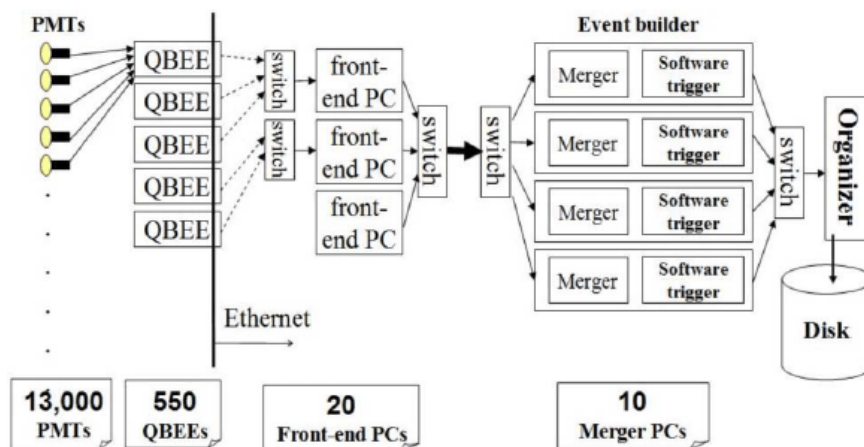


図 2.15: SK-IV におけるデータ取得システム [53]

2.5.3 SK-IV における Trigger

SK-IV では、QBEE から送られる全ての PMT のヒット情報をオンライン上の計算機に送ることができる。そして、200ns の time-window の中でヒット PMT の数 (N_{200}) が閾値を超えたイベントをソフトウェアで選択する。全ての PMT のヒット情報から任意のトリガーを設定でき、そのトリガーに対して個別に保存する時間幅も設定できる。

SK-IV 以前はハードウェアの面で保存設定幅は $1.3\mu\text{s}$ だったが、SK-IV では LE/HE トリガーに関しては $40\mu\text{s}$ まで保存するようにソフトウェアで設定している。時間幅が広がったことで、メインのイベントの前後で相関ある prompt γ 線や μ 粒子の崩壊による電子の探索を行いやすくなった。SLE トリガーのみ、保存時間幅が $1.5\mu\text{s}$ である。これは放射性物質によるバックグラウンドが高い頻度で観測されるため、個々のイベントのデータ量を極力減らす目的で設定されている。

Trigger Type	N_{200} の閾値	保存時間幅 [μs]
SLE	34	1.5(-0.5 ~ +1.0)
LE	47	40(-5 ~ +35)
HE	50	40(-5 ~ +35)
SHE	70(2011 年 9 月以前)	40(-5 ~ +35)
SHE	58(2011 年 9 月以降)	40(-5 ~ +35)
OD	22 in OD	40(-5 ~ +35)

表 2.7: SK における Trigger とヒット閾値と保存時間幅

第 3 章 データ処理と事象再構成

SK 検出器では trigger を超える Event が 1 日に約 10^6 個あり、その多くは外部からの宇宙線や放射性物質からの γ 線などである。そのような大量のイベントから効率的にニュートリノイベントのみを選別することは非常に重要であり、SK で観測される大気ニュートリノイベントは大きく分けて 3 つ (FC, PC, UPMU, 図 3.1 参照) に大別される。

- ・ Fully contained (FC)
- ・ Partially contained (PC)
- ・ Upward-going muon (UPMU)

FC と PC はニュートリノが SK の有効体積内 (少なくとも ID wall から 2 m 以上離れた場所) で反応したイベントで、生成した粒子の全エネルギーが ID 内に落とされた場合は FC event、生成した粒子が ID を抜け OD にもエネルギーを落として行った場合を PC event として分類する。UPMU はニュートリノが SK 検出器を囲む岩石と反応して生成したミューオンで、SK 検出器の上部から入ってくるミューオンは通常の宇宙線と区別がつかないが、SK 検出器の下部から上向きに入ってくるミューオンは他のイベントと区別することができる。下部から上向きに入ってくるミューオンには 2 種類あり、検出器内で止まったミューオンを upward stopping detector、検出器を通過していったミューオンを upward through-going muon として分類している。

次節では今回の解析に用いた FC event におけるイベント選別方法について述べる。

この節の各図で用いる Data は SK 4 開始から 2012 年 5 月までの 1096.6 日分の観測データであり、MC は SK に飛来する宇宙線と大気ニュートリノについて MC シミュレーションを行い観測データの live time 1096.6 日に規格化したものである。

3.1 Reduction for Fully Contained Events

FC event は ID 内の最も大きい charge cluster に対する OD hit PMT の数を用いることで PC event と区別されている。FC event の data reduction 過程は 5 段階から成る。基本的な reduction process は SK1~4 を通して共通だが、SK2 の期間では PMT の個数が他の期間の半分であるため、PMT の hit 数や charge の大きさの基準が他の期間とは異なる。

3.1.1 First Reduction

First reduction では 2 つの基準があり

基準 1, $PE_{total} > 200$ p.e.s (100 p.e.s for SK2) (PE_{total} は ID PMT で観測された p.e.s の総和)

基準 2, $NHITA_{800} \leq 50$ もしくは OD trigger is off

($NHITA_{800}$ は trigger Timing 前後 500ns~1300ns の fixed 800ns time window に含まれる hit OD PMT の数)

基準 1 は放射性物質からの low energy background を除くもので、200 p.e.s は電子の momentum では 22 MeV/c に対応する。visible energy が 30 MeV 以下のイベントが SK の解析に使われないと同様に、このカットはニュートリノイベントの検出効率には影響を与えない。一方の基準 2 は宇宙線ミューオンを取り除くものであり、この 2 つのカットによって 10^6 events/day が ~ 3000 events/day に減少する。

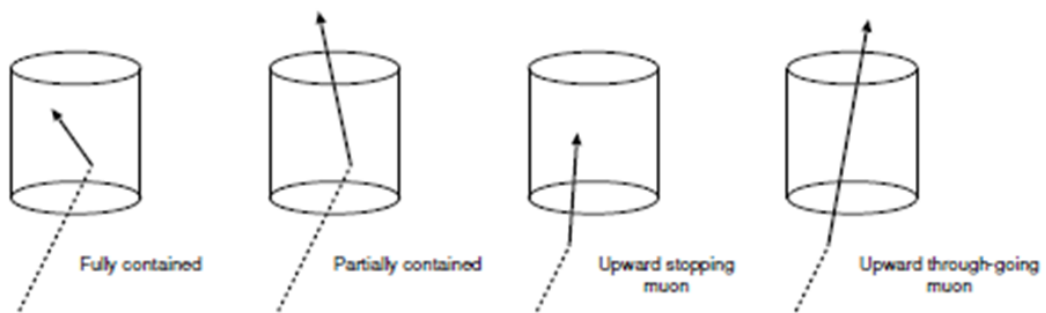


図 3.1: 観測される大気ニュートリノの種類

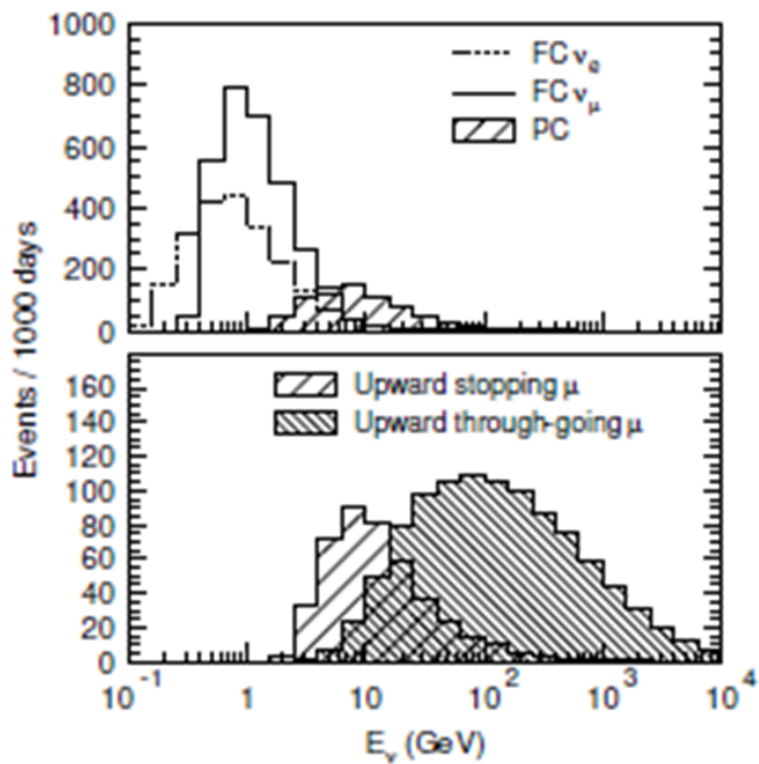


図 3.2: FC,PC,UPMU の各エネルギー分布を示す。FC イベントの平均エネルギーは ~ 1 GeV,PC イベントと Stopping-UPMU は ~ 10 GeV,through-going UPMU は ~ 100 GeV である

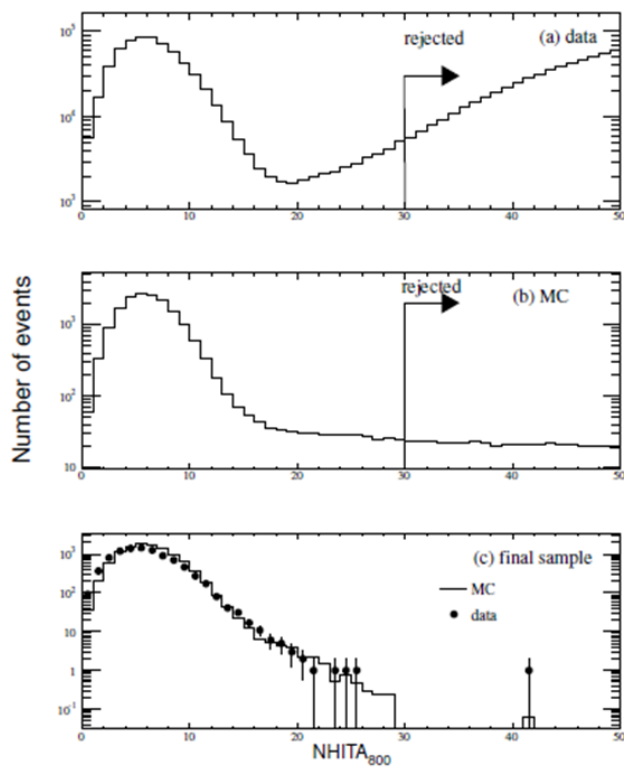


図 3.3: SK における $NHITA_{800}$ の分布 (a) は 1st reduction 後の測定データ, (b) は 1st reduction 後の MC, (c) はカット後の測定データと MC を同時にプロットしたもの (MC のイベント数は測定データのイベント数と同数に規格化されている。) 図中の $NHITA_{800} = 30$ における矢印は SK における 2nd reduction である。(c) で 2nd reduction 後に残っている $NHITA_{800} > 30$ のイベントは $PE_{total} > 100000 p.e.s$ または $ODtriggeroff$ 、両方のいずれかを満たすイベントである。

3.1.2 Second Reduction

基準 1

$NHITA_{800} < 25$ (30 for SK4) または $PE_{total} > 100,000 p.e.s$ (50,000 p.e.s for SK2) または OD trigger is off

基準 2、 $PE_{max}/PE_{300} < 0.5$ (PE_{max} はある ID PMT で観測された p.e.s の値の最大値)、 PE_{300} は 300ns の time window をスライドさせた時 ID PMT で観測された p.e.s の総和の最大値)

ただし、 $NHITA_{800}$ は SK 4 においてカット基準が変更されている。これはエレクトロニクスシステムが Q B E E に変更され、High Voltage のゲインが変更されたためである (カット基準は SK 3 のカット条件と合うように調整されている)。

基準 1 は宇宙線ミューオンを first reduction より厳しい threshold 条件でカットするものであり、図 3.3 は vertices の場所が ID wall から 2m 以上離れているデータと MC シミュレーションに関して $NHITA_{800}$ の分布を示したものである。

基準 2 は 1 個以上の PMT が hit signal を出した low energy イベントや noise イベントをカットするものである。図 3.4) は PE_{max}/PE_{300} の分布を示したものである。

second reduction の後、イベントレートは ~ 200 events/day になる。

3.1.3 Third Reduction

ここまでに残っているバックグラウンドイベントは主に OD hit 数が小さかった noise イベントや宇宙線ミューオンイベントであり、これらのイベントは次に示すカット基準によって取り除かれる。

Through-going Muon Cut

Through-going muon は非常にエネルギーが高く ID に多くの charge を落としていく。これらのイベントを減らすため、230p.e.s 以上を検出した PMT が 1000 個以上ある場合は through-going muon fitter が適応される。

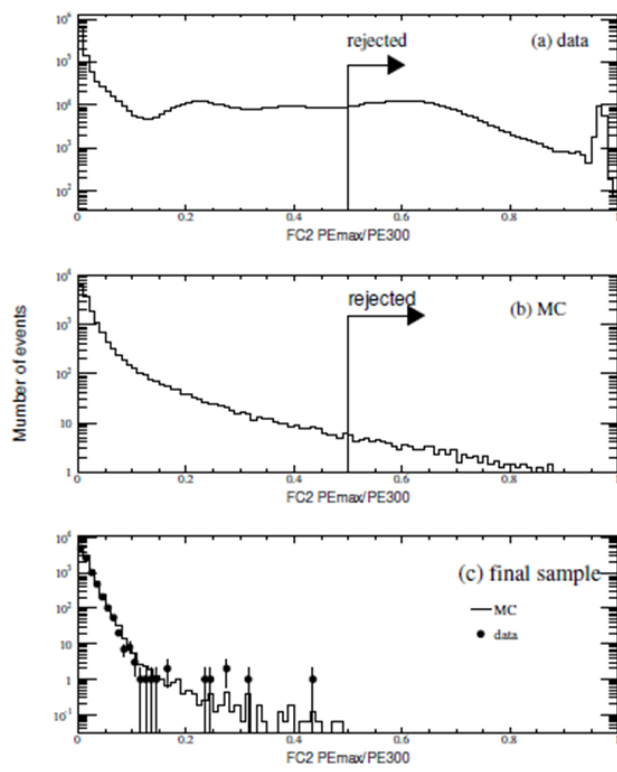


図 3.4: PE_{max}/PE_{300} の分布 (a) は 1st reduction 後の測定データ、(b) は 1st reduction 後との MC、(c) はカット後の Data と MC を同時にプロットしたもの (MC のイベント数は測定データのイベント数と同数に規格化されている。)

この fitter は hit 反応時刻が最も早かった ID PMT とその付近の PMT を用いて through-going muon の入射地点を探し、飽和を起こした ID PMT の中心を through-going muon が抜けていった地点と定義した上で次に示す goodness を計算する。

$$goodness = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \times \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{(t_i - T_i)^2}{2(1.5 \times \sigma_i)^2}\right) \quad (3.1.1)$$

ここで、 t_i と σ_i は i 番目の PMT の observed hit time とその resolution である。 T_i は muon の入射地点と時刻、軌跡から推定された hit time である。

基準 1 はこの goodness を用いて定義される。

基準 1, goodness of through-going muon fit > 0.75

基準 2, $NHITA_{in} \geq 10$ or $NHITA_{out} \geq 10$

ここで $NHITA_{in}$ ($NHITA_{out}$) は 800ns の fixed time window 内に存在する、entrance(exit) point から 8m 以内にある OD hit PMT の数である。

上記の基準を満たすイベントはカットされる。図 3.5 は second reduction 後と final sample において 基準 1 を満たす $NHITA_{in}$ と $NHITA_{out}$ の scatter plot を Data と MC について示したものである。

Stopping Muon Cut

stopping muon をカットするため、through-going muon fit と同様の方法で入射地点を探す stopping muon fitter が適応される。stopping muon についての goodness の定義は through-going muon fit における goodness の定義と同じものである。次に示す基準を満たすものは stopping muon としてカットされる。

基準 1, $NHITA_{in} \geq 10$ if goodness of stopping muon fit ≥ 0 or $NHITA_{in} \geq 5$ if goodness of stopping muon fit > 0.5 (additional criterion for SK1)

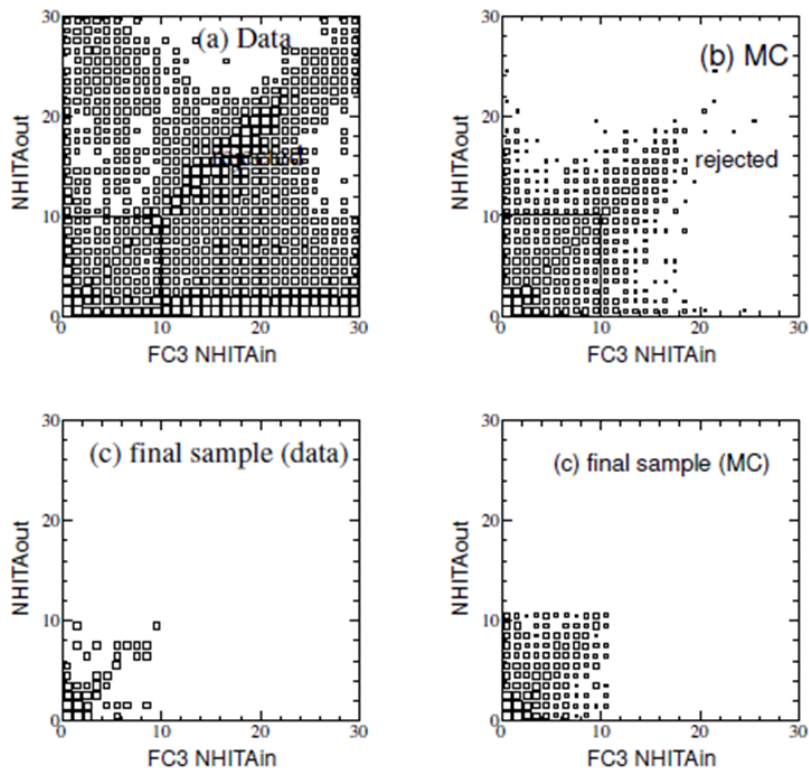


図 3.5: FC 3rd reduction の through-going muon に対する基準 1。X-axis は $NHITA_{in}$ (入射地点から 8 m 以内にある hit OD PMT の数)、Y-axis は $NHITA_{out}$ (ミューオンが抜けた地点から 8 m 以内にある hit OD PMT の数) で Data は S K のものである。(a) は FC 2nd reduction 後の Data の scatter plot, (b) は FC 2nd reduction 後の MC の scatter plot, (c) は final sample の Data の scatter plot, (d) は final sample の MC の scatter plot

ここで $NHITA_{in}$ は 800ns の fixed time window 内に存在する、entrance point から 8m 以内にある OD hit PMT の数である。また、half opening angle が最大 42° に設定された円錐内にある p.e.s の数をカウントするために μ の方向が再構成される。図 3.6 は 2nd reduction 後と final sample について $NHITA_{in}$ の分布を示したものである。

Cable Hole Muons

SK タンクの上部には signal and high voltage supply ケーブルを通すための穴が 1 2 個存在し、図 3.7 に示されているようにこれらの穴の位置には OD が設置されていない。これらの穴から宇宙線ミューオンが入ってきた場合、OD PMT hit 無しで ID PMT のみが反応するため、これらのイベントは誤って contained neutrino イベントとして識別される可能性がある。このような誤った識別を避けるため、veto counter (2m × 2.5m plasticscintillationcounters) が 1997 年の 4 月に導入され、1 2 個の穴のうち 4 箇所を設置された。図 3.8 は veto counter の概要図である。

veto counter におけるカット基準は

基準 1 ,One veto counter hit

基準 2 , $L_{veto} < 4m$ ここで L_{veto} は再構成された vertex の位置と cable hole の距離である。

上記の veto counter cut 基準に加え、SK 4 では veto counter が設置されていない cable hole に対応するために、新たなカット条件が追加された。

追加基準 1 ,Goodness of stopping muon fit ≥ 0.4

追加基準 2 , $PE_{total} > 4000$ ここで PE_{total} は ID PMT で観測された p.e.s の総和

追加基準 3 ,travel in downward direction ($\cos\theta < -0.6$)

追加基準 4 , $L_{veto} > 2.5m$ ここで L_{veto} は再構成された vertex の位置と cable hole の距離である。

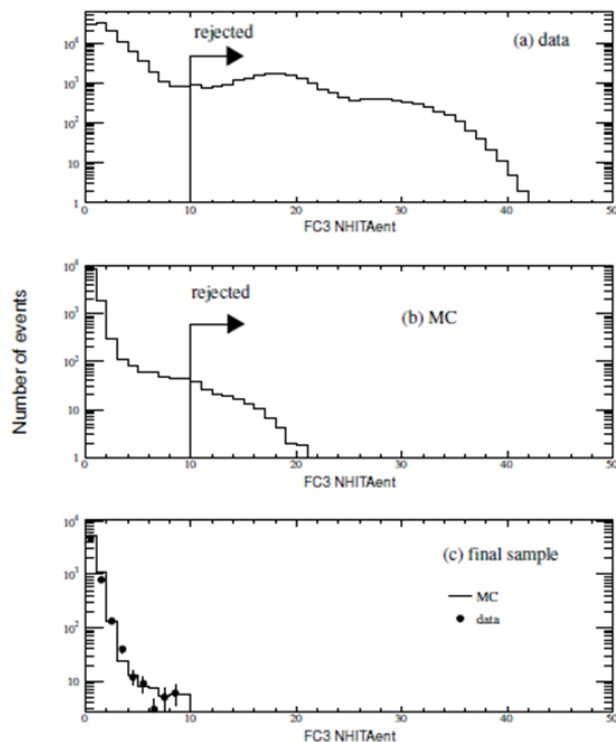


図 3.6: FC 3rd reduction の stopping muon に対する基準 1。図は S K 4 について $NHITA_{in}$ (ミューオン入射地点付近の hit OD PMT の数) を示したものである。(a) は 3rd reduction 後の Data, (b) は 3rd reduction 後の MC, (c) は final sample の Data と MC についての分布で矢印は基準を示す。

これらのカットにより The inefficiency (誤ってニュートリノイベントをカットする比率) は 0.01 % 以下となる。

Flasher Event Cut

Flasher event はニュートリノイベントと比較して広い hit timing distribution を持つ。その性質を利用し、次に示す基準によりカットされる。

基準 1 (for SK1) $NMIN_{100} \geq 15$ or $NMIN_{100} \geq 10$ if number of hit ID PMTs ≤ 800

基準 2 (for SK2~SK4) $NMIN_{100} \geq 20$

ここで、 $NMIN_{100}$ は trigger 後の +300nsec から +800nsec まで 100nsec の time window をスライドさせたときの hit ID PMT の個数の最小値である。

図 3.9 は (1) 典型的な flasher event と (2) 典型的な FC neutrino イベントについて timing distribution を示したものであり、図 3.10 は 2nd reduction と Final sample の Data と MC について $NMIN_{100}$ の分布を示したものである。

Accidental Coincidence Events Cut

Accidental coincidence は low energy イベントが trigger を形成し同じ trigger gate 内に宇宙線ミューオンイベントが混入した時に起こる。これらのイベントは trigger timing に OD が active なく、宇宙線ミューオンによって ID PMT の p.e.s の総和が大きくなってしまいうため、ここまで述べてきた reduction ではカットできない。Accidental coincidence は次に示す基準でカットされる。

基準 1, $NHITA_{off} \geq 20$

ここで $NHITA_{off}$ は trigger timing 後の +400nsec から +900nsec までの fixed timing window 内にある hit OD PMT の数である。

基準 2, $PE_{off} > 5000$ p.e.s (2500 p.e.s for SK2)

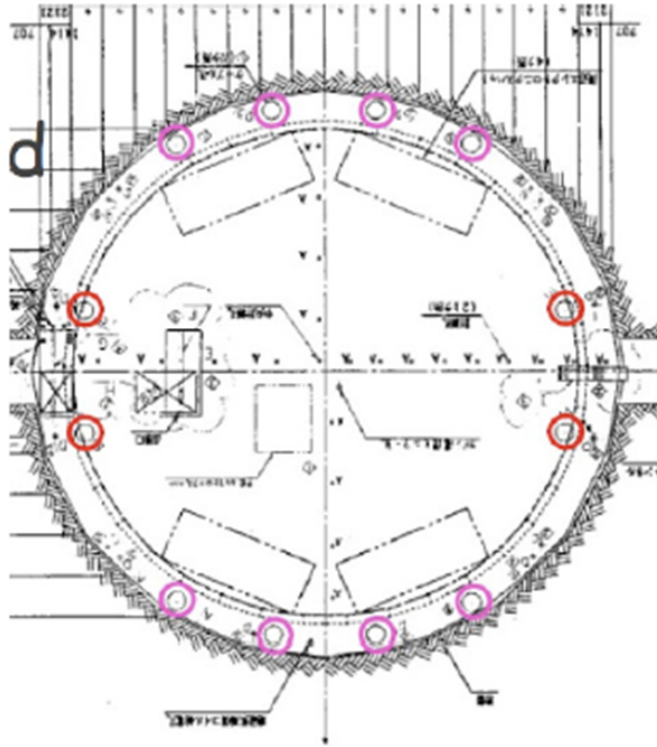


図 3.7: 12個の cable hole の位置。4つの赤色の円は veto counter が設置されている場所を示す。

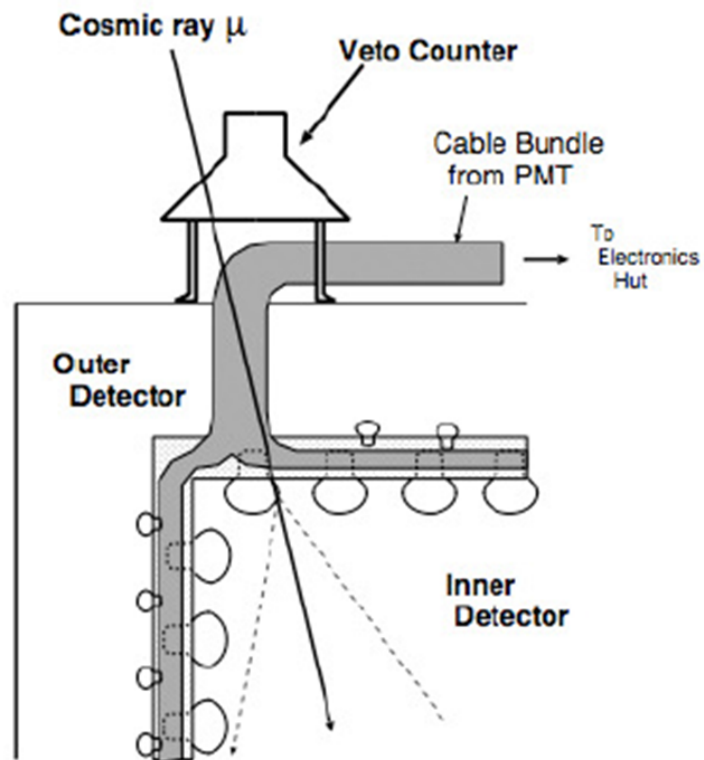


図 3.8: cable hole と veto counter の概要図

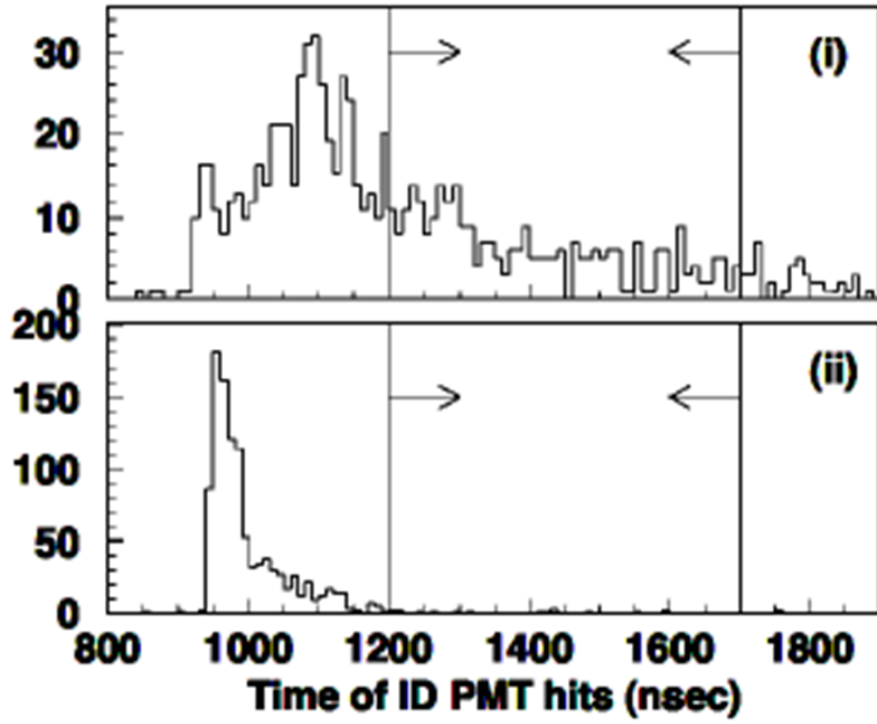


図 3.9: 図は (i) 典型的な flasher event と (ii) 典型的な FC neutrino event の timing 分布を示す。矢印は time window で $NMIN_{100}$ をカウントする範囲を示す。

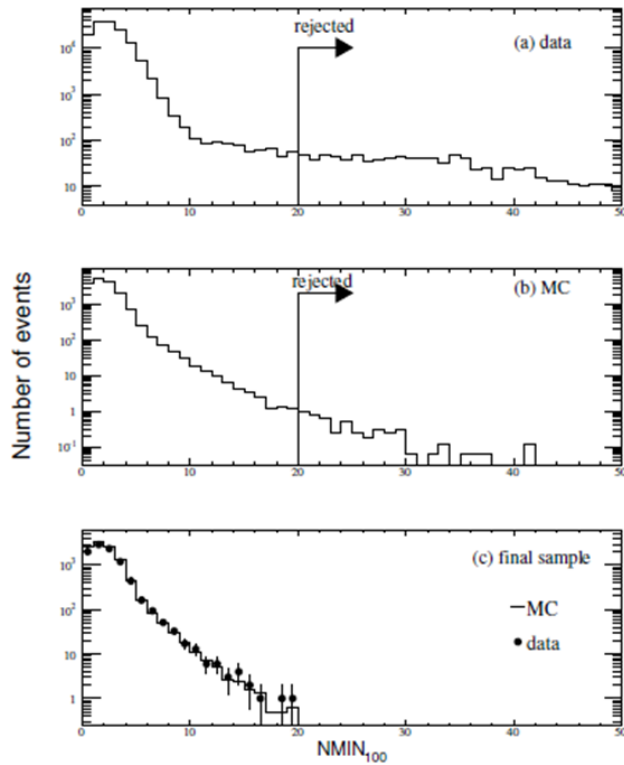


図 3.10: 図は SK4 における $NMIN_{100}$ の分布である。(a) は 2nd reduction 後の Data, (b) は 2nd reduction 後の MC, (c) は final sample の Data と Data のイベント数に規格化された MC であり、矢印はカット基準を示す。

ここで PE_{off} は trigger timing 後の+400nsec から+900nsec までの fixed timing window 内にある hit ID PMT の p.e.s の総和である。

Low Energy Events Cut

ラジオアイソトープの崩壊や electrical noise, 今までの reduction でカットされず残った low energy イベントをカットするため、次に示す基準を満たすイベントがカットされる。

基準 1. $NHIT_{50} < 50$ (25 for SK2)

ここで $NHIT_{50}$ は 50nsec の sliding time window 内にある hit ID PMT の数である。 $NHIT_{50}$ は全ての photon が同じ地点で生成したと仮定した場合に各 photon が PMT で観測されるまでの時間 (TOF) を差し引いた後でカウントされる。また、vertex は timing residual distribution がピークになる位置で定義される。 $NHIT_{50}=50$ は 9MeV の visible energy に相当し、このカット条件は $E_{vis} > 30\text{MeV}$ である contained neutrino イベントの検出効率を落とさない、十分に低い基準である。

これら FC 3rd reduction の後、イベントレートは ~ 45 events/day になる。

3.1.4 Forth Reduction

FC fourth reduction には残っている flasher events をカットするために pattern matching algorithm が使われている。ニュートリノイベントとは異なり、flasher events は通常 detector 内に同じような hit pattern を繰り返すことを利用したカットを行う。

Algorithm of pattern matching:

- 1.ID wall を 1450 patches (1patch $2\text{m} \times 2\text{m}$ squares) に分割する
2. 2つのイベント (AとB) の各 patch の charge の総和を比較することで correlation factor を計算する correlation は次のように定義される。

$$r = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(Q_i^A - \langle Q^A \rangle) \times (Q_i^B - \langle Q^B \rangle)}{\sigma_A \times \sigma_B} \quad (3.1.2)$$

ここで N は粒子の数であり、 $\langle Q^A(B) \rangle$ と $\langle \sigma_{A(B)} \rangle$ はイベント A と B の charge 平均と標準偏差である。

3. 2つのイベントそれぞれにおける maximum pulse heights を持つ PMT 間の距離 ($DIST_{max}$) を計算する
- 4, $DIST_{max} < 75\text{cm}$ の場合、2 で定義した r に対し $r = r + 0.15$ の offset value を加える。
- 5, r が $threshold(r_{th})$ を超えていた場合はイベント A と B は matched event として識別される。 r_{th} は次のように定義される。

$$r_{th} = 0.168 \times \log_{10} \left(\frac{PE_{tot}^A + PE_{tot}^B}{2} \right) + 0.130 \quad (3.1.3)$$

ここで PE_{tot} は ID 内で観測された p.e.s の総和である。

6. 1~5 の計算をあるイベントに対してイベント発生時間が近い 10,000 イベントについて行い、matched event の数をカウントする。
7. 幾つかのイベントに対して correlation factor r の大きいイベントを取り除く

FC fourth reduction の後、イベントレートは ~ 18 events/day になる。

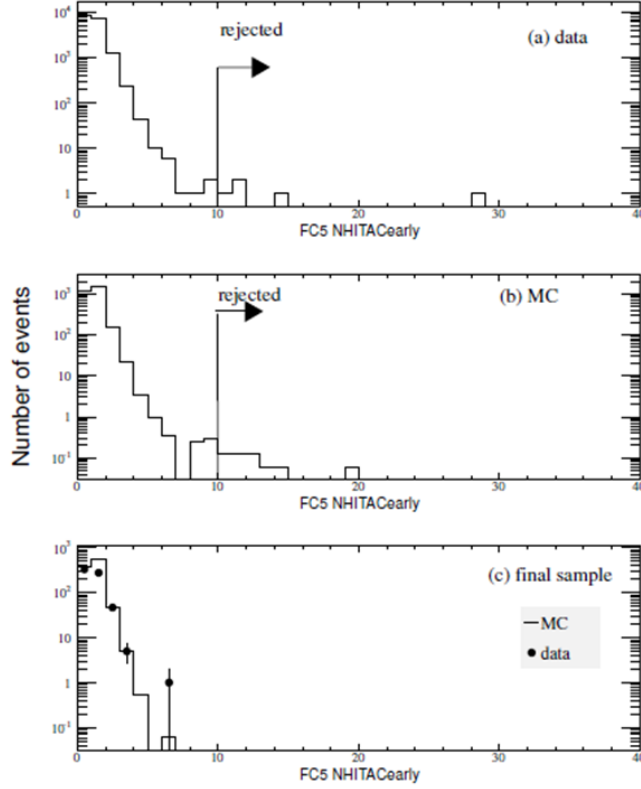


図 3.11: FC 5th reduction Invisible muon cut. SK4 において $PE_{tot} < 1000\text{p.e.s}$ と $DIST_{clust} > 500\text{cm}$ を満たしたイベントの $NHITAC_{early}$ 分布である。(a) は FC 4th reduction 後の Data,(b) は FC 4th reduction 後の MC,(c) は final sample の Data と Data のイベント数に規格化された MC であり、矢印はカット基準を示す

3.1.5 Fifth Reduction

Fifth reduction は各バックグラウンド源の検出のために特化した幾つかの基準から構成される。

Invisible Muon cut

宇宙線ミューオンがチェレンコフ光を放出する momentum-threshld より momentum が小さく、かつ検出器内で崩壊して電子を生成した場合、このイベントはニュートリノイベントと誤って認識される。この種類のイベントは崩壊によってできた電子が ID 内に low energy signal を出すことと trigger timing よりも前に OD に signal が存在するという特徴をもつ。これらの性質を利用して、次に示す基準を持たすイベントは invisible muon として cut される。

基準 1, $PE_{tot} < 1000 \text{ p.e.s}$ (500p.e.s for SK2)

ここで PE_{tot} は ID 内で観測された p.e.s の総和である。

基準 2, $NHITAC_{early} + NHITAC_{500} \geq 10$ if $Dist_{clust} < 500\text{cm}$, otherwise $NHITAC_{early} > 9$

ここで $NHITAC_{early}$ は 200nsec の timing window を -8800nsc から -100nsec までスライドさせた時に OD hit Cluster の中に含まれる PMT の個数の最大値である。 $NHITAC_{500}$ は -100nsc から +400nsec までの fixed timing window 内の OD hit Cluster に含まれる PMT の個数である。 $DIST_{clust}$ は $NHITAC_{early}$ と $NHITAC_{500}$ の 2 つの OD cluster 間の距離である。

図 3.11 に $PE_{tot} < 1000\text{p.e.s}$ と $DIST_{clust} > 500\text{cm}$ を満たした $NHITAC_{early}$ の分布を示す。

Coincidence Muon Cut

third reduction においてカットされなかった accident coincidence muon イベントは次の基準でカットされる。

基準 1, $PE_{500} < 300\text{p.e.s}$ (150p.e.s for SK2)

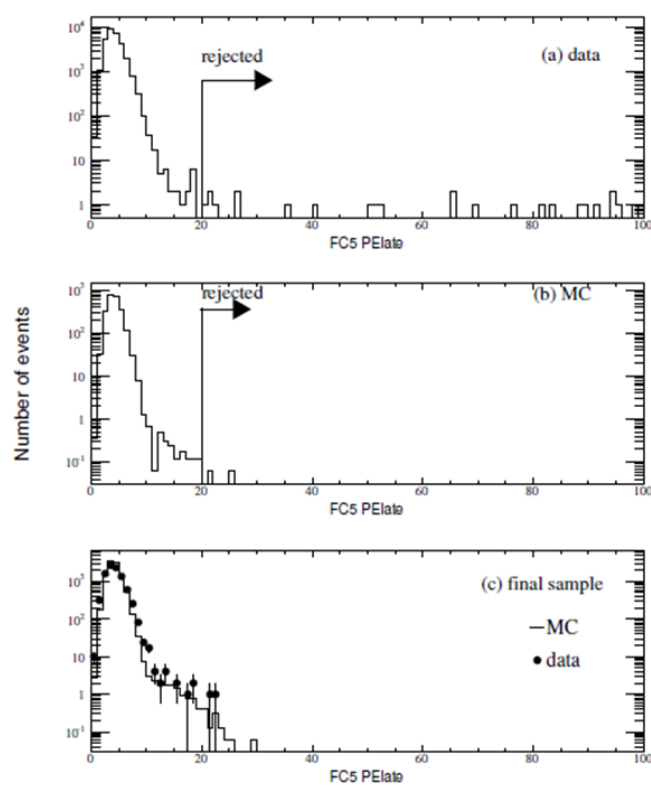


図 3.12: FC 5th reduction coincidence muon cut. SK4 における PE_{late} の分布。(a) は FC 4th reduction 後の Data,(b) は FC 4th reduction 後の MC,(c) は final sample の Data と Data のイベント数に規格化された MC であり、矢印はカット基準を示す。(c) に存在する $PE_{late} > 20$ は $PE_{500} > 300$ p.e.s を満たしたため (1) で取り除かれなかったイベントである。

ここで PE_{500} は -100nsec から +400nsec までの fixed 500nsec timing window 内で観測された ID 内の p.e.s の総和である。

基準 2, $PE_{late} \geq 20$ p.e.s

ここで PE_{late} は +400nsec から +1600nsec まで 200nsec timing window をスライドさせた時の hit OD PMT の最大値である。

図 3.12 に基準 2 を満たす PE_{late} の分布を示す。

Long-tail Flasher Cut

この Flasher Cut は FC 3rd reduction のものよりも条件の厳しいカット条件である。次の基準を満たすイベントは flasher event として取り除かれる。

基準 1, $NMIN_{100} \geq 6$ if goodness of Point-fit < 0.4

ここで $NMIN_{100}$ は +300nsec から +800nsec まで 100nsec timing window をスライドさせた時の hit ID PMT の最小値である。

基準 2(SK2~SK4 のみ), $NMIN_{100} \leq 5$ if if goodness of Point-fit < 0.4

FC fifth reduction の後、イベントレートは ~ 16 events/day になる。

(注)Point-fit の定義は次節の「Vertex Fitting」の項目を参照

3.1.6 Reduction Summary

最終的な FC neutrino イベントは

基準 1,neutrino interaction の vertex の位置が fiducial Volume の中に存在する (2m away from ID wall)

基準 2,highest charge OD cluster (NHITAC) の中に含まれる hit PMT の数が 16 以下 (SK1 は 10 以下)

基準 3,Visible energy($E_{vis} > 30\text{MeV}$)

図 3.13 は SK1 から SK4 の期間について FC と P C の NHITAC 分布を示したものである。各 reduction step の detection efficiency は atmospheric neutrino MC によって推定されており、次に示す表のような結果になっている。また、final sample のイベント数とイベントレートも表 3.1 に示す。イベントレートはすべての SK の期間で consistent である。

FC reduction の不定性は Data と MC の各 cut variable 分布を比較することで推定することができる。SK1,SK2,SK3,SK4 の不定性はそれぞれ 0.2 %,0.2 %,0.8 %,0.3 % と推定されている。

Final sample に混入するバックグラウンドは主に宇宙線ミューオンと flasher イベントである。flasher イベントは e-like sample に対する background 源であり、一方の宇宙線ミューオンは μ -like sample に対する background 源である。これらの background イベントは主に fiducial volume cut(reconstructed vertex position $> 2\text{m}$ from wall) でカットされる。また、Background イベントは visual event display を用いた eye-scan によってもチェックされている。

Table3.2 は各 sample に対する background の混入比率をまとめたものである。

FC	SK1	SK2	SK3	SK4
reduction step	selection efficiency(%)	selection efficiency(%)	selection efficiency(%)	selection efficiency(%)
1st	100.0	99.97	100.0	100.0
2nd	100.0	99.92	99.98	99.99
3rd	99.93	99.78	99.81	99.82
4th	99.29	99.38	99.30	99.00
5th	99.26	99.30	99.24	98.95
5th(FV)	99.25	99.95	99.62	99.19
	number of events	number of events	number of events	number of events
Monte Carlo	14375.7	7772.7	5085.8	10669.5
Data	12299	6610	4355	8929
Data/MC	0.86 \pm 0.01	0.85 \pm 0.01	0.86 \pm 0.02	0.84 \pm 0.01
event rate/day	8.26 \pm 0.07	8.28 \pm 0.10	8.41 \pm 0.13	8.14 \pm 0.09

表 3.1: SK 各期間ごとに Selection efficiencies とイベント数をまとめたもの。step 1 ~ 5 はイベントの real vertex が FV 内に存在するイベントで、5th(FV) は fitted vertex が FV 内に存在し、かつ OD hits < 16 (10 for SK1)、visible energy $> 30\text{MeV}$ を満たすイベントである。MC はニュートリノ振動は考慮されておらず、イベント数は各 SK 期間の real data livetime で規格化されている。(SK1 1489.2days,SK2 798.6days,SK3 518.2days,SK4 1097.0days)

	SK1	SK2	SK3	SK4
BG	cosmic ray	cosmic ray	cosmic ray	cosmic ray
Sub-GeV	0.2 %	0.2 %	0.3 %	0.1 %
Multi-GeV	0.3 %	0.2 %	0.3 %	0.1 %
BG	flasher	flasher	flasher	flasher
Sub-GeV	0.1 %	0.4 %	0.1 %	0.1 %
Multi-GeV	0.5 %	0.2 %	0.2 %	0.1 %

表 3.2: 各 background 源の推定混入比率。Sub-GeV は $E_{vis} < 1.3\text{GeV}$,Multi-GeV は $E_{vis} > 1.3\text{GeV}$ を表す

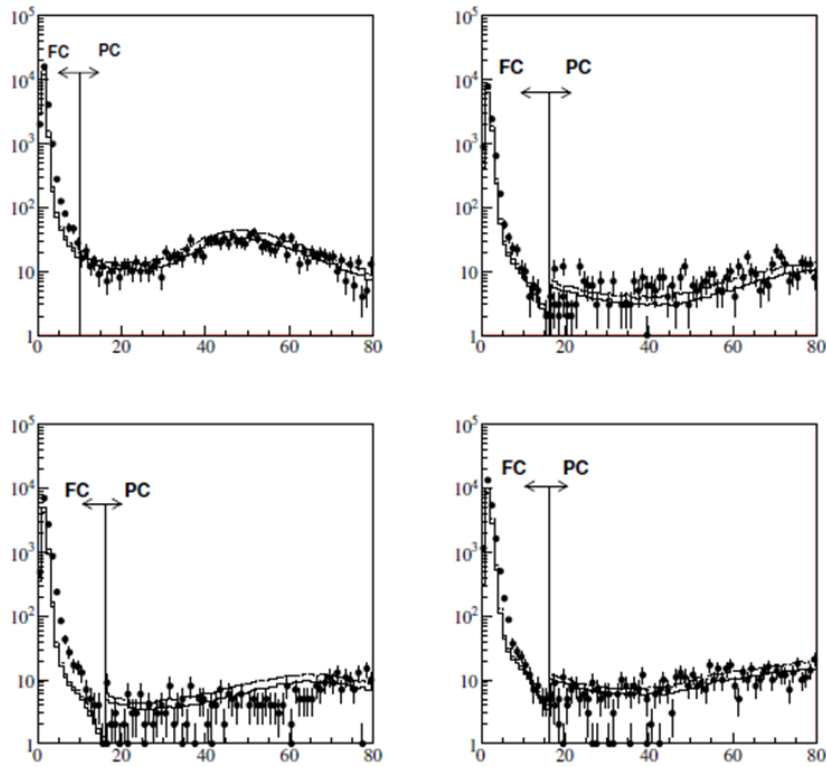


図 3.13: final sample に対する FC,PC の NHITAC 分布。点は Data とエラーバーを表し、solid line は振動を入れた MC,dashed line は振動を入れない MC である。左上が SK1, 右上が SK2, 左下が SK3, 右下が SK4, 振動パラメータは $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau$ の 2flavor oscillation, $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1.00, 2.5 \times 10^{-3} [eV^2])$ である。

3.2 Event Reconstruction

Reduction によって選択されたイベントはニュートリノの種類、運動方向、運動量などを決定するため reconstruction が行われる。FC,PC イベントに対しては以下のような手順で reconstruction が行われる。

1, Vertex fitting

Vertex position は hit PMT の timing residual 分布が最も鋭いピークを持つ点として定義される。このプロセスで運動方向と dominant ring の外縁 (outer edge) が決定される。

2, Ring counting

vertex position と dominant ring の方向を用いて他の possible ring を探索する。Ring 候補が true ring かどうかは likelihood 法によって決定され、このプロセスでリング数が決定される。

3, Particle identification

各リングは 2 つのタイプに分類される。1 つは showering type (e^\pm, γ) でもう一方は non-showering type (μ^\pm, π^\pm) である。これらはチェレンコフリングのパターンや opening angle を元にした likelihood 法で決定される。

4, Precise vertex fitting (MS-fit) (only for single-ring events)

3 で決定したタイプを元に、チェレンコフリングのパターンを用いて vertex position をより正確に決定する。

5, Momentum determination

チェレンコフ光のコーン内で検出された charge から各リングの momentum を決める。charge から momentum への変換は MC によるシミュレーションと detector calibration に基づいている。

6, Decay electron search

primary event によってつくられた decay electron を探索する。

7, Ring number correction (only for FC multi-ring events)

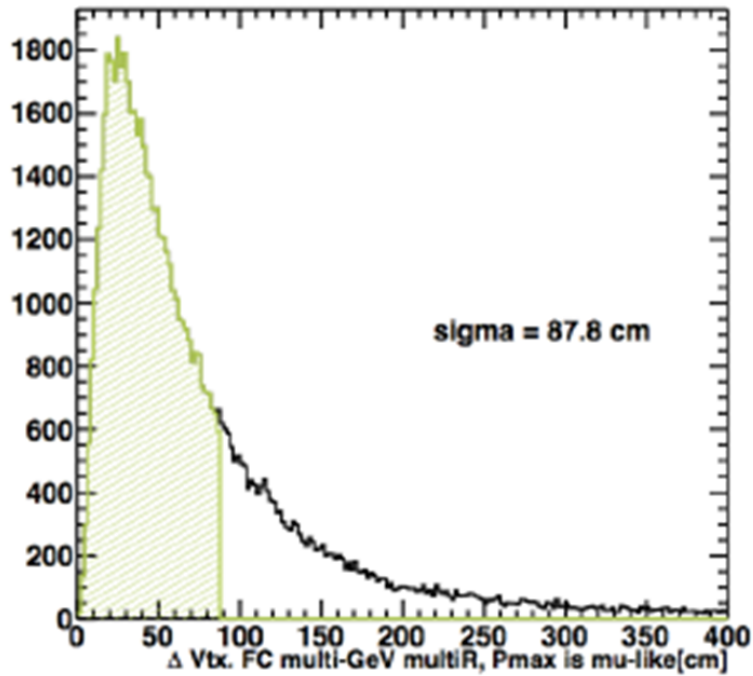


図 3.14: SK4 の FC MC Multi-GeV multi-ring μ -like に対する reconstructed vertex と true vertex の距離。色のついた領域は全イベントの 68 % 内に含まれることを示す

より正確な reconstructed information を用いて誤って fit された Ring を棄却する。

8, π^0 fitting

ここまでの reconstruction プロセスで single-ring e-like として分類されたイベントに対して candidate π^0 イベントを探索する。

reconstruction の概要は上に述べた通りだが、reconstruction のより詳しい情報は [54] で述べられている。また、MC におけるシミュレーションは 2-flavor oscillation に基づいており、パラメータは $(\sin^2\theta, \Delta m^2) = (1.00, 2.5 \times 10^{-3} eV^2)$ である。

3.2.1 Vertex Fitting

Vertex position は hit PMT のタイミング情報を用い、3つのプロセスを経て reconstruction が行われる。最初のプロセスでは Point-fit と呼ばれる単純な fit が適応される。全ての光子が点源から同時に放出されたと仮定して Vertex を推定する。次に、test vertex から各 PMT への水中における光の flight time を差し引いた後の、test vertex に対する residual PMT hit time を構成する。そして timing residual distribution がピークを持つ位置を vertex として選択する。

次のプロセスでは運動方向と dominant ring の外縁を決定する。運動方向と opening angle のペアは以下に示すパラメータを用いて決定される。

$$Q(\theta_{edge}) = \frac{\int_0^{\theta_{edge}} PE(\theta) d\theta}{\sin\theta_{edge}} \times \left(\frac{dPE(\theta)}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_{edge}} \right)^2 \times \exp\left(-\frac{(\theta_{edge} - \theta_{exp})^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (3.2.1)$$

ここで θ_{exp} と σ_θ はチェレンコフ光のコーン内の charge から期待される opening angle とその分解能である。

$PE(\theta)$ は opening angle の関数としての、observed charge の角度分布である。(この observed charge は water transparency と PMT acceptance からの効果を補正されたものである) この $Q(\theta_{edge})$ を最大化させる運動方向とリングエッジを Point-fit の結果として採用する。

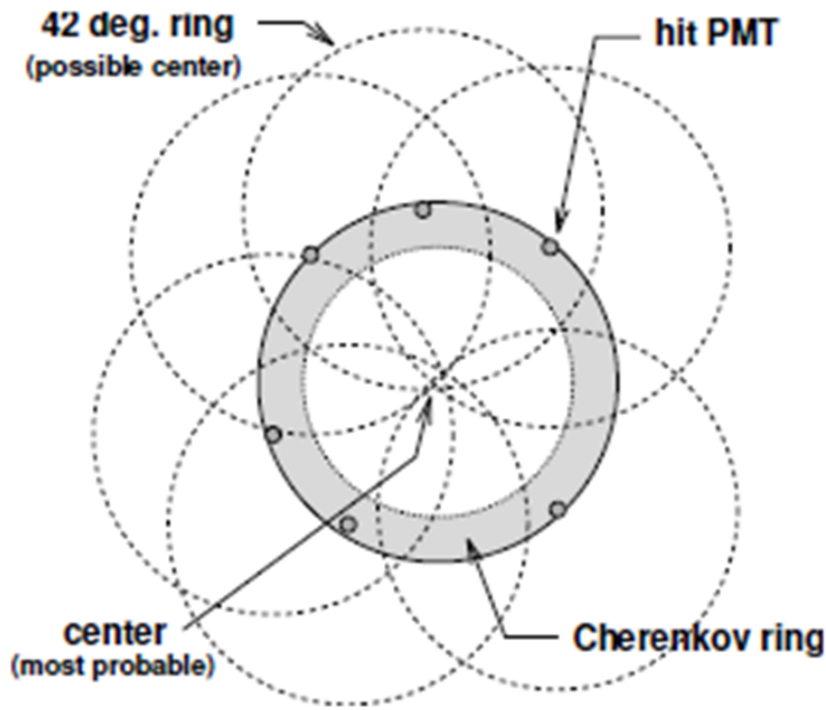


図 3.15: Ring Counting の概念図。hit PMT に対して vertex から 42° の opening angle をもつ円を描き、実際のチェレンコフリングの中心を決定する。

最後のプロセスでは、TDC-fit を用いてより正確に vertex position を決定する。点源から光子が生成したと仮定した Point-fit の場合とは違い、このプロセスでは光子は粒子の軌跡に沿って生成されたと仮定してチェレンコフリング内の PMT の Timing residual を計算する。リング外の光子に対しては、すべての光子が vertex の位置で生成されたと仮定して time residual を計算する。その後、scattered photons の効果を含めた上で goodness-of-fit を決め、goodness パラメータを最大化させる点が vertex として選択される。このようにして決められた vertex position は multi-ring の場合にも用いられる。図 3.14 は SK4 の FC MC Multi-GeV multi-ring μ -like サンプルに対する vertex position の分解能を示したものである。

3.2.2 Ring Counting

最初のチェレンコフリングと vertex が決められた後、Hough 法 (画像からある特定の形状を認識する手法) を用いて他のリング候補の探索が行われる。図 3.15 は vertex の位置を考慮して円の中心を調整した上で他のリング候補を探索する概念図を示す。図中の sharpened circle はリングの到来方向に対して垂直な平面にチェレンコフリングを投影したものである。その後、各 hit PMT の位置を中心とし half angle が 42° の円錐を用いた virtual circle が描かれる。チェレンコフリングの到来方向はこれらの円 (図の dashed line circle) の交差する点として認識される。2 番目のリング候補はこの方法を用いてリング方向の候補を探しながら探索される。また、リング候補がリング形かどうか識別する際には likelihood 法が用いられる。2 番目のリングの存在が認められた場合、最大 5 番目のリングが見つかるまで同じプロセスが繰り返される。Ring Counting の例として、表 3.3 に CCQE イベントを single ring イベントとして検出する効率を示す。

	SK1	SK1	SK2	SK2	SK3	SK3
	sub-GeV	multi-GeV	sub-GeV	multi-GeV	sub-GeV	multi-GeV
CCQE ν_e	97.1 %	94.5 %	95.7 %	93.6 %	97.3 %	95.6 %
CCQE ν_μ	97.2 %	95.9 %	97.2 %	96.8 %	97.2 %	95.8 %

表 3.3: SK1~3 において CCQE イベントを single ring イベントとして検出する効率。sub-GeV は $E_{vis} < 1.33\text{GeV}$, multi-GeV は $E_{vis} > 1.33\text{GeV}$ である。

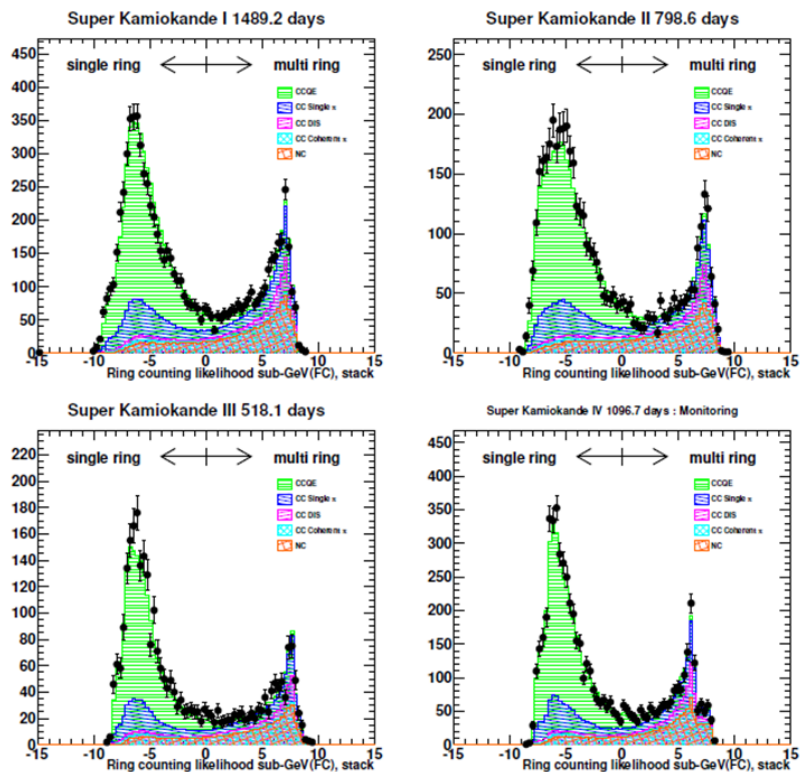


図 3.16: SK1,SK2,SK3,SK4 の Sub-GeV に関する Ring Counting likelihood。点が Data, 線が MC イベントを表す。

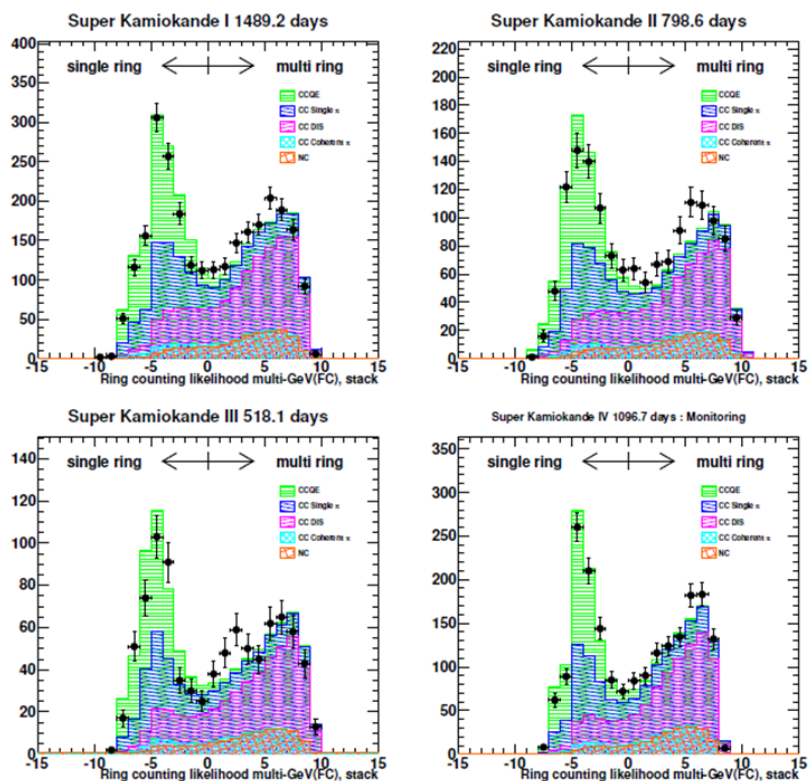


図 3.17: SK1,SK2,SK3,SK4 の Multi-GeV に関する Ring Counting likelihood。点が Data, 線が MC イベントを表す。

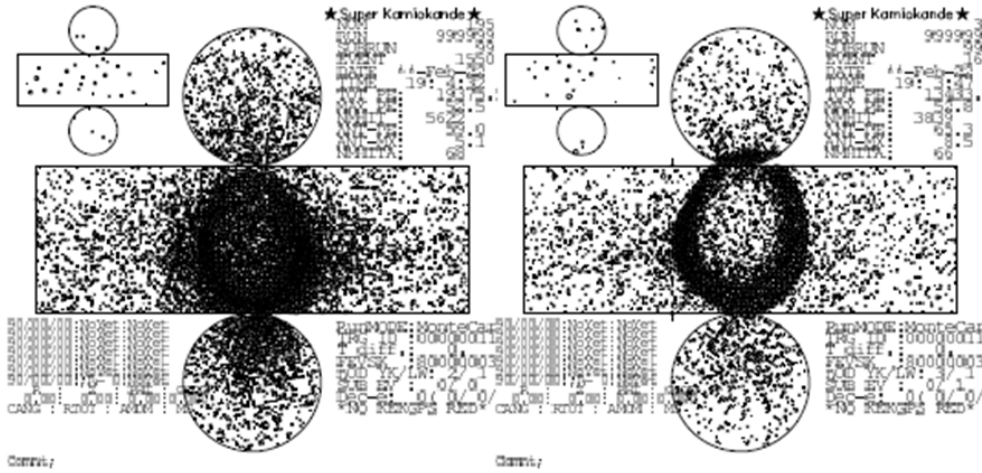


図 3.18: MC イベントにおける single-ring の電子 (左) とミュオン (右)

3.2.3 Particle Identification

検出されたチェレンコフリングはPIDを用いて e-like と μ -like に分類される。図 3.18 はイベントの例として single-ring の電子とミュオンがそれぞれタンク中心で発生した場合の MC シミュレーションの結果を示したものである。電子 (とガンマ線) の場合は電子が electromagnetic shower を起こしたり低エネルギーの場合に multiple scattering を起こすため、円の境界があいまいな、拡散したリングパターンを作る。一方のミュオン (と荷電 π) はこれらの反応を起こさないため、境界がはっきりとしたリングパターンを作る。さらに、ミュオンや荷電 π のチェレンコフリングはこれらの粒子が highly relativistic ($\beta = v/c < 1$) ではない時は小さいチェレンコフ角を持つリングパターンとなる。PID アルゴリズムでイベントを識別する際にはこれらの差異が考慮されている。

図 3.19, 図 3.20 (single-ring), 図 3.21, 図 3.22 (multi-ring) は FC sample に対する PID likelihood を示したものである。multi-ring の場合各リングの一部が重複して検出され、各リングの境界があいまいになる場合があることから multi-ring イベントにおける particle type は single-ring イベントの場合ほど精度が良くない。

また、Data と MC の差異は event selection における systematic uncertainty として扱われる。

表 3.4 に subGeV- single ring CCQE イベントの PID における misidentification probabilities (PID で分類された e-like, μ -like のイベントのうち誤って識別されたイベントの比率を示す。

	SK1	SK2	SK3
ν_e mis-identified as ν_μ	1.0 %	1.2 %	1.5 %
ν_μ mis-identified as ν_e	0.7 %	0.8 %	0.5 %

表 3.4: subGeV- single ring CCQE イベントの PID における misidentification probabilities

3.2.4 Precise Vertex Fitting

Point-fit では timing の情報のみしか使わないため、FC/PC single-ring イベントに対しては e-like と μ -like の典型パターンを用いて vertex position と運動方向を最適化するための re-fit が行われる。より正確な fit を行うこのプロセスは MS-fit と呼ばれている。UPMU イベントについても粒子が single-ring ミュオンであり vertex が ID surface に存在すると仮定した上で MS-fit が用いられる。

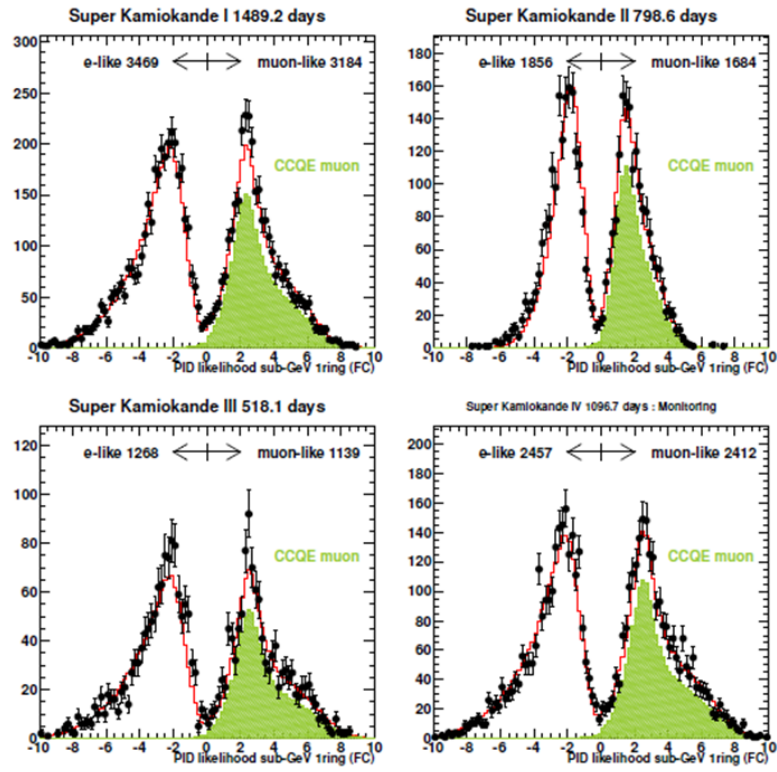


図 3.19: SK1~4 の PID likelihood distribution for FC sub-GeV 1-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_μ イベントを表す。

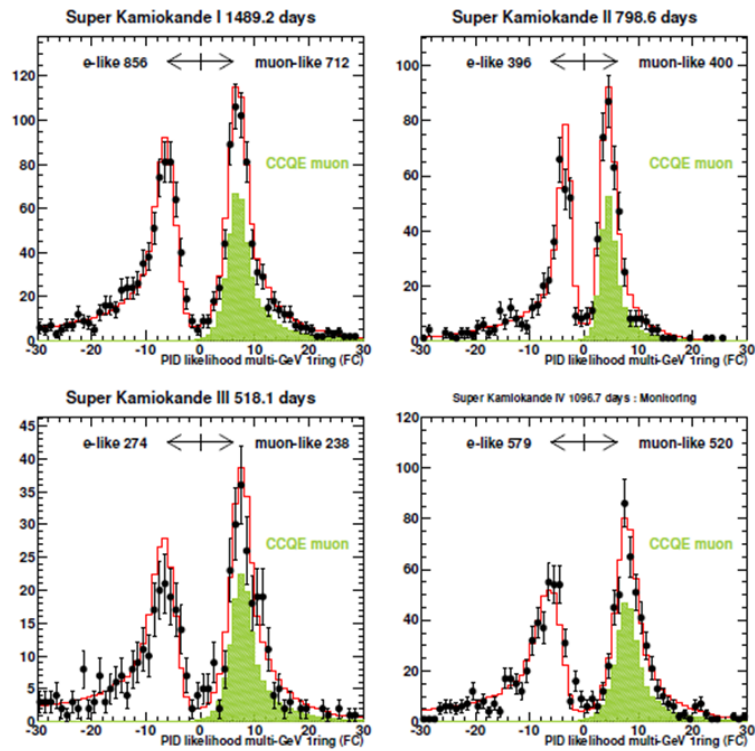


図 3.20: SK1~4 の PID likelihood distribution for FC multi-GeV 1-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_μ イベントを表す。

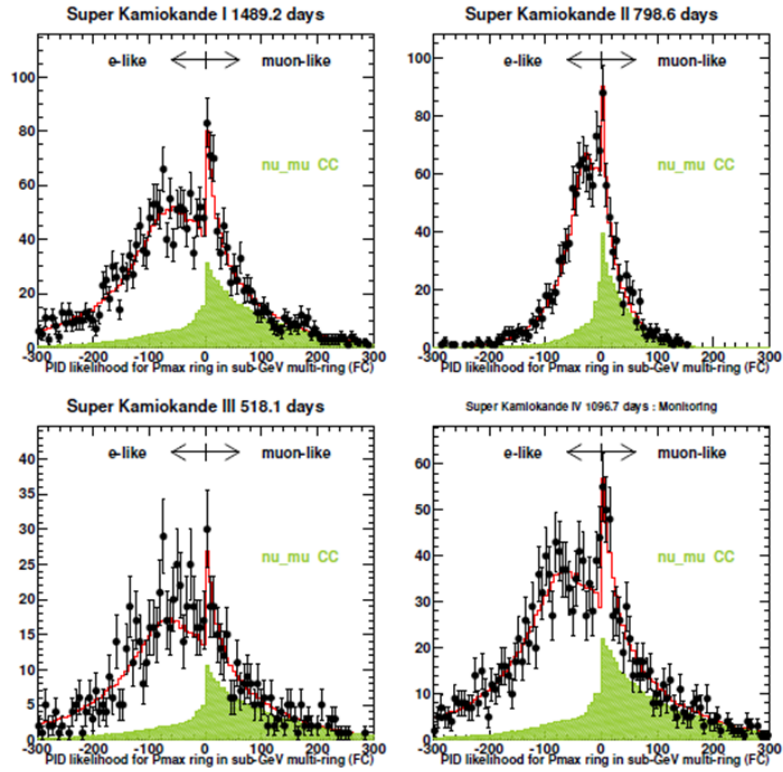


図 3.21: SK1~4 の PID likelihood distribution for FC sub-GeV multi-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_μ イベントを表す。

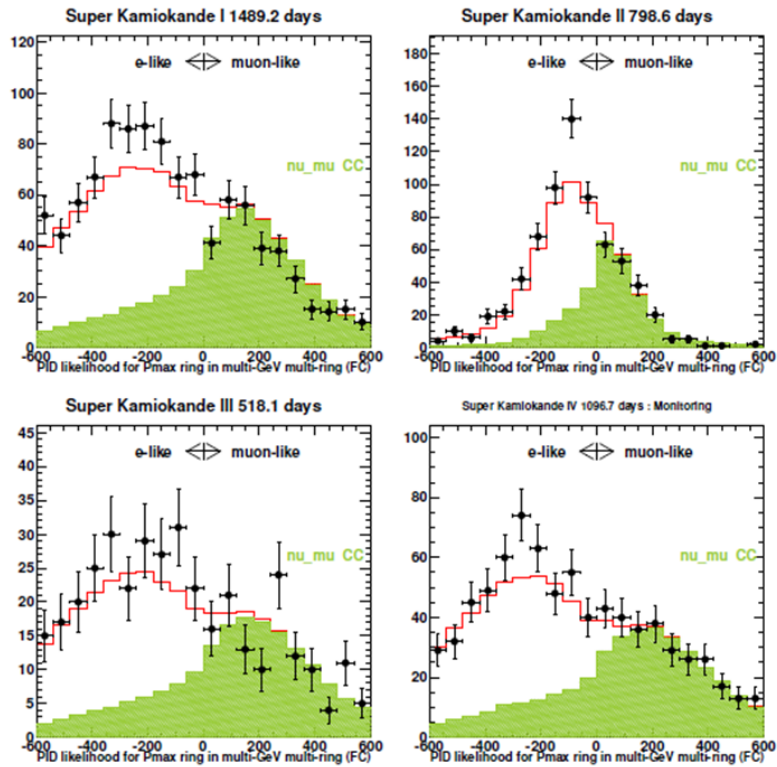


図 3.22: SK1~4 の PID likelihood distribution for FC multi-GeV multi-ring sample。点は Data, 赤線は MC, 緑色の領域は MC の CCQE ν_μ イベントを表す。

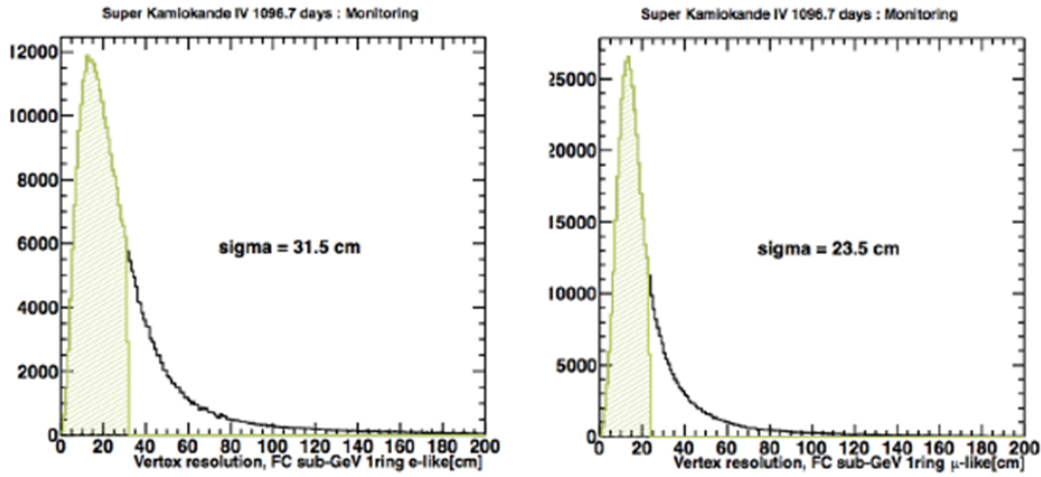


図 3.23: SK4 の FC MC に対する reconstructed vertex と true vertex の距離。左 : sub-GeV 1ring e-like 右 : sub-GeV 1-ring μ -like

MS-fit は vertex position を、Point-fit で得られた粒子の運動方向に対して平行な方向に調整する。このプロセスは vertex position と粒子の運動方向の変化が 5cm 以下かつ 0.5 以下になるまで繰り返される。

single-ring に対する MS-fit のパフォーマンスは MC から推定される分解能で評価される。図 3.23 と図 3.24、, 図 3.25 は single-ring sample について reconstructed vertex と true vertex の距離を示したものである。また、図 3.26 と図 3.27 は reconstructed direction と true direction の Angular difference を示している。Table3.5 と Table3.6 は各 SK 期間における angular resolution を示したものである。

vertex resolution(cm)	SK1	SK2	SK3	SK4
single-ring	FC subGeV	FC subGeV	FC subGeV	FC subGeV
e-like	31.2	35.6	31.1	31.5
μ -like	23.8	30.3	23.9	23.5
single-ring	FC MultiGeV	FC MultiGeV	FC MultiGeV	FC MultiGeV
e-like	33.5	34.3	33.4	33.5
μ -like	24.8	26.9	25.1	23.7
Multi-ring	FC MultiGeV	FC MultiGeV	FC MultiGeV	FC MultiGeV
μ -like	67.4	111.8	73.8	87.8
PC	53.6	62.8	52.6	67

表 3.5: 各 SK 期間における vertex resolution

3.2.5 Momentum Reconstruction

各粒子の運動量は half opening angle が 70 の円錐内に含まれる p.e 数から計算される (70 に設定されているのはすべての hit を含ませるため)。各リングの運動量を決めるため、hit PMT の p.e 数は各リングからの寄与に分離される。p.e 数の分離は各リングを opening angle θ の関数とみなした時の expected p.e を元に行われる (このプロセスを行う際は方位角の一様性が仮定されている)。i-th 番目の PMT から n-th 番目のリングへの p.e 数は次の式で計算される。

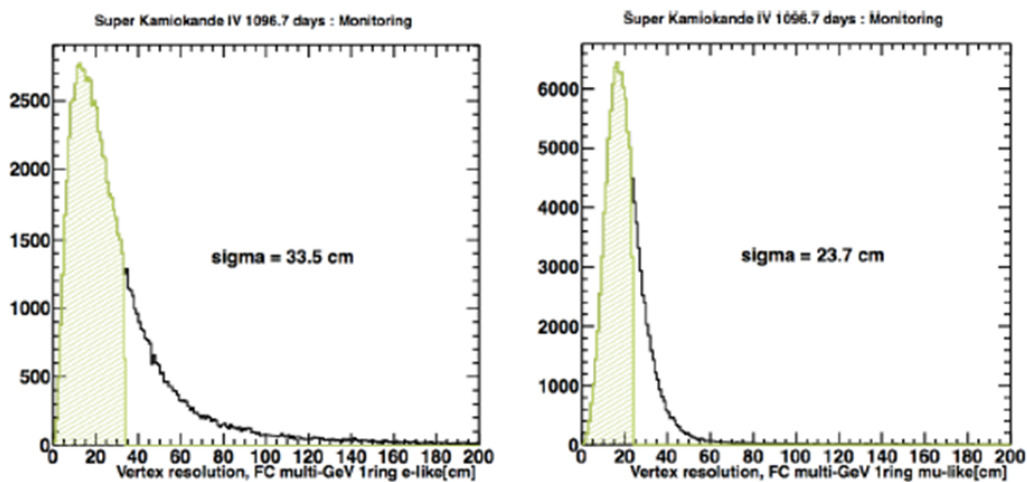


図 3.24: SK4 の FC MC に対する reconstructed vertex と true vertex の距離。左: Multi-GeV 1ring e-like 右: Multi-GeV 1-ring μ -like

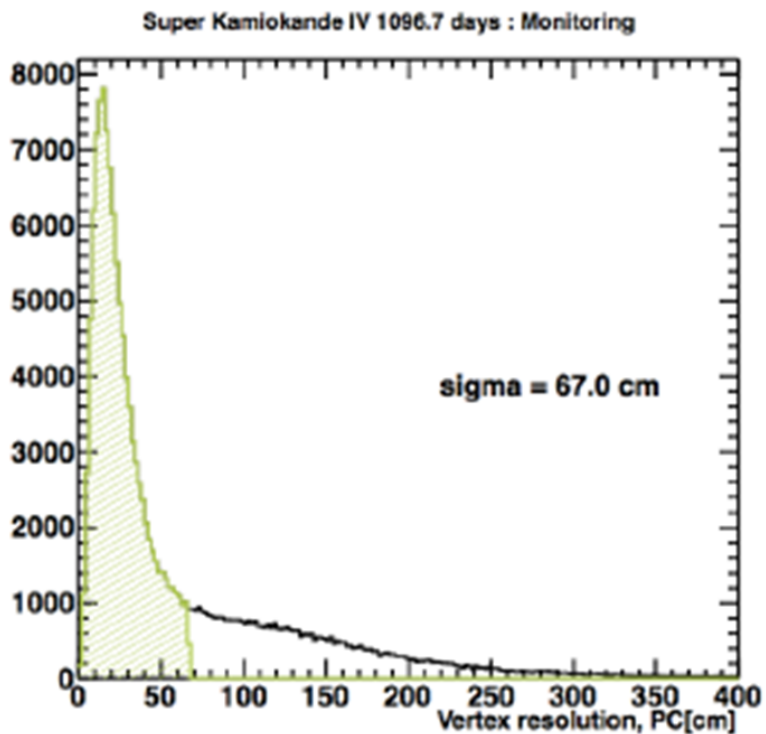


図 3.25: SK4 の PC MC に対する reconstructed vertex と true vertex の距離

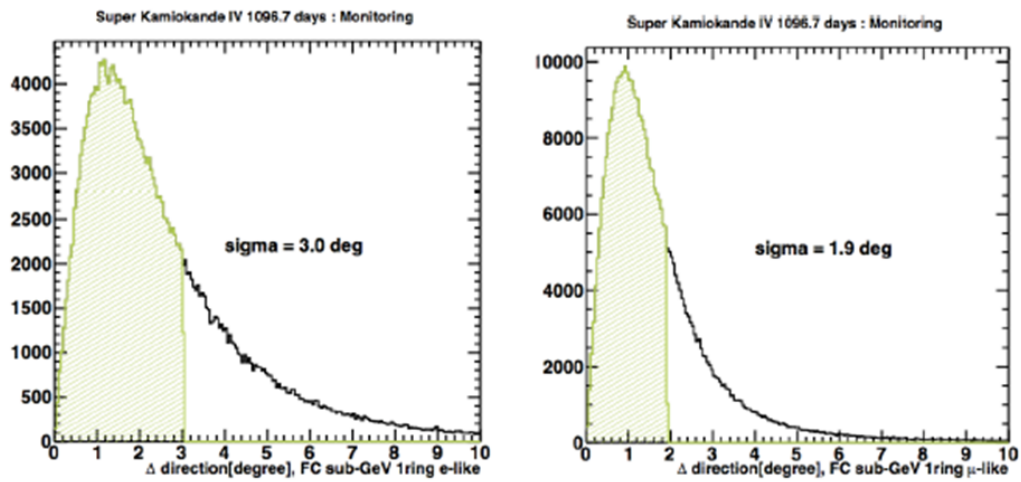


図 3.26: SK4 の FC MC に対するレプトンの reconstructed direction と true direction の Angular difference 左 : sub-GeV 1ring e-like 右 : sub-GeV 1-ring μ -like

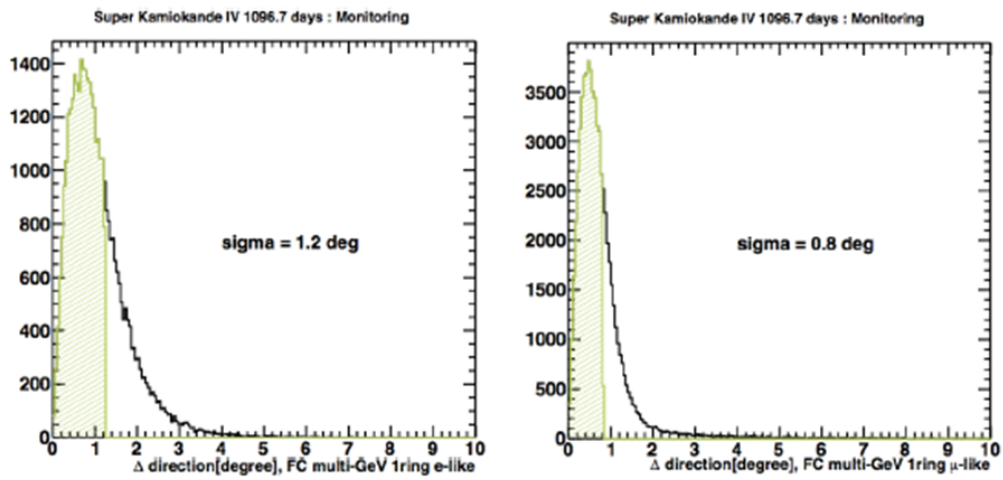


図 3.27: SK4 の FC MC に対するレプトンの reconstructed direction と true direction の Angular difference 左:Multi-GeV 1ring e-like 右 : Multi-GeV 1-ring μ -like

Angular resolution(degree)	SK1	SK2	SK3	SK4
single-ring	FC subGeV	FC subGeV	FC subGeV	FC subGeV
e-like	3.1	3.2	3.0	3.0
μ -like	1.9	2.1	1.9	1.9
single-ring	FC MultiGeV	FC MultiGeV	FC MultiGeV	FC MultiGeV
e-like	1.2	1.3	1.2	1.2
μ -like	0.8	1.0	0.8	0.8
PC	1.0	1.2	0.9	0.9

表 3.6: 各 SK 期間における Angular resolution

$$q_{i,n}^{obs} = q_i^{obs} \times \frac{q_{i,n}^{exp}}{\sum_{n'} q_{i,n'}^{exp}} \quad (3.2.2)$$

ここで $q_{i,n}^{obs}$ は i-th 番目の PMT から n-th 番目のリングへの fractional p.e 数であり、 q_i^{obs} は i-th 番目の PMT の p.e 数、 $q_{i,n}^{exp}$ は expected p.e 数である。

70° のコーン内にある p.e 数の総和を計算するため、各 PMT の p.e 数の数は light attenuation と水中での scattering, light reflection correction, acceptance of PMTs を考慮した補正を受ける。補正式は次のように表される。

$$RTOT_n = \frac{G_{MC}}{G_{data}} \left[\alpha \times \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ \text{ and } -50nsec < t_i < 250nsec} \left(q_i^{obs} \times \exp\left(\frac{r_i}{L}\right) \times \frac{\cos\Theta_i}{f(\Theta_i)} \right) - \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ} S_i - \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ} R_i \right] \quad (3.2.3)$$

ここで

α =normalization factor

G_{data}, G_{MC} =Data と MC に対する relative PMT gain パラメータ

$\theta_{i,n}$ =i-th 番目の PMT の方向と n-th 番目のリング方向の間の opening angle

t_i =i-th 番目の PMT の photon time-of-flight subtracted hit timing

L = 水中での light attenuation length

r_i =vertex から i-th 番目の PMT への距離

$f(\Theta_i)$ = correction function for the PMT acceptance as a function of photon incidence angle Θ_i

S_i =scattered photon から i-th 番目への expected p.e 数

R_i =検出器内のブラックシートから反射した reflected photons に対する correction

muon decay electrons の影響を取り除くため、p.e 数について和を取る領域は、光子の time of flight から hit timing を差し引いた (time of flight - hit timing) 分布のピークを基準とした -50ns から +250ns の time window 内に制限されている。水中における Attenuation length L は SK を通過していく through-going muons を使って常に測定されている。また、The absolute energy scale は独立した 4 つのキャリブレーション源を用いて較正が行われている。

3.2.6 decay electron search

電子は検出器内で止まったミューオンの崩壊から生成する場合や、ニュートリノ反応によって生成した π^+ が μ^+ に崩壊し、これらのミューオンから e^+ が生成する場合がある。single-ring e-like イベントと共にミューオンの崩壊が観測された場合、そのイベントは電子と共に π^+ を生成する CC-non QE ν_e である可能性が高いため、decay-electron からの情報を用いてニュートリノ反応の種類を区別することができる。

decay-electron は最初のイベントの time window もしくは 900nsec の time window で測定されており、もし后者の time window で崩壊が起きた場合そのイベントは前者の window 内のイベントとは別に測定されている。SK1,SK2,SK3 における decay electron の検出効率は μ^+ 由来に対して 80 %, μ^- 由来に対して 63 % である。SK4 において delay electron

の検出効率が改善され、tagging 効率は μ^+ からの decay electron に対して 96 %、 μ^- からの decay electron に対して 83 % となった。SK4 の比率が他の期間の比率よりも上がっているのは低エネルギーに関してのカット条件が変更されたのが原因である。decay electron の検出効率は μ^- 捕獲からの低エネルギー脱励起 γ 線も含まれており、SK1,SK2,SK3 では低エネルギーイベント（イベントのほとんどが μ^- 捕獲からの低エネルギー脱励起 γ 線である）を除くためのカットがあったが、SK4 では decay electron の検出効率を上げるためにこのカットが取り除かれた。

3.2.7 π^0 Reconstruction

π^0 reconstruction は single-ring e-like サンプルのみに適応される。FC sub-GeV single-ring e-like event サンプルにおいて NC event の混入は約 9 % と推定されている。これらの NC イベントは主に NC single π^0 生成によるものである。生成した π^0 は早急に 2 つのガンマ線へと崩壊し、2 つのチェレンコフリングを作る。これら 2 つのガンマ線の内 1 つのエネルギーが低すぎたり、リングの位置が重なった場合は single-ring e-like として誤って識別されることがある。これらの π^0 イベントを見つけるために、 π^0 fitter では 2 つのガンマ線による光電子分布のシミュレーションを行い、シミュレーションから予想される光電子分布と実際に観測されたデータの光電子分布を比較することで 2 つのチェレンコフリングの存在を仮定した γ 線の reconstruction を行っている。この際、likelihood 法を用いて 2 つのガンマ線に最も合うヒット分布形状を決定することで π^0 の識別精度を高めている。

3.3 $\nu - \bar{\nu}$ separation

SK4 においてエレクトロニクスが改良され、電荷の dynamic range が広くなり粒子識別精度が向上した。そのため、今回の大気ニュートリノの東西効果の解析では SK4 の期間のデータに対して Likelihood 法を用い、single ring イベントに対して ν イベントと $\bar{\nu}$ イベントへの分離を行う。この分離を行うことによって ν -like イベントと $\bar{\nu}$ -like イベントで東西効果の現れ方の違いを測定する。

3.3.1 Likelihood 法に利用する変数

ν イベントと $\bar{\nu}$ イベントへの分離にはニュートリノと反ニュートリノの水中における相互作用の差異を利用する。今回の Likelihood 法では相互作用による差異のうち、観測できる量として decay electron 数, decay Time, neutron 数の 3 つを利用した。以下でこれらの変数について順に述べる。

1. decay electron 数

CC ν_e の場合、

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + N' + pions \quad (N' \text{ と } pion \text{ の電荷の和は } +1)$$

$$\nu_e + p \rightarrow e^- + N' + pions \quad (N' \text{ と } pion \text{ の電荷の和は } +2)$$

これらの反応から生成したパイオンはさらに崩壊して

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

この一連の反応から 1 つ以上の decay electron を生成する。

CC $\bar{\nu}_e$ の場合、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + N' + pions \quad (N' \text{ と } pion \text{ の電荷の和は } 0)$$

$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^+ + N' + pions \quad (N' \text{ と } pion \text{ の電荷の和は } -1)$$

π^+ の場合とは異なり、 π^- の場合は水の核子に吸収されやすく、decay electron が放出されない。

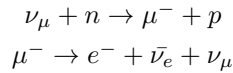
それゆえ、decay electron の数を用いて ν_e と $\bar{\nu}_e$ を分離することができる。

$$\text{Number of decay electron} > 0 \rightarrow \nu_e - \text{like}$$

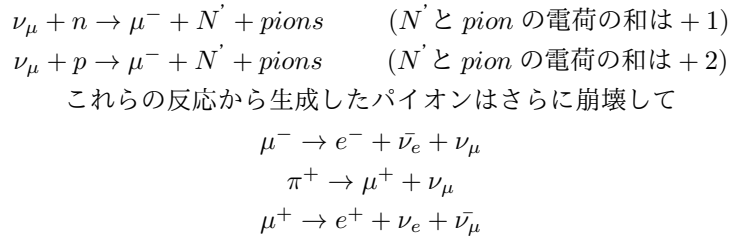
$$\text{Number of decay electron} = 0 \rightarrow \bar{\nu}_e - \text{like}$$

ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の分離の場合、 μ から生成する decay electron と π から μ に崩壊して生成する decay electron が存在するため、相互作用の種類によって decay electron が 1 つ生成する場合と 2 個以上生成する場合に分けられる。

CC ν_μ から decay electron が 1 つ生成する場合



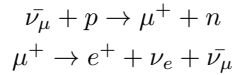
CC ν_μ から decay electron が 2 つ以上生成する場合



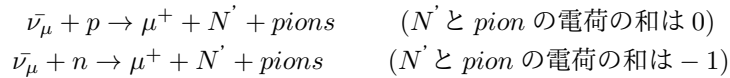
この一連の反応から 2 つ以上の decay electron を生成する。

CC $\bar{\nu}_\mu$ の場合、

$\bar{\nu}_\mu$ から decay electron が 1 つ生成する場合



もしくは



(π^+ の場合とは異なり、 π^- の場合は水の核子に吸収されやすく decay electron が放出されない。そのため μ^+ の decay electron のみが生成する)

以上のような decay electron の生成数の違いから decay electron の数を用いて ν_μ をある程度分離することができる。

$$\begin{aligned}\text{Number of decay electron} > 1 &\rightarrow \nu_\mu - \text{like} \\ \text{Number of decay electron} = 1 &\rightarrow \nu_\mu\text{-like or } \bar{\nu}_\mu\text{-like}\end{aligned}$$

2. decay Time

μ -like イベントの場合、水中における μ^+ と μ^- の振る舞いの違いを利用して ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の分離精度を高めることができる。

μ -like イベントにおいて ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ を区分する精度を上げるための変数として、ニュートリノが反応した vertex から最も離れた位置で生成された decay electron が生成されるまでの時間”decay Time”を導入する。この変数はニュートリノが反応した時間を原点 (t=0) とした時に、最も離れた位置で生成された decay electron が生成されるまでの時間差である。

decay electron が複数存在する時にニュートリノ反応位置から最も離れた位置で生成されるのは典型的に最も飛行距離の長い μ 由来の decay electron であり、水中における μ^+ と μ^- の平均寿命の違いを利用することで μ の電荷を調べることができる。例として、MC シミュレーションを用いて 1330~2000MeV のエネルギーを持った single ring ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の decay Time 分布を図 3.28 に示す (黒線が ν_μ 、赤線が $\bar{\nu}_\mu$ であり、両ヒストグラム共に全イベントで規格化してある)。X 軸が decay Time を表しており、decay electron の数が 0 のイベントは含まれていない。この図より μ^- に比べて μ^+ の方が崩壊するまでの時間が長く、 ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の decay time 分布に差が生じていることが分かる。

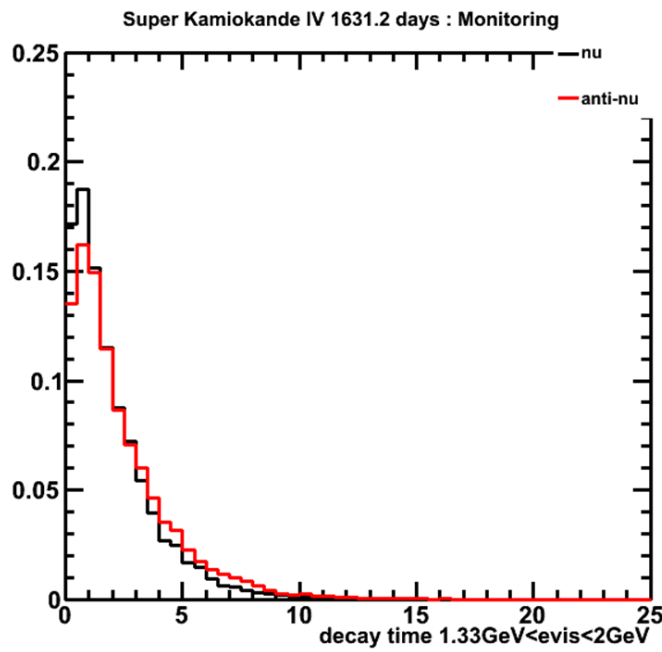
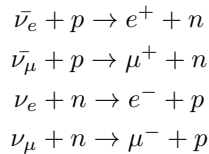


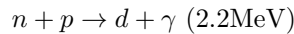
図 3.28: MC シミュレーションによる 1330~2000MeV のエネルギーを持った single ring ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の decay Time 分布。黒線が ν_μ 、赤線が $\bar{\nu}_\mu$ であり、decay electron 数が 0 のイベントは含まれていない。

3.neutron 数

最も単純な CCQE の場合、 $\bar{\nu}$ はニュートロンを生成するのに対して ν はニュートロンを生成しない。よって、ニュートリノの反応から生じたニュートロン数を測定 (neutron tagging) することで、 ν イベントと $\bar{\nu}$ イベントの分離を行うことができる。



水中で生成したニュートロンはほぼ 100 % 水素に捕獲される。



ニュートロンが捕獲されるまでの capture lifetime は $206.3\mu\text{s}$ であり、捕獲された際に 2.2MeV の γ 線を放出する。この性質を利用し、SK 検出器ではニュートリノ反応から生成したレプトンを検出した後に 500μ の trigger をかけて 2.2MeV の γ 線を検出することでニュートロンを検出している (図 3.29)。

SK 検出器で観測されるニュートロンの例として、大気ニュートリノのデータを用いて測定されたニュートロンの capture lifetime を図 3.30 に示す。SK 検出器でのニュートロンの capture lifetime の測定値は $204.9 \pm 4.1\mu\text{s}$ である。

ただし、2013 年 11 月の時点において 2.2MeV の γ 線の検出効率は 28.1 %、バックグラウンドの混入率が BG/Event の比が 2 % であるため、SK で検出されるニュートロンを用いて ν と $\bar{\nu}$ を完全に分離できるわけではない。また、ニュートリノのエネルギーが大きい場合は ν か $\bar{\nu}$ に関わらず核子と反応した際にメソンやハドロンが生成されてニュートロンが生成されやすいため、エネルギーの大きい領域ではニュートロン数を使った ν イベントと $\bar{\nu}$ イベントの分離精度は悪くなる。

3.3.2 Likelihood 関数

ν イベントと $\bar{\nu}$ イベントへの分離を行う Likelihood 関数は次のように定義される。

$$L_{\nu/\bar{\nu}} = \sum_{i=1}^n \log(\Gamma_i^S(x_i)) - \log(\Gamma_i^B(x_i)) \quad (3.3.1)$$

$$L_{\nu/\bar{\nu}} > -0.1 \rightarrow \nu, L_{\nu/\bar{\nu}} < -0.1 \rightarrow \bar{\nu} \quad (3.3.2)$$

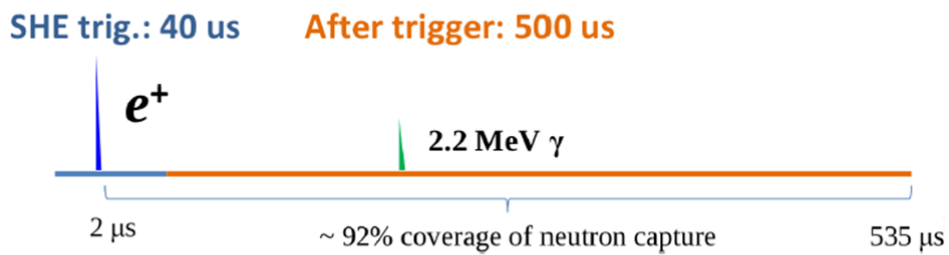


図 3.29: 2.2MeV の γ 線を検出する 500 μ s trigger の概念図

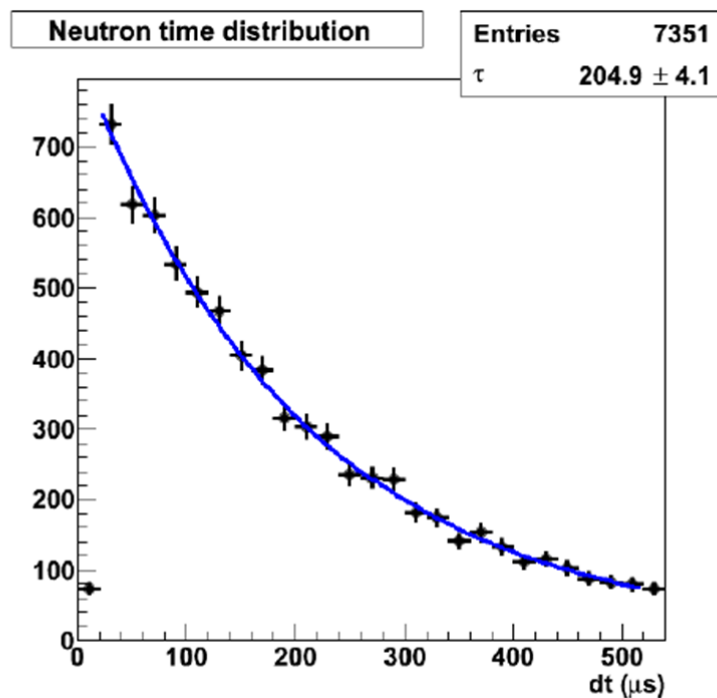
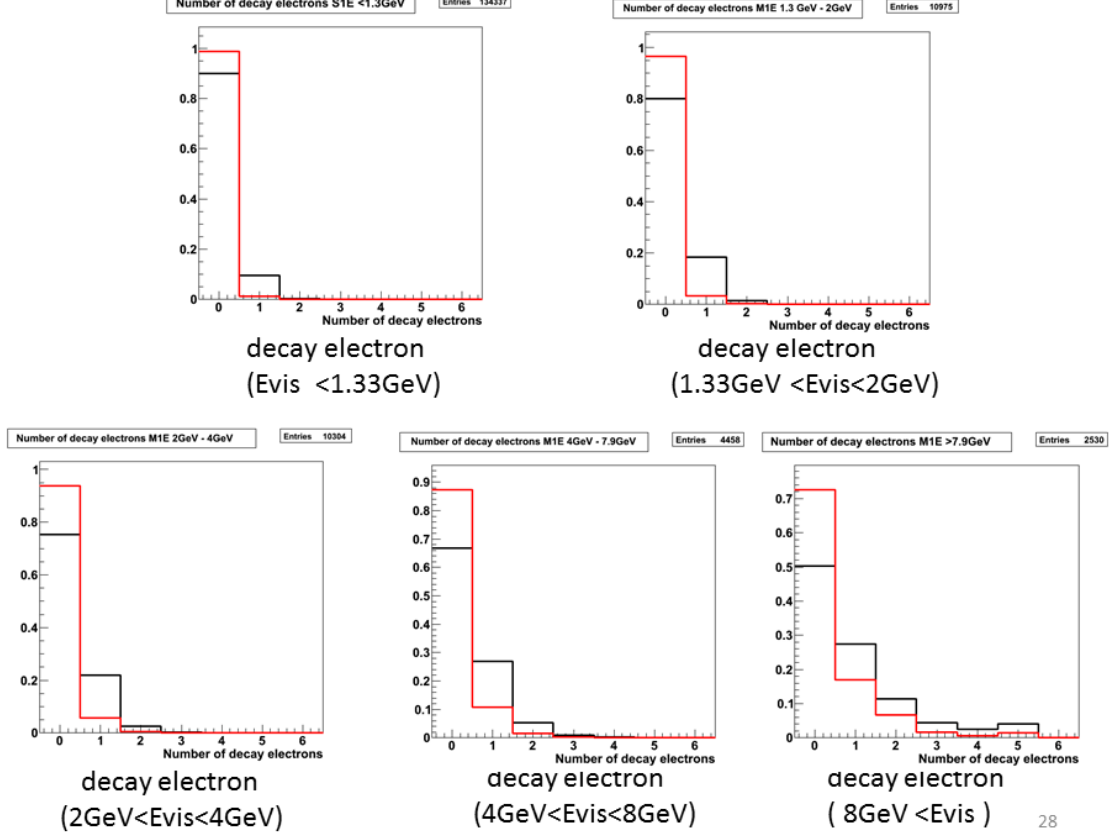


図 3.30: SK4 における大気ニュートリノのデータを用いて測定されたニュートロンの capture lifetime。黒点がデータ、青線が MC を示す。



28

図 3.31: MC シミュレーションによる SK4 における e-like イベントの decay electron 分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。

ここで、 $\Gamma_i^S(x_i)$ ($\Gamma_i^B(x_i)$) は CC_ν ($CC_{\bar{\nu}}$) イベントに対する i 番目の変数の確率分布関数 (pdf) を表しており、 x_i は測定値、 n は Likelihood 法に用いる変数の数である。

Likelihood に使われる変数の数は e-like イベントと μ -like イベントで異なる。

今回の Likelihood は、e-like イベントと μ -like イベントに共通な変数として

- ・ decay-electron
- ・ neutron 数

を用い、さらに μ -like のみの変数として

- ・ decay Time

を用いる。参考として、MC シミュレーションを用いた SK4 におけるこれら 3 つの変数の分布予想を図 3.31 ~ 図 3.35 に示す (decay distance は μ -like イベントのみ)。

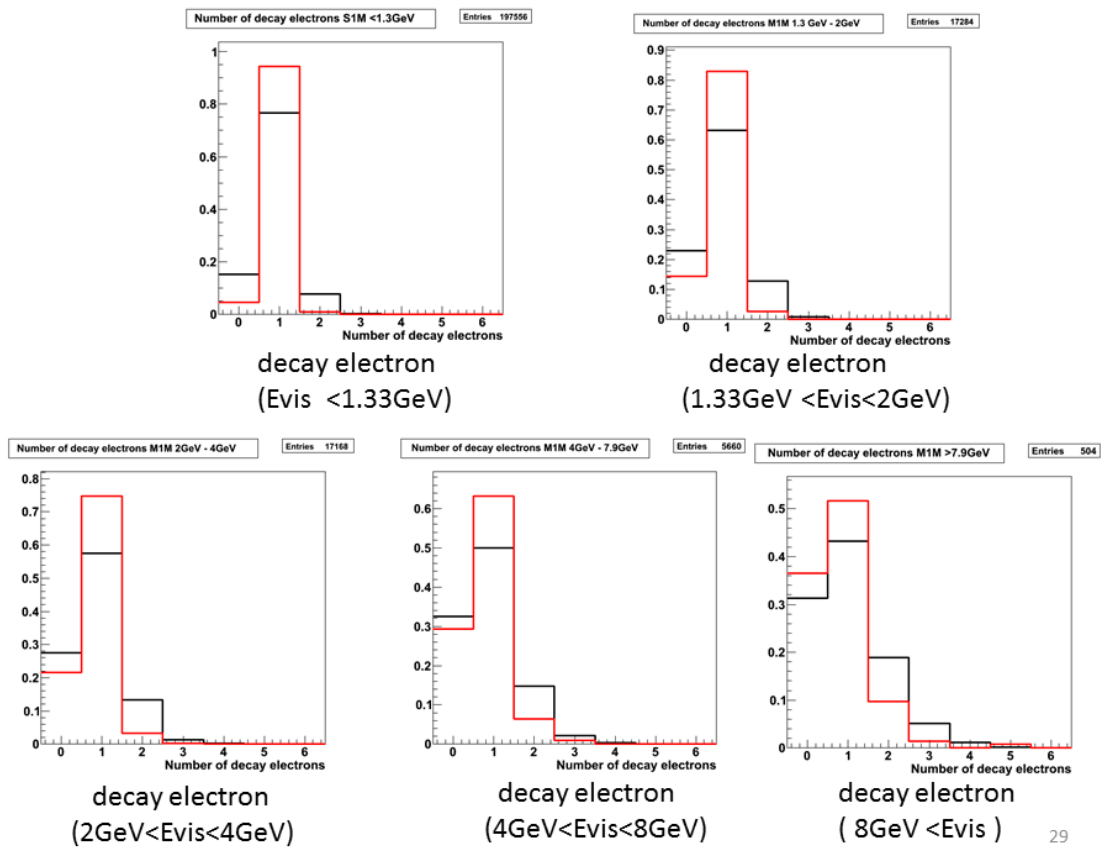


図 3.32: MC シミュレーションによる SK4 における μ -like イベントの decay electron 分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。

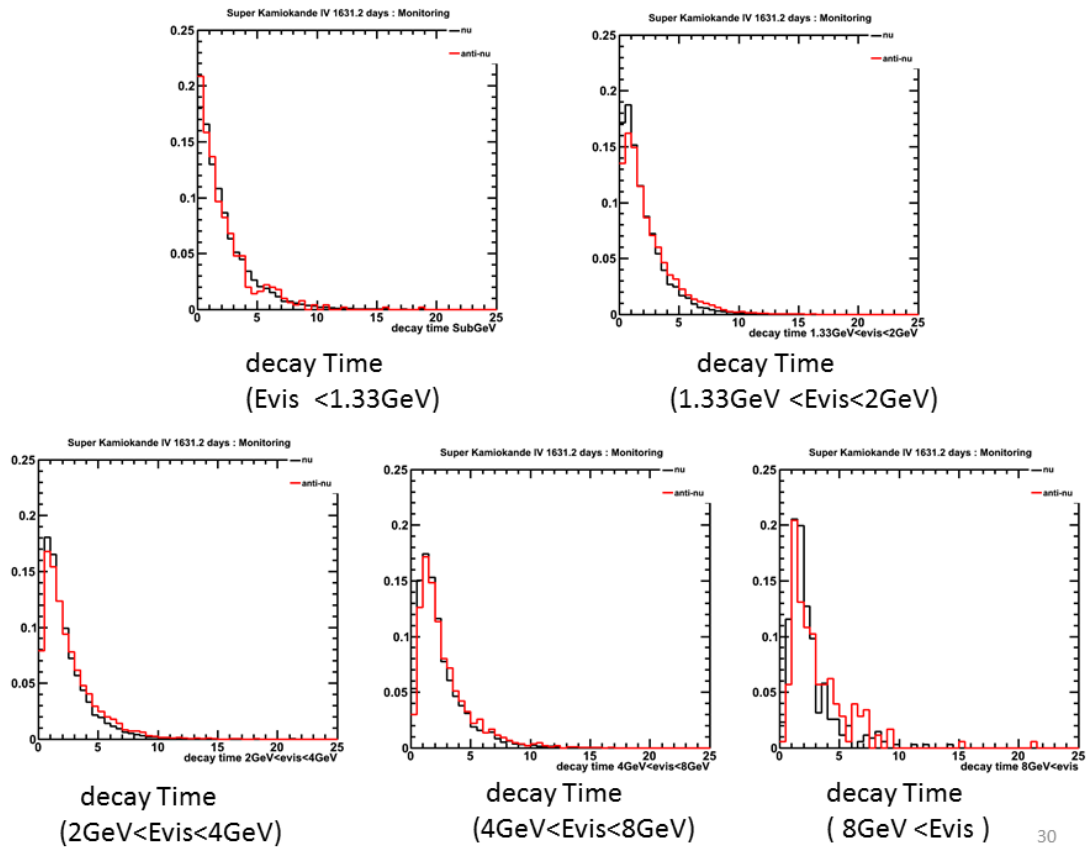


図 3.33: MC シミュレーションによる SK4 における μ -like イベントの decay Time。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。

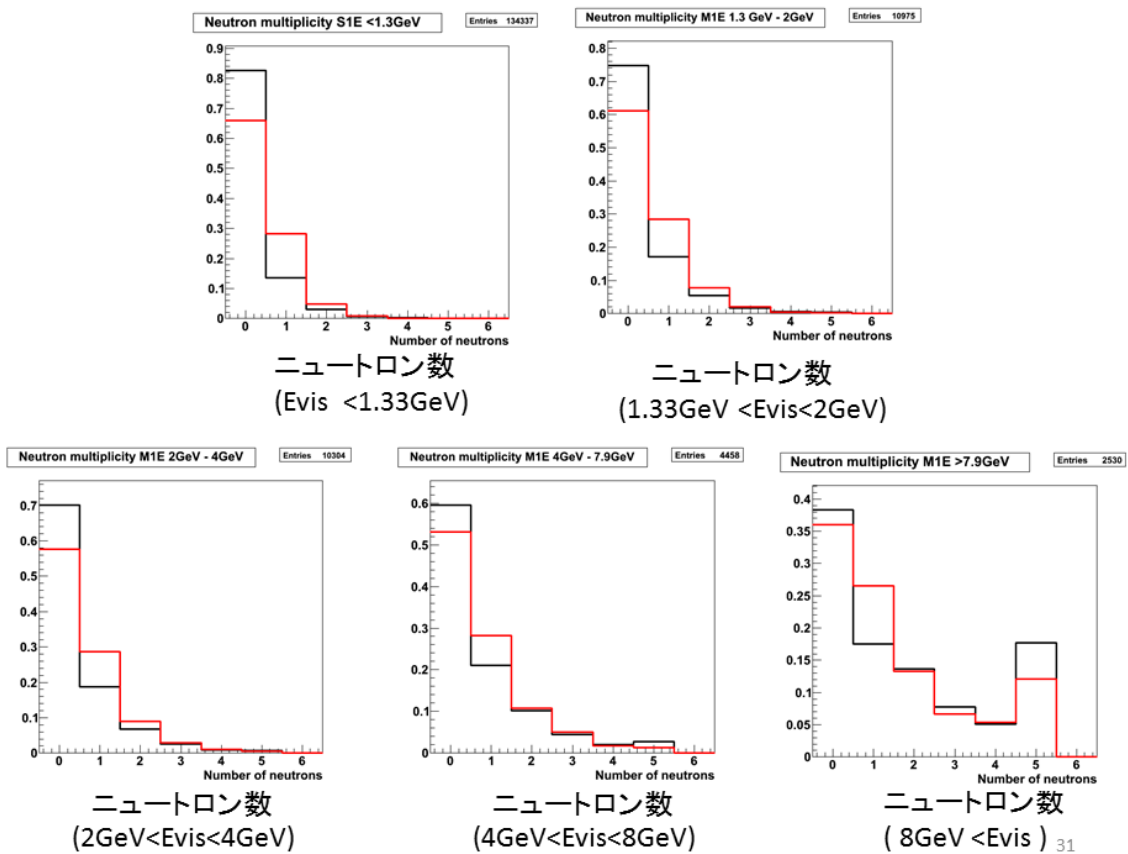


図 3.34: MC シミュレーションによる SK4 における e-like イベントのニュートロン数分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。

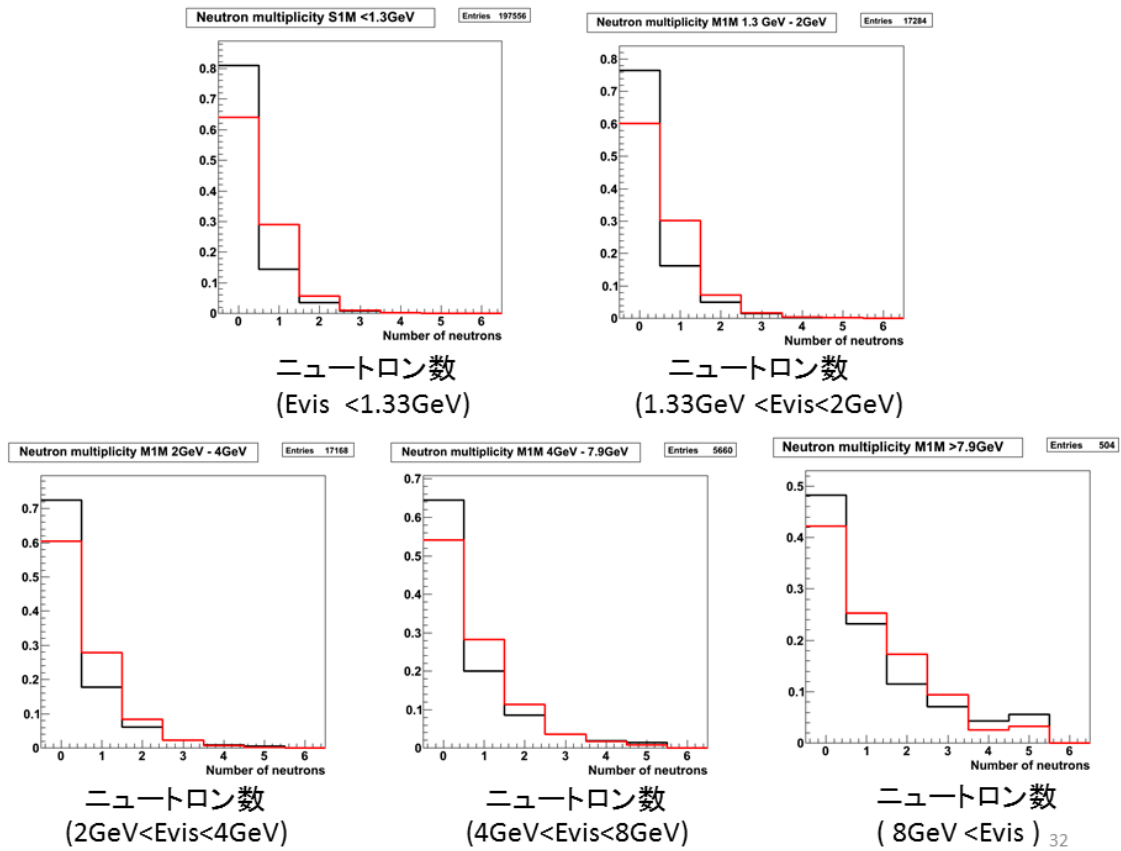


図 3.35: MC シミュレーションによる SK4 における μ -like イベントのニュートロン数分布。黒線が ν 、赤線が $\bar{\nu}$ を示す。

第4章 東西効果の解析

大気ニュートリノにおける東西効果は宇宙線からの大気ニュートリノの生成モデルやMCによるシミュレーションからその存在が示唆されており [19],[41],[55]、1999年に行われたスーパーカミオカンデ検出器を用いた観測 [47] では e-like イベント、 μ -like 共に異方性が観測されたものの、 μ -like については有意性が十分高いとは言えなかった。また、1999年の解析ではカット条件に関する議論が十分になされていなかった。

今回の東西効果の解析においては、SK 1～4のすべてのフェーズを使い、大気ニュートリノイベントのうち FVFC かつ single ring のイベントのみを用いる。また、MCシミュレーションを用いて東西効果を観測するのに最適なカット条件についても議論を行う。

4.1 Cut Condition

4.1.1 Asymmetry の定義

大気ニュートリノの東西効果の大きさを表す指標として”Asymmetry”と”Asymmetry”に対するエラーバー”Error”を定義し、この Asymmetry と $\frac{Asymmetry}{Error}$ を元にして運動量、天頂角のカット条件を決定する。

$$Asymmetry = \frac{N_{west} - N_{east}}{N_{west} + N_{east}} \quad (4.1.1)$$

$$Error = \sqrt{\left(\frac{\partial Asymmetry}{\partial N_{west}}\right)^2 (\Delta N_{west})^2 + \left(\frac{\partial Asymmetry}{\partial N_{east}}\right)^2 (\Delta N_{east})^2} \quad (4.1.2)$$

$$\Delta N_{west} = \sqrt{N_{west}}, \Delta N_{east} = \sqrt{N_{east}} \quad (4.1.3)$$

N_{east} は東から入射したニュートリノイベントの数、 N_{west} は西から入射してくるニュートリノイベント数である。Asymmetry を指標として適切なものにするため、図 4.1 に示すように「West-coming Event」、「East-coming Event」としてカウントするイベントの入射方位角条件 θ を適当なものに定める必要がある。

適切な θ を決定するための指標として、以下に示す” $EW_{asymmetry}$ ”と”Error”を導入する

$$EW_{asymmetry} = \frac{E_{west} - E_{east}}{E_{west} + E_{east}} \quad (4.1.4)$$

$$Error = \sqrt{\left(\frac{\partial EW_{asymmetry}}{\partial E_{west}}\right)^2 (\Delta E_{west})^2 + \left(\frac{\partial EW_{asymmetry}}{\partial E_{east}}\right)^2 (\Delta E_{east})^2} \quad (4.1.5)$$

$$\Delta E_{west} = \sqrt{E_{west}}, \Delta E_{east} = \sqrt{E_{east}} \quad (4.1.6)$$

ここで E_{east} は入射角が θ の範囲に含まれていて東から入射してくるニュートリノイベント数であり、 E_{west} は入射角が θ の範囲に含まれていて西から入射してくるニュートリノイベント数である。カウントするニュートリノイベントについては、天頂角分布についてはカット条件を設けず運動量については e-like の場合は $momentum > 100\text{MeV}$ 、 μ -like イベントについては $momentum > 200\text{MeV}$ のカット条件を設けた。

今回は大気ニュートリノ事象のうち FVFC 事象かつ single ring イベントのみを解析に用いるので、MCシミュレーションイベントを用いて θ を変化させていった時にこれらを満たすイベントの $EW_{asymmetry}$ がどのように変化するか予想する。その上で、このシミュレーションにより $EW_{asymmetry}$ が大きく、かつ $\frac{EW_{asymmetry}}{Error}$ が大きくなる θ を求めて Asymmetry の定義を決定する。

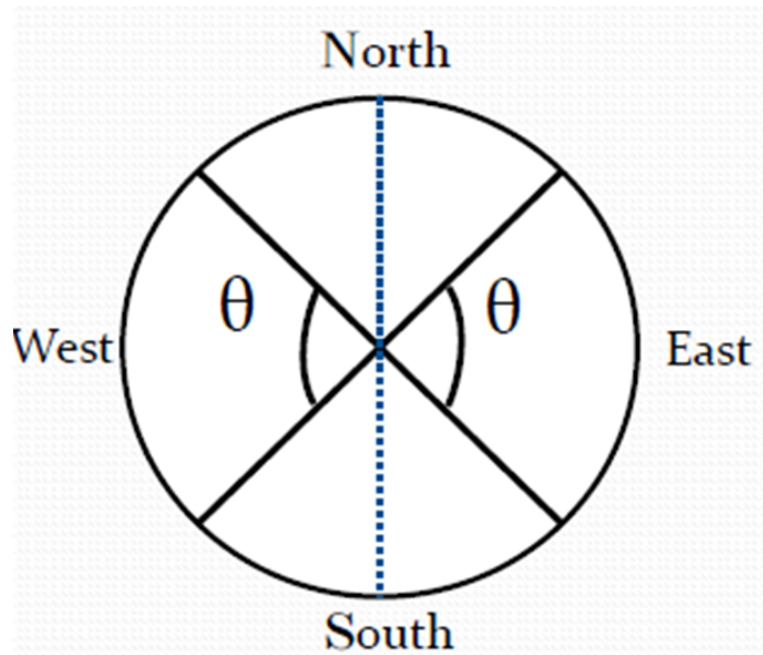


図 4.1: 適切な Asymmetry を定義するため θ を決定する

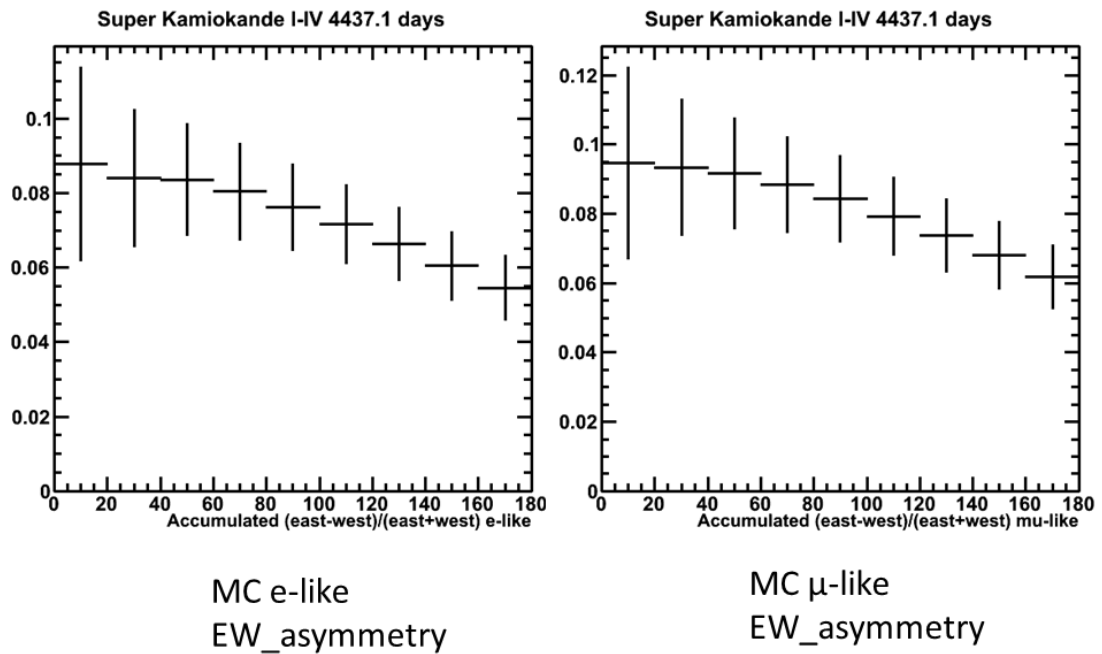


図 4.2: θ を変化させた時の $EW_{asymmetry}$ の変化を MC を用いてシミュレーションした結果。X 軸は図 4.1 の θ , Y 軸は $EW_{asymmetry}$ を表す。左図が e -like (momentum $> 100\text{MeV}$), 右図が μ -like (momentum $> 200\text{MeV}$) であり、条件は FVFC かつ single ring である。

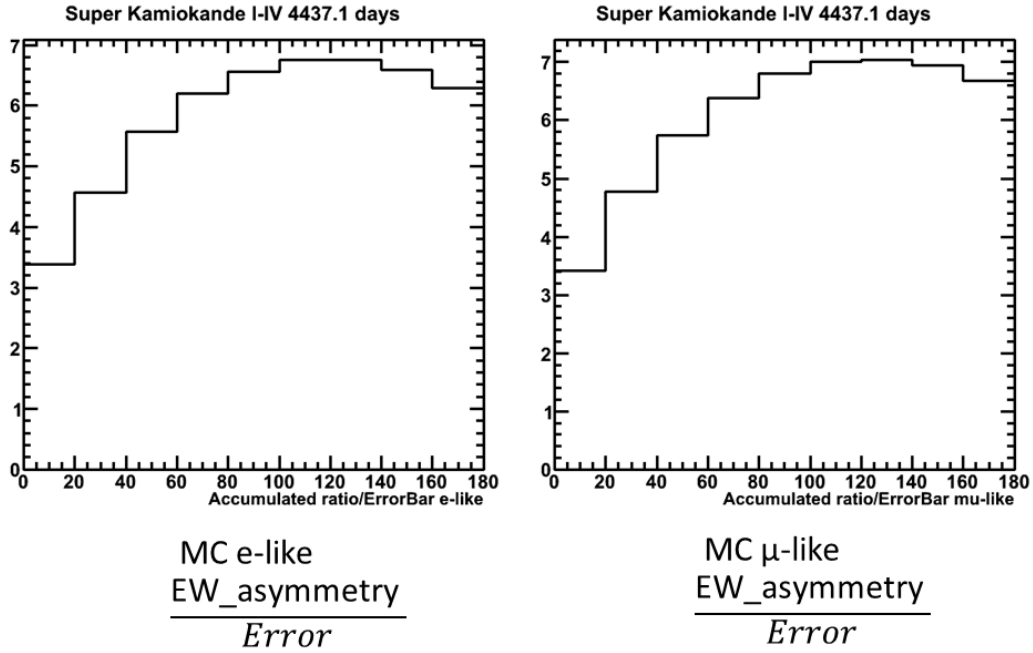


図 4.3: θ を変化させた時の $\frac{EW_{asymmetry}}{Error}$ 。X 軸は図 4.1 の θ , Y 軸は $\frac{EW_{asymmetry}}{Error}$ を表す。左図が e-like (momentum $> 100\text{MeV}$), 右図が μ -like (momentum $> 200\text{MeV}$) であり、条件は FVFC かつ single ring である。

図 4.2, 4.3 の結果より、 $\theta = 140^\circ$ で Asymmetry を定義するのが最も適切である。したがって、SK で観測された e-like, μ -like イベントについて、生成したレプトンの方位角 ϕ が $20^\circ \leq \phi \leq 160^\circ$ のイベント数を N_{east} , $200^\circ \leq \phi \leq 340^\circ$ のイベント数を N_{west} と定義して

$$Asymmetry = \frac{N_{west} - N_{east}}{N_{west} + N_{east}} \quad (4.1.7)$$

$$N_{west} : TotalNumberOfEast - comingEvent(20^\circ \leq \phi \leq 160^\circ) \quad (4.1.8)$$

$$N_{east} : TotalNumberOfWest - comingEvent(200^\circ \leq \phi \leq 340^\circ) \quad (4.1.9)$$

以下、カット条件を決める際にはこの Asymmetry を用いて条件を決定する。

4.1.2 運動量カット条件

東西効果は低エネルギー (数 GeV) のニュートリノ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 cut off 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。

一方で、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がかき消されてしまう (図 4.4)。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る必要がある。

運動量に関するカット条件を定めるため、MC イベントを用いてレプトン運動量の下限と上限を変化させたときのイベント全体の Asymmetry (図中の Accumulated Asymmetry) の変化について MC シミュレーションを行った (このシミュレーションにおいて天頂角のカットは設けない)。図 4.5 の左上が e-like の Asymmetry, 右上が μ -like の Asymmetry, 左下が e-like の $\frac{Asymmetry}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{Asymmetry}{Error}$ である。図中の X 軸が運動量カットの上限値を表し、ヒストグラムの各色が運動量の下限値を表す。このシミュレーション (図 4.5) により Asymmetry と $\frac{Asymmetry}{Error}$ が同時に大きくなる上限と下限の組み合わせを選択し

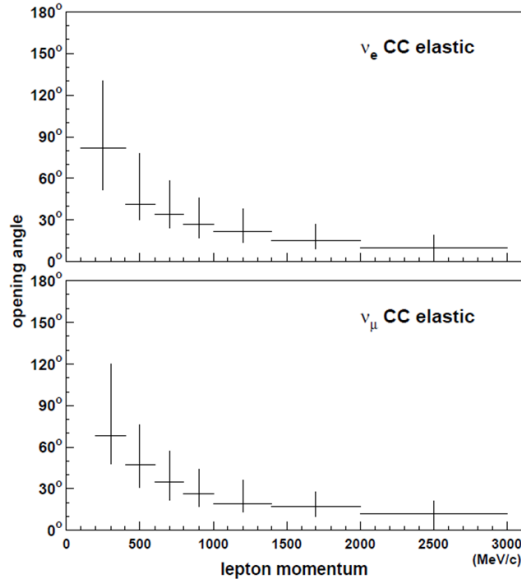


図 4.4: MC による CCQE イベントでのレプトンの放出角。各運動量領域で、全体の 1σ が含まれるように誤差棒を付けた。この図から、低運動量のレプトンからニュートリノの方向を知ることは困難なことが分かる

$$400\text{MeV} \leq \text{momentum} \leq 3000\text{MeV} \quad (4.1.10)$$

$$400\text{MeV} \leq \text{momentum} \leq 3000\text{MeV} \quad (4.1.11)$$

を e-like , μ -like の Cut 条件として定めた

4.1.3 天頂角カット条件

第 1 章 3 節で述べたように、東西効果は S K に対して水平方向から入射する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、水平方向の事象を選ぶことで方位角分布の誤差を小さくすることができる。

天頂角に関するカット条件を定めるため、MC イベントを用いて天頂角のカット上限を変化させたときのイベント全体の Asymmetry(図中の Accumulated Asymmetry) の変化について MC シミュレーションを行った。カット条件は FVFC と single ring に加え、e-like, μ -like について前節で定めた運動量のカット条件 $400\text{MeV} \leq \text{momentum} \leq 3000\text{MeV}$ を設ける図 4.6 の左上が e-like の Asymmetry, 右上が μ -like の Asymmetry、左下が e-like の $\frac{\text{Asymmetry}}{\text{Error}}$, 右下が μ -like の $\frac{\text{Asymmetry}}{\text{Error}}$ である。図中の X 軸が天頂角カットの上限値を表し、Error は Asymmetry のエラーバーの大きさを表す。運動量の場合と同様に天頂角の上限を変化させていった時の Asymmetry (図中では Accumulated Asymmetry) が大きくなり、かつ誤差が小さくなるようにカット条件を決定する。

このシミュレーション (図 4.6) により、Asymmetry と $\frac{\text{Asymmetry}}{\text{Error}}$ が同時に大きくなる天頂角の上限を選択し

$$|\cos Zenith| < 0.5 \quad (4.1.12)$$

を e-like , μ -like の Cut 条件として定めた

以上の選別により、東西効果の解析のための e-like イベント、 μ -like イベントを得た。

4.2 東西効果の評価

最終的な Cut condition として、次の 4 つを採用した。

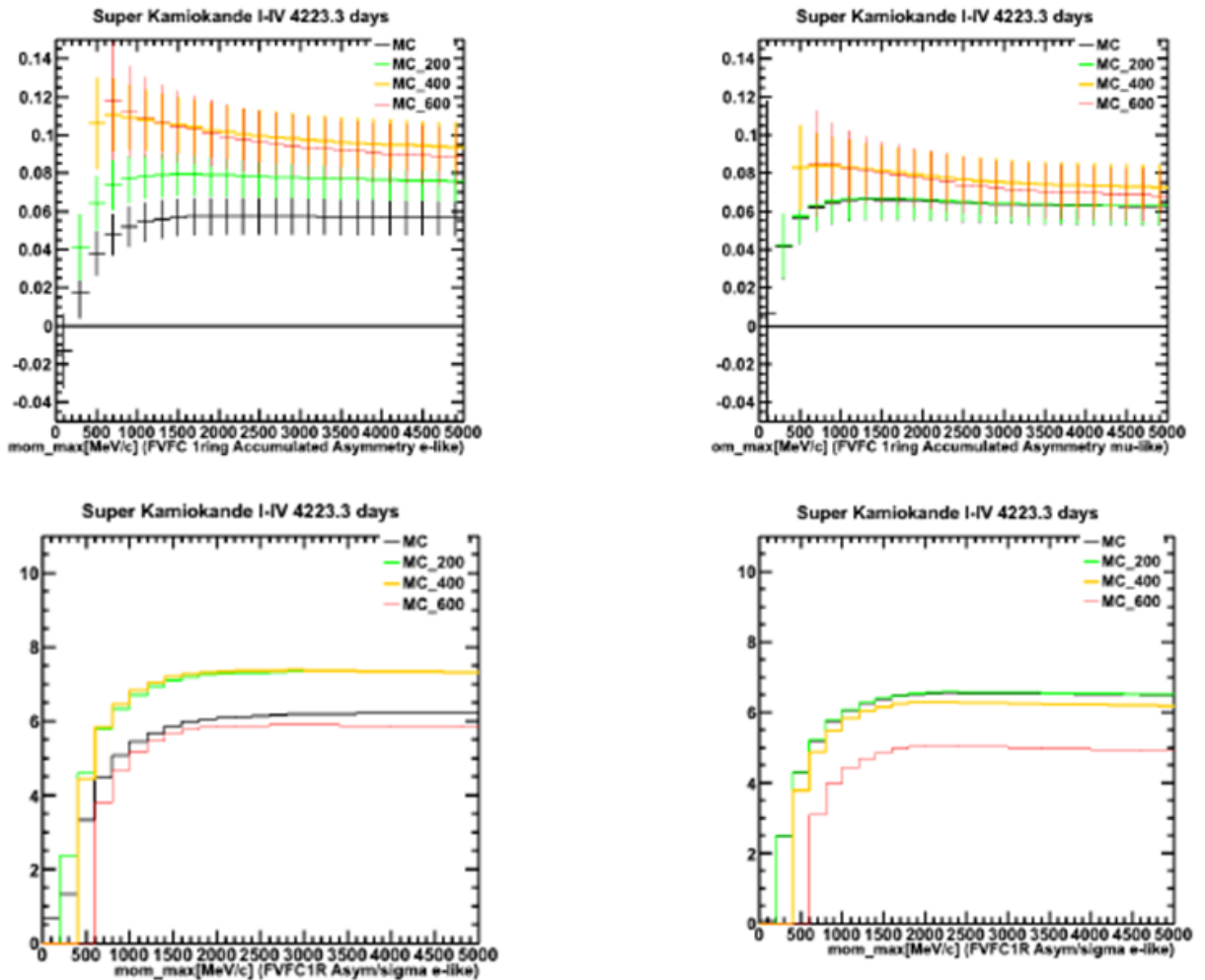


図 4.5: MC を用いて下限と上限を変化させたときのイベント全体の Asymmetry(図中の Accumulated Asymmetry)。左上が e-like の Asymmetry, 右上が μ -like の Asymmetry、左下が e-like の $\frac{Asymmetry}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{Asymmetry}{Error}$ である。図中の X 軸が運動量カットの上限値を表し、ヒストグラムの各色が運動量の下限値を表す (黒 下限 0MeV/c, 緑 下限 200MeV/c, 黄 下限 400MeV/c, 赤 下限 600MeV/c.)。天頂角に関してはカット条件を設けない。また、Error は Asymmetry のエラーバーの大きさを表している。

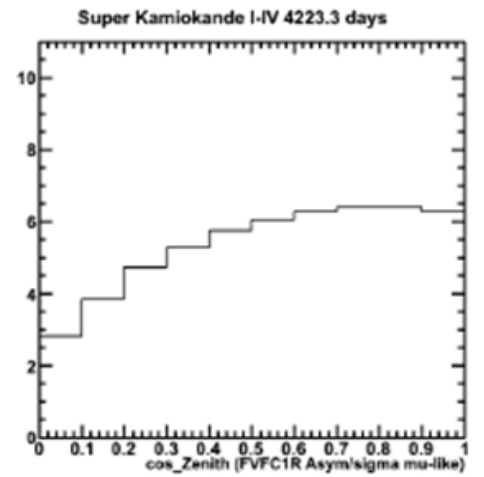
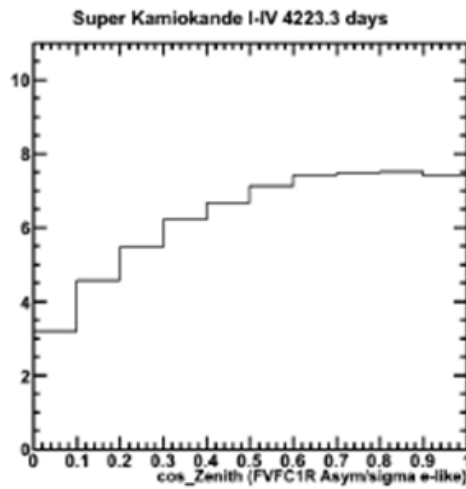
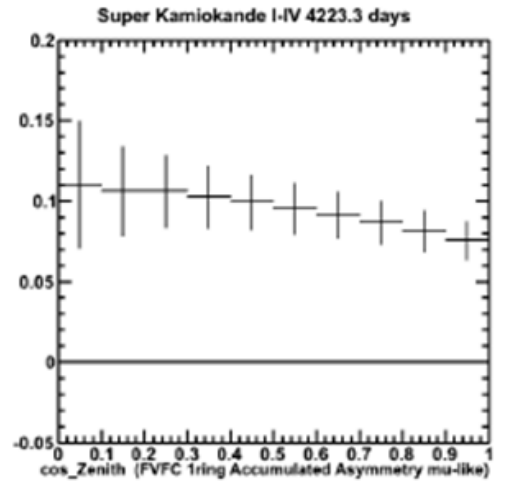
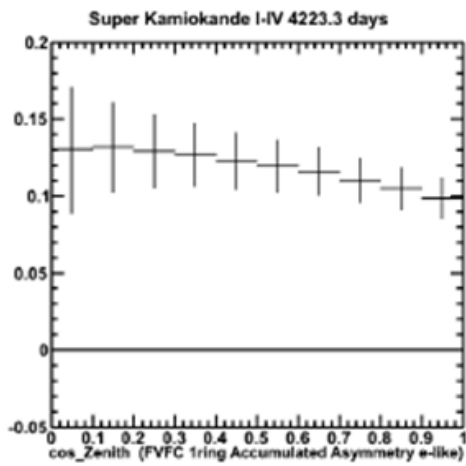


図 4.6: MC を用いて Zenith angle カット上限を変化させたときのイベント全体の Asymmetry(図中の Accumulated Asymmetry)。左上が e-like の Asymmetry, 右上が μ -like の Asymmetry、左下が e-like の $\frac{Asymmetry}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{Asymmetry}{Error}$ である。図中の X 軸が Zenith angle カットの上限値を表す。また、Error は Asymmetry のエラーバーの大きさを表す。

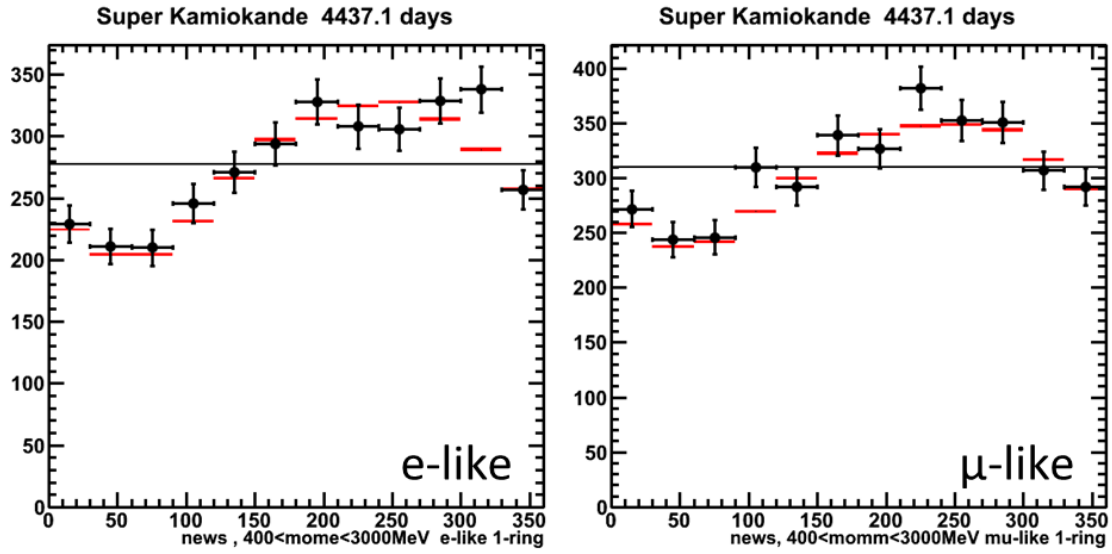


図 4.7: SK1-4 の方位角分布。左が e-like, 右が μ -like である。X 軸は 0°が北、 90°が東、 180°が南、 270°が西で、 solid line は flat(ヒストグラムの平均値)を表す。MC は live time で規格化されている。

条件 1, $FVFC(E_{vis} > 30\text{MeV}, \text{Distance from wall} > 200\text{cm}, \text{NHITAC} < 16)$

条件 2, Ring number = 1

条件 3, $400\text{MeV} < \text{lepton's momentum} < 3000\text{MeV}$

条件 4, $|\cos \theta_{zenith}| < 0.5$

4.2.1 χ^2 検定

最終的なカット条件下での方位角分布を図 4.7 に示す。この節では方位角分布の異方性を評価するため、異方性を持たないと仮定した flat な分布と Data での χ^2 検定、及び Data と MC がどの程度合っているか評価するための χ^2 検定を行う。

Data と flat (ヒストグラムの平均値, イベント数の総和/ビン数で定義) の方位角をそれぞれ 30° ずつ 12 ビンに分割して χ^2 検定を行なった。図 4.7 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 (X 軸は 0°が北、 90°が東、 180°が南、 270°が西を表す)。

i 番目のビンの Data のイベント数を $N_{i,data}$ 、flat のイベント数を $N_{i,flat}$ として

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{12} \frac{(N_{i,data} - N_{i,flat})^2}{N_{i,flat}} \quad (4.2.1)$$

と定義すると、e-like で $\chi^2/\text{ndf} = 42.5/11$ (片側有意確率 $1.3 \times 10^{-5} \%$)、 μ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 32.5/11$ (片側有意確率 $6.2 \times 10^{-4} \%$) となり、e-like と μ -like 両方において方位角分布に異方性が見られる。

次に、Data と MC の方位角をそれぞれ 30° ずつ 12 ビンに分割して χ^2 検定を行なった。i 番目のビンの Data のイベント数を $N_{i,data}$ 、MC のイベント数を $N_{i,MC}$ として

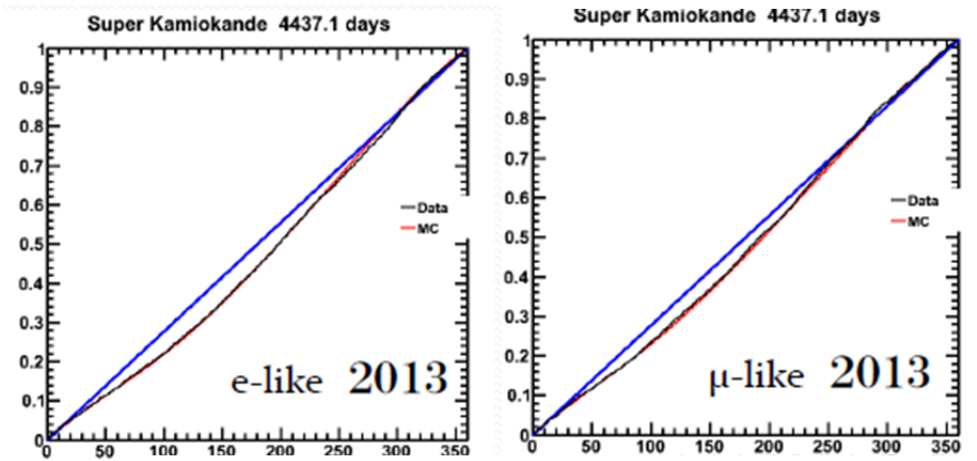


図 4.8: kuiper 統計量を求めるための累積分布関数 (左図が SK 1~4 の 1R e-like, 右図が SK 1~4 の 1R μ -like)

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{12} \frac{(N_{i,data} - N_{i,MC})^2}{N_{i,MC}} \quad (4.2.2)$$

と定義すると、e-like で $\chi^2/\text{ndf} = 10.1/11$ (片側有意確率 54%)、 μ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 9.62/11$ (片側有意確率 56%) となり、e-like, μ -like いずれにおいても Data と MC がよく一致している。

4.2.2 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 A で説明する。

図 4.8 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 イベントで $V^* = 3.09$ (有意確率 3×10^{-7} %)、 μ -like イベントで $V^* = 2.62$ (有意確率 6×10^{-5} %) を得た。この検定によっても、e-like イベント, μ -like イベント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。実データと MC シミュレーションの比較では、e-like イベントで $V^* = 0.83$ (有意確率 97%)、 μ -like イベントで $V^* = 0.757$ (有意確率 99%) を得た。これらの結果から、 χ^2 検定の場合と同様に Data と MC が良く一致していることが示された。

4.2.3 検定結果のまとめ

検定の結果を表 4.1, 4.2 にまとめる。e-like, μ -like イベントの両方で東方向から入射するニュートリノの減少と西方向から入射するニュートリノの増加が確認され、大気ニュートリノにおける東西効果が観測された。また、e-like, μ -like イベントは同程度の精度で MC シミュレーションの結果と一致している。

χ^2 -test	χ^2/ndf	100 α %
Data/flat	42.5/11	1.3×10^{-5} %
Data/MC	10.0/11	54 %
kuiper-test	V^*	100 α %
Data/flat	3.09	3×10^{-7} %
Data/MC	0.83	97 %

表 4.1: e-like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)

χ^2 -test	χ^2/ndf	100 α %
Data/flat	32.5/11	6.2×10^{-4} %
Data/MC	9.62/11	56 %
kuiper-test	V^*	100 α %
Data/flat	2.62	6×10^{-5} %
Data/MC	0.76	99 %

表 4.2: μ -like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)

4.2.4 SK4 における $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ の方位角分布

第 2 章で解説したように、ニュートリノフラックスの東西差の程度はニュートリノの種類によって差があることが予想されている [19]。図 4.9 は MC シミュレーションを用いて SK1~4 の期間における $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ の方位角分布を予想したものである。図中の黒点は Data, 赤線は e-like イベントであり、イベント数の比較のために同時にプロットを行った。図 4.9 の結果を見ると反応断面積の関係から ν_e, ν_μ のイベント数が多くっており、 ν_e はイベント数の東西差が特に顕著である。

SK のデータを用いて各種類のニュートリノの方位角分布を求めるため、第 3 章で述べた Likelihood 法を e-like イベントと μ -like イベントに対して適応する。これらのイベントに対し、 ν と $\bar{\nu}$ への分離を行って ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントに区分し、 χ^2 -test と kuiper 検定を用いて東西差を評価する。この解析では QBEE に変更されエレクトロニクス性能が向上した SK4 のデータのみを用いる。SK1~4 のデータを用いていた前節までの解析と比べてイベント数が少なくなるため、方位角分布のビンの数を 8 に設定した。

また、方位角分布をプロットする際に用いるカット条件、及び Asymmetry の定義は前節までと同様である。以下に、今回使用する Likelihood 関数とカット条件を再掲する。

Likelihood 関数 $L_{\nu/\bar{\nu}}$ の定義 (再掲)

$$L_{\nu/\bar{\nu}} = \sum_{i=1}^n \log(\Gamma_i^S(x_i)) - \log(\Gamma_i^B(x_i))$$

$$L_{\nu/\bar{\nu}} > -0.1 \rightarrow \nu, L_{\nu/\bar{\nu}} < -0.1 \rightarrow \bar{\nu}$$

e-like イベントの場合は $n=2$, 変数は decay electron 数とニュートロン数である。 μ -like イベントの場合は $n=3$, 変数は decay electron 数とニュートロン数, decay Time である。

カット条件 (再掲)

条件 1, $FVFC(E_{vis} > 30\text{MeV}, \text{Distance from wall} > 200\text{cm}, \text{NHITAC} < 16)$

条件 2, Ring number = 1

条件 3, $400\text{MeV} < \text{lepton's momentum} < 3000\text{MeV}$

条件 4, $|\cos \theta_{zenith}| < 0.5$

MC シミュレーションを用いて $\nu, \bar{\nu}$ それぞれについて上記のカット条件を満たすイベントの Likelihood 法の分布を求めると図 4.10 のようになっている。黒線が ν , 赤線が $\bar{\nu}$ を表す。e-like イベントではニュートリノ、反ニュートリノ共に $L=0$ 付近に多くのイベントが集中するのに対し、 μ -like では L の値が広く分散している。

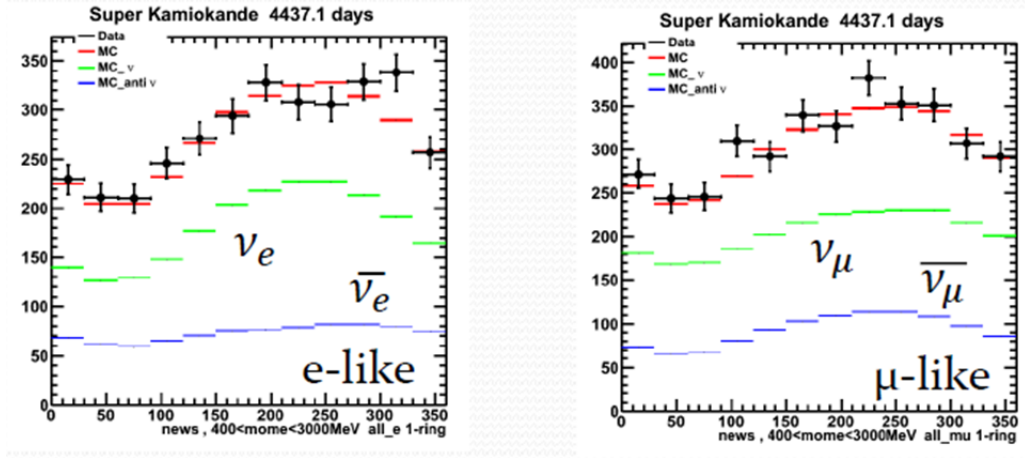


図 4.9: SK 1 ~ 4 における各種類のニュートリノ方位角分布を MC シミュレーションで予想したもの。左が ν_e (緑線), $\bar{\nu}_e$ (青線) と e -like イベント (赤線)、右が ν_μ (緑線), $\bar{\nu}_\mu$ (青線) と μ -like イベント (赤線)。MC イベントは全て live time で規格化されている。Data (黒点) と MC (赤線) は図 4.7 と同じものである

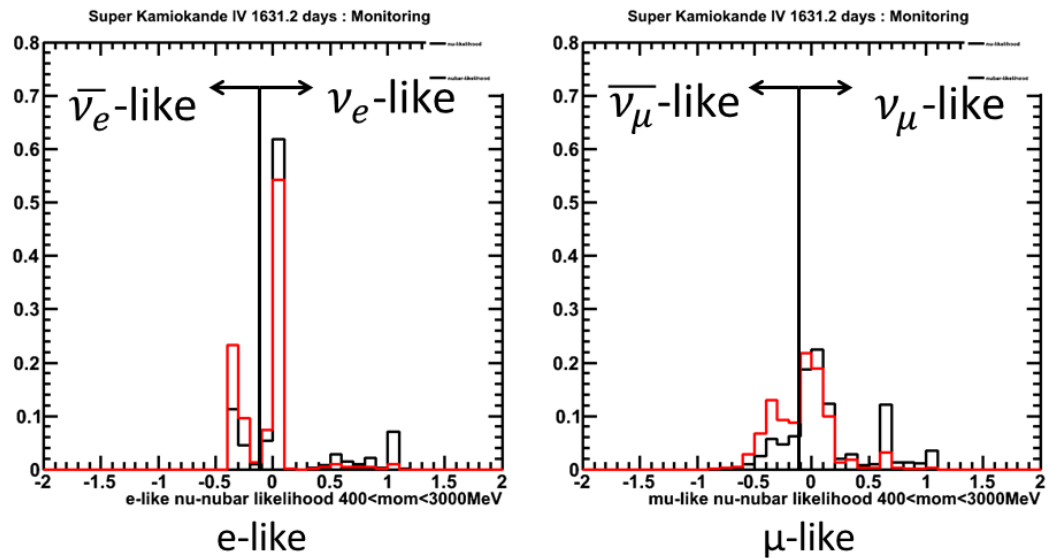


図 4.10: MC シミュレーションを用いた $\nu, \bar{\nu}$ イベントの Likelihood 分布 (左図 e -like, 右図 μ -like)。黒線が ν , 赤線が $\bar{\nu}$ を表す。各ヒストグラムは $\nu, \bar{\nu}$ ごとに規格化してある。

MC シミュレーションを用いて、Likelihood 関数で ν_e イベント、 ν_μ イベント、 $\bar{\nu}_e$ イベント、 $\bar{\nu}_\mu$ イベント に区分される領域にどのようなニュートリノ反応が含まれるか予想した結果を表 4.3 に示す。MC シミュレーションによる結果では、 ν_e -like イベントの純度は 70.2 %、 $\bar{\nu}_e$ -like イベントの純度は 41.2 %、 ν_μ -like イベントの純度は 73.0 %、 $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントの純度は 47.2 % となり、e-like、 μ -like 共に反ニュートリノよりニュートリノの方が純度が高くなっている。

	e-like	ν_e -like	$\bar{\nu}_e$ -like		μ -like	ν_μ -like	$\bar{\nu}_\mu$ -like
イベント比率	100 %	77.8 %	22.2 %	イベント比率	100 %	73.1 %	26.9 %
CC ν_e	65.4 %	70.2 %	48.1 %	CC ν_μ	67.1 %	73.0 %	51.1 %
CC $\bar{\nu}_e$	26.0 %	21.5 %	41.2 %	CC $\bar{\nu}_\mu$	30.2 %	23.9 %	47.2 %
other	8.6 %	8.3 %	10.7 %	other	2.7 %	3.1 %	1.7 %

表 4.3: Likelihood 関数から ν_e -like イベント、 ν_μ -like イベント、 $\bar{\nu}_e$ -like イベント、 $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントに区分される各ニュートリノ反応の構成比。表の”イベント比率”は e-like、 μ -like のイベント数に対する ν -like、 $\bar{\nu}$ -like のイベント数の比率を示す。

4.2.5 $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベントの χ^2 検定

Likelihood 法を用いて分離された各ニュートリノの運動量分布、天頂角分布、方位角分布を図 4.11～図 4.14 に示す。各図の黒点は SK4 の Data、赤線は MC シミュレーションに Likelihood を適用したもの、青線は純粋な各ニュートリノを MC でシミュレーションしたものである。

イベント数に関しては、e-like、 μ -like 共に likelihood 法で ν -like に区分されたイベント数が MC を用いて予想された純粋なニュートリノのイベント数より多くなっている。

前節と同様にして各ニュートリノの方位角分布の異方性を評価するため、異方性を持たないと仮定した flat な分布と Data での χ^2 検定、及び Data と Likelihood を適用した MC がどの程度合っているか評価するための χ^2 検定を行う。

Data と flat の方位角をそれぞれ 60° ずつ 8 ビンに分割して χ^2 検定を行なった。

flat に対して χ^2 -test を行うと、 ν_e -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 15.8/7$ (片側有意確率 0.027 %)、 $\bar{\nu}_e$ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 0.293/7$ (片側有意確率 99.9 %)、 ν_μ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 5.67/7$ (片側有意確率 57.9 %)、 $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 11.4/7$ (片側有意確率 12.2 %) である。この結果から、 ν_e の方位角分布のみ東西に有意に異方性が見られ、 $\bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ は flat と consistent である。

次に、likelihood 関数を適応した MC に対して χ^2 -test を行うと、 ν_e -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 3.45/7$ (片側有意確率 84 %)、 $\bar{\nu}_e$ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 3.2/7$ (片側有意確率 86.6 %)、 ν_μ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 0.72/7$ (片側有意確率 99.8 %)、 $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントで $\chi^2/\text{ndf} = 9.39/7$ (片側有意確率 22.6 %) である。この結果から、どの種類のニュートリノに対しても Data と MC は一致していると言える。

4.2.6 kuiper 検定

e-like イベント、 μ -like イベントと同様の方法で flat と MC に対して kuiper 検定を行う。

図 4.15 に、kuiper 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。黒線が Data、赤線が likelihood を用いた MC、青線は flat の累積分布関数を表している。

Data と flat の比較により、 ν_e -like イベントで $V^* = 2.11$ (有意確率 0.0043 %)、 $\bar{\nu}_e$ -like イベントで $V^* = 0.68$ (有意確率 99.8 %)、 ν_μ -like イベントで $V^* = 1.23$ (有意確率 49.2 %)、 $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントで $V^* = 1.62$ (有意確率 9.6 %) を得た。

この検定によっても ν_e -like イベント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。また、 $\bar{\nu}_e$ -like イベントは有意確率 56.3 %で一様分布とよく一致しているが、イベント数が少ないため統計のふらつきの影響が大きく、非一様分布の仮定を棄却することはできない。一方、 χ^2 -test の結果と同じく $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ は flat と consistent である。

実データと MC シミュレーションの比較では、 ν_e -like イベントで $V^* = 0.74$ (有意確率 97 %)、 $\bar{\nu}_e$ -like イベントで $V^* = 0.75$ (有意確率 99.0 %)、 ν_μ -like イベントで $V^* = 0.56$ (有意確率 99.9 %)、 $\bar{\nu}_\mu$ -like イベントで $V^* = 0.91$ (有意確率 91.7 %) を得た。この結果から、 χ^2 -test の結果と同様、どの種類のニュートリノに対しても Data と MC は一致していると言える。

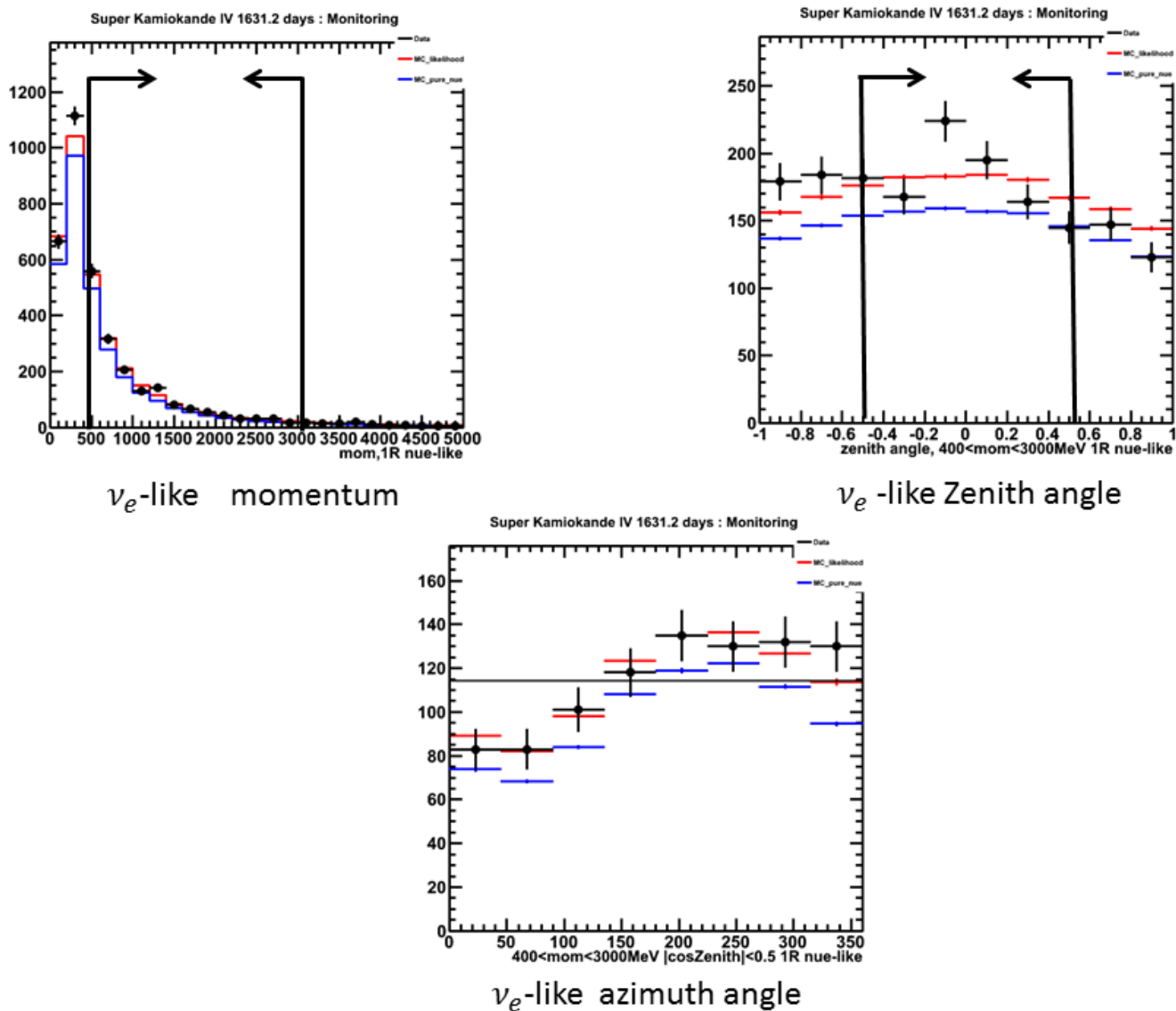


図 4.11: 左上図は ν_e -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $|\cos\theta_{zenith}| < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な ν_e のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0 が北、 90 が東、 180 が南、 270 が西である。矢印はカット条件を表す。

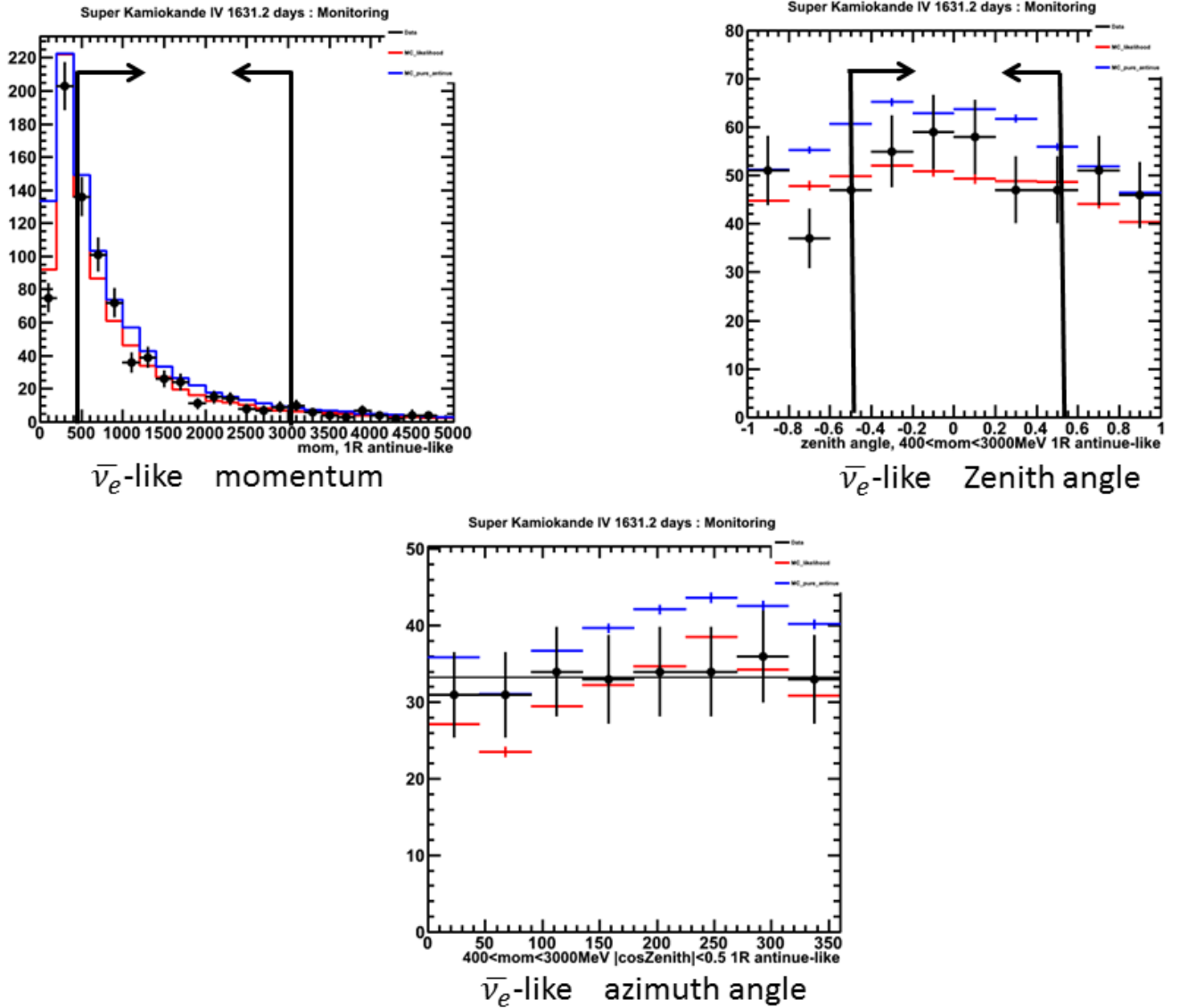


図 4.12: 左上図は $\bar{\nu}_e$ -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $|\cos\theta_{zenith}| < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な $\bar{\nu}_e$ のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0 が北、90 が東、180 が南、270 が西である。矢印はカット条件を表す。

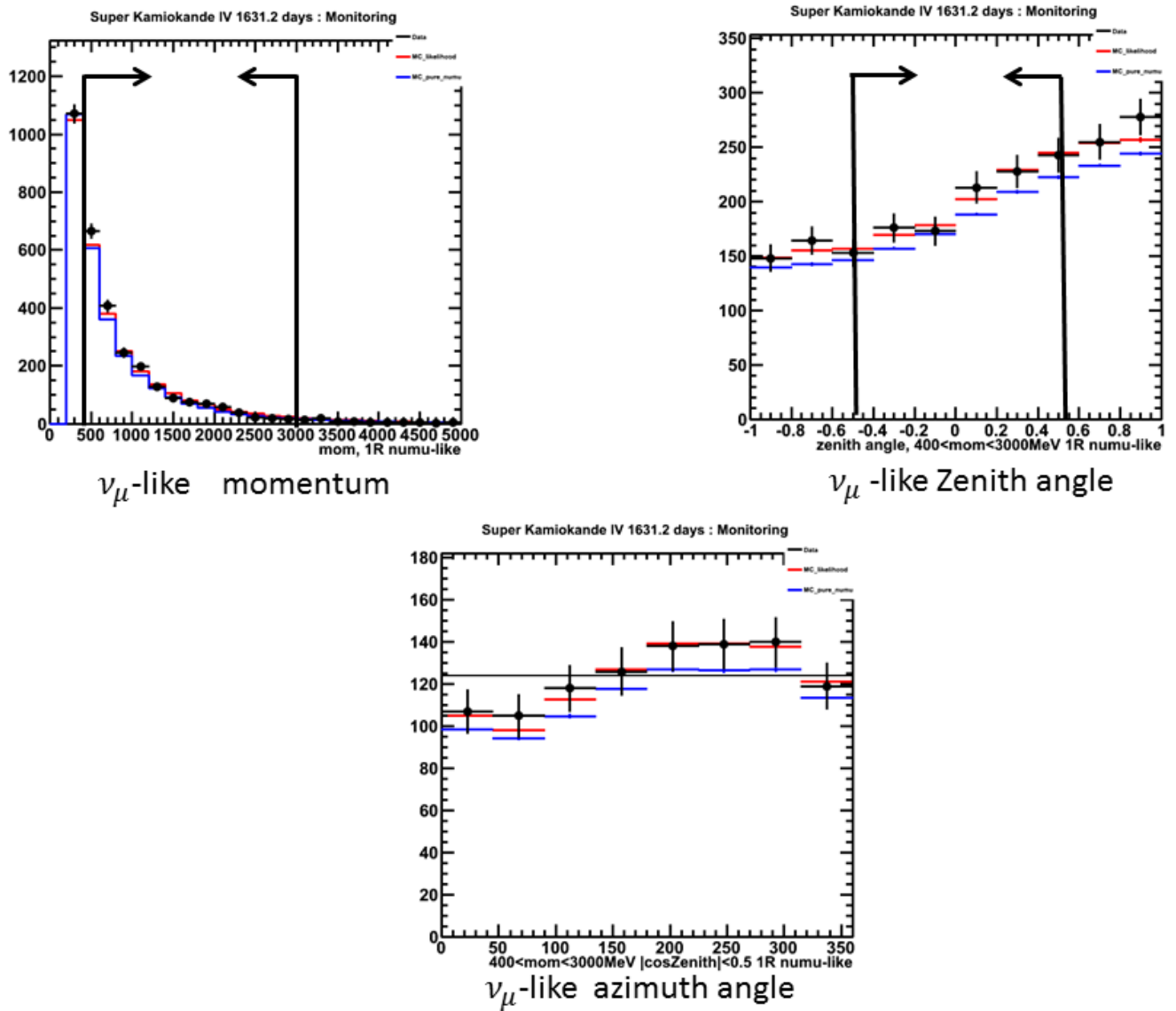


図 4.13: 左上図は ν_μ -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000\text{MeV}$ かつ $|\cos\theta_{zenith}| < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な ν_μ のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0° が北、 90° が東、 180° が南、 270° が西である。矢印はカット条件を表す。

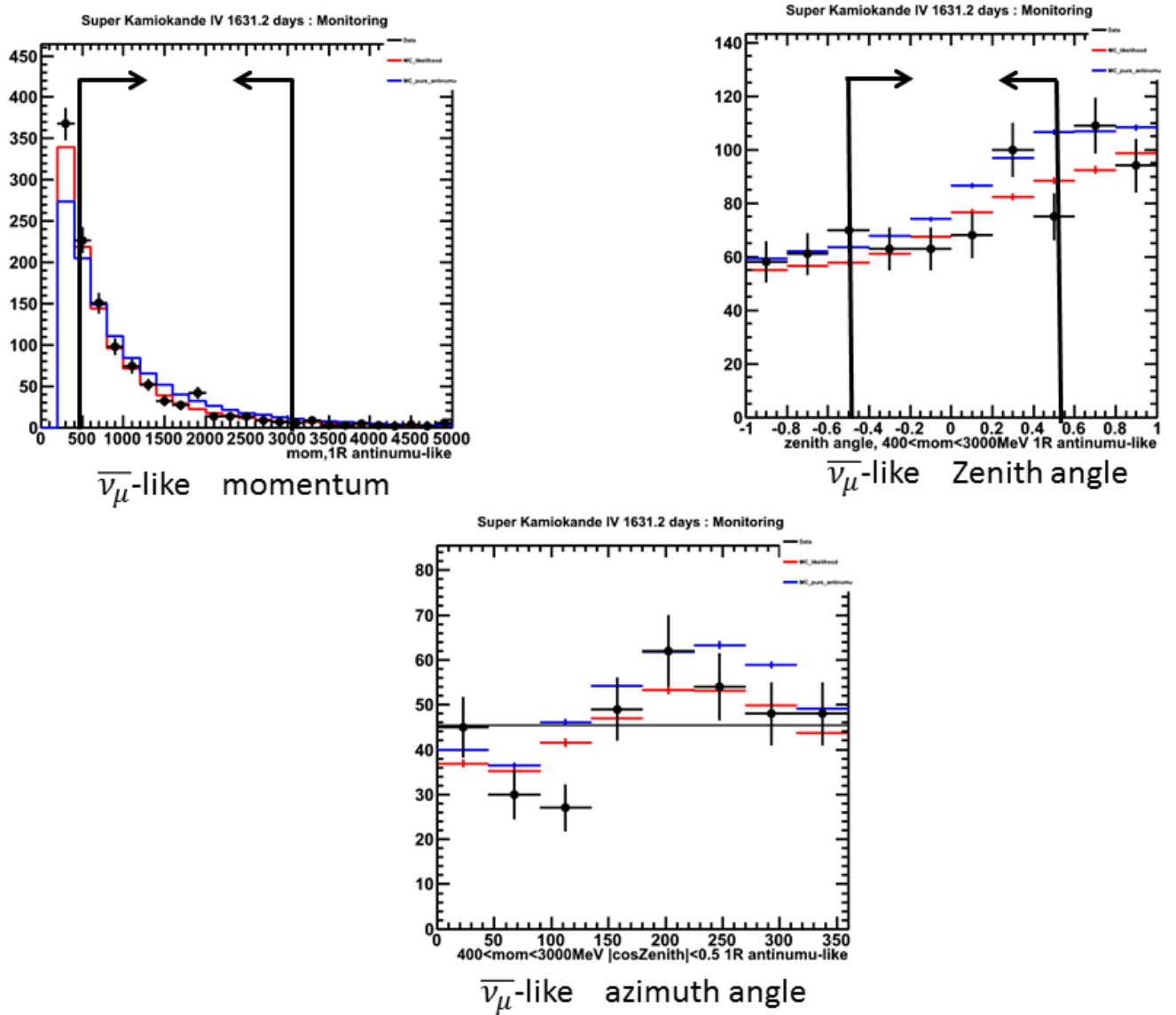
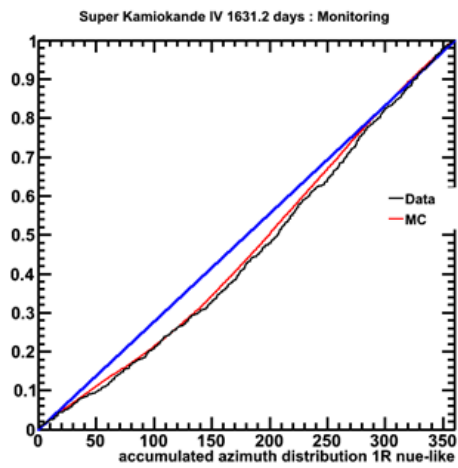
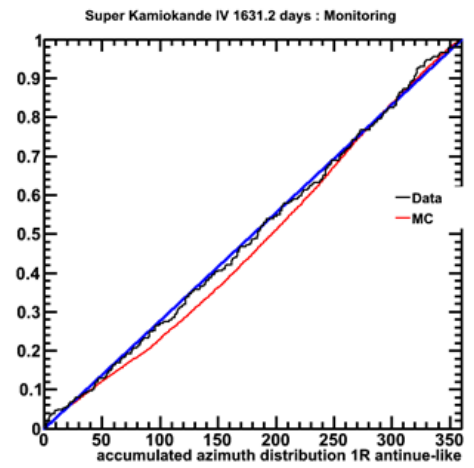


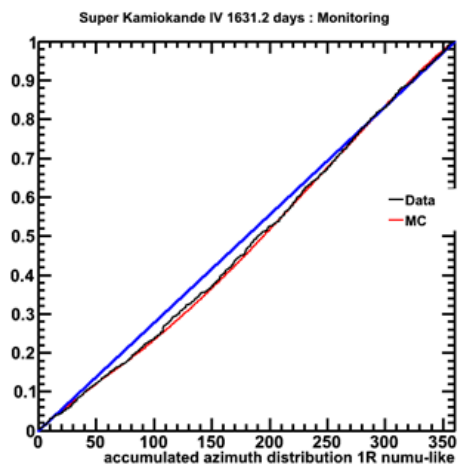
図 4.14: 左上図は $\bar{\nu}_\mu$ -like の運動量分布、右上図は $400 < \text{momentum} < 3000 \text{ MeV}$ のカット後の天頂角分布、下図は $400 < \text{momentum} < 3000 \text{ MeV}$ かつ $|\cos \theta_{\text{zenith}}| < 0.5$ のカット後の方位角分布。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な $\bar{\nu}_\mu$ のみの MC を表す。方位角分布の X 軸は 0 が北、90 が東、180 が南、270 が西である。矢印はカット条件を表す。



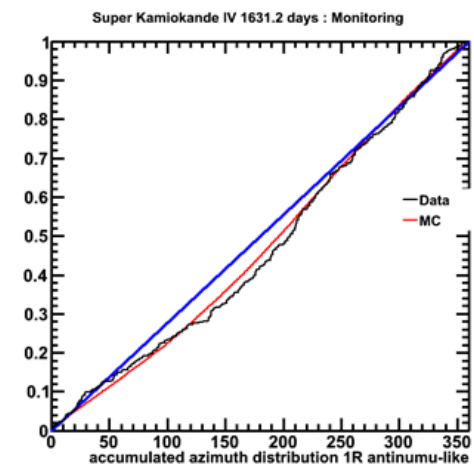
ν_e -like cumulative distribution



$\bar{\nu}_e$ -like cumulative distribution



ν_μ -like cumulative distribution



$\bar{\nu}_\mu$ -like cumulative distribution

図 4.15: kuiper 統計量を求めるための累積分布関数。黒線が Data, 赤線が MC, 青線が flat を表す。

4.2.7 $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベント検定結果まとめ

前2節の検定結果を表にまとめたものを表 4.4, 表 4.5 示す。

χ^2 -test	χ^2 /ndf	100 α %		χ^2 -test	χ^2 /ndf	100 α %
ν_e Data/flat	15.8/7	0.027 %		$\bar{\nu}_e$ Data/flat	0.293/7	99.9 %
ν_e Data/MC	3.45/7	84 %		$\bar{\nu}_e$ Data/MC	3.2/7	86.6 %
kuiper-test	V^*	100 α %		kuiper-test	V^*	100 α %
ν_e Data/flat	2.11	0.0043 %		$\bar{\nu}_e$ Data/flat	0.68	99.8 %
ν_e Data/MC	0.74	97 %		$\bar{\nu}_e$ Data/MC	0.75	99.0 %

表 4.4: $\nu_e, \bar{\nu}_e$ -like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)

χ^2 -test	χ^2 /ndf	100 α %		χ^2 -test	χ^2 /ndf	100 α %
ν_μ Data/flat	5.67/7	57.9 %		$\bar{\nu}_\mu$ Data/flat	11.4/7	12.2 %
ν_μ Data/MC	0.72/7	99.8 %		$\bar{\nu}_\mu$ Data/MC	9.39/7	22.6 %
kuiper-test	V^*	100 α %		kuiper-test	V^*	100 α %
ν_μ Data/flat	1.23	49.2 %		$\bar{\nu}_\mu$ Data/flat	1.62	9.6 %
ν_μ Data/MC	0.56	99.9 %		$\bar{\nu}_\mu$ Data/MC	0.91	91.7 %

表 4.5: $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ -like イベントの各統計量と有意確率 (100 α %)

4.2.8 e-like, μ -like, $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベントの Asymmetry

4.1.1 節で定義した Asymmetry を各ニュートリノタイプの方角分布に適応し、各運動量ごとのイベント数の東西差を測定する。

	Data	MC	Pure MC
e-like	0.146 \pm 0.020	0.149 \pm 0.0015	-
μ -like	0.102 \pm 0.018	0.119 \pm 0.0015	-
ν_e	0.190 \pm 0.036	0.159 \pm 0.0050	0.175 \pm 0.0038
ν_μ	0.077 \pm 0.036	0.116 \pm 0.0048	0.104 \pm 0.0035
$\bar{\nu}_e$	0.062 \pm 0.069	0.133 \pm 0.0094	0.099 \pm 0.0060
$\bar{\nu}_\mu$	0.234 \pm 0.057	0.129 \pm 0.0079	0.165 \pm 0.0052

表 4.6: $400 < \text{momentum} < 3000 \text{MeV}$ かつ $|\cos\theta_{zenith}| < 0.5$ カット後の e-like, μ -like, ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -like における各イベント全体の Asymmetry。Pure MC は純粋な各タイプのニュートリノの MC を表す。

表 4.6 は e-like, μ -like, ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -like それぞれについて $400 < \text{momentum} < 3000 \text{MeV}$ 及び $|\cos\theta_{zenith}| < 0.5$ カットを行った後のイベント全体での Asymmetry を示している。表中の e-like, μ -like は SK1~4 期間の Data と MC を用いており、 ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -like の Data と MC は SK4 期間のみを用いている。また、表中の Pure MC は純粋な各タイプのニュートリノの MC を表している。

表 4.6 の e-like と μ -like を比較すると Data, MC いずれも e-like の方が Asymmetry が大きくなっている。一方、 ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -like に着目すると純粋な各ニュートリノの MC (Pure MC) では $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ で Asymmetry が大きく、 $\nu_\mu, \bar{\nu}_e$ で Asymmetry が小さくなると予想されているのに対し、likelihood 関数を用いて各イベント分離した MC では $\bar{\nu}_e$ -like の Asymmetry が $\bar{\nu}_\mu$ -like より大きくなっている。また、Pure MC と Data を比較すると $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ の Asymmetry が、 $\nu_\mu, \bar{\nu}_e$ より大きくなることに関しては一致しているが、Data の結果では $\bar{\nu}_\mu$ の Asymmetry が ν_e より大きくなっている。これらの原

因としては likelihood 関数を用いた分離では $\bar{\nu}$ の分離性能が低く ν の影響を受けていること、及び SK4 期間の反ニュートリノはイベント数が少なく統計的ふらつきが大きいことが考えられる。

図 4.16 に SK1~4 期間の e-like, μ -like それぞれについて Asymmetry の分布を示し、図 4.18 に SK4 期間の $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ イベントそれぞれについて Asymmetry の分布を示す。図 4.16 の黒線は Data, 赤線は MC である。図 4.18 の黒線は Data, 赤線は likelihood 法を用いた MC, 青線は各タイプの純粋なニュートリノの MC である。

図 4.9 から、各ニュートリノタイプのイベント数の違いから e-like は ν_e の寄与が大きく、 μ -like は ν_μ の寄与が大きいことが分かる。このことから Data, MC 両方について μ -like 全体の Asymmetry が e-like の Asymmetry よりも小さくなっているのは e-like は Asymmetry が大きい ν_e の寄与が大きい一方で、 μ -like は Asymmetry の小さい ν_μ の寄与が大きくなっていることによる差が原因であると考えられる。

図 4.18 の純粋な MC に着目すると $\bar{\nu}_e$ と ν_μ は全体的に Asymmetry が小さくなっており、実際に ν_e と $\bar{\nu}_e$ の Data を比較すると 500~1500MeV の領域で ν_e の方が Asymmetry が大きくなっている。(1500~2000MeV では $\bar{\nu}_e$ の Asymmetry が大きくなっているが、これは図 4.11 の運動量分布から分かるように $\bar{\nu}_e$ -like のイベント数が少ないことによる統計的揺らぎが原因であると考えられる。)

また、 ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の Data に関しても 500~2000MeV の領域で $\bar{\nu}_\mu$ の方が Asymmetry が大きくなっており、これら各タイプのニュートリノの Asymmetry の傾向は 1.4.1 節と 1.4.2 で解説した定性的な予測と一致している。

図 4.16 と図 4.18 のすべての図で共通に見られる傾向として、低運動量領域と高運動量領域において Asymmetry が 0 に近いことが挙げられる。これは、低運動量の領域ではレプトンの放出角とニュートリノの到来方向の相関が小さいため東西効果の影響が打ち消され Asymmetry が 0 に近い値になることと、運動量が大きい領域ではニュートリノの親粒子のエネルギーが大きく、地磁気による影響をほとんど受けないため東西効果が小さくなり Asymmetry が 0 に近い値になることが原因である。(各図の高エネルギー領域において Asymmetry が負になっているのはイベント数が少ないことによる統計的揺らぎの影響が大きい)

また、e-like, μ -like は共に 500~2000MeV の領域で Asymmetry が大きな正の値になっており、ニュートリノイベント全体で見るとこの領域で東西効果の影響が顕著になっていることが分かる。

4.2.9 解析結果

Kuiper 検定から、e-like イベントについて有意確率 97 %で MC の予想に一致し、 μ -like イベントについて 99 %で MC の予想に一致した。図 4.16 では 1GeV 以上の領域において e-like の方がわずかに Asymmetry が大きく出ているが、図 4.4 にあるように e-like イベントと μ -like イベントで親のニュートリノとの角度相関に大きな差は見られないことから e-like と μ -like の東西効果の現れ方の違いはニュートリノのフラックス、もしくは各タイプのニュートリノごとに Asymmetry への寄与の大きさが違うことから決まっていると考えられる。

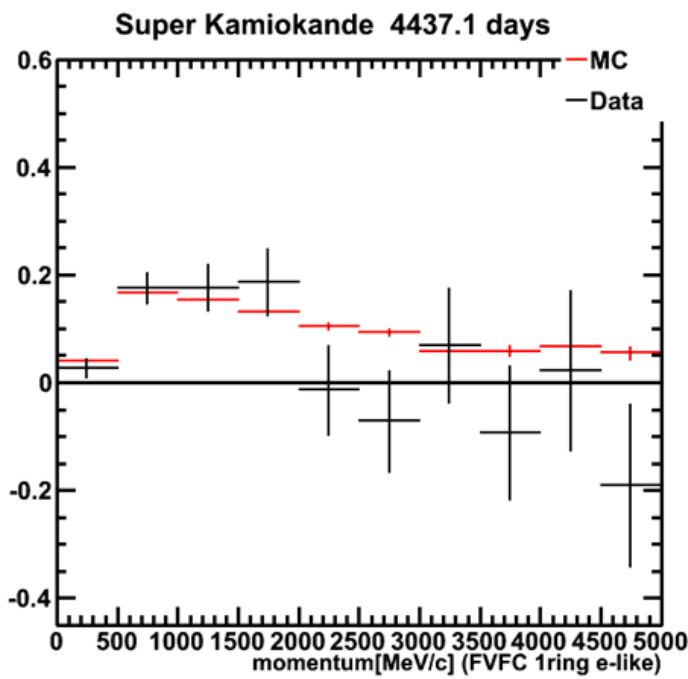
ニュートリノのタイプによって東西効果の現れ方に差異が出る理由としては 2 つの原因が考えられる。1 つ目は一次宇宙線の東西効果、2 つ目は二次宇宙線 μ^+, μ^- の軌道の長さの差異の影響である。

図 4.19 は一次宇宙線から作られる π の運動量 [MeV/c] と反応断面積の関係を示したものである。 π^+ と π^- の分布を比較すると π^+ の方が平均的な運動量が大きく、同じエネルギーの π^+ と π^- を作る場合 π^- の方がよりエネルギーの大きい一次宇宙線が必要になる。一方で宇宙線の東西効果は一次宇宙線のエネルギーが大きいほど影響が小さくなるため、 π^+ に対する東西効果は π^- の場合よりも大きくなる。よって、 π^+ から生成される $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ は π^- から生成される $\bar{\nu}_e, \nu_\mu$ より東西差が大きくなる。

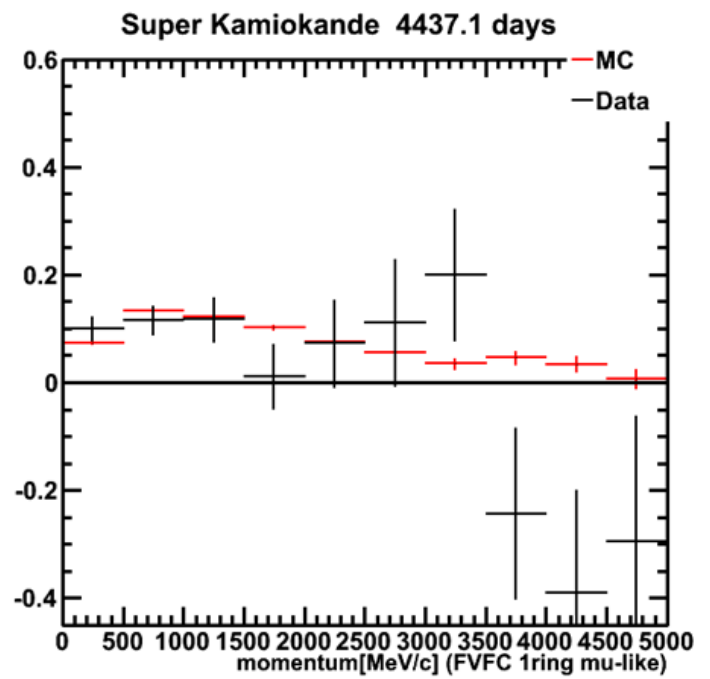
その後、 π が崩壊して生成された μ は図 1.15 のように地磁気の影響で μ^+ と μ^- で軌道の長さに差異が生じるため、 μ^+ から生成される ν_e と $\bar{\nu}_\mu$ に関しては東西差を小さくする方向に、 μ^- から生成される $\bar{\nu}_e$ と ν_μ に関しては東西差を大きくする方向に働く。

一次宇宙線から最終的に ν が生成されるまでに起きるこれらの原因から $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ の東西効果に差が出ていると考えられるが、 $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ の方が $\bar{\nu}_e, \nu_\mu$ よりも東西差が大きく出ていることから低エネルギーの大気ニュートリノでは μ^\pm の軌道の差異による影響よりも一次宇宙線による東西効果の影響を強く受けていると言える。

また、表 4.6 でも示されている、e-like と μ -like を比較した場合に e-like の方が東西効果が大きくなる理由としては反応断面積の違いから e-like では東西差の大きい ν_e の、 μ -like では東西差の小さい ν_μ の寄与が大きいことによる差異、及び μ -like の場合は π から生成される場合と μ から生成される場合の寄与があるため前述した π^+ の効果が打ち消されていることが原因として考えられる。



e-like Asymmetry



μ -like Asymmetry

図 4.16: SK1~4 における各運動量 [MeV/c] ごとの Asymmetry。左が e-like, 右が μ -like である。MC は live time で規格化されている。黒点は Data, 赤線は MC を表す。

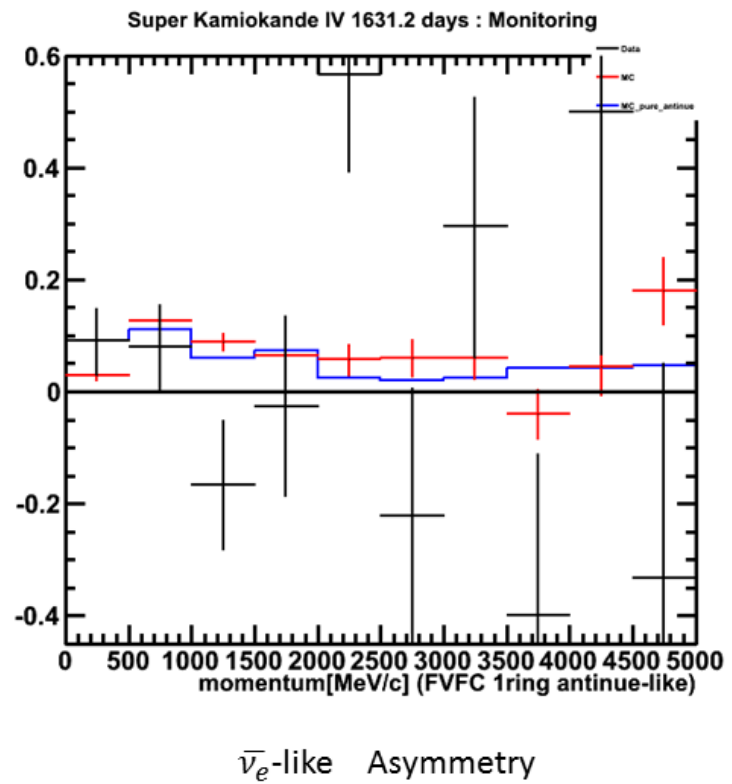
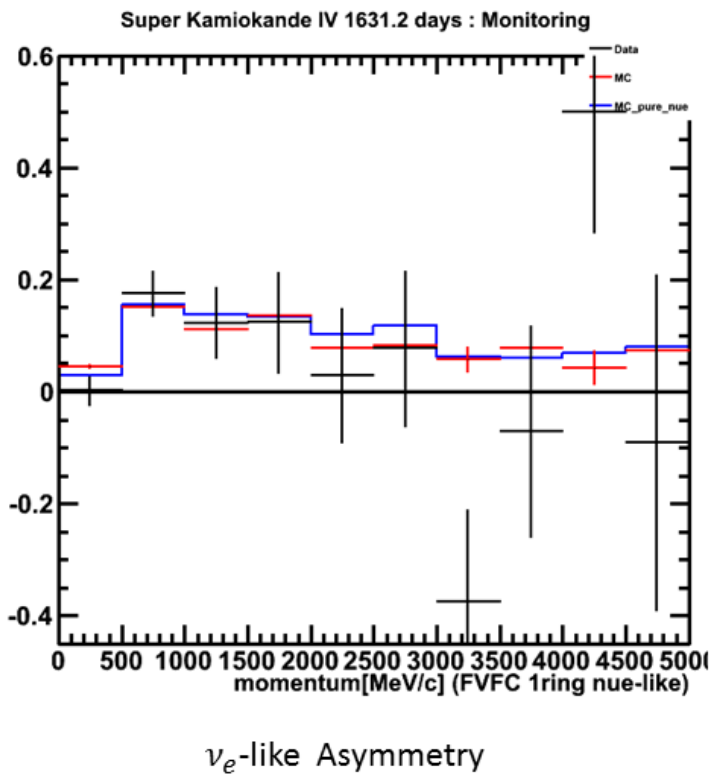


図 4.17: ν_e -like, $\bar{\nu}_e$ の Asymmetry。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な各ニュートリノのみの MC を表す。X 軸は運動量 [MeV/c] を表す。

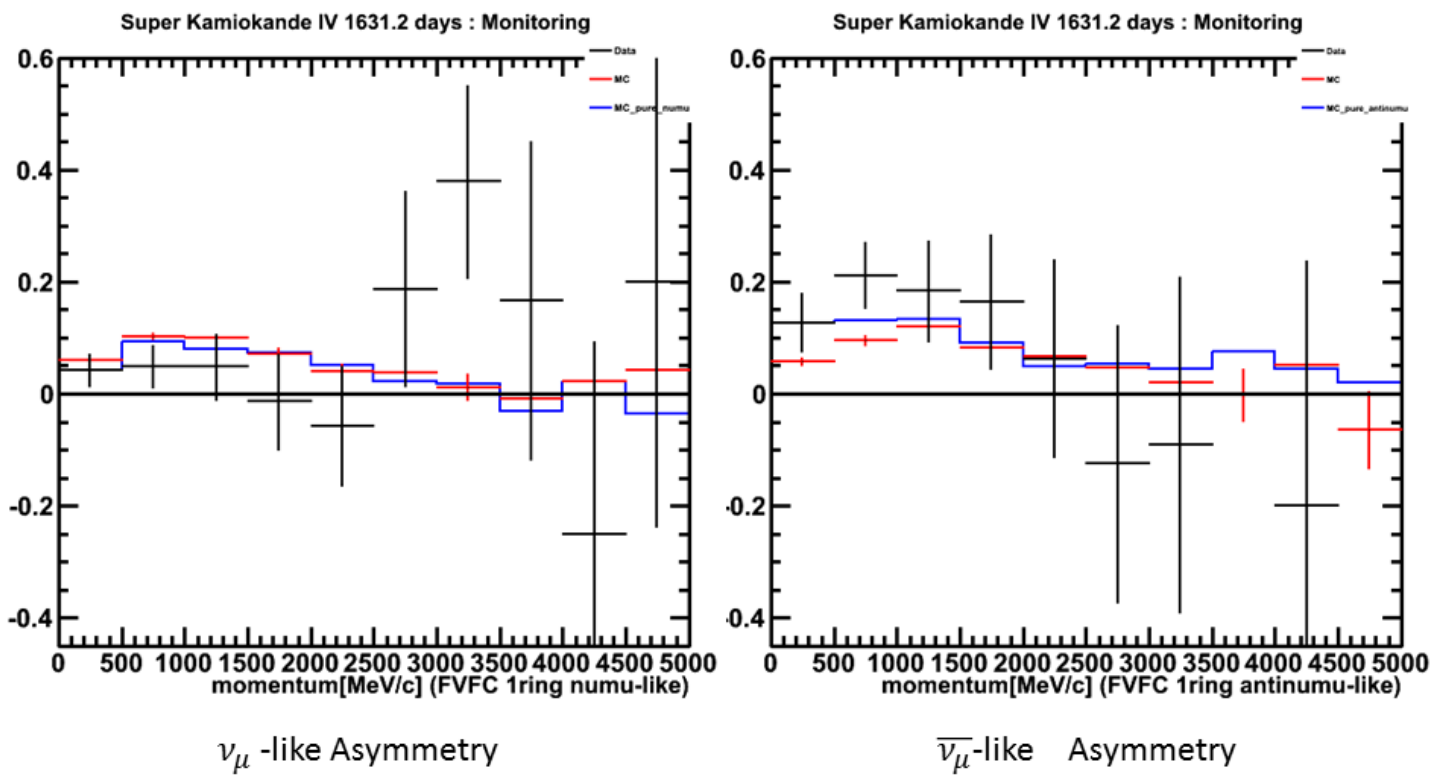


図 4.18: ν_{μ} -like, $\bar{\nu}_{\mu}$ の Asymmetry。黒点が Data, 赤線が MC, 青線が純粋な各ニュートリノのみの MC を表す。X 軸は運動量 [MeV/c] を表す。

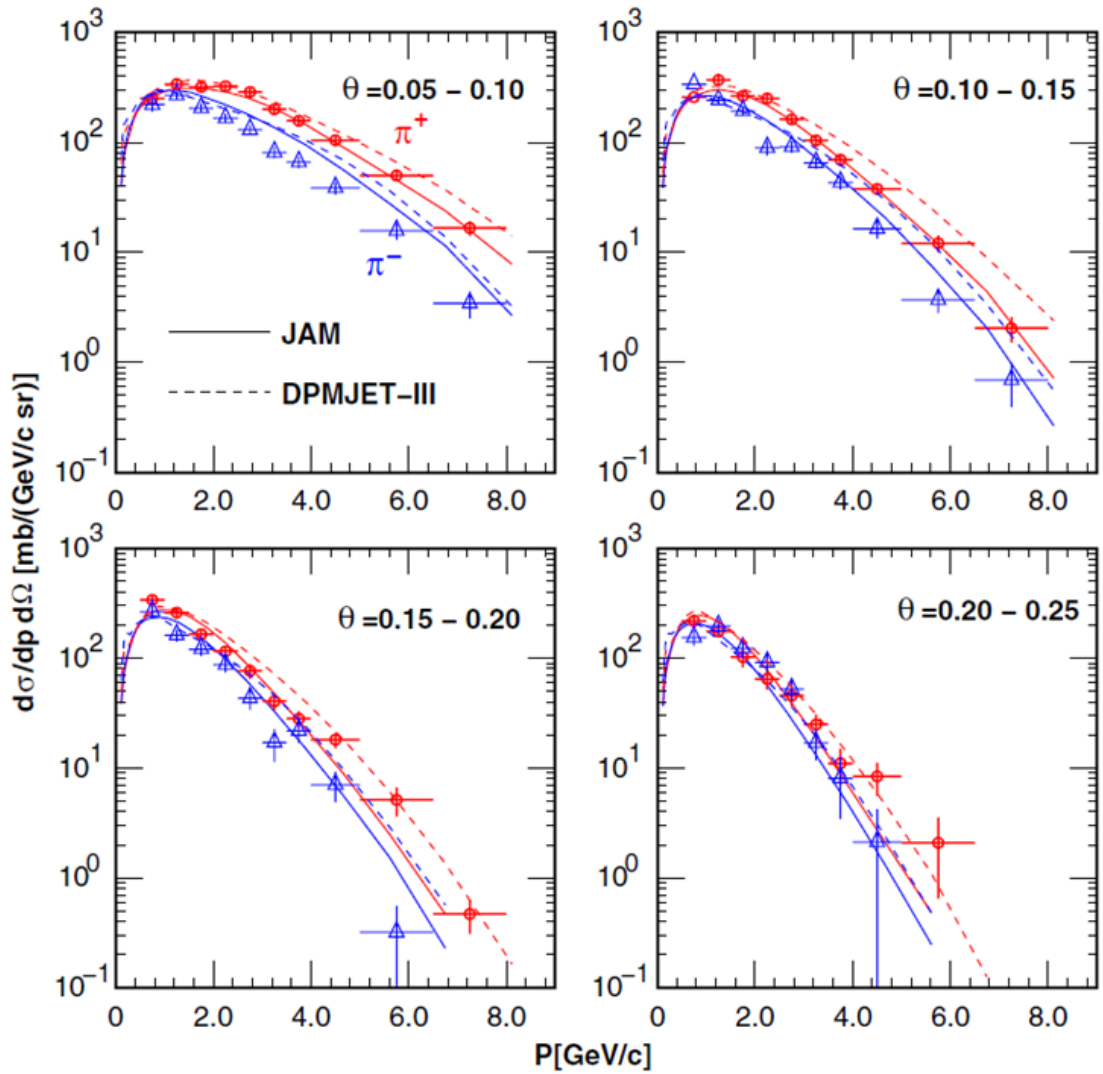


図 4.19: π の反応断面積と運動量の関係 [56]。Data 点は HARP の実験データ、線は JAM によるシミュレーション結果、点線は DPMJET-3 によるシミュレーション結果を表す。

第 5 章 太陽活動-大気ニュートリノフラックス相関の解析

太陽活動と宇宙線のフラックスの関係はニュートロンモニターを用いた観測が長年に渡って行われており、相関関係があることが示されている (図 1.17,[49])。一方で、宇宙線と地球の大気が反応して生成する大気ニュートリノのフラックスと太陽活動の関係はシミュレーションや宇宙線モデルからその存在が予想されているが、今まで実際のデータを用いて解析されたことはなかった [19],[41]。今回は大気ニュートリノと太陽活動の相関関係を見るのに最も最適なイベント選択条件を MC シミュレーションを用いて議論した上で、SK のすべてのフェーズの観測データを用いて大気ニュートリノと太陽活動の相関関係を測定する。

太陽活動-大気ニュートリノフラックス相関の解析においては、SK 1~4 のすべての期間を使い、大気ニュートリノ事象のうち FVFC 事象のみを用いる。また、太陽風の影響は低エネルギーの一次宇宙線で最も顕著であるため、これらから生成しやすいチェレンコフリング数が 1 のイベントのみを用いる。

太陽活動変動の効果を最も効率良く観測するため、粒子の運動量および入射方向についての Cut 条件を定める。

5.1 ニュートロンモニターの選定

スーパーカミオカンデ最も近い距離にあるニュートロンモニターは乗鞍観測所に設置されているニュートロンモニターであるが、乗鞍観測所のニュートロンモニターは 2006 年度に稼働を終えたため今回の解析には用いることはできない。

今回の解析では太陽活動の遷移を見ることが重要であること、ニュートロンモニターやニュートリノフラックスを一ヶ月単位で平均することから、1つの場所を選んでイベント数の変化を比較すればニュートロンモニターの設置場所による差異はあまり大きくない。そこで、今回は SK1~SK4 の期間 (1996 年 4 月~2013 年 9 月) の間稼働し続けたニュートロンモニターを利用して解析を行う。

1996 年 4 月~2013 年 9 月の間稼働し続け、かつ停止期間の少なかったニュートロンモニターは 3 か所存在し、Newark(North 39.7°,West 75.7°),McMurdo(South 77.9°,East 166.6°),Thule(North 76.5°,West 68.7°) である (各ニュートロンモニターの場所は図 5.1、各場所でのニュートロンモニターのイベント数は図 5.2)。

図 5.2 から分かるようにこれら 3 か所はニュートロンモニターの時間変動について同様の結果を出しているため、今回は Newark のニュートロンモニターを使って解析を行うことにした。

5.2 MC のモデルとカット条件の決定

5.2.1 MC のモデル設定

大気ニュートリノの太陽活動に対する依存性を予想するため、MC を用いて SK におけるイベントレートの予想を行った。

太陽活動期の違いによる大気ニュートリノフラックスの変化を予想したシミュレーションの結果を図 5.3 に示す。図 5.3 は太陽活動極小期と太陽活動極大期におけるフラックスの比率を表したものである。図 5.3 の上図は SK,SNO,INO において全天頂角、方位角を含めた時のフラックスの比率、下図は SK におけるフラックスの天頂角依存性をニュートリノのタイプ別、エネルギー別に示したものである。どのタイプのニュートリノでもエネルギーが低いと天頂角依存性を持ち、SK に対して下側 (南極側) から入射してくるニュートリノについて特に極大期と極小期の差が大きいことが分かる。

今回の MC シミュレーションでは Honda-flux 11 のニュートリノフラックスシミュレーションを用いる。図 5.4 は Honda-flux 11 の MC モデルにおける神岡の大気ニュートリノフラックス (図中の赤線) であり、図 5.5 は神岡における大気ニュートリノフラックスの天頂角依存性を示したものである。(両図のフラックスは極大期と極小期の中間状態のものである)

Honda-flux 11 ではパラメータ "flux-Weight" を変化させることにより太陽活動に応じて大気ニュートリノフラックスを変えられることができる。flux-weight を変化させた時のフラックスの変化は各ニュートリノイベントのエネルギー、天頂

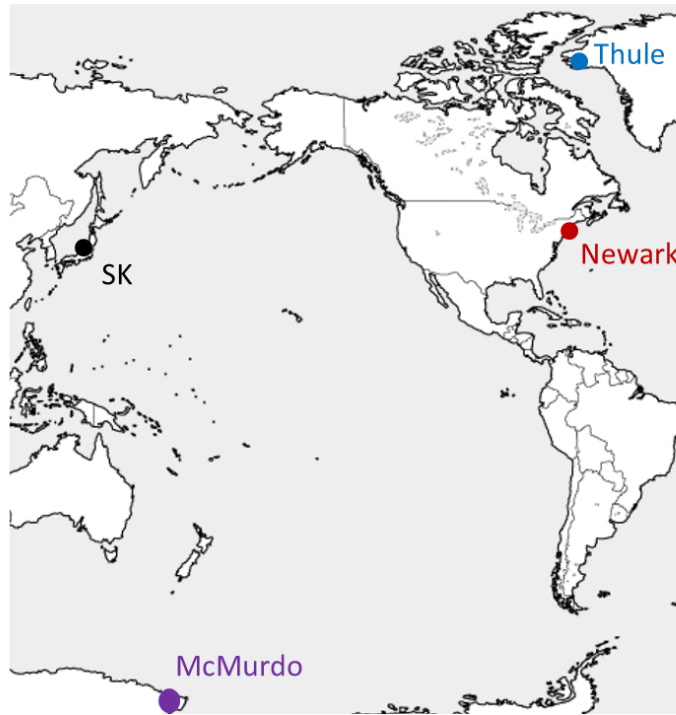


図 5.1: 1996 年 4 月から 2013 年 9 月まで稼働し続け、かつ停止期間の少なかった各ニュートロンモニター的位置

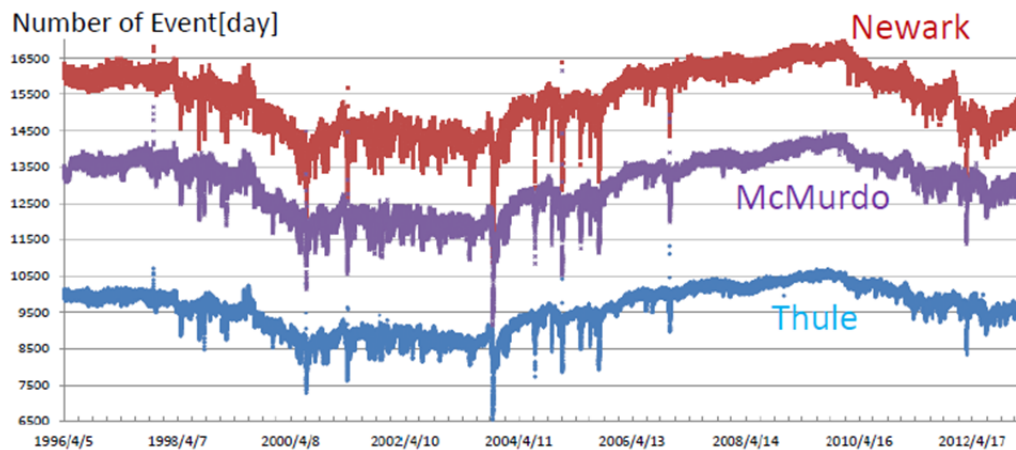


図 5.2: 1996 年 4 月から 2013 年 9 月までの、各ニュートロンモニターの一日当たりのイベント数。ただし、この図では便宜上 Newark のデータの値を 4.5 倍、Thule のデータの値を 3 倍にしてプロットしている。

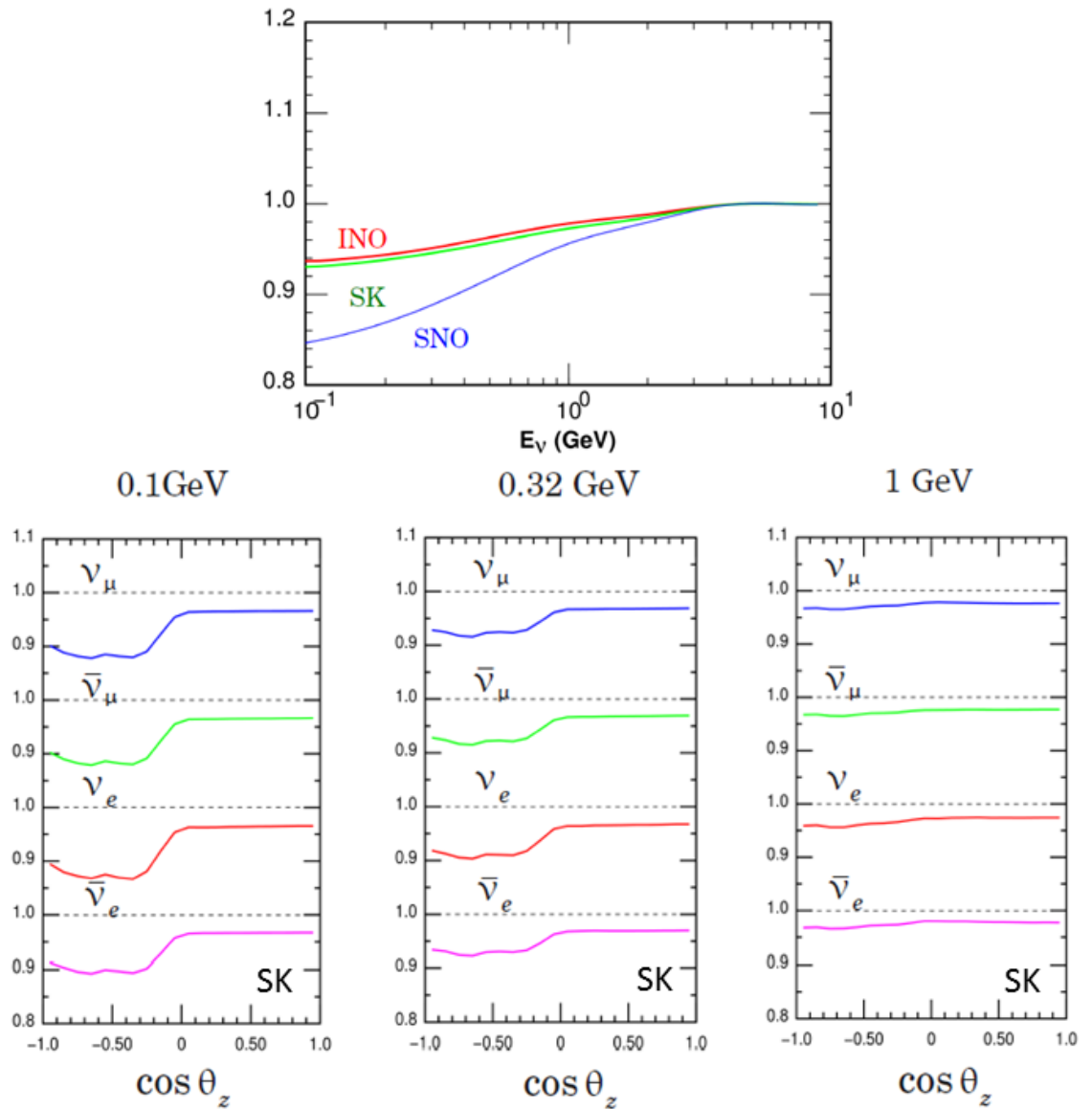


図 5.3: 各図の Y 軸は太陽活動が極小期の時のフラックスと極大期の時のフラックスの比率。上図は SK,SNO,INO において全方位角、天頂角を含めた時のフラックスの比率、下図は SK におけるフラックスの天頂角依存性をニュートリノのタイプ別、エネルギー別に示したもの

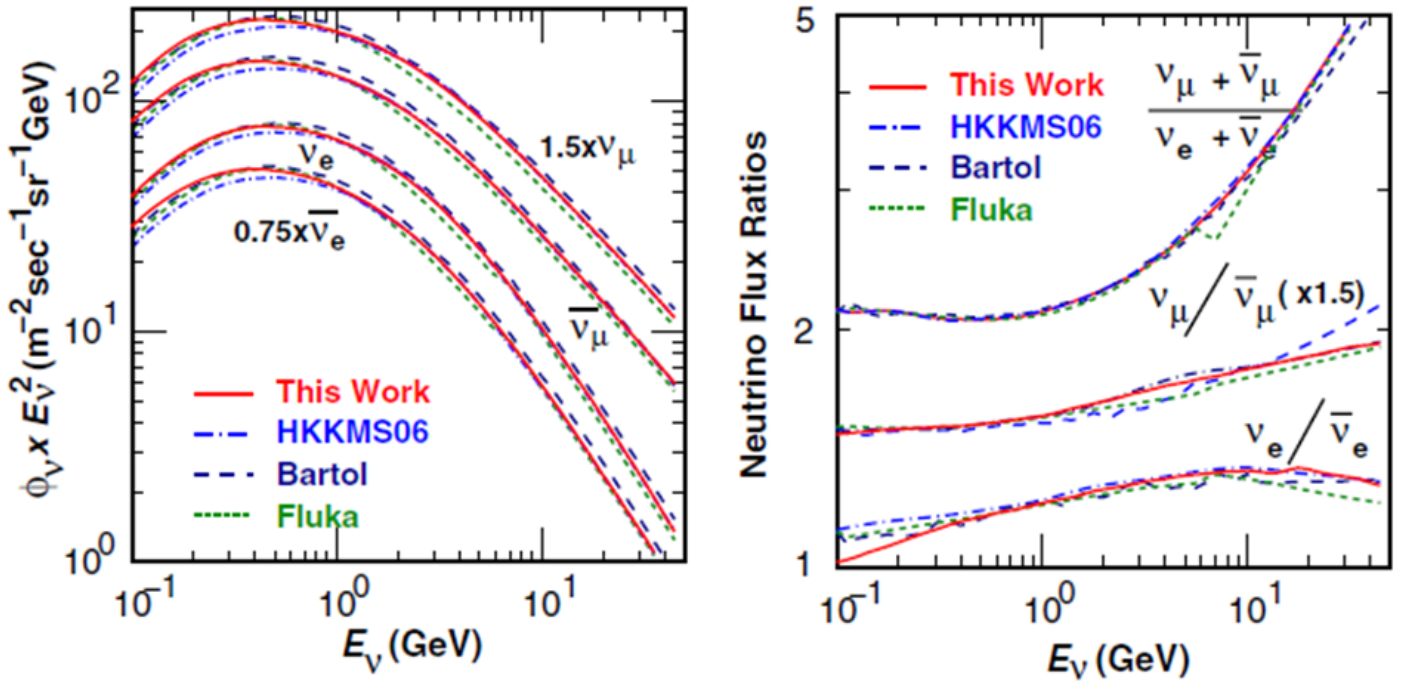


図 5.4: Honda-flux11 の MC モデルにおける神岡の大気ニュートリノフラックス。図中の赤線が Honda-flux11 であり、他の線は比較のための別の MC モデルである。図のフラックスは極大期と極小期の中間状態のもので X 軸は大気ニュートリノのエネルギーを表している。

角, 方位角ごとに異なり、特に低運動量のイベントについては変化が大きい。(ただし、今回の解析では方位角については全方位を平均したフラックスを用いた。)

今回はこの flux-weight をニュートロンモニターの各月のイベントレートに対し変化させることで、太陽活動に応じて大気ニュートリノフラックスが変化する MC シミュレーションを行う。

$$fluxWeight = \frac{\alpha \times Flux_{min} + (1 - \alpha) \times Flux_{max}}{Flux_{mid}} \quad (5.2.1)$$

上式に示すように flux-weight は太陽活動が極大の時 ($Flux_{max}$) と極小期 ($Flux_{min}$) それぞれのフラックスに重率をかけて重ね合わせたものであり、重率パラメータ α を設定することで太陽活動の変化とニュートリノフラックスの変化を対応させることができる。($Flux_{mid}$ は極大と極小の間であり、MC の flux weight の初期設定である)

今回の解析に用いる MC のモデルにはこの flux-weight のパラメータ α がニュートロンモニターのイベントレートに対して線形性を持つと仮定したモデルを用いる。

今回用いるモデルでは、前節で選定した Newark のニュートロンモニターに対してニュートロンモニターの各月平均 EventRate が $EventRate = 3550$ を $\alpha=1$ の Solar quiet phase(極小期), $EventRate = 3250$ を $\alpha = 0$ の Solar active phase (極大期) と定義して次式のように α の値を決定する。

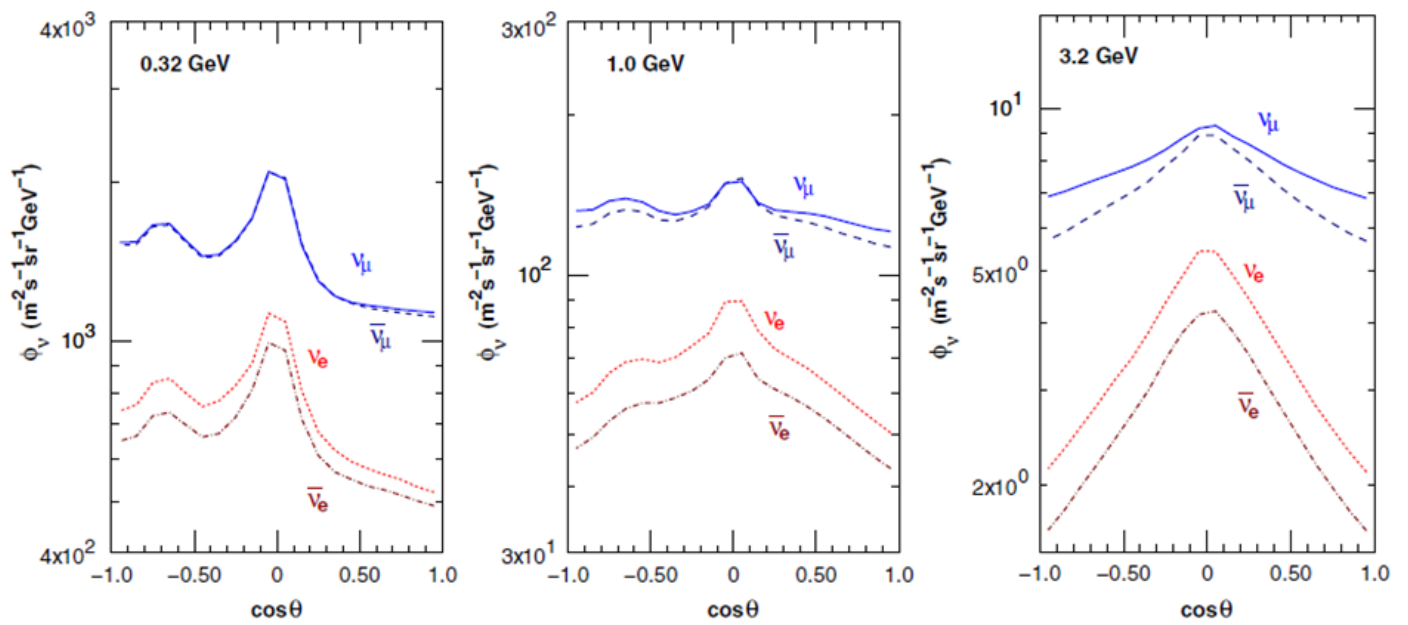


図 5.5: Honda-flux11 における神岡の大気ニュートリノフラックスの天頂角依存性。図のフラックスは極大期と極小期の中間状態のもので、X 軸は大気ニュートリノ到来方向の天頂角を表している。 $\cos\theta=1$ が SK の上方から垂直に入射するニュートリノ、 $\cos\theta=-1$ が SK の下方から入射してくるイベントである。

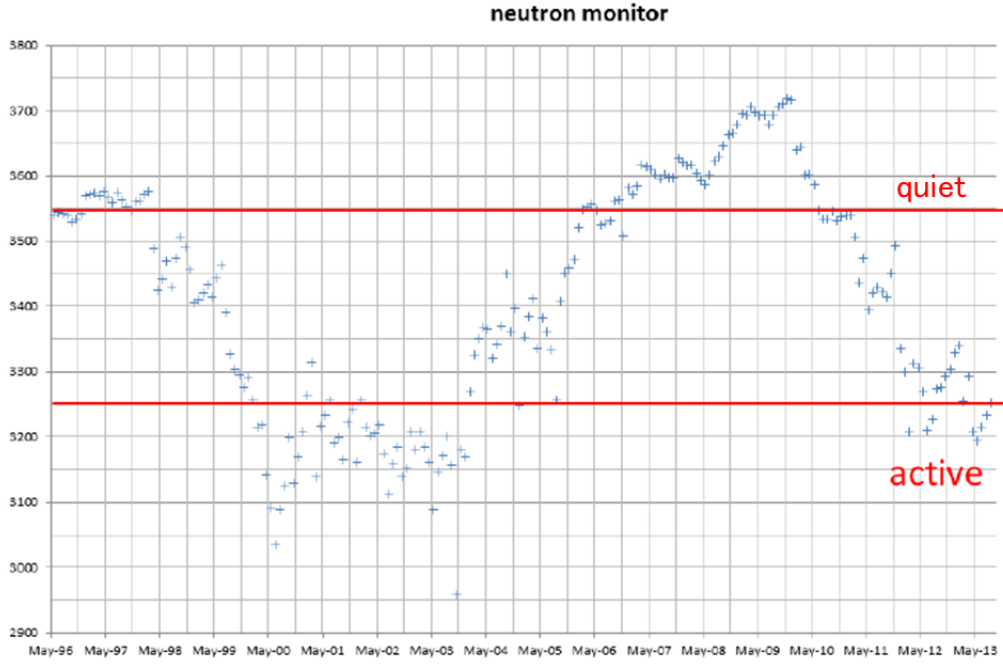


図 5.6: ニュートロンモニターの各月ごとの一日あたり平均イベント数

$$fluxWeight = \frac{\alpha \times Flux_{min} + (1 - \alpha) \times Flux_{max}}{Flux_{mid}} \quad \alpha = \frac{n - 3250}{3550 - 3250} \quad (5.2.2)$$

上式の n はニュートロンモニターの各月の平均 EventRate である。

図 5.7, 図 5.7 にパラメータ α を変化させた時の e-like, μ -like の運動量分布と天頂角分布の変化を示す。(μ -like はニュートリノ振動の効果を含めたもの)。なお、図 5.7 はイベント数の比率を運動量ごとに示したもので、赤線が $\frac{\text{極大期のイベント数}}{\text{中間期のイベント数}}$ の比率であり青線が $\frac{\text{極小期のイベント数}}{\text{中間期のイベント数}}$ の比率である。図 5.8 では solar active (赤線) が極大期 $\alpha=1$, solar middle (緑線) が中間期 $\alpha=0.5$, solar quiet (青線) が極小期 $\alpha=0$ に対応している。図 5.7 から、運動量の大きい領域ではパラメータ α が変化してもニュートリノフラックスはほとんど変化しないことが分かる。

5.2.2 カット条件の決定

カット条件を最適化するための指標として、”Solar Modulation Dependence”(以下、SMD と表記) を導入する。

$$SolarModulationDependence = \frac{N_{quiet} - N_{active}}{N_{quiet} + N_{active}} \quad (5.2.3)$$

$$Error = \sqrt{\left(\frac{\partial SMD}{\partial N_{quiet}}\right)^2 (\Delta N_{quiet})^2 + \left(\frac{\partial SMD}{\partial N_{active}}\right)^2 (\Delta N_{active})^2} \quad (5.2.4)$$

$$\Delta N_{quiet} = \sqrt{N_{quiet}}, \Delta N_{active} = \sqrt{N_{active}} \quad (5.2.5)$$

N_{quiet} は MC で hondaflux11 で weight が $\frac{1.0 \times Flux_{min} + 0.0 \times Flux_{max}}{Flux_{mid}}$ の時のイベント数であり、

N_{active} は MC で hondaflux11 で weight が $\frac{0.0 \times Flux_{min} + 1.0 \times Flux_{max}}{Flux_{mid}}$ の時のイベント数である。

この Solar Modulation Dependence と $\frac{SMD}{Error}$ が大きくなるように momentum のカット条件と天頂角カット条件を定める。

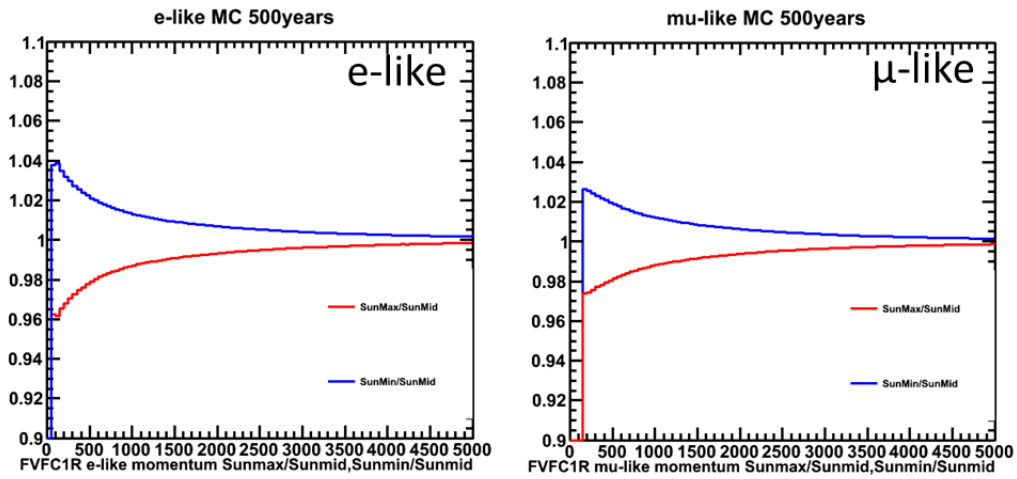


図 5.7: Honda-flux11 のモデルにおいて flux-weight パラメータ α を変化させた時のイベント数の比率を運動量ごとに示したもの。X 軸はレプトンの運動量 [MeV/c] であり、赤線が $\frac{\text{極大期のイベント数}}{\text{中間期のイベント数}}$ の比率、青線が $\frac{\text{極小期のイベント数}}{\text{中間期のイベント数}}$ の比率であり、極大期は $\alpha=0$, 中間期が $\alpha=0.5$, 極小期が $\alpha=1$ である。また、各 MC は SK の live time が 500 年の場合に規格化されている。

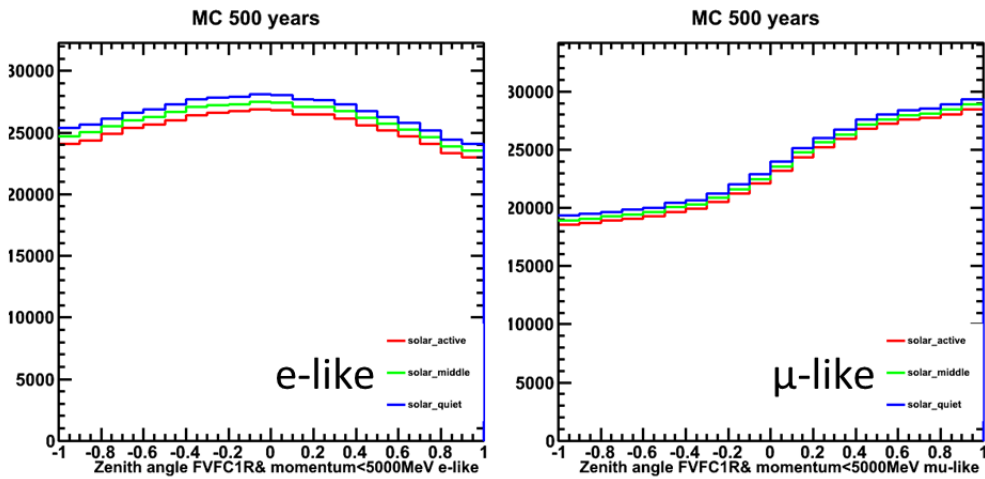


図 5.8: Honda-flux11 のモデルに対し flux-weight パラメータ α を変化させていった時の天頂角分布の変化。solar active (赤線) が極大期 $\alpha=0$, solar middle (緑線) が中間期 $\alpha=0.5$, solar quiet (青線) が極小期 $\alpha=1$ に対応している。また、各 MC は SK の live time が 500 年の場合に規格化されている。

運動量カット

運動量に関するカット条件を定めるため、MC を用いて下限と上限を変化させたときのイベント全体の SMD の変化についてシミュレーションを行った。図 5.9 の左上が e-like の SMD, 右上が μ -like の SMD, 左下が e-like の $\frac{SMD}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{SMD}{Error}$ である。図中の X 軸が運動量カットの上限値を表し、ヒストグラムの各色 (e-like の場合黒 下限 0MeV, 緑 下限 100MeV, 黄 下限 200MeV, 赤 下限 300MeV, μ -like の場合黒 下限 100MeV, 緑 下限 200MeV, 黄 下限 300MeV, 赤 下限 400MeV) が運動量の下限値を表す。また、天頂角に関してはカット条件を設けない。

このシミュレーション (図 5.9) により SMD が大きく、かつ $\frac{SMD}{Error}$ が大きくなる

$$100MeV \leq momentum \leq 1500MeV (e - like) \quad (5.2.6)$$

$$200MeV \leq momentum \leq 1500MeV (\mu - like) \quad (5.2.7)$$

を e-like, μ -like の Cut 条件として定めた

天頂角カット

天頂角に関するカット条件を定めるため、MC を用いて天頂角の上限を変化させたときのイベント全体の Solar Modulation Dependence (以下、SMD と表記) の変化についてシミュレーションを行った。図 5.10 の左上が e-like の SMD, 右上が μ -like の SMD, 左下が e-like の $\frac{SMD}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{SMD}{Error}$ である。図中の X 軸は天頂角カットの上限値を表す。

図 5.10 の赤線は $0 < \cos\theta_{zenith} < 1$, 青線は $-1 < \cos\theta_{zenith} < 0$ のみの SMD, 黒線は $-1 < \cos\theta_{zenith} < 1$ の SMD を表す。図が示すように、天頂角カットの上限値を変えても SMD はほとんど変化しない。また、図から $-1 < \cos\theta_{zenith} < 0$ の方がわずかに Asymmetry が大きいことが分かるが、誤差の範囲内に収まる程度の差異である。

$\frac{SMD}{Error}$ は天頂角カットの上限値の変化に対して単調に増加し、カット条件が $\cos\theta_{zenith}=1.0$ の時最大となる。これらの結果から、天頂角に関してはカット条件を設けないことにした。

5.2.3 SK 期間ごとの補正

第 2 章で述べられたように、SK は PMT の本数やエレクトロシステムに応じて 4 つの期間に分けられており、これらの期間ごとにニュートリノイベントの検出効率が異なる。SK におけるニュートリノイベントレートの太陽依存性を調べるためにはこの検出効率の差を補正する必要があるため、honda-flux 11 を用いた MC で補正係数を求めた。

補正係数を求めるため、以下に示すように flux weight と MC live time を一定にした MC を SK1~4 のそれぞれについて行う。(flux weight を一定にするのは太陽活動を一定にすることと同等である)

$$flux \ weight = \frac{1.0 \times Flux_{min} + 0.0 \times Flux_{max}}{Flux_{mid}} \quad (5.2.8)$$

$$MC \ livetime = 500 \times 365.25days \quad (5.2.9)$$

この条件のもとで SK 1~4 ごとのイベント数を求め、イベントレートの補正係数 (correction factor) を次のように定義する。

$$correction\ factor = \frac{SK4 \ の \ MC \ イベント数}{SK\alpha \ の \ イベント数} \quad (5.2.10)$$

MC シミュレーションの結果を元に各期間の補正係数を求めた。e-like の補正係数が μ -like に比べて大きくなっているのは SK4 でエレクトロニクスが向上したことで各 interaction type についての分離精度が良くなったためである。

5.3 解析結果

図 5.12 は各月のニュートロンモニターの平均イベント数と全ニュートリノ (e-like+ μ -like) の平均イベントの相関を示したもので、図 5.13 はニュートロンモニターの平均イベント数と e-like ニュートリノの平均イベントの相関、図 5.14 はニュートロンモニターの平均イベント数と μ -like ニュートリノの平均イベントの相関を示したものである。

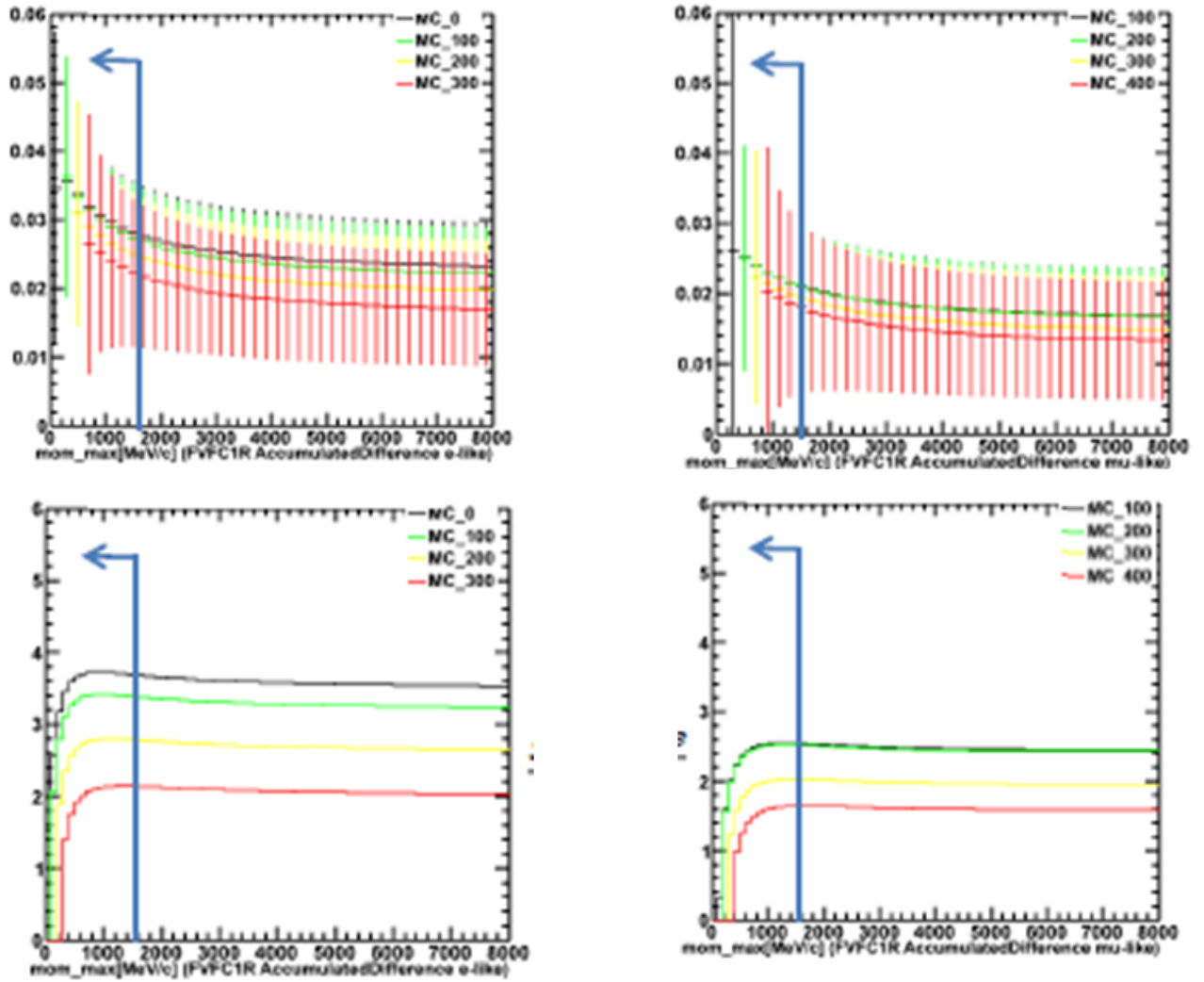


図 5.9: MC を用いて下限と上限を変化させたときのイベント全体の Solar Modulation Dependence (以下、SMD と表記)。左上が e-like の SMD, 右上が μ -like の SMD、左下が e-like の $\frac{SMD}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{SMD}{Error}$ である。図中の X 軸が運動量カットの上限値を表し、ヒストグラムの各色 (e-like の場合黒 下限 0MeV/c, 緑 下限 100MeV/c, 黄 下限 200MeV/c, 赤 下限 300MeV/c, μ -like の場合黒 下限 100MeV/c, 緑 下限 200MeV/c, 黄 下限 300MeV/c, 赤 下限 400MeV/c) が運動量の下限值を表す。

SK α	1R e-like	1R μ -like
SK1	0.9735	0.9997
SK2	0.9634	0.9854
SK3	0.9728	0.9939
SK4	1.0	1.0

表 5.1: 各 SK 期間ごとの補正係数 (correction factor)

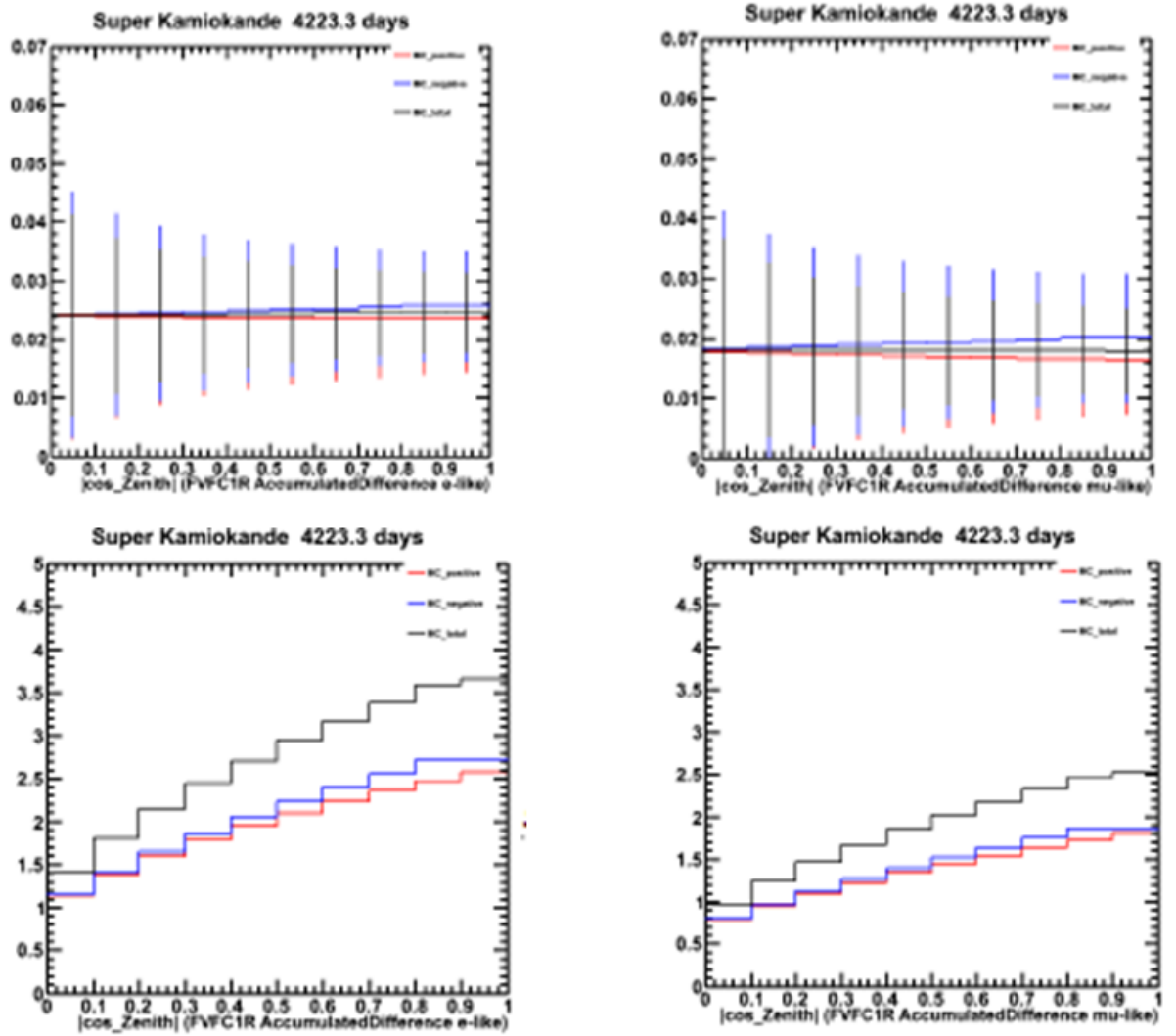


図 5.10: MC を用いて天頂角カットの上限を変化させたときのイベント全体の Solar Modulation Dependence(以下、SMD と表記)。左上が e-like の SMD, 右上が μ -like の SMD、左下が e-like の $\frac{SMD}{Error}$, 右下が μ -like の $\frac{SMD}{Error}$ である。また、図中の赤線は $0 < \cos\theta_{zenith} < 1$, 青線は $-1 < \cos\theta_{zenith} < 0$ のみの SMD, 黒線は $-1 < \cos\theta_{zenith} < 1$ の SMD を表す

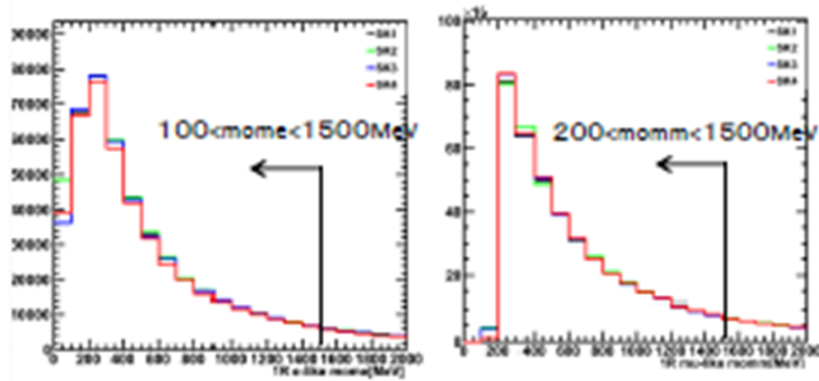


図 5.11: MC シミュレーションを用いた各 SK 期間ごとの運動量分布。左図が e-like, 右図が μ -like。黒線が SK1, 緑線が SK2, 青線が SK3, 赤線 SK4 である。

各図中の黒点はデータ、黒線は liner fitting($y=ax+b$), 赤点は MC のシミュレーション, 赤線は MC への liner fitting($y=ax+b$) を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片, p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。表 5.2 は、下記で定義する全イベント, e-like, μ -like の相関係数 (correlation-coefficient)、表 5.3 は各 liner fitting の傾き、表 5.4 は各 fitting に対する χ^2 test の結果を示したものである。表 5.4 には fitting の比較のため、liner fitting($y=ax+b$) と const-fitting($y=c$) の両方について χ^2 検定を行った結果を示している。

$$\text{相関係数 (correlation - coefficient)} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \times (n_i - \bar{n})}{\sqrt{(\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2) \times (\sum_{i=1}^n (n_i - \bar{n})^2)}} \quad (5.3.1)$$

n は解析に用いたデータの数

x_i は各月のニュートリノイベント数、 \bar{x} は各月のニュートリノイベント数の平均値

n_i は各月の neutron monitor イベント数、 \bar{n} は各月の neutron monitor イベント数の平均値

	Data	MC
1R 全イベント	0.195	0.999
1R e-like	0.059	0.999
1R μ -like	0.219	0.999

表 5.2: 全イベント, e-like, μ -like Data の各相関係数と MC (neutron monitor イベント数に対し線形) の相関係数

全ニュートリノイベントに対するデータの相関係数は 0.195 でニュートロンモニターのイベント数に対して弱い正の相関を持っている。また、データに対する liner fitting($y=ax+b$) の傾きは 0.46 ± 0.19 、MC に対する liner fitting($y=ax+b$) の傾きは 0.64 である。 χ^2 test の結果よりデータと MC は 1.1σ の範囲内で一致しており, liner fitting の結果からデータは傾き 0 から 2.4σ 離れている。

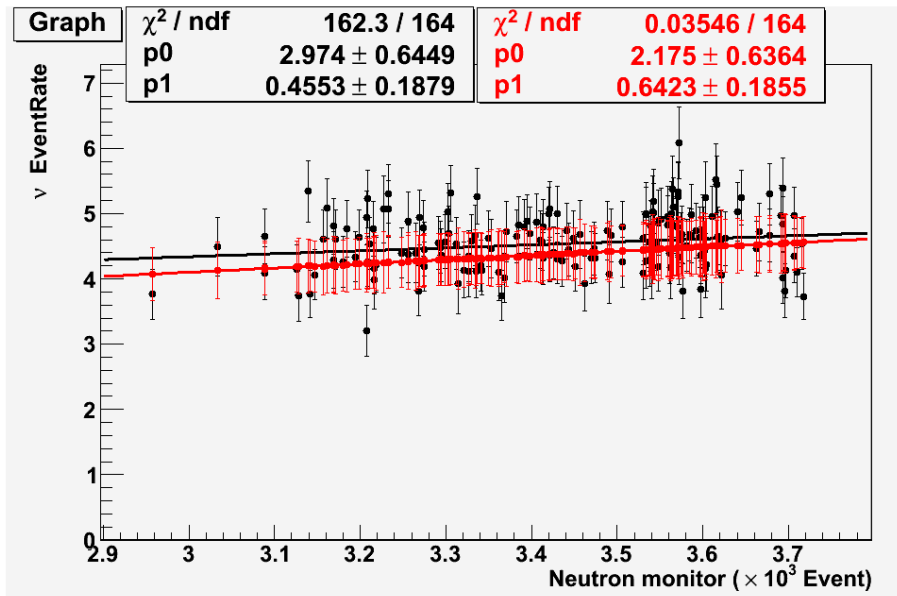


図 5.12: 各月のニュートロンモニターの平均イベント数と全ニュートリノ (e-like+ μ -like) の平均イベントの相関。黒点はデータ、黒線は liner fitting, 赤点は MC のデータ, 赤線は MC への liner fitting を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片, p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。

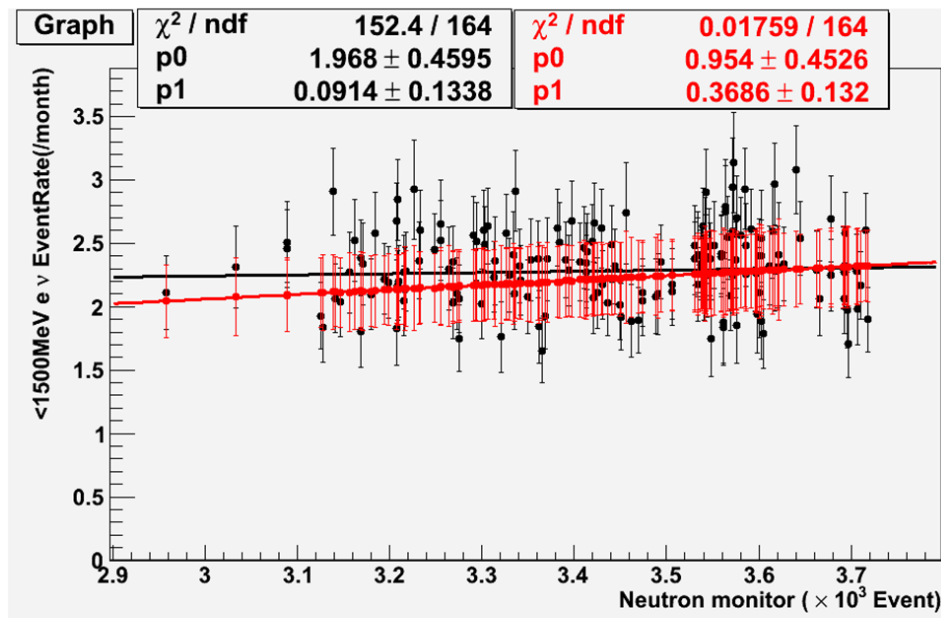


図 5.13: 各月のニュートロンモニターの平均イベント数と e-like ニュートリノの平均イベントの相関。黒点はデータ、黒線は liner fitting, 赤点は MC のデータ, 赤線は MC への liner fitting を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片, p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。

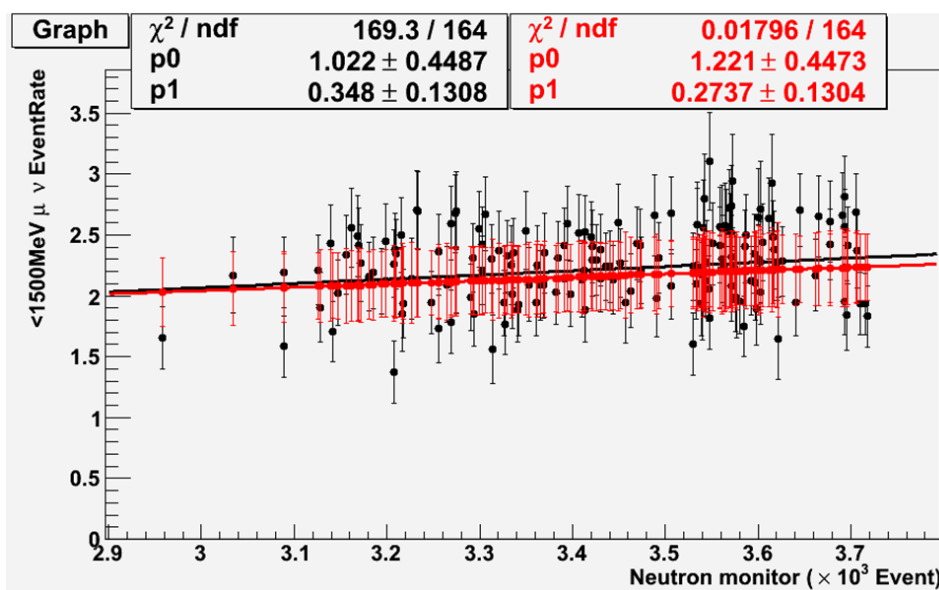


図 5.14: 各月のニュートロンモニターの平均イベント数と μ -like ニュートリノの平均イベントの相関。黒点はデータ、黒線は liner fitting, 赤点は MC のデータ, 赤線は MC への liner fitting を表す。図左上のテーブルはデータに対する liner fitting の結果で p0 が切片, p1 が傾きを示しており、図右上のテーブルは MC に対する liner fitting の結果を示している (MC の χ^2 検定の値が小さくなっているのは今回の MC モデルに線形を仮定したためである)。

	Data	MC
1R 全イベント	0.46 ± 0.19	0.64
1R e-like	0.091 ± 0.133	0.37
1R μ -like	0.35 ± 0.13	0.27

表 5.3: 全イベント, e-like, μ -like に対する liner fitting の傾き

$\chi^2 \text{test}$	1R 全イベント	1R e-like	1R μ -like
Data-fit($y=ax+b$)	162/164(52 %)	152/164(73 %)	169/164(37 %)
Data-const fit($y=c$)	168/165(44 %)	153/165(74 %)	176/165(26 %)

表 5.4: liner fitting($y=ax+b$) , const fitting($y=c$) に対する $\chi^2 \text{test}$ の結果

e-like イベントに対するデータの相関係数は 0.059 で、ニュートロンモニターのイベント数に対してほぼ無相関である。また、データに対する liner fitting($y=ax+b$) の傾きは 0.091 ± 0.133 、MC に対する liner fitting($y=ax+b$) の傾きは 0.37 である。 χ^2 test の結果よりデータと MC は 2.1σ 離れており、liner fitting の結果からデータは傾き 0 から 0.68σ の範囲内で一致している。

μ -like イベントに対するデータの相関係数は 0.219 でニュートロンモニターのイベント数に対して弱い正の相関を持っている。また、データに対する liner fitting($y=ax+b$) の傾きは 0.35 ± 0.13 、MC に対する liner fitting($y=ax+b$) の傾きは 0.27 である。 χ^2 test の結果よりデータと MC は 0.62σ の範囲内で一致しており、liner fitting の結果からデータは傾き 0 から 2.7σ 離れている。

これらの結果から、1R ニュートリノイベント全体についてはニュートロンモニターのイベント数と弱い正の相関を持っており、太陽活動の極大期、極小期に応じてフラックスが変化しているという結論と矛盾しない。一方、e-like と μ -like を分けた場合、 μ -like はニュートロンモニターのイベント数に対して弱い相関を持つ。一方、e-like がニュートロンモニターのイベント数に対して正の相関である仮説、無相関である仮説はどちらも棄却されないが、相関係数や fitting の結果から無相関である可能性が高いと言える。

また、ニュートロンモニターのイベント数に対してニュートリノフラックスが線形であると仮定した MC シミュレーションとデータを比較すると 1R ニュートリノイベント全体について $\chi^2/ndf=186/165(11\%)$ 、1R e-like について $\chi^2/ndf=164/165(48\%)$ 、1R μ -like について $\chi^2/ndf=176/165(25\%)$ であり、いずれの場合も reduced χ^2 はおおよそ 1 である。

第6章 結論と今後の展望

6.1 解析結果のまとめ

今回行った大気ニュートリノにおける東西効果の研究ではSK1~4期間4437.1dayの観測データを用いてe-likeイベントと μ -likeイベントの方位角分布を求め、東西の異方性を測定した。e-likeについて等方性を仮定した場合kuiper検定での有意確率は 3×10^{-7} %となり、 μ -likeについて等方性を仮定した場合kuiper検定での有意確率は 6×10^{-5} %であることから、e-likeイベントと μ -likeイベント両方において異方性が有意に示された。また、DataとMCシミュレーションに対してe-likeでkuiper検定を行うと有為確率は97%、 μ -likeでkuiper検定を行うと有為確率は99%であることから、e-likeイベントと μ -likeイベント両方においてMCシミュレーションとよく一致している。

また、今回の解析ではSK4期間1631.2dayの観測データを用い、likelihood関数を導入して ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -likeイベントの方位角分布を求め、東西の異方性を測定した。等方性を仮定した場合のkuiper検定の有意確率はそれぞれ ν_e -likeが0.043%、 ν_μ -likeが49.2%、 $\bar{\nu}_e$ -likeが99.8%、 $\bar{\nu}_\mu$ -likeが9.6%であり、これらの結果から ν_e -likeにおいて異方性が有意に示され ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -likeの結果は等方性の仮定とconsistentであった。また、DataとMCシミュレーションに対してkuiper検定を行った場合の有意確率はそれぞれ ν_e -likeが97%、 ν_μ -likeが99.9%、 $\bar{\nu}_e$ -likeが99.0%、 $\bar{\nu}_\mu$ -likeが91.7%であり、 ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -likeイベントはどれもMCシミュレーションとよく一致している。

今回異方性を評価する指標として導入したAsymmetryを運動量、天頂角カット後の各ニュートリノイベントのイベント全体について適応するとe-likeが 0.146 ± 0.0097 (MCは 0.149 ± 0.00076)、 μ -likeが 0.102 ± 0.0092 (MCは 0.119 ± 0.00073)、 ν_e -likeが 0.190 ± 0.018 (MCは 0.159 ± 0.0025)、 ν_μ -likeが 0.077 ± 0.018 (MCは 0.116 ± 0.0024)、 $\bar{\nu}_e$ -likeが 0.062 ± 0.034 (MCは 0.133 ± 0.0047)、 $\bar{\nu}_\mu$ -likeが 0.234 ± 0.029 (MCは 0.129 ± 0.0040)である。DataとMCのAsymmetryの結果から、e-likeイベントの方が μ -likeイベントよりも異方性が大きく、 ν_e -like, $\bar{\nu}_\mu$ -likeの方が $\bar{\nu}_e$ -like, ν_μ -likeよりも異方性が大きいという結果が得られた。

e-like, μ -likeの異方性について得られた結果は1999年に行われた異方性の解析での結果に矛盾しておらず、前回の解析では有意に示せなかった μ -likeに関しても有意に異方性を示すことができた。また、今回の解析で新たに行った ν_e -like, ν_μ -like, $\bar{\nu}_e$ -like, $\bar{\nu}_\mu$ -likeの異方性の測定についてもDataとMCシミュレーションとよく一致しており、分離された各 ν -like, $\bar{\nu}$ -likeの東西効果についても各タイプの純粋なニュートリノのMCから予想される傾向とも一致した。ただし、観測データについて現在のSK4のイベント数では統計数が十分でないこと、Likelihood法による反ニュートリノ分離の精度が悪いことから今回の結果は統計的ふらつきやlikelihoodの分離精度による統計誤差の影響が大きい。そのため、今後SK4の観測を続けて十分なイベント数を得ること、反ニュートリノの分離精度を向上させることが今後各タイプのニュートリノの東西差を測定する上で必要である。

太陽活動が大気ニュートリノのフラックスに与える影響については、今回の解析結果から

- ・1Rニュートリノイベント全体について、データの相関係数は0.195で弱い正の相関を持っている。liner fittingの結果からデータは傾き0から 2.4σ 離れており、98% C.Lで傾きが0であることが棄却されている。

- ・1R e-likeについて、データの相関係数は0.059でほぼ無相関である。liner fittingの結果からデータは傾き0から 0.68σ 離れており、50% C.Lで傾きが0であることが棄却されない。

- ・1R μ -likeについて、データの相関係数は0.21で弱い正の相関を持っている。liner fittingの結果からデータは傾き0から 2.7σ 離れており、99% C.Lで傾きが0であることが棄却されている。

という結論が得られた。1Rニュートリノイベント全体についてはニュートロンモニターのイベント数と弱い正の相関を持っていることから、太陽活動期に応じてフラックスが変化しているという結論と矛盾しない。e-likeと μ -likeに分けた場合 μ -likeはニュートロンモニターのイベント数に対して弱い相関を持つ一方で、e-likeがニュートロンモニターのイベント数に対して正の相関もしくは無相関である仮説はどちらも棄却されないが無相関である可能性が高いという結論が得られた。

また、Data と MC を比較すると 1R ニュートリノイベント全体、e-like、 μ -like のいずれも場合も reduced χ^2 はおおよそ 1 であり、よく一致している。

今回の解析結果では 1R ニュートリノイベント全体、 μ -like イベントの相関関係については定性的な予想と一致したが、e-like については無相関である可能性が棄却されなかった。現在の SK のデータでは各ニュートリノのイベントレートの統計誤差が大きく、今回の解析結果が統計的なふらつきによる可能性が否定できない。今後も SK 及びニュートロンモニターによる観測を続けて十分なイベント数を得ることができれば、より明確に太陽活動との相関関係が測定できることが期待される。

6.2 今後の課題と展望

<大気ニュートリノの東西効果に関する課題と展望>

今回行った大気ニュートリノにおける東西効果の研究では、誤差については統計誤差のみであり系統誤差を含んでいない。そのため、正確な誤差を算出するには MC シミュレーションについては MC モデルである Honda-flux 11 のニュートリノフラックスの系統誤差 (Flux normalization など)、SK の MC モデルである SKdetSim, NEUT の系統誤差 (各 Interaction type の反応断面積の不定性など) を考慮する必要がある、Data と MC 共通の系統誤差としては第 3 章で扱った event Reduction の系統誤差 (FVFC イベント separation の SN 比など)、event Reconstruction による系統誤差 (Rig Counting ,PID の誤差など) を考慮する必要がある、 $\nu-\bar{\nu}$ likelihood 関数については neutron tagging の検出効率や SN 比、decay electron の検出効率を系統誤差として考慮する必要がある。表 6.1 は系統誤差を見積もるべき要素をまとめたものであり、各要素の誤差を合わせて系統誤差を見積もることが今後の課題である。

今回の解析では従来の SK の解析で用いられた e-like、 μ -like イベントに加え、 $\nu-\bar{\nu}$ separation likelihood を用いることで ν_e -like、 ν_μ -like、 $\bar{\nu}_e$ -like、 $\bar{\nu}_\mu$ -like の各タイプのニュートリノについても理論と実験の比較を行うことができた。大気ニュートリノについてニュートリノと反ニュートリノの分離が可能になった事の意義は大きく、今後はより精度の高い解析を行うことで各タイプのニュートリノのフラックス測定だけでなく、宇宙線に含まれる各粒子のフラックスや二次宇宙線の生成メカニズム、宇宙線に対する地磁気の影響についてもより定量的に理解できるようになることが期待されている。

最後に、現在 SK で計画されているいくつかの改良計画のうちニュートリノと反ニュートリノの分離精度を向上させる一例を示す。

今後行われる SK の改良計画のうち、 $\nu-\bar{\nu}$ の分離精度を高める計画の一例として SK 検出器に純水の代わりに 0.2 % 硫酸 Gd 水を用いる計画 (GADZOOKS 計画) が挙げられる。GADZOOKS 計画では、Gd が中性子に対して非常に大きい反応断面積を持っており中性子を捕獲すると SK で検出可能なエネルギーの γ 線を放出することを利用して中性子の検出効率を上げることを目的としている。Gd が中性子捕獲を行った際に放出する γ 線のエネルギーは 8MeV と非常に大きく、純水の場合の 2.2MeV の γ 線と比較して検出が容易である。このため、 γ 線を用いた中性子の検出 (neutron tagging) 効率は硫酸 Gd 水を用いた場合で 67 % と見積もられており純水を用いた従来の検出効率 28.1 % から大幅に改善される。(なお、ここでの検出効率は第 3 章で述べた Event Reduction と Event Reconstruction を行った後の最終的な検出効率を指す。) 硫酸 Gd 水を導入した場合、今回の解析で導入した $\nu-\bar{\nu}$ likelihood 関数の変数である neutron 数の精度を大幅に向上させるため大気ニュートリノ観測において各タイプのニュートリノフラックスをより正確に測定できるようになることが予想されている。

<太陽活動-大気ニュートリノフラックス相関の解析に関する課題と展望>

東西効果の解析と同様に今回の解析においては誤差については統計誤差のみであり、系統誤差を含んでいない。そのため正確な誤差を算出するには、MC シミュレーションについては MC モデルである Honda-flux 11 のニュートリノフラックスの系統誤差、SK の MC モデルである SKdetSim, NEUT の系統誤差 (SK 期間ごとの補正率の不定性など) を考慮する必要がある、Data と MC 共通の系統誤差としては第 3 章で扱った event Reduction の系統誤差、event Reconstruction による系統誤差を考慮する必要がある。東西効果の解析と同様の表 6.1 は系統誤差を見積もるべき要素をまとめたものであり、これらの要素の誤差を合わせて全体の系統誤差を見積もることが今後の課題である。

今回の解析ではおよそ 13 年間の SK 観測データを用いることによって約 11 年周期の太陽活動変動と大気ニュートリノフラックスの関係を検証した。大気ニュートリノフラックスと太陽活動の相関関係の検証は 13 年間という長期間のデータを用いて始めて可能になったことであり、理論から予想されていた太陽活動との相関の兆候が初めて有意に示されたことの意義は大きい。今後はより精度の高い解析を行うことで宇宙線に対する太陽風の影響、太陽風の変動、大気と宇宙線の相互作用を定量的に理解できるようになることが期待されている。

<ニュートリノフラックスの MC シミュレーションに関連した要素>
1,Flux normalization
2, $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$
3, $\bar{\nu}_e/\nu_e$
4, $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$
5,K/ π ratio in flux calculation
6,Neutrino path length
7,Sample-by-Sample normalization
8,Matter effect
9,Solar Activity (東西効果の解析のみ)
<ニュートリノ反応の MC シミュレーションに関連した要素>
10,CCQE cross section
11,CCQE $\bar{\nu}_i/\nu_i$ ratio(i =e, ν)
12,CCQE ν_μ/ν_e
13,Single meson production cross section
14,Single π production, π_0/π^\pm ratio
15,Single π production, $\bar{\nu}_i/\nu_i$ (i=e, μ) ratio
16,DIS(Deep Inelastic Scattering) cross section
17, Q^2 spectrum in DIS
18,Coherent π production
19,NC/CC ratio
20,Nuclear effect in ^{16}O nucleus
21, ν_τ contamination
22,NC in FC μ -like (hadron simulation)
23,Decay electron tagging (π^+ interaction)
< SK の Event Reduction 関連した要素>
24,FC/PC separation
25,FC reduction
26,Non- ν BG (e-like)
27,Non- ν BG (μ -like)
28,Fiducial volume
< SK1~4 の Event Reconstruction, $\nu - \bar{\nu}$ likelihood 関数に関連した要素>
29,Ring separation
30,PID (single-ring)
31,Energy calibration
32,Up/down asymmetry energy calibration
33,Multi-GeV single-ring e-like non CC ν_e BG
34,Sub-GeV 2-ring π^0
35,Decay electron tagging
36,neutron tagging (SK4 $\nu - \bar{\nu}$ likelihood 関数のみ)
37,decay Time (SK4 $\nu - \bar{\nu}$ likelihood 関数のみ)

表 6.1: 東西効果、太陽活動との相関関係において考慮すべき系統誤差の例

第7章 付録A 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 (Kolmogorov-Smirnov test, K-S 検定) がある。K-S 検定に用いられる統計量 D は、次式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_1 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

$$D = \max_{-\infty < x < \infty} [S_N(x) - P(x)] \quad (7.0.1)$$

と計算される (図 7.1 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

$$D = \max_{-\infty < x < \infty} [S_{N_1}(x) - S_{N_2}(x)] \quad (7.0.2)$$

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 検定をこ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。

$$V = D_+ + D_- = \max_{-\infty < x < \infty} [S_N(x) - P(x)] + \max_{-\infty < x < \infty} [P(x) - S_N(x)] \quad (7.0.3)$$

二つのデータ分布を比較する場合には、前式と同様に $S_{N_1}(x)$, $S_{N_2}(x)$ 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。

$$D^* = D \times \left(n^{\frac{1}{2}} + 0.12 + \frac{0.11}{n^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (7.0.4)$$

$$V^* = V \times \left(n^{\frac{1}{2}} + 0.155 + \frac{0.24}{n^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (7.0.5)$$

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

$$n = \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2} \quad (7.0.6)$$

と定義される。

有意確率は次式で与えられる。

$$\text{Prob}(D^* > \text{observed}) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} \exp(-2j^2 D^{*2}) \quad (7.0.7)$$

$$\text{Prob}(V^* > \text{observed}) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (4j^2 V^{*2} - 1) \exp(-2j^2 V^{*2}) \quad (7.0.8)$$

$$(7.0.9)$$

D^* 、 V^* と有意確率の代表的な値を表 7.1 に示す。

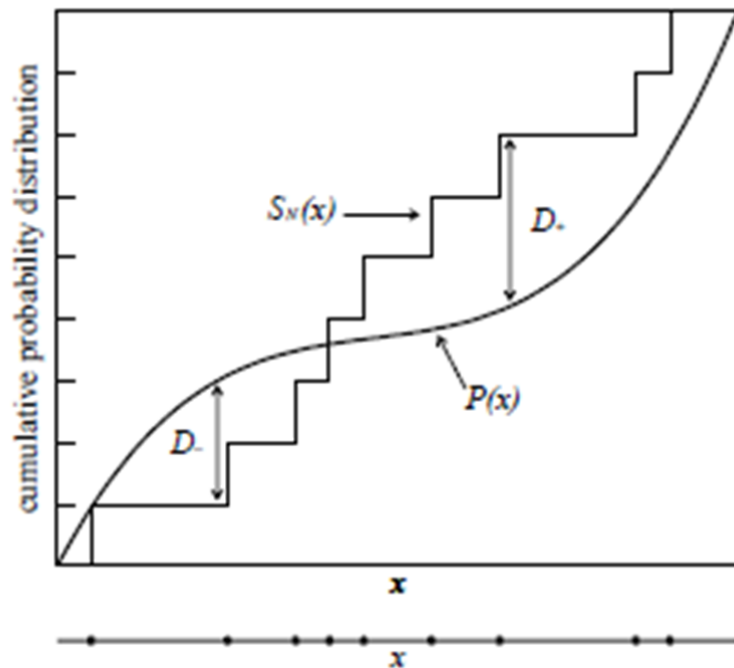


図 7.1: K-S 統計量, Kuiper 統計量を求めるための累積分布関数。数直線上に示した x の測定値の分布を理論分布の累積確率分布 $P(x)$ と比較したい。 N 個の測定値が得られているとして、 x のデータ点毎に $1/N$ だけ加算される階段状の累積分布関数 $S_N(x)$ を描く。 $S_N(x)$ 、 $P(x)$ は 0 から 1 の値をとる。各統計量は二つの累積分布の差により定義される。

static	15 %	10 %	5 %	1 %
D^*	1.138	1.224	1.358	1.628
V^*	1.537	1.620	1.747	2.001

表 7.1: D^* , V^* に対する有意確率 (100α %)

関連図書

- [1] F. Reines, C.L. Cowan, "On the Detection of the Free Neutrino" *Phys. Rev.*, **92** (1953) 830.
- [2] F. Reines, C.L. Cowan, Jr. (1956). "The Neutrino" *Nature* **178**(1956)446.
- [3] G. Danby *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **9** (1962) 36-44.
- [4] K. Kodama *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **B504** (2001) 218-224.
- [5] M. Goldhaber, L.Grodzins and A. W. Sunyar., *Phys.Rev.* **109** (1958) 1015.
- [6] Q. R. Ahmad *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 138-140.
- [7] Y.Fukuda *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* (1998) 1562-1567.
- [8] S.Fukuda *et al.*, *Phys.Lett.* **B539** (2002) 179-187.
- [9] Q. R. Ahmad *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **87** (2001) 071301.
- [10] M. H. Ahn *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 041801.
- [11] K. Eguchi *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 021802.
- [12] C. Kraus *et al.*, *Eur.Phys.J.* **C40** (2005) 447-468.
- [13] K. Assamagan *et al.*, *Phys.Rev.* **D53** (1996) 6065-6077.
- [14] R. Barate *et al.*, *Eur.Phys.J.* **C2** (1998) 395-406.
- [15] Z. MAKI, M. NAKAGAWA, S. SAKATA, *Progress of Theoretical Physics* **28** (1962) 870-880.
- [16] T. Schwetz *et al.*, arXiv/hep-ph/arXiv:1108.1376
- [17] M. C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Jordi Salvado, Thomas Schwetz *et al.*, arXiv/hep-ph/arXiv:1209.3023
- [18] M. Honda *et al.*, *Phys. Rev. D* **64**, **053001** (2001).
- [19] M. Honda *et al.*, *et al.*, *Phys. Rev. D* **70**, **043008** (2004).
- [20] M. Honda *et al.*, *et al.*, *Phys. Rev. D* **75**, **043006** (2007).
- [21] W.R. Webber, R.L. Golden and S.A. Stephens, In Proceedings of the 20th International Cosmic Ray Conference (1987).
- [22] E.S. Seo *et al.*, *Astrophys. J.* **378** **763** (1991).
- [23] P. Pappini *et al.*, In Proceedings of the 23rd International Cosmic Ray Conference (1993).
- [24] M. Boezio *et al.*, *Astrophys. J.* **518** **457** (1999).
- [25] W. Menn *et al.*, *Astrophys. J.* **533** **281** (2000).
- [26] T. Sanuki *et al.*, *Astrophys. J.* **545** **1135** (2000).
- [27] J.Alcarez *et al.*, *Phys. Lett. B* **490** **27** (2000).
- [28] M.J. Ryan, J.F. Ormes and V.K. Balasubrahmanyam, *Phys. Rev. Lett.* **28** **985** (1972).

- [29] K. Asakamori *et al.*, *Astrophys. J.***502 985** (1998).
- [30] I.P. Ivanenko *et al.*, In Proceedings of the 23rd International Cosmic Ray Conference(1993).
- [31] Y. Kawamura *et al.*, *Phys. Rev. D* **40 729** (1989).
- [32] A.V. Apanasenko *et al.*, *Astropart. Phys.***16 13** (2001).
- [33] G.Battistoni *et al.*, *Astropart.Phys.***19 269** (2003) [Erratum-ibid. 19 291 (2003)].
- [34] G. Barr *et al.*, *Phys. Rev. D***70, 0423006** (2004).
- [35] J. HOSAKA *et al.*[The Super-Kamiokande collaboration] *Phys. Rev.Lett. D***74, 032002** (2006)
- [36] Y. Ashie *et al.*, *Phys. Rev. D***93 101801** (2004)
- [37] S.P. Mikheyev and A.Y. Smirnov, *Sov. Jour. Nucl.***42, 913** (1985)
L. Wolfenstein, *Phys.Rev. D***17, 2369** (1978).
- [38] Chizue Ishihara, PhD Thesis, University of Tokyo, Feb, 2010
- [39] The Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. D***81, 092004** (2010)
- [40] A.Kaneya ,Master Thesis ”大気ニュートリノにおける東西効果の研究” , Tokyo Inst. of Technology, Feb, 1999
- [41] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa, *Phys. Rev. D***52, 4985** (1995).
- [42] 国立天文台編, 理科年表, 丸善
- [43] G. Barr, T. K. Gaisser, and T. Stanev, *Phys. Rev. D***39, 3532** (1989).
- [44] E. V. Bugaev and V. A. Naumov,*Phys. Lett. B***232, 391** (1989).
- [45] H. Lee and Y. Koh, *Nuovo Cimento B***105, 884** (1990).
- [46] Y.Kamiya *Jour. of Geomagn. and Geoelec.***14, No.4,191** (1963)
- [47] The Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. Lett.***82 5194** (1999)
- [48] BARTOL RESEARCH INSTITUTE <http://neutronm.bartol.udel.edu/>
- [49] M. Honda, *Cosmic Ray and Atmospheric Neutrino*(2008).
- [50] Hatton, C.J. ,”The Neutron Monitor’, Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, X” , *American Elsevier Publishing Company* (1971)
- [51] John M. Clem, Lev I. Dorman , *Space Science Reviews***93 335-359** (2000)
- [52] S.Yamada *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics A* **458** (2001) 638-649
- [53] S.Yamada *et al.*, *Nuclear Science, IEEE Transactions on* **57** (2010) 428-432.
- [54] Y. Takenaga, Ph.D. Thesis, University of Tokyo (2008).
- [55] Paolo Lipari ,*Astropart.Phys.***14:171-188** (2000)
- [56] M. Honda *et al.**Phys. Rev. D***83, 123001** (2011).

謝辞

本修士論文をまとめるにあたり、該当する研究でお世話になった方々にお礼を述べたいと思います。

指導教官である梶田隆章先生にはこのような研究の機会を与えていただきました。大学院に入学が決まってから研究の環境を用意して頂いただけでなく、実験装置や解析の知識に関して親身に指導していただいたことに感謝いたします。

RCCN の奥村公宏先生には素粒子の基礎的な内容や SK 検出器の知識に関して、多くの指導をしていただきました。

本田守弘さんには大気ニュートリノのシミュレーションや太陽活動に関する情報を教えていただきました。

Tristan Irvine さんにはニュートロンタギングに関する情報や $\nu\bar{\nu}$ separation に関するアドバイスを頂きました。

また、神岡宇宙素粒子研究施設の塩澤真人先生には SK のコラボレーションミーティングの際に様々なアドバイスを頂きました。早戸良成先生には SK のエレクトロニクスについての知識を教えてくださいました。

(元・現) 宇宙線研究所所属の学生である榎本大悟さん、稗田啓介さん、中野佑樹さん、高知尾理さん、岡直哉さん、中川克磨さん、芳賀 侑斗さん、織井 安里さん、中島 建雄さん、小林 雅俊さんからは神岡素粒子ゼミを通じて議論の仕方を学ばせて頂きました。

RCCN 秘書の渡辺圭子さん、神岡研究施設事務の方々には旅費手続きなどで大変お世話になりました。

最後に、私をここまで支えて下さった家族、友人等に深く感謝いたします。

2014 年 1 月 亀谷 功