スーパーカミオカンデにおける上向きストップ + 突き抜けμ 粒子事象の解析

大阪大学大学院理学研究科
物理学専攻博士前期課程 2 年
新田 和範

平成 12 年 3 月 31 日

概要

大気ニュートリノ $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ が、地球内部を伝播し、検出器近傍の岩盤中の核子と相互作用して生じた上向きストップμ事象 (親ニュートリノの平均エネルギー$\simeq$10GeV) 及び、上向き突き抜けμ事象 ($\simeq$100GeV) について、スーパーカミオカンデのデータ約 500 日分のアップデートをおこない、合計約 1100 日分のデータを用いて解析した。

約 1074 日の実働時間に対して、1.6GeV 以上の突き抜けμ事象を 1197 イベント、約 1053 日の実働時間に対して、1.6GeV 以上のストップμ事象を 286 イベント観測し、フラックス

$$\begin{aligned} \phi_{thru\mu} &= 1.732 \pm 0.051(stat.) \pm 0.020(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\ \phi_{stop\mu} &= 0.392 \pm 0.026(stat.)^{+0.020}_{-0.018}(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \end{aligned}$$

を得た。その結果、上向き突き抜けμ フラックスとの比の実験値 R_{obs}と、理論期待値 R_{theo}の比が、$\frac{R_{obs}}{R_{theo}}$ =0.610 となり、これは観測値が理論期待値から 2.95σ離れている結果となった。

また、ニュートリノ振動を仮定したときの $\sin^2 2\theta_v$とΔm^2 の許容領域を検証し、信頼度 90%で $\sin^2 2\Theta > 0.4$、 $10^{-4} < \Delta m^2 < 10^{-2}(\mathrm{eV}^2)$ の値を得た。それらは期待値と一致していて、スーパーカミオカンデの sub-GeV、multi-GeV の contained 事象の許容領域とも一致する結果となった。従って、sub-GeV($\sim \frac{1}{10}$GeV) から 100GeV までの領域で$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動によってデータを良く説明されることが検証された。

目 次

概要 **1**

図目次 **4**

表目次 **9**

第 1 章 序論 **11**
- 1.1 大気ニュートリノ . . . 11
- 1.2 スーパーカミオカンデ検出器で観測される大気ニュートリノ事象 . . . 11
- 1.3 大気ニュートリノ問題 . . . 14
- 1.4 ニュートリノ振動 . . . 14
- 1.5 上向きμ事象によるニュートリノ振動解析 . . . 16
- 1.6 その他のニュートリノ振動実験 . . . 17
- 1.7 この論文の動機 . . . 17

第 2 章 スーパーカミオカンデ検出器 **20**
- 2.1 検出原理 . . . 20
- 2.2 検出器概要 . . . 21
- 2.3 光電子増倍管 . . . 23
  - 2.3.1 inner-counter PMT . . . 23
  - 2.3.2 anti-counter PMT . . . 27
- 2.4 エレクトロニクス . . . 27
  - 2.4.1 inner-counter . . . 27
  - 2.4.2 anti-counter . . . 30
- 2.5 データ収集システム . . . 30

第 3 章 上向きμ フラックスの理論期待値の計算 **32**
- 3.1 概要 . . . 32
- 3.2 大気ニュートリノフラックス . . . 33
- 3.3 ニュートリノ反応断面積 . . . 34
  - 3.3.1 深非弾性散乱 . . . 36
  - 3.3.2 Quasi-elastic 散乱と$\Delta(1232)$ 共鳴 . . . 36

3.3.3 ニュートリノ全反応断面積 38
3.4 μ の飛程 38
3.4.1 岩石中での飛程 38
3.4.2 水中での飛程 39
3.5 検出器の形状 39
3.6 上向きμフラックスの理論計算 40
3.7 上向きμフラックスの理論期待値不定性 41
3.7.1 大気ニュートリノフラックスのエネルギー不定性とモデル依存性 41
3.7.2 ストップμ / 突き抜けμ の比の不定性 41
3.8 まとめ 43

第 4 章 イベントセレクション **45**
4.1 概要 45
4.2 1st reduction 45
4.2.1 ストップμ 45
4.2.2 突き抜けμ 48
4.3 2nd reduction 49
4.4 eye-scan 51
4.5 上向きμイベント 53
4.6 バックグラウンド 54
4.6.1 宇宙線μによるしみ込みの見積もり 54
4.6.2 $\nu_\mu \cdot \bar{\nu}_\mu$の中性カレント反応による background 55
4.6.3 $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$による background 55

第 5 章 観測された上向きμ のフラックス **62**
5.1 実働時間 62
5.2 有感面積 62
5.3 上向きμ フラックス 62
5.4 系統誤差 66
5.5 まとめ 67

第 6 章 ニュートリノ振動解析 **68**
6.1 ニュートリノ振動 68
6.2 上向きストップμ/突き抜けμフラックス比の比較 68
6.3 Normalization による天頂角分布比較 70
6.4 ニュートリノ振動解析 72
6.4.1 突き抜けμにおけるニュートリノ振動解析 72
6.4.2 ストップμと突き抜けμとの比におけるニュートリノ振動解析 72
6.4.3 ストップμと突き抜けμとの和におけるニュートリノ振動解析 74

6.4.4 ニュートリノ振動解析のまとめ 75

第 7 章 結果、議論、展望 **77**
7.1 結果および議論 77
7.2 展望 79

第 8 章 結論 **80**

付 録 A 検出器の較正 **81**
A.1 相対的ゲイン較正–Xe キャリブレーション 81
A.2 絶対的ゲイン較正–Ni キャリブレーション 82
A.3 時間較正 83
A.4 水の透過率 (減衰長) 86
A.4.1 レーザー光と CCD カメラによる直接測定 86
A.4.2 宇宙線μを用いた間接測定 88
A.5 エネルギー較正 90
A.5.1 ニッケル較正でのγ線源を用いる方法 90
A.5.2 ライナック 90
A.5.3 μ粒子崩壊電子を用いたキャリブレーション 90

謝辞 **93**

参考文献 **94**

図目次

1.1 大気ニュートリノ事象の模式図。左から順に上向きストップμ、上向き突き抜けμ、fully-contained、partially-contained 事象。μニュートリノが同一方向から来たと仮定している。 12

1.2 上向きμ事象の親ニュートリノのエネルギー分布。点線は 1.6GeV 以上の上向きμの親ニュートリノ。実線は 1.6GeV 以上の上向きストップμの親ニュートリノ。鎖線は 1.6GeV 以上の上向き突き抜けμの親ニュートリノ。 13

1.3 典型的な上向きμ事象のイベントディスプレイ。大きい方の展開図は inner-counter、左肩の小さい展開図は anti-counter を表す。左図は上向き突き抜けμ。右図は上向きストップμ。 13

1.4 カミオカンデまでのニュートリノ振動実験の現状。左図は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動での信頼度 90%領域で [15] より引用した。カミオカンデで得られた許容範囲は CHOOZ で否定された。右図は$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動での信頼度 90%領域。 18

1.5 カミオカンデとスーパーカミオカンデにおける$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定したときの許容範囲。カミオカンデは信頼度 90%領域。スーパーカミオカンデは 68%、90%、99%の領域 [9]。 18

2.1 チェレンコフ光のイメージ図 20
2.2 スーパーカミオカンデ検出器の位置 23
2.3 スーパーカミオカンデ検出器 24
2.4 inner-counter PMT と anti-counter PMT 24
2.5 50cm PMT の形状と大きさ 25
2.6 50cm PMT の回路摸式図 25
2.7 50cm PMT の量子効率 26
2.8 チェレンコフ光のスペクトラム 26
2.9 1p.e. に対する ADC 分布 27
2.10 スーパーカミオカンデの磁場補正コイル 28
2.11 anti-counter PMT and wave length shifter 28
2.12 ATM モジュールのブロックダイアグラム 29
2.13 データ収集システム 31

3.1 大気ニュートリノ ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) のエネルギースペクトル。天頂角について平均をとり、E_ν^3をかけたものをプロットした。 34
3.2 様々なエネルギー領域における大気ニュートリノ ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) フラックスの天頂角分布。ニュートリノのエネルギーはそれぞれ (a)1GeV、(b)10GeV、(c)100GeV、(d)1TeV。 35
3.3 条件 $W > 1.4GeV$ の下で計算された荷電カレント相互作用による深非弾性散乱の反応断面積。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積をニュートリノエネルギーで割ったものを表す。実線がνN 反応断面積、点線が$\bar{\nu}$N 反応断面積。PDF の Q^2には GRV94 を用いた。 37
3.4 QEL とΔ(1232)1πによるニュートリノ反応断面積。左図がニュートリノ、右図が反ニュートリノとによるもの。鎖線は quasi-elastic 散乱、点線は 1π生成過程、実線はそれらの和の断面積を表す。 37
3.5 ニュートリノ反応断面積。左図がニュートリノ、右図が反ニュートリノによるもの。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積をニュートリノエネルギーで割ったものを表す。点線は quasi-elastic 散乱 (QEL)+1π生成過程 (1π)、鎖線は深非弾性散乱 (DIS)、実線はそれらの和の断面積を表す。 38
3.6 岩盤中でのμ のエネルギー損失と飛程。左図はエネルギー損失 [29]、右図はμ が E_μから E_{th}にエネルギーを落とすまでに岩盤中を走る距離 39
3.7 水中でのμ の飛程 40
3.8 Bartol、Honda のモデルによるニュートリノフラックス理論期待値の天頂角分布。左図の実線は Bartol、点線は Honda を表し、上が突き抜けμ、下がストップμフラックス。右図は、上向きストップμと突き抜けμフラックスの比。実線は Bartol、点線は Honda。 42
3.9 Bartol、Honda の違いからくる bin-by-bin エラー。左図の実線が突き抜けμ、点線がストップμ、右図が上向きストップμと突き抜けμフラックスの比の bin-by-bin エラー。それぞれ理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを表した。 42

4.1 イベントセレクションの流れ 46
4.2 inner-counter の全光量の分布 46
4.3 全光量と突き抜けμの inner-counter の全光量と最大光量の分布 48
4.4 全光量と上向きμの track length 上がストップμ、下が突き抜けμ。Eye scan で集めてきた宇宙線ストップμイベントに manual fit を施して得た track length である。 49
4.5 goodness の計算に使われる変数 51
4.6 モンテカルロストップ$\mu(E_\mu > 1.6GeV)$ イベントに対する manual reconstruction の角度分解能 52
4.7 モンテカルロストップ$\mu(E_\mu > 1.6GeV)$ イベントに対する manual reconstruction の個人差。左図は、二人の scanner の manual reconstruction により得た、それぞれのμ の方向の成す角。右図は、それぞれのμの天頂角の差。 52
4.8 上向きμ事象の天頂角 $\cos\Theta$分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 56

4.9 上向きμ事象の方位角ϕ分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 56
4.10 上向きμ事象の入口の分布。上図が x-y 平面、下図が y-z 平面で投影した図。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。x-y 平面上に関しては一様に分布している。y-z 平面に関しては上の方のイベントが少ないのは上向きμイベントのためである。 57
4.11 上向きμの天頂角と方位角の分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。横軸のϕは方位角、縦軸のΘは天頂角を表す。山の薄い方向（$\phi = 120°$ と$\phi = 180°$）に下向きの宇宙線μの塊が見られる。ストップμでは$\phi = 270°$にも塊が見られる。 58
4.12 上向きμの天頂角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。(1) は山の厚い方向、(2) は山の薄い方向の分布。白抜きが $0<\cos\Theta<0.1$ の分布、斜線が $\cos\Theta<0$ の分布。山の薄い方向からの分布にしみ込みがみられる。 58
4.13 水平方向付近の方位角分布。$0<\cos\Theta<0.1$ に拡大してある。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。(1) は山の厚い方向からの領域、(2) は山の薄い方向からの領域。白抜きが山の厚い方向からのμ、斜線が山の薄い方向からのμ。ストップμ事象は 360^oで Normalize してある。 59
4.14 水平方向付近の方位角分布。$0<\cos\Theta<0.1$ に拡大してある。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。領域 (2) の山の薄い方向からの下向きμイベントを fit させて、上向きμのしみ込みを見積もった。 59
4.15 バックグラウンドを引いた後の上向きμの方位角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 60
4.16 山の厚い方向（領域 1）からの上向きμ事象のみを用いた方位角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 60
4.17 天頂角$\cos\Theta$を 0.05 毎に分けたときの方位角分布。上から $0<\cos\Theta<0.05$、$-0.05<\cos\Theta<0$、$-0.1<\cos\Theta<-0.05$。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。下向きの宇宙線μによる上向き領域へのしみ込みは、統計誤差のためどちらとも言えない。 61

5.1 有感領域 63
5.2 7m 以上の track length に対する有感面積 63
5.3 観測された上向きストップμ フラックスの。左図がストップμ、右図は突き抜けμ。histogram は期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。期待値にはおよそ 22%の Normalization 不定性がある。 64
5.4 観測された $E_\mu \geq 1.6$GeV の上向きμ フラックス。histogram は、期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。期待値にはおよそ 22%の Normalization 不定性がある。 65
5.5 観測された $E_\mu \geq 1.6$GeV の上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。期待値には絶対値でおよそ 14%の不定性がある。 65

6.1 左図は、期待される上向きμフラックス (実線) とニュートリノ振動を仮定したときのフラックス (点線)。ニュートリノ振動の値は$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3\times10^{-2}\mathrm{ev}^2,1.0)$。Normalizeはしていない。右図は左図のストップ/突き抜けの比。フラックスにはBartolを用いた。 69

6.2 左図は期待値をニュートリノ振動を仮定したときの期待値で割った比。$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3\times10^{-2}\mathrm{ev}^2,1.0)$。右図は左図のストップ/突き抜けの比。フラックスにはBartolを用いた。 69

6.3 観測された$E_\mu>1.6$GeVの上向き突き抜けμ フラックスと期待されるフラックス。histogramは、$\alpha=-0.14$で期待値の分布をNomalizeした。$\chi^2_{min}/dof=24.88/9$ 71

6.4 観測された$E_\mu>1.6$GeVの上向きストップμ フラックスと期待されるフラックス。histogramは、$\alpha=-0.49$で期待値の分布をNomalizeした。$\chi^2_{min}/dof=5.38/4$ 71

6.5 上向き突き抜けμのΔm^2-$\sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が68%、90%、99%の領域。⋆はBest Fitで$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (1.28\times10^{-2}\mathrm{eV}^2,0.768)$ . . . 73

6.6 上向き突き抜けμフラックスの天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータがBest Fitの値、$\alpha$=0.127の場合に期待されるフラックス分布。 73

6.7 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの比の$\Delta m^2\leftrightarrow sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が68%、90%、99%の領域。⋆はBest Fit $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3.95\times10^{-3}\mathrm{eV}^2,1.00)$ 74

6.8 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの比の天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータがBest fitの値、$\beta$=-0.095の場合に期待されるフラックス分布。 74

6.9 左図は$\sin^2 2\theta=1$でのストップμ/突き抜けμの比のΔm^2-χ^2分布。横軸は対数を取ってある。χ^2の最大値は$(\Delta m^2,\chi^2)=(6.3\times10^{-4}\mathrm{eV}^2,12.7)$。最小値はBest Fitとなっている。右図の1点鎖線がそのときのフラックス。(α,β)=(-0.38,-0.22) 75

6.10 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和をとったときのΔm^2-$\sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が68%、90%、99%の領域。⋆はBest Fit $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (4.34\times10^{-3}\mathrm{eV}^2,0.973)$ 76

6.11 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和をとったときの天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータがBest Fitの値、$\alpha$=0.058、$\beta$=-0.094の場合に期待されるフラックス分布。 76

7.1 $\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときの、カミオカンデ (Kam) 及びスーパーカミオカンデ (SK) のsub-GeV+multi-GeV (FC+PC) の許容領域と上向きμ(upmu) 領域、それらを結合 (combine) した領域。すべて信頼度90%の許容領域。SKの上向きμ領域は本論文で得られた1100日分のストップμと突き抜けμの和の領域。SK FC+PCは990日分を用いた。SK combinedのBest Fitは$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (2.8\times10^{-3},1.00)$、$\chi^2$/dof=61.1/82 78

7.2 $\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときの、カミオカンデ (Kam) 及びスーパーカミオカンデ (SK) の信頼度90%の許容領域とK2Kでの検証可能領域。 79

A.1 ゲイン較正の setup 図 81
A.2 PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 $(pC \cdot m^2)$。 82
A.3 Ni キャリブレーションの setup 図 83
A.4 ニッケル較正において出力信号のある PMT の電荷分布。0 近くの大きな突起は光電子が第一ダイノードをすり抜けた場合に起る。 84
A.5 時間較正の setup 図 85
A.6 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。) 85
A.7 時間分解能 86
A.8 μを使った水の減衰長の測定 87
A.9 波長が 400nm での水透明度の直接測定の結果。横軸は拡散ボールと CCD カメラの距離、縦軸は CCD カメラで検出され、モニター用 PMT で規格化された電荷である。 87
A.10 μを使った水の減衰長の測定 88
A.11 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日) 89
A.12 水の減衰長の時間変化 89
A.13 ライナックの setup 図 91
A.14 ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれ。 91
A.15 実験値とモンテカルロイベントの崩壊電子エネルギー分布 92

表 目 次

1.1 contained 事象の解析結果。誤差は1つ目が統計誤差、2つ目が系統誤差。 . . . 14
1.2 ニュートリノ源と検証可能なΔm^2 17

2.1 スーパーカミオカンデの性能 22

3.1 突き抜けμ及びストップμの理論期待値の不定性。 43
3.2 ストップμ及び突き抜けμの比の理論期待値の不定性。 43

4.1 2nd reduction の天頂角ごとの検出効率 51
4.2 宇宙線μによるしみ込みの見積もり 54

5.1 突き抜けμの系統誤差。下は検出効率の bin-by-bin 系統誤差 66
5.2 ストップμの系統誤差。下は検出効率の bin-by-bin 系統誤差 66
5.3 ストップμ/突き抜けμ 比の系統誤差。 66

6.1 期待される上向きμフラックスと観測された上向きμフラックスの絶対値 68
6.2 Normalization パラメータ と χ^2_{min}/dof 72
6.3 ニュートリノ振動を仮定したときの、Best Fit な$\sin^2 2\theta, \Delta m^2$とその確率。$\sin^2 2\theta$=0 は null oscillation。 76

A.1 ニッケルの中性子反応。ニッケル同位体の天然存在比、熱中性子の捕獲断面積、ガンマ放射で開放される全エネルギー。 83
A.2 種々の波長の光による直接測定で得られた水透明度。 88

第1章　序論

本論文では, 水チェレンコフ型検出器であるスーパーカミオカンデにおいて観測される大気ニュートリノ起源の現象のうち、上向きμ事象 (上向き突き抜けμ事象、上向きストップμ事象) に注目し、その強度と角度分布を測定し、ニュートリノ振動を仮定したときの解析結果について報告する。この章では、「大気ニュートリノ問題」「ニュートリノ振動」及び上向きμ事象の解析の物理的意義について述べる。

1.1　大気ニュートリノ

地球には高エネルギーの1次宇宙線 (主に陽子やα 粒子) が絶えまなく降り注いでいる。その1次宇宙線が大気中の原子核 (O_2や N_2) と反応することにより生じたπ 中間子やK中間子が空中で崩壊し、その過程でμ 粒子やμ ニュートリノ、電子ニュートリノ等を放出する。このようにして生じたニュートリノを大気ニュートリノと呼び、上空約10km の大気中で生成される。大気ニュートリノの主な生成過程には以下のようなものがある。

$$\begin{aligned}
\pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\
K^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\
K_L &\rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}) \\
K_L &\rightarrow \pi^{\pm}e^{\mp}\bar{\nu}_{e}(\nu_{e})
\end{aligned}$$

さらにμ粒子は、

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$$

に崩壊する。低エネルギー領域 ($\sim$1GeV) では、$\frac{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e+\bar{\nu}_e} \sim 2$ となる。

また、ニュートリノは電荷を持たず、物質との弱カレント反応しかしないため、地球の裏側まで容易に到達できる。そのため、生成点から測定器までの通過距離はおよそ10km から13,000km に及ぶ。

1.2　スーパーカミオカンデ検出器で観測される大気ニュートリノ事象

スーパー神岡実験 (スーパーカミオカンデ) は1996 年4 月1 日からデータの取得が開始された。スーパーカミオカンデ検出器は、ニュートリノ反応により生成された荷電粒子のチェレンコフ光

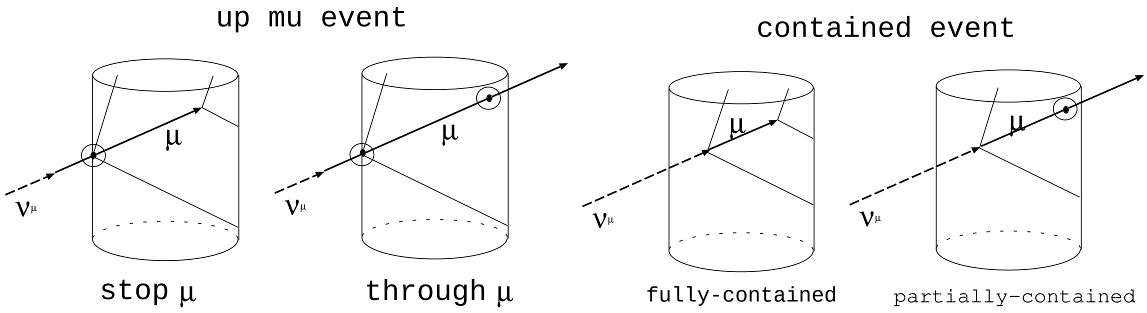

図 1.1: 大気ニュートリノ事象の模式図。左から順に上向きストップμ 、上向き突き抜けμ 、fully-contained、partially-contained 事象。μニュートリノが同一方向から来たと仮定している。

を検出する。観測される大気ニュートリノ事象は、ニュートリノの反応位置によって次の 2 種類に分けられる。

1. 検出器外部で生じた上向きμ 事象
   大気ニュートリノが検出器近傍の岩盤中の核子と反応して生じたμ による事象。下向きの大気ニュートリノ起源μ の主なバックグラウンドには宇宙線μ があげられるが、地球内部を伝播してきて検出器に上向きに入射する宇宙線μ はほとんどないと考えられるので、上向きのμ を選びだすことで、地球の裏側からやってきた大気ニュートリノによって生じたμ のサンプルを得ることができる。そこでこの論文では、検出器外部で発生したニュートリノ起源のμ のうち上向きのものに注目して解析した。検出器内部で停止した上向きμ を上向きストップμ 、突き抜けていったものを上向き突き抜けμ と呼ぶ (図 1.1)。上向きストップμ を生成する大気ニュートリノの典型的なエネルギーは約 10GeV、上向き突き抜けμ の場合は約 100GeV である (図 1.2)。スーパーカミオカンデで観測された、典型的なイベントを図 1.3 に示す。

2. 検出器内部で生じた contained $e \cdot \mu$事象
   大気ニュートリノが検出器内部の水と反応して生じた e、μ による事象 (以下、contained 事象)。すべての生成粒子が検出器内部で停止した事象を fully-contained(FC) 事象、少なくとも 1 つの粒子が検出器外部に出ていった事象（ほとんどはμ による事象）を partially-contained(PC) 事象と呼ぶ。これらのイベントを引き起こすニュートリノのエネルギーはそれぞれ約 1GeV、約 10GeV にピークを持つ。

1.3　大気ニュートリノ問題

1988 年神岡実験グループはカミオカンデにおける fully-contained 事象 (sub-GeV[1]) の解析の結果、大気ニュートリノの成分比$\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}$ が理論予想値に比べ有意に小さいと発表した [1]。

---

[1] 検出器で落とすエネルギーが 1.33GeV 未満の事象

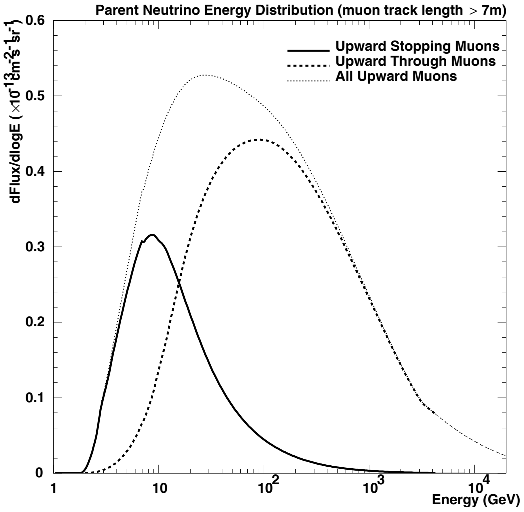

図 1.2: 上向きμ 事象の親ニュートリノのエネルギー分布。点線は 1.6GeV 以上の上向きμ の親ニュートリノ。実線は 1.6GeV 以上の上向きストップμ の親ニュートリノ。鎖線は 1.6GeV 以上の上向き突き抜けμ の親ニュートリノ。

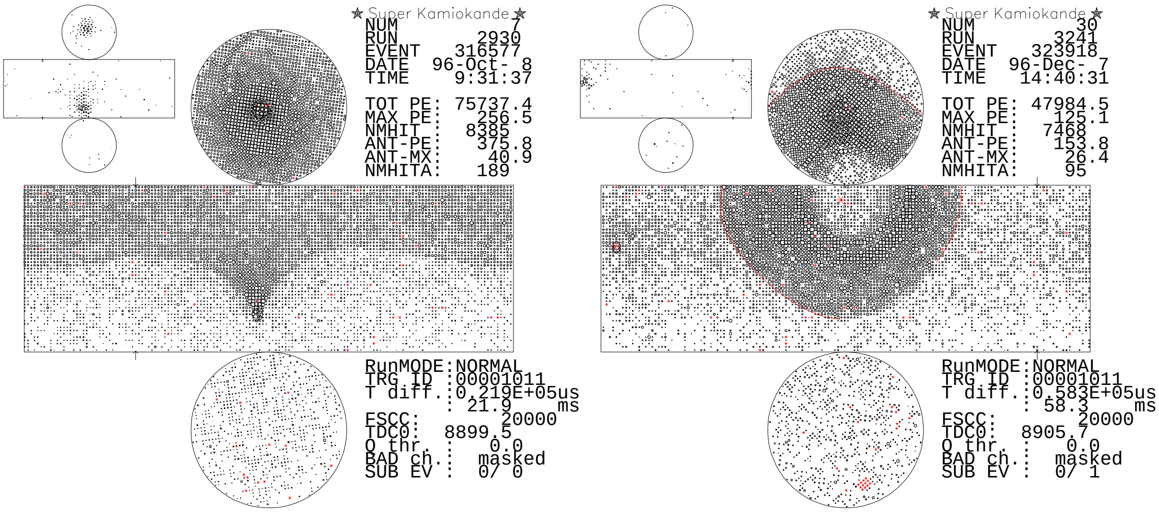
★Super Kamiokande★
NUM 7
RUN 2930
EVENT 316577
DATE 96-Oct- 8
TIME 9:31:37
TOT PE: 75737.4
MAX PE: 256.5
NMHIT : 8385
ANT-PE: 375.8
ANT-MX: 40.9
NMHITA: 189
RunMODE:NORMAL
TRG ID :00001011
T diff.:0.219E+05us
: 21.9 ms
FSCC: 20000
TDC0: 8899.5
Q thr. : 0.0
BAD ch.: masked
SUB EV : 0/ 0
★Super Kamiokande★
NUM 30
RUN 3241
EVENT 323918
DATE 96-Dec- 7
TIME 14:40:31
TOT PE: 47984.5
MAX PE: 125.1
NMHIT : 7468
ANT-PE: 153.8
ANT-MX: 26.4
NMHITA: 95
RunMODE:NORMAL
TRG ID :00001011
T diff.:0.583E+05us
: 58.3 ms
FSCC: 20000
TDC0: 8905.7
Q thr. : 0.0
BAD ch.: masked
SUB EV : 0/ 1

図 1.3: 典型的な上向きμ 事象のイベントディスプレイ。大きい方の展開図は inner-counter、左肩の小さい展開図は anti-counter を表す。左図は上向き突き抜けμ 。右図は上向きストップμ 。

その後 IMB[2]、SoudanII[3] からも同様の結果が報告された。また、1994 年には、カミオカンデにおける partially-contained 事象を含めた (multi-GeV[2]) 解析結果を使って、10GeV 付近のエネルギー領域でも大気ニュートリノの成分比が小さいこと、角度分布に異常があることを報告した [4]。一方 Fréjus[5]、Nusex[6] の実験値からは理論との矛盾は認められなかったが、統計誤差や系統誤差が大きく大気ニュートリノ問題を否定することはできなかった。

1998 年、スーパーカミオカンデの sub-GeV[7]、multi-GeV FC+PC[8] の結果から、μ/e 比の異常は、μ ニュートリノの減少によるものであること、次節で述べる「ニュートリノ振動」によってこれら大気ニュートリノ問題が解決されることを証明した [9]。

表 1.1 にこれまでの大気ニュートリノ実験の結果を示す。

実験名		$\left(\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}\right)_{data} / \left(\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}\right)_{theo}$
KAMIOKANDE	(sub-GeV)	$0.60\ ^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$ [4]
	(multi-GeV)	$0.57\ ^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ [4]
IMB-3	(sub-GeV)	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$ [2]
	(multi-GeV)	$1.4\ ^{+0.4}_{-0.3} \pm 0.3$ [10]
Super-Kamiokande	(sub-GeV)	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.05$ [7]
	(multi-GeV)	$0.66 \pm 0.06 \pm 0.08$ [8]
Soudan II		$0.72 \pm 0.19\ ^{+0.05}_{-0.07}$ [3]
Fréjus		$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [5]
Nusex		$0.96\ ^{+0.32}_{-0.28}$ [6]

表 1.1: contained 事象の解析結果。誤差は 1 つ目が統計誤差、2 つ目が系統誤差。

1.4　ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は 1960 年代に Maki et al.[11]、 Pontecorvo[12] 等によって提唱された。この理論では、フレーバーの固有状態、すなわち弱い相互作用の固有状態 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ は質量固有状態の重ね合わせによってあらわされ、それぞれの質量固有状態に質量差がある場合フレーバー間の遷移が起こる。

ここでは簡略化のため、2 種類のフレーバー間 $(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau)$ のニュートリノ振動について考える。

ν_μ は、伝播してくる時に物質中の電子と中性カレント弱相互作用だけをするが、ν_e は中性及び荷電カレント弱相互作用をすることができる。物質がニュートリノ振動に影響を与えること (MSW 効果) を Wolfenstein 等が指摘した [13, 14]。MSW 効果を取り入れたニュートリノ振動を Matter Oscillation、取り入れていないものを Vacuum Oscillation と呼ぶ。MSW 効果は電子ニュートリノを含むニュートリノ振動にのみ影響を与えるため、$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動と $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動の扱い方は異な

---

[2] 検出器で落とすエネルギーが 1.33GeV 以上の事象

る。しかし、原子炉を使った長基線ニュートリノ振動実験であるCHOOZの結果[15]によれば、大気ニュートリノ問題の解決法として$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動は90%C.L.で否定された。そこでこの論文では、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$すなわちVacuum Oscillationについてのみ言及することにする。

以下、Vacuum Oscillationによる$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$間の遷移確率を求める。ニュートリノのフレーバーの固有状態を持つ$|\nu_\mu\rangle$、$|\nu_\tau\rangle$は、質量固有状態m_1、m_2の波動関数$|\nu_1\rangle$、$|\nu_2\rangle$と混合角θ_vを用いてつぎのように書ける。

$$|\nu_\mu\rangle = \cos\theta_v\,|\nu_1\rangle + \sin\theta_v\,|\nu_2\rangle \tag{1.1}$$

$$|\nu_\tau\rangle = -\sin\theta_v\,|\nu_1\rangle + \cos\theta_v\,|\nu_2\rangle \tag{1.2}$$

ある時刻のニュートリノの状態をフレーバーの固有状態および質量固有状態の重ねあわせで表すと、

$$|\nu(t)\rangle = \nu_\mu(t)\,|\nu_\mu\rangle + \nu_\tau(t)\,|\nu_\tau\rangle \tag{1.3}$$

$$= \nu_1(t)\,|\nu_1\rangle + \nu_2(t)\,|\nu_2\rangle \tag{1.4}$$

それぞれの係数の間には、次の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

また、$\nu_1(t), \nu_2(t)$の時間発展は、Schrödinger方程式

$$i\frac{d}{dt}\nu_j(t) = E_j \nu_j(t) \quad (j = 1, 2) \tag{1.6}$$

で表される。$\nu_\mu(t), \nu_\tau(t)$の時間発展は、式1.5、式1.6を使って次のように表せる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_v & -\sin\theta_v \\ \sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

$$= \left[\frac{E_1 + E_2}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{E_2 - E_1}{2}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_v & \sin 2\theta_v \\ \sin 2\theta_v & \cos 2\theta_v \end{pmatrix}\right] \begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

第1項を除いても$|\nu_\mu|^2, |\nu_\tau|^2$は変わらないので、書き換えると、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \frac{E_2 - E_1}{2}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_v & \sin 2\theta_v \\ \sin 2\theta_v & \cos 2\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

ニュートリノの質量m_jと運動量p_νについて$m_j \ll p_\nu$が成り立つとすると、近似式$E_j \simeq p_\nu + m_j^2/2p_\nu$を使って次のように変形できる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\left(\frac{\pi}{L_v}\right)\cos 2\theta_v & \left(\frac{\pi}{L_v}\right)\sin 2\theta_v \\ \left(\frac{\pi}{L_v}\right)\sin 2\theta_v & \left(\frac{\pi}{L_v}\right)\cos 2\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

ここで、$L_v \equiv 4\pi p_\nu / \left|\Delta m^2\right|, \Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$である。この方程式を解くと、

$$\begin{aligned} \nu_\mu(t) &= \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) + i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) &(1.12)\\ \nu_\tau(t) &= -\left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) - i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) &(1.13)\end{aligned}$$

となる。初期条件$\nu_\mu(0) = 1, \nu_\tau(0) = 0$の下で$\nu_\mu$が距離$L(\simeq t)$を伝播した後にフレーバーを保存している確率は、次のようになる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_\mu) &= \left|\langle\nu_\mu|\nu(t)\rangle\right|^2 &(1.14)\\ &= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_v}\right) &(1.15)\\ &= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{p_\nu(GeV/c)}\right) &(1.16)\end{aligned}$$

したがって、ニュートリノ振動は、ニュートリノの質量の 2 乗差Δm^2と混合角θ_vの 2 つのパラメータによって特徴づけられることが分かる。つまり、ニュートリノ振動の理論に矛盾がなければ、ニュートリノに有限の質量と混合があることを意味し、現在の素粒子の標準理論を越えることになる。そのため、ニュートリノ振動の検証は重要な実験と言える。

1.5 上向きμ事象によるニュートリノ振動解析

上向きμ事象の特徴は、他の多くの実験がニュートリノと反応する標的が contained 事象が水（O_2）や鉄であるのに対して、検出器近傍の岩石を標的としているため、大気ニュートリノ問題を標的の違いから検証を行うことができる。

またニュートリノのエネルギー領域が、ストップμ事象で 10GeV 近辺と multi-GeV contained 事象と同じ領域なので、multi-GeV contained 事象とは独立にニュートリノ振動を検証することができる。さらに、突き抜けμ事象では約 100GeV とより高いエネルギー領域[3] に対して、μ 粒子の飛来する天頂角分布を調べることにより大気ニュートリノ ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) について、ニュートリノ振動パラメータに関する情報を得ることができる。

上向きμ事象の実験結果として、BAKSAN[20]、カミオカンデ [16][17]、IMB[19] は、絶対値に関しては誤差の範囲で期待値と違いがなかったのに対し、MACRO[18] は期待値よりも有意に少ないと報告した。

また天頂角分布についてはカミオカンデ、MACRO の実験結果が報告され、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動の許容領域の検証を行った。

スーパーカミオカンデ [22][23] においても約 500 日のデータを解析して、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を強く示唆する実験結果を報告した。

---

[3] 観測される上向きμ 粒子と親ニュートリノの方向は高エネルギーになるほど一致する $(\sim 2^o)$

1.6 その他のニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動の検証のための実験は、大気ニュートリノ事象以外にも数多く行われている。検証できるΔm^2の領域は、ニュートリノのエネルギー、ニュートリノ源からの距離によって変わってくる。表 1.2 に実験で用いられるニュートリノ源、エネルギー、伝播距離、検証できるΔm^2の値を示す。

neutrino source		$E_\nu(MeV)$	$L(m)$	$\Delta m^2(eV^2)$
Artificial ν source	Reactor($\bar{\nu}_e$)	1	10^2	10^{-2}
	Meson Factory($\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$)	40	10^2	10^{-1}
	Accelerator($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$)	10^3	10^4	10^{-1}
Natural ν source	Atomospheric($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$)	$10^3 \sim 10^5$	10^7	$10^{-4} \sim 10^{-2}$
	Solar(ν_e)	$10^{-1} \sim 10$	10^{11}	$10^{-12} \sim 10^{-10}$

表 1.2: ニュートリノ源と検証可能なΔm^2

1.7 この論文の動機

カミオカンデまでに得られているニュートリノ振動パラメータ$\Delta m^2, \sin^2 2\theta_v$の許容範囲を図 1.4 に示す。図 1.4 には、Kamiokande-II,III における上向き突き抜けμ事象の解析 [17] から得た許容領域、IMB における上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比の解析 [19] から得た禁止領域を引用した。また図 1.5 にカミオカンデ及びスーパーカミオカンデの許容範囲を示す。スーパーカミオカンデは [9] から得た許容領域を引用した。

実験で探索できるパラメータ領域は、運動量p_ν、ニュートリノ源からの距離L によって決定される。もし、$\sin^2 2\theta_v \approx 1$、$\Delta m^2 \approx p_\nu/L$ ならば、ニュートリノ振動の影響が顕著に現れる。スーパーカミオカンデの上向きμ事象では、$L \simeq 13000km$(地球の直径)、$p_\nu \simeq 10 \sim 100GeV$ なので、$\sin^2 2\theta_v$が大きければΔm^2を $10^{-3}eV^2$程度まで調べることができる。

親ニュートリノのエネルギー領域は、上向きストップμ 事象では multi-GeV の contained 事象と同程度の 10GeV である。そのため、contained 事象の解析から得られている許容領域 ($\sin^2 2\theta_v \simeq 1, \Delta m^2 \simeq 3 \times 10^{-2}$) を用いて、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$の振動による上向きストップ$\mu$事象で、天頂角分布の不足が説明できるはずである。

また、突き抜けμ 事象はエネルギー領域が 100GeV であり、その領域までニュートリノ振動の検証を行うことが可能である。

以上のように、上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスを用いたニュートリノ振動の検定を行なう。

本論文は、537 日分の突き抜けμ[22]、及び 516 日分のストップμ[23] のアップデートである。

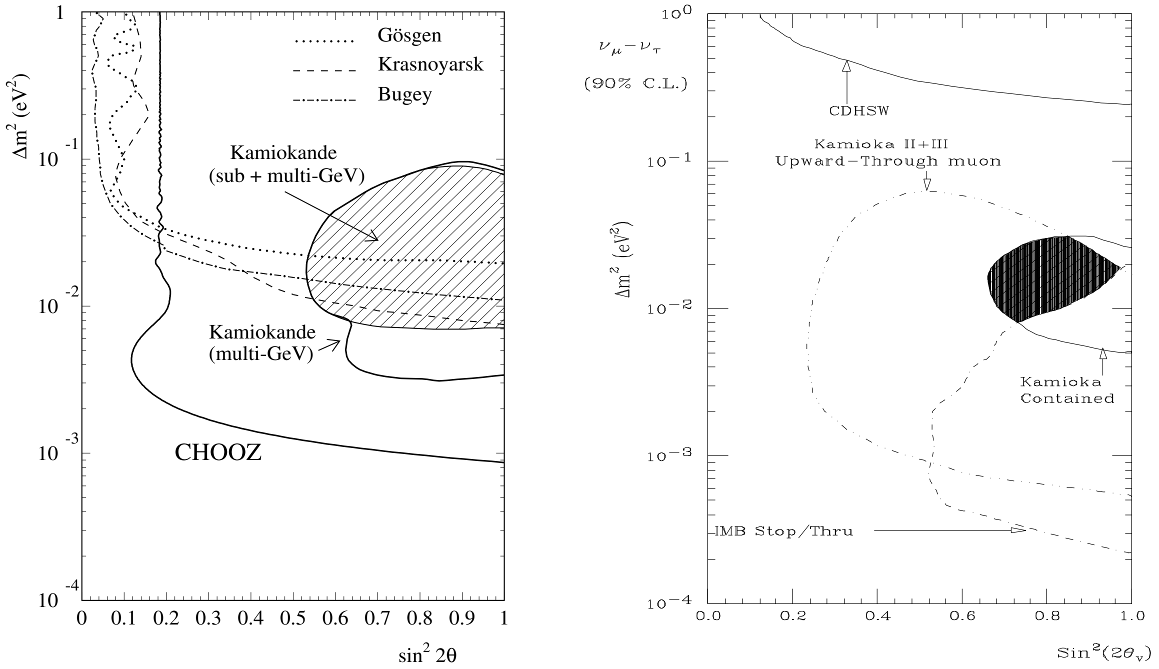

図 1.4: カミオカンデまでのニュートリノ振動実験の現状。左図は$\nu_e\leftrightarrow\nu_\mu$振動での信頼度 90%領域で [15] より引用した。カミオカンデで得られた許容範囲は CHOOZ で否定された。右図は$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動での信頼度 90%領域。

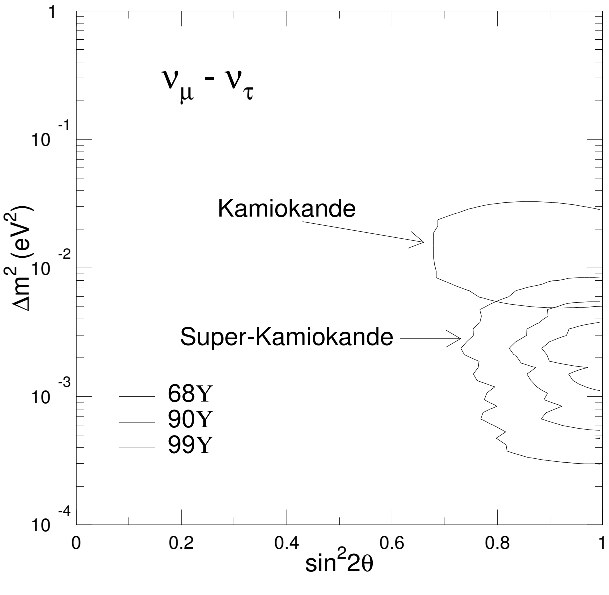

図 1.5: カミオカンデとスーパーカミオカンデにおける$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときの許容範囲。カミオカンデは信頼度 90%領域。スーパーカミオカンデは 68%、90%、99%の領域 [9]。