

# MINOS 実験によるニュートリノ振動の精密測定

Indiana University

石塚 正基

ishi@indiana.edu

2008 年 8 月 22 日

## 1. はじめに

近年,世界各地で行われてきた様々な実験による大気ニュートリノ,太陽ニュートリノ,原子炉ニュートリノ,および加速器によるニュートリノの観測の結果はニュートリノ振動現象の存在を裏付けるものであり,ニュートリノに質量と世代間の混合があることを明らかにするものであった[1]。今後はニュートリノ振動パラメータ(質量差と世代間の混合角)のさらなる精密測定と残された未知の混合角である  $\theta_{13}$  の測定,そして将来的にはニュートリノにおける CP 対称性の破れの測定が期待されている。本稿では,米国における長基線ニュートリノ実験である MINOS 実験において,2005 年 5 月から 2007 年 7 月までに取得されたニュートリノビームによるデータを解析し,ミューオンニュートリノとタウニュートリノ間のニュートリノ振動の検証とその振動パラメータの測定をおこなった結果[2]について述べる。

## 2. 長基線ニュートリノ振動実験

MINOS 実験ではフェルミ国立加速器研究所(Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL)において生成されたミューオンニュートリノビームを約 735 km 離れたミネソタ州スーダン鉱に設置された MINOS 検出器で検出し,そのエネルギースペクトルを詳細に調べることでニュートリノ振動パラメータの測定を行う。

ミューオンニュートリノ( $\nu_\mu$ )とタウニュートリノ( $\nu_\tau$ )の二世代間のニュートリノ振動を考えた場合,ミューオンニュートリノの生存確率はその飛行距離( $L$ [km])とエネルギー( $E_\nu$ [eV])の関数として,以下の式で与えられる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \quad (1)$$

ここで,  $\theta$  はニュートリノの世代間の混合角,  $\Delta m^2$  は質量の二乗差 [ $\text{eV}^2$ ] を表す。この二世代間のニュートリノ振動の式はミューオンニュートリノが物質中を伝播する場合でも成り立つ。

大気ニュートリノ実験では式(1)の  $L$  は約 15 km から 13,000 km,  $E_\nu$  は 100 MeV から 1 TeV にわたり,  $\Delta m^2$  を広範囲にわたって検証するのに適している。一方,長基線ニュートリノ実験では  $L$  は固定され,  $E_\nu$  も比較的狭い範囲に限定されるので,あらかじめ許されるパラメータの領域がわかっている場合に,精密測定を行うのに適しているといえる。

また,MINOS 実験では後置検出器と同じ構造を持つ前置検出器をビーム標的から約 1 km 下流に設置し,エネルギースペクトルの測定を行っている。この下流 1 km の地点では,ニュートリノ振動による効果は無視できるほど小さい。これら二つの検出器で測定されたミューオンニュートリノのエネルギースペクトルを比較することにより,ニュートリノ振動パラメータのより精密な測定が可能となる。

## 3. MINOS 実験の概要

MINOS(Main Injector Neutrino Oscillation Search)実験はカミオカンデなどによる大気ニュートリノの観測により確認されたミューオンニュートリノの欠損を検証するための長基線ニュートリノ実験のひとつとして,米国において実現のための議論が進められ,1998 年にスーパーカミオカンデによりニュートリノ振動の発見が報告されたことを受け,その検証とニュートリノ振動パラメータの測定精度の向上を目的として,実験に用いられる検出器およびニュートリノビームラインの設計が決定されるに至ったものである。

MINOS 後置検出器は 2003 年 7 月に完成し,大気ニュートリノの観測を開始している。2005 年 3 月にはニュートリノビームラインが稼動し,2008 年 8 月現在までに  $5 \times 10^{20}$  POT (protons on target) のニュートリノビーム生成を達成している(本稿で紹介する解析では,そのうち  $3.36 \times 10^{20}$  POT のデータが用いられている)。MINOS 実験は現在もさらなる精密測定を目指し稼働を続けている。現時点での実験の参加人数は約 170 人であり,アメリカ,イギリス,ギリシャ,ブラジルそしてポーランドの大学および研究機関が参加している。人数がもっとも多いのはフェルミ研究所であるが,各大学および研究機関とも積極的に実験に参加し,全体的

に非常に活発な実験グループといえる。グループ内にはニュートリノ振動やその他の解析を行うサブグループと共に、検出器のキャリブレーションやニュートリノビームの系統誤差の研究など、その補助的な役割を担うサブグループが存在し、グループ内での仕事を分担して研究を行っている。以下、実験を構成する二つの大きな要素であるニュートリノビームラインと検出器について説明する。

### 3.1 ニュートリノビームの生成

MINOS実験で用いられるミュオンニュートリノビームはフェルミ研究所に設置されたNuMI(Neutrinos at the Main Injector)施設により生成される。図1にニュートリノ生成ビームラインの流れを示す。まず、メインインジェク

ター加速器により120GeVまで加速された陽子ビームを炭素固定標的に当て、おもにパイ中間子からなる二次粒子を標的内の反応により生成する。二次粒子のうち、正の電荷を持つ $\pi^+$ 中間子は二つの電磁ホーンによる磁場により前方方向に収束され、下流に設置された全長675mの崩壊パイプ内で崩壊し、ミュオンニュートリノを生成する。同じく $\pi^+$ 中間子の崩壊により生成されたミュオンはさらに下流の岩盤中で止められるため、ミュオンニュートリノのみが1km下流の前置検出器、および735km下流の後置検出器に向け照射される。後に述べる低エネルギー設定の場合、ニュートリノビーム中のミュオンニュートリノの比率は98.7%と見積もられている。

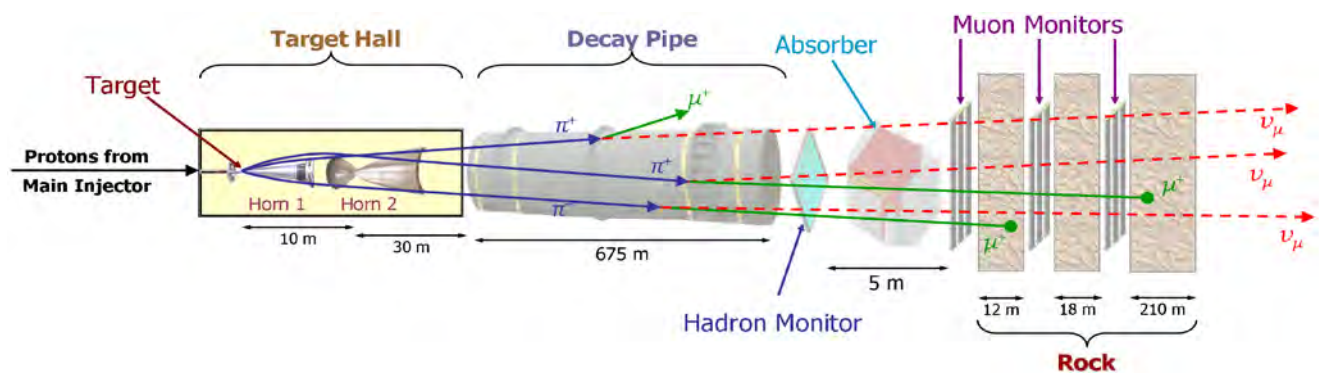


図1 NuMI施設におけるミュオンニュートリノ生成の概略

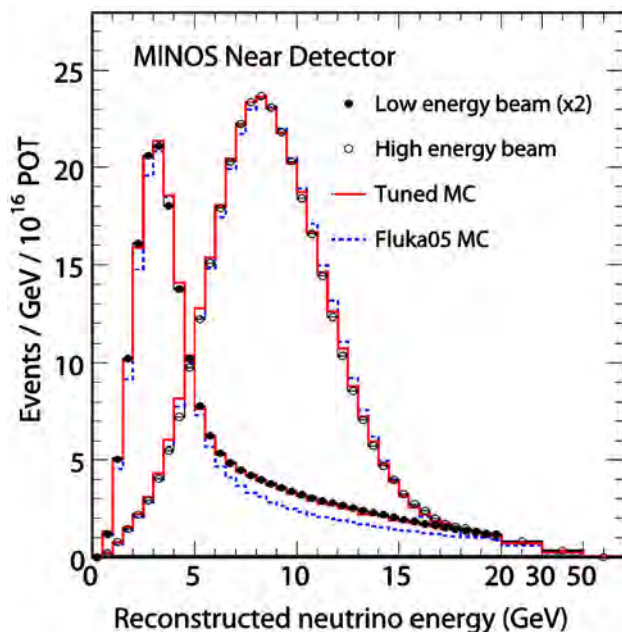


図2 前置検出器において低エネルギーおよび高エネルギー設定でのニュートリノビームに対し測定された $\nu_\mu$ 荷電カレント事象のエネルギースペクトル

破線はFluka05ハドロン生成モデル[3]に基づくモンテカルロシミュレーションによる期待値を、実線は標的における二次粒子生成の補正がなされた後の期待値を示す。

NuMI ニュートリノビームラインの大きな特徴として、標的の電磁収束ホーンに対する相対的な位置を調節することにより、収束される $\pi^+$ 中間子の運動量を変え、結果としてその崩壊により生成されるニュートリノビームのエネルギーが可変であるという点が挙げられる。この調節はリモートで行われるため、ビームの稼働時間を損なうことなく設定の変更が可能である。MINOS実験では実際に様々なビームラインの設定での測定が行われている。二つの異なる設定で得られたニュートリノエネルギースペクトルを図2に示す。図2の中で低エネルギービーム(Low energy beam)と呼ばれる設定のものがニュートリノ振動のパラメータ測定に対してもっとも高い感度を持つため、おもに(95%以上)この設定で稼働を行っている。図2の中で高エネルギービーム(High energy beam)と呼ばれるものは、ニュートリノ振動に対する感度は比較的低いが、高エネルギー領域の事象を多く期待できるので、ニュートリノ振動以外の理論を検証する解析などに用いられる。本稿で紹介するミュオンニュートリノとタウニュートリノ間の二世ニュートリノ振動解析には、これらの二つの設定によるニュートリノビームで測定したデータを用いている。

その他の様々な設定についても、比較的短い期間ながらも測定が行われ、その前置検出器におけるデータが系統誤差の研究に用いられている。具体的には、図3に示すように、標的の位置に応じて異なった運動量成分を持つ二次粒子が電磁ホーンにより収束されるため、その崩壊によるニュートリノの前置検出器におけるエネルギースペクトルをモンテカルロシミュレーションによる期待値と比較することにより、ニュートリノフラックスの不定性のおもな原因となる二次粒子生成スペクトルに対する補正が与えられ、同時にニュートリノフラックスの不定性に対して制限を与えることができる。

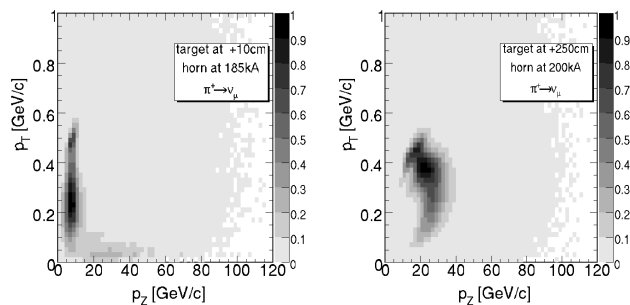


図3 前置検出器におけるミュオンニュートリノ荷電カレント相互作用に寄与するニュートリノの起源となる $\pi^+$ 中間子の運動量成分( $p_T, p_z$ )の分布

$p_T$  および  $p_z$  はそれぞれ、陽子ビームに直交する運動量成分および陽子ビーム方向の運動量成分を表す。左は低エネルギー設定、右は高エネルギー設定での分布を示す。

### 3.2 MINOS 検出器

MINOS 検出器は、厚さ 2.5 cm の鉄板と厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータが幾層にも重なり合ったサンドイッチ構造を持つ。後置検出器を写真1に示す。後置検出器は総質量 5.4 キロトンであり、その内、有効質量 4.2 キロトン内で発生した事象が解析に用いられる。シンチレータ層は幅 4 cm の板状のプラスチックシンチレータが並べられて形



写真1 MINOS 後置検出器

プラスチックシンチレータによる宇宙線 VETO カウンターが上部に設置されているのが見える。

成される。この並びの向きを隣り合ったシンチレータ層に対して直交するように取ることにより、直交する二つの二次元平面での軌跡の相関から三次元空間での軌跡が再構成される。シンチレータ内で発せられた光は波長変換ファイバーによりマルチアノード光電子増倍管に導かれ、電気信号に変換された後、フロントエンドエレクトロニクスによりその電荷(発光量)および時間が検知される。

検出器内の鉄板はマグネットコイルにより約 1.3 T の磁場を持ち、磁場内でのミュオンの軌跡から  $\mu^+$  と  $\mu^-$  が識別されると同時に、その曲率から運動量が決定される。一方、ミュオンの軌跡がすべて検出器内部に含まれる事象については、その軌跡の長さから、より精度よく運動量が決定される。ミュオンのエネルギー分解能は軌跡の長さによる測定の場合で約 5%、曲率による測定の場合では約 10% となる(厳密には分解能はミュオンのエネルギーに依存する値をとる)。ミュオン以外のハドロン粒子による信号は事象発生点付近にシャワーを形作り、その総エネルギーは光量から決定される。各ハドロン粒子、および電子についてのエネルギーキャリアレーションは小型の同一構造を持つ検出器を用いた CERN でのビームテストによりなされている[4]。エネルギー分解能は 1 GeV (3 GeV) のハドロンシャワーに対し、59% (32%) となる。

図4に MINOS 検出器のモンテカルロシミュレーションによる、ミュオンニュートリノ荷電カレント相互作用( $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ )、および中性カレント相互作用( $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X$ )による事象の例を示す。

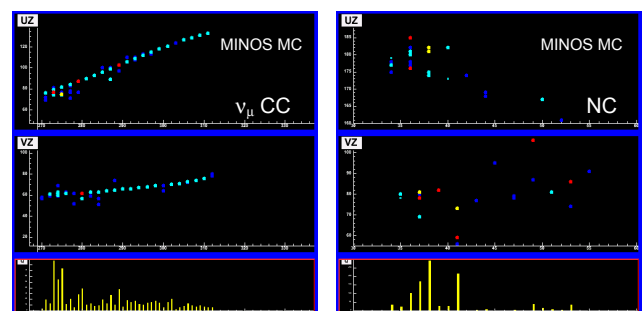


図4 MINOS 検出器のモンテカルロシミュレーションによる $\nu_\mu$  荷電カレント相互作用(左)と中性カレント相互作用(右)事象の例

ニュートリノビームは図で左から右に向かって照射される。各図は上からそれぞれ、直交する二つの二次元平面におけるシンチレータ信号の分布、およびビームの進行方向に沿った光量分布を示している。

フェルミ研究所に設置された前置検出器は上に説明した後置検出器と同じ構造を持ち、その総質量は 1 キロトンである。



## 4. ニュートリノ振動解析

### 4.1 解析手法

解析には、ミューオンニュートリノ荷電カレント相互作用によると考えられる事象(ここでは $\nu_\mu$  荷電カレント事象と呼ぶ)が選定され、用いられる。再構成されたミューオンの軌跡のうち、 $\mu^+$  と識別された事象(主に反ミューオンニュートリノ荷電カレント相互作用による)については今回の解析には用いられていない。将来的には、 $\mu^-$  と $\mu^+$  の識別をもとに、ミューオンニュートリノ事象と反ミューオンニュートリノ事象についてそれぞれニュートリノ振動解析を行い、その比較により *CPT* 対称性の検証などが行われる予定である。中性カレント相互作用については、 $\nu_\mu$  と $\nu_\tau$  の区別がなく、ニュートリノ振動に対しては感度がないため、今回の解析においてはバックグラウンドとなる。図 5 に示すように、 $\nu_\mu$  荷電カレント相互作用ではミューオンが生成されるため、その軌跡による情報をもとに、中性カレント相互作用との識別がなされる。図 5 にこの識別における $\nu_\mu$  荷電カレント相互作用の選定効率と中性カレント相互作用によるバックグラウンドの染み込みを示す。事象再構成の性能も含めた $\nu_\mu$  荷電カレント相互作用の検出効率は低エネルギービーム設定でニュートリノ振動がないと仮定した場合で 81.5%、対して、中性カレント相互作用によるバックグラウンドの染み込みは 0.6% と見積もられている。

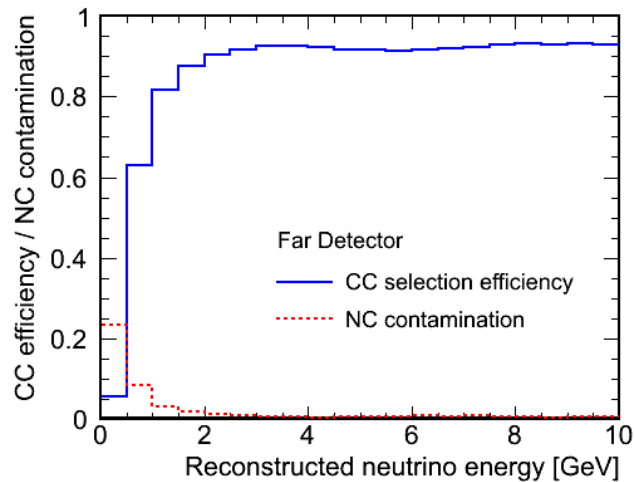


図 5  $\nu_\mu$  荷電カレント相互作用と中性カレント相互作用の識別における選定効率(実線)とバックグラウンドの染み込み(破線)

横軸は再構成されたニュートリノエネルギーを表す。

解析に用いられる $\nu_\mu$  荷電カレント事象についてのニュートリノエネルギーはミューオンと事象発生点付近のハドロンシャワーのエネルギーの和として決定される。図 2 に前置検出器で測定された $\nu_\mu$  荷電カレント事象のエネルギー分布が示されている。

MINOS 実験では前置検出器と後置検出器の二つの同じ構成から成る検出器を用いてエネルギースペクトルを測定し、

その比較をもとに解析を行うことによりニュートリノビームフラックス、検出器の性能、およびニュートリノ相互作用の不定性に起因するパラメータ測定の系統誤差を大幅に減らすことができる。一方、ニュートリノビームに対する二つの検出器の立体角の違いから、前置検出器と後置検出器で期待されるニュートリノフラックスには若干違いが生じるため、前置検出器で測定されたエネルギースペクトルから後置検出器で予言されるエネルギースペクトルを外挿により算出する必要がある。MINOS 実験ではこの外挿について、いくつかの異なる手法による系統誤差の影響などの比較の結果、ビームマトリックスと呼ばれる手法を採用している。個々の手法の詳細については[5]を参考されたい。ここではビームマトリックス手法について説明する。

この手法では、まず、前置検出器による測定から得られたエネルギースペクトルからモンテカルロシミュレーションにより検出効率とエネルギー分解能を考慮し、元となるニュートリノフラックスが導き出される。次に、この前置検出器でのニュートリノフラックスは、二つの検出器におけるニュートリノフラックスの相関を与えるマトリックスを用いて、後置検出器でのニュートリノフラックスに変換される。このマトリックスの要素はパイ中間子の二体崩壊の運動学とビームラインの構造による幾何学から決定される。このようにして、前置検出器での測定をもとに得られた後置検出器でのニュートリノフラックスは、最終的に、後置検出器でのエネルギースペクトルに再度変換され、測定値と比較される。

### 4.2 解析結果

後置検出器での測定の結果、848 の $\nu_\mu$  荷電カレント事象が観測された。一方、ニュートリノ振動がない場合に期待される事象数は $1065 \pm 60$  (系統誤差) と見積もられる。後置検出器において測定されたエネルギースペクトルを前置検出器での測定から外挿により得られた期待値とともに図 6 に示す。図 7 は測定されたエネルギースペクトルをニュートリノ振動がない場合の期待値で割った比の分布を示している。この比はミューオンニュートリノの生存確率に対応するものである。測定の結果、ミューオンニュートリノについてエネルギーに依存する欠損が確認された。

図 6 および図 7 の中で、実線はニュートリノ振動を仮定した場合の期待値を示している。 $\nu_\mu - \nu_\tau$  振動を起源とするタウニュートリノによる荷電カレント相互作用についても解析に考慮されているが、反応の閾値が高く(3.5 GeV)、さらに $\nu_\mu$  荷電カレント事象の選定により大部分は除外されるため、期待される事象数は小さい(今回の解析で得られた測定の中心値の場合で 1.5 事象)。測定データはニュートリノ振動による期待値と非常によく一致していることが分かる。

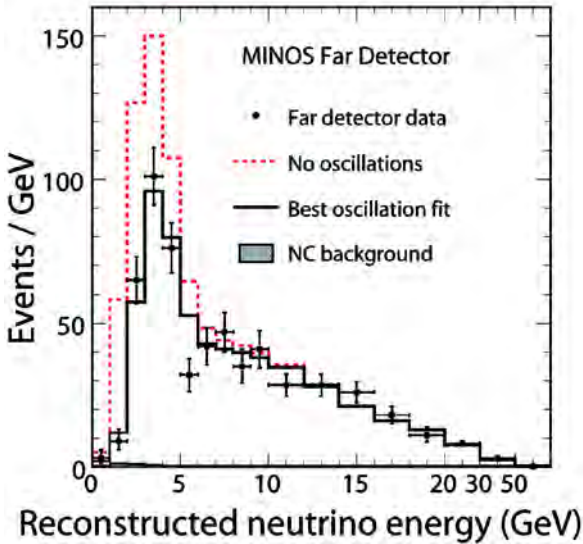


図6 後置検出器において測定された $\nu_\mu$  荷電カレント事象のエネルギースペクトル

低エネルギー設定 ( $3.21 \times 10^{20}$  POT) および高エネルギー設定 ( $0.15 \times 10^{20}$  POT) でのニュートリノビームに対して得られたエネルギースペクトルの和が示されている。破線はニュートリノ振動がない場合の期待値を、実線は $\nu_\mu - \nu_\tau$  二世代ニュートリノ振動を考慮に入れた場合の期待値を示す。

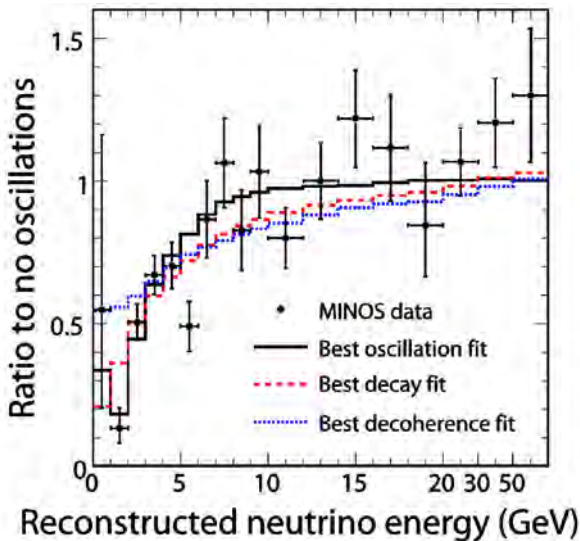


図7 後置検出器において測定されたエネルギースペクトルとニュートリノ振動がない場合の期待値の比

実線はニュートリノ振動による期待値を示している。同じく重ねられた線はニュートリノ崩壊(破線)およびニュートリノデコヒーレンス(点線)モデルを仮定した場合の期待値を示す。

後置検出器において測定されたデータと予言値の比較からニュートリノ振動パラメータ ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) が決定される。解析において、 $\chi^2$  は以下のように定義される。

$$\chi^2(\Delta m^2, \sin^2 2\theta, \alpha_j) = \sum_{k=1}^{99} 2(N_k^{\text{exp}} - N_k^{\text{obs}}) + 2N_k^{\text{obs}} \ln(N_k^{\text{obs}} / N_k^{\text{exp}}) + \sum_{j=1}^3 \left( \frac{\Delta \alpha_j}{\sigma_{\alpha_j}} \right)^2 \quad (2)$$

ここで  $N_k^{\text{obs}}$  は各エネルギービン  $k$  における測定値、 $N_k^{\text{exp}}$  は各パラメータの値によるニュートリノ振動と系統誤差に対する補正を考慮した期待値である。 $\Delta \alpha$  は系統誤差に対する補正を与えるパラメータであり、 $\sigma_\alpha$  はその不定性の大きさを表す。様々な系統誤差について研究を行った結果、ニュートリノ振動パラメータの決定に対して影響が比較的大きいと結論された次の三つの系統誤差が解析に考慮されている。数値はそれぞれの系統誤差の大きさを示す。(1) ハドロンシャワーのエネルギーの絶対値(10.3%)。この系統誤差はニュートリノ相互作用におけるハドロン生成と原子核内の相互作用についての不定性、およびエネルギーキャリアレーションの不定性に起因する。(2) 前置検出器と後置検出器の測定事象数の相対的な差(4%)。この系統誤差は二つの検出器における事象再構成の検出効率および有効体積の相対的な不定性に起因する。(3) 選定された $\nu_\mu$  荷電カレント事象内の中性カレント相互作用によるバックグラウンドの染み込み(50%)。一方、ニュートリノビームフラックス、荷電カレント相互作用の散乱断面積等の不定性に起因する系統誤差は、二つの検出器の測定を比較することで大幅に削減され、結果として上記のものに比べて十分に小さい。測定データに対するフィットの結果、ニュートリノ振動パラメータの中心値は ( $\Delta m^2 = 2.43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta = 1.0$ ) と得られた。MINOS 実験による測定から許されるパラメータの領域をスーパー神岡実験およびK2K実験による結果とともに図8に示す。今回の解析の結果、特に質量の自乗差の測定精度が向上した。

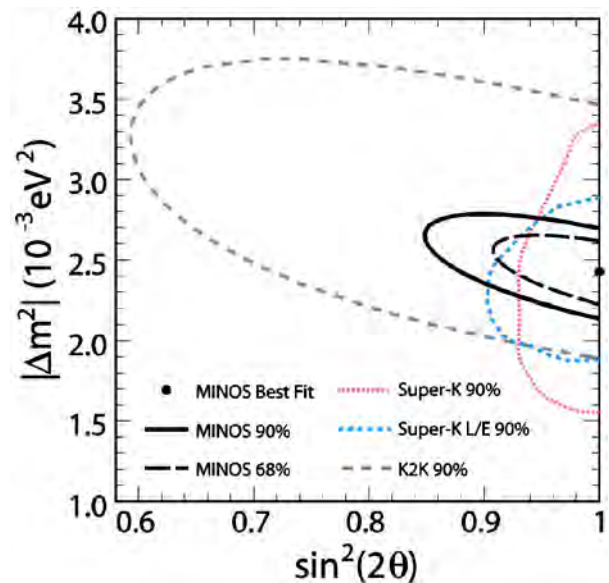


図8 MINOS 実験により決定されるニュートリノ振動パラメータの許容領域

重ねて示されている領域はスーパー神岡実験(天頂角分布[6] L/E 解析[7])、およびK2K 実験[8]による測定結果である。

今回の解析では、ニュートリノ振動以外のミューオンニュートリノの欠損を预言する仮説に対する検証もなされた。図 7 に実線で示される三つのモデルの比較から、ニュートリノ振動による预言値がもっともよく測定データを説明するという結果が得られた。ニュートリノ振動とその他の仮説の比較の結果、ニュートリノ崩壊、ニュートリノデコヒーレンスの仮説はそれぞれ  $3.7\sigma$ ,  $5.7\sigma$  で否定される。この結果はミューオンニュートリノの欠損を预言するモデルの中で、ニュートリノ振動以外の可能性を強く否定するものである。

## 5. まとめと今後の予定

MINOS 長基線ニュートリノ実験における  $\nu_\mu - \nu_\tau$  二世代ニュートリノ振動解析の結果は、ニュートリノ振動の存在を検証するものであり、振動パラメータの測定精度を向上するものであった。質量差についての測定精度の向上は、今後予定されている  $\theta_{13}$  の測定精度にも影響するものである。また、上記の  $\nu_\mu - \nu_\tau$  二世代ニュートリノ振動解析に加え、中性カレント事象を用いてステライルニュートリノへの振動の検証を行った解析の結果も報告されている[9]。

NuMI ニュートリノビーム、および MINOS 検出器は現在も稼働を続けており、今後はこれらの測定がさらなる高精度でなされる予定である。また、 $\nu_\mu - \nu_e$  振動による  $\nu_e$  事象の探索と未知の混合角である  $\theta_{13}$  の測定も MINOS 実験における重要な研究テーマであり、将来的には、現在 CHOOZ 実験により与えられている上限値[10]を上回る感度での測定が期待されている。

## References

- [1] W. -M. Yao *et al.*, J. Phys. **G33**, 1 (2006)
- [2] P. Adamson *et al.*, arXiv:0806.2237[hep-ex], submitted to Phys. Rev. Lett.
- [3] A. Fasso *et al.*, CERN-2005-10 (2005), INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773
- [4] P. Adamson *et al.*, Nucl. Inst. & Meth. **A556**, 119 (2006)
- [5] P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. **D77**, 072002 (2008)
- [6] Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 101801 (2004)
- [7] Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. **D71**, 112005 (2005)
- [8] M. H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. **D74**, 072003 (2006)
- [9] P. Adamson *et al.*, arXiv:0807.2424[hep-ex], submitted to Phys. Rev. Lett.
- [10] M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. **C27**, 331 (2003)