

# 加速器実験によるミュオンニュートリノ振動の検証

理化学研究所 播磨研究所 放射光科学総合研究センター\*

前坂 比呂和

maesaka@spring8.or.jp

2006年(平成18年)12月25日

## 1. はじめに

スーパーカミオカンデなどによる大気ニュートリノ[1]や太陽ニュートリノ[2]の観測によってニュートリノ振動が発見・検証され、ニュートリノに質量と世代間混合があることがほぼ確実となった。ニュートリノ振動の存在をさらに確定的とするためには、加速器などを起源とするコントロールされたニュートリノによって検証することが必要である。そこで、大気ニュートリノ振動領域に感度のある加速器実験として、つくば・神岡間長基線ニュートリノ実験(K2K 実験)[3]をおこなった。本稿では、K2K 実験において1999年6月の実験開始から2004年2月まで取得されたデータを解析し、ミュオンニュートリノ( $\nu_\mu$ )がタウニュートリノ( $\nu_\tau$ )に振動するモードの検証をおこなったことについて述べる。とくに、2003年夏につくば側検出器に新たに SciBar 検出器を導入したので、その開発・建設・データ解析について詳しく述べる。

## 2. K2K 実験の概要

K2K 実験は高エネルギー加速器研究機構(KEK)の12GeV陽子加速器を用いてほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成し、約250km離れたスーパーカミオカンデ(SK)[4]で検出する。生成されたニュートリノビームは $\nu_\mu$ 純度98%で、平均エネルギー1.3GeVの広いエネルギー分布をもっている。一般に、ニュートリノ振動確率は二世代モデルの場合、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2(1.27\Delta m^2 L / E_\nu) \quad (1)$$

と表される。ここに、 $\theta$ は混合角、 $\Delta m^2$ は質量の二乗差[eV<sup>2</sup>]、 $L$ は飛行距離[km]、 $E_\nu$ はニュートリノエネルギー[GeV]である。大気ニュートリノ振動の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ モードは $\Delta m^2 \sim 3 \times 10^{-3}$ [eV<sup>2</sup>]であることがわかっており[1]、本実験はこの領域に対して十分な感度がある。

KEK 側にはニュートリノ生成ビームラインに加えて生

成直後のニュートリノを測定する前置検出器(ND<sup>1</sup>)が設置されている。ニュートリノ振動解析はNDとSKの測定結果を比較することによりおこなわれる。

## 3. 解析の方針

本実験では、振動してできた $\nu_\tau$ のほとんどは荷電カレント反応の閾値(3.5GeV)に満たないためSKではほとんど観測されない。式1よりニュートリノ振動確率は $E_\nu$ の関数になっているので、SKでのエネルギースペクトルに特徴的な歪みが生じる。さらに、ニュートリノ事象数が予想より少なくなる。これら二つの側面からニュートリノ振動の解析をおこなうことになる。

ニュートリノエネルギースペクトル解析では、検出されたニュートリノのエネルギーを再構成する必要がある。これには荷電カレント準弾性散乱反応(CC-QE<sup>2</sup>):

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (2)$$

を用いる。CC-QEを仮定すると、二体反応のためニュートリノエネルギー $E_\nu^{rec}$ はニュートリノの運動量 $p_\mu$ と角度 $\theta_\mu$ から簡単に計算できて

$$E_\nu^{rec} = \frac{m_p^2 - m_n^2 - m_\mu^2 + 2m_n E_\mu}{2(m_n - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu)} \quad (3)$$

と表すことができる<sup>3</sup>。ここに、 $m_p, m_n, m_\mu, E_\mu$ はそれぞれ陽子の質量、中性子の質量、ミュオンの質量、ミュオンのエネルギー( $\sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2}$ )である。解析の流れとしては、まず、NDでのエネルギースペクトルを求め、それをもとに振動がない場合のSKでの予想スペクトルを算出する。これと実際にSKで測定されたエネルギースペクトルとを最尤法(Maximum Likelihood Method)を使い比較する。

一方、ニュートリノ事象数の解析では、統計的感度を最大化するため、すべてのニュートリノ反応過程を用いる。解析の順序は、まず、NDでのニュートリノ事象数を数え、

<sup>1</sup>Near Detector

<sup>2</sup>Charged Current Quasi-Elastic

<sup>3</sup>初期状態で中性子が真空中で静止している場合。

\*本実験時の所属：京都大学大学院 理学研究科 物理学第二教室

振動がない場合の SK での予想事象数を算出する。これと SK で実際に検出された事象数とを比較する。

以上二つの解析を組み合わせて、ニュートリノ振動の有無と振動パラメータの許容範囲を決定する。

## 4. 実験装置

本実験は、ニュートリノ生成ビームライン、前置検出器 (ND)、スーパーカミオカンデ (SK) からなる。本節ではこれらを順に記述する。

### 4.1 ニュートリノ生成ビームライン

ミュオンニュートリノビームは  $\pi$  中間子を飛行中に崩壊させて生成する。12 GeV の陽子ビームをアルミニウム標的に当てて  $\pi^+$  中間子を発生させ、ホーンマグネット[5]によって  $\pi^+$  を前方に収束させる。その  $\pi^+$  ビームは約 200 m の崩壊トンネル内で  $\nu_\mu$  と  $\mu^+$  に崩壊し、 $\mu^+$  はビームダンプで止められ、 $\nu_\mu$  ビームだけが ND と SK に照射される。

実験当初、ホーンマグネットの直後に  $\pi$  中間子検出器 (PIMON) [6] が設置され、生成された  $\pi$  中間子の性質が測定された。これにより、ND から SK へのニュートリノフラックスの外挿の正当性が誤差とともに評価されている。また、ビームダンプ部にはミュオン検出器 (MUMON) [6] が設置されており、解析に使うすべてのビームパルスが的確に SK に向いていることや、十分なフラックスがあることが確認されている。

### 4.2 前置検出器

ND の概略を図 1 に示す。ND は  $\pi$  中間子生成標的の下流約 300 m のところに設置され、1 キロトン水チェレンコフ検出器 (1KT) とファイングレイン飛跡検出器 (FGD) からなる。これらを用いて生成直後のニュートリノビームのエネルギースペクトルと事象数を測定する。

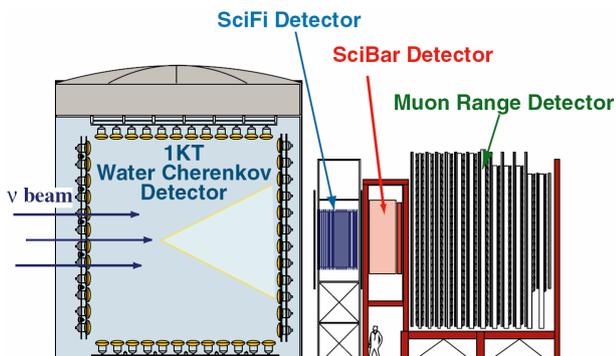


図1：前置検出器の概略

1KT[7]は SK の小型版で、ニュートリノが水と反応して生じた粒子が発するチェレンコフ光をとらえる検出器である。1 キロトンの純水が円筒形タンクにためられており、その壁の内側に設置された 680 本の 20 インチ光電子増倍管

(PMT) でリング状のチェレンコフイメージを検出する。

FGD はニュートリノ反応で生じた粒子の飛跡をとらえる検出器である。上流から順にシンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SciFi)、鉛ガラス検出器 (LG) または全感知型シンチレータ飛跡検出器 (SciBar)、ミュオン飛程検出器 (MRD) と並んでいる。SciFi[8]はシンチレーティングファイバーシートと水タンクのサンドイッチ構造で、ニュートリノが水と反応してできた荷電粒子の飛跡を検出する。その下流には 2001 年まで LG が設置されていた。LG[9]はビーム中の電子ニュートリノの量を測定するための検出器である。その後、LG は取り外され、SciBar が設置された (2003 年)。SciBar は押し出し型シンチレータを縦横に並べた検出器で、ニュートリノがシンチレータと反応してできた荷電粒子の飛跡を検出する。SciBar については節を改めて詳しく述べる。MRD[10]は鉄板とドリフトチェンバーのサンドイッチ構造で、SciFi や SciBar で生じたミュオンのエネルギーを測定する検出器である。それに加えて MRD はそれ自身とニュートリノが反応して生じたミュオンを検出することで、ビームの方向とフラックスを監視する役割も担っている。

### 4.3 スーパーカミオカンデ

SK[4]は KEK から約 250 km はなれた岐阜県飛騨市の地下約 1000 m に設置された水チェレンコフ検出器である。検出器タンクには 50 キロトンの純水がためられており、その壁の内側には 11,000 本あまりの 20 インチ PMT が設置されている。測定原理は 1KT のところで述べたとおりである。ビームとの同期は GPS によっておこなわれており[11]、大気ニュートリノのバックグラウンドは  $10^{-3}$  事象程度と十分無視することができる。SK は 2001 年夏まで建設以来のフルスペックで運転されていたが、同年秋の事故により、再建後の 2003 年からは約半数の PMT で運転されている<sup>4</sup>。再建後は、PMT の一本が破損してもその影響が他の PMT に及ばないようにすべての PMT に衝撃防止用カバーをかぶせている。以後、事故前のデータを K2K-I、再建後のデータを K2K-II と呼ぶことにする。K2K-II の検出能力の低下については、影響が十分小さいことが実験的に確かめられており、能力の低下分は系統誤差の若干の増加として現れている程度である。

## 5. SciBar 検出器

エネルギースペクトル解析の際に用いる CC-QE 反応を効率よくとらえるための検出器として、全感知型シンチレータ飛跡検出器 (SciBar) を開発・導入した。CC-QE 反応

<sup>4</sup>K2K 実験終了後、欠けていた部分すべてに PMT が設置され、現在は本来の本数で運転されている。

を適切に選び出すためには、この反応で生じるミュオンと陽子の両方をとらえられるとよい。なぜなら、ミュオンの方向と運動量から陽子の方向がわかるので、陽子の方向から CC-QE かそうでないかを区別できるからである。その陽子の飛跡を効率よくとらえることのできる検出器として SciBar が開発されたわけである。以下、SciBar の構造・特長などを述べた後、解析についてふれる。

### 5.1 構造・特長・基礎性能

SciBar 検出器の概略を図 2 に示す。本検出器は断面が  $2.5 \times 1.3 \text{ cm}^2$  で長さ 3m の押し出し型シンチレータ[12]を縦横に約 15,000 本（総重量約 15 トン）並べたもので、およそ  $3 \times 3 \times 1.7 \text{ m}^3$  の大きさである。この多数の細長いシンチレータによってニュートリノ反応で生じた荷電粒子の飛跡を検出することができる。各シンチレータの中心には穴が開いていて、そこに波長変換ファイバーが挿入されている。シンチレーション光（青色）は波長変換ファイバーに吸収され、再発光した光（緑色）が伝播される。波長変換ファイバーには 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管が取り付けられていて、伝播してきた光が電気信号に変換される。シンチレータの表面には  $\text{TiO}_2$  が混ぜられた薄い反射層（白色）があり、シンチレーション光の収集効率を高めるとともに、隣のシンチレータと光学的に分離する役割を果たしている。なお、シンチレータ部の下流には鉛とシンチレーティングファイバーによる電磁カロリメータ[13]が設置されていて、電子やガンマ線のエネルギーが測定できるようにもなっている。

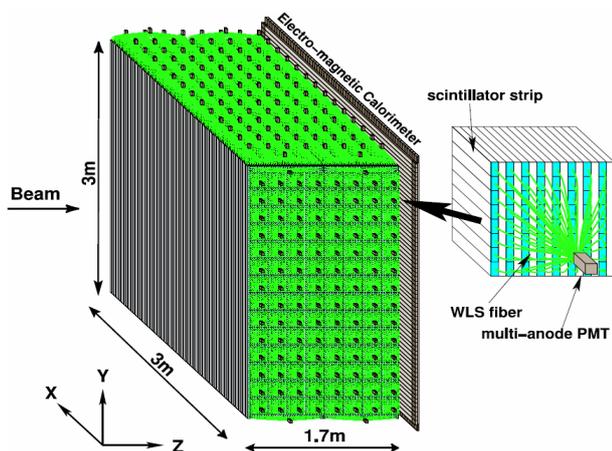


図2：SciBar検出器の概略

本検出器の特長は、ニュートリノ標的がシンチレータ自身となっており、ニュートリノ反応で生じた荷電粒子のエネルギー損失のほぼすべてに感度があることである。飛跡については長さ 8 cm のものから検出可能で、これは陽子の運動量で約  $0.45 \text{ GeV}/c$  に相当する。また、 $1 \text{ GeV}/c$  付近の陽子は、同じ運動量領域のミュオンや  $\pi$  中間子に比べて単位長さあたりのエネルギー損失が大きいため、シンチレー

タの発光量で粒子識別をおこなうことができる。以上のことから、ニュートリノ反応過程を区別する能力にすぐれている。たとえば、図 3 は CC-QE 事象候補のイベントディスプレイである。図中、飛跡が 2 本あるが、上側の飛跡は MRD まで伸びているのでミュオンと推定でき、下側の飛跡は単位長さあたりの光量が大いため陽子と推定できる。

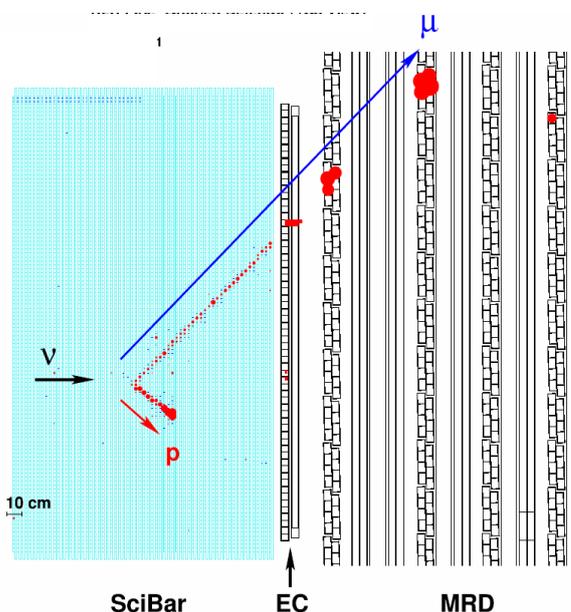


図3：SciBarで検出されたCC-QE事象候補のイベントディスプレイ SciBarの赤丸の面積は検出された光量に比例している。

本検出器は 2003 年夏の 3 ヶ月間のシャットダウン中に前置検出器にインストールされた。この期間の前半にシンチレータ列の組立てをおこない、後半にファイバーをシンチレータに差し込む作業と光電子増倍管を装着する作業をおこなった。短い期間ながら作業は予定通りに進み、秋のビームタイムまでに SciBar を立ち上げることができた。実際、読めないチャンネルは全 14,336 チャンネル中わずか 6 チャンネルで、生存率は 99.96% である。光電子増倍管で検出される光子数は宇宙線データからエネルギー損失  $1 \text{ MeV}$  あたり平均約 9 個<sup>5</sup>と求められ、飛跡検出に十分な光量が得られている。

### 5.2 データ解析

第 3 節でも述べたように、エネルギースペクトル測定にはミュオンの同定が不可欠である。SciBar だけの情報ではミュオンを同定するのは難しいので、ミュオン以外の粒子が突き抜けにくい電磁カロリメータ（主成分：鉛）と MRD の鉄板を突き抜けたものをミュオンとみなすことを考えた。そこで、飛跡を再構成した後、その飛跡が MRD の飛跡とつながっているもの、および、MRD の飛跡がない場合でも

<sup>5</sup>ファイバーでの減衰がもっとも小さいところでの値。減衰がもっとも大きいところではこの約半分となる。

最初の層に達しているものをミュオン事象とした。この事象の飛跡の発生点をニュートリノ反応点とした。その結果、有効体積 9.4 トンの中で反応してできたミュオン事象の候補が 9,651 個得られた。モンテカルロ (MC) シミュレーションによると、有効体積内で起こる全ニュートリノ反応のうち、約 44% の検出効率があると推定された。ミュオンのエネルギー再構成は各検出器内での飛跡の長さから逆算することによっておこない、角度の再構成は SciBar の飛跡を直線で最小二乗フィットしておこなった。MC シミュレーションによると、エネルギー分解能は約 0.08 GeV (MRD の分解能が支配的)、角度分解能は 1.6 度が得られた。これは本実験のニュートリノエネルギー再構成に十分な性能である。

## 6. ND での測定

本節以降、ニュートリノ振動の解析をおこなう。本節では ND でのニュートリノエネルギースペクトルとニュートリノ事象数の測定について述べる。

### 6.1 エネルギースペクトル測定

この解析では CC-QE 反応を同定することが重要となる。SciBar では、ミュオン事象の中でも、ミュオンの飛跡のみが得られたもの (1トラック事象)、および、ミュオンの発生点から別の飛跡がひとつだけあるもの (2トラック事象) を使用する。1トラック事象とは陽子の運動量が小さいために飛跡としてとらえられなかった場合、2トラック事象は陽子の飛跡がとらえられた場合を想定している。2トラック事象については、ミュオンの運動量と方向から陽子の方向が予想できるため、この予想される方向と実際のトラックの方向とが近いものを「2トラック QE 事象」、そうでないものを「2トラック非 QE 事象」とした。これら三つのサンプルのミュオンの運動量と角度の分布を図 4 に示す。まず、MC シミュレーションから、1トラック事象と 2トラック QE 事象には CC-QE 反応が多く含まれているのに対し、2トラック非 QE 事象には少ししかないと見てとれる。このように、CC-QE 事象が効率よく分けられることがわかる。そして、データと MC シミュレーションはおおむね合っていることがわかる。ただ、1トラック事象と 2トラック非 QE 事象の角度が 10 度以下の部分でデータのほうが少なくなっている。これは、いろいろな系統誤差を考慮に入れても、有意なものとなっていた。これについては後で詳しく取り扱う。

SciFi でも SciBar と同様に MRD と飛跡のつながっているものをミュオンとみなす。また、LG が存在する時期については、LG で止まったものも十分なエネルギー損失のあるものはミュオンとした[14]。

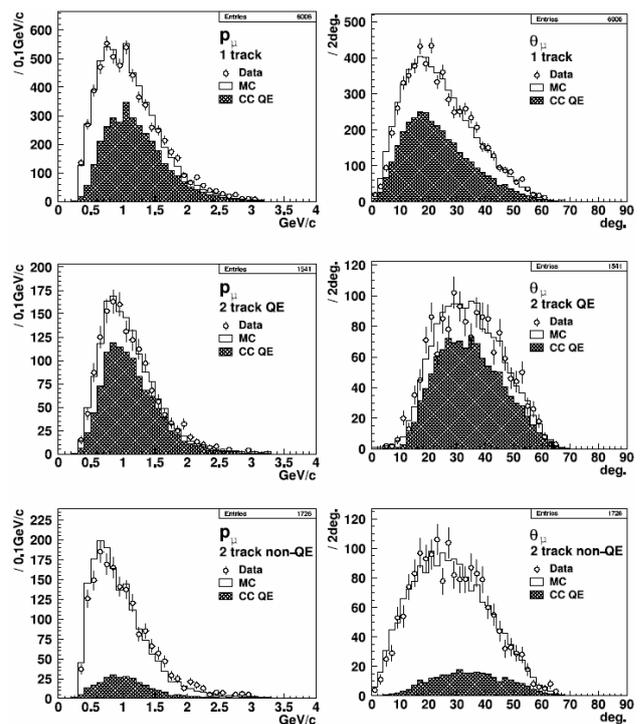


図4: SciBarで検出された1トラック事象 (上), 2トラックQE 事象 (中), 2トラック非QE事象 (下) のミュオンの運動量分布 (左半分) と角度分布 (右半分)

1KT では、CC-QE で生じる陽子のほとんどはチェレンコフ光の閾値に達しないため検出することができない。したがって、ミュオンのチェレンコフリングがひとつだけ存在するもの (1 ring -  $\mu$ ) を使う[7]。さらに、ミュオンのエネルギーが測れるよう、タンク内でミュオンが止まったものだけを使用した。

SciFi と 1KT でも SciBar と同じようにミュオンの角度の小さいところでデータのほうが MC シミュレーションより有意に少なかった。すべての検出器で同じ傾向が見られたことから、物理的にそうなっているものと考えざるを得ない。そこで、本実験で使用している MC シミュレーションの補正が必要になった。しかしながら、この時点ではどこをどう補正するのが正しいかがはっきりしていない。この解析の目的はエネルギースペクトルを求めることであり、シミュレーションの補正の優先度はその次である。そこで、シミュレーションと合わない小角度の部分を除いてエネルギースペクトルを求めることにする。そして、スペクトルが決定された後、シミュレーションの補正のスタディをおこなう。最後に、補正を入れた状態で、小角度のデータも使うことができるかどうかを確かめることにする。

まず、小角度を除いた状態でエネルギースペクトルを  $\chi^2$  フィッティングにより求める。ニュートリノエネルギースペクトルは 8 つのビンに分け、それぞれのビンの高さがフリーパラメータである。なお、この解析ではスペクトルの

形を求めるので、 $\beta$  つのビンのうちのひとつは定数とする。スペクトルに加えて、SciBar や SciFi の 2 トラック事象は CC-QE らしい事象とそうでない事象 (nonQE) が分けられることから、CC-QE と nonQE の比もフリーパラメータとして求めることとする。そして、フィットされる分布は  $(p_\mu, \theta_\mu)$  の二次元分布である。MC シミュレーションの  $(p_\mu, \theta_\mu)$  分布を、8 エネルギービン  $\times$  2 (CC-QE と nonQE) に分割し、計 16 個の  $(p_\mu, \theta_\mu)$  分布を得る。それぞれの  $(p_\mu, \theta_\mu)$  分布をスペクトルなどのパラメータで重みをかけた上で足し合わせる。この分布とデータの  $(p_\mu, \theta_\mu)$  分布との  $\chi^2$  をとり、最小化する。式で表すと、MC シミュレーションの分布の  $i$  番目の  $p_\mu$  ビン、 $j$  番目の  $\theta_\mu$  ビン  $N^{MC}(i, j)$  は、

$$N^{MC}(i, j) = \sum_{k=1}^8 \Phi_k [N_k^{QE}(i, j) + R_{nonQE} \cdot N_k^{nonQE}(i, j)] \quad (4)$$

となる。ここに、 $N_k^{QE}(i, j)$  は MC シミュレーションの  $k$  番目のエネルギースペクトルビンの CC-QE 反応の  $(p_\mu, \theta_\mu)$  分布、 $N_k^{nonQE}(i, j)$  は同じく nonQE 反応のもの、 $\Phi_k$  は  $k$  番目のエネルギースペクトルビン、 $R_{nonQE}$  は nonQE/QE 比である。求めるべきフリーパラメータは  $\Phi_k$  と  $R_{nonQE}$  である。 $\chi^2$  は、

$$\chi^2 = \sum_{SciBar, SciFi, 1KT} \sum_{i, j} \frac{[N^{Data}(i, j) - N^{MC}(i, j)]^2}{[\sigma(i, j)]^2} \quad (5)$$

のように書き表すことができる<sup>6</sup>。ここに、 $N^{Data}(i, j)$  はデータの  $(p_\mu, \theta_\mu)$  分布であり、 $\sigma(i, j)$  は各ビンの系統誤差と統計誤差を合わせたものである。この  $\chi^2$  を最小にする  $\Phi_k$ 、 $R_{nonQE}$  を求めたところ、表 1 のようになった。そして、 $\chi^2$  と自由度はそれぞれ 538.5、479 になった。

表 1: ND で小角度のミュオンを除いて求められたニュートリノエネルギースペクトル解析の結果。フィットパラメータは MC シミュレーションに対する比で、1 に近い値になっている。なお、この解析ではスペクトルの形を求めるのが目的のため、 $\Phi_4$  は 1 に固定されている。

パラメータ	最適値	誤差
$\Phi_1(0 - 0.5 \text{ GeV})$	0.784	0.364
$\Phi_2(0.5 - 0.75 \text{ GeV})$	1.012	0.086
$\Phi_3(0.75 - 1.0 \text{ GeV})$	1.119	0.065
$\Phi_4(1.0 - 1.5 \text{ GeV})$	$\equiv 1$	-
$\Phi_5(1.5 - 2.0 \text{ GeV})$	0.901	0.044
$\Phi_6(2.0 - 2.5 \text{ GeV})$	1.069	0.064
$\Phi_7(2.5 - 3.0 \text{ GeV})$	1.334	0.171
$\Phi_8(3.0 \text{ GeV} -)$	1.041	0.179
$R_{nonQE}$	0.955	0.045

次に、小角度散乱領域のシミュレーションの補正に関するスタディをおこなう。小角度の食い違いはとくに 2 トラ

<sup>6</sup>実際は各検出器固有のパラメータを系統誤差の範囲内で動かすための項などがあり、もう少し複雑になる。

ック nonQE 事象で見られることから、MC シミュレーションの nonQE 反応を補正することが有効である。nonQE 反応の中にもいくつかの反応過程があるが、その中でも本実験でもっともよく起こる反応として CC-1  $\pi$  反応があげられ、これがもっとも疑わしい。この反応はニュートリノが核子と反応して中間状態に  $\Delta$  粒子をもつものである。次に疑わしいものとして、CC コヒーレント反応がある。この反応は、ニュートリノが 1 個の原子核全体と反応してミュオンと  $\pi$  中間子を生成するもので、運動量移行が小さいためミュオンは小角度に集中する。これら二つの反応に重みをかけることを考えた。この解析には、ニュートリノ反応を見ることをもっとも得意とする SciBar のデータを使った。その結果、CC-1  $\pi$  反応の運動量移行の小さい部分を抑制してもよいし、CC コヒーレント反応についてはこの反応がまったく起こらないとしてもよいことがわかった。本解析ではこのどちらが正しいかは決めかねるため、以降では両方のシナリオについて解析をおこなうことにする。

最後に、エネルギースペクトルは動かさずに、nonQE/QE 比は動かせる状態で、小角度も入れて再び  $\chi^2$  フィットングをおこなった。その結果、CC-1  $\pi$  の補正では  $\chi^2 = 638.1$  (自由度 609)、CC-コヒーレント反応の補正では  $\chi^2 = 667.1$  (自由度 606) と、いずれも良好な結果が得られた。比較のため、シミュレーションにまったく補正をかけずにフィットをおこなうと、 $\chi^2 = 758.3$  (自由度 606) となり、フィットはよいものとはいえない。このように、エネルギースペクトルのフィッティング、MC シミュレーションの補正ともうまくおこなうことができた。最終的な ND でのエネルギースペクトルを図 5 に示す。

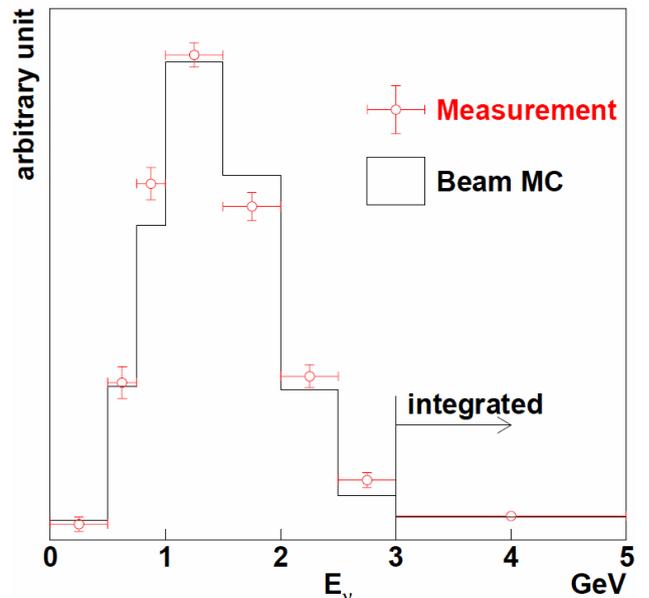


図5: NDで求めたニュートリノエネルギースペクトル。赤丸が解析結果、黒線がMCシミュレーションである。

## 6.2 事象数測定

事象数の測定では、1KT のデータだけを使う。なぜなら、SK と 1KT は大きさが違うだけで検出方法が同じであるため、SK と比較をおこなう際、系統誤差がもっとも小さくなるためである。例として、SciBar と比較をおこなうことを考える。現状の SciBar の解析ではミュオンが MRD のアクセプタンスに入らないといけな。しかし、SK はほぼ全方向に感度があるため、アクセプタンスの重ならない事象については大きな系統誤差が入り込む。さらに、ニュートリノの標的も異なるため、反応断面積の違いによる誤差も考慮する必要がある。このように、事象数の解析には 1KT を使うのがもっとも有効であることがわかる。

1KT の事象数の解析[7]は、一言で言えば、検出されたチェレンコフリングの始点が有効体積(水 25 トン分)の中にあるものを数えることである。エネルギースペクトルの解析と違い、反応過程には条件を課さない。また、生じた粒子はタンク内で止まっても突き抜けてもどちらでもよい。この解析の結果、全部で  $2.0 \times 10^5$  事象のニュートリノ反応が得られた。この系統誤差は 4.7% と見積もられ、もっとも大きい誤差は反応位置の不定性に起因する有効体積の誤差で 4.0% になった。

## 7. SK での測定

SK での事象は、大気ニュートリノ事象[1]と類似しているため、ほぼ同じ条件で事象を選び出す。簡単に述べると、チェレンコフリングの始点が有効体積(水 22.5 キロトン分)に入っており、その粒子が検出器内で止まったものを使う。ビームとの同期は GPS によっておこなう[11]。解析の結果、全部で 107 事象が検出された(K2K-I 55 事象、K2K-II 52 事象)。事象数の解析ではこのすべてを使う。エネルギースペクトルの解析ではミュオンが一つだけの事象を使うが、これは 67 事象(K2K-I 33 事象、K2K-II 34 事象)であった。

次に、系統誤差について述べる。全事象数の誤差は K2K-I、K2K-II とも 3% で、発生点の不定性による有効体積の誤差(2%)が支配的である。エネルギースペクトルについては、各エネルギービンの高さの誤差(いわゆる縦軸の誤差)と、エネルギー再構成の誤差(横軸の誤差)を分けて求めた。各ビンの高さの誤差をニュートリノエネルギーの関数として求めたところ、K2K-I で 3~5%、K2K-II で 3~8% の範囲のものを見積もられた。支配的なのは、リング数の計数の誤差と、有効体積の誤差である。エネルギー再構成の誤差としては、ミュオンのエネルギー測定不定性が直接影響する。この不定性を中性  $\pi$  中間子の質量や宇宙線ミュオンとその崩壊電子から求めた結果、K2K-I で 2.0%、K2K-II で 2.1% であった。

## 8. ニュートリノ振動解析

ニュートリノ振動パラメータ ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) を求めるため、ND と SK で得られたエネルギースペクトルと事象数を比較する。この解析には最尤法を用いる。以下、尤度関数 (likelihood function) の定義について述べた後、解析結果をまとめる。

### 8.1 尤度関数

尤度関数は  $\Delta m^2$  と  $\sin^2 2\theta$  の関数として、

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{shape} \cdot \mathcal{L}_{norm} \cdot \mathcal{L}_{syst} \quad (6)$$

と表される。ここに、 $\mathcal{L}_{shape}$  はエネルギースペクトルの形の尤度、 $\mathcal{L}_{norm}$  は事象数の尤度、 $\mathcal{L}_{syst}$  は系統誤差パラメータの尤度である。この  $\mathcal{L}$  を最大にする ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) を求め、その値のとりうる範囲を決定する。以下、各尤度関数について述べる。

まず、 $\mathcal{L}_{shape}$  は以下のように定義される。

$$\mathcal{L}_{shape} = \prod_{i=1}^{N_{1\mu}} PDF(E_{\nu}^{rec}[i]; \Delta m^2, \sin^2 2\theta) \quad (7)$$

ここに、 $PDF$  はエネルギースペクトルの確率密度関数で、ニュートリノビームが式 1 で振動したあと SK の 1ring- $\mu$  事象で再構成されたニュートリノエネルギー分布である。 $\mathcal{L}_{shape}$  とは実際に検出された 1ring- $\mu$  事象 ( $N_{1\mu}$  個) のそれぞれの  $PDF$  値の積である。なお、 $PDF$  は K2K-I、K2K-II で別々のものを使用する。また、ND でのスペクトル測定の誤差や ND-SK の外挿の誤差などでも  $PDF$  が変化できるように、これらの系統誤差パラメータが  $PDF$  に取り入れられている。

次に、 $\mathcal{L}_{norm}$  は以下のように定義される。

$$\mathcal{L}_{norm} = \frac{[N^{exp}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)]^{N^{obs}} \cdot \exp[-N^{exp}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)]}{N^{obs}!} \quad (8)$$

ここに、 $N^{exp}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$  は振動パラメータが ( $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ ) のときに予想される事象数を ND-SK の外挿により求めたもの、 $N^{obs}$  は実際に検出された事象数 (107 個) である。系統誤差によっても  $N^{exp}$  が変化できるように、系統誤差パラメータは  $N^{exp}$  にも  $\mathcal{L}_{shape}$  と同様に取り入れられている。

最後に、 $\mathcal{L}_{syst}$  について触れる。 $\mathcal{L}_{syst}$  は  $\mathcal{L}_{shape}$  の  $PDF$  や  $\mathcal{L}_{norm}$  の  $N^{exp}$  に取り入れられている系統誤差パラメータを、その誤差の範囲に束縛するためのものである。系統誤差パラメータとしては、ND でのスペクトル測定や事象数測定の誤差、ND-SK の外挿の誤差、SK の測定誤差などがある。

### 8.2 解析結果

前節で定義された尤度関数  $\mathcal{L}$  を最大にする振動パラメータを求めると、

$$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.2 \times 10^{-3} [\text{eV}^2], 1.5) \quad (9)$$

となった。物理的には  $\sin^2 2\theta < 1$  でなければならないので、この条件を課すと、

$$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.8 \times 10^{-3} [\text{eV}^2], 1.0) \quad (10)$$

となった。このときのエネルギースペクトルを振動なしの場合と合わせて図 6 に示す。振動がない場合よりある場合のほうがデータをよく再現していることがわかる。また、事象数については、振動がある場合は 103.8 事象、ない場合は 150.9 事象で、振動がある場合の方がデータ(107 事象)と合っている。

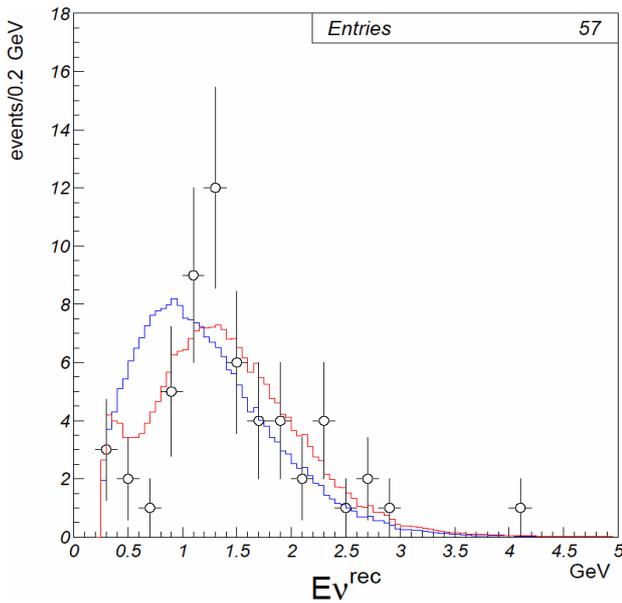


図 6 : SKでの1ring- $\mu$ 事象から再構成されたニュートリノエネルギースペクトルの解析結果 黒丸がデータ、赤線が振動ありの場合、青線が振動なしの場合のMCシミュレーションである。

つぎに、振動がないという仮説の検定をおこない、その仮説が正しい場合の確率を求めると、振動がある場合の尤度とない場合の尤度との比をとり、その対数値を用いればよい。実際にこの値を求めると、9.90 が得られた。振動パラメータは二つあるので自由度 2 の検定にあてはめると、振動がないという仮説は 0.005% ( $4\sigma$  相当) となった。このように、振動がないという仮説は信頼水準 99.995% で棄却することができる。

最後に、振動パラメータのとりうる範囲を求めると、各パラメータでの尤度と最適値をとるときの尤度との比の対数値を用いればよい。得られた結果を図 7 に示す。この結果、 $\sin^2 2\theta = 1$  での  $\Delta m^2$  のとりうる範囲は、90% の信頼水準で、

$$1.9 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.6 \times 10^{-3} [\text{eV}^2] \quad (11)$$

になった。

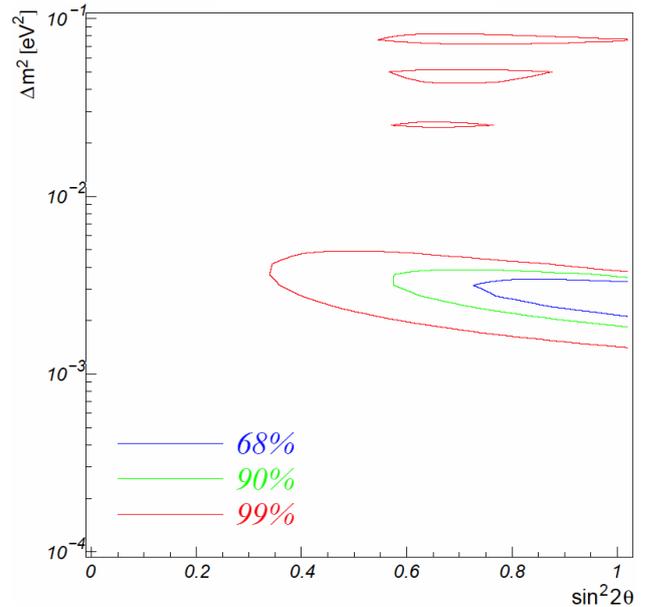


図 7 : ニュートリノ振動パラメータのとりうる範囲 青線、緑線、赤線はそれぞれ信頼度が68%, 90%, 99%の場合である。

以上の解析を、K2K-I と K2K-II について別々におこなったところ、誤差の範囲で一致した。このように、SK の PMT 数の違いで結果が変わることはなかった。また、6.1 節でおこなった MC シミュレーションの補正で、 $\text{CC-}1\pi$  反応を補正する場合と  $\text{CC-}$ コヒーレント反応を補正する場合とで結果を比較しても、ほぼ同じものであった。すなわち、補正のしかたの違いは結果に影響しなかったといえる。

以上の結果を SK の大気ニュートリノ観測の結果と比較すると、誤差の範囲で一致している。したがって、大気ニュートリノ振動が検証できたといえる。

## 9. まとめ

大気ニュートリノ観測で見つかった  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  のニュートリノ振動を検証するため、K2K 実験をおこなった。実験の途中には、前置検出器に新たに SciBar 検出器を導入し、エネルギースペクトルの測定やニュートリノ反応の解析に新しく活用された。そして、実験途中には SK の再建もおこなわれた。ニュートリノ振動解析では、SK で得られたニュートリノ事象について、エネルギースペクトルと全事象数の両方の情報を用いた。SK と ND の測定結果と比較したところ、ニュートリノ振動パラメータの最適値は式 10 のように得られ、パラメータのとりうる範囲は図 7 のように得られた。また、振動がないという仮説は 99.995% の信頼水準で棄却された。これらの結果は大気ニュートリノ観測からの結果と一致しており、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動が検証されたといえる。

## 10. 謝辞

まず、K2K実験という素晴らしい機会を与えていただき、手厚いご指導をいただきました西川公一郎教授に深く感謝いたします。そして、中家剛助教授には実験・解析を進めるにあたり多くの適切な助言をいただきました。また、KEK、SKの皆様にはK2K実験の遂行を通し、欠くことのできない支援をいただきました。京大高エネルギーグループのみなさまにはK2K実験だけでなく、研究生生活においてもたいへんお世話になりました。この場を借りて感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [2] S. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **539**, 179 (2002).
- [3] K. Nishikawa *et al.*, KEK-PS proposal (1995).
- [4] Y. Fukuda *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **501**, 418 (2003).
- [5] Y. Yamanoi *et al.*, IEEE Trans. On Applied Super-conductivity 10, 252 (2000); M. Kohama, Master thesis, Kobe Univ. (1997); Y. Yamanoi *et al.*, KEK-preprint 97-225 (1997); Y. Yamanoi *et al.*, KEK-preprint 99-178 (1999).
- [6] T. Maruyama, Ph.D. thesis, Tohoku Univ. (2000).
- [7] I. Kato, Ph.D. thesis, Kyoto Univ. (2004).
- [8] A. Suzuki *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **453**, 165 (2000); B. J. Kim *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **497**, 450 (2003).
- [9] M. Yoshida, Ph.D. thesis, Osaka Univ. (2001).
- [10] T. Ishii *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **482**, 244 (2002) [Erratum, *ibid.*, A **488**, 673 (2002)].
- [11] H. G. Berns and R. J. Wilkes, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47**, 340 (2000).
- [12] A. Pla-Dalmau, FERMILAB-Conf-00/343 (2001).
- [13] S. Buontempo *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **349**, 70 (1994).
- [14] T. Iwashita, Ph.D. thesis, Kobe Univ. (2003); H. Yokoyama, Ph.D. thesis, Tokyo Univ. of Sci. (2004).