

Indications of Neutrino Oscillation in K2K Experiment*

Canada's National Laboratory for Particle and Nuclear Physics (TRIUMF)

加藤 一成

issei@triumf.ca

2005年11月30日

1. はじめに

近年、大気ニュートリノ観測からニュートリノ振動が発見され、その後の観測や太陽ニュートリノ・原子炉ニュートリノの観測により、その存在が確定的になりつつある。ニュートリノ振動の存在は、有限なニュートリノ質量とレプトンセクターでのフレーバー混合の存在を意味し、現在の素粒子標準模型を超える新しい物理への手掛かりとして大きな意味を持つ。

つくば - 神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) の主目的は、大気ニュートリノ観測で発見されたニュートリノ振動 [1] を、加速器により人工的に生成されたニュートリノビームを用いて検証し、振動パラメータを測定することである。高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において生成したミュオンニュートリノを 250 km 離れたスーパーカミオカンデ (SK) において検出し、ニュートリノ振動の研究を行なう (図 1)。ある地点において生成されたエネルギー E [GeV] のミュオンニュートリノが距離 L [km] を飛行した後にミュオンニュートリノとして存在する確率は、二世代間混合の場合、

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

と表される。ここで、 $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ [eV²] は 2 つのニュートリノ質量固有状態の質量の二乗差、 θ はその混合角である。K2K 実験の場合、飛行距離 L は一定 (250 km) であり、式 (1) はエネルギーのみの関数となる。従って、ニュートリノ振動は「ニュートリノ事象数の減少」とともに「エネルギースペクトルの歪み」として観測される。本研究では、これら双方の情報を用いてニュートリノ振動を検証し、振動パラメータを測定した。解析に使ったデータは、K2K 実験開始の 1999 年 6 月から SK 事故前の 2001 年 7 月までに収集した 4.8×10^{19} protons on target (POT) 分のデータで、これは目標ビーム量の約半分に相当する。

*第 7 回 (2005 年度) 高エネルギー物理学奨励賞受賞論文の解説

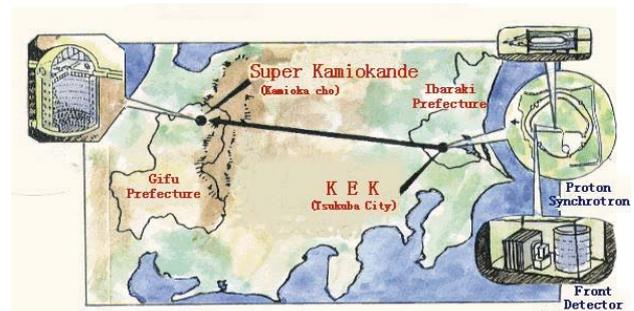


図 1: K2K 実験の概略図。

2. K2K 実験

K2K 実験では、KEK 12 GeV 陽子シンクロトロン加速器 (12GeV-PS) を用いてミュオンニュートリノビームを生成する。まず、12GeV-PS により加速された陽子ビームをアルミニウム標的に衝突させ、生成された正電荷の二次粒子 (主に π^+ 中間子) を 2 台のホーン電磁石 (うち 1 台目はアルミニウム標的と一体) [2] により前方へフォーカスし、下流の崩壊トンネルへと導く。長さ 200 m の崩壊トンネル内では $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊によってミュオンニュートリノが生成され、その後、ビームダンプおよび土盛りによりニュートリノ以外の粒子を除去し、前置ニュートリノ検出器 (ND) および 250 km 先の SK へとニュートリノを送る。こうして得られたニュートリノビームは純度 98% のミュオンニュートリノであり、その平均エネルギーは 1.3 GeV である。また、このビームは、2.2 秒おきに 1 回、 $1.1 \mu\text{s}$ の時間幅 (スピル) で生成される。ビームダンプ直後にはイオンチェンバーとシリコンパッド検出器が設置してあり、ダンプを貫通してきたミュオンのプロファイルをスピル毎に測定し、ビームの方向安定性をモニター・保証する。

陽子標的の下流 300 m に位置する ND (図 2) は、1 kt 水チェレンコフ検出器 (1KT) およびファイングレイン飛跡検出器 (FGD) から構成され、ニュートリノ自身を

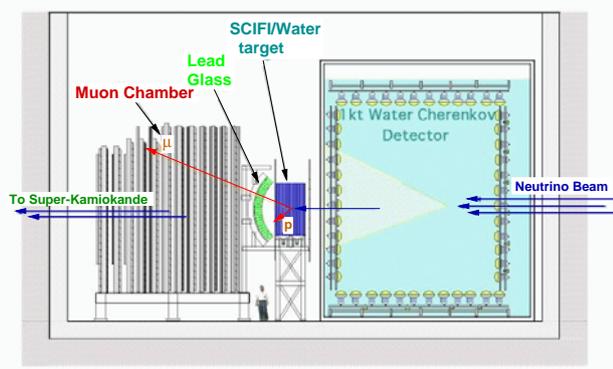


図 2: 前置ニュートリノ検出器の概略図。

用いたビームの安定性や方向のモニターを行うとともに、振動前のニュートリノフラックスとエネルギースペクトルを測定し、SKで期待される事象数やスペクトルを見積るために用いる。1KTはSKの小型版であり、水タンク内に1ktの純水を蓄え、ニュートリノが水と反応して生成されるミュー粒子などが水中を通過する際に放出するチェレンコフリングを、タンク内壁面に配置した直径20インチの光電子増倍管(PMT)680本で検出する。一方FGDは、シンチレーションファイバー飛跡検出器(SciFi) [3]、鉛ガラスカロリメータ(LG)¹、および、鉄・ドリフトチェンバーサンドウィッチ型のミューオン飛跡検出器(MRD) [5]からなる。SciFiの各ファイバーシート層の間には6cm厚の水タンクがあり、そこに蓄えられた水がニュートリノ反応の標的となる。FGDではニュートリノ反応で生成されたミューオンとともに、散乱された陽子も捕えることができ、1KTより詳細なニュートリノ反応の研究を行うことができる。

SKで期待されるニュートリノ事象数とエネルギースペクトルは、NDの測定により得られたニュートリノフラックスおよびエネルギースペクトルに検出効率や有効体積、使用したビーム量の違いなどの補正とFar/Near比(F/N)を掛けることにより得られる。 F/N 比は、NDとSKでのニュートリノエネルギースペクトルの比として定義される。ニュートリノの親粒子である π^+ 粒子の崩壊トンネル直前での運動量・角度分布と崩壊トンネルの形状が与えられれば、あとは簡単な二体崩壊の運動学から任意の地点でのニュートリノエネルギースペクトルを知ることができる。この目的で、ガスチェレンコフ検出器のパイオンモニター(PIMON)を第二ホーンの下流に置き、ホーンでフォーカスされた後の

¹2002年12月よりLGは取り除かれ、新型ニュートリノ検出器SciBar [4]に置き換えられた。

π^+ 粒子の運動量・角度分布を測定する。測定結果はニュートリノビームシミュレーション(ビームMC)とコンシステントであり、われわれのシミュレーションの正当性が示されている [6]。

最後にK2K実験の後置検出器であるSK [7]は、KEKから250km離れた岐阜県飛騨市にあり、50ktの水チェレンコフ検出器である。KEKとSKの時刻はグローバル・ポジショニング・システム(GPS)により約100nsの精度で同期が取られており、KEKでのビーム発射に同期したニュートリノ事象を探すことにより、ほぼバックグラウンドなしでビーム起源のニュートリノ事象を同定することができる。SKで観測されたニュートリノ事象数およびエネルギースペクトルをNDの測定による予想と比べることによりニュートリノ振動を検証する。事象数の比較においてはSKの有効体積(22.5kt)内に観測されたすべてのビーム起源のニュートリノ事象を用い、エネルギースペクトルの比較においては荷電カレント準弾性反応(QE; $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$)の純度を上げるため、シングルリングのミューオン事象(1R μ 事象)を用いる(典型的な陽子の運動量はチェレンコフ閾値以下である)。K2K実験ではニュートリノの飛来方向が分かっているので、QE事象においてニュートリノエネルギー(E_ν^{rec})は、反応で生成されたミューオンのエネルギー(E_μ)と散乱角(θ_μ)を測定することで、以下のように再構成できる。

$$E_\nu^{\text{rec}} = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (2)$$

ここで、 m_N は核子質量、 p_μ はミューオンの運動量である。

3. NDでのニュートリノフラックスとエネルギースペクトルの測定

さて、NDでのニュートリノ測定であるが、まず、ニュートリノフラックス測定は1KTを用いて行う。これは、1KTがSKと同じタイプの検出器であり、ニュートリノ反応に対する検出効率が似ていること、またニュートリノ反応標的がともに水であることから、SKでの期待値を求める際、反応断面積に起因する系統誤差をキャンセルできるからである。1KTでビームスピル内に起こった100MeVの閾値を超えた事象のうち、タンク上流側のビーム軸に沿った半径2m、長さ2mの円筒形の有効体積(25t)内にバーテックスが再構成された事象数を数えた。これに検出効率(1KT; 75%, SK; 79%)や有効体積(1KT; 25t, SK; 22.5kt)の違いなどの補正と F/N 比(7.4×10^{-7})を掛け、ニュートリノ振

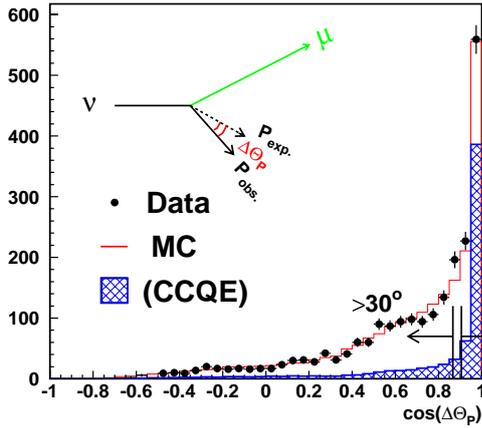


図 3: FGD の 2トラックサンプルでの $\Delta\theta_p$ (QE 反応を仮定した場合にミューオンの運動量から期待される陽子の方向と実際に検出された第二トラックの方向の差) 分布。エラー付きの点がデータ、ヒストグラムが MC、網掛けのヒストグラムは MC で見積もった QE 反応の寄与を示す。

動が無い場合に SK で期待されるニュートリノ事象数を $80.1^{+6.2}_{-5.4}$ と見積もった。この値に対する最も大きな系統誤差は、 F/N 比の不定性 ($^{+4.9\%}_{-5.0\%}$) および 1KT と SK での有効体積の見積りの不定性 (1KT: $\pm 4\%$, SK: $\pm 3\%$, Total: $\pm 5\%$) である。

次にエネルギー・スペクトル測定であるが、これには 1KT と FGD の双方から得られたデータサンプルのミューオン運動量・散乱角の二次元分布を用いて評価する。1KT は $1.0 \text{ GeV}/c$ 以下のミューオンに対し検出効率が大きく 4π の立体角を覆っているが、高エネルギーのミューオンは検出器外に突き抜けてしまうため、 $1.5 \text{ GeV}/c$ 以上ではアクセプタンスが小さい。一方、FGD は前方 60° の角度領域を覆い、 $1 \text{ GeV}/c$ 以上のミューオンに対しアクセプタンスが大きく、これら二つの検出器は互いに相補的で、双方を用いることで必要なエネルギー領域をカバーすることができる。

1KT では、有効体積内にバーテックスが再構成された事象のうち、さらに $1R_\mu$ 事象でかつミューオンが検出器内に止まった事象を選ぶ。このサンプルのうち 53% が QE 反応起源である。スペクトル測定で最も大きな不定性はエネルギー・スケールであるが、タンク内に設置した一様光源、宇宙線ミューオン、およびニュートリノ反応で生成された π^0 を用いた検出器の較正を行ない、エネルギー・スケールの不定性を $^{+2\%}_{-3\%}$ と見積もった。

FGD では、バーテックスが SciFi の有効体積 (5.9 t) 内にあり、トラック数が 1 または 2 の事象を用いる。さらに、1 つのトラックが下流の LG を突き抜け MRD 内で止まった事象を選ぶことで、ミューオン事象を識別する。ミューオン運動量は SciFi、LG、MRD を貫通

した飛跡長から求める。物質量の不定性より、エネルギー・スケールの不定性を $\pm 3\%$ と見積もった。QE 反応において散乱された陽子の運動量が $0.6 \text{ GeV}/c$ を超えると、SciFi では 2 番目のトラックとして陽子も検出できる。しかしながら、たとえば π 生成反応など QE 以外の反応 (non-QE 反応) で生じた π 粒子が第 2 トラックとして検出されることも多く、FGD の 2 トラック事象では QE 事象と non-QE 事象を以下の要領で識別する。QE 反応を仮定すると、ミューオンの運動量を用いて期待される陽子の散乱方向を計算でき、QE 反応ではこの方向と実際に観測された第二トラックの方向の違い ($\Delta\theta_p$) は小さくなる。図 3 に $\Delta\theta_p$ の分布を示した。2 トラック事象では、 $\Delta\theta_p$ が 25° より小さい事象を QE サンプル、 30° より大きい事象を non-QE サンプルとして分類する。モンテカルロ・シミュレーション (MC) によると、QE サンプルの 62% が実際に QE 反応であり、non-QE サンプルの 82% が QE 反応以外の事象である。

以上の 4 サンプル (1KT の $1R_\mu$ サンプルと FGD の 1 トラック、2 トラック (QE)、2 トラック (non-QE) サンプル) のミューオン運動量・散乱角の二次元分布を用いて、データと MC を χ^2 フィッティングすることによりニュートリノエネルギー・スペクトルを求めた。ニュートリノエネルギーを表 1 に示した 8 ビンに分け、フィッティングにより各エネルギービンのウェイトをビーム MC の期待値との相対的な値として決定した。この際に規格化として $1.0\text{--}1.5 \text{ GeV}$ のピンを 1 とした。また、non-QE 反応は SK でのエネルギー・スペクトル測定のバックグラウンドとなるが、その量を QE 反応に対する non-QE 反応の反応断面積の比 (R_{nqe}) という形でフィットパラメータとして求め、後述の振動解析に用いる。エネルギー・スケールやトラックの検出効率などの検出器の不定性もパラメータとしてフィットに組み込んだ。さらに PIMON による 1 GeV 以上のニュートリノスペクトル測定の結果も constraint 項として χ^2

表 1: ND でのスペクトルフィッティングの各エネルギービンの中心値 (Φ_{ND}) および Φ_{ND} 、 F/N 比、SK の検出効率のエラーの大きさ (%)。

E_ν (GeV)	Φ_{ND}	$\Delta(\Phi_{ND})$	$\Delta(F/N)$	$\Delta(\epsilon_{SK})$
0–0.5	1.31	48.6	2.6	8.7
0.5–0.75	1.02	11.9	4.3	4.3
0.75–1.0	1.01	9.2	4.3	4.3
1.0–1.5	$\equiv 1.00$	—	6.5	8.9
1.5–2.0	0.96	7.1	10.4	10.0
2.0–2.5	0.96	8.4	11.1	9.8
2.5–3.0	1.18	18.8	12.2	9.9
3.00–	1.07	19.9	12.2	9.9

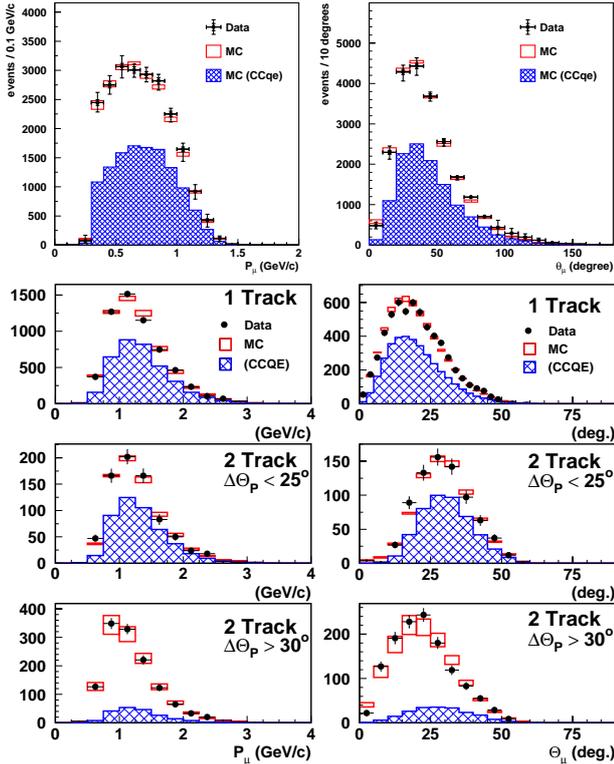


図 4: ND の四つの事象サンプルのミュオンの運動量 (左) と散乱角 (右) の分布。上から順に 1KT 1R μ 、FGD 1トラック、2トラック (QE)、2トラック (non-QE) サンプル。クロスはデータ、ボックスはベストフィットでの MC である。網掛けのヒストグラムは MC で見積もった QE 反応の寄与を示す。

に含めた。

フィットの結果、ベストフィットのときの χ^2 は 227.2/197 d.o.f. であり、検出器の不定性のパラメータも含め、すべてのフィットパラメータは想定した誤差の範囲内に収まっていた。スペクトルのウェイトパラメータのベストフィット値を表 1 に示した。また、 R_{nqe} は 0.93 ± 0.06 となった。図 4 には各サンプルのミュオン運動量と散乱角の分布を、データと MC を重ねて示したが、フィットの結果はデータとよく一致している。振動解析においてエネルギービンの間を考慮するため、スペクトル測定のエラーは誤差行列の形で評価した。その行列の対角成分を表 1 に示した。

上記のフィットでは、MC に用いるニュートリノ反応モデルによりバイアスを受ける可能性があるため、過去のニュートリノ実験データとモデルをもとに、ニュートリノ反応の不定性によるスペクトル測定のエラーを見積もった。QE 反応においては、双極子型形状因子の軸性ベクトル質量を $1.1 \text{ GeV}/c^2$ とし、その不定性として $\pm 10\%$ 変化させた。また π 生成反応におけるそれは $1.2 \text{ GeV}/c^2$ とし、 $\pm 20\%$ 変化させた [8]。これらは

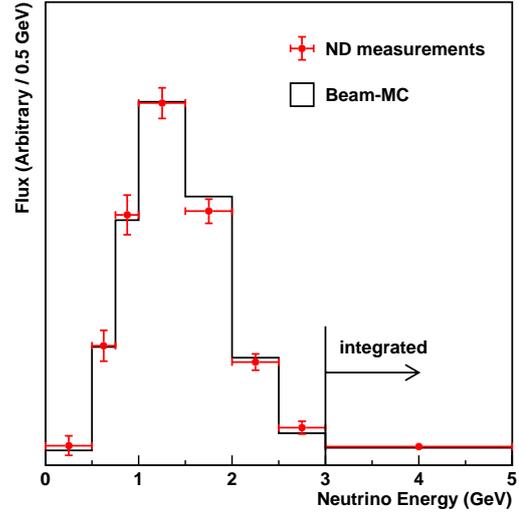


図 5: ND でのスペクトル測定の結果。クロスが ND での測定結果、ヒストグラムはビーム MC による期待値である。測定誤差は $\pm 20\%$ を付加した R_{nqe} の誤差の寄与も考慮されている。

反応断面積の q^2 依存性と全断面積を変化させるものである。コヒーレント π 生成反応については、二つの異なるモデル (Rein-Sehgal によるモデル [9] と Marteau によるモデル [10]) を比較して不定性を評価した。さらに深非弾性散乱については、GRV94 のモデル [11] とそれに対して Bodek-Yang による構造関数の補正 [12] を加えたものの二種類を比較した。本解析で基準として用いたコヒーレント反応および深非弾性散乱のモデルは、それぞれ Marteau および Bodek-Yang によるものである。反応モデルを替えて同様のフィットを行なった結果、スペクトル自体はフィットのエラーを超えるような影響はなかったが、 R_{nqe} はモデルによって 20% ほど変化した。従って、 R_{nqe} のエラーとして $\pm 20\%$ を誤差行列に加え、それを後述の振動解析に用いることにした。以上、 R_{nqe} の誤差を含め、最終的な ND でのスペクトル測定の結果を図 5 に示した。

4. Far/Near スペクトル比

ND の測定を SK へ外挿するために F/N 比を用いる。図 6 に F/N 比を示した。前述したようにビームシミュレーションの妥当性は PIMON の測定により保証されているので、 F/N 比の中心値はシミュレーションにより評価した。また、その誤差については、 $E_\nu > 1 \text{ GeV}$ は PIMON の測定誤差より、 $E_\nu < 1 \text{ GeV}$ は PIMON の感度がないため、ハドロン生成モデルの不定性より評価した。エネルギービンの間を考慮するため、スペクトル測定と同様、 F/N 比の誤差は行列の形で評価

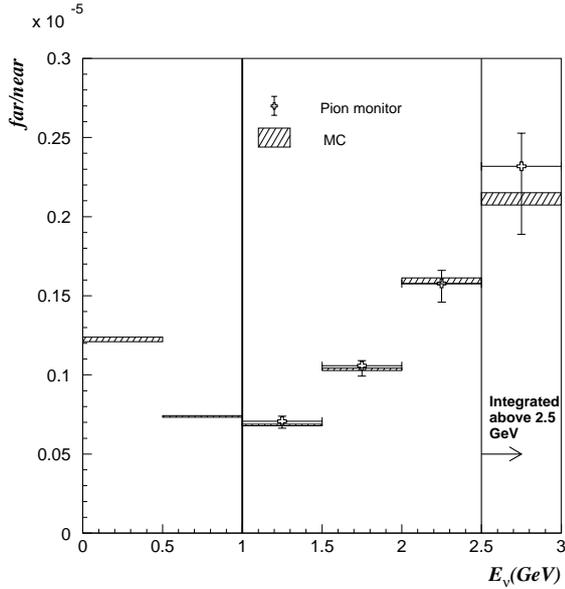


図 6: Far/Near スペクトル比。 $E_\nu > 1$ GeV のクロスは PIMON の測定結果、網掛けのボックスは MC。

し、これを後述の振動解析に用いた。表 1 には誤差行列の対角成分を示した。

5. SK での観測

SK では、outer detector にアクティビティがなく、visible energy が 30 MeV 以上の事象のうち、パーテックスが壁から 2 m 以上離れた位置 (有効体積 22.5 kt) に再構成された事象をニュートリノ事象として選択する。さらに、K2K ビームの到着時刻周辺 $1.5 \mu\text{s}$ の時間幅に観測された事象をビーム起源のニュートリノ事象として選択する。図 7 には SK で事象が起こった時刻とビームの予想到着時刻との差の分布を示した。ニュートリノ事象がビームと同期した時刻に固まっており、バックグラウンドがほとんどないことが分かる。この時間幅内に観測されたニュートリノ事象数は 56 であった。また、この時間幅内に偶発的に起こる大気ニュートリノ事象の数は約 10^{-3} 事象と見積もられ、十分に無視できる量である。

6. 振動解析

さて、ND での測定と SK で観測された事象を用いて maximum-likelihood 法による二世代のニュートリノ振動解析を行う。解析には「全ニュートリノ事象数」と「 $1R\mu$ 事象のエネルギースペクトルの形」の両方を用い、likelihood 関数を

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{norm}} \times \mathcal{L}_{\text{shape}} \times \mathcal{L}_{\text{sys}} \quad (3)$$

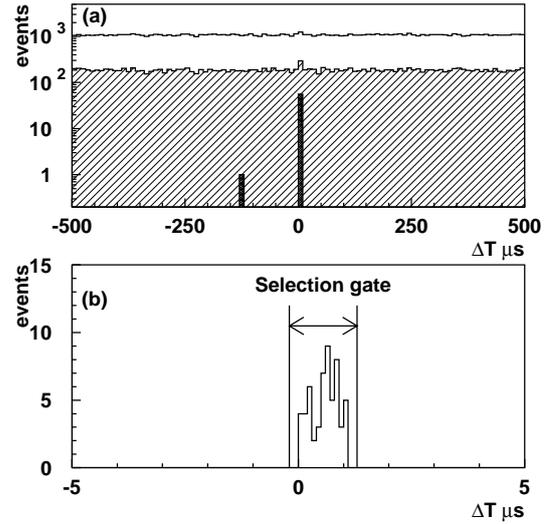


図 7: SK で事象が起こった時刻とビームの予想到着時刻との差。上図の三種類のヒストグラムはいくつかの事象選択後の分布であり、そのうちの濃い網掛けのヒストグラムがニュートリノ事象候補である。下図はビーム予想到着時刻周辺 $\pm 5 \mu\text{s}$ の拡大図である。

の形で定義する。事象数の項 $\mathcal{L}_{\text{norm}}(N_{\text{obs}}, N_{\text{exp}})$ は、期待される事象数が $N_{\text{exp}}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2, f)$ である時に $N_{\text{obs}} (= 56)$ 事象を観測する Poisson 確率で定義する。 f は測定の系統誤差を表すパラメータの組であり、後ほど詳しく述べる。スペクトル形の項 $\mathcal{L}_{\text{shape}}$ は、それぞれの $1R\mu$ 事象の E_ν^{rec} が E_i になる確率の積として

$$\mathcal{L}_{\text{shape}} = \prod_{i=1}^{N_{1R\mu}} P(E_i; \sin^2 2\theta, \Delta m^2, f) \quad (4)$$

で定義する。ここで、確率密度関数 P は MC により見積もった $1R\mu$ 事象の E_ν^{rec} 分布 (面積は 1 に規格化してある) を用いた。また、 $N_{1R\mu}$ は観測された $1R\mu$ 事象の数であり、1999 年 6 月を除いた期間に観測された 29 事象を $\mathcal{L}_{\text{shape}}$ に用いた²。

測定の系統誤差を表すパラメータ f は、ND スペクトル測定での各エネルギー bin のウェイト、 F/N 比、SK の $1R\mu$ 事象の検出効率 (ϵ_{SK})、SK のエネルギースケール、 R_{nqe} 、および全ニュートリノ事象数の規格化因子から構成される。最初の三つはそのエネルギー依存性とエネルギー bin 間の相関も考慮した。それらの誤差行列の対角成分は表 1 に示してある。SK のエネルギースケールの不定性は $\pm 3\%$ である。また、全ニュートリノ事象数の規格化因子の不定性は、主に有効体積の評価の不定性であり $\pm 5\%$ とした。パラメータ f は

²1999 年 6 月のランではハドロン生成標的の径とホーン電流が他の実験期間のそれと異なり、従ってニュートリノエネルギースペクトルや F/N 比が異なる。この期間のエネルギースペクトルを評価していないため、本解析では 1999 年 6 月のデータは $\mathcal{L}_{\text{shape}}$ には用いなかった。

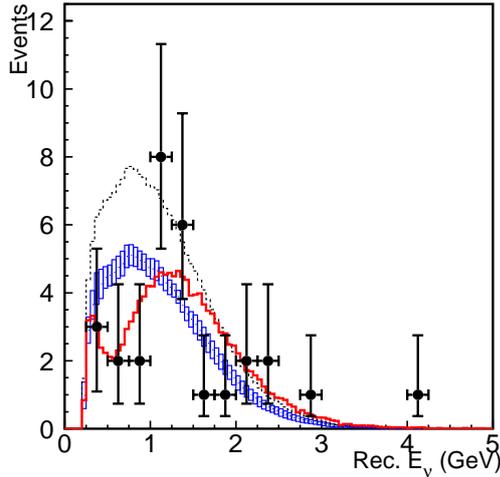


図 8: SK 1R μ 事象の E_{ν}^{rec} 分布。エラーバー付きの点がデータ、ボックスで示したヒストグラムが振動がない場合に期待される分布とその系統誤差、実線のヒストグラムはベストフィットで期待される分布である。これら三つのヒストグラムは観測された 1R μ 事象数 (29) に規格化されている。(参考として、振動なしの場合の 1R μ 事象数の期待値 (44) に規格化した分布を点線のヒストグラムで示した。)

フィッティングパラメータとして扱い、Gaussian 型の誤差を仮定した likelihood 関数 (式 (3) の \mathcal{L}_{sys} 項) により、その可動範囲を見積った誤差内に制限する。

振動パラメータ ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) 空間内の各点で likelihood を計算し、likelihood 関数が最大になる点を求めた。このときパラメータの組 f は、振動パラメータの各点ごとに likelihood 関数が最大になるように選ぶ。その結果、全領域でのベストフィットは ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) = (1.03, $2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$)、物理的領域内に限った時のベストフィットは (1.0, $2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) であった。振動なしの場合およびベストフィットの場合に期待される SK のニュートリノ事象数、および実際に観測された事象数を表 2 にまとめた。ベストフィットの点において、期待されるニュートリノ事象数は 54.2 であり、実際に観測された 56 事象と統計誤差の範囲で一致している。また図 8 には 1R μ 事象の E_{ν}^{rec} 分布を振動がない場合およびベストフィットの場合に期待される分布と重ねて示した。観測した E_{ν}^{rec} 分布とベストフィットでの分布との一致の良さを Kolmogorov-Smirnov(KS) 検定により見積もった結果、KS 値は 79% であり、ベストフィットの分布は観測結果とコンシステントである。

表 2: SK でのニュートリノ事象数。

観測した事象数	
観測した事象数	56
振動なしの時の期待値	$80.1^{+6.2}_{-5.4}$
ベストフィットでの期待値	54.2

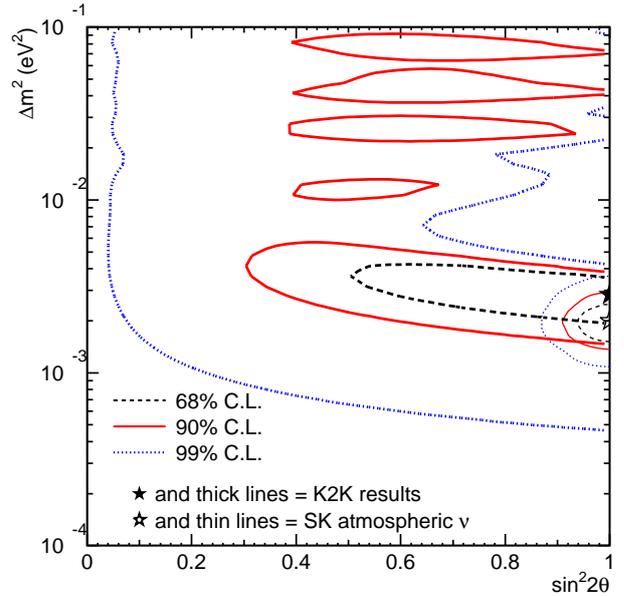


図 9: 本解析により得られた振動パラメータの許容領域 (太線)。最近の大気ニュートリノ観測から得られた結果 [13] を細線で示した。

ベストフィットの場合と振動なしの場合の likelihood 比によりニュートリノ振動に対する有意度を見積もった。その結果、振動がない場合に統計的なふらつきにより今回の観測結果を得る確率は 0.7% となった。ニュートリノ事象数のみを用いた場合およびスペクトル形のみを用いた場合のこの確率は、それぞれ 1.3% および 16% である。同様にベストフィットの場合と振動パラメータの各点での likelihood 比を用い、振動パラメータの許容領域を評価した。それを図 9 に示す。 $\sin^2 2\theta = 1$ の時、許される Δm^2 の範囲は $(1.5-3.9) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (90% C.L.) である。ニュートリノ事象数のみを用いた場合およびスペクトル形のみを用いた場合にも、許される Δm^2 の範囲はよく一致した。最後に、ニュートリノ反応モデルの不定性の効果を、ND のスペクトル測定で行った方法と同じ方法で評価したが、ND と SK の間で不定性がキャンセルするため、無視できる効果しか見られなかった。

7. まとめ

本研究では、ニュートリノ事象数とエネルギースペクトルの双方を用いたニュートリノ振動の解析を行った。ND によりニュートリノ事象数とスペクトルを見積もり、それらと SK での観測を比較した結果、振動がない場合に統計的なふらつきにより今回の観測を得る確率は 1% 以下となった。また、振動パラメータの許容領域は $\sin^2 2\theta = 1$ の時 $\Delta m^2 = (1.5-3.9) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

(90% C.L.) となり、これは SK の大気ニュートリノ観測の結果とコンシステントである (図 9)。

なお K2K 実験は、2004 年 11 月に起きた電磁ホーンの故障により、 9.2×10^{19} POT のデータ (目標の 92%) を収集した時点で実験を終了した。全データを使った振動解析の結果、振動なしの確率は 0.003% (4.2σ)、 $\sin^2 2\theta = 1$ の時の Δm^2 の許容範囲は $(1.9-3.5) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (90% C.L.) となっている。今後、大きな系統誤差を与えている F/N 比を、HARP 実験にて行った 12.9 GeV 陽子とアルミニウム標的の衝突のハドロン生成断面積測定の結果 [14] を用いて再評価し、よりよい精度でニュートリノ振動を検証することが期待される。

8. おわりに

本研究は、K2K およびスーパーカミオカンデ共同研究者、KEK 加速器グループならびにビームチャンネルグループの皆様の御支援・御協力の上に成り立っております。この場を借りて謝意を表します。また、博士論文を指導して下さった西川公一郎教授、中家剛助教授に感謝いたします。

参考文献

- [1] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [2] Y. Yamanoi *et al.*, IEEE Trans. on Applied Superconductivity **10**, 252 (2000).
- [3] K2K Collaboration, A. Suzuki *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **453**, 165 (2000), K2K SciFi Group, B.J. Kim *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **497**, 450 (2003).
- [4] K2K SciBar Group, K. Nitta *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **535**, 147 (2004).
- [5] K2K MRD Group, T. Ishii *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **482**, 244 (2002).
- [6] T. Maruyama, Ph.D. Thesis, Tohoku University (2000).
- [7] Super-Kamiokande Collaboration, S. Fukuda *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **501**, 418 (2003).
- [8] V. Bernard, L. Elouadrhiri, and U.G. Meissner, J. Phys. G **G28**, R1 (2002).
- [9] D. Rein and L.M. Sehgal, Nucl. Phys. **B223**, 29 (1983).
- [10] J. Marteau *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **451**, 76 (2000).
- [11] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, Z. Phys. C **67**, 433 (1995).
- [12] A. Bodek and U.-K. Yang, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 70 (2002).
- [13] K. Nishikawa, Lepton-photon 2003, 11–16 Aug. 2003.
- [14] HARP Collaboration, M.G. Catanesi *et al.*, hep-ex/0510039 (2005), accepted for publication in Nucl. Phys. B.