

T2K 実験 ニュートリノ振動の同時解析結果と 反ニュートリノ振動の最初の結果

京都大学 大学院理学研究科

平木 貴宏

hiraki@scphys.kyoto-u.ac.jp

東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設

田中 秀和

thide@km.icrr.u-tokyo.ac.jp

Kavli IPMU, University of Tokyo

Christophe Bronner

christophe.bronner@ipmu.jp

2015 年 (平成 27 年) 8 月 10 日

1 はじめに

T2K 実験は J-PARC 加速器の高強度陽子ビームを用いて生成したニュートリノビームを前置検出器 (ND) と 295 km 離れた後置検出器スーパーカミオカンデ (SK) で検出してニュートリノ振動の精密測定をする長基線ニュートリノ振動実験である。

高エネルギーニュースではこれまでに T2K 実験の概要, ニュートリノモードにおける ν_e 出現, ν_μ 消失モードの解析などについて報告してきた [1, 2, 3, 4]。この記事では¹, 2013 年までに取得したデータを用いたニュートリノモードの ν_e 出現と ν_μ 消失モードの同時解析 [5], 2014 年からデータ取得を開始した反ニュートリノモードでの $\bar{\nu}_e$ 出現モードの解析, $\bar{\nu}_\mu$ 消失モードの解析について報告する²。今回の反ニュートリノモードの結果は本年 (2015 年)7 月の EPS-HEP 会議で初めて報告した。

2 データ取得状況

T2K 実験のこれまでのデータ取得状況を図 1 に示す。T2K 実験は開始以来 2013 年まではニュートリノモードのデータのみを取得していたが, 2014, 2015 年は主に電磁ホーンの極性を反転させ反ニュートリノモードのデータを取得している。2015 年夏までの積算 POT (標的に照射された陽子数, Protons On Target の略) はニュートリノ

ノモードで 7.0×10^{20} , 反ニュートリノモードで 4.0×10^{20} である。この記事の反ニュートリノモードの振動解析では全期間の反ニュートリノモードのデータを用いている³。ビーム強度は J-PARC 加速器グループの多大な努力により増強を重ね, 最近では約 350 kW 以上の強度を達成している。

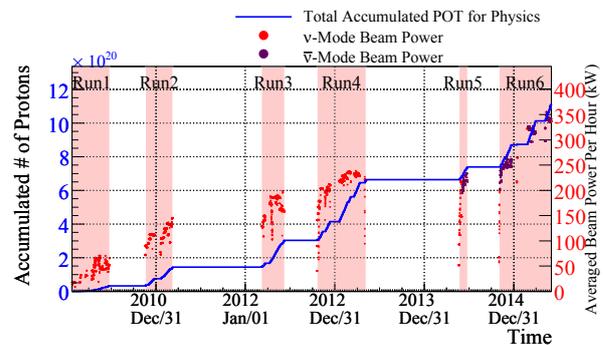


図 1: T2K 実験のデータ取得状況。積算陽子数 (左の軸), ビーム強度 (右の軸) の推移を示す。2013 年まで (RUN1-4) はニュートリノモードのみ, 2014 年以降 (RUN5-6) は主に反ニュートリノモード。

ビームは標的上流部の陽子ビームモニター [6] および荷電 π が崩壊して生成される μ を検出するミューオンモニター [7] で調整され, ビームプロファイル (方向, 強度) は前置検出器ホールに設置された INGRID 検出器 [8] で測定される。ミューオンモニターおよび INGRID で測定されたビームプロファイルの長期安定性を図 2 に

¹ニュートリノモードの同時解析は Christophe が, $\bar{\nu}_e$ 出現モードの解析は田中が, $\bar{\nu}_\mu$ 消失モードの解析は平木が執筆している。

²T2K 実験内部では複数の独立な振動解析グループがあり, コンシステントな結果を得ている。ここでは我々のグループの行った解析を報告している。

³解析に用いた積算 POT のもう少し正確な数字は 4.011×10^{20} 。

示す。どちらのビームモードにおいても、ビーム方向は目標精度 1 mrad よりも十分良いレベルで安定している。また、反ニュートリノの反応断面積はニュートリノの約 1/3 なので反ニュートリノモードの期間は単位 POT 当たりの反応数が減少している。

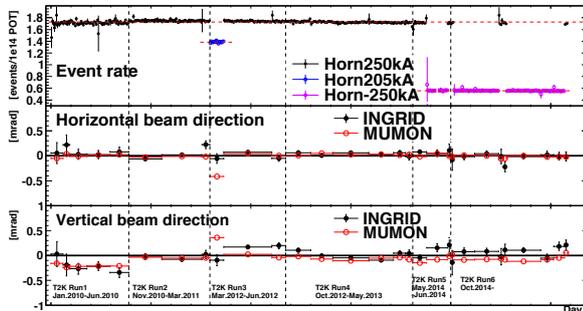


図 2: ミューオンモニターおよび INGRID で測定されたイベントレート (上) とビーム方向 (中・下) の長期安定性。Horn -250 kA の期間が反ニュートリノモード。

3 ニュートリノ振動解析の概要

ニュートリノ振動解析は、SK で予測されるニュートリノ事象と実際に SK で観測したニュートリノ事象を比較して振動パラメータの抽出などを行う。SK でのニュートリノ事象の予測で鍵となるのは、ニュートリノフラックスとニュートリノ原子核の反応断面積のモデルである。ニュートリノフラックス予測は、外部実験データやビームラインのシミュレーション、上述の前置検出器やビームモニターの情報をもとに得られる [9]。図 3 はニュートリノモード、反ニュートリノモードの SK でのニュートリノフラックス予測である。陽子と炭素標的の衝突で π^+ が π^- よりも多く生成されるため、反ニュートリノモードではニュートリノモードよりも “wrong-sign” ニュートリノの寄与が大きくなる。

ニュートリノと原子核の反応断面積のモデルは、外部実験データによって制限を与えられた理論モデルを用いて構築される。T2K のエネルギー領域では、荷電カレント準弾性散乱事象が主要な反応モードである。

これらフラックスの予測や反応断面積のモデルなどには大きな不定性があるが、前置検出器のニュートリノ測定データを使ってそれらに制限を与えることで、SK での事象数予測の精度を向上させ、フラックスや反応断面積に由来する系統的誤差を縮小することができる [10]。特に、反ニュートリノ振動解析で主要な背景事象となるビーム中に混入する wrong-sign ニュートリノや $\nu_e/\bar{\nu}_e$ に対して前置検出器の測定が与える制限は重要な役割を果たしている。

SK では電子とミューオンはチェレンコフリングの形状を用いて識別可能であるが、粒子の電荷の符号を識別で

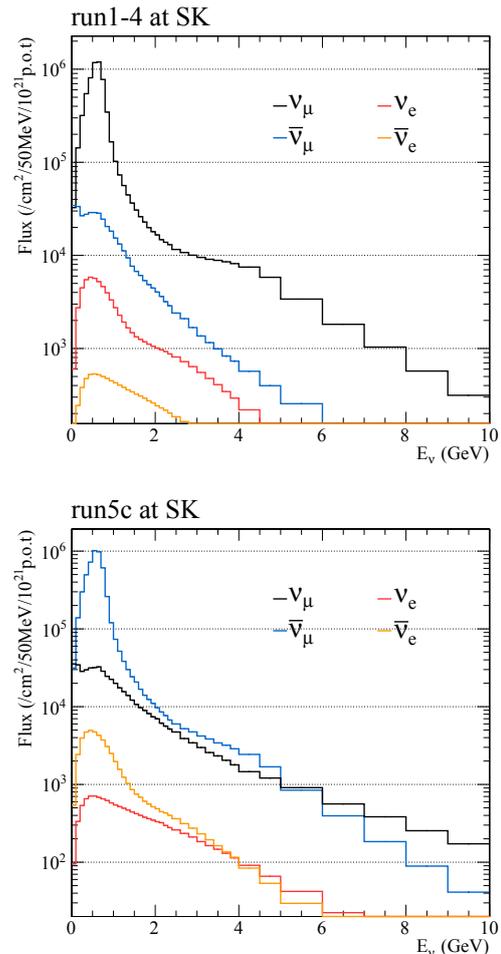


図 3: ニュートリノモード (上図), 反ニュートリノモード (下図) の SK でのフラックスのエネルギースペクトル予測 (ニュートリノ振動なしを仮定)。スペクトルはニュートリノモードの時上から順に ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$, 反ニュートリノモードの時上から順に $\bar{\nu}_\mu$, ν_μ , $\bar{\nu}_e$, ν_e 。

きないため、事象選択の条件はニュートリノと反ニュートリノで同一である。事象選択の詳細は、過去の記事 [3, 4] などを参照して頂きたいが、基本的には 1 リングの荷電カレント準弾性散乱 ($\nu_l + n \rightarrow l^- + p$, $\bar{\nu}_m + p \rightarrow m^+ + n$) 事象を抽出するような選択を行っている。

4 Joint analysis of ν_μ and ν_e samples

4.1 Analysis description

In previous T2K neutrino oscillation analyses, the ν_μ and ν_e candidate events recorded at SK in neutrino mode were analyzed separately. The sample of ν_e -like events was used to measure the parameters θ_{13} and δ_{CP} [4], while the sample of ν_μ -like events was used to measure θ_{23} and Δm_{32}^2 [3]. As all four parameters have an effect on the predictions for both ν_e and ν_μ events, a joint analysis of the two samples has been developed

Table 1: Effect of the systematic uncertainties on the predicted number of ν_e and ν_μ events for neutrino mode joint analysis.

Error source	ν_e sample $\delta N/N$	ν_μ sample $\delta N/N$
ν flux and interaction (common to SK and ND)	2.92%	2.73%
ν interaction (SK only)	4.39%	4.55%
Far detector	3.56%	4.92%
Total	6.28%	7.35%

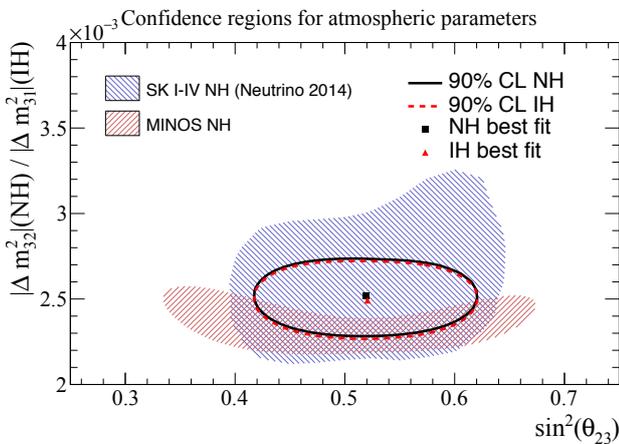


Fig. 4: Best fits and confidence regions for the atmospheric parameters in the normal (NH) and inverted (IH) mass hierarchy cases. 90% confidence regions from Super-Kamiokande and MINOS [11] in NH are shown for comparison.

to properly take into account the correlations between the estimates of those oscillation parameters.

In this analysis, each of the samples was analysed in that same way that it was for the separate analyses. For ν_μ candidate events the reconstructed neutrino energy is used, while for ν_e candidate events the electron candidate momentum and angle with respect to the beam direction are used. This analysis is limited to data coming from the first four years of data taking of the experiment. The parametrization of the systematic uncertainties is similar to the stand-alone analyses, and their effects on the expected number of ν_μ -like and ν_e -like events are summarized in Table 1.

4.2 Results using T2K only data

When using only T2K data, the results obtained in this joint analysis for the atmospheric parameters θ_{23} and Δm_{32}^2 are similar to what was obtained in the

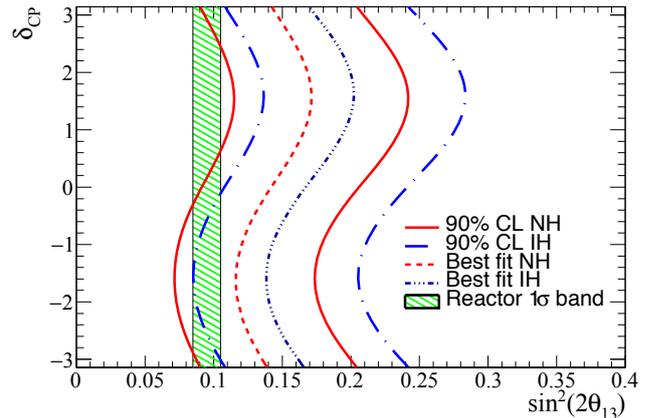


Fig. 5: Best fit values and confidence regions obtained for $\sin^2 2\theta_{13}$, for different fixed values of δ_{CP} in the normal (NH) and inverted (IH) mass hierarchy cases.

stand-alone ν_μ disappearance analysis. The confidence level regions can be seen on Fig. 4, and the best fit value of θ_{23} is the value which corresponds to the maximum of the muon neutrino disappearance probability, $1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$.

Since the T2K neutrino data alone does not provide a significant constraint on δ_{CP} , one-dimensional fits for $\sin^2 2\theta_{13}$ were done for different fixed values of δ_{CP} instead of a two-dimensional fit for those two parameters. The confidence intervals and best fit values obtained for the different fixed values of δ_{CP} can be seen on Fig. 5.

The 2013 combined reactor experiment measurement of $\sin^2 2\theta_{13}$ ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.095 \pm 0.010$ [12]) is also shown for comparison. It can be seen that T2K data favor larger values of $\sin^2 2\theta_{13}$ than the reactor experiments although the two results are compatible.

4.3 Results using T2K data and reactor experiments results

The electron neutrino appearance probability also depends on δ_{cp} , so the T2K measurement can be used to constrain δ_{cp} when the value of $\sin^2(2\theta_{13})$ is constrained to the value measured by the reactor experiments. As more ν_e events are observed in T2K that what is expected for the value of $\sin^2 2\theta_{13}$ measured by the reactor experiments, the fit favors the values of δ_{CP} which maximize the appearance probability $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, namely δ_{CP} close to $-\pi/2$. The results of this fit can be seen on Fig. 6.

Due to the presence of physical boundaries at $\delta_{CP} = \pm\pi/2$, and to the fact that δ_{CP} is a cyclic parameter,

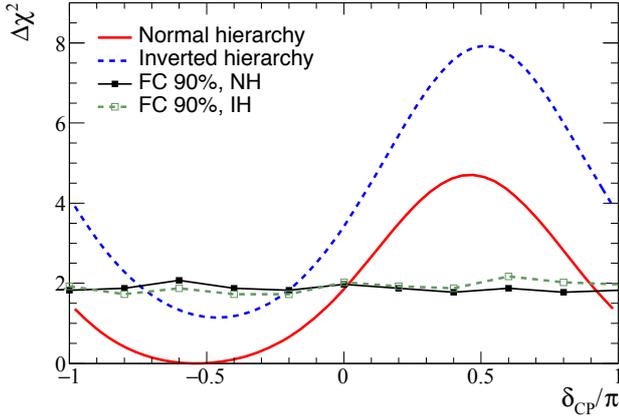


Fig. 6: Result of the fit of T2K data for δ_{CP} using the results of the reactor experiments for $\sin^2 2\theta_{13}$, with critical $\Delta\chi^2$ values obtained with the Feldman-Cousins unified approach.

the Feldman-Cousins unified approach [13] needs to be used to produced CL intervals with proper coverage. The values of the $\Delta\chi^2$ corresponding to the 90% CL intervals are shown on the figure. It can be seen that some values of δ_{CP} are outside of those intervals, which gives the first ever constraint on the parameter describing CP violation in the lepton sector.

The different possibilities for the mass hierarchy and the octant of θ_{23} were also compared in this case. Using a Bayesian approach, the posterior probabilities of the different combinations of mass hierarchy and octants were computed. The results are listed in Table 2, where we observe a weak preference for the normal hierarchy and the octant $\sin^2(\theta_{23}) > 0.5$.

Table 2: Posterior probabilities for different models from T2K neutrino mode data and the results of the reactor experiments.

	Normal hierarchy	Inverted hierarchy	Line total
$\sin^2(\theta_{23}) < 0.5$	0.186	0.080	0.266
$\sin^2(\theta_{23}) > 0.5$	0.503	0.231	0.734
Column total	0.689	0.311	1

5 $\bar{\nu}_\mu$ 消失モードの解析

2014年5月から2015年6月の間に取得した反ニュートリノモードでの 4.0×10^{20} POT のデータを用いて、 $\bar{\nu}_\mu$ 消失モードの解析を行った。この解析は通常の振動解析では同じと仮定しているニュートリノと反ニュートリ

ノの振動パラメータを独立に扱うことにより、CPT の破れなどの標準理論を超えた物理の探索を行う。具体的には、 θ_{23} と Δm_{32}^2 をニュートリノと反ニュートリノで分けて扱い (反ニュートリノの振動パラメータを $\bar{\theta}_{23}$, $\Delta \bar{m}_{32}^2$ と表す)、その他の振動パラメータは固定する⁴。ニュートリノと反ニュートリノの生存確率はそれぞれ以下の近似式で表される。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (1)$$

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \approx 1 - \sin^2 2\bar{\theta}_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta \bar{m}_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (2)$$

信号となるモードは $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ であり、背景事象は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ を含む他の全てのモードである。振動パラメータは測定する $\bar{\theta}_{23}$, $\Delta \bar{m}_{32}^2$ 以外は上記のニュートリノモードの解析結果の値を用いている。

5.1 系統誤差

系統誤差は大きく分けてニュートリノフラックス、反応断面積、SK 検出器、終状態粒子の反応の不定性からなる。SK の $\bar{\nu}_\mu$ 候補事象数に対する系統誤差を表 3 にまとめた⁵。ニュートリノフラックスと一部の反応断面積の誤差は ND での測定により削減されている。系統誤差のうち最も大きいものは反応断面積の誤差で、特に Meson Exchange Current Model (MEC) と呼ばれるニュートリノと複数核子の反応モードの不定性である⁶[14]。この反応モードの誤差が大きいのは、過去に直接測定がないために 100% の誤差を与えていることと、前置検出器で不定性を抑えられていないためである。ND のうち FGD2 と呼ばれる水を含んだ標的のデータを用いると⁷、この不定性は大幅に削減できると考えられている。

5.2 解析結果

この解析では観測された事象数、エネルギースペクトルの情報、系統誤差を考慮した尤度関数を定義し、振動解析を行った。ニュートリノ振動がまったくない場合と、 ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ 消失確率が最大になる場合の SK で期待される ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ 候補の事象数を表 4 にまとめた。SK の高い粒子識別能力により、 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ の数は非常に少ない。一方、最大消失の時 ν_μ の割合は 4 割弱もあり、ニュートリノモードの場合 ($\bar{\nu}_\mu$ の割合は約 6%) と大きく異なる。

4.0×10^{20} POT のデータに対し、SK で実際に観測された事象数は 34 であった。本解析によって得られた

⁴以下では質量階層は順階層の時の結果を紹介する。

⁵他に SK の再構成エネルギーの尺度に対する誤差 (2.4%) がある。

⁶これまでのニュートリノモードの解析では系統誤差として考慮されていなかったたので全体の誤差が昔より大きくなっている。

⁷現在解析中

表 3: 系統誤差による期待される事象数の変化。括弧内の数字は ND による制限をする前の誤差。

誤差の内訳	$\delta N/N$
ニュートリノフラックス \times	3.4%
反応断面積 (ND と SK で共通)	(9.2%)
反応断面積 (SK に固有)	10.0%
↑のうち MEC の寄与	9.5%
SK 検出器	3.8%
終状態粒子の反応	2.1%
全体	11.6%
	(13.0%)

表 4: SK で期待される ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ 候補の事象数

	$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	合計
振動なしの時	78.7	24.8	0.13	103.6
最大消失の時	21.1	13.3	0.08	34.6

$\sin^2(\bar{\theta}_{23})$ と $\Delta\bar{m}_{32}^2$ に対する信頼領域、最尤推定点を図 7 に示す。比較のため、前節で紹介したニュートリノモードの解析の結果も同じ図に示した。最尤推定点は $\sin^2(\bar{\theta}_{23}) = 0.45$, $\Delta\bar{m}_{32}^2 = 2.51 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ であった。ニュートリノと反ニュートリノで振動パラメータの有意な違いは観測されなかった。反ニュートリノの信頼領域の方がニュートリノの信頼領域よりかなり広いが、統計がニュートリノモードのデータ⁸より少ないこと、反ニュートリノの断面積がニュートリノよりも小さく背景事象が多いことが原因である。図 7 には MINOS 実験 [11] および Super-Kamiokande 実験 [15] での反ニュートリノモードの信頼領域も示した。T2K 実験が振動パラメータに対してすでに他の実験と同等以上の制限をつけていることがわかる。

図 8 は、反ニュートリノモードの測定において、すべての振動がない場合と最尤推定値の場合のエネルギースペクトルである⁹。ニュートリノ振動による事象数の減少の効果が反ニュートリノでも見えていることが分かる。

6 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動現象の探索

ニュートリノ CP 対称性 (δ_{CP}) は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動を比較することで測定できる。T2K 実験によって $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動現象は既に確立している [4]。本解析では、 δ_{CP} 測定に向けた第一歩として、T2K で 2014 年から 2015 年 6 月までに取得した全反ニュートリノビームのデータ (4.0×10^{20} POT) を用いて $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動 ($\bar{\nu}_e$ 出現) 現象の探索を行った。

⁸ここで示す解析に使用したのは 2013 年までに取得した 6.6×10^{20} POT

⁹実際のフィッティングで用いた binning はこの図よりも細かい。

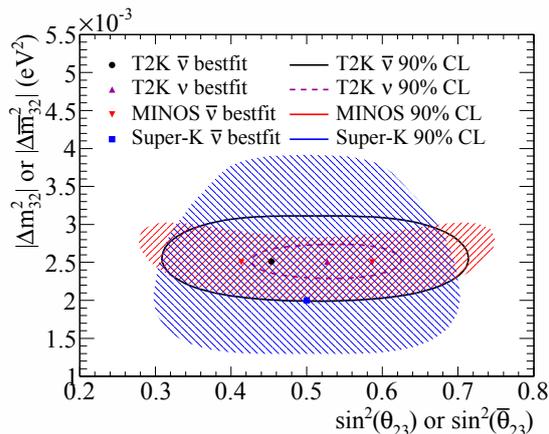


図 7: $\sin^2(\bar{\theta}_{23})$ と $|\Delta\bar{m}_{32}^2|$ に対する信頼領域 (実線)。比較のため T2K 実験のニュートリノモードでの $\sin^2 \theta_{23}$ と $|\Delta m_{32}^2|$ の結果 (点線), および MINOS 実験, Super-Kamiokande 実験での反ニュートリノモードの結果も示す。

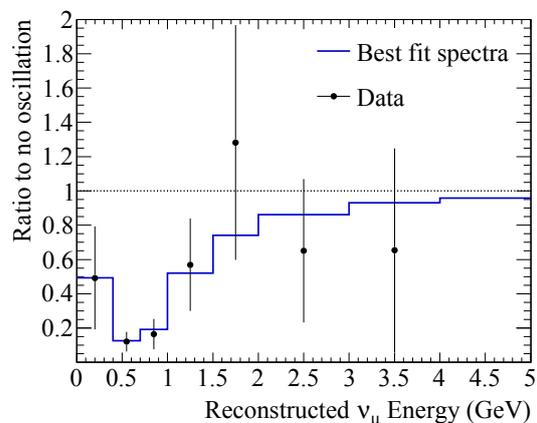
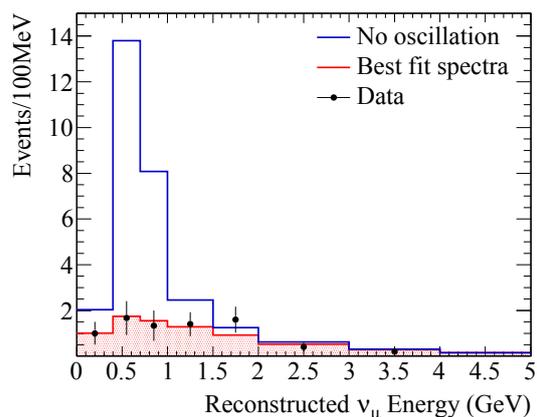


図 8: SK で観測されたニュートリノのエネルギー分布 (誤差棒つきの点) とニュートリノ振動がない場合、最尤推定値の場合のエネルギースペクトル。下の図はニュートリノ振動がない場合との比。

表 5: SK で期待される $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の数 (質量階層性は順階層を仮定した場合)

	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	その他の	
	信号事象	背景事象	背景事象	合計
$\delta_{CP} = -90^\circ$	1.96	0.59	1.18	3.73
$\delta_{CP} = 0^\circ$	2.63	0.51	1.18	4.32
$\delta_{CP} = +90^\circ$	3.29	0.39	1.18	4.85

この解析での信号は $\bar{\nu}_e$ 出現現象 ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) であり、その他の事象は全て背景事象として扱う。すなわち、ビーム中に混入しているミュー型ニュートリノが電子型ニュートリノへ振動する事象 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ “wrong-sign” 事象) もこの解析では背景事象である。SK で期待される $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補数をいくつかの δ_{CP} の値について表 5 に示した。ここで、 δ_{CP} を除く振動パラメータは第 4.3 節で述べた T2K のニュートリノモードの振動解析結果と原子炉実験の θ_{13} の結果を組み合わせ得られた best fit の値を仮定している。表 5 にあるように、反ニュートリノビームに混入する wrong-sign 事象は 10~16% と比較的大きな割合を占めている。ニュートリノビームを用いた電子型ニュートリノ出現現象探索の解析 [4] では、ほぼ無視できる程度であったのと比べると大きく異なる点の一つである。また、表 5 の「その他の背景事象」の主要なものは、ビーム中に最初から混入している $\nu_e/\bar{\nu}_e$ 事象であり (0.83 事象)、これが本解析の主要な背景事象である。

上述のように、本解析で用いる $\bar{\nu}_e$ 事象選択の条件はニュートリノモードでのそれと同一であり、反ニュートリノビームのデータ中で最終的に選択された $\bar{\nu}_e$ 出現事象の候補は 3 事象である。図 9 は全 $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の event display である。

図 10 は観測した 3 事象の“再構成したニュートリノのエネルギー” (E_{rec}) の分布である。ここで、図中のヒストグラムは期待される信号と背景事象の E_{rec} 分布であり、仮定している振動パラメータは T2K と原子炉実験の結果を組み合わせ得られた best fit の値を用いている ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.0975$, $\delta_{CP} = -1.601$, 質量階層性は順階層)。

図 11 は $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の終状態反電子の運動量 (P_e) と散乱角 (θ_e) 分布である。ここで、 θ_e は終状態反電子のニュートリノビーム方向に対しての散乱角である。図 11 に示したように、 $P_e - \theta_e$ の 2 次元分布が信号事象と背景事象では大きく異なっており、この分布を用いることで信号事象と背景事象を統計的に識別できることが期待できる。

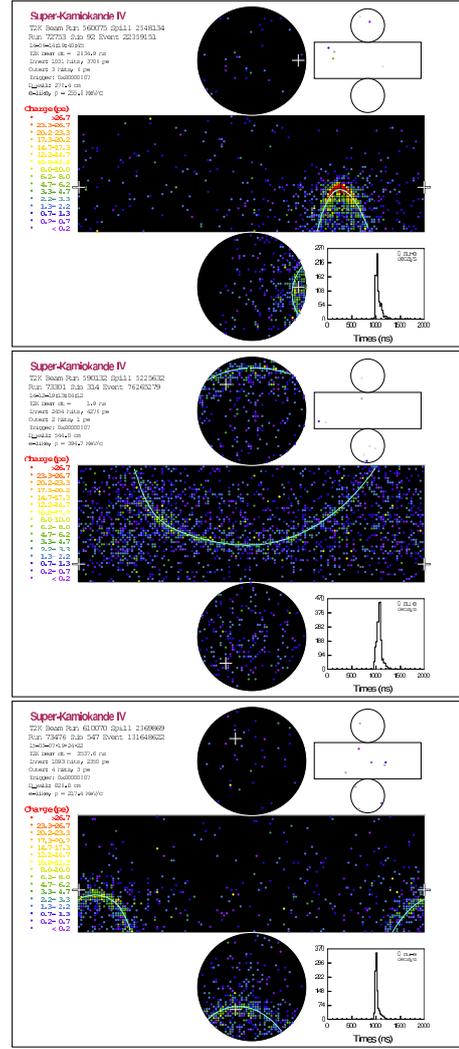


図 9: SK で観測した $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の event display。

6.1 $\bar{\nu}_e$ 出現現象探索の解析と結果

この解析では、SK で予測される背景事象に対してデータの“excess”があるかどうかによって $\bar{\nu}_e$ 出現事象観測の有意性を議論する。そこで、便宜的に β という離散値をとるパラメータを導入する。

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \beta \times P_{PMNS}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$$

ここで、 P_{PMNS} は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列によって記述される標準的な 3 フレーバーニュートリノ振動を仮定した場合の $\bar{\nu}_e$ 出現の確率である¹⁰。したがって、 $\beta = 0$ とすることで $\bar{\nu}_e$ 出現事象がない仮説 (背景事象のみ) を得る。

上述の表 5 に示したように、 δ_{CP} など振動パラメータの値によって、期待される背景事象 (主に wrong-sign 事象) が変化することから、振動パラメータの不定性由来した背景事象数の予測の不定性も考慮する必要がある。そこで本解析では、第 4.3 節で述べた T2K と原子炉

¹⁰この解析では CPT 保存を仮定し、ニュートリノと反ニュートリノで振動パラメータの値は共通である。

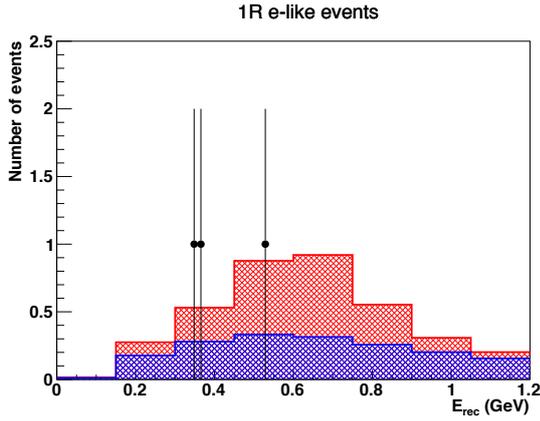


図 10: $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の再構成したニュートリノのエネルギー (E_{rec}) 分布。図中の黒点がデータ、赤いヒストグラムが期待される信号事象、青いヒストグラムが期待される背景事象の分布である。

実験の結果を合わせて得られた各振動パラメータ (δ_{CP} , $\sin^2 2\theta_{13}$, Δm_{32}^2 , $\sin^2 \theta_{23}$) の確率分布にしたがって Toy MC を生成する¹¹。また、Toy MC には Poisson 統計と系統誤差も考慮に入れる。この解析の系統誤差は、上述の $\bar{\nu}_\mu$ 消失現象の解析と同様の手法 (第 5.1 節参照) で評価しており、予測される $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の数に乘る系統誤差は 11.0% である。言うまでもないが、この解析では統計誤差が主な誤差要因である。

Toy MC で得られた SK で予想される $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補数 (N_{obs}) の分布を図 12 に示す。図に示した分布の広がり Poisson 統計、振動パラメータの不定性、系統誤差に由来する N_{obs} の不定性を表している。

図 12 で示した Toy MC の $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補数の分布 ($\beta = 0$) とデータ観測事象数 (3 事象) から、 $\beta = 0$ 仮説を棄却する有意度 (p-value) は 0.26 と得られた。すなわち、T2K のデータは $\sim 74\%$ の信頼度で $\bar{\nu}_e$ 出現事象がない仮説を棄却している。

さらに、この解析では運動学分布 ($P_e - \theta_e$ 分布; 図 11, E_{rec} 分布; 図 10) を使った解析も行った¹²。運動学分布の情報を使うために、本解析では尤度法を用いた。尤度は $\mathcal{L}(\beta) = \mathcal{L}_{shape}(\beta) \times \mathcal{L}_{norm}(\beta) \times \mathcal{L}_{syst}$ で定義し、 $\mathcal{L}_{shape}(\beta)$ は運動学分布の尤度、 $\mathcal{L}_{norm}(\beta)$ が事象数の尤度、 \mathcal{L}_{syst} が系統誤差の尤度である¹³。この解析の統計検定の指標として、 $\beta = 0$ 仮説と $\beta = 1$ 仮説で得られる尤度の比 $-2\Delta \ln \mathcal{L}$ を用いる: $-2\Delta \ln \mathcal{L} = -2 \ln [\mathcal{L}(\beta = 0)/\mathcal{L}(\beta = 1)]$ 。データの $P_e - \theta_e$ 分布から得られた尤度比の値は $-2\Delta \ln \mathcal{L} = -1.16$ である。この結果は、わずかではあるが ($\sim 1\sigma$) $\beta = 0$ 仮説を支持していることを意味しており興味深い。

現時点でのデータセットでは何らかの強い結論を導く

¹¹ Toy MC には表 2 に示した確率をもとに質量階層性の不定性についても考慮している。

¹² 紙面の都合上 $P_e - \theta_e$ 分布を使った解析結果のみを報告する。

¹³ 尤度の計算には、振動パラメータの不定性も考慮に入れている。

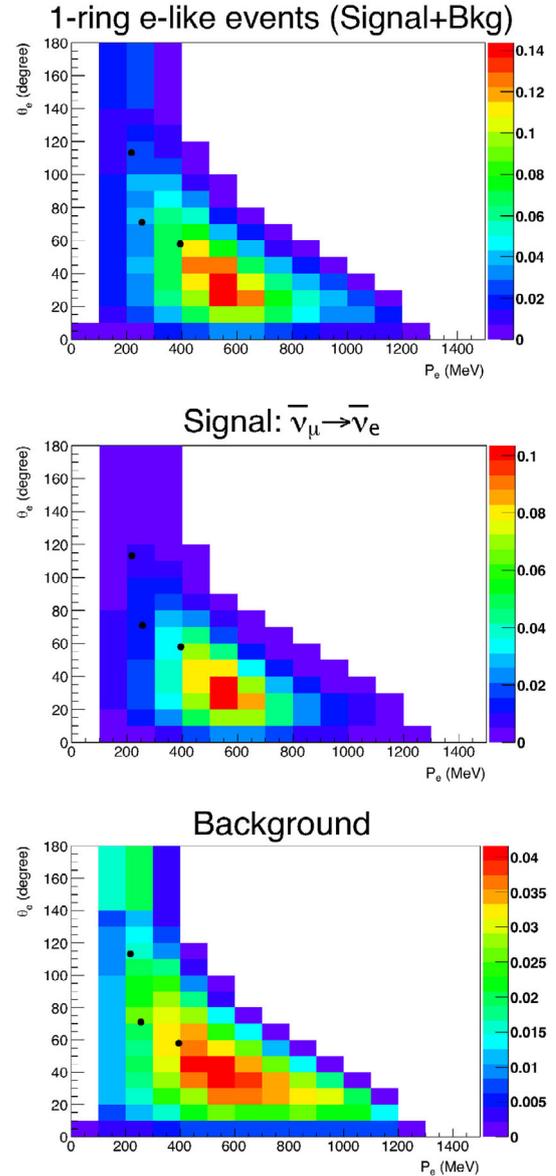


図 11: $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の終状態反電子の運動量 (P_e) と散乱角 (θ_e) 分布。図中の黒点がデータであり、2次元ヒストグラムは予測される分布である。上から、全 $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補、信号事象、背景事象の分布である。データ点は 3 つのプロットで共通である。

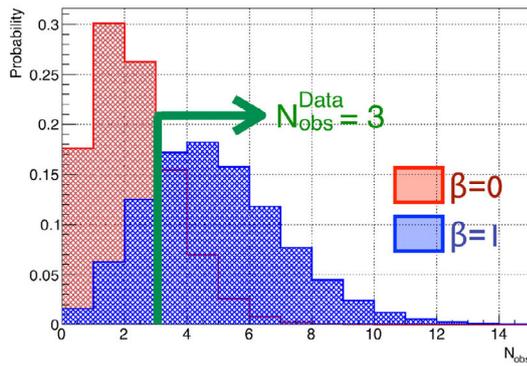


図 12: SK で予想される $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の事象数 (N_{obs}) の分布。赤いヒストグラムは $\beta = 0$ 仮説、青いヒストグラムが $\beta = 1$ 仮説での N_{obs} 分布である。図中の矢印は実際に SK 観測した $\bar{\nu}_e$ 出現事象候補の数 3 に相当する。

までには至っていないが、今後 T2K 実験では反ニュートリノビームを用いてデータ収集を継続し、反ニュートリノモードのデータでは現在の約 10 倍のデータを収集する予定である。今後の T2K 実験の $\bar{\nu}_e$ 出現事象探索にご期待頂きたい。

7 まとめと今後

T2K 実験は 2014 年から反ニュートリノモードのデータ取得を開始した。2015 年夏までに取得した 4.0×10^{20} POT の反ニュートリノモードのデータを用い、 $\bar{\nu}_\mu$ 消失事象と $\bar{\nu}_e$ 出現事象の解析を行った。これらの結果は J-PARC 加速器チーム、KEK/J-PARC スタッフ、T2K 実験メンバー全員のハードワークの成果である。

今後であるが、今年度の冬にはニュートリノモードと反ニュートリノモードの全データを用いた ν_μ 消失事象と ν_e 出現事象の同時フィット解析の結果を発表する予定である。また、これまでの統計量は予定される統計量の約 14% であり、T2K は統計誤差が支配的なためまだまだ振動パラメータの精度は向上する。T2K 実験の将来感度の詳細については [16, 17] を参照して頂きたいが、例えば、 $\bar{\nu}_\mu$ 消失現象と ν_μ 消失現象測定の精度が向上していけば、それらを使った CPT 保存の検証が可能であるし、また、 θ_{23} や Δm_{32}^2 の決定精度が上がれば、 $\bar{\nu}_e$ 出現現象探索の感度の向上もできる。さらに、 $\bar{\nu}_e$ 出現現象が確立したあかつきには、外部データを使わずに T2K のデータ (ν_e , $\bar{\nu}_e$ 出現現象測定) のみで $\sin^2 2\theta_{13}$ と δ_{CP} に強い制限を与えることができるだろう。そうすれば、原子炉実験 ($\bar{\nu}_e$ 消失現象) の結果と比較することで、PMNS 行列によって記述される標準的な 3 フレーバーニュートリノ振動という枠組みの検証も可能である。この他にも、前置検出器を使った短基線ニュートリノ振動の精密測定によって、sterile ニュートリノや非標準的ニュートリノ相互作用といった “exotic” な物理の検証も面白いものになっていくであろう。今後 T2K の高品

質・高精度のニュートリノデータから様々な面白い物理が得られるのは間違いのないであろうし、ひょっとするとサプライズがあるかもしれない。今後の T2K にぜひ期待して頂きたい。

参考文献

- [1] 小林隆, 高エネルギーニュース **28-2**, 62 (2009).
- [2] 奥村公宏, 亀田純, 中山祥英, 大谷将士, 中家剛, 高エネルギーニュース **30-2**, 83 (2011).
- [3] 亀田純, 南野彰宏, 高エネルギーニュース **32-4**, 255 (2014).
- [4] 西村康宏, Mark Hartz, 家城佳, 高エネルギーニュース **32-2**, 59 (2013).
- [5] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 072010 (2015).
- [6] 柴田政宏, Nicholas C. Hastings, 石井孝信, 角野秀一, 高エネルギーニュース **28-4**, 239 (2010).
- [7] 松岡広大, 久保一, 横山将志, 高エネルギーニュース **29-1**, 1 (2010).
- [8] 南野彰宏, 大谷将士, 高エネルギーニュース **29-1**, 10 (2010).
- [9] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 012001 (2013).
- [10] 青木茂樹, 中家剛, 塚本敏文, 高エネルギーニュース **29-2**, 57 (2010).
- [11] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 191801 (2012).
- [12] J. Beringer *et al.* (PDG), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012, and 2013 partial update for the
- [13] G.J. Feldman and R.D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [14] J. Nieves, I. R. Simo, and M. J. V. Vacas, Phys. Rev. C **83**, 045501 (2011).
- [15] K. Abe *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **107**, 241801 (2011).
- [16] 池田一得, 市川温子, Megan Friend, 高エネルギーニュース **32-4**, 260 (2014).
- [17] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys **4**, 043C01(2015). 2014 edition).