

T2KK 実験を用いた非標準物質効果への制限

大木 春奈

首都大学東京理工学研究科物理学専攻

2009/01/8

概要

素粒子標準模型 (SM) は多くの実験から高精度で支持されている。しかしながら、スーパーカミオカンデ (SK) 実験からニュートリノ振動現象の存在が証明されるなど、SM を越えたモデルに多くの関心が寄せられている。先行研究として、ある種の SM にはない非標準相互作用 (NSI) がある時、理論的にニュートリノ振動確率へどのような寄与となって現れるかは良く知られている。また、加速器実験等からこの NSI に伴い現れるパラメータ (位相を除いて 6 つ) にある程度の制限も与えられている。本研究は将来実験として提唱されている長基線ニュートリノ振動実験 T2KK を用いて、この NSI パラメータの中でも制限がゆるい 3 つのものに厳しい制限を与えられることを示した。

目次

第1章	はじめに	3
第2章	素粒子標準模型	5
2.1	素粒子の種類	6
2.2	ゲージ対称性	7
2.3	電弱統一理論	8
第3章	ニュートリノ振動	12
3.1	真空中ニュートリノ振動	12
3.2	物質中ニュートリノ振動	15
3.3	ニュートリノ振動実験	17
3.3.1	実験の種類	17
3.3.2	真空中ニュートリノ振動の近似式	19
3.3.3	現在のパラメータ値	20
第4章	T2KK 実験	22
4.1	T2K 実験	22
4.2	T2KK 実験	22
第5章	非標準相互作用を考慮したニュートリノ振動	24
5.1	ニュートリノに関係する非標準相互作用	24
5.2	制限値	25
5.3	ニュートリノ振動実験で測定できるパラメータ	26
5.4	大気ニュートリノ振動実験からの制限	28
第6章	解析手法と結果	31
6.1	フラックス・散乱断面積	31
6.2	ニュートリノ振動確率の算出	32
6.3	イベント数の算出	33
6.4	バックグラウンド・統計誤差・系統誤差	35
6.4.1	バックグラウンド	36
6.4.2	誤差	37
6.5	χ^2 検定	39
6.6	結果	40

第1章 はじめに

1929年アメリカのエドウィン・ハッブルらが発見した、宇宙が膨張しているという事実は宇宙の始まりについて人々の興味を掻き立てた。膨張している宇宙の時間を遡ると収縮する。十分小さな初期の宇宙は高温・高エネルギーな世界であろう。そこでは今現在宇宙にある物質はバラバラに分解され相対論的粒子として自由に飛び回っていたと考えられている。では、その粒子とはなんであろうか、また、どんな物理が支配しているのだろうか。その答えを探す方法の一つに素粒子研究がある。

素粒子物理では物質の究極要素を追求するとともに、その要素間での力の伝播の様子を明らかにすることが目的である。究極要素とはそれ以上の構造がない要素のことで、より小さな姿を探すということになる。一方、その要素間の力の伝播の様子を明らかにすることはどういうことか。自然界には大きく分けて4つの力、強い力、電磁力、弱い力、重力がある。これらは空間的に隔てられた物質の間で働く力であり、それぞれ力の働く対象の種類、力の強さ、力の到達距離が異なる。また、力の伝播とは、その力を媒介する粒子が力を及ぼし合っている物質間を移動することとみる。したがって、素粒子物理学とは自然界の4つの力がどのような粒子として、どのような法則に従い物質を構成している粒子間でやりとりされているかを明らかにすることである。この目的達成のため、自然現象を記述する方程式(模型)を作り、宇宙線や加速器実験等でその正しさを確認してきた。

現在最も成功をおさめているものとして電弱統一理論(グラショウ・ワインバーグ・サラム理論)と量子色力学(QCD)があり、この2つを合わせて素粒子標準模型と総称している。標準模型は、物質の究極要素としてフェルミオン粒子(クォーク6種・レプトン6種)、力を媒介するボソン粒子(グルーオン・光子・Wボソン・Zボソン)、物質の質量の起源とされているヒッグス粒子でかかっている。ヒッグス粒子は現在稼働中のLHC実験において最も注目される探査対象であるが、2010年1月現在その存在はまだ確認されていない。

しかしながら標準模型を適用できない高エネルギーでの現象や、標準模型では説明できない、粒子・反粒子の非対称性問題、世代問題(なぜ3世代なのか…etc)などには多くの疑問を残す。そして重力まで含めた自然界の4つの力全てを統一的に記述するにはまだ程遠い。解決のために標準模型よりさらに自然をうまく記述する模型を探すことは有効であろう。足がかりとして標準模型で記述できない現象を研究することにも意味があるはずである。

1933年、ヴォルフガング・パウリによって予言されたニュートリノ粒子は重力を除くと弱い力のみが働く。検出が難しいこの粒子は1950年代後半になってやっと実験の表舞台にあらわれる。注目されたのは太陽ニュートリノ問題として提起されたものによる。太陽の核融合反応に伴い生成されるニュートリノ(太陽ニュートリノと呼ぶ。)を地球上で観測すると、太陽標準模型から導かれる地球に到達するであろう太陽ニュートリノの数より圧倒的に少なかった。この実験結果を説明するために標準模型を逸脱するような理論が考えられた。その中の一つがニュートリノに質量があるとすれば起きるニュートリノ振動と言われる現象である。そして、原子炉で

核分裂反応に伴い生成されるニュートリノ (原子炉ニュートリノ) の研究から、太陽ニュートリノ問題はニュートリノ振動で説明出来ることが分かった。その後大気ニュートリノを用いたスーパーカミオカンデ実験で 1998 年にニュートリノ振動が起きていることが 4.6σ (99.9996%CL) の精度で確認され、ニュートリノが質量を持つことが確実視されている。以上のことから、ニュートリノに質量があるという点で標準模型は正しくない。

しかしながら、他の現象において標準模型がかなりの精度で成功をおさめていることは確かであるし、ニュートリノ振動確率も質量があるという以外は標準模型の範囲の相互作用を想定して導かれている。ゆえに、標準模型を基礎とし、これをより自然に合うように手を加えることは妥当な方法であろう。そのため、実験から自然現象が標準模型からどれほど逸脱しているのかが分かれば新しい模型を作るための良い指針となる。ニュートリノ振動実験の場合には、標準模型 + ニュートリノ質量の枠組みからどれほど逸脱しているのかを調べることになる。

現在、長基線ニュートリノ振動実験の T2K 実験が稼働している。この第 2 期計画として提案されているのが T2KK 実験である。この実験はニュートリノビーム強度を約 5 倍上げることと、新たに建設する約 40 倍の規模の検出器を二つに分け片方を神岡もう一方を韓国に設置することに特徴がある。韓国までの長距離を飛ぶので物質効果の影響がでることが予想されている。今までにない精密測定が期待できるこの実験は、微小な寄与となって現れるだろう、標準模型 + ニュートリノ質量の枠組みからの“ずれ”を測定できると考えられている。ゆえに、この実験を用いれば、新しい模型に制限をつけることが可能であろう。

先行研究として、標準模型 + ニュートリノ質量の枠組みを外れた場合のニュートリノ振動がどのように記述されるかは良く知られている。本研究ではこの理論を用いて T2KK 実験から得られるだろう制限値を数値計算を使って求める。

まず、2、3 章で標準模型と基礎的なニュートリノ振動について述べる。次に、4 章で T2KK 実験の概要を説明する。5 章ではニュートリノ振動で検証することができる非標準相互作用についてまとめる。最後に本研究の具体的な解析方法と結果を載せる。

第2章 素粒子標準模型

素粒子標準模型は強い相互作用を記述する量子色力学と、電磁相互作用と弱い相互作用をまとめた電弱相互作用を記述する電弱統一理論のことである。ニュートリノ振動で議論される相互作用は電弱統一理論の範疇であるが、まずは現象論的に成功している理論を紹介する。

弱い相互作用である β 崩壊や μ 粒子崩壊の様子は、1935年にフェルミによって提案された、弱い相互作用理論(フェルミ理論)によって説明する事ができる。電磁相互作用の類推で作られたこの理論では、例えば β 崩壊は G_β を結合定数として4-フェルミ相互作用と呼ばれる下のラグランジアンで表す。

$$\mathcal{L}^{4-fermi} = -G_\beta(\bar{e}\gamma_\rho\nu)(\bar{p}\gamma^\rho n) + h.c. \quad (2.1)$$

この4-フェルミ相互作用から計算される散乱断面積等の物理量は実験と良く一致していて、実験を説明するためには満足な理論であった。しかしながら、高エネルギーでは数学的には完全なものではなくなり、発散項の問題が生じる。この問題を完全に解決したのは1967年に提唱された電弱統一理論である。この理論では相互作用している“点”を拡大し、発散問題のない相互作用が2点あったと考える。そして、その2点の間で W^\pm, Z 粒子を交換させ力を伝播させる。この現象を電弱相互作用とし、発散問題を解決した理論にした。この理論がうまくいっていることは、低エネルギーでフェルミ理論に一致することからも分かる。低エネルギーでは力を媒介する粒子が重くあまり飛ばないので、実効的には4-フェルミ相互作用と近似して問題が無いからである。

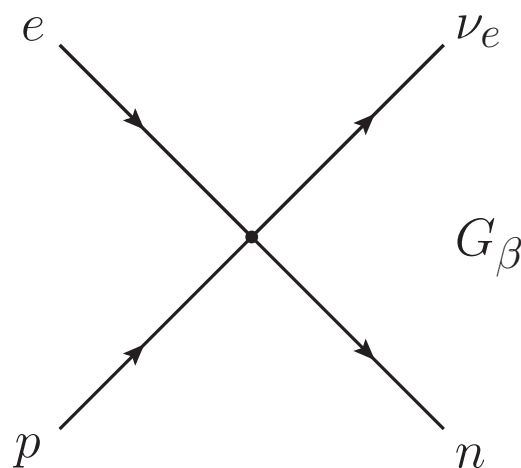


図 2.1: β 崩壊

本研究で扱うニュートリノの相互作用は全て低エネルギー領域のものであり、現象論的に4-フェルミ相互作用のみを考えることになる。しかしながら、主題である非標準物質効果がどんな相互作用の産物であるかは重要な問題であり、その新しい相互作用を考える上で標準模型の知識は必要である。また、ニュートリノの質量が零となっていることも確認しておきたい。この章では素粒子標準模型で考えられている素粒子の紹介、ゲージ対称性、そして特に電弱統一理論のなかでニュートリノに関する部分をまとめる。

2.1 素粒子の種類

標準模型には物質を構成する粒子 12 種類と、力を媒介する粒子 4 種、質量生成の原因であるヒッグス粒子がある。

物質を構成する粒子はスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミオンであり、強い相互作用するものをクォーク、しないものをレプトンと呼ぶ。クォークは電荷が $\frac{2}{3}$ のアップクォーク (u)・チャームクォーク (c)・トップクォーク (t) と、 $-\frac{1}{3}$ のダウルクォーク (d)・ストレンジクォーク (s)・ボトムクォーク (b) がある。レプトンは電荷を持つ電子 (e)、ミュー粒子 (μ)、タウ粒子 (τ) と、持たない電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) に分けられ、相互作用の時は必ず同じ名前がついているものが組となって現れる。(レプトン数の保存) クォークでは (u d), (c s), (t b)、レプトンでは ($e \nu_e$), ($\mu \nu_\mu$), ($\tau \nu_\tau$), でまとめてそれぞれ第 1 世代、第 2 世代、第 3 世代と呼んでいる。ニュートリノを除き世代が大きくなるに従い質量が大きくなるが、それ以外はほぼ同じ性質を持っている。通常“物質”は u、d、電子で構成されているので、ニュートリノ振動実験で考慮する相互作用はこの 3 つを対象としたものだけで良い。

	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代	電荷
クォーク	u	c	t	$+\frac{2}{3}$
クォーク	d	s	b	$-\frac{1}{3}$
荷電レプトン	e	μ	τ	-1
中性レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

力を媒介する粒子はゲージボゾンと呼ばれ、強い力をグルーオン、電磁力を光子、弱い力を W^\pm 、 Z^0 ボゾンでやりとりする。全てスピン 1 である。粒子ごとに可能な相互作用まとめと、

	強い相互作用 グルーオン (g)	電磁相互作用 光子 (γ)	弱い相互作用 W^+ , W^- , Z^0 ボゾン	(重力相互作用) 重力子
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	○	○	○	○
$e \mu \tau$	×	○	○	○
$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	×	×	○	○

である。重力相互作用は標準理論には含まれないが、参考のために載せた。

残りの粒子はスカラーのヒッグス粒子である。この粒子と相互作用することで、他の粒子に質量が発生すると考えられている。現在のところヒッグス粒子はまだ発見されておらず、過去の実験で見つかっていないことから、その質量は $114.4[\text{GeV}]$ 以上であることだけが分かっている。2008年9月に稼働し始めたLHC実験での発見が待ち望まれている。

2.2 ゲージ対称性

標準模型は“運動法則は局所ゲージ変換で不変である”というゲージ原理に基づき作られている。この原理に基づき作られた理論に量子電磁気学(QED)があり、これを拡張して標準模型が作られた。よって、ここでは具体例としてQEDを導くことでゲージ対称性について簡単にまとめる。

まずは電子と電磁場の相互作用を考える。ディラック場で表される電子のラグランジアン密度は、電子の場を ψ 、質量を m として、

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\rho\partial_\rho - m)\psi \quad (2.2)$$

であり、 ψ に対して大域的位相変換

$$\begin{cases} \psi'(x) = e^{-i\theta}\psi(x) \\ \bar{\psi}'(x) = e^{+i\theta}\bar{\psi}(x) \end{cases} \quad (2.3)$$

をしても ∂_ρ は ψ にしかかからないのでラグランジアン密度は変化しない。

つぎに、位相が $\theta \rightarrow \theta(x)$ と場所によって違う値をとる局所的位相変換でも同じことを考える。

$$\begin{cases} \psi'(x) = e^{-i\theta(x)}\psi(x) \\ \bar{\psi}'(x) = e^{+i\theta(x)}\bar{\psi}(x) \end{cases} \quad (2.4)$$

この場合、

$$\begin{aligned} \partial_\rho\psi &\rightarrow \partial_\rho\psi' = \partial_\rho(e^{-i\theta(x)}\psi(x)) \\ &= -i(\partial_\rho\theta(x))e^{-i\theta(x)}\psi(x) + e^{-i\theta(x)}\partial_\rho\psi(x) \end{aligned} \quad (2.5)$$

となり、第1項の所為でラグランジアン密度が変わってしまう。これが変わってはいけない、というのがゲージ原理である。

変えないために ∂_ρ を工夫する。共変微分

$$D_\rho\psi(x) \equiv (\partial_\rho + ieA_\rho(x))\psi(x) \quad (2.6)$$

を定義する。ここで新しい電磁場 A (ゲージ場) が導入された事を注意しておく。 e はこの場との結合の強さを表す、結合定数である。これは、 ψ の位相変換と同時に

$$A_\rho(x) \rightarrow A'_\rho(x) = A_\rho(x) - \frac{1}{e}\partial_\rho\theta(x) \quad (2.7)$$

と変化することにする。この場合、

$$\begin{aligned}
(D_\rho \psi(x))' &= (\partial_\rho - ieA'_\rho(x))\psi'(x) \\
&= -i(\partial_\rho \theta(x))e^{-i\theta(x)}\psi(x) + e^{-i\theta(x)}\partial_\rho \psi(x) - i(eA_\rho(x) - \partial_\rho \theta(x))e^{-i\theta(x)}\psi(x) \\
&= e^{-i\theta(x)}(\partial_\rho - ieA_\rho(x))\psi(x) \\
&= e^{-i\theta(x)}D_\rho \psi(x)
\end{aligned} \tag{2.8}$$

ゆえに、新しく導入した共変微分で書かれたラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\rho D_\rho - m)\psi \tag{2.9}$$

は、局所的位相変換で不変であり、ゲージ原理を満たすものとなっている。このようなものをゲージ対称性があるという。

電磁場 A の運動項もゲージ原理を満たすようにすると、

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma} \tag{2.10}$$

$$F_{\rho\sigma} = \partial_\rho A_\sigma - \partial_\sigma A_\rho \tag{2.11}$$

で与えられる。まとめて、

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma} + \bar{\psi}(i\gamma^\rho D_\rho - m)\psi \tag{2.12}$$

この系の量子力学が QED である。

共変微分の定義と同時に導入したゲージ場 A は量子化されると力を媒介するゲージボソンとなり、フォトンである。よって、ゲージ原理を満たすように粒子のラグランジアン密度を作ると、物質場とゲージ場、つまりクォークやレプトンと力を媒介するボソンとの相互作用が自然と決まる。

QED では (2.4) という変換を考えた。これは $U(1)_{QED}$ 群をなす位相変換に相当する。標準模型ではもう少し複雑な別の変換で対称性があると考えられる。量子色力学では、クォーク 1 つに対して赤、緑、青と 3 つの場があり、この 3 つの場は局所 $SU(3)_c$ 群の変換で不変である。また、電弱統一理論ではフェルミオンをカイラリティで区別し、左手系の世代ごとに組にして成り立つ局所 $SU(2)_L$ 変換とどちらの系の場合でも成り立つ局所 $U(1)_Y$ 変換を合わせた、局所 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 群の変換で不変である。それぞれ QED と同様に不変にするためにゲージ場が導入され、グルーオン、 W^\pm , Z^0 ボソンとの相互作用が書かれる。

2.3 電弱統一理論

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ 変換は $e^{-i\theta(x)}e^{-i\alpha(x)\cdot t}$ と表される。 α は 3 個のパラメータ、 t_k ($k = 1, 2, 3$) は $SU(2)$ 変換の生成子で $[t_i, t_j] = i\epsilon_{ijk}t_k$ の台数を満たす。ここではパウリ行列をとることにし、

$$t_k = \frac{\tau_k}{2} \tag{2.13}$$

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

である。

この変換に対して不変なラグランジアン密度を作るためには、粒子をカイラリティで区別する。

$$\psi_{\mathbf{R}} \equiv \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad \psi_{\mathbf{L}} \equiv \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi \quad (2.15)$$

そして、弱い相互作用は左手系のみで起きるので、 $SU(2)_L$ の二重項を

$$\psi_{\mathbf{Li}} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

とし、残りの右手系のを $SU(2)_L$ 変換で不変な一重項とする。

$$\psi_{\mathbf{Ri}} = e_{\mathbf{R}}, \mu_{\mathbf{R}}, \tau_{\mathbf{R}} \quad (2.17)$$

ただし、ニュートリノは右手系の存在が確認されていないため入っていない。

また以下のようにスカラー場 ϕ の二重項で定義したヒッグス場 Φ も入れることにする。

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \Phi^\dagger = (\phi^- \quad \phi^0) \quad (2.18)$$

以上より、レプトン場とヒッグス場で作った $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 不変のラグランジアン密度は、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SU(2) \times U(1)}^{lepton} &= -\frac{1}{4} \mathbf{F}_{\rho\sigma} \cdot \mathbf{F}^{\rho\sigma} - \frac{1}{4} B_\rho B^\rho + \sum_i \left\{ \bar{\psi}_{Li} i \gamma^\rho D_\rho \psi_{Li} + \bar{\psi}_{Ri} i \gamma^\rho D_\rho \psi_{Ri} \right\} \\ &+ (D_\rho \Phi)^\dagger (D^\rho \Phi) - V(\Phi) - \sum_{ij} f_{ij} [(\bar{\psi}_{Li} \Phi) \psi_{Rj} + h.c] \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$D_\rho = \partial_\rho + ig_W \mathbf{W}_\rho \cdot \mathbf{t} + i \frac{g_B}{2} B_\rho Y \quad (2.20)$$

$$F_{\rho\sigma} = \partial_\rho \mathbf{W}_\sigma - \partial_\sigma \mathbf{W}_\rho - g_W \mathbf{W}_\rho \times \mathbf{W}_\sigma \quad (2.21)$$

$$B_{\rho\sigma} = \partial_\rho B_\sigma - \partial_\sigma B_\rho \quad (2.22)$$

$$V(\Phi) = \lambda (|\Phi|^2 + \frac{\mu^2}{2\lambda})^2 \quad (2.23)$$

式 (2.19) の 1 行目がゲージセクター、2 行目がヒッグスセクターである。 W, B がゲージ対称性を保つために入れられたゲージベクトルボゾンと、ゲージボゾンで、 t, Y は粒子ごとに異なる値をとるアイソスピンとハイパーチャージ演算子である。 g_B, g_W は結合定数。QED の時と違って質量項が入っていない。これは系の対称性を保つために入れられなかったからである。荷電レプトンの質量は 2 行目のヒッグスセクターから出るようになっている。

まず初めに質量生成のメカニズムをみる。ヒッグスセクターにおいて、ヒックス粒子のポテンシャル項 $V(\Phi)$ は $\mu^2 < 0$ のとき最小値が $|\Phi|^2 = \frac{|\mu^2|}{2\lambda}$ の位置にある。よって、真空として最小値の一点を選ぶと $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の対称性が破れ、 $U(1)_{QED}$ の対称性だけが残る。例えば、真空を

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

と選ぶと、この周りのヒッグス場は、

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \xi(x) \\ \frac{v+\zeta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

とかける。このとき、ユニタリーゲージをとると (2.19) の最後の項が以下のように質量になる。

$$\sum_{ij} f_{ij} [(\bar{\psi}_{Li}\Phi)\psi_{Rj} + h.c.] = \sum_{ij} f_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} [e_{Li}^- e_{Rj} + h.c.] \quad (2.26)$$

f_{ij} は、湯川結合定数、 $e_{Rj} \equiv e_R, \mu_R, \tau_R$ $e_{Lj} \equiv e_L, \mu_L, \tau_L$ である。これにさらに、結合定数 f_{ij} と場 e_{Li}, e_{Rj} を行列とベクトルの成分とみなして、この理論が発散問題がない繰り込み可能な理論であることを要求する。すると、対称性から許される相互作用を全て取り込むので、 f は任意の複素行列となる。 f はユニタリ行列 S, T を用いたパイ・ユニタリ変換で以下のように対角行列 M にできる。

$$S^\dagger \frac{vf}{\sqrt{2}} T = M \quad (2.27)$$

これを使って、

$$\sum_{ij} f_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} [e_{Li}^- e_{Rj} + h.c.] = \sum_{ij} [M_{ij} e_{Li}^- e_{Rj}^M + h.c.] \quad (2.28)$$

この M の対角要素を質量固有値とみる。ただし、この変換で e_{Li}, e_{Ri} も e_{Li}^M, e_{Ri}^M と新しい場に変化し、この基底における質量固有値であることを注意しておく。

$$M_{ij} = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

以上荷電レプトンの質量を導いたが、明らかに右手系、左手系の両方が揃っていないと質量が導けないことがわかる。したがって、左手系だけのニュートリノは質量がないという結論にいたる。

次に、ゲージセクターの第3項におけるニュートリノの相互作用をみる。 D_ρ は、

$$D_\rho = \begin{pmatrix} \partial_\rho & 0 \\ 0 & \partial_\rho \end{pmatrix} + i \frac{g_W}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{W_\rho^3}{\sqrt{2}} & W^+ \\ W^- & \frac{W_\rho^3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + i \frac{g_B}{2} \begin{pmatrix} B_\rho Y & 0 \\ 0 & B_\rho Y \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

とかける。この中でハイパーチャージ演算子は $Y(e_L) = Y(\nu_L) = -1, Y(e_R) = -2$ 、アイソスピン演算子、つまり第2項の W でかかっているところは e_R にかかると0をかえず、 $W^\pm = \frac{W_\rho^1 \pm iW_\rho^2}{\sqrt{2}}$

とした。 $\sum_i \left\{ \bar{\psi}_{Li} i\gamma^\rho D_\rho \psi_{Li} + \bar{\psi}_{Ri} i\gamma^\rho D_\rho \psi_{Ri} \right\}$ を計算し、 W^\pm の項を取り出すと、

$$\sum_i \frac{g_W}{\sqrt{2}} \{ \bar{\nu}_{Li} \gamma^\rho e_{Li} W^+ + \bar{e}_{Li} \gamma^\rho \nu_{Li} W^- \} = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \{ \bar{\nu}_L \gamma^\rho e_L W^+ + h.c. \} \quad (2.31)$$

また、 W_ρ^3, B_ρ の項は、ワインバーグ角 θ_W を用いて、

$$W_\rho^3 = A_\rho \sin \theta_w + Z_\rho \cos \theta_w \quad (2.32)$$

$$Z_\rho = A_\rho \cos \theta_w - Z_\rho \sin \theta_w \quad (2.33)$$

とした、新しい A_ρ, Z_ρ の場に基づいて Z_ρ の項を取り出すと、

$$- \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma^\rho (g_W \cos \theta_W - g_B \sin \theta_W) \nu_L Z_\rho \quad (2.34)$$

$$+ \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\rho (g_W \cos \theta_W - g_B \sin \theta_W) e_L Z_\rho \quad (2.35)$$

$$+ \bar{e}_R \gamma^\rho g_B \sin \theta_W e_R Z_\rho \quad (2.36)$$

となる。これらがニュートリノの W^\pm, Z^0 ボゾンとの相互作用となる。ここまでレプトンのみで議論してきたが、ほぼ同じ議論がクォークでも成り立つ。レプトンとクォークをまとめて電弱統一理論が出来上がる。

第3章 ニュートリノ振動

前章において標準模型にはニュートリノに質量がないことを見た。しかしながら、現象論的に質量があることが知られている。ここでは新しく標準模型 + ニュートリノ質量という枠組みで導かれるニュートリノ振動について議論する。標準模型に現れるフレーバー固有状態に対し、決まった質量を持つように基底変換をした質量固有状態を導入する。

ニュートリノ振動は、質量固有状態の異なるニュートリノが量子力学的に干渉した結果、生成されたときと検出されたときのフレーバー固有状態が変化する現象である。変化の割合はニュートリノが持つエネルギー、飛行する距離、通過する媒質によって変化する。ニュートリノ振動確率を求めるには、生成・検出される時のフレーバー固有状態と質量固有状態の2種類の状態を考える。生成、検出される時は同じ名前のついた荷電レプトンを見てニュートリノの種類を決めるため、実験的にはこの状態でしか区別ができない。一方、量子力学的な干渉の時間発展は、質量固有状態を用いたシュレディンガー方程式を解くことで求められる。ゆえに、この2状態の間関係を与え、フレーバー固有状態の時間発展を解けば実験で検証可能な振動確率が求められる。現在まで行われているニュートリノ振動実験はこの振動確率のパラメータを測定するものである。

まず基本となる真空中でのニュートリノ振動確率を求め、次に物質中(密度一定)でのニュートリノ振動確率をみる。最後に代表的なニュートリノ振動実験をまとめ、パラメータの現在の値を載せる。その際、本研究に関わる大気ニュートリノ振動の二世世代解析についても触れておく。

3.1 真空中ニュートリノ振動

フレーバー固有状態と質量固有状態の関係は牧・中川・坂田行列 (MNS 行列) を用いて以下のように関係づける。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{13} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (3.2) \end{aligned}$$

次に真空中の質量固有状態でのディラック方程式を考える。ニュートリノの質量固有状態 $\nu_i (i = 1, 2, 3)$ の運動量を p 、質量を $m_i (i = 1, 2, 3)$ とすると、そのエネルギー E_i では、

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \quad (3.3)$$

ただし、 $c = h = 1$ の単位系をとった。ニュートリノは相対論的粒子であり $p \simeq E$ かつ $(\frac{m_i}{E})^2 \ll 1$ より

$$E_i = E \left\{ 1 + \left(\frac{m_i}{E} \right)^2 \right\}^{1/2} \sim E + \frac{m_i^2}{2E}$$

以上より、質量固有状態でのディラック方程式をまとめて書くと、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E + \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & E + \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & E + \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

この方程式の解

$$\nu_i(t) = e^{-i(E + \frac{m_i^2}{2E})t} \nu_i(t=0) \quad (3.5)$$

と (3.1) の関係式より、初期状態でフレーバー固有状態 $\nu_\alpha (\alpha = e, \mu, \tau)$ から時刻 $t = t$ での

$\nu_\beta (\beta = e, \mu, \tau)$ に遷移する確率を計算すると、

$$\begin{aligned}
P_{(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)} &= |\langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\
&= \left(\sum_j U_{MNSj\alpha}^\dagger e^{-i(E + \frac{m_j^2}{2E})t} U_{MNS\beta j} \right) \left(\sum_k U_{MNS\alpha k}^\dagger e^{-i(E + \frac{m_k^2}{2E})t} U_{MNSk\beta} \right)^* \\
&= \sum_{jk} e^{-i \left\{ (E + \frac{m_j^2}{2E}) - (E + \frac{m_k^2}{2E}) \right\} t} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \quad (U = U_{MNS}) \\
&= \sum_{jk} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \sum_{j \neq k} e^{-i(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E})t} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \\
&= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j \neq k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} (e^{-i(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E})t} - 1) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - \sum_{j \neq k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \left(2 \sin^2 \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{4E} t \right) - i \sin \left(\frac{m_j^2 - m_k^2}{2E} t \right) \right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - \left(\Re \sum_{j \neq k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) 2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} t \right) \\
&\quad - \left(\Re \sum_{j \neq k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) 2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} t \right) \\
&\quad - i \left(\Im \sum_{j \neq k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} t \right) \\
&\quad + i \left(\Im \sum_{j \neq k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} t \right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \left(\Re \sum_{j < k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} t \right) \\
&\quad + 2 \left(\Im \sum_{j < k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} t \right)
\end{aligned}$$

相対論的粒子なので、 $t \sim L$ 、またニュートリノ質量を $m_i^2 [\text{eV}^2]$ 、エネルギーを $E [\text{GeV}]$ 、距離を $L [\text{km}]$ とするとき、

$$\begin{aligned}
P_{(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)} &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \left(\Re \sum_{j < k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{jk}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \\
&\quad + 2 \left(\Im \sum_{j < k} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta k}^* U_{\alpha k} \right) \sin \left(2.54 \frac{\Delta m_{jk}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right) \quad (3.6)
\end{aligned}$$

ただし、 $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$ とした。ここで最終的な振動式に質量二乗差のみが現れていることを注意しておく。つまり、ハミルトニアンに単位行列に比例した値を足したり引いたりしても振動式に影響は無い。

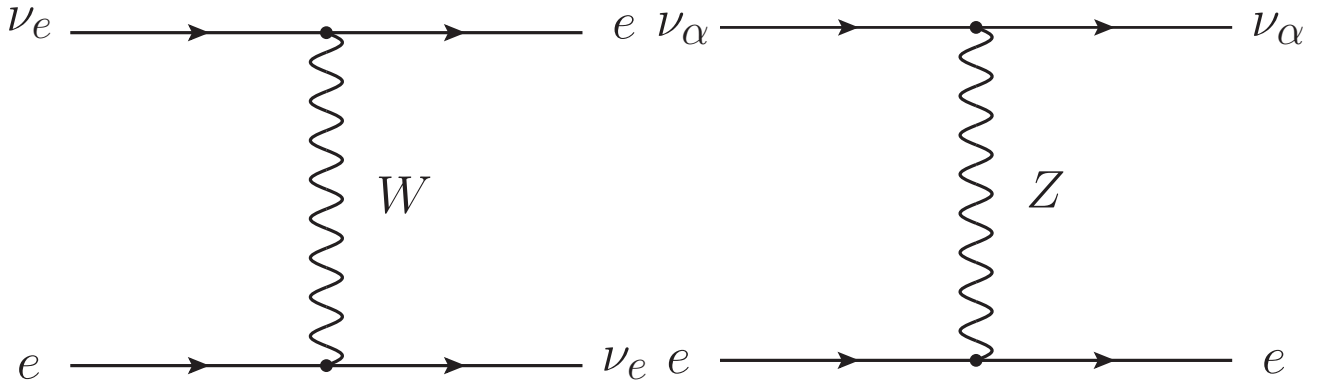


図 3.1: 物質中ニュートリノ振動に寄与する相互作用

3.2 物質中ニュートリノ振動

太陽中や地球内部を通過するニュートリノを考える。このとき、ニュートリノは素粒子標準模型内で可能な弱い相互作用を周囲の物質とする。通常物質に含まれているものは核子を構成するアップクォーク、ダウンクォーク、核子の周りを回っている電子である。ニュートリノはこれら3つとそれぞれ相互作用をするが、ニュートリノ振動を考えるときは終状態にニュートリノとなるものだけを考えれば良い。ゆえに、電子を相手とする(図: 3.1)の反応が考えられる。この中でZボソンを交換する相互作用はニュートリノ振動確率に寄与しない。なぜならば、この効果は3つのフレーバーで同等に効いていてハミルトニアン中の単位行列に比例した形で現れるからである。ゆえに確率計算で考慮しなければならないものは W^\pm ボソンを交換する相互作用だけで、この相互作用のハミルトニアンは G_F をフェルミ結合定数として、

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e) (\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e) \quad (3.7)$$

となる。電子はニュートリノに比べてほぼ静止しているとすると、期待値の関係

$$\langle \bar{e} \gamma_\mu e \rangle = n_e(x) \delta_{\mu 0} \quad (n_e(x) \equiv \langle \bar{e} \gamma_0 e \rangle: \text{電子数密度}) \quad (3.8)$$

より

$$\begin{aligned} H_{eff} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e n_e(x) \\ &= \sqrt{2} G_F n_e(x) \nu_{eL} \gamma^0 \nu_{eL} \end{aligned} \quad (3.9)$$

となる。以上のことから物質中でのニュートリノ振動確率は真空中でのフレーバー固有状態のハミルトニアンに次のようにポテンシャルを加えた新しいハミルトニアンを考えることで導くことができる。

$$U_{MNS} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger \Rightarrow U_{MNS} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger + \sqrt{2}G_F n_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

考える運動方程式は

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left\{ U_{MNS} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger + \sqrt{2}G_F n_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

ここで、物質密度が一定場合には真空の場合とほぼ同じようにして解くことができる。新しいハミルトニアンを対角化させるユニタリー行列 \tilde{U} を導入すると、固有値を \tilde{E}_i として

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \tilde{U} \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{E}_2 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{E}_3 \end{pmatrix} \tilde{U}^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

とでき、真空中のシュレディンガー方程式と同じ形で表すことができる。よって物質中のニュートリノ振動は、

$$P_{matter(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)} = \delta_{\alpha\beta} - 4(\Re \sum_{j < k} \tilde{U}_{\beta j} \tilde{U}_{\alpha j}^* \tilde{U}_{\beta k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin^2(2.54 \times 10^9 \Delta \tilde{E}_{jk} [eV] L [km]) \\ + 2(\Im \sum_{j < k} \tilde{U}_{\beta j} \tilde{U}_{\alpha j}^* \tilde{U}_{\beta k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin(5.07 \times 10^9 \Delta \tilde{E}_{jk} [eV] L [km]) \quad (3.13)$$

ただし、 $\Delta \tilde{E}_{jk} = \tilde{E}_j - \tilde{E}_k$

3.3 ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動には $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta, m_{21}^2, m_{31}^2, \text{sign}(m_{21}^2), \text{sign}(m_{31}^2)$ の8つのパラメータがあり、これらの値は実験から決められる。この現象で存在するチャンネルとしては

$$\begin{aligned}\nu_e &\rightarrow \nu_e \\ &\rightarrow \nu_\mu \\ &\rightarrow \nu_\tau\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\nu_\mu &\rightarrow \nu_e \\ &\rightarrow \nu_\mu \\ &\rightarrow \nu_\tau\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\nu_\tau &\rightarrow \nu_e \\ &\rightarrow \nu_\mu \\ &\rightarrow \nu_\tau\end{aligned}$$

の9つが考えられ、フレーバーが変化したものを見つけるときを appearance 実験、変わらないものを見つけるときを disappearance 実験と呼んでいる。

3.3.1 実験の種類

実験の種類は、ニュートリノの生成源により大きく4つに分けられる。以下に実験の概要、主な実験名とともにまとめる。

1. 太陽ニュートリノ振動実験

太陽中心で起きる一連の核融合反応



で生成される、 ν_e を捕まえる実験である。太陽標準模型よりニュートリノエネルギーは数 MeV とされる。検出器内で起こるニュートリノの相互作用を媒質の化学変化としてとらえ、到来するニュートリノの数だけを調べる実験と、相互作用をリアルタイムで直接観測する実験に分けられる。前者はニュートリノエネルギーが低いものを測定出来ること、後者は捕らえたニュートリノのフレーバーが分かることが利点である。

検出したニュートリノ数がエネルギー依存して理論値と異なることと、物質効果の影響がニュートリノエネルギーに依存することから太陽中心の電子密度を用いると Δm_{21}^2 の値が決まる。

Homestake, SAGE, GALLEX, KAMIOKANDE, SK, SNO, BOREXINO

2. 大気ニュートリノ振動実験

地球に降り注いでいる宇宙線が大気中の原子核と相互作用して生成される π 中間子や K 中間子の崩壊を通して生成される、 ν_e, ν_μ を捕まえる実験である。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.15)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.16)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.17)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.18)$$

宇宙線のエネルギー分布を引き継いでニュートリノエネルギーも広範囲に渡る。数 GeV のニュートリノを扱う実験と、特に高エネルギーに特化した超高エネルギー実験に分けられる。

$10^{-1} \sim 10^4 \text{ GeV}$ のニュートリノにおいて、生成されてから検出されるまでの飛行距離に依存した増減が観測され、 $|\Delta m_{31}^2|$ が決まる。

KAMIOKANDE, SK, Frejus, Soudan2

超高エネルギー :

Amanda, Baikal, NESTOR, MACRO, IceCube, ANTARES

3. 原子炉ニュートリノ振動実験

原子炉内で起きる核分裂にともなう原子核の崩壊を通して生成される、 $\bar{\nu}_e$ を観測する。核分裂反応は高度に制御されているため、正確なフラックス、ニュートリノエネルギーが分かる。

太陽ニュートリノ振動実験と大気ニュートリノ振動実験で得られた $|\Delta m_{21}^2|$ と $|\Delta m_{31}^2|$ に 2 桁の差があることから、 θ_{13} の上限値が得られる。

Gösgen, Bugey, CHOOZ, PaloVerde, KamLAND, Double-CHOOZ, Daya Bay, RENO

4. 加速器ニュートリノ振動実験

加速器で加速された高エネルギービームを標的に当てたときに生成するパイ中間子の崩壊から生成される、 $\nu, \bar{\nu}$ ビームに含まれるのニュートリノのフレーバー変換を観測する。ビーム中には $\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$ が含まれる。人工的に作り出している為、ニュートリノエネルギーを制御でき、フラックスも計算できる。検出器を設置する距離が数 km 以内の短基線ニュートリノ振動実験と、数百 km の長基線ニュートリノ振動実験に分けられる。

短基線実験 :

CDHSW, BNL-E776, LSND, KARMEN, KARMEN2, CHORUS, NOMAD, MiniBooNE

長基線実験 :

MINOS, K2K, OPERA, T2K, T2KK, NOvA, ニュートリノファクトリー

それぞれ観測できるニュートリノ振動のチャンネルが異なり 8 つのパラメータ全てを一度に決

めることはできない。ゆえに現在得られているパラメータ値は上記の実験結果を合わせて決めている。

3.3.2 真空中ニュートリノ振動の近似式

太陽ニュートリノ振動実験と大気ニュートリノ振動実験から Δm_{21}^2 と $\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2$ が $\mathcal{O}(10^2)$ の差があることが分かった。これを用いると真空中ニュートリノ振動確率式 (3.6) を簡単にできる。 Δm_{jk}^2 は式 (3.6) 中で $\sin(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{E})$ の形で現れるため、以下のような状況が考えられる。

$$(1) \quad \left| \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} L \right| \ll 1 \quad , \quad \left| \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} L \right| \sim \mathcal{O}(1) \quad (3.19)$$

$$(2) \quad \left| \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} L \right| \simeq 1 \quad , \quad \left| \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} L \right| \gg 1 \quad (3.20)$$

具体的に $\frac{L}{E}$ を考えると、(1) は大気ニュートリノ実験 ($L_{\text{地球半径}} \sim 6000\text{km}$, $E \sim \mathcal{O}(10)\text{GeV}$) や T2K 実験 ($L \sim 300\text{km}$, $E \sim \mathcal{O}(1)\text{GeV}$)、(2) は KamLAND 実験 ($L \sim 100\text{km}$, $E \sim \mathcal{O}(10^{-3})\text{GeV}$) の状況と一致する。それぞれの近似式は、

$$\begin{aligned} P_{(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)}^{(1)} &\sim \delta_{\alpha\beta} - 4\{\Re(U_{\beta 1}U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 2}U_{\alpha 2}^*)U_{\beta 3}^*U_{\alpha 3}\} \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) \\ &\quad + 2\{\Im(U_{\beta 1}U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 2}U_{\alpha 2}^*)U_{\beta 3}^*U_{\alpha 3}\} \sin(2.54 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) \\ &= \begin{cases} 4|U_{\beta 3}|^2|U_{\alpha 3}|^2 \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) & (\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \\ 1 - 4(1 - |U_{\alpha 3}|^2)|U_{\alpha 3}|^2 \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) & (\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \end{cases} \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} P_{(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)}^{(2)} &\sim \delta_{\alpha\beta} - 4\{\Re(U_{\beta 1}U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2}U_{\alpha 2}^*)U_{\beta 3}^*U_{\alpha 3}\} \left(\frac{1}{2}\right)^2 \\ &\quad - 4\Re U_{\beta 1}U_{\alpha 1}^* U_{\beta 2}^*U_{\alpha 2} \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{21}^2}{E} L) \\ &\quad + 2\{\Im(U_{\beta 1}U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 2}U_{\alpha 2}^*)U_{\beta 3}^*U_{\alpha 3}\} \frac{1}{2} \\ &\quad + 2\Im U_{\beta 1}U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2}^*U_{\alpha 2} \sin(2.54 \frac{\Delta m_{21}^2}{E} L) \end{aligned} \quad (3.22)$$

となる。これらを用いて大気ニュートリノ $P_{(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}^{atm}$ 原子炉ニュートリノ $P_{(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)}^{KamLAND}$ を $\theta_{13} \rightarrow 0$ を仮定して求めると、

$$\begin{aligned} P_{(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}^{atm} &\sim 1 - 4(1 - |U_{\mu 3}|^2)|U_{\mu 3}|^2 \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) \\ &= 1 - 4(1 - s_{23}^2 c_{13})s_{23}^2 c_{13} \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) \\ &= 1 - \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2}{E} L) \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$P_{(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}^{\text{KamLAND}} \sim \cos^4 \theta_{13} \left\{ 1 - \sin^2(\theta_{12}) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2}{E}\right) L \right\} \quad (3.24)$$

となる。

近似式 (3.23) が実験と良く一致している結果を示す。(図:3.2[1]) は、ニュートリノエネルギーと、チャンネルで分けた大気ニュートリノ SK 実験の解析結果である。 $\cos \theta$ は天頂角分布を表し、地球の裏側から飛んでくるものが-1、上空から飛んでくるものが1となる。十字が検出されたイベント数、実線が二世代ニュートリノ振動解析から予想されるイベント数、四角がニュートリノ振動を考慮しない場合のイベント数である。どの場合も二世代振動の解析で良く説明出来ていることが見て取れる。

3.3.3 現在のパラメータ値

PDG(Particle Data Group)[2] によると、現在の値は

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.87 \pm 0.03 \quad (3.25)$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92 \quad (3.26)$$

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.19 \quad (3.27)$$

$$\Delta m_{21}^2 = (7.59 \pm 0.20) \times 10^{-5} eV^2 \quad (3.28)$$

$$|\Delta m_{32}^2| = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} eV^2 \quad (3.29)$$

となっている。 $\theta_{13}, \delta, \text{sign}(\Delta m_{32}^2)$ はまだ正確な値は分からず、決めるための実験が各地で行われている。

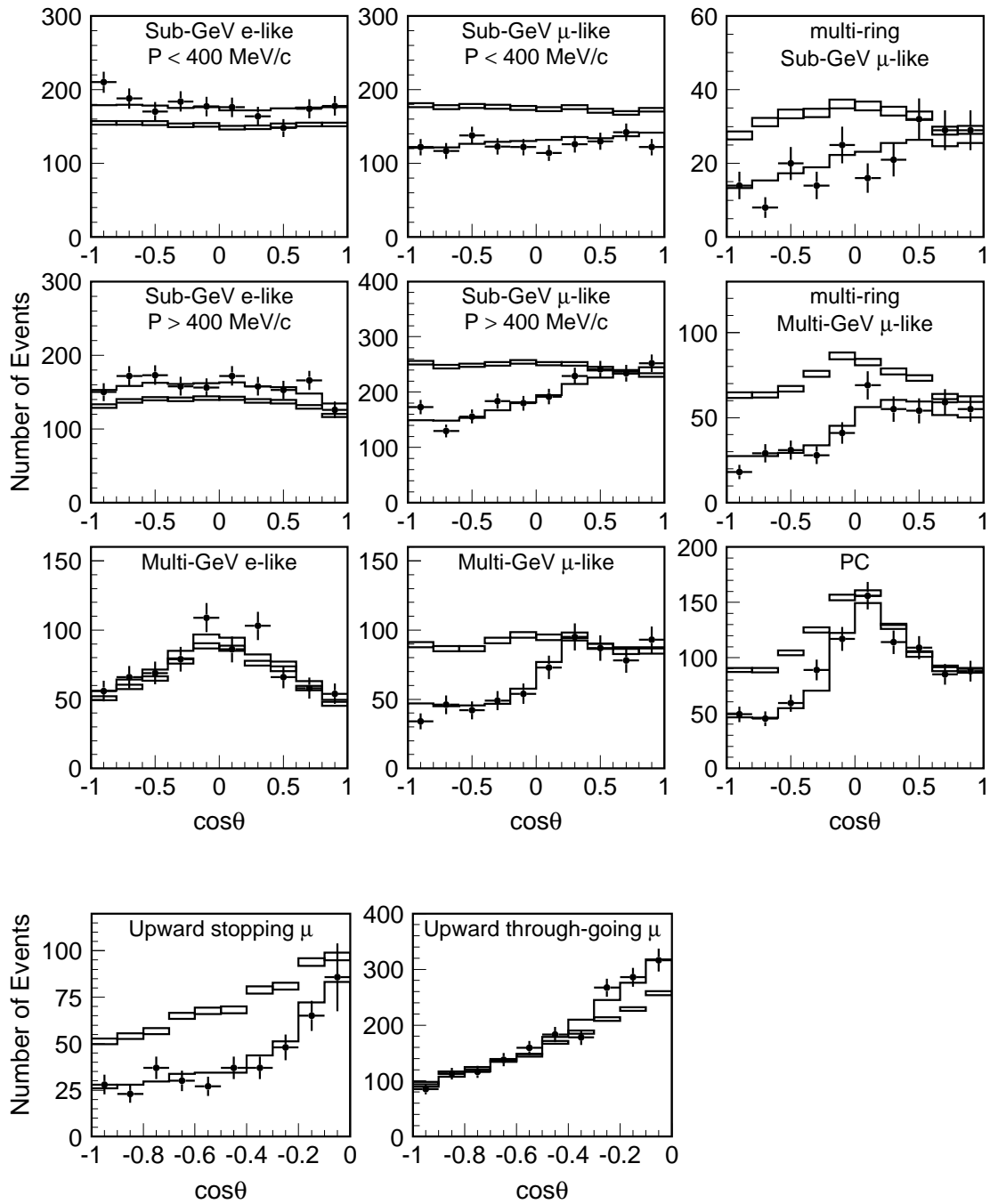


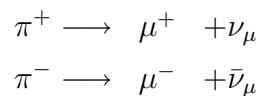
図 3.2: 大気ニュートリノ振動 2 世代解析 [1]

第4章 T2KK 実験

T2KK 実験とは現在稼働している長基線ニュートリノ振動実験 T2K の 2 期計画の一つとして構想されている実験である。T2K 実験については前章で軽く振れただけなので、ここでもう少し詳しく記述する。その後、T2KK 実験の概要を T2K と比較しながら述べる。

4.1 T2K 実験

T2K 実験 [3] は大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で生成した 0.75 メガワットのニュートリノビームを 295km 離れた水チェレンコフ光観測装置スーパーカミオカンデ (SK) に打ち込み、そのニュートリノが飛行中に起こしたニュートリノフレーバー変換の結果を調べる。ニュートリノビームは J-PARC 内の JHF50GeV 陽子シンクロトロンで加速した陽子をグラファイト製標的に衝突させ、生成させた π 中間子の崩壊から作り出される。



同じ長基線ニュートリノ振動実験として K2K 実験 (99-04 年) が既に行われている。この K2K 実験と比べると T2K はニュートリノビーム強度が 100 倍ほどあり、K2K 実験では 5 年間で 112 個であったが、T2K では 1 日で数十個観測されると見込まれている。この統計量の多さを利用して、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動を見つけ、 θ_{13} を測定することを目標としている。

4.2 T2KK 実験

この T2K 実験の 2 期計画として、

- 1、ニュートリノビーム強度を 0.75 メガワットから 4 メガワットまで上げる (T2K の約 5 倍)。
- 2、メガトン単位の水が入るハイパーカミオカンデ検出器を新たに建設する (T2K の約 40 倍)。

が提唱されており、T2K 実験よりさらに多くのニュートリノの検出を通して精密測定をすることを目指している。

具体的には、

- (1) $\sin^2(2\theta_{13})$ の感度を 10^{-3} まで上げる。
 - (2) δ の測定。
- とされている。

T2KK 実験はこの 2 期計画の (2) で検出器を 2 つに分け、片方を韓国に置く案である。J-PARC から神岡まで 295km なのに対し、およそ 1000km のところに設置するとされている。

この案の主な動機は、

- (3) $|m_{31}^2|$ の符号が決まる。
- (4) $\theta_{23}, \theta_{13}, \delta$ の縮退が解ける。

である。

ここで本研究のため、T2KK 実験の特徴として以下を上げておく。

- ① 同等の検出器を使うため系統誤差が大幅に少なくなる。
- ② 韓国の検出器まで神岡の 3 倍以上の距離があるので、ニュートリノは十分物質効果をうける。

第5章 非標準相互作用を考慮したニュートリノ振動

素粒子標準模型 (SM) の拡張は様々な方法が考えられるので、ここではニュートリノに関する物理を考える。

5.1 ニュートリノに関する非標準相互作用

まず初めに標準模型 + ニュートリノ質量の枠組みでのニュートリノ相互作用をみる。低エネルギー (80GeV 以下) 領域で近似式、4-フェルミ相互作用が良く成り立っている事は知られていて、そのラグランジアンは、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{4-fermi} = & - 2\sqrt{2}G_f(\bar{\nu}_\beta\gamma_\rho Ll_\beta)(\bar{f}\gamma^\rho Lf') + h.c. \\ & - 2\sqrt{2}G_F \sum_{Pf\beta} g_P^f(\bar{\nu}_\beta\gamma_\rho L\nu_\beta)(\bar{f}\gamma^\rho Pf) \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G_F : \text{フェルミ結合定数} \\ g_P^f : Z \text{ ボソン結合定数} \\ l : \text{荷電レプトン} \\ f : \text{フェルミオン} \\ f' : f \text{ の } SU(2) \text{ パートナー} \\ L(R) : \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \\ P = L \text{ or } R \\ \beta = e, \mu, \tau \end{array} \right.$$

とかける。一行目が荷電カレント相互作用、二行目が中性カレント相互作用である。

これを拡張するにあたり、ラグランジアンのゲージ対称性は保つことにする。つまり QED、QCD、レプトン数保存はそのまま成り立つとする。左巻きニュートリノの伝播に影響する 4-フェルミ演算子は、 $V \pm A$ 型しかないので、SM にある 3 種のニュートリノの新たな相互作用は以下のラグランジアンとなる。

$$\mathcal{L}_{eff}^{NSI} = -\epsilon_{\alpha\beta}^{fP} 2\sqrt{2}G_F(\bar{\nu}_\alpha\gamma_\rho Ll_\beta)(\bar{f}\gamma^\rho Pf) \quad (5.2)$$

ただし、 $\epsilon_{\alpha\beta}^{fP}$ はこの新しい相互作用の結合定数で、実質的に $f = e, u, d$ のみを考える。

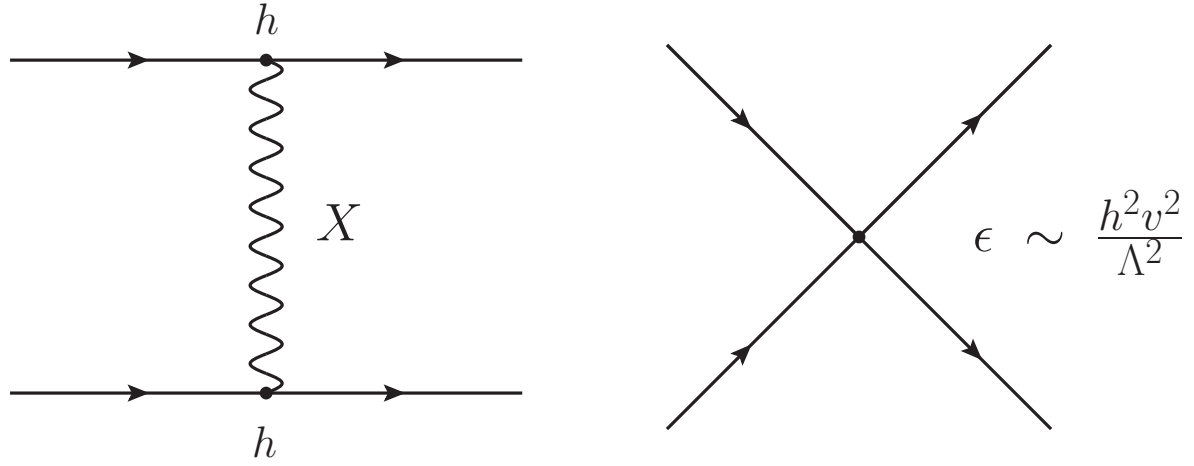


図 5.1: 非標準相互作用

このラグランジアンを導く反応は数多く考えられるが、注目されているのは次元が6と8の場合である。一例を上げると、

$$d = 6 : \frac{1}{\Lambda^2} (\bar{e} \gamma^\rho e) (\bar{\nu} \gamma_\rho L \nu) \quad (5.3)$$

$$d = 8 : \bar{e}_R (H^\dagger \sigma^a l) (\bar{l} \sigma^a H) e_R \rightarrow -\frac{1}{2} \langle H \rangle^2 (\bar{e} \gamma^\rho R e) (\bar{\nu} \gamma_\rho L \nu) \quad (5.4)$$

しかし、このうちNSIがあるとして注目されているのは次元が8のものである。これは、次元が6のとき、荷電レプトンに対する実験結果からその係数に強い制限が存在することがすでに知られているからである。次元8に期待が寄せられている理由を簡単にまとめる。実験的に ϵ の影響が現れるには、ある程度大きな値でなければならない。次元6のときNSIで力を媒介する粒子Xがあるとする。(図:5.1左) Xの質量 M_X が十分大きいとき4-フェルミ相互作用で近似でき、(図:5.1右)で表される。この時の相互作用の強さが ϵ であり、およそ $\epsilon \sim \frac{h^2 v^2}{\Lambda^2}$ となる。 v は真空期待値。実験でこれが見えていないということは h^2 が小さいか、 $v \ll \Lambda$ という事である。次元8に期待が集まるのは、 $\frac{v}{\Lambda}$ に制限がつくからである。単純に考えると、次元8の結合定数は $\frac{v^4}{\Lambda^4} \ll \frac{v^2}{\Lambda^2}$ となり、さらに小さくなって見えないと思われる。しかしながら、 $\frac{h^2 v^2}{\Lambda^2}$ が大きくなるような未知のモデルがまだ存在するかもしれない、ここではあくまで現象論的に考えることにする。

5.2 制限値

新たな結合定数 ϵ は今までに行われた実験から制限がついている。[4][5] 例えば ϵ_{ee}^{eR} 、 ϵ_{ee}^{eL} は $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ 散乱の散乱断面積を、

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[(1 + g_L^e + g_{ee}^{eL})^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\epsilon_{\alpha e}^{eL}|^2 + \frac{1}{3} (g_R^e + g_{ee}^{eR})^2 + \frac{1}{3} \sum_{\alpha \neq e} |\epsilon_{\alpha e}^{eR}|^2 \right] \quad (5.5)$$

と変える。これを標準模型散乱断面積を使った実験結果と比較し、許される ϵ_{ee}^{eR} 、 ϵ_{ee}^{eL} の領域を求める。LSND 実験の結果を解析する事で、

$$\begin{aligned} -0.07 < \epsilon_{ee}^{eL} < 0.11 \\ -1.0 < \epsilon_{ee}^{eR} < 0.5 \end{aligned}$$

という値が求められる。その他の ϵ も色々な実験から得られたデータを同じように再解析し、絶対値でまとめると [5]、

$$\left[\begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{ee}^{eL}| < 0.06 \\ |\epsilon_{ee}^{eR}| < 0.14 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{e\mu}^{eP}| < 0.10 \\ |\epsilon_{\mu\mu}^{eP}| < 0.03 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{e\tau}^{eL}| < 0.4 \\ |\epsilon_{e\tau}^{eR}| < 0.27 \\ |\epsilon_{\mu\tau}^{eP}| < 0.10 \\ |\epsilon_{\tau\tau}^{eL}| < 0.16 \\ |\epsilon_{\tau\tau}^{eR}| < 0.4 \end{array} \right. \end{array} \right] \quad (5.6)$$

$$\left[\begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{ee}^{uL}| < 1.0 \\ |\epsilon_{ee}^{uR}| < 0.7 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{e\mu}^{uP}| < 0.05 \\ |\epsilon_{\mu\mu}^{uL}| < 0.003 \\ |\epsilon_{\mu\mu}^{uR}| < 0.008 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{e\tau}^{uP}| < 0.5 \\ |\epsilon_{\mu\tau}^{uP}| < 0.05 \\ |\epsilon_{\tau\tau}^{uL}| < 1.4 \\ |\epsilon_{\tau\tau}^{uR}| < 3 \end{array} \right. \end{array} \right] \quad (5.7)$$

$$\left[\begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{ee}^{dL}| < 0.3 \\ |\epsilon_{ee}^{dR}| < 0.6 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{e\mu}^{dP}| < 0.05 \\ |\epsilon_{\mu\mu}^{dL}| < 0.003 \\ |\epsilon_{\mu\mu}^{dR}| < 0.015 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |\epsilon_{e\tau}^{dP}| < 0.5 \\ |\epsilon_{\mu\tau}^{dP}| < 0.05 \\ |\epsilon_{\tau\tau}^{dL}| < 1.1 \\ |\epsilon_{\tau\tau}^{dR}| < 6 \end{array} \right. \end{array} \right] \quad (5.8)$$

ただし、それぞれの ϵ の値は注目している (ϵ^{eR} 、 ϵ^{eL}) 以外を零として解析している。

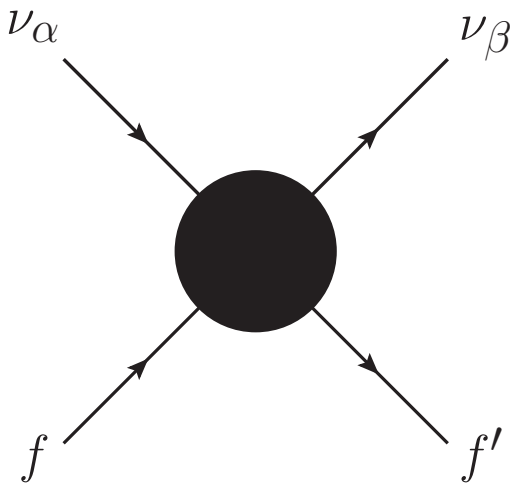
5.3 ニュートリノ振動実験で測定できるパラメータ

ニュートリノ振動実験に寄与する NSI は 2 種類に分けて考えられる。[6] 違いを露に書いてラグランジアンにすると、

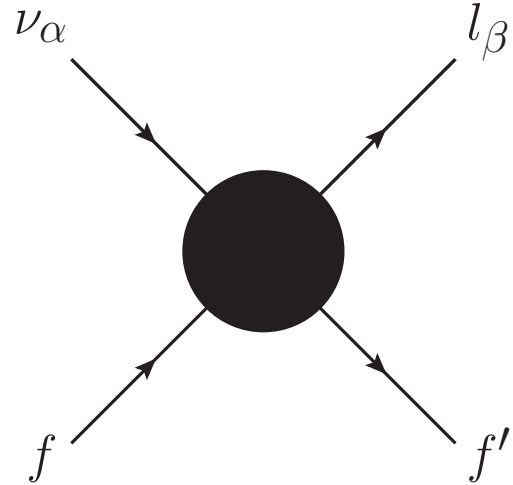
$$\mathcal{L}_{eff}^{NSI} = -\epsilon_{\alpha\beta}^{fP} 2\sqrt{2}G_F (\bar{\nu}_\alpha \gamma_\rho L \nu_\beta) (\bar{f} \gamma^\rho P f') \quad (5.9)$$

$$\mathcal{L}_{eff}^{NSI} = -\epsilon_{\alpha\beta}^{fP} 2\sqrt{2}G_F (\bar{\nu}_\alpha \gamma_\rho L l_\beta) (\bar{f} \gamma^\rho P f') \quad (5.10)$$

(5.10) は荷電カレント相互作用で終状態が荷電レプトンへ変わってしまっているので、生成・検出の時に寄与する。(5.9) は中性カレント相互作用で終状態がニュートリノなのでニュートリノの伝播中のフレーバー変換に寄与する。



式 (5.9)



式 (5.10)

図 5.2: ニュートリノ振動に寄与する非標準相互作用

本研究では (5.10) の効果は無視する。すでに $\epsilon < \mathcal{O}(10^{-2})$ まで制限されているからである。現象的な例を上げると、生成されたニュートリノを近くで捕らえる短基線ニュートリノ振動実験でフレーバーが変化する現象は起きていなかったからである。この実験ではニュートリノの飛行距離が短いので、(5.10) の効果のみを見ていることになる。したがってここからは非標準相互作用として (5.9) のみを考える。

地球内を通過するニュートリノ振動を考えると、相互作用の相手として考えられるのは、電子、アップクォーク、ダウンクォークである。ゆえに、ニュートリノ振動確率に入れられる非標準相互作用のパラメータはラグランジアン ϵ と

$$\epsilon_{\alpha\beta} \equiv \sum_P (\epsilon_{\alpha\beta}^{eP} + 3\epsilon_{\alpha\beta}^{uP} + 3\epsilon_{\alpha\beta}^{dP}) \quad (5.11)$$

と関係づけられ 9 つ (うち 3 つは位相に相当) にまとめられている。係数の 3 は地球では電子、陽子、中性子が 1:1:1 で含まれているとしたとき、クォークはそれぞれ電子の 3 倍あるからである。

以上より、非標準物質効果の入ったニュートリノ振動確率は

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left\{ U_{MNS} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger + \sqrt{2} G_F n_e \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_{ee} & \epsilon_{e\mu} & \epsilon_{e\tau} \\ \epsilon_{e\mu}^* & \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon_{e\tau}^* & \epsilon_{\mu\tau}^* & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

から求められる。

新しいパラメータ $\epsilon_{\alpha\beta}$ の許される大きさはラグランジアン中の ϵ の制限値から計算されている。ただし、ラグランジアン中のパラメータはそれ以外のパラメータを零として得られたものであるから、 $\epsilon^e, \epsilon^u, \epsilon^d$ のうち一番大きなものを一つとれば他の二つの ϵ も含まれていることと

なる。まとめると [5],

$$\begin{bmatrix} |\epsilon_{ee}| < 4.2 & |\epsilon_{e\mu}| < 0.33 & |\epsilon_{e\tau}| < 3.0 \\ & |\epsilon_{\mu\mu}| < 0.068 & |\epsilon_{\mu\tau}| < 0.33 \\ & & |\epsilon_{\tau\tau}| < 21 \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

これによると、 $\epsilon_{e\mu}, \epsilon_{\mu\mu}, \epsilon_{\mu\tau}$ の値は他に比べて小さく、ニュートリノ振動確率への影響は小さいのでこれ以降 0 とする。

5.4 大気ニュートリノ振動実験からの制限

SK での大気ニュートリノ実験では地球内部を通過したニュートリノを検出している。注目すべき点は、検出されたニュートリノの持つエネルギーについて、特に物質効果が顕著となる高エネルギー領域 $10 \sim 10^4 [GeV]$ で真空中の 2 世代ニュートリノ振動の仮説で解析がうまく行っていることである [7]。この高エネルギー領域での 2 世代真空振動仮説が成り立っている事実は、NSI の入った新しい 3 世代のニュートリノ振動も 2 世代ニュートリノ振動を再現することを要求する。以下の NSI パラメータが入ったハミルトニアンを考える。

$$H_{NSI} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger + \sqrt{2} G_F n_e \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_{ee} & 0 & \epsilon_{e\tau} \\ 0 & 1 & 0 \\ \epsilon_{e\tau}^* & 0 & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

ここでは第 2 項のみを対角化させる直行行列 O を考える。

$$O = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta e^{-2i\psi} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta e^{2i\psi} & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

$$\begin{cases} \tan 2\beta = \frac{2|\epsilon_{e\tau}|}{1 + \epsilon_{ee} - \epsilon_{\tau\tau}} \\ 2\psi = \arg(\epsilon_{e\tau}) \end{cases}$$

固有値は以下のようにとる。

$$\begin{cases} \lambda'_e = \frac{\sqrt{2} G_F n_e}{2} \{1 + \epsilon_{ee} + \epsilon_{\tau\tau} + \sqrt{(1 + \epsilon_{ee} - \epsilon_{\tau\tau})^2 + 4|\epsilon_{e\tau}|^2}\} \\ \lambda'_\mu = 0 \\ \lambda'_\tau = \frac{\sqrt{2} G_F n_e}{2} \{1 + \epsilon_{ee} + \epsilon_{\tau\tau} - \sqrt{(1 + \epsilon_{ee} - \epsilon_{\tau\tau})^2 + 4|\epsilon_{e\tau}|^2}\} \end{cases} \quad (5.16)$$

$\Delta \equiv \frac{\Delta m_{31}^2}{4E}$ 、 $\Delta_\odot \equiv \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \rightarrow 0$ 、 $\theta_{13} \rightarrow 0$ のとき、

$$\begin{aligned} H_{NSI} &= \Delta O^\dagger \{ O U_{MNS} \text{diag}(\frac{m_1^2}{2E}, \frac{m_2^2}{2E}, \frac{m_3^2}{2E}) U_{MNS}^\dagger + \text{diag}(\lambda'_e, \lambda'_\mu, \lambda'_\tau) \} O \\ &= \Delta O^\dagger \begin{pmatrix} -c_\beta^2 + s_\beta^2 c_{2\theta} + \frac{\lambda'_e}{\Delta} & s_\beta s_{2\theta} e^{-2i\psi} & c_\beta s_\beta (1 + c_{2\theta}) e^{-2i\psi} \\ s_\beta s_{2\theta} e^{2i\psi} & -c_{2\theta} & s_{2\theta} c_\beta \\ c_\beta s_\beta (1 + c_{2\theta}) e^{2i\psi} & s_{2\theta} c_\beta & -s_\beta^2 + c_\beta^2 c_{2\theta} + \frac{\lambda'_\tau}{\Delta} \end{pmatrix} O \end{aligned} \quad (5.17)$$

これを運動方程式のなかでみると、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = \Delta \begin{pmatrix} -c_\beta^2 + s_\beta^2 c_{2\theta} + \frac{\lambda'_e}{\Delta} & s_\beta s_{2\theta} e^{-2i\psi} & c_\beta s_\beta (1 + c_{2\theta}) e^{-2i\psi} \\ s_\beta s_{2\theta} e^{2i\psi} & -c_{2\theta} & s_{2\theta} c_\beta \\ c_\beta s_\beta (1 + c_{2\theta}) e^{2i\psi} & s_{2\theta} c_\beta & -s_\beta^2 + c_\beta^2 c_{2\theta} + \frac{\lambda'_\tau}{\Delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = O \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

ゆえに新しい固有状態 $\nu'_\mu \leftrightarrow \nu'_\tau$ 間で大気ニュートリノ振動の2世代真空振動仮説が成り立つためには、 $\lambda'_\tau \rightarrow 0$ となればよい。このことから NSI パラメータに関係をつけられる。

$$\frac{\sqrt{2} G_F n_e}{2} \{1 + \epsilon_{ee} + \epsilon_{\tau\tau} - \sqrt{(1 + \epsilon_{ee} - \epsilon_{\tau\tau})^2 + 4|\epsilon_{e\tau}|^2}\} = 0$$

$$\epsilon_{\tau\tau} = \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1 + \epsilon_{ee}} \quad (5.20)$$

実際大気ニュートリノと K2K のデータを NSI を入れた場合に再解析をすると、 $\epsilon_{ee}, \epsilon_{e\tau}, \epsilon_{\tau\tau}$ について、 ϵ_{ee} を決めたときに残りの2パラメータの許される領域は放物線を描く。(図:5.3)

以上より今回の解析では $\frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1 + \epsilon_{ee}}$ が成立しているところのハミルトニアン

$$H_{NSI} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger + \sqrt{2} G_F n_e \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_{ee} & 0 & \epsilon_{e\tau} \\ 0 & 1 & 0 \\ \epsilon_{e\tau}^* & 0 & \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1 + \epsilon_{ee}} \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

のみを考える。この仮定を置くとき、簡単のため $\theta_{13} \rightarrow 0$ とすると、振動確率が2世代真空振動のものに帰着するには、 θ_{23} と Δm_{31}^2 は標準の値からずれる必要が出てくる。 θ_{23} と Δm_{31}^2 の best-fit での値は新パラメータ β を用いて次のように表せる。

$$\sin^2(2\theta_{23}) = \frac{\cos^2 \beta}{1 + \cos \beta} \quad \Delta m_{31}^2 = \frac{1 + \cos^2 \beta}{2 \cos^2 \beta} \times \overline{\Delta m_{31}^2} \quad (5.22)$$

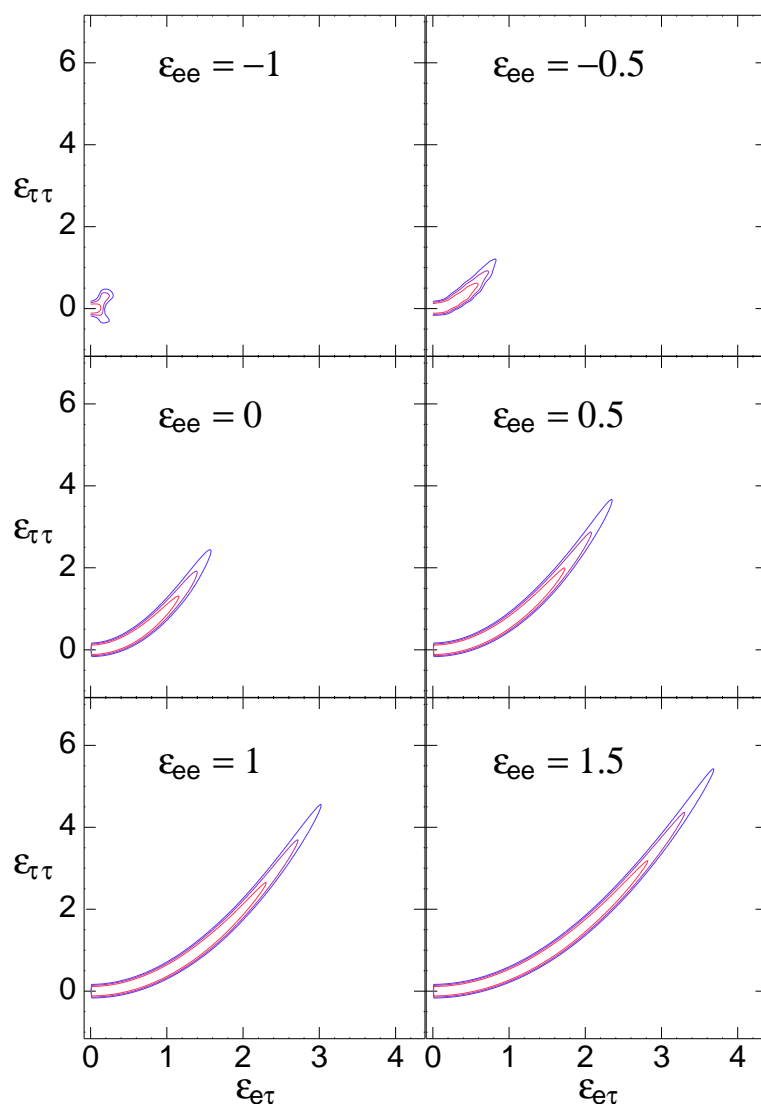


図 5.3: 非標準物質効果を考慮した大気ニュートリノと K2K 実験結果の再解析 [7]

第6章 解析手法と結果

本研究は χ^2 検定と呼ばれる手法を用いて非標準相互作用パラメータ $\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|, \arg(\epsilon_{e\tau})$ に T2KK 実験を用いて制限をつける。この方法では、神岡と韓国に設置する検出器で捕らえるニュートリノイベント数 (N) を用いる。大まかには N は以下のように計算する。

$$N_{\text{神岡}} \sim (\text{神岡でのビームフラックス}) \\ \times (\text{散乱断面積}) \times (\text{ニュートリノ振動確率})_{\text{神岡}} \times (\text{検出器有効体積})$$

$$N_{\text{韓国}} \sim (\text{神岡でのビームフラックス}) \times \left(\frac{\text{東海村} \sim \text{神岡} (295\text{km})}{\text{東海村} \sim \text{韓国} (1050\text{km})} \right)^2 \\ \times (\text{散乱断面積}) \times (\text{ニュートリノ振動確率})_{\text{韓国}} \times (\text{検出器有効体積})$$

これを計算するとき、標準模型 + ニュートリノ質量の枠組みでの振動確率 (P) を使った場合の N と、非標準相互作用を考慮した振動確率 (P^0) を使った場合の N^0 の2つを作り、 $\Sigma_{\text{神岡, 韓国}} (N^0 - N)^2$ を求める。この値が誤差より優位に大きい時、 N と N^0 の区別がつくとみる。つまり、この時 $\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|, \arg(\epsilon_{e\tau})$ は実験から決められることになる。

本研究で使用した T2KK 実験の設定をまとめる。

1. ν ビームの時の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、 $\bar{\nu}$ ビームの時の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の4チャンネルを観測できる。
2. $\nu, \bar{\nu}$ ビームはそれぞれ4年間、計8年間の測定する。
3. 検出器の有効体積は神岡、韓国それぞれ0.27Mtonとする。

以下、実際の計算で使用したデータ、 N の計算、誤差等について記述する。

6.1 フラックス・散乱断面積

解析は (図:6.1[8]), (図:6.2[9]) のデータを用いた。

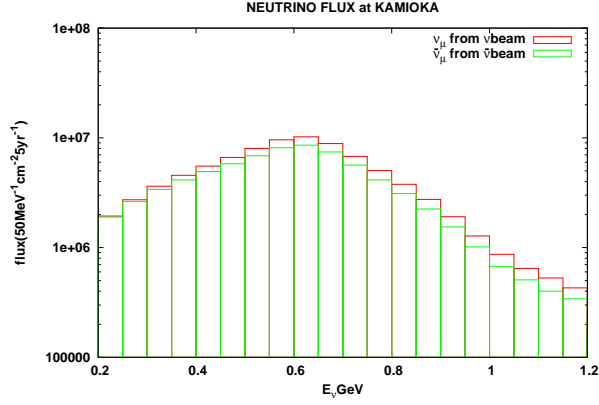


図 6.1: 神岡での $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ビームそれぞれのフラックス [8]

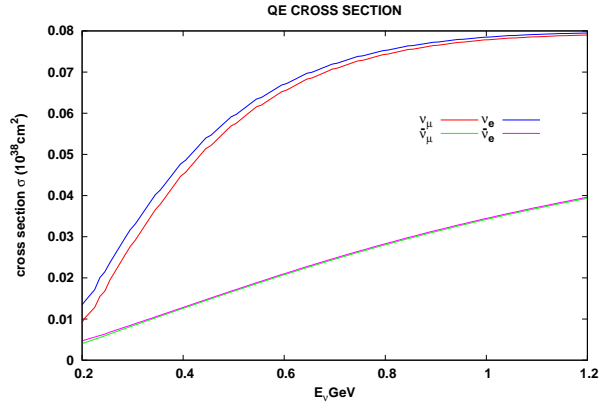


図 6.2: 散乱断面積 [9]

6.2 ニュートリノ振動確率の算出

非標準相互作用を考慮した振動確率は式 (5.21) から単位行列に $\frac{m_1^2}{2E}$ を掛けたものを引いた、

$$H_{NSI} \equiv \left\{ U_{MNS} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \end{pmatrix} U_{MNS}^\dagger + \sqrt{2} G_F n_e \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_{ee} & 0 & \epsilon_{e\tau} \\ 0 & 0 & 0 \\ \epsilon_{e\tau}^* & 0 & \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1 + \epsilon_{ee}} \end{pmatrix} \right\}$$

を対角化させるユニタリ行列 \tilde{U} とその時の固有値 \tilde{E}_j を使い、

$$P_{(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)} = \delta_{\alpha\beta} - 4(\Re \sum_{j < k} \tilde{U}_{\beta j} \tilde{U}_{\alpha j}^* \tilde{U}_{\beta k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin^2\left(\frac{\tilde{E}_j - \tilde{E}_k}{2} L\right) + 2(\Im \sum_{j < k} \tilde{U}_{\beta j} \tilde{U}_{\alpha j}^* \tilde{U}_{\beta k}^* \tilde{U}_{\alpha k}) \sin((\tilde{E}_j - \tilde{E}_k) L) \quad (6.1)$$

から求める。

神岡、韓国までの電子密度はそれぞれ一定値 $\rho = 2.3[\text{g/cc}], 2.8[\text{g/cc}]$ として、

$$\sqrt{2}G_F n_e \sim 3.78 \frac{\rho}{[\text{g/cc}]} 10^{-14} [\text{eV}] \quad (6.2)$$

を用いた。

数値計算をするにあたり、 3×3 の複素行列 H_{NSI} は実部と虚部に分けて、 6×6 の実数成分のみの行列として扱い \tilde{U} と \tilde{E}_j を求めた。これは、 H_{NSI} がエルミート行列なので、固有値 \tilde{E}_j が全て実数であることから、固有ベクトルを \mathbf{u} とすると、

$$\begin{aligned} H_{NSI} \mathbf{u}_j &= \tilde{E}_j \mathbf{u}_j \\ (\Re H_{NSI} + i \Im H_{NSI})(\Re \mathbf{u}_j + i \Im \mathbf{u}_j) &= \tilde{E}_j (\Re \mathbf{u}_j + i \Im \mathbf{u}_j) \\ \Rightarrow \begin{cases} \Re H_{NSI} \Re \mathbf{u}_j - \Im H_{NSI} \Im \mathbf{u}_j = \tilde{E}_j \Re \mathbf{u}_j \\ \Re H_{NSI} \Im \mathbf{u}_j + \Im H_{NSI} \Re \mathbf{u}_j = \tilde{E}_j \Im \mathbf{u}_j \end{cases} \\ \Rightarrow \begin{bmatrix} \Re H_{NSI} & -\Im H_{NSI} \\ \Im H_{NSI} & \Re H_{NSI} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Re \mathbf{u}_j \\ \Im \mathbf{u}_j \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \text{diag}(\tilde{E}_j) & 0 \\ 0 & \text{diag}(\tilde{E}_j) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Re \mathbf{u}_j \\ \Im \mathbf{u}_j \end{bmatrix} \end{aligned}$$

と考えられるからである。

6つの固有値は同じ値が2つずつ出てくる。これは固有ベクトル

$$\begin{bmatrix} \Re \mathbf{u}_j \\ \Im \mathbf{u}_j \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} -\Im \mathbf{u}_j \\ \Re \mathbf{u}_j \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

の固有値が等しいためである。

組み直して 6×6 にした行列より、NUMERICAL RECIPES in C [10] の `jacobi.c` を用いて固有値、固有ベクトルを求め、必要な値を選び式 (6.1) へ代入することでニュートリノ振動確率を求めた。

神岡、韓国における振動確率の一例を (図 : 6.3), (図 : 6.4) に示す。

6.3 イベント数の算出

ニュートリノは水チェレンコフ光検出器を用いて捕らえられる。この装置は検出器内の陽子、中性子とニュートリノが相互作用したときに生成される荷電レプトンが放つチェレンコフ光の描くリングの様子を観察することでフレーバーごとのイベント数を数える。荷電レプトンの電荷は分からないため、ニュートリノと反ニュートリノの区別はつかない。よって ν_μ または $\bar{\nu}_\mu$ と推測される μ -like event と、 ν_e または $\bar{\nu}_e$ と推測される e -like event を数えることになる。

それぞれのイベント数はニュートリノが持っていたエネルギーによって分類される。本解析では μ -like event は $200 \sim 1200 \text{MeV}$ までのものを 50MeV ずつ 20bin に分け、 e -like event は $400 \sim 500, 500 \sim 600, 600 \sim 700, 700 \sim 800, 800 \sim 1200 \text{MeV}$ の 5bin に分けて計算する。また、ニュートリノのエネルギーが正確に再現出来ていない可能性を考慮して $(\delta E)^2 = (80 \text{MeV})^2$ の

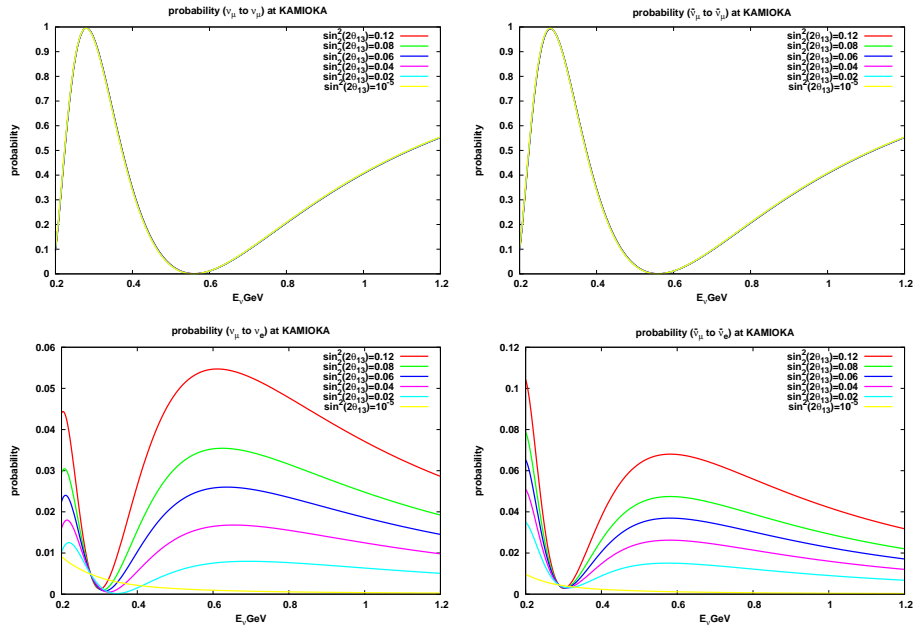


図 6.3: 神岡におけるニュートリノ振動確率

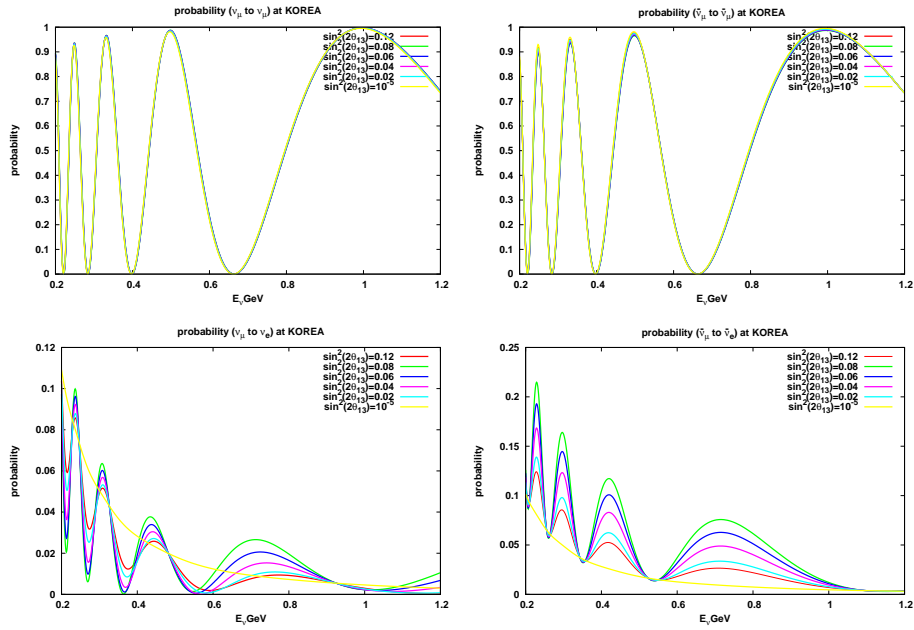


図 6.4: 韓国におけるニュートリノ振動確率

分散があるとした。ニュートリノエネルギーが i 番目の bin に含まれるイベント数 N_i は以下によって計算される。

$$N_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE' \int_{-\infty}^{\infty} dE_\nu \frac{1}{\sqrt{\pi}\delta E} \exp\left\{-\left(\frac{E_\nu - E'}{\delta E}\right)^2\right\} F(E_\nu) P(E_\nu) \sigma(E_\nu) vol \quad (6.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E' : \text{ニュートリノエネルギー} \\ E_\nu : E' \text{が間違っていた場合の真のエネルギー} \\ \delta E = 80[\text{MeV}] : \text{エネルギー分解能} \\ F(E_\nu) : \text{ニュートリノフラックス} \\ P(E_\nu) : \text{ニュートリノ振動確率} \\ \sigma(E_\nu) : \text{散乱断面積} \\ vol : \text{検出器の有効体積} \end{array} \right.$$

数値計算の為に $dE', dE_\nu = 10\text{MeV}$ 、 $-\infty \rightarrow \infty$ までの積分は $E_\nu - 150\text{MeV} \rightarrow E_\nu + 150\text{MeV}$ とした。フラックスはデータの $\frac{4}{5}$ を使い、以下のように 10MeV 毎の bin に分けた。

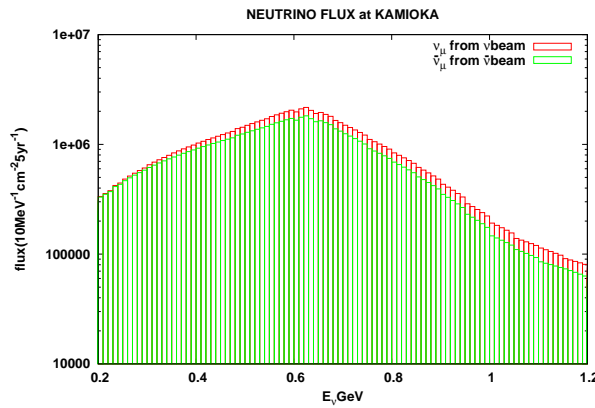


図 6.5: 神岡での $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ビームそれぞれのフラックス

vol は標的となる陽子、中性子の数であり、 $\text{H}_2\text{O}(18[\text{g/mol}])$ 1mol に 18 個あるから

$$18 \frac{0.27[\text{Mton}] \times 10^{12}[\text{g Mton}^{-1}] \times N_A[\text{個 mol}^{-1}]}{18[\text{g mol}^{-1}]} \sim 0.27 \times 6.02 \times 10^{-3}[10^{38}\text{個}] \quad (6.5)$$

N_A : アボガドロ数

単位についてまとめると、

$$\text{フラックス} \quad [(10\text{MeV})^{-1}\text{cm}^{-2}(4\text{yr})^{-1}\text{個}] \quad (6.6)$$

$$\text{散乱断面積} \quad [10^{-38}\text{cm}^2\text{個}^{-1}] \quad (6.7)$$

$$vol \quad [10^{38}\text{個}] \quad (6.8)$$

単位計算すると $dE'dE_\nu \frac{1}{\delta E} FP\sigma vol \Rightarrow [4\text{yr}^{-1}\text{個}]$ が N_i の単位となっている。

6.4 バックグラウンド・統計誤差・系統誤差

本解析ではバックグラウンド・統計誤差・系統誤差を考慮している。

6.4.1 バックグラウンド

主なバックグラウンドは μ -like event、 e -like event によってことなる。 μ -like event の主なバックグラウンドはニュートリノが標的と非弾性散乱をした場合である。これは捕らえたニュートリノのエネルギーを正確に再現出来ないためである。このバックグラウンドは検出器に到達するニュートリノ数に比例するため、振動確率に比例していると考えられる。よって、(図:6.6[11])における振動確率 $P_{i(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}^{data}$ であるときのバックグラウンド B_i^{data} を用いて、 $N_i(P_{i(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)})$ の時

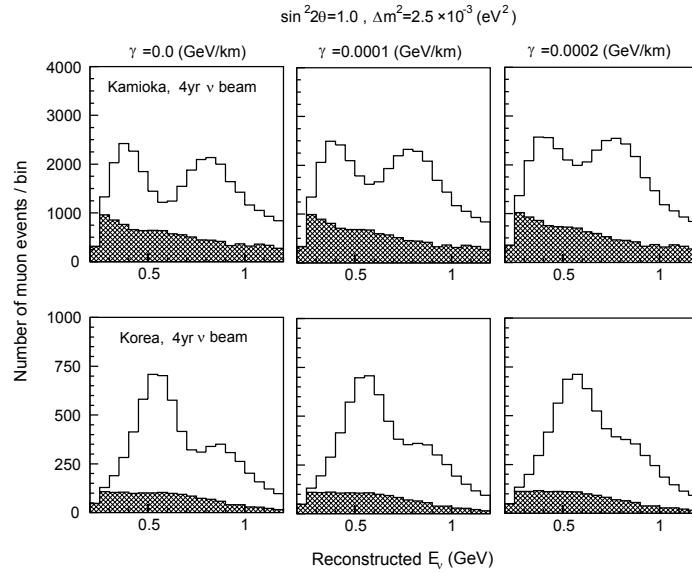


図 6.6: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 解析の時のバックグラウンド (灰色)[11]

のバックグラウンド B_i は

$$B_i = \frac{P_{i(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}}{P_{i(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}^{data}} B_i^{data} \quad (6.9)$$

とした。 e -like event の主なバックグラウンドは中性カレント反応によって生成された π^0 が 2γ に崩壊したものを e -like event と誤認するものである。 π^0 の数はニュートリノ振動確率には依存しないので、(図:6.7[12]) のデータを確率に関係なく B_i とした。

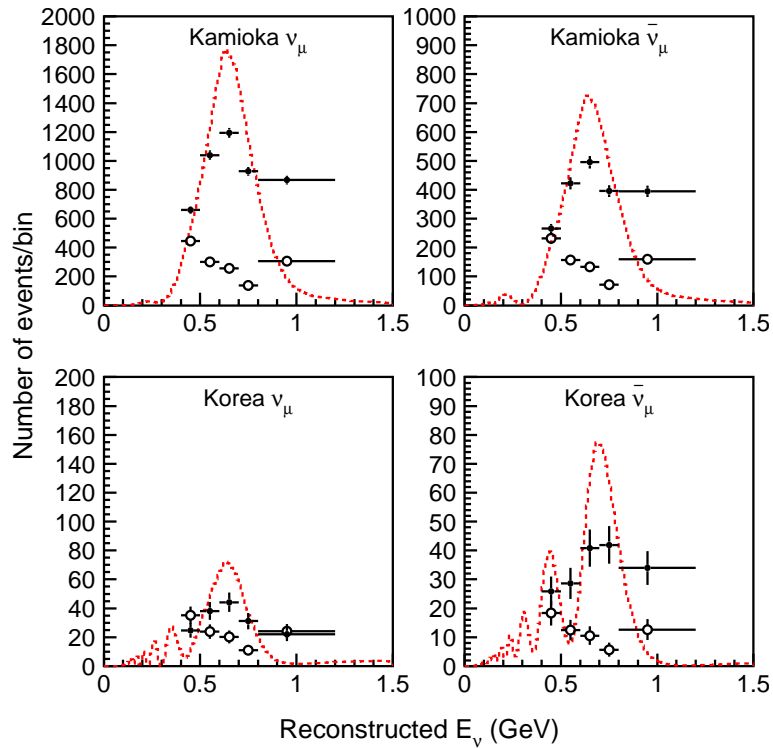


図 6.7: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 解析の時のバックグラウンド (白丸)[12]

6.4.2 誤差

統計誤差は、

$$\sigma_i^2(e) = (\sqrt{N_i^0(e) + B_i^0(e)})^2 \quad (6.10)$$

$$\sigma_i^2(\mu) = (\sqrt{N_i^0(\mu) + B_i^0(\mu)})^2 \quad (6.11)$$

とする。

系統誤差は以下の 7 項目を考える。

- $\epsilon_1/\tilde{\sigma}_1$ e - like のイベント数の不定性
- $\epsilon_2/\tilde{\sigma}_2$ e - like のエネルギー依存したイベント数の不定性
- $\epsilon_3/\tilde{\sigma}_3$ e - like の検出の不定性
- $\epsilon_4/\tilde{\sigma}_4$ μ - like のエネルギー依存したイベント数の不定性
- $\epsilon_5/\tilde{\sigma}_5$ μ - like の検出の不定
- $\epsilon_6/\tilde{\sigma}_6$ 弾性散乱と非弾性散乱イベントを見分ける不定性
- $\epsilon_7/\tilde{\sigma}_7$ 神岡の近距離検出器と韓国の検出器におけるフラックスの理論値の違い

$\tilde{\sigma}_1 \sim \tilde{\sigma}_5$ までがそれぞれ 5%、 $\tilde{\sigma}_6$ が 20% である。 $\tilde{\sigma}_7$ は検出器の設置場所がビーム方向からそれぞれ違う向きに同じ角度ずれている為に生じている誤差であり、(図:6.8[13]) におけるデータの値を用いた。また、イベント数に掛かるとき ϵ_2 、 ϵ_4 はエネルギー依存し、 $f(e)_2^i = \frac{E_\nu - 800[\text{MeV}]}{400[\text{MeV}]}$ 、 $f(\mu)_4^i = \frac{E_\nu - 800[\text{MeV}]}{800[\text{MeV}]}$ を掛ける。

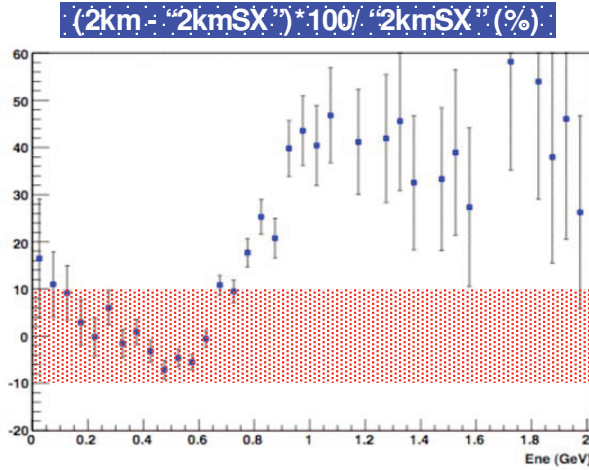


図 6.8: 神岡と韓国の検出器におけるフラックスの理論値の違い [13]

以上より、バックグラウンド・統計誤差・系統誤差を考慮して以下の $\tilde{\chi}^2$ を定義する。

$$\begin{aligned}
 \tilde{\chi}^2 \equiv & \min_{\epsilon_1 \sim \epsilon_7} \left[\sum_{k=1}^4 \left\{ \sum_{i=1}^5 \frac{\{N^0(e)_i + B^0(e)_i - N_i(e) \sum_{l=3,7} (1 + f(e)_l^i \epsilon_l) - B_i(e) \sum_{l=1,2,7} (1 + f(e)_l^i \epsilon_l)\}^2}{\sigma_i^2(e)} \right. \right. \\
 & + \sum_{i=1}^{20} \frac{\{N^0(\mu)_i + B^0(\mu)_i - N_i(\mu) \sum_{l=4,5,7} (1 + f(\mu)_l^i \epsilon_l) - B_i(\mu) \sum_{l=4,6,7} (1 + f(\mu)_l^i \epsilon_l)\}^2}{\sigma_i^2(\mu)} \left. \right\} \\
 & + \sum_{l=1}^7 \left(\frac{\epsilon_l}{\tilde{\sigma}_l} \right)^2 \left. \right] \quad (6.12)
 \end{aligned}$$

k は神岡と韓国にある検出器で ν ビームと $\bar{\nu}$ ビームを観測する組み合わせである。

ここで $\epsilon_1 \sim \epsilon_7$ で最小化しているのは誤差を最も大きくする組み合わせ、つまり $\tilde{\chi}^2$ を最も小さくする組み合わせを考えている為である。最小化の方法は $\tilde{\chi}^2$ が $\epsilon_1 \sim \epsilon_7$ の二次関数であることから求める。 α は $\epsilon_1 \sim \epsilon_7$ を成分に持つ列ベクトルとする。この時、 $\tilde{\chi}^2$ は 7×7 の係数行列 A と、同じく 7 成分の列ベクトル B と以下の定数項 C を用いて、

$$C = \sum_{k=1}^4 \left\{ \sum_{i=1}^5 \frac{\{N^0(e)_i + B^0(e)_i - N_i(e) - B_i(e)\}^2}{\sigma_i^2(e)} + \sum_{i=1}^{20} \frac{\{N^0(\mu)_i + B^0(\mu)_i - N_i(\mu) - B_i(\mu)\}^2}{\sigma_i^2(\mu)} \right\} \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned}
\tilde{\chi}^2 &= \min_{\epsilon_1 \sim \epsilon_7} (\alpha^T A \alpha - 2\mathbf{B}^T \alpha + C) \\
&= \min_{\epsilon_1 \sim \epsilon_7} (\alpha^T O D O^T \alpha - 2\mathbf{B}^T \alpha + C) \\
&= \min_{\epsilon_1 \sim \epsilon_7} (\alpha'^T D \alpha' - 2\mathbf{B}'^T \alpha' + C) \\
&= \min_{\epsilon_1 \sim \epsilon_7} \left(\sum_j^7 (\lambda_j \alpha_j'^2 - 2B_j' \alpha_j') + C \right) \\
&= \min_{\epsilon_1 \sim \epsilon_7} \left(\sum_j^7 \left\{ \lambda_j \left(\alpha_j' - \frac{B_j'}{\lambda_j} \right)^2 \right\} - \sum_j^7 \frac{B_j'^2}{\lambda_j} + C \right) \\
&= - \sum_j^7 \frac{B_j'^2}{\lambda_j} + C
\end{aligned} \tag{6.14}$$

$$\begin{cases} O : A \text{ を対角化させるユニタリ行列} \\ \lambda_j : A \text{ の固有値} \end{cases}$$

$$O^T \alpha = \alpha' \tag{6.15}$$

$$O^T \mathbf{B} = \mathbf{B}' \tag{6.16}$$

ゆえに、最小値は $\epsilon_1 \sim \epsilon_7$ の値によらず、 $-\sum_j^7 \frac{B_j'^2}{\lambda_j} + C$ として求められる。

6.5 χ^2 検定

本解析では実効的なパラメータ値を代入していく為に、 $\tilde{\chi}^2$ が best fit なパラメータ値からずれたときにはそのずれの大きさに応じた重みを加えるように新しく $\Delta\chi^2$ を定義する。

$$\begin{aligned}
\Delta\chi^2 &\equiv \min_{para} \left[\tilde{\chi}^2(N^0, B^0, N, B) \right. \\
&\quad \left. + \frac{2.7 \times (\sin^2(2\theta_{23}) - 1.0)^2}{(0.06)^2} + \frac{(\sin^2(\theta_{13}) - 0.02)^2}{(0.01)^2} + \frac{(|\Delta m_{31}^2| - 2.4 \times 10^{-3}[\text{eV}^2])^2}{(1.5 \times 10^{-4}[\text{eV}^2])^2} \right]
\end{aligned} \tag{6.17}$$

$$N, B : (\epsilon_{ee} = 0, |\epsilon_{e\tau}| = 0, \arg(\epsilon_{e\tau}) = 0, \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2, \delta)$$

$$N^0, B^0 : (\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|, \arg(\epsilon_{e\tau}), \bar{\theta}_{12}, \bar{\theta}_{23}, \bar{\theta}_{13}, |\Delta \bar{m}_{21}^2|, |\Delta \bar{m}_{31}^2|, \bar{\delta})$$

$$para = \theta_{23}, \theta_{13}, |\Delta m_{31}^2|, \delta, \text{sign}(\Delta m_{31}^2)$$

この $\Delta\chi^2$ を用いて $\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|, \arg(\epsilon_{e\tau})$ に制限をつける。ただし、 $\Delta\chi^2$ は para の値によって変化するため、 N^0 に対して N のパラメータ (para) を変化させ最小化を行っている。これは最も保守的な実験条件を再現していることになる。

N^0 のパラメータ $\sin^2(2\bar{\theta}_{13})$ の大きさごとに $\Delta\chi^2 = 4.6(90\%C.L)$ となるところを $(\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|)$ 平面で求めた。図中の δ と $\arg(\epsilon_{e\tau})$ は N^0 のパラメータで、和を 2π で割ると余りが等しくなるようにグループ分けしてプロットしてある。これは $\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$ の極限で $P_{(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}$ が $\delta + \arg(\epsilon_{e\tau})$ という位相の組み合わせのみに依存することが知られており [14]、 $\Delta m_{21}^2 \simeq 0$ の近似の良さを見るためである。図から $\sin^2(2\bar{\theta}_{13}) \gtrsim 0.04$ で、 $\Delta m_{21}^2 \simeq 0$ の近似がある程度良いことがわかる。

$\Delta\chi^2 < 4.6$ の領域 (線の内側) に含まれる小さな $\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|$ の組み合わせに対しては、この実験から非標準物質効果の存在を主張することは不可能である。逆に $\Delta\chi^2 > 4.6$ の領域 (線の外側) では実験で非標準物質効果の存在を示すことができる。ゆえに、T2KK 実験では $\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|$ に、図中の境界領域程度まで制限をつけることが可能であることが分かる。

6.6 結果

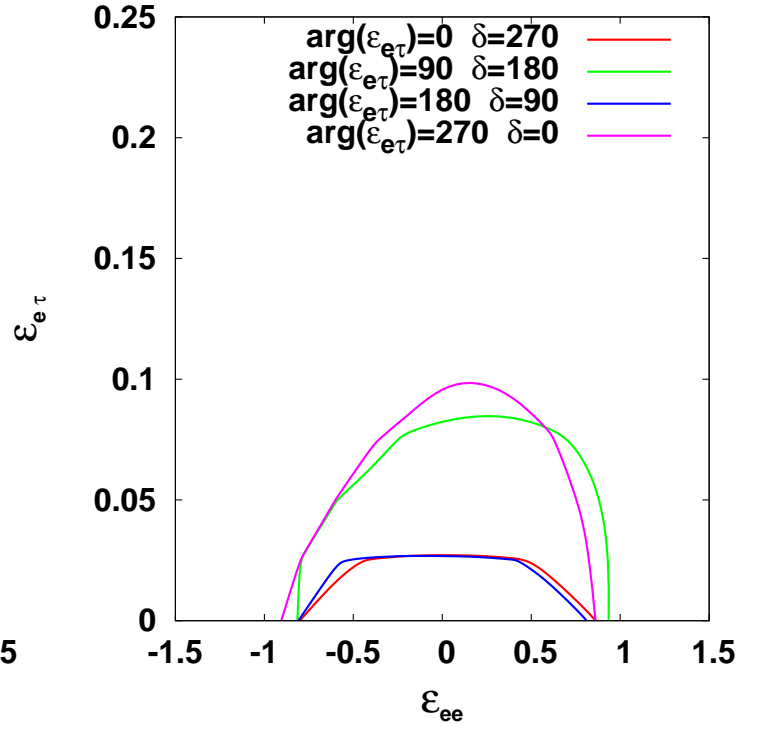
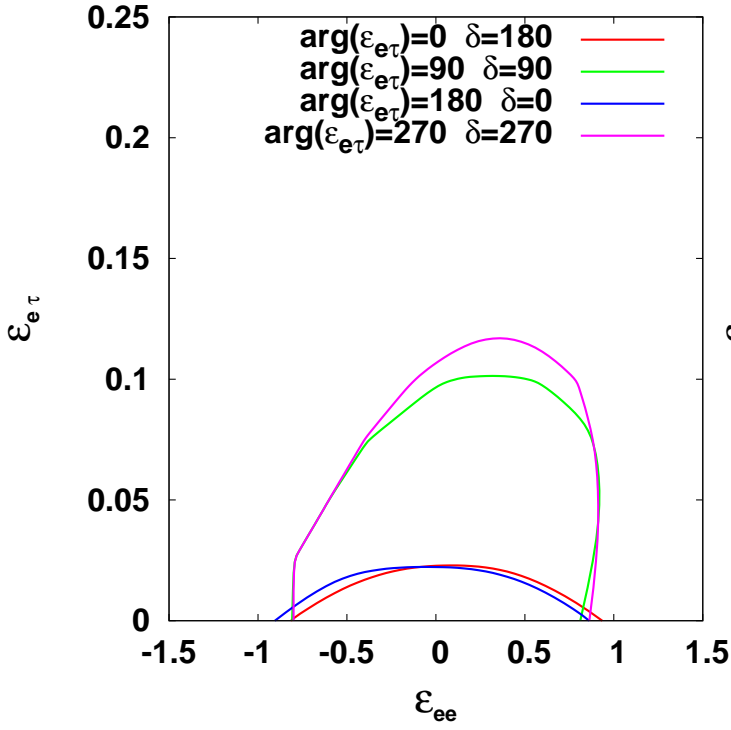
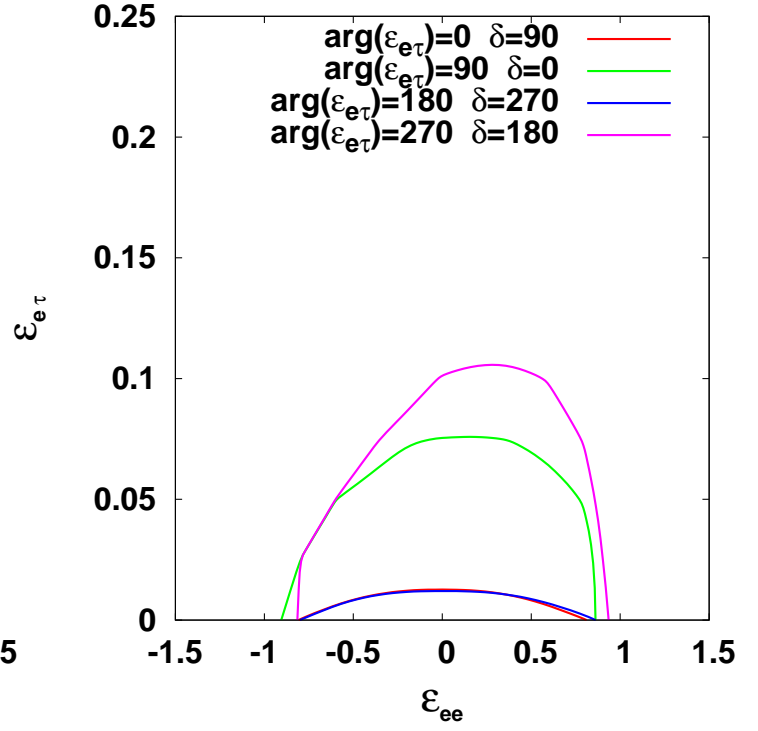
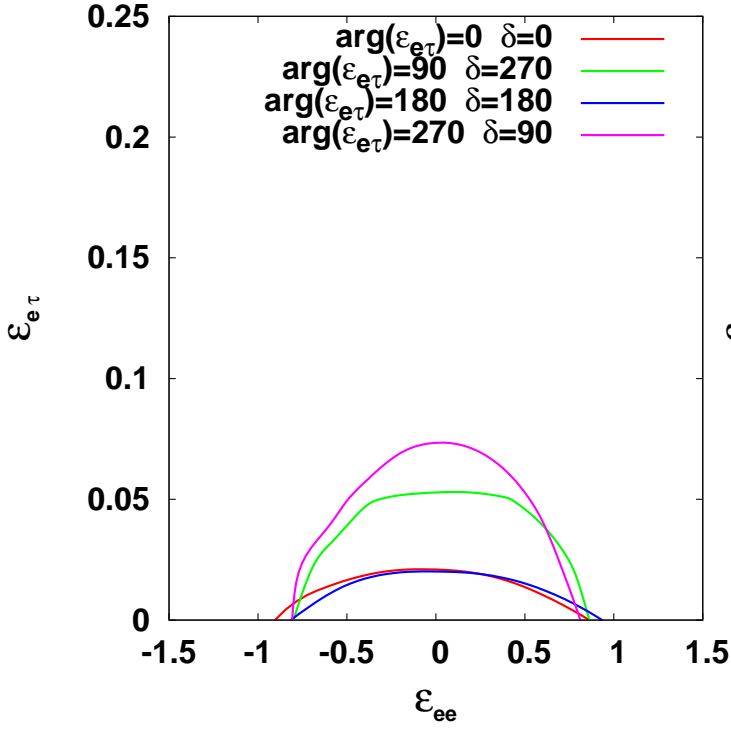
$\Delta\chi^2 \leq 4.6$ が標準的シナリオと解釈できる 90%CL での許容領域である。以下、 $\sin^2(2\theta_{13}) = 0, 0.02, 0.03, 0.04, 0.08, 0.12$ の時の結果を示す。 N^0 のパラメータ値は次のようにとり、 $\delta, \arg(\epsilon_{e\tau})$ の値はグラフ中の値で固定している。

$$\sin^2(2\bar{\theta}_{12}) = 0.87 \quad (6.18)$$

$$\sin^2(2\bar{\theta}_{23}) = 1.0 \quad (6.19)$$

$$\Delta\bar{m}_{21}^2 = 7.9 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad (6.20)$$

$$|\Delta\bar{m}_{32}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (6.21)$$



⊠ 6.9: $\sin^2(2\theta_{13}) = 10^{-5} \sim 0$

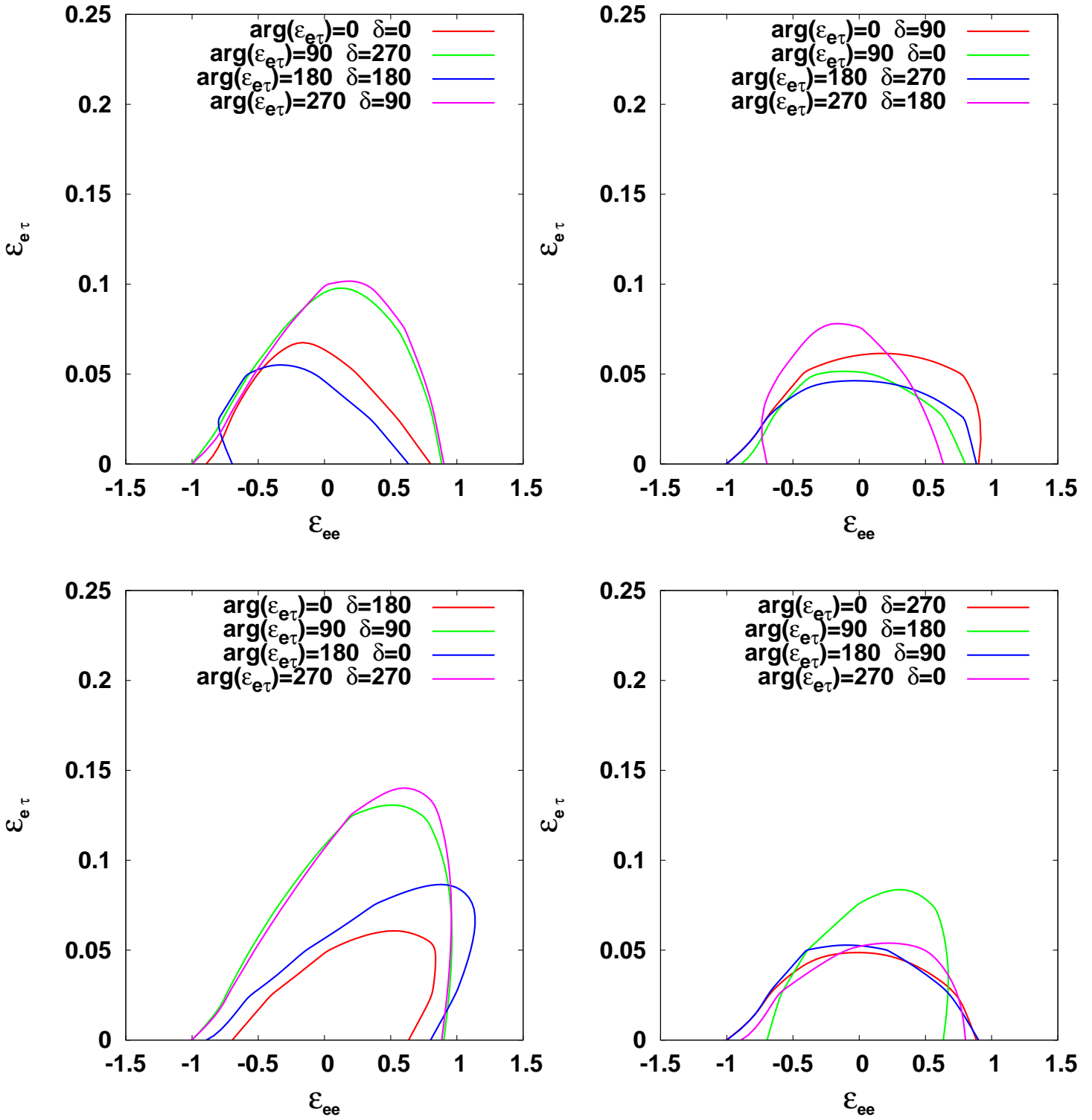


图 6.10: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.02$

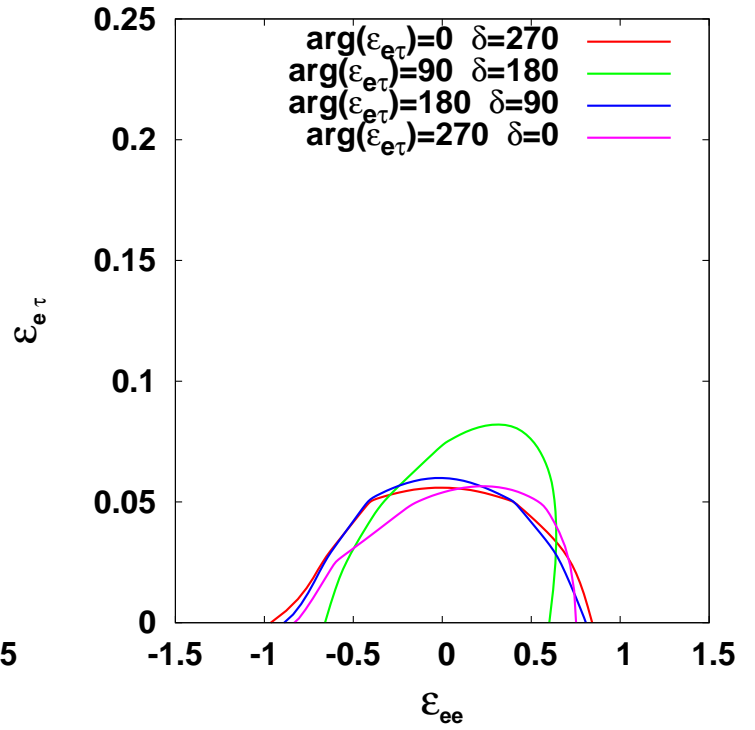
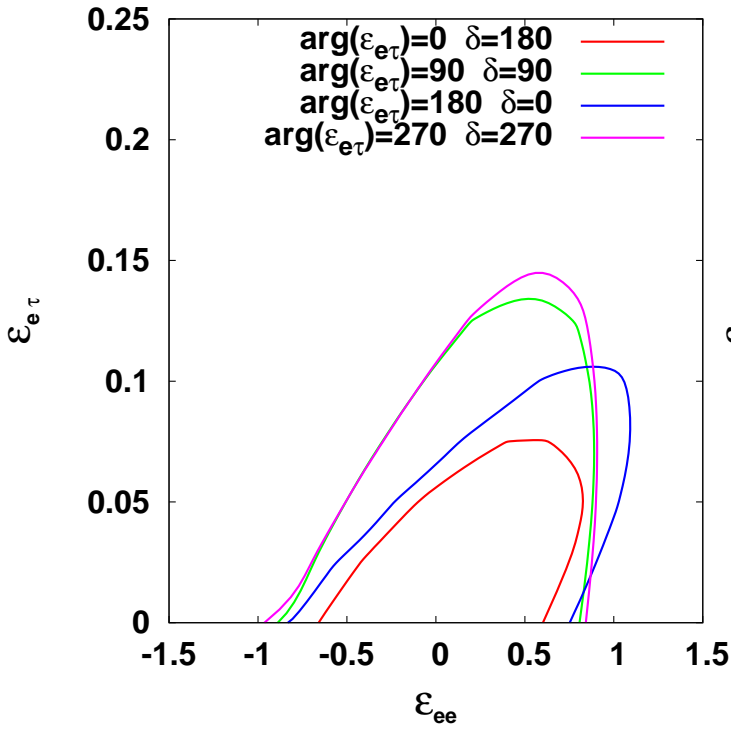
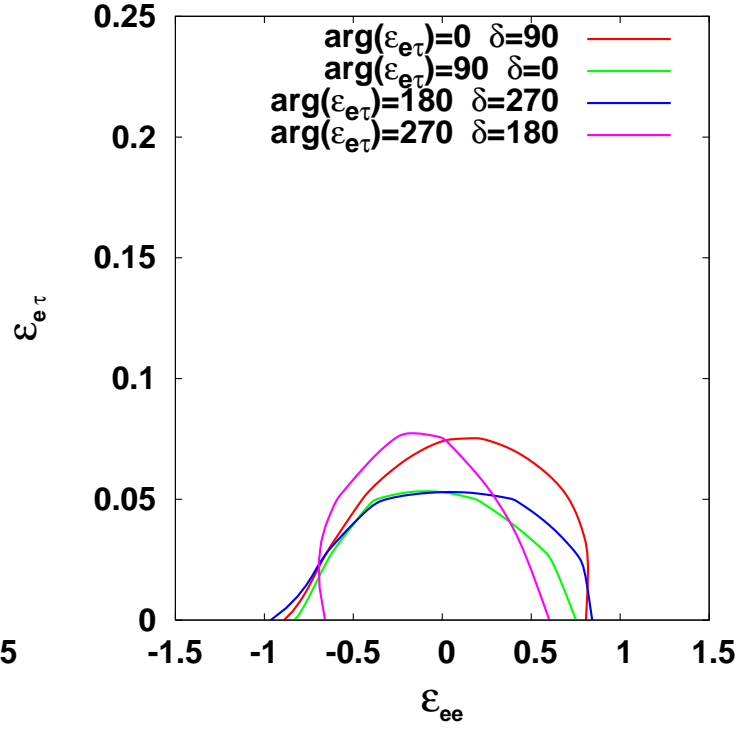
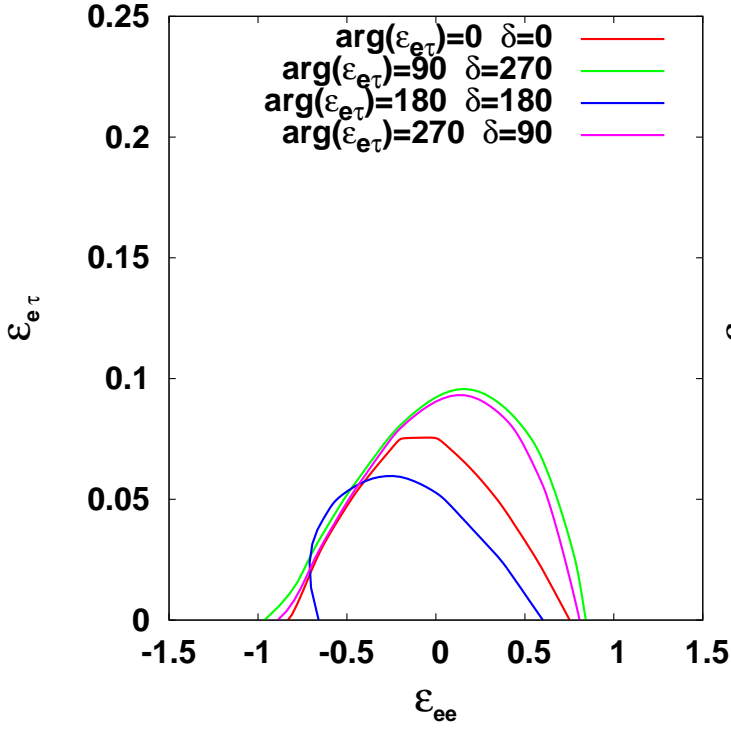


图 6.11: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.03$

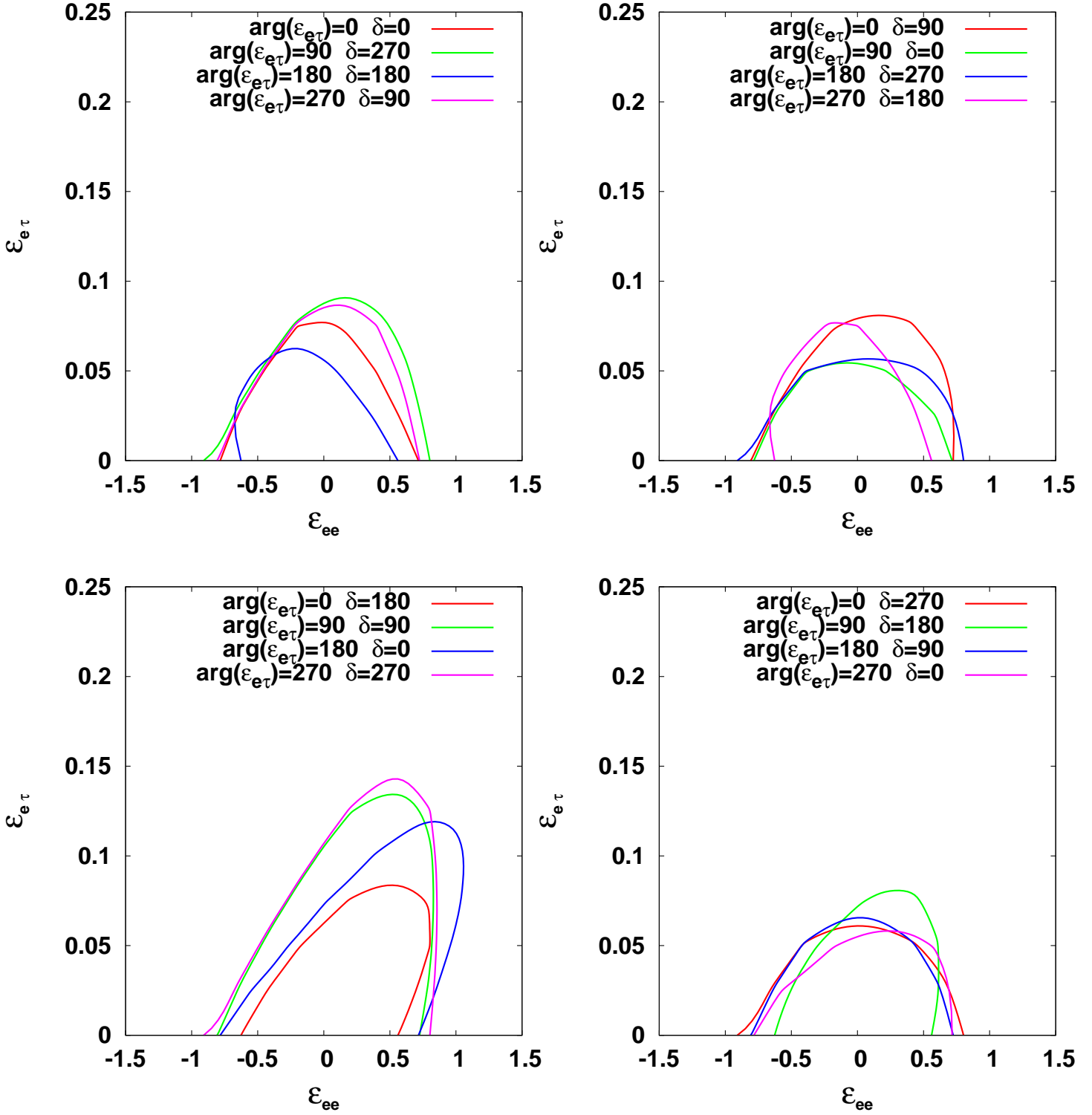


图 6.12: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.04$

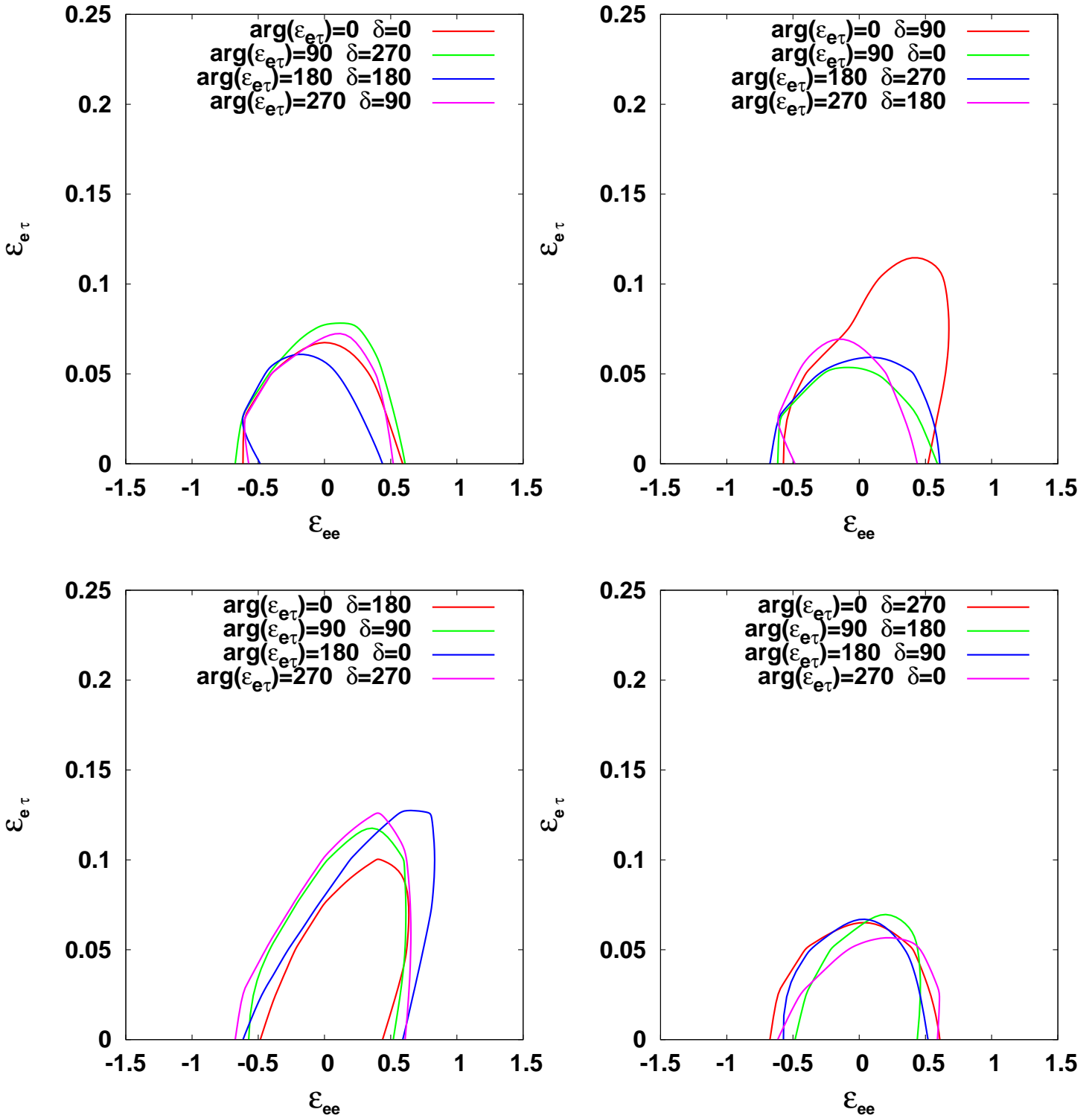


图 6.13: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.08$

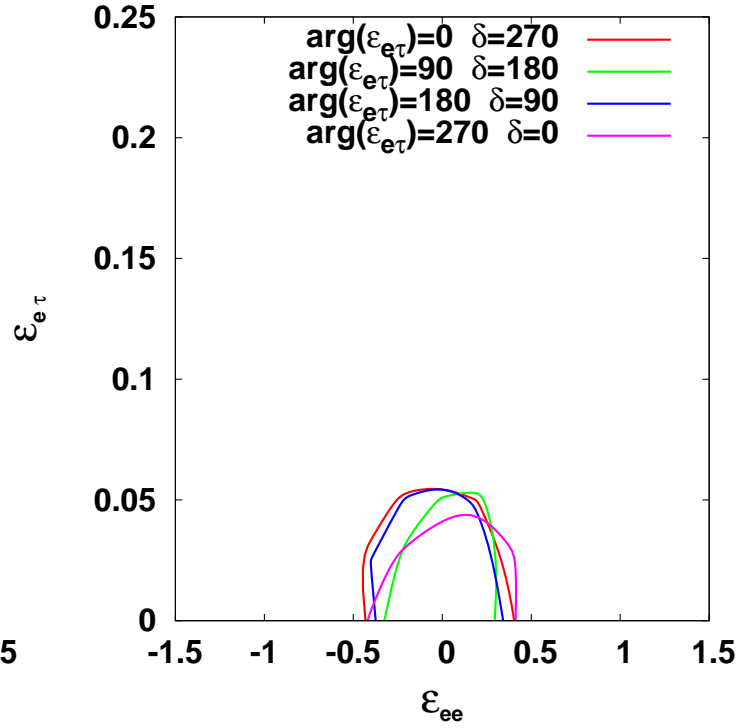
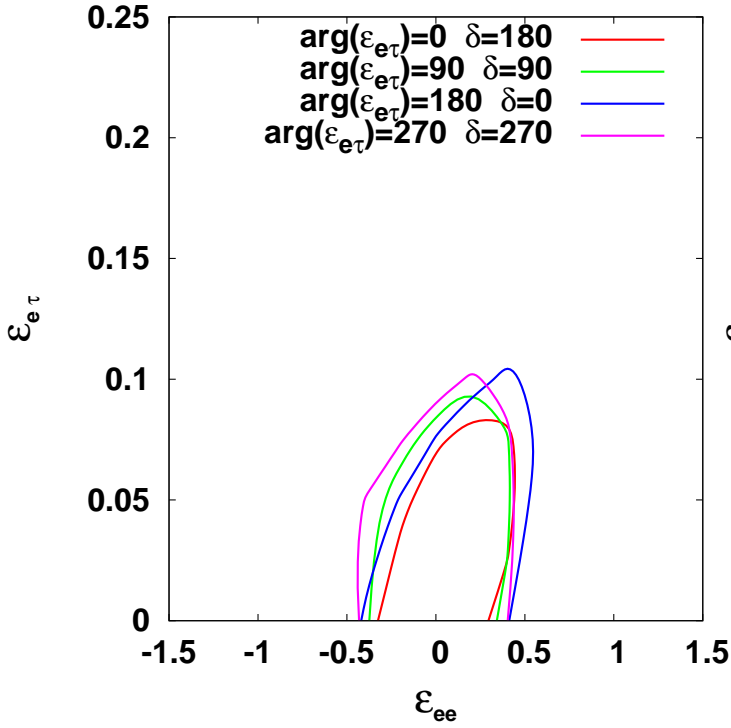
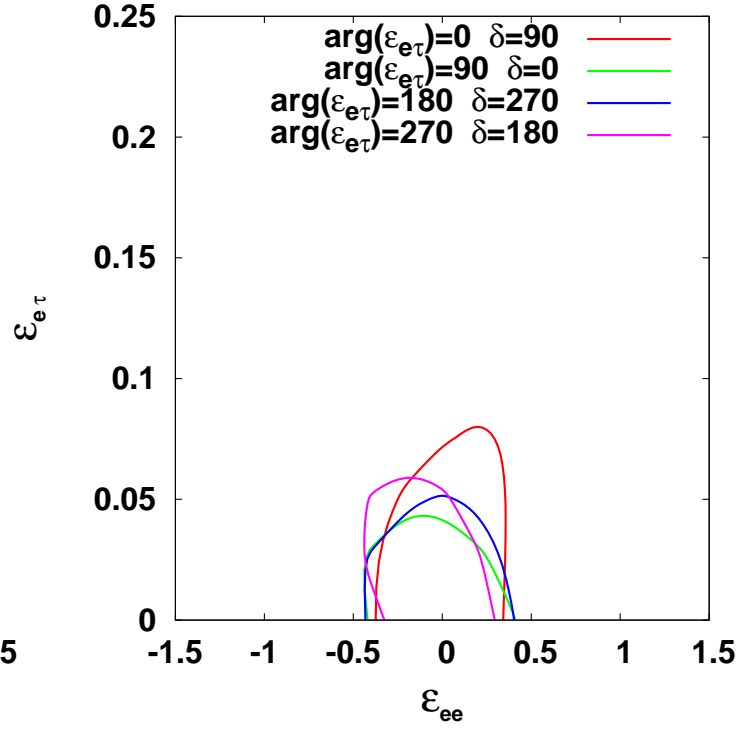
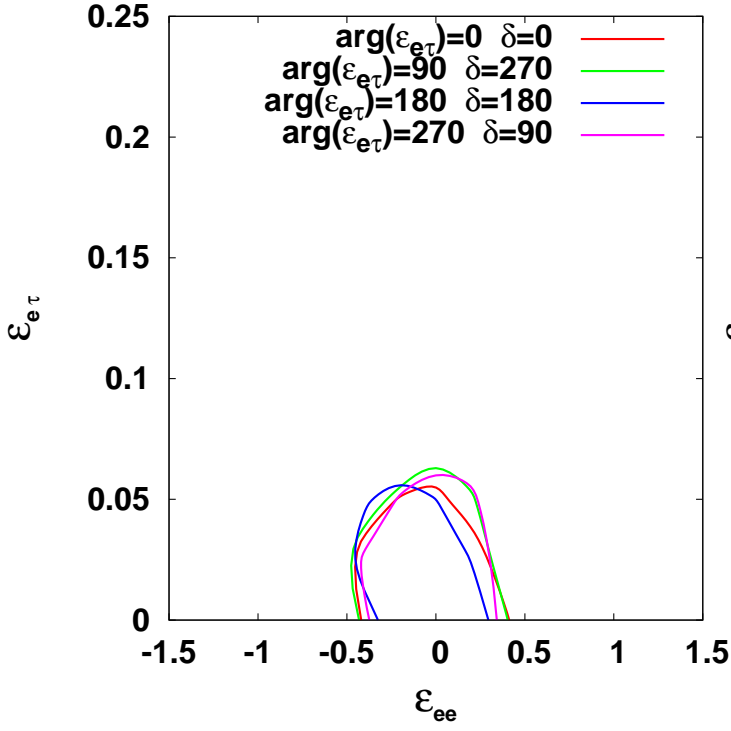


图 6.14: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.12$

まとめ

解析は T2KK 実験で観測される ν ビームの時の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ と $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、 $\bar{\nu}$ ビームの時の $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の 4 チャンネル用いた。また、神岡と韓国に新しく作られる検出器の体積は同じ 0.27M トンとし、 $\nu, \bar{\nu}$ ビームそれぞれ 4 年間測定するとした。

期待されるニュートリノのイベント数はビームフラックスと散乱断面積、検出器体積にニュートリノ振動確率をかけると得られる。非標準物質効果を考慮した場合のイベント数を N^0 、標準物質効果のみのイベント数を N とする。 $(N^0 - N)^2$ が (測定誤差)² に比べて大きければ実験で非標準物質効果があると結論できる。

統計誤差、系統誤差、バックグラウンドを考慮し、標準相互作用と区別がつく領域を 90%CL で求めた。この領域の形は $\delta, \arg(\epsilon_{e\tau})$ によって変化し、その大きさは θ_{13} にも若干よる。最終的に、非標準物質効果の大きさは $|\epsilon_{ee}| \lesssim 1$ 、 $|\epsilon_{e\tau}| \lesssim 0.15$ 程度まで制限出来る事が分かった。

謝辞

本研究を行うにあたり多大な時間を割き研究全般にわたって指導して下さいました安田先生に感謝致します。また貴重な意見を下さった研究室のメンバーの皆様にも感謝致します。最後に、修士課程への進学を認めてくれた両親、研究がうまくいかないときに黙って話を聞いてくれた妹へこの研究を捧げます。

関連図書

- [1] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **71**, 112005 (2005) [arXiv:hep-ex/0501064].
- [2] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [3] Y. Itow *et al.* [The T2K Collaboration], arXiv:hep-ex/0106019.
- [4] S. Davidson, C. Pena-Garay, N. Rius and A. Santamaria, JHEP **0303**, 011 (2003) [arXiv:hep-ph/0302093].
- [5] C. Biggio, M. Blennow and E. Fernandez-Martinez, JHEP **0908**, 090 (2009) [arXiv:0907.0097 [hep-ph]].
- [6] O. Yasuda, Acta Phys. Polon. B **38**, 3381 (2007) [arXiv:0710.2601 [hep-ph]].
- [7] A. Friedland and C. Lunardini, Phys. Rev. D **72**, 053009 (2005) [arXiv:hep-ph/0506143].
- [8] K. Kaneyuki, Talk at the 4th International Workshop on Nuclear and Particle Physics at J-PARK (NP08), http://www-rccn.icrr.u-tokyo.ac.jp/workshop/T2KK06/files/06_JPARC_beam_profile_T2KK.pdf.
- [9] M. Nakahata *et al.* [KAMIOKANDE Collaboration], J. Phys. Soc. Jap. **55**, 3786 (1986).
- [10] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling, B. Flannery, *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing, 2nd ed.* (Cambridge University Press, 1992).
- [11] M. Ishitsuka, T. Kajita, H. Minakata and H. Nunokawa, Phys. Rev. D **72**, 033003 (2005) [arXiv:hep-ph/0504026].
- [12] N. Cipriano Ribeiro, T. Kajita, P. Ko, H. Minakata, S. Nakayama and H. Nunokawa, arXiv:0801.4277 [hep-ph].
- [13] A. Rubbia and A. Mereaglia, Talk at the 2nd International Workshop on a Far Detector in Korea for the J-PARC Neutrino Beam, Seoul National University, Seoul, July 13-14, 2006, http://www-rccn.icrr.u-tokyo.ac.jp/workshop/T2KK06/files/06_JPARC_beam_profile_T2KK.pdf.
- [14] T. Ota, J. Sato and N. a. Yamashita, Phys. Rev. D **65**, 093015 (2002) [arXiv:hep-ph/0112329].