

長基線実験に関連したニュートリノ物理学

(研究課題番号 13640295)

平成13年度～平成15年度科学研究費補助金(基盤研究C(2))

研究成果報告書

平成16年3月

研究代表者 安田修
(東京都立大学理学研究科助手)

研究組織:

研究代表者	安田修	東京都立大学理学研究科助手
-------	-----	---------------

研究経費:

平成 13 年度	1,300 千円
平成 14 年度	1,100 千円
平成 15 年度	1,100 千円
合計	3,500 千円

1 ニュートリノ振動研究の現状¹

1. ニュートリノ振動の基礎

三種類の荷電レプトン e^- , μ^- , τ^- と対応してニュートリノには ν_e , ν_μ , ν_τ の三種類があることが知られており (それらの反粒子である e^+ , μ^+ , τ^+ には $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$ が対応している)、ニュートリノの質量は荷電レプトンに比べてはるかに小さいことが知られている。ここではまず簡単のため、まず二種類の間ニュートリノ振動を議論する (実は後述するように、三種類のニュートリノ振動の枠組みにおける θ_{13} という混合角が小さいため、各現象の解析には二種類の場合の議論で良い近似を与えることがわかる)。

真空中のスピン 1/2 (運動量 \vec{p} の固有状態) の粒子に対する相対論的な運動方程式 (ディラック方程式) のエネルギー固有値は $E, E, -E, -E$ ($E \equiv \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$) となるので、正エネルギーの一成分だけを取り出すと

$$i \frac{d}{dt} \psi(t) = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \psi(t) \quad (1)$$

となる。今ニュートリノに質量があり、質量固有状態 ν_1 (質量 m_1)、 ν_2 (質量 m_2) とフレーバー固有状態 ν_μ , ν_τ が直交行列で

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix}, \quad U \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

と関係付けられていると (クォークの混合行列が CKM 行列と呼ばれるのに対し、ニュートリノの混合行列は MNS 行列と呼ばれている)、(1) は

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = U \text{diag}(E_1, E_2) U^{-1} \begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \quad (2)$$

($E_j \equiv \sqrt{\vec{p}^2 + m_j^2}$ ($j = 1, 2$)) と書ける。(2) は簡単に解け、 $t = 0$ から $t = L$ まで経過する間に (超相対論的な場合には $t = L$ は距離 L だけ走ったことと同じとなる) ν_μ から ν_τ のフレーバーに変わる確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta \sin^2(\Delta EL/2)$$

で与えられる ($\Delta E \equiv E_2 - E_1$)。ニュートリノは相対論的と考えて良いので、最後の \sin の引数は $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ とおいて $\Delta EL/2 \simeq \Delta m^2 L/4|\vec{p}| \simeq \Delta m^2 L/4E$ と書ける。さて後述の太陽ニュートリノの議論においては、物質中でのディラック方程式を考える必要が出て来る。物質中では物質中の電子とニュートリノ ν_e , ν_μ , ν_τ の間の中性カレント相互作用 (Z ボゾンが媒介する) の他に、物質中の電子と ν_e の間の荷電カレント相互作用 (W^\pm ボゾンが媒介する) があり、その寄与を考慮すると (2) は

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \bar{\nu}_e(t) \\ \nu_\mu(t) \bar{\nu}_\mu(t) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \nu_e(t) \bar{\nu}_e(t) \\ \nu_\mu(t) \bar{\nu}_\mu(t) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$M = [U \text{diag}(E_1, E_2) U^{-1} \pm \text{diag}(A(t), 0)]$$

となる ($A(t) \equiv \sqrt{2} G_F N_e(t)$ は荷電カレント相互作用によるポテンシャルで、物質中の電子 $N_e(t)$ に比例する; $\bar{\nu}_e$ に対してはポテンシャルの符号が逆転する; (3) には中性子の密度 $N_n(t)$ に比例する中性カレント相互作用の寄与 $-\sqrt{1/2} G_F N_n(t)$ もあり、本来入れるべきであるが、単位行列に比例しているために振幅の全体的な位相にしか寄与せず、振動確率には現われないのでここでは無視する)。(3) の右辺は直交行列 $e^{i\theta\sigma_2}$ で対角化でき、振動確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\tilde{\theta} \sin^2(\Delta \tilde{E} L/2) \quad (4)$$

と求まる。但し

$$\tan 2\tilde{\theta} \equiv \Delta E \sin 2\theta / (\Delta E \cos 2\theta - A) \quad (5)$$

$$\Delta \tilde{E} \equiv [(\Delta E \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta E \sin 2\theta)^2]^{1/2}.$$

¹本章は、[1] に、その後の発展とその他の若干の話題の追加、さらに若干の訂正を施したものである。尚、この方面の日本語の解説としては、本文中に参考文献として現れるものの他に、[2, 3] 等がある。

2. ニュートリノ振動を示唆する実験事実

(a) 大気ニュートリノ問題

一次宇宙線が大気中の核子と衝突して出来る π 中間子や K 中間子の崩壊からは、最終的に $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ が作られるが、これらニュートリノの親の μ^\pm 粒子が地上に達するまでにすべて崩壊すると仮定すると、 $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ の数と $\nu_e + \bar{\nu}_e$ の数の比は理論的には 2:1 となるはずである。ところが地上でこれらの大気ニュートリノを観測すると、その比は約 1.3:1 となっており、さらにその比がニュートリノの飛んでくる距離 (生成される地点と観測される地点の間の距離) に依存することが知られている。これが大気ニュートリノ問題と呼ばれているものである [4, 5]。この大気ニュートリノ現象ではニュートリノのエネルギーが $E \sim 1$ GeV、ニュートリノの飛ぶ距離が $L \sim 1000$ km のあたりでその天頂角分布が顕著になることから、 $\Delta m^2 L/4 = 1.27 (\Delta m^2/\text{eV}^2) (L/\text{km}) / (E/\text{GeV}) \sim \mathcal{O}(1)$ により $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$ となることが理解できる (図 1 には Super-Kamiokande の大気ニュートリノの各データの統合した解析による許容領域が黒色で示されている)。大気ニュートリノ振動は、つくばの高エネルギー加速器研究機構で人工的に作られた ν_μ ビーム (エネルギー約 1 GeV) を、距離 250 km 先のスーパーカミオカンデに打ち当てる K2K 実験 [6, 7] でも検証されている。

(b) 太陽ニュートリノ問題と KamLAND 実験

太陽では核融合反応が起きていて、その過程で ν_e が作られる。ところが太陽からのこの ν_e を地上で観測すると、観測値は理論値に比べて小さく、しかもその比はニュートリノのエネルギーに依存することが知られている [8, 9]。これが太陽ニュートリノ問題と言われるものである。特に ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ の反応から出る太陽ニュートリノは欠損が顕著であり、そのエネルギー領域 $E \sim 1$ MeV で太陽中心付近 ($\rho \sim 100 \text{g/cm}^3$) における (5) の混合角が真空中のそれとずれることから Δm^2 を見積もると、 $\Delta E \equiv \Delta m^2/2E \sim A = \sqrt{2}G_F N_e$ ((5) 参照) により、 $\Delta m^2 \sim 10^{-5} \text{eV}^2$ となることがわかる。一方 KamLAND 実験 [10, 11] は、距離約 200 km の所に点在する原子力発電所内の核分裂で作られる $\bar{\nu}_e$ を観測する実験で (そのニュートリノのエネルギーは $E \sim 4$ MeV)、観測値は理論値の約 6 割であった。このことから $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-5} \text{eV}^2$ でなければならないことがわかる (図 1 には太陽ニュートリノの各データと KamLAND の結果の統合した解析による許容領域 [12] がやはり黒色で示されている)。

(c) LSND 実験

ロスアラモスの LSND 実験は、 π 中間子の崩壊からの $\bar{\nu}_\mu$ (ニュートリノのエネルギー領域は 20 MeV から 52.8 MeV) を用い、距離 30 m の所で液体シンチレーター検出器により $\bar{\nu}_e$ を観測するというもので、バックグラウンドを除いた後で $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ 個のイベントが観測された [13]。この結果が $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ のニュートリノ振動によるものだとすると、 $E \sim 50$ MeV、 $L \sim 30$ m であることから $\Delta m^2 \sim \mathcal{O}(1) \text{eV}^2$ でなければならない。LSND と同じチャンネルで実験をした KARMEN2 [14] では否定的な結果が出ており、それらを合わせた解析による許容領域が図 1 に灰色で与えられている (BNL の E776 実験 [15] でも同じチャンネルで否定的な結果が出ており、少なくとも LSND+KARMEN2 による 6eV^2 付近の離れ小島の領域は排除されている)。

図 1 には、上記の他に、後述 3 フレーバーの解析に重要な役割を果たす CHOOZ の原子炉実験 [19] の否定的な結果、やはり後述 4 フレーバーの議論に出てくる Bugey の原子炉実験 [17] ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$) と CDSHW の加速器実験 [18] ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$) のそれぞれ否定的な結果による排除領域、KamLAND の結果 (全イベント数の欠損) による排除領域がそれぞれ描かれている。

3. 3 フレーバー間のニュートリノ振動

軽いニュートリノは三種類あることが知られているので、本来三種類のフレーバー間の振動を議論する必要がある。(3) を 3 フレーバーの場合に拡張すると、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix}$$

$$M \equiv [U \text{diag}(E_1, E_2, E_3) U^{-1} + \text{diag}(A(t), 0, 0)]$$

$$U \equiv \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (6)$$

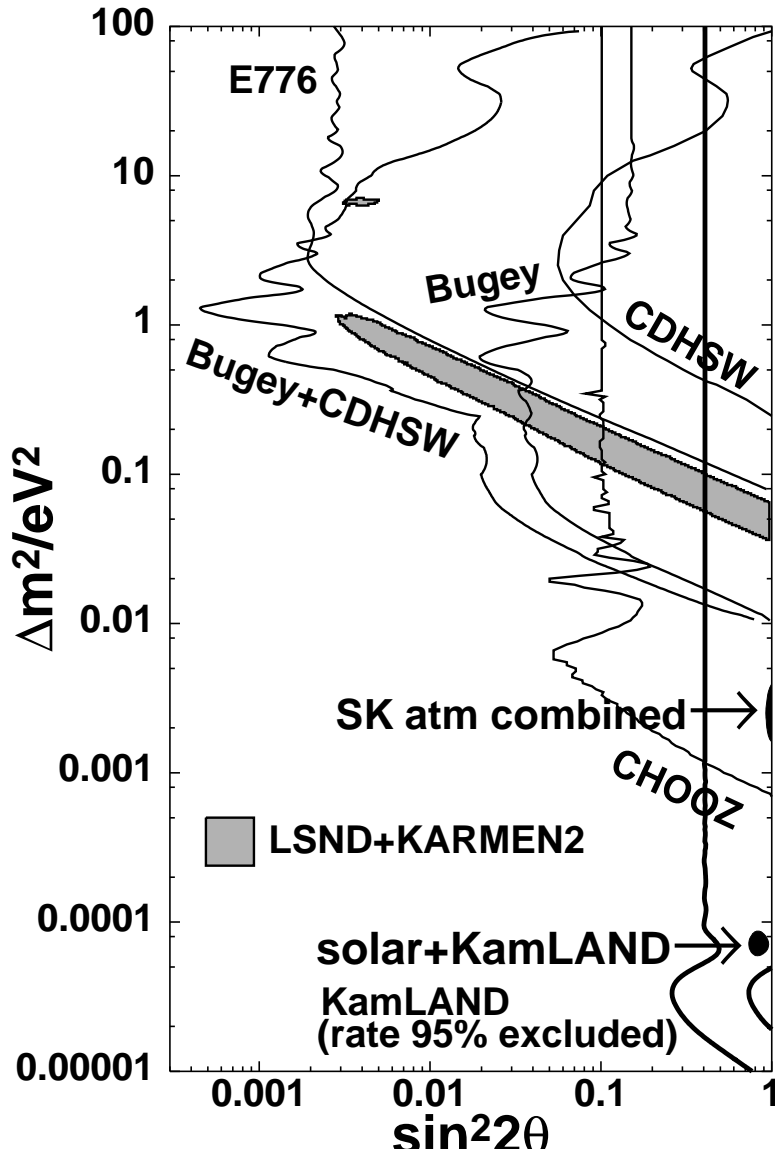


図 1: ここでの説明に出て来る振動実験の結果 (断りがない限り 90%CL): 黒色は太陽 ν +KamLAND([11]) の結果を合わせて得られるもの ([12] による) と大気 ν の許容領域、灰色は LSND([13])+KARMEN2([14]) の結果を合わせて得られる許容領域 [16]、それ以外は線の右側が排除領域 (KamLAND の rate の場合のみは二本の太線の外側が排除領域)。Bugey([17]) +CDHSW([18]) の左側は 4 フレーバーの (3+1) スキームで $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ が可能な領域を示し、LSND+KARMEN2 の灰色領域と重複がない。

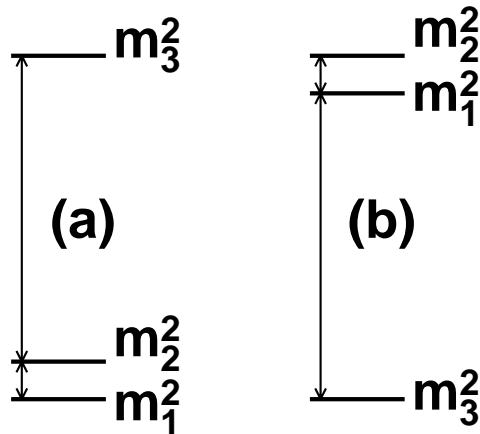


図 2: 2 つの質量パターン: 順ヒエラルキー (a), 逆ヒエラルキー (b) はそれぞれ $\Delta m_{32}^2 > 0$, $\Delta m_{32}^2 < 0$ に対応する。

となる ($s_{jk} \equiv \sin \theta_{jk}$, $c_{jk} \equiv \cos \theta_{jk}$, $\bar{\nu}$ に対しては U を U^* に、 A を $-A$ にそれぞれ置き換える)。実は一般の n フレーバー混合に対して、真空中のニュートリノ振動の確率を解析的に表すことが出来て、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j<k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2(\Delta E_{jk} L/2) + 2 \sum_{j<k} \text{Im} \left(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \right) \sin(\Delta E_{jk} L), \quad (7)$$

となる ($\Delta E_{jk} \equiv E_j - E_k$)。一方、物質中でも密度が一定であると仮定すると (フレーバー固有状態に定数ポテンシャル $A_j (j = 1, \dots, n)$ が加わるような状況を想定する)、形式的に ν に対する $[U \text{diag}(E_1, \dots, E_n) U^{-1} + \text{diag}(A_1, \dots, A_n)]$ と $\bar{\nu}$ に対する $[U^* \text{diag}(E_1, \dots, E_n) U^T - \text{diag}(A_1, \dots, A_n)]$ はユニタリー行列 $\tilde{U}^{(\mp)}$ により $\tilde{U}^{(\mp)} \text{diag}(\tilde{E}_1^{(\mp)}, \dots, \tilde{E}_n^{(\mp)}) (\tilde{U}^{(\mp)})^{-1}$ と対角化出来、(7) と全く同様にし、形式的に

$$\left\{ \begin{array}{l} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \\ P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \end{array} \right\} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j<k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha j}^{(\mp)} \tilde{U}_{\beta j}^{(\mp)*} \tilde{U}_{\alpha k}^{(\mp)*} \tilde{U}_{\beta k}^{(\mp)}) \sin^2(\Delta \tilde{E}_{jk}^{(\mp)} L/2) + 2 \sum_{j<k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha j}^{(\mp)} \tilde{U}_{\beta j}^{(\mp)*} \tilde{U}_{\alpha k}^{(\mp)*} \tilde{U}_{\beta k}^{(\mp)}) \sin(\Delta \tilde{E}_{jk}^{(\mp)} L), \quad (8)$$

と表せる ($\Delta \tilde{E}_{jk}^{(\mp)} \equiv \tilde{E}_j^{(\mp)} - \tilde{E}_k^{(\mp)}$)。

3 フレーバーの場合、 $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$ であるため、独立な Δm_{ij}^2 は 2 個しかない。LSND の質量自乗差は $\Delta m_{\text{LSND}}^2 \sim \mathcal{O}(1) \text{eV}^2$ なので、太陽・大気・LSND 全部を 3 フレーバーのニュートリノ振動で説明することは無理であることがわかる。そこで、LSND を説明することはあきらめて、小さな方の Δm_{ij}^2 を太陽ニュートリノの質量自乗差 $\Delta m_\odot^2 \simeq 7 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ に、大きな方の Δm_{ij}^2 を大気ニュートリノの質量自乗差 $\Delta m_{\text{atm}}^2 \simeq 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ に取ることにする。太陽ニュートリノでは、つねに $\Delta m_\odot^2 > 0$ を仮定して太陽ニュートリノの混合角が $\theta_\odot > \pi/4$ か $\theta_\odot < \pi/4$ かを問題にするのに対し (実は太陽ニュートリノでは $\bar{\nu}_e$ はなく ν_e のみでかつ物質効果が重要であるため $\theta_\odot < \pi/4$ が選ばれることが言える)、大気ニュートリノでは主なチャンネルが $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ で、物質効果の寄与が小さいため $\Delta m_{\text{atm}}^2 > 0$ と $\Delta m_{\text{atm}}^2 < 0$ のどちらが良いかを知ることは難しい。したがって、3 フレーバーの枠組みでは、現在の所図 2 の (a) と (b) のどちらもパターンも許されている。いずれの場合にも $\Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{32}^2| \simeq |\Delta m_{31}^2|$ が成り立っている。

(7) は一般には複雑であるが、実際には太陽と大気の質量自乗差に大きなヒエラルキーがあることから簡単になる。CHOOZ の原子炉の実験 ($E \sim 4 \text{MeV}$, $L \sim 1 \text{km}$) における振動確率は、 $|\Delta m_{21}^2 L/4E| \ll 1$ であることと $U_{\alpha j}$ のユニタリー性を使って

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) \sin^2(\Delta m_{32}^2 L/4E) \quad (9)$$

となる。(6) の表式から $4|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) = \sin^2 2\theta_{13}$ なので、2 フレーバーの解析結果 (図 1) で $\theta \rightarrow \theta_{13}$ 、 $\Delta m^2 \rightarrow \Delta m_{32}^2$ と読み替えることにより、 θ_{13} に対する制限を得ることが出来る。図 1 の CHOOZ の排除領域から、 $|\Delta m_{32}^2| \simeq 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ に対して $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0.1$ であることがわかる。 $\theta_{13} \simeq \pi/2$ の解は太陽ニュートリノの欠損を説明することが出来なくなることがわかるので、 $|2\theta_{13}| \lesssim \sqrt{0.1}$ である。一方、大気ニュートリノ (典型的には $E \sim 1 \text{GeV}$, $L \sim 500 \text{km}$) に対しては、主なチャンネルが $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ であるため、物質効果を見捨てると、同様にして

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4|U_{\mu 3}|^2(1 - |U_{\mu 3}|^2) \sin^2(\Delta m_{32}^2 L/4E)$$

となり、この場合にも $4|U_{\mu 3}|^2(1 - |U_{\mu 3}|^2)$ を $\sin^2 2\theta$ と読み替えることにより、 $U_{\mu 3} = c_{13}s_{23} \simeq s_{23} \simeq 1/\sqrt{2}$ から $\theta_{23} \simeq \pi/4$ が言える。太陽ニュートリノに関しては、物質効果を取り入れて、3 フレーバーで議論する必要がある²。一般にニュートリノが、密度が一定ではない物質を通過して $\nu_\alpha (t = t_1)$ が

²[1] 中の 3 フレーバー太陽ニュートリノ振動の議論は厳密に言うと正しくない。ここでは [1] での論法を訂正し、正しい議論を与える。

ら $\nu_\beta(t=t_2)$ のフレーバに変化するとき、その確率は、密度の変化がゆっくりであると仮定すると、(8)ではなく、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{j,k} \tilde{U}_{\beta j}(t_2) \tilde{U}_{\beta k}^*(t_2) \tilde{U}_{\alpha j}^*(t_1) \tilde{U}_{\alpha k}(t_1) \exp\left(-i \int_{t_1}^{t_2} dt \Delta \tilde{E}_{jk}\right) \quad (10)$$

となる。太陽ニュートリノの大混合角解の場合、太陽中の密度の変化がゆるやかであるという断熱近似が良いため、(10)を使うことで出来る。その際、 $t=t_1=0$ は太陽中心 (密度 $\rho \sim \mathcal{O}(100)g/cm^3$)、 $t=t_2 \rightarrow +\infty$ は太陽の外 (密度 $\rho \simeq 0$) と考えることが出来る。そのような状況下では $|\int_{t_1}^{t_2} dt \Delta \tilde{E}_{jk}| \gg 1$ ($j \neq k$) となるので、激しい振動を平均化して $\exp(-i \int_{t_1}^{t_2} dt \Delta \tilde{E}_{jk}) \rightarrow \delta_{jk}$ とする。すると、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_j \tilde{U}_{\beta j}(t_2) \tilde{U}_{\beta j}^*(t_2) \tilde{U}_{\alpha j}^*(t_1) \tilde{U}_{\alpha j}(t_1) \quad (11)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} X_j^{\alpha\beta} &\equiv U_{\alpha j} U_{\beta j}^* && (\text{真空中の混合行列}) \\ \tilde{X}_j^{\alpha\beta}(t) &\equiv \tilde{U}_{\alpha j}(t) \tilde{U}_{\beta j}^*(t) && (\text{物質中の混合行列}) \end{aligned}$$

という記号を導入すると、 $t=t_2 \rightarrow +\infty$ は真空中での値となり、 $\tilde{U}_{\alpha j}(t_2) = U_{\alpha j}$ 、 $\tilde{X}_j^{\alpha\beta}(t_2) = X_j^{\alpha\beta}$ なので、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e)_{N_\nu=3} = X_1^{ee} \tilde{X}_1^{ee}(t_1) + X_2^{ee} \tilde{X}_2^{ee}(t_1) + X_3^{ee} \tilde{X}_3^{ee}(t_1) \quad (12)$$

となる。ここで $t=t_1=0$ での値は太陽中心における物質密度の値での混合行列・質量自乗差による量を表す。[20] の定式化を用いると、

$$\begin{aligned} \tilde{X}_1^{ee}(t_1) &\simeq \frac{1 - X_3^{ee}}{2\Delta \tilde{E}_{21}(t_1)} \left[\Delta \tilde{E}_{21}(t_1) + \Delta E_{21} \cos 2\theta_{12} - A(1 - X_3^{ee}) \right] \\ \tilde{X}_2^{ee}(t_1) &\simeq \frac{1 - X_3^{ee}}{2\Delta \tilde{E}_{21}(t_1)} \left[\Delta \tilde{E}_{21}(t_1) - \Delta E_{21} \cos 2\theta_{12} + A(1 - X_3^{ee}) \right] \\ \tilde{X}_3^{ee}(t_1) &\simeq X_3^{ee} \end{aligned}$$

となることがわかる。但し、

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{E}_{21}(t_1) &\equiv \left\{ [\Delta E_{21} \cos 2\theta_{12} - A(1 - X_3^{ee})]^2 + (\Delta E_{21} \sin 2\theta_{12})^2 \right\}^{1/2}, \\ X_1^{ee} &= c_{13}^2 c_{12}^2 \\ X_2^{ee} &= c_{13}^2 s_{12}^2 \\ X_3^{ee} &= s_{13}^2. \end{aligned}$$

これらから (12) は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e)_{N_\nu=3} \simeq s_{13}^4 + \frac{c_{13}^4}{2} \left(1 + \frac{\Delta E_{21} \cos 2\theta_{12} - c_{13}^2 A}{\Delta \tilde{E}_{21}(t_1)} \right)$$

となる。一方、2フレーバー混合の場合には (11) は

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e; \theta_\odot; A)_{N_\nu=2} &\simeq X_1^{ee} \tilde{X}_1^{ee}(t_1) + X_2^{ee} \tilde{X}_2^{ee}(t_1) \\ &= c_\odot^2 \tilde{c}^2(t_1) + s_\odot^2 \tilde{s}^2(t_1) \\ &= \frac{1}{2} \left[1 + \cos 2\theta_\odot \cos 2\tilde{\theta}(t_1) \right] \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \cos 2\theta_\odot \frac{\Delta E \cos 2\theta_\odot - A}{\Delta \tilde{E}(t_1)} \right) \end{aligned}$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned}\Delta E &\equiv E_2 - E_1 \simeq \Delta m^2/2E \\ \tan 2\tilde{\theta}(t_1) &\equiv \frac{\Delta E \sin 2\theta_\odot}{\Delta E \cos 2\theta_\odot - A(t_1)} \\ \Delta\tilde{E}(t_1) &\equiv \left\{ [\Delta E \cos 2\theta_\odot - A(t_1)]^2 + (\Delta E \sin 2\theta_\odot)^2 \right\}^{1/2}\end{aligned}$$

とした。以上から

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e)_{N_\nu=3} \simeq s_{13}^4 + c_{13}^4 P(\nu_e \rightarrow \nu_e; \theta_{12}; c_{13}^2 A)_{N_\nu=2} \quad (13)$$

を得る [21]。そこで CHOOZ の結果 $\theta_{13} \simeq 0$ を使うと (13) は Δm_{21}^2 を Δm^2 と、 θ_{12} を θ と読み替えることにより、2 フレーバーの結果と一致することがわかり、 $\sin^2 2\theta_{12} \simeq 0.8$ が言える。

以上の結果をまとめると、大気ニュートリノから ($|\Delta m_{32}^2|, \sin^2 2\theta_{23}$) $\simeq (3 \times 10^{-3} \text{eV}^2, 1.0)$ 、太陽ニュートリノ+KamLAND から ($\Delta m_{21}^2, \sin^2 2\theta_{12}$) $\simeq (7 \times 10^{-5} \text{eV}^2, 0.8)$ 、CHOOZ から $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0.1$ が言え、MNS 行列 U は

$$U \simeq \begin{pmatrix} c_\odot & s_\odot & 0 \\ -s_\odot/\sqrt{2} & c_\odot/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ s_\odot/\sqrt{2} & -c_\odot/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (14)$$

となる ($\sin^2 2\theta_\odot \simeq 0.8$)。 (14) は太陽ニュートリノが 50%の $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ と 50%の $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ で、又大気ニュートリノが 100%の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ で、それぞれ説明されることを意味している。

4. 4 フレーバー間のニュートリノ振動

太陽ニュートリノ・大気ニュートリノ・LSND の結果をすべてニュートリノ振動によるものとする、3 つの異なる質量スケールが必要となることから、三種類のニュートリノでこれら全部を説明するのは無理である。これまでの議論ではニュートリノの種類は三種類と仮定してきたが、その根拠は、LEP の加速器実験から、弱い相互作用をする軽いニュートリノの数が 3 であることが知られているためである [22]。そこで、この LEP の実験結果と矛盾せずに 4 種類目のニュートリノのフレーバー固有状態を導入するには、そのニュートリノが標準理論のゲージ群について量子数のない不活性ニュートリノ ν_s である必要がある。実は LSND 以前にも、混合ダークマターシナリオ (数 eV の質量を持つニュートリノがホットダークマター成分を持つというもの) や、無ニュートリノ二重 β 崩壊の肯定的結果が出たという噂等により、三つ以上の質量スケール (大気ニュートリノ振動、太陽のニュートリノ振動の質量自乗差とそれ以外) を考える動機はあり、軽い不活性ニュートリノが考えられてきている³。現在に至るまで、軽い不活性ニュートリノは主に現象論的に導入されてきており、その存在が特に模型から必然的に予言されているということはない。4 フレーバーのシナリオには、 Δm_{LSND}^2 によって隔てられる質量固有状態が 3 つと 1 つのもの ((3+1)-スキーム) と 2 つずつのもの ((2+2)-スキーム) がある (図 3 参照)。

(3+1)-スキームの場合には、 $|\Delta m_{4j}^2| \gg |\Delta m_{jk}^2|$ ($j, k = 1, 2, 3$) から短基線実験の振動確率が次のように書ける:

$$\begin{aligned}P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2(\Delta m_{41}^2 L/4E) \\ P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - 4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2) \sin^2(\Delta m_{41}^2 L/4E) \\ P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 \sin^2(\Delta m_{41}^2 L/4E)\end{aligned} \quad (15)$$

これらの表式は 2 フレーバー混合と同じ形をしているので、図 1 の Bugey と CDHSW の排除領域の境界を $\sin^2 2\theta_{\text{Bugey}} = \sin^2 2\theta_{\text{Bugey}}(\Delta m^2)$ 、 $\sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}} = \sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}}(\Delta m^2)$ とそれぞれ表すと、 $4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) < \sin^2 2\theta_{\text{Bugey}}$ 、 $4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2) < \sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}}$ が成立ち、太陽と大気でそれぞれ欠損が起こるために、 $|U_{e4}|^2 \simeq 1, |U_{\mu 4}|^2 \simeq 1$ の解は許されないので、 $4|U_{e4}|^2 < \sin^2 2\theta_{\text{Bugey}}$ 、 $4|U_{\mu 4}|^2 <$

³ステライルニュートリノに関する包括的な文献に関しては [23] 中の “Four-Neutrino Mixing” の項と “Sterile Neutrinos” の項を、それぞれ参照されたい。

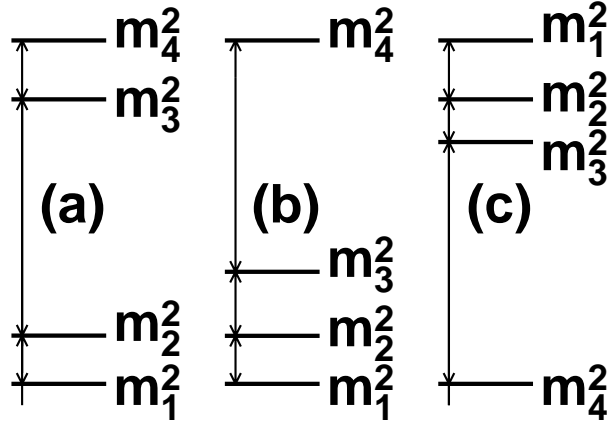


図 3: 4 フレーバー混合の場合の質量パターン: (a) は (2+2)-スキームに, (b) と (c) は (3+1)-スキームに, それぞれ対応する。

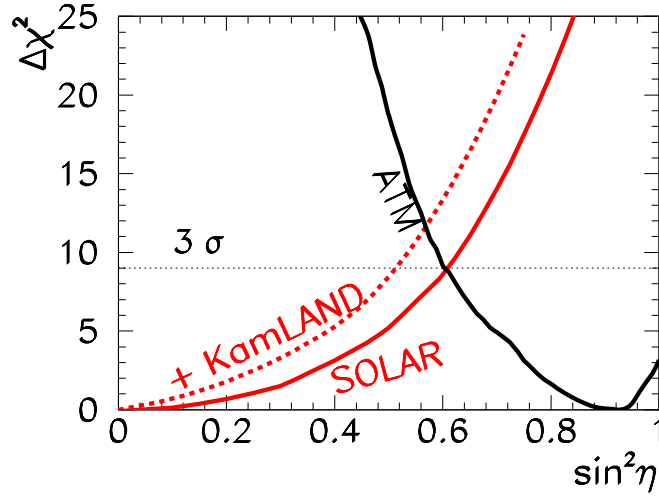


図 4: (2+2)-スキームの太陽と大気データへのフィット [12]: 立て軸 $\Delta\chi^2$ は値が大きいくほどデータへのフィットが悪いことを示す量 (1 自由度の時 $\Delta\chi^2 \geq 9$ が 3σ で排除されることを意味する)。横軸 $\sin^2 \eta \equiv |U_{s1}|^2 + |U_{s2}|^2$ は活性ニュートリノ振動と不活性ニュートリノ振動の割合を表すパラメーターで、 $\sin^2 \eta$ のどの値に対しても太陽 (灰色実線が KamLAND 以前、灰色破線が KamLAND 以降) か大気 (黒色実線) かどちらかのフィットが悪くなっている。

$\sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}}$ が必要となる。一方、図 1 で LSND+KARMEN2 の許容領域内の点を $\sin^2 2\theta_{\text{LSND}} = \sin^2 2\theta_{\text{LSND}}(\Delta m^2)$ とすると、(15) から $4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 = \sin^2 2\theta_{\text{LSND}}$ となり、与えられた $\Delta m^2 = \Delta m_{41}^2$ に対して

$$\sin^2 2\theta_{\text{LSND}}(\Delta m^2) < \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{\text{Bugey}}(\Delta m^2) \sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}}(\Delta m^2)$$

が成り立たなければならない [24, 25]。右辺は図 1 に Bugey+CDHSW として書かれている線であり、いかなる Δm^2 の値に対しても左辺の LSND+KARMEN2 の許容領域 (90%CL) の右側に存在することはない。実際、これらが重複するのは 99%CL であることが知られている [26]。

一方、(2+2)-スキームでは、 $|U_{s1}|^2 + |U_{s2}|^2$ のパラメーターの値により、大気ニュートリノと太陽ニュートリノにおける活性ニュートリノ振動と不活性ニュートリノ振動の割合が決まり、 $|U_{s1}|^2 + |U_{s2}|^2 = 1$ の場合には大気が $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ で太陽が $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$ 、 $|U_{s1}|^2 + |U_{s2}|^2 = 0$ の場合には大気が $\nu_e \leftrightarrow \nu_s$ で太陽が $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\text{active}}$ となる。図 4 からわかるように、パラメーターのどんな値に対してもフィットが悪く (KamLAND 以降さらに状況は悪化していて最善でも 3.4σ)、完全に排除されたとは言えないにしても、(3+1)-スキームよりも形勢が不利となっている。

5. 5 フレーバー間以上のニュートリノ振動

上述の議論は、一種類の不活性ニュートリノを加えて大気 ν ・太陽 ν ・LSND すべてをニュートリノ振

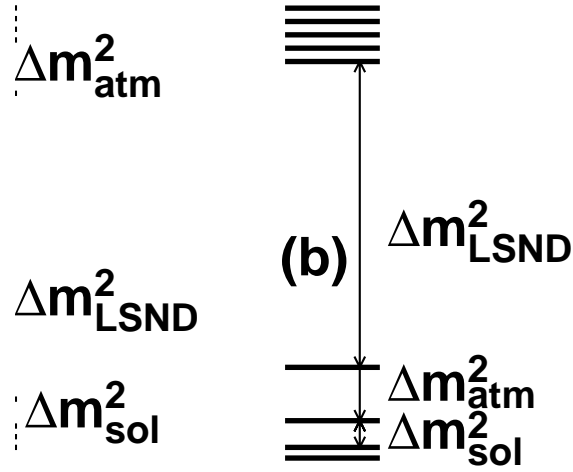


図 5: 不活性ニュートリノが n 種類あり、一つの質量自乗差が支配的になる場合の 2 つの質量パターン: (a)(2+2)-タイプ, (b)(3+1)-タイプ

動により説明しようとする試みであったが、二種類以上の不活性ニュートリノを加えた場合にもある程度の議論が行われている。

(1) 一つの質量自乗差が支配的になる場合 [27]

一般に活性ニュートリノが 3 種類、不活性ニュートリノが n 種類あり、一つの質量自乗差 ($\equiv \Delta m_{\text{LSND}}^2$) が支配的になる場合、 Δm_{LSND}^2 だけ離れた、縮退した質量レベルが二つ存在することになる。そのうち Δm_{\odot}^2 と Δm_{atm}^2 がどちらの質量レベルに属するかで、4 フレーバーの時と同様、(2+2)-タイプのもの (図 5(a)) と、(3+1)-タイプのもの (図 5(b)) に区別される。

(2+2)-タイプのもは、大気ニュートリノ振動が $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ 100% で $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\text{sterile}}$ 0% の極限を考えると、その $N \times N$ の混合行列は $N \equiv 3 + n$ として、

$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & \cdots & U_{eN} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & \cdots & U_{\mu N} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & \cdots & U_{\tau N} \\ \vdots & & & \vdots \\ U_{s_{n1}} & U_{s_{n2}} & \cdots & U_{s_{nN}} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

というような形になり、太陽ニュートリノ振動の内訳は $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\text{active}}$ が 0% で $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\text{sterile}}$ が 100% となり、太陽ニュートリノのデータと矛盾する。一方、太陽ニュートリノ振動の内訳が $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\text{active}}$ が 100% で $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\text{sterile}}$ が 0% の極限を考えると、大気ニュートリノ振動の成分がなるべく ν_{μ} と ν_{τ} のみになるようにしてその混合行列を決めようとする、

$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & \cdots & U_{eN} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & \cdots & U_{\mu N} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & \cdots & U_{\tau N} \\ \vdots & & & \vdots \\ U_{s_{n1}} & U_{s_{n2}} & \cdots & U_{s_{nN}} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} c_{\odot} & s_{\odot} & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ -c_{23}s_{\odot} & c_{23}c_{\odot} & 0 & \cdots & 0 & s_{23}c_{34} & s_{23}s_{34} & 0 & \cdots & 0 \\ s_{23}s_{\odot} & -s_{23}c_{\odot} & 0 & \cdots & 0 & c_{23}c_{34} & c_{23}s_{34} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & & & & 0 & 0 & & & \\ \vdots & \vdots & & & & \vdots & \vdots & & & \\ 0 & 0 & & & & 0 & 0 & & & \end{pmatrix}.$$

というような形になり、大気ニュートリノ振動の振動確率の中の $\sin^2(\Delta m_{\text{atm}}^2 L/4E)$ に比例する寄与の係数が $-(1/4) \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{34}$ となり、大気ニュートリノの天頂角分布のデータと矛盾する。すなわち、(2+2)-タイプのパターンは太陽・大気のデータを両方満たすことが出来ないことを示しており、4 フレーバーの場合の (2+2)-スキームと全く同じ状況となっている。

(3+1)-タイプの場合には混合行列は

$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & \cdots & U_{eN} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & \cdots & U_{\mu N} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & \cdots & U_{\tau N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & \cdots & U_{sN} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} c_{\odot} & s_{\odot} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ -s_{\odot}/\sqrt{2} & c_{\odot}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 & \cdots & 0 \\ s_{\odot}/\sqrt{2} & -c_{\odot}/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & U_{s_{14}} & \cdots & U_{s_{1N}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & U_{s_{n4}} & \cdots & U_{s_{nN}} \end{pmatrix}.$$

のような形になり、太陽・大気データの両方満たすことが可能である。しかしこの場合には、(3+1)-スキームの場合と同様にして、Bugey, CDHSW, LSND のそれぞれから

$$\begin{aligned} 4 \sum_{j=k+1}^N |U_{ej}|^2 &< \sin^2 2\theta_{\text{Bugey}}(\Delta m_{\text{LSND}}^2) \\ 4 \sum_{j=k+1}^N |U_{\mu j}|^2 &< \sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}}(\Delta m_{\text{LSND}}^2) \\ 4 \left| \sum_{j=k+1}^N U_{ej} U_{\mu j}^* \right|^2 &= \sin^2 2\theta_{\text{LSND}}(\Delta m_{\text{LSND}}^2) \end{aligned}$$

が満たされることが必要となるが (k は Δm_{\odot}^2 と Δm_{atm}^2 が含まれる方の質量レベルの個数で図 5(b) の場合には $k=4, N=9$ である)、Schwarz の不等式から

$$\left| \sum_{j=k+1}^N U_{ej} U_{\mu j}^* \right|^2 \leq \left(\sum_{j=k+1}^N |U_{ej}|^2 \right) \left(\sum_{j=k+1}^N |U_{\mu j}|^2 \right)$$

であるので

$$\sin^2 2\theta_{\text{LSND}}(\Delta m^2) < \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{\text{Bugey}}(\Delta m^2) \sin^2 2\theta_{\text{CDHSW}}(\Delta m^2)$$

が成立し、(3+1)-スキームと全く同じ状況となることがわかる。以上から一つの質量自乗差が支配的になる場合には不活性ニュートリノが何種類であろうとも一種類の場合と同様、フィットの良い解は得られないことがわかる。

(2) (3+2)-スキーム [28]

前節の議論は一つの質量自乗差が支配的となるという、限られた場合の話であったが、それはその場合が 2 フレーバーの振動に帰着できて議論が簡単になるという技術的な理由からであった。それ以上の複雑な場合を議論するには Bugey, CDHSW, LSND 等の実験の χ^2 を自分で導出する必要がある。現在までに、そのような作業を行って解析されたのは不活性ニュートリノを二種類加えた場合 ((3+2)-スキームと呼ばれている) のみである [28]。[28] の結論は、全実験データへの (3+2)-スキームのフィットが 0.6σ (55%) の信頼水準であるというものであり、興味深いものではあるが、以下の 2 つの理由によりあまり満足すべきスキームとは思われない。(1) LSND と同じチャンネルに関して測定をした E776 実験 [15] (加速器からの ν_{μ} および $\bar{\nu}_{\mu}$ から変換する ν_e および $\bar{\nu}_e$ を距離 1km で探索して欠損がないと結論した 1991 年のアメリカブルックヘブン国立研究所の実験) の否定的な結果が考慮されておらず、E776 の結果を入れるとおそらく信頼水準は悪くなると思われる。(2) $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.9\text{eV}^2$ 、 $\Delta m_{51}^2 \simeq 20\text{eV}^2$ という値は、それぞれ否定的な結論を出している CDHSW 実験とブジェー実験の (実験値/理論値)_{CDHSW} = 1.044 ± 0.023 、(実験値/理論値)_{ブジェー} = 0.988 ± 0.004 (統計誤差) ± 0.05 (系統誤差) という理論値からのわずかなずれを好都合に解釈して得られたものであり、全データへのフィットの本質的な改善となっていないように思われる⁴。

⁴実は (3+1)-スキームに関して、 $\Delta m_{41}^2 \simeq 0.9\text{eV}^2$, 1.7eV^2 , 6.0eV^2 という離散的な値に対してのみ (3+1)-スキームが可能であることが知られているが、それは同様の事情によっている。もし (3+1)-スキームや (3+2)-スキームが本当だとしたら、CDHSW・ブジェーともにニュートリノ振動を観測していることになり、追試の必要性が出て来るであろう。

以上見てきたように、今の所、LSND を含めた諸条件を十分満足するシナリオは知られていないと思われる。LSND の結果は現在 Fermilab の MiniBooNE 実験 [29] で追試が行われている。元々ステライルニュートリノは理論からどうしても出て来るという必然性がある訳ではなく、その主な動機がニュートリノ振動による LSND の説明という現象論的な所にあるので、最終的には MiniBooNE の結果を待つ必要がある。もし MiniBooNE で肯定的な結果が得られれば二種類以上の不活性ニュートリノの可能性も真剣に議論されることになる。

6. 宇宙に関する観測からのニュートリノへの制約

最近の WMAP の観測結果とその他の結果を組み合わせると $\sum_j m_j < 0.69\text{eV}$ という結果が得られている [30]。この結果をナイーブに 3 フレーバーのニュートリノに適用すると、質量レベルが縮退した 3 種類の各ニュートリノの質量は 0.23eV 以下ということになる。宇宙の諸観測から割り出した値を定量的にどこまで真剣にとるかは議論の分かれる所であるが、一昔前の混合ダークマターシナリオ [31] の中でホットダークマター成分として縮退した 3 種類のニュートリノの質量が $2 \sim 3\text{eV}$ であるとされていた仮説は排除されたと考えられる。

一方、4 フレーバーシナリオに対しては、その中でも一番ましな (3+1)-スキームの質量二乗差の最小値の平方根 $\sqrt{0.9}\text{eV}=0.95\text{eV}$ よりもこの上限値が小さいことから 4 フレーバーシナリオは排除されたという議論がある [32]。しかし、この議論では不活性ニュートリノが活性ニュートリノと同じ時期まで熱平衡に達して宇宙の大規模構造を形成する時期に同じ数だけあるという仮定が入っており、その仮定が正しいとは限らない。さらに、宇宙の大規模構造から新たな制約が出るという議論は正しくないように思われる。というのは、不活性ニュートリノには宇宙初期の元素合成からきつい制限が既に存在しているからである。現在の宇宙における ${}^4\text{He}$ の存在比に関する観測値とビッグバン宇宙論の理論的予言を比較すると、宇宙初期の元素合成の時期に熱平衡にあった軽いニュートリノの数 N_ν はほぼ 3 以下 ($N_\nu \lesssim 3$) であるということが言える [33]。もし仮に不活性ニュートリノが存在するとすると、元素合成の時期に不活性ニュートリノが熱平衡になかったとしても、ニュートリノ振動を通して不活性ニュートリノも熱平衡に達してしまい、現在の ${}^4\text{He}$ の存在比が観測と合わなくなってしまっただけというところから $(\Delta m^2/10^{-3}\text{eV}^2) \sin^4 2\theta \lesssim 1$ が必要となる [34, 24, 35]。ところが、(3+1)-スキーム等ではこれらの条件が満たされておらず、不活性ニュートリノのシナリオがビッグバンの元素合成の条件をクリアするには、何らかの理由で元素合成の時期にニュートリノと反ニュートリノの間に非対称性があったと仮定し、その物質効果により、実質的にニュートリノ振動が抑制される [36] と考えるのが、現在の所、唯一の逃げ道となっている。したがって、ビッグバンの元素合成からの制約が $N_\nu \lesssim 3$ である限り、その制約をクリアしていれば不活性ニュートリノは熱平衡に達することはなく、現在の宇宙の観測に影響を与えないので、それ以上の制限は出ないということになる。

さらに、不活性ニュートリノが重元素の生成に影響を与え得るという議論もある [37]。宇宙に存在している鉄よりも重い元素は、超新星の爆発の際に、いわゆる r-過程と呼ばれる過程で作られていると考えられている [38]。そのためには爆発の過程で中性子の数がある程度多く存在しなければならないが、ニュートリノ振動のパラメーターが、ある領域内に存在する場合、爆発の際に放出される ν_e がステライルニュートリノに変換されて $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ の反応が抑制され、中性子の数が十分確保されるために r-過程が起こりやすいという議論である。超新星の現象からステライルニュートリノ振動のパラメーターに制限がつくというのは興味深い話ではあるが、r-過程自身にはまだまだ未知の事柄が多く、この議論だけからステライルニュートリノが必要であると結論するのは難しいように思われる。

7. 将来の長基線実験の現象論

さて 3 フレーバーの枠組みを仮定すると、MNS 行列が (14) のようにほぼ決まった訳であるが、未定のパラメーターとして θ_{13} 、 $\text{sign}(\Delta m_{32}^2)$ 、 δ があり、これらは将来の長基線実験で決定されると期待されている。近未来に行われる長基線実験には、アメリカの MINOS、ヨーロッパの OPERA(ICARUS)、日本の J-PARC 実験 [39, 40] がある。特に J-PARC は、ビームパワー 0.75MW を目標とする大強度加速器による次世代の振動実験 (いわゆるスーパービーム実験) である。

$|\Delta m_{21}^2 L/E| \ll 1$ の時、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は

$$P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)) = s_{23}^2 \sin^2 2\tilde{\theta}_{13}^{(\mp)} \sin^2(\Delta\tilde{E}_{32}^{(\mp)} L/2) \quad (16)$$

となる。ここで

$$\tan 2\tilde{\theta}_{13}^{(\pm)} \equiv \frac{\Delta E_{32} \sin 2\theta_{13}}{\Delta E_{32} \cos 2\theta_{13} \pm A}$$

$$\Delta \tilde{E}_{32}^{(\pm)} \equiv \sqrt{(\Delta E_{32} \cos 2\theta_{13} \pm A)^2 + (\Delta E_{32} \sin 2\theta_{13})^2}.$$

これらの式から、 θ_{13} が非常に小さくない限り、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動が見えることが期待される。又、物質効果により、 $\Delta m_{32}^2 > 0$ ($\Delta m_{32}^2 < 0$) であれば $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ ($P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$) が $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ ($P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$) に比べて大きくなるので、両者のチャンネルの振動確率を比較することにより Δm_{32}^2 の符号がわかるはずである。但し、物質効果が顕著になるのは比較的長距離 ($\gtrsim \mathcal{O}(1000 \text{ km})$) の長基線実験においてなので、 Δm_{32}^2 の符号を高い信頼度で決定するには長距離の基線が必要となる。

一方、CP 非保存位相の δ は、真空中ではニュートリノと反ニュートリノの差を見ることによりわかる:

$$\begin{aligned} & P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \\ &= 4 \sum_{j < k} \text{Im} \left(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \right) \sin(\Delta E_{jk} L) \\ &= 4 J [\sin(\Delta E_{12} L) + \sin(\Delta E_{23} L) + \sin(\Delta E_{31} L)]. \end{aligned} \quad (17)$$

$J \equiv \text{Im}(U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2}) = (c_{13}/8) \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23}$ はヤルスコーク因子と呼ばれる量で、 θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23} がわかっているならば J から $\sin \delta$ を知ることが出来る。一般に、長基線実験では物質効果が無視できなくなり、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ を求めても、 δ による寄与と物質効果による寄与が複雑に混じって見通しが良くならない ((8) 参照)。(近似的に一定密度の) 物質中では、T 非保存を考えると

$$\begin{aligned} & P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \\ &= 4 \sum_{j < k} \text{Im} \left(\tilde{U}_{\alpha j} \tilde{U}_{\beta j}^* \tilde{U}_{\alpha k}^* \tilde{U}_{\beta k} \right) \sin \left(\Delta \tilde{E}_{jk}^{(-)} L \right) \\ &= 4 \tilde{J} \left[\sin \left(\Delta \tilde{E}_{12}^{(-)} L \right) + \sin \left(\Delta \tilde{E}_{23}^{(-)} L \right) + \sin \left(\Delta \tilde{E}_{31}^{(-)} L \right) \right], \end{aligned}$$

となり ($\tilde{J} \equiv \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha 1} \tilde{U}_{\beta 1}^* \tilde{U}_{\alpha 2}^* \tilde{U}_{\beta 2})$ は物質中でのヤルスコーク因子)、

$\tilde{J} = J \Delta E_{12} \Delta E_{23} \Delta E_{31} / (\Delta \tilde{E}_{12}^{(-)} \Delta \tilde{E}_{23}^{(-)} \Delta \tilde{E}_{31}^{(-)}) \propto \sin \delta$ であることが示せるので [42]、もし実験的に T 非保存を測定することが出来れば $\sin \delta$ を決定できる。しかし、現実問題として大強度の純粋な ν_e (或は $\bar{\nu}_e$) を作ることは難しく、T 非保存は現実的な可能性として考えられていない。

J-PARC 実験では基線が短く ($L=295 \text{ km}$)、物質効果は比較的小さいので、大強度の ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ により θ_{13} と δ の測定が出来ると期待されている。遠い将来の可能性として考えられているニュートリノファクトリー [40, 41] (蓄積リングで加速された μ^- (μ^+) の崩壊から得られる $\nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu + \nu_e$) の大強度ビーム) では、 $L \sim 1000\text{--}3000 \text{ km}$ となって物質効果が大きくなるため、3フレーバーの理論的予言と実験値の比較により δ を決めることが現実的な方法と考えられている。

これまでの議論は、大気ニュートリノ振動や太陽ニュートリノ振動のパラメーターが厳密にわかっていると仮定しての話であるが、実際問題として各パラメーターの測定には実験的誤差が出て来る。いくつかの実験データセットから各パラメーターを決めるには、パラメーター間の誤差の相関をなるべく小さくする必要があり、特に上述のニュートリノファクトリーの場合には、物質効果の不定性も含めた誤差の相関を考慮して、基線の長さや親のミューオンのエネルギーを最適化するという議論が精力的に行なわれた [43]。

実はパラメーターの決定に際して、実験的な誤差の議論以前に、原理的な問題 (いわゆるパラメーター縮退の問題) があることが認識されてきているので、ここで簡単に紹介する。問題は、振動確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ 、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ 、 $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ が一定の単色エネルギーと基線に対して与えられた時、 $(\theta_{23}, \theta_{13}, \delta)$ を一意的に決めることが出来るかということで、答えは否である (現実には単色エネルギーのビームは作れないが、J-PARC 実験での off-axis ビームはそれに近く、期待値の意味で以下の議論はある程度正当化できる [44])。

今、 $P \equiv P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ 、 $\bar{P} \equiv P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ として、ほとんどの長基線実験において、良い近似で

$$\begin{aligned} P &= x^2 f^2 + 2xyfg \cos(\delta + \Delta) + y^2 g^2, \\ \bar{P} &= x^2 \bar{f}^2 + 2xy\bar{f}g \cos(\delta - \Delta) + y^2 g^2 \end{aligned} \quad (18)$$

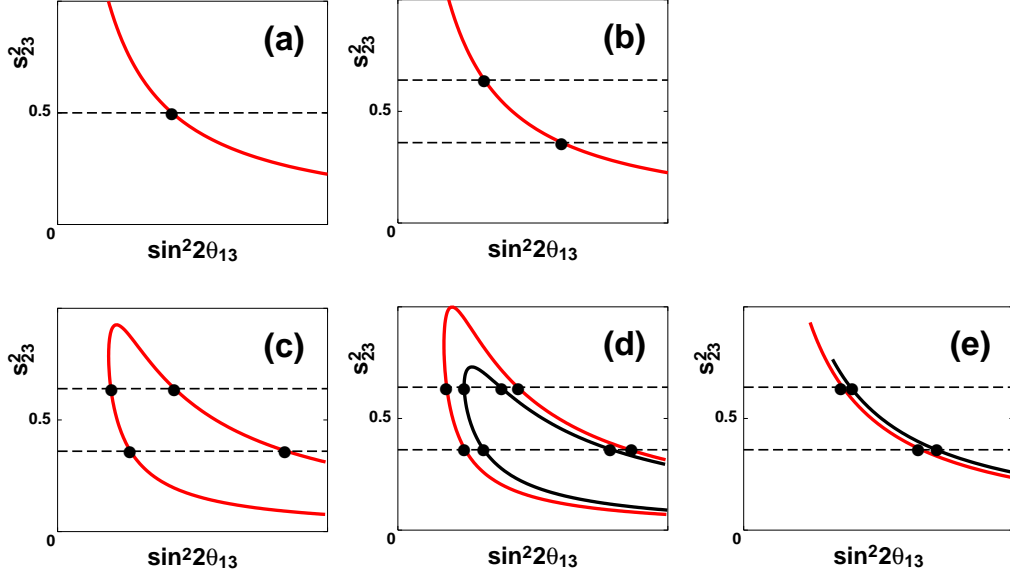


図 6: パラメーターの八重縮退: $(\theta_{23}, \Delta m_{21}^2, A)$ (a)($= \pi/4, = 0, = 0$), (b)($\neq \pi/4, = 0, = 0$), (c)($\neq \pi/4, \neq 0, = 0$), (d)($\neq \pi/4, \neq 0, \neq 0$), (e)($\neq \pi/4, \neq 0, \neq 0$) (於振動の第一ピーク) というように八重縮退が解けて行く ((e) では再び縮退が起こる)。灰色実線は $\Delta m_{32}^2 > 0$ の場合、黒色実線は $\Delta m_{32}^2 < 0$ の場合を示すが (a),(b),(c) では両者は縮退している。

というふうに、 $x \propto \sin 2\theta_{13}$ の二次式で表すことが出来るので ($f, \bar{f} \equiv \sin((1 \mp \hat{A})\Delta)/(1 \mp \hat{A})$, $g \equiv \sin(\hat{A}\Delta)/\hat{A}$, $x \equiv s_{23} \sin 2\theta_{13}$, $y \equiv \alpha c_{23} \sin 2\theta_{12}$, $\Delta \equiv |\Delta m_{31}^2|L/4E_\nu$
 $= 1.27 \times |\Delta m_{31}^2/\text{eV}^2|(L/\text{km})/(E_\nu/\text{GeV})$, $\hat{A} \equiv |2AE_\nu/\Delta m_{31}^2|$, $\alpha \equiv |\Delta m_{21}^2/\Delta m_{31}^2|$), $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ と $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ が与えられても一般には2つの解が存在する [45]。又、 Δm_{32}^2 の符号を逆転させると、(18) で f と \bar{f} を入れ換えることに対応し、 Δm_{32}^2 の±の符号に対して異なる解のセット (θ_{13}, δ) が存在する [46]。さらに、 $\theta_{23} \neq \pi/4$ の時 (現在の大気ニュートリノデータによる許容領域の中心値は $\theta_{23} = \pi/4$ であるが、将来の J-PARC 実験でも $\sin^2 2\theta_{23}$ には 1% の誤差が期待され、 $\theta_{23} \neq \pi/4$ の場合の議論に意味はある)、J-PARC の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の結果から $\sin^2 2\theta_{23}$ がわかって、 $\theta_{23} < \pi/4$ と $\theta_{23} > \pi/4$ のどちらが選ばれるかを定めることは出来ず、その不定性は (18) により異なる θ_{13} を与える [47, 48]。これらをまとめると、一般に8個の解が存在する [48]。以下に述べるように、現実にはこれらの解が縮退せず、全て異なる θ_{13} を与えることが問題であり、8個の解全部が縮退していれば困難は生じない。そういう意味で、パラメーター縮退の問題と呼ぶのは誤解を与える元かもしれない。

8個の解の存在の様子は、 $(s_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$ 平面内の $P = \text{一定}$, $\bar{P} = \text{一定}$ のプロットを順に追って行くのが理解しやすい。最初は、大気ニュートリノ振動が最大混合 ($\theta_{23} = \pi/4$)、太陽ニュートリノ振動の寄与なし ($\Delta m_{21}^2 = 0$)、物質効果なし ($A = 0$) とすると、(16) から $P = \bar{P} = s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \times \text{定数}$ となり、図 6(a) の振舞が得られる。これは八重縮退が厳密に起こっている場合であり、8個の解がすべて同じ $s_{23}^2 \cdot \sin^2 2\theta_{13}$ の値を与える。次に、大気ニュートリノ振動の最大混合の条件のみを捨てると ($\theta_{23} \neq \pi/4$)、一つの縮退は解け、図 6(b) のように四重の解が二箇所に存在する。さらに、太陽ニュートリノ振動の寄与を入れると ($\Delta m_{21}^2 \neq 0$)、二つ目の縮退が解け、二重の解が四箇所にわかれる (図 6(c))。最後に物質効果の寄与を入れると ($A \neq 0$)、三つ目の縮退が解け、8個の解がすべて異なる $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を与える (図 6(d))。実際に実験をする際には、図 6(d) のように縮退が解けている場合を扱うので、実験の精度内でどれが真の解かを決定するのが問題となる。

現在までにこの困難を回避するいくつかのアイデアが提案されている。まず、振動の位相が第一ピークになるようにニュートリノのエネルギーを合わせると ($|\Delta m_{32}^2 L/4E| = \pi/2$)、 $L=295$ km の J-PARC 実験では物質効果による違いは小さいため、図 6(e) のように近似的に再び二種類の縮退を持つようにすることが出来、 θ_{23} の不定性を除いてはある程度解決出来る [49, 44]。又、これまでの議論は同じ L/E で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動を測定した場合の話であり、異った L/E で両者 (或は片方) を測定すればやはり θ_{23} の不定性を除いて一般に問題を解決することが出来る [50]。一方、 θ_{23} の決定に関しては将来大強度の ν_e (或は $\bar{\nu}_e$) ビームを作ることが出来れば (ニュートリノファクトリー或は蓄積リングで加速

した放射性原子核からの ν_e (或は $\bar{\nu}_e$) を用いる、いわゆるベータビーム [51] が候補として考えられる)、 $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$) の振動を測定することにより $P(\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)) = c_{23}^2 \sin^2 2\tilde{\theta}_{13}^{(\mp)} \sin^2(\Delta\tilde{E}_{32}^{(\mp)} L/2)$ から θ_{23} を不定性なく決定することが出来る [52]。それより現実的なアイデアとして、 $L \sim 2$ km 程度の原子炉の振動実験で不定性なく $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定出来るという可能性もある [47, 53, 54]。これは基本的には CHOOZ 実験と同じで、系統誤差をどれだけ押えることができるかで $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する感度が決まり、もし $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim \mathcal{O}(10^{-2})$ であれば、原子炉振動実験で $\sin^2 2\theta_{13}$ を決定出来るというものである。(9) からわかるように、この場合には大気ニュートリノ振動の混合角 (θ_{23})、物質効果 (A)、太陽ニュートリノ振動の寄与 (Δm_{21}^2) の影響はほとんどなく、一つの実験だけで不定性なく $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を決定出来るという長所がある (短所は J-PARC 実験に比べて $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する感度が一桁ほど悪いことである)。 θ_{23} の $\pi/4$ からのずれが大きく、かつ $\sin^2 2\theta_{13}$ が比較的大きい場合には、原子炉振動実験で θ_{23} の不定性の問題を解決出来る可能性もある。

近未来の課題としては、 $\sin^2 2\theta_{13}$ が異常に小さな値 ($\lesssim 10^{-3}$) の場合に、パラメーターの不定性をどのように取り除くかという問題などがある。

参考文献

- [1] 安田修, ニュートリノ振動の現象論, 日本物理学会誌 **58** (2003) 349.
- [2] 南方久和, ニュートリノ振動研究の現状, 日本物理学会誌 **53** (1998) 743.
- [3] 戸塚洋二, ニュートリノによる素粒子物理-過去現在将来- 日本物理学会誌 **58** (2003) 314.
- [4] 梶田隆章, スーパーカミオカンデにおけるニュートリノの観測, 日本物理学会誌 **52** (1997) 840; ニュートリノ振動の証拠-スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの観測から-, 日本物理学会誌 **53** (1998) 783; 大気ニュートリノ振動の発見, 日本物理学会誌 **58** (2003) 326.
- [5] M. Aglietta et al., Europhys. Lett. **8** (1989) 611;
D. Casper et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1989) 2561; R. Becker-Szendy et al., Phys. Rev. **D46** (1989) 3720;
K.S. Hirata et al., Phys. Lett. f B205 (1988) 416; Phys. Lett. **B280** (1992) 146; Y. Fukuda et al., Phys. Lett. **B335** (1994) 237;
Ch. Berger et al., Phys. Lett. **B227** (1989) 489; *ibid.* **B245** (1990) 305; K. Daum et al, Z. Phys. **C66** (1995) 417;
W.W.M., Allison et. al., Phys. Lett. **B391** (1997) 491; E. Peterson, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **77** (1999) 111;
Y. Fukuda et al., Phys. Lett. **B433** (1998) 9; Phys. Lett. **B436** (1998) 33; Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562;
F. Ronga, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **77** (1999) 117.
- [6] 西川公一郎, KEK-神岡間ニュートリノ振動実験, 日本物理学会誌 **52** (1997) 675; KEK-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 K2K と次期計画, 日本物理学会誌 **58** (2003) 332; 石井孝信, K 2 K 実験始まる, 日本物理学会誌 **55** (2000) 364.
- [7] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 041801 [arXiv:hep-ex/0212007].
- [8] 鈴木洋一郎, 太陽ニュートリノ問題, 日本物理学会誌 **51** (1996) 95; 中畑雅行, 鈴木洋一郎, 太陽ニュートリノ観測の現状と将来, 日本物理学会誌 **58** (2003) 337.
- [9] B.T. Cleveland et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 47;
K.S. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 16; *ibid.* **65** (1990) 1297; *ibid.* **65** (1990) 1301; *ibid.* **66** (1991) 9; Phys. Rev. **D44** (1991) 2241; Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1683;
Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1999) 1158; *ibid.* **82** (1999) 1810; *ibid.* **82** (1999) 2430;
A. I. Abazov et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3332; J. N. Abdurashitov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 60; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **77** (1999) 20;

- P. Anselmann et al., Phys. Lett. **B285** (1992) 376; *ibid.* **B314** (1993) 445; *ibid.* **327** (1994) 377; *ibid.* **B342** (1995) 440; *ibid.* **B357** (1995) 237; *ibid.* **B388** (1996) 384; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **77** (1999) 26;
M. Altmann et al., Phys. Lett. **B490** (2000) 16.
- [10] 鈴木厚人, 新しいニュートリノ研究領域を拓く KamLAND 実験, 日本物理学会誌 **55** (2000) 594; KamLAND の最初の成果—原子炉反電子ニュートリノ消失現象の検出— 日本物理学会誌 **58** (2003) 343.
- [11] K. Eguchi *et al.* [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802 [arXiv:hep-ex/0212021].
- [12] J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia and C. Pena-Garay, arXiv:hep-ph/0212147; M. C. Gonzalez-Garcia, private communication.
- [13] G. B. Mills [LSND Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **66** (1998) 382; A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64** (2001) 112007 [arXiv:hep-ex/0104049]; C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1774 [arXiv:nucl-ex/9709006]; Phys. Rev. C **58** (1998) 2489 [arXiv:nucl-ex/9706006]; Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3082 [arXiv:nucl-ex/9605003]; Phys. Rev. C **54** (1996) 2685 [arXiv:nucl-ex/9605001]; Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2650 [arXiv:nucl-ex/9504002].
- [14] B. Armbruster *et al.* [KARMEN Collaboration], Phys. Rev. D **65** (2002) 112001 [arXiv:hep-ex/0203021].
- [15] L. Borodovsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 274.
- [16] E. D. Church, K. Eitel, G. B. Mills and M. Steidl, Phys. Rev. D **66** (2002) 013001.
- [17] Y. Declais *et al.*, Nucl. Phys. B **434** (1995) 503.
- [18] F. Dydak *et al.*, Phys. Lett. B **134** (1984) 281.
- [19] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Phys. Lett. B **466** (1999) 415 [arXiv:hep-ex/9907037]; Phys. Lett. B **466** (1999) 415 [arXiv:hep-ex/9907037]; Eur. Phys. J. C **27** (2003) 331 [arXiv:hep-ex/0301017].
- [20] K. Kimura, A. Takamura and H. Yokomakura, Phys. Lett. B **537** (2002) 86 [arXiv:hep-ph/0203099]; Phys. Rev. D **66** (2002) 073005 [arXiv:hep-ph/0205295].
- [21] C.-S. Lim, Proc. of the BNL Neutrino Workshop on Opportunities for Neutrino Physics at BNL, Upton, N.Y., February 5-7, 1987, ed. by M. J. Murtagh, p111; A. Yu. Smirnov, Proc. of the Int Symposium on Neutrino Astrophysics, Takayama/Kamioka 19 - 22 October 1992, ed. by Y. Suzuki and K. Nakamura, p.105.
- [22] 村山 斉, ニュートリノとフレーバーの起源, 日本物理学会誌 **58** (2003) 356.
- [23] <http://www.to.infn.it/~giunti/NU/>.
- [24] N. Okada and O. Yasuda, Int. J. Mod. Phys. **A12** (1997) 3669.
- [25] S. M. Bilenky, C. Giunti and W. Grimus, Eur. Phys. J. C **1** (1998) 247 [arXiv:hep-ph/9607372].
- [26] V. D. Barger, B. Kayser, J. Learned, T. J. Weiler and K. Whisnant, Phys. Lett. B **489** (2000) 345.
- [27] O. Yasuda, “Status of sterile neutrino schmes”, talk at *INT Miniworkshop on Neutrino Masses and Mixing*, Institute for Nuclear Theory, Univ. of Washington, Seattle, USA, April 8 – 12, 2002, http://mocha.phys.washington.edu/~int_talk/WorkShops/int_02_1mini/People/Yasuda_O/.
- [28] M. Sorel, J. Conrad and M. Shaevitz, arXiv:hep-ph/0305255.

- [29] <http://www-boone.fnal.gov/>.
- [30] D. N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175 [arXiv:astro-ph/0302209].
- [31] J. A. Holtzman, *Astrophys. J. Suppl.* **71** (1989) 1; J. A. Holtzman and J. R. Primack, *Astrophys. J.* **405** (1993) 428; J. R. Primack, J. Holtzman, A. Klypin, and D. O. Caldwell, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2160; K. S. Babu, R. K. Schaefer, and Q. Shafi, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 606; D. Pogosyan and A. Starobinsky, astro-ph/9502019.
- [32] A. Pierce and H. Murayama, arXiv:hep-ph/0302131.
- [33] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley Publishing Co., California, 1990).
- [34] R. Barbieri and A. Dolgov, *Phys. Lett. B* **237** (1990) 440; R. Barbieri and A. Dolgov, *Nucl. Phys. B* **349** (1991) 743; K. Kainulainen, *Phys. Lett. B* **244** (1990) 191; K. Enqvist, K. Kainulainen and M. J. Thomson, *Nucl. Phys. B* **373** (1992) 498; X. Shi, D. N. Schramm and B. D. Fields, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 2563 [arXiv:astro-ph/9307027].
- [35] S. M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus and T. Schwetz, *Astropart. Phys.* **11** (1999) 413 [arXiv:hep-ph/9804421].
- [36] R. Foot and R. R. Volkas, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4350 [arXiv:hep-ph/9508275].
- [37] J. T. Peltoniemi, arXiv:hep-ph/9511323; H. Nunokawa, J. T. Peltoniemi, A. Rossi and J. W. Valle, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 1704 [arXiv:hep-ph/9702372] J. Fetter, G. C. McLaughlin, A. B. Balantekin and G. M. Fuller, *Astropart. Phys.* **18** (2003) 433 [arXiv:hep-ph/0205029].
- [38] 谷畑 勇夫, 宇宙核物理学入門 元素に刻まれたビッグバンの証拠、(講談社ブルーバックス、2002年); 谷畑 勇夫, 数理科学 **453**,47 (2001).
- [39] http://jkj.tokai.jaeri.go.jp/index_j.html;
永宮正治, 大強度陽子加速器プロジェクトの全体像, 日本物理学会誌 **56** (2001) 727;
永江知文, 原子核・素粒子実験, 日本物理学会誌 **56** (2001) 732.
- [40] 中村健蔵, 日本物理学会誌 **56** (2001) 826.
- [41] S. Geer, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 6989 [Erratum-ibid. *D* **59** (1998) 039903] [hep-ph/9712290].
- [42] V. A. Naumov, *Sov. Phys. JETP* **74** (1992) 1 [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **101** (1992) 3]; V. A. Naumov, *Int. J. Mod. Phys. D* **1** (1992) 379; P. F. Harrison and W. G. Scott, *Phys. Lett. B* **476** (2000) 349 [hep-ph/9912435].
- [43] A. De Rujula, M. B. Gavela and P. Hernandez, *Nucl. Phys. B* **547** (1999) 21 [arXiv:hep-ph/9811390]; K. Dick, M. Freund, M. Lindner and A. Romanino, *Nucl. Phys. B* **562** (1999) 29 [arXiv:hep-ph/9903308]; V. Barger, S. Geer and K. Whisnant, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 053004 [arXiv:hep-ph/9906487]; A. Donini, M. B. Gavela, P. Hernandez and S. Rigolin, *Nucl. Phys. B* **574** (2000) 23 [arXiv:hep-ph/9909254]; A. Romanino, *Nucl. Phys. B* **574** (2000) 675 [arXiv:hep-ph/9909425]; M. Koike and J. Sato, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 073012 [Erratum-ibid. *D* **62** (2000) 079903] [arXiv:hep-ph/9909469]; M. Freund, M. Lindner, S. T. Petcov and A. Romanino, *Nucl. Phys. B* **578** (2000) 27 [arXiv:hep-ph/9912457]; A. Cervera, A. Donini, M.B. Gavela, J. J. Gomez Cadenas, P. Hernandez, O. Mena and S. Rigolin, *Nucl. Phys. B* **579** (2000) 17 [Erratum-ibid. *B* **593** (2001) 731] [arXiv:hep-ph/0002108]; V. Barger, S. Geer, R. Raja and K. Whisnant, *Phys. Rev. D* **62** (2000) 013004 [arXiv:hep-ph/9911524]; *Phys. Lett. B* **485** (2000) 379 [arXiv:hep-ph/0004208]; *Phys. Rev. D* **63** (2001) 033002 [arXiv:hep-ph/0007181]; A. Bueno, M. Campanelli and A. Rubbia, *Nucl. Phys. B* **573** (2000) 27; *Nucl. Phys. B* **589** (2000) 577 [arXiv:hep-ph/0005007]; M. Koike and J. Sato, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 073012 [Erratum-ibid. *D* **62** (2000) 079903] [arXiv:hep-ph/9909469]; J. Sato, *Nucl. Instrum.*

- Meth. A **451** (2000) 36 [arXiv:hep-ph/9910442]; M. Freund, P. Huber and M. Lindner, Nucl. Phys. B **585** (2000) 105 [arXiv:hep-ph/0004085]; O. Yasuda, arXiv:hep-ph/0005134; J. Sato, arXiv:hep-ph/0006127; Nucl. Instrum. Meth. A **472** (2000) 434 [arXiv:hep-ph/0008056]; T. Ota and J. Sato, Phys. Rev. D **63** (2001) 093004 [arXiv:hep-ph/0011234]; M. Koike, T. Ota and J. Sato, Phys. Rev. D **65** (2002) 053015 [arXiv:hep-ph/0011387]; M. Koike, T. Ota and J. Sato, arXiv:hep-ph/0103024; M. Freund, P. Huber and M. Lindner, Nucl. Phys. B **615** (2001) 331 [arXiv:hep-ph/0105071]; J. Pinney and O. Yasuda, Phys. Rev. D **64** (2001) 093008 [arXiv:hep-ph/0105087].
- [44] T. Kajita, H. Minakata and H. Nunokawa, Phys. Lett. B **528** (2002) 245 [arXiv:hep-ph/0112345].
- [45] J. Burguet-Castell, M. B. Gavela, J. J. Gomez-Cadenas, P. Hernandez and O. Mena, Nucl. Phys. B **608** (2001) 301 [arXiv:hep-ph/0103258].
- [46] H. Minakata and H. Nunokawa, JHEP **0110** (2001) 001 [arXiv:hep-ph/0108085].
- [47] G. Fogli and E. Lisi, Phys. Rev. **D54** (1996) 3667 [arXiv:hep-ph/9604415].
- [48] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, arXiv:hep-ph/0112119.
- [49] A. Konaka, Talk at JHF-SK Nu Workshop, Tsukuba, Japan, May 30-31, 2001, <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/workshop2/ohp/konaka2.pdf>;
V. D. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. R. Davidson and C. Quigg, arXiv:hep-ph/0108090.
- [50] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, Phys. Rev. D **66** (2002) 053007 [arXiv:hep-ph/0206038]; J. Burguet-Castell, M. B. Gavela, J. J. Gomez-Cadenas, P. Hernandez and O. Mena, Nucl. Phys. B **646** (2002) 301 [arXiv:hep-ph/0207080]; V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, Phys. Lett. B **560** (2003) 75 [arXiv:hep-ph/0210428]; P. Huber, M. Lindner and W. Winter, Nucl. Phys. B **654** (2003) 3 [arXiv:hep-ph/0211300]; H. Minakata, H. Nunokawa and S. J. Parke, Phys. Rev. D **68** (2003) 013010 [arXiv:hep-ph/0301210]; H. Minakata, H. Nunokawa and S. J. Parke, arXiv:hep-ph/0310023.
- [51] P. Zucchelli, Phys. Lett. B **532** (2002) 166.
- [52] A. Donini, D. Meloni and P. Migliozzi, Nucl. Phys. B **646** (2002) 321 [arXiv:hep-ph/0206034]; D. Autiero *et al.*, arXiv:hep-ph/0305185; A. Donini, arXiv:hep-ph/0305247.
- [53] G. Barenboim and A. de Gouvea, arXiv:hep-ph/0209117.
- [54] H. Minakata, H. Sugiyama, O. Yasuda, K. Inoue and F. Suekane, Phys. Rev. D **68** (2003) 033017 [arXiv:hep-ph/0211111].

2 研究の概要

ミューオンの崩壊 ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$) から得られるニュートリノ ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) を源とするニュートリノファクトリーは、 $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ の振動の過程に関してのバックグラウンドが非常に低いため、 θ_{13} がかなり小さな値 ($\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 10^{-5}$) にまで感度があると考えられており、将来の長基線実験として注目されてきている。そのニュートリノファクトリーにおいて、三世代のニュートリノの枠組で最も重要視されているCP非保存位相の測定の可能性を、各混合角・質量自乗差・密度の不定性の誤差の相関とバックグラウンドの寄与を従来よりも注意深く見積もることにより議論し、特にCP非保存測定を最適化する基線の長さ L とミューオンのエネルギー E_μ を求めた [1]。その結果は測定器の詳細にもよるが、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ に対するバックグラウンドの比率が従来仮定されている通りの値 10^{-5} 程度で基線に沿った地中の密度の不定性が5%以内であれば、従来の結論 $L \sim 3000\text{km}$, $E_\mu \sim 50\text{GeV}$ が得られるが、バックグラウンドの比率が 10^{-3} 程度に大きな場合や、地中の密度の不定性が10%以上の場合には $L \sim 2000\text{km}$, $E_\mu \sim 20\text{GeV}$ が最適であるというものである。同様な解析は、近い将来行われる JPARC \rightarrow ハイパーカミオカンデの長基線実験に対しても行い、 $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 10^{-3}$ 程度の場合にはCP非保存の測定が可能であることを示した。これらの解析は、誤差の相関の計算中ですべての振動パラメータを同時に動かした点、地中の密度の不定性を考慮に入れた点、バックグラウンドの比率の効果を入れた点で、ミュンヘンのグループによる同様な解析よりもはるかに徹底的なものとなっている。

長基線ニュートリノ振動実験において、基線の長さが比較的短い場合には、物質効果の寄与が無視できることが知られていて、真空模倣機構と呼ばれている。具体的には、物質の密度が一定と仮定して、(物質の密度) \times (基線の長さ) を振動のパラメータとして展開した時、そのパラメータの1次の項が相殺していることは知られていた。実は、物質の密度が一定という条件の下でニュートリノ振動を議論すると、パラメータの2次のオーダーまでの打ち消し合いが起きることが一般的に示される [2]。一方、一定密度の物質中における三世代のニュートリノ振動の振動確率は比較的簡単な解析的表式で表わされることが木村 高村 横枕によって示されているが、この表式は驚くべきほど簡単なものである一方、彼らが示した導出方法には試行錯誤による要素があり、必ずしも体系的であるとは言えない。そこでこれを見通しのよい体系的な仕方でも導出することができる新しい定式化を提案した (論文発表準備中)。この定式化は真空模倣機構現象を示したのと同様な方法によるもので、振動確率公式を一般の世代数のニュートリノ振動に対しても導出することができ、さらに物質効果が存在しかつ一様磁場がかかった場合にも同様な方法で振動確率が簡単な解析的表式で表わされることを示した。

いわゆる不活性ニュートリノを一種類含む四種類混合のニュートリノ振動のシナリオは、太陽ニュートリノ欠損・大気ニュートリノ問題・LSND 実験を全てニュートリノ振動で説明するために活発に議論されて来た。しかしながら、最近太陽ニュートリノと大気ニュートリノのデータが不活性ニュートリノ仮説を好まない傾向になってきた。そこでこのような四世代形式の枠組の下で加速器・原子炉実験からの制約を満たし、太陽ニュートリノ・大気ニュートリノデータを説明するシナリオがどの程度の統計的確度で許されているかを定量的に再検討中である (継続中)。また、このシナリオが十分な確度で排除されてしまった場合を想定し、不活性ニュートリノを二種類以上に増やした拡張された枠組みを考察した。模型のパラメータ空間は遙かに大きくなるにもかかわらず、この場合においても一つの質量自乗差が支配的になる限りすべての制約を満たすような解を得るのは四世代スキームと同程度に難しいことを一般的に示した (未発表)。

カムランドによる太陽ニュートリノ問題の解決により三世代のニュートリノ振動の枠組における第三の混合角である θ_{13} の決定が最も注目を集める問題となってきたが、原子炉実験によってこの θ_{13} を測定する方法を提案した [9]。さらに、原子炉を使うこの測定法が加速器によるニュートリノ振動実験による方法と相補的役割を果たすこと、これらを組み合わせることによってパラメータ縮退の一部が解けることを具体的に示した。原子炉を使うこの θ_{13} の測定法は、先にロシアのグループによって提案されていたが、その実現性の薄さから余り注目されてこなかった。[9] の提案は 24 GW という世界最大の熱出力 (したがって最大の反電子ニュートリノフラックス) をもつ柏崎-刈羽原発における実験を想定した具体的なものであったこと、さらには、ちょうどタイムリーに衝撃的な実験結果を発表したカムランドグループの中核メンバーが含まれていたこと、などの理由で世界的に反響を巻き起こし、これを追って欧州、米国においていくつ

かの競合的計画が立案された。一方、原子炉による θ_{13} 実験では、統計を稼ぐためとシグナル/バックグラウンド比を高めるため、複数の原子炉があるサイトの方が有利であると一般に考えられているが、他方、原子炉が複数個あることによる不定性が、ナイーブには懸念される。そこで原子炉が複数個あることから来る不定性をはじめ、測定器の系統誤差、原子炉から発生する反電子ニュートリノのフラックスの不定性、等々を考慮に入れ、解析的な取扱をすることにより、原子炉による θ_{13} の感度を議論した ([14]; 論文発表準備中)。その結論は、原子炉が複数個あることによる不定性は原子炉が一個しかない場合よりもむしろ小さいが、その違いは近距離 ($\lesssim 400\text{m}$) と長距離 (1-2km) にそれぞれ同一の測定器を置いて実験する場合には無視でき、実際の θ_{13} に対する感度は、全事象数による解析をする限り、測定器固有の非相関系統誤差 σ_u でほとんど決まり、 $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する感度の最良値は $2\sigma_u$ 程度になる、というものである。柏崎-刈羽原発で想定されている実験では、近距離に 2 個、長距離に 1 個の測定器を置くことが検討されているが、それらの測定器を最も適当な場所に置く場合には、20 ton·yr, $\sigma_u = 0.6\%$ と仮定して $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 0.02$ 程度の感度を持つことが示された。測定器固有の非相関系統誤差 σ_u は、これまでの Bugey, CHOOZ などの経験から、楽観的に見積もってもせいぜい $\sigma_u = 0.6\%$ 程度以上にしか出来ないと考えられており、それから原子炉による θ_{13} 測定の感度の最良値はおよそ 0.01 となることが示せる。それに比べると、JPARC 実験の θ_{13} の感度は一桁程度良い。しかし、将来 CP 非保存の測定をする際、同じ E/L の値で ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の長基線実験を行うだけでは、ニュートリノ振動のパラメーター縮退による不定性のために、一般には CP 非保存の存在を示すことが出来るとは限らない (運が良くて、不定性が問題にならない領域にパラメーターが存在している場合には、一つの長基線実験の ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ で CP 非保存の存在を示すことが可能となる)。したがって、運が良くない限り、複数の E/L の値を持つ長基線実験を行うか原子炉による θ_{13} 測定を組み合わせる必要が出て来ると思われる。上述の議論から、 $\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-2}$ の場合には原子炉による方法は使えないことになるが、原子炉実験の場合でも可能性がないかどうかを現在検討中である。例えば近距離と長距離に同一の測定器を n 個置けば、理論的には $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する感度が $1/\sqrt{n}$ 倍された値まで改善されることが言えるが、実際問題としてどの程度感度が改善されるかはさらなる検討を要する問題であると思われる。

3 公表論文リスト

- [1] J. Pinney and O. Yasuda
Correlations of errors in measurements of CP violation at neutrino factories, Phys. Rev. D **64** (2001) 093008-1 – 093008-16.
- [2] O. Yasuda
Vacuum mimicking phenomena in neutrino oscillations, Phys. Lett. B **516** (2001) 111 – 115.
- [3] O. Yasuda
Summary of working group 1 at Nufact'01: Theory part, Nucl. Instrum. Meth. A **503** (2003) 104 – 109.
- [4] M. Chiba, T. Kamijo, M. Kawaki, H. Athar, M. Inuzuka, M. Ikeda and O. Yasuda
Study of Salt Neutrino Detector, AIP Conf. Proc. **579** (2001) 204 – 221.
- [5] P. Hernandez and O. Yasuda
Neutrino Oscillation Physics at a ν Factory, Nucl. Instrum. Meth. A **485** (2002) 811 – 818.
- [6] O. Yasuda
Recent status of neutrino oscillation study, Proceedings of the 6th Workshop on Non-Perturbative QCD (World Scientific, Singapore, 2002, eds. H.M. Fried, Y. Gabellini, B. Muller). p 1 – 6.
- [7] O. Yasuda
Physics potential and present status of neutrino factories, Proceedings of the 3rd International

Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin (World Scientific, Singapore, 2003, eds Y. Suzuki, M. Nakahata, Y. Fukuda, Y. Takeuchi, T. Mori, T. Yoshida) p 259 – 268.

- [8] O. Yasuda
Neutrino factories: Physics potential and present status, Proceedings of 3rd International Conference on Particle Physics Beyond the Standard Model, (IOP Bristol, 2003, eds. Klapdor-Kleingrothaus), p 419 – 434.
- [9] H. Minakata, H. Sugiyama, O. Yasuda, K. Inoue and F. Suekane
Reactor measurement of θ_{13} and its complementarity to long-baseline experiments, Phys. Rev. D **68** (2003) 033017-1 – 033017-12.
- [10] B. Autin, D. A. Harris, S. F. King, K. S. McFarland and O. Yasuda
Summary of working group 2, Nufact02, J. Phys. G **29** (2003) 1743 – 1755.
- [11] O. Yasuda
Parameter degeneracy and reactor experiments, hep-ph/0305295, to be published in Proceedings of 4th Workshop on Neutrino Oscillations And Their Origin (NOON 2003), February 10 – 14 2003, Kanazawa, Japan.
- [12] O. Yasuda
Measurement of θ_{13} by reactor experiments, hep-ph/0309333, to be published in Proceedings of 5th International Workshop on Neutrino Factories and Superbeams (NuFact 03), June 5 – 11 2003, New York, USA.
- [13] Y. Kuno, Y. Mori, S. Machida, T. Yokoi, Y. Iwashita, J. Sato and O. Yasuda
A feasibility study of a neutrino factory in Japan, KEK Report 2003-5, September 2003.
- [14] K. Anderson et. al.
White Paper on Measuring θ_{13} with a reactor experiment,
<http://www.hep.anl.gov/minos/reactor13/white.html>, January 2004.
- [15] 安田修
ニュートリノ振動の現象論, 日本物理学会誌 **58** (2003) 349 – 355.
- [16] 安田修
ステライルニュートリノとは何か?, パリティ **19** (2004) 61 – 64.

4 □頭発表リスト

4.1 国際研究会

1. O. Yasuda
Summary of Working Group 1 (Theory Part),
3rd International Workshop on Neutrino Factories based on Muon Strage Rings (NuFACT01),
Tsukuba, Japan, May 24 – 30, 2001.
http://www-prism.kek.jp/nufact01/May30/Plenary/30sum_wg1_yasuda.pdf
2. O. Yasuda
Recent Status of Neutrino Oscillation Study,
6th Workshop on Non-Perturbative Quantum Chromodynamics, American University of Paris,
France, June 5 – 9, 2001.

3. O. Yasuda
 Phenomenological Theory (1): Current Understanding;
 Phenomenological Theory (2): Future Problem,
Tamura International School on Neutrino Physics, Tokyo University of Science, Japan, November 23 – 25, 2001.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/tamura1.pdf>
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/tamura2.pdf>
4. O. Yasuda
 Physics potential and present status of neutrino factories,
3rd Workshop on "Neutrino Oscillations and their Origin (NOON2001), ICRR, Univ. of Tokyo, Kashiwa, Japan, December 5 – 8, 2001.
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/noon2001/transparency/dec07/yasuda/yasuda.pdf>
5. O. Yasuda
 CP violation in the lepton sector and neutrino oscillations,
18th International Workshop on Weak Interactions and Neutrinos (WIN2002), Univ. of Canterbury, Christchurch, New Zealand, January 21 – 26, 2002.
http://www.anta.canterbury.ac.nz/neutrino/overhead/O_Yasuda.pdf
6. O. Yasuda
 Status of sterile neutrino schemes,
INT Miniworkshop on Neutrino Masses and Mixing, Institute for Nuclear Theory, Univ. of Washington, Seattle, USA, April 8 – 12, 2002.
http://mocha.phys.washington.edu/~int_talk/WorkShops/int_02_1mini/People/Yasuda_O/
7. O. Yasuda
 Physics Potential and Present Status of Neutrino Factories,
3rd International Conference on Beyond Standard Model Physics (BEYOND2002), POHTO Conference Center, Oulu, Finland, June 2 – 7, 2002.
<http://cupp oulu.fi/trans/Yasuda.pdf>
8. O. Yasuda
 Summary of Working Group 2 (Theory Part),
4th International Workshop on Neutrino Factories, based on Muon Storage Rings (NuFACT02), Imperial College London, UK, July 1 – 6, 2002.
<http://www.hep.ph.ic.ac.uk/NuFact02/Scientific-programme/files/Thursday/plenary/wg2-highlights-yasuda.pdf>; <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/NuFact02/Scientific-programme/files/Saturday/plenary/wg2-summary-yasuda.pdf>
9. O. Yasuda
 Reactor Measurement of θ_{13} and Its Complementarity to Long-Baseline Experiments,
Plenary meeting of studies of neutrino factory complex, CERN, Geneva, Switzerland, December 11, 2002.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/cern-nu.pdf>
10. O. Yasuda
 Parameter degeneracy and reactor,
4th Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin (NOON2003), Ishikawa Kousei Nenkin Kaikan, Kanazawa, Japan, February 10 – 14, 2003.
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/noon2003/transparenties/11/Yasuda.pdf>

11. O. Yasuda
Parameter Degeneracy and Reactor Neutrino Experiments,
KITP Program: Neutrinos: Data, Cosmos, and Planck Scale KITP Univ. of California, Santa Barbara, USA, January 13 – May 9, 2003.
<http://online.kitp.ucsb.edu/online/neutrinos03/yasuda/>
12. O. Yasuda
Parameter degeneracy and reactor neutrino experiments,
Workshop on Future Low-Energy Neutrino Experiments, University of Alabama, Tuscaloosa, USA, April 30 – May 2, 2003.
http://ua1vm.ua.edu/~busenitz/rnu2003_talks/yasuda.pdf
13. O. Yasuda
Reactor measurements of θ_{13} ,
5th International Workshop on Neutrino Factories and Superbeams (NuFact 03), Columbia University, New York, USA, June 5 – 11, 2003.
<http://www.cap.bnl.gov/nufact03/WG1/6june/yasuda.pdf>
14. O. Yasuda
Sensitivity of experiments with multi reactors and multi detectors,
2nd Workshop on Future Low-Energy Neutrino Experiments, Technische Universität München, Munich, Germany, October 9 – 11, 2003.
<http://www1.physik.tu-muenchen.de/lehrstuehle/T30d/events/reactor03/pages/transparencies/yasuda.pdf>
15. O. Yasuda
Reactor Measurement of θ_{13} and Its Complementarity to Long-Baseline Experiments,
Coral Gables Conference 2003, Lago Mar Resort Hotel, Fort Lauderdale, USA, December 17 – 21, 2003.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/talk/cg2003.pdf>
16. O. Yasuda
Toward exploring U_{e3} ,
5th Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin (NOON2004), Time24 bldg., Odaiba, Tokyo, Japan, February 11 – 15, 2004.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/talk/noon2004.pdf>
17. O. Yasuda
Sensitivity to $\sin^2 2\theta_{13}$ at KASKA,
3rd Workshop on Future Low-Energy Neutrino Experiments, Toki messe, Niigata, Japan, March 20 – 22, 2004.

4.2 国内研究会

1. 安田修
Recent Status of Neutrino Oscillation Study,
新世紀の素粒子像, 京都大学基礎物理学研究所, 2001年7月10日–13日.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/071201/>
2. 安田修
Phenomenological Neutrino Oscillation – Situation after SNO,

PRISM Summer Workshop, 日経連富士教育研修所, 2001 年 8 月 18 日–20 日.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/082001/082001.pdf>

3. 安田修

Phenomenology of Neutrino Oscillations (Status including SNO Data),
特定領域研究「ニュートリノ」神岡研究会, 東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設, 2001 年
9 月 5 日–6 日.

4. 安田修

ニュートリノ振動の現象論,
Sapporo Winter School 2002, 北海道大学理学部, 2002 年 1 月 9 日–11 日.

5. 安田修

WG2 overview,
第 3 回「ミューオン蓄積リングを使ったニュートリノ源とそれが拓く物理」研究会, KEK, 2002 年 6
月 14 日–15 日.

6. 安田修

KamLAND and solar neutrinos II,
第 12 回特定・宇宙ニュートリノ研究会, 新潟大学, 2003 年 1 月 9 日–10 日.
<http://theory1.phys.metro-u.ac.jp/~yasuda/niigata0103.pdf>

7. 安田修

WG1 Introduction;
Status of neutrino oscillation phenomenology–after KamLAND–,
第 4 回「ミューオン蓄積リングを使ったニュートリノ源とそれが拓く物理」研究会, 東京都立大学,
2003 年 5 月 16 日–17 日.
<http://musashi.phys.metro-u.ac.jp/nufactj03/nufactj03-yasuda-wg1.pdf>;
<http://musashi.phys.metro-u.ac.jp/nufactj03/nufactj03/nufactj03-yasuda.pdf>

8. 安田修

Neutrino oscillation in high energy cosmic neutrino,
高エネルギーニュートリノ・宇宙線・ γ 線研究会 –Ashra 計画を巡って–, 東京大学宇宙線研究所, 2003
年 7 月 24 日.
<http://asrws300.icrr.u-tokyo.ac.jp/ashra/pub-j/ws030724/O.Yasuda.pdf>

4.3 学会講演

1. 安田修

ニュートリノ振動における真空模倣現象,
日本物理学会第 57 回年次大会, 立命館大学, 2002 年 3 月 24 日 3 月 27 日.

2. 安田修

2 種類以上の不毛ニュートリノがあるシナリオに対する制限,
日本物理学会秋季大会, 立教大学, 2002 年 9 月 13 日 9 月 16 日.