

修正 Bipair ニュートリノ混合モデルの有効性

北林照幸, 安江正樹

〒 259-1292 神奈川県平塚市北金目 4-1-1

東海大学 理学部 物理学科

(2012 年 8 月 1 日受付; 2012 年 10 月 23 日受理)

Validity of the modified bipair neutrino mixing model

by

Teruyuki KITABAYASHI^{*1} and Masaki YASUE^{*2}

*Department of Physics, Tokai University,
4-1-1 KitaKamane, Hiratsuka, Kanagawa, 259-1292, Japan*

^{*1}E-mail: teruyuki@keyaki.cc.u-tokai.ac.jp

^{*2}E-mail: yasue@keyaki.cc.u-tokai.ac.jp

(Received on Aug. 1, 2012; accepted on Oct. 23, 2012)

概要

We examine the validity of the modified bipair neutrino mixing model using the most recent neutrino mixing data. There are two categories of the modified bipair neutrino mixing which are referred to as case 1 and case 2. The case 1 is required to include an additional modification in order to realize the result of the one of the global analysis by Forero et.al. On the other hand, the modified bipair neutrino mixing model remains its original form without any additional modification in the case 2.

1 はじめに

素粒子の一種であるニュートリノには、少なくとも 3 種類あることが実験で確認されている。そしてこの 3 種類のニュートリノは量子力学的に混ざり合っており、その混ざり具合を記述するニュートリノ混合角の精密測定は、素粒子物理学上の重要なテーマの 1 つである [1]。ニュートリノ混合角は一般に 3 つのパラメータ θ_{12} , θ_{23} および θ_{13} で記述されており、それぞれ太陽ニュートリノ混合角、大気ニュー

トリノ混合角、原子炉ニュートリノ混合角と呼ばれている。

筆者らは、ニュートリノ混合角を説明するために考案されている現象論的モデルの 1 つである bipair ニュートリノ混合モデル [2] を発展させるため、オリジナルの bipair ニュートリノ混合モデルに荷電レプトンの寄与を含めた「修正 bipair ニュートリノ混合モデル」を最近報告した [3]。その報告の中で、修正 bipair ニュートリノ混合モデルによって、3 つのニュートリノ混合角の観測値を全て説明することが可能であることを示した。

しかしながら、近年のニュートリノ混合角に関する実験的研究のスピードは目覚ましく、筆者等の報告が学術論文として公表されてから約 4 ヶ月後に、新たな観測データの解析結果が発表された。報告時には最新であった観測データのグローバル解析（本論ではこの解析結果を「旧グローバル解析」とよぶ）では、混合角のベストフィット値は

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{12} &= 0.312(0.280 - 0.347), \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0.42(0.36 - 0.60), \\ \sin^2 \theta_{13} &= 0.025(0.012 - 0.041),\end{aligned}\tag{1}$$

であった [4]。括弧内の数値は 2σ 範囲を表している。これに対して、本稿執筆時の最新のグローバル解析結果は 2 つの解析グループから提出されており、1 つは Forero, Tórtola および Valle (本論では「新 FTV 解析」とよぶ) [5] による

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{12} &= 0.320 \quad (0.29 - 0.35), \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0.613 \quad (0.38 - 0.66), \\ \sin^2 \theta_{13} &= 0.0246 \quad (0.019 - 0.030),\end{aligned}\tag{2}$$

であり、もう 1 つは Fogli, Lisi, Marrone, Montanino, Palazzo および Rotunno (本論では「新 FLMMPR 解析」とよぶ) [6] による

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{12} &= 0.307 \quad (0.275 - 0.342), \\ \sin^2 \theta_{23} &= 0.386 \quad (0.348 - 0.448), \\ \sin^2 \theta_{13} &= 0.0241 \quad (0.0193 - 0.0290),\end{aligned}\tag{3}$$

である¹。

本論では、まず「旧グローバル解析」で得られた結果を説明するために構築された修正 bipair ニュートリノ混合モデルを紹介する。次に、グローバル解析が「新 FTV 解析」や「新 FLMMPR 解析」にアップデートされたことを受けて、修正 bipair ニュートリノ混合モデルへの新たな修正の必要性を報告する。

2 Bipair ニュートリノ混合モデル

参考文献 [2] にしたがって、修正前のオリジナル bipair ニュートリノ混合モデルを紹介する。混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} はポンテコルボー牧—中川—坂田混合行列 U を用いて扱われる。原子炉ニュートリノ混合角が $\sin^2 \theta_{13} = 0$ を満たす場合には、Particle Data Group が採用している標準的な行列形 $U = U^0 P$ は

¹ どちらの解析結果も、いわゆる「順質量階層」を仮定した場合の値である。これに対して「逆質量階層」についても解析されているが、順質量階層と逆質量階層による差異は僅かであることが報告されている [5, 6]。

$$U^0 = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -c_{23}s_{12} & c_{23}c_{12} & s_{23} \\ s_{23}s_{12} & -s_{23}c_{12} & c_{23} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

となる。ここで $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ および $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) とした。今後、 $t_{ij} = \tan \theta_{ij}$ という記法も用いることになる。 P は 2 つの Majorana CP 位相を含む行列である。

Bipair ニュートリノ混合行列 U_{BP} は、混合行列 U^0 の中の 2 つの要素の絶対値が等しくなる行列として定義されている。ニュートリノ実験データを再現可能な組み合わせには 2 つのケースがある。

2.1 ケース 1

$|U_{12}^0| = |U_{32}^0|$ および $|U_{22}^0| = |U_{23}^0|$ を満たす混合行列が考えられる。この行列要素間に与えられた条件式から、太陽ニュートリノ混合角と大気ニュートリノ混合角との間に $s_{23}^2 = t_{12}^2$ および $t_{23}^2 = c_{12}^2$ という関係があることが要請される。その結果、混合行列はただ 1 つの混合角 θ_{12} で記述される

$$U_\nu^{BP1} = \begin{pmatrix} c & s & 0 \\ -t^2 & t & t \\ st & -s & t/c \end{pmatrix}. \quad (5)$$

ここで $c = c_{12}$ 、 $s = s_{12}$ 、 $t = t_{12}$ とした。このモデルから導かれるニュートリノ混合角は

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.293, \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.414, \quad \sin^2 \theta_{13} = 0, \quad (6)$$

である。

2.2 ケース 2

$|U_{12}^0| = |U_{22}^0|$ および $|U_{32}^0| = |U_{33}^0|$ を満たす混合行列も考えられる。この場合には、太陽ニュートリノ混合角と大気ニュートリノ混合角との間に $c_{23}^2 = t_{12}^2$ および $t_{23}^2 = 1/c_{12}^2$ という関係が要請される。ケース 1 と同様に混合行列はただ 1 つの混合角で記述され、

$$U_\nu^{BP2} = \begin{pmatrix} c & s & 0 \\ -st & s & t/c \\ t^2 & -t & t \end{pmatrix}, \quad (7)$$

となる。このモデルから導かれるニュートリノ混合角は

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.293, \quad \sin^2 \theta_{23} = 0.586, \quad \sin^2 \theta_{13} = 0, \quad (8)$$

である。

3 修正 bipair ニュートリノ混合モデル

参考文献 [3] にしたがって、修正 bipair ニュートリノ混合モデルを紹介する。修正前の bipair ニュートリノ混合モデルからは $\sin^2 \theta_{13} = 0$ が導かれるが、これは観測結果と一致していない。しかしながら、荷電レプトンの混合行列がゼロではない非対角成分を持っている場合には、荷電レプトンもレプトン混合に寄与する。一般的な 3×3 レプトン混合行列は $U_\ell^\dagger U_\nu$ で与えられる。ここで U_ℓ と U_ν はそれぞれ、荷電レプトン質量行列 M_ℓ およびニュートリノ質量行列 M_ν を対角化する行列である。これらの行

列は $M_\ell = U_\ell M_\ell^{diag} U_R^\dagger$ および $M_\nu = U_\nu M_\nu^{diag} U_\nu^T$ という関係を満たしている。ここで M_ℓ^{diag} および M_ν^{diag} は荷電レプトンとニュートリノの対角質量行列であり、 U_R は右巻き荷電レプトンの質量基底とラグランジアン基底の変換行列である。

混合行列が持っている複素位相の数を減らして解析を単純化するため、我々は Dev, Gupta および Gautam (DGG) によって提案されたパラメータ化の方法を採用する。一般的な 3×3 行列 $U = e^{i\Phi} P \tilde{U} Q$ には 3 つの数値 (moduli) と 6 つの位相が含まれている。ここで $P = \text{diag.}(1, e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2})$ と $Q = \text{diag.}(1, e^{i\rho_1}, e^{i\rho_2})$ は位相行列、 $\tilde{U}$ は 3 つの角度と 1 つの位相を含む行列である。この DGG 形式では、荷電レプトンについて次の積が得られる。

$$\begin{aligned} M_\ell M_\ell^\dagger &= U_\ell M_\ell^{diag} U_R^\dagger U_R M_\ell^{diag} U_\ell^\dagger \\ &= e^{i\phi_\ell} P_\ell \tilde{U}_\ell Q_\ell (M_\ell^{diag})^2 Q_\ell^\dagger \tilde{U}_\ell^\dagger P_\ell^\dagger e^{-i\phi_\ell} \\ &= P_\ell \tilde{U}_\ell (M_\ell^{diag})^2 \tilde{U}_\ell^\dagger P_\ell^\dagger. \end{aligned} \quad (9)$$

同様に、ニュートリノについても $M_\nu M_\nu^\dagger = P_\nu \tilde{U}_\nu (M_\nu^{diag})^2 \tilde{U}_\nu^\dagger P_\nu^\dagger$ が得られる。荷電レプトンについては $P_\ell \tilde{U}_\ell$ を、ニュートリノについては $P_\nu \tilde{U}_\nu$ を混合行列として使うことができるので、結果として $U = \tilde{U}_\ell P_\ell^\dagger P_\nu \tilde{U}_\nu$ を得る。この混合行列には 6 つの位相が含まれている。このうち、荷電レプトンからの 3 つの位相は、 P_ℓ からの 2 つの位相と P_ν からの 1 つの位相と見なすことができる。 P_ℓ は単位行列とすることが可能であるから、レプトン混合行列は最終的に

$$\tilde{U} = \tilde{U}_\ell^\dagger \tilde{P} \tilde{U}_\nu, \quad (10)$$

となる。ここで $\tilde{U}_\ell$ と $\tilde{U}_\nu$ はそれぞれ 3 つの実パラメータと 1 つの位相を持っている。また、 $\tilde{P} = \text{diag.}(1, 1, e^{i\phi})$ は 1 つの位相 ϕ を含んでいる。以上から、DGG によるパラメータ化では、混合行列 $\tilde{U}$ は 6 つの実パラメータと 3 つの位相で記述される。

荷電レプトン混合行列 $\tilde{U}_\ell$ については、いくつかの表現方法が提案されている。修正 bipair ニュートリノ混合モデルでは、カビボー小林-益川行列と類似した行列形を採用する。この行列形ではウォルフエンシュタイン・パラメータ $\lambda \sim 0.227$ 程度以下の小さなパラメータを用いる。この場合、荷電レプトン混合行列は

$$\tilde{U}_\ell = \begin{pmatrix} 1 & \varepsilon_{12} & e^{-i\delta} \varepsilon_{13} \\ -\varepsilon_{12} & 1 & \varepsilon_{23} \\ -e^{i\delta} \varepsilon_{13} & -\varepsilon_{23} & 1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

となる。ここで $\varepsilon_{12,13,23} < 0.227$ であり δ は任意の位相を表している。

ニュートリノ混合行列を $\tilde{U}_\nu = U_\nu^{BP1}$ もしくは $\tilde{U}_\nu = U_\nu^{BP2}$ とすることで、荷電レプトンが及ぼす bipair ニュートリノ混合モデルへの寄与を評価できる。Bipair ニュートリノ混合の定義より、位相は U_ν^{BP1} や U_ν^{BP2} の中にはない。レプトン混合行列 $\tilde{U} = \tilde{U}_\ell \tilde{P} \tilde{U}_\nu^{BP1}$ (および $\tilde{U} = \tilde{U}_\ell \tilde{P} \tilde{U}_\nu^{BP2}$) は 3 つの実パラメータ $\varepsilon_{12,23,13}$ と 2 つの位相 δ, ϕ を持つことになる。さらに、次の関係式

$$\sin^2 \theta_{12} = \frac{|\tilde{U}_{12}|^2}{|\tilde{U}_{11}|^2 + |\tilde{U}_{12}|^2}, \quad \sin^2 \theta_{23} = \frac{|\tilde{U}_{23}|^2}{|\tilde{U}_{23}|^2 + |\tilde{U}_{33}|^2}, \quad \sin^2 \theta_{13} = |\tilde{U}_{13}|^2, \quad (12)$$

を用いる事で、bipair ニュートリノ混合行列に含まれるパラメータの数が減少することを次に示す。

3.1 ケース 1

まず $\tilde{U}_\nu = U_\nu^{BP1}$ とすると、レプトン混合行列は

$$\tilde{U} = \begin{pmatrix} c & s & 0 \\ -t^2 & t & t \\ e^{i\phi}st & -e^{i\phi}s & e^{i\phi}t/s \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t^2\varepsilon_{12} - \tilde{s}t\varepsilon_{13} & -t\varepsilon_{12} + \tilde{s}\varepsilon_{13} & -t\varepsilon_{12} - \frac{\tilde{s}}{c^2}\varepsilon_{13} \\ c\varepsilon_{12} - e^{i\phi}st\varepsilon_{23} & s\varepsilon_{12} + e^{i\phi}s\varepsilon_{23} & -e^{i\phi}\frac{t}{c}\varepsilon_{23} \\ e^{i\delta}c\varepsilon_{13} - t^2\varepsilon_{23} & e^{i\delta}s\varepsilon_{13} + t\varepsilon_{23} & t\varepsilon_{23} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

となる。ここで $\tilde{s} = e^{-i(\delta-\phi)}s$ とした。式 (12) から、混合角は

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{12} &= \left(1 - 2^{5/4}\varepsilon_{12} + 2\varepsilon_{13} \cos(\delta - \phi)\right) \sin^2 \theta_{12}^{BP1}, \\ \sin^2 \theta_{23} &= \left(1 - 2^{5/4}\varepsilon_{23} \cos \phi\right) \sin^2 \theta_{23}^{BP1}, \\ \sin^2 \theta_{13} &= \left(\varepsilon_{12}^2 + 2^{5/4}\varepsilon_{12}\varepsilon_{13} \cos(\delta - \phi)\right) \sin^2 \theta_{23}^{BP1} + 2\varepsilon_{13}^2 \sin^2 \theta_{12}^{BP1}, \end{aligned} \quad (14)$$

となる。ここで $\sin^2 \theta_{12}$ と $\sin^2 \theta_{23}$ は ε_{ij} の 1 次のオーダーまでの近似式である。

3.2 ケース 2

$\tilde{U}_\nu = U_\nu^{BP2}$ として得られる混合行列は

$$\tilde{U} = \begin{pmatrix} c & s & 0 \\ -st & s & t/c \\ e^{i\phi}t^2 & -e^{i\phi}t & e^{i\phi}t \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} st\varepsilon_{12} - \tilde{t}t\varepsilon_{13} & -s\varepsilon_{12} + \tilde{t}\varepsilon_{13} & -\frac{t}{c}\varepsilon_{12} - \tilde{t}\varepsilon_{13} \\ c\varepsilon_{12} - e^{i\phi}t^2\varepsilon_{23} & s\varepsilon_{12} + e^{i\phi}t\varepsilon_{23} & -e^{i\phi}\frac{t}{c}\varepsilon_{23} \\ e^{i\delta}c\varepsilon_{13} - st\varepsilon_{23} & e^{i\delta}s\varepsilon_{13} + s\varepsilon_{23} & \frac{t}{c}\varepsilon_{23} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

である。ここで $\tilde{t} = e^{-i(\delta-\phi)}t$ とした。混合角は

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{12} &= \left(1 - 2\varepsilon_{12} + 2^{5/4}\varepsilon_{13} \cos(\delta - \phi)\right) \sin^2 \theta_{12}^{BP2}, \\ \sin^2 \theta_{23} &= \left(1 - 2^{3/4}\varepsilon_{23} \cos \phi\right) \sin^2 \theta_{23}^{BP2}, \\ \sin^2 \theta_{13} &= \sqrt{2} \left(\varepsilon_{13}^2 + 2^{5/4}\varepsilon_{12}\varepsilon_{13} \cos(\delta - \phi)\right) \sin^2 \theta_{12}^{BP2} + \varepsilon_{12}^2 \sin^2 \theta_{23}^{BP2}, \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ここで $\sin^2 \theta_{12}$ と $\sin^2 \theta_{23}$ は ε_{ij} の 1 次までの近似式である。

4 グローバル解析データのアップデートに伴う再考

旧グローバル解析に基づいて構築された修正 bipair ニュートリノ混合モデルが、新 FTV 解析や新 FLMMPR 解析の報告に対して更なる修正が必要かどうかは調査すべき問題である。ここでは、ケース 1 とケース 2 に分けて、修正 bipair ニュートリノ混合モデルを再考する。

4.1 ケース 1

旧グローバル解析：修正 bipair ニュートリノ混合モデルが提案された時点で最新であった旧グローバル解析によれば、太陽ニュートリノ混合角と大気ニュートリノ混合角の観測値は、修正前の bipair ニュートリノ混合モデルで既に良く再現されていた。そこで、修正は最小限にとどめることを原則と考え、太陽ニュートリノ混合角と大気ニュートリノ混合角は

$$\sin^2 \theta_{12} = \sin^2 \theta_{12}^{BP1}, \quad \sin^2 \theta_{23} = \sin^2 \theta_{23}^{BP1}, \quad (17)$$

として修正を受けず、最小限の修正は、原子炉混合角に対する次の修正のみであると考えられていた。

$$\sin^2 \theta_{13} = \left(2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \varepsilon_{13}^2 \cos^2(\delta - \phi) \sin^2 \theta_{23}^{BP1} + 2\varepsilon_{13}^2 \sin^2 \theta_{12}^{BP1}. \quad (18)$$

新 FTV 解析：新 FTV 解析結果を考慮した場合にも、旧グローバル解析と同様に修正前の bipair ニュートリノ混合モデルで既に太陽ニュートリノ混合角の観測結果を再現可能である。しかしながら、大気ニュートリノ混合角については 2σ データの範囲には入っているものの、下限値側がかろうじて再現できるのみであり、荷電レプトンからの寄与を受けた修正が必要となろう。すなわち、新 FTV 解析に準じれば、太陽ニュートリノ混合角は

$$\sin^2 \theta_{12} = \sin^2 \theta_{12}^{BP1}, \quad (19)$$

として修正を受けず、最小限の修正として

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{23} &= \left(1 - 2^{5/4} \varepsilon_{23} \cos \phi\right) \sin^2 \theta_{23}^{BP1}, \\ \sin^2 \theta_{13} &= \left(2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \varepsilon_{13}^2 \cos^2(\delta - \phi) \sin^2 \theta_{23}^{BP1} + 2\varepsilon_{13}^2 \sin^2 \theta_{12}^{BP1}, \end{aligned} \quad (20)$$

が必要となる。したがって、修正を受けるべき混合角は原子炉混合角だけでなく、大気ニュートリノ混合角も修正を受けることとなり、修正 bipair ニュートリノ混合モデルに対して新たな修正が要求される。

新 FLMPR 解析：新 FLMPR 解析結果を考慮した場合にも、やはり旧グローバル解析と同様に、修正前の bipair ニュートリノ混合モデルで既に太陽ニュートリノ混合角と大気ニュートリノ混合角の観測結果を再現可能である。したがって、この場合にも修正を受けるべき混合角は原子炉混合角のみであり、修正 bipair ニュートリノ混合モデルに対する新たな修正は要求されない。

4.2 ケース 2

旧グローバル解析：旧グローバル解析結果にしたがえば、ケース 2 ではケース 1 と同様に太陽ニュートリノ混合角は観測値をよく再現していた。しかし、大気ニュートリノ混合角は観測値の上限側がかろうじて再現されているのみであり、荷電レプトンからの寄与を受けるべきと判断された。以上から太陽ニュートリノ混合角は

$$\sin^2 \theta_{12} = \sin^2 \theta_{12}^{BP2}, \quad (21)$$

として修正を受けず、ケース 2 へ要求される最小限の修正は

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{23} &= \left(1 - 2^{3/4} \varepsilon_{23} \cos \phi\right) \sin^2 \theta_{23}^{BP2}, \\ \sin^2 \theta_{13} &= \sqrt{2} \left(1 + 2^{3/2} \cos^2(\delta - \phi)\right) \varepsilon_{13}^2 \sin^2 \theta_{12}^{BP2} + \sqrt{2} \varepsilon_{13}^2 \cos^2(\delta - \phi) \sin^2 \theta_{23}^{BP2}, \end{aligned} \quad (22)$$

であると考えられていた。

新 FTV 解析：新 FTV 解析結果を考慮した場合にも、旧グローバル解析と同様に、修正前の bipair ニュートリノ混合モデルで既に太陽ニュートリノ混合角の観測結果を再現可能であるが、大気ニュートリノ混合角についてはデータの上限値側がかろうじて再現できるのみである。したがって、修正すべきニュートリノ混合角は大気ニュートリノ混合角と原子炉ニュートリノ混合角の 2 つとなる。この状況は旧グローバル解析に準じた場合と同じであり、修正 bipair ニュートリノ混合モデルに対する新たな修正は要求されない。

新 FLMPR 解析：新 FLMPR 解析結果を考慮した場合にも、やはり旧グローバル解析と同様に修正前の bipair ニュートリノ混合モデルで既に太陽ニュートリノ混合角の観測結果を再現可能である。

さらに大気ニュートリノ混合角については 2σ データの許容範囲から外れている。したがって、修正すべきニュートリノ混合角は大気ニュートリノ混合角と原子炉ニュートリノ混合角の2つとなる。この状況は旧グローバル解析に準じた場合と同じであり、修正 bipair ニュートリノ混合モデルに対する新たな修正は要求されない。

5 まとめ

Bipair ニュートリノ混合モデルは原子炉ニュートリノ混合角を再現できていない。これに対して、荷電レプトンの寄与を考慮した修正 bipair ニュートリノ混合モデルが提案されていた。しかし、修正 bipair ニュートリノ混合モデルが提案された当時から今日までに、ニュートリノ混合角の観測が急スピードで進み、混合角の観測データがアップデートされた。

本研究では最新の観測データに基づき、修正 bipair ニュートリノ混合モデルに更なる修正が必要かどうかを調査した。その結果、修正 bipair ニュートリノ混合モデルのケース 1 では、Forero et.al. [5] による最新結果に基づく場合には、従来の修正に加えて大気ニュートリノ混合角についても更なる修正が必要であることが示された。これに対して Fogli et.al [6] による最新結果に基づく場合には、新たな修正は要求されなかった。一方ケース 2 については、Forero et.al および Fogli et.al のどちらの最新結果に基づいたとしても、新たな修正は不要であることが明らかとなった。

参考文献

- [1] 一般向けにニュートリノ物理学の現状を解説した記事として、「特集：素粒子ニュートリノの正体を探る」。パリティ。2012 年 4 月号。丸善。
- [2] T. Kitabayashi and M. Yasuè, Phys. Lett. B **696**, 478 (2011).
- [3] T. Kitabayashi and M. Yasuè, Phys. Lett. B **713**, 206 (2012).
- [4] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo and A. M. Rotunno, Phys. Rev. D **84**, 053007 (2011).
- [5] D. V. Forero, M. Tórtola and J. W. F. Valle, arXiv:1205.4018v3.
- [6] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo and A. M. Rotunno, Phys. Rev. D **86**, 013012 (2012).