

オッカムの剃刀的ニュートリノと 未発見ヒッグス粒子およびダークエネルギー

生地雅人¹, ゴ杰毅 (Wu Jieyi)¹, 北林照幸*²

¹〒259-1292 神奈川県平塚市北金目 4-1-1
東海大学大学院 理学研究科 物理学専攻

²〒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

(2020年9月18日受付; 2020年12月7日受理)

Occam’s razor for neutrinos, extra Higgs bosons and Dark energy

by

Masahito OCHI¹, Ketugi GO (JIEYI WU)¹ and Teruyuki KITABAYASHI*²

¹*Course of Physics, Graduate School of Science, Tokai University, 4-1-1 KitaKamane, Hiratsuka,
Kanagawa, 259-1292, Japan*

²*Department of Physics, School of Science, Tokai University, 4-1-1 KitaKamane, Hiratsuka,
Kanagawa, 259-1292, Japan*

*Corresponding author: E-mail: teruyuki@tokai-u.jp

(Received on Sept. 18, 2020; accepted on Dec. 7, 2020)

Abstract

The Occam’s razor is the problem-solving principle that “entities should not be multiplied without necessity”. According to Occam’s razor, the so-called texture-zero neutrino flavor mass matrices have been extensively studied in the literature. In this paper, we connect some texture-zero neutrino flavor mass matrices with the extra Higgs sector as well as the dark energy. We show that the compatibility of the texture-zero mass matrices with a two-Higgs doublet model. Moreover, we present that an idea for connecting the neutrino sector and the dark energy may be tested in the two-Higgs doublet model within the texture-zero scheme.

Keywords: Neutrinos; Extra Higgs bosons; Dark Energy

1 はじめに

ニュートリノ, ヒッグス粒子, ダークエネルギー. これらは素粒子物理学や宇宙物理学の分野で精力的に研究されているトピックスである. 我々は, これらの3つのトピックスを関連付け, 新たな知見を与えることを目的に調査を行った.

1つめのトピックスであるニュートリノとは, 発見されている17種類の素粒子の中でも最も相互作用が弱い, 謎の多い素粒子である. 3種類あるニュートリノは量子力学的に混合していることが実験で明らかになっているが, 観測されている混ざり具合を数学的に表している「ニュートリノのフレーバー質量行列」の行列形を再現する理論モデルがまだ決定されていない[1]. 多くの質量行列モデルが提案されている中で, 「どうしても必要なもの以外は不要である」というオッカムの剃刀的思想のもとでの研究も進んでいる[2]. このオッカムの剃刀に従えば, フレーバー質量行列の中に含まれる9つの要素のうち, 非常に重要な要素は数個であり, それ以外の要素の値は極めて小さいかも知れない. もしかすると非常に重要ではない要素の値は小さいどころかゼロかも知れない. 要素にゼロを含むニュートリノの質量行列形は「ゼロ・テクスチャー」とよばれ, 活発に研究が進んでいる[3].

2つめのトピックスであるヒッグス粒子も, 発見されている17種類の素粒子の一種である. ヒッグス粒子に関わる未解決問題のひとつに「ヒッグス粒子は1種類しか存在しないのか」という「未発見ヒッグス粒子問題」がある. 現在ヒッグス粒子は1種類のみが発見されており, このヒッグス粒子はスカラー粒子に分類されている. フェルミオンに分類されている素粒子が12種類発見されており, ベクトル粒子に分類されている素粒子が4種類発見されているなかで, スカラー粒子に分類されている素粒子はヒッグス粒子しか見つかっていない. 未発見のスカラー粒子, すなわちヒッグス粒子の仲間がもつと存在するかも知れない.

3つめのトピックスであるダークエネルギーとは, 宇宙の加速膨張を引き起こしている正体不明のエネルギーのことである. 宇宙のエネルギー密度の約69%が正体不明のダークエネルギーであることが観測から明らかになっている[4]. 発見当初は真空が持つエネルギーであると考えられる説が主流であったが, 今日では(真空も含めて)様々なタイプの新しいスカラー場がダークエネルギーの候補として調査されている[5]. ダークエネルギーの正体は何かという「ダークエネルギー問題」は, 今日の素粒子物理学や宇宙論の最大の問題の1つである. ちなみに, 本論とは直接関係はないが, 宇宙のエネルギー密度の約5%のみが, 我々が目で見ることができる原子できた物質(より正しくはバリオン)であり, 残りの約26%はダークマターとよばれている正体不明の重力源である. ダークマターの正体に関する様々な説が提案されているが, その中でも有力な説の1つは, ダークマターが未発見の素粒子であると考えられる未発見素粒子説である.

本研究では, ニュートリノのフレーバー質量行列形がオッカムの剃刀に従っている場合に及ぼす, 未発見ヒッグス問題やダークエネルギー問題への影響を調査した.

本論文の構成は以下のとおりである. 次の2節では, 我々が研究に用いたニュートリノのフレーバー質量行列形について述べる. そのあとの3節では, 未発見のダブルレットヒッグスとトリプレットヒッグスとニュートリノ質量行列形との関係についての考察を行う. さらに続く4節ではダークエネルギーとニュートリノ質量行列に関する知見を述べる. 最後の5節では本研究のまとめと今後の展望について述べる.

2 オッカムの剃刀とニュートリノ質量行列形

本研究では, ニュートリノのフレーバー質量行列形がオッカムの剃刀の思想にしたがっていると考える. 本節では, 我々が研究に用いたニュートリノのフレーバー質量行列形について述べる.

ニュートリノがディラック粒子であるか, それともマヨラナ粒子であるかは明らかになっていないが, 本研究ではニュートリノはマヨラナ粒子であると考え. これは, 次節で登場するシーソーメカニズムから自然に導き出されるニュートリノがマヨラナ粒子になるからである. ニュートリノがマヨラナ粒子であるとする, ニュートリノのフレーバー質量行列 M は次のように対称行列で表すことができる [6-9]

$$M = \begin{pmatrix} M_{ee} & M_{e\mu} & M_{e\tau} \\ M_{e\mu} & M_{\mu\mu} & M_{\mu\tau} \\ M_{e\tau} & M_{\mu\tau} & M_{\tau\tau} \end{pmatrix} = U \text{diag.}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) U^T, \quad (1)$$

ここで

$$\lambda_1 = m_1 e^{2i\alpha_1}, \quad \lambda_2 = m_2 e^{2i\alpha_2}, \quad \lambda_3 = m_3, \quad (2)$$

であり, m_i ($i = 1, 2, 3$) はニュートリノの質量固有値である. また,

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (3)$$

はポンテコルボ・牧・中川・坂田行列とよばれ, ニュートリノの混合状態を一般的に表す行列である. また, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ および $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) という省略記法を用いてある. θ_{ij} はニュートリノの混合角, δ はディラック CP 位相, α_1 と α_2 はマヨラナ CP 位相である.

ニュートリノの質量や混合角などはニュートリノ振動実験など通じて測定されている. 現時点では, ニュートリノの質量そのものの測定には成功してなく, 質量 2 乗差 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ が測定されているのみである. ニュートリノ振動実験から得られた質量 2 乗差と混合角, ディラック CP 位相の観測値は次のとおりである [10]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{eV}^2} &= 7.39_{-0.20}^{+0.21} \quad (6.79 \rightarrow 8.01), \\ \frac{\Delta m_{31}^2}{10^{-3} \text{eV}^2} &= 2.528_{-0.031}^{+0.029} \quad (2.436 \rightarrow 2.618), \\ \theta_{12}/^\circ &= 33.82_{-0.76}^{+0.78} \quad (31.61 \rightarrow 36.27), \\ \theta_{23}/^\circ &= 48.6_{-1.4}^{+1.0} \quad (41.1 \rightarrow 51.3), \\ \theta_{13}/^\circ &= 8.60_{-0.13}^{+0.13} \quad (8.22 \rightarrow 8.98), \\ \delta/^\circ &= 221_{-28}^{+39} \quad (144 \rightarrow 357), \end{aligned} \quad (4)$$

ここで \pm は 1σ データを表し, かっこ内の数値は 3σ データを表している. マヨラナ CP 位相については現時点では直接観測に成功していない. なお, いわゆるニュートリノの質量階層問題も存在するが, 本研究ではニュートリノは順階層質量を持つと仮定する. 多くの実験結果が順階層質量を支持し始めて

いるからである [11–13]. また, ニュートリノ振動実験以外にも, 宇宙マイクロ波背景放射の観測からニュートリノの質量の和に

$$\sum m_i < 0.12 - 0.69 \text{ eV}, \quad (5)$$

という制限が得られている [4, 12]. さらに, ニュートリノレス 2 重ベータ崩壊実験からは

$$|M_{ee}| < 0.066 - 0.155 \text{ eV}, \quad (6)$$

という制限も得られている [12, 14].

実験で得られた $\Delta m_{ij}^2, \theta_{ij}, \delta$ の値には幅がある. したがって, ニュートリノ質量行列 M の各要素の値にも幅があり, 現在の実験精度ではニュートリノ質量行列形は定まってはいない. 本研究では, 現在提案されている行列形の中でも, 最もオッカムの剃刀の思想に合致している行列形の一つである zero-textures with zero trace 形 [15] が正しいニュートリノの質量行列形であると仮定する*.

Zero-textures with zero trace 形では, まずはじめに質量行列 M に含まれる 6 つの独立な複素要素の中の 1 つがゼロであると考ええる. 次の 6 種類がある.

$$\begin{aligned} G_1 : & \begin{pmatrix} 0 & \times & \times \\ - & \times & \times \\ - & - & \times \end{pmatrix} & G_2 : & \begin{pmatrix} \times & 0 & \times \\ - & \times & \times \\ - & - & \times \end{pmatrix} & G_3 : & \begin{pmatrix} \times & \times & 0 \\ - & \times & \times \\ - & - & \times \end{pmatrix} \\ G_4 : & \begin{pmatrix} \times & \times & \times \\ - & 0 & \times \\ - & - & \times \end{pmatrix} & G_5 : & \begin{pmatrix} \times & \times & \times \\ - & \times & 0 \\ - & - & \times \end{pmatrix} & G_6 : & \begin{pmatrix} \times & \times & \times \\ - & \times & \times \\ - & - & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで「-」は M が対称行列であることから自明となる要素を表している. そしてさらに, これらの質量行列のトレースもゼロであると考ええる.

これら 6 種類の zero-textures with zero trace 形では, 質量行列の 1 つの要素がゼロであるという要請 ($M_{ij} = 0$) から, 混合行列 U とニュートリノの質量 m_i およびマヨラナ CP 位相 α_1 の間に

$$M_{ij} = 0 \quad \leftrightarrow \quad U_{i1}U_{j1}\lambda_1 + U_{i2}U_{j2}\lambda_2 + U_{i3}U_{j3}\lambda_3 = 0 \quad (8)$$

という関係が導かれる. さらに, トレースがゼロであることから

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0 \quad (9)$$

も成り立つ必要がある. 式 (8) と式 (9) より

* オッカムの剃刀の原理に従えば, one-zero textures だけではなく two-zero textures や three-zero textures などとも考えることができる. これらのうち, ゼロが 3 つ以上の行列形は実験から排除されているが, ゼロが 2 つの two-zero textures はまだ実験からは排除されていない [3]. したがって, 「行列要素の中で最も重要なものを除外してゼロである」というオッカムの剃刀の原理からは, 単純に行列要素の中に含まれるゼロの数に着目すると, 行列要素の中に 1 つのゼロが含まれている one-zero textures よりも, 2 つのゼロが含まれている two-zero textures の方が興味深い. これに対して本研究では two-zero textures ではなく, 行列要素に含まれるゼロの数は 1 つであるが行列のトレースもゼロであるという one-zero textures with zero trace 形を研究対象とした. この one-zero textures with zero trace 形にも「ゼロ」が 2 つ含まれており, two-zero textures と同レベルでオッカムの剃刀の原理を満たしていると考えられる. 実験的には two-zero textures は排除されていないものの, 数パターンの two-zero textures が 3σ の範囲で生き残っているのみの状況である. このため, 実験的には two-zero textures よりも one-zero textures の方が有利であり, さらに two-zero textures と同レベルにオッカムの原理を満たしている one-zero textures with zero trace 形を本研究では調査対象とした. なお, 本論では one-zero textures with zero trace 形の「one」を省略して zero textures with zero trace 形とよんでいる.

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_3} = \frac{U_{i2}U_{j2} - U_{i3}U_{j3}}{U_{i1}U_{j1} - U_{i2}U_{j2}}, \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_3} = \frac{U_{i3}U_{j3} - U_{i1}U_{j3}}{U_{i1}U_{j1} - U_{i2}U_{j2}}, \quad (10)$$

が得られる。これから、ニュートリノの質量の比

$$\frac{m_1}{m_3} = \left| \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \right|, \quad \frac{m_2}{m_3} = \left| \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \right| \quad (11)$$

およびマヨラナ CP 位相

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} \arg \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_3} \right), \quad \alpha_2 = \frac{1}{2} \arg \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_3} \right), \quad (12)$$

が求まる。

式 (11) と式 (12) などを実験結果と比較することで、実験と矛盾しない質量行列形を同定することが可能である。Singh の先行研究によれば、6 種類の zero-textures with zero trace 形のなかで、実験結果を再現可能な行列形は G_2 形, G_3 形, G_4 形, G_5 形のみである (ニュートリノの質量階層が順階層であるという仮定を行わない場合には、 G_6 形も許される) [15]。本研究は G_2 形, G_3 形, G_4 形, G_5 形のみを考察の対象とする。

3 ニュートリノ質量行列形と未発見ヒッグス粒子問題

発見されているスカラー粒子は 1 種類のヒッグス粒子のみである。他にもスカラー粒子が存在するだろうと考えたとき、さらにもう一つスカラー粒子がある場合が最も単純にモデルを構築できる。発見されているヒッグス粒子は $SU(2)$ ダブルレットとして変換する。これに応じて、宇宙には未発見の $SU(2)$ ダブルレット (未発見のヒッグスダブルレット) が 1 種類存在すると考える two-Higgs-doublet モデルが研究されている [16]。この two-Higgs-doublet モデルは現在行われている素粒子実験の結果と矛盾せず、ヒッグスセクターを拡張したモデルとしては有力なモデルの 1 つである。

ただし、ニュートリノ物理学の立場では、最もシンプルな two-Higgs-doublet モデルには難点も存在する。それはシーソーメカニズムが使えない点である。ニュートリノの質量は他の素粒子の質量に比べて桁違いに小さい。この小さい質量を生み出す様々なメカニズムが提案されているが、その中でもシーソーメカニズムとよばれている質量生成メカニズムは主流なメカニズムの 1 つである [17]。シーソーメカニズムには大きく分けてタイプ I [18–22], タイプ II [23–28], タイプ III [29] の 3 つのタイプがある。タイプ I シーソーメカニズムが機能するためには重たい $SU(2)$ シングレットの中性のフェルミオンが必要である。また、タイプ II シーソーモデルでは未発見の $SU(2)$ トリプレットスカラーが必要であり、タイプ II シーソーメカニズムでは $SU(2)$ トリプレットのフェルミオンが必要である。このどれもが、単純な two-Higgs-doublet モデルには含まれていない。そこで Ouazghour 等は、 $SU(2)$ ダブルレットスカラー (ダブルレットヒッグス) ϕ だけでなく、 $SU(2)$ トリプレットスカラー (トリプレットヒッグス)

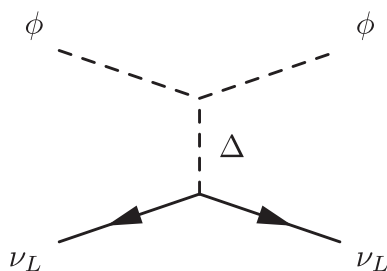


図 1 タイプ II シーソーメカニズムによるニュートリノの質量生成

Δ を追加したモデルを提案した [30]. 彼らのモデルにはトリプレットスカラーが含まれているため, 図 1 のファインマンダイアグラムで示したタイプ II シーソーメカニズムによるニュートリノの小さな質量の生成が可能になる. Ouazghour 等による two-Higgs-doublet and triplet-Higgs モデルの解析によれば, このモデルは大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider:LHC) で検証可能である. その検証方法の中に, レプトンフレーバーを破る崩壊 $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ や $\mu \rightarrow e\gamma$ の観測がある. これらは素粒子の標準理論では実現不可能な素粒子反応であるため, これらの崩壊現象が発見されれば, 未発見の素粒子の存在が示唆される. Two-Higgs-doublet and triplet-Higgs モデルでは, たとえば $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ の分岐比は

$$\text{BR}(\mu \rightarrow \bar{e}ee) = \frac{|y_{\mu e}|^2 |y_{ee}|^2}{4G_F^2 m_{H^{\pm\pm}}^4} \text{BR}(\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu) \quad (13)$$

となる [31–33]*1). ここで, y_{ij} はトリプレットヒッグスと荷電レプトンとの湯川結合, G_F はフェルミ結合定数, $m_{H^{\pm\pm}}$ はトリプレットヒッグスの中で電荷 $\pm\pm$ を持つ粒子の質量である.

ここで, タイプ II シーソーメカニズムが持つ, ニュートリノのフレーバー質量 M_{ij} と湯川結合 y_{ij} の間にある次の有用な関係

$$y_{ij} = \frac{M_{ij}}{\sqrt{2}v_\Delta} \quad (14)$$

を紹介する [31, 34, 35]. ここで, v_Δ はトリプレットヒッグスの中の中性成分がもつ真空期待値である. このように, タイプ II シーソーメカニズムではニュートリノのフレーバー質量 M_{ij} と湯川結合 y_{ij} が 1 対 1 に対応している. 他のニュートリノの質量生成メカニズムでは, このような単純な関係は一般には得られない*2). この有用な関係から $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ の分岐比はニュートリノのフレーバー質量行列要素と直接に関係して

$$\text{BR}(\mu \rightarrow \bar{e}ee) = \frac{1}{4v_\Delta^4} \frac{|M_{e\mu}|^2 |M_{ee}|^2}{4G_F^2 m_{H^{\pm\pm}}^4} \text{BR}(\mu \rightarrow e\bar{\nu}\nu) \quad (15)$$

となる.

ここで, ニュートリノの質量行列が zero-textures with zero trace 形の場合を考えてみよう. たとえば G_2 形が正しい場合, $M_{e\mu} = 0$ より

$$G_2: \quad \text{BR}(\mu \rightarrow \bar{e}ee) = 0 \quad (16)$$

が得られる. すなわち, $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ は決して生じてはならない. このことから, 発見されているヒッグス粒子の以外にもダブレットヒッグスとトリプレットヒッグスが発見された場合, レプトンフレーバーの

*1) フレーバーを変化させるレプトン崩壊の分岐比を表す式 (13) および式 (17) は, 2009 年の Akeroyd 等による論文 [31] でも議論されているように 1 つの Higgs doublet と 1 つの Higgs triplet のみでも成立する. このため, 分岐比の式 (13) および式 (17) のみを考えれば本論で述べているような 2 つの Higgs doublet は不要であり, 1 つの Higgs doublet のみでも構わない. だが本論では, 2 つの Higgs doublet が存在したとしてもこれまでの実験結果とは矛盾せず, 今後の加速器実験で検証が可能であること主張している 2019 年の Ouazghour 等による最新の two-Higgs doublet and triplet-Higgs model [30] に着目した. この理由は, Two-Higgs doublet では 1 つの Higgs doublet のみでは許されない (本論で議論しているレプトン崩壊の以外の) 素粒子現象も許されるようになるため, 現在多くの素粒子研究者が注目している Higgs モデルだからである.

*2) ニュートリノの質量が標準的なヒッグスメカニズムで生成される場合にも, ニュートリノのフレーバー質量と湯川結合は 1 対 1 に対応する. だがこの場合には極めて小さいニュートリノの質量を生み出すためには非常に小さい湯川結合が必要である. すなわち, ニュートリノとヒッグス粒子の湯川結合が他の素粒子とヒッグス粒子の湯川結合と比べて桁違いに小さくなる明確な理由がない限り, ニュートリノの質量が通常のヒッグスメカニズムで生じているとは考えにくい. このため, ニュートリノの質量は通常のヒッグスメカニズムではなく, 他のメカニズムで生成されていると考えられている.

保存を破る反応の1つである $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ も発見されたら, zero-textures with zero trace の G_2 形は排除されることになる.

同様に, レプトンフレーバーの保存を破る他の反応に関する次の分岐比

$$\begin{aligned} \text{BR}(\tau \rightarrow \bar{e}ee) &= \frac{1}{4v_\Delta^4} \frac{|M_{e\tau}|^2 |M_{ee}|^2}{4G_F^2 m_{H^\pm}^4} \text{BR}(\tau \rightarrow e\bar{\nu}\nu) \\ \text{BR}(\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu) &= \frac{1}{4v_\Delta^4} \frac{|M_{\mu\tau}|^2 |M_{\mu\mu}|^2}{4G_F^2 m_{H^\pm}^4} \text{BR}(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}\nu) \end{aligned} \quad (17)$$

も zero-textures with zero trace 形の運命を左右する. G_3 形が正しい場合は $M_{e\tau} = 0$ が, G_4 形が正しい場合には $M_{\mu\mu} = 0$ が, G_5 形が正しい場合には $M_{\mu\tau} = 0$ が成り立つ必要がある. これから

$$\begin{aligned} G_3 : \text{BR}(\tau \rightarrow \bar{e}ee) &= 0, \\ G_4, G_5 : \text{BR}(\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu) &= 0, \end{aligned} \quad (18)$$

が成り立つ必要がある. このことから, $\tau \rightarrow \bar{e}ee$ が観測されれば G_3 形は排除され, $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が観測されれば G_4 形と G_5 形は排除される.

以上のことから, ニュートリノのフレーバー質量行列が zero-textures with zero trace 形であり, かつ未発見のダブルレットヒッグスとトリプレットヒッグスが存在する場合, 生き残る質量行列形は

- $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ が観測された場合は G_3 形, G_4 形, G_5 形
- $\tau \rightarrow \bar{e}ee$ が観測された場合は G_2 形, G_4 形, G_5 形
- $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が観測された場合は G_2 形, G_3 形

であると結論できる.

4 ニュートリノ質量行列形とダークエネルギー問題

ダークエネルギーの存在は宇宙に未発見のスカラー場が存在することを示唆している. このスカラー場はアクセロン (acceleron) [36] とか quintessence [37] とよばれている. このアクセロンがニュートリノの質量を変化させている可能性が指摘されている [36]. アクセロン A を含むモデルでニュートリノの質量がタイプ II シーソーメカニズムで生成される場合, ニュートリノの質量行列要素 M_{ij} と湯川結合 y_{ij} との関係は一般に

$$M_{ij} = \frac{2y_{ij}\mu(A)\langle\phi^0\rangle^2}{m_{\xi_0}^2}. \quad (19)$$

となることが知られている [38, 39]. ここで, $\langle\phi^0\rangle$ はダブルレットヒッグスの中性成分の真空期待値であり, m_{ξ_0} トリプレットヒッグスの中性成分の質量である. ここで, ダブルレットヒッグスとトリプレットヒッグスの結合 μ がアクセロンの関数になっていることがポイントである. $\mu(A)$ が十分に小さな値を取る場合には, 電弱スケールから若干大きい m_ξ でもニュートリノの小さな質量を得ることができる. 多くのモデルが電弱スケールを遥かに超えた m_ξ を必要としているのに対して, このモデルは電弱スケールから若干大きい m_ξ も許容される. 電弱スケールから若干大きなエネルギースケールならば, 今後計画されている素粒子加速器実験での検証も可能である.

ここで, ニュートリノの質量行列が zero-textures with zero trace 形の場合を考えてみよう. たとえば G_2 形が正しい場合, $M_{e\mu} = 0$ より

$$G_2 : \frac{2y_{e\mu}\mu(A)\langle\phi^0\rangle^2}{m_{\xi_0}^2} = 0 \quad (20)$$

である。ここで、ダブルレットヒッグスの真空期待値は観測から $\langle\phi^0\rangle \neq 0$ であり、トリプレットヒッグスの質量は必ず $m_{\xi_0} \neq 0$ を満たさなければならない（もし $m_{\xi_0} = 0$ だとすると、分母がゼロになり発散が生じてしまう。また、そもそも質量がゼロではないトリプレットヒッグスの導入によってタイプ II シーソーモデルによるニュートリノの質量生成を実現している）。したがって、 G_2 形が正しい場合には

$$G_2 : y_{e\mu}\mu(A) = 0 \quad (21)$$

が成り立たなければならない。すなわち、

- (i) $y_{e\mu} = 0$ かつ $\mu(A) \neq 0$
- (ii) $y_{e\mu} \neq 0$ かつ $\mu(A) = 0$
- (iii) $y_{e\mu} = 0$ かつ $\mu(A) = 0$

のいずれかが要求される。このうちの (ii)(iii) では結合 $\mu(A)$ が消えて無くなる必要がある。だが、仮に $\mu(A) = 0$ だとすると式 (19) より、ニュートリノ質量行列の全ての要素が消失してしまう。よって、ニュートリノの質量がゼロとなり、観測結果とは一致しない。したがって、(ii)(iii) の可能性は排除される。

だがここで、結合 μ に何らかの理由によりフレーバー依存性があるとしよう。この場合には

$$M_{ij} = \frac{2y_{ij}\mu_{ij}(A)\langle\phi^0\rangle^2}{m_{\xi_0}^2}. \quad (22)$$

となり、特定のフレーバー添え字の組み合わせでのみ $\mu_{ij}(A)$ が消えて無くなるのが可能となる。例えば G_2 形が正しい場合には

$$G_2 : y_{e\mu}\mu_{e\mu}(A) = 0 \quad (23)$$

が成り立たてばよいから、

- (i) $y_{e\mu} = 0$ かつ $\mu_{e\mu}(A) \neq 0$
- (ii) $y_{e\mu} \neq 0$ かつ $\mu_{e\mu}(A) = 0$
- (iii) $y_{e\mu} = 0$ かつ $\mu_{e\mu}(A) = 0$

のいずれかが成り立てばよい。通常のタイプ II シーソーメカニズムでは、 G_2 形が正しいときには湯川結合 $y_{e\mu}$ がゼロになるしかない。これは (i) の場合に相当する。しかしながら、ニュートリノがダークエネルギーとアクセロンを通じて関連していて、ニュートリノの質量がタイプ II シーソーメカニズムで生じる場合には、(ii) の場合のように湯川結合は生き残り、 $\mu_{e\mu}(A) = 0$ によって $M_{e\mu} = 0$ が保証されている可能性も発生する。

もちろん、ここでの議論を成立させるためには、結合 μ がフレーバー依存性を持つ素粒子モデルの構築が不可欠である。また、アクセロンの変化に応じて様々な値を結合 μ が取り得る中で、 $\mu_{e\mu}(A) = 0$ が実現されるためには何らかのファインチューニングが必要になることが予想される。この点是不自然なようにも思えるが、 G_2 形が正しくても湯川結合 $y_{e\mu}$ が生き残れるという知見は新しい。または別の見方をすると、ニュートリノ質量行列の中のゼロ要素の源が湯川結合ではなく、ダークエネルギーにある可能性もあることを示している。

湯川結合はレプトンフレーバーを破る崩壊 $\mu \rightarrow \bar{e}e$ や $\mu \rightarrow e\gamma$ などにも影響していた。たとえば式 (17) より

$$\text{BR}(\mu \rightarrow \bar{e}ee) \propto |y_{\mu e}|^2 |y_{ee}|^2 \quad (24)$$

であった。このことから、将来のニュートリノ実験で G_2 形が正しいことが明らかになり、かつ $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ が発見されたとすると、 $M_{e\mu} = 0$ を生じる源が従来考えられていた湯川結合 $y_{e\mu} = 0$ ではなく、 $\mu_{e\mu}(A) = 0$ を満たすダークエネルギー（アクセレロン）である可能性がある。

ここで示した G_2 形とレプトンフレーバーを破る崩壊の 1 つである $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ に関する考察は、他の質量行列形とレプトンフレーバーを破る崩壊に関する考察にも応用できる。その考察を含めると

- G_2 形が正しく、かつ $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ が発見される
- G_3 形が正しく、かつ $\tau \rightarrow \bar{e}ee$ が発見される
- G_4 形が正しく、かつ $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が発見される
- G_5 形が正しく、かつ $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が発見される

のいずれかが将来の実験で確認された場合、ダークエネルギーの正体がニュートリノと密接に関係しているアクセレロンである可能性があると言える。

5 まとめ

本研究では、ニュートリノのフレーバー質量行列形がオッカムの剃刀に従っている場合に及ぼす、未発見ヒッグス問題やダークエネルギー問題への影響を調査した。特に、現在提案されている行列形の中でも、最もオッカムの剃刀の思想に合致している行列形の一つである zero-textures with zero trace 形が正しいニュートリノの質量行列形であると仮定した。この質量行列形には数学的に可能な 6 つの形があるが、先行研究によって G_2 形 G_3 形、 G_4 形、 G_5 形の 4 つの形のみがニュートリノ振動実験と矛盾がないことが示されている。

まず、未発見ヒッグス問題にアプローチするため、現在発見されているヒッグス粒子の他にも、ダブルレットヒッグスとトリプレットヒッグスが存在すると考える two-Higgs-doublet and triplet-Higgs モデルを考察した。このモデルが正しい場合、生き残るニュートリノの質量行列形は (1) $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ が観測された場合は G_3 形、 G_4 形、 G_5 形であり、(2) $\tau \rightarrow \bar{e}ee$ が観測された場合は G_2 形、 G_4 形、 G_5 形であり、(3) $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が観測された場合は G_2 形、 G_3 形であることが明らかになった。

次に、ダークエネルギー問題にアプローチするため、ダークエネルギーの正体がニュートリノと関係を持つアクセラロンであるモデルを考察した。ダークエネルギーの正体は謎に満ちているが (1) G_2 形が正しく、かつ $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ が発見される (2) G_3 形が正しく、かつ $\tau \rightarrow \bar{e}ee$ が発見される (3) G_4 形が正しく、かつ $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が発見される (4) G_5 形が正しく、かつ $\tau \rightarrow \bar{\mu}\mu\mu$ が発見される、のいずれかが将来の実験で確認された場合、ダークエネルギーの正体がニュートリノと密接に関係しているアクセラロンである可能性があることが明らかになった。

参考文献

- [1] P. O. Ludl and W. Grimus, JHEP **07**, 090 (2014).
- [2] D. M. Barreiros, F. R. Joaquim and T. T. Yanagida, “Perfect Occam’s razor for neutrino masses and leptogenesis”, arXiv:2003.06332 (Mar. 2020).
- [3] K. Bora, D. Borah and D. Dutta Phys. Rev. D **96**, 075006 (2017).
- [4] N. Aghanim, et al. (Planck Collaboration), “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, arXiv:1807.06209v2 (Sep. 2019).
- [5] D. Huterer and D. L. Shafer, Rev. Prog. Phys. **81**, 016901 (2018).

- [6] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6 (1957) 429.
- [7] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 7 (1958) 172;
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [9] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [10] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. H-Cabezudo, M. Maltoni, and T. Schwetz, JHEP **01**, 106 (2019). See also, NuFIT webpage, <http://www.nu-fit.org>.
- [11] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, Tórtola and J.W.F. Valle, Phys. Lett. B **782**, 633 (2018).
- [12] F. Capozzi, E. D. Valentino and E. Lisi, A. Marrone, A. Melchiorri and A. Palazzo, Phys. Rev. D **101**, 116013 (2020).
- [13] M. G. Aartsen, *et al.*, (IceCube-Gen2 Collaboration) and T. J. C. Bezerra, *et al.*, (JUNO Collaboration), Phys. Rev. D **101**, 032006 (2020).
- [14] M. Agostini, *et al.*, (GERDA Collaboration), Science **365**, 1445 (2019).
- [15] M. Singh, Advances in High Energy Physics, 2863184 (2018).
- [16] I. P. Ivanov, , Prog. Part. Nucl. Phys. **95**, 16 (2017).
- [17] S. Zhou, “Theoretical Results on Neutrinos”, arXiv:1511.07255.
- [18] P. Minkowski, Phys. Lett. B **67**, 421 (1977).
- [19] T. Yanagida, in *Proceedings of the Workshop on the Unified Theory and Baryon Number in the Universe*, KEK, 1979, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK report 79-18, 1979), p.95.
- [20] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, in *Supergravity, Proceedings of the Supergravity Workshop*, Stony Brook, 1979, edited by P. van Nieuwenhuizen and D.Z. Freedmann (North-Holland, Amsterdam 1979), p.315.
- [21] S. L. Glashow, in *Proceedings of the 1979 Cargèse Summer Institute on Quarks and Leptons*, Cargèse, 1979, edited by M. Lèvy, J.-L. Basdevant, D. Speiser, J. Weyers, R. Gastmans, and M. Jacob (Plenum Press, New York, 1980), p.687.
- [22] R. N. Mohapatra and G. Senjanović, Phys. Rev. Lett. **44**, 912 (1980).
- [23] W. Konetschny and W. Kummer, Phys. Lett. **70B**, 443 (1977).
- [24] J. Schechter and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **22**, 2227 (1980).
- [25] T. P. Cheng and L. F. Li, Phys. Rev. D **22**, 2860 (1980).
- [26] M. Magg and C. Wetterich, Phys. Lett. B **94**, 61 (1980).
- [27] G. Lazarides, Q. Shafi and C. Wetterich, Nucl. Phys. B **181**, 287 (1981).
- [28] R. N. Mohapatra and G. Senjanović, Phys. Rev. D **23**, 165 (1981).
- [29] R. Foot, H. Lew, X. -G. He and G. C. Joshi, Z. Phys. C **44**, 441 (1989).
- [30] B. A. Ouazghour, A. Arhrib, R. Benbrik, M. Chabab and L. Rahili, Phys. Rev. D **100**, 035031 (2019).
- [31] A. G. Akeroyd, M. Aoki and H. Sugiyama, Phys. Rev. D **79**, 113010 (2009).
- [32] Y. Kuno and Y. Okada, Rev. Mod. Phys. **73**, 151 (2001).
- [33] L. Lavoura, Eur. Phys. J. C **29**, 191 (2003).
- [34] M. Kakizaki, Y. Ogura and F. Shima, Phys. Lett. B **566**, 210 (2003).
- [35] E. Ma and M. Raidal, Phys. Rev. Lett. **87**, 011802 (2001); Erratum Phys. Rev. Lett. **87**, 159901 (2001).
- [36] E. Ma and U. Sarkar, Phys. Lett. B **638**, 356 (2006).
- [37] L. A. Ureña-López and N. Roy, “Generalized tracker Quintessence models for dark energy”, arXiv:2007.08873 (Jul. 2020).
- [38] E. Ma and U. Sarkar, Phys. Rev. Lett. **80**, 5726 (1998).
- [39] C. Hati and U. Sarkar, Eur. Phys. J. C **76**, 236 (2016).