



MA TRẬN KHỐI LƯỢNG NEUTRINO VỚI CẤU TRÚC ZERO TỪ CƠ CHẾ SEESAW VÀ LEPTOGENESIS

Nguyễn Thanh Phong¹ và Lê Tấn Phát²

¹ Khoa Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Cần Thơ

² Học viên Cao học, Khoa Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Cần Thơ

Thông tin chung:

Ngày nhận: 27/05/2013

Ngày chấp nhận: 24/12/2013

Title:

Texture zero of neutrino mass matrix with seesaw mechanism and leptogenesis

Từ khóa:

Cấu trúc zero, cơ chế seesaw, bất đối xứng baryon, leptogenesis

Keywords:

Texture zero, seesaw mechanism, baryon asymmetry, leptogenesis

ABSTRACT

We studied the seesaw realization of seven textures of the neutrino mass matrix with two zeros, which were presented by Frampton, Glashow and Marfatia. It is found that once the Dirac neutrino mass matrix is fixed, only texture A_2 out of the seven textures is realized by the seesaw with three textures of heavy Majorana right handed neutrino (RHN) mass matrix. As a consequence of the seesaw mechanism, the out of equilibrium decay of the lightest RHN generates a lepton number asymmetry. By the sphaleron process, this lepton asymmetry is converted to the asymmetry of baryon number (BAU), which is called leptogenesis. By a proper-choice of parameter space of the model satisfying the low energy experiment data, the BAU is successfully explained by both flavored and unflavored leptogenesis of the model. It is also shown that the predictions of Dirac CP violation phase, δ_{CP} , for some fixed parameters of high energy physics can be constrained by the current observation of baryon asymmetry (BAU).

TÓM TẮT

Chúng tôi nghiên cứu cơ chế seesaw để sinh bảy ma trận khối lượng neutrino với hai phần tử bằng không, các ma trận khối lượng này được đề xuất bởi Frampton, Glashow and Marfatia. Chúng tôi tìm thấy rằng, một khi ma trận khối lượng neutrino Dirac được cho trước, thì trong bảy ma trận khối lượng neutrino nói trên, chỉ có cấu trúc A_2 được sinh ra với ba cấu trúc khác nhau của ma trận khối lượng của các Majorana nặng phân cực phải (RHN). Một hệ quả vật lý của cơ chế seesaw đó là các quá trình phân rã phi cân bằng của các RHN tạo ra bất đối xứng số lepton. Nhờ vào quá trình sphaleron, bất đối xứng leptonton chuyển thành bất đối xứng vật chất - phản vật chất của vũ trụ (Baryon Asymmetry of the Universe – BAU), chúng ta gọi là leptogenesis. Thông qua việc lựa chọn không gian tham số của mô hình thỏa mãn số liệu thực nghiệm ở mức năng lượng thấp, mô hình đã giải thích thành công BAU trong cả hai trường hợp flavored và unflavored leptogenesis. Chúng tôi tìm thấy được miền giá trị tiên đoán của pha vi phạm CP Dirac, δ_{CP} , có thể được cố định bởi số liệu thực nghiệm của BAU.

1 GIỚI THIỆU

Những kết quả thí nghiệm về dao động neutrino cho ta những bằng chứng chắc chắn về sự dao động neutrino. Kết quả thí nghiệm về dao động neutrino khí quyển cho thấy rằng hai thế hệ ν_μ và ν_τ trộn lẫn tuyệt đối ($\theta_{23} = 45^\circ$). Trong khi đó, thí nghiệm đối với neutrino mặt trời cho thấy góc trộn giữa hai thế hệ ν_e và ν_μ là gần tuyệt đối ($\theta_{12} \approx 34^\circ$). Ngoài ra, từ số liệu thí nghiệm neutrino từ lò phản ứng hạt nhân và máy gia tốc cho ta giới hạn góc trộn giữa hai thế hệ ν_e và ν_τ là nhỏ ($\theta_{13} \leq 11^\circ$). Mặc dù những tính chất của neutrino ngày càng được sáng tỏ nhờ những thí nghiệm khác nhau, nhưng những vấn đề liên quan

$$0.27 \leq \sin_{12}^2 \leq 0.37, \quad 0.34 \leq \sin_{23}^2 \leq 0.67, \quad \sin_{13}^2 \leq 0.05, \tag{1}$$

$$7.12 \leq \Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{eV}^2] \leq 8.20, \quad 2.31 \leq |\Delta m_{31}^2| [10^{-3} \text{eV}^2] \leq 2.64,$$

Tuy nhiên, pha vi phạm CP Dirac là tùy ý ($0 \leq \delta \leq 2\pi$). Các thí nghiệm dao động neutrino hiện nay đang tiến hành xác định chính xác độ lớn của θ_{13} , dấu của Δm_{32}^2 và độ lớn của δ . Thí nghiệm neutrinoless double beta decay ($0\nu\beta\beta$) sẽ giúp chúng ta xác định khối lượng hiệu dụng $| \langle m_{ee} \rangle |$. Như vậy, tổng cộng có bảy tham số độc lập có thể đo từ thực nghiệm. Ma trận khối lượng neutrino, một cách tổng quát là ma trận phức đối xứng 3x3. Ma trận này có mười hai tham số thực, trong đó có ba pha bất kỳ tương ứng ba thế hệ lepton, tức là còn chín tham số thực. Như vậy, hai tham số độc lập còn lại không có khả năng đo đạc từ thực nghiệm, hay nói cách khác không có thí nghiệm có thể xác định hoàn toàn được ma trận khối lượng neutrino.

Như vậy, vấn đề đặt ra là chúng ta phải tìm cách giảm bớt số tham số trong ma trận khối lượng neutrino. P.H. Frampton [2] tìm thấy có bảy cấu trúc của ma trận khối lượng neutrino với hai phần tử ma trận bằng không thỏa mãn việc mô tả số liệu thực nghiệm hiện nay. Tuy nhiên, các tác giả [2]

$$A_1 : \begin{pmatrix} 0 & 0 & \times \\ 0 & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{pmatrix}; \quad A_2 : \begin{pmatrix} 0 & \times & 0 \\ \times & \times & \times \\ 0 & \times & \times \end{pmatrix}; \quad B_1 : \begin{pmatrix} \times & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \\ 0 & \times & \times \end{pmatrix};$$

$$B_2 : \begin{pmatrix} \times & 0 & \times \\ 0 & \times & \times \\ \times & \times & 0 \end{pmatrix}; \quad B_3 : \begin{pmatrix} \times & 0 & \times \\ 0 & 0 & \times \\ \times & \times & \times \end{pmatrix}; \quad B_4 : \begin{pmatrix} \times & \times & 0 \\ \times & \times & \times \\ 0 & \times & 0 \end{pmatrix}; \quad C : \begin{pmatrix} \times & \times & \times \\ \times & 0 & \times \\ \times & \times & 0 \end{pmatrix},$$

đến sự vi phạm số lepton (leptonic CP violation) là hoàn toàn chưa rõ ràng.

Hiểu được cấu trúc trộn của neutrino trên cơ sở lý thuyết là một trong những vấn đề lý thú nhất của vật lý hạt cơ bản ngày nay. Cấu trúc trộn của khu vực lepton có thể được mô tả bằng ma trận 3x3 unitary U_{PMNS} . Ma trận này chứa ba góc trộn ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$), ba pha vi phạm CP (δ, β_1, β_2). Bốn trong sáu tham số này ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta$) cùng với hiệu bình phương khối lượng neutrino ($\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2, |\Delta m_{31}^2| = |m_3^2 - m_1^2|$) có thể xác định từ các thí nghiệm dao động neutrino. Theo số liệu thống kê gần nhất thu được từ các số liệu thực nghiệm [1], ở độ tin cậy 3σ , chúng ta có:

chỉ đề xuất ma trận khối lượng neutrino mà không giải thích cơ chế sinh ma trận khối lượng này. Để giải quyết vấn đề này, Atsushi Kageyama [3] sử dụng cơ chế seesaw để sinh ma trận khối lượng neutrino.

Sau khi ma trận khối lượng neutrino với cấu trúc zero được sinh ra bằng cơ chế seesaw, việc nghiên cứu các hiệu ứng vật lý tiếp theo, chẳng như leptogenesis ..., đã không được nghiên cứu chi tiết và đầy đủ. Trong bài viết này, chúng tôi nghiên cứu chi tiết cơ chế seesaw trên cơ sở ma trận khối lượng của các lepton mang điện là chéo và thực. Sau đó chúng tôi nghiên cứu làm thế nào bất đối xứng vật chất và phản vật chất (bất đối xứng baryon - BAU) được giải thích thông qua quá trình leptogenesis.

2 CƠ CHẾ SEESAW SINH MA TRẬN KHỐI LƯỢNG NEUTRINO

Như đã đề cập ở trên, theo [2], có bảy cấu trúc ma trận khối lượng neutrino, m_ν , có hai phần tử triệt tiêu thỏa mãn việc mô tả số liệu thực nghiệm như sau:

Trong đó ký hiệu "×" để chỉ các phần tử khác không. Các ma trận khối lượng này, một cách tổng quát có thể sinh ra từ cơ chế seesaw:

$$m_\nu = -m_d^T M_R^{-1} m_d, \quad (2)$$

Trong đó m_d là ma trận khối lượng neutrino Dirac, M_R là ma trận khối lượng neutrino Majorana nặng phân cực phải (Right Handed Neutrino - RHN). Ở đây chúng ta loại trừ khả năng các phần tử zero của m_ν nhận được từ sự triệt tiêu ngẫu nhiên của các phần tử của hai ma trận m_d và M_R . Khi đó, một cách tổng quát, các phần tử zero của m_ν phải đến từ các phần tử zero của m_d và M_R . Nếu cho trước cấu trúc của m_d thì chúng ta

$$M_R = \begin{pmatrix} 0 & c & 0 \\ c & 0 & b \\ 0 & b & a \end{pmatrix} \text{ (I); } M_R = \begin{pmatrix} 0 & c & 0 \\ c & b & 0 \\ 0 & 0 & a \end{pmatrix} \text{ (II); } M_R = \begin{pmatrix} 0 & c & 0 \\ c & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a \end{pmatrix} \text{ (III),} \quad (4)$$

Ở đây chúng ta giả sử rằng tất cả các phần tử của M_R là thực. Do M_R là thực nên thành phần chủ yếu của leptogenesis đến từ ma trận khối lượng neutrino Dirac (3). Ngoài ra, chúng ta cần phải sử dụng hệ cơ sở mà M_R là chéo và thực để tính leptogenesis. Trong hệ cơ sở này, ma trận tương tác Yukawa neutrino Dirac biến đổi như sau:

$$Y_\nu \rightarrow \tilde{Y}_\nu = V_R^T Y_\nu, \quad (5)$$

$$a = M_3(1 - y + xy), \quad b = M_3 \left[\frac{y(1-x)(1-y)(1+xy)}{1-y+xy} \right]^{1/2}, \quad c = M_3 \left(\frac{xy^2}{1-y+xy} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

trong đó $x = M_1 / M_2$, $y = M_2 / M_3$, và các phần tử của V_R tính được như sau:

$$V_{11} = \left[\frac{1-y}{(1+x)(1-xy)(1-y+xy)} \right]^{1/2}, \quad V_{12} = \left[\frac{x(1+xy)}{(1+x)(1-y)(1-y+xy)} \right]^{1/2}, \quad V_{13} = \left[\frac{xy^3(1-x)}{(1-xy)(1+y)(1-y+xy)} \right]^{1/2},$$

$$V_{21} = \left[\frac{x(1-y)}{(1+x)(1-xy)} \right]^{1/2}, \quad V_{22} = \left[\frac{1+xy}{(1+x)(1+y)} \right]^{1/2}, \quad V_{23} = \left[\frac{y(1-x)}{(1-xy)(1+y)} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$V_{31} = - \left[\frac{xy(1-x)(1+xy)}{(1+x)(1-xy)(1-y+xy)} \right]^{1/2}, \quad V_{32} = - \left[\frac{y(1-x)(1-y)}{(1+x)(1+y)(1-y+xy)} \right]^{1/2}, \quad V_{33} = - \left[\frac{(1-y)(1+xy)}{(1-xy)(1+y)(1-y+xy)} \right]^{1/2}.$$

Ma trận tương tác Yukawa neutrino Dirac trong hệ cơ sở mới có dạng như sau:

$$\tilde{Y}_\nu = V_R^T Y_\nu = p \begin{pmatrix} \varpi e^{i\varphi_1} V_{21} & \varpi e^{i\varphi_1} V_{22} & \varpi e^{i\varphi_1} V_{23} \\ \varpi e^{i\varphi_1} V_{11} + e^{i\varphi_2} V_{31} & \varpi e^{i\varphi_1} V_{12} + e^{i\varphi_2} V_{32} & \varpi e^{i\varphi_1} V_{13} + e^{i\varphi_2} V_{33} \\ e^{i\varphi_2} V_{21} + \kappa V_{31} & e^{i\varphi_2} V_{22} + \kappa V_{32} & e^{i\varphi_2} V_{23} + \kappa V_{33} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Ngoài ra, từ (2), (3) và (4-I), ta tìm được biểu thức tường minh của ma trận khối lượng neutrino như sau:

có thể tìm được cấu trúc của M_R từ (2), tức là cấu trúc của M_R phụ thuộc vào cấu trúc của m_d . Ở đây, chúng tôi sử dụng ma trận khối lượng m_d theo cấu trúc Fritzsch [4]:

$$m_d = \nu Y_\nu = \nu p \begin{pmatrix} 0 & \varpi e^{i\varphi_1} & 0 \\ \varpi e^{i\varphi_1} & 0 & e^{i\varphi_2} \\ 0 & e^{i\varphi_2} & \kappa \end{pmatrix}, \quad (3)$$

Trong đó $\nu = 174 \text{ GeV}$ và Y_ν là ma trận tương tác Yukawa của neutrino Dirac. Khi đó, chỉ duy nhất ma trận khối lượng neutrino theo cấu trúc A_2 mới được sinh ra từ cơ chế seesaw với ba cấu trúc khác nhau của M_R xác định được như sau:

Trong đó V_R là ma trận chéo hóa M_R , tức là $V_R^T M_R V_R = \text{Diag.}(M_1, M_2, M_3)$. Sau đây chúng tôi lần lượt thực hiện chéo hóa các ma trận M_R ở (4).

2.1 Trường hợp I

Trong trường hợp này, các phần tử khác không của của M_R xác định được như sau:

$$m_\nu = \nu^2 p^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{\varpi^2 e^{i2\varphi_1}}{c} & 0 \\ \frac{\varpi^2 e^{i2\varphi_1}}{c} & \frac{(\varpi b e^{i\varphi_1} - c e^{i\varphi_2})^2}{ac^2} & \frac{\kappa c e^{i\varphi_2} + \varpi e^{i\varphi_1} (a e^{i\varphi_2} - \kappa b)}{ac} \\ 0 & \frac{\kappa c e^{i\varphi_2} + \varpi e^{i\varphi_1} (a e^{i\varphi_2} - \kappa b)}{ac} & \frac{\kappa}{a} \end{pmatrix} \quad (9)$$

để thấy ma trận này có cấu trúc A_2 như kỳ vọng.

2.2 Trường hợp II

Trong trường hợp này ma trận V_R được tham số hóa như sau $V_R = \tilde{V}_R P$, trong đó \tilde{V}_R là ma trận trực giao có dạng như sau:

$$V_R = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \tan 2\theta = \frac{2\sqrt{M_1 M_2}}{M_2 - M_1}, \quad (10)$$

$$\tilde{Y}_\nu = V_R^T Y_\nu = p \begin{pmatrix} -\varpi e^{i\varphi_1} \sin \theta & \varpi e^{i\varphi_1} \cos \theta & -\varpi e^{i\varphi_2} \sin \theta \\ \varpi e^{i\varphi_1} \cos \theta & \varpi e^{i\varphi_1} \sin \theta & e^{i\varphi_2} \cos \theta \\ 0 & e^{i\varphi_2} & \kappa \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Tương tự như trên, ma trận khối lượng neutrino m_ν theo cấu trúc A_2 tìm được từ (2), (3) và (4-II) có biểu thức tường minh là:

$$m_\nu = \nu^2 p^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{\varpi^2 e^{i2\varphi_1}}{c} & 0 \\ \frac{\varpi^2 e^{i2\varphi_1}}{c} & \frac{e^{i2\varphi_2}}{a} & \frac{e^{i\varphi_2} (c\kappa + a\varpi e^{i\varphi_1})}{ac} \\ 0 & \frac{e^{i\varphi_2} (c\kappa + a\varpi e^{i\varphi_1})}{ac} & \frac{\kappa}{a} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

2.3 Trường hợp III

Trong trường hợp này hai RHN N_1, N_2 có khối lượng suy biến (tức là $M_1 = M_2$), $V_R^T M_R V_R = \text{Diag.}(M_1, M_1, M_3)$ và ma trận trực giao V_R có dạng:

$$V_R = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \theta = \pm \frac{\pi}{4}. \quad (15)$$

và $P = \text{Diag.}(i, 1, 1)$. Các thành phần của M_R xác định được như sau:

$$a = M_3, \quad b = M_2 - M_1, \quad c = \sqrt{M_1 M_2}. \quad (11)$$

Ma trận tương tác Yukawa neutrino Dirac trong hệ cơ sở mới có dạng:

Ở đây chúng tôi chọn $\theta = \pi/4$, khi đó hai phần tử khác không của M_R cho bởi:

$$a = M_3, \quad c = M_1 = M_2. \quad (16)$$

Lúc này ma trận tương tác Yukawa neutrino Dirac trong hệ cơ sở M_R chéo và thực có dạng như sau:

$$\tilde{Y}_\nu = V_R^T Y_\nu = p \begin{pmatrix} -\varpi e^{i\varphi_1} / \sqrt{2} & \varpi e^{i\varphi_1} / \sqrt{2} & -\varpi e^{i\varphi_2} / \sqrt{2} \\ \varpi e^{i\varphi_1} / \sqrt{2} & \varpi e^{i\varphi_1} / \sqrt{2} & e^{i\varphi_2} / \sqrt{2} \\ 0 & e^{i\varphi_2} & \kappa \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Tương tự như trên, ma trận khối lượng neutrino m_ν tìm được từ (2), (3) và (4-III)

$$m_\nu = \nu^2 p^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{\varpi^2 e^{i2\varphi_1}}{c} & 0 \\ \frac{\varpi^2 e^{i2\varphi_1}}{c} & \frac{e^{i2\varphi_2}}{a} & \frac{e^{i\varphi_2} (c\kappa + a\varpi e^{i\varphi_1})}{ac} \\ 0 & \frac{e^{i\varphi_2} (c\kappa + a\varpi e^{i\varphi_1})}{ac} & \frac{\kappa}{a} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

3 GIÁ TRỊ CÁC THAM SỐ CỦA MÔ HÌNH TỪ SỐ LIỆU THỰC NGHIỆM

Để xác định giá trị của các tham số của mô hình, chúng tôi dựa vào số liệu thực nghiệm từ dao động neutrino cho ở (1). Trước tiên chúng ta chéo hóa ma trận khối lượng neutrino (9), (14) và (18), được tham số hóa lại như sau:

$$m_\nu = \begin{pmatrix} 0 & \tilde{q} & 0 \\ \tilde{q} & \tilde{r} & \tilde{s} \\ 0 & \tilde{s} & 1 \end{pmatrix}, \quad (19)$$

$$U_{PMNS}^T m_\nu U_{PMNS}^T = \text{Diag}(m_\nu) = \text{Diag}(m_1, m_2, m_3).$$

Tuy nhiên, thay vì chéo hóa m_ν , chúng tôi chéo hóa ma trận $m_\nu^\dagger m_\nu$ bởi vì nó cho phép ta dễ dàng xác định các góc trộn cũng như các pha xuất hiện trong ma trận U_{PMNS} theo các tham số xuất hiện trong m_ν :

$$m_\nu^\dagger m_\nu = U_{PMNS}^T \text{Diag}(m_1^2, m_2^2, m_3^2) U_{PMNS}^\dagger \equiv \begin{pmatrix} A & \tilde{B} & \tilde{C} \\ \tilde{B}^* & B & \tilde{E} \\ \tilde{C}^* & \tilde{E}^* & C \end{pmatrix} \quad (20)$$

với

$$A = |\tilde{q}|^2, \quad \tilde{B} = \tilde{q}^* \tilde{r}, \quad \tilde{C} = \tilde{q}^* \tilde{s}, \quad (21)$$

$$D = |\tilde{q}|^2 + |\tilde{r}|^2 + |\tilde{s}|^2, \quad \tilde{E} = \tilde{r}^* \tilde{s} + \tilde{s}^* u, \quad F = |\tilde{s}|^2 + u^2,$$

Trong đó các phân tử có dấu “~” là các đại lượng phức.

Từ quá trình chéo hóa $m_\nu^\dagger m_\nu$, chúng tôi thu được các kết quả sau:

$$m_{1,2}^2 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \mp \frac{c_{23} \text{Re}(\tilde{B}) - s_{23} \text{Re}(\tilde{C})}{2s_{12}c_{12}c_{13}}, \quad m_3^2 = \frac{\lambda_1 c_{13}^2 - s_{13}^2 A}{c_{13}^2 - s_{13}^2}, \quad (22)$$

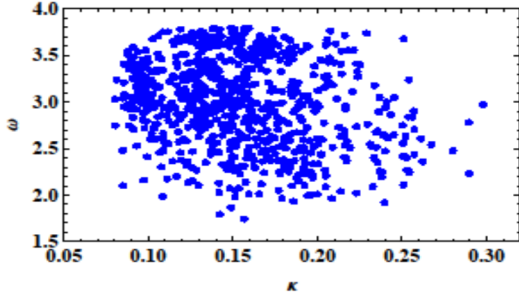
$$\tan \theta_{23} = \frac{\text{Im}(\tilde{B})}{\text{Im}(\tilde{C})}, \quad \tan 2\theta_{12} = 2 \frac{c_{23} \text{Im}(\tilde{B}) - s_{23} \text{Im}(\tilde{C})}{c_{13}(\lambda_2 - \lambda_1)}, \quad \tan 2\theta_{13} = 2 \frac{|s_{23}\tilde{B} + c_{23}\tilde{C}|}{\lambda_3 - A}, \quad (23)$$

$$\tan \delta = -\frac{1}{s_{23} s_{23} \text{Re}(\tilde{B}) + c_{23} \text{Re}(\tilde{C})}, \quad (24)$$

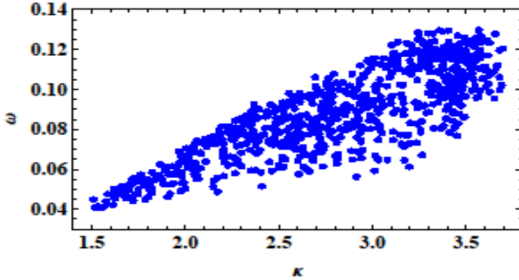
$$\lambda_1 = c_{13}^2 A - 2s_{13}c_{13} |s_{23}\tilde{B} + c_{23}\tilde{C}| + s_{13}^2 \lambda_3, \quad (25)$$

$$\lambda_2 = c_{23}^2 D + s_{23}^2 F - 2s_{23}c_{23} \text{Re}(\tilde{E}), \quad \lambda_3 = s_{23}^2 D + c_{23}^2 F + 2s_{23}c_{23} \text{Re}(\tilde{E}).$$

Có thể thấy, từ (22), (23) và (24), ba khối lượng neutrino ($m_{1,2,3}$), ba góc trộn ($\theta_{12,13,23}$) và pha CP Dirac δ được biểu diễn qua năm tham số độc lập $p, \kappa, \varpi, \varphi_1, \varphi_2$. Năm tham số này hoàn toàn được xác định từ năm tham số thực nghiệm cho ở (1).



Hình 1 : Không gian tham số của ma trận tương Yukawa của neutrino Dirac cho trường hợp I



Hình 2 : Không gian tham số của ma trận tương Yukawa của neutrino Dirac cho trường hợp II

$$H \equiv \tilde{Y}_\nu \tilde{Y}_\nu^\dagger = Y_\nu Y_\nu^\dagger = p \begin{pmatrix} \varpi^2 & 0 & \varpi e^{i\Delta\varphi} \\ 0 & 1 + \varpi^2 & \kappa e^{i\varphi_2} \\ \varpi e^{-i\Delta\varphi} & \kappa e^{-i\varphi_2} & 1 + \kappa^2 \end{pmatrix}, \quad \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (26)$$

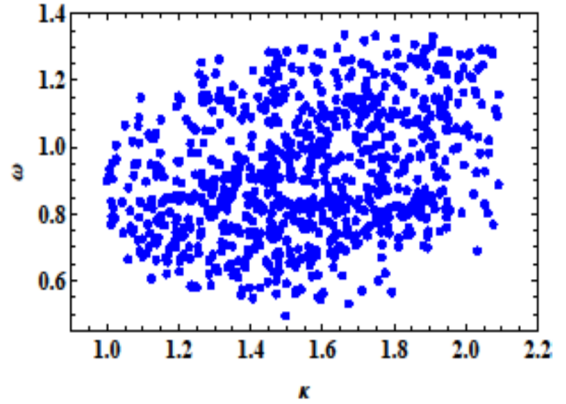
Ma trận này như nhau cho cả ba trường hợp.

4 LEPTOGENESIS CỦA MÔ HÌNH

Theo cơ chế leptogenesis, trước hết sự bất đối xứng số lepton được sinh ra nhờ vào sự phân rã không cân bằng và vi phạm số lepton của các RHN ở thời điểm rất sớm của vũ trụ. Nếu chúng ta không phân biệt sự phân rã của các RHN ra các lepton thế hệ khác nhau thì bất đối xứng số CP do sự phân rã của RHN thứ i (N_i , là RHN nhẹ nhất) được cho bởi [5,6]:

$$\varepsilon_i = \frac{1}{8\pi H_{ii}} \sum_{j \neq i} \text{Im}[H_{ij}^2] g\left(\frac{M_j^2}{M_i^2}\right) \quad (27)$$

$$K_i = \frac{\Gamma_i}{H(M_i)} = \frac{\tilde{m}_i}{m_*}, \quad \tilde{m}_i = \frac{v^2 (\tilde{Y}_\nu \tilde{Y}_\nu^\dagger)_{ii}}{M_i}, \quad m_* = \frac{16\pi^{5/2}}{3\sqrt{5}} \sqrt{g_*} \frac{v^2}{M_{Planck}}, \quad (29)$$



Hình 3: Không gian tham số của ma trận tương Yukawa của neutrino Dirac cho trường hợp III

Các Hình 1, 2 và 3 cho ta thấy miền giá trị của hai tham số ϖ, κ của ma trận tương tác Yukawa neutrino Dirac thỏa mãn các số liệu thực nghiệm ở độ tin cậy 3σ cho ở (1). Trong khi đó hai pha φ_1, φ_2 có thể nhận các giá trị bất kỳ trong khoảng $0 - 2\pi$. Tham số p được xác định bởi quan hệ $p^2 \approx \frac{M\sqrt{\Delta m_{31}^2}}{v^2}$, trong đó M là thang khối lượng seesaw (thang khối lượng của các HRN).

Ngoài ra, ma trận hermite $H = Y_\nu Y_\nu^\dagger$ dùng để tính leptogenesis có dạng như sau:

Trong đó hàm $g(x)$ là các bộ định bậc một (một vòng) của sự phân rã của RHN thứ i , được cho bởi [5,6]:

$$g\left(\frac{M_j^2}{M_i^2}\right) \equiv g_j(x) = \sqrt{x} \left(\frac{2-x}{1-x} + (1+x) \ln \frac{x}{1+x} \right). \quad (28)$$

Bên cạnh ε_i , để tính bất đối xứng baryon (BAU), chúng ta cần phải tính tham số suy giảm (washout parameter) K_i do sự phân rã ngược của RHN thứ i [7]:

Trong đó Γ_i là tốc độ phân rã của N_i và $H(M_i)$ là hằng số Hubble, $g_*=106.75$ là số bậc tự do hiệu dụng của mô hình ở nhiệt độ $T = M_i$ và khối lượng Planck $M_{Planck} = 1,22 \cdot 10^{19}$ GeV [8].

Nếu $K_i > 1$, bất đối xứng lepton được cho bởi [9]:

$$Y_L \approx 0,3 \frac{\varepsilon_i}{g_*} \left(\frac{0,55 \times 10^{-3} eV}{\tilde{m}_i} \right)^{1,16}, \quad (30)$$

và nếu $K_i < 1$, bất đối xứng lepton được cho bởi [9]:

$$Y_L \approx 0,3 \frac{\varepsilon_i}{g_*} \left(\frac{\tilde{m}_i}{0,33 \times 10^{-3} eV} \right). \quad (31)$$

Cuối cùng bất đối xứng baryon (BAU) được cho bởi:

$$\eta_B = \left[\frac{s}{n_\gamma} \right]_0 \times \frac{n_B}{s} \approx 7,0 Y_B \approx 7,0 \frac{12}{37} Y_L. \quad (32)$$

Quá trình leptogenesis vừa tính ở trên được gọi là leptogenesis không xét đến sự đóng góp riêng lẻ của các lepton thế hệ (unflavored leptogenesis). Tuy nhiên, nếu khối lượng của các RHN là $M \leq 10^{12}$ GeV, khi đó sự phân rã của RHN ra các thế hệ lepton khác nhau là phân biệt được, khi đó leptogenesis có xét đến các đóng góp riêng lẻ của các lepton thế hệ (flavored leptogenesis), và bất đối xứng số CP do sự phân rã của RHN thứ i ra lepton α ($\alpha = e, \mu, \tau$) được cho bởi [5, 6]:

$$\varepsilon_i^\alpha = \frac{1}{8\pi H_{ii}} \sum_{j \neq i} \text{Im}[H_{ij}(\tilde{Y})_{i\alpha}(\tilde{Y})_{j\alpha}^*] g\left(\frac{M_j^2}{M_i^2}\right). \quad (33)$$

Tương tự như trên, bên cạnh đại lượng ε_i^α , để tính số bất đối xứng baryon ta cần phải tính các tham số suy giảm (washout parameter) K_i^α do sự phân rã ngược của RHN thứ i [7]:

$$K_i^\alpha = \frac{\Gamma_i^\alpha}{H(M_i)} = \frac{\tilde{m}_i^\alpha}{m_s}, \quad \tilde{m}_i^\alpha = \frac{\nu^2(\tilde{Y}_\nu)_{i\alpha}(\tilde{Y}_\nu^*)_{i\alpha}}{M_i}, \quad (34)$$

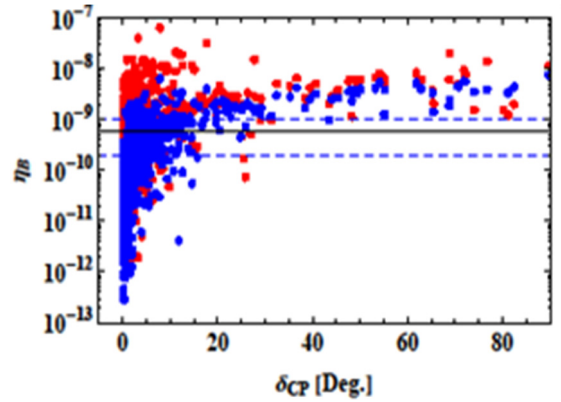
Trong đó Γ_i^α là tốc độ phân rã của quá trình $N_i \rightarrow l^\alpha \varphi^\dagger$.

Các số bất đối xứng lepton thế hệ ε_i^α nhận các giá trị khác nhau tương ứng với tham số suy giảm K_i^α khác nhau; và các số bất đối xứng lepton này có đóng góp khác nhau vào số bất đối xứng BAU [9] như sau:

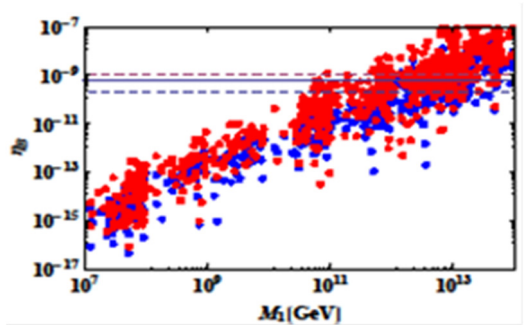
$$\eta_B \approx -10^{-2} \sum_{N_i} [\varepsilon_i^2 \kappa_i^2 \left(\frac{417}{589} K_i^2\right) + \varepsilon_i^\tau \kappa_i^\tau \left(\frac{390}{589} K_i^\tau\right)], \quad (35)$$

Nếu thang khối lượng của RHN vào cỡ $10^9 \text{ GeV} \leq M \leq 10^{12} \text{ GeV}$, trong đó $\varepsilon_1^2 = \varepsilon_1^e + \varepsilon_1^\mu$ và hệ số suy giảm tương ứng là $K_1^2 = K_1^e + K_1^\mu$. Ở đây κ_i^α được gọi là hệ số suy giảm (washout factor), κ_i^α , được cho bởi [9]:

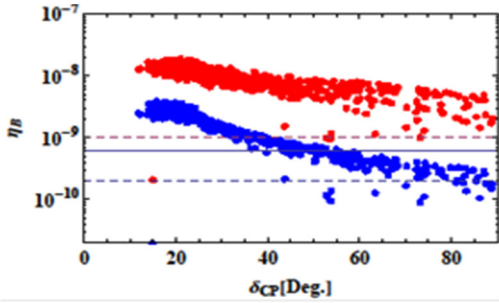
$$\kappa_i^\alpha \approx \left(\frac{8.25}{K_i^\alpha} + \left(\frac{K_i^\alpha}{0.2}\right)^{1.16} \right)^{-1}. \quad (36)$$



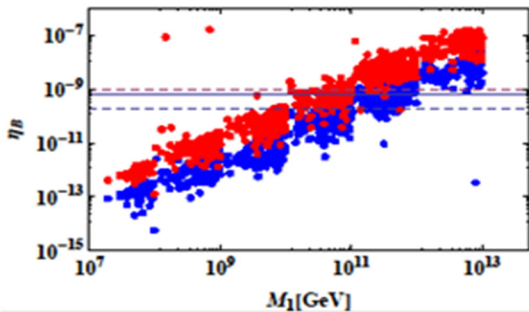
Hình 4 : Giá trị tiên đoán của η_B theo pha vi phạm CP δ_{CP} , trường hợp I



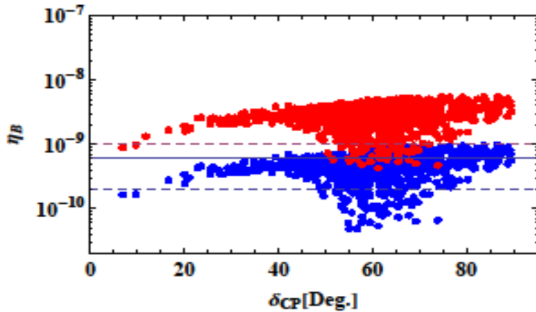
Hình 5 : Giá trị tiên đoán của η_B theo khối lượng của RHN nhẹ nhất (M_1), trường hợp I



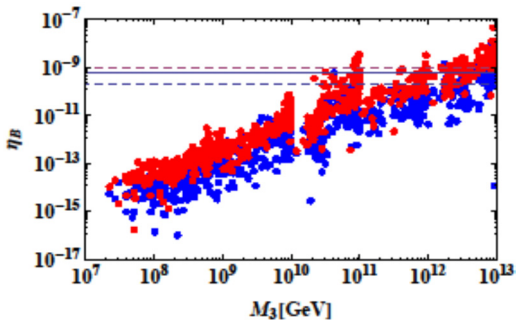
Hình 6 : Giá trị tiên đoán của η_B theo pha vi phạm CP δ_{CP} , trường hợp II



Hình 7: Giá trị tiên đoán của η_B theo khối lượng của RHN nhẹ nhất (M_1), trường hợp II



Hình 8 : Giá trị tiên đoán của η_B theo pha vi phạm CP δ_{CP} , trường hợp III



Hình 9: Giá trị tiên đoán của η_B theo khối lượng của RHN nhẹ nhất (M_3), trường hợp III

Giá trị tiên đoán số bất đối xứng BAU, η_B , như là hàm của pha vi phạm CP Dirac, δ_{CP} , (các hình bên trái), và của khối lượng neutrino Majorana phân cực phải (RHN) nhẹ nhất (các hình bên phải) được biểu diễn trên các Hình 4 và Hình 9. Trong tất cả các hình này, màu đỏ (η_B có giá trị lớn hơn) và màu xanh (η_B có giá trị nhỏ hơn) tương ứng với flavored leptogenesis và unflavored leptogenesis. Đường liền nét nằm ngang là giá trị trung tâm (best fit) của BAU quan sát từ thí nghiệm đo đặc bức xạ nền vũ trụ (Cosmic Microwave Background - CMB), $\eta_B^{CMB} = 6,1 \cdot 10^{-10}$ [8]. Các đường nằm ngang đứt nét là miền cho phép của BAU, $2 \cdot 10^{-10} \leq \eta_B \leq 10^{-9}$. Dễ dàng thấy cả ba cấu trúc của M_R đều giải thích thành công BAU cho cả hai trường hợp flavored leptogenesis và unflavored leptogenesis. Đặc biệt, chúng ta có thể tiên đoán pha vi phạm CP Dirac từ các Hình 4, 5 và 8 một khi chúng ta cố định giá trị khối lượng của RHN nhẹ nhất.

Lưu ý rằng leptogenesis chủ yếu đến từ sự phân rã của RHN nhẹ nhất. Ở Hình 4 và 6 (trường hợp I và II), khối lượng RHN nhẹ nhất là M_1 và phổ khối lượng của các RHN là $M_1 = 10^{12}$ GeV, $M_2 = 10^{13}$ GeV, $M_3 = 10^{14}$ GeV, do đó leptogenesis đến từ sự phân rã của M_1 . Ta có thể thấy là thang khối lượng của RHN để thực hiện thành công leptogenesis là tương đối lớn, $M \sim 10^{12}$ GeV. Trong khi đó với trường hợp III, vì khối lượng của RHN thế hệ thứ nhất và thứ hai là suy biến nên chúng tôi chọn phổ khối lượng như sau $M_1 = M_2 < M_3$. Khi đó leptogenesis đến từ sự phân rã của M_1, M_2 và do đó ta có leptogenesis cộng hưởng (resonant leptogenesis) [10], làm cho thang khối của RHN để thực hiện thành công leptogenesis có thể xuống rất thấp, $M \sim \text{TeV}$; thang khối lượng này hoàn toàn cho phép đo đạc bởi máy gia tốc hạt mạnh nhất hiện nay là LHC.

5 KẾT LUẬN

Để mô tả ma trận khối lượng neutrino m_ν một cách đầy đủ bằng các số liệu thực nghiệm thì ma trận khối lượng neutrino phải có một số phần tử triệt tiêu. Có bảy ma trận khối lượng neutrino m_ν với hai phần tử bằng không thỏa mãn yêu cầu này.

Khi nghiên cứu cơ chế seesaw để sinh baryon ma trận m_ν này, chúng tôi tìm thấy nếu ma trận khối lượng neutrino Dirac m_d có cấu trúc Fritzsche thì chỉ có cấu trúc A_2 được sinh ra bằng cơ chế seesaw, với ba cấu trúc I, II và III của ma trận khối lượng của các RHN R_R . Hệ quả vật lý quan trọng của cơ chế seesaw là sự phân rã vi phạm số lepton của các RHN rất nặng. Nếu sự phân rã này là không cân bằng thì số bất đối xứng lepton được sinh ra. Nhờ vào quá trình sphaleron (trong đó sự vi phạm số lepton được chuyển thành sự vi phạm số baryon), bất đối xứng baryon được sinh ra, chúng ta gọi là quá trình leptogenesis. Với sự lựa chọn không gian tham số một cách hợp lý, thỏa mãn các số liệu thực nghiệm từ dao động neutrino, số bất đối xứng baryon (BAU) sinh ra từ mô hình phù hợp với số liệu thực nghiệm đo đạc CMB từ vệ tinh WMAP cũng như với số liệu tiên đoán của Big Bang Nucleosynthesis (BBN). Để tính toán quá trình leptogenesis, chúng ta xem xét cả hai trường hợp unflavored leptogenesis và flavored leptogenesis; và cả hai trường hợp đều giải thích thành công BAU. Điều đáng chú ý là, khi ta cố định giá trị khối lượng của RHN nhẹ nhất thì ta có thể tiên đoán được giá trị của pha vi phạm CP Dirac δ_{CP} .

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. D.V. Forero *et al.*, Phys.Rev. D 86 (2012) 073012 [arXiv: 1205. 4018 [hep-ph]].
2. Paul H. Frampton *et al.*, Physics Letters B 536 (2002), 79.
3. Atsushi Kagayama *et al.*, Physics Letters B 538 (2002), 96.
4. Fritzsche., Nucl. Phys. B 155 (1979) 189.
5. L. Covi *et al.*, Phys. Lett. B 384, (1996) 169; A. Pilaftsis, Int. J. Mod. Phys. A 14, (1999) 1811.
6. T. Fujihara *et al.*, Phys. Rev. D 72, (2005) 016006; A. Abada *et al*, JHEP 0609, (2006) 010.
7. A. Abada *et al.*, JCAP 0604, (2006) 004; S. Antusch *et al.*, JCAP 0611, (2006) 011.
8. D.N. Spergel *et al.*, Astrophys. J. Suppl. 148, (2003) 175; M. Tegmark *et al.*, Phys. Rev. D 69, (2004) 103501; C. L. Bennett *et al.*, Astrophys. J. Suppl. 148, (2003) 1.
9. A. Abada *et al.*, JHEP 0609 (2006) 010.
10. S. Pascoli, S. T. Petcov, and A. Riotto, Nuclear Physics B 774 (2007) 1.