

## ĐÓNG GÓP BẬC MỘT VÒNG CỦA HẠT FERMION NẶNG VÀO QUÁ TRÌNH RÃ HIGGS TRONG MÔ HÌNH SEESAW III

Trịnh Thị Hồng, Lâm Thị Thanh Phương và Nguyễn Thị Lan Anh

Trường Đại học An Giang

### Thông tin chung:

Ngày nhận bài: 05/06/2017

Ngày nhận bài sửa: 01/08/2017

Ngày duyệt đăng: 29/11/2017

### Title:

One-loop contributions of heavy charged fermions to decay of Seesaw III-Model-like Higgs

### Từ khóa:

Cường độ rã, hạt Higgs, mô hình Seesaw III, quá trình rã  $h \rightarrow \gamma\gamma$  và  $h \rightarrow Z\gamma$

### Keywords:

Intensity decay, Higgs,  $h \rightarrow \gamma\gamma$  decay and  $h \rightarrow Z\gamma$  decay, Seesaw III mode

### ABSTRACT

The one-loop contributions of new particles in the standard expansion model (Seesaw III) to some decay channels of the neutral Higgs are a matter of concern. The article is to explore the detailed study of the decay process of the Higgs in the Seesaw model with the new heavy fermions. The one-loop contributions of new particles to some decay processes of the neutral Higgs are studied in the seesaw model with the new triplets of fermions (Seesaw-III). The expression for intensity of branching decay for two specific decompositions such as  $h \rightarrow \gamma\gamma$  and  $h \rightarrow Z\gamma$  is constructed. Numerical results and comparison with expertmental data are presented in detail. Since then it has been shown that the contributions of heavy charged fermions in the model are very small and always within the allowable limits of the experiment. Therefore the model is not excluded by the decay channels studied in this work.

### TÓM TẮT

Các đóng góp bậc một vòng của các hạt mới trong mô hình chuẩn mở rộng (Seesaw III) vào một số quá trình rã của hạt Higgs trung hòa ( $h$ ) là một vấn đề mang tính thời sự. Bài báo đặt vấn đề nghiên cứu chi tiết quá trình rã của hạt Higgs trong mô hình Seesaw với các tam tuyến fermion mới. Biểu thức tính cường độ rã nhánh cho hai quá trình rã cụ thể là  $h \rightarrow \gamma\gamma$  và  $h \rightarrow Z\gamma$  sẽ được xây dựng bằng những tính toán chi tiết. Mặt khác, kết quả khảo sát số và so sánh với dữ liệu thực nghiệm hiện tại cũng sẽ được sử dụng. Từ đó, chỉ ra được rằng các đóng góp của fermion mang điện nặng trong mô hình là rất nhỏ và luôn nằm trong giới hạn cho phép của thực nghiệm. Vì vậy, mô hình xét ở đây vẫn không bị loại trừ.

Trích dẫn: Trịnh Thị Hồng, Lâm Thị Thanh Phương và Nguyễn Thị Lan Anh, 2017. Đóng góp bậc một vòng của hạt fermion nặng vào quá trình rã Higgs trong mô hình Seesaw III. Tạp chí Khoa học Trường Đại học Cần Thơ. 53a: 125-132.

## 1 GIỚI THIỆU

Hạt vô hướng Higgs đóng vai trò rất quan trọng trong mô hình chuẩn (Standard model-SM). Nó được đưa ra nhằm giải thích khối lượng của tất cả các hạt cơ bản thông qua cơ chế Higgs. Năm 2012, thực nghiệm đã khẳng định sự tồn tại của hạt Higgs này với khối lượng cỡ 125 GeV

(ATLAS Collaboration, 2012). Đây lại là một thành công nữa của lý thuyết SM. Tuy nhiên, mô hình này không thể giải thích được một số kết quả thực nghiệm được công bố gần đây: khối lượng khác không của neutrino và sự dao động của chúng, vật chất tối,... Vì vậy, SM cần được mở rộng thành các mô hình mới (Beyond the SM-BSM) để có thể giải thích được các vấn đề thực

nghiệm nói trên. Trong số đó, một lớp các mô hình đơn giản được xây dựng nhằm giải thích hợp lý sự sinh khối lượng và dao động neutrino thông qua cơ chế Seesaw. Mô hình Seesaw với ba tam tuyến lepton là một trong ba mô hình Seesaw đã biết (SSIII), được xây dựng bằng cách thêm vào các tam tuyến leptons mới. Nó đã được giới thiệu và khảo sát trong một số công trình quốc tế (Abada *et al.*, 2007, Bizot and Frigerio, 2016). Tuy nhiên, phân Higgs trong mô hình này chưa được tìm hiểu kỹ, đặc biệt là việc đánh giá các đóng góp của hạt mới vào dữ liệu thực nghiệm Higgs trong một số khảo sát tổng quát được giới thiệu gần đây (Frascati *et al.*, 2016). Đặc biệt, kênh  $h \rightarrow \gamma\gamma$  đã được thực nghiệm xác định với độ chính xác cao và phù hợp tốt với dự đoán của SM. Cụ thể là cường độ rẽ nhánh  $\mu_{\gamma\gamma}$ , được định nghĩa là tỉ số hai tỉ lệ rẽ nhánh  $h \rightarrow \gamma\gamma$  đo được từ thực nghiệm với dự đoán từ SM, là  $\mu_{\gamma\gamma} = 1.14^{+0.19}_{-0.18}$ , hay  $0.96 \leq \mu_{\gamma\gamma} \leq 1.33$ . Do các đóng góp của các fermion mang điện mới, tỉ lệ rẽ nhánh này xét trong mô hình SSIII sẽ bị thay đổi so với SM. Vì vậy, mô hình này sẽ không bị loại trừ nếu cường độ rẽ nhánh dự đoán bởi mô hình thỏa mãn giới hạn thực nghiệm. Trong công trình này, sẽ tìm hiểu cụ thể đóng góp của các fermion nặng vào cường độ rẽ nhánh  $\mu_{\gamma\gamma}$ . Bên cạnh đó cũng khảo sát cường độ rẽ nhánh  $\mu_{Z\gamma}$  quá trình  $h \rightarrow Z\gamma$ , nhằm dự đoán định lượng mức độ sai khác so với SM và khả năng phân biệt được sự sai khác này trong các phép đo thực nghiệm sẽ được tiến hành trong thời gian tới. Hiện nay, kênh rẽ này vẫn chưa được xác định tuy nó có cùng bậc giá trị với rẽ Higgs boson ra hai photon.

## 2 TỔNG QUAN MÔ HÌNH

Mô hình Seesaw với tam tuyến fermion (Seesaw III, viết tắt là SSIII) là mô hình mở rộng cho mô hình chuẩn bằng cách thêm vào các fermion, là tam tuyến  $SU(2)_L$  với siêu tích  $Y = 0$ , và là đơn tuyến màu  $SU(3)_C$ . Mô hình này cần ít nhất hai tam tuyến, ký hiệu là  $\Sigma_a \sim (1, 3, 0)$  ( $a = 1, 2, \dots$ ) để sinh khối lượng cho ít nhất hai neutrino hoạt động có khối lượng khác không. Trong công trình này sẽ xét mô hình với ba tam tuyến fermion mới. Các lập luận chi tiết về chéo hóa ma trận khối lượng các fermion đã được xét trong Abada *et al.* (2007). Ở đây tác giả chỉ tóm lược các kết quả chính liên quan đến tính rẽ Higgs xét trong công trình này. Ký hiệu  $L_i \equiv (\ell_{iL}, \nu_{iL})^T$  là các lưỡng tuyến lepton trong

SM,  $\phi \equiv (\phi^+, \phi^0)^T \equiv (\phi^+, (\nu + H + i\eta)/\sqrt{2})^T$ ,  $\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^*$ ,  $\nu \equiv \sqrt{2} \langle \phi^0 \rangle = 246 \text{ GeV}$  và  $\Sigma_i^c \equiv C \bar{\Sigma}_i^T$ . Các tam tuyến fermion mới và đạo hàm hiệp biến là

$$\Sigma_i = \begin{pmatrix} \Sigma_i^0/\sqrt{2} & \Sigma_i^+ \\ \Sigma_i^- & -\Sigma_i^0/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \Sigma^c = \begin{pmatrix} \Sigma^{0c}/\sqrt{2} & \Sigma^{-c} \\ \Sigma^{+c} & -\Sigma^{0c}/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i\sqrt{2}g \begin{pmatrix} W_\mu^3/\sqrt{2} & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & -W_\mu^3/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Các thành phần trong tam tuyến mới đều phân cực phải để  $\Sigma^{0,\pm} \equiv \Sigma_R^{0,\pm}$ . Các thành phần của  $\Sigma^c$  sẽ có phân cực trái. Khi đó các fermion 2 thành phần viết được theo dạng spinor Dirac 4 thành phần như sau:

$$\Psi_i \equiv \Sigma_{Ri}^{+c} + \Sigma_{Ri}^- \quad (2)$$

Các hệ thức liên hệ giữa spinor 4 thành phần và 2 thành phần viết được theo các toán tử chiếu chiral  $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$  như sau:

$$\Psi_L = P_L \Psi = \Sigma_R^{+c}, \Psi_R = P_R \Psi = \Sigma_R^-$$

Lagrangian của các tam tuyến fermion viết được như sau:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_i \not{\partial} \Psi - \bar{\Psi} M_\Sigma \Psi - g W_\mu^3 \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi - (\sqrt{2} \phi^0 \bar{\Psi} Y_\Sigma \ell_L + h.c.) \quad (3)$$

Không mất tính tổng quát, chỉ cần xét trường hợp  $M_\Sigma$  là ma trận thực và chéo,  $M_\Sigma = \text{diag}(M_{\Sigma_1}, M_{\Sigma_2}, M_{\Sigma_3})$ . Trong cơ sở ban đầu, Lagrangian khối lượng của các lepton trung hòa và mang điện có dạng:

$$-\mathcal{L} \ni (\bar{\ell}_L, \bar{\Psi}_L) M_F \begin{pmatrix} \ell_R \\ \Psi_R \end{pmatrix} + \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L, \bar{\Sigma}^{0c}) M_\nu \begin{pmatrix} (\nu_L)^c \\ \Sigma^0 \end{pmatrix} + h.c., \quad (4)$$

trong đó:

$$M_F = \begin{pmatrix} m_\ell & \sqrt{2}m_D \\ 0 & M_\Sigma \end{pmatrix}, M_\nu = \begin{pmatrix} m_\ell & m_D \\ 0 & M_\Sigma \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$m_D = Y_\Sigma^\dagger \nu / \sqrt{2}$ , và  $m_\ell = Y_\ell \nu / \sqrt{2}$  thu được từ Lagrangian tương tác Yukawa của SM:  $L_Y^{SM} = -\bar{L}_i Y_\ell \ell_R \phi + h.c.$

Tiếp theo, xét giới hạn  $M_\Sigma \gg m_D$  nên chỉ tính đến các số hạng bậc  $\mathcal{O}((m_D/M_\Sigma)^2)$ . Ma trận khối lượng neutrino trong mô hình này được cho bởi công thức Seesaw (Abada *et al.*, 2007)

$$m_\nu = -m_D M_\Sigma^{-1} m_D^T. \quad (6)$$

Ma trận  $m_D$  trong trường hợp này được tham số hóa theo Casas and Ibarra (2001)

$$m_D^T = iU_N^* (M_N^d)^{1/2} \xi (\widehat{m}_\nu)^{1/2} U_{PMNS}^\dagger, \quad (7)$$

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \text{diag}(1, e^{i\alpha/2}, e^{i\beta/2}), \quad (8)$$

trong đó  $c_{ab} \equiv \cos \theta_{ab}, s_{ab} \equiv \sin \theta_{ab}, \alpha, \beta$ : pha Majorana vi phạm CP,  $\delta$ : pha Dirac vi phạm CP

Trong trường hợp phân bậc thông thường (normal hierarchy scheme) của neutrino, các tham số thực nghiệm được xác định với độ chính xác 3 ( $\sigma$ ) như sau (Patrignani *et al.*, 2016):

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= 7.37 \times 10^{-5}, \Delta m_{31}^2 = \Delta m^2 + \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \\ &= 2.5 \times 10^{-3} + \frac{7.37 \times 10^{-5}}{2} (\text{GeV}) \end{aligned} \quad (9)$$

$$s_{12}^2 = 0.297, s_{23}^2 = 0.437, s_{13}^2 = 0.214,$$

ở đây  $\Delta m_{a1}^2 = m_{n_a}^2 - m_{n_1}^2 (a = 2, 3)$ . Trong công trình này chúng tôi chỉ xét  $\delta = \alpha = \beta = 0$  và  $U_N = \xi = I_3$ . Các ma trận khối lượng của lepton mang điện có thể được chéo hóa bởi các phép biến đổi bi-unita  $U_{L,R}$  thỏa mãn:

$$\begin{pmatrix} \ell_{L,R} \\ \Psi_{L,R} \end{pmatrix} = U_{L,R} \begin{pmatrix} \ell'_{L,R} \\ \Psi'_{L,R} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

với  $U_{L,R}$  là các ma trận  $6 \times 6$  và unitary,  $\{\ell'_{L,R}, \Psi'_{L,R}\}$  là các trạng thái riêng khối lượng các lepton. Khi đó Lagrangian khối lượng (4) được viết lại theo các trạng thái riêng khối lượng là

$$-\mathcal{L} \ni (\overline{\ell'_L} \Psi'_R) U_R^\dagger M_F U_L \begin{pmatrix} \ell'_L \\ \Psi'_L \end{pmatrix} + h.c.,$$

suy ra hệ thức chéo ma trận khối lượng có dạng sau:

$$U_R^\dagger M_F U_L = \widehat{M}_F = \begin{pmatrix} \widehat{m}_\ell & 0 \\ 0 & \widehat{M}_\Psi \end{pmatrix}, \quad (11)$$

với  $\widehat{m}_\ell = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau)$  và  $\widehat{M}_\Psi = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$  lần lượt là các ma trận chéo chứa khối lượng vật lý

với  $U_N$  là ma trận unitary chéo hóa  $M_N$ ,  $U_N^T M_N U_N = M_N^d = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$  và  $\xi$  là ma trận thỏa mãn  $\xi^T \xi = I_3$ . Ma trận trộn neutrino  $U_{PMNS}$  được tham số hóa như sau:

của các SM lepton  $e, \mu, \tau$  và các lepton mang điện mới  $M_i, i = 1, 2, 3$ .

Các ma trận trộn nói trên được viết theo các ma trận con phân tách theo các thành phần lepton ban đầu  $\{\ell_{L,R}, \Psi_{L,R}\}$  và các trạng thái riêng khối lượng  $\{\ell'_{L,R}, \Psi'_{L,R}\}$  như sau:

$$U_{L,R} \equiv \begin{pmatrix} U_{L\ell\ell, R\ell\ell} & U_{L\ell\Psi, R\ell\Psi} \\ U_{L\Psi\ell, R\Psi\ell} & U_{L\Psi\Psi, R\Psi\Psi} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Biểu thức các ma trận trộn biểu diễn được ở dạng sau:

$$\begin{aligned} U_{L\ell\ell} &= 1 - \epsilon, U_{L\ell\Psi} = \sqrt{2} m_D M_\Sigma^{-1}, \\ U_{R\Psi\Psi} &= 1, U_{L\Psi\ell} = \sqrt{2} M_\Sigma^{-1} m_D^\dagger \\ U_{L\Psi\Psi} &= 1 - \epsilon', U_{R\ell\ell} = 1, \\ U_{R\ell\Psi} &= \sqrt{2} m_\ell m_D M_\Sigma^{-2}, U_{R\Psi\ell} = -\sqrt{2} M_\Sigma^{-2} m_D^\dagger m_\ell \end{aligned} \quad (13)$$

Với:

$$\epsilon = m_D M_\Sigma^{-2} m_D^\dagger, \epsilon' = M_\Sigma^{-1} m_D^\dagger m_D M_\Sigma^{-1} \quad (14)$$

Hệ số  $\epsilon$  tương đương với hệ số toán tử hiệu dụng năng lượng thấp. Các ma trận trộn toàn phần  $U_{L,R}$  là unita,  $U_{L,R}^\dagger U_{L,R} = 1$ , nhưng các ma trận con chứa trong  $U_{L,R}$  thì không. Biểu thức (6) cho thấy:

$$\epsilon, \epsilon' \sim \mathcal{O}\left(\frac{m_\nu}{M_\Sigma}\right) = \mathcal{O}\left(\frac{10^{-10}}{M_\Sigma (\text{GeV})}\right) \quad (15)$$

vì vậy  $\epsilon, \epsilon' \ll 1$ , nên có thể bỏ qua trong các tính toán dưới đây, trừ trường hợp tương tác của SM-like Higgs boson với lepton mới, vì tương tác này tỉ lệ với khối lượng của lepton này.

Biểu thức (11) dẫn đến  $M_F = U_R \widehat{M}_F U_L^\dagger$  khai triển cụ thể theo các ma trận con cho các hệ thức mới tính theo khối lượng vật lý của các hạt mang điện:

$$\begin{aligned}
 m_\ell &= \widehat{m}_\ell U_{L\ell}^\dagger + U_{R\ell\Psi} \widehat{M}_\Psi U_{L\ell\Psi}^\dagger \approx \widehat{m}_\ell(1 - \epsilon) \approx \widehat{m}_\ell, \\
 \widehat{m}_\ell U_{L\Psi\ell}^\dagger &= -U_{R\ell\Psi} \widehat{M}_\Psi U_{L\Psi\ell}^\dagger \\
 Y_{\Sigma\nu} &= U_{R\Psi\ell} \widehat{m}_\ell U_{L\ell} + \widehat{M}_\Psi U_{L\ell\Psi}^\dagger \approx \widehat{M}_\Psi U_{L\ell\Psi}^\dagger, \\
 M_\Sigma &= U_{R\Psi\ell} \widehat{m}_\ell U_{L\Psi\ell}^\dagger + \widehat{M}_\Psi U_{L\Psi\Psi}^\dagger \approx \widehat{M}_\Psi \quad (16)
 \end{aligned}$$

Biểu thức gần đúng của (16) thu được do ta có  $|M_\Sigma| \gg |m_D|$ , dẫn đến  $m_\nu / M_\Sigma \ll 1$ , xảy ra khi  $M_\Sigma \geq 1\text{GeV}$ . Từ đây suy ra:

$$\begin{aligned}
 U_{R\Psi\ell} \widehat{m}_\ell U_{L\Psi\ell}^\dagger &\sim m_{e,\mu}^2 \times \nu^2 / M_\Sigma^3 \ll \widehat{M}_\Sigma, U_{R\ell\Psi} \widehat{M}_\Psi U_{L\ell\Psi}^\dagger \\
 &= m_\ell \times \mathcal{O}(m_\nu / M_\Sigma) \ll m_\ell
 \end{aligned}$$

Vì vậy thay  $m_D$  trong (7) vào (13), kết hợp với  $M_\Sigma = M_N^d \approx \widehat{M}_\Psi$  ta được các hệ thức đơn giản sau:

$$\begin{aligned}
 U_{L\ell\ell} &= U_{R\ell\ell} = U_{R\Psi\Psi} = 1, U_{L\Psi\Psi} = 1 - \widehat{m}_\nu \widehat{M}_\Psi^{-1}, \\
 U_{L\ell\Psi} &= i\sqrt{2} U_{PMNS}^* (\widehat{m}_\nu)^{1/2} \widehat{M}_\Psi^{-1/2}, U_{L\Psi\ell} \\
 &= i\sqrt{2} \widehat{M}_\Psi^{-1/2} (\widehat{m}_\nu)^{1/2} U_{PMNS}^* \\
 U_{R\ell\Psi} &= -(U_{R\Psi\ell})^T \\
 &= \sqrt{2} \widehat{m}_\ell m_D M_\Sigma^{-2} \sim m_\ell m_\nu M_\Sigma^{-1} (m_D^T)^{-1} = 0.
 \end{aligned}$$

Lagrangian trong cơ sở khối lượng:

Sau khi chéo hóa của các ma trận khối lượng, Lagrangian trong cơ sở khối lượng liên quan đến rã Higgs đang xét được xác định như sau: Phần tương tác Higgs-lepton-lepton thu được từ các tương tác Yukawa bao gồm số hạng cuối cùng trong (3) và số hạng sinh khối lượng lepton trong mô hình chuẩn,

$$\mathbf{g}_L^H = (\mathbf{g}_R^H)^\dagger = \begin{pmatrix} \widehat{m}_\ell & i\sqrt{2} \widehat{m}_\ell U_{PMNS}^* (\widehat{M}_\Psi^{-1} \widehat{m}_\nu)^{1/2} \\ -i\sqrt{2} (\widehat{M}_\Psi \widehat{m}_\nu)^{1/2} U_{PMNS}^T & 2U_{PMNS}^* \widehat{m}_\nu \widehat{M}_\Psi U_{PMNS}^T \widehat{M}_\Psi^{-1} \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Lagrangian cho tương tác với Z boson là:

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{c_W} \bar{E} \gamma^\mu Z_\mu (P_L \mathbf{g}_L^{NC} + P_R \mathbf{g}_R^{NC}) E, \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{g}_L^{NC} &= \begin{pmatrix} (\frac{1}{2} - c_W^2) I_3 & -\frac{i}{\sqrt{2}} (\widehat{M}_\Psi \widehat{m}_\nu)^{1/2} U_{PMNS}^T \widehat{M}_\Psi^{-1} \\ +\frac{i}{\sqrt{2}} \widehat{M}_\Psi^{-1} U_{PMNS}^* (\widehat{M}_\Psi \widehat{m}_\nu)^{1/2} & -c_W^2 I_3 \end{pmatrix} \\
 \mathbf{g}_R^{NC} &= \begin{pmatrix} -c_W^2 I_3 & 0 \\ 0 & -c_W^2 I_3 \end{pmatrix}, \quad (24)
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}^H = -H(\overline{\Psi}_R Y_\Sigma \ell_L + \frac{1}{v} \overline{\ell}_L m_\ell \ell_R) + h.c.. \quad (18)$$

Bỏ qua dấu phẩy trong ký hiệu cho các trạng thái riêng khối lượng được xét ở trong biểu thức (10), phép biến đổi tương ứng là:

$$\begin{aligned}
 \ell_L &= (\ell_1, \ell_2, \ell_3)^T \rightarrow \ell_L + U_{L\ell\Psi} \Psi_L, \ell_R \rightarrow \ell_R, \\
 \overline{\ell}_L &\rightarrow \overline{\ell}_L + \overline{\Psi}_L U_{L\ell\Psi}^\dagger, \overline{\ell}_R \rightarrow \overline{\ell}_R \\
 \Psi_L &\rightarrow U_{L\Psi\ell} \ell_L + U_{L\Psi\Psi} \Psi_L, \Psi_R \rightarrow \Psi_R, \\
 \overline{\Psi}_L &\rightarrow \overline{\ell}_L U_{L\Psi\ell}^\dagger + \overline{\Psi}_L U_{L\Psi\Psi}^\dagger, \overline{\Psi}_R \rightarrow \overline{\Psi}_R.
 \end{aligned}$$

Do photon chỉ tương tác với cùng một thế hệ fermion  $A_\mu \bar{f}_a f_a$ , nên ở đây chỉ xét các đỉnh tương tác của Higgs boson với các fermion cùng thế hệ  $H \bar{f}_a f_a$ . Các số hạng trong biểu thức (19) được khai triển như sau:

$$\begin{aligned}
 \overline{\Psi}_R Y_\Sigma \ell_L &\rightarrow \overline{\Psi}_R Y_\Sigma (\ell_L + U_{L\ell\Psi} \Psi_L), \\
 \overline{\ell}_R m_\ell^\dagger \ell_L &\rightarrow \overline{\ell}_R \widehat{m}_\ell (\ell_L + U_{L\ell\Psi} \Psi_L). \quad (20)
 \end{aligned}$$

Thay biểu thức các ma trận trộn theo (13), đồng thời chỉ giữ lại các số hạng đóng góp vào các quá trình rã đang xét, phần Lagrangian cần tính trong (18) là:

$$\mathcal{L}^H \supset -\frac{1}{v} H \bar{E} [P_L \mathbf{g}_L^H + P_R \mathbf{g}_R^H] E, \quad (21)$$

Với  $E = (\ell, \Psi)^T$  là cơ sở khối lượng bao gồm tất cả các lepton mang điện trong mô hình,

Từ các tính toán trên ta thấy khi tính các quá trình rã Higgs trong các mô hình Seesaw III, chỉ có các đỉnh tương tác Higgs-boson với lepton mới bị thay đổi so với mô hình chuẩn. Các đỉnh liên quan đến hai quá trình rã xét trong mô hình này được liệt kê trong Bảng 1, trong các định nghĩa mới được xác định như sau:  $g_{V,A}^{H,NC} = \frac{1}{2}(g_R^{H,NC} \pm g_L^H)$ . Các

đỉnh tương tác  $Z\bar{E}_i E_j$  được lấy trực tiếp từ Abada *et al.* (2007), các tương tác của Z boson với các quark hoàn toàn trùng với mô hình chuẩn. Ở đây chỉ giữ lại số hạng lớn nhất khi tính các hệ số đỉnh tương tác. Ký hiệu  $s_W = \sin \theta_W$  và  $c_W = \cos \theta_W$  với  $\theta_W$  là góc Weinberg,  $s_W^2 = 0.231$ .

**Bảng 1: Tương tác đóng góp vào rã bậc một vòng  $h \rightarrow 2\gamma, Z\gamma$ , chuẩn unitary**

Đỉnh	Hệ số	Đỉnh	Hệ số
$H\bar{q}_i q_i$	$-\frac{im_{q_i}}{v}$	$Z^\mu \bar{q}_i q_i$	$\frac{ig}{c_W} \gamma_\mu [(\frac{1}{2} - 2s_W^2) Q_{q_i}]$
$HW^\mu W^\nu$	$ig^2 \frac{v}{2} g_{\mu\nu}$	$H\bar{E}_i E_j$	$\frac{-ig}{v} [g_V^H + g_A^H \gamma^5]_{ij}$
$H\bar{E}_i E_j$	$\frac{-ig}{v} [g_V^H + g_A^H \gamma^5]_{ij}$	$Z^\mu \bar{E}_i E_j$	$\frac{ig}{c_W} \gamma_\mu [g_V^{NC} + g_A^{NC} \gamma^5]_{ij}$

**3 ĐÓNG GÓP BẬC MỘT VÒNG VÀO RÃ  $h \rightarrow \gamma\gamma$  VÀ  $h \rightarrow Z\gamma$**

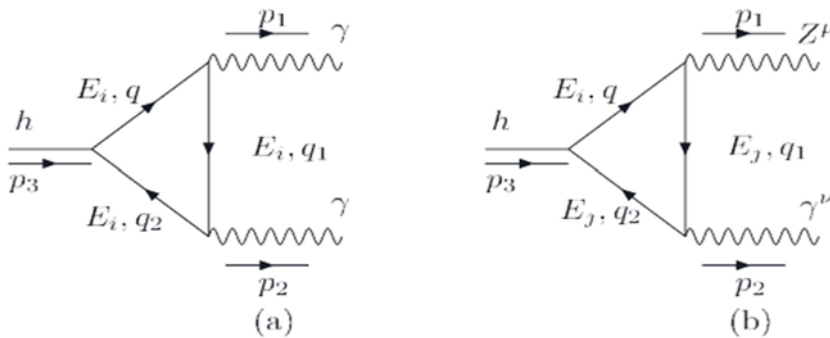
**3.1 Hệ số cường độ rã nhánh**

**3.1.1 Quá trình rã Higgs thành hai photon**

Trước tiên ta xét rã  $h \rightarrow \gamma\gamma$  trong mô hình Seesaw III, trong đó giản đồ a) Hình 1 cho đóng góp bậc một vòng của các fermion mới. Bề rộng rã

riêng phần cho quá trình rã này có biểu thức sau (Abada *et al.*, 2008; Fontes *et al.*, 2014):

$$\Gamma^{SSIII}(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_\mu \alpha^2 m_h^3}{128\sqrt{2}\pi^3} |A_{SSIII}^{\gamma\gamma}|^2, A_{SSIII}^{\gamma\gamma} = A_W^{\gamma\gamma} + \sum \mathcal{A}_f^{\gamma\gamma} + \sum_{a=1}^3 \mathcal{A}_{\Psi_a}^{\gamma\gamma}, \tag{25}$$



**Hình 1: Đóng góp của fermion mới vào rã  $h \rightarrow 2\gamma$  và  $h \rightarrow Z\gamma$**

trong đó  $G_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}$  là hằng số Fermi;  $\mathcal{A}_f^{\gamma\gamma}$  và  $\mathcal{A}_W^{\gamma\gamma}$  là các hệ số đóng góp từ fermion và W boson trong mô hình chuẩn; còn  $\mathcal{A}_{\Psi_a}^{\gamma\gamma}$  là hệ số đóng góp từ các fermion nặng mới.

$$\mathcal{A}_f^{\gamma\gamma} = N_{cf} Q_f^2 A_{1/2}(\tau_f), \mathcal{A}_{\Psi_a}^{\gamma\gamma} = \frac{(g_V^H)_{aa}}{m_{\Psi_a}} Q_{\Psi_a}^2 A_{1/2}(\tau_{\Psi_a}),$$

với  $\tau_f \equiv m_h^2 / (4m_f^2)$  với  $i = f, \Psi_a, W$ . Các hàm vô hướng  $A_{1/2}(\tau)$  và  $\mathcal{A}_W^{\gamma\gamma}$  có biểu thức tính như sau:

$$\begin{aligned} A_{1/2}(\tau) &= 2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)]\tau^{-2}, \\ \mathcal{A}_W^{\gamma\gamma}(\tau) &= -[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1)f(\tau)]\tau^{-2}. \end{aligned} \tag{26}$$

Hàm  $f(\tau)$  được định nghĩa như sau:

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1, \\ -\frac{1}{4} \left( -i\pi + \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \tau^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau^{-1}}} \right)^2 & \tau > 1 \end{cases} \quad (28)$$

Bề rộng rẽ riêng phân cho quá trình rẽ  $h \rightarrow \gamma\gamma$  tính trong mô hình chuẩn, ký hiệu là  $\Gamma^{SSIII}(h \rightarrow \gamma\gamma)$ , có biểu thức tương tự (25) (Abada *et al.*, 2008), trong đó chỉ cần thay biên độ rẽ  $\mathcal{A}_{SM}^{\gamma\gamma} = \sum_f \mathcal{A}_f^{\gamma\gamma} + \mathcal{A}_W^{\gamma\gamma}$  với  $f$  là các lepton và quark trong SM. Hệ số cường độ rẽ nhánh được xác định như sau:

$$\mu_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma^{SSIII}(h \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma^{SM}(h \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{|\mathcal{A}_{SSIII}^{\gamma\gamma}|^2}{|\mathcal{A}_{SM}^{\gamma\gamma}|^2}. \quad (29)$$

### 3.1.2 Quá trình rẽ Higgs thành một photon và một Z boson

Giản đồ hình 1 b) cho đóng góp bậc một vòng của fermion mới vào rẽ  $h \rightarrow Z\gamma$ . Bề rộng rẽ

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_W^{Z\gamma}(\tau, \lambda) &= c_W \left\{ 4 \left( 3 - \frac{s_W^2}{c_W^2} \right) I_2(\tau, \lambda) + \left[ \left( 1 + \frac{2}{\tau} \right) \frac{s_W^2}{c_W^2} - \left( 5 + \frac{2}{\tau} \right) I_1(\tau, \lambda) \right] \right\}, \\ \mathcal{A}_{1/2}^{Z\gamma}(\tau, \lambda) &= I_1(\tau, \lambda) - I_2(\tau, \lambda), \\ F_{1/2}^{Z\gamma} &= [m_{E_j} (\mathbf{g}_{Vij}^H \mathbf{g}_{Vji}^{NC} - \mathbf{g}_{Aij}^H \mathbf{g}_{Aji}^{NC}) (C_0 + 2C_{12} + 2C_{22} + C_2 - C_1) \\ &\quad + m_{E_i} (\mathbf{g}_{Vij}^H \mathbf{g}_{Vji}^{NC} - \mathbf{g}_{Aij}^H \mathbf{g}_{Aji}^{NC}) (2C_{12} + 2C_{22} + 3C_2 - C_1)], \end{aligned} \quad (31)$$

trong đó  $C_{0,k,kl} = C_{0,k,kl}(m_{E_i}, m_{E_j}, m_{E_j})$ ,  $(k, l = 1, 2)$  là các hàm PV cho ở Phụ lục B.

Các hàm  $I_{1,2}$  được cho bởi (Djouadi *et al.*, 1998):

$$\begin{aligned} I_1(\tau, \lambda) &= \frac{\tau\lambda}{2(\tau - \lambda)} + \frac{\tau^2\lambda^2}{2(\tau - \lambda)^2} [f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})] \\ &\quad + \frac{\tau^2\lambda}{(\tau - \lambda)^2} [g(\tau^{-1}) - g(\lambda^{-1})], \\ I_2(\tau, \lambda) &= -\frac{\tau\lambda}{2(\tau - \lambda)} [f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})], \end{aligned} \quad (32)$$

trong đó  $f(\tau)$  được cho bởi (28), hàm  $g(\tau)$  được định nghĩa như sau:

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau - 1} \arcsin \sqrt{\tau^{-1}}, & \tau > 1 \\ \frac{\sqrt{1 - \tau}}{2} \ln \left[ \frac{1 + \sqrt{1 - \tau}}{1 - \sqrt{1 - \tau}} - i\pi \right] & \tau \leq 1 \end{cases} \quad (33)$$

riêng phần quá trình rẽ nhánh  $h \rightarrow Z\gamma$  được tính theo hệ thức sau (Abada *et al.*, 2008; Fontes *et al.*, 2014)

$$\begin{aligned} \Gamma^{SSIII}(h \rightarrow Z\gamma) &= \frac{G_u^2 m_W^2 \alpha m_h^3}{64\pi^4} \left( 1 - \frac{m_Z^2}{m_h^2} \right)^3 |\mathcal{A}_{SSIII}^{Z\gamma}|^2, \\ \mathcal{A}_{SSIII}^{Z\gamma} &= \mathcal{A}_W^{Z\gamma}(\tau_W, \lambda_W) + \sum_q c_q^{Z\gamma} \mathcal{A}_{1/2}(\tau_q, \lambda_q) \\ &\quad + \sum_{i,j=1}^6 F_{1/2}^{Z\gamma}(m_{E_i}^2, m_{E_j}^2), \end{aligned} \quad (30)$$

trong đó:  $c_q^{Z\gamma} = 12 \frac{Q_q}{c_W} \mathbf{g}_V^q m_q^2$ , với  $\tau_i \equiv 4m_i^2 / m_h^2, \lambda_i = 4m_i^2 / m_Z^2, i = q, W, E_i$ . Bề rộng rẽ riêng phân trong SM,  $\Gamma^{SM}(h \rightarrow Z\gamma)$ , được tính theo  $\mathcal{A}_{SM}^{Z\gamma} = \mathcal{A}_W^{Z\gamma} + \sum_f c_f^{Z\gamma} \mathcal{A}_{1/2}(\tau_f, \lambda_f)$ ,  $f$  là các SM fermion,  $c_f^{Z\gamma} = 4N_c \frac{Q_f}{c_W} \mathbf{g}_V^f m_f^2$ .

Các hàm vô hướng được định nghĩa như sau:

Khác với SM, biểu thức (31) được tính bằng phần mềm Form (Vermaseren, 2000), có dạng khá phức tạp do các lepton ảo trong loop có thể khác nhau. Trong trường hợp đặc biệt tương ứng với các fermion trong SM:  $m_{E_i} = m_{E_j} = m_f, \mathbf{g}_A^H = 0, \mathbf{g}_A^H = m_f$  và  $\mathbf{g}_V^{NC} = \mathbf{g}_V^f = (I_3^f - 2Q_f s_W^2) / 2$ , ta thu được kết quả hợp lý, phù hợp với (Djouadi *et al.*, 1998), và đã được kiểm tra bằng giải số từ looptools (Hahn & Perez-Victoria, 1999), cụ thể là  $C_0 = -\frac{1}{m_f^2} I_2(\tau_f, \lambda_f), 4(C_{12} + C_{22} + C_2) = \frac{1}{m_f^2} I_1(\tau_f, \lambda_f)$ . Hệ số cường độ rẽ nhánh được xác định như sau:

$$\mu_{Z\gamma} = \frac{\Gamma^{SSIII}(h \rightarrow Z\gamma)}{\Gamma^{SM}(h \rightarrow Z\gamma)} = \frac{|\mathcal{A}_{SSIII}^{Z\gamma}|^2}{|\mathcal{A}_{SM}^{Z\gamma}|^2}. \quad (34)$$

### 3.2 Kết quả khảo sát số

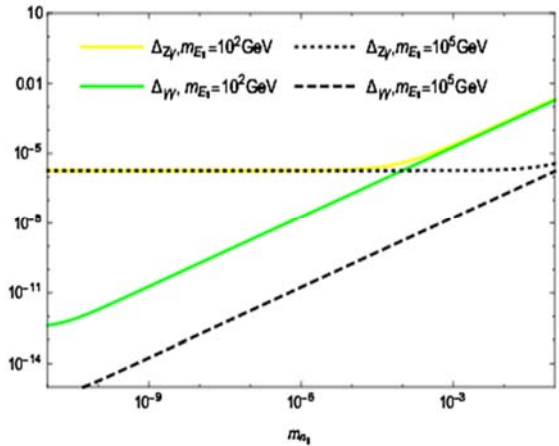
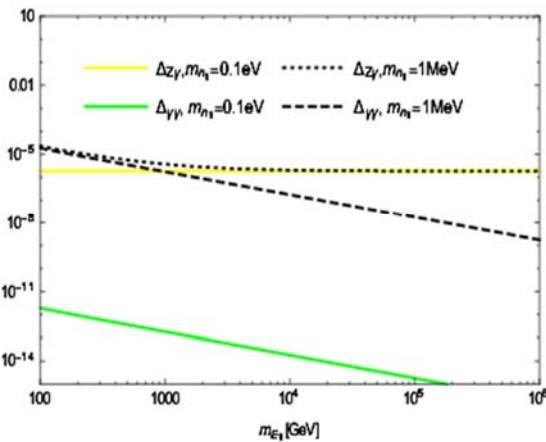
Phần khảo sát số được dựa trên các giới hạn thực nghiệm công bố gần đây nhất cho các quá trình rẽ Higgs boson (Frascati *et al.*, 2016). Thực

thực nghiệm đã đo được giá trị phù hợp nhất của cường độ rẽ  $\mu_{\gamma\gamma} = 1.14^{+0.19}_{-0.18}$ , nhưng chưa xác định được kênh rẽ  $h \rightarrow Z\gamma$ . Mức độ đóng góp của các hạt mới BSM vào các tỉ lệ rẽ nói trên được xác định bằng độ sai lệch so với SM, định nghĩa theo hai đại lượng sau:

$$-0.04 \leq \Delta_{\gamma\gamma} = \mu_{\gamma\gamma} - 1 \leq 0.33, \Delta_{Z\gamma} = \mu_{Z\gamma} - 1. \quad (35)$$

Các đóng góp mới phải nằm trong giới hạn đầu tiên do thực nghiệm xác định  $-0.04 \leq \Delta_{\gamma\gamma} \leq 0.33$ ,  $\Delta_{Z\gamma}$  chưa đo được bởi thực nghiệm, là đại lượng cần xác định trong bài báo này. Trong khảo sát này, chọn khối lượng của các lepton nặng mới của mô hình như sau:  $m_{E_1} = m_{E_2} / 2 = m_{E_3} / 3$ . Điều

kiện mới nhất về thực nghiệm dao động neutrino được liệt kê trong (8), đồng thời khối lượng neutrino nhẹ nhất phải thỏa mãn  $m_{n_1} \leq 10^{-10}$  GeV. Giới hạn thực nghiệm hiện nay cho khối lượng lepton nặng là  $m_{E_1} \geq 540$  GeV (Chatrchyan, 2012, ATLAS Collaboration, 2015). Theo cách tham số hóa thảo luận ở phần trên, ta thấy  $\Delta_{\gamma\gamma}$  và  $\Delta_{Z\gamma}$  chỉ còn phụ thuộc vào hai tham số  $m_{E_1}$  và  $m_{n_1}$ . Trong khảo sát số, xét  $10^2 \leq m_{E_1} \leq 10^6$  [GeV] và  $10^{-12} \leq m_{n_1} \leq 10^{-1}$  [GeV]. Kết quả khảo sát trên Hình 2.



Hình 2:  $|\Delta_{Z\gamma}|$  và  $|\Delta_{\gamma\gamma}|$  theo hàm của khối lượng lepton nặng  $m_{E_1}$  (hình trái) và neutrino nhẹ (hình phải)

Kết quả cho thấy  $\Delta_{\gamma\gamma}$  phụ thuộc mạnh vào cả  $m_{E_1}$  và  $m_{n_1}$ . Trong khi đó  $\Delta_{Z\gamma}$  biến đổi phức tạp hơn: Nó không đổi khi  $m_{n_1}$  đủ nhỏ hoặc  $m_{E_1}$  đủ lớn. Trong giới hạn thực nghiệm hiện nay cho neutrino  $m_{n_1} \leq 10^{-10}$  GeV, thì đóng góp mới  $\Delta_{Z\gamma} \sim \mathcal{O}(10^{-5})$  và không phụ thuộc vào  $m_{E_1}$ . Trong khi đó  $\Delta_{\gamma\gamma} < 10^{-11}$  khi  $m_{E_1} > 500$  GeV. Các đóng góp mới từ lepton nặng vào hai kênh rẽ nói trên là rất nhỏ, nên mô hình SSIII dự đoán các kênh rẽ này có giá trị gần như trùng với dự đoán từ SM.

#### 4 KẾT LUẬN

Trong công trình này, đã khảo sát chi tiết các đóng góp của lepton nặng trong mô hình SSIII vào hai kênh rẽ Higgs boson đang được thực nghiệm tìm kiếm hiện nay. Kết quả khảo sát cho thấy: số liệu thực nghiệm mới nhất về neutrino và khối

lượng các lepton nặng dẫn đến kết quả là mô hình SSIII dự đoán hai kênh rẽ  $h \rightarrow \gamma\gamma$  và  $h \rightarrow Z\gamma$  có giá trị trùng khớp với dự đoán từ SM. Vì vậy, kết quả thực nghiệm hiện nay cho rẽ Higgs boson ra hai photon không loại trừ mô hình SSIII. Đồng thời, các kết quả thực nghiệm trong thời gian tới cho rẽ Higgs ra photon và Z boson sẽ không phân biệt được hai mô hình SM và SSIII. Ngoài các kết quả nói trên, các thảo luận về biểu thức tính hai bề rộng rẽ nói trên có thể áp dụng vào các mô hình chuẩn mở rộng khác.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Abada, A., Biggio, C., Bonnet, F., Gavela, M.B. and Hambye, T., 2007. Low energy effects of neutrino masses. *Journal of High Energy Physics*, 2007(12): 061.
- Abada, A., Biggio, C., Bonnet, F., Gavela, M.B. and Hambye, T., 2008.  $\mu \rightarrow e \gamma$  and  $\tau \rightarrow l \gamma$  decays in the fermion triplet seesaw model. *Physical Review D*, 78(3), p.033007.

- ATLAS Collaboration, 2012. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Phys. Lett. B* 716: 1–29, 1207.7214.
- ATLAS Collaboration, 2015. Search for heavy lepton resonances decaying to a  $Z$  boson and a lepton in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector, *JHEP* 1509 108.
- Bizot, N., & Frigerio, M., 2016. Fermionic extensions of the Standard Model in light of the Higgs couplings. *Journal of High Energy Physics*, 2016: 036.
- Casas, J. A; Ibarra, A., 2001. Oscillating neutrinos and  $\mu \rightarrow e, \gamma$ . *Nucl. Phys B*, 618, 171.
- Chatrchyan, S., Khachatryan, V., Sirunyan, A.M et al., 2012. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1): 30-61.
- CMS Collaboration, 2016. Overview of the Higgs boson property studies at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, (08): 045.
- Djouadi, A., Driesen, V., Hollik, W. and Kraft, A., 1998. The Higgs-photon-Z boson coupling revisited. *The European Physical Journal C*, 1(1-2): 163-175.
- Fontes, D., Romão, J.C., Silva, J.P., 2014. Large pseudoscalar Yukawa couplings in the Complex. *2HDM. JHEP*, 1412. 043 .
- Hahn, T. and Perez-Victoria, M., 1999. Automated one-loop calculations in four and D dimensions. *Computer Physics Communications*, 118(2-3): 153-165.
- Patrignani, C. et al., (Particle Data Group), 2016. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 40, 100001.
- Vermaseren, J. A. M., 2000. New features of FORM. *arxiv: math-ph/0010025*.