

BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



PHẠM NGỌC THƯ

DỊ THƯỜNG VẬT LÝ B
TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 ĐẢO TỐI THIỂU

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và Vật lý toán
Mã số: 9 44 01 03

TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ

HÀ NỘI - 2025

Công trình được hoàn thành tại: Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam

Người hướng dẫn khoa học:

1. Người hướng dẫn: PGS. TS. Đỗ Thị Hương - Viện Vật lí
2. Người hướng dẫn: GS. TS. Hoàng Ngọc Long - Viện Vật lí

Phản biện 1:

Phản biện 2:

Phản biện 3:

Luận án được bảo vệ trước Hội đồng đánh giá luận án tiến sĩ cấp Học viện họp tại Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam vào hồi giờ, ngày tháng năm

Có thể tìm hiểu luận án tại:

1. Thư viện Học viện Khoa học và Công nghệ
2. Thư viện Quốc gia Việt Nam

MỞ ĐẦU

Tính cấp thiết của luận án

Mô hình Chuẩn (SM) là lý thuyết mô tả thống nhất tương tác mạnh và điện yếu dựa trên nhóm đối xứng $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Tuy nhiên, một số hiện tượng như khối lượng và sự trộn của neutrino, vật chất tối, bất đối xứng vật chất–phản vật chất, hay vi phạm CP trong tương tác mạnh đã cho thấy SM không còn đủ để mô tả toàn diện tự nhiên. Điều này thúc đẩy việc nghiên cứu các mô hình mở rộng ngoài SM (BSM).

Một trong những tính chất quan trọng của SM là tính phổ quát vị lepton (LFU), theo đó các boson $W^\pm$ và Z tương tác như nhau với ba thế hệ lepton e, μ, τ . Tuy nhiên, các số liệu thực nghiệm gần đây gợi ý khả năng vi phạm LFU (LFUV), thể hiện qua các dị thường trong các phân rã bán lepton của meson B , như: i) Chuyển dời $b \rightarrow c$: Tỷ số $R(D), R(D^{(*)})$ từ BaBar và LHCb lệch khỏi dự đoán SM. ii) Chuyển dời $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$: Các tỷ số $R_K, R_{K^{(*)}}$ nhỏ hơn giá trị SM ($\simeq 1$). Những dị thường này có thể được giải thích bằng các BSM có dòng trung hòa thay đổi vị (FCNC) ở mức cây, như các mô hình thuộc họ 3-3-1. Trong đó, mô hình 3-3-1 đảo tối thiểu (MF331), một phiên bản của mô hình F331, với phần fermion được giữ nguyên như trong F331 và các đa tuyến vô hướng được giảm xuống mức tối thiểu với hai tam tuyến vô hướng, có khả năng tạo ra vi phạm LFU ở mức cây và giải thích các dị thường trong vật lý vị.

Với kỳ vọng làm sáng tỏ các dị thường đang được quan tâm trên, chúng tôi chọn nghiên cứu đề tài: "*Dị thường vật lý B trong mô hình 3-3-1 đảo tối thiểu*".

Mục tiêu nghiên cứu của luận án

Trong mô hình MF331, chúng tôi nghiên cứu sự vi phạm tính phổ quát vị lepton trong các dị thường kênh rã $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, $b \rightarrow c\ell^-\bar{\mu}_\ell$, các dịch chuyển $s \rightarrow u, d \rightarrow u$ thông qua bổ đính một vòng. Từ các kết quả giải thích thu được tập trung vào các vùng không gian tham số trong mô hình MF331.

Các nội dung nghiên cứu chính của luận án

Tổng quan về SM và một vài mô hình BSM. Trình bày về tính phổ quát vị lepton trong SM. Sự vi phạm tính phổ quát vị lepton trong một số dị thường vật lý vị. Giới thiệu khái quát về mô hình MF331. Xem xét sự vi phạm tính phổ quát vị lepton trong dị thường các kênh rã bán lepton $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, $b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}_\ell$, các dịch chuyển $s \rightarrow u, d \rightarrow u$.

CHƯƠNG 1. Tổng quan về tính phổ quát vị lepton quark, Mô hình Chuẩn, và các dị thường vật lý mới

Trong chương này, đầu tiên chúng tôi giới thiệu sơ lược về tính phổ quát của dòng lepton-quark, trình bày tổng quan về cấu trúc của SM, những ưu điểm và hạn chế của SM. Tính phổ quát của lepton trong SM và những dị thường vật lý vi phạm tính phổ quát của lepton cùng với dữ liệu thực nghiệm cũng được giới thiệu.

1.1. Tính phổ quát của lepton-quark

Tính phổ quát của vị (hay thế hệ) lepton và quark khẳng định vật lý xảy ra như nhau giữa các thế hệ. Tính phổ quát của lepton và quark đã được biết thậm chí trước khi có mô hình chuẩn, trong lý thuyết tương tác yếu 4 fermion (lý thuyết V-A).

1.1.1. Tính phổ quát của dòng lepton

Sự gần bằng nhau của hằng số tương tác liên quan đến sự phân rã lepton yếu của các lepton μ, τ và trong sự phân rã β như $G_e \approx G_\mu \approx G_\tau \approx G_\beta$ cho thấy có tính phổ quát của lepton. Người ta thường biểu diễn hằng số tương tác yếu này bằng G_F gọi là hằng số Fermi.

1.1.2. Phân rã pion

Một pion có thể rã thành một muon hoặc một electron. Tỷ số

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_\ell^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2, \quad (1.1)$$

là hoàn toàn phù hợp với kết quả thực nghiệm 1.23×10^{-14} . Với mọi thế hệ lepton tương tác yếu là tương tác dạng dòng có dạng $V - A$.

1.1.3. Dòng Cabibbo

Cabibbo đề xuất rằng dòng hadron bao gồm tổng của hai dòng:

$$J_\mu^{(h)} = \cos \theta_c J_\mu^{(0)} + \sin \theta_c J_\mu^{(1)} \quad (1.2)$$

d và s không phải là các trạng thái riêng của toán tử vị, trạng thái riêng của toán tử vị được xác định: $d' = \cos \theta_c d + \sin \theta_c s$, $s' = -\sin \theta_c d + \cos \theta_c s$,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Lý thuyết Cabibbo đã thiết lập tính phổ quát của quark-lepton.

1.2. Mô hình chuẩn của vật lý hạt cơ bản

Mô hình chuẩn với hai phần là lý thuyết điện yếu Glashow-Weinberg-Salam (GWS) và sắc động lực lượng tử QCD dựa trên nhóm đối xứng chuẩn tương ứng là $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ và $SU(3)_C$.

Trong SM các hạt được sắp xếp như sau:

$$\begin{aligned}\psi_{aL} &= \begin{pmatrix} \nu_{aL} & e_{aL} \end{pmatrix}^T \sim (1, 2, -1), & e_{aR} &\sim (1, 1, -2), \\ Q_{aL} &= \begin{pmatrix} u_{aL} & d_{aL} \end{pmatrix}^T \sim (3, 2, 1/3), & u_{aR} &\sim (3, 1, 4/3), & d_{aR} &\sim (3, 1, -2/3)\end{aligned}\quad (1.4)$$

tương ứng biến đổi dưới các nhóm biến đổi chuẩn và $a = 1, 2, 3$ là chỉ số thế hệ.

SM tiên đoán sự tồn tại của 12 hạt boson chuẩn truyền tương tác mạnh, tương tác điện từ và tương tác yếu. Tương tác mạnh và tương tác điện từ là các tương tác tầm xa, hạt truyền tương tác là không có khối lượng. Cụ thể: tương tác mạnh gồm 8 hạt gauge bosons không khối lượng, gọi là gluon tham gia truyền tương tác; tương tác điện từ được truyền tương tác bởi hạt photon, A_μ . Tương tác yếu là tương tác tầm gần, đòi hỏi các hạt truyền tương tác phải có khối lượng: Hai hạt boson chuẩn $W^\pm$ (mang điện) và boson Z (trung hòa). Tuy nhiên, số hạng khối lượng của các hạt vectơ boson chuẩn bị cấm bởi đối xứng $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Để sinh khối lượng cho các hạt truyền tương tác yếu, các nhà khoa học cho rằng cần phải phá vỡ đối xứng tự phát. Trong SM, người ta đưa vào mô hình một lưỡng tuyến Higgs ϕ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 2, 1); \quad \phi_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

với φ^+ và φ^0 lần lượt là các trường vô hướng phức dương và trung hòa.

1.2.1. Phổ khối lượng của hạt vô hướng

Sau khi phá vỡ đối xứng tự phát, thế vô hướng chứa duy nhất một trường vật lý, H , có khối lượng: $m_H = \sqrt{2\mu^2} = \sqrt{2\lambda}v$. Các trường vô hướng còn lại là ϕ^+, ξ^i là các trường không khối lượng và chúng được đồng nhất là các hạt Goldstone bosons bị ăn bởi các trường chuẩn $W^\pm$ và Z .

1.2.2. Phổ khối lượng của các trường chuẩn

Hai hạt gauge boson mang điện $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_{1\mu} \mp iA_{2\mu})$ có khối lượng tương ứng $m_{W^\pm}^2 = \frac{g^2}{4}v^2$. Hai hạt boson trung hòa: A_μ không có khối lượng, được đồng nhất với photon và Z có khối lượng $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$.

1.2.3. Phổ khối lượng fermion

Lagrangian Yukawa $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{lepton}}$ cho lepton trong chuẩn unita là

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{lepton}} = - \sum_{a,b=1,2,3} h_{ab}^\ell \bar{e}_{aL} \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} e_{bR} + h.c$$

$$= - \sum_{a,b=1,2,3} \left(\bar{e}_{aL} \mathcal{M}_{ab}^\ell e_{bR} + \bar{e}_{aL} \frac{\mathcal{M}_{ab}^\ell}{v} e_{bR} H \right) + h.c \quad (1.6)$$

trong đó $\mathcal{M}_{ab}^\ell = h_{ab}^\ell \frac{v}{\sqrt{2}}$ là ma trận trộn khối lượng. $V_L^{l\dagger} \mathcal{M}^\ell V_R^l = M^\ell$

Do trong SM không có neutrino phân cực phải ν_R nên neutrino có khối lượng bằng không. SM cấm các kênh rẽ chuyển từ thế hệ lepton này sang thế hệ lepton khác xuất hiện.

Biểu thức Lagrangian Yukawa sinh khối lượng cho quark

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{mass}} &= - \sum_{a,b} (\bar{u}_{aL} \mathcal{M}_{ab}^u u_{bR} + \bar{d}_{aL} \mathcal{M}_{ab}^d d_{bR}) \\ &\quad - \sum_{a,b} \left(\bar{u}_{aL} \frac{\mathcal{M}_{ab}^u}{v} u_{bR} H + \bar{d}_{aL} \frac{\mathcal{M}_{ab}^d}{v} d_{bR} H \right) + h.c, \end{aligned} \quad (1.7)$$

với $\mathcal{M}_{ab}^{u,d} = h_{ab}^{u,d} \frac{v}{\sqrt{2}}$ là ma trận trộn khối lượng các quark. $V_L^{d\dagger} \mathcal{M}^d V_R^d = M^d$, $V_L^{u\dagger} \mathcal{M}^u V_R^u = M^u$

1.2.4. Dòng tương tác yếu trong SM

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \bar{\psi}'_L i\gamma^\mu \partial_\mu \psi'_L + \bar{e}'_R i\gamma^\mu \partial_\mu e'_R + g \vec{J}_\mu \vec{A}'^\mu + \frac{g'}{2} J_\mu^Y B'^\mu, \quad (1.8)$$

Tương tác dòng mang điện:

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}}^{CC} = g (J_\mu^1 A'^{1\mu} + J_\mu^2 A'^{2\mu}) = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^- W^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) \quad (1.9)$$

trong đó $J_\mu^\pm = J_\mu^1 \pm iJ_\mu^2$.

Dòng trung hòa

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}}^{NC} = g' \cos \theta_W J_\mu^{\text{em}} A^\mu + \frac{g}{\cos \theta_W} (J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{\text{em}}) Z^\mu \quad (1.10)$$

Tương tác dòng mang điện của quark là

$$\mathcal{L}_{\text{quark}}^{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{u}'_i \gamma^\mu V_{ij} d'_j W_\mu^+ + h.c. \quad (1.11)$$

với ma trận $V = V_L^{u\dagger} V_L^d$ là ma trận unita 3×3 , hay còn được gọi là ma trận CKM. Tương tác dòng mang điện của lepton bảo toàn số vị nhưng với quark thì lại làm thay đổi thế hệ quark này sang thế hệ quark khác.

Tương tác dòng trung hòa của quark có dạng

$$\mathcal{L}_{\text{quark}}^{NC} = e J_\mu^{\text{em}} A^\mu + \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^Z Z^\mu, \quad (1.12)$$

Tương tác của dòng trung hòa của fermion trong SM luôn bảo toàn vị.

1.3. Các thực nghiệm về tính phổ quát vị lepton trong SM

1.3.1. Phân điện yếu

Các phép đo về tỉ số rẽ nhánh của $Z \rightarrow e^+e^-$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ là bằng nhau hoàn toàn phù hợp với dự đoán của SM.

Các thí nghiệm LEP, Tevatron và LHC cũng đã thực hiện các phép đo chính xác bằng cách sử dụng phân rẽ boson W . Tất cả các kết quả thực nghiệm đều phù hợp với LU.

1.3.2. Sự phân rã của meson giả vô hướng

Phân rã leptonic của meson giả vô hướng cũng cho phép kiểm chứng về LU trong SM.

Thực nghiệm NA62 đo tỉ số rã nhánh của $K \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ và $K \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ là phù hợp tốt với kỳ vọng của SM.

$$\frac{\Gamma(K \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(K \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = (2.488 \pm 0.009) \times 10^{-5}. \quad (1.13)$$

1.3.3. Phân rã của hạt cộng hưởng J/ψ (Quarkonia)

Phân rã leptonic của cộng hưởng quarkonia cũng có thể được sử dụng để kiểm tra LU. Kiểm tra chính xác nhất thu được từ tỉ số rã nhánh của $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ và $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 1.0016 \pm 0.0031, \quad (1.14)$$

điều này phù hợp tốt với LU.

1.4. Đóng góp SM vào dị thường vật lý mới, vi phạm tính phổ quát của vị lepton

1.4.1. Dị thường trong kênh rã $b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell$

Tỉ số $R(D)$, $R(D^{(*)})$ về sự dịch chuyển quark V_{cb} được định nghĩa là tỉ số rã nhánh giữa các lepton thế hệ thứ ba với thế hệ thứ nhất và thứ hai:

$$R(D) = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D \tau \nu_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D l \nu_l)}; \quad R(D^{(*)}) = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell)} \quad (1.15)$$

Mới đây nhất các tỉ số này đã được tính trung bình là

$$R(D^{(*)})^{\text{SM}} = 0.254 \pm 0.005, \quad R(D)^{\text{SM}} = 0.298 \pm 0.008, \quad (1.16)$$

Giá trị trung bình của các kết quả thực nghiệm trên thế giới, trích xuất data trong thông báo gần đây nhất của LHCb về $R(D)$, $R(D^{(*)})$ cho giá trị.

$$R(D^{(*)})^{\text{Exp}} = 0.284 \pm 0.013_{\text{total}}, \quad R(D)^{\text{Exp}} = 0.356 \pm 0.029_{\text{total}}. \quad (1.17)$$

Dự đoán của SM thấp hơn so với phép đo.

1.4.2. Dị thường trong kênh rã $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$

Trong SM không có dòng trung hòa thay đổi vị ở mức cây. Vì không có đóng góp mức cây trong SM, nên sự phân rã FCNC cung cấp độ nhạy cao hơn đối với sự tồn tại có thể có của NP. Trong SM, các tỉ lệ R_K và R_K^* bằng $\simeq 1$.

LHCb đã thông báo giá trị của $R_K: R_K^{\text{LHCb}}([1.1, 6] \text{ GeV}^2) = 0.846_{-0.039-0.012}^{+0.042+0.013}$, với độ chênh lệch 3.1σ so với dự đoán của SM là $\simeq 1$, đưa đến bằng chứng về sự vi phạm tính phổ quát của lepton trong kênh rã này.

Một tỉ số khác được quan sát bởi LHCb và Bell: $R_{K^*} \equiv \frac{\text{Br}(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)}{\text{Br}(B \rightarrow K^* e^+ e^-)}$, là phép đo trong hai vùng bình phương xung lượng bất biến của cặp lepton đi ra [39],

$$R_{K^*}^{\text{LHCb}} = \begin{cases} 0.66_{-0.07}^{+0.11} (\text{stat}) \pm 0.03 (\text{syst}) & \text{cho } 0.045 < q^2 < 1.1 \text{ GeV}^2/c^4, \\ 0.69_{-0.07}^{+0.11} (\text{stat}) \pm 0.05 (\text{syst}) & \text{cho } 1.1 < q^2 < 6.0 \text{ GeV}^2/c^4. \end{cases}$$

Các tỉ số này được xác định chênh lệch tương ứng là 2.1σ , 2.5σ thấp hơn kỳ vọng của SM,

Tuy nhiên với sự kết hợp của 2 vòng chạy Run1 và Run2 tại LHCb dẫn đến độ chính xác của R_K và R_{K^*} được cải thiện. Giá trị của R_K và R_{K^*} được thông báo là

$$\begin{cases} R_K = 0.994^{+0.090}_{-0.082}(\text{stat})^{+0.027}_{-0.029}(\text{syst}) & \text{cho vùng giá trị thấp của } q^2, \\ R_K = 0.949^{+0.042}_{-0.041}(\text{stat})^{+0.023}_{-0.023}(\text{syst}) & \text{cho vùng giá trị trung tâm của } q^2. \end{cases} \quad (1.18)$$

với độ lệch là 0.2σ so với dự đoán của SM, và

$$R_{K^*}^{LHCb} = \begin{cases} 0.927^{+0.093}_{-0.087}(\text{stat})^{+0.034}_{-0.033}(\text{syst}) & \text{cho vùng giá trị thấp của } q^2, \\ 1.027^{+0.072}_{-0.068}(\text{stat})^{+0.027}_{-0.027}(\text{syst}) & \text{cho vùng giá trị trung tâm của } q^2. \end{cases}$$

Các tỉ số này cũng có độ lệch chuẩn là 0.2σ so với SM. Kết quả thực nghiệm về tỉ số R_K, R_{K^*} đã được chỉ ra khá gần với tiên đoán của SM. Tuy nhiên, kết quả thực nghiệm xác định tỉ số R_D, R_{D^*} vẫn không thay đổi nhiều so với kết quả phân tích dựa trên phân tích số liệu trước năm 2022. Điều này đòi hỏi chúng ta phải chờ đợi các kết quả thực nghiệm kiểm chứng tính LFU và mong chờ sự tìm kiếm các dấu hiệu NP khác tại máy gia tốc trong tương lai. Mặc dù thực nghiệm hiện tại chưa đủ khẳng định tính chính xác của sự vi phạm tính LFU nhưng chúng ta còn có nhiều các hạn chế khác của SM như: Khối lượng neutrino, vật chất tối và năng lượng tối, sự lượng tử hóa điện tích, phân bậc năng lượng rất lớn giữa thang điện yếu và Planck...Giữa những vấn đề đó, dị thường vật lý mới ở máy gia tốc và các giả thuyết vật lý vi, như số thế hệ fermion, phân bậc khối lượng giữa các thế hệ, B physics, đang được nghiên cứu rộng và thời sự.

1.5. Kết luận chương 1

Chương này đã trình bày tổng quan về tính phổ quát vị lepton và quark trong Mô hình Chuẩn (SM), vai trò của ma trận CKM và cơ chế Higgs trong việc sinh khối lượng cho các hạt. Mặc dù SM mô tả tốt ba tương tác cơ bản và phù hợp với phần lớn dữ liệu thực nghiệm, nó vẫn chưa giải thích được khối lượng neutrino, vật chất tối và một số dị thường gần đây trong phân rã meson B. Các quá trình như $b \rightarrow c\ell\bar{\nu}_\ell$, $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ có thể là dấu hiệu vi phạm phổ quát vị lepton, gợi ý sự tồn tại của tương tác mới.

Trong phần tiếp theo luận án, chúng tôi sẽ giới thiệu một số mô hình BSM theo hướng mở rộng phổ hạt hay mở rộng nhóm đối xứng điện yếu mà chúng khả năng có chứa những tương tác mới giải thích được những hiện tượng luận về sự vi phạm tính phổ quát của lepton trong dị thường vật lý vi này.

CHƯƠNG 2. Sự vi phạm tính phổ quát số vị lepton trong một số mô hình mở rộng

Cơ chế vi phạm LFU thường liên quan đến sự trộn lẫn giữa các thế hệ lepton hoặc các tương tác mới vi phạm tính phổ quát của tương tác yếu. Cơ chế vi phạm tính phổ quát vị lepton (LFU) thường liên quan đến sự trộn lẫn giữa các thế hệ lepton hoặc sự xuất hiện của các tương tác mới vượt ra ngoài mô hình chuẩn (SM). Để giải thích hiện tượng này, các mô hình vật lý mới như leptoquark hoặc mở rộng đối xứng chuẩn với boson Z' .

2.1. Mô hình với leptoquark

Mô hình leptoquark là ứng cử viên đầu tiên nhằm giải thích các dị thường trong các tỉ số phân rã như $R_K, R_{K^*}, R_D, R_{D^*}$. Leptoquark là boson mang số lepton và baryon, tương tác với cả quark và lepton, dẫn đến các dòng FCNC (dòng trung hòa đổi vị) và FCCC (dòng mang điện đổi vị) ở các mức khác nhau. Tuy nhiên, nhược điểm lớn của mô hình này là có thể gây ra quá trình phân rã proton, vi phạm bảo toàn số baryon. Để khắc phục, cần bổ sung các đối xứng phụ nhằm ngăn chặn các tương tác không mong muốn. Trong luận án này chúng tôi đi theo hướng tiếp cận mở rộng đối xứng chuẩn của SM để giải quyết vấn đề vi phạm vị mà cụ thể là các mô hình 3-3-1.

2.2. Các mô hình 3-3-1

Chúng tôi phân loại mô hình 3-3-1 dựa theo cách sắp xếp hạt, phổ quát theo lepton (thường) hay phổ quát theo quark (đảo).

2.2.1. Mô hình 3-3-1 thường

Mô hình 3-3-1 thường có nhiều ưu điểm lý thuyết như: Giải thích số thế hệ fermion là 3, Giải thích khối lượng nhỏ của neutrino, Giải thích hiện tượng CP mạnh, Lượng tử hóa điện tích, Giải thích khối lượng lớn bất thường của top quark. Các mô hình 3-3-1 có nhiều phiên bản, tùy thuộc vào giá trị của tham số β trong toán tử điện tích $Q = T_3 + \beta T_8 + N$. Tuy nhiên, trong phiên bản "thường", ba thế hệ lepton được sắp xếp một cách đồng nhất, nên dòng Z' trung hòa sẽ tương tác đồng đều với tất cả các lepton. Do đó, phiên bản này không tạo ra vi phạm LFU, và không thể giải thích các dị thường quan sát được trong phân rã meson B như R_K và R_{D^*} . Do vậy, để giải thích LFUV, cần xem xét các phiên bản khác – chẳng hạn như mô hình 3-3-1 "đảo".

2.2.2. Mô hình 3-3-1 đảo

Trong mô hình 3-3-1 đảo, cách sắp xếp các thế hệ lepton không đồng nhất: thế hệ thứ nhất biến đổi khác với hai thế hệ còn lại và với cả ba thế hệ quark. Cách bố trí này loại bỏ dòng trung hòa đổi vị trong phần quark ở mức cây nhưng cho phép xuất hiện dòng trung hòa đổi vị trong phần lepton ở mức cây. Điều này dẫn đến các hiệu ứng trộn vị tự nhiên trong phần lepton như: Các quá trình rõ như $\mu \rightarrow 3e$, $\mu \rightarrow e\nu_\mu\bar{\nu}_e$, Quá trình chuyển đổi $\mu - e$ trong hạt nhân, Các tương tác không chuẩn của neutrino với vật chất. Nhờ đó, mô hình 3-3-1 đảo trở thành một ứng viên phù hợp để giải thích các dị thường trong các kênh phân rã B meson, đặc biệt là những dị thường liên quan đến LFUV.

2.3. Mô hình 3-3-1 đảo tối thiểu

2.3.1. Đối xứng chuẩn và phổ hạt

Mô hình F331 có phổ Higgs phức tạp gồm ba tam tuyến và một lục tuyến, dẫn đến nguy cơ cao xuất hiện các tương tác vi phạm vị lepton không mong muốn trong kênh rõ của Higgs. Để giải quyết vấn đề này, mô hình 3-3-1 đảo tối thiểu (MF331) được đề xuất. Mô hình có nhóm đối xứng chuẩn $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ với toán tử điện tích và siêu tích yếu được xác định bởi: $Q = T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}T_8 + X$, $Y = \frac{1}{\sqrt{3}}T_8 + X$, với T_3, T_8 là các vi tử chéo của $SU(3)_L$, và X là vi tử của $U(1)_X$.

$$\begin{aligned} \psi_{1L} &= \begin{pmatrix} \xi^+ & \frac{1}{\sqrt{2}}\xi^0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\xi^0 & \xi^- & \frac{1}{\sqrt{2}}e_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_1 & \frac{1}{\sqrt{2}}e_1 & E_1 \end{pmatrix}_L \sim \left(1, 6, -\frac{1}{3}\right), & \psi_{\alpha L} &= \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ e_\alpha \\ E_\alpha \end{pmatrix}_L \sim \left(1, 3, -\frac{2}{3}\right), \\ Q_{aL} &= \begin{pmatrix} d_a \\ -u_a \\ U_a \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3^*, \frac{1}{3}\right), & e_{aR} &\sim (1, 1, -1), & E_{aR} &\sim (1, 1, -1), \\ u_{aR} &\sim (3, 1, 2/3), & d_{aR} &\sim (3, 1, -1/3), & U_{aR} &\sim (3, 1, 2/3). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Mô hình MF331 đã được giới thiệu trong đó nội dung fermion giống như trong mô hình F331

nhưng thành phần Higgs được giảm xuống còn hai tam tuyến vô hướng $\rho, \chi : \rho = \begin{pmatrix} \rho_1^+ \\ \rho_2^0 \\ \rho_3^0 \end{pmatrix} \sim$

$(1, 3, 1/3)$, $\chi = \begin{pmatrix} \chi_1^+ \\ \chi_2^0 \\ \chi_3^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, 1/3)$. Mô hình MF331 sẽ giúp tránh sự nguy hiểm cho sự

vi phạm số vị lepton trong các kênh rõ Higgs tựa mô hình chuẩn. Đồng thời nó cũng có thể tạo ra sự vi phạm LFU tại gần đúng cây, có liên quan trực tiếp đến các dị thường gần đây tại các máy gia tốc LHC.

2.3.2. Phần phổ khối lượng của hạt vô hướng

Các trạng thái vật lý có khối lượng:

$$m_H^2 \simeq \frac{(4\lambda_1\lambda_2 - \lambda_3^2)v^2}{2\lambda_2}, \quad m_{H_1}^2 \simeq 2\lambda_2 w^2, \quad m_{H'}^2 \simeq \frac{\lambda_4}{2}(v^2 + w^2), \quad (2.2)$$

và tam tuyến Higgs, ρ, χ , được biểu diễn thông qua các trạng thái vật lý dưới dạng

$$\rho \simeq \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + iG_Z) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}w' + H' \end{pmatrix}, \quad \chi \simeq \begin{pmatrix} G_X^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}v' + G_Y^0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(w + H_1 + iG_{Z'}) \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

trong đó $G_{W,X,Y,Z,Z'}$ là các Goldstone bosons.

2.3.3. Phổ khối lượng các hạt boson chuẩn

Mô hình tạo ra 3 trạng thái vật lý

$$A = s_W A_3 + \left(\frac{c_W t_W}{\sqrt{3}} A_8 + c_W \sqrt{1 - \frac{t_W^2}{3}} B \right), \quad (2.4)$$

$$Z = c_W A_3 - \left(\frac{s_W t_W}{\sqrt{3}} A_8 + s_W \sqrt{1 - \frac{t_W^2}{3}} B \right), \quad (2.5)$$

$$Z' = \sqrt{1 - \frac{t_W^2}{3}} A_8 - \frac{t_W}{\sqrt{3}} B, \quad (2.6)$$

và khối lượng tương ứng của chúng $\left(0, \frac{g^2 v^2}{4c_W^2}, \frac{g^2 [c_{2W}^2 v^2 + 4c_W^4 w^2]}{4c_W^2 (3 - 3s_W^2)}\right)$ trong đó $c_W = \cos \theta_W, s_W = \sin \theta_W$, θ_W là góc Weinberg được định nghĩa bởi $s_W = \frac{\sqrt{3}t_X}{\sqrt{3+4t_X^2}}$ với $t_X = \frac{g_X}{g}$.

Có sự trộn nhẹ giữa hai bosons chuẩn trung hòa Z, Z' , với góc trộn được định nghĩa: $t_{2\varphi} = -\frac{c_{2W}\sqrt{1+2c_{2W}^2}v^2}{2c_W^4 w^2}$. Ở trong phần gauge bosons, có 6 trạng thái bosons chuẩn không Hermit

$$W^\pm = \frac{A_1 \mp iA_2}{\sqrt{2}}, X^\pm = \frac{A_4 \mp iA_5}{\sqrt{2}}, Y^{0,(0*)} = \frac{A_6 \mp A_7}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

với biểu thức khối lượng như sau $m_W^2 \simeq \frac{g^2 v^2}{4}, m_X^2 \simeq \frac{g^2 \omega^2}{4}, m_Y^2 \simeq \frac{g^2 (v^2 + \omega^2)}{4}$. Sự hiện diện của các trị trung bình chân không (VEVs), v', w' , dẫn đến sự trộn lẫn của các boson chuẩn mang điện, $W^\pm, X^\pm$.

$$\begin{cases} W'_\mu = \cos \theta W_\mu - \sin \theta X_\mu, \\ X'_\mu = \sin \theta W_\mu + \cos \theta X_\mu, \end{cases} \quad (2.8)$$

ở đây θ là góc trộn nhỏ và được định nghĩa bởi $t_{2\theta} \equiv \tan 2\theta = \frac{-2(w'v + wv')}{v^2 + v'^2 + w^2 + w'^2}$.

2.3.4. Khối lượng các fermion

d-quark thu được khối lượng thông qua các số hạng Yukawa không tái chuẩn hóa sau:

$$[\mathcal{M}_d]_{ab} = \frac{h_{ab}^d}{2\Lambda} (wv - w'v'). \quad (2.9)$$

Các u -quarks trong SM và các U -quarks mới trộn thông qua ma trận trộn

$$\mathcal{M}_{\text{up}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h^u v + s^u v' & h^U v' + s^U v \\ -h^u w' - s^u w & -h^U w - s^U w' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_u & M_{uU} \\ M_{uU}^T & M_U \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Các quark nhẹ trộn lẫn với nhau và trạng thái vật lý của chúng được biểu diễn bằng

$$u'_{L,R} = \begin{pmatrix} u'_1, u'_2, u'_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T = V_{L,R}^u \begin{pmatrix} \tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{u}_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T,$$

$$\begin{aligned}
d'_{L,R} &= \begin{pmatrix} d'_1, d'_2, d'_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T = V_{L,R}^d \begin{pmatrix} d_1, d_2, d_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T, \\
U'_{L,R} &= \begin{pmatrix} U'_1, U'_2, U'_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T = V_{L,R}^U \begin{pmatrix} \tilde{U}_1, \tilde{U}_2, \tilde{U}_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T.
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Trong cơ sở, $e_a^\pm, E_a^\pm, \xi^\pm$, ma trận khối lượng lepton tích điện có dạng:

$$\mathcal{M}_l = \begin{pmatrix} M_{ee} & M_{eE} & M_{e\xi} \\ M_{Ee} & M_{EE} & M_{E\xi} \\ M_{\xi e} & M_{\xi E} & M_{\xi\xi} \end{pmatrix}, \tag{2.12}$$

Các hàm $f_{ab}^{EE}, f_{ab}^{eE}, f_{ab}^{ee}, f_{1b}^{e\xi}, f_{1b}^{E\xi}$, được trình bày trong Phụ lục B.

Các lepton nhẹ e' , và các trạng thái nặng, E' tự trộn, và các trạng thái vật lý của chúng được xác định thông qua ma trận trộn như sau:

$$\begin{aligned}
e'_{L,R} &= \begin{pmatrix} e'_1 & e'_2 & e'_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T = V_{L,R}^l \begin{pmatrix} \tilde{e}_1 & \tilde{e}_2 & \tilde{e}_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T, \\
E'_{L,R} &= \begin{pmatrix} E'_1 & E'_2 & E'_3 & \xi' \end{pmatrix}_{L,R}^T = V_{L,R}^E \begin{pmatrix} \tilde{E}_1 & \tilde{E}_2 & \tilde{E}_3 & \tilde{\xi} \end{pmatrix}_{L,R}^T.
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Các trạng thái neutrino vật lý có liên quan đến các trạng thái vị như sau

$$\nu' = \begin{pmatrix} \nu'_1 & \nu'_2 & \nu'_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T = V_{L,R}^\nu \begin{pmatrix} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{pmatrix}_{L,R}^T \tag{2.14}$$

2.3.5. Dòng mang điện và dòng trung hòa

$$\mathcal{L}^{\text{C.C}} = J_W^{-\mu} W_\mu^+ + J_X^{-\mu} X_\mu^+ + J_Y^{0\mu} Y_\mu^0 + \text{H.c.}, \tag{2.15}$$

$$J_W^{-\mu} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_{aL} \gamma^\mu e_{aL} + \bar{u}_{aL} \gamma^\mu d_{aL} + \sqrt{2} \left(\bar{\xi}_L^+ \gamma^\mu \xi_L^0 + \bar{\xi}_L^0 \gamma^\mu \xi_L^- \right) \right\}, \tag{2.16}$$

$$J_X^{-\mu} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu E_{\alpha L} + \sqrt{2} \left(\bar{\nu}_{1L} \gamma^\mu E_{1L} + \bar{\xi}_L^+ \gamma^\mu \nu_{1L} \right) + \bar{\xi}_L^0 \gamma^\mu e_{1L} - \bar{u}_{aL} \gamma^\mu d_{aL} \right\}, \tag{2.17}$$

$$J_Y^{0\mu} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{e}_{\alpha L} \gamma^\mu E_{\alpha L} + \sqrt{2} \left(\bar{e}_{1L} \gamma^\mu E_{1L} + \bar{\xi}_L^- \gamma^\mu e_{1L} \right) + \bar{\xi}_L^0 \gamma^\mu \nu_{1L} + \bar{u}_{aL} \gamma^\mu u_{aL} \right\}. \tag{2.18}$$

$$\mathcal{L}^{\text{N.C}} = -\frac{g}{2c_W} \bar{f} \gamma^\mu \left\{ g_V^Z(f) - g_A^Z(f) \gamma_5 \right\} f Z_\mu - \frac{g}{2c_W} \bar{f} \gamma^\mu \left\{ g_V^{Z'}(f) - g_A^{Z'}(f) \gamma_5 \right\} f Z'_\mu, \tag{2.19}$$

Các boson trung hòa Z và đặc biệt là Z' có tương tác khác biệt với từng thế hệ fermion, dẫn đến vi phạm phổ quát vị lepton. Tuy ba thế hệ quark biến đổi giống nhau dưới nhóm $SU(3)_L \times U(1)_X$, nhưng dòng FCNC vẫn có thể xuất hiện ở cấp một vòng – đặc biệt liên quan đến quá trình $b \rightarrow s$.

2.4. Kết luận chương II

Mô hình MF331 được xem là một ứng viên đầy hứa hẹn, có khả năng giải thích các sai lệch so với SM được quan sát trong các quá trình phân rã meson B. Bên cạnh việc giữ được tất cả các ưu điểm của mô hình 331 ban đầu. Điểm khác biệt chính giữa MF331 và các biến thể khác của mô hình 331 nằm ở cách sắp xếp các fermion trong mỗi thế hệ. Trong khi mô hình F331 cho phép thế hệ lepton thứ nhất biến đổi như một lục tuyến dưới nhóm $SU(3)_L$, khác với hai thế hệ còn lại và ba thế hệ quark (biến đổi như tam tuyến), thì MF331 điều chỉnh lại cấu trúc này nhằm tránh các vi phạm phổ quát vị lepton nghiêm trọng. Do đó, mô

f	$g_V^{Z'}(f)$	$g_A^{Z'}(f)$	$g_L^{Z'}(f)$	$g_R^{Z'}(f)$
e_1	$\frac{1-2c_{2W}}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{-c_{2W}}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{s_W^2}{\sqrt{1+2c_{2W}}}$
e_α	$\frac{2-c_{2W}}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{c_{2W}}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{1}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{s_W^2}{\sqrt{1+2c_{2W}}}$
d_a	$-\frac{\sqrt{1+2c_{2W}}}{6}$	$-\frac{1}{2\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$-\frac{2+c_{2W}}{6\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{s_W^2}{3\sqrt{1+2c_{2W}}}$
U_a	$\frac{7c_{2W}-1}{6\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{c_W^2}{\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$\frac{1+5c_{2W}}{6\sqrt{1+2c_{2W}}}$	$-\frac{2s_W^2}{3\sqrt{1+2c_{2W}}}$
f	$g_V^Z(f)$	$g_A^Z(f)$	$g_L^Z(f)$	$g_R^Z(f)$
e_a	$-\frac{1}{2} + 2s_W^2$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	s_W^2
d_a	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2$	$\frac{1}{3}s_W^2$
U_a	$-\frac{4}{3}s_W^2$	0	$-\frac{2}{3}s_W^2$	$-\frac{2}{3}s_W^2$

Bảng 2.1: Một vài đỉnh tương tác của Z và Z' với fermions.

hình MF331 dự đoán một cách tự nhiên sự tồn tại của các tương tác không phổ quát giữa các lepton SM và các hạt mới, bao gồm các fermion nặng và boson chuẩn mở rộng, từ đó cung cấp một lời giải thích khả thi cho các bất thường đang được quan sát trong phân rã B-meson. Toàn bộ các hiệu ứng này sẽ được phân tích chi tiết hơn trong Chương III của luận án.

CHƯƠNG 3. Các quá trình vi phạm tính phổ quát vị lepton trong mô hình 3-3-1 đảo tối thiểu

3.1. Sự vi phạm tính phổ quát vị lepton trong $b \rightarrow sl^+l^-$

Mô hình MF331 cho phép vi phạm tính phổ quát vị lepton qua tương tác dòng trung hòa và dòng mang điện, có khả năng giải thích các dị thường thực nghiệm trong tỷ lệ phân rã R_K , R_{K^*} , R_D , và R_{D^*} , vốn là một trong các kênh kiểm chứng sự tồn tại của vật lý mới ngoài SM.

3.1.1. Hamiltonian hiệu dụng cho các quá trình phân rã gây ra bởi dịch chuyển $b - s$

Trong mô hình MF331 các quá trình dịch chuyển $b \rightarrow sl^+l^-$ được xác định bởi các toán tử sáu chiều, $O_{7,8,9,10}$. Hamiltonian hiệu dụng liên quan có thể được viết dưới dạng sau

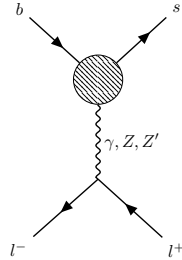
$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \times \sum_{i=7,8,9,10} \{C_i(\mu) O_i(\mu)\} + \text{H.c.}, \quad (3.1)$$

Các hệ số WCs được chia thành các phần đóng góp sau

$$C_7 = C_7^{\text{eff-SM}} + \Delta C_7, \quad C_8 = C_8^{\text{SM}} + \Delta C_8, \quad C_9 = C_9^{\text{eff-SM}} + \Delta C_9, \quad C_{10} = C_{10}^{\text{SM}} + \Delta C_{10}. \quad (3.2)$$

Khi đó đóng góp của NP cho các hệ số WCs nói trên được tách thành như sau:

$$\begin{aligned} \Delta C_{9,10}^e &= \Delta C_{9,10}^{e,\gamma} + \Delta C_{9,10}^{e,Z} + \Delta C_{9,10}^{e,Z'} + \Delta C_{9,10}^{e,\text{box}}, \\ \Delta C_{9,10}^{\mu(\tau)} &= \Delta C_{9,10}^{\mu(\tau),\gamma} + \Delta C_{9,10}^{\mu(\tau),Z} + \Delta C_{9,10}^{\mu(\tau),Z'}, \\ \Delta C_{7,8} &= \Delta C_{7,8}^X. \end{aligned} \quad (3.3)$$



Hình 3.1: Giản đồ chim cánh cụt do boson chuẩn mang điện mới γ, Z, Z' gây ra $X_\mu^\pm$. Phần gạch biểu thị cho sự kết hợp của boson $X^\pm$ và quark mới U bên trong loop.

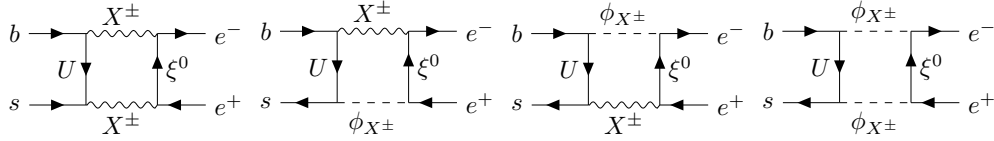
$$\begin{aligned}\Delta C_9^Z &= \frac{c_{2W} - 2s_W^2}{s_W^2} \left[\frac{-3x^2 c_W^2}{8(x-1)^2} \ln x + \frac{(x^2 + 5x - 3)c_{2W} + 3}{16(x-1)} \right], \\ \Delta C_{10}^Z &= -\frac{1}{s_W^2} \left[\frac{-3x^2 c_W^2}{8(x-1)^2} \ln x + \frac{(x^2 + 5x - 3)c_{2W} + 3}{16(x-1)} \right],\end{aligned}\quad (3.4)$$

Cho ba thể hệ lepton, những đóng góp này là như nhau. Bởi vì thể hệ lepton đầu tiên biến đổi khác với hai thể hệ trước dưới nhóm $SU(3)_L$, boson chuẩn Z' tương tác với chúng về cơ bản là theo một cách khác với hai thể hệ còn lại. Chúng ta nhận được những đóng góp sau cho các thể hệ khác nhau:

$$\begin{aligned}\Delta C_9^{e,Z'} &= -\tilde{g}_V^{Z'}(e)f(x), & \Delta C_{10}^{e,Z'} &= \tilde{g}_A^{Z'}(e)f(x), \\ \Delta C_9^{\mu(\tau),Z'} &= -\tilde{g}_V^{Z'}(\mu, \tau)f(x), & \Delta C_{10}^{\mu(\tau),Z'} &= \tilde{g}_A^{Z'}(\mu, \tau)f(x),\end{aligned}\quad (3.5)$$

Sự sắp xếp khác nhau của các thể hệ fermion cũng dẫn đến sự đóng góp khác nhau rõ rệt cho các hệ số WCs. Chỉ $C_{9,10}^e$ nhận được đóng góp từ giản đồ hộp box trong hình(3.2). Những đóng góp bổ sung này được đưa ra dưới dạng

$$\begin{aligned}\Delta C_9^{e,\text{box}} &= -\frac{1}{s_W^2} \frac{m_W^2}{m_X^2} \left\{ \frac{x^2[4 + (x-8)y]}{16(y-x)(x-1)^2} \ln x - \frac{xy[(y-4)^2 - 12]}{16(y-x)(y-1)^2} \ln y + \frac{x(-4+7y)}{16(y-1)(x-1)} \right\}, \\ \Delta C_{10}^{e,\text{box}} &= \frac{1}{s_W^2} \frac{m_W^2}{m_X^2} \left\{ \frac{x^2[4 + (x-8)y]}{16(y-x)(x-1)^2} \ln x - \frac{xy[(y-4)^2 - 12]}{16(y-x)(y-1)^2} \ln y + \frac{x(-4+7y)}{16(y-1)(x-1)} \right\}\end{aligned}\quad (3.6)$$



Hình 3.2: Giản đồ box chỉ cho thể hệ lepton đầu tiên

Tương tác bổ đính $bs\gamma$ được tạo ra bởi biểu đồ chim cánh cụt photon gây ra bởi các boson mang điện mới $X_\mu^\pm$ được chỉ ra trong Hình 3.1. Các dòng điện từ của lepton kết hợp với tương tác này để tạo ra các đóng góp bổ sung cho $C_{7,9}$.

$$\begin{aligned}\Delta C_9^\gamma &= \frac{4}{9} \ln x - \frac{x^2(5x^2 - 2x - 6)}{18(x-1)^4} \ln x - \frac{-19x^3 + 25x^2}{36(x-1)^3}, \\ \Delta C_7^X &= -\frac{8x^3 + 5x^2 - 7x}{24(x-1)^3} - \frac{x^2(2-3x)}{4(x-1)^4} \ln x.\end{aligned}\quad (3.7)$$

3.1.2. Sự vi phạm tính phổ quát vi lepton trong $B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-$

Tỷ lệ rẽ vi phân của phân rẽ $B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-$:

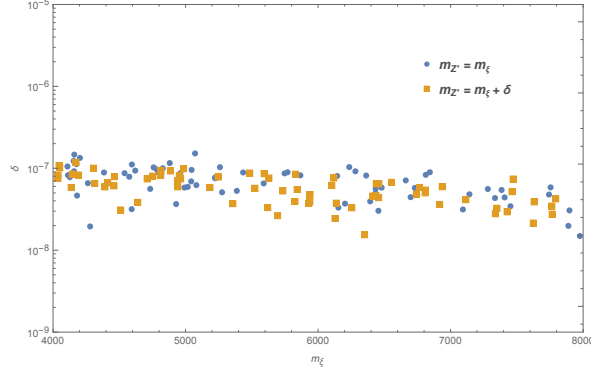
$$\frac{d^2\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-)}{dq^2 d(\cos \theta)} = a(q^2) + b(q^2) \cos \theta + c(q^2) \cos^2 \theta, \quad (3.8)$$

Chúng ta thu được

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-)}{dq^2} &= \frac{\Gamma_0 \lambda^{3/2} \beta_1^3}{3} \left\{ |G|^2 + \left| (C_{10}^{\text{SM}} + \Delta C_{10}) f_+(q^2) \right|^2 \right\} \\ &+ \frac{\Gamma_0 \lambda^{3/2} \beta_1 (1 - \beta_l^2)}{2} \left\{ |G|^2 + \frac{(m_B^2 - m_K^2)^2}{\lambda} \left| (C_{10}^{\text{SM}} + \Delta C_{10}) f_0(q^2) \right|^2 \right\}.\end{aligned}\quad (3.9)$$

Thí nghiệm LHCb đo tỷ số

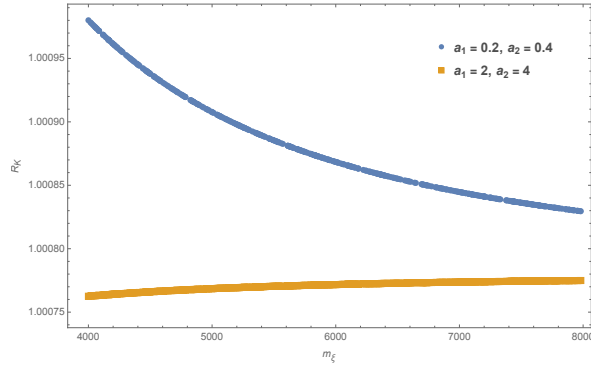
- Trường hợp 1: Có sự suy biến khối lượng $\Delta m \equiv m_{U,Z'} - m_{\xi^0} = \delta, \delta \ll 1$.
- Trường hợp 2: Không có sự suy biến khối lượng $m_U = a_1 m_{\xi^0}, m_{Z'} = a_2 m_{\xi^0}, a_{1,2} \sim \mathcal{O}(1)$.



Hình 3.3: Đồ thị hiển thị không gian tham số khả thi thu được từ phép đo gần đây nhất $R_K^{\text{LHCb}}([1.1, 6] \text{ GeV}^2) = 0.846^{+0.042+0.013}_{-0.039-0.012}$. Ở đây $m_U = m_{\xi^0} + \delta$

Kết quả cho thấy:

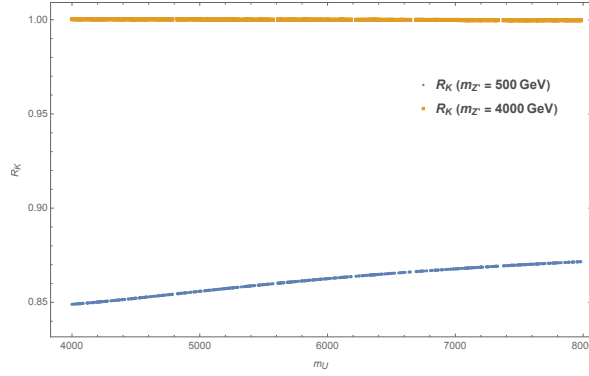
- Ở kịch bản 1: R_K phụ thuộc ít vào sự suy biến khối lượng giữa Z' và lepton mới m_{ξ^0} , nhưng bị ảnh hưởng bởi sự suy biến khối lượng giữa quark mới và lepton mới. Phạm vi cho phép của δ là từ 10^{-6} đến 10^{-7} , với giới hạn $m_{Z'} > 4000 \text{ GeV}$ từ LHC.
- Ở kịch bản 2: R_K tiệm cận đến 1, trùng với dự đoán SM và không thể giải thích giá trị thực nghiệm.



Hình 3.4: Tỷ số R_K như là một hàm của khối lượng các fermions mới trong trường hợp không có sự suy biến khối lượng.

Đóng góp từ biểu đồ chim cánh cụt chỉ phụ thuộc vào tham số x , trong khi đóng góp từ biểu đồ hộp phụ thuộc vào cả hai tham số y và x , đặc biệt là đóng góp có chứa số hạng $\frac{1}{x-y}$. Kết quả là, đóng góp từ các giản đồ box, $\Delta C_{9,10}^{\text{box-e}} \gg 1$, có ý nghĩa trong tỷ số R_K . Trong trường hợp không có sự suy biến khối lượng, yếu tố $\frac{1}{y-x} \simeq 1$, do đó tất cả các giản đồ đóng góp vào các hệ số CWs sẽ bị loại bỏ bởi hai hệ số $\frac{m_W^2}{m_X^2}, \frac{m_W^2}{m_{Z'}^2}$. Dị thường R_K chỉ có thể được giải thích

trong trường hợp suy biến khối lượng, và các giản đồ hộp đóng vai trò nguồn chính trong dị thường này. Chúng tôi xem xét đóng góp của các giản đồ chim cánh cụt vào dị thường R_K gây bởi các tương tác không vi phạm nguyên lý phổ quát vị lepton của boson chuẩn mới Z' với các lepton, $g^{Z'}(e) \neq g^{Z'}(\mu, \tau)$. Kết quả R_K được xác định bởi khối lượng của boson mới Z' , các quark mới. Hình (3.5) biểu diễn mối quan hệ giữa R_K và khối lượng quark mới m_U thông qua việc cố định khối lượng Z' . Nếu khối lượng của boson chuẩn mới $m_{Z'} = 500$ GeV, thì tỷ số R_K có thể đạt tới giá trị thực nghiệm, và nếu $m_{Z'} = 4000$ GeV, tỷ số này sẽ tiến tới 1. Mặt khác, giới hạn của LHC cho thấy rằng giới hạn dưới khối lượng của Z là vài TeV, khi đó giá trị của R_K gần bằng giá trị của dự đoán SM $R_K^{\text{SM}} \simeq 1$. Điều này có nghĩa là sự đóng góp của các giản đồ hộp cho thế hệ lepton đầu tiên là một nguồn có liên quan để giải thích dị thường R_K . Vì vậy, chúng tôi kết luận rằng câu hỏi về R_K trong mô hình MF331 chỉ có thể được giải thích nếu có cả sự suy biến về khối lượng của các hạt mới và đóng góp của các giản đồ box chỉ cho các lepton thế hệ đầu tiên.



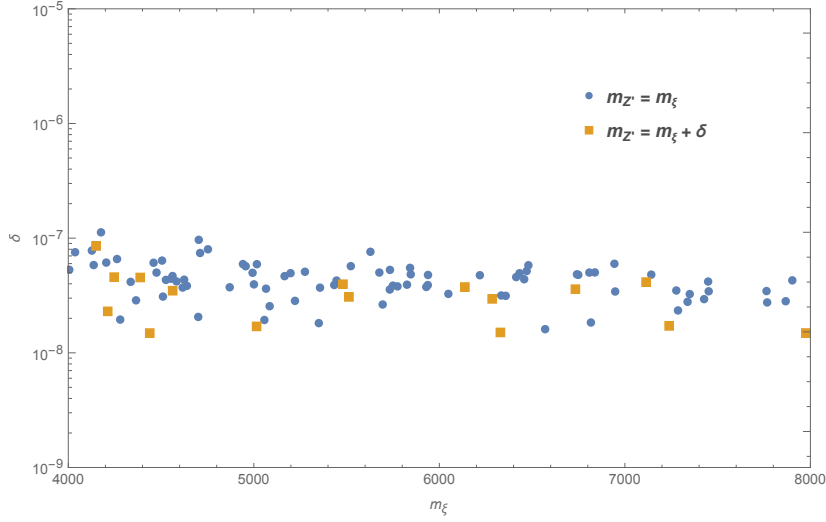
Hình 3.5:

3.1.3. Sự vi phạm tính phổ quát vị lepton trong $B^0 \rightarrow K^{0*} l^+ l^-$

Tỷ lệ rẽ vi phân của phân rã $B^0 \rightarrow K^{0*} l^+ l^-$ có thể được biểu diễn dưới dạng tổng của các thành phần phân cực dọc và ngang

$$\frac{d\Gamma(B^0 \rightarrow K^{0*} l^+ l^-)}{dq^2} = \frac{d\Gamma_L(B^0 \rightarrow K^{0*} l^+ l^-)}{dq^2} + \frac{d\Gamma_T(B^0 \rightarrow K^{0*} l^+ l^-)}{dq^2}. \quad (3.10)$$

LHCb đã xác nhận tỷ số R_{K^*} trong phạm vi bình phương khối lượng bất biến $q^2 \in [1.1, 6] \text{ GeV}^2$: $R_{K^*}^{\text{LHCb}} = 0.685^{+0.113}_{-0.069} \pm 0.047$ có độ lệch khoảng 2.5σ so với dự đoán SM.



Hình 3.6:

Hình (3.6) hiển thị vùng tham số thỏa mãn các ràng buộc thực nghiệm bằng cách gieo các tham số m_{ξ^0}, δ ngẫu nhiên trong phạm vi $m_{\xi^0} \in [4000, 8000]$ GeV, $\delta \in [10^{-8}, 10^{-5}]$. Các tham số thu được biểu thị trong Hình. (3.6) trùng lặp với miền tham số thu được do ràng buộc của phép đo R_K .

3.1.4. Kết luận

Trong mô hình MF331, tương tác giữa boson chuẩn trung hòa mới Z' với cặp e^+e^- khác với cặp $\mu^+\mu^-$ và $\tau^+\tau^-$, trong khi ba thế hệ quark kết hợp với Z' -boson có cùng cường độ. Các giản đồ cánh cụt γ , Z — đưa ra những đóng góp giống nhau cho WC đối với ba thế hệ lepton, nhưng giản đồ cánh cụt Z' — lại cho những đóng góp khác nhau giữa thế hệ lepton đầu tiên và hai thế hệ còn lại. Dòng lepton mang điện mới, $\bar{\xi}^0 \gamma^\mu e$, tương tác với boson chuẩn mang điện mới X_μ^+ , dẫn đến các giản đồ hộp chỉ hiển thị đóng góp của thế hệ lepton đầu tiên vào các hệ số WCs. Đó là lý do tại sao mô hình MF331 cung cấp hai nguồn có thể đóng góp cho các tương tác hiệu dụng vi phạm LFU, cho phép chúng tôi giải thích dị thường R_K, R_K^* . Giản đồ chim cánh cụt gắn với Z' có đóng góp không đáng kể khi so sánh với các đóng góp của SM. Chúng tôi chỉ ra rằng dị thường R_K, R_K^* có thể được giải thích bằng cách đóng góp từ giản đồ hộp trong trường hợp suy biến khối lượng của hạt mới.

3.2. Sự vi phạm tính phổ quát vị lepton trong dịch chuyển quark $b \rightarrow c$ trong mô hình MF331

3.2.1. Ảnh hưởng của vật lý mới lên dòng mang điện

Các tương tác không phổ biến của Z' và $X^\pm, Y^{0(*)}$ bosons với các lepton được thể hiện thông qua dòng mang điện 2.3.5

Sự vi phạm tính phổ quát vị lepton phát sinh từ các dòng điện tích liên quan đến các boson chuẩn phức $X^\pm, Y^*$. Ngoài các liên kết khác nhau của các thế hệ lepton với các boson

chuẩn phức, các tương tác $\bar{\xi}^0 \gamma^\mu e_{1L} X_\mu^- + \bar{\xi}^0 \gamma^\mu \nu_{1L} Y_\mu^0$ chỉ tồn tại đối với thể hệ đầu tiên, sẽ được đưa ra với mong đợi gợi ý để giải thích các độ lệch trong LU.

3.2.2. Hamiltonian hiệu dụng vi phạm số vi trong dịch chuyển $u^i - d^j$

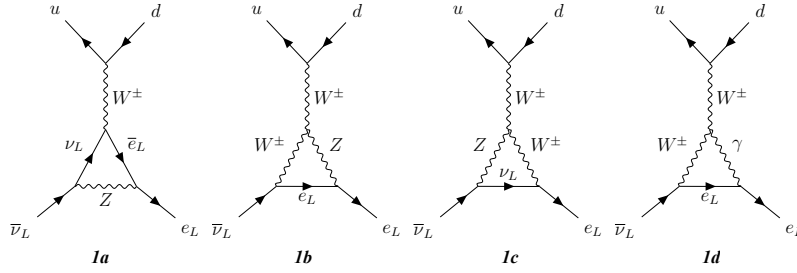
Đóng góp của dòng mang điện vào các quá trình vi phạm vị lepton như là dịch chuyển $u^i - d^j$, được chứa trong thể Hamiltonian hiệu dụng:

$$\mathcal{H}_{eff} = [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}] (\bar{u}'_{iL} \gamma^\mu d'_{jL} \bar{\nu}'_{aL} \gamma_\mu e'_{bL}). \quad (3.11)$$

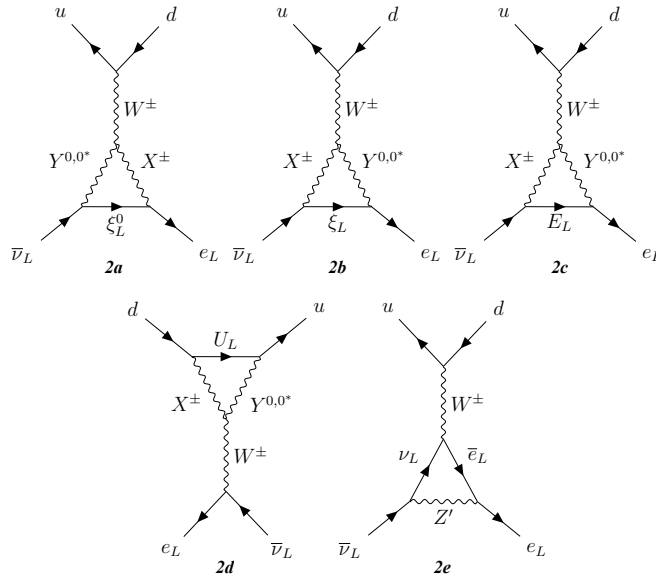
Ở mức cây, các hệ số Wilson, $[C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{tree}}$, được phân tách như sau:

$$[C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{tree}} = [C_{\nu_a e_c}^{u_i d_k}]_{\text{SM}} \left(\delta [C_{\nu_c e_b}^{u_k d_j}]_{W'_\mu} + \delta [C_{\nu_c e_b}^{u_k d_j}]_{X'_\mu} \right) \quad (3.12)$$

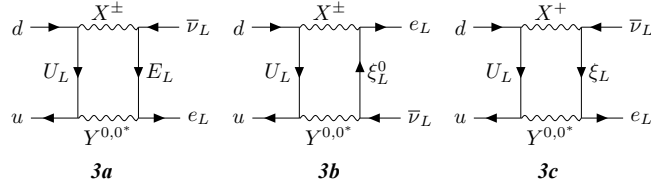
Tương tác không phổ quát của các lepton trong SM và các lepton mới với các boson chuẩn mới cũng tạo ra các tương tác bốn fermion thông qua giản các đồ chim cánh cụt và hộp ở một mức một vòng Hình (3.7), (3.8), (3.9).



Hình 3.7: Các giản đồ chim cánh cụt nhận được từ SM



Hình 3.8: Các giản đồ chim cánh cụt nhận được từ các tương tác mới



Hình 3.9: Giản đồ hộp

Khi có tính đến các đóng góp ở mức một vòng:

$$C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j} = [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{tree}} + [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{penguin}} + [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{box}}. \quad (3.13)$$

Đóng góp của biểu đồ chim cánh cụt được chia thành hai thành phần:

$$[C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{penguin}} = [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{penguin}}^{\text{SM}} + [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{penguin}}^{\text{NP}}. \quad (3.14)$$

Các giản đồ hộp được biểu diễn trong hình (3.9) và đóng góp của chúng vào các hệ số WCs có dạng:

$$[C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{box}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \frac{51g^2}{64\pi^2} \frac{m_W^2}{m_X^2 - m_Y^2} \left\{ [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{box}}^E + [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{box}}^{\xi^0} + [C_{\nu_a e_b}^{u_i d_j}]_{\text{box}}^{\xi} \right\}, \quad (3.15)$$

3.2.3. Khảo sát quá trình dịch chuyển $b \rightarrow c$ vi phạm tính phổ quát vị lepton

$$\begin{aligned} R(D^{(*)}) &\equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} \tau \bar{\nu})}{\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} l \bar{\nu})} = \frac{\sum_k |C_{3j}^{cb}|^2}{\sum_k (|C_{1k}^{cb}|^2 + |C_{2k}^{cb}|^2)} \times \left[\frac{\sum_k (|C_{1k}^{cb}|^2 + |C_{2k}^{cb}|^2)}{\sum_k |C_{3k}^{cb}|^2} \right]_{\text{SM}} \times R(D^{(*)})_{\text{SM}}, \\ R(X_c) &\equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow X_c \tau \bar{\nu})}{\Gamma(B \rightarrow X_c l \bar{\nu})} = \frac{\sum_k |C_{3k}^{cb}|^2}{\sum_k |C_{1k}^{cb}|^2} \times \left[\frac{\sum_k |C_{1k}^{cb}|^2}{\sum_k |C_{3k}^{cb}|^2} \right]_{\text{SM}} \times R(X_c)_{\text{SM}}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Để thực hiện tính số, chúng tôi sử dụng các tham số SM và các tham số mới được giả định như sau:

- Ma trận trộn lepton và quark có dạng sau:

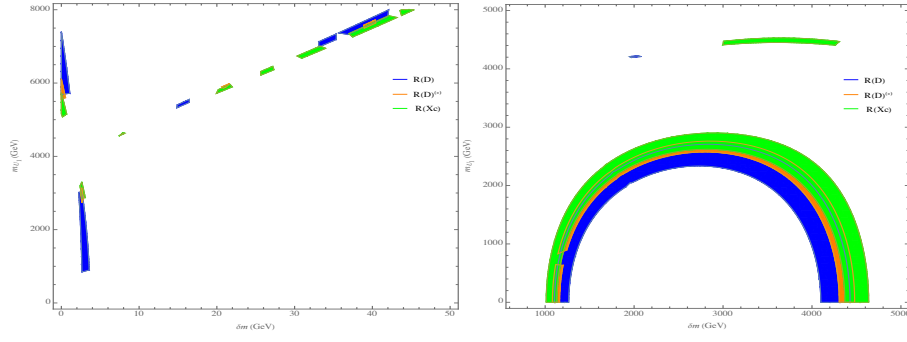
$$V_L^l = V_L^u = V_L^U = V_L^E = \text{Diag}(1, 1, 1), \quad V_L^\nu = U_{\text{PMNS}}, \quad V_L^d = V_{\text{CKM}}. \quad (3.17)$$

- Để thỏa mãn các ràng buộc LHC, khối lượng của các boson chuẩn mới được chọn: $m_{Z'} = 4500 \text{ GeV}$, $m_X = 4100 \text{ GeV}$, $m_Y^2 = m_X^2 + m_W^2$.
- Không làm mất tính tổng quát, chúng tôi khảo sát phân bậc khối lượng của các fermion mới theo bốn kịch bản:

– Khối lượng của ba lepton mới E_i là $m_{E_1} = m_{E_2} = m_{E_3}$ và khối lượng của ba quark ngoại lai là $m_{U_1} = m_{U_2} = m_{U_3}$.

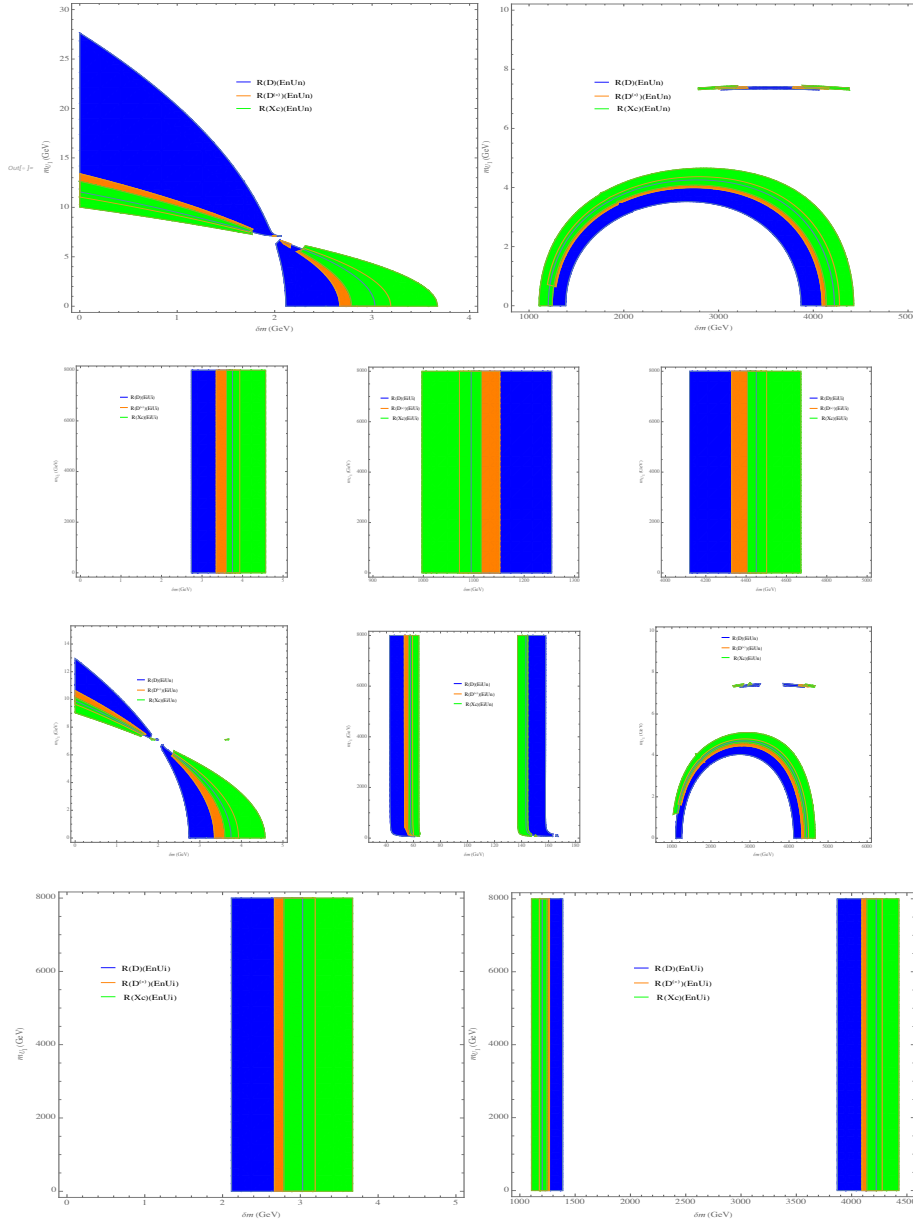
– Cả quarks mới và lepton mới đều có khối lượng phân bậc thuận: $(E_n U_n): \frac{m_{E_1}}{m_{E_2}} = \frac{m_e}{m_\mu}, \frac{m_{E_1}}{m_{E_3}} = \frac{m_e}{m_\tau}, \frac{m_{U_1}}{m_{U_2}} = \frac{m_u}{m_c}, \frac{m_{U_1}}{m_{U_3}} = \frac{m_u}{m_t}$.

– Cả quarks mới và lepton mới đều có khối lượng phân bậc ngược: $(E_i U_i): \frac{m_{E_1}}{m_{E_2}} = \frac{m_\mu}{m_e}, \frac{m_{E_1}}{m_{E_3}} = \frac{m_\tau}{m_e}, \frac{m_{U_1}}{m_{U_2}} = \frac{m_c}{m_u}, \frac{m_{U_1}}{m_{U_3}} = \frac{m_t}{m_u}$.



Hình 3.10:

- Các lepton mới có khối lượng phân bậc thuận, các quark ngoại lai có khối lượng phân bậc nghịch($E_n U_i$): $\frac{m_{E_1}}{m_{E_2}} = \frac{m_e}{m_\mu}$, $\frac{m_{E_1}}{m_{E_3}} = \frac{m_e}{m_\tau}$, $\frac{m_{U_1}}{m_{U_2}} = \frac{m_c}{m_u}$, $\frac{m_{U_1}}{m_{U_3}} = \frac{m_t}{m_u}$, và ngược lại ($E_i U_n$).



Hình 3.11:

Trong kịch bản đầu tiên, được hiển thị trong các đồ thị của hình.(3.10), chúng tôi biểu thị màu xanh, cam, xanh lục của vùng không gian tham số trong mặt phẳng $\delta m - m_{U_1}$ phù hợp với các ràng buộc thực nghiệm của $R(D), R(D^*), R(X_c)$ quan sát được tương ứng. Giả thiết $m_{E_1} = m_{E_2} = m_{E_3}$ và $m_{U_1} = m_{U_2} = m_{U_3}$, $m_\xi = m_{E_1} + \delta m, m_{\xi^0} = m_{E_1} - \delta m$. Từ các đồ thị của hình (3.10) chúng tôi nhận thấy các giá trị thực nghiệm quan sát được của $R(D), R(D^*), R(X_c)$ có thể đạt được trong hai vùng không gian của δm , một trong vùng cỡ vài GeV đến vài chục GeV $2 < \delta m < 40$ GeV và một trong vùng cỡ vài TeV $\delta m < 2\text{TeV}$ hoặc $\delta m < 5\text{TeV}$. Từ đồ thị trong bảng bên trái của hình (3.10), chúng tôi thu được giới hạn trên của khối lượng quark ngoại lai $m_{U_1} < 4$ TeV. Chúng tôi biểu diễn vùng không gian tham số cho phép phù hợp với các giá trị thực nghiệm trong mặt phẳng $\delta m - m_{U_1}$ ở hình (3.11). δm bị ràng buộc bởi các giá trị thực nghiệm của các tỷ số này và phân bậc khối lượng của các lepton và quark mới Tất cả các kịch bản $E_i U_i, E_n U_n, E_i U_n, E_n U_i$, hiệu chỉnh δm đạt giá trị ở thang năng lượng điện yếu và thang TeV. Vùng không gian tham số phụ thuộc vào phân bậc

khối lượng của các quark ngoại lai. Đối với trường hợp $E_i U_n, E_n U_n$ vùng không gian tham số của δm chỉ đạt đến cỡ vài GeV đến vài chục GeV, vùng năng lượng cho phép tại thang TeV bị giới hạn bởi mặt cong, tạo ra giới hạn cho khối lượng của các quark ngoại lai. Đối với trường hợp $E_i U_i, E_n U_i$, vùng không gian tham số của δm chỉ đạt đến cỡ vài GeV hoặc vài TeV, vùng năng lượng cho phép tại thang TeV là một phần của mặt phẳng bị giới hạn bởi các đường mà δm là không đổi trong mặt phẳng $\delta m - m_{U_1}$. Điều này tương đương với việc không có giới hạn cho khối lượng các quark ngoại lai. Các kết quả dự đoán ở trên phụ thuộc rất mạnh vào δm và sự phân bậc khối lượng của các lepton mới và quark mới.

3.2.4. Nghiên cứu một số quan sát liên quan đến sự không phổ quát số vị của tương tác

Dịch chuyển $s \rightarrow u$

Chúng tôi xem xét các tỷ lệ: $\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})}, \frac{\Gamma(\tau \rightarrow K \nu)}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})}, \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{\mu} \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{e} \nu)}$ trong mô hình MF331:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} &= \frac{\sum_k |C_{2k}^{us}|^2}{\sum_k |C_{1k}^{us}|^2} \times \left[\frac{\sum_k |C_{1k}^{us}|^2}{\sum_k |C_{2k}^{us}|^2} \right]_{\text{SM}} \times \left[\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}}, \\ \frac{\Gamma(\tau \rightarrow K \nu)}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} &= \frac{\sum_k |C_{3k}^{us}|^2}{\sum_k |C_{1k}^{us}|^2} \times \left[\frac{\sum_k |C_{1k}^{us}|^2}{\sum_k |C_{3k}^{us}|^2} \right]_{\text{SM}} \times \left[\frac{\Gamma(\tau \rightarrow K \nu)}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}}, \\ \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{\mu} \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{e} \nu)} &= \frac{\sum_k |C_{2k}^{us}|^2}{\sum_k |C_{1k}^{us}|^2} \times \left[\frac{\sum_k |C_{1k}^{us}|^2}{\sum_k |C_{2k}^{us}|^2} \right]_{\text{SM}} \times \left[\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{\mu} \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{e} \nu)} \right]_{\text{SM}}. \end{aligned}$$

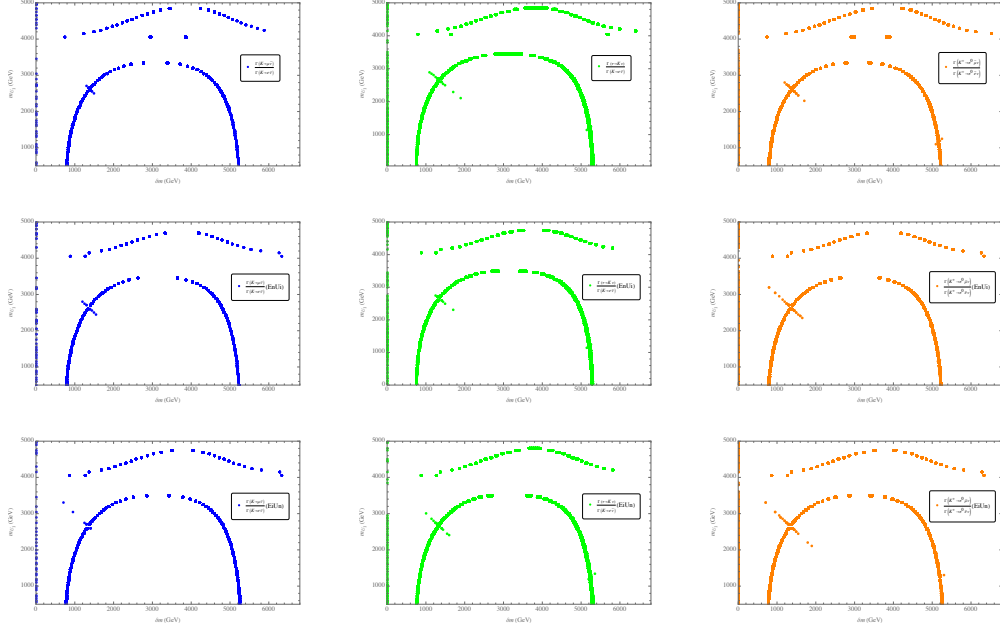
Các giá trị thực nghiệm cho các tỷ số này được đưa ra:

$$\left[\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{exp}} = 4.018(3) \times 10^4, \left[\frac{\Gamma(\tau \rightarrow K \nu)}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{exp}} = 1.89(3) \times 10^7, \left[\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{\mu} \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{e} \nu)} \right]_{\text{exp}} = 0.660(3), \quad (3.18)$$

cũng như các giá trị dự đoán bởi SM:

$$\left[\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}} = 4.0037(2) \times 10^4, \left[\frac{\Gamma(\tau \rightarrow K \nu)}{\Gamma(K \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}} = 1.939(4) \times 10^7, \left[\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{\mu} \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \bar{e} \nu)} \right]_{\text{SM}} = 0.663(2). \quad (3.19)$$

Trong cả ba trường hợp, vùng không gian tham số được phép của δm có thể giải thích các giá trị thực nghiệm này cũng được chia thành thang điện yếu hoặc thang TeV. Các vùng không gian tham số được phép được xác định bởi tính nhất quán của chúng với các giá trị thực nghiệm của $R(D), R(D^{(*)})$ và $R(X_c)$ như đã xem xét trước đó.



Hình 3.12:

Dịch chuyển $d \rightarrow u$. Các giá trị thực nghiệm cho các tỷ số này được thu thập bởi [69]

$$\left[\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{exp}} = 7.90(5) \times 10^7, \quad \left[\frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{exp}} = 8.13(3) \times 10^3, \quad (3.20)$$

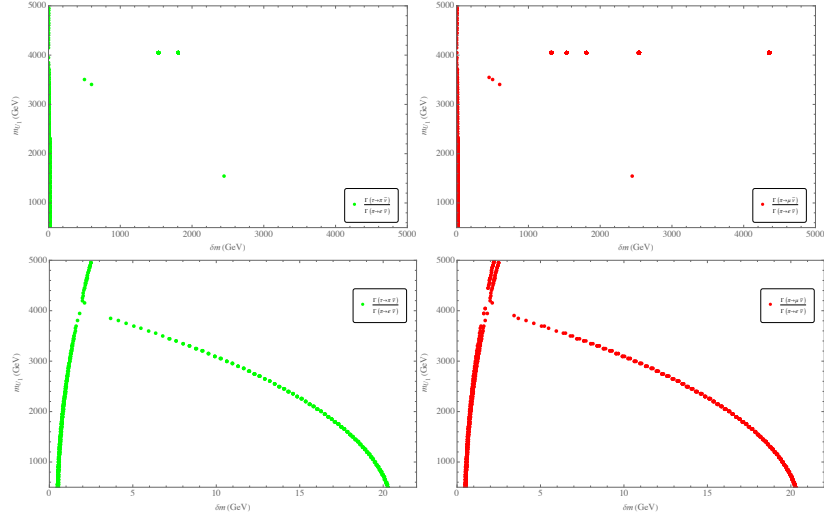
trong khi các giá trị dự đoán của SM là [69, 172]

$$\left[\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}} = 7.91(1) \times 10^7, \quad \left[\frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}} = 8.096(1) \times 10^3. \quad (3.21)$$

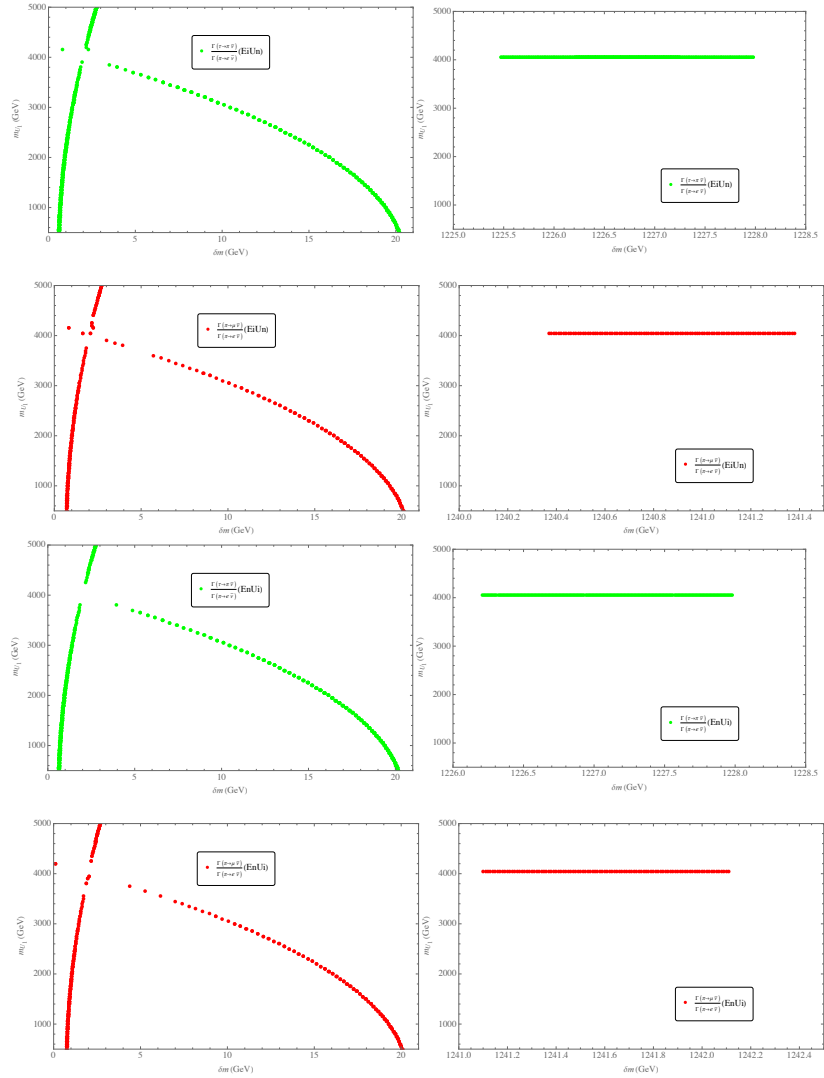
Đối với các tỷ lệ này, mô hình MF331 dự đoán:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} &= \frac{\sum_k |C_{2k}^{ud}|^2}{\sum_k |C_{1k}^{ud}|^2} \times \left[\frac{\sum_k |C_{1k}^{ud}|^2}{\sum_k |C_{2k}^{ud}|^2} \right]_{\text{SM}} \times \left[\frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}}, \\ \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} &= \frac{\sum_k |C_{3k}^{ud}|^2}{\sum_k |C_{1k}^{ud}|^2} \times \left[\frac{\sum_k |C_{1k}^{ud}|^2}{\sum_k |C_{3k}^{ud}|^2} \right]_{\text{SM}} \times \left[\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})} \right]_{\text{SM}}. \end{aligned}$$

Trong Hình. (3.13), (3.14), chúng tôi tạo đường biên cho các tỷ lệ, $\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})}$, $\frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})}$, là một hàm của m_{U_1} , δm trong các trường hợp có thể được chỉ ra trong hai phần trên. Đối với trường hợp, $m_{E_1} = m_{E_2} = m_{E_3}$, $m_{U_1} = m_{U_2} = m_{U_3}$, chúng ta nhận ra rằng trong vùng thang TeV, có một vài giá trị của δm dự đoán các tỷ số $\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})}$, $\frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu})}{\Gamma(\pi \rightarrow e \bar{\nu})}$ là phù hợp với các giá trị thực nghiệm, trong khi vùng GeV của δm được dự đoán để giải thích các giá trị này. Trong giới hạn, $2\text{GeV} < \delta m < 20\text{GeV}$, giới hạn trên của m_{U_1} nhỏ hơn 4 TeV. Những kết luận này cũng áp dụng cho các trường hợp: $E_i U_n$, $E_n U_i$.



Hình 3.13:



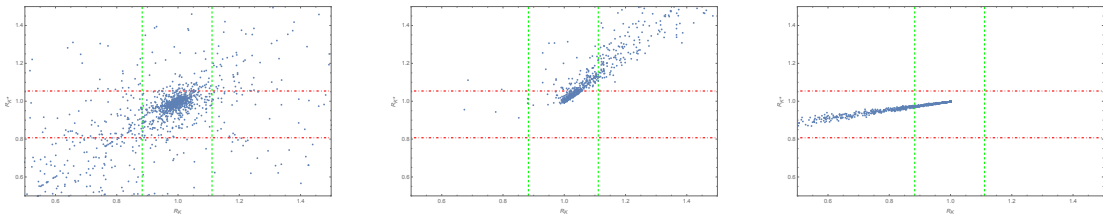
Hình 3.14:

Chúng ta hãy xem xét không gian tham số được phép thu được từ việc nghiên cứu các

quá trình chuyển đổi, $b - c, s - u, d - u$. Vùng không gian tham số trong trường hợp đầu tiên, trong đó $m_{E_1} = m_{E_2} = m_{E_3}, m_{U_1} = m_{U_2} = m_{U_3}$, được xác định bởi giao điểm của các mặt phẳng $m_{U_1} - \delta m$ được hiển thị trong Hình. (3.10), (3.12), và (3.13). Chúng ta đi đến kết luận rằng vùng được phép là một phần của mặt phẳng giới hạn bởi $\delta m, m_{U_1}$ là: $2 < \delta m < 20$ GeV, và $m_{U_1} < 4$ TeV hoặc $\delta m < 2$ TeV. Không gian tham số bắt nguồn từ các trường hợp, $E_i U_n, E_n U_i$, phải đồng thời nhất quán với các giá trị được mô tả trong Hình. (3.11), (3.14). Cụ thể, khi δm có thang năng lượng GeV thì không có cặp giá trị chung $m_{U_1} - \delta m$, trong khi với thang năng lượng TeV, có một vùng hẹp của $m_{U_1} - \delta m$ phù hợp với các giá trị thực nghiệm của các quan sát phổ quát về vị lepton. Tóm lại, các kết quả dự đoán trên phụ thuộc mạnh vào sự phân tách khối lượng δm và sự phân bậc khối lượng của các lepton mới và quark mới.

3.3. Phân tích tỉ số R_K, R_{K^*} dựa trên số liệu thực nghiệm mới năm 2022

Tháng 12 năm 2022, một phân tích LHCb được cập nhật về R_K, R_{K^*} dựa trên toàn bộ tập dữ liệu Run 1 và 2 đã được trình bày [93, 94]. Những kết quả mới này phù hợp với các dự đoán của SM. Trên cơ sở đó, nhóm tác giả đã tiến hành đánh giá lại các hiệu ứng vật lý mới (NP) trong các tỉ số R_K, R_{K^*} trong khuôn khổ mô hình MF331. Thông qua việc quét tham số ngẫu nhiên trong khoảng $\delta m \in [2, 20]$ GeV và $m_{U_1} \in [200, 5000]$ GeV, ba kịch bản phân bậc khối lượng đã được xem xét: (i) các khối lượng fermion mới đồng nhất $m_{E_1} = m_{E_2} = m_{E_3}, m_{U_1} = m_{U_2} = m_{U_3}$ (ii) các trạng thái trộn kiểu $E_i U_n, E_n U_i$. Kết quả cho thấy trong hai kịch bản đầu tiên, mô hình có khả năng dự đoán tốt các giá trị R_K và R_{K^*} phù hợp với dữ liệu thực nghiệm gần đây, trong đó $E_i U_n$ cho thấy sự phù hợp cao hơn cả. Ngược lại, kịch bản $E_n U_i$ tạo ra phân bố điểm gần tuyến tính và không chỉ tái tạo được dữ liệu mới mà còn bao phủ được cả những kết quả trước năm 2022, tuy nhiên các không gian tham số liên quan lại khác biệt rõ rệt. Qua đó cho thấy, mô hình MF331 vẫn có khả năng mô tả hợp lý các dị thường liên quan đến phân rã B-meson dưới những cấu hình tham số phù hợp.



Hình 3.15:

KẾT LUẬN VÀ KIẾN NGHỊ

1. Luận án đã tiếp cận với các kết quả thực nghiệm mới nhất liên quan tới các dị thường gần đây. Cụ thể là các kết quả thực nghiệm liên quan đến sự vi phạm tính phổ quát vị lepton gắn liền với các dòng tương tác yếu. Dị thường gắn liền với dòng mang điện thể hiện qua kênh rã $b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}_\ell$. Kênh rã này được tiên đoán trong mô hình chuẩn tại gần đúng cây. Tuy nhiên kết quả thực nghiệm gần đây cho thấy có sự khác biệt lớn so với tiên đoán của mô hình chuẩn. Cụ thể các R_D và R_{D^*} được thực nghiệm chỉ ra lớn hơn 25% tiên đoán của mô hình chuẩn. Bên cạnh đó thực nghiệm năm 2014 tại LHC, nhóm tác giả R. Aaij đã công bố trên tạp chí Phys. Rev. Lett. một thông tin liên quan đến sự vi phạm tính phổ quát của lepton gắn liền với kênh rã $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ với bình phương xung lượng bất biến của các lepton đi ra ($1.0 \leq q^2 \leq 6.0 \text{ GeV}^2$). Đây là kênh rã tiên đoán tồn tại trong SM thông qua đóng góp bổ đính một vòng và kết quả thực nghiệm được thể hiện qua giá trị do

$$R_K^{\text{LHCb}}([1.1, 6] \text{ GeV}^2) = 0.745_{-0.074}^{+0.090} \pm 0.036,$$

trong khi mô hình chuẩn tiên đoán $R(K) \simeq 1$. Nhóm nghiên cứu của chúng tôi dựa trên các kết quả thực nghiệm này và tiếp cận với các mô hình vật lý mới đi tìm kiếm lời giải cho sự vi phạm tính phổ quát của lepton. Bên cạnh các nghiên cứu của cộng đồng các nhà nghiên cứu vật lý lý thuyết, chúng tôi nhận thấy lời giải cho dị thường kể trên có thể đến từ lý thuyết mở rộng phổ hạt bằng cách thêm vào hạt vô hướng leptoquark. Tuy nhiên lý thuyết với leptoquark có thể gặp phải các ràng buộc chặt chẽ từ quá trình rã proton. Tại thời điểm này chúng tôi nhận thấy có thể xây dựng mô hình vật lý mà tồn tại ngay sự vi phạm tính phổ quát của số lepton sẽ là một trong những lời giải đáp tốt cho các thực nghiệm kể trên. Chúng tôi khám phá ra mô hình F331 là một mô hình khá đơn giản cho sự vi phạm tính phổ quát của lepton. Trong mô hình MF331, thế hệ lepton thứ nhất biến đổi như lục tuyến và hai thế hệ còn lại biến đổi như tam tuyến của dưới phép biến đổi $SU(3)_L$. Cả ba thế hệ quark biến đổi như phản tam tuyến dưới phép biến đổi $SU(3)_L$. Với cách sắp xếp như vậy thì chúng ta nhận thấy:

- Tồn tại các tương tác giữa các lepton và các boson chuẩn sẽ không đảm bảo tính phổ quát lepton.
- Thế hệ lepton thứ nhất sẽ tồn tại các tương tác mới mà hai thế hệ lepton còn lại không có.

- Ba thế hệ quark biến đổi như nhau nên sẽ có sự tương tác đảm bảo tính phổ quát quark tại gần đúng cây. Không tồn tại dòng trung hòa thay đổi vị tại gần đúng cây.

Dựa trên các đặc điểm của tương tác vi phạm tính phổ quát vị lepton đã nêu ra, chúng tôi khảo sát các quá trình chuyển vị liên quan đến dòng trung hòa $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ và từ đó tính toán đóng góp vào các tỉ số R_K và R_{K^*} . Chúng tôi tiến hành khảo sát số để giải thích số liệu thực nghiệm về tỉ số R_K và R_{K^*} được LHC công bố năm 2014. Kết quả cho thấy tỉ số R_K và R_{K^*} chỉ được giải thích khi mô hình tồn tại sự suy biến khối lượng giữa các lepton mới xuất hiện trong lục tuyến của thế hệ lepton thứ nhất và quark mới. Nếu không có sự suy biến này thì mô hình tiên đoán đóng góp mới là rất nhỏ tức là các tỉ số $R_K, R_{K^*} \simeq 1$ giống như tiên đoán từ mô hình chuẩn.

2. Bên cạnh dị thường ảnh hưởng từ dòng trung hòa, chúng tôi tiếp tục khám phá đóng góp của vật lý mới liên quan tới dòng mang điện. Các đóng góp của vật lý mới vào đại lượng R_D và R_{D^*} phụ thuộc mạnh vào đại lượng tách khối lượng $\delta m = m_{\xi^\pm} - m_{E_1} = m_{E_1} - m_{\xi^0}$. Chúng tôi thấy đại lượng δm cỡ vài chục GeV hay δm cỡ TeV thì mô hình cho phép giải thích giá trị thực nghiệm của R_D và R_{D^*} . Dựa trên vùng không gian tham số cho giải thích rằng R_D và R_{D^*} chúng tôi khảo sát đánh giá các quá trình liên quan tới R_{X_c} và các quá trình chuyển vị $s \rightarrow u, d \rightarrow u$. Chúng tôi tìm thấy các kết quả tiên đoán của chúng tôi hoàn toàn nằm trong vùng thực nghiệm.

Ngoài ra, nếu vùng không gian tham số cho giải thích thực nghiệm về R_D, R_{D^*} và R_{X_c} cũng như thực nghiệm về quá trình chuyển vị $s \rightarrow u, d \rightarrow u$ đòi hỏi sự tách biệt khối lượng của lepton mới và quark mới. Điều đó có nghĩa là tỉ số R_K và R_{K^*} công bố năm 2014 là không giải thích được. Tuy nhiên tháng 12 năm 2022 LHCb phân tích lại số liệu thực nghiệm với bộ số liệu chạy lần một và lần hai thì cho thấy tỉ số $R_K \simeq 1$ và $R_{K^*} \simeq 1$. Chính vì vậy, chúng tôi khảo sát lại và nhận thấy sự tách khối lượng δm cỡ vài chục GeV hay δm cỡ TeV thì tỉ số R_K và R_{K^*} của mô hình tiếp cận đến 1.

3. Chúng tôi cũng thảo luận về khả năng tìm kiếm NP khác tại các máy gia tốc LHC và LEP. Thí nghiệm LEP II đã tìm kiếm boson trung hòa Z' với giới hạn khối lượng trên 1,13 TeV, và các ràng buộc từ sự pha trộn meson đẩy giới hạn này lên trên 4 TeV trong mô hình 331. Tại LHC, các quark và lepton ngoại lai nặng có thể được tạo ra thông qua các phản ứng gluon và cơ chế Drell-Yan. Do chênh lệch khối lượng nhỏ, các lepton ngoại lai có các chế độ phân rã đặc biệt, bao gồm việc phân rã thành các hạt mô hình chuẩn như lepton, boson W và Z . Đáng chú ý, các lepton ngoại lai ξ^0 và $\xi^\pm$ có số lepton bằng không, dẫn đến một số quá trình phân rã vi phạm bảo toàn số lepton. Ngoài ra, các vô hướng trung hòa nặng H' có thể được sản sinh hiệu quả tại LHC thông qua cơ chế liên quan đến các quark ngoại lai nặng, với tốc độ sản sinh cao hơn so với các mô hình Higgs truyền thống.

DANH MỤC CÁC CÔNG TRÌNH CÔNG BỐ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN

1. P. N. Thu , N. T. Duy, A E Cárcamo Hernández, D. T. Huong, *Lepton universality violation in the minimal flipped 331 model*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **12**, 123B01, 2023.
2. N. T. Duy, P. N. Thu, D. T. Huong, *New physics in $b \rightarrow s$ transitions the MF331 model*, European Physical Journal C **82**, 966, 2022.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), 2016, *Chin. Phys. C* , 40, 100001.
- [2] G. Aad *et al.* (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.
- [3] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), 2012, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Phys. Lett. B*, 716, 30-61.
- [4] G. Bellini *et al.* (BOREXINO), 2014, Neutrinos from the primary proton–proton fusion process in the Sun, *Nature*, 512, no.7515, 383-386.
- [5] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., J. R. Distel, K. Lande, C. K. Lee, P. S. Wildenhain and J. Ullman, 1998, Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector, *Astrophys. J.*, 496, 505-526.
- [6] F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko and T. Kirsten, 2010, Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments, *Phys. Lett. B*, 685, 47-54.
- [7] J. N. Abdurashitov *et al.* (SAGE), 2009, Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002- 2007 data-taking period, *Phys. Rev. C*, 80, 015807.
- [8] K. Abe *et al.* (Super-Kamiokande), **2011**, Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III, *Phys. Rev. D*, 83, 052010.
- [9] B. Aharmim *et al.* (SNO), 2013, Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory , *Phys. Rev. C*, 88, 025501.
- [10] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, G. Bonfini, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice and C. Carraro, *et al.*, 2011, Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 141302.
- [11] E. Aprile *et al.* (XENON Collaboration), First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment, *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119, 181301.
- [12] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, 1985, On the anomalous electroweak baryon number non-conservation in the early universe, *Phys. Lett. B*, 155, 36.

- [13] G. 't Hooft, 1980, Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking, *NATO Sci. Ser. B*, 59, 135-157.
- [14] , Lees, J. P. and others, BaBar, 2012 Evidence for an excess of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ decays, 1205.5442, arXiv, hep-ex BABAR-PUB-12-012, SLAC-PUB-15028, 10.1103/PhysRevLett.109.101802, *Phys. Rev. Lett*, 109, 101802.
- [15] Lees, J. P. and others, BaBar, 2013, Measurement of an Excess of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ Decays and Implications for Charged Higgs Bosons, 1303.0571, arXiv, hep-ex, BABAR-PUB-13-001, SLAC-PUB-15381, 10.1103/PhysRevD.88.072012, *Phys. Rev. D*, 8, 7, 072012.
- [16] Huschle, M. and others, Belle, 2015, Measurement of the branching ratio of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ relative to $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ decays with hadronic tagging at Bell, 1507.03233, arXiv, hep-ex, KEK-REPORT-2015-18, 10.1103/PhysRevD.92.072014, *Phys. Rev. D*, 92, 7, 072014.
- [17] Abdesselam, A. and others, Belle, 2016, *Measurement of the branching ratio of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ relative to $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ decays with a semileptonic tagging method*, 51st Rencontres de Moriond on EW Interactions and Unified Theories, 1603.06711, arXiv, hep-ex, BELLE-CONF-160, 3.
- [18] Abdesselam, A. and others, 2016, Measurement of the τ lepton polarization in the decay $\bar{B} \rightarrow D^*\tau^-\bar{\nu}_\tau$, 608.06391, arXiv, hep-ex, 8.
- [19] Aaij, Roel and others, LHCb, 2015, Measurement of the ratio of branching fractions $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\tau^-\bar{\nu}_\tau)/\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\mu^-\bar{\nu}_\mu)$, *Phys. Rev. Lett*, 11, 11, 111803.
- [20] Y. S. Amhis *et al.* (HFLAV), 2021, Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of 2018, *Eur. Phys. J. C*, 81, 22.
- [21] Bigi, Dante and Gambino, Paolo, 2016, Revisiting $B \rightarrow D\ell\nu$, 1606.08030, arXiv, hep-ph, doi = 10.1103/PhysRevD.94.094008, *Phys. Rev. D*, 94, 9, 094008.
- [22] Bernlochner, Florian U. and Ligeti, Zoltan and Papucci, Michele and Robinson, Dean J, 2017, Combined analysis of semileptonic B decays to D and D^* : $R(D^{(*)})$, $|V_{cb}|$, and new physics, 1703.05330, arXiv, hep-ph, doi = 10.1103/PhysRevD.95.115008, *Phys. Rev. D*, 95, 11, 115008. Erratum: Phys.Rev.D 97, 059902 (2018).
- [23] Bigi, Dante and Gambino, Paolo and Schacht, Stefan, 2017, $R(D^*)$, $|V_{cb}|$, and the Heavy Quark Symmetry relations between form factors, 1707.09509, arXiv, hep-ph, doi = 10.1007/JHEP11(2017)061, *JHEP*, 11, 06.
- [24] Jaiswal, Sneha and Nandi, Soumitra and Patra, Sunando Kumar, 2017, Extraction of $|V_{cb}|$ from $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu_\ell$ and the Standard Model predictions of $R(D^{(*)})$, 1707.09977, arXiv, hep-ph, doi = 10.1007/JHEP12(2017)060, *JHEP*, 12, 060.
- [25] Fajfer, Svjetlana and Kamenik, Jernej F. and Nisandzic, Ivan, 2012, On the $B \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_\tau$ Sensitivity to New Physics, 1203.2654, arXiv, hep-ph, doi = 10.1103/PhysRevD.85.094025, *Phys. Rev. D*, 85, 094025.

- [26] Bećirević, Damir and Košnik, Nejc and Tayduganov, Andrey, 2012, $\bar{B} \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ vs. $\bar{B} \rightarrow D\mu\bar{\nu}_\mu$, doi 10.1016/j.physletb.2012.08.016, *Phys. Lett. B*, 716, 208–213.
- [27] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2016, Measurement of the phase difference between short- and long-distance amplitudes in the $B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$ decay, *Eur. Phys. J. C*, 77, 161.
- [28] S. Wehle *et al.* (Belle Collaboration), 2017, Lepton flavor dependent angular analysis of $B \rightarrow K^*l^+l^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 118, 111801.
- [29] Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), 2016, Angular analysis of the decay $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ from pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, *Phys. Lett. B*, 753, 424.
- [30] A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collaboration), 2018, Measurement of angular parameters from the decay $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, *Phys. Rev. D*, 98, 112011.
- [31] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2014, Differential branching fractions and isospin asymmetries of $B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-$ decays, *JHEP*, 06, 133.
- [32] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2021, Branching fraction measurements of the rare $B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-$ and $B_s^0 \rightarrow f_2'(1525)\mu^+\mu^-$ decays, *Phys. Rev. Lett.*, 127, 151801.
- [33] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2013, Measurement of form-factor-independent observables in the decay $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 191801.
- [34] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2016, Angular analysis of the $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ decay using 3 fb^{-1} of integrated luminosity, *JHEP*, 02, 104.
- [35] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2015, Angular analysis of the decay $B \rightarrow K^{*0}e^+e^-$ decay in low- q^2 region, *JHEP*, 04, 064.
- [36] M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collaboration), Angular analysis of $B_d^0 \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ decay in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, *JHEP*, 10, 047.
- [37] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2020, Measurement of CP -averaged observables in the $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ decay, *Phys. Rev. Lett.*, 125, 011802.
- [38] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2021, Angular analysis of the decay $B^+ \rightarrow K^{*+}\mu^+\mu^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 126, 161802.
- [39] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2017, Test of lepton universality with $B^0 \rightarrow K^{*0}l^+l^-$ decays, *JHEP*, 08, 55.
- [40] S. Wehle *et al.* (Belle Collaboration), 2021, Test of lepton universality using $B^+ \rightarrow K^+l^+l^-$ decays at Belle, *Phys. Rev. Lett.*, 126, 161801.
- [41] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2022, Test of lepton universality in beauty-quark decays, *Nature Phys.*, 18, 277–282.

- [42] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2014, Test of lepton universality using $B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-$ decays, *Phys. Rev. Lett.*, 113, 151601.
- [43] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), 2019, Search for lepton-universality violation in $B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 122, 191801.
- [44] M. Bordone, G. Isidori and A. Pattori, 2016, the Standard Model predictions for R_K and R_{K^*} , *Eur. Phys. J. C*, 76, 440.
- [45] B. Capdevila, A. Crivellin, S. Descotes-Genon, J. Matias and J. Virto, 2018, Patterns of New Physics in $b \rightarrow sl^+ l^-$ transitions in the light of recent data, *JHEP*, 01, 093.
- [46] P. Van Dong, N. T. K. Ngan, T. D. Tham, L. D. Thien, N. T. Thuy, 2019, Phenomenology of the simple 3-3-1 model with inert scalars, *Phys. Rev. D*, 99, 095031.
- [47] P. V. Dong, D. T. Huong, F. S. Queiroz, and N. T. Thuy, 2014, Phenomenology of the 3-3-1-1 model, *Phys. Rev. D*, 90, 075021.
- [48] R. M. Fonseca and M. Hirsch, 2016, A flipped 331 model, *JHEP* 08, 003.
- [49] Van Loi, Duong and Van Dong, Phung and Van Soa, Dang, 2020, Neutrino mass and dark matter from an approximate B – L symmetry, *JHEP*, 090, 5, 2020.
- [50] T Morii (Kobe University, Japan), C S Lim (Kobe University, Japan), and S N Mukherjee (Banaras Hindu University, India), 2004, The Physics of the Standard Model and Beyond, <https://doi.org/10.1142/4655>
- [51] Roos và Sirlin, 1971, *Nucl. Phys. B*, 29, 296-304; M. A. Beg and A. Sirlin, 1982, *Phys. Rep.*, 88, 1.
- [52] The Particle Data Group, C. Patrignani *et al.*, 2016, Review of particle physics, *Chin. Phys. C* 40 (2016) 100001, and 2017 update.
- [53] Particle Data Group, 2002, *Phys. Rev. D* 66, 010001
- [54] Braun *et al.*, 1975, A Study of the Semileptonic Decays of K⁺ Mesons, *Nucl. Phys. B*, 89, 210-252.
- [55] Bourquin *et al.*, 1983, Measurements of Hyperon Semileptonic Decays at the CERN Super Proton Synchrotron, *Z. Phys. C* 21, 1. <https://doi.org/10.1007/BF01648771>
- [56] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, 2006, Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, *Phys. Rept.*, 427, 257, arXiv:hep-ex/0509008.
- [57] DELPHI, OPAL, LEP Electroweak, ALEPH, L3, S. Schael *et al.*, 2013, Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP, *Phys. Rept.*, 532, 119, arXiv:1302.3415.
- [58] V. Cirigliano and I. Rosell, 2007, Two-Loop Effective Theory Analysis of $\pi(K) \rightarrow e \bar{\nu}_e [\gamma]$ Branching Ratios, *Phys. Rev. Lett.*, 99, 231801, arXiv:0707.3439.

- [59] NA62 collaboration, C. Lazzeroni et al., 2013, Precision Measurement of the Ratio of the Charged Kaon Leptonic Decay Rates, *Phys. Lett. B*, 719, 326, arXiv:1212.4012.
- [60] PiENu, A. Aguilar-Arevalo et al., 2015, Improved Measurement of the $\pi \rightarrow e\nu$ Branching Ratio, *Phys. Rev. Lett.*, 115, no. 7 071801, arXiv:1506.05845.
- [61] HFLAV collaboration, Y. Amhis et al., Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of summer 2016, *Eur. Phys. J. C*, 77, 895, arXiv:1612.07233.
- [62] B. A. Dobrescu and A. S. Kronfeld, 2008, Accumulating evidence for nonstandard leptonic decays of Ds mesons, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 241802, arXiv:0803.0512.
- [63] MILC collaboration, J. A. Bailey et al., 2015, $B \rightarrow D\ell\nu$ form factors at nonzero recoil and $|V_{cb}|$ from 2+1-flavor lattice QCD, *Phys. Rev. D*, 92, 034506, arXiv:1503.07237.
- [64] HPQCD collaboration, H. Na et al., 2015, $B \rightarrow D\ell\nu$ form factors at nonzero recoil and extraction of $|V_{cb}|$, *Phys. Rev. D*, 92, 054510, arXiv:1505.03925, [Erratum: Phys. Rev.D93,119906(2016)].
- [65] A. Crivellin, C. Greub, and A. Kokulu, *Phys. Rev. D*, 86, 054014. [arXiv:1206.2634[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.054014>.
- [66] A. Celis, M. Jung, X.-Q. Li, and A. Pich, 2013, *J. High Energy Phys.*, 1301, 054. [arXiv:1210.8443[hep-ph]]. [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2013\)054](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2013)054).
- [67] A. Crivellin, A. Kokulu, and C. Greub, 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 094031. [arXiv:1303.5877[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.094031>.
- [68] A. Greljo, G. Isidori, and D. Marzocca, 2015, *J. High Energy Phys.*, 1507, 142. [arXiv:1506.01705[hep-ph]]. [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2015\)142](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2015)142).
- [69] S. M. Boucenna, A. Celis, J. Fuentes-Martin, A. Vicente, and J. Virto, 2016, *J. High Energy Phys.*, 1612, 059. [arXiv:1608.01349[hep-ph]]. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2016\)059](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2016)059).
- [70] I. Doršner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik, and N. Košnik, 2016, *Phys. Rept.*, 641, 1. [arXiv:1603.04993[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.06.001>.
- [71] M. Bauer and M. Neubert, 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 141802. [arXiv:1511.01900[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.141802>.
- [72] S. Fajfer and N. Košnik, *Phys. Lett. B*, 755, 270. [arXiv:1511.06024[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.018>.
- [73] R. Barbieri, G. Isidori, A. Pattori, and F. Senia, 2016, *Eur. Phys. J. C*, 76, 67. [arXiv:1512.01560[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3905-3>.
- [74] D. Bečirević, S. Fajfer, N. Košnik, and O. Sumensari, *Phys. Rev. D*, 94, 115021. [arXiv:1608.08501[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.115021>.

- [75] G. Hiller, D. Loose, and K. Schönwald, 2016, *J. High Energy Phys*, 1612, 027. [arXiv:1609.08895[hep-ph]]. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2016\)027](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2016)027).
- [76] A. Crivellin, D. Müller, and T. Ota, 2017, *J. High Energy Phys*, 1709, 040. [arXiv:1703.09226[hep-ph]]. [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2017\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2017)040). Downloaded from <https://academic.oup.com/ptep/article/2023/12/123B01/7382242> by guest on 13 December 2023.
- [77] A. Abada, A. M. Teixeira, A. Vicente, and C. Weiland, 2014, *J. High Energy Phys*, 1402, 091. [arXiv:1311.2830[hep-ph]]. [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2014\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)091).
- [78] G. Cvetič and C. S. Kim, 2017, *Phys. Rev. D*, 94, 053001 (2016); 95, 039901. [erratum][arXiv:1606.04140[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.053001>.
- [79] L.-S. Geng et al., 2017, Towards the discovery of new physics with lepton-universality ratios of $b \rightarrow s\ell\ell$ decays, *Phys. Rev. D*, 96, 093006, arXiv:1704.05446.
- [80] W. Altmannshofer, C. Niehoff, P. Stangl, and D. M. Straub, 2017, Status of the $b \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ anomaly after Moriond 2017, *Eur. Phys. J. C*, 77, 377, arXiv:1703.09189.
- [81] Choudhury, S., Sandilya, S. *et al.*, (Belle), 2021, Test of lepton flavor universality and search for lepton flavor violation in $B \rightarrow K l^+ l^-$ decays, *JHEP*, 3, 105.
- [82] Hiller, Gudrun and Krüger, Frank, 2014, More Model-Independent Analysis of $b \rightarrow s$ Processes, *Phys. Rev. D*, 79, 69.074020.
- [83] Hiller, Gudrun and Krüger, Frank, 2015, Diagnosing lepton-nonuniversality $b \rightarrow s\ell\ell$, *JHEP*, 2, 055.
- [84] Altmannshofer, Wolfgang and Stangl, Peter and Straub, David M, 2017, Interpreting hints for lepton flavor universality violation, *Phys. Rev. D*, 96, 055008.
- [85] Arbey, A. and Hurth, T. and Mahmoudi, F. and Martínez Santos, D. and Neshatpour, S, 2019, Update on the $b \rightarrow s$ anomalies, *Phys. Rev. D*, 100, 015045.
- [86] Arbey, A. and Hurth, T. and Mahmoudi, F. and Martínez Santos, D. and Neshatpour, S, 2019, Continuing search for new physics in $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ decays: two operators at a time, *JHEP*, 06, 089.
- [87] Wolfgang Altmannshofer and Peter Stangl, 2021, New physics in rare B decays after Moriond 2021, *JHEP*, arXiv: 2103.13370.
- [88] T. Hurth, F. Mahmoudi, D. Martinez Santos, S. Neshatpour, 2014, More indications for lepton nonuniversality $b \rightarrow s l^+ l^-$, *JHEP*, arXiv: 2104.10058
- [89] Allanach, Ben and Queiroz, Farinaldo S. and Ström, Alessandro and Sun, Sichun, 2016, Z' models for the LHCb and $g - 2$ muon anomalies, *Phys. Rev. D*, 93, 055045.
- [90] Altmannshofer, Wolfgang and Gori, Stefania and Profumo, Stefano and Queiroz, Farinaldo S, 2016, Explaining dark matter and B decay anomalies with an $L_\mu - L_\tau$ model, *JHEP*, 12, 106.

- [91] Altmannshofer, Ben Gripaios, Marco Nardecchia, S. A. Renner, 2015, Composite leptoquarks and anomalies in B -meson decays, *JHEP*, 05,065.
- [92] S. Fajfer and N. Konik, 2016, Vector leptoquark resolution of R_K and R_{D^*} puzzles, *Phys. Lett. B*, 10, 270.
- [93] L. collaboration, 2022, Test of lepton universality in $b \rightarrow sl^+l^-$ decays.
- [94] L. collaboration, 2022, Measurement of lepton universality parameters in $b \rightarrow k\ell^+\ell^-$ and $b^0 \rightarrow k^{0*}\ell^+\ell^-$ decays.
- [95] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, in Supergravity, edited by P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman, North-Holland, Amsterdam, (1979), 315; T. Yanagida, edited by O. Sawada and A. Sugamoto KEK Report No. 79-18, Tsukuba, Japan, 1979), p. 95; R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, *Phys. Rev. Lett.* 44, 912(1980).
- [96] H. Ishimori, T. Kobayashi, H. Ohki, Y. Shimizu, H. Okada, and M. Tanimoto, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 183 (2010), 1; G. Altarelli and F. Feruglio, *Rev. Mod. Phys.* 82, (2010), 2701; E. Ma and G. Rajasekaran, *Phys. Rev. D* 64, (2001), 113012; E. Ma, *Mod. Phys. Lett. A* 17, (2002), 289; K. S. Babu, E. Ma, and J. W. F. Valle, *Phys. Lett. B* 552, (2003) 207; P. Q. Hung and T. Le, *JHEP* 1509, (2015) 001, [*JHEP* 1509, (2015),134]; Nguyen Anh Ky, Phi Quang Van and Nguyen Thi Hong Van, *Phys. Rev. D* 94, (2016), 095009.
- [97] K. Abe et al., (2017), *Phys. Rev. Lett.* 118, no. 15, 151801.
- [98] P. Coloma, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and T. Schwetz, COHERENT Enlightenment of the Neutrino Dark Side, *Phys. Rev. D*, 96 no. 11, (2017) 115007; J. Liao and D. Marfatia, *Phys. Lett. B*, 775 (2017) 54–57, arXiv:1708.04255 [hep-ph]
- [99] S. K. Agarwalla, P. Bagchi, D. V. Forero, and M. Tortola, *JHEP*, 07 (2015) 06; J. Liao, D. Marfatia, and K. lores, E. A. Garces, and O. G. Miranda, *Phys. Rev. D* 98 no. 3, (2018) 035030; K. N. Deepthi, S. Goswami, and N. Nath, *Phys. Rev. D*, 96 no. 7, (2017) 075023; S. K. Agarwalla, S. S. Chatterjee, and A. Palazzo, *Phys. Lett. B*, 762 (2016) 64–71.
- [100] Refregier, A., 2003, Weak gravitational lensing by large-scale structure, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41 (1): 645–668. arXiv:astro-ph/0307212, doi:10.1146/annurev.astro.41.111302.102207; “Quasars, lensing, and dark matter”. Physics for the 21st Century. Annenberg Foundation. 2017.; Myslewski, Rik, 2011, “Hubble snaps dark matter warping spacetime”, The Register.
- [101] Peebles, P. J. E.; Ratra, Bharat, 2003, The cosmological constant and dark energy”. *Reviews of Modern Physics.*, 75 (2): 559–606. arXiv:astro-ph/0207347. doi:10.1103/RevModPhys.75.559. S2CID 118961123.
- [102] P. Zyla et al. (Particle Data Group), 2020, Review of Particle Physics, *Prog. Theor. Exp. Phys* 8.

- [103] M. Lisanti and J. G. Wacker, arxiv: 0704.2816, M. Cirelli, N. Fornengo and A. Strumia, *Nucl. Phys. B*, 753, (2006),178, T. Hambye, F.-S. Ling, L. Lopez Honorez, J. Rocher, *JHEP* 0907, (2009), 090; Erratum-ibid.1005, (2010), 066.
- [104] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, *Phys. Reports*, 267, (1996), 195; D. Hooper and S. Profumo, *Phys.Rept.*453, (2007), 29; J. Hubisz and P. Meade, *Phys. Rev. D* 71, (2005), 035016; P. V. Dong, D. T. Huong, *Commun. Phys.* 28, (2018), 21. Whisnant, *Phys. Rev. D*, 93 no. 9, (2016) 093016; L. J. F
- [105] P. Fayet and S. Ferrara, 1977, Supersymmetry, *Phys. Rep* 32
- [106] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, 1998, The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter, *Physics Letters*, B429, 263–272.
- [107] R. Lisa and S. Raman, 1999, A Large mass hierarchy from a small extra dimension, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 3370–3373.
- [108] T. Appelquist, H.C. Cheng and A. D. Dobrescu, 2001, Bounds on universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 64, 035002.
- [109] T. D. Lee, 1973, A Theory of Spontaneous Violation, *Phys. Rev. D*, 8, 1226.
- [110] K.S. Babu, 1988, Model of 'calculable' Majorana neutrino masses, *Phys. Lett. B*, 203, 132-136.
- [111] H. Georgi and S.L. Glashow, 1974, Unity of all elementary particle forces, *Phys. Rev. Lett*, 32 , 438–41.
- [112] H. Georgi, 1975, *Particles and Fields, Proceedings of the APS Div. of Particles and Fields*, 575.
- [113] H. Fritzsch and P. Minkowski, 1975, Unified interactions of leptons and hadrons, *Annals of Physics*, 93, 193–266.
- [114] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, 1975, Gauge symmetry and an "isoconjugate" model of CP violation, *Phys. Rev. D*, 11, 566.
- [115] G. Senjanovic, 1979, Spontaneous breakdown of parity in a class of gauge theories, *Nucl. Phys. B*, 153, 334.
- [116] R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, 1980, Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation, *Phys. Rev. D*, 23, 165.
- [117] R. Alonso, A. Kobach, and J. Martin Camalich, 2016, New physics in the kinematic distributions of $\bar{B} \rightarrow \bar{D}^* \tau^- (\rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau) \bar{\nu}_\tau$, *Phys. Rev. D*, 94, 094021, arXiv:1602.07671.
- [118] Chuan-HungChen, Cheng-WeiChiang, andChun-WeiSu, 2024, Phenomenological study of a gauged $L_\mu - L_\tau$ model with a scalar leptoquark, *Phys. Rev. D*109, 055038 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.055038>

- [119] Chuan-Hung Chen, Cheng-Wei Chiang, 2024, Flavor anomalies in leptoquark model with gauged $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$, *Phys. Rev. D* 109, 075004 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.075004>
- [120] P. V. Dong and H. N. Long, 2006, Electric charge quantization in $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models, *Int. J. Mod. Phys. A*, 21, 6677.
- [121] M. B. Tully and G. C. Joshi, 2001, Generating neutrino mass in the 331 model, *Phys. Rev. D*, 64, 011301.
- [122] A.G. Dias, C.A.S. de Pires, and P. S. da Rodrigues Silva, 2015, Naturally light right-handed neutrinos in a 3-3-1 model, *Phys. Lett. B*, 628, 85.
- [123] D. Chang and H. N. Long, 2006, Interesting radiative patterns of neutrino mass in an $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ model with right-handed neutrinos, *Phys. Rev. D*, 73, 053006.
- [124] P. V. Dong and H. N. Long, 2008, Neutrino masses and lepton flavor violation in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos, *Phys. Rev. D*, 77, 057302.
- [125] P. V. Dong, L. T. Hue, H. N. Long, and D. V. Soa, 2010, The 3-3-1 model with A_4 flavor symmetry, *Phys. Rev. D*, 81, 053004.
- [126] P. V. Dong, H. N. Long, D. V. Soa, and V. V. Vien, 2011, The 3-3-1 model with S_4 flavor symmetry, *Eur. Phys. J. C*, 71, 1544.
- [127] P. V. Dong, H. N. Long, C. H. Nam, and V. V. Vien, 2012, The S_3 flavor symmetry in 3-3-1 models, *Phys. Rev. D*, 85, 053001.
- [128] S. M. Boucenna, S. Morisi, and J. W. F. Valle, 2014, Radiative neutrino mass in 3-3-1 scheme, *Phys. Rev. D*, 90, 013005.
- [129] S. M. Boucenna, R. M. Fonseca, F. Gonzalez-Canales, and J. W. F. Valle, 2015, Small neutrino masses and gauge coupling unification, *Phys. Rev. D*, 91, 031702.
- [130] H. Okada, N. Okada, and Y. Orikasa, 2016, Radiative seesaw mechanism in a minimal 3-3-1 model, *Phys. Rev. D*, 93, 073006.
- [131] C.A.S. de Pires, 2015, *Phys. Int* , 6, 33.
- [132] P. B. Pal, 1995, The strong CP question in $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ models, *Phys. Rev. D*, 52, 1659.
- [133] A. G. Dias, C.A.S. de Pires, and P. S. R. da Silva, 2003, Discrete symmetries, invisible axion and lepton number symmetry in an economic 3 3 1 model, *Phys. Rev. D*, 68 , 115009.
- [134] A. G. Dias and V. Pleitez, 2004, Stabilizing the invisible axion in 3-3-1 models, *Phys. Rev. D*, 69, 077702.

- [135] H. N. Long and V. T. Van, 1999, Quark family discrimination and flavor changing neutral currents in the $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)$ model with right-handed neutrinos, *J. Phys. G*, 25, 2319 .
- [136] F. Pisano, 1996, A Simple solution for the flavor question, *Mod. Phys. Lett A*, 11, 2639.
- [137] A. Doff and F. Pisano, 1999, Charge quantization in the largest leptoquark bilepton chiral electroweak scheme, *Mod. Phys. Lett. A*, 14, 1133.
- [138] C.A.S. de Pires and O. P. Ravinez, 1998, Charge quantization in a chiral bilepton gauge model, *Phys. Rev. D*, 58, 035008.
- [139] C.A. S. de Pires, 1999, Remark on the vector - like nature of the electromagnetism and the electric charge quantization, *Phys. Rev. D*, 60, 075013.
- [140] P. V. Dong, N. T. K. Ngan, D.V. Soa, Simple 331 model and implication for dark matter, 2014, *Phys. Rev. D* 90, 075019.
- [141] P. V. Dong, D. T. Huong, Tr. T. Huong, H. N. Long, Fermion masses in the economical 3-3-1 model, 2006, *Phys. Rev. D* 74, 053003
- [142] J. C. Montero, F. Pisano and V. Pleitez, Neutral currents and Glashow- Iliopoulos- Maiani mechanism in $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ models for electroweak interactions, *Physics Review D*, 1993, 47, 2918.
- [143] H. N. Long, $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ model for right-handed neutrino neutral currents, *Physics Review D*, 1996, 54, 4691.
- [144] H.N.Long, $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ model with right-handed neutrinos, *Physics Review D*, 1996, 53, 437.
- [145] M. Ozer, $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ model of electroweak interactions without exotic quarks, *Physics Review D*, 1996, 54, 1143-1149, DOI: 10.1103/Phys- RevD.54.1143.
- [146] P. V. Dong and H. N. Long, The economical $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ model, *Advance in High Energy Physics*, 2008, 2008, 739492.
- [147] Andrzej J. Buras, Fulvia De Fazio, Jennifer Girrbach, 2014, 331 models facing new $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$ data, *Journal of High Energy Physics*, 02,112.
- [148] Buras, Andrzej J. and De Fazio, Fulvia and Girrbach, Jennifer and Carlucci, Maria V., 2013, The anatomy of quark flavour observables in 331 models in the flavour precision era, *JHEP*, 02,023.
- [149] Gauld, Rhorry and Goertz, Florian and Haisch, Ulrich, 2014, An explicit Z' boson explanation of the $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ anomaly, *JHEP*, 01, 069.
- [150] Buras, Andrzej J. and De Fazio, Fulvia, 2016, ε'/ε in 331 models, *JHEP*, 3, 010
- [151] D. T. Huong, D. N. Dinh, L. D. Thien, and P. Van Dong, 2019, *J. High Energy Phys.*, 051 [arXiv:1906.05240[hep-ph]]

- [152] B. Bhattacharya, A. Datta, D. London, and S. Shivashankara, 2015, *Phys. Lett. B*, 742, 370. [arXiv:1412.7164[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.02.011>.
- [153] G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, 1975, Exact left-right symmetry and spontaneous violation of parity, *Phys. Rev. D*, 12, 1502
- [154] L. Calibbi, A. Crivellin, and T. Ota, (2015, *Phys. Rev. Lett*, 115, 181801. [arXiv:1506.02661[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.181801>.
- [155] Pisano, F. and Pleitez, V., 1992, $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions puzzles, *Phys. Rev. D*, 46, 410
- [156] P. H. Frampton, 1992, Chiral dilepton model and the flavor question, *Phys. Rev. Lett*, 69, 2889
- [157] Foot, R. and Hernández, O. F. and Pisano, F. and Pleitez, V., 1993, Lepton masses in an $SU(3)_L \times U(1)_N$ gauge model, *Phys. Rev. D*, 47, 4158
- [158] Foot, R. and Hernández, O. F. and Pisano, F. and Pleitez, V., 1980, Canonical neutral-current predictions from the weak-electromagnetic gauge group $SU(3) \times U(1)$, *Phys. Rev. D*, 47, 4158
- [159] Montero, J. C. and Pisano, F. and Pleitez, V., 1993, Neutral currents and Glashow-Iliopoulos-Maiani mechanism in $SU(3)_L \times U(1)_N$, *Phys. Rev. D*, 47, 2918
- [160] Foot, Robert and Long, Hoang Ngoc and Tran, Tuan, 1994, $SU(3)_L \times U(1)_N$ and $SU(4)_L \times U(1)_N$ gauge models with right-handed neutrinos, *Phys. Rev. D*, 50, R34
- [161] Du, Daping and El-Khadra, A. X. and Gottlieb, Steven and Kronfeld, A. S. and Laiho, J. and Lunghi, E. and Van de Water, R. S. and Zhou, Ran, 2016, Phenomenology of semileptonic B-meson decays with form factors from lattice QCD, *Phys. Rev. D*, 93, 034005.
- [162] Beneke, Martin and Bobeth, Christoph and Szafron, Robert, 2018, Enhanced electromagnetic correction to the rare B-meson decay $B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \mu^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 120, 011801.
- [163] L. Di Luzio, M. Nardecchia, What is the scale of new physics behind the B-flavour anomalies? *Eur. Phys. J. C* 77(8), 536 (2017). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5118-9>. arXiv:1706.01868 [hep-ph]
- [164] Lü, Cai-Dian and Shen, Yue-Long and Wang, Yu-Ming and Wei, Yan-Bing, 2019, QCD calculations of $B \rightarrow \pi, K$ form factors with higher-twist corrections, *JHEP* 01, 024.
- [165] Bharucha, Aoife and Straub, David M. and Zwicky, Roman, 2015, $B \rightarrow V \ell^+ \ell^-$ in the Standard Model from light-cone sum rules, *JHEP*, 08, 098.
- [166] Altmannshofer, Wolfgang and Straub, David M, 2015, New physics in $b \rightarrow s$ transitions after LHC run 1, *Eur. Phys. J. C*, 75, 382.

- [167] C. Bourrely, I. Caprini, and L. Lellouch, 2009, Model-independent description of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ decays and a determination of $V(ub)$, *Phys. Rev. D*, 79 013008, arXiv:0807.2722 [hep-ph]. [Erratum: Phys.Rev.D 82, 099902 (2010)].
- [168] Munir Bhutta, Faisal and Huang, Zhuo-Ran and Lü, Cai-Dian and Paracha, M. Ali and Wang, Wenyu, 2020, New Physics in $b \rightarrow s \ell \ell$ anomalies and its implications for the complementary neutral current decays, arXiv: 2009.03588 ICHEP2016,1.282.0554
- [169] Ali, A. Y. Parkhomenko, and A. V. Rusov, 2014, Precise Calculation of the Dilepton Invariant-Mass Spectrum and the Decay Rate in $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-$ in the SM, *Phys. Rev. D*, 89 no. 9, 094021, arXiv:1312.2523 [hep-ph].
- [170] Ligeti, Zoltan and Tackmann, Frank J., 2014, Precise predictions for $B \rightarrow X c \tau \nu$ decay distributions, *Phys. Rev. D*, 90, 3, 034021, 7, Aug, American Physical Society, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.034021>.
- [171] Particle Data Group, 2022, R L Workman *et al.*, *Review of Particle Physics*, Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2, Issue 8, August 2022, 083C01, <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
- [172] V. Cirigliano and I. Rosell, J. High Energy Phys. 0710, 005 (2007) [arXiv:0707.4464[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/10/005>.
- [173] V. H. Binh, D. T. Binh, A. E. Cárcamo Hernández, D. T. Huong, D. V. Soa, and H. N. Long, 2023, Higgs sector phenomenology in the 3-3-1 model with an axionlike particle, *Phys. Rev. D* 107 no. 9, 095030, arXiv:2007.05004 [hep-ph].
- [174] V. T. N. Huyen, H. N. Long, T. T. Lam, and V. Q. Phong, 2014, *Commun. Phys.* 24, 97 [arXiv:1210.5833[hep-ph]]. <https://doi.org/10.15625/0868-3166/24/2/3774>.
- [175] A. E. Cárcamo Hernández, L. Duarte, A. S. de Jesus, S. Kovalenko, F. S. Queiroz, C. Siqueira, Y. M. Oviedo-Torres, and Y. Villamizar, 2023, *Phys. Rev. D*, 107, 063005 [arXiv:2208.08462[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.063005>(publication).
- [176] A. E. Cárcamo Hernández, C. O. Dib, and U. J. Saldaña Salazar, 2020, *Phys. Lett. B*, 809, 135750 [arXiv:2001.07140[hep-ph]]. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135750>(publication). [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2019\)051](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2019)051)(publication).
- [177] N. T. Duy, P. N. Thu, and D. T. Huong, 2022, New physics in $b \rightarrow s$ transitions in the MF331 model, *Eur. Phys. J. C*, 82 no. 10, 966, arXiv:2205.02995 [hep-ph].
- [178] T. Hurth, F. Mahmoudi and S. Neshatpour, Global fits to $b \rightarrow s \ell \ell$ data and signs for lepton non-universality, *JHEP* **1412**, 053 (2014) [arXiv:1410.4545 [hep-ph]].
- [179] Y. Sakaki, M. Tanaka, A. Tayduganov and R. Watanabe, Testing leptoquark models in $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau \bar{\nu}$, *Phys. Rev. D* **88**, no. 9, 094012 (2013) [arXiv:1309.0301 [hep-ph]].

- [180] M. Freytsis, Z. Ligeti and J. T. Ruderman, Flavor models for $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}$, *Phys. Rev. D* **92**, no. 5, 054018 (2015) [arXiv:1506.08896 [hep-ph]].
- [181] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Search for $B \rightarrow K^{(*)}\bar{\ell}\ell$ and invisible quarkonium decays, *Phys. Rev. D* **87**, no. 11, 112005 (2013) [arXiv:1303.7465 [hep-ex]].
- [182] O. Lutz *et al.* [Belle Collaboration], Search for $B \rightarrow h^{(*)}\nu\bar{\nu}$ with the full Belle $\Upsilon(4S)$ data sample, *Phys. Rev. D* **87**, no. 11, 111103 (2013) [arXiv:1303.3719 [hep-ex]].
- [183] A. J. Buras, J. Girrbach-Noe, C. Niehoff and D. M. Straub, $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ decays in the Standard Model and beyond, *JHEP* **1502**, 184 (2015) [arXiv:1409.4557 [hep-ph]].
- [184] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Search for the rare decay $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, *Phys. Lett. B* **725**, 15 (2013) [arXiv:1305.5059 [hep-ex]].
- [185] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays at the LHCb experiment, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 101805 (2013) [arXiv:1307.5024 [hep-ex]].
- [186] F. Beaujean, C. Bobeth and S. Jahn, Constraints on tensor and scalar couplings from $B \rightarrow K\bar{\mu}\mu$ and $B_s \rightarrow \bar{\mu}\mu$, *Eur. Phys. J. C* **75**, no. 9, 456 (2015) [arXiv:1508.01526 [hep-ph]].
- [187] S. Descotes-Genon, L. Hofer, J. Matias and J. Virto, 2016, Global analysis of $b \rightarrow s\ell\ell$ anomalies, *JHEP* 06 092 arXiv:1510.04239 [hep-ph].
- [188] G. Hiller and M. Schmaltz, 2014, R_K and future $b \rightarrow s\ell\ell$ physics beyond the standard model opportunities, *Phys. Rev. D*, **90**, 054014. [arXiv:1408.1627 [hep-ph]].
- [189] W. Altmannshofer and D. M. Straub, New physics in $b \rightarrow s$ transitions after LHC run 1, *Eur. Phys. J. C* **75**, no. 8, 382 (2015) [arXiv:1411.3161 [hep-ph]].
- [190] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Measurement of the B(s) to mu+ mu- branching fraction and search for B0 to mu+ mu- with the CMS Experiment, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 101804 (2013) [arXiv:1307.5025 [hep-ex]].

PHỤ LỤC

A. Mô hình cực tiểu với leptoquark

Mô hình có cấu trúc giống như SM cộng thêm phần mở rộng hạt là một hạt đơn tuyến của $SU((2)_L$, mang cả số baryon và số lepton nên hạt sẽ tương tác với đồng thời với lepton và quark, có siêu tích $Y = -\frac{1}{3}$ [71]. Dưới biến đổi chuẩn $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ leptoquark được biểu diễn như sau $(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$. Lagrangian của mô hình lúc này bao gồm Lagrangian của SM cộng thêm Lagrangian của Φ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi = & (D_\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - M_\Phi^2 |\Phi|^2 - g_{h\Phi} |\phi|^2 |\Phi|^2 \\ & + \bar{Q}^c \boldsymbol{\lambda}^L i\tau_2 L \Phi^* + \bar{u}_R^c \boldsymbol{\lambda}^R e_R \Phi^* + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

trong đó ϕ là lưỡng tuyến Higgs, $\boldsymbol{\lambda}^{L,R}$ là các ma trận trong không gian vị, và $\psi^c = C\bar{\psi}^T$ là các spinor liên hợp điện tích. Tương tác của các leptoquark được khai triển theo (A.1), cụ thể ở đây là thành phần ở dòng thứ 2. Với sự đóng góp của các tương tác mới này sẽ cho đóng góp để giải quyết vấn đề của vật lý vị. Khai triển chúng trong cơ sở các trạng thái vật lý của quark và lepton tích điện trong đó ma trận quay $\mathbf{U}_f$ ($\mathbf{V}_f$) với $f_{L,R}$ là fermion phân cực trái, phải.

$$\begin{aligned} u'_L &= \mathbf{U}_u^\dagger u_L, & d'_L &= \mathbf{U}_d^\dagger d_L, & e'_L &= \mathbf{U}_e^\dagger e_L, & \nu'_L &= \mathbf{U}_\nu^\dagger \nu_L \\ u'_R &= \mathbf{V}_u^\dagger u_R, & d'_R &= \mathbf{V}_d^\dagger d_R, & e'_R &= \mathbf{V}_e^\dagger e_R, & \nu'_R &= \mathbf{V}_\nu^\dagger \nu_R \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Ta có

$$\mathcal{L}_\Phi \ni \bar{u}_L^c \boldsymbol{\lambda}_{ue}^L e_L \Phi^* - \bar{d}_L^c \boldsymbol{\lambda}_{d\nu}^L \nu_L \Phi^* + \bar{u}_R^c \boldsymbol{\lambda}_{ue}^R e_R \Phi^* + \text{h.c.}, \quad (\text{A.3})$$

trong đó

$$\boldsymbol{\lambda}_{ue}^L = \mathbf{U}_u^T \boldsymbol{\lambda}^L \mathbf{U}_e, \quad \boldsymbol{\lambda}_{d\nu}^L = \mathbf{U}_d^T \boldsymbol{\lambda}^L, \quad \boldsymbol{\lambda}_{ue}^R = \mathbf{V}_u^T \boldsymbol{\lambda}^R \mathbf{V}_e, \quad (\text{A.4})$$

và ma trận CKM và ma trận PMNS

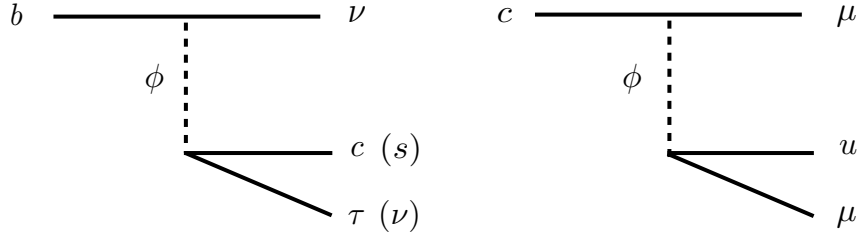
$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \mathbf{U}_u^\dagger \mathbf{U}_d, \quad \mathbf{U}_{\text{PMNS}} = \mathbf{U}_\nu^\dagger \mathbf{U}_e. \quad (\text{A.5})$$

Vì số lepton là bảo toàn trong phần lepton mang điện ở gần đúng cây nên $\mathbf{U}_e$ có thể coi ma trận là bằng ma trận đơn vị, dẫn tới $\mathbf{U}_{\text{PMNS}} = \mathbf{U}_\nu$.

Với số hạng thứ 1 và 3 trong (A.3) sẽ cho chúng ta đóng góp vào quá trình rã bán lepton B meson với leptoquark làm trung gian ở ngay ở gần đúng cây, được mô tả trong hình 16. Lagrangian hiệu dụng cho quá trình này có dạng

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^{(\Phi)} = & \frac{1}{2M_\Phi^2} \left[-\lambda_{u_i \ell_j}^{L*} \lambda_{b\nu_k}^L \bar{u}_L^i \gamma_\mu b_L \bar{\ell}_L^j \gamma^\mu \nu_L^k \right. \\ & \left. + \lambda_{u_i \ell_j}^{R*} \lambda_{b\nu_k}^L \left(\bar{u}_R^i b_L \bar{\ell}_R^j \nu_L^k - \frac{\bar{u}_R^i \sigma_{\mu\nu} b_L \bar{\ell}_R^j \sigma^{\mu\nu} \nu_L^k}{4} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

trong đó i, j, k là các chỉ số vị. Khai triển chúng trong hệ cơ sở các trạng thái vật lý thì thành phần đầu tiên sẽ tạo ra các đóng góp tỷ lệ với các phần tử của ma trận CKM $\mathbf{V}_{ub}$ và $\mathbf{V}_{cb}$.



Hình 16: Giải đồ mức cây đóng góp vào phân rã yếu.

Các hệ số $V_{ub}V_{cb}$ với vị lepton khác nhau là khác nhau vì nó tỷ lệ với $\lambda_{u_i \ell_j}^{L*} \lambda_{b\nu_k}^L$, hay đối với vị $\ell_j \nu_k$ thì các hằng số tương tác này là khác nhau. Thành phần thứ hai bao gồm các tương tác mới không có trong mô hình chuẩn. Chính vì vậy nó có thể giúp giải thích được tất cả các tỷ số rã từ phân rã B-meson.

Một trong kênh rã đang được chú ý hiện nay là kênh rã $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}$. Thực nghiệm cho thấy rằng tỷ số rã này là lớn hơn khoảng 30% so với tiên đoán của SM. Bằng một phân tích độc lập không phụ thuộc vào mô hình thì người ta đã tính toán toán tử hiệu dụng và cho sự ảnh hưởng của các toán tử hiệu dụng này khi mà cho chạy từ $\mu = M_\Phi$ đến $\mu = m_b$ [179, 180]. Ở bài báo sau cùng, người ta tìm ra được một kết quả cho các hằng số tương tác mới là phù hợp rất tốt với thực nghiệm cho tỷ số rã $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau\bar{\nu}$

$$\lambda_{c\tau}^{L*} \lambda_{b\nu_\tau}^L \approx 0.35 \hat{M}_\Phi^2, \quad \lambda_{c\tau}^{R*} \lambda_{b\nu_\tau}^L \approx -0.03 \hat{M}_\Phi^2, \quad (\text{A.7})$$

với giả sử rằng chỉ có neutrino ν_τ là liên quan đến quá trình rã (vì có biên độ lớn và do đó tạo ra hiệu ứng lớn). Trong mô hình với vô hướng đơn tuyến leptoquark, $\hat{M}_\Phi \equiv M_\Phi/\text{TeV}$. Như vậy, với khối lượng leptoquark ở gần thang TeV thì $\lambda_{c\tau}^{L*} \lambda_{b\nu_\tau}^L$ cỡ bậc $\mathcal{O}(1)$ và các hằng số tương tác của leptoquark phân cực phải là nhỏ hơn rất nhiều so với các hằng số tương tác của các leptoquark phân cực trái.

Ngoài ra trong mô hình này cũng xuất hiện dòng trung hòa thay đổi vị ở gần đúng cây và thể hiện thông qua Hình 16. Hình 16 cho phép giải thích các tỷ số rã $\bar{B} \rightarrow \bar{K}\nu\bar{\nu}$ và $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Cụ thể toán tử Lagragian hiệu dụng mô tả cho kênh rã $\bar{B} \rightarrow \bar{K}\nu\bar{\nu}$ có dạng

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{(\Phi)} = \frac{1}{2M_\Phi^2} \lambda_{s\nu_i}^{L*} \lambda_{b\nu_j}^L \bar{s}_L \gamma_\mu b_L \bar{\nu}_L^i \gamma^\mu \nu_L^j. \quad (\text{A.8})$$

Công thức (A.8) cho phép ta xác định tỷ số rã $R_{\nu\bar{\nu}} = \Gamma/\Gamma_{\text{SM}}$ với đóng góp của hạt leptoquark dưới dạng

$$R_{\nu\bar{\nu}}^{(\Phi)} = 1 - \frac{2r}{3} \text{Re} \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs}}{V_{tb}V_{ts}^*} + \frac{r^2}{3} \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bb}(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{ss}}{|V_{tb}V_{ts}^*|^2}, \quad (\text{A.9})$$

trong đó $(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs} = \sum_i \lambda_{b\nu_i}^L \lambda_{s\nu_i}^{L*}$, và

$$r = \frac{s_W^4}{2\alpha^2} \frac{1}{X_0(x_t)} \frac{m_W^2}{\hat{M}_\phi^2} \approx \frac{1.91}{\hat{M}_\phi^2}. \quad (\text{A.10})$$

Tại đây $X_0(x_t) = \frac{x_t(2+x_t)}{8(x_t-1)} + \frac{3x_t(x_t-2)}{8(1-x_t)^2} \ln x_t \approx 1.48$ với $x_t = m_t^2/m_W^2$, $s_W^2 = 0.2313$ là bình phương của góc trộn yếu. Một trong những ràng buộc rất mạnh mẽ là tỷ số rã $B^- \rightarrow K^- \nu\bar{\nu}$

và $B^- \rightarrow K^{*-} \nu \bar{\nu}$ được đưa ra bởi BaBar [181] và Belle [182], đưa đến ràng buộc $R_{\nu \bar{\nu}} < 4.3$ và $R_{\nu \bar{\nu}} < 4.4$ tại 90% CL [183]. sử dụng bất đẳng thức Schwarz, người ta thu được từ công thức (A.9)

$$-1.20 \hat{M}_\Phi^2 < \text{Re} \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs}}{V_{tb} V_{ts}^*} < 2.25 \hat{M}_\Phi^2. \quad (\text{A.11})$$

Quá trình FCNC trong kênh rã $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ có thể xuất hiện ở gần đúng cây trong mô hình của chúng ta. Ở đây chúng ta giả thiết rằng trong SM không có sự đóng góp của kênh rã $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Người ta tìm thấy tỷ số rã từ các tương tác hiệu dụng đưa ra bởi phương trình A.8, chúng tôi tìm thấy tốc độ phân rã

$$\Gamma = \frac{f_D^2 m_D^3}{256\pi M_\phi^4} \left(\frac{m_D}{m_c} \right)^2 \beta_\mu \left[\beta_\mu^2 |\lambda_{c\mu}^L \lambda_{u\mu}^{R*} - \lambda_{c\mu}^R \lambda_{u\mu}^{L*}|^2 + \left| \lambda_{c\mu}^L \lambda_{u\mu}^{R*} + \lambda_{c\mu}^R \lambda_{u\mu}^{L*} + \frac{2m_\mu m_c}{m_D^2} (\lambda_{c\mu}^L \lambda_{u\mu}^{L*} + \lambda_{c\mu}^R \lambda_{u\mu}^{R*}) \right|^2 \right], \quad (\text{A.12})$$

trong đó $f_D = 212(1)$ MeV là hằng số phân rã meson D và $\beta_\mu = (1 - 4m_\mu^2/m_D^2)^{1/2}$. Chúng tôi sử dụng khối lượng quark charm đang chạy cỡ $m_c \equiv m_c(M_\Phi) \approx 0,54$ GeV, $M_\Phi \sim 1$ TeV. Với những giả thiết như vậy và sử dụng giới hạn trên thực nghiệm $\text{Br}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 7.6 \cdot 10^{-9}$ (tại 95% CL) [184] ta thu được điều kiện ràng buộc

$$\sqrt{|\lambda_{c\mu}^L|^2 |\lambda_{u\mu}^{R*}|^2 + |\lambda_{c\mu}^R|^2 |\lambda_{u\mu}^{L*}|^2} < 1.2 \cdot 10^{-3} \hat{M}_\phi^2, \quad (\text{A.13})$$

$$|\lambda_{c\mu}^L \lambda_{u\mu}^{L*} + \lambda_{c\mu}^R \lambda_{u\mu}^{R*}| < 0.051 \hat{M}_\phi^2.$$

Như vậy với phương trình A.7 cho chúng ta ràng buộc về giải quyết tỷ số rã $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau \bar{\nu}$, phương trình A.11 cho ràng buộc về tỷ số rã và phương trình A.13 cho ràng buộc về tỷ số rã $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Như vậy chúng ta có 3 điều kiện ràng buộc về các hằng số tương tác của leptoquark phân cực trái và phải λ^L, λ^R . Ở đây chúng ta thấy nếu như λ^L cỡ vào bậc $\mathcal{O}(1)$, λ^R nhỏ hơn rất nhiều so với λ^L thì tự động giải quyết về thực nghiệm các tỷ số rã $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \tau \bar{\nu}$, $B^- \rightarrow K^{*-} \nu \bar{\nu}$ và $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Mô hình tiếp tục đi khảo sát kênh rã $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ nhằm giải thích các kết quả thực nghiệm tại LHCb

$$R_K^{\text{LHCb}}([1.1, 6] \text{ GeV}^2) = 0.745_{-0.074}^{+0.090} \pm 0.036,$$

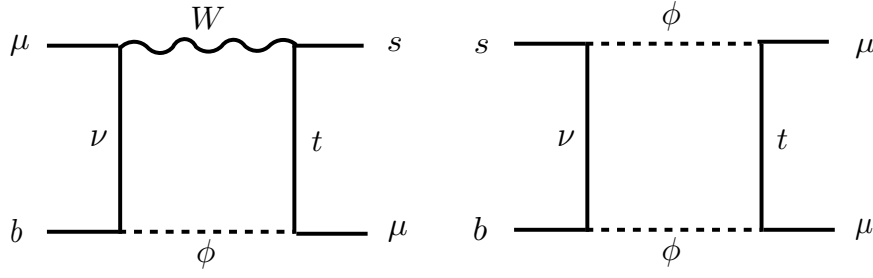
với khối lượng bất biến của cặp lepton đi ra là $(1.0 \leq q^2 \leq 6.0 \text{ GeV}^2)$. Kết quả này được nhóm tác giả R. Aaij công bố trên tạp chí Phys. Rev. Lett. năm 2014.

Trong một phân tích không phụ thuộc vào mô hình [188] để giải thích dữ liệu người ta sử dụng hàm Hamiltonian hiệu dụng

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \frac{\alpha_e}{4\pi} \sum_i C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu), \quad (\text{A.14})$$

với các toán tử dạng V, A mô tả quá trình $b \rightarrow s \ell \ell$ ứng với các lepton mang điện

$$\mathcal{O}_9 = [\bar{s} \gamma_\mu P_L b] [\bar{\ell} \gamma^\mu \ell], \quad \mathcal{O}_{10} = [\bar{s} \gamma_\mu P_L b] [\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell], \quad (\text{A.15})$$



Hình 17: Giản đồ hộp đóng góp vào dịch chuyển $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$.

với

$$\mathcal{O}_{LL}^\ell \equiv (\mathcal{O}_9^\ell - \mathcal{O}_{10}^\ell)/2, \quad \mathcal{O}_{LR}^\ell \equiv (\mathcal{O}_9^\ell + \mathcal{O}_{10}^\ell)/2, \quad (\text{A.16})$$

do đó

$$C_{LL}^\ell = C_9^\ell - C_{10}^\ell, \quad C_{LR}^\ell = C_9^\ell + C_{10}^\ell. \quad (\text{A.17})$$

Trong mô hình cực tiểu với leptoquark, dị thường R_K có thể nhận được từ bỏ đỉnh một vòng của các hạt leptoquark được mô tả bởi hai giản đồ trong Hình 17. Một giản đồ với các đường trong là hạt gauge boson W và hạt leptoquark Φ . Một giản đồ với các đường trong chỉ là hạt leptoquark Φ . Hai giản đồ sẽ cho đóng góp vào các hệ số Wilson. Trong giới hạn $M_\Phi^2 \gg m_{t,W}^2$, chúng ta thu được cho các đóng góp vào hệ số Wilson [188]

$$\begin{aligned} C_{LL}^{\mu(\Phi)} &= \frac{m_t^2}{8\pi\alpha M_\Phi^2} |\lambda_{t\mu}^L|^2 \\ &\quad - \frac{1}{64\pi\alpha} \frac{\sqrt{2}}{G_F M_\Phi^2} \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs}}{V_{tb} V_{ts}^*} (\lambda^{L\dagger} \lambda^L)_{\mu\mu}, \\ C_{LR}^{\mu(\Phi)} &= \frac{m_t^2}{16\pi\alpha M_\Phi^2} |\lambda_{t\mu}^R|^2 \left[\ln \frac{M_\Phi^2}{m_t^2} - f(x_t) \right] \\ &\quad - \frac{1}{64\pi\alpha} \frac{\sqrt{2}}{G_F M_\Phi^2} \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs}}{V_{tb} V_{ts}^*} (\lambda^{R\dagger} \lambda^R)_{\mu\mu}, \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

trong đó $m_t \equiv m_t(m_t) \approx 162,3$ GeV là khối lượng của top quark và $f(x_t) = 1 + \frac{3}{x_t-1} \left(\frac{\ln x_t}{x_t-1} - 1 \right) \approx 0,47$. Khi nghiên cứu độc lập với mô hình, điều kiện để có thể giải thích tốt nhất các kết thực nghiệm về các tỷ số R_K, R_{K^*} thì tương ứng với $-1,5 < C_{LL}^\mu < -0,7$ và $C_{LR}^\mu \approx 0$ tại thang năng lượng $\mu \sim M_\Phi$ [188]. Và ở đây với dữ liệu của chúng tôi thì trong mô hình này sẽ có $C_{LL}^\mu \approx -1$ và $C_{LR}^\mu \approx 0$. Điều này hoàn toàn đồng thuận với tài liệu [178, 186, 187, 189]. Với giả thiết trên thì mô hình không chỉ giải quyết tốt vấn đề R_K, R_{K^*} mà thậm chí nó còn có thể giải thích tốt vấn đề tỷ số $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)/\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{SM}} = 0.79 \pm 0.20$ được đưa ra bởi LHCb [185] và CMS [190].

Các đóng góp từ giản đồ hộp W - Φ hỗn hợp trong (A.18) bị ràng buộc bởi các liên kết của leptoquark với top-quark và muon. Các đại lượng này được dự đoán là dương trong mô hình và do đó riêng chúng không thể giải thích được dị thường R_K . Các đóng góp từ giản đồ hộp với hai leptoquark Φ là đường trong là cần thiết để tái tạo giá trị chuẩn $C_{LL}^\mu \approx -1$.

Điều này đòi hỏi

$$\sum_i |\lambda_{ui\mu}^L|^2 \operatorname{Re} \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs}}{V_{tb} V_{ts}^*} - 1.74 |\lambda_{t\mu}^L|^2 \approx 12.5 \hat{M}_\phi^2. \quad (\text{A.19})$$

Để thu được $C_{LR}^\mu \approx 0$ thì đóng góp của các hằng số tương tác với các leptoquark phân cực phải phải nhỏ hơn nhiều so với các leptoquark phân cực trái. Kết hợp (A.19) với giới hạn trên trong A.11 tạo ra

$$\sqrt{|\lambda_{u\mu}^L|^2 + |\lambda_{c\mu}^L|^2 + \left(1 - \frac{0.77}{\hat{M}_\phi^2}\right) |\lambda_{t\mu}^L|^2} > 2.36, \quad (\text{A.20})$$

Như vậy ở đây ta cũng thu được với khối lượng của leptoquark ở thang TeV thì các hệ số tương tác $\lambda_{t\mu}^L, \lambda_{u\mu}^L, \lambda_{c\mu}^L$ rơi vào bậc $\mathcal{O}(1)$ của M_Φ , các hằng số tương tác với các leptoquark phân cực phải là nhỏ. Điều này hoàn toàn phù hợp với không gian tham số trong trường hợp R_D, R_{D^*} . Với $C_{LL}^\mu = -0.7$ hoặc -1.5 thay thế cho -1 thì vế phải của giới hạn này phải bằng 2.0 hoặc 2.9.

Như vậy bằng các kết quả lập luận [71], mô hình cực tiểu với một vô hướng đơn tuyến leptoquark sẽ cho chúng ta giải thích được đồng thời tỷ số R_D, R_{D^*} và R_K, R_{K^*} .

Mô hình cũng giải thích được cho dao động $B_s - \bar{B}_s$. Tỷ lệ $(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs} / (V_{tb} V_{ts}^*)$ trong (A.19) cũng có thể bị giới hạn bởi các phép đo hiện có của biên độ trộn $B_s - \bar{B}_s$. Đóng góp của leptoquark vào hệ số lưỡng cực $C_{7\gamma}$ cho sự phân rã $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ dẫn đến

$$C_{7\gamma} = C_{7\gamma}^{\text{SM}} + \left(\frac{v}{12M_\Phi}\right)^2 \frac{(\lambda^L \lambda^{L\dagger})_{bs}}{V_{tb} V_{ts}^*}. \quad (\text{A.21})$$

Mối quan hệ [71] ngụ ý rằng sự thay đổi tương ứng trong tỷ lệ phân nhánh $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ nhỏ hơn khoảng 1% và do đó an toàn dưới giới hạn thực nghiệm. Mô hình thậm chí cũng giải thích được mômen từ dị thường của muon [71].

B. Các tham số xuất hiện trong ma trận khối lượng lepton

Khai triển của các hàm $f_{ab}^{EE}, f_{ab}^{eE}, f_{ab}^{ee}, f_{1b}^{E\xi}, f_{1b}^{E\xi}$ trong ma trận trộn khối lượng lepton $\mathcal{M}_l$ được đưa ra bởi

$$f_{\alpha b}^{ee} = -\frac{1}{\sqrt{2}} s_{\alpha b}^e v', \quad (\text{B.1})$$

$$f_{1b}^{ee} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{s_{1b}^e}{\Lambda} v' w - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{s_{1b}^{'e}}{\Lambda} v w' - \frac{h_{1b}^e}{2\sqrt{2}\Lambda v' w'}, \quad (\text{B.2})$$

$$f_{\alpha b}^{EE} = -\frac{1}{\sqrt{2}} s_{\alpha b}^E w', \quad (\text{B.3})$$

$$f_{1b}^{EE} = -\frac{1}{2} \frac{s_{1b}^E}{\Lambda} w w' - \frac{1}{2} \frac{s_{1b}^{'E}}{\Lambda} w'^2, \quad (\text{B.4})$$

$$f_{\alpha b}^{eE} = -\frac{1}{\sqrt{2}} h_{\alpha b}^E v' - \frac{1}{\sqrt{2}} s_{\alpha b}^E v, \quad (\text{B.5})$$

$$f_{\alpha b}^{Ee} = -\frac{1}{\sqrt{2}} s_{\alpha b}^e w - \frac{1}{\sqrt{2}} h_{\alpha b}^e w', \quad (\text{B.6})$$

$$f_{1b}^{eE} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{h_{1b}^E}{\Lambda} v' w - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{s_{1b}^E}{\Lambda} (v' w' + v w) - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{s_{1b}^{'E}}{\Lambda} v w', \quad (\text{B.7})$$

$$f_{1b}^{Ee} = -\frac{1}{2\Lambda} h_{1b}^e w w' - \frac{1}{2\Lambda} s_{1b}^e w^2 - \frac{1}{2\Lambda} s_{1b}^{'e} w'^2, \quad (\text{B.8})$$

$$f_{1b}^{\xi e} = -\frac{1}{2\Lambda} s_{1b}'^e v^2 - \frac{1}{2\Lambda} s_{1b}^e v'^2 - \frac{1}{2\Lambda} h_{1b}^e v v' + \delta_{1b} f_{11}^{e\xi}, \quad (\text{B.9})$$

$$f_{b1}^{e\xi} = \delta_{1b} f_{11}^{e\xi}, \quad (\text{B.10})$$

$$f_{1b}^{\xi E} = -\frac{1}{2\Lambda} s_{1b}'^E v^2 - \frac{1}{2\Lambda} s_{1b}^E v v' + \frac{1}{2\Lambda} h_{1b}^E v'^2 + \delta_{1b} f_{11}^{E\xi}, \quad (\text{B.11})$$

$$f_{b1}^{E\xi} = \delta_{1b} f_{11}^{E\xi}, \quad (\text{B.12})$$

$$f^{\xi\xi} = s_{11} w w' + s_{11}' w'^2. \quad (\text{B.13})$$

với

$$f_{11}^{e\xi} = -\left(h_{11}^\xi\right)^* \frac{\sqrt{2}}{\Lambda} w v' - \left(s_{11}'\right)^* \frac{\sqrt{2}}{\Lambda} v w' - \frac{(s_{11})^*}{\sqrt{2}\Lambda} (v w + v' w'), \quad (\text{B.14})$$

$$f_{11}^{E\xi} = \frac{(h_{11}^\xi)^*}{\sqrt{2}\Lambda} (v')^2 + \frac{(s_{11}')^*}{\sqrt{2}\Lambda} v^2 + \frac{(s_{11})^*}{\sqrt{2}\Lambda} v v'. \quad (\text{B.15})$$

C. Hàm $\Gamma^{f_i f_j f_k}$

$$\Gamma^{WZe_b} = (m_Z^2 - m_W^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{e_b}^2\right) - m_Z^2 \frac{\ln x_Z^{e_b}}{x_Z^{e_b} - 1} + m_W^2 \frac{\ln x_W^{e_b}}{x_W^{e_b} - 1}, \quad (\text{C.1})$$

$$\Gamma^{WZ\nu_a} = (m_Z^2 - m_W^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{\nu_a}^2\right) - m_Z^2 \frac{\ln x_Z^{\nu_a}}{x_Z^{\nu_a} - 1} + m_W^2 \frac{\ln x_W^{\nu_a}}{x_W^{\nu_a} - 1}, \quad (\text{C.2})$$

$$\Gamma_Z^{W\nu_a e_b} = (m_{e_b}^2 - m_{\nu_a}^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_Z^2\right) - m_{e_b}^2 \frac{\ln x_{e_b}^Z}{x_{e_b}^Z - 1} + m_{\nu_a}^2 \frac{\ln x_{\nu_a}^Z}{x_{\nu_a}^Z - 1}, \quad (\text{C.3})$$

$$\Gamma_{Z'}^{W\nu_a e_b} = (m_{e_b}^2 - m_{\nu_a}^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{Z'}^2\right) - m_{e_b}^2 \frac{\ln x_{e_b}^{Z'}}{x_{e_b}^{Z'} - 1} + m_{\nu_a}^2 \frac{\ln x_{\nu_a}^{Z'}}{x_{\nu_a}^{Z'} - 1}, \quad (\text{C.4})$$

$$\Gamma^{W\gamma e_c} = \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{e_c}^2\right) - \frac{\ln x_W^{e_c}}{x_W^{e_c} - 1}, \quad (\text{C.5})$$

$$\Gamma^{XYE_c} = (m_X^2 - m_Y^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{E_c}^2\right) - m_X^2 \frac{\ln x_X^{E_c}}{x_X^{E_c} - 1} + m_Y^2 \frac{\ln x_Y^{E_c}}{x_Y^{E_c} - 1}, \quad (\text{C.6})$$

$$\Gamma^{XY\xi^0} = (m_X^2 - m_Y^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{\xi^0}^2\right) - m_X^2 \frac{\ln x_X^{\xi^0}}{x_X^{\xi^0} - 1} + m_Y^2 \frac{\ln x_Y^{\xi^0}}{y_Y^{\xi^0} - 1}, \quad (\text{C.7})$$

$$\Gamma^{XY\xi} = (m_X^2 - m_Y^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_\xi^2\right) - m_X^2 \frac{\ln x_X^\xi}{x_X^\xi - 1} + m_Y^2 \frac{\ln x_Y^\xi}{x_Y^\xi - 1}, \quad (\text{C.8})$$

$$\Gamma^{XYU_c} = (m_X^2 - m_Y^2) \left(1 + \frac{1}{\epsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln m_{U_c}^2\right) - m_X^2 \frac{\ln x_X^{U_c}}{x_X^{U_c} - 1} + m_Y^2 \frac{\ln x_Y^{U_c}}{x_Y^{U_c} - 1}, \quad (\text{C.9})$$

với $x_b^a = \frac{m_a^2}{m_b^2}$.

D. Hàm $\Gamma^{f_i f_j}$

$$\begin{aligned}
\Gamma^{U_l E_c} &= \left[\frac{(x_X^{U_l})^2}{(x_X^{U_l} - x_X^{E_c})(x_X^{U_l} - 1)} - \frac{(x_Y^{U_l})^2}{(x_Y^{U_l} - x_Y^{E_c})(x_Y^{U_l} - 1)} \right] \ln m_{U_l} \\
&- \left[\frac{(x_X^{E_c})^2}{(x_X^{E_c} - x_X^{U_l})(x_X^{E_c} - 1)} - \frac{(x_Y^{E_c})^2}{(x_Y^{E_c} - x_Y^{U_l})(x_Y^{E_c} - 1)} \right] \ln m_{E_c} \\
&+ \frac{x_X^{U_l} x_X^{E_c}}{(x_X^{U_l} - 1)(x_X^{E_c} - 1)} \ln m_X - \frac{x_Y^{U_l} x_Y^{E_c}}{(x_Y^{U_l} - 1)(x_Y^{E_c} - 1)} \ln m_Y
\end{aligned} \tag{D.1}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^{U_l \xi^0} &= \left[\frac{(x_X^{U_l})^2}{(x_X^{U_l} - x_X^{\xi^0})(x_X^{U_l} - 1)} - \frac{(x_Y^{U_l})^2}{(x_Y^{U_l} - x_Y^{\xi^0})(x_Y^{U_l} - 1)} \right] \ln m_{U_l} \\
&- \left[\frac{(x_X^{\xi^0})^2}{(x_X^{\xi^0} - x_X^{U_l})(x_X^{\xi^0} - 1)} - \frac{(x_Y^{\xi^0})^2}{(x_Y^{\xi^0} - x_Y^{U_l})(x_Y^{\xi^0} - 1)} \right] \ln m_{\xi^0} \\
&+ \frac{x_X^{U_l} x_X^{\xi^0}}{(x_X^{U_l} - 1)(x_X^{\xi^0} - 1)} \ln m_X - \frac{x_Y^{U_l} x_Y^{\xi^0}}{(x_Y^{U_l} - 1)(x_Y^{\xi^0} - 1)} \ln m_Y
\end{aligned} \tag{D.2}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^{U_l \xi} &= \left[\frac{(x_X^{U_l})^2}{(x_X^{U_l} - x_X^{\xi})(x_X^{U_l} - 1)} - \frac{(x_Y^{U_l})^2}{(x_Y^{U_l} - x_Y^{\xi})(x_Y^{U_l} - 1)} \right] \ln m_{U_l} \\
&- \left[\frac{(x_X^{\xi})^2}{(x_X^{\xi} - x_X^{U_l})(x_X^{\xi} - 1)} - \frac{(x_Y^{\xi})^2}{(x_Y^{\xi} - x_Y^{U_l})(x_Y^{\xi} - 1)} \right] \ln m_{\xi} \\
&+ \frac{x_X^{U_l} x_X^{\xi}}{(x_X^{U_l} - 1)(x_X^{\xi} - 1)} \ln m_X - \frac{x_Y^{U_l} x_Y^{\xi}}{(x_Y^{U_l} - 1)(x_Y^{\xi} - 1)} \ln m_Y
\end{aligned} \tag{D.3}$$

với $x_b^a = \frac{m_a^2}{m_b^2}$.