Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

"Ciencia de frontera desde México"

Decaimientos del Higgs con Violación del Sabor Leptónico y su automatización a un loop

arxiv: 2112.08412
https://doi.org/10.1142/S0217751X22502268

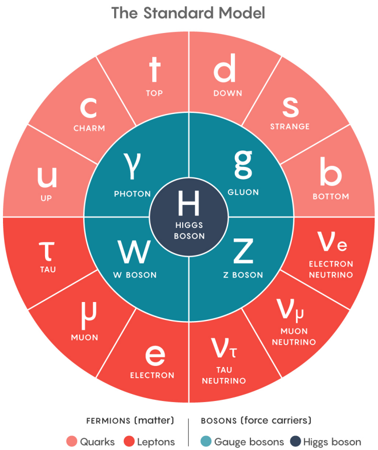
por
Moises Zeleny Mora

Colaboradores
Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz
Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán

15 de marzo de 2023
IF-UNAM

Contenido

Antecedentes



- En el SM, los procesos con Violación del Sabor Leptónico (LFV) están prohibidos.
- Oscilaciones de neutrinos (LFV) $\rightarrow$ masas de neutrinos.
- ¿Dirac o Majorana?
- Base de sabor: ν_e, ν_μ y ν_τ, Base de masas: ν_1, ν_2, $\nu_3, \ldots$
- En la extensión mínima del SM (neutrinos de Dirac), $\mathcal{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_k U_{ek} U^*_{\mu k} \frac{m^2_{\nu_k}}{m^2_W} \right| \lesssim 10^{-54}$.

Datos de oscilaciones de neutrinos

Valores experimentales (jerarquía normal) [1].

	bfp $\pm 1\sigma$	3σ
$\sin^2(\theta_{12})$	$0.310^{+0.013}_{-0.012}$	$0.275 - 0.350$
$\sin^2(\theta_{23})$	$0.582^{+0.015}_{-0.019}$	$0.428 - 0.624$
$\sin^2(\theta_{13})$	$0.02240^{+0.00065}_{-0.00066}$	$0.02244 - 0.02437$
$\frac{\Delta m^2_{21}}{10^{-5}\text{eV}^2}$	$7.39^{+0.021}_{-0.020}$	$6.79 - 8.01$
$\frac{\Delta m^2_{31}}{10^{-5}\text{eV}^2}$	$2.525^{+0.033}_{-0.031}$	$2.431 - 2.622$

Por otro lado, podemos reescribir las masas $\nu_{2,3}$ como sigue

$$m_i = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{i1}^2}, \quad i = 2, 3. \tag{1}$$

El satélite Planck impone una cota superior sobre las suma de las masas de los neutrinos dada por[2]

$$\sum_{i=1}^{3} m_i < 0.12\,\text{eV}. \tag{2}$$

[1] Ivan Esteban et al. Global analysis of three-flavour neutrino oscillations: synergies and tensions in the determination of θ_{23}, δ_{CP}, and the mass ordering. JHEP, 01:106, 2019.

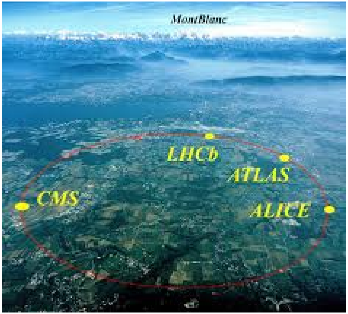
[2] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. 2018

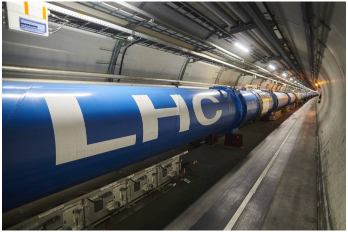
Cotas experimentales

La colaboración ATLAS de LHC da las siguientes cotas superiores

$$\mathcal{BR}(h \to e\tau) < 0.0047$$

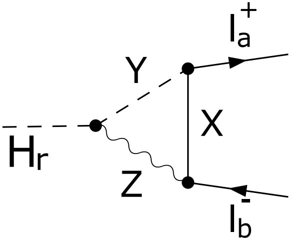
$$\mathcal{BR}(h \to \mu\tau) < 0.0028$$





Relevancia

- Búsqueda de nueva Física.
- Posible evidencia de nuevas partículas
- ¿El Higgs descubierto es el Higgs del SM?
- Restringir los parámetros del modelo



Canal	Razón de ramificación
$H \to \gamma\gamma$	2.28×10^{-3}
$H \to ZZ$	2.64×10^{-2}
$H \to W^+W^-$	2.15×10^{-1}
$H \to \tau^+\tau^-$	6.32×10^{-2}
$H \to b\bar{b}$	5.77×10^{-1}
$H \to Z\gamma$	1.54×10^{-3}
$H \to \mu^+\mu^-$	2.19×10^{-4}

Fórmulas para el decaimiento $H_r \to l_a^- l_b^+$

En general, las amplitudes para procesos del tipo $S \to F_1 \overline{F_2}$, donde S y F denotan escalar y fermión, respectivamente, tienen la forma:

$$i\mathcal{M} = -i\overline{u}(p_1)(A_L^r P_L + A_R^r P_R)v(p_2) \tag{3}$$

Además, en el caso particular de $S = H_r$, $F_1 = l_a^-$ y $F_2 = l_b^+$, el ancho de decaimiento está dado por[3],

$$\Gamma(H_r \to l_a^- l_b^+) = \frac{1}{8\pi m_r}\sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_a^2 + m_b^2}{m_r}\right)^2\right]\left[1 - \left(\frac{m_a^2 - m_b^2}{m_r}\right)^2\right]}$$
$$\times \left[(m_r^2 - m_a^2 - m_b^2)(|A_L^r|^2 + |A_R^r|^2) - 4m_a m_b \mathrm{Re}(A_L^r A_R^{r*})\right]$$

Las condiciones *on-shell* son $p_k^2 = m_k^2$ y $p_0^2 \equiv (p_1 + p_2)^2 = m_r^2$.

[3] L. T. Hue et. al. Lepton flavor violating decays of Standard-Model-like Higgs in 3-3-1 model with neutral lepton. Nucl. Phys., B907:37–76, 2016.

Vértices Genéricos

La siguiente estructura para los vértices que pueden participar:

$$
\begin{aligned}
&G(H_r S^{\pm} S^{\mp}) \to c_r^{S^{\pm}}, && G(H_r F^{\pm} F^{\mp}) \to c_r^{F^{\pm}},\\
&G(H_r V_1^{\nu\pm} V_2^{\mu\mp}) \to c_r^{V^{\pm}} g_{\mu\nu}, && G(H_r F_1^0 F_2^0) \to c_{rL}^{F^0} P_L + c_{rR}^{F^0} P_R,\\
&G(H_r S^{+} V^{-}) \to c_r^{S^{+}V^{-}} (p_\mu^{+} - p_\mu^{r}), && G(H_r S^{-} V^{+}) \to c_r^{S^{-}V^{+}} (p_\mu^{r} - p_\mu^{-}).
\end{aligned}
\tag{4}
$$

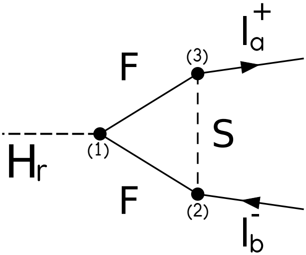
Para los Decaimientos del Higgs con Violación del sabor Leptónico (LFVHD), el acoplamiento $G(H_r F_1^0 F_2^0)$ es muy importante, en general este está relacionado con la generación de masa del neutrino. Por otro lado, la interacción entre fermiones, con escalares cargados y bosones vectoriales están dados por:

$$G(F_1^0 F_2^{\pm} S^{\mp}) \to c_L^{S^{\pm}} P_L + c_R^{S^{\pm}} P_R, \tag{5a}$$

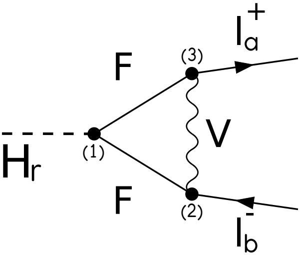
$$G(F_1^0 F_2^{\pm} V^{\mu\mp}) \to \gamma_\mu (c_L^{V^{\pm}} P_L + c_R^{V^{\pm}} P_R). \tag{5b}$$

Diagramas con dos fermiones en el lazo

Debido a la interacción $H_r F_1^0 F_2^0$, tenemos dos posibles diagramas con dos neutrinos en el lazo



(a) SFF



(b) VFF

Figura 1: Diagramas genéricos con dos fermiones en el lazo que contribuyen a $H_r \to l_a l_b$.

Diagramas con un fermión en el lazo

Además, tenemos 8 diagramas genéricos que contienen un solo fermión en el lazo

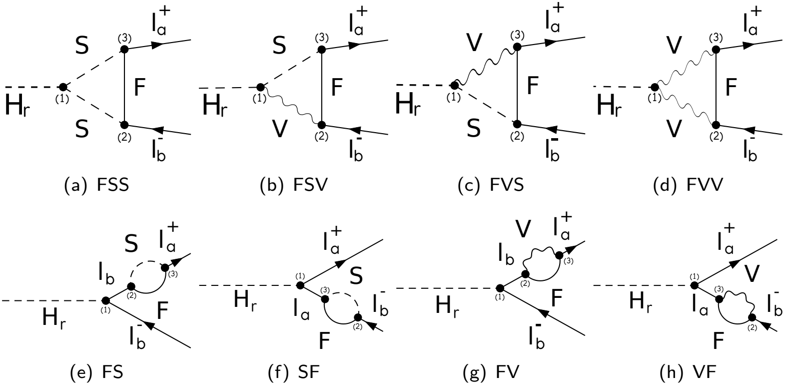


Figura 2: Diagramas genéricos con un fermión en el lazo que contribuyen a $H_r \to l_a l_b$

Convenciones para el cálculo a un lazo

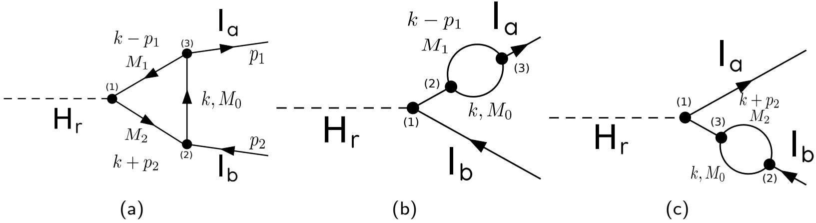


Figura 3: Convenciones para momentos, etiquetas de los vértices y partículas en diagramas a un lazo para $H_r \to l_a l_b$. En cada diagrama usamos lineas sólidas, en este caso, para representar todos las partículas posibles en el lazo. Los vértices son etiquetados con números dentro de paréntesis (i), $i = 1, 2, 3$. Finalmente, las masas para las partículas P_i en el lazo están denotadas por M_i.

Integrales escalares

Usando las convenciones de la Figura 3, en cada diagrama usaremos la notación

$$D_0 = k^2 - M_0^2 + i\delta; \quad D_1 = (k-p_1)^2 - M_1^2 + i\delta; \quad D_2 = (k+p_2)^2 - M_2^2 + i\delta \quad (6)$$

Únicamente las siguientes integrales escalares serán necesarias:

$$B_0^{(1)}(M_0, M_1) = N_D \int \frac{d^D k}{D_0 D_1} \qquad B_0^{(2)}(M_0, M_2) = N_D \int \frac{d^D k}{D_0 D_2}, \quad (7a)$$

$$B_0^{(12)}(M_1, M_2) = N_D \int \frac{d^D k}{D_1 D_2} \qquad C_0(M_0, M_1, M_2) = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{d^4 k}{D_0 D_1 D_2}, \quad (7b)$$

donde $N_D = (2\pi\mu)^{4-D}/i\pi^2$ y $D = 4 - 2\epsilon$ es la dimensión de la integral. También se tienen $C^\mu = C_1 p_1^\mu + C_2 p_2^\mu$.

$$Div[B_0^{(i)}] = Div[B_0^{(12)}] = \Delta_\epsilon, \quad (8a)$$

$$Div[B_1^{(1)}] = Div[B_1^{(12)}] = \frac{1}{2}\Delta_\epsilon, \quad Div[B_1^{(2)}] = Div[B_2^{(12)}] = -\frac{1}{2}\Delta_\epsilon, \quad (8b)$$

$\Delta_\epsilon = 1/\epsilon + \ln 4\pi - \gamma_E + \ln \mu^2$, con γ_E la constante de Euler.

Un fermión en el lazo

En este caso, tenemos las contribuciones del tipo (Ω: FSS, FSV, FVS, FVV, FS, SF, FV, VF). Encontramos que la estructura de los factores de forma para estas contribuciones puede ser expresada como sigue:

$$\begin{aligned} A_R^r(\Omega) = m_{ab}^{-2} c_r^{I(1)} \Big(& c_R^{J(2)} c_R^{K(3)} \mathcal{H}_{RR}(\Omega) + c_L^{J(2)} c_L^{K(3)} \mathcal{H}_{LL}(\Omega) \\ & + c_R^{J(2)} c_L^{K(3)} \mathcal{H}_{RL}(\Omega) + c_L^{J(2)} c_R^{K(3)} \mathcal{H}_{LR}(\Omega) \Big) , \end{aligned} \tag{9a}$$

$$\begin{aligned} A_L^r(\Omega) = m_{ab}^{-2} c_r^{I(1)} \Big(& c_L^{J(2)} c_L^{K(3)} \mathcal{H}_{RR}(\Omega) + c_R^{J(2)} c_R^{K(3)} \mathcal{H}_{LL}(\Omega) \\ & + + c_L^{J(2)} c_R^{K(3)} \mathcal{H}_{RL}(\Omega) + c_R^{J(2)} c_L^{K(3)} \mathcal{H}_{LR}(\Omega) \Big) , \end{aligned} \tag{9b}$$

donde $m_{ab}^2 = 1$ para contribuciones tipo triángulo y $m_{ab}^2 = m_a^2 - m_b^2$ para contribuciones tipo burbuja, m_a y m_b son las masas de los leptones cargados en el estado final.

Funciones $\mathcal{H}$

Funciones $\mathcal{H}_{PQ}$ $(P, Q = R, L)$ para cada tipo de diagrama.

Ω**(Figure)**	$\mathcal{H}_{RR}$	$\mathcal{H}_{RL}$	$\mathcal{H}_{LR}$	$\mathcal{H}_{LL}$
FSS (2(a))	$M_0\,\mathrm{C}_0$	$-m_b\,\mathrm{C}_2$	$m_a\,\mathrm{C}_1$	0
FSV (2(b))	$-X-2m_{ar}^2\,\mathrm{C}_2+m_a^2\,\mathrm{C}_1$	$-m_aM_0(\mathrm{C}_1-2\,\mathrm{C}_0)$	$-m_bM_0(\mathrm{C}_0-\mathrm{C}_2)$	$-m_am_b(\mathrm{C}_1-2\,\mathrm{C}_2)$
FVS (2(c))	$m_aM_0(\mathrm{C}_0+\mathrm{C}_1)$	$X-2m_{br}^2\,\mathrm{C}_1+m_b^2\,\mathrm{C}_2$	$-m_am_b(\mathrm{C}_2-2\,\mathrm{C}_1)$	$-m_bM_0(2\,\mathrm{C}_0+\mathrm{C}_2)$
FVV(2(d))	$-(D-2)m_a\,\mathrm{C}_1$	$M_0D\,\mathrm{C}_0$	0	$(D-2)m_b\,\mathrm{C}_2$
FS (2(e))	$m_bM_0\,\mathrm{B}_0^{(1)}$	$m_am_b\,\mathrm{B}_1^{(1)}$	$m_a^2\,\mathrm{B}_1^{(1)}$	$m_aM_0\,\mathrm{B}_0^{(1)}$
SF (2(f))	$-m_aM_0\,\mathrm{B}_0^{(2)}$	$m_b^2\,\mathrm{B}_1^{(2)}$	$m_am_b\,\mathrm{B}_1^{(2)}$	$-m_bM_0\,\mathrm{B}_0^{(2)}$
FV (2(g))	$(D-2)m_am_b\,\mathrm{B}_1^{(1)}$	$-Dm_bM_0\,\mathrm{B}_0^{(1)}$	$-Dm_aM_0\,\mathrm{B}_0^{(1)}$	$(D-2)m_a^2\,\mathrm{B}_1^{(1)}$
VF (2(h))	$(D-2)m_b^2\,\mathrm{B}_1^{(2)}$	$Dm_aM_0\,\mathrm{B}_0^{(2)}$	$Dm_bM_0\,\mathrm{B}_0^{(2)}$	$(D-2)m_am_b\,\mathrm{B}_1^{(2)}$

Cuadro 1: Expresiones analíticas para las funciones $\mathcal{H}_{PQ}$ $(P, Q = R, L)$ para cualquier diagrama con un único fermión en el lazo, recordando la convención $D = 4 - 2\epsilon$ y $\epsilon \to 0$.

donde

$$X = \mathrm{B}_0^{(12)} + M_0^2\,\mathrm{C}_0 + m_j^2\,\mathrm{C}_2 - m_i^2\,\mathrm{C}_1\,. \tag{10}$$

Dos fermiones en el lazo.

Contribución SFF: En este caso obtenemos la siguiente estructura para los factores de forma

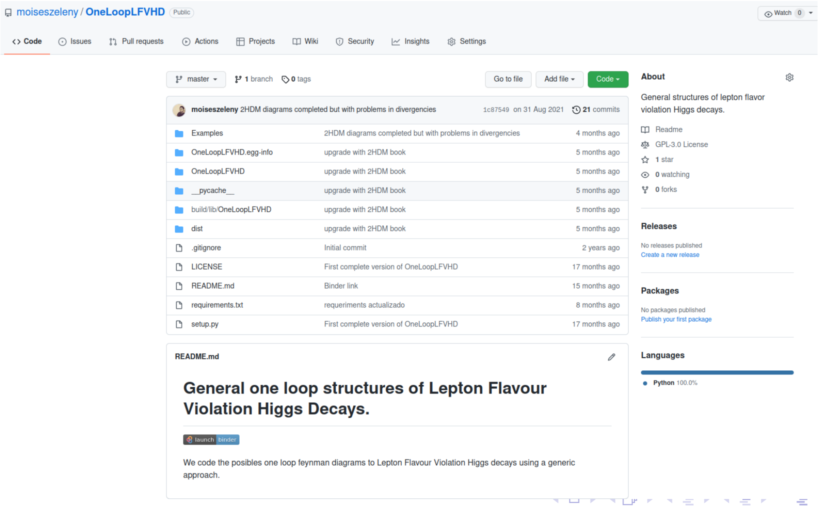
$$
\begin{aligned}
A_R^r(SFF) = {} & c_{rL}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_1 + c_{rR}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_2 + c_{rL}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_3 \\
& + c_{rR}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_4 + c_{rR}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_5 + c_{rL}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_6, \\
& + c_{rR}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_7, \qquad (11a) \\
A_L^r(SFF) = {} & c_{rR}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_1 + c_{rL}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_2 + c_{rR}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_3 \\
& + c_{rL}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_4 + c_{rL}^{F^0(1)} c_R^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_5 + c_{rR}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_R^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_6 \\
& + c_{rL}^{F^0(1)} c_L^{S^\pm(2)} c_L^{S^\pm(3)} \mathcal{H}_7, \qquad (11b)
\end{aligned}
$$

donde las funciones $\mathcal{H}_k$ $(k = 1, .., 7)$ están dadas por:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H}_1 &= X, & \mathcal{H}_2 &= m_a m_b (C_0 + C_2 - C_1), \\
\mathcal{H}_3 &= m_b M_2\, C_2, & \mathcal{H}_4 &= m_a M_2 (C_0 - C_1), \\
\mathcal{H}_5 &= m_b M_1 (C_0 + C_2), & \mathcal{H}_6 &= -m_a M_1\, C_1, \\
\mathcal{H}_7 &= M_1 M_2\, C_0\,. & &
\end{aligned} \qquad (12)
$$

OneLoopLFVHD

El código realizado para la evaluación tanto simbólica como numérica de los decaimientos del Higgs con LFV puede ser consultado en el repositorio de github https://github.com/moiseszeleny/OneLoopLFVHD



Pasos a seguir en cada modelo

1. Hallar las constantes de acoplamiento.
2. Diagramas de Feynman a un lazo.
3. Obtener factores de forma.
4. Sumar sobre las generaciones de neutrinos, mecanismo de GIM.
5. Observar que las divergencias se cancelan correctamente.
6. Obtener el $\mathcal{BR}(H_r \to l_a l_b)$.
7. Espacio de parámetros

Modelo νSM

Modelo νSM

Se agregan tres neutrinos derechos de Majorana $N_{R,I}$, singletes del grupo de norma del SM y se agrega el término de Majorana para neutrinos derechos $N_{R,I}$

$$- \Delta\mathcal{L} = Y_{\nu,aI}\overline{\psi_{L,a}}\widetilde{\Phi}N_{R,I} + \frac{1}{2}\overline{(N_{R,I})^c}M_{N,IJ}N_{R,J} + \text{H. c.}, \tag{13}$$

donde $a = 1,2,3$; $I, J = 1,2,3$; $\psi_{L,a} = (v_{L,a}, l_{L,a})^\top$ son dobletes de $SU(2)_L$ y $(N_{R,I})^C = \mathcal{C}\overline{N_{R,I}}^\top$. El doblete de Higgs está dado por $\Phi = \left(G_W^+, (h + iG_Z + v)/\sqrt{2}\right)^T$ con valor de expectación en el vació $\langle\Phi\rangle = v/\sqrt{2}$, $v = 246$ GeV y $\widetilde{\Phi} = i\sigma_2\Phi^*$. El término de masa es:

$$- \mathcal{L}^\nu_{\text{mass}} \equiv \frac{1}{2}\overline{\nu'_L}M^\nu\left(\nu'_L\right)^c + \text{h.c.} = \frac{1}{2}\overline{\nu'_L}\begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_N \end{pmatrix}\left(\nu'_L\right)^c + \text{h.c.} \tag{14}$$

El mecanismo seesaw implica que $|M_D| << |M_N|$, de donde,

$$\hat{m}_\nu \approx M_D M_N^{-1} M_D^T. \tag{15}$$

Las bases de sabor y física están conectados por la matriz de mezcla

$$\nu'_L = \mathbf{U}^{\nu*}n_L, \qquad (\nu'_L)^C = \mathbf{U}^\nu(n_L)^C, \tag{16}$$

donde $n_L \equiv (n_{L,1}, n_{L,2}, \ldots, n_{L,6})^\top$.

Modelo νSM: Acoplamientos

Se tiene que $C_{ij} = \sum_{c=1}^{3} U^{\nu}_{ci} U^{\nu *}_{cj}$.

Vértice	Acoplamiento	Vértice	Acoplamiento
$hW^{+\mu}W^{-\nu}$	$igm_W g_{\mu\nu}$	$hG^{+}_{W}G^{-}_{W}$	$\frac{-igm_h^2}{2m_W}$
$hG^{+}_{W}W^{-\mu}$	$\frac{ig}{2}(p_+ - p_0)_\mu$	$hG^{-}_{W}W^{+\mu}$	$\frac{ig}{2}(p_0 - p_-)_\mu$
$\bar{n}_i e_a W^{+}_{\mu}$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} U^{\nu}_{ai}\gamma^{\mu}P_L$	$\overline{e_a} n_j W^{-}_{\mu}$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} U^{\nu *}_{aj}\gamma^{\mu}P_L$
$\bar{n}_i e_a G^{+}_{W}$	$-\frac{ig}{\sqrt{2}m_W} U^{\nu}_{ai}\left(m_{e_a}P_R - m_{n,i}P_L\right)$	$\overline{e_a} n_j G^{-}_{W}$	$-\frac{ig}{\sqrt{2}m_W} U^{\nu *}_{aj}\left(m_{e_a}P_L - m_{n,j}P_R\right)$
$h\overline{n_i}n_j$	$\frac{-ig}{2m_W}\left[C_{ij}\left(P_L m_{n_i} + P_R m_{n_j}\right) + C^{*}_{ij}\left(P_L m_{n_j} + P_R m_{n_i}\right)\right]$	$h\overline{e_a}e_a$	$\frac{-igm_{e_a}}{2m_W}$

Cuadro 2: Acoplamientos involucrados en los decaimientos del Higgs con violación del sabor leptónico en el νSM[4].

[4]N.H. Thao et al. Lepton flavor violating higgs boson decays in seesaw models: New discussions. Nuclear Physics B, 921:159 – 180, 2017.

Diagramas

	Estructura	Diagrama	P_0	P_1	P_2
1	SFF	1(a)	G_W	$\overline{n}_i$	n_j
2	VFF	1(b)	W	$\overline{n}_i$	n_j
3	FSS	2(a)	n_i	G_W	G_W
4	FSV	2(b)	n_i	G_W	W
5	FVS	2(c)	n_i	W	G_W
6	FVV	2(d)	n_i	W	W
7	FV	2(g)	n_i	W	—
8	FS	2(e)	n_i	G_W	—
9	VF	2(h)	n_i	—	W
10	SF	2(f)	n_i	—	G_W

Cuadro 3: Resumen de los diagramas que contribuyen a $h \to l_a^+ l_b^-$ en el modelo νSM.

Factores de forma I

Diagrama 1
Este diagrama corresponde a la estructura SFF, y sus factores de forma están dados por:

$$
\begin{aligned}
A_L^{(1)}(G\overline{n}_i n_j) = m_a \sum_{i,j=1}^{K+3} \Bigg[\Bigg(\left(\mathrm{B}_0^{(12)} + m_W^2\, \mathrm{C}_0 \right) m_{n_j}^{\;2} - \left(m_a^2 m_{n_j}^{\;2} + m_b^2 m_{n_i}^{\;2} - 2 m_{n_i}^{\;2} m_{n_j}^{\;2} \right) \mathrm{C}_1 \Bigg) C_{ij} \\
+ \left(\mathrm{B}_0^{(12)} + m_W^2\, \mathrm{C}_0 - \left(m_a^2 + m_b^2 - m_{n_i}^{\;2} - m_{n_j}^{\;2} \right) \mathrm{C}_1 \right) C^*{}_{ij} m_{n_i} m_{n_j} \Bigg] \Delta_{ij}^{ab}, \\
A_R^{(1)}(G\overline{n}_i n_j) = m_b \sum_{i,j=1}^{K+3} \Bigg[\Bigg(\left(\mathrm{B}_0^{(12)} + m_W^2\, \mathrm{C}_0 \right) m_{n_i}^{\;2} + \left(m_a^2 m_{n_j}^{\;2} + m_b^2 m_{n_i}^{\;2} - 2 m_{n_i}^{\;2} m_{n_j}^{\;2} \right) \mathrm{C}_2 \Bigg) C_{ij} \\
+ \left(\mathrm{B}_0^{(12)} + m_W^2\, \mathrm{C}_0 + \left(m_a^2 + m_b^2 - m_{n_i}^{\;2} - m_{n_j}^{\;2} \right) \mathrm{C}_2 \right) C^*{}_{ij} m_{n_i} m_{n_j} \Bigg] \Delta_{ij}^{ab}.
\end{aligned}
$$

Definimos

$$
\Delta_{ij}^{ab} = \frac{g^3}{64\pi^2 m_W^3} U_{bj}^{\nu} U_{ai}^{\nu *}. \tag{17}
$$

Factores de forma II

Diagrama 8

$$A_L^{(8)} = \frac{m_a m_b^2}{m_a^2 - m_b^2} \sum_{i=1}^{K+3} \left(-\left(m_a^2 + m_{n_i}^2 \right) \mathrm{B}_1^{(1)} + 2\,\mathrm{B}_0^{(1)}\, m_{n_i}^2 \right) \Delta_{ii}^{ab},$$

$$A_R^{(8)} = \frac{m_b}{m_a^2 - m_b^2} \sum_{i=1}^{K+3} \left(\left(m_a^2 + m_b^2 \right) \mathrm{B}_0^{(1)}\, m_{n_i}^2 - \left(m_b^2 + m_{n_i}^2 \right) \mathrm{B}_1^{(1)}\, m_a^2 \right) \Delta_{ii}^{ab}.$$

Diagrama 10

$$A_L^{(10)} = -\frac{m_a}{m_a^2 - m_b^2} \sum_{i=1}^{K+3} \left(\left(m_a^2 + m_b^2 \right) \mathrm{B}_0^{(2)}\, m_{n_i}^2 + \left(m_a^2 + m_{n_i}^2 \right) \mathrm{B}_1^{(2)}\, m_b^2 \right) \Delta_{ii}^{ab},$$

$$A_R^{(10)} = -\frac{m_a^2 m_b}{m_a^2 - m_b^2} \sum_{i=1}^{K+3} \left(\left(m_b^2 + m_{n_i}^2 \right) \mathrm{B}_1^{(2)} + 2\,\mathrm{B}_0^{(2)}\, m_{n_i}^2 \right) \Delta_{ii}^{ab}.$$

Las Divergencias se cancelan correctamente al sumar los diagramas 4 con 5, 7 con 9 y 1 con 8 y 10.[5]

[5] N.H. Thao et al. Lepton flavor violating higgs boson decays in seesaw models: New discussions. Nuclear Physics B, 921:159 – 180, 2017.

Análisis numérico

Siguiendo la parametrización Casas-Ibarra[6]:

$$M_D^T = iU_N^* \left(\hat{M}_N\right)^{1/2} \xi \left(\hat{m}_\nu\right)^{1/2} U_{\mathrm{PMNS}}^\dagger \tag{18}$$

donde $\hat{m}_\nu = \mathrm{diag}(m_{n_1}, m_{n_2}, m_{n_3})$, $\hat{M}_N = \mathrm{diag}(m_{n_4}, m_{n_5}, m_{n_6})$ y U_N es una matriz unitaria que diagonaliza a M_N. Por simplicidad, consideramos $U_N = \xi = I$ con I la matriz identidad, como consecuencia $M_N = \hat{M}_N$.

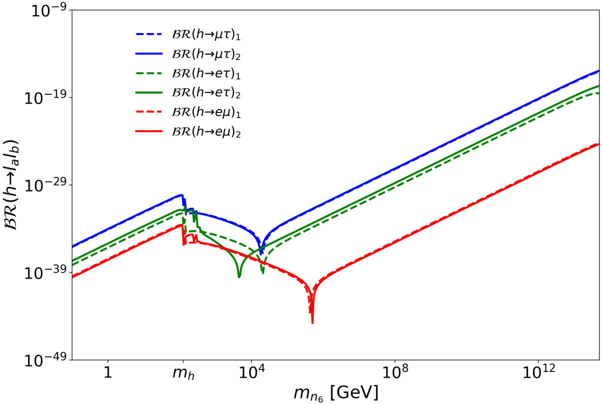
Consideramos dos caso,

1. Degenerado: $m_{n_4} = m_{n_5} = m_{n_6}$
2. No degenerado: $m_{n_4} = m_{n_6}/3$ y $m_{n_5} = m_{n_6}/2$ (Thao et al.)

[6] J.A. Casas and A. Ibarra. Oscillating neutrinos and $\mu \to e\gamma$. Nuclear Physics B, 618(1):171 – 204, 2001.

Razones de ramificación $\mathcal{BR}(h \to l_a l_b)$

$\mathcal{BR}(h \to l_a l_b) \propto m_{n_6}^2$ con $m_{n_6} > 10^5$.



Conclusiones

- Se ha calculado de forma general los LFVHD a un lazo.
- Se creó la librería OneLoopLFVHD, que permite la manipulación simbólica y numérica (precisión arbitraria) de los factores de forma.
- Estos resultados pueden ser aplicados a diferentes modelos, con masas de neutrinos y LFVHD inducidos a un lazo. También pueden ser utilizados para otros escalares.

En el modelo νSM:

- $m_{n_6} < 10^4$ GeV dominan los diagramas de un fermión en el lazo.
- $m_{n_6} > 10^4$ GeV dominan los diagramas con dos fermiones en el lazo, $\mathcal{BR}(h \to \mu\tau) \propto m_n^2$, debido a CI.
- Los $\mathcal{BR}(h \to l_a l_b)$ máximos son del orden $\mathcal{O}(10^{-12})$ para masas grandes de m_{n_6}.

Perspectivas a futuro

- Aplicación de los resultados generales de los factores de forma a otros modelos.
- Estudio de la señal $Z \to \ell_a \ell_b$.
- Estudio de la sección transversal de producción de $pp \to h \to \mu\tau$. Por medio de la aproximación *narrow width*, y tomando el canal de producción del Higgs dominante, fusión de gluones, la sección transversal de producción está dada por

$$\sigma(pp \to \mu\tau) = \sigma(gg \to h)\mathcal{BR}(h \to \mu\tau)$$

Implicaciones de la parametrización Casas-Ibarra

En el caso degenerado,

$$\mathbf{M}_D = i\sqrt{m_{n_6}}\mathbf{U}^*_{\mathrm{PMNS}}\left(\hat{\mathbf{m}}_\nu\right)^{1/2} \quad \Rightarrow \quad \frac{v}{\sqrt{m_{n_6}}}\mathbf{Y}_\nu = \mathbf{U}^*_{\mathrm{PMNS}}\left(\hat{\mathbf{m}}_\nu\right)^{1/2}$$

$$\frac{v^2}{m_{n_6}}(\mathbf{Y}_\nu\mathbf{Y}_\nu^\dagger)_{ab} = (\mathbf{U}^*_{\mathrm{PMNS}}\hat{\mathbf{m}}_\nu\mathbf{U}^\top_{\mathrm{PMNS}})_{ab} \quad \Rightarrow \quad (\mathbf{Y}_\nu\mathbf{Y}_\nu^\dagger)_{ab} \propto m_{n_6}$$

Una aproximación para $\mathcal{BR}(l_a \to l_b\gamma)$ fue encontrada en[7], la cual es valida en el régimen de neutrinos muy pesados, a saber, $\mathcal{BR}(l_a \to l_b\gamma)_{\mathrm{approx}} \propto |\frac{v^2}{2m_{n_6}^2}(\mathbf{Y}_\nu\mathbf{Y}_\nu^\dagger)_{ab}|^2$, entonces concluimos que $\mathcal{BR}(l_a \to l_b\gamma)_{\mathrm{approx}} \propto m_{n_6}^{-2}$.

Además, en el caso degenerado,

$$\begin{aligned}(\mathbf{M}_D)_{ab} &= (\mathbf{U}^{\nu *}\hat{\mathbf{M}}^\nu\mathbf{U}^{\nu\dagger})_{a(b+3)} \\ &= \sum_{k=1}^{6} U^{\nu *}_{ak}\, m_{n_k}\, U^{\nu *}_{(b+3)k} \\ &\approx m_{n_6}\sum_{k=4}^{6} U^{\nu *}_{ak}\, U^{\nu *}_{(b+3)k} \qquad (19)\end{aligned}$$

[7] E. Arganda et al. Phys. Rev. D 91, 015001 (2015)

Implicaciones de la parametrización Casas-Ibarra

Por otro lado,

$$\sum_{k=4}^{6} U^{\nu *}_{ak} U^{\nu *}_{(b+3)k} \approx \frac{i}{\sqrt{m_{n_6}}} (\mathbf{U}^*_{\mathrm{PMNS}} \left(\hat{\mathbf{m}}_\nu\right)^{1/2})_{ab} \tag{20}$$

Pilaftsis et. al.[8] obtuvieron una aproximación para masas grandes de los neutrinos pesados dada por $\mathcal{BR}(h \to l_a l_b) \propto m_n^4 |F_N|^2$ y $F_N = U^{\nu}_{bj} C_{ij} U^{\nu *}_{ai}$. En nuestro caso, de la ecuación (20) obtenemos $F_N \propto m_n^{-1}$, entonces $\mathcal{BR}(h \to l_a l_b) \propto m^2_{n_6}$.

[8] A. Pilaftsis, Physics Letters B 285, 68 (1992).