



Decaimiento $h \rightarrow \mu\tau$ en el modelo de Higgs más pequeño con paridad T (LHM+T).

Msc. Sindy Chamorro Solano

Dr. Agustin Moyotl Acuahuitl

Dr. Miguel Ángel Pérez Angón

Contenido

- 1. Motivaciones
- 2. Modelo de Higgs más pequeño (LH)
- 3. Modelo de Higgs más pequeño con paridad T
- 4. Estudio del proceso $h \rightarrow \mu\tau$
- 5. Resultados
- 6. Conclusiones

1. Motivaciones

- $h \rightarrow \mu\tau$ es un proceso con cambio de sabor no permitido dentro del ME a nivel árbol.
- Recientemente se ha reportado

$$BR(h \rightarrow \mu\tau) = (0.84^{+0.39}_{-0.37})\% \quad \text{[CMS]}$$

$$BR(h \rightarrow \mu\tau) = (0.53 \pm 0.51)\% \quad \text{[ATLAS]}$$

[CMS Collaboration, Phys. Lett. 749, 337 (2015)].

[ATLAS Collaboration], arXiv:1508.03372 (2015)]

ν MSSM, $BR(h \rightarrow \mu\tau) \cong 10^{-4}$.

[J. L. Diaz-Cruz and J. Toscano, Phys.Rev. D62, 116005 (2000)]

Modelos de Higgs compuesto, $BR(h \rightarrow \mu\tau) \leq 10^{-5}$.

[A. Falkowski, D. M. Straub and A. Vicente JHEP 05 (2014) 092]

SUSY con Paridad R, $BR(h \rightarrow \mu\tau) \sim 10^{-5}$.

[A. Arhrib, Europhys. Lett. 101 (2013) 31003,]

Correcciones a un lazo incluyendo ν_R , $BR(h \rightarrow \mu\tau) \sim 10^{-5}$

[A. Pilaftsis, Phys. Lett. B285 (1992)]

Modelo de Higgs más Simple, $BR(h \rightarrow \mu\tau) \sim 10^{-8} - 10^{-10}$

[A. Lami and P. Roig, 1603.09663 (2016)]

2. Modelo de Higgs más pequeño (LH)

➤ En LH el *bosón de Higgs* es un *pseudo bosón de Goldstone*.

➤ Rompimiento de la simetría global $SU(5) \rightarrow SO(5)$,
14 bosones de Goldstone

[Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 55, (2005)]

[JHEP 0207 (2002)].

➤ A la escala $F = \sigma(\text{TeV})$

se origina del VEV de $\longrightarrow \Sigma_0 \equiv \langle \Sigma \rangle = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & 2 & 1_{2 \times 2} \\ 0 & 1 & 0 \\ 1_{2 \times 2} & 0 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix}$

LH es válido hasta una escala $\Lambda \sim 4\pi F \sim 10 - 30 \text{TeV}$

➤ $G_1 \times G_2 = [SU(2) \times U(1)]^2$ es subgrupo de $SU(5)$, los generadores de G_1 y G_2 son incluidos en $SU(5)$.

➤ $[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2) \times U(1)$ grupo de norma electrodébil.

$$\Sigma(x) = e^{i\Pi/F} \Sigma_0 e^{i\Pi^T/F} = e^{2i\Pi/F} \Sigma_0, \quad \Pi = \begin{pmatrix} \frac{h^+}{\sqrt{2}} & \phi^+ \\ \frac{h}{\sqrt{2}} & \frac{h^*}{\sqrt{2}} \\ \phi & \frac{h^T}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

➤ LH ofrece una alternativa al problema de la jerarquía.

3. Modelo de Higgs más pequeño con simetría discreta paridad T (LHT)

- Una forma de implementar T paridad es mediante el siguiente requerimiento

$$W_1^a \leftrightarrow W_2^a, \quad B_1 \leftrightarrow B_2.$$

- La T paridad de los estados propios de los bosones de norma,

$$W_L^a = \frac{W_1^a + W_2^a}{\sqrt{2}}, \quad B_L = \frac{B_1 + B_2}{\sqrt{2}} \quad (\text{T-par}),$$

$$W_H^a = \frac{W_1^a - W_2^a}{\sqrt{2}}, \quad B_H = \frac{B_1 - B_2}{\sqrt{2}} \quad (\text{T-impar}).$$

Masa de los bosones de norma

- Al sustituir los campos de norma $[SU(2) \times U(1)]^2$ en

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{F^2}{4} \text{Tr} |\mathcal{D}_\mu \Sigma|^2 ,$$

$$\mathcal{D}_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - \sum_{j=1}^2 \{ i g_j W_j^a (Q_j^a \Sigma + \Sigma Q_j^{aT}) + i g'_j B_j (Y_j \Sigma + \Sigma Y_j^T) \}$$

los 4 bosones de norma **T-impar** de $SU(2) \times U(1)$ adquieren masa a $\mathcal{O}(v^2/F^2)$,

$$M_{W_H} = Fg \left(1 - \frac{v^2}{F^2} \right), \quad M_{W_H} \equiv M_{Z_H} , \quad M_{A_H} = \frac{Fg'}{\sqrt{5}} \left(1 - \frac{5v^2}{8F^2} \right)$$

- La masa de los bosones de norma **T-par** se genera a través del segundo rompimiento de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$

$$M_{W_L} = \frac{gv}{2} \left(1 - \frac{v^2}{12F^2} \right), \quad M_{Z_L} = \frac{gv}{2 \cos \theta_w} \left(1 - \frac{v^2}{12F^2} \right), \quad M_{A_L} = 0$$

Acoplamientos del Higgs con los leptones pesados

- A partir de la expansión de

$$\mathcal{L}_{mirror} = -\kappa_{ij} F (\bar{\Psi}_2^i \xi + \bar{\Psi}_1^i \Sigma_0 \Omega \xi + \Omega) \Psi_R^j$$

donde

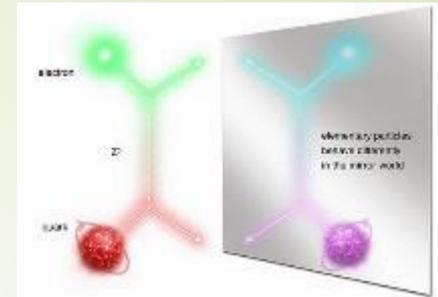
$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} i\psi_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ i\psi_2 \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \hat{\psi}_R \\ \chi_R \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

$$\psi_i = -\sigma^2 \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2), \quad \Psi_R = -i\sigma^2 \begin{pmatrix} \nu_{HR} \\ \ell_{HR} \end{pmatrix}.$$

se obtiene



$$h \bar{\nu}_H^i \nu_{HR}^i \sim \frac{\kappa_{ii}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{v}{F} \right)$$



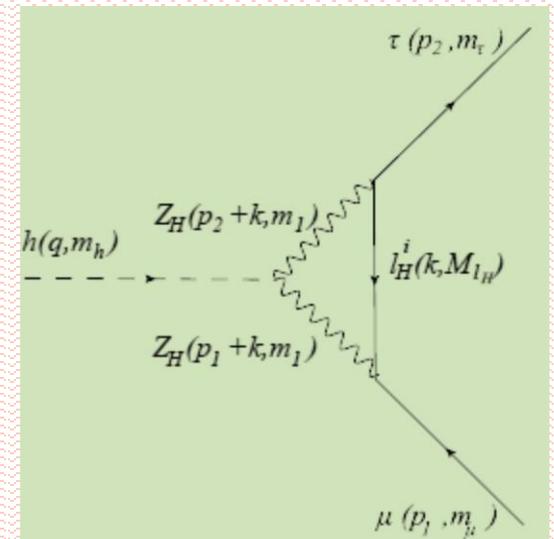
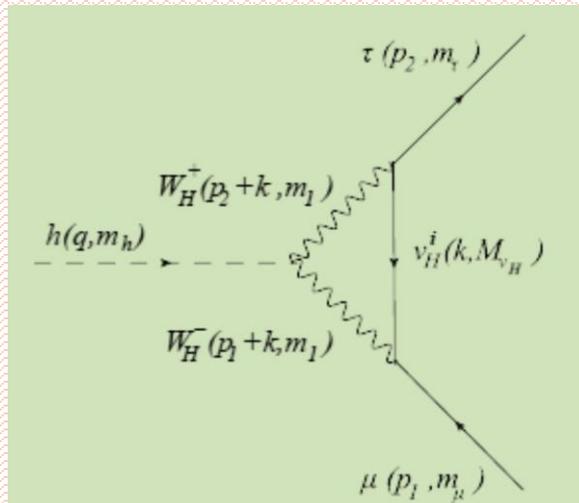
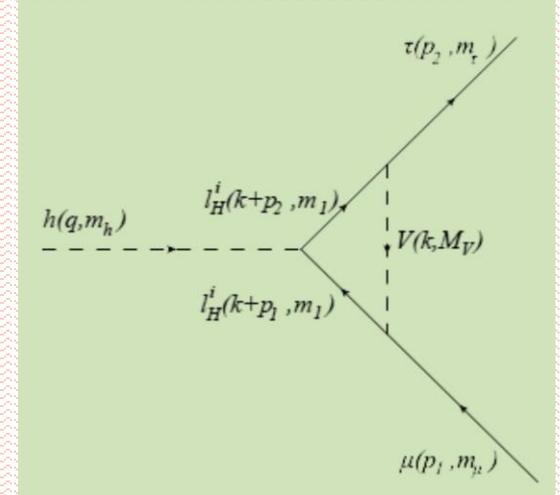
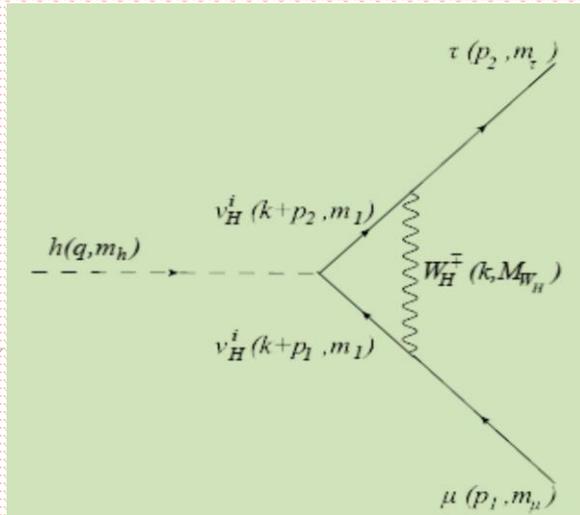
- Los leptones adquieren su masa a $\sigma(F)$, dada por:

$$m_H^\nu = \sqrt{2}\kappa_i F, \quad m_H^\ell = \sqrt{2}\kappa_i F \left(1 - \frac{v^2}{8F^2} \right)$$

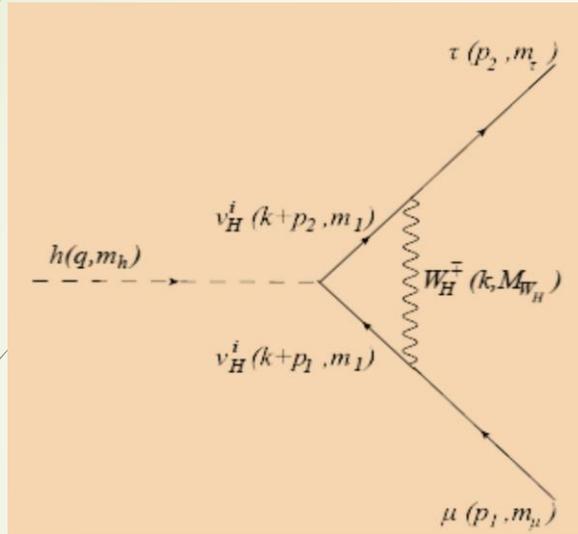
- El acoplamiento de leptones y neutrinos espejo con W_H es

$$\bar{\nu}_H^i W_H^{+\mu} l_j \quad \longrightarrow \quad \frac{ig}{\sqrt{2}} (V_{Hl})_{ij} \gamma^\mu P_L \quad \text{se cumple la relación} \quad V_{Hl}^\dagger V_{Hl} = V_{PMNS}$$

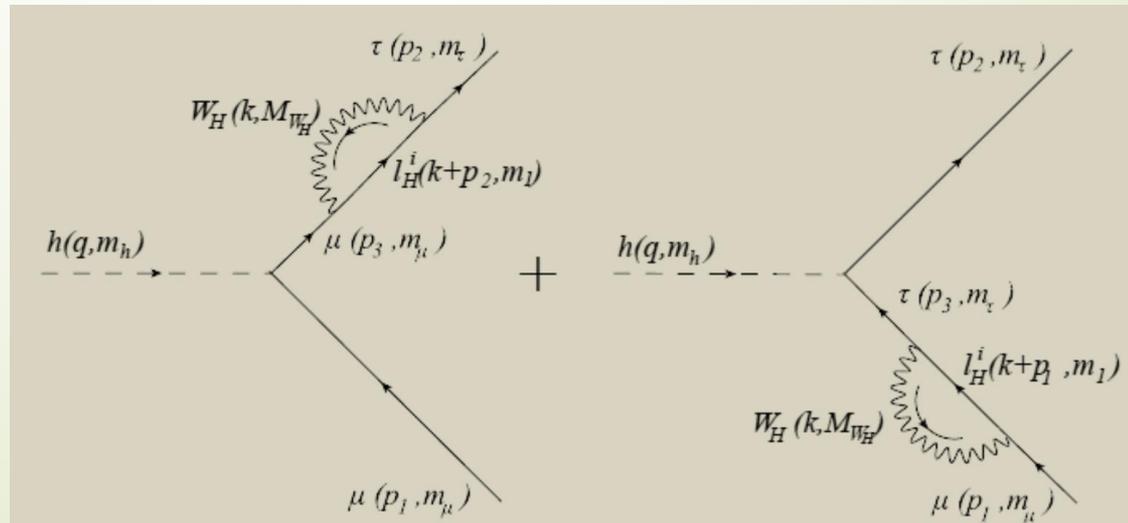
4. Diagramas que contribuyen al proceso $h(q, m_h) \rightarrow \bar{\tau}(p_2, m_\tau)\mu(p_1, m_\mu)$



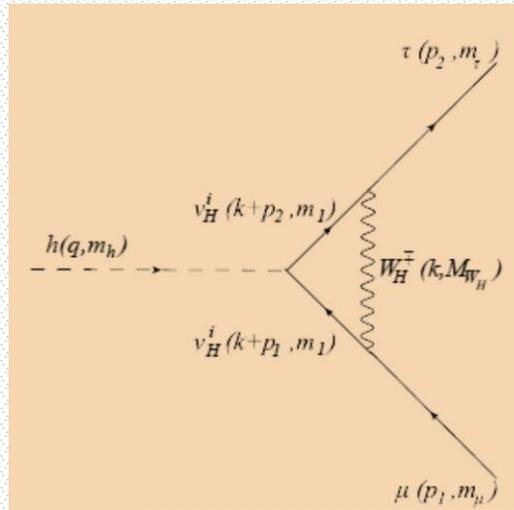
Contribución que se estudiará



Diagramas Complementarios



$$h(q, m_h) \rightarrow \bar{\tau}(p_2, m_\tau) \mu(p_1, m_\mu)$$

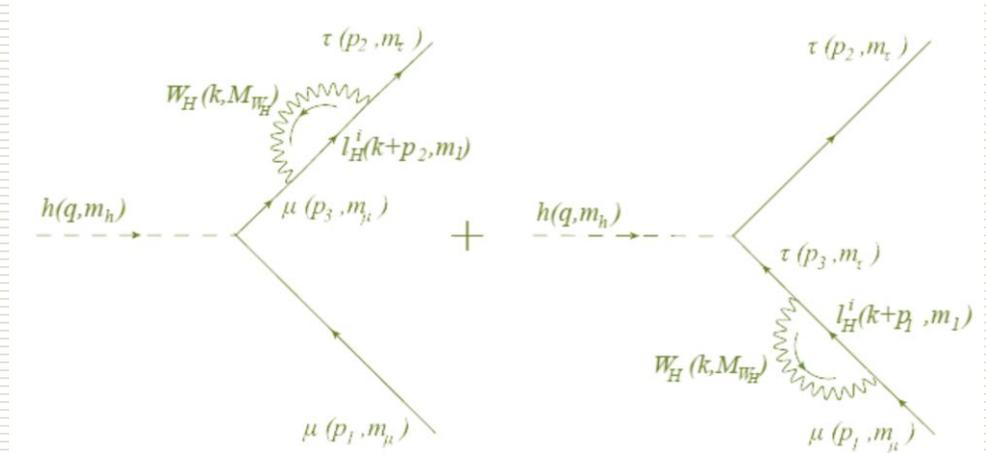


$$\bar{u}(p_2) \delta\Gamma^3(p_2, p_1) u(p_1) = -\frac{i}{16\sqrt{2}} (V_{H\ell})_{ij} (V_{H\ell})_{ij}^* g^2 \left(\frac{v}{F}\right) k_{ii}$$

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\Delta_{\alpha\beta}}{(k^2 - M_{W_H}^2)[(k+p_2)^2 - m_1^2][(k+p_1)^2 - m_1^2]}$$

$$\bar{u}(p_2) \{ \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) (\not{k} + \not{p}_2 + m_1) (\not{k} + \not{p}_1 + m_1) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) \} u(p_1)$$

Diagramas complementarios al proceso $h(q, m_h) \rightarrow \bar{\tau}(p_2, m_\tau)\mu(p_1, m_\mu)$



$$\bar{u}(p_2)\delta\Gamma^{3a}(p_2, p_1)u(p_1) = -\frac{g^3 m_\mu (V_{H\ell})_{ij} (V_{H\ell})_{ij}^*}{16 m_W (m_\tau^2 - m_\mu^2)}$$

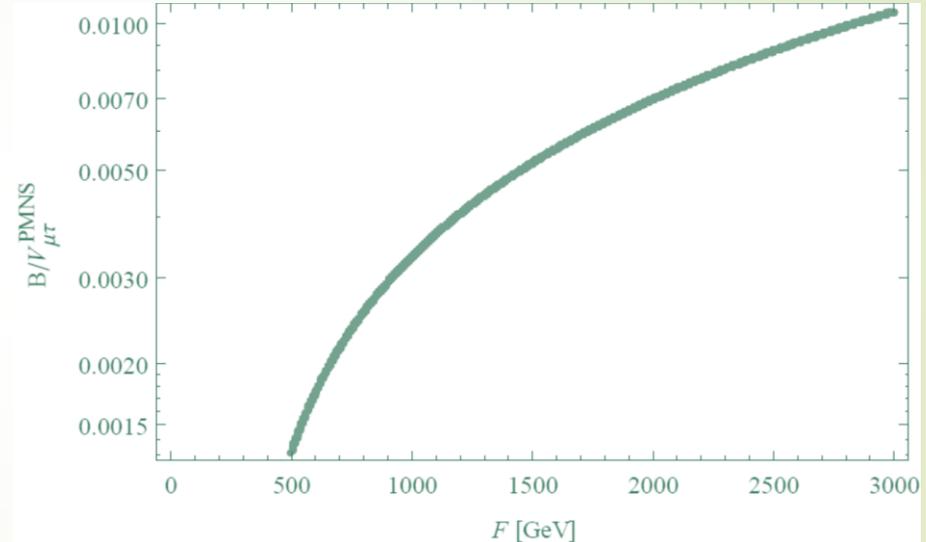
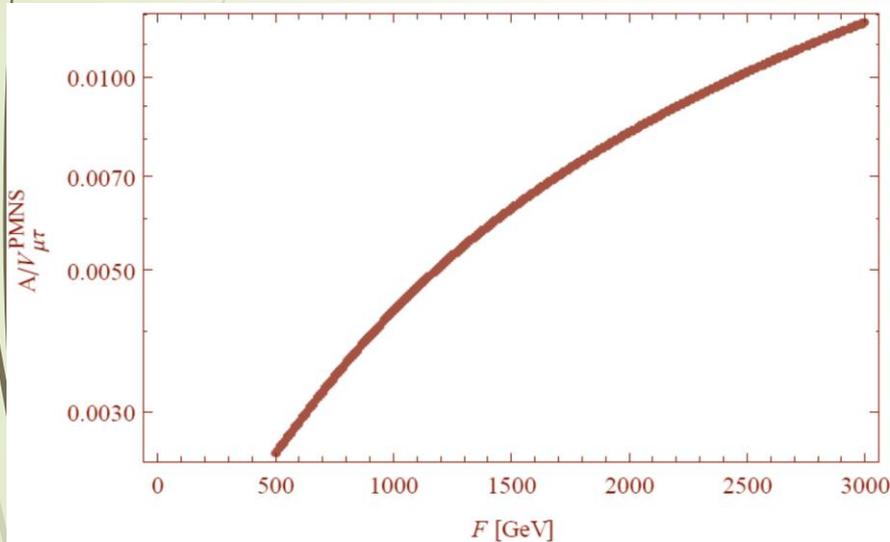
$$\bar{u}(p_2) \left\{ \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \frac{(k + p_2 + m_1)}{[(k + p_2)^2 - m_1^2]} \gamma^\beta (1 - \gamma_5) (p_3 + m_\mu) \right\} u(p_1)$$

$$\bar{u}(p_2)\delta\Gamma^{3b}(p_2, p_1)u(p_1) = -\frac{g^3 m_\tau (V_{H\ell})_{ij} (V_{H\ell})_{ij}^*}{16 m_W (m_\mu^2 - m_\tau^2)}$$

$$\bar{u}(p_2) \left\{ (p_3 + m_\tau) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \frac{(k + p_1 + m_1)}{[(k + p_1)^2 - m_1^2]} \gamma^\beta (1 + \gamma_5) \right\} u(p_1)$$

6. Resultados

► $i\mathfrak{M} = i(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 + \mathfrak{M}_3) = i\bar{u}_2(p_2, m_\tau)(A + iB\gamma_5)u_1(p_1, m_\mu)$



Comportamiento de las funciones de estructura A y B en función de la escala de energía F para $k=0.4$.

Ancho de Decaimiento

$$\Gamma(h \rightarrow \mu\tau) = \frac{1}{32\pi} m_h \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_\mu^2}{m_h^2}, \frac{m_\tau^2}{m_h^2} \right) \left[|A|^2 \left(1 - \frac{(m_\mu + m_\tau)^2}{m_h^2} \right) + |B|^2 \left(1 - \frac{(m_\mu - m_\tau)^2}{m_h^2} \right) \right]$$

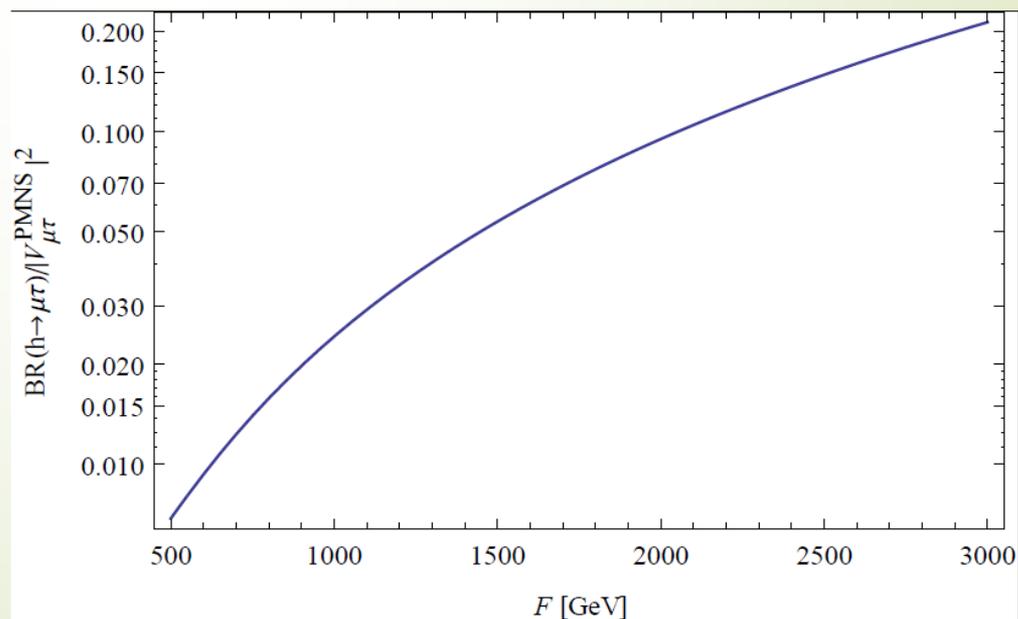
$A\bar{A}$	$b\bar{b}$	$\tau^-\tau^+$	WW^*	ZZ^*	gg	$\gamma\gamma$
$\Gamma(h \rightarrow A\bar{A})$ (MeV)	$4.2^{+7.3}_{-2.6}$	$0.3^{+1.0}_{-0.7}$	$1.2^{+0.5}_{-0.4}$	$0.14^{+0.06}_{-0.04}$	$0.20^{+0.16}_{-0.09}$	$0.04^{+0.05}_{-0.02}$

CMS collaboration, arXiv:1202.1487v1[hep-ex]; arXiv:1202.1488v1.

ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2012-019, March 7, 2012.

The TEVNPH Working Group for the CDF and D0 Collaboration, FERMILAB-CONF-12-065-E

➔ Se obtiene para $k=0.4$



7. Conclusiones

Se analizó una de las cuatro contribuciones a un lazo del proceso de violación de número leptónico $h \rightarrow \mu\tau$ que incluye neutrinos pesados y un bosón W pesado, dentro del modelo de Higgs más pequeño con simetría T que incluye fermiones espejo. Esta contribución es la que se espera que sea más dominante en los procesos a estudiar. Se realizaron las correcciones a un lazo, se obtuvo el comportamiento de los factores de forma y además se obtuvo la razón de decaimiento en función de la escala de energía F .



Perspectivas

- Concluir las contribuciones restantes.
- Generalizar nuestros resultados para el decaimiento $t \rightarrow hc$