

Posibilidad de Detectar un Flavon de 750 GeV en LHC?

XXX Reunión anual de DPYC-SMF

Dra. Azucena Bolaños Carrera(UV), Lorenzo Diaz Cruz,
Gilberto Tavares Velasco, Gerardo Hernández
Tomé(FCFM-BUAP)
ArXiv:1604.04822

25 de mayo de 2016



Contenido

- Introducción
- El modelo IDMS
- Acoplamientos escalares en el IDMS
 - Acoplamientos del Higgs
 - Decaimientos del Flavon
- ¿Puede el Flavon estar asociado con el rumor a 750 GeV?
- Conclusiones



Preguntas abiertas en Física de Partículas

- Problema del sabor
- Masa de los neutrinos
- Materia Oscura
- Más Higgs?



El problema del sabor

Dentro del ME existen 13 parámetros asociados al sector de sabor:

- 6 acoplamientos de Yukawa para los quarks
- 3 acoplamientos de Yukawa para los leptones cargados
- 4 parámetros de mezcla asociados a la matrix CKM

Los ordenes de magnitud de estos parámetros se encuentran dados por

$$\begin{aligned}
 Y_t &\sim 1, & Y_c &\sim 10^{-2}, & Y_u &\sim 10^{-5}, \\
 Y_b &\sim 10^{-2}, & Y_s &\sim 10^{-3}, & Y_d &\sim 10^{-4}, \\
 Y_\tau &\sim 10^{-2}, & Y_\mu &\sim 10^{-3}, & Y_e &\sim 10^{-6}, \\
 |V_{us}| &\sim 0,2, & |V_{cb}| &\sim 0,04, & |V_{ub}| &\sim 0,004, & \delta_{KM} &\sim 1(1)
 \end{aligned}$$



Mecanismo de Froggatt-Nielsen (FN) una posible solución al problema del sabor?

- Una simetría de sabor $U(1)_F$ es impuesta de tal forma que distingue a los fermiones. Por ejemplo:
 - H tiene una carga 0
 - ϕ_i^c tiene una carga q_i
 - ϕ_j tiene una carga q_j
 - S tiene una carga -1

por lo tanto términos de Yukawa $\phi_i^c \phi_j H$ están prohibidos

- Sin embargo, operadores efectivos $\phi_i^c \phi_j H \left(\frac{S}{M_F}\right)^{q_i+q_j}$ sí son invariantes ante $U(1)_F$
- El campo S adquiere un vev de tal forma que la simetría $U(1)_F$ es rota débilmente en el sentido

$$\langle S/M_F \rangle = \epsilon \ll 1$$

- Los acoplamientos de Yukawa surgen como potencias del parámetro ϵ .



Motivación por el estudio del IDMS

- Predice una partícula escalar candidata a materia Oscura
- Explicación a través del mecanismo de Froggatt-Nielsen a la jerarquía de las masas de los fermiones
- Rica fenomenología del sector escalar



El modelo IDMS

El IDMS incorpora dos dobletes y un singlete complejo: Φ_s , Φ_n y S_F

Simetría Z_2

$$\Phi_s \rightarrow \Phi_s, \quad \Phi_n \rightarrow -\Phi_n, \quad S_F \rightarrow S_F, \quad \text{campos ME} \rightarrow \text{campos ME.} \quad (3)$$

Únicamente los campos escalares pares ante Z_2 adquieren vevs y pueden descomponerse alrededor de ellos de acuerdo con

$$\Phi_s = \left(\begin{array}{c} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \phi^0 + iG_Z) \end{array} \right), \quad \Phi_N = \left(\begin{array}{c} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (H + iA) \end{array} \right) \quad (4)$$

$$S_F = \frac{1}{\sqrt{2}} (u + s_1 + ip_1). \quad (5)$$



El potencial Escalar

En lo que respecta al potencial¹, se introduce una simetría global $U(1)$

Simetría $U(1)$

$$\Phi_s \rightarrow \Phi_s, \quad \Phi_n \rightarrow \Phi_n, \quad S_F \rightarrow e^{i\alpha} S_F. \quad (6)$$

de tal forma que el número de parámetros libres pueda simplificarse.

$$\begin{aligned} V = & -\frac{1}{2} [m_1^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + m_2^2 \Phi_n^\dagger \Phi_n] + \frac{1}{2} [\lambda_1 (\Phi_s^\dagger \Phi_s)^2 + \lambda_2 (\Phi_n^\dagger \Phi_n)^2] \\ & + \lambda_3 (\Phi_s^\dagger \Phi_s) (\Phi_n^\dagger \Phi_n) + \lambda_4 (\Phi_s^\dagger \Phi_n) (\Phi_n^\dagger \Phi_s) + \lambda_5 [(\Phi_s^\dagger \Phi_n)^2 + (\Phi_n^\dagger \Phi_s)^2] \\ & - \frac{m_3^2}{2} S_F^* S_F - \frac{m_4^2}{2} (S_F^{*2} + S_F^2) + \lambda_{s1} (S_F^* S_F)^2 \\ & + \lambda_{ss} (\Phi_s^\dagger \Phi_s) (S_F^* S_F) + \lambda_{sn} (\Phi_n^\dagger \Phi_n) (S_F^* S_F). \end{aligned} \quad (7)$$

¹C. Bonilla, D. Sokolowska, J. L. Diaz-Cruz, M. Krawczyk and N. Darvishi, arXiv:1412.8730 [hep-ph].



Espectro Escalar Físico del IDMS

$$H, \quad A, \quad H^+, \quad h, \quad H_F, \quad A_F$$

$$\begin{aligned} \phi^0 &= \cos \alpha h + \sin \alpha H^F \\ s_1 &= -\sin \alpha h + \cos \alpha H^F \end{aligned} \quad (8)$$

- h es el campo escalar asociado al ME ($m_h = 125$ GeV)
- H_F sus propiedades dependen de las propiedades de h debido a la mezcla existente
- A_F no acopla a los bosones de norma, pero sí a los fermiones a través de interacciones que conservan y violan sabor
- Los campos asociados al doblete inerte (H, A, H^+) no mezclan con el doblete del ME ni con el Flavon. Asumimos que H es el estado más ligero y por lo tanto es identificado con un candidato a materia oscura.



Lagrangiana de FN

La lagrangiana de FN queda descrita por:

$$\mathcal{L}_{FN} = \rho_{ij}^u \left(\frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}^u} \bar{Q}_i d_j \tilde{\Phi} + \rho_{ij}^d \left(\frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}^d} \bar{Q}_i u_j \Phi + \rho_{ij}^l \left(\frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}^l} \bar{L}_i l_j \Phi + H.c \quad (9)$$

donde n_{ij}^f denotan la combinación de cargas abelianas para cada fermión, mientras que ρ_{ij}^f corresponden a coeficientes de orden $O(1)$.

A través del vev del campo S_F y expandiendo hasta primer orden en los campos

$$\left(\frac{S}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}} = \epsilon_F^{n_{ij}} \left(1 + \frac{n_{ij}}{u} (s_1 + ip_1) \right) \quad \text{donde } \epsilon_F = \frac{u}{\sqrt{2}\Lambda_F} \quad (10)$$

los acoplamiento de Yukawa quedan definidos como $Y_{ij}^f = \rho_{ij}^f \epsilon_F^{n_{ij}^f}$.



Después de substituir los eigenestados de masa. Los acoplamientos escalares con los fermiones quedan definidos por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= \frac{1}{v} \left[\bar{U} M_u U + \bar{D} M_d D + \bar{L} M_l L \right] (c_\alpha h + s_\alpha H_F) \\ &+ \frac{v}{\sqrt{2}u} \left[\bar{U}_i \tilde{Z}^u U_j + \bar{D}_i \tilde{Z}^d D_j + \bar{L}_i \tilde{Z}^l L_j \right] (-s_\alpha h + c_\alpha H_F + iA_F) \end{aligned}$$

donde las matrices \tilde{Z}^f en general son no diagonales y por lo tanto inducen corrientes neutras con cambio de sabor en el sector escalar.



Así las interacciones diagonales y no diagonales de los bosones escalares (h, H_F, A_F) con los fermiones quedan determinadas por las ecs. (11).

$$\begin{aligned}
 (\bar{f}_i f_i h) &= \frac{c_{\alpha}}{v} \bar{M}_{ii}^f - \frac{s_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ii}^f \\
 (\bar{f}_i f_j h) &= -\frac{s_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ij}^f \\
 (\bar{f}_i f_i H_F) &= \frac{s_{\alpha}}{v} \bar{M}_{ii}^f + \frac{c_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ii}^f \\
 (\bar{f}_i f_j H_F) &= \frac{c_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ij}^f \\
 (\bar{f}_i f_i A_F) &= \frac{iv}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ij}^f \gamma^5
 \end{aligned} \tag{11}$$

Mientras que los acoplamientos con los bosones de norma quedan definidos como

$$g_{hVV} = \chi_V^{h_i} g_{hVV}^{ME}, \tag{12}$$

donde el factor $\chi_V^{h_i}$ está dado por $\chi_V^h = \cos \alpha$ y $\chi_V^{H_F} = \sin \alpha$.



Constricciones en los acoplamientos escalares

- Acoplamientos que conservan sabor (FC): Utilizando los datos de LHC ² se han podido obtener cotas con respecto a los acoplamientos del Higgs. Las desviaciones se asumen pequeñas y pueden expresarse como:

$$g_{hXX} = g_{hXX}^{ME}(1 + \epsilon_X) \quad (13)$$

los resultados obtenidos arrojan con un nivel de confianza del 95 % que $\epsilon_t = -0,21 \pm 0,23$, $\epsilon_b = -0,19 \pm 0,3$, $\epsilon_\tau = 0 \pm 0,18$, $\epsilon_W = -0,15 \pm 0,14$ y $\epsilon_Z = -0,01 \pm 0,13$. Como consecuencia se puede obtener una cota en el parámetro de mezcla $0,86 < \cos \alpha < 1,0$

²P. P. Giardino, K. Kannike, I. Masina, M. Raidal and A. Strumia, arXiv:1303.3570 [hep-ph].

Constricciones en los acoplamientos escalares

- Acoplamientos que violan sabor sector de quarks (FV). Previamente en ³ analizando la estructura de las matrices de Yukawa y el proceso de diagonalización para las mismas se pueden establecer relaciones entre los parámetros ρ_{ij}^f y razones para las masas de los fermiones y elementos de las matriz CKM. Lo que conduce a diferentes escenarios para los valores numéricos de los elementos de las matrices \tilde{Z}^f .

Scenario	\tilde{Z}_{33}^u	\tilde{Z}_{23}^u	\tilde{Z}_{22}^u
X1	4×10^{-4}	2×10^{-2}	2×10^{-4}
X2	1.4×10^{-2}	1.2×10^{-1}	7.2×10^{-3}
X3	0.27	0.52	0.14

- Acoplamientos que violan sabor sector leptónico. Estos acoplamientos están escritos en términos de los parámetros ρ_{ij}^l que son del orden 0(1).

$$\tilde{z}_{33}^l = 2\sqrt{2} \frac{m_\tau}{v}, \quad \tilde{z}_{23}^l = 4\epsilon_F^4 \rho_{23}^l, \quad \tilde{z}_{22}^l = 4,1 \times 10^{-2} \rho_{23}^l + 2,41 \times 10^{-3} \quad (14)$$

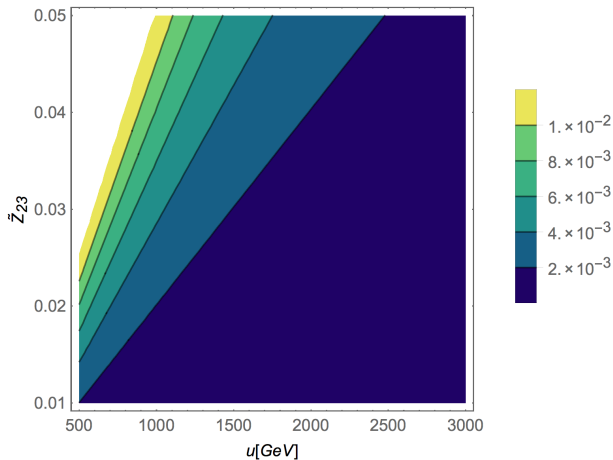
³J. L. Diaz-Cruz, arXiv:1405.0990 [hep-ph].

El decaimiento $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$

Una interesante prueba de los acoplamientos con violación de sabor es a través del decaimiento $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$. La búsqueda reciente en CERN establece al 95 % de nivel de confianza que

$$BR(h \rightarrow \bar{\mu}\tau) < 1,51 \times 10^{-2}. \quad (15)$$



$BR(h \rightarrow \bar{\mu} \tau)$ 

Dadas las interacciones del modelo IDMS, podemos evaluar los principales canales de decaimiento para el Flavon, utilizando las constricciones discutidas anteriormente. Expresiones analíticas para las anchuras de un escalar a diferentes canales de decaimiento han sido reportadas en la literatura.



Decaimientos del Flavon

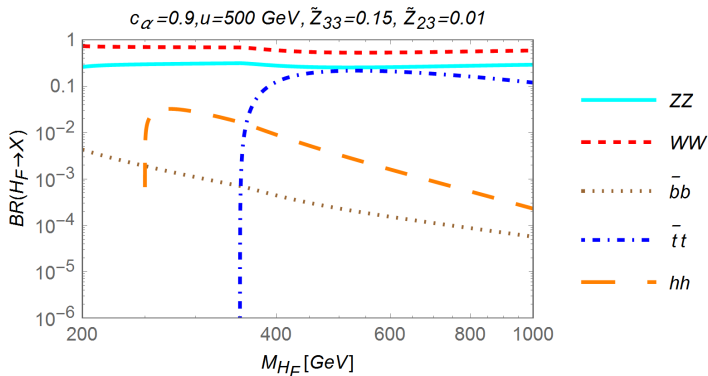


Figura : BR's para los decaimientos del Flavon H_F a nivel de árbol en función de su masa M_{H_F} . Los parámetros utilizados se muestran en la

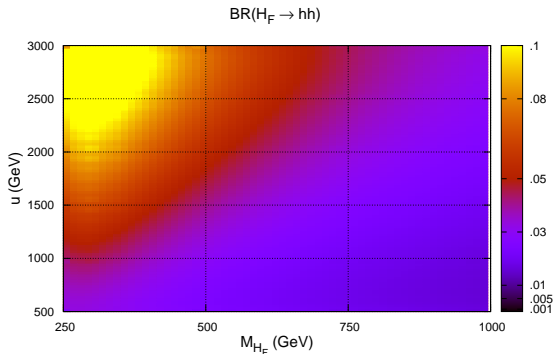


Figura : Gráfica de contorno para el BR del $H_F \rightarrow hh$ en el plano $u - M_{H_F}$. Utilizando los valores numéricos $c_\alpha = 0,9$, $\tilde{Z}_{33} = 0,15$ and $\tilde{Z}_{31} = 0,01$

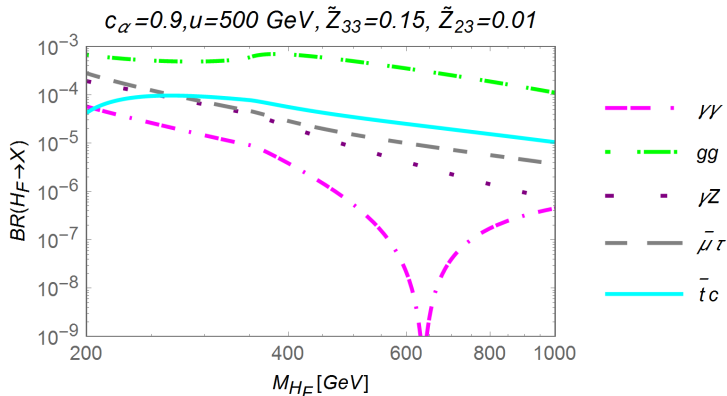


Figura : BR's para los decaimientos del Flavon con violación de sabor y los decaimientos a dos cuerpos a nivel de un lazo.

¿Nueva física a 750 GeV en el canal difotónico?

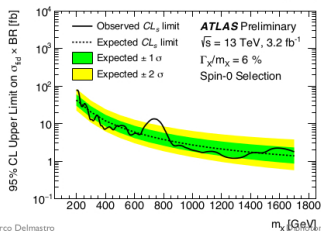
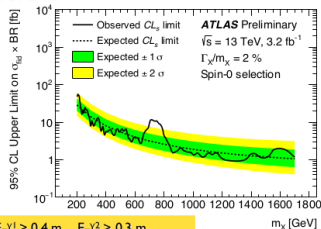
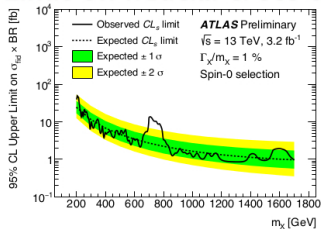
El pasado Diciembre los primeros resultados de LHC13 han mostrado indicios de una posible resonancia a 750 GeV en el canal difotónico. ATLAS recolectó 3.2 fb^{-1} de datos y reportó una significancia 3.6σ , mientras que CMS recolectó una luminosidad de 2.6 fb^{-1} y reportó una significancia de $2,0 \sigma$. A nivel global (mirando todo el intervalo analizado entre 200 y 1800 GeV) se reporta un exceso a $1,2\sigma$ en CMS y $2,3\sigma$ en ATLAS.

A pesar de que podría tratarse simplemente de una fluctuación estadística una gran cantidad de trabajo ha surgido tratando de encontrar posibles explicaciones.

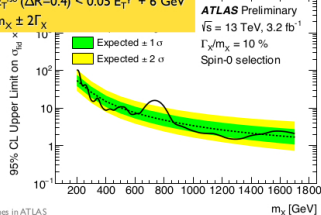


Limit on fiducial cross-section

SPIN-0 ANALYSIS



$E_{\tau^+\tau^-} > 0.4 m_{\chi\chi}, E_{\tau^+\tau^-} > 0.3 m_{\chi\chi}$
 $E_{T^{\text{iso}}} (\Delta R=0.4) < 0.05 E_{\tau^+\tau^-} + 6 \text{ GeV}$
 $m_\chi \pm 2\Gamma_\chi$



farco Delmas

Preselection searches in ATLAS



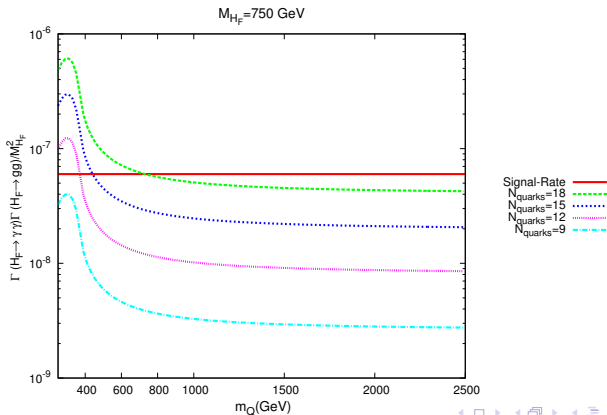
El teorema de Landau Yang garantiza que si una partícula se desintegra en dos fotones tiene que ser un bosón. O bien de espín cero (escalar o pseudoescalar), o bien de espín dos (gravitón). Lo más natural resulta en pensar una partícula escalar que, o bien puede ser fundamental, o bien puede ser un estado compuesto.⁴

- Los eventos anómalos no han sido acompañados por una pérdida de energía significativa, ni leptones ni jets.
- Para una partícula espín 0 producida por fusión de gluones y decayendo a dos fotones, el ratio de la señal debe reproducir

$$R_{\Gamma}^g = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma_{gg}}{MM} \simeq 1,1 \times 10^{-6} \frac{\Gamma}{M} \simeq 6 \times 10^{-8} \quad (16)$$

⁴P. Roig, J.J. Sanz-Cillero, arXiv:1605.03831 [hep-ph]

El carácter ultravioleta del mecanismo de FN puede completarse con la introducción de fermiones espejos, esenciales para reproducir la señal a 750 GeV








Conclusiones y Perspectivas

- Estudiando el modelo IDMS es posible explicar $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ y también la resonancia a 750 siempre y cuando se considere la incorporación de fermiones espejo.
- El decaimiento $H_F \rightarrow hh$ puede alcanzar una razón de decaimiento alta, la cual debiera ser estudiado en el LHC.
- Queda como perspectiva realizar un estudio más amplio que incorpore fusión de gluones, estudio de background y por otro lado materia oscura.



Bibliografía

-  A. Pilaftsis, Phys. Rev. D **93**, no. 1, 015017 (2016)
doi:10.1103/PhysRevD.93.015017 [arXiv:1512.04931 [hep-ph]].
-  J. L. Diaz-Cruz, JHEP **0305**, 036 (2003) [hep-ph/0207030];
-  C. Bonilla, D. Sokolowska, J. L. Diaz-Cruz, M. Krawczyk and N. Darvishi, arXiv:1412.8730 [hep-ph].
-  CMS Collaboration, Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at $s = 13$ TeV (2015) CMS-PAS-EXO-15-004, URL <https://cds.cern.ch/record/2114808>.
-  Search for resonances decaying to photon pairs in 3.2 fb^{-1} of pp collisions at $s = 13$ TeV with the ATLAS detector, Technical 