78 Ciencia Nicolaita

Análisis de los decaimientos de un bosón escalar en el modelo Bestest Little Higgs

Jorge Isidro Aranda Sánchez, Eligio Cruz Álbaro, Javier Montaño Domínguez y Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo

Resumen

Después del descubrimiento del bosón de Higgs, las colaboraciones ATLAS y CMS continúan con la búsqueda de nuevas partículas escalares pesadas en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC). Se han desarrollado nuevas teorías que son conocidas como extensiones del modelo estándar (ME), donde se predicen las nuevas partículas con masas del orden de los tera-electronvoltios (TeV). En particular, el modelo Bestest Little Higgs (BLH) brinda una solución a ciertos problemas fundamentales que el ME deja sin respuesta, una de ellas tiene que ver con el problema de la jerarquía. Además, el BLH logra subsanar ciertas dificultades que se presentan en otros modelos tipo Little Higgs. De esta manera, la propuesta en este trabajo consiste en estudiar los decaimientos de un escalar masivo σ generado en el escenario del BLH a un par de gluones y a un par de fotones. Es de nuestro interés, los decaimientos que se inducen a nivel de un lazo involucrando quarks pesados, pues en este tipo de modelos las divergencias cuadráticas debidas a las correcciones de la masa del bosón de Higgs pueden ser canceladas por la contribución de nuevas partículas pesadas, con masas del orden de los TeV. Para

los procesos mencionados, se determinaron la fracción de decaimiento y sus correspondientes secciones eficaces de producción vía fusión de gluones. Estos parámetros están en función de la escala de energía en la cual surge el modelo BLH, de esta manera que se propone un escenario de energías comprendido entre 700 GeV y 3000 GeV para su estudio fenomenológico. Nuestras predicciones fueron: $Br(\sigma \to gg) = [10^{-3},\ 10^{-4}]$, $Br(\sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-7},\ 10^{-8}]$, $\sigma\,(gg \to \sigma \to gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb y $\sigma\,(gg \to \sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-5}, 10^{-7}]$ fb para la escala de energía establecida. En la región de análisis encontramos que la fracción de decaimiento relevante se obtiene para el proceso $\sigma \to gg$, $Br(\sigma \to gg)$, la cual nos genera una contribución importante para la sección eficaz asociada. Tomando en cuenta que la luminosidad integrada esperada en el LHC se ha proyectado a 3000 fb^{-1}, en este escenario es probable que se observe algún evento relacionado al proceso $\sigma \to gg$ en un futuro cercano.

Palabras clave: Problema de la jerarquía, fusión de gluones, quarks pesados.

Abstract

After the discovery of the Higgs boson, the ATLAS and CMS collaborations continue the search for new heavy scalar particles in the Large Hadron Collider (LHC). New theories have been developed that are known as extensions of the standard model (SM), where new particles with masses of the order of tera-electronvolts (TeV) are predicted. In particular, the Bestest Little Higgs (BLH) model provides a solution to certain fundamental problems that the SM leaves unanswered, one of which has to do with the hierarchy problem. In addition, the BLH manages to overcome certain difficulties that are present in other Little Higgs-type models. Thus, the proposal in this work is to study the decays of a massive scalar σ predicted in the BLH scenario to a pair of gluons and a pair of photons. It is of our interest, the decays that are induced at the one loop-level involving heavy quarks, since in this type of models the quadratic divergences due to the corrections of the Higgs boson mass can be canceled by the contribution of new heavy particles, with masses of the order of TeV. For the mentioned processes, the branching ratio and the production cross section via gluon fusion were determined. These parameters are a function of the energy scale at which the BLH model emerges, so an energy scenario between 700 GeV and 3000 GeV is proposed for its phenomenological study. Our predictions were: $Br(\sigma \to gg) = [10^{-3},\ 10^{-4}], Br(\sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-7},\ 10^{-8}],\ \sigma\,(gg \to \sigma \to gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$fb y $\sigma\,(gg \to \sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-5}, 10^{-7}]$ fb for the established energy scale. In the analysis region we find that the relevant branching ratio is obtained for

the decay process $\sigma \to gg$, which generates an important contribution for the associated total cross section. Considering that the expected integrated luminosity in the LHC has been projected at 3000 fb^{-1}, in this scenario it is likely that some event related to the $\sigma \to gg$ process will be observed in the near future.

Keywords: Hierarchy problem, gluon fusion, heavy quarks.

Introducción

Con el descubrimiento del bosón de Higgs en el Gran Colisionador de Hadrones, se abren nuevas líneas de investigación y se da inicio a una nueva etapa de exploración del Universo. Sería el comienzo para determinar si el bosón descubierto corresponde al Higgs predicho por el ME o es un Higgs de una teoría más general; se buscará también establecer si hay más partículas de las ya descubiertas o sólo existen aquéllas que ya se han identificado en el laboratorio. Para su estudio se han propuesto distintas extensiones del ME (G. C. Branco, et al. 2012; M. Perelstein, 2007; M. Schmaltz et al., 2010), una de ellas se le conoce como el modelo BLH. Este modelo resulta interesante porque genera nuevas partículas con masas del orden de los TeV y proporciona una posible explicación al problema de la jerarquía de masa del bosón de Higgs (M. Schmaltz, 2003), que es otra de las cuestiones fundamentales que aún deja sin respuesta el modelo estándar. El BLH logra también subsanar ciertas dificultades que se presentan en otros modelos tipo Little Higgs (M. Perelstein, 2007; N. Arkani-Hamed, et. al 2002; M. Schmaltz,et. al 2004).

El BLH está basado en dos modelos sigma no lineales independientes (Σ y Δ): el valor de expectación del vacío (vev) del campo Σ, $\langle\Sigma\rangle = \mathbf{1}_6$, rompe la primera simetría global $SO(6)_A \times SO(6)_B$ al grupo diagonal $SO(6)_V$ a la escala de energía $f \sim 1$ TeV, y un campo Δ con su vev $\langle\Delta\rangle = \mathbf{1}_6$, rompe la segunda simetría global $SU(2)_C \times SU(2)_D$ al subgrupo diagonal $SU(2)$ a la escala $F \sim 3$ TeV. Después del rompimiento de la simetría $SO(6)_A \times SO(6)_B$ se generan nuevas partículas (15 pseudobosones de Nambu-Goldstone) que están parametrizados como ϕ^a y η^a, $a = 1,2,3$, dos vectores de Higgs h_1 y h_2 de $SO(4)$ y un escalar real σ. La incorporación de los campos al campo Σ se estructura de la siguiente manera:

$$\Sigma = e^{\frac{i\Pi}{f}} e^{\frac{2i\Pi_h}{f}} e^{\frac{i\Pi}{f}}, \qquad (1)$$

siendo Π y Π_h matrices complejas y antisimétricas dados por

$$\Pi = \begin{pmatrix} i(\phi^a T_L^a + \eta^a T_R^a)_{4\times4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i\sigma}{\sqrt{2}} \\ 0 & -\frac{i\sigma}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}, \qquad \Pi_h = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0_{4\times4} & h_1 & h_2 \\ -h_1^T & 0 & 0 \\ -h_2^T & 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

los $T_{L,R}^a$ representan a los generadores del grupo $SO(6)$ (Schmaltz et al, 2010). Con respecto a la segunda simetría global, los bosones de Nambu-Goldstone están parametrizados en Δ como

$$\Delta = F\, e^{2i\,\Pi_d}, \qquad \Pi_d = \frac{1}{2}(\chi_a \tau^a), \tag{3}$$

donde χ_a representan los bosones de Nambu-Goldstone y τ^a las matrices de Pauli generadores de la simetría $SU(2)$.

En el sector escalar del modelo BLH, el potencial de Higgs se construye a partir de los campos de Higgs h_1 y h_2 (Schmaltz et al, 2010; Kalyniak et al, 2015; Kanemura et al, 2004),

$$V = \frac{1}{2}m_1^2 h_1^T h_1 + \frac{1}{2}m_2^2 h_2^T h_2 - B_\mu h_1^T h_2 + \frac{\lambda_0}{2}(h_1^T h_2)^2. \tag{4}$$

A través de este potencial se genera el rompimiento espontáneo de la simetría que se logra cuando V alcanza su estado de mínima energía, a lo que se traduce en transformar las primeras componentes de h_1 y h_2 por sus respectivos vevs, v_1 y v_2 relacionados entre sí por el siguiente ángulo de mezcla

$$\tan\beta = \frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1}. \tag{5}$$

Estos vevs se relacionan con el vev del modelo estándar (ME) como $v^2 = v_1^2 + v_2^2$. En este sector, a partir de la diagonalización de la matriz de masa se generan tres campos escalares físicos neutros (h_0, H_0, A_0) y dos campos escalares físicos cargados $(H^\pm)$. En el potencial de Higgs los cuatro parámetros m_1, m_2, B_μ y λ_0 (Kalyniak et al, 2015), se expresan en términos de las masas de los bosones h_0 y A_0 que son parámetros bastante accesibles fenomenológicamente,

$$\lambda_0 = \frac{m_{h0}^2}{v^2}\left(\frac{m_{h0}^2 - m_{A0}^2}{m_{h0}^2 - m_{A0}^2\, sin^2\, 2\beta}\right), \tag{6}$$

$$B_\mu = \frac{1}{2}(m_{A0}^2 + \lambda_0 v^2)\sin 2\beta, \tag{7}$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A0}^2 = m_1 + m_2\,, \tag{8}$$

$$m_{H0}^2 = \frac{B_\mu}{\sin 2\beta} + \sqrt{\left(\frac{B_\mu}{sin\,2\beta}\right)^2 - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \sin 2\beta + (\lambda_0 v^2\, sin\, 2\beta)^2}, \quad (9)$$

$$m_\sigma^2 = 2\lambda_0 f^2 K_\sigma. \quad (10)$$

La masa del escalar σ está en términos de λ_0 y del parámetro libre K_σ. Por las condiciones de perturbatividad se impone que $\lambda_0 < 4\pi$ (Kalyniak et al, 2015), en consecuencia

$$1 < \tan\beta < \sqrt{\frac{2 + 2\sqrt{\left(1 - \frac{m_{h0}^2}{m_{A0}^2}\right)\left(1 - \frac{m_{h0}^2}{4\pi v^2}\right)}}{\frac{m_{h0}^2}{m_{A0}^2}\left(1 + \frac{m_{A0}^2 - m_{h0}^2}{4\pi v^2}\right)} - 1} \quad y \quad < K_\sigma < \frac{16\,\pi^2}{\lambda_0(8\pi - \lambda_0)}. \quad (11)$$

Anchura de decaimiento y sección eficaz de producción

En la Tabla 1 presentamos la regla de Feynman necesaria para el cálculo de las amplitudes a nivel de un lazo de los procesos $\sigma \to gg, \gamma\gamma$ donde y_t representa el acoplamiento de Yukawa del quark top. Para los decaimientos $\sigma \to gg, \gamma\gamma$ que ocurren a través de diagramas de triángulo, involucra solamente quarks top del ME y sus compañeros T, T_5, T_6. Sin embargo, en este trabajo sólo se ha tomado la contribución dominante para las fluctuaciones cuánticas, el quark top (ver Fig. 1 y Fig. 2).

TABLA 1. Vértice en el modelo BLH.

Interacciones	Reglas de Feynman
$\sigma\bar{t}t$	$\frac{-v\, y_t \cos\beta}{\sqrt{2}\, f}$

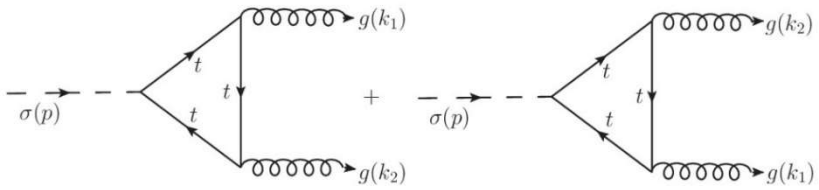


Figura 1. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $\sigma \to gg$.

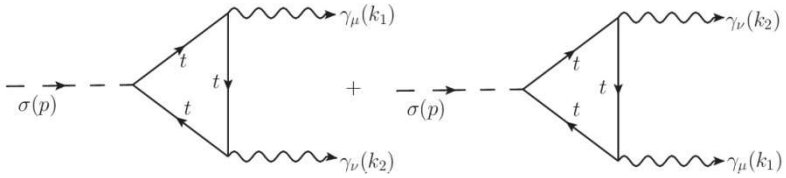


FIGURA 2. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $\sigma \to \gamma\gamma$.

Para el decaimiento σ a gg tenemos que su amplitud es

$$\mathcal{M}(\sigma \to gg) = A^{gg}(m_\sigma^2\, g^{\mu\nu} - 2\, k_1^\nu k_2^\mu)\epsilon_\mu^{*a}(k_1)\epsilon_\nu^{*b}(k_2)\delta_{ab}, \tag{12}$$

con el factor de forma

$$A^{gg} = -\frac{3i\cos\beta\ \ v\ g_s^2\ y_t m_t\big((4m_t^2 - m_\sigma^2)\ C_0(1) + 2\big)}{8\sqrt{2}\,\pi^2 m_\sigma^2\ f}, \tag{13}$$

siendo $C_0(1) = C_0(m_\sigma^2, 0, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$ la función escalar de Passarino-Veltman (PV). Para este proceso, la anchura de decaimiento que se obtiene es lo siguiente

$$\Gamma(\sigma \to gg) = \frac{1}{2}\frac{m_\sigma^3}{\pi}|A^{gg}|^2, \tag{14}$$

donde $1/2$ representa el factor estadístico debido a las dos partículas idénticas en el estado final.

En cuanto a $\sigma \to \gamma\gamma$, la amplitud asociada a este proceso es

$$\mathcal{M}(\sigma \to \gamma\gamma) = A^{\gamma\gamma}(m_\sigma^2\, g^{\mu\nu} - 2\, k_1^\nu k_2^\mu)\epsilon_\mu^*(k_1)\epsilon_\nu^*(k_2), \tag{15}$$

con el siguiente factor de forma

$$A^{\gamma\gamma} = -\frac{i\cos\beta\sin^2\theta_W\ \ g^2 v\ y_t m_t\big((4m_t^2 - m_\sigma^2)\ C_0(2) + 2\big)}{3\sqrt{2}\,\pi^2 m_\sigma^2\ f}, \tag{16}$$

siendo $C_0(2) = C_0(m_\sigma^2, 0,0, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$. Para este proceso, la anchura de decaimiento que se obtiene está dado por

$$\Gamma(\sigma \to \gamma\gamma) = \frac{1}{16}\frac{m_\sigma^3}{\pi}|A^{\gamma\gamma}|^2. \tag{17}$$

Presentamos también un estudio de la sección eficaz de producción, vía fusión de gluones del escalar σ decayendo a dos gluones y a dos fotones. Para este propósito, hacemos uso de las fracciones de decaimiento $Br(\sigma \to gg)$ y $Br(\sigma \to \gamma\gamma)$. De manera que al considerar el propagador de Breit-Wigner, la sección eficaz en la resonancia tiene la siguiente forma

$$\sigma(gg \to \sigma \to Y) = \frac{\pi}{12}\frac{Br(\sigma \to gg)Br(\sigma \to Y)}{m_\sigma^2}, \tag{18}$$

siendo $Y = gg, \gamma\gamma$.

Resultados numéricos

En el modelo BLH se establecen dos escenarios de estudio:

1. El escenario general, asume que h_0 es ligero y representa el bosón de Higgs del ME, mientras que las masas de los otros bosones de Higgs H_0, A_0 pueden variar, y
2. El escenario cuasi-degenerado, con una ligera degeneración entre la masas de h_0 y A_0.

En este trabajo hemos elegido como escenario de estudio el caso general, debido a que está en mejor acuerdo con los resultados del LHC (Kalyniak et al, 2015). Existe además ciertas limitaciones experimentales y teóricas que se demandan sobre el modelo BLH. La primera, $m_{A0} > 350$ GeV para $\tan\beta < 5$ de acuerdo a las restricciones más recientes proporcionadas por las colaboraciones ATLAS y CMS (Aad *et al*, 2015; CMS Collaboration, 2018). La segunda, la escala de energía f tomará valores en el intervalo $700 < f < 3000$ GeV [2,6] (Kalyniak et al, 2015; Godfrey, 2012) como resultado de escanear todos los valores posibles de y_t obedeciendo la condición de pertubatividad, $y_t < 4\pi$ (Altmannshofer et al, 2010).

A continuación, estableceremos dos escenarios de estudio para la masa del bosón A_0 esto debido a su estrecha relación con la masa del escalar σ de nuestro interés:

1) $m_{A0} = 500$ GeV, y 2) $m_{A0} = 1000$ GeV. Tomando en cuenta la relación de m_{A0} con el parámetro β en la ecuación (10) derivamos el siguiente espacio de parámetros para el escenario 1, $1 < \tan\beta < 6.83$, y para el escenario 2, $1 < tan\,\beta < 10.45$. Sin embargo, debemos restringir el parámetro $\tan\beta$ a los valores derivados del análisis experimental en el BLH (Aad *et al*, 2015; CMS Collaboration, 2018), es decir, $\tan\beta < 5$. De esta manera, elegimos trabajar con el valor fijo de $\tan\beta = 3$. Respecto al parámetro K_σ, a través de la ecuación (10), para los dos escenarios obtenemos 1) $1 < K_\sigma < 7.95$ y 2) $1 < K_\sigma < 8.74$; por lo tanto, para nuestras evaluaciones numéricas elegimos valores fijos de $K_\sigma = 2,6$ que satisfacen ambos escenarios. Resumimos estos dos escenarios en la Tabla 2.

TABLA 2. Escenarios de estudio para la masa del escalar m_{A0}, con $\tan\beta = 3$.

Escenario 1		Escenario 2	
$m_{A0} = 500$ GeV		$m_{A0} = 1000$ GeV	
$K_\sigma = 2$	$K_\sigma = 6$	$K_\sigma = 2$	$K_\sigma = 6$

Para los escenarios de estudio establecidos, determinamos las anchuras de decaimiento para los procesos de nuestro interés (ver Fig. 2 y Fig. 3). En la Fig. 2, observamos que la anchura de decaimiento dominante de σ a gg se genera en el escenario 1 siendo $\Gamma(\sigma \to gg) = [10^{-3},\ 10^{-4}]$ GeV para la escala de energía $f = [0.7, 3]$ TeV. Con respecto al proceso σ a $\gamma\gamma$, el comportamiento de la anchura parcial correspondiente se muestra en la Fig. 3, para este caso, la contribución principal se genera en el escenario 1 siendo $\Gamma(\sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-6},\ 10^{-7}]$ GeV para la escala de energía mencionado.

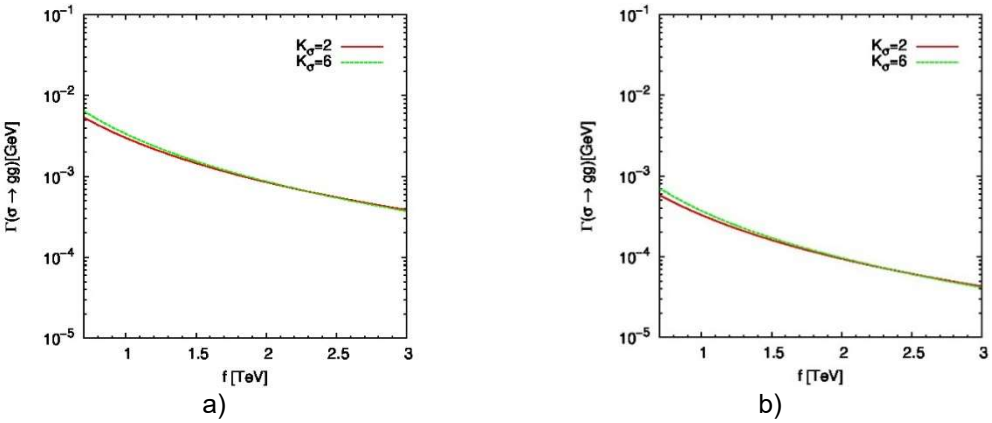


Figura 2. La anchuras de decaimiento para el proceso $\sigma \to gg$ en función de la escala de energía f: (a) escenario 1 y (b) escenario 2.

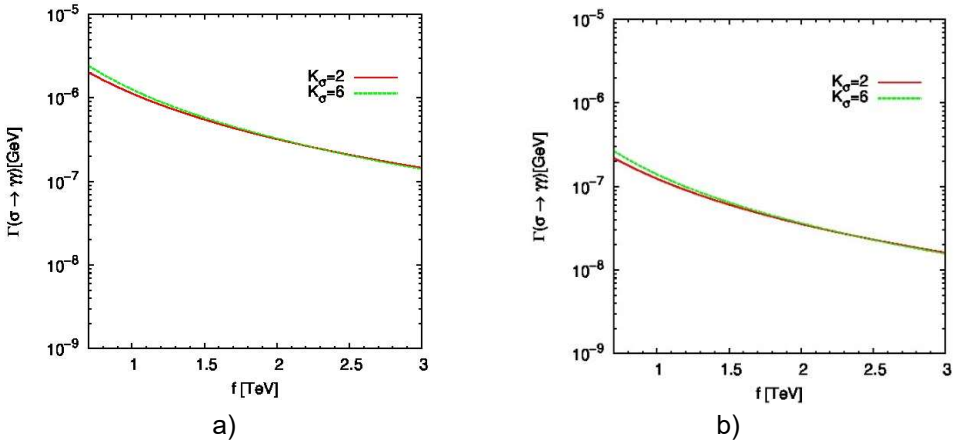


Figura 3. La anchuras de decaimiento para el proceso $\sigma \to \gamma\gamma$ en función de la escala de energía f: (a) escenario 1 y (b) escenario 2.

Con respecto a la fracción de decaimiento, se consideró para su cálculo la anchura total Γ_σ como la suma de las anchuras parciales de los siguientes modos de decaimiento: $\bar{t}t,\ \gamma\gamma,\ \gamma Z, gg$. Para el primer proceso, en la Fig. 4 se aprecia que la señal más alta proviene de $Br(\sigma \to gg) = [10^{-3},\ 10^{-4}]$ para $f = [0.7, 3]$ TeV en el escenario 2 cuando $K_\sigma = 2$. Para el segundo proceso, la señal principal se genera también en el escenario 2 particularmente con $K_\sigma = 2$ siendo en este caso $Br(\sigma \to \gamma\gamma) \sim 10^{-7}$ para la misma escala de energía (ver Fig. 5). En la Tabla 3 y Tabla 4

mostramos algunos valores específicos de $Br(\sigma \to gg)$ y $Br(\sigma \to \gamma\gamma)$ en los dos escenarios de estudio.

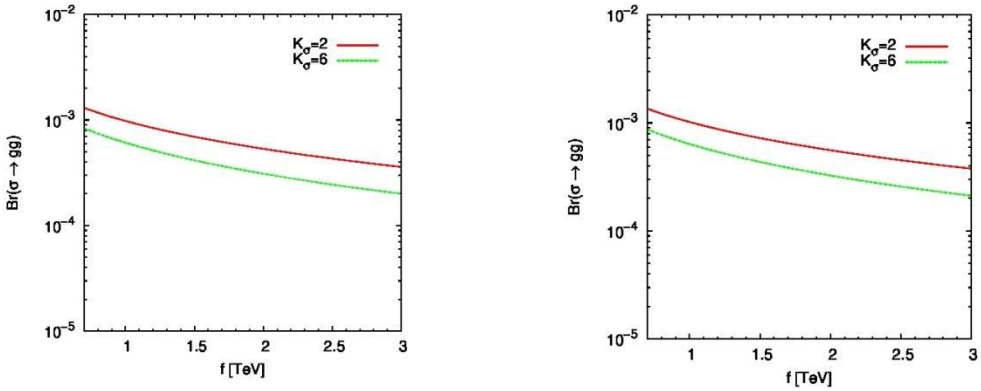


Figura 4. Las fracciones de decaimiento para $\sigma \to gg$: (a) escenario 1 y (b) escenario 2.

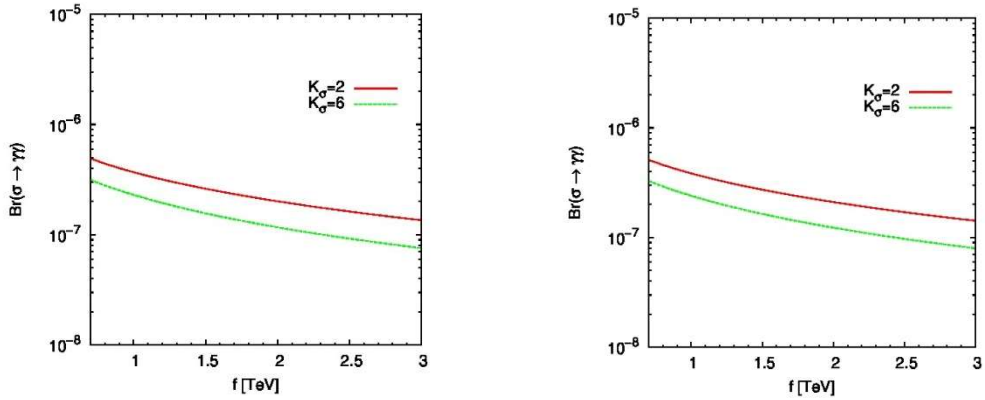


Figura 5. Las fracciones de decaimiento para $\sigma \to \gamma\gamma$: (a) escenario 1 y (b) escenario 2.

TABLA 3. Algunos valores de $Br(\sigma \to gg)$ en los dos escenarios de estudio.

f [TeV]	$Br(\sigma \to gg)$			
	Escenario 1		Escenario 2	
	$K_\sigma = 2$	$K_\sigma = 6$	$K_\sigma = 2$	$K_\sigma = 6$
0.7	1.30×10^{-3}	8.33×10^{-4}	1.35×10^{-3}	8.68×10^{-4}
1.0	9.78×10^{-4}	6.09×10^{-4}	1.01×10^{-3}	6.37×10^{-4}
2.0	5.33×10^{-4}	3.10×10^{-4}	5.58×10^{-4}	3.26×10^{-4}
3.0	3.59×10^{-4}	2.00×10^{-4}	3.77×10^{-4}	2.12×10^{-4}

TABLA 4. Algunos valores de $Br(\sigma \to \gamma\gamma)$ en los dos escenarios de estudio.

f [TeV]	$Br(\sigma \to \gamma\gamma)$			
	Escenario 1		Escenario 2	
	$K_\sigma = 2$	$K_\sigma = 6$	$K_\sigma = 2$	$K_\sigma = 6$
0.7	4.91×10^{-7}	3.14×10^{-7}	5.11×10^{-7}	3.28×10^{-7}
1.0	3.69×10^{-7}	2.30×10^{-7}	3.84×10^{-7}	2.40×10^{-7}
2.0	2.01×10^{-7}	1.17×10^{-7}	2.11×10^{-7}	1.23×10^{-7}
3.0	1.35×10^{-7}	7.56×10^{-8}	1.42×10^{-7}	7.98×10^{-8}

Finalmente, en las Figs. 6 y 7 mostramos el comportamiento de la sección eficaz de producción del escalar σ vía fusión de gluones para cada proceso y como función de la escala de energía $f = [0.7, 3]$ TeV para los dos escenarios de estudio de m_{A0}. Para $\sigma \to gg$, la contribución principal surge en el escenario 2 en particular cuando $K_\sigma = 2$, obteniéndose $\sigma\,(gg \to \sigma \to gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb mientras que la contribución suprimida se alcanza en el escenario 1 con $K_\sigma = 6$. Para el caso de $\sigma \to \gamma\gamma$, la contribución más alta se da en el escenario 2 con $K_\sigma = 2$, obteniendose $\sigma\,(gg \to \sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-5}, 10^{-7}]$ fb; la contribución suprimida de esta transición se logra en el escenario 1 cuando $K_\sigma = 6$.

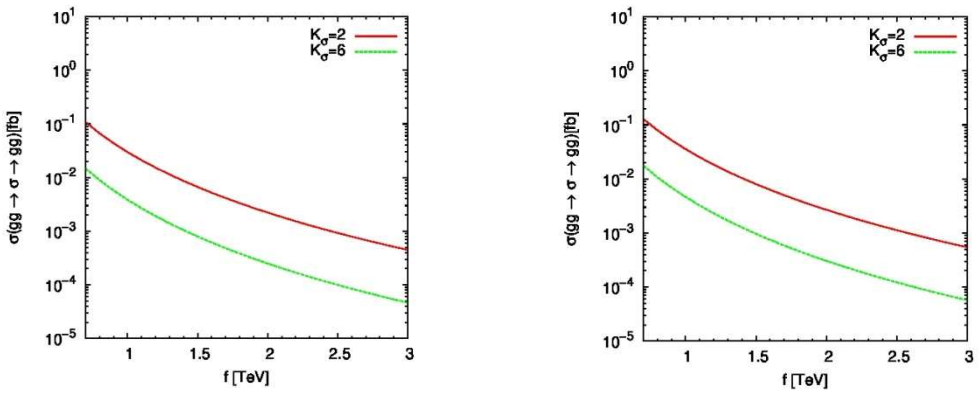


Figura 6. Sección eficaz de producción del escalar σ vía fusión de gluones con un par de gluones como estados finales: (a) escenario 1 y (b) escenario 2.

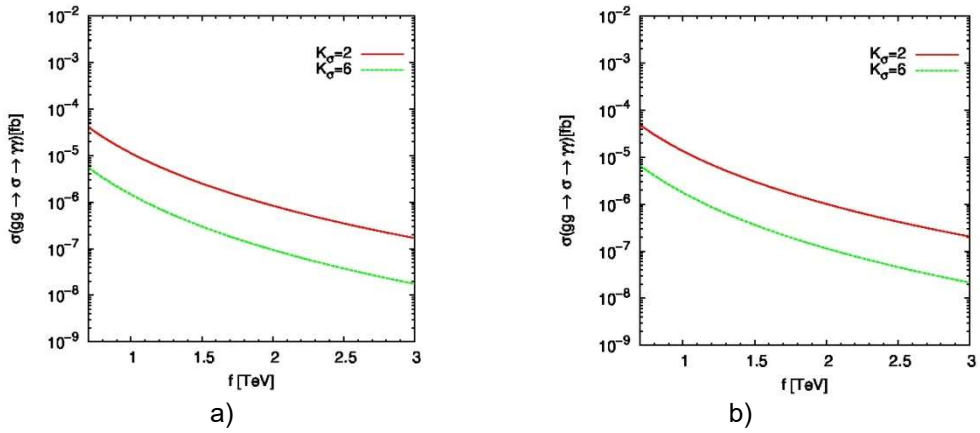


Figura 7. Sección eficaz de producción del escalar σ vía fusión de gluones con un par de fotones como estados finales: (a) escenario 1 y (b) escenario 2.

Conclusiones

En este trabajo hemos realizado el estudio fenomenológico del escalar pesado σ en el escenario del BLH debido a que en la literatura no se ha llevado a cabo estudios referentes a este partícula exótica, pero sí para escalares como $h_0\ y\ H_0$ que surgen también en modelos con dos dobletes de Higgs (2HDM) tipo II, tipo III y tipo IV. En cuanto al BLH su característica principal es poseer una simetría de custodia (R. A. Diaz, et al. 2001) después del rompimiento de la simetría global, haciendo que el modelo sea finito, lo cual no sucedía con otros modelos tipo Little Higgs. Otra característica propia del BLH consiste en tener a un escalar masivo σ, dicho escalar desempeña una papel importante en la teoría ya que elimina las divergencias que surgen en algunas interacciones, especialmente en el sector cuártico. En el presente trabajo, se han analizado y calculado los decaimientos $\sigma \to gg, \gamma\gamma$ a nivel de un lazo en el escenario de masas no degenerado de los escalares $h_0\ y\ A_0$ con una escala de energía de estudio de $f = [0.7, 3]$ TeV y $m_{A0} > 350$ GeV para $\tan\beta < 5$ (Aad *et al*, 2015; CMS Collaboration, 2018). Se elige este escenario de estudio porque está de acuerdo con las restricciones más recientes proporcionadas por el LHC.

Nuestros resultados numéricos que se obtuvieron para las fracciones de decaimiento de nuestro interés son: $Br(\sigma \to gg) = [10^{-3},\ 10^{-4}]$ y $Br(\sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-7},\ 10^{-8}]$. En cuanto a la sección eficaz, $\sigma\ (gg \to \sigma \to gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb y $\sigma\ (gg \to \sigma \to \gamma\gamma) = [10^{-5}, 10^{-7}]$ fb. De acuerdo a los valores numéricos, la fracción de decaimiento relevante para el cálculo de la sección eficaz de producción vía fusión de gluones del escalar σ le corresponde al proceso $\sigma \to gg$. Esto se debe a que para obtener una estimación del número de sucesos para un evento particular necesitamos conocer la probabilidad de que una colisión dé lugar a ese evento, esa probabilidad se conoce como sección eficaz (σ). De esta manera, para calcular el número de sucesos que se producen de un determinado proceso físico, será necesario conocer la sección eficaz de producción y la luminosidad integrada de dicho proceso. Así, la expresión para el número de eventos de un proceso en un determinado tiempo es:

No. de eventos = Sección eficaz x Luminosidad integrada.

De acuerdo a la fórmula anterior, con el valor de $\sigma\ (gg \to \sigma \to gg) = [10^{-1}, 10^{-4}]$ fb y considerando que la luminosidad integrada esperada del LHC se proyecta que alcance los 3000 fb^{-1} (Barger et al, 2014; ATLAS Collaboration, 2013) dentro de

unos años, sería probable observar entre 300 y 0.3 eventos por segundo para el proceso $\sigma \to gg$, dicha interacción estaría dentro del rango de detección del LHC. Mientras que para acceder a procesos con una baja sección eficaz de producción, como el caso de la transición σ yendo a un par de fotones, es necesaria una gran luminosidad integrada.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Sistema Nacional de Investigadores y por la CIC-UMSNH (México).

Referencias

Branco G. C., Ferreira P. M., Lavoura L.,. Rebelo M. N., Sher M. and Silva J. P. 2012. Phys. Rept. 516, 1-102.

Perelstein M. 2007. Prog. Part. Nucl. Phys. 58, 247.

Schmaltz M., Stolarski D. and Thaler J. 2010. JHEP 1009, 018.

Schmaltz M. 2003. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 117, 40. [arXiv:hep-ph/0210415].

Arkani-Hamed N., Cohen A. G., Katz E. and Nelson A. E. 2002. JHEP 0207, 034.

Schmaltz M. 2004. JHEP 0408, 056.

Kalyniak P., Martin T. y Moats K. 2015. Phys. Rev. D 91, No. 1, 013010.

Kanemura S., Okada Y., Senaha E. y Yuan C.-P. 2004. Phys. Rev. D 70, 115002.

Aad G. *et al*. (ATLAS Collaboration). 2015. Phys. Lett. B 744, 163.

CMS Collaboration (CMS Collaboration). 2018. CMS-PAS-HIG-18-005.

Godfrey S., Gregoire T., Kalyniak P., Martin T. A. W. y Moats K. 2012. JHEP 1204, 032.

Diaz R. A. and Martinez R. 2001. Rev. Mex. Fis. 47, 489.

Altmannshofer W. y Straub D. M. 2010. JHEP 1009, 078.

Barger V., Everett L. L., Jackson C. B. y Shaughnessy G. 2014. Phys. Lett. B 728, 433.

ATLAS Collaboration. 2013. ATL-PHYS-PUB-2013-007, C13-07-29.2 Proceedings, arXiv:1307.7292.