

Producción de Pares de bosones de Higgs en el LHC

Rocío Ayelén Kiman

Director: Dr. Daniel de Florian

Departamento de Física
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

31 de Marzo
2016

Motivación

- Modelo Estándar describe bien física hasta energías del orden de la escala electrodébil.
- No es la última teoría, no describe la gravedad, entre otras cosas.
- Se esperan partículas nuevas a escalas de la energía de Planck 10^{19} GeV o intermedias ($\Lambda \sim \text{TeV}$).

Conclusión: **Teoría Efectiva** para describir nueva física.

Motivación

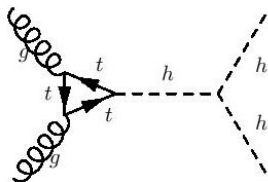
Uno de los sectores menos explorados del Modelo Estándar:

Potencial de Higgs

$$\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

Falta medir con precisión los parámetros λ y μ , se tiene $m_H = m_H(\mu, \lambda)$

Una manera es a partir del acople de tres Higgs que se encuentra en el proceso



Sensible a procesos de nueva física.

Objetivos

- Estudiar la teoría efectiva del Lagrangiano lineal de dimensión seis.
- Calcular la sección eficaz partónica usando la teoría efectiva para el proceso $gg \rightarrow hh$.

Contenidos

- 1 Introducción
- 2 Teoría Efectiva (EFT): Lagrangiano lineal de dimensión seis
- 3 Producción de Bosones de Higgs mediante fusión de gluones
- 4 Conclusiones

Contenido

- 1 **Introducción**
- 2 Teoría Efectiva (EFT): Lagrangiano lineal de dimensión seis
- 3 Producción de Bosones de Higgs mediante fusión de gluones
- 4 Conclusiones

Modelo Estándar

Describe tres fuerzas de la naturaleza:

- **Fuerza fuerte** ~ 10 \rightarrow Teoría QCD (Cromodinámica cuántica)
- **Fuerza electromagnética** $\sim 10^{-2}$ \rightarrow Teoría QED (Electrodinámica cuántica)
- **Fuerza débil** $\sim 10^{-13}$ \rightarrow Teoría electrodébil

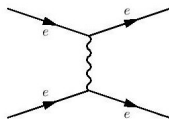
No describe la **Fuerza gravitatoria** $\sim 10^{-42}$

Modelo Estándar

Partículas conocidas hasta ahora:

Fermiones

- Leptones: e μ τ ν_e ν_μ ν_τ
- Quarks: u d c s t $b \rightarrow$ forman los hadrones



Bosones

- Bosones de gauge: A_μ Z_μ W_μ^\pm G_μ^i con $i = 1, \dots, 8$
- Higgs h

Modelo Estándar

Lagrangiano del Modelo Estándar

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^I W_I^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
 & + \bar{\Psi}_\alpha \gamma^\mu D_\mu \Psi_\alpha \\
 & + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\
 & - (\Gamma_\alpha \bar{\Psi}_L \Phi \Psi_R^\alpha + \Gamma_\alpha \bar{\Psi}_L \Phi^c \Psi_R^\alpha + h.c.)
 \end{aligned}$$

$$D_\mu = i\partial_\mu - \frac{g}{2} \sigma^a W_\mu^a - g' \frac{Y}{2} B_\mu - ig_s T^a G_\mu^a$$

Es invariante ante transformaciones $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$:

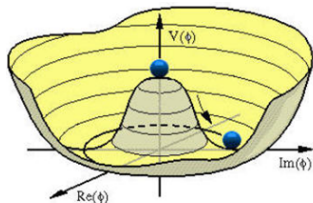
$$\Phi \rightarrow \Phi' = U\Phi \implies \mathcal{L}'_{SM} = \mathcal{L}_{SM}$$

Ruptura Espontánea de Simetría

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \implies \text{Extremos: } |\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$$

$$|\Phi|^2 = 0$$

$$\lambda > 0 \quad \mu^2 < 0$$



$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \rightarrow \Phi(x) = \exp\left(i\sigma^a \frac{\theta^a(x)}{v}\right) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix}$$

Contenido

- 1 Introducción
- 2 Teoría Efectiva (EFT): Lagrangiano lineal de dimensión seis**
- 3 Producción de Bosones de Higgs mediante fusión de gluones
- 4 Conclusiones

Teoría Efectiva de Fermi

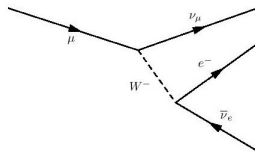
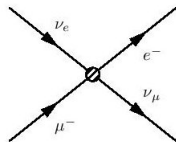
Proceso $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$ Se define: $J_\mu = -e\bar{u}_f\gamma_\mu u_i$

$$M = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger$$

$$M = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J^\mu \right) \frac{1}{M_W^2 - q^2} \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger \right)$$

Para $q^2 \ll M_W^2$

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$



Dimensión seis

$$S = \int L dt = \int \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) d^4 x.$$

Como $c = \hbar = 1$, S no tiene unidades y

$$[d^4 x] = E^{-4}$$

$$\implies [\mathcal{L}_{SM}] = E^4$$

Ejemplo: $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{ABC} G_\mu^B G_\nu^C$

$$[G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}] = E^4 \implies [G_{\mu\nu}] = E^2 \implies [G_\mu] = E$$

En el mismo sentido

$$[\mathcal{O}_{EFT}] = E^6 \implies [\mathcal{L}_{EFT}] = \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{O}_{EFT}$$

Modelo Sigma

Sector de Higgs modificado

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{v^2}{4} \text{Tr}[(D_\mu \Sigma)^\dagger D^\mu \Sigma] - \frac{\mu^2 v^2}{4} \text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma) + \frac{\lambda v^4}{16} (\text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma))^2 \\ & + (\bar{\Psi}_L \Sigma M_\Psi \Psi_R + h.c.) \\ & + \beta' [\text{Tr}(\sigma^3 \Sigma^\dagger D_\mu \Sigma)]^2 \end{aligned}$$

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - ig' \Sigma B_\mu \frac{\sigma^3}{2} + ig W_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} \Sigma.$$

$$\Sigma \rightarrow L \Sigma R^\dagger$$

Los fermiones tienen un término de masa invariante. ✓

Modelo Sigma

Para los campos de gauge, traza $\text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma)$, finita:

- $\Sigma = \mathbb{1} \implies$ Recupero las expresiones del Modelo Estándar de las masas.
- $\Sigma(x)^\dagger \Sigma(x) = \mathbb{1} \implies$

$$\Sigma_{no\ lineal} = \exp\left(-\frac{i}{v}\vec{\phi}\right) \quad \vec{\phi} = \phi^a \sigma^a$$

$$\Sigma_{lineal} = \mathbb{1} - \frac{i}{v}\vec{\phi}$$

Modelo Sigma

Falta incluir el Higgs:

Formulación no lineal: Como singlete

$$\Sigma \rightarrow \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{H}{v} \right)^n \right) \Sigma$$

Formulación lineal: Como parte del bi-doblete

$$\Sigma \rightarrow \left(1 + \frac{H}{v} \right) \mathbb{1} - \frac{i}{v} \vec{\phi} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{H}{v} - \frac{i}{v} \phi_3 & -\frac{i}{v} \sqrt{2} \phi^+ \\ -\frac{i}{v} \sqrt{2} \phi^- & 1 + \frac{H}{v} - \frac{i}{v} \phi_3 \end{pmatrix}$$

Equivalente al Modelo Estándar

Resumen

Hasta ahora describimos dos formulaciones que se obtienen del Modelo Sigma

- **No lineal:** Los bosones de Goldstone como exponencial y el Higgs como singlete.
- **Lineal:** Los bosones de Goldstone y el Higgs como parte de un doblete de $SU(2)$.

Teoría efectiva

Usamos la formulación lineal y armamos la Teoría Efectiva

Lagrangiano lineal

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM}^{(4)} + \frac{1}{\Lambda} \sum_k c_k^{(5)} O_k^{(5)} + \frac{1}{\Lambda^2} \sum_k c_k^{(6)} O_k^{(6)} + \dots$$

- c_k : Coeficientes de Wilson
 - $|c_k| \sim 1$
- $O_k^{(n)}$: Operador de dimensión n
 - Invariantes ante transformaciones del grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
 - Armados sólo con campos del Modelo Estándar

Operadores de dimensión 5

Exigiendo invariancia ante transformaciones del grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$:

+

Conservación de número leptónico y bariónico

$$\epsilon_{jk} \epsilon_{mn} \phi^j \phi^m (\Psi_{l_p}^k)^T C \Psi_{l_r}^n$$

\implies Se descartan todos los operadores de dimensión 5.

Operadores de dimensión 6

$$\begin{aligned}
 & SU(3) \times SU(2) \times U(1) + \\
 \text{Conservación número leptónico y bariónico} & \implies 2499 \text{ operadores} \\
 & + \text{ Universalidad de sabor} \implies 76 \text{ operadores} \\
 & + \text{ Ecuaciones de movimiento} \implies 59 \text{ operadores}
 \end{aligned}$$

Diferentes bases, misma física

- Base de Varsovia [Grzadkowski, 2010]
- Base de Higgs [Group 2, 2015]
- Base SILH (Strongly-Interacting Light Higgs) [Giudice, 2007] →
Trabajamos con ésta.

Contenido

- 1 Introducción
- 2 Teoría Efectiva (EFT): Lagrangiano lineal de dimensión seis
- 3 Producción de Bosones de Higgs mediante fusión de gluones**
- 4 Conclusiones

Reglas de Feynman EFT

Vamos a usar la teoría del Lagrangiano lineal de dimensión seis:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{SILH} \\ &= \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_g\end{aligned}$$

Operadores de la base SILH

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{SILH} &= \frac{c_H}{2\Lambda^2} \partial^\mu (\Phi^\dagger \Phi) \partial_\mu (\Phi^\dagger \Phi) - \frac{c_6 \lambda}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi)^3 + \frac{c_u \Gamma_t}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi \bar{\Psi}_L \Psi_R \Phi^c + h.c.) \\ &+ \frac{c_g g_s^2}{16\pi^2 \Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi) G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \\ &+ \frac{c_T}{2\Lambda^2} (\Phi^\dagger D^\mu \Phi)^* (\Phi^\dagger D_\mu \Phi)\end{aligned}$$

Como estamos en la formulación lineal usamos:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ H + v \end{pmatrix}$$

Lo que resulta, usando las redefiniciones

$$H = \left(1 - \frac{v^2}{2\Lambda^2}\right) h - \frac{c_{HV}}{2\Lambda^2} h^2 - \frac{c_H}{6\Lambda^2} h^3 \quad \tilde{G}_{\mu\nu} = \sqrt{1 - \frac{c_g \alpha_s v^2}{2\pi\Lambda^2}} G_{\mu\nu}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} m_H^2 h^2 - \frac{m_H^2}{2v} \left(1 + \frac{c_6 v^2}{\Lambda^2} - \frac{3c_{HV} v^2}{2\Lambda^2}\right) h^3 \\ & - \frac{m_H^2}{8v^2} \left(1 + \frac{6c_6 v^2}{\Lambda^2} - \frac{25c_{HV} v^2}{3\Lambda^2}\right) h^4 + \left[-m_t - \frac{m_t}{v} \left(1 - \frac{c_{HV} v^2}{2\Lambda^2} - \frac{c_u v^2}{\Lambda^2}\right) h \right. \\ & \left. - \frac{m_t}{v^2} \left(-\frac{c_{HV} v^2}{2\Lambda^2} - \frac{3c_u v^2}{2\Lambda^2}\right) h^2 \right] (\bar{t}_L t_R + \bar{t}_R t_L) \\ & - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu}_a + \frac{c_g \alpha_s v^2}{4\pi\Lambda^2} \left(\frac{h^2}{2v^2} + \frac{h}{v}\right) G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \end{aligned}$$

De donde conseguimos las Reglas de Feynman para esta teoría.

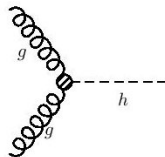
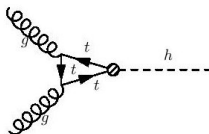
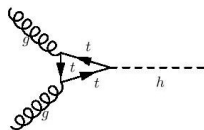
Reglas de Feynman EFT

$$\begin{array}{cc}
 \text{Diagram 1} & -\frac{i3m_H^2}{v} \left(1 + \frac{c_6 v^2}{\Lambda^2} - \frac{3c_H v^2}{2\Lambda^2} \right) \\
 \text{Diagram 2} & -\frac{i3m_H^2}{v^2} \left(1 + \frac{6c_6 v^2}{\Lambda^2} - \frac{25c_H v^2}{3\Lambda^2} \right)
 \end{array}$$

$$\begin{array}{cc}
 \text{Diagram 1} & -\frac{im_t}{v} \left(1 - \frac{c_H v^2}{2\Lambda^2} - \frac{c_u v^2}{\Lambda^2} \right) \\
 \text{Diagram 2} & -\frac{i2m_t}{v} \left(-\frac{c_H v}{2\Lambda^2} - \frac{3c_u v}{2\Lambda^2} \right)
 \end{array}$$

$$\begin{array}{cc}
 \text{Diagram 1} & -\frac{ic_g \alpha_s v \hat{s}}{2\pi\Lambda^2} \left(g^{\mu\nu} - \frac{p^\mu q^\nu}{p \cdot q} \right) \delta_{ab} \\
 \text{Diagram 2} & -\frac{ic_g \alpha_s \hat{s}}{2\pi\Lambda^2} \left(g^{\mu\nu} - \frac{p^\mu q^\nu}{p \cdot q} \right) \delta_{ab}
 \end{array}$$

Producción de un Higgs

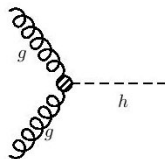
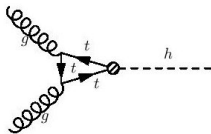
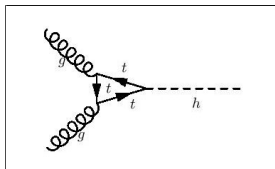


Sección Eficaz

$$d\hat{\sigma} = \frac{\overline{|A|^2}}{F} dQ$$

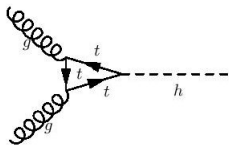
$$dQ = (2\pi)^4 \delta^4(p_C - p_A - p_B) \frac{d^3 p_C}{(2\pi)^3 2E_C}$$

Producción de un Higgs

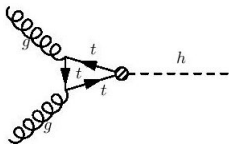


$$A(gg \rightarrow h) = -\frac{\alpha_s \hat{S}}{\pi V} \delta_{ab} \underbrace{\left(g^{\mu\nu} - \frac{p^\nu q^\mu}{p \cdot q} \right)}_{A^{\mu\nu}} \underbrace{\left[\int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1 - 4xy}{1 - \frac{m_H^2}{m_t^2} xy} \right]}_{\sim F_\Delta} \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q)$$

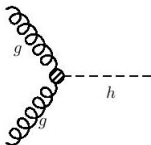
Usando que $c_i = \frac{c_i v^2}{\Lambda^2}$



$$-\frac{i\alpha_s Gv\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi}\delta_{ab}A^{\mu\nu}F_{\Delta}\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)$$



$$-\frac{i\alpha_s Gv\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi}\delta_{ab}\left(-\frac{c_H}{2} - c_u\right)A^{\mu\nu}F_{\Delta}\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)$$



$$-\frac{ic_g\alpha_s\hat{s}}{2\pi v}\delta_{ab}A^{\mu\nu}\epsilon_{\mu}(p)\epsilon_{\nu}(q)$$

Cálculo de la Sección eficaz

$$dQ = (2\pi)^4 \delta^4(p_C - p_A - p_B) \frac{d^3 p_C}{(2\pi)^3 2E_C}$$

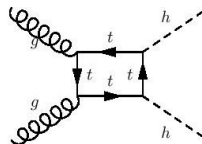
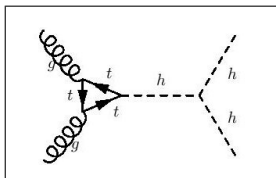
$$= \pi \delta(m_H^2 - \hat{s})$$

$$\hat{\sigma} = \frac{\alpha_s^2 G^2 v^2 \hat{s}}{256\pi} \left[|F_\Delta|^2 + 2 \left(-\frac{c_H}{2} - c_u \right) |F_\Delta|^2 + 2 \operatorname{Re}(2F_\Delta c_g) \right] \delta(m_H^2 - \hat{s})$$

Para $m_t \gg m_H$, $F_\Delta \rightarrow \frac{2}{3}$

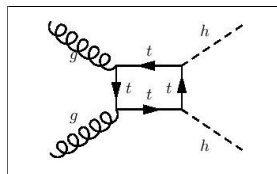
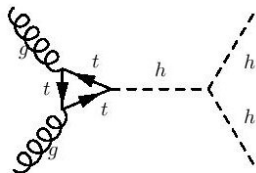
$$\lim_{m_t \gg m_H} \hat{\sigma} = \frac{\alpha_s^2 G^2 v^2 \hat{s}}{256\pi} \frac{4}{9} \left[1 + 2 \left(-\frac{c_H}{2} - c_u \right) + 6c_g \right] \delta(m_H^2 - \hat{s})$$

Producción de dos Higgs

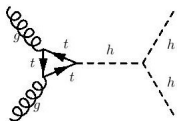


$$M_{\Delta} = -\frac{\alpha_s G_V \hat{s}}{2\sqrt{2}\pi} A_1^{\mu\nu} F_{\Delta} \epsilon_{\mu}(p) \epsilon_{\nu}(q) \delta_{ab} \left(-\frac{3im_H^2}{v} \right) \frac{i}{q^2 - m_H^2},$$

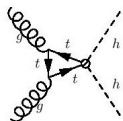
Producción de dos Higgs



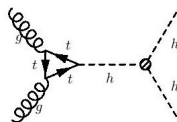
$$M_{\square} = -\frac{G\alpha_s\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi} C_{\square} (F_{\square} A_1^{\mu\nu} + G_{\square} A_2^{\mu\nu}) \epsilon_{\mu}(p) \epsilon_{\nu}(q) \delta_{ab},$$



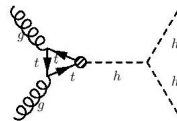
$$-\frac{iG\alpha_s\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi}C_\Delta F_\Delta A_1^{\mu\nu}\delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



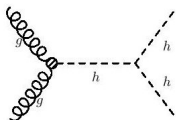
$$-\frac{iG\alpha_s\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi}2F_\Delta A_1^{\mu\nu}\left(-\frac{1}{2}c_H - \frac{3}{2}c_u\right)\delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



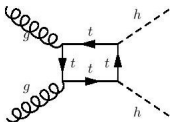
$$-\frac{iG\alpha_s\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi}C_\Delta F_\Delta A_1^{\mu\nu}\left(c_6 - \frac{3}{2}c_H\right)\delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



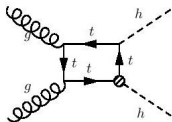
$$-\frac{iG\alpha_s\hat{s}}{2\sqrt{2}\pi}C_\Delta F_\Delta A_1^{\mu\nu}\left(-\frac{1}{2}c_H - c_u\right)\delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



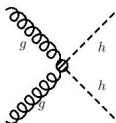
$$-\frac{iG\alpha_s\hat{S}}{2\sqrt{2}\pi}2c_g C_\Delta A_1^{\mu\nu} \delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



$$-\frac{iG\alpha_s\hat{S}}{2\sqrt{2}\pi}C_\square(F_\square A_1^{\mu\nu} + G_\square A_2^{\mu\nu})\delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



$$-\frac{iG\alpha_s\hat{S}}{2\sqrt{2}\pi}C_\square(F_\square A_1^{\mu\nu} + G_\square A_2^{\mu\nu})\left(-\frac{1}{2}c_H - c_U\right)\delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$



$$-\frac{iG\alpha_s\hat{S}}{2\sqrt{2}\pi}2c_g A_1^{\mu\nu} \delta_{ab}\epsilon_\mu(p)\epsilon_\nu(q)$$

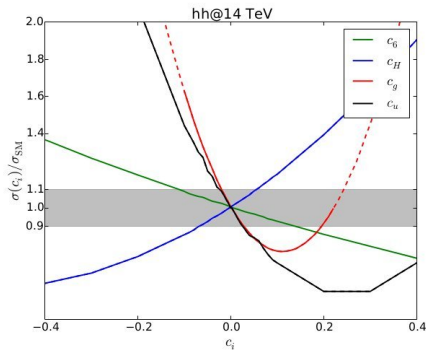
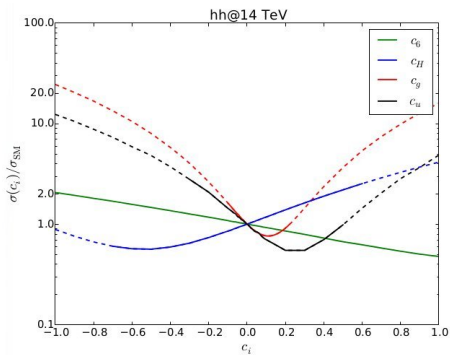
Cálculo de la Sección eficaz

Usando

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{CM} = \frac{1}{64\pi^2\hat{s}} \frac{p_f}{p_i} |M|^2,$$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = & \frac{G^2\alpha_s^2}{(2\pi)^3 256} \left\{ |C_\Delta F_\Delta + C_\square F_\square|^2 + |C_\square G_\square|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[- (c_H + 3c_U)(C_\Delta F_\Delta + C_\square F_\square) F_\Delta^* \right. \right. \\ & + \left. \left(-\frac{c_H + 2c_U}{2} \right) (|C_\Delta F_\Delta|^2 + 3C_\Delta F_\Delta C_\square^* F_\square^* + 2(|F_\square C_\square|^2 + |G_\square C_\square|^2)) \right. \\ & \left. \left. + (C_\Delta F_\Delta + C_\square F_\square)^* \left(\left(-\frac{3c_H - 2c_6}{2} \right) C_\Delta F_\Delta + 2c_g(1 + C_\Delta) \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

En el trabajo [Goertz, 2014]



Formulación no lineal

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{nolineal} = & -m_t \left(c'_t \frac{h}{v} + c'_{tt} \frac{h^2}{v^2} \right) (\bar{t}_L Y_t t_R + h.c.) \\ & - \frac{m_h}{2} c'_h \frac{h^3}{v} + \left(c'_g \frac{h}{v} + c'_{gg} \frac{h^2}{2v^2} \right) G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}. \end{aligned}$$

$$c'_t = 1 + \delta c_t = 1 - \frac{c_H}{2} - c_u$$

$$c'_{tt} = \delta c_{tt} = -\frac{c_H}{2} - \frac{3c_u}{2}$$

$$c'_h = 1 + \delta c_h = 1 + c_6 - \frac{3c_H}{2}$$

$$c'_{gg} = c'_g = \delta c_{gg} = \delta c_g = \frac{c_g \alpha_s}{4\pi},$$

Formulación no lineal

$$\lim_{m_t \gg m_H} \hat{\sigma}_{ggh} = \frac{\alpha_s^2 G^2 v^2 \hat{s}}{256\pi} \frac{4}{9} [1 + 2c'_t + 6c'_g] \delta(m_H^2 - \hat{s}),$$

$$\lim_{m_t \gg m_H} \hat{\sigma}_{gggh} = \int_{\hat{t}_-}^{\hat{t}_+} d\hat{t} \frac{G^2 \alpha_s^2}{(2\pi)^3 256} \frac{4}{9} \{ (c_\Delta - 1)^2 + 2[c'_t(c_\Delta^2 - 3c_\Delta + 2) + (c_\Delta - 1)(2c'_{tt} + c'_h c_\Delta + 3c'_g(c_\Delta + 1))] \}.$$

Del trabajo [Buchalla, 2015]:

$$c_{iSM} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c'_t \\ c'_b \\ c'_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.34 \pm 0.19 \\ 0.78 \pm 0.18 \\ -0.30 \pm 0.17 \end{pmatrix} \quad \rho = \begin{pmatrix} 1,0 & 0,02 & -0,81 \\ . & 1,0 & 0,37 \\ . & . & 1,0 \end{pmatrix}.$$

Contenido






- 1 Introducción
- 2 Teoría Efectiva (EFT): Lagrangiano lineal de dimensión seis
- 3 Producción de Bosones de Higgs mediante fusión de gluones
- 4 Conclusiones**

Conclusiones

- El proceso de producción de dos Higgs es sensible a efectos de nueva física.
- Estos efectos pueden ser parametrizados con una teoría efectiva armada con operadores de dimensión seis.
- Es importante calcular analíticamente y con precisión las secciones eficaces ya que en un futuro cercano podrían ser medidas en el LHC. Por lo tanto, un trabajo a futuro sería, a partir del cálculo realizado en esta tesis se puede calcular la sección eficaz total para conseguir el observable, y podría extenderse a NLO o NNLO para mayor precisión.

¡Gracias!

Bibliografía

-  B. Grzadkowski, M. Iskrzynski, M. Misiak, and J. Rosiek, *Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian*, JHEP 1010 (2010) 085, [arXiv:1008.4884]
-  LHC Higgs Cross Section Working Group 2 Collaboration, *Higgs Basis: Proposal for an EFT basis choice for LHC HXSWG*, LHCHSWG-INT-2015-001 cds.cern.ch/record/2001958
-  G.F. Giudice, C. Grojean, A. Pomarol and R. Rattazzi, *The Strongly-Interacting Light Higgs*, JHEP 0706 (2007) 045 [hep-ph/0703164]
-  F. Goertz, A. Papaefstathiou, L. L. Yang and J. Zurita, (2014) *Higgs boson pair production in the $D=6$ extension of the SM*, [arXiv:1410.3471v3]
-  G.Buchalla, O.Catà, A.Celis and C.KrauseFitting, (2015) *Higgs Data with Nonlinear Effective Theory*[arXiv:1511.00988]

Simetría Custodial

Operador permitido por la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$c \frac{v^2}{4} [\text{Tr } \sigma_3 \Sigma^\dagger D_\mu \Sigma]^2$$

Contribuye a las masas de W y Z de manera que

$$\rho = 1 + 2c.$$

Pidiendo simetría custodial, protejo a LO la relación $\rho = 1$.