

Fenomenología de un Higgs Compuesto ligero fuertemente interactuante

Asesor: Dr. Javier Miguel Hernández López

Estudiante: J. A. Orduz

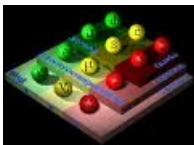
June 30, 2010

Contenido

- 1 Introducción
- 2 Revisión de los modelos Fuertemente interactuante
 - Metas
 - Dualidad de Maldacena
 - El Higgs como un Boson de Pseudo-Goldstone
- 3 Lagrangiano Efectivo
 - Procesos para la deteccion del Higgs
- 4 Cotas del sector FI
- 5 Resultados y conclusiones
- 6 Bibliografía

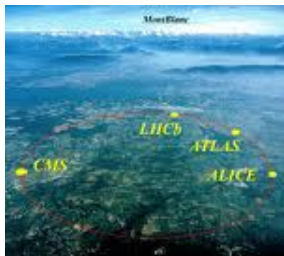
Introducción

El modelo estándar para física de partículas no se considera



la teoría final de ésta área. Algunas razones son: no incluye gravedad, no se explica -por qué la simetría electrodébil está espontáneamente rota a $\sim 246\text{GeV}$ - y no se sabe con exactitud como se dota de masa a las partículas conocidas; entre otros problemas.

En la búsqueda de una teoría fundamental a altas energías se han propuesto variedad de modelos como algunos surgidos desde la década de los 60's, algunos han dedicado parte de su construcción para desarrollar el mecanismo de higgs; otros usan el mecanismo para dotar de masa a las partículas en el intento de solucionar otros problemas, o en la búsqueda de una teoría general que contenga el modelo estándar de partículas.



Algunos Modelos

Modelos tipo susy:

MSSM, SUGRA,
SUPERCUERDAS. ▶ SUSY

Modelos de dimensiones extra y parientes:

KALUZA KLEIN, RS-I y RS-II,
LITTLE HIGGS,
HIGGS-NORMA.

▶ Dimensiones extra

Modelos de Higgs:

THDM, Z', W',
CUARTA
GENERACIÓN. ▶ Higgs

Modelos con dinámica fuerte:

TECHNICOLOR, BESS,
W/Z COMPUESTOS.

▶ Dinámica Fuerte

Metas

Se estudian las consecuencias de un modelo del sector escalar fuertemente interactuante en los límites de la masa del bosón de Higgs. $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Por lo tanto se requiere encontrar como extender el éxito del ME a escalas de energía mayores.

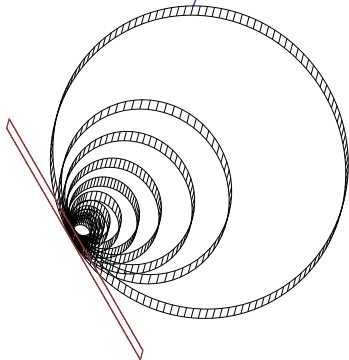
Se introducen los coeficientes del modelo del Higgs ligero fuertemente interactuante en los procesos del modelo estándar para estudiar su fenomenología.

Para ello se usa el esquema de un sector escalar, responsable del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil,

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

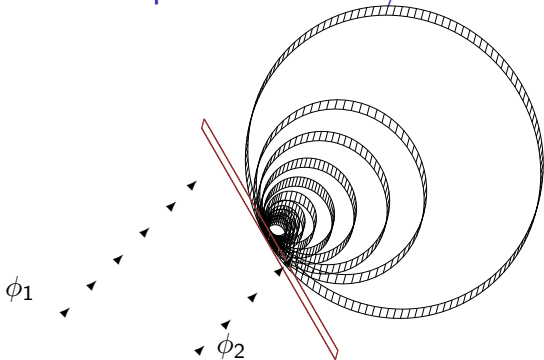
pero con un ingrediente adicional: la dualidad AdS/CFT o conjetura de Maldacena[2], a fin de proteger al bosón de Higgs.

Correspondencia AdS/CFT



Dos escalares rompen la simetría de escala

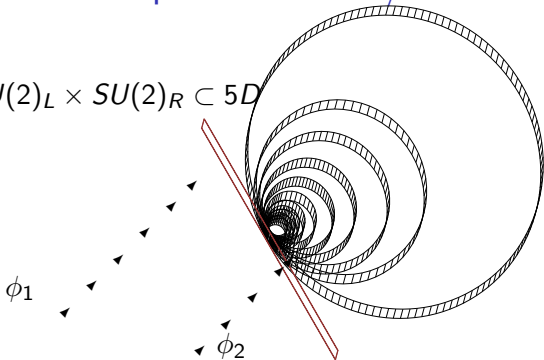
Correspondencia AdS/CFT



Dos escalares rompen la simetría de escala

Correspondencia AdS/CFT

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \subset 5D$$



Dos escalares rompen la simetría de escala

▶ ads

▶ cft

Se inicia con la descripción 4D de la teoría, a la que nos referiremos como la teoría holográfica. En esta imagen la teoría consiste de dos sectores:

- Uno es el sector de partículas elementales que corresponde a los bosones de norma del Modelo Estándar y (algunos) de los quarks y leptones.
- El otro sector es una teoría de campo conforme fuertemente acoplado(CFT), donde la simetría conforme se rompe a bajas energías $1/L_1 \ll M_{Pl}$. Este sector producirá estados acotados CFT debido a la dinámica fuerte a la escala $1/L_1$. Se Tomará al Higgs como uno de estos estados acotados.

Se debe reconstruir El lagrangiano del modelo estándar:

$$\mathcal{L}_{ME}$$

Se debe reconstruir El lagrangiano del modelo estándar:

$$\mathcal{L}_{ME} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}^2 - \bar{\psi} \not{D}\psi$$

El *sector elemental*, el cual no contiene campos con masa y que viene de la brana de Planck.

Se debe reconstruir El lagrangiano del modelo estándar:

$$\mathcal{L}_{ME} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}^2 - \bar{\psi} \not{D}\psi + (D_{\mu}\phi)^{\dagger}(D^{\mu}\phi)$$

El *sector elemental*, el cual no contiene campos con masa y que viene de la brana de Planck.

El *sector del campo escalar* que rompió la simetría $SU(2)_L$ en la brana de TeV.

Se debe reconstruir El lagrangiano del modelo estándar:

$$\mathcal{L}_{ME} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}^2 - \bar{\psi} \not{D}\psi + (D_{\mu}\phi)^{\dagger}(D^{\mu}\phi) + Y\bar{\psi}\phi\psi$$

El *sector elemental*, el cual no contiene campos con masa y que viene de la brana de Planck.

El *sector del campo escalar* que rompió la simetría $SU(2)_L$ en la brana de TeV.

El último término rompe explícitamente la simetría de CFT.

Despues...

debido a la interacción de CFT con los campos elementales, aparece,

Se debe reconstruir El lagrangiano del modelo estándar:

$$\mathcal{L}_{ME} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}^2 - \bar{\psi} \not{D}\psi + (D_{\mu}\phi)^{\dagger}(D^{\mu}\phi) - V(\phi) + Y\bar{\psi}\phi\psi$$

El *sector elemental*, el cual no contiene campos con masa y que viene de la brana de Planck.

El *sector del campo escalar* que rompió la simetría $SU(2)_L$ en la brana de TeV.

El último término rompe explícitamente la simetría de CFT.

Despues...

debido a la interacción de CFT con los campos elementales, aparece,

El *potencial* $= \mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$ dota, posteriormente, de masa a las partículas del modelo estándar.

$$\mathcal{L}_{ME} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - B_{\mu\nu}^2 - \bar{\psi} \not{D}\psi + (D_{\mu}\phi)^{\dagger}(D^{\mu}\phi) - V(\phi) + Y\bar{\psi}\phi\psi \quad (1)$$

Se ha generado el Lagrangiano con las partículas del modelo estándar.

Se puede escribir el Lagrangiano efectivo que contiene las contribuciones del pseudobosón de Goldstone, el escalar de Higgs, como:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{HLFI}} = & \frac{c_H}{2f^2} \partial^\mu (H^\dagger H) \partial_\mu (H^\dagger H) + \frac{c_T}{2f^2} (H^\dagger \overleftarrow{D}^\mu H) (H^\dagger \overrightarrow{D}_\mu H) \\
 & - \frac{c_6 \lambda}{f^2} (H^\dagger H)^3 + \left(\frac{c_y y_f}{f^2} H^\dagger H \bar{f}_L H f_R + \text{h.c.} \right) \\
 & + \frac{i c_W g}{2m_\rho^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftarrow{D}^\mu H) (D^\nu W_{\mu\nu})^i + \frac{i c_B g'}{2m_\rho^2} (H^\dagger \overleftarrow{D}^\mu H) (\partial^\nu B_{\mu\nu}) \\
 & + \frac{i c_{HW} g}{16\pi^2 f^2} (D^\mu H)^\dagger \sigma^i (D^\nu H) W_{\mu\nu}^i + \frac{i c_{HB} g'}{16\pi^2 f^2} (D^\mu H)^\dagger (D^\nu H) B_{\mu\nu} \\
 & + \frac{c_\gamma g'^2}{16\pi^2 f^2} \frac{g^2}{g_\rho^2} H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{c_g g_S^2}{16\pi^2 f^2} \frac{y_t^2}{g_\rho^2} H^\dagger H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}. \quad (2)
 \end{aligned}$$

Partiendo de $\mathcal{L}_{\text{HLFI}}$ podremos considerar las modificaciones a los límites de la masa y la fenomenología del bosón de Higgs.

Pero...

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{HLFI}} = & \frac{c_H}{2f^2} \partial^\mu (H^\dagger H) \partial_\mu (H^\dagger H) + \frac{c_T}{2f^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H) \\
 & - \frac{c_6 \lambda}{f^2} (H^\dagger H)^3 + \left(\frac{c_y y_f}{f^2} H^\dagger H \bar{f}_L H f_R + \text{h.c.} \right) \\
 & + \frac{ic_W g}{2m_\rho^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}^\mu H) (D^\nu W_{\mu\nu})^i + \frac{ic_B g'}{2m_\rho^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (\partial^\nu B_{\mu\nu}) \\
 & + \frac{i c_H W g}{16\pi^2 f^2} (D^\mu H)^\dagger \sigma^i (D^\nu H) W_{\mu\nu}^i + \frac{i c_H B g'}{16\pi^2 f^2} (D^\mu H)^\dagger (D^\nu H) B_{\mu\nu} \\
 & + \frac{c_\gamma g'^2}{16\pi^2 f^2} \frac{g^2}{g_\rho^2} H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{c_g g_S^2}{16\pi^2 f^2} \frac{y_t^2}{g_\rho^2} H^\dagger H G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}.
 \end{aligned}$$

- ① Los operadores proporcionales a c_γ y c_g son importantes en el límite débil, es decir, $g_\rho \sim g_{ME}$.

Pero...

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{HLFI}} = & \frac{c_H}{2f^2} \partial^\mu (H^\dagger H) \partial_\mu (H^\dagger H) + \frac{c_T}{2f^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H) \\ & - \frac{c_6 \lambda}{f^2} (H^\dagger H)^3 + \left(\frac{c_{yYf}}{f^2} H^\dagger H \bar{f}_L H f_R + \text{h.c.} \right) \\ & + \frac{ic_{HW} g}{2m_\rho^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}^\mu H) (D^\nu W_{\mu\nu})^i + \frac{ic_{BG}'}{2m_\rho^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (\partial^\nu B_{\mu\nu}) \\ & + \frac{ic_{HW} g}{16\pi^2 f^2} (D^\mu H)^\dagger \sigma^i (D^\nu H) W_{\mu\nu}^i + \frac{ic_{HB} g'}{16\pi^2 f^2} (D^\mu H)^\dagger (D^\nu H) B_{\mu\nu}\end{aligned}$$

- 2 Los operadores con coeficientes c_{HW} y c_{HB} son originados desde la acción de 1-loop.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{HLFI}} = & \frac{c_H}{2f^2} \partial^\mu (H^\dagger H) \partial_\mu (H^\dagger H) + \frac{c_T}{2f^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H) \\
& - \frac{c_6 \lambda}{f^2} (H^\dagger H)^3 + \left(\frac{c_y y_f}{f^2} H^\dagger H \bar{f}_L H f_R + \text{h.c.} \right) \\
& + \frac{ic_W g}{2m_\rho^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}^\mu H) (D^\nu W_{\mu\nu})^i + \frac{ic_B g'}{2m_\rho^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (\partial^\nu B_{\mu\nu})
\end{aligned}$$

- 3 El operador proporcional a c_6 tiene auto-interacciones. proporcionales a H^3 .

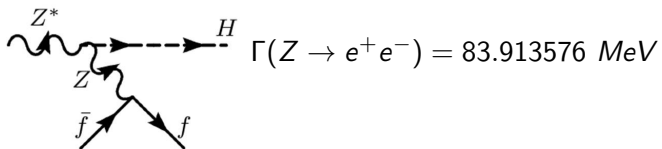
$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{HLFI}} = & \frac{c_H}{2f^2} \partial^\mu (H^\dagger H) \partial_\mu (H^\dagger H) + \frac{c_T}{2f^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H) \\
& + \left(\frac{c_y y_f}{f^2} H^\dagger H \bar{f}_L H f_R + \text{h.c.} \right) \\
& + \frac{ic_W g}{2m_\rho^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}^\mu H) (D^\nu W_{\mu\nu})^i + \frac{ic_B g'}{2m_\rho^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (\partial^\nu B_{\mu\nu})
\end{aligned}$$

4 El operador c_T viola simetría custodial.

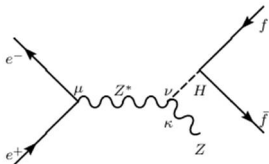
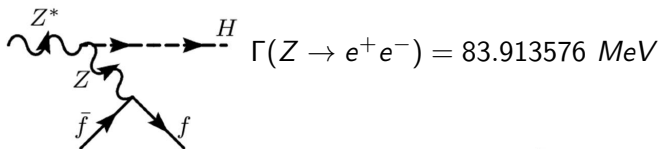
así que el Lagrangiano se reduce

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{HLFI}} = & \frac{c_H}{2f^2} \partial^\mu (H^\dagger H) \partial_\mu (H^\dagger H) + \left(\frac{c_{yYf}}{f^2} H^\dagger H \bar{f}_L H f_R + \text{h.c.} \right) \\
 & + \frac{ic_W g}{2m_\rho^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}^\mu H) (D^\nu W_{\mu\nu})^i + \frac{ic_B g'}{2m_\rho^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H) (\partial^\nu B_{\mu\nu})
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Procesos para la detección del Higgs



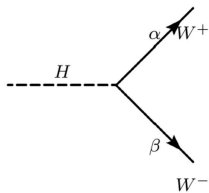
Procesos para la detección del Higgs



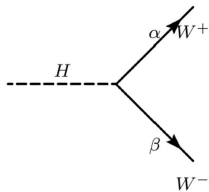
$$d\sigma = \frac{4g_V^2}{(2\pi)^3 \sqrt{(s-4M_+^2)} \sqrt{s}} \left(\left(\frac{gM_f}{2M_W} \right) \left(\frac{gM_Z}{\sin \theta} \right) \frac{g}{2 \cos \theta} \right)^2 (E_+ E_- + m_+^2)$$

$$\int_{M_f}^{\sqrt{s} - (M_Z + M_f)} \int_{M_f}^{\sqrt{s} - (M_Z + M_f)} \frac{E_f E_{\bar{f}}}{\left((E_{\bar{f}} + E_f - \sqrt{s})^2 - s - M_Z^2 \right)^2}$$

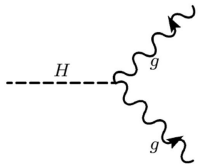
$$\frac{(E_{\bar{f}} E_f - 2M_f^2)}{(-s - 2\sqrt{s}(E_f + E_{\bar{f}}) + M_Z^2 - M_H^2)^2} dE_{\bar{f}} dE_f$$



$$\Gamma(H \rightarrow WW) = \frac{M_H^3}{64\pi} (gM_W)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2M_W}{M_H}\right)^2}$$



$$\Gamma(H \rightarrow WW) = \frac{M_H^3}{64\pi} (gM_W)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2M_W}{M_H}\right)^2}$$



$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{g^2 M_H^3}{512\pi^3 M_W^2} \left[6\tau_t \alpha \left(\frac{2}{3}\right)^2 \left[1 + (1 - \tau_t) \left(\left[\text{sen}^{-1}(\sqrt{1/\tau_t}) \right]^2 \right) \right] \right]^2$$

Los acoplamientos para el modelo de un Higgs ligero fuertemente interactuante estan dados por:

$$\begin{aligned}g_{H\bar{f}f} &= k_1 k_2 [1 - \xi(2c_y + c_H)] \\g_{HWW} &= gM_W \left[1 - \frac{c_H}{2}\xi\right] \\g_{Hgg} &= g_{ME} \left[1 - \xi \left(2c_y + c_H + 4\frac{y_t^2 c_g}{g_\rho^2 I_g}\right)\right]\end{aligned}\tag{4}$$

suponiendo masas para el Higgs entre 80 – 140 se obtiene: para los procesos que involucran al Higgs con fermiones

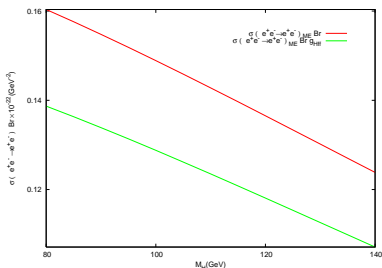


Figure: Se muestra la sección eficaz para el electrón multiplicada por el branching

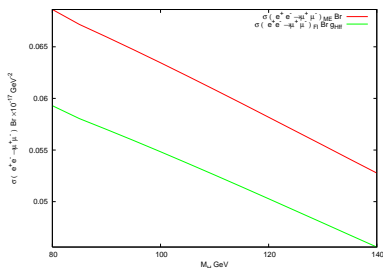


Figure: Se muestra la sección eficaz para el muón multiplicada por el branching

y para los procesos que involucran al Higgs con bosones

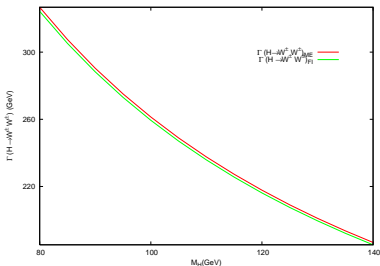


Figure: Anchura del decaimiento del Higgs en dos bosones de norma para el modelo estándar y para el modelo HLF1.

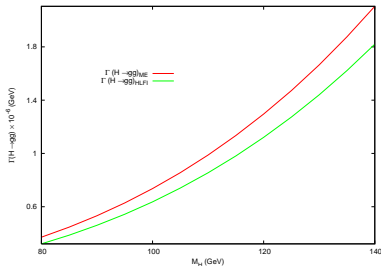


Figure: Se muestra el ancho de decaimiento (Higgs en dos gluones) en función de la masa del Higgs para el modelo estándar y para el HLF1.

Cotas del sector FI

Del cálculo para el cociente de (4) se obtiene que

$4 \frac{y_t^2 c_g}{g_\rho^2 I_g} \sim 1.3 \times 10^{-7}$, indicando una poca contribución ya que éste cociente proviene de *loops*; así que para fines fenomenológicos se omite dicha razón. Bajo las consideraciones dadas se tienen los siguientes acoplamientos para el modelo HLF1:

$$g_{H\bar{f}f} = k_1 k_2 [1 - \xi(2c_y + c_H)]$$

$$g_{HWW} = gM_W \left[1 - \frac{c_H}{2}\xi\right]$$

$$g_{Hgg} = g_{ME} [1 - \xi(2c_y + c_H)]$$

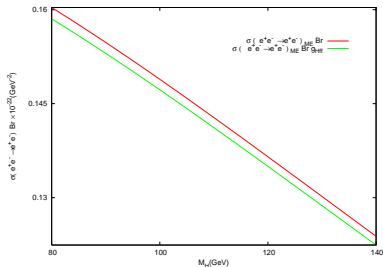


Figure: Se muestra el ancho de decaimiento en función de la masa del Higgs para el modelo estándar y para el HLFM con los acoplamientos alterados por los nuevos coeficientes c_H y c_Y .

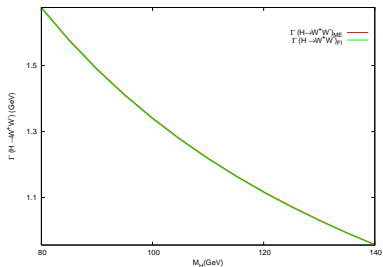


Figure: Anchura de decaimiento del Higgs en dos bosones W para el modelo estándar y para el modelo HLFM con los acoplamientos alterados por los nuevos coeficientes c_H y c_Y .

Resultados más precisos requieren que los procesos tengan cantidades medidas con mayor precisión, además de incluir correcciones de *loops* y contribuciones de las demás partículas del modelo estándar.

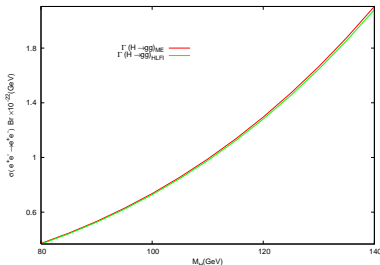


Figure: Anchura de decaimiento del Higgs en dos gluones para el modelo estándar y para el modelo HLF1 con los acoplamientos alterados por los nuevos coeficientes c_H y c_Y .

Un modelo fuertemente interactuante está caracterizado por m_ρ y g_ρ , cuya relación está dada por

$$m_\rho = g_\rho f$$

pero c_H y c_W contribuyen a m_ρ , es decir, $m_\rho \gtrsim 2.5(c_W + c_B)^2 \text{ TeV}$; ya que $\xi \equiv \frac{v^2}{f^2}$, entonces,

$$\xi \lesssim \frac{1.5}{c_W + c_B} \left(\frac{g_\rho}{4\pi} \right)^2 \quad (5)$$

Se observa $\xi \sim g_\rho$ los efectos físicos del Higgs son mayores al aumentar la escala de energía. La otra opción es que los coeficientes c_B y c_W disminuyan haciendo que ξ aumente considerablemente, lo cual se puede observar en la misma figura (8).

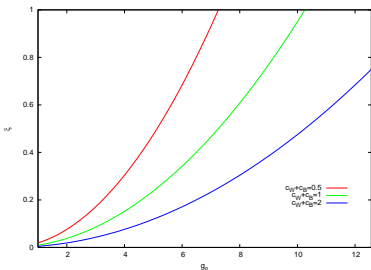


Figure: Comportamiento que puede tomar ξ en función de g_ρ para tres valores diferentes de los coeficientes c_H y c_W

El modelo HLF1 se encuentra entre las dos superficies donde es bien comportada la función ξ . La ubicación en la figura depende del valor de los coeficientes c_B , c_W , c_T , c_H y c_Y , entre otros. Cuando $c_W, c_B \rightarrow 0$ el parámetro $\xi \rightarrow \infty$, indicando que la física del modelo, y por ende del Higgs físico toman importancia a escalas no alcanzadas aún; ni siquiera con el LHC.

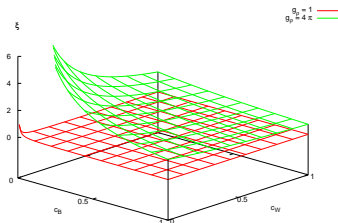


Figure: Se muestra el comportamiento máximo y mínimo que puede tomar ξ , donde g_ρ se ha tomado constante (para 1 y 4π) y los coeficientes c_B y c_W han cambiado entre $0 < c_{W,B} < 1$

Resultados y conclusiones

Se ha estudiado la fenomenología para un Higgs Ligero Fuertemente Interactuante cuya masa se encuentra oculta por una simetría de *bulto* $SU(5)/SO(4)$ que es más grande que la simetría del modelo estándar $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dicha simetría de *bulto* se encuentra en el límite de un espacio anti de Sitter y de un *bulto* de una Teoría de campo Conforme (CFT) siendo fuertemente interactuante.

Las branas impuestas sobre el espacio Anti de Sitter funcionan como interceptoras de éste espacio 5-D para reducir una dimensión llevando las simetrías existentes a una teoría de campo conforme en 4-D. Cuando se reduce una dimensión se imponen dos campos escalares cuyo valor de expectación del vacío rompen la simetría de escala.



La masa del Higgs es escondida por una simetría custodial o de *bulto*. El grupo de simetría $SO(5)/SO(4)$ esconde la masa de Higgs donde la transformación de simetría global en el grupo $SO(5)$ es realizada no linealmente y la transformación de simetría en el grupo $SO(4)$ es realizada como una transformación de norma. Se reconoce que el grupo del modelo estándar $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ está contenido en el grupo $SO(4)$. La redefinición no lineal del doblete de Higgs, la proposición inicial del Lagrangiano, que desembocan en el Lagrangiano efectivo y la relación $f \sim v$ caracterizan al modelo como un modelo σ -no lineal.

Los procesos desarrollados en éste trabajo se han llevado a cabo exitosamente. Los resultados en éste trabajo muestran que un Higgs Ligero Fuertemente Interactuante ha evadido los experimentos hechos (hasta ahora, excluyendo los experimentos del LHC), porque los colisionadores no han alcanzado energías en centro de masa $\gtrsim 209 \text{ GeV}$, como lo hizo LEP en el CERN. Cuando se alcance $E_{CM} \approx 1 \text{ TeV}$, como se espera para el LHC, posiblemente se produzca el número de eventos (10^{12} por año) y las condiciones adecuadas para considerar que se ha descubierto el Higgs.

Los acoplamientos del modelo estándar reciben correcciones debido a la redefinición del Lagrangiano; ésto afecta los coeficientes c_i , los cuales, a su vez son corregidos por el parámetro ξ resultando en el modelo HLF1.

Se han obtenidos cotas para los coeficientes c_H y c_Y siendo del orden o menor a 10^{-2} . Efectos de *loops* son del orden de 10^{-3} , así que los coeficientes son muy interesantes en procesos como $H \rightarrow g\bar{g}$ donde los efectos fueron más notorios.

Por último se deja abierta la posibilidad de que el higgs pueda ser compuesto. Ésta es una opción que depende directamente de la experimentación, ya que los modelos teóricos no estarían afectados, sino que pasarían a ser como lo que hasta ahora hemos trabajado: *Modelos Efectivos*.

-  G. F. Giudice, C. Grojean, A. Pomarol, and R. Rattazzi.
JHEP **0706**, 045 [*arXiv:hep-ph/0703164*], 2007.
-  J. M. Maldacena.
Adv. Theor. Math. Phys. 2, 231, 1998.

Los modelos tipo “SUSY” incluyen simetrías relacionadas con las propiedades de los bosones y de los fermiones del modelo estándar. Éste tipo de modelos contiene otras teorías como supercuerdas, supergravedad y mínimo supersimétrico. [▶ atrás](#)

Los modelos de dimensiones extra presentan al sector del Higgs como parte de la dinámica de bulto fuertemente acoplada[1]. El modelo estándar es representado por una dinámica de frontera débilmente acoplada. Intentan unificar gravitación y electromagnetismo usando las dimensiones extras introducidas.

▶ [atras](#)

Los modelos de higgs incluyen al mecanismo de Higgs, pero se dedican a solucionar otros problemas. [▶ atras](#)

Los modelos con dinámica fuerte introducen el Higgs, rompiendo la simetría y generando masa para las partículas del modelo estándar. En los modelos Technicolor[1] el rompimiento de la simetría electrodébil surge de la dinámica fuerte.

▶ [atras](#)

El espacio anti de Sitter¹ se puede ver como un espacio de 5 dimensiones con una métrica dada por:

$$ds^2 = L^2(dr^2 + e^{2r}(\eta dx^\mu dx^\nu)) \quad (6)$$

En la frontera vive la teoría dual en este caso CFT. A la tajada, rebanada o “bulto” se le asocian branas en bajas(IR) y altas energías(UV). Sobre “el bulto” se tiene una simetría de norma $SU(3)$. Ésta se verá como una $SU(3)$ global en la frontera donde vive CFT.

Al rompimiento espontáneo de la simetría del sector CFT se le asocia el rompimiento de la brana de TeV , la cual vive en el espacio de $5D$.

El rompimiento explícito del sector elemental² es asociado con la dinámica de la brana de Planck. [▶ volver](#)

¹ aquí AdS juega el papel de la teoría de cuerdas

² sector en el que ningún campo del modelo estándar posee masa

Cuatro de los diez escalares van a formar un doblete:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

El escalar de la brana de TeV corresponderá a un PBG que se identificará con el bosón de Higgs del modelo estándar.

Hasta este momento solo se ha roto la simetría $SU(3)_L$. [▶ volver](#)

La dualidad AdS/CFT es una correspondencia entre una teoría de cuerdas en $5D$ (débilmente interactuante) y una teoría de campo conforme en $4D$ (fuertemente interactuante). Esta relación nos permite precisamente proteger las contribuciones del sector fuertemente interactuante mediante las simetrías remanentes de la teoría en $5D$.