Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas "Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez"

Maestría en Ciencias en Ingeniería Física

Decaimiento del pseudoescalar η a dos bosones en el modelo del pequeño Higgs más simple

TESIS

para obtener el grado de:

maestro en ciencias en ingeniería física

presenta:

L.C.F.M. Sebastian Montejo Montejo

Directores de tesis:
Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Dr. Eduardo Salvador Tututi Hernández

Morelia, Michoacán, Julio del 2018

Resumen

En este trabajo presentamos el cálculo analítico y numérico de la anchura de decaimiento a orden de un lazo de la partícula pseudoescalar η a dos bosones W y dos bosones Z, en el contexto del modelo del pequeño Higgs más simple. Para este propósito, contruimos los diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento de η a dos bosones Z y dos bosones W. Después evaluamos las anchuras de cada grupo para efectos de comparación. En los resultados, encontramos que la anchura de decaimiento de mayor contribución es para el proceso de η a dos bosones W.

Cabe resaltar que el análisis de los resultados mostrados en esta tesis puede aportar información importante a la razón de decaimiento de este canal, para un estudio más profundo en relación a la fenomenología de esta partícula hipotétca.

Palabras claves: Littles Higgs Model, Simplest Higgs model, Phenomenology

Abstract

This thesis presents the results on a search for the main contributions to the decay width of the pseudoscalar particle η into two bosons at one-loop level in the Little Higgs model context. We compute analytically the width decay of the all relevant diagramas that contribute to the decay. We also evaluated those analytical expression for each diagram in order to compare the highest contribution of the width decay and we found that the bosons W loaded has the highest one. On the other hand, we expect that the results in this work provide useful information to the branching ratio of this particular channel and also to carry out a thorough study of this hypothetical particle which is present in many extensions of the standard model.

Keyword: Littles Higgs Model, Simplest Higgs model, Phenomenology

Índice general

Índice general **vii**

Introducción **1**

1. Modelo Estándar **5**
1.1. Teoría Electrodébil 5
1.1.1. Sector de Higgs 7
1.2. Sector de Yang-Mills 11
1.3. Sector de Yukawa 12
1.3.1. Sector de quarks 12
1.3.2. Sector de leptones 14
1.4. Sector de corrientes 15
1.4.1. Sector de corrientes de los quarks 16
1.4.2. Sector de corrientes de los leptones 16
1.5. Cromodinámica Cuántica 17

2. Modelo del pequeño Higgs más simple **19**
2.1. Motivación 19
2.1. Problema de la jerarquía 19
2.2. Modelo del pequeño Higgs más simple 21
2.3. Sector de bosones de norma: $\mathcal{L}_G$ 22
2.4. Sector fermionico: $\mathcal{L}_F$ 23
2.4.1. Sector de quarks: $\mathcal{L}_Q$ 23
2.4.2. Sector de leptones: $\mathcal{L}_{Leptones}$ 24
2.5. Sector escalar: $\mathcal{L}_\Phi$ 24
2.6. Sector de Yukawa 26
2.7. El modelo del pequeño Higgs más simple con término μ 27

3. Decaimiento a orden de un lazo del pseudoescalar η a dos bosones W y a dos bosones Z **29**
3.1. Acoplamientos del pseudoescalar η 29
3.2. Decaimiento del pseudoescalar η 30
3.3. Anchura de decaimiento 32

4. Resultados **35**

5. Conclusiones y perspectivas **39**

Bibliografía **41**

Introducción

El interés del ser humano por comprender los elementos que componen la materia se remonta hasta la época de los filósofos griegos, quienes se preguntaban, ¿de qué está hecha la materia? En el siglo XX, la física tuvo un gran progreso, que va desde el modelo del átomo hasta lo que hoy conocemos como Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales (ME) [1, 2, 3]. Este modelo se completó en los años 70 y con el fue posible predecir las propiedades físicas de varias partículas elementales; también fue predicha la existencia de nuevas partículas que fueron descubiertas posteriormente, siendo la última de ellas el bosón de Higgs (2012), mediante los detectores CMS [4] y ATLAS [5] en el gran colisionador de hadrones (LHC por sus siglas en inglés). En la actualidad, el ME describe todas las partículas elementales obsevadas así como la naturaleza de sus interacciones, que de acuerdo a su intensidad se clasifican como [6]:

- **Interacción electromagnética.** La interacción electromagnética ocurre entre partículas con carga eléctrica, su alcance es infinito.

- **Interacción nuclear fuerte.** Esta interacción es la responsable de mantener la estabilidad del núcleo del átomo, manteniendo unidos los protones y neutrones dentro del núcleo. Su alcance es no mayor de 10^{-15} m y se trata de la interacción fundamental más intensa.

- **Interacción nuclear débil.** Es la responsable de fenómenos naturales como la desintegración beta. Su alcance no supera los 10^{-17} m y su intensidad es de 10^{-14} veces más pequeña que la interacción nuclear fuerte.

La **interacción gravitacional** aún no logra incorporarse al modelo, pero es la responsable de mantener la estructura del universo tal como la conocemos, además es la más débil de todas las interacciones fundamentales, su intensidad es 37 órdenes de magnitud menor que la interacción fuerte.

Hasta la fecha, el ME ha sido un modelo bastante exitoso, debido a que describe de manera satisfactoria los componentes de la materia y sus interacciones y además,

ha estado sujeto a diversas pruebas en los laboratorios de altas energías como el Tevatron, DESY ó CERN, de las cuales ha salido avante [7].

No obstante su gran éxito, el ME no puede ser considerado como una teoría final. Ciertamente, este modelo tampoco brinda solución a preguntas y problemas fundamentales [8], tales como:

1.- **Problema de la jerarquía.** Esto radica en que la masa del bosón de Higgs sufre correcciones radiativas a nivel de un lazo, debida principalmente a los bosones de norma, al quark top y al bosón de Higgs mismo.

2.- ¿Por qué hay tres familias de fermiones?

3.- Asimetría entre materia y antimateria.

4.- Oscilación de neutrinos y masa de neutrinos.

5.- ¿Por qué la interacción gravitacional no se ha podido cuantizar?

Con el fín de encontrar una solución a estos planteamientos, se han desarrollado nuevas teorías las cuales son conocidas como extensiones del Modelo Estándar. En el ME las partículas adquieren masa a través del mecanismo de Higgs, el cual predice la existencia de una partícula escalar: el bosón de Higgs (2012), debido a este descubrimiento; se abren las puertas hacia una nueva física más allá del ME. Este mecanismo se hace extensivo a modelos que van más allá del ME y que predicen la existencia de nuevas partículas de masas del orden de TeV. En particular, en la literatura encontramos un modelo conocido como el **Modelo del Pequeño Higgs más Simple** (SLHM por sus siglas en inglés). La estructura teórica de este modelo es muy compleja hasta cierto punto, a nivel fenomenológico se traduce a la predicción de nuevos bosones de norma, nuevas partículas escalares y nuevos fermiones. Estas partículas inducen nuevas correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs que cancelan las divergencias cuadráticas generadas por los lazos de las partículas del ME.

El modelo del pequeño Higgs más simple fue propuesto por primera vez por Kaplan y Schmaltz [9] como una solución económica al problema de la divergencia cuadrática que sufre la masa del bosón de Higgs, generado por las particulas del ME. El modelo del pequeño Higgs más simple tiene como simetría global a $[SU_L(3) \otimes U_Y(1)]^2$ y con un subgrupo diagonal $SU_L(3) \otimes U_Y(1)$. En la escala de TeV, la simetría global se rompe espontáneamente a $[SU_L(2) \otimes U_Y(1)]^2$ debido a los valores de expectación del vacío (VEV) de los campos Φ_1 y Φ_2, dando lugar a diez bosones masivos. Una característica especial del modelo del pequeño Higgs más simple, es la presencia de un nuevo bosón pseudoescalar η.

En analogía con el ME, en los modelos extendidos encontramos partículas escalares cuya masa está en función de algún parámetro propio del modelo. Nosotros estamos

interesados en la fenomenología de la partícula pseudoescalar η. Cabe resaltar que debido a la observación experimental del bosón de Higgs en el Gran Colisionador de Hadrones, marca la pauta en la búsqueda de nuevas partículas escalares y pseudo escalares con propiedades similares al bosón de Higgs pero con una masa mayor, tal como el bosón pseudoescalar η, el cual podría estar al alcance por las mejoras técnicas que han tenido los detectores del LHC, ya que la la energía en el centro de masa va aumentando al igual que la luminosidad integrada hasta llegar a las condiciones esperadas de $\sqrt{s} = 14$ TeV y 3000 fb^{-1}.

La organización de esta tesis es de la siguiente forma: en el primer capítulo se aborda la descripción del ME de las partículas elementales, en el segundo capítulo se presenta de forma muy general la descripción del modelo del pequeño Higgs más simple. En el capítulo tres se presentan de manera explícita las expresiones analíticas de las amplitudes y las anchuras de decaimiento. En el capítulo cuatro se presentan los resultados y finalmente en el capítulo cinco se dan las conclusiones y las perspectivas de esta tesis.

Capítulo 1

Modelo Estándar

Comenzaremos este capítulo con una breve introducción de lo que conocemos hasta ahora del Modelo Estándar de Física de Partículas. El ME describe todo lo que sabemos respecto a la estructura fundamental de la materia con una precisión sin precedentes, donde las predicciones del ME han sido corroboradas experimentalmente, quedando de manifiesto su validez. Las partículas predichas por el ME están clasificadas en *fermiones* y *bosones*. Los fermiones a su vez se clasifican en leptones y quarks; todos ellos representan partículas de materia de espín semientero. Por otro lado, los bosones son los portadores de las interacciones entre fermiones y poseen espín entero.

1.1. Teoría Electrodébil

En la década de los años sesenta, una de las componentes del ME, conocida como teoría electrodébil, fue desarrollada por Sheldon Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg, en donde el grupo de norma $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles; en esta teoría el único bosón no masivo es el fotón, el cual desempeña el papel de mediador de la interacción electromagnética. La interacción débil está descrita por el acoplamiento entre bosones débiles y sus interacciones con fotones y fermiones. Mientras que los quarks son sensibles a los tres tipos de fuerza, los leptones sólo interactúan en forma electrodébil. Los leptones y los quarks son partículas de espín semientero y están descritas por los espinores de Dirac, los cuales son campos que pueden descomponerse en la suma de una componente izquierda y una componente derecha. Los estados izquierdos de los quarks y leptones son agrupados en dobletes del grupo $SU_L(2)$.

La representación de la familia de quarks se muestra en la siguiente expresión:

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \tag{1.1}$$

A su vez, para la familia de leptones, la representación es de la forma:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \tag{1.2}$$

Los estados de helicidad derecha son introducidos como singletes de $SU_L(2)$, l_{i_R}, u_{i_R} y d_{i_R}. En la teoría no se introducen los estados derechos de los neutrinos, lo cual implica que su masa en reposo es exactamente cero; si bien en resultados recientes [10, 11] se reporta que la masa de los neutrinos es distinta de cero, es muy pequeña. Respecto a los estados derechos de los leptones cargados, éstos se pueden introducir como singletes de $SU_L(2)$, l_{i_R}, a los cuales se les asigna un valor apropiado de hipercarga Y definida como:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \tag{1.3}$$

donde $T^3 = \sigma^3/2$ y σ^3 es la matriz de Pauli. Como ya se había mencionado anteriormente, las partículas de espín $\frac{1}{2}$ son descritas por los espinores de Dirac, los cuales se pueden descomponer en dos partes:

$$\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x) = P_L\psi(x) + P_R\psi_(x), \tag{1.4}$$

donde $P_{L,R}$ son los proyectores de helicidad izquierda y derecha definidos por:

$$P_L = \frac{1}{2}(1-\gamma^5) \qquad \text{y} \qquad P_R = \frac{1}{2}(1+\gamma^5). \tag{1.5}$$

Debido a la exigencia de que el Lagrangiano que contiene los términos cinemáticos de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones de norma definidas por el grupo de simetría $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, se deben introducir cuatro campos bosónicos sin masa. Por otro lado, para introducir un término de masa de fermiones en la representación anterior, es necesario que se rompa explícitamente la simetría de norma. La ruptura espontánea de la simetría de norma del grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ al grupo electromagnético $U_Y(1)$ se lleva acabo a la escala de fermi $v = 246$ GeV. Para generar las masas de los tres bosones de norma asociados con la interacción débil se requiere por lo menos de tres campos escalares, pero el número mínimo de dichos campos que se pueden introducir de manera consistente es cuatro, por medio de un doblete complejo de $SU_L(2)$ conocido como doblete de Higgs. Luego, tres de los cuatro campos escalares del doblete, representan a los bosones de Goldstone que son absorbidos por los campos de norma W y Z para formar los estados de masa. Dado que el grupo electrodébil genera transformaciones de simetría local, la invariancia de la teoría bajo transformaciones del grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ se logra sustituyendo la derivada ordinaria por la derivada covariante, expresada como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W_\mu^a - ig'\frac{Y}{2}B_\mu, \tag{1.6}$$

donde B_μ es el campo de norma asiciado al grupo $U_Y(1)$, $\frac{Y}{2}$ es el generador de grupo abeliano de hipercarga $U_Y(1)$, W^i y $\frac{\sigma^i}{2}$ son los campos de norma y los generadores en la representación de dobletes asociados al grupo $SU_L(2)$ respectivamente. Esta derivada se introduce en los términos cinéticos para los fermiones, lo cual da lugar a la presencia de acoplamientos entre los fermiones y los bosones de norma.

El Lagrangiano del ME está formado por dos partes principales: una parte que contiene sólo los campos bosónicos y otra parte que contiene a los fermiones. Por otro lado, la parte bosónica se divide en dos sectores: el sector de Higgs y el sector de Yang-Mills. El sector de fermiones se divide de igual forma en dos sectores: el sector de corrientes y el sector de Yukawa. Podemos finalmente escribir el Lagrangiano del ME de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B, \\ &= \mathcal{L}^Y + \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^{YM} + \mathcal{L}^H, \end{aligned} \tag{1.7}$$

donde $\mathcal{L}^Y$ representa el sector de Yukawa, $\mathcal{L}^C$ representa el sector de corrientes, $\mathcal{L}^{YM}$ representa el sector de Yang-Mills y $\mathcal{L}^H$ representa el sector de Higgs.

El sector de Yukawa, cuya estructura de Lorentz es de tipo escalar y pseudoescalar, genera la masa para los fermiones a partir del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil.

1.1.1. Sector de Higgs

En este sector es donde se lleva acabo el mecanismo de Higgs, con el propósito de dotar de masa a los bosones de norma débiles y también al bosón de Higgs mismo. Para esto se necesita hacer un rompimiento espontáneo de $SU_L(2)\times U_Y(1) \to U_e(1)$, lo cual se consigue introduciendo un campo escalar llamado el campo de Higgs. Como se tienen cuatro campos de norma, tres asociados con $SU_L(2)$ y uno con $U_Y(1)$, donde se requiere terminar con un fotón sin masa asociado con $U_e(1)$, es necesaria la presencia de al menos cuatro grados de libertad. De esta manera, se introduce un doblete escalar complejo bajo el grupo $SU_L(2)$ con hipercarga $Y = +1$. El doblete escalar es dado como:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \Phi_0 \end{pmatrix}, \tag{1.8}$$

donde el campo G_W representa los pseudobosones de Goldstone asociado a los bosones de norma débiles $W^\pm$ y Φ_0 se define más adelante.

El Lagrangiano que describe este sector tiene la siguiente forma:

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\Phi^\dagger,\Phi), \tag{1.9}$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de doblete (ver ecuación (1.6)). Por otro lado, el término $V(\Phi^\dagger,\Phi)$ se conoce como el potencial de Higgs cuya estructura renormalizable se escribe de la siguiente forma:

$$V(\Phi^\dagger,\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2. \tag{1.10}$$

En la expresión del potencial (ecuación (1.10)), el parámetro λ es un número positivo [12]. Por otro lado, el parámetro μ^2, que tiene dimensiones de masa, establece la condición esencial para realizar el rompimiento espontáneo de la simetría (en el futuro

lo denotaremos como RES). Dicho parámetro puede adquirir dos valores, y además, satisface la condición de mínima energía dada por:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi^\dagger} = 0 \Rightarrow [\mu^2 + 2\lambda(\Phi^\dagger\Phi)]\Phi = 0. \tag{1.11}$$

- Si $\mu^2 > 0$: el potencial tiene el valor mínimo en $\Phi = 0$ y se tiene el caso de una teoría de escalares masivos con un estado de vacío único y no es posible realizar un RES.
- Si $\mu^2 < 0$: se obtiene el caso de un vacío degenerado, que además satisface la siguiente relación:

$$\Phi^\dagger\Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \tag{1.12}$$

De esta forma, se toma una dirección Φ_0, tal que:

$$Q\Phi_0 = \left(\frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2}\right)\Phi_0 = 0, \tag{1.13}$$

dado que $Y\Phi(x) = (+1)\Phi(x)$, tomando la relación de Gell-Mann-Nishijima se obtiene que

$$Q = \frac{1}{2}\left\{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\right\} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{1.14}$$

así la única forma posible para Φ_0 es:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{1.15}$$

aquí, v es conocido como el valor de expectación del vacío. Decimos entonces que la simetría de norma electrodébil es rota espontáneamente debido a la elección de un valor del vacío. Por otro lado, cuando se tiene una simetría de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos por cada generador roto de dicha simetría. En el mecanismo de Higgs los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos. Como en la teoría se debe considerar un estado de mínima energía, podemos realizar un desplazamiento en el potencial de la siguiente manera

$$\Phi \to \Phi_0 + \Phi = \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (v + H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \frac{iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \Phi_h + \Phi_g, \tag{1.16}$$

donde los campos G_W y G_Z son los pseudobosones del Goldstone asociados con los bosones de norma débiles $W^\pm$ y Z^0 respectivamente, mientras que H representa al escalar de Higgs. Ahora bien, queremos conocer $(\Phi_g+\Phi_h)^\dagger(\Phi_g+\Phi_h) = \Phi_g^\dagger\Phi_g + \Phi_h^\dagger\Phi_g + \Phi_g^\dagger\Phi_h + \Phi_h^\dagger\Phi_h$. Pero, $\Phi_h^\dagger\Phi_h = \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right)^2$, $\Phi_g^\dagger\Phi_g = \left(G_W^- G_W^+ + \frac{G_Z^2}{2}\right)$ y $\Phi_g^\dagger\Phi_h + \Phi_g^\dagger\Phi_h = 0$.

Por lo tanto $(\Phi_g + \Phi_h)^\dagger)(\Phi_g + \Phi_h) = \Phi_g^\dagger \Phi_g + \Phi_h^\dagger \Phi_h$. Entonces, el potencial toma la siguiente forma

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger, \Phi) &= [-\lambda v^2 + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)](\Phi^\dagger \Phi), \\ &= \lambda \left[2 \left(\Phi_h^\dagger \Phi_h - \frac{v^2}{2} \right) \Phi_g^\dagger \Phi_g + (\Phi_h^\dagger \Phi_h - v^2) \Phi_h^\dagger \Phi_h + (\Phi_g^\dagger \Phi_g)^2 \right]. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Del primer término se podría tener un término de masa para $G_W^\pm$ y G_Z, y debido a que $\Phi_g^\dagger \Phi_g = (G_W^+ G_W^- + \frac{G_Z^2}{2}) = (\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2)$, donde $G_W^\pm = (\Phi_1 \mp i\Phi_2)$ y $\Phi_3 = G_Z^2$, el primer término se puede reescribir como:

$$2\lambda \left(-\frac{v^2}{2} + \Phi_h^\dagger \Phi_h \right) \Phi_g^\dagger \Phi_g = 2\lambda \left(vH + \frac{H^2}{2} \right) (\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2). \quad (1.18)$$

Así, de la ecuación (1.18), vemos que no hay ningún término que contribuye con términos de masa para los campos Φ_1, Φ_2 y Φ_3. Esto significa que los campos $G_W^\pm$ y G_Z son bosones de Goldstone, que aparecen por cada generador roto si la simetría es global.

Finalmente, analicemos el segundo término de la ecuación (1.17), el cual está dado por

$$\begin{aligned} (\Phi_h^\dagger \Phi_h - v^2) \Phi_h^\dagger \Phi_h &= \lambda \left(-\frac{v^2}{2} + vH + \frac{H^2}{2} \right) \left(\frac{v^2}{2} + vH + \frac{H^2}{2} \right), \\ &= \lambda \left(\frac{v^4}{4} + v^2 H^2 + vH^3 + \frac{H^4}{4} \right). \end{aligned} \quad (1.19)$$

De la ecuación (1.19) se puede observar que sólo el bosón de Higgs, H, tiene masa diferente de cero, $m_H^2 = \lambda v^2$. También, es en esta parte donde se aprecian explícitamente las autointeracciones del bosón de Higgs.

Por otra parte, los pseudobosones de Goldstone pueden ser removidos de la teoría mediante una transformación de norma unitaria. Esta norma corresponde a una transformación de la cual los pseudobosones de Goldstone son exactamente ceros:

$$G_W^\pm = 0 \quad \text{y} \quad G_Z' = 0.$$

Este caso corresponde a fijar la norma con respecto a los generadores rotos de $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, pero no respecto al generador roto. Esta es la norma unitaria,

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

Para desarrollar el término cinético debemos conocer la forma de la derivada covariante en la representación fundamental, la cual está dada por la ecuación (1.6).

Construyamos explícitamente la derivada covariante para esta representación, considerando que

$$Q\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0, \tag{1.21}$$

y definimos el operador de ascenso y descenso como:

$$\sigma^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.22}$$

Además, se introducen las siguientes definiciones para los campos de norma: $W_\mu^\pm = W_\mu^1 \mp iW_\mu^2$. Después de manipulaciones algebraicas, se obtiene que

$$D_\mu\Phi = \left[\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2}(v+H)W_\mu^+\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}\right]. \tag{1.23}$$

Por lo tanto, la parte cinética del sector de Higgs es de la siguiente forma

$$\begin{aligned}[D_\mu(\Phi)]^\dagger[D^\mu(\Phi)] &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4}(v+H)^2W_\mu^-W^{+\mu} \\ &+ \frac{1}{8}(v+H)^2(g^2W_\mu^3W^{3\mu} - 2gg'W_\mu^3B^\mu + g'^2B_\mu B^\mu),\end{aligned} \tag{1.24}$$

donde $\frac{g^2v^2}{4}W_\mu^-W^{+\mu}$ es el término de masa para los campos de norma $W^\pm$. En lo respecta a los términnos de masa asociados a los campos de norma W_μ^3 y B_μ, la ecuación anterior se puede escribir como

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4}(v+H)^2W_\mu^-W^{+\mu} + \frac{1}{8}(v+H)^2(W_\mu^3, B_\mu)\begin{pmatrix} g^2 & gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B_\mu \end{pmatrix}, \tag{1.25}$$

donde definimos $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$, siendo θ_W el ángulo de mezcla débil. Por lo tanto, $\cos\theta_W = c_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ y $\sin\theta_W = s_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$. De la ecuación anterior vemos que los términos de masa para los campos W_μ^3 y B_μ están implícitos en el siguiente término

$$\frac{1}{8}v^2(W_\mu^3, B_\mu)\begin{pmatrix} g^2 & gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B_\mu \end{pmatrix}, \tag{1.26}$$

el cual puede ser diagonalizado de la siguiente manera

$$\frac{1}{8}v^2(Z_\mu, A_\mu)\begin{pmatrix} g^2+g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{8}v^2(g^2+g'^2)Z_\mu Z^\mu, \tag{1.27}$$

usando la transformación ortogonal

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \tag{1.28}$$

De la ecuación (1.27) podemos ver que la masa del bosón de norma Z es $m_Z = \frac{gv}{2c_W} = \frac{m_W}{c_W}$, mientras que la masa del fotón es cero.

1.2. Sector de Yang-Mills

Yang y Mills decidieron extender la invariancia local de norma para incluir las transformaciones no abelianas bajo $SU(2)$. Al incluir los campos vectoriales se debe agregar el término de propagación de los campos, el cual debe ser invariante de norma. Este término se construye con las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W^i_{\mu\nu}$ asociado con el grupo no abeliano de $SU_L(2)$ y el correspondiente tensor $B_{\mu\nu}$ del grupo abeliano $U_Y(1)$, los cuales se transforman de la siguiente manera

$$\begin{aligned} W'_{\mu\nu} &= U W_{\mu\nu} U^\dagger, \\ B'_{\mu\nu} &= B_{\mu\nu}, \end{aligned} \tag{1.29}$$

donde $U \in SU_L(2)$. Así, el Lagrangiano del sector de Yang-Mills de la teoría electrodébil queda dado como

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W^i_{\mu\nu} W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \tag{1.30}$$

donde los tensores de campo están dados por

$$\begin{aligned} W^i_{\mu\nu} &= \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\epsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_\nu, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \tag{1.31}$$

donde $W^3_\mu = c_W Z_\mu + s_W A_\mu$ y $B_\mu = c_W A_\mu - s_W Z_\mu$, entonces

$$B_{\mu\nu} = c_W F_{\mu\nu} - s_W Z_{\mu\nu}, \tag{1.32}$$

$$W^3_{\mu\nu} = s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu} + ig(W^-_\mu W^+_\nu - W^-_\nu W^+_\mu). \tag{1.33}$$

Además, definimos

$$W^+_{\nu\mu} = \partial_\mu W^+_\nu - \partial_\nu W^+_\mu. \tag{1.34}$$

Por otra parte, introduciendo los siguientes tensores

$$\widehat{W}^\pm_{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_{\mu\nu} \mp i W^2_{\mu\nu}), \tag{1.35}$$

entonces

$$W^+_{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\widehat{W}^+_{\mu\nu} + \widehat{W}^-_{\mu\nu}), \tag{1.36}$$

$$W^2_{\mu\nu} = \frac{i}{\sqrt{2}}(\widehat{W}^+_{\mu\nu} - \widehat{W}^-_{\mu\nu}). \tag{1.37}$$

Note que $\widehat{W}^-_{\mu\nu} = (\widehat{W}^+_{\mu\nu})^\dagger$. Al realizar manipulaciones algebraicas para $\widehat{W}^+_{\mu\nu}$ se tiene que

$$\widehat{W}^+_{\mu\nu} = W^+_{\mu\nu} + ie(W^+_\mu A_\nu - W^+_\nu A_\mu) + igc_W(W^+_\mu Z_\nu - W^+_\nu Z_\mu). \tag{1.38}$$

Finalmente, el Lagrangiano de Yang-Mills toma la forma

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{4}(W^1_{\mu\nu}W^{1\mu\nu} + W^2_{\mu\nu}W^{1\mu\nu}) - \frac{1}{4}W^3_{\mu\nu}W^{3\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ &- \frac{1}{4}\widehat{W}^-_{\mu\nu}\widehat{W}^{+\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\ &- ig(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ &+ \frac{g_2}{4}(W^-_\mu W^+_\nu - W^+_\mu W^-_\nu)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}).\end{aligned} \tag{1.39}$$

El Lagrangiano anterior contiene las autointeracciones de los bosones de norma junto con sus partes cinéticas.

1.3. Sector de Yukawa

En este sector se describe el acomplamiento entre los campos de Higgs y los campos fermiónicos. La estructura de este sector es de tipo escalar y pseudoescalar. Aquí es donde se generan las masas de los fermiones a través del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. La forma más general del Lagrangiano renormalizable del sector de Yukawa se puede expresar así

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}^Y_q + \mathcal{L}^Y_l\,, \tag{1.40}$$

donde $\mathcal{L}^Y_q$ y $\mathcal{L}^Y_l$ son los Lagrangianos del sector de quarks y del sector de leptones respectivamente, los cuales describiremos a continuación.

1.3.1. Sector de quarks

Como los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como producto de campos que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. El sector de Yukawa corresponde a invariantes electrodébiles de dimensión cuatro que se puede construir con los dobletes izquierdos, los singletes derechos y el doblete de Higgs. Podemos introducir masas para los campos fermiónicos preservando invariancia gauge a través de un Lagrangiano de tipo Yukawa. En el caso particular de tres familias de fermiones y llamando u'_i, d'_i, ν'_i, l'_i, a los miembros de una determinada familia i ($i = 1, 2, 3$), el Lagrangiano del sector de quarks es [12]

$$\mathcal{L}^Y_q = -Y^u_{ij}\bar{Q}'_i\tilde{\Phi}u'_{Rj} - Y^d_{ij}\bar{Q}'_i\Phi d'_{Rj} + h.c. \tag{1.41}$$

En la norma unitaria tenemos que $\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$. Además, $\tilde{\Phi}$ se transforma covariantemente bajo $SU_L(2)$, debido a que está definido como:

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2\Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{1.42}$$

siendo σ^2 una matriz de Pauli; la hipercarga asignada a $\tilde{\Phi}$ es $Y = +1$. Las cantidades Y^u_{ij}, Y^d_{ij} son las constantes de Yukawa y $Q'_i = (\bar{u_i}', \bar{d_i}')_L$. Finalmente, u'_{Rj} y d'_{Rj} denotan los estados de helicidad derecha de los quarks introducidos como singletes de $SU_L(2)$. En el Lagrangiano anterior, existe una suma sobre los índices i, j, además, dicho Lagrangiano no conserva el sabor ya que las matrices Y^u y Y^d no están sujetas a ningún tipo de restricción y no son diagonales. De este modo, el Lagrangiano de Yukawa para el sector de quarks es

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^Y_q &= -Y^u_{ij}(\bar{u}'_{Li}, \bar{d}'_{Li}) \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} u'_{Rj} - Y^d_{ij}(\bar{u}'_{Li}, \bar{d}'_{Li}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{2} \end{pmatrix} \bar{d}'_{Rj} + h.c., \\
&= -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) Y^u_{ij} \bar{u}'_{Li} u'_{Rj} - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) Y^d_{ij} \bar{d}'_{Li} d'_{Rj} + h.c., \\
&= -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) (\bar{U}'_L Y^u U'_R + \bar{D}'_L Y^d D'_R) + h.c., \qquad (1.43)
\end{aligned}$$

donde U' y D' son vectores en el espacio de sabor definidos como:

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \qquad \text{y} \qquad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}. \qquad (1.44)$$

Entonces

$$\mathcal{L}^Y_q = -\bar{U}'_L \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u U'_R - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{U}'_L Y^u U'_R - \bar{D}'_L \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d D'_R - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{D}'_L Y^d D'_R + h.c. \qquad (1.45)$$

Sea $\frac{v}{\sqrt{2}} Y^u = \bar{Y}^u$ y $\frac{v}{\sqrt{2}} Y^d = \bar{Y}^d$, así, el Lagrangiano anterior adquiere la siguiente forma

$$\mathcal{L}^q_Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) (\bar{U}'_L \bar{Y}^u U'_R + \bar{D}'_L \bar{Y}^d D'_R) + h.c., \qquad (1.46)$$

donde $\bar{Y}^u_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u_{ij}$ y $\bar{Y}^d_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d_{ij}$ son los elementos de la matriz de masa para los quarks de tipo up y de tipo down respectivamente. Las matrices son completamente generales, las cuales deben ser diagonalizadas para determinar la masa física de los quarks. Si definimos las siguientes transformaciones unitarias

$$U'_L = V^u_L U_L, \quad U'_R = V^u_R U_R, \quad D'_L = V^d_L D_L \quad \text{y} \quad D'_R = V^d_R U_R, \qquad (1.47)$$

donde V^u_L, V^u_R, V^d_L y V^d_R son matrices unitarias, el Lagrangiano de Yukawa se reescribe como

$$\mathcal{L}^Y_q = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) (\bar{U}_L V^{u\dagger}_L \bar{Y}^u V^u_R U_R + \bar{D}_L V^{d\dagger}_L \bar{Y}^d V^d_R D_R) + h.c., \qquad (1.48)$$

siendo las matrices de masa $M^u = V^{u\dagger}_L \bar{Y}^u V^u_R$ y $M^d = V^{d\dagger}_L \bar{Y}^d V^d_R$, las cuales son matrices diagonales y reales. Por lo tanto, el Lagrangiano queda escrito como

$$\mathcal{L}^Y_q = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) (\bar{U} M^u U + \bar{D} M^d D), \qquad (1.49)$$

donde $M^{u,d}$ están dadas como:

$$M^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \tag{1.50}$$

y

$$M^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_d \end{pmatrix}. \tag{1.51}$$

De esta forma, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa de quarks conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

1.3.2. Sector de leptones

En el caso de los leptones, podemos escribir el Lagrangiano como:

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}_i' \Phi l_{Rj}' + h.c., \tag{1.52}$$

donde Y_{ij}^l representa los componentes de la matriz de Yukawa, $\bar{L}_i' = (\bar{\nu}_i, \bar{l}_i)_L$ representa la familia de leptones y l_{Rj}' denota el estado de helicidad derecha de los leptones introducido como singlete de $SU(2)$. Por lo tanto, el Lagrangiano del sector de leptones se puede expresar de la siguiente manera [12]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y &= -Y_{ij}^l (\bar{\nu}_{Li}, \bar{l}_{Li}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} l_{Rj}' + h.c., \\ &= -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) Y_{ij}^l \bar{l}_{Li}' l_{Rj}' + h.c., \\ &= -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) \bar{E}_L' Y^L E_R' + h.c. \end{aligned} \tag{1.53}$$

Al introducir los siguientes campos en el espacio de sabor

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \qquad \text{y} \qquad \nu' = \begin{pmatrix} \nu_e' \\ \nu_\mu' \\ \nu_\tau' \end{pmatrix}, \tag{1.54}$$

implica que el Lagrangiano toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_l^Y = -\bar{E}_L' \frac{Y^l v}{\sqrt{2}} E_R' - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{E}_L' Y^l E_R' + h.c. \tag{1.55}$$

Ahora, sea $\frac{Y^l v}{\sqrt{2}} = \bar{Y}^l$ entonces, el Lagrangiano se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_l^Y = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E}_L' \bar{Y}^l E_R' + h.c. \tag{1.56}$$

Como antes, las cantidades $\bar{Y}^l_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^l_{ij}$ son elementos de la matriz de masa, la cual es completamente general y para identificar las masas físicas es necesario diagonalizarla. Para tal fin, definimos una transformación unitaria dada por

$$E'_L = V^l_L E_L \quad y \quad E_R = V^l_R E_R, \tag{1.57}$$

donde $V^l_{L,R}$ son matrices unitarias, entonces el Lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L}^Y_l = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E}_L V^{l\dagger}_L \bar{Y}^l V^l_R E_R + h.c., \tag{1.58}$$

siendo $M^l = V^{l\dagger}_L \bar{Y}^l V^l_R$, una matriz diagonal y real, donde V^l_L, V^l_R son matrices unitarias. Por lo tanto, el Lagrangiano para el sector de leptones se puede expresar como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^Y_l &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(\bar{E}_L \bar{M}^l E_R + \bar{E}_R M^l E_L), \\ &= -\left(1 + \frac{H}{v}\right)(\bar{E} M^l E). \end{aligned} \tag{1.59}$$

Aquí, M^l es una matriz definida como:

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \tag{1.60}$$

Se puede observar que los elementos de la diagonal de la matriz anterior son las masas de los respectivos leptones cargados, y como sucede en el sector de quarks, el bosón de Higgs sólo se acopla a leptones del mismo tipo de leptón cargado.

1.4. Sector de corrientes

En la teoría electrodébil, el sector de corrientes se genera cuando se sustituye la derivada ordinaria por la derivada covariante asociada al grupo electrodébil en el sector cinético de quarks y de leptones, lo que da lugar a la presencia de acoplamientos de fermiones con los campos de norma bosónicos. Para conservar la invariancia de norma, todos los términos contienen un par de fermiones con la misma helicidad. Las corrientes cargadas contienen a los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones de norma $W^\pm$. Por otro lado, las corrientes neutras contienen a los acoplamientos de un par de fermiones con los bosones neutros. El Lagrangiano invariante de norma de este sector está dado como:

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}^C_q + \mathcal{L}^C_l, \tag{1.61}$$

donde $\mathcal{L}^C_q$ y $\mathcal{L}^C_l$ son los Lagrangianos de los sectores de corrientes de quarks y de leptones respectivamente.

1.4.1. Sector de corrientes de los quarks

El Lagrangiano para éste sector se puede expresar de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \tag{1.62}$$

por lo que en términos de los campos de masa se tiene que

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^C &= i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma_\mu^\partial \\ &+ \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) \\ &+ \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA^\mu J\mu_A, \end{aligned} \tag{1.63}$$

donde las corrientes cargadas y las corrientes neutras se definen como:

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma\mu K D_L, \tag{1.64}$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_V^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_V^d + g_A^d\gamma^5)D, \tag{1.65}$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D, \tag{1.66}$$

siendo K la matriz CKM dada como $K = V_L^u V_L^{d\dagger}$, mientras que $g_{V,A}^{u,d}$ representan constantes de acoplamiento de los quarks [12].

1.4.2. Sector de corrientes de los leptones

En este sector, el Lagrangiano queda dado por:

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \tag{1.67}$$

que en términos de los eigenestados de masa se puede escribir como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^C &= i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial\mu\nu_L \\ &+ \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) \\ &+ \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \end{aligned} \tag{1.68}$$

donde se han definido las corrientes cargadas y las corrientes neutras como:

$$J^{-\mu} = \bar{\mu}_L\gamma\mu E_L, \tag{1.69}$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu(g_V^\nu + g_A^\nu\gamma^5)\nu + \bar{E}\gamma^\mu(g_V^E + g_A^E\gamma^5)E, \tag{1.70}$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L + \bar{E}\gamma^\mu E. \tag{1.71}$$

Aquí, $g_{V,A}^{l_i}$ (con $l_i = \nu, E$) son las constantes de acoplamiento que dependen de los números cuánticos con que se acomodan los leptones en el grupo electrodébil. Cabe mencionar que debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa.

1.5. Cromodinámica Cuántica

El Modelo Estándar contiene la Teoría Electrodébil y la Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en inglés). Este modelo involucra una invariancia de norma local con un grupo de simetría $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, la cual contiene tres generaciones de leptones y quarks e incorpora el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. El sector $SU_C(3)$, conocido como Cromodinámica Cuántica, describe la interacción fuerte y contiene ocho bosones de norma llamados gluones con diferentes números cuánticos de color. La Cromodinámica Cuántica es una teoría de norma no abeliana que describe las interacciones fuertes entre quarks y gluones. La densidad Lagrangiana de QCD está dada por [13]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}} &= \mathcal{L}_{\text{quark}} + \mathcal{L}_{\text{masa}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}}, \\ &= \bar{\psi} i\gamma_\mu D^\mu \psi - \bar{\psi}\hat{m}\psi - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a, \end{aligned} \tag{1.72}$$

donde $\psi = (u, d, s, \cdots)^T$ es el campo de quarks, $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$, $\hat{m} = \text{diag}(m_u, m_d, m_s, \cdots)$ es la matriz formada por la masa desnuda de los quarks y γ^μ son las matrices de Dirac. La derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s \lambda^a A^a_\mu, \tag{1.73}$$

incluye los campos de norma A^a_μ ($a = 1, 2, \cdots, 8$), que acopla los sectores fermiónico y gluónico. Aquí, g_s es la constante de acoplamiento fuerte, que en analogía con la Electrodinámica Cuántica (QED por sus siglas en inglés) es igual a

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}. \tag{1.74}$$

Además, λ^a son las matrices de Gell-Mann, que constituyen la representación fundamental de los generadores del grupo $SU_C(3)$. Estas matrices satisfacen las siguientes las relaciones

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2i f^{abc}, \quad tr(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta^{ab}, \tag{1.75}$$

siendo f^{abc} las constantes de estructura del grupo $SU_C(3)$. Finalmente, el tensor de campo gluónico, $G^a_{\mu\nu}$, que aparece en el último término de la ecuación (1.72) se define como

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu - g f^{abc} A^b_\mu A^c_\nu. \tag{1.76}$$

En la ecuación (1.76), el tercer término del lado derecho de la expresión es el término no abeliano de QCD, que da lugar a autointeracciones de los gluones. Estas autointeracciones no ocurren en QED; diferencia clave para entender el comportamiento entre las dos teorías. La densidad Lagrangiana en la ecuación (1.72) contiene las reglas de Feynman de los gluones y la interacción con los quarks [14]. Las autointeracciones de gluones son análogas a las autointeracciones de los bosones débiles W, como en el caso de $SU_L(2)$, pero no tienen análogo en la Electrodinámica Cuántica debido a que la teoria es no abeliana.

Capítulo 2

Modelo del pequeño Higgs más simple

2.1. Motivación

En este capítulo abordaremos aspectos del modelo del pequeño higgs más simple el cual es tomado como base para el desarrollo de nuestro estudio. Como se ha mencionado al inicio de este trabajo, el ME a mostrado ser una teoría muy exitosa y cuyas predicciones han sido corroboradas por experimentos. Sin embargo, como ya mencionamos anteriormente, hay varias cuestiones a las que el modelo estándar no da respuesta y como consecuencia, es necesario elaborar teorías que brinden respuestas aceptables a las deficiencias que presenta el ME. Las diferentes teorías que se han elaborado y que van más allá del ME puede ser tan simple como agregar un grupo $U(1)$ al ME que da origen a bosones de norma neutros masivos o bien agregar neutrinos derechos, para tener masa en los neutrinos, hasta teorías muy elaboradas, como lo es la misma teoría de cuerdas. De forma genérica, a los modelos que agregan unas cuantas partículas adicionales a las del ME se les conoce como Modelos de Extensión. Una de las propuestas teóricas para curar las divergencias cuadráticas que surgen a consecuencia de la descripción de la partícula de Higgs mediante campos escalares, es el llamado Modelo del Pequeño Higgs "Little Higgs Model" y sus diferentes variaciones, una de las cuales será analizado en este capítulo, el llamado Modelo del Pequeño Higgs más Simple.

Una característica que los modelos de extensión comparten, es que proponen nuevas partículas cuyas masas son del orden de TeV, lo que hace interesante su búsqueda en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) o bién en algún futuro colisionador, que de observarse experimentalmente abriría el camino hacia nueva física.

2.1. Problema de la jerarquía

El problema de la jerarquía se presenta debido a que la masa del bosón de Higgs sufre contribuciones a nivel de un lazo y que son cuadráticamente divergentes. Las

contribuciones más significativas se deben al lazo del quark top, los lazos de los bosones de norma y al lazo del bosón de Higgs mismo. En la figura 4.3 se ilustra diagramas que dan origen a las divergencias cuadráticas.

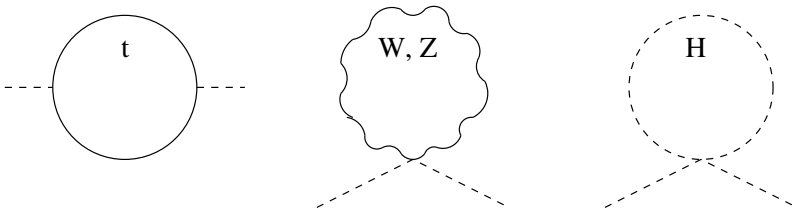

Figura 2.1: Contribuciones a orden de un lazo a la masa del bosón de Higgs.

Cabe mencionar, que las contribuciones debidas a las demás partículas del ME no son problemáticas ya que su constante de acoplamiento es muy pequeña y estas pueden ser despreciables.
Por otro lado, si nos refirimos al ME como una teoría efectiva, esto es, si suponemos que el ME es válido hasta cierta escala de energía Λ, las correcciones a la masa varían de acuerdo a esta escala, de manera que si $\Lambda = 10$ TeV, las contribuciones de cada lazo están dadas por [9]:

$$\text{Loop del quark top} \qquad -\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2 \sim -(2\text{ TeV})^2, \tag{2.1}$$

$$\text{Loop de los bosones de norma} \qquad \frac{9}{64\pi^2}g^2\Lambda^2 \sim (0.7\text{ TeV})^2, \tag{2.2}$$

$$\text{Loop del bosón de Higgs} \qquad \frac{9}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2 \sim (0.5\text{ TeV})^2. \tag{2.3}$$

Luego, la masa del bosón de Higgs es

$$m_H^2 = m_0^2 - \frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2 + \frac{9}{64\pi^2}g^2\Lambda^2 + \frac{9}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2, \tag{2.4}$$

donde m_0^2 es la masa desnuda (obtenida a nivel de árbol). De la ecuación (2.4) se observa que si Λ es del orden de la escala de Planck $\mathcal{O}(10^{19})$ GeV, las correcciones a la masa son muy grandes.

Una alternativa para resolver este problema se conoce como *ajuste fino*. Para ver esto, reescribimos la ecuación (2.4) de la forma

$$m_H^2 = m_0^2 + m_{rad}^2, \tag{2.5}$$

donde m_{rad} contiene las correcciones radiativas a nivel de un lazo. Para lograr que $m_H^2 \approx m_W^2$, se debe cumplir que $m_0^2 + M_P^2 \leq m_W^2$. Esto nos dice que el valor del parámetro m_0 deber ser muy cercano a la escala de Planck. Lo anterior se puede expresar como:

$$\frac{m_H^2}{M_P^2} = \frac{m_0^2}{M_P^2} + \frac{m_{rad}^2}{M_P^2} \approx \frac{m_0^2}{M_P^2} + 1. \tag{2.6}$$

El término de lado izquierdo de la ecuación es del orden de 10^{-34} con lo que se tiene que $\frac{m_0^2}{M_P^2} = -1 + 10^{-34}$. Por lo que éstos dos términos tienen que cancelarse con demasiada precisión. Si uno varía m_0^2 únicamente, es necesario ajustar los parámetros en sus primeros 30 dígitos . Esto se conoce como ajuste fino. En principio, este ajuste fino no es contrario a la consistencia de la teoría pero se considera poco natural y por lo tanto poco atractivo teóricamente.

Otra alternativa teórica es la llamada teoría de supersimetría. Esta teoría introduce una simetría entre bosones y fermiones, cada partícula tiene asociada un supercompañero con estadística opuesta. En las teorías supersimétricas las constantes de acoplamiento de una partícula y su supercompañero son idénticas excepto por un signo negativo, de esta forma las divergencias cuadráticas a la masa del bosón de Higgs que son inducidas por una partícula determinada se cancelan con las divergencias que induce el supercompañero. Sin embargo, la evidencia experimental de dichas partículas aún no han sido observadas en los colisionadores actuales.

2.2. Modelo del pequeño Higgs más simple

A continuación se describe de manera breve el proceso de rompimiento de la simetría global y las partículas que surgen posterior al rompimiento. El modelo del pequeño Higgs más simple se propuso como una solución económica al problema de la divergencia cuadrática que sufre la masa del bosón Higgs generado por las partículas del ME. El modelo tiene como simetría global a $[SU_L(3) \otimes U_Y(1)]^2$, con un subgrupo diagonal $SU_L(3) \otimes U_Y(1)$, en el grupo de simetría se introduce dos campos escalares complejos Φ_1 y Φ_2 resposables de romper la simetría global. En la escala de TeV, la simetría global se rompe espontáneamente a $[SU_L(2) \otimes U_Y(1)]^2$ por los valores de expectación del vacío (VEV) de los campos Φ_1 y Φ_2, dando lugar a diez bosones de Nambu-Goldstone que son: y^0, $y^{0\dagger}$, x^+, x^-, η, z', χ, $\chi^\dagger$, ϕ^+ y ϕ^-; de los cuales cinco son absorvidos por los bosones de norma que están asociados con los generadores rotos del grupo de simetría local y los cinco restantes son parametrizados como:

$$\Phi_1 = e^{it_\beta \Theta} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = e^{-i\Theta/t_\beta} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_2 \end{pmatrix}, \tag{2.7}$$

donde $t_\beta \equiv \tan\beta = f_2/f_1$ y Θ es una matriz de campo de 3×3 definido como:

$$\Theta = \frac{1}{f}\left[\begin{pmatrix} \mathbf{0_{2\times 2}} & h \\ h^\dagger & 0 \end{pmatrix} + \frac{\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathbf{1_{2\times 2}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \equiv \frac{h_0}{f}\mathbb{H} + \frac{\eta}{\sqrt{2}f}\mathbb{I}_3, \tag{2.8}$$

con $f = \sqrt{f_1^2 + f_2^2}$, el bosón de Higgs es definido como $h = (v + h_0)/\sqrt{2}$. Sin recurrir a ninguna expanción los campos escalares complejos Φ_1 y Φ_2, se puede expresar como:

$$\Phi_1 = f c_\beta e^{i\frac{t_\beta \eta}{\sqrt{2}f}} \begin{pmatrix} i\sin\frac{t_\beta h_0}{f} \\ 0 \\ \cos\frac{t_\beta h_0}{f} \end{pmatrix}, \tag{2.9}$$

$$\Phi_2 = f s_\beta e^{-i\frac{\eta}{\sqrt{2}t_\beta f}} \begin{pmatrix} -i\sin\frac{h_0}{t_\beta f} \\ 0 \\ \cos\frac{h_0}{t_\beta f} \end{pmatrix}, \tag{2.10}$$

donde η, es sólo un factor de fase en Φ_1 y Φ_2. La forma explícita de $\partial_\mu\Phi_1$ y $\partial_\mu\Phi_2$ están dados como:

$$\partial\Phi_1 = i s_\beta e^{i\frac{t_\beta\eta}{\sqrt{2}f}} \left\{ \frac{\partial\eta}{\sqrt{2}} + \partial h_0 \mathbb{H} \right\} \begin{pmatrix} i\sin\frac{t_\beta h_0}{f} \\ 0 \\ \cos\frac{t_\beta h_0}{f} \end{pmatrix}, \tag{2.11}$$

$$\partial\Phi_2 = -i c_\beta e^{-i\frac{\eta}{\sqrt{2}t_\beta f}} \left\{ \frac{\partial\eta}{\sqrt{2}} + \partial h_0 \mathbb{H} \right\} \begin{pmatrix} -i\sin\frac{h_0}{t_\beta f} \\ 0 \\ \cos\frac{h_0}{t_\beta f} \end{pmatrix}. \tag{2.12}$$

Además, como el modelo debe ser una extensión del ME, el grupo de simetría no roto debe contener al grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, que es el grupo de norma del ME como subgrupo, las interacciones de norma inducirán contribuciones cuadráticamente divergentes a la masa del bosón del Higgs. La combinación entre las interacciones de norma y las interacciones débiles rompe todas las simetrias globales, las cuales afectan al bosón de Higgs, que deja de ser un bosón de Goldstone (BG). Las contribuciones cuadráticamente divergentes a la masa del bosón de Higgs debidas a las interacciones de norma deben incluir las constantes de acoplamiento y las divergencias cuadráticas aparecen por primera vez a nivel de dos loops.

El Lagrangiano del modelo del pequeño Higgs más simple está formado por cuatro partes: la primera parte contiene el sector de bosones, la segunda parte contiene el sector de fermiones que a su vez se divide en sector de quarks y sector leptones, la tercera parte el sector escalar y por último el sector de Yukawa. El Lagrangiano efectivo se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\Phi + \mathcal{L}_Y. \tag{2.13}$$

En las siguientes secciones, se describe los términos del Lagrangiano usando la convención de la Ref. [16]. En la Ref. [17, 18] se puede encontrar un análisis más detallado de la fenomenología del pseudoescalar η.

2.3. Sector de bosones de norma: $\mathcal{L}_G$

Las interacciones de bosones se deducen a partir del término cinético del bosón de norma, donde el Lagrangiano para este sector es expresado como:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} F_{l\mu\nu} F_l^{\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}, \tag{2.14}$$

donde $f_{\mu\nu}$ es el tensor de compo $U_Y(1)$ expresado como sigue a continuación;

$$f_{\mu\nu} = \partial_\mu B_{x\nu} - \partial_\nu B_{x\mu}, \tag{2.15}$$

y $f_{l\mu\nu}$ es el tensor de campo del grupo $SU_L(3)$, expresado de la siguiente forma;

$$F_{l\mu\nu} = \partial_\mu A_{l\nu} - \partial_\nu A_{l\mu} + g f_{jkl} A_{j\mu} A_{k\nu}, \tag{2.16}$$

donde f_{jkl} es el conjunto de constantes de la estructura del grupo $SU_L(3)$ antisimétricas. En $\mathcal{L}_G$ están implícitas los términos cinéticos para los bosones de norma,

$$- \quad \frac{1}{4}(\partial_\mu A_{l\nu} - \partial_\nu A_{l\mu})(\partial^\mu A_l^\nu - \partial^\nu A_l^\mu) - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}, \tag{2.17}$$

$$- \quad \frac{g}{2}(\partial_\mu A_{l\nu} - \partial_\nu A_{l\mu}) f_{jkl} A_j^\mu A_k^\nu, \tag{2.18}$$

$$- \quad \frac{g^2}{4} f_{jkl} f_{mnl} A_{j\mu} A_{k\nu} A_m^\mu A_n^\nu, \tag{2.19}$$

$$\tag{2.20}$$

de las ecuaciones (2.19), (2.20) surgen los acoplamientos trilineales y cuárticos de los bosones de norma, dados en la Ref. [18, 19].

2.4. Sector fermionico: $\mathcal{L}_F$

El Lagrangiano que describe el sector fermionico, esta compuesta en dos sectores como: $\mathcal{L}_F = \mathcal{L}_Q + \mathcal{L}_{Leptones}$. El término $\mathcal{L}_Q$ describe el sector de los quarks y el término $\mathcal{L}_{Leptones}$ describe el sector leptónico. Para construir el sector fermionico del SLHM, los fermiones del ME se deben incluir en las representaciones del grupo de simetría del SLHM. La forma más sencilla de hacerlo, es insertar a los fermiones del ME en tripletes en $SU(3)$, para tener el grupo más grande. En la literatura, se han discutido dos formas de incluir a los fermiones. La primera, la inclusión "universal" [17] y la segunda, la inclusión "libre de anomalías" [20]. Por convención, en esta tesis nos centramos en el caso de inclusión libre de anomalías.

2.4.1. Sector de quarks: $\mathcal{L}_Q$

La estructura de mezcla completa del sector de quarks es mucho más compleja que el sector de leptones, en general, todos los quarks ligeros se mezclan con otros quarks pesados de cada familia. Sin embargo, vamos a considerar que el ángulo de mezcla es pequeño, por lo tanto, descartamos la mayoría de lo efectos de mezcla del sector de los quarks. Las interacciones de quarks y los bosones de norma, el Lagrangiano que los describe, es de la forma:

$$\mathcal{L}_Q = \bar{Q}_m i \not{D}^L_m Q_m + \bar{u}_{Rm} i \not{D}^u_m u_{Rm} + \bar{d}_{Rm} i \not{D}^d_m d_{Rm} + \bar{T}_R i \not{D}^u T_R + \bar{D}_R i \not{D}^d D_R + \bar{S}_R i \not{D}^d D_R \tag{2.21}$$

donde hemos considerado que las dos primeras familias están representadas como:

$$D^L_{\{1,2\}_\mu} = \partial_\mu + igA^a_\mu T^*_a, \tag{2.22}$$

$$D^L_{3\mu} = \partial_\mu - igA^a_\mu T_a + ig_x\frac{1}{3}B^x_\mu, \tag{2.23}$$

$$D^u_\mu = \partial_\mu - ig_x\frac{1}{3}B^x_\mu, \tag{2.24}$$

$$D^d_\mu = \partial_\mu + ig_x\frac{2}{3}B^x_\mu. \tag{2.25}$$

Todos los acoplamientos que surge del Lagrangiano son dados en la Ref. [18, 19].

2.4.2. Sector de leptones: $\mathcal{L}_{Leptones}$

La última parte que necesitmos para la descripción completa del sector de leptones, en general, es considerar la mezcla de los neutrinos; el electrón, el muón y el tau no tiene mezcla y sus acoplamientos se pueden determinar a partir del siguiente Lagrangiano, dado como:

$$\mathcal{L}_{Leptones} = \bar{\psi}_m i\not{D}\psi_m, \quad \psi_m = \{L_m, l_{Rm}, N_{Rm}\}. \tag{2.26}$$

La expresión para la derivada covariante es dado como la ecuación (2.28), los acoplamientos de un fotón con dos leptones y los acoplamientos de un bosón Z neutro con dos de leptones, son idénticas a las del ME. Todos los acomplamientos que surgen de la interacción entre los bosones del SLHM con leptones del ME, están dados en la Ref. [18, 19].

2.5. Sector escalar: $\mathcal{L}_\Phi$

El Lagrangiano que describe el sector escalar, es expreado como:

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu\Phi_1)^\dagger(D^\mu\Phi_1) + (D_\mu\Phi_2)^\dagger(D^\mu\Phi_2) - V(\Phi_1,\Phi_2), \tag{2.27}$$

donde la derivada covariente para el sector electrodébil es:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig_x}{3}A^a_\mu T^a - \frac{ig_x}{3}B^x_\mu. \tag{2.28}$$

Al hacer la sustitución de la ecuación (2.28) en (2.27), la parte de la energía cinética del Lagrangiano se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_\Phi = \sum_{j=1,2}|(\partial_\mu + igA^a_\mu T^a - \frac{ig_x}{3}B^x_\mu)\Phi_j|^2 \equiv \sum_{j=1,2}|(\partial_\mu + ig\mathbb{G}_\mu)\Phi_j|^2, \tag{2.29}$$

con

$$g_x = \frac{gt_W}{\sqrt{1-\frac{t^2_W}{3}}}, \tag{2.30}$$

donde t_W es la tangente del ángulo de mezcla electrodébil, A^a_μ, B^x_μ denota los campos de $SU_L(3)$ y $U_Y(1)$ respectivamente. Para más detalle de $\mathbb{G}_\mu$, es dada en la Ref. [17].

Por conveniencia separamos en tres términos el Lagrangiano (2.29) y desarrollamos cada uno de ellos. Por lo tanto, el Lagrangiano del sector escalar se puede escribir como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\Phi &= \sum_{i=1,2} |\partial\Phi_j|^2 + \sum_{j=1,2} \big[-g\Phi_j^\dagger \mathbb{G}^\mu \partial\Phi_j + H.c\big] + g^2 \sum_{j=1,2} \Phi_j^\dagger \mathbb{G}^\mu \mathbb{G}_\mu \Phi_j \\ &\equiv \mathcal{L}_{kin} + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{mass}.\end{aligned} \tag{2.31}$$

Usando las ecuaciones (2.9), (2.10), (2.11) y (2.12) tenemos la parte cinética del Lagrangiano del bosón de Higgs y de η, expresado como:

$$\mathcal{L}_{kin} = \sum_{i=1,2} |\partial\Phi|^2 = \frac{(\partial\eta)^2}{2} + (\partial h_0)^2. \tag{2.32}$$

El segundo término, de igual manera hacemos uso de las ecuaciones (2.9), (2.10), (2.11) y (2.12), el Lagrangiano se puede expresar como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{int} = \sqrt{2}\left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta}\right)\frac{m_Z}{f}(H\partial_\mu\eta - \eta\partial_\mu H)[Z^\mu - f_{Z'}Z'^\mu] \\ + \sqrt{2}g(H\partial_\mu\eta - \eta\partial_\mu H)\mathfrak{Im}(Y^{0\mu}),\end{aligned} \tag{2.33}$$

donde $f_{Z'} = c_W(1 - t_W^2)/\sqrt{3 - t_W^2} \approx 0.688$. A partir de la ecuación (2.33) se puede obtener los siguientes acoplamientos $\eta - H - Z$, $\eta - H - Z'$ y $\eta - H - \mathfrak{Im}(Y^0)$.

El término $\mathcal{L}_{mass}$ nos conduce a la expresión para la masa de los bosones masivos, debido a los campos escalares complejos Φ_1 y Φ_2 cuando son introducidos para romper la simetría global al grupo electrodébil del ME, despues del rompimiento de la simetría global se genera diez bosones de Nambu-Goldstone, de las cuales cinco son absorbidos y los cinco restantes abquieren masa por el mecanisco de Higgs. Los cinco bosones nuevos y un quark top T pesado con una masa del orden de f en TeV. Los bosones de norma pesados incluyen un bosón Z', un doblete complejo $(Y^0; X^-)$ de $SU(2)$ y un bosón pseudoescalar η sin masa, los detalles de esta partícula se aborda más adelante, las masas están dadas por:

$$M_{Z'} = \sqrt{\frac{2}{3 - t_W^2}}gf, \quad M_{X^\pm} = M_{Y^0} = \frac{gf}{\sqrt{2}}, \quad M_T = \sqrt{2}\frac{t_\beta^2 + x_\lambda^2}{(1 + t_\beta^2)x_\lambda}\frac{m_t}{v}f. \tag{2.34}$$

En el modelo del pequeño Higgs más simple, $t_\beta = x_\lambda$, esto reduce significativamente la masa del quark top pesado (M_T) a unos cientos de GeV para que sea accesible en el LHC [15].

2.6. Sector de Yukawa

A continuación describimos el sector de quarks Yukawa para la primera, segunda y tercera generación. $\mathcal{L}_3$ es la interacción de quark Yukawa para la tercera generación y esta expresado como:

$$\mathcal{L}_3 = i\lambda_1^t t_1^c \Phi_1^\dagger Q_3 + i\lambda_2^t t_2^c \Phi_2^\dagger Q_3 + \frac{i\lambda_d^m}{\Lambda} d_m^c \epsilon_{ijk} \Phi_1^i \Phi_2^j Q_3^k + H.c., \tag{2.35}$$

y $\mathcal{L}_{1,2}$ es la interacción de quark Yukawa para la primera y segunda generación, expresado como:

$$\mathcal{L}_{1,2} = i\lambda_1^{d_n} d_{1n}^c Q_n^T \Phi_1 + i\lambda_2^{d_n} d_{n2}^c Q_n^T \Phi_2 + i\frac{\lambda_u^{mn}}{\Lambda} u_m^c \epsilon_{ijk} \Phi_1^{*i} \Phi_2^{*j} Q_n^k + H.c., \tag{2.36}$$

donde $n = 1, 2$ son los índices para la primera y segunda generación de quarks; para $i, j, k = 1, 2, 3$ son índices de SU(3); donde Q_3 y Q_n están expresados como: $Q_3 = \{t_L, b_L, iT_L\}$, $Q_n = \{d_nL, -U_nL, iD_nL\}$, d_m^c representa a los quarks de tipo down

$$\mathcal{L}_b \simeq -\frac{\lambda_b}{\Lambda} f^2 s_\beta c_\beta s_3 b^c b_L G_3(\eta) + h.c., \tag{2.37}$$

$$\mathcal{L}_q \simeq -\frac{\lambda_q}{\Lambda} f^2 s_\beta c_\beta s_3 q^c q_L G_3^*(\eta) + h.c., \quad (q = u, c), \tag{2.38}$$

donde $(d^c, s^c, b^c, D^c, S^c)$ y u_m^c representa a los quarks de tipo up (u^c, c^c, t^c, T^c). Por simplicidad, suponemos que la mezcla de sabores de quarks es pequeña, así podemos decartar los efectos de mezcla. Las ecuaciones (2.35) y (2.36) contiene las interaccines del bosón de Higgs y los términos masivos para las tres generación de quarks, por lo tanto, el Lagrangiano se pueden expresar como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_t &\simeq -f\lambda_2^t [x_\lambda^t c_\beta t_1^c (-s_1 t_L + c_1 T_L) G_1(\eta) \\ &+ s_\beta t_2^c (s_2 t_L + c_2 T_L) G_2(\eta)] + h.c., \end{aligned} \tag{2.39}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{d_n} &\simeq -f\lambda_2^{d_n} [x_\lambda^{d_n} c_\beta d_1^c (s_1 d_{nL} + c_1 D_{nL}) G_1^*(\eta) \\ &+ s_\beta d_2^c (-s_2 d_{nL} + c_2 D_{nL}) G_2^*(\eta)] + h.c., \end{aligned} \tag{2.40}$$

$$x_\lambda^t \equiv \frac{\lambda_1^t}{\lambda_2^t}, \quad x_\lambda^{d_n} \equiv \frac{\lambda_1^{d_n}}{\lambda_2^{d_n}}, \quad s_\beta \equiv \frac{f_2}{\sqrt{f_1^2 + f_2^2}}, \quad c_\beta \equiv \frac{f_1}{\sqrt{f_1^2 + f_2^2}}, \tag{2.41}$$

$$s_1 \equiv \sin\frac{t_\beta (h + \upsilon)}{\sqrt{2} f}, \quad s_2 \equiv \sin\frac{(h + \upsilon)}{\sqrt{2} t_\beta f}, \quad s_3 \equiv \sin\frac{(t_\beta^2 + 1)(h + \upsilon)}{\sqrt{2} t_\beta f}, \tag{2.42}$$

$$G_1(\eta) \equiv 1 - i\frac{t_\beta}{\sqrt{2} f}\eta - \frac{t_\beta^2}{4f^2}\eta^2, \quad G_2(\eta) \equiv 1 + i\frac{1}{\sqrt{2} t_\beta f}\eta - \frac{1}{4 t_\beta^2 f^2}\eta^2, \tag{2.43}$$

$$G_3(\eta) \equiv 1 + i\frac{1}{\sqrt{2} f}\left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta}\right)\eta - \frac{1}{4f^2}\left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta}\right)^2 \eta^2 \tag{2.44}$$

donde h es el campo de Higgs de tipo ME y υ es el valor de expectación del vacío (VEV). Los estados propios de masa se obtienen de la mezcla de los estados propios

de interacción correspondientes, por ejemplo, los estados propios de masa (t_{mL}, T_{mL}) y (t^c_m, T^c_m) son respectivamente las mezclas de (t_L, T_L) y (t^c, T^c). La diagonalización de la matriz de masa en las ecuaciones (2.39), (2.40) y los acoplamientos del quark top (T, D, d, S, s) con los bosones de Higgs y η, también se puede obtener sin recurrir a ninguna expanción de v/f. De las ecuaciones (2.37) y (2.38), podemos obtener directamente los acoplamientos $Hf\bar{f}$ y $\eta f\bar{f}$.

La masa de los leptones se obtienen del siguiente Lagrangiano de Yukawa, expresado como:

$$\mathcal{L}_Y = i\lambda^m_N \bar{N}_{Rm}\Phi^\dagger_2 L_m + \frac{i\lambda^{mn}_l}{\Lambda}\bar{l}_{Rm}\epsilon_{ijk}\Phi^i_1\Phi^j_2 L^k_n + H.c., \tag{2.45}$$

donde el término cuártico conserva la simetría global (L_m se transforma como **(1,3)**) bajo $SU(3)_1 \otimes SU(3)_2$ y λ_N se puede tomar en diagonal después de una redefinición de campo adecuada. Los campo físicos reales y la masa de los leptones es dado en la Ref. [16]

Finalmente, escribimos la parte del Lagrangiano de nuestro interés, que describe los acoplamientos de un pseudoescalar η con los fermiones incluyendo a los leptones, se puede escribir de forma general como:

$$\mathcal{L}^\eta_Y = -i\sum_f \frac{m_f}{\upsilon} y^\eta_f \eta \bar{f}\gamma_5 f + \frac{m_t}{\upsilon}(i\eta\bar{T}P_R t + H.c.), \tag{2.46}$$

donde el índice f incluye a todos los fermiones del SM y fermiones pesados del SHLM, m_f es la masa del fermión, v es el valor de expectación del vacío del Higgs en el SLHM y T es el quark top masivo. Descartando los acoplamientos $\eta - D - d$ y $\eta - S - s$ debido a que el ángulo de mezcla considerado es pequeño. La constante de acoplamiento y^η_f indica la relación entre el pseudoescalar η con los fermiones del ME, dado como:

$$y^\eta_l = y^\eta_{d,s} = y^\eta_b = -y^\eta_{u,c} = -y^\eta_t = \frac{\sqrt{2}\upsilon}{f}\cot 2\beta, \quad \text{donde} \quad l = e, \mu, \tau, \tag{2.47}$$

$$y^\eta_Q = -\frac{\upsilon}{f}[\cos 2\beta + \cos 2\beta_Q]\csc 2\beta, \quad \text{donde} \quad Q = D, S, T. \tag{2.48}$$

2.7. El modelo del pequeño Higgs más simple con término μ

Las interacciones de Yukawa y de norma, rompe la simetría global para proporcionar una masa al bosón de Higgs. Si embargo, el potencial Coleman-Weinberg, no es suficiente por que la masa del Higgs generado es demasiado grande y el bosón pseudoescalar η permanece sin masa. Para resolver este problema, se puede introducir a mano un término $-\mu$, para cancelar parcialmente la divergencia que sufre la masa del bosón de Higgs, esto es;

$$-\mu^2(\Phi^\dagger_1\Phi_2 + H.C.) = -2\mu^2 f^2 s_\beta c_\beta \cos\left(\frac{\eta}{\sqrt{2}fc_\beta s_\beta}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{H^\dagger H}}{fc_\beta s_\beta}\right). \tag{2.49}$$

El potencial de Higgs, es expresado como:

$$V = -mH^\dagger H + \lambda(H^\dagger H)^2 - \frac{1}{2}m_\eta^2\eta^2 + \lambda' H^\dagger H\eta^2 + \cdots , \tag{2.50}$$

donde

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\mu^2}{c_\beta s_\beta}, \quad \lambda = \lambda_0 - \frac{\mu^2}{12c_\beta^3 s_\beta^3 f}, \quad \lambda' = -\frac{\mu^2}{4f^2 c_\beta^3 s_\beta^3}. \tag{2.51}$$

Aquí,

$$m_0 = \frac{3}{8\pi^2}\left[\lambda_t^2 M_T^2 \ln\frac{\Lambda^2}{M_T^2} - \frac{g^2}{4}M_X^2\ln\frac{\Lambda^2}{M_X^2} - \frac{g^2}{8}(1+t_W^2)M_{Z'}\ln\frac{\Lambda^2}{M_{Z'}^2}\right], \tag{2.52}$$

$$\lambda_0 = \frac{1}{3s_\beta^2 c_\beta^2}\frac{m_0^2}{f^2} + \frac{3}{16\pi^2}\left[\lambda_t \ln\frac{M_T^2}{m_t^2} - \frac{g^2}{8}\ln\frac{M_X^2}{m_W^2} - \frac{g^2}{16}(1+t_W^2)\ln\frac{M_{Z'}^2}{M_Z^2}\right], \tag{2.53}$$

donde m_0 y λ_0 contribuyen en la masa de Higgs a nivel de un lazo. Además, $\lambda_t = \sqrt{2}m_t/v$, m_t es la masa del quark top del ME y $\Lambda \simeq 4\pi f$.

Después del rompimiento de la simetría global, la masa del bosón de Higgs y la masa de η están dadas como [21]:

$$m_H^2 = 2m^2, \quad m_\eta^2 = \frac{\mu^2}{c_\beta s_\beta}\cos\left(\frac{v}{\sqrt{2}f c_\beta s_\beta}\right), \tag{2.54}$$

donde

$$v \simeq v_0\left[1 + \frac{v_0^2}{12f^2}\frac{t_\beta^4 - t_\beta^2 + 1}{t_\beta^2} - \frac{v_0^4}{180f^4}\frac{t_\beta^8 - t_\beta^6 + t_\beta^4 - t_\beta^2 + 1}{t_\beta^4}\right], \tag{2.55}$$

aquí, $s_\beta = \sin\beta$, $c_\beta = \cos\beta$, $t_\beta = \tan\beta$, v_0=246 GeV es el valor de expectación del vacío (VEV) del Higgs en el ME.

Parámetros del SLHM:

Los parámetros libres del modelo del pequeño Higgs más simple son los siguentes

1. f es un parámetro libre y es la escala de energía.
2. t_β es un parámetro libre.
3. μ también es un parámetro libre.
4. v es un parámetro libre y se encuentra expresada en función de t_β.
5. m_η también es un parámetro libre del modelo.

Por lo tanto, la expresión de la masa está en términos de los parámetros libres del modelo. Además la masa del pseudoescalar η, así como experimentalmente y teóricamente no esta restringida [22, 23]. En consecuencia a esto, tenemos un espacio para estudiar la fenomenoligía del pseudoescalar η en un rango de masa mucho más amplio.

Capítulo 3

Decaimiento a orden de un lazo del pseudoescalar η a dos bosones W y a dos bosones Z

Las observaciones de los detectores ATLAS y CMS sobre el bosón de Higgs son la piedra angular para validar la ruptura espontánea de la simetría electrodébil, que permite generar las masas de las partículas elementales conocidas [24]. Este mecanismo se conoce también como mecanismo de Higgs, en donde se proporciona un marco teórico para mantener intacta la estructura de las interacciones de norma a altas energías, y a su vez, generar las masas de la partículas elementales. Con el descubrimiento del bosón de Higgs se abre el panorama para nueva física que estaría más allá del ME. Por lo tanto, resulta muy atractivo estudiar la fenomenología de escalares, en particular, la propuesta de esta tesis se refiere al estudio del pseudoescalar η, predicho por el modelo del pequeño Higgs más simple. En este capítulo estudiamos los decaimientos del pseudoescalar η a dos bosones W y a dos bosones Z a orden de un lazo, en donde obtendremos la anchura de decaimiento correspondiente. Además, se espera que el análisis de dichos decaimientos proporcione un mecanismo de producción dominante para el pseudoescalar η, el cual podría ser observado en el LHC debido a las mejoras técnicas que han tenido los detectores ATLAS [25] Y CMS [26] o en algún futuro colisionador [27].

3.1. Acoplamientos del pseudoescalar η

A continuación presentamos los acoplamientos necesarios para realizar los cálculos de las amplitudes de decaimiento de los procesos $\eta \to W^+W^-$ y $\eta \to ZZ$. En la Tabla 3.1 se muestra el acoplamiento del pseudoescalar η con dos fermiones. En la Tabla 3.2 se muestra el acoplamiento de un bosón Z con dos fermiones, el cual es del ME, donde $P_L = (1-\gamma_5)/2$, $P_R = (1+\gamma_5)/2$, $a_L^f = 1/2 - 2\text{sin}^2\theta_W/3$ y $a_R^f = -2\text{sin}^2\theta_W/3$, para f=u, c y t. Finalmente, en la Tabla 3.3, tenemos el vértice que representa el acoplamiento entre un bosón W con dos fermiones en el contexto del ME, donde V_{ji} es la matriz de Kobayashi-Maskawa, con $i = u, c, t$ y $j = d, s, b$.

Partículas	Vértices
$\eta\bar{f}f$	$\frac{i\sqrt{2}m_f}{f}\cos 2\beta\ \gamma_5$

Tabla 3.1: Vértice de η con dos fermiones.

Partículas	Vértices
$Z_\mu\bar{f}f$	$\frac{-ie}{\sin\theta_W\cos\theta_W}\left(a_L^f P_L + a_R^f P_R\right)\gamma^\mu$

Tabla 3.2: Vértice de un bosón Z con dos fermiones.

Partículas	Vértices
$W_\mu\bar{f}f$	$-i\frac{g_W}{\sqrt{2}}\gamma^\mu P_L V_{ji}$

Tabla 3.3: Vértice del bosón cargado W con dos fermiones.

Dado que los decaimientos de interés son inducidos a orden de un lazo, las partículas virtuales que están fluctuando cuánticamente requieren interpretarse en términos de su propagador. Debido a que la contribución dominante la aporta el quark top, nos restringimos a presentar el propagador de quarks:

$$\frac{i}{\not{p} - m_q} = i\frac{\not{p} + m_q}{p^2 - m_q^2}. \tag{3.1}$$

3.2. Decaimiento del pseudoescalar η

En el marco del modelo del pequeño Higgs más simple, se han estudiado algunos decaimientos de esta partícula, tales como: $\eta \to gg$, $\eta \to \gamma\gamma$, $\eta \to bb$, $\eta \to cc$ y $\eta \to \mu\mu$. En estos casos, la masa del pseudoescalar varía de 10 GeV a 120 GeV, sin embargo, más allá de estos estudios fenomenológicos, aún no se ha encontrado alguna evidencia física de la existencia de dicha partícula [16]. Por tal motivo, proponemos un escenario de masa de 500 GeV a 1 TeV, consistente con las restricciones experimentales actuales, lo cuál permite cinemáticamente los decaimientos de η a dos bosones W y dos bosones Z; todos ellos mediados por fermiones del ME, particularmente, el quark top.

En el modelo del pequeño Higgs más simple, los decaimientos $\eta \to W^+W^-$ y $\eta \to ZZ$ están ausentes a nivel de árbol, por lo que este proceso es inducido a nivel de un lazo. En la Figura 3.1 se muestran los diagramas de Feynman que contribuyen a dichos decaimientos. Los cuadrimomentos para este decaimiento están dados de la siguiente manera: p^μ es el cuadrimomento de η, mientras que k_1^μ y k_2^μ son los

cuadrimentos de las partículas en los estados finales; a partir de esta información podemos determinar las condiciones cinemáticas de nuestro proceso:

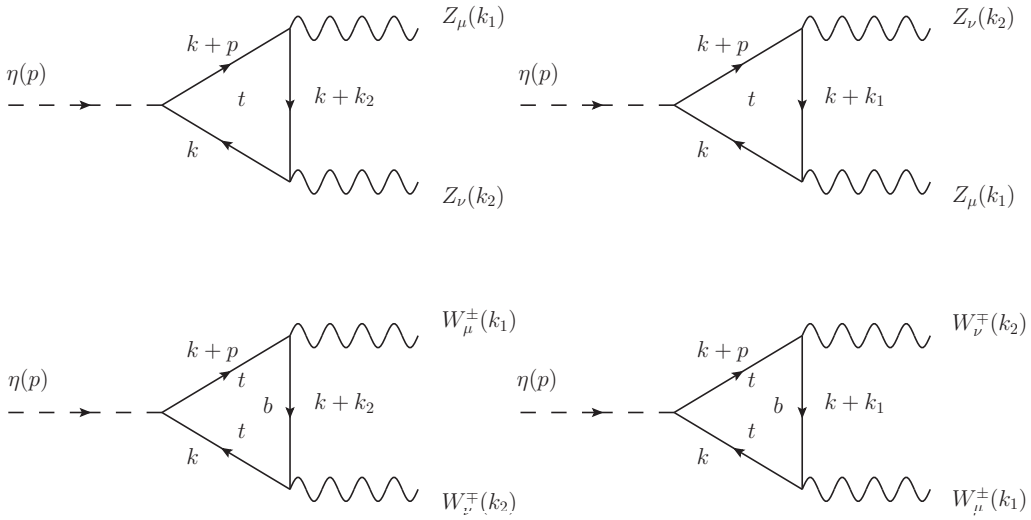

Figura 3.1: Decaimiento del pseudoescalar η a dos bosones débiles del ME.

$$\begin{aligned} p &= k_1 + k_2, \quad \text{donde} \quad p^2 = m_\eta^2, \\ \Rightarrow \quad m_\eta^2 &= m_Z^2 + m_Z^2 + 2k_1 \cdot k_2, \\ \Rightarrow \quad k_1 \cdot k_2 &= \frac{m_\eta^2 - 2m_Z^2}{2}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Los cuadrimomentos de las líneas internas quedan determinados a partir de los cuadrimomentos de las partículas externas y de un cuadrimomento arbitrario k. Para calcular las amplitudes de decaimiento usamos el método de regularización dimensional junto con el esquema de reducción de Passarino-Veltman mediante el paquete FeynCalc [28].

Calculamos ahora la amplitud para el proceso donde η decae a dos bosones Z, que esquemáticamente se puede apreciar en la Figura 3.1. Así, la amplitud asociada

tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}(\eta \to ZZ) = (-1)\frac{i^6\sqrt{2}N_c e^2 m_t}{2f\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\cot 2\beta \\ \times\Bigg\{\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{Tr[\gamma_5(\not{k}+m_t)\gamma^\nu(a_L^f P_L+a_R^f P_R)(\not{k}+\not{k}_2+m_t)}{[k^2-m_t^2][(k+k_2)^2-m_t^2]} \\ \times\frac{\gamma^\mu(a_L^f P_L+a_R^f P_R)(\not{k}+\not{k}_1+\not{k}_2+m_t)]}{[(k+k_1+k_2)^2-m_t^2]} \\ +\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{Tr[\gamma_5(\not{k}+m_t)\gamma^\mu(a_L^f P_L+a_R^f P_R(\not{k}+\not{k}_1+m_t)}{[k^2-m_t^2][(k+k_2)^2-m_t^2]} \\ \times\frac{\gamma^\nu(a_L^f P_L+a_R^f P_R)(\not{k}+\not{k}_1+\not{k}_2+m_t)]}{[(k+k_1+k_2)^2-m_t^2]}\Bigg\}.\end{aligned} \tag{3.3}$$

Por otra parte, el decaimiento de η a dos bosones W queda representado por la siguiente amplitud (ver Figura 3.1):

$$\begin{aligned}\mathcal{M}(\eta \to WW) = (-1)\frac{i^6\sqrt{2}m_t N_c g_W^2|V_{bt}|^2}{8f}\cot 2\beta \\ \times\Bigg\{\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{Tr[\gamma_5(\not{k}+m_t)(\gamma^\nu(1-\gamma^5))(\not{k}+\not{k}_2+m_b)}{[k^2-m_t^2][(k+k_2)^2-m_b^2]} \\ \times\frac{(\gamma^\mu(1-\gamma^5))(\not{k}+\not{k}_1+\not{k}_2+m_t)]}{[(k+k_1+k_2)^2-m_t^2]} \\ +\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{Tr[\gamma_5(\not{k}+m_t)(\gamma^\mu(1-\gamma^5))(\not{k}+\not{k}_1+m_b)}{[k^2-m_t^2][(k+k_1)^2-m_b^2]} \\ \times\frac{(\gamma^\nu(1-\gamma^5))(\not{k}+\not{k}_1+\not{k}_2+m_t)]}{[(k+k_1+k_2)^2-m_t^2]}\Bigg\},\end{aligned} \tag{3.4}$$

donde $\cot 2\beta = (1-t_\beta^2)/2t_\beta$, V_{bt} es el factor de Kobayashi-Maskawa, m_t es la masa del quark top del ME y f es la escala de energía donde el modelo del pequeño Higgs más simple estaría manifestándose.

3.3. Anchura de decaimiento

Para calcular la anchura de decaimiento partimos de la siguiente ecuación [29]:

$$\frac{d\Gamma(X\to AB)}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2}\frac{|\mathbf{k_1}|}{M^2}\mathcal{S}|\mathcal{M}|^2, \tag{3.5}$$

donde $|\mathcal{M}|^2$ es la amplitud cuadrada, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ es el ángulo sólido respecto a la partícula 1, con $0 \le \varphi \le 2\pi$, $0 \le \theta \le \pi$ y $\mathcal{S} = \frac{1}{2!}$ es el factor estadístico cuando dos partículas idénticas neutras están en capa de masa. Si las partículas no están polarizadas, $\mathcal{M}$ no depende de φ y θ, por lo tanto, $\int d\Omega = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\sin\theta d\theta d\varphi = 4\pi$.

En un sistema de referencia en reposo donde η decae a los estados finales de nuestro interés, las magnitudes de los trimomentos son de la forma:

$$|k_1| = \frac{(m_\eta^2 - 4m_Z^2)^{\frac{1}{2}}}{2}. \tag{3.6}$$

Después de realizar manipulaciones algebraicas (ecuación3.3), la amplitud para $\eta \to ZZ$ se puede escribir así

$$\mathcal{M}(\eta \to ZZ) = A^{ZZ}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}k_{1\alpha}k_{2\beta}\epsilon_\mu^*(k_1)\epsilon_\nu^*(k_2), \tag{3.7}$$

donde A^{ZZ} es el factor de forma asociado, que está en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman (PV)

$$\begin{aligned} A^{ZZ} = \frac{g^2 N_c m_t^2 \cot 2\beta}{36\sqrt{2}f\cos\theta_W(4m_Z^2 - m_\eta^2)\pi^2}\big[&9B_0(2) - 9B_0(1) \\ &+ (m_Z^2(3 - 8\sin^2\theta_W)^2 + 4m_\eta^2\sin^2\theta_W(3 - 4\sin^2\theta_W))C_0(1)\big], \end{aligned} \tag{3.8}$$

donde $B_0(1) = B_0(m_Z^2, m_t^2, m_t^2)$, $B_0(2) = B_0(m_\eta^2, m_t^2, m_t^2)$ y $C_0(1) = C_0(m_Z^2, m_Z^2, m_\eta^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$. Por lo tanto, la anchura de decaimiento de $\eta \to ZZ$ se puede escribir como:

$$\Gamma(\eta \to ZZ) = \frac{1}{64\pi}|A^{ZZ}|^2(m_\eta^2 - 4m_W^2)^{\frac{3}{2}}. \tag{3.9}$$

Por otro lado, la amplitud para el proceso $\eta \to W^+W^-$ se puede escribir como

$$\mathcal{M}(\eta \to WW) = A^{WW}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}k_{1\alpha}k_{2\beta}\epsilon_\mu^*(k_1)\epsilon_\nu^*(k_2), \tag{3.10}$$

donde A^{WW} es el factor de forma correspondiente. Como antes, dicho factor de forma queda en términos de las funciones escalares de PV

$$A^{WW} = \frac{g_W^2 N_c m_t^2 |V_{tb}|^2 \cot 2\beta}{2\sqrt{2}f(4m_W^2 - m_\eta^2)\pi^2}\big[B_0(1) - B_0(2) - (m_b^2 - m_t^2 + m_W^2)C_0(1)\big], \tag{3.11}$$

siendo $B_0(1) = B_0(m_W^2, m_b^2, m_t^2)$, $B_0(2) = B_0(m_\eta^2, m_t^2, m_t^2)$ y $C_0(1) = C_0(m_W^2, m_W^2, m_\eta^2, m_t^2, m_b^2, m_t^2)$. De este modo, la anchura de decaimiento para el proceso $\eta \to W^+W^-$ se puede escribir como

$$\Gamma(\eta \to WW) = \frac{1}{32\pi}|A^{WW}|^2(m_\eta^2 - 4m_W^2)^{\frac{3}{2}}. \tag{3.12}$$

Debe destacarse que el hecho de que aparece el tensor de Levi-Civita en las amplitudes de decaimiento es una manifestación distintiva de la naturaleza pseudoescalar del bosón η.

Capítulo 4

Resultados

En el capítulo anterior se obtuvieron las expresiones analíticas de las anchuras de decaimiento para los procesos $\eta \to WW$ y $\eta \to ZZ$. Estas anchuras están en función de los parámetros t_β y la escala de energía f. El modelo del pequeño Higgs más simple es consistente con los datos de precisión electrodébil a partir de $f = 2$ TeV, lo cual deja de manifiesto que este modelo ofrecería efectos de nueva física a escalas de energía del orden de unidades de TeV [30]. En esta dirección, la expresión de la masa del pseudoescalar η (ecuación 2.54) está en función de t_β y la escala de energía f, por lo que es posible determinar dicha masa variando tanto t_β como f. En la Figura 4.1 se muestra la gráfica de m_η en función de t_β para $f = 2$ TeV, de la cual se destaca que m_η decrece a medida que t_β crece. Por lo tanto, los valores de t_β para cubrir el intervalo de masa de 500 GeV a 1 TeV, son de 2, 3 y 4, lo cual es congruente con la propuesta que se hace en esta tesis.

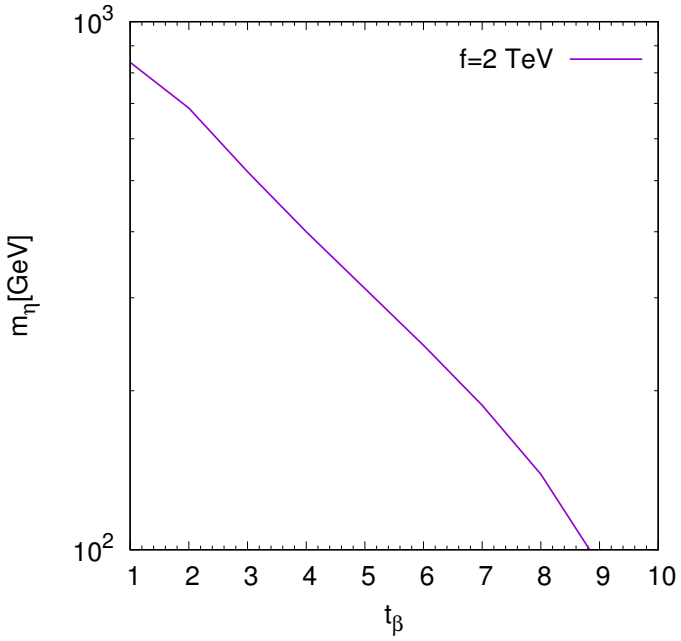

Figura 4.1: Comportamiento de la masa del pseudoescalar η para $f = 2$ TeV.

A continuación analizamos los resultados numéricos para la anchura de decaimiento de los procesos $\eta \to ZZ$ y $\eta \to W^+W^-$. Como la amplitud está en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman (PV), es necesario utilizar otro paquete de uso exclusivo de física de altas energías, llamado LoopTools [31], que tiene la finalidad de evaluar numéricamente a dichas funciones. Iniciamos nuestro análisis describiendo el comportamiento de la anchura de decaimiento para $\eta \to ZZ$, en función de la escala de energía f y variando el parámetro t_β, para 2, 3 y 4. De este modo, se obtienen las siguientes predicciones:

- Para $t_\beta = 2$, la anchura es del orden de 10^{-7} GeV.
- Para $t_\beta = 3$, la anchura es del orden de 10^{-6} GeV.
- Para $t_\beta = 4$, la anchura es del orden de 10^{-6} GeV.

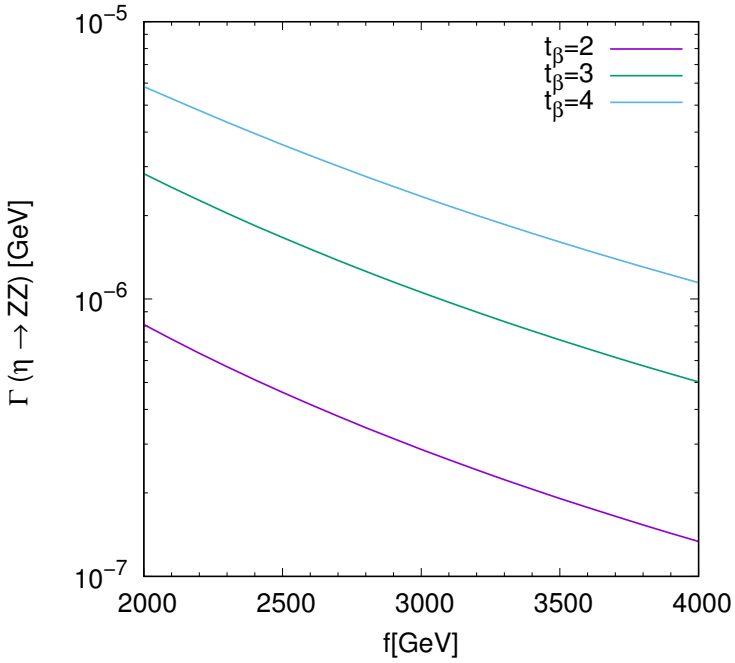

Figura 4.2: Anchura de decaimiento para $\eta \to ZZ$ variando t_β.

Por otra parte, en cuanto al decaimiento $\eta \to W^+W^-$ se refiere, variando t_β, como en el caso anterior, se obtienen los siguientes resultados (ver figura 4.3):

- Para $t_\beta = 2$, la anchura es del orden de 10^{-5} GeV.
- Para $t_\beta = 3$, la anchura es del orden de 10^{-5} GeV.
- Para $t_\beta = 4$, la anchura es del orden de 10^{-4} GeV.

Finalmente, destacamos que las anchuras de decaimiento para los procesos $\eta \to ZZ$, $\eta \to W^+W^-$ decrecen conforme f toma valores grandes. La anchura más intensa proviene del proceso $\eta \to W^+W^-$, principalmente para $t_\beta = 4$, siendo del orden de 10^{-4} GeV.

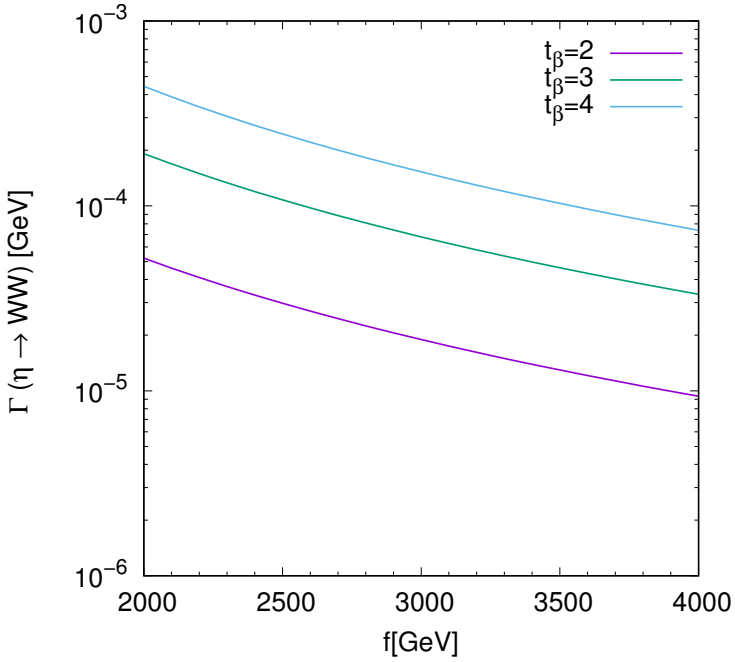

Figura 4.3: Anchura de decaimiento para $\eta \to W^+W^-$ variando t_β.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se ha presentado una descripción del modelo del pequeño Higgs más simple junto con su contenido de partículas. Este modelo predice la existencia de 5 bosones de Goldstone, de donde se desprende una nueva partícula pseudoescalar identificada como bosón pseudoescalar η. Es de nuestro particular interés la fenomenología de este pseudoescalar cuya masa podría ser del orden de unidades de TeV. Los decaimientos del bosón η, a nivel de un lazo, que nos interesan son los siguientes: $\eta \to W^+W^-$ y $\eta \to ZZ$. El estudio analítico y numérico de estos ofrece las siguientes conclusiones:

- Las amplitudes de decaimiento son finitas, puesto que no contienen divergencias ultravioletas.
- Encontramos que la anchura de decaimiento donde η decae a dos bosones W es la dominante, la cual es del orden de 10^{-4} GeV, para $t_\beta = 4$.
- La evalación numérica nos dice que el proceso donde η decae a dos bosones Z, para $t_\beta = 2$, genera una anchura del orden de 10^{-7} GeV. Esto implica que para $t_\beta = 2$, la anchura de decaimiento para el proceso $\eta \to ZZ$ se encuentra suprimida en relación al proceso $\eta \to W^+W^-$.

Trabajo a futuro:
La perspectiva de nuestro trabajo es, en general, realizar un análisis similar utilizando otros modelos, tales como el modelo del Higgs más pequeño, donde los parámetros o acoplamientos son distintos. Se espera que nuestro análisis pueda contribuir a estudios de otras partículas exóticas con características similares a la del pseudoescalar η que están predichas por modelos extendidos que van más allá del ME, con la finalidad de búsqueda de efectos de nueva física.

Bibliografía

[1] Steven Weinberg, The Discovery of Subatomic Particles, Scientific American Library, New York, 1983.

[2] David Griffiths. Introduction to Elementary Particles Physics. Jhon Wiley & and sons, inc. 1987.

[3] T Teubner. The Standard Model. University of Liverpool. Lecture presented at the School for Experimental High Energy Physics Students Somerville College, Oxford, September 2009.

[4] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].

[5] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 1 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].

[6] Yorikiyo Nagashima. Elementary Particle Physics. Volume 1: Quantum Field Theory and Particles. WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA. 2009.

[7] John F. Donoghue, Eugene Golowich, Barry R. Holstein. Dyanamics of the Standard Model. Cambridge University Press. (Revised version 1994).

[8] S. Troitsky, Phys. Usp. **55**, 72 (2012) [Usp. Fiz. Nauk **182**, 77 (2012)] doi:10.3367/UFNe.0182.201201d.0077 [arXiv:1112.4515 [hep-ph]].

[9] [46] M. Schmaltz, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 117:40 (2003), hep-ph/0210415; D.E.Kaplan and M.Schmaltz, JHEP 0310:039 (2003), hep-ph/0302049.

[10] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update.

[11] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E.W. Otten, J.P. Schall, Th. Thümmler, Ch. Weinheimer, arXiv:hep-ex/0412056, 10.1140/epjc/s2005-02139-7.

[12] The Physics of the Standard Model and Beyond, T. Morri, C. S. Lim, S. N. Mukherjee.

[13] F. J. Yndurain, The theory of quark and gluon interactions (Springer Verlag, Berlin, 1999).

[14] COLLIDER PHYSICS UPDATED EDITION, Vernon D. Barger, Roger J. N. Phillips.

[15] Associated production of a single heavy T -quark in the littlest and simplest little Higgs models, K. Cheung, C. S. Kim, K. Y. Lee, and J. Song, Phys. Rev. D 74, 115013 (2006).

[16] K. Cheung, J. Song, P. Tseng and Q.-S. Yan, Production and decays of the light pseudoscalar boson eta at the LHC in the simplest little Higgs model, Phys. Rev. D78 (2008) 055015, [0806.4411].

[17] T. Han, H. E. Logan and L. T. Wang, JHEP 0601, 099 (2006).

[18] F. del Aguila, J.I. Illana, M.D. Jenkins, arXiv:1101.2936 [hep-ph], DOI: 10.1007/JHEP03(2011)080.

[19] Boersma, J. R. (2008). Gauge boson phenomenology of little higgs models (Order No. 3300585). Available from ProQuest Dissertations & Theses Global. (304512046). Retrieved from https://search.proquest.com/docview/304512046?accountid=36092.

[20] O. C. W. Kong, arXiv:hep-ph/0307250; O. C. W. Kong, J. Korean Phys. Soc. 45, S404 (2004).

[21] Cheung, Kingman and Song, Jeonghyeon, Phys. Rev. D.76.035007 (2007).

[22] W. Kilian, D. Rainwater, J. Reuter, Phys. Rev. D71, 015008 (2005).

[23] Shi-Ping He, Ying-nan Mao, Chen Zhang, Shou-hua Zhu, arXiv:1709.08929 [hep-ph].

[24] M. Carena, C. Grojean, M. Kado y V. Sharma, Status of Higgs Boson Physics, Noviembre 2013.

[25] M Dobre and ATLAS Collaboration 2017 J. Phys.: Conf. Ser.798 012205. ATLAS Detector Upgrade Prospects

[26] TECHNICAL PROPOSAL FOR THE UPGRADE OFTHE CMS DETECTOR THROUGH 2020.

[27] [CEPC-SPPC Study Group Collaboration], IHEP-CEPC-DR-2015-01, IHEP-AC-2015-01.

[28] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. 64 , 345 (1991).

[29] K. A. Olive et al. [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).

[30] The Simplest Little Higgs, Martin Schmaltz, JHEP 0408:056,2004, arXiv:hep-ph/0407143, DOI: 10.1088/1126-6708/2004/08/056.

[31] T Hahn and M. Perez-Victoria, Comput. Phys. Commun. 118 , 153 (1999) [hep-ph/9807565].