

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



**Fenomenología del quark top en el modelo del mejor  
pequeño higgs**

TESIS

Que para optar por el grado de  
Doctor en Ingeniería Física

\* \* \*

PRESENTA:

M. F. Tzihué Cisneros Pérez

Asesores:

Dr. Javier Montaña Domínguez

Dr. J. I. Aranda Sánchez



A mi Padre y a mi Madre que representan todo en mi vida. . .



## **Declaración**

Por la presente declaro que, salvo que se haga referencia específica al trabajo de otros, el contenido de esta disertación es original y no ha sido presentado en su totalidad o en parte para su consideración para cualquier otro grado o titulación en esta o en cualquier otra universidad. Esta disertación es de mi propia autoría y no contiene nada que sea el resultado del trabajo realizado en colaboración con otros, excepto como se especifica en el texto y agradecimientos.

Fenomenología del quark top en el modelo del mejor pequeño higgs

Junio 2022



## **Reconocimientos**

Durante la etapa como estudiante de licenciatura en la Universidad Michoacana no me percataba del honor que tenía al formar parte de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas (“fismat” de cariño) y de un gran grupo de personas, estudiantes y profesores, cuyos alcances intelectuales y trabajo duro nos procuraba el reconocimiento de las otras facultades de la Universidad. Recuerdo al Dr. Humberto Cárdenas Trigos quien a pesar de su edad tenía una gran pasión por las álgebras y me animó a realizar mi primera investigación en polinomios, marcando mi devoción por las matemáticas. Al Dr. Rafael González Campos que en cualquier tema de física siempre nos hacía preguntas capciosas encaminadas a formarnos un pensamiento dialéctico. Al Dr. Gerardo Cárdenas Raggi cuyo buen humor y métodos pedagógicos me hicieron disfrutar del álgebra lineal hasta hoy día, y al Dr. Francisco J. Domínguez Mota por sus enseñanzas en análisis real que aún sigo estudiando.

Nuevamente, en fismat, he cursado el Doctorado en Física con el grupo de partículas cuyos varios integrantes siguen mostrando la excelencia que ha caracterizado durante tantos años a nuestra facultad. He contado con la ayuda que me brindó en todo momento el Dr. Javier Montaña Domínguez asesorándome en este trabajo y el Dr. Isidro Aranda como mi coasesor.

Siempre será un orgullo para mí haber conocido estudiantes y profesores que llevan consigo ese ímpetu que sólo podemos encontrar en este tipo de escuelas donde el cansancio, la falta de recursos, las enfermedades, los problemas personales y las suspensiones por huelgas y paros no evitaron ni evitarán que se desarrollen la física y las matemáticas a cualquier hora, en cualquier día y en cualquier lugar.

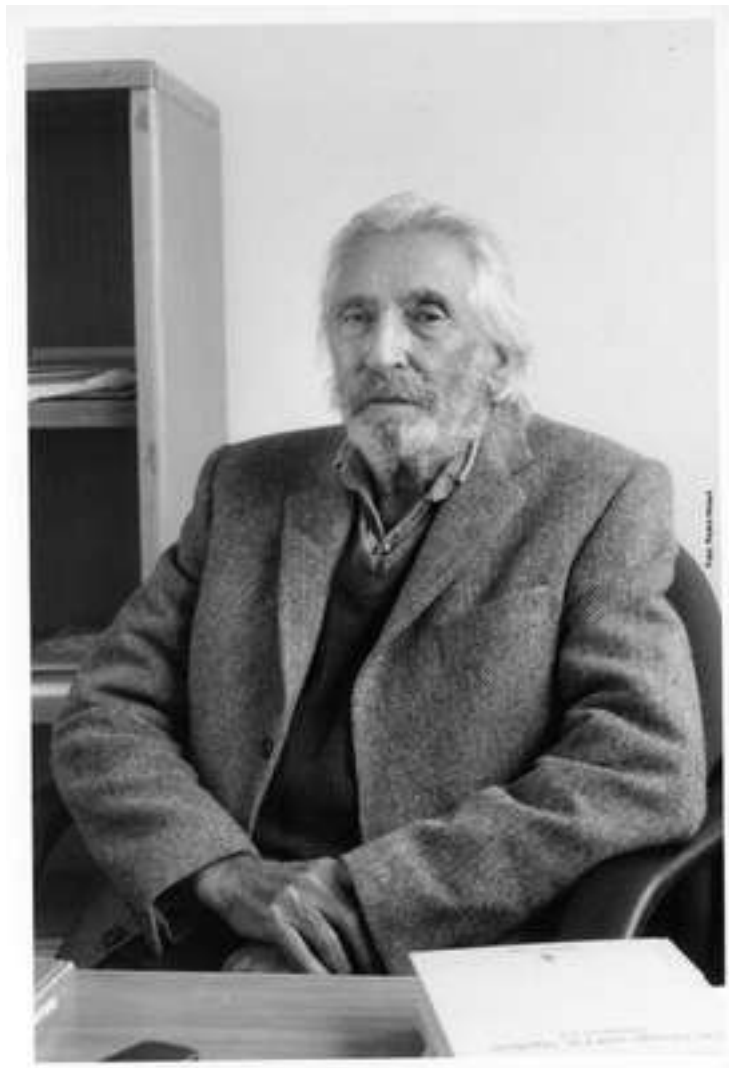


Fig. 1 Dr. Humberto Cárdenas Raggi (1925-2015)



## Resumen

Calculamos el momento dipolar cromomagnético del quark top,  $\hat{\mu}_t$ , en el contexto del modelo Bestest Little Higgs. Esta extensión del Modelo Estándar (ME) tiene como objetivo resolver el problema de la jerarquía sin un ajuste fino, mediante la introducción de correcciones de 1 lazo a la masa del bosón de Higgs a través de los compañeros del quark y bosones de norma pesados. Encontramos que el valor resultante más grande para el dipolo cromomagnético es  $\hat{\mu}_t \sim -10^{-4}$  y el más bajo es alrededor de  $-10^{-5}$ , principalmente debido al bosón de Higgs del Modelo Estándar, que se acopla tanto al quark superior del ME como a sus socios pesados. Además, presentamos una amplia variedad de nuevas reglas de Feynman involucradas en nuestro cálculo.

Palabras clave: Cromodipolo magnético, Modelo Estándar, Jerarquía, Extensión.

## Abstract

We calculate the chromomagnetic dipole moment of the top quark,  $\hat{\mu}_t$ , in the context of the Bestest Little Higgs model. This extension of the Standard Model (SM) aims to solve the hierarchy problem without fine-tuning, by introducing 1-loop corrections to the Higgs boson mass through the quark partners and heavy gauge bosons. We find that the largest resulting value for the chromomagnetic dipole is  $\hat{\mu}_t \sim -10^{-4}$  and the smallest is around  $-10^{-5}$ , mainly due to the Standard Model Higgs boson, which couples to both the top quark of the ME and its heavy partners. Furthermore, we introduce a wide variety of new Feynman rules involved in our calculus.



# Contenido

<b>Lista de figuras</b>	<b>xiii</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>xv</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Última partícula descubierta . . . . .	1
1.2 Jerarquía de masas . . . . .	2
1.3 Naturalidad y el BLH . . . . .	4
<b>2 Modelo Estándar</b>	<b>7</b>
2.1 Introducción. . . . .	7
2.2 Estructura algebraica . . . . .	8
2.3 Teoría Electrodébil . . . . .	8
2.4 Cromodinámica cuántica . . . . .	12
2.5 Boson de Higgs y el problema de la jerarquía . . . . .	13
<b>3 Modelo Bestest Little Higgs</b>	<b>15</b>
3.1 Estructura no-lineal sigma . . . . .	15
3.2 Potencial escalar . . . . .	17
3.3 Sector de norma . . . . .	20
3.4 Sector fermiónico . . . . .	21
3.4.1 Sector de corriente . . . . .	23
3.5 Correcciones radiativas . . . . .	25
3.5.1 Potencial de Coleman-Weinberg . . . . .	25
3.5.2 Correcciones sobre $\sigma$ . . . . .	25
3.5.3 Correcciones de norma . . . . .	25
3.5.4 Correcciones sobre la hipercarga . . . . .	26
3.5.5 Correcciones a los fermiones . . . . .	26

## Contenido

---

<b>4</b>	<b>Fenomenología del Modelo BLH</b>	<b>29</b>
4.1	Espacio de parámetros . . . . .	29
4.2	Diagramas y Amplitudes del CDM . . . . .	32
4.3	Contribuciones escalares al CDM . . . . .	35
4.4	Contribuciones vectoriales al CDM . . . . .	38
4.5	Contribuciones totales . . . . .	40
4.5.1	Espacio de parámetros extendidos . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>47</b>
	<b>Referencias</b>	<b>49</b>
	<b>Apéndice A Generadores de grupo</b>	<b>53</b>
A.1	Generadores de SU(2) . . . . .	53
A.2	Generadores de SO(6) . . . . .	53
	<b>Apéndice B Eigenestados</b>	<b>55</b>
B.1	Campos $A_\mu$ y $B_\mu$ . . . . .	55
	<b>Apéndice C Reglas de Feynman</b>	<b>57</b>
	<b>Índice analítico</b>	<b>65</b>

# Lista de figuras

1	Dr. Humberto Cárdenas Raggi (1925-2015) . . . . .	viii
2.1	Contribuciones a 1 lazo a la masa del Higgs. . . . .	14
4.1	(a) Contribuciones escalares, $S_i$ . (b) Contribuciones de norma, $V_i$ . . . . .	33
4.2	(a) Contribuciones de $A^0$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $A^0$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	35
4.3	(a) Contribuciones de $H^0$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $H^0$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	36
4.4	(a) Contribuciones de $H'$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $H'$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	36
4.5	(a) Contribuciones de $H^\pm$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $H^\pm$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	36
4.6	(a) Contribuciones de $\sigma$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $\sigma$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	37
4.7	(a) Contribuciones de $\phi^0$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $\phi^0$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	37
4.8	(a) Contribuciones de $\phi^\pm$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $\phi^\pm$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	38
4.9	(a) Contribuciones de $\eta^0$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $\eta^0$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	38
4.10	(a) Contribuciones de $Z^0$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $Z^0$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	38
4.11	(a) Contribuciones de $Z'$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $Z'$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	39
4.12	(a) Contribuciones de $\gamma$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $\gamma$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	39
4.13	(a) Contribuciones de $b$ a $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de $b$ a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	40
4.14	Suma de todas las contribuciones escalares a $\hat{\mu}_t$ . . . . .	41
4.15	Suma de todas las contribuciones vectoriales. . . . .	41
4.16	Suma de todas las contribuciones escalares y vectoriales al $\hat{\mu}_t$ en el modelo BLH. . . . .	42
4.17	Contribuciones escalares a $\hat{\mu}_t$ en $f \in [2, 4]$ TeV. . . . .	44
4.18	Contribuciones vectoriales a $\hat{\mu}_t$ en $f \in [2, 4]$ TeV. . . . .	44
4.19	Contribución total a $\hat{\mu}_t$ en $f \in [2, 4]$ TeV. . . . .	45



# Lista de tablas

1.1	Parámetros del Modelo Estándar . . . . .	3
2.1	Números cuánticos de quarks y leptones . . . . .	8
3.1	Números cuánticos de los multipletes en el BLH . . . . .	24
4.1	Parámetros del Modelo BLH (1). . . . .	30
4.2	Parámetros del Modelo BLH (2). . . . .	31
4.3	Fermiones y bosones. . . . .	32
4.4	Valores numéricos de $\hat{\mu}_t(S)$ y $\hat{\mu}_t(V)$ . . . . .	42
4.5	Valores numéricos del $\hat{\mu}_t$ en el modelo BLH. . . . .	43
C.1	Vértices con el escalar $A^0$ . . . . .	58
C.2	Vértices con el escalar $H'$ . . . . .	59
C.3	Vértices con el escalar $H^0$ . . . . .	60
C.4	Vértices con el escalar $H'$ . . . . .	61
C.5	Vértices con el escalar $\sigma$ . . . . .	61
C.6	Vértices con el escalar $\phi^0$ . . . . .	62
C.7	Vértices con el escalar $\eta^0$ . . . . .	62
C.8	Vértices con $Z^0$ . . . . .	63
C.9	Vértices con $Z'$ . . . . .	63
C.10	Vértices con $\gamma$ . . . . .	63
C.11	Vértices con $H^\pm$ , $\phi^\pm$ y $W'^\pm$ . . . . .	64





# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Última partícula descubierta

El último gran evento en la física de partículas de altas energías fue la confirmación de la existencia del bosón de Higgs [1] en el CERN. Su deducción teórica en la década de 1960 [2] impulsó enormemente el desarrollo de la física al explicar el origen de la masa de las partículas conocidas hasta ese momento por debajo de la escala electrodébil [3]. Antes del año 2000 ya se había medido la masa de los quarks y los leptones, así como de los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ , vigorizando la búsqueda de la partícula faltante.

En combinación con los esfuerzos experimentales también aparecieron teorías completas y efectivas que intentaban explicar el origen de la masa del bosón de Higgs así como muchas otras propiedades antes de 2012. Por ejemplo, en dimensiones extras en el marco de una teoría efectiva [4] se pretendía sustituir todo el esquema del bosón de Higgs por bosones de norma del tipo Kaluza-Klein. También en dimensiones extras en [5] se intentaba atacar el problema de la jerarquía y el bosón de Higgs introduciendo una exponencial en una métrica cosmológica. En una versión Mínima Súpersimétrica del Modelo Estándar [6] se analiza y compara la fenomenología conocida hasta ese momento con un posible escenario para descubrir el potencial de Higgs. En [7] mediante una teoría de gran unificación (TGU) se calcula una masa para el higgs de  $200 \sim 280$  GeV. Otros modelos más exóticos como [8] proponían incluir dos dimensiones compactificadas junto a las cuatro dimensiones del espacio-tiempo en una distancia de  $\sim 1$  mm y de ahí derivar toda la física.

Varios de estos modelos introducían nuevas partículas más allá del Modelo Estándar (ME) proporcionando en consecuencia mucha fenomenología que permitía imponer acotamientos sobre las partículas exóticas y sus propiedades físicas. Se ha continuado con este método de investigación sobre modelos más actualizados cuyo objetivo principal es extender el ME. En este sentido surgieron los modelos basados en algunos multipletes de Higgs (descendientes de

## Introducción

---

la supersimetría) con diferentes propiedades y una fenomenología variada e interesante como los modelos del pequeño Higgs (Little Higgs) [9] y sus variantes [10] como el Bestest Little Higgs (BLH) [11], cuya aplicación al Cromodipolo Magnético del quark top abordaremos en esta tesis.

Actualmente, con la masa del bosón de Higgs en  $\sim 125.1$  GeV [12] aun quedan varios temas por cubrir en el ME. Uno de los más investigados e interesantes es el de la jerarquía de masas que guarda una íntima relación con la masa del bosón de Higgs.

## 1.2 Jerarquía de masas

Entendemos por jerarquía de masas o el problema de la jerarquía cuando la diferencia entre las magnitudes de dos escalas de energía en una teoría como el ME son muy diferentes. Por ejemplo, la diferencia entre la magnitud de las masas del electrón, los neutrinos y la masa del quark top nos conduce al problema del sabor [13]. De este modo podemos hablar de la jerarquía entre la escala electrodébil,  $M_\nu = 246$  GeV, y la escala de gran unificación  $M_{TGU} = 10^{16}$  GeV donde supuestamente las interacciones electromagnética, débil y fuerte tendrán magnitudes equivalentes y se registrarán bajo un mismo grupo de simetría. Una jerarquía semejante podría ocurrir al considerar la escala de Planck,  $M_{Pl} = 10^{19}$  GeV, a cuyo nivel se encontraría la unificación de las cuatro interacciones fundamentales.

El proponer una nueva escala  $\Lambda$  de energía a la cual debe operar el ME significa que éste sólo es una teoría efectiva a baja energía y que deberían aparecer nuevas partículas con masas proporcionales a dicha escala. Lo anterior también implica estabilizar la escala electrodébil en cada orden perturbativo debido a que la masa del higgs adquiere correcciones cuadráticas proporcionales a la nueva escala, es decir  $(\delta M_{H^0}/M_{H^0})^2 \propto \Lambda^2$  [14].

Si consideramos estrictamente el ME entonces los neutrinos no tienen masa<sup>1</sup> y solamente contamos con 19 parámetros medidos experimentalmente, Tabla 1.1, cuyos orígenes teóricos no se han descubierto, aumentando de esta manera las razones para buscar teorías extendidas. En este contexto, podemos observar que las masas de los fermiones son proporcionales a la escala electrodébil,  $m_f \sim M_\nu$ , y están protegidas por la simetría quiral que sólo se rompe por el parámetro de masa, de tal forma que las correcciones radiativas permanecen pequeñas:  $\delta m_f \propto m_f \log \Lambda/m_f$ , llegando a desaparecer cuando  $m_f \rightarrow 0$ , el límite exacto para la simetría quiral. Lo mismo pasa con la masa del fotón que está protegida por la simetría de norma manteniéndola cero en todos los órdenes perturbativos. Esta es la idea principal con la masa del bosón de Higgs y las nuevas teorías más allá del Modelo Estándar puesto que no tiene una simetría que la proteja.

---

<sup>1</sup>El considerar la masa de los neutrinos distinta de cero nos lleva a una extensión del ME y nueva física.

Tabla 1.1 Parámetros del Modelo Estándar

Parámetros			Descripción	Valor [17]			Unidad
$M_e$	$M_\mu$	$M_\tau$	Leptones cargados	0.511	105.7	1780	MeV
$M_u$	$M_d$	$M_s$	Quarks	2.16	4.67	93	MeV
$M_c$	$M_b$	$M_t$	Quarks	1.27	4.19	173.5	GeV
$\theta_{12}$	$\theta_{23}$	$\theta_{13}$	Ángulos CKM	13.1°	2.4°	0.2°	
	$\delta$		Ángulo violación CP		0.995		
$g'$	$g$	$g_s$	Acoplamientos de norma	0.357	0.652	1.221	
	$\theta_{QDC}$		Ángulo QCD		$\sim 0$		
	$v$		VEV		246		GeV
	$m_{H^0}$		Masa del Higgs		$\sim 125$		GeV

Una posibilidad a la que se ha recurrido para mantener la estabilidad electrodébil es el ajuste fino<sup>2</sup>, con la cual se deduce que los parámetros en el lagrangiano están ajustados de tal forma que se puede sostener la masa del higgs en 125 GeV, sin embargo, este esquema debe contar con la afortunada coincidencia de la cancelación de hasta 32 dígitos,  $M_{Pl}^2/M_v^2 \sim 10^{32}$ , en cada orden perturbativo. Si buscamos una constante  $\kappa$  de tal forma que logramos la igualdad entre las contribuciones a la masa del higgs y la nueva escala de energía  $\Lambda$ ,

$$\delta M_{H^0}^2 = \kappa \Lambda^2, \tag{1.1}$$

entonces nuestra constante  $\kappa$  deberá tener un orden de  $10^{-32}$  para la escala de Planck, lo cual no es muy probable de obtener. Por lo que se ha llegado a la conclusión de que si ocurriera tal cancelación entonces debe existir física desconocida detrás de tan sorprendente hecho [15]. Por otro lado, si mantenemos  $\kappa \sim 10^{-2}$  obtenemos, a partir de la Ec. (1.1), una escala de energía máxima alrededor de  $\Lambda \sim \text{TeV}$  [16], precisamente en el nivel donde las teorías más recientes pretenden encontrar nueva física.

Otra posibilidad para mantener la masa del higgs a la escala electrodébil ha sido considerar una simetría que la proteja de las correcciones radiativas más intensas. Para esto se tienen candidatos como la Súpersimetría donde una transformación de simetría sobre un campo escalar lo convertiría en un fermión el cual quedaría protegido por la simetría quiral. De esta manera se establece una relación simétrica entre fermiones y bosones surgiendo súperpartículas con iguales masas y cargas. Al aplicar este modelo al ME se obtiene una versión mínima súpersimétrica, sin embargo esta teoría tiene una anomalía cuántica ya que los quarks tipo down y los leptones no tienen masa y se requieren más bosones de Higgs por lo que se introducen dos dobletes y a partir de ellos se construye toda esta versión mínima

<sup>2</sup>fine-tuning

del ME. Actualmente ha disminuido la investigación teórica en Súpersimetría por la falta de evidencia experimental ya que en colisiones protón-protón a  $\sqrt{s} = 13$  TeV y con una luminosidad integrada de  $137 \text{ fb}^{-1}$  como en el experimento CMS<sup>3</sup> [18] no han aparecido las s-partículas que se esperaban.

Para solucionar el problema de la jerarquía, los modelos LH y el modelo BLH del tipo dos dobletes de Higgs, implementan un rompimiento colectivo de simetría a una o dos escalas ( $f, F$ ) mayores que la electrodébil  $M_v$  con lo cual generan nuevas partículas que anulan las contribuciones cuadráticas divergentes a 1 lazo a la masa del higgs como lo veremos en el Capítulo 3.

### 1.3 Naturalidad y el BLH

El hecho de que el Modelo Estándar pudiera ser una teoría válida hasta la escala de Planck sin que alguna simetría proteja las masas de las partículas escalares nos conduce al problema de la naturalidad [19] como lo mencionamos en la sección anterior con la quiralidad. Desde otra perspectiva podemos plantear la pregunta del por qué la masa del higgs se mantiene por debajo de la escala  $M_v$  y no es desbordada por las correcciones radiativas hasta órdenes de magnitud de miles de TeVs. Si el efecto de la naturalidad está actuando para la masa del higgs entonces es una propiedad que se debe cumplir a cualquier escala de energía  $\Lambda$  y en especial en teorías más allá del ME en el orden de  $\Lambda \sim 10$  TeV como las teorías del pequeño Higgs. Podemos medir la naturalidad de un parámetro observado ( $\mu$ ) en un modelo dado [20] cuantificando las contribuciones de otros estados ( $\delta\mu$ ) mediante el radio

$$\left| \frac{\delta\mu^2}{\mu^2} \right| \quad (1.2)$$

Por ejemplo, en el BLH se tienen los campos pesados  $A^0$ ,  $H'$  y  $H^\pm$  que podrían contribuir al  $H^0$ , Sección 3.5. En el Modelo Estándar podemos medir las contribuciones cuadráticas divergentes a la masa del higgs mediante la Ec. (1.2), Sección 2.5.

La importancia fundamental de la relación (1.2) es que nos permite imponer restricciones realistas sobre los rangos de los parámetros de un modelo extendido. En este estudio, todo el espacio de parámetros está calculado en base a la Ec. (1.2), Sección 4.1. Por lo que, manteniendo un valor bajo para esta relación no solamente garantizamos la naturalidad del modelo sino la ausencia del ajuste fino. En los primeros modelos LH las grandes contribuciones de los bosones de norma pesados o exóticos restringían demasiado el espacio de parámetros o de lo contrario aumentaban el ajuste fino aún a nivel de árbol, Sección 4.2.

---

<sup>3</sup>Compact Muon Solenoid.

En el BLH al elegir dos escalas de rompimiento separadas, las contribuciones de los bosones pesados no restringen el modelo y se mantiene la naturalidad.

Hemos organizado los temas abordados en esta tesis de la siguiente manera: En el Capítulo 2 hacemos una breve introducción a los sectores del Modelo Estándar que utilizamos en el BLH y las contribuciones cuadráticas divergentes al bosón de Higgs, en el Capítulo 3 describimos razonablemente el Modelo Bestest Little Higgs, los sectores que utilizamos para el estudio del Cromodipolo Magnético y el origen de sus reglas de Feynman, en el Capítulo 4 desarrollamos el espacio de parámetros y la fenomenología para el BLH y en el Capítulo 5 damos las conclusiones de este trabajo.



# Capítulo 2

## Modelo Estándar

### 2.1 Introducción.

Fue a mediados de la década de 1970 cuando el Modelo Estándar de las partículas subatómicas comenzó a tomar relevancia en el medio académico respectivo. Al principio, Steven Weinberg desarrollaba las bases de las interacciones débiles [21] y Abdus Salam lo seguía muy de cerca [22] pero no llamaban mucho la atención. El medio científico y la investigación se encaminaba hacia los modelos que habían dominado en la década de 1950 como la electrodinámica cuántica y la teoría de la interacción de cuatro fermiones en un punto. Sin embargo se acumulaban las pruebas experimentales sobre la violación de simetrías como la extrañeza [23], **P**, **PT** [24], y **CP** en las interacciones débiles [25]. Además se consideraba que al tener una simetría exacta que se rompiera espontáneamente entonces resultaría experimentalmente en una simetría aproximada [26].

A partir del teorema de Goldstone [27] se abren líneas de investigación que aprovechan las simetrías de los lagrangianos y se descubren relaciones contundentes como resultado de las representaciones de los grupos que contienen esas simetrías con lo que Weinberg, Salam, Gell-Mann y otros comienzan a trabajar en grupos tales como  $SU(2) \times SU(2)$  y  $SU(3)$  con miras a la unificación de la electrodinámica y las interacciones débiles, así como la estructuración de las interacciones fuertes. Finalmente, la inclusión del mecanismo de Higgs [2] para dotar de masa a las partículas que se conocían hasta ese momento definía la manera en la que se plantearía la investigación en partículas a través del Modelo Estándar.

## 2.2 Estructura algebraica

El grupo de simetría del ME está conformado por  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  donde  $C$  denota color,  $L$  indica que sólo se actúa en los estados izquierdos e  $Y$  significa hipercarga. A partir del grupo de simetría se visualizan ocho bosones de norma sin masa de  $SU(3)_C$ , tres del grupo  $SU(2)_L$  y uno del grupo  $U(1)_Y$ . Es conveniente describir las partes que no son bosones de norma con las representaciones y la carga de estos grupos de simetría como tripletes de números [28]. Por ejemplo para nuestro grupo de simetría, tenemos

$$(1, \mathbf{2}, -1/2) \oplus (1, 1, 1) \oplus (\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/6) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, 1, 1/3) \quad (2.1)$$

donde 1 en la primera o segunda entrada simboliza que el campo es un singlete bajo  $SU(3)_C$  o bajo  $SU(2)_L$ , y el valor en la tercera entrada representa la hipercarga bajo  $U(1)_Y$ . Los números cuánticos, de acuerdo a su parte derecha o izquierda para los quarks y leptones respectivamente, se presentan en la Tabla 2.1.

Tabla 2.1 Números cuánticos de quarks y leptones

$(i = 1, 2, 3)$	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$Q_{iL}$	3	2	+1/6
$l_{iL}$	1	2	-1/2
$u_{iR}$	3	1	+2/3
$d_{iR}$	3	1	-1/3
$e_{iR}$	1	1	-1

## 2.3 Teoría Electrodébil

El grupo de simetría que representa la parte electrodébil del ME está dado por  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , en este caso se utiliza el mecanismo de Higgs para obtener una teoría de norma con un doblete escalar complejo de Higgs  $\phi$  cuya representación está dada por  $(\mathbf{2}, -1/2)$ .  $\phi$  nos proporcionará un potencial que romperá espontáneamente la simetría del vacío y nos dará su valor de expectación para dotar de masa a los bosones de norma. Para comenzar, se requieren los generadores de  $SU(2)$  en la representación  $\mathbf{2}$

$$T_2^a = \frac{1}{2} \tau^a \quad (2.2)$$



donde  $\tau^a$  son las matrices de Pauli, y también ocupamos los campos de norma  $W_\mu^a$ . Aquí, el generador de  $U(1)_Y$  es

$$Y = C \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

donde  $C$  es la hipercarga  $-1/2$ , además elegimos que el campo de norma de  $U(1)_Y$  sea  $B_\mu$ . De esta forma podemos escribir la derivada covariante correspondiente

$$(D_\mu \phi)_i = \partial_\mu \phi_i - i \left[ g W_\mu^a T_2^a + g' B_\mu Y \right]_{ij} \phi_j \quad (2.4)$$

donde  $g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento asociadas con  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Ahora expandimos la segunda parte de la derivada covariante a la forma matricial

$$\begin{aligned} g W_\mu^a T_2^a + g' B_\mu Y &= \frac{g}{2} (W_\mu^1 \tau^1 + W_\mu^2 \tau^2 + W_\mu^3 \tau^3) - \frac{g'}{2} B_\mu \mathbb{1}_{2 \times 2} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} g W_\mu^3 - g' B_\mu & g(W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + i W_\mu^2) & -g W_\mu^3 - g' B_\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Por lo que, la derivada covariante completa está dada por

$$(D_\mu \phi)_i = \begin{pmatrix} D_\mu \phi_1 \\ D_\mu \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial_\mu \phi_1 + \frac{i}{2} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) \phi_1 + \frac{i g}{2} (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \phi_2 \\ \partial_\mu \phi_2 + \frac{i g}{2} (W_\mu^1 + i W_\mu^2) \phi_1 + \frac{i}{2} (g W_\mu^3 + g' B_\mu) \phi_2 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

El lagrangiano de  $\phi$  con su parte cinética y el potencial tiene la forma

$$\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{2} D_\mu \phi_i^\dagger D^\mu \phi_i - V(\phi^\dagger, \phi), \quad (2.7)$$

donde

$$V = \frac{1}{4} \lambda \left( \phi^\dagger \phi - \frac{1}{2} v^2 \right)^2. \quad (2.8)$$

Sabemos que para  $\lambda > 0$  podemos calcular el mínimo dado por

$$|\phi| = \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.9)$$

De aquí tenemos que

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

## Modelo Estándar

---

Ahora debemos expandir  $\phi$  alrededor de este vacío

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

donde  $h(x)$  es un campo escalar real. Sustituyendo en la Ec. (2.6), reemplazando  $\phi_1$  por  $\frac{1}{\sqrt{2}}h(x)$  y  $\phi_2$  por 0, y por último sustituyendo en el lagrangiano de la Ec. (2.7), se tiene

$$\mathcal{L}_{\langle\phi\rangle} = -\frac{1}{8} \begin{pmatrix} v & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 - g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 - g'B_\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

El lagrangiano (2.12) se puede reescribir como

$$\mathcal{L}_{\langle\phi\rangle} = -\frac{1}{8} v^2 V_\mu^T \begin{pmatrix} g^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g^2 & -g'g \\ 0 & 0 & -g'g & g'^2 \end{pmatrix} V^\mu, \quad (2.13)$$

donde  $V_\mu^T = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu)$ . A partir de la matriz (2.13), tenemos sus eigenvalores  $0, -\frac{1}{8}v^2g^2, -\frac{1}{8}v^2g^2, -\frac{1}{8}v^2(g'^2 + g^2)$ , y podemos normalizar los eigenvectores para  $A_\mu$  y  $Z_\mu$

$$V_A^T = \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g^2}} (0, 0, g', g), \quad V_Z^T = \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g^2}} (0, 0, g, -g') \quad (2.14)$$

Ahora se define el ángulo de mezcla débil

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}, \quad (2.15)$$

así como

$$s_W = \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad c_W = \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (2.16)$$

En este momento ya se pueden definir los campos de norma de la manera usual a partir de las combinaciones lineales de la matriz (2.12)

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2), \quad (2.17)$$

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2), \quad (2.18)$$

$$Z_\mu = c_W W_\mu^3 - s_W B_\mu, \quad (2.19)$$

$$A_\mu = s_W W_\mu^3 + c_W B_\mu. \quad (2.20)$$

Para obtener las masas de los campos de norma reescribimos la matriz (2.12) con las definiciones anteriores

$$-\frac{1}{8}g^2 \begin{pmatrix} v & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{c_W}Z_\mu & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & a_{22} \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} = -M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- - \frac{1}{2}M_Z^2 Z^\mu Z_\mu, \quad (2.21)$$

donde  $a_{22}$  siempre será multiplicado por cero por lo que no es necesario escribir todos los términos. De esta manera, tenemos las masas

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g'^2 + g^2}. \quad (2.22)$$

Recordemos que  $A_\mu$  no adquirió masa y queda la simetría de  $U(1)$  sin romperse por lo que tenemos el campo y el grupo de norma del Electromagnetismo, respectivamente. Así que a altas energías por arriba de  $v = 246$  GeV sólo tenemos el campo de Higgs y los cuatro bosones de norma sin masa ( $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu$ ) que se comportan como fotones. De esta forma, por encima de la escala de rompimiento de simetría domina la Teoría Electrodébil y por debajo se manifiesta una simetría rota con la fuerza Débil y otra, con la no rota, la fuerza Electromagnética.

El siguiente paso es encontrar los términos cinéticos para los cuatro campos de norma. No es objetivo de este estudio detallar su construcción así que simplemente escribimos el lagrangiano correspondiente

$$\mathcal{L}_{Cin} = -\frac{1}{4}W_a^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}, \quad (2.23)$$

donde

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - ig\epsilon_{abc}W_\mu^b W_\nu^c, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (2.24)$$

## 2.4 Cromodinámica cuántica

Nuestro principal objetivo es el estudio del cromodipolo magnético del quark top en el modelo BLH por lo que en esta sección nos enfocamos en la parte dentro del Modelo Estándar que le corresponde a estas partículas. Los quarks están representados por el  $SU(3)_C$  con seis sabores diferentes que se dividen en tres generaciones y spin 1/2. Abordaremos sólo la primera generación ya que el tratamiento en el ME es el mismo para las otras dos.

Sean  $(Q, \bar{u}, \bar{d})$  los quarks que se encuentran en la representación  $(\mathbf{3}, 2, +1/6)$ ,  $(\bar{\mathbf{3}}, 1, -2/3)$  y  $(\bar{\mathbf{3}}, 1, +1/2)$  respectivamente en  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , donde  $Q$  es un doblete de  $SU(2)_L$

$$Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

En la Ec. (2.25) sólo se representa la parte izquierda de  $u$  y  $d$  por lo que no utilizamos los subíndices descriptivos en los siguientes cálculos como en la Tabla 2.1. Ahora escribimos las derivadas covariantes de los tres campos

$$(D_\mu Q)_{\alpha i} = \partial_\mu Q_{\alpha i} - ig_S A_\mu^a (T_3^a)_{\alpha}^{\beta} Q_{\beta i} - ig_W W_\mu^a (T_2^a)_i^j Q_{\beta j} - ig' \left(\frac{1}{6}\right) B_\mu Q_{\alpha i}, \quad (2.26)$$

$$(D_\mu \bar{u})^\alpha = \partial_\mu \bar{u}^\alpha - ig_S A_\mu^a (T_3^a)_{\beta}^{\alpha} \bar{u}^\beta - ig' \left(-\frac{2}{3}\right) B_\mu \bar{u}^\alpha, \quad (2.27)$$

$$(D_\mu \bar{d})^\alpha = \partial_\mu \bar{d}^\alpha - ig_S A_\mu^a (T_3^a)_{\beta}^{\alpha} \bar{d}^\beta - ig' \left(\frac{1}{3}\right) B_\mu \bar{d}^\alpha, \quad (2.28)$$

donde  $i$  es un índice de  $SU(2)_L$  y  $\alpha$  es un índice de  $SU(3)_C$  escrito como superíndice para  $\bar{\mathbf{3}}$  y como subíndice para  $\mathbf{3}$ . La acción de los ocho generadores de  $SU(3)_C$  sobre  $\mathbf{3}$  se debe a  $T_3^a$ , y sobre  $\bar{\mathbf{3}}$  se debe a  $T_3^a = -(T_3^a)^*$ , en esta ocasión  $A_\mu^a$  es el campo de los gluones. Para las masas de los quarks se incluyen términos de Yukawa acoplando estos campos con el Higgs

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -y' \epsilon^{ij} \phi_i Q_{\alpha j} \bar{d}^\alpha - y'' \phi^{\dagger i} Q_{\alpha j} \bar{u}^\alpha + h.c. \quad (2.29)$$

Rompiendo la simetría de la Ec. (2.29) de acuerdo a la Ec. (2.11), tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yuk} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} y' (v+h) \left( d_\alpha \bar{d}^\alpha + \bar{d}_\alpha^\dagger d^{\dagger\alpha} \right) - \frac{1}{\sqrt{2}} y'' (v+h) (u_\alpha \bar{u}^\alpha + \bar{u}_\alpha^\dagger u^{\dagger\alpha}) \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} y' (v+h) \bar{\mathcal{D}}^\alpha \mathcal{D}_\alpha - \frac{1}{\sqrt{2}} y'' (v+h) \bar{\mathcal{U}}^\alpha \mathcal{U}_\alpha, \end{aligned} \quad (2.30)$$

## 2.5 Boson de Higgs y el problema de la jerarquía

donde los campos de Dirac para  $u$  y  $d$  están dados como

$$\mathcal{D}_\alpha = \begin{pmatrix} d_\alpha \\ i\sigma^2 d_\alpha^* \end{pmatrix}, \quad \mathcal{U}_\alpha = \begin{pmatrix} u_\alpha \\ i\sigma^2 u_\alpha^* \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Las masas para  $u$  y  $d$  están dadas por

$$M_d = \frac{y'_d v}{\sqrt{2}}, \quad M_u = \frac{y''_u v}{\sqrt{2}}. \quad (2.32)$$

Para encontrar la forma de la carga  $Q$  partimos de la parte izquierda de la Ec. (2.5) con  $a = 3$  y las formas inversas de las ecuaciones (2.17) a (2.20)

$$\begin{aligned} gW_\mu^3 T^3 + g'B_\mu Y &= \frac{e}{s_W}(s_W A_\mu + c_W Z_\mu)T^3 + \frac{e}{c_W}(c_W A_\mu - s_W Z_\mu)Y \\ &= e(A_\mu + \cot \theta_W Z_\mu)T^3 + e(A_\mu - \tan \theta_W Z_\mu)Y \\ &= e(T^3 + Y)A_\mu + e(\cot \theta_W T^3 - \tan \theta_W Y)Z_\mu \\ &= eQA_\mu + \frac{e}{s_W c_W}(T^3 - s_W^2 Q)Z_\mu \end{aligned} \quad (2.33)$$

de donde es claro que  $Q = T^3 + Y$ . También hemos utilizado la relación

$$g = \frac{e}{\sin \theta_W}, \quad (2.34)$$

donde  $e$  es la carga eléctrica. De esta manera, las cargas de los quarks están dadas por medio de

$$Qu = +\frac{2}{3}u, \quad Qd = -\frac{1}{3}d, \quad Q\bar{u} = -\frac{2}{3}\bar{u}, \quad Q\bar{d} = -\frac{1}{3}\bar{d}. \quad (2.35)$$

## 2.5 Boson de Higgs y el problema de la jerarquía

El bosón de Higgs se ha convertido en una fuente de inspiración para construir extensiones del Modelo Estándar, una de las motivaciones principales son las correcciones radiativas a 1 lazo que recibe su masa desnuda a nivel de árbol, Fig. (2.1). Este problema, conocido como jerarquía o ajuste fino agrega una divergencia cuadrática al higgs. Si se calculan estas correcciones, la masa del higgs queda como

$$M_{H^0}^2 = (M_{H^0}^2)_{desnuda} + \delta M_{H^0}^2 \quad (2.36)$$

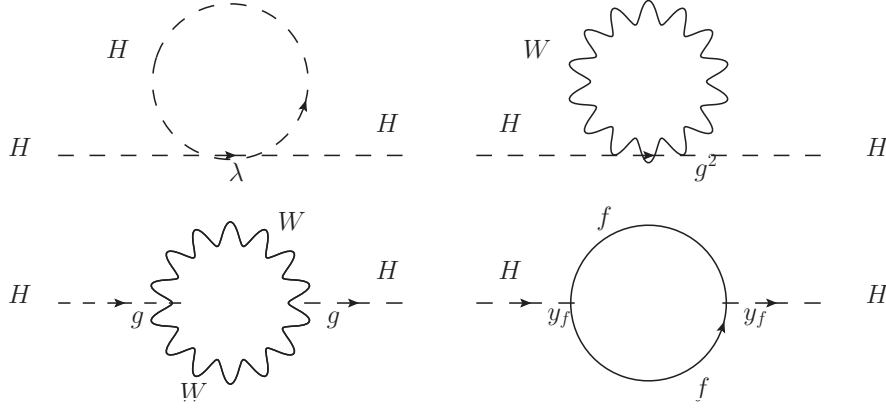


Fig. 2.1 Contribuciones a 1 lazo a la masa del Higgs.

Hasta este punto no hemos deducido la masa del higgs pero lo podemos hacer sustituyendo la Ec. (2.11) en la Ec. (2.8), lo que nos proporciona

$$V(\phi^\dagger, \phi) = \frac{1}{4}\lambda v^2 h^2 + \frac{1}{4}vh^3 + \frac{1}{16}\lambda h^4, \quad (2.37)$$

donde el primer término de la segunda parte de (2.37) nos da la masa del higgs a nivel de árbol

$$M_{H^0} = \sqrt{\frac{\lambda}{2}}v. \quad (2.38)$$

De esta ecuación tenemos la expresión analítica para la masa desnuda del higgs y las correcciones a 1 lazo están dadas por

$$\delta M_{H^0}^2 = \frac{G_F \Lambda^2}{4\sqrt{2}\pi^2} (6M_W^2 + 3M_Z^2 + M_{H^0}^2 - 12M_t^2) + \dots \quad (2.39)$$

donde  $G_F$  es la constante de Fermi y la escala  $\Lambda$  no interviene en la divergencia de los términos de masa adicionales en la Ec. (2.39), [29]. Para cancelar los términos divergentes se pueden agregar otros términos que cancelen precisamente las contribuciones a  $\delta M_{H^0}^2$  donde al tener, por ejemplo,  $\Lambda = 10^{19}$  GeV volveríamos a la discusión de la sección 1.2. Por esta y otras razones que abordamos en la sección 1.3 es que se han buscado alternativas más prácticas como los modelos Little Higgs, lo que nos llevará a mostrar las ventajas de una de sus variantes: el modelo Bestest Little Higgs [11], en lo que resta de este trabajo.

# Capítulo 3

## Modelo Bestest Little Higgs

### 3.1 Estructura no-lineal sigma

Sabemos que los modelos del tipo Little Higgs (LH) [10] [30] [31] [9] fueron desarrollados para manejar el problema de la jerarquía de masas introduciendo una simetría global cuyo rompimiento es llevado a cabo por dos operadores que se aplican a dos subgrupos de simetría diferentes para evitar que cualquiera de ellos pueda generar el potencial de Higgs por separado.

En el caso del modelo Bestest Little Higgs (BLH) [11], la gran diferencia respecto a los primeros modelos LH es que el rompimiento colectivo de simetría se hace mediante un proceso modular, por debajo de la escala de composición  $\Lambda \sim 10$  TeV, introduciendo dos campos sigma no-lineales con dos escalas de rompimiento diferentes,  $(f, F)$ , lo que permite dotar a los bosones exóticos con masas del orden  $g_{EW}F$ , proporcionando la libertad de incrementar  $F$  ya que no afecta a la masa de los tops exóticos que sólo dependen de  $f$ . En este modelo, el higgs es un pseudo bosón de Nambu-Goldstone (PBNG) conteniendo dos dobles de higgs, los cuales adquieren un acoplamiento cuártico colectivo mediante un singlete PBNG electrodébil. También se incluyen PBNGs ligeros.

En términos de grupos se sigue el espacio del grupo producto lateral  $SO(6)_A \times SO(6)_B / SO(6)_V$  que nos señala que después del rompimiento global de la simetría  $SO(6)_A \times SO(6)_B$ , a la escala  $f$ , esta se degrada a  $SO(6)_V$ . En este esquema se introduce el campo no-lineal sigma que se transforma como

$$\Sigma \rightarrow G_A \Sigma G_B^\dagger, \quad (3.1)$$

donde se cumple  $G^\dagger = G^T$ , ya que los elementos de  $SO(6)$  son reales y por lo tanto  $\Sigma$  es una representación real de  $SO(6) \times SO(6)$ . Cuando el campo sigma adquiere un valor de

## Modelo Bestest Little Higgs

---

expectación del vacío (VEV),

$$\langle \Sigma \rangle = \mathbb{1}_{6 \times 6}, \quad (3.2)$$

los 15 PBNGs se pueden parametrizar en la forma

$$\Sigma = e^{i\Pi/f} e^{2i\Pi_h/f} e^{i\Pi/f}, \quad (3.3)$$

donde las matrices  $\Pi$  y  $\Pi_h$  son matrices imaginarias de  $6 \times 6$  antisimétricas

$$\Pi = \begin{pmatrix} \phi_a T_L^a + \eta_a T_R^a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i\sigma/\sqrt{2} \\ 0 & -i\sigma/\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

$$\Pi_h = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0_4 & h_1 & h_2 \\ -h_1^T & 0 & 0 \\ -h_1^T & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Los  $h_i$  son 4-multipletes de  $S0(4)$  que también se pueden definir como dobletes de  $SU(2)_L$ . El singlete que ayuda a obtener el acoplamiento cuártico colectivo es  $\sigma$ . Los  $\phi_a$  forman un triplete electrodébil con hipercarga cero y los  $\eta_a$  se transforman como un triplete bajo  $SU(2)_R$ . El bloque superior  $S0(4)$  en cada  $S0(6)$  se puede descomponer en el producto  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  con los seis generadores  $T_L^a$  y  $T_R^a$  (A.1). También se norma débilmente la combinación diagonal de  $SU(2)_{LA}$  y  $SU(2)_{LB}$  identificando esto con el grupo de norma  $SU(2)_L$  del ME. De la misma manera, se norma la combinación diagonal de la tercera componente de  $SU(2)_R$ ,  $(T_{RA}^3 + T_{RB}^3)$ , identificándola con la hipercarga del ME.

Esta parametrización preserva la simetría  $\Sigma \rightarrow \Sigma^T$  que implica  $\Pi \rightarrow -\Pi$  y  $\Pi_h \rightarrow -\Pi_h$  sobre los PBNGs.

Un punto importante en la construcción del modelo BLH es la generación del acoplamiento cuártico de Higgs, para lo cual se necesitan dos operadores especiales donde cada uno rompe una parte de la simetría global, y ninguno por sí sólo permite que el higgs adquiera un potencial. Estos se definen como

$$P_5 = \text{diag}(0, 0, 0, 0, 1, 0), \quad P_6 = \text{diag}(0, 0, 0, 0, 0, 1), \quad (3.6)$$

y el potencial colectivo cuártico está dado por

$$\begin{aligned} V_4 &= \frac{1}{4} \lambda_{65} f^4 \text{Tr}(P_6 \Sigma P_5 \Sigma^T) + \frac{1}{4} \lambda_{56} f^4 \text{Tr}(P_5 \Sigma P_6 \Sigma^T) \\ &= \frac{1}{4} \lambda_{56} f^4 (\Sigma_{56})^2 + \frac{1}{4} \lambda_{65} f^4 (\Sigma_{65})^2. \end{aligned} \quad (3.7)$$



En la Ec. (3.7), el término con  $\lambda_{65}$  rompe la simetría  $SO(6)_A \times SO(6)_B$  hacia  $SO(5)_{A6} \times SO(5)_{B5}$  y el término con  $\lambda_{56}$  degrada la simetría global a  $SO(5)_{A5} \times SO(5)_{B6}$ . Explícitamente, sólo permanecen los términos (5,6) y (6,5) de los productos de matrices. De esta manera se protege a  $h_1$  y  $h_2$  permitiendo que  $\sigma$  adquiera un potencial. Sustituyendo la parametrización (3.3) en la Ec. (3.7) y expandiendo en potencias [32], se tiene

$$V_4 = \frac{\lambda_{65}}{2} \left( f\sigma + \frac{1}{\sqrt{2}} h_1^T h_2 + \dots \right)^2 + \frac{\lambda_{56}}{2} \left( f\sigma - \frac{1}{\sqrt{2}} h_1^T h_2 + \dots \right)^2. \quad (3.8)$$

A partir de este potencial se obtiene la masa para el singlete  $\sigma$

$$m_\sigma^2 = (\lambda_{65} + \lambda_{56})f^2, \quad (3.9)$$

donde podemos observar que no se generó otra masa para el higgs. En cada término de la Ec. (3.8) aparece un elemento cuártico de los higgses que puede desplazarse de dicho potencial mediante  $\sigma \rightarrow \sigma \pm \frac{h_1^T h_2}{\sqrt{2}f}$ . Al integrar  $\sigma$ , se tiene

$$V_4 = \frac{\lambda_{56}\lambda_{65}}{\lambda_{65} + \lambda_{56}} (h_1^T h_2)^2 = \frac{1}{2} \lambda_0 (h_1^T h_2)^2. \quad (3.10)$$

La Ec. (3.10) tiene la forma correcta para un potencial colectivo cuártico, ya que cuenta con dos acoplamientos para el término cuártico  $h_1^T h_2$ . Esto permite que todo el potencial sea cero si cualquiera de los VEVs de los higgses lo es. Si hacemos  $\Sigma \rightarrow K\Sigma K$  donde  $K = \text{diag}(1, 1, 1, 1, 1, -1)$  observamos que la Ec. (3.7) respeta esta simetría discreta y no se generan diagramas peligrosos<sup>1</sup> en el potencial de Higgs para el singlete  $\sigma$ .

## 3.2 Potencial escalar

En los escalares del bloque superior izquierdo de la matriz (3.4) no tenemos interacciones de norma y éstos deben manifestarse como bosones de Goldstone, por lo que se utiliza un término de ruptura de simetría adicional [11]

$$-\frac{f^2}{4} \text{Tr} \left[ \left( \begin{array}{ccc} m_4^2 \cdot \mathbb{1}_{4 \times 4} & 0 & 0 \\ 0 & m_5^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_6^2 \end{array} \right) \cdot \Sigma \right], \quad (3.11)$$

<sup>1</sup>Tadpoles.

## Modelo Bestest Little Higgs

---

este operador romperá explícitamente todas las simetrías axiales dotando con una masa positiva a los escalares. Para provocar el rompimiento electrodébil de simetría también se requiere añadir el potencial

$$\begin{aligned} V_{B_\mu} &= m_{56}^2 f^2 \Sigma_{56} + m_{65}^2 f^2 \Sigma_{65} \\ &= \sqrt{2}(m_{65}^2 - m_{56}^2) f \sigma - (m_{56}^2 + m_{65}^2) h_1^T h_2 + \dots \end{aligned} \quad (3.12)$$

que genera la masa de Higgs  $h_1^T h_2$ .

El operador de la Ec. (3.11) no es invariante si normamos  $SU(2)_A$  y  $SU(2)_B$  en  $SO(4)_A \times SO(4)_B$  por separado, por lo que debemos incluir el segundo campo sigma no-lineal  $\Delta$  junto a  $\Sigma$  para reproducir las masas

$$V_{RS} = -\frac{f^2}{4} m_4^2 \text{Tr} \left( \Delta^\dagger M_{26} \Sigma M_{26}^\dagger + \Delta M_{26} \Sigma^\dagger M_{26}^\dagger \right) - \frac{f^2}{4} (m_5^2 \Sigma_{55} + m_6^2 \Sigma_{66}). \quad (3.13)$$

Aquí,  $\Delta$  degrada la simetría global  $SU(2)_C \times SU(2)_D$  a la simetría diagonal  $SU(2)_V$  a la escala  $F > f$ . Este campo está definido como

$$\Delta = e^{2i\Pi_d/F}, \quad \Pi_d = \chi_a \frac{\tau_a}{2}, \quad a = 1, 2, 3. \quad (3.14)$$

La matriz  $\Pi_d$  está dada en términos de los tripletes escalares  $\chi_a$  y las matrices de Pauli  $\tau_a$ . La matriz  $M_{26}$  tiene la forma [32]

$$M_{26} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & i & 0 & 0 \\ 1 & -i & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

ésta preserva las simetrías de norma en la Ec. (3.13). Si expandimos  $\Delta$  en series de potencias y sustituímos en la Ec. (3.13), obtenemos para los términos de masa

$$V_{RS} = \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_a^2 + \frac{1}{2} m_\eta^2 \eta_a^2 + \frac{1}{2} m_1^2 h_1^T h_1 + \frac{1}{2} m_2^2 h_2^T h_2 + \frac{1}{4} (m_5^2 + m_6^2) \sigma^2. \quad (3.16)$$

Es importante destacar las masas que han obtenido los campos  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $\phi_a$  y  $\eta_a$

$$m_\phi^2 = m_\eta^2 = m_4^2, \quad (3.17)$$

$$m_1^2 = \frac{1}{2} (m_4^2 + m_5^2), \quad (3.18)$$

$$m_2^2 = \frac{1}{2} (m_4^2 + m_6^2). \quad (3.19)$$

En la Ec. (3.16) encontramos una contribución a la masa del  $\sigma$  dada por  $\frac{1}{2}(m_5^2 + m_6^2)$  pero ya que  $m_5$  y  $m_6$  pueden elegirse pequeñas en comparación con la escala electrodébil se descartan al compararlas con la escala  $f \sim 1$  TeV.

Finalmente podemos formar el potencial escalar completo

$$V = V_4 + V_{RS} + V_{B_\mu}. \quad (3.20)$$

En el modelo BLH se considera al escalar  $\sigma$  el campo más pesado por lo que debemos integrarlo en la Ec. (3.20). Esto lo podemos realizar minimizando el potencial en la misma ecuación respecto de  $\sigma$  y sustituyendo el resultado de nuevo en la Ec. (3.20), con lo que obtenemos

$$V_{Higgs} = \frac{1}{2}m_1^2 h_1^T h_1 + \frac{1}{2}m_2^2 h_2^T h_2 - B_\mu h_1^T h_2 + \frac{1}{2}\lambda_0 (h_1^T h_2)^2, \quad (3.21)$$

donde

$$B_\mu = 2 \frac{\lambda_{56} m_{65}^2 + \lambda_{65} m_{56}^2}{\lambda_{56} + \lambda_{65}}, \quad (3.22)$$

y el término  $\lambda_0$  se definió en la Ec. (3.10). Necesitamos que  $m_1^2$  y  $m_2^2$  sean positivas para que el potencial tenga un mínimo, además se debe cumplir  $B_\mu > m_1 m_2$  para que el origen sea inestable y se rompa la simetría electrodébil [11]. De acuerdo a la invarianza de norma de  $SU(2)$  elegimos que las primeras componentes de  $h_1$  y  $h_2$  adquieran VEVs

$$v_1^2 = \langle h_{11} \rangle^2 = \frac{1}{\lambda_0} \frac{m_2}{m_1} (B_\mu - m_1 m_2), \quad (3.23)$$

$$v_2^2 = \langle h_{21} \rangle^2 = \frac{1}{\lambda_0} \frac{m_1}{m_2} (B_\mu - m_1 m_2). \quad (3.24)$$

A pesar de las pequeñas correcciones radiativas cuárticas y correcciones de orden  $v/f$  a estos VEVs, se mantiene la forma de las Ecs. (3.23), (3.24) de donde se cumplen las relaciones

$$v^2 = \langle h_{11} \rangle^2 + \langle h_{21} \rangle^2 \simeq (246 \text{ GeV})^2, \quad (3.25)$$

$$\tan \beta \equiv \frac{\langle h_{11} \rangle}{\langle h_{21} \rangle} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (3.26)$$

Al reemplazar los dobletes de Higgs por sus VEVs  $h_{i1} \rightarrow h_{i1} + v_i$ ,  $i = 1, 2$ , en el potencial de la Ec. (3.21) y diagonalizando la matriz escalar, las componentes de  $h_1$  y  $h_2$  se combinan para obtener los tres bosones de Goldstone ( $G^\pm, G^0$ ) que originan los tres bosones electrodébiles

del ME ( $W^\pm, Z^0$ ), así como sus masas y las de los bosones  $H^0, A^0, H^\pm$ , y  $H'$ , [11]

$$M_{G^0} = M_{G^\pm} = 0, \quad (3.27)$$

$$M_{A^0}^2 = M_{H^\pm}^2 = m_1^2 + m_2^2, \quad (3.28)$$

$$M_{H^0, H'}^2 = \frac{B_\mu}{\text{sen } 2\beta} \mp \sqrt{\frac{B_\mu^2}{\text{sen}^2 2\beta} - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \text{sen } 2\beta + \lambda_0^2 v^4 \text{sen}^2 2\beta}. \quad (3.29)$$

### 3.3 Sector de norma

En el BLH se tiene un rompimiento colectivo de simetría mediante dos campos sigma no-lineales [11].  $\Sigma$  rompe la simetría global  $SO(6)_A \times SO(6)_B$  hacia la diagonal y  $\Delta$  rompe la simetría global  $SU(2)_C \times SU(2)_D$  también hacia la diagonal a las escalas  $f$  y  $F$ , respectivamente. Para relacionar estos dos modelos sigma normamos  $SU(2)_{LA}$  en  $SO(6)_A$  y  $SU(2)_C$  en  $SU(2)_A$ , así mismo  $SU(2)_{LB}$  y  $SU(2)_D$  con  $SU(2)_B$ . Ya que los dos campos sigma rompen dos simetrías globales separadas  $SU(2) \times SU(2)$  hacia la diagonal  $SU(2)$  también debemos esperar dos conjuntos de tripletes ligeros de bosones de Nambu-Goldstone. En este caso, sólo un conjunto de tripletes será comido porque las dos simetrías globales  $SU(2) \times SU(2)$  están normadas con los mismos bosones de norma  $SU(2)_A \times SU(2)_B$ . Para los bosones de norma fuera de la diagonal de  $SU(2)$ , tenemos contribuciones a las masas desde ambos modelos sigma, las cuales son proporcionales a  $F \sim \sqrt{f^2 + F^2}$ , sin embargo,  $F$  puede tomarse tan grande como sea necesario para evitar el ajuste fino.

El lagrangiano para el sector de norma está definido como

$$\mathcal{L} = \frac{f^2}{8} \text{Tr} \left( D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right) + \frac{F^2}{4} \text{Tr} \left( D_\mu \Delta^\dagger D^\mu \Delta \right), \quad (3.30)$$

donde las derivadas covariantes están dadas por [32]

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma + i g_A A_{1\mu}^a T^a \Sigma - i g_B \Sigma A_{2\mu}^a T^a + i g' \left[ B_\mu^3 T'^3, \Sigma \right], \quad (3.31)$$

$$D_\mu \Delta = \partial_\mu \Delta + i g_A A_{1\mu}^a \frac{\tau^a}{2} \Delta - i g_B \Delta A_{2\mu}^a \frac{\tau^a}{2}, \quad (3.32)$$

en este caso,  $g_A$  y  $A_{1\mu}^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) son el acoplamiento de norma y el campo asociados con  $SU(2)_{LA}$  mientras  $g_B$  y  $A_{2\mu}^a$  son el acoplamiento de norma y el campo asociados con  $SU(2)_{LB}$ , por otro lado,  $g'$  y  $B_\mu^3$  son el acoplamiento de hipercarga y su campo, respectivamente. Las expresiones para los campos  $A_{1\mu}^a, A_{2\mu}^a$  y  $B_\mu^3$ , en términos de los eigenestados de masa, se encuentran en el apéndice B.1.

Los eigenestados de masa de los bosones de norma se calculan mediante el cambio  $h_{i1} \rightarrow h_{i1} + v_i$  ( $i = 1, 2$ ) en el lagrangiano de la Ec. (3.30) y expandiendo en series de  $\frac{v^2}{f}$  para después diagonalizar hasta  $\mathcal{O}\left(\frac{v^4}{f^2}\right)$  [32][33]. Las masas de los bosones de norma del ME,  $\gamma$ ,  $W^\pm$  y  $Z^0$ , así como los bosones exóticos del BLH,  $W'^\pm$  y  $Z'$ , están dados por las expresiones

$$M_\gamma^2 = 0, \quad (3.33)$$

$$M_{Z^0}^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2) - (g^2 + g'^2) \left( 2 + \frac{3f^2}{f^2 + F^2}(s_g^2 - c_g^2) \frac{v^4}{48f^2} \right), \quad (3.34)$$

$$M_{\bar{W}}^2 = \frac{1}{4}g^2v^2 - g^2 \left( 2 + \frac{3f^2}{f^2 + F^2}(s_g^2 - c_g^2) \frac{v^4}{48f^2} \right), \quad (3.35)$$

$$M_{Z'}^2 = \frac{1}{4}(g_A^2 + g_B^2)(f^2 + F^2) - \frac{1}{4}g^2v^2 + \left( 2g^2 + \frac{3f^2}{f^2 + F^2}(g^2 + g'^2)(s_g^2 - c_g^2) \frac{v^4}{48f^2} \right), \quad (3.36)$$

$$M_{W'}^2 = \frac{1}{4}(g_A^2 + g_B^2)(f^2 + F^2) - M_{\bar{W}}^2, \quad (3.37)$$

el acoplamiento electrodébil de  $SU(2)$  se define en términos de  $g_A$  y  $g_B$  como, [11]

$$\frac{1}{g^2} = \frac{1}{g_A^2} + \frac{1}{g_B^2}. \quad (3.38)$$

El ángulo de mezcla  $\theta_g$  en  $s_g$  y  $c_g$  está dado como

$$s_g = \text{sen}\theta_g = \frac{g_A}{\sqrt{g_A^2 + g_B^2}}, \quad c_g = \text{cos}\theta_g = \frac{g_B}{\sqrt{g_A^2 + g_B^2}}. \quad (3.39)$$

### 3.4 Sector fermiónico

Para la fenomenología del BLH la parte más interesante es el sector de los fermiones porque son el quark top y el quark bottom los que tendrán la conexión más fuerte con los fermiones y bosones exóticos de este modelo [34][35][32][33]. Necesitamos expresar los quarks del ME mediante un multiplete de  $SO(6)_A$  y otro de  $SO(6)_B$  para construir las interacciones de Yukawa. Estos van a contener dos singletes y dos dobletes de  $SU(2)_L$ , para  $SO(6)_A$  tenemos [11]

$$Q^T = \left( \frac{1}{\sqrt{2}}(-Q_{a1} - Q_{b2}), \frac{i}{\sqrt{2}}(Q_{a1} - Q_{b2}), \frac{1}{\sqrt{2}}(Q_{a2} - Q_{b1}), \frac{i}{\sqrt{2}}(Q_{a2} + Q_{b1}), Q_5, Q_6 \right), \quad (3.40)$$

## Modelo Bestest Little Higgs

donde  $Q_a = (Q_{a1}, Q_{a2})$  es un doblete con hipercarga  $-\frac{1}{2}$  y  $Q_b = (Q_{b1}, Q_{b2})$  es el otro doblete con hipercarga  $\frac{1}{2}$ .  $Q_5$  y  $Q_6$  son los singletes mencionados bajo el producto  $SU(2)_L \times SU(2)_R \equiv SO(4)$ . Si normamos una combinación lineal del generador  $T_R^3$  con la simetría global  $U(1)_X$  del sector fermión entonces podemos relacionar  $Q_a$  con un doblete de quarks del ME con hipercarga  $\frac{1}{6}$ ,

$$T_Y = T_R^3 + T_X, \quad (3.41)$$

eligiendo como  $\frac{2}{3}$  la carga  $Q$  en  $U(1)_X$  se reproduce la hipercarga deseada para  $Q_a$ .

La representación de los quarks en  $SO(6)_B$  tiene una forma semejante a  $Q^T$

$$(U^c)^T = \left( \frac{1}{\sqrt{2}}(-U_{b1}^c - U_{a2}^c), \frac{i}{\sqrt{2}}(U_{b1}^c - U_{a2}^c), \frac{1}{\sqrt{2}}(U_{b2}^c - U_{a1}^c), \frac{i}{\sqrt{2}}(U_{b2}^c + U_{a1}^c), U_5^c, U_6^c \right), \quad (3.42)$$

en este multiplete los dobletes de  $SU(2)_L$  están intercambiados, la hipercarga para  $U^c$  es  $-\frac{1}{2}$ . Al lagrangiano que contiene el acoplamiento de Yukawa con el quark top [11] le agregamos el término que también nos dará el acoplamiento con el quark bottom cuyas interacciones con las partículas exóticas del BLH también necesitamos

$$\mathcal{L}_t = y_1 f Q^T S \Sigma S U^c + y_2 f Q_a'^T \Sigma U^c + y_3 f Q^T \Sigma U_5^c + y_b f q_3^T (-2iT_R^3 \Sigma) U_b^c + H.c. \quad (3.43)$$

donde los multipletes primados  $Q_a'$  y  $U_5^c$  se consideran incompletos pero con las mismas hipercargas,  $\frac{2}{3}$  y  $-\frac{1}{3}$  respectivamente, el multiplete  $(U_b^c)^T$  tiene hipercarga  $\frac{1}{3}$  pero también contiene el quark  $b$  derecho. Explícitamente están definidos como

$$Q_a'^T = \frac{1}{2}(-Q'_{a1}, iQ'_{a1}, Q'_{a2}, iQ'_{a2}, 0, 0), \quad (3.44)$$

$$U_5^c{}^T = (0, 0, 0, 0, U_5^c, 0), \quad (3.45)$$

$$(U_b^c)^T = (0, 0, 0, 0, b^c, 0). \quad (3.46)$$

En el lagrangiano de la Ec. (3.43) se usa la matriz  $S = \text{diag}(1, 1, 1, 1, -1, -1)$  de  $SO(6)$  para romper las simetrías  $SO(6)_A$  y  $SO(6)_B$  y  $q_3$  es un doblete izquierdo con la tercera generación de quarks del ME e hipercarga  $\frac{2}{3}$ .

Para conocer los eigenestados de masa de los fermiones después del rompimiento espontáneo de simetría electrodébil se vuelve a hacer el cambio  $h_{i1} \rightarrow h_{i1} + v_i$  ( $i = 1, 2$ ), sustituyendo en el lagrangiano de la Ec. (3.43). Después de expandir en series y diagonalizar

se tienen las masas<sup>2</sup> (ver apéndice en [32])

$$M_t^2 = y_t^2 v_1^2, \quad (3.47)$$

$$M_b^2 = y_b^2 v_1^2 - \frac{2y_b^2}{3\text{sen}^2\beta} \frac{v_1^4}{f^2}, \quad (3.48)$$

$$M_T^2 = (y_1^2 + y_2^2)f^2 + \frac{9v_1^2 y_1^2 y_2^2 y_3^2}{(y_1^2 + y_2^2)(y_2^2 - y_3^2)}, \quad (3.49)$$

$$M_{T^5}^2 = (y_1^2 + y_3^2)f^2 - \frac{9v_1^2 y_1^2 y_2^2 y_3^2}{(y_1^2 + y_3^2)(y_2^2 - y_3^2)}, \quad (3.50)$$

$$M_B^2 = (y_1^2 + y_2^2)f^2, \quad (3.51)$$

$$M_{T^6}^2 = M_{T^{2/3}}^2 = M_{T^{5/3}}^2 = y_1^2 f^2. \quad (3.52)$$

El acoplamiento de Yukawa para el quark top está definido como

$$y_t^2 = \frac{9y_1^2 y_2^2 y_3^2}{(y_1^2 + y_2^2)(y_1^2 + y_3^2)}. \quad (3.53)$$

En el esquema del rompimiento colectivo de simetría para el modelo BLH destaca la propiedad de que los acoplamientos de Yukawa  $(y_1, y_2, y_3)$  deben ser distintos de cero para establecer el lagrangiano de la Ec. (3.43). Otra característica interesante es la dependencia respecto de  $f$  en todas las masas de los quarks a excepción de la masa del top, la cual debe permanecer constante en el valor experimental. Por último, cabe señalar explícitamente que los quarks sólo dependen de la escala  $f$  mientras los bosones de norma también dependían de la escala  $F$ .

### 3.4.1 Sector de corriente

Las interacciones de los bosones de norma con los fermiones provienen del lagrangiano

$$\mathcal{L} = iQ^\dagger \bar{\tau}^\mu D_\mu Q + iQ_a'^\dagger \bar{\tau}^\mu Q_a' - iU^{c\dagger} \tau^\mu D_\mu U^c - iU_5^{c\dagger} \tau^\mu D_\mu U_5^c - iU_b^{c\dagger} \tau^\mu D_\mu U_b^c. \quad (3.54)$$

donde  $\bar{\tau}^\mu, \tau^\mu$  son las matrices de Pauli y las derivadas covariantes están definidas como [32]

<sup>2</sup>El tratamiento para los quarks ligeros y los leptones se puede ver también en [11].

$$D_\mu Q = \partial_\mu Q + ig_A A_{1\mu}^a T^a Q + ig' B_\mu^3 \left( T'^3 + \frac{2}{3} \mathbb{1}_{6 \times 6} \right) Q, \quad (3.55)$$

$$D_\mu Q'_a = \partial_\mu Q'_a + ig_A A_{1\mu}^a T^a Q'_a + \frac{ig'}{6} B_\mu^3 Q'_a, \quad (3.56)$$

$$D_\mu U^c = \partial_\mu U^c + ig_A A_{2\mu}^a T^a U^c + ig' B_\mu^3 \left( T'^3 - \frac{2}{3} \mathbb{1}_{6 \times 6} \right) U^c, \quad (3.57)$$

$$D_\mu U_5^c = \partial_\mu U_5^c - \frac{2ig'}{3} B_\mu^3 U_5^c, \quad (3.58)$$

$$D_\mu U_b^c = \partial_\mu U_b^c + \frac{ig'}{3} B_\mu^3 U_b^c. \quad (3.59)$$

Ya se habían definido los campos primados y no primados como multipletes incompletos y completos respectivamente, así como sus acciones en los grupos  $SO(6)_A$  y  $SO(6)_B$ . Los campos  $A_{1,2\mu}^a$  y  $B_\mu^3$  y las matrices  $T^a, T'^a$  pueden verse en el apéndice B.1.

En la Tabla 3.1 resumimos los números cuánticos de los fermiones (multipletes) en el modelo BLH, [32]. El operador de hipercarga en este caso está dado por

$$Y = T_R^3 + T_X = Q_{EM} - T_L^3. \quad (3.60)$$

Tabla 3.1 Números cuánticos de los multipletes en el BLH

$(i = 1, 2, 3)$	$T_X$	$T_R^3$	$T_L^3$	$Y$	$Q_{EM}$
$Q_{a1}$	+2/3	-1/2	+1/2	+1/6	+2/3
$Q_{a2}$	+2/3	-1/2	-1/2	+1/6	-1/3
$Q_{b1}$	+2/3	+1/2	+1/2	+7/6	+5/3
$Q_{b2}$	+2/3	+1/2	-1/2	+7/6	+2/3
$Q_5$	+2/3	0	0	+2/3	+2/3
$Q_6$	+2/3	0	0	+2/3	+2/3
$Q'_{a1}$	+2/3	-1/2	+1/2	+1/6	+2/3
$Q'_{a2}$	+2/3	-1/2	-1/2	+1/6	-1/3
$U_{a1}^c$	-2/3	+1/2	+1/2	-1/6	+1/3
$U_{a2}^c$	-2/3	+1/2	-1/2	-1/6	-2/3
$U_{b1}^c$	-2/3	-1/2	+1/2	-7/6	-2/3
$U_{b2}^c$	-2/3	-1/2	-1/2	-7/6	-5/3
$U_5^c$	-2/3	0	0	-2/3	-2/3
$U_6^c$	-2/3	0	0	-2/3	-2/3
$U_5^c$	-2/3	0	0	-2/3	-2/3
$b^c$	1	+1/3	0	+1/3	+1/3



## 3.5 Correcciones radiativas

### 3.5.1 Potencial de Coleman-Weinberg

Las correcciones radiativas a un lazo es un tema muy interesante en el modelo BLH y en cada uno de sus sectores es posible calcular esas contribuciones [11] mediante el potencial de Coleman-Weinberg [36].

$$V_{CW} = \frac{\Lambda^2}{32\pi^2} Str(M^2(\Sigma)) + \frac{1}{64\pi^2} Str \left[ M^4(\Sigma) \left( \log \left( \frac{M^2(\Sigma)}{\Lambda^2} \right) - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (3.61)$$

donde  $Str$  es la súper traza [37][11].

### 3.5.2 Correcciones sobre $\sigma$

Las correcciones cuadráticamente divergentes al potencial de la Ec. (3.7) están representadas por el término [11]

$$- \frac{3f^2\Lambda^2}{16\pi^2} \left( \lambda_{65} \sum_{65}^2 + \lambda_{56} \sum_{56}^2 \right), \quad (3.62)$$

que es de la misma magnitud pero de signo contrario que la versión a nivel de árbol. De esta manera, el campo  $\sigma$  no presenta divergencias a 1 lazo. Las divergencias logarítmicas del mismo potencial cuártico se mantienen pequeñas y suprimidas por potencias de  $1/f$ , [11].

### 3.5.3 Correcciones de norma

Los lazos de  $Z$  y  $W$  contribuyen con términos de masa cuadráticamente divergentes de 1 lazo al potencial de Higgs [11], Ec. (3.21), mediante la expresión

$$\frac{9g^2\Lambda^2}{128\pi^2} (h_1^T h_1 + h_2^T h_2), \quad (3.63)$$

para eliminar estas divergencias se necesitaría que las masas de los bosones de norma de la teoría tuvieran varios TeV de magnitud, lo que obligaría a aumentar bastante la escala  $f$  y arruinar posiblemente el ajuste fino, sin embargo, en el modelo BLH esto se remedia con el rompimiento colectivo de simetría y los dos nuevos acoplamientos de norma  $g_A$  y  $g_B$ . De esta forma, cualquier corrección radiativa para el potencial de Higgs será proporcional a uno de los acoplamientos pero no a los dos, y no se genera un potencial a partir de las interacciones de norma a 1 lazo.

## Modelo Bestest Little Higgs

---

La principal corrección logarítmicamente divergente al potencial de Higgs por parte del sector de norma está dado por

$$\begin{aligned}
 & -\frac{3g_A^2 g_B^2 F^2}{64\pi^2 f^2} \log\left(\frac{\Lambda^2}{M_{W'}^2}\right) \left[ \frac{1}{16} (h_1^T h_1 + h_2^T h_2)^2 + \frac{1}{2} \phi_a \phi^a (h_1^T h_1 + h_2^T h_2) + \frac{1}{3} (\phi_a \phi^a)^2 \right] \\
 & + \frac{9g_A^2 g_B^2}{512\pi^2} \log\frac{\Lambda^2}{M_{W'}^2} (f^2 + F^2) (h_1^T h_1 + h_2^T h_2 + \frac{8}{3} \phi_a \phi^a)
 \end{aligned} \tag{3.64}$$

La ecuación (3.64) tiene contribuciones muy pequeñas que se pueden despreciar [11].

### 3.5.4 Correcciones sobre la hipercarga

Las correcciones a 1 lazo para el potencial escalar provenientes de la hipercarga está cuantitativamente representada por

$$\begin{aligned}
 & -\frac{3g'^2 \Lambda^2}{32\pi^2 f^2} \left[ \frac{1}{3} (\eta_1^2 + \eta_2^2)^2 + \frac{1}{3} (\eta_1^2 + \eta_2^2) \eta_3^2 + \frac{1}{2} (\eta_1^2 + \eta_2^2) (h_1^T h_1 + h_2^T h_2) \right] \\
 & + \frac{3g'^2 \Lambda^2}{32\pi^2} \left[ \eta_1^2 + \eta_2^2 + \frac{1}{4} (h_1^T h_1 + h_2^T h_2) \right].
 \end{aligned} \tag{3.65}$$

Las contribuciones de estos términos de masa cuadráticamente divergentes no causa problemas al potencial de Higgs (3.21), también existen aportaciones logarítmicas pero son aún más pequeñas [11].

### 3.5.5 Correcciones a los fermiones

En el caso de los fermiones el acoplamiento de Yukawa del quark top no genera divergencias cuadráticas o logarítmicas, por lo que la corrección finita a la masa del higgs está dada por

$$V_{y_t} = -\frac{3f^2}{16\pi^2} 9 \frac{|y_1|^2 |y_2|^2 |y_3|^2}{|y_2|^2 - |y_3|^2} \log \frac{|y_1|^2 + |y_2|^2}{|y_1|^2 + |y_3|^2} h_1^T h_1. \tag{3.66}$$

Este resultado nos permitirá encontrar una región válida en el espacio de parámetros del modelo donde se definirá el rango de la escala  $f$  de tal manera que no incremente el ajuste fino en la teoría. Por otro lado, los demás quarks y leptones contribuyen con términos de masa cuadráticamente divergentes  $\delta m^2$  al Higgs [11]

$$V_{ql} = -\frac{3\Lambda^2}{16\pi^2} |y|^2 h_1^T h_1, \tag{3.67}$$

donde  $y$  es el acoplamiento de Yukawa para los fermiones ligeros cuya magnitud es irrelevante numéricamente, y  $\Lambda$  es la escala de corte de la teoría,  $\Lambda = 4\pi f \simeq 10$  TeV. Las contribuciones de las correcciones radiativas a  $m_1$  en el sector fermiónico generan un incremento en el ajuste fino que requiere el modelo, dicha medida está dada por el radio entre la variación  $\delta v^2$  sobre la misma  $v^2$

$$\Psi = \left| \frac{\delta v^2}{v^2} \right|. \quad (3.68)$$

Para medir explícitamente las contribuciones mencionadas sobre  $m_1$  en la Ec. (3.68), tenemos

$$\Psi = \left| \frac{\partial v^2}{\partial m_1^2} \frac{\delta m_1^2}{v^2} \right|, \quad (3.69)$$

donde aplicamos la primera parcial sobre la Ec. (3.24) y considerando que  $\tan \beta = \frac{v_1}{v_2}$ , se tiene

$$\frac{\partial v^2}{\partial m_1^2} = -\frac{1}{\lambda_0 \cos^2 \beta}. \quad (3.70)$$

Por otro lado, sabemos que la variación sobre la masa  $m_1$  en el lagrangiano de la Ec. (3.21) tiene la forma

$$\frac{1}{2}(m_1^2 + \delta m_1^2)h_1^T h_1, \quad (3.71)$$

por lo que de la Ec. (3.66), surge la expresión

$$\delta m_1^2 = -\frac{27f^2}{8\pi^2} \frac{|y_1|^2|y_2|^2|y_3|^2}{|y_2|^2 - |y_3|^2} \log \frac{|y_1|^2 + |y_2|^2}{|y_1|^2 + |y_3|^2}. \quad (3.72)$$

Sustituyendo (3.72) y (3.70) en (3.69), conseguimos una expresión sencilla para medir el ajuste fino

$$\Psi = \frac{27f^2}{8\pi^2 v^2 \lambda_0 \cos^2 \beta} \frac{|y_1|^2|y_2|^2|y_3|^2}{|y_2|^2 - |y_3|^2} \log \frac{|y_1|^2 + |y_2|^2}{|y_1|^2 + |y_3|^2}. \quad (3.73)$$

La Ec. (3.73) es la pieza clave para construir un espacio de parámetros válido para el BLH, ya que se deben buscar numéricamente  $(y_1, y_2, y_3)$  de tal forma que al lado de  $(f, \lambda_0, \beta)$  se mantenga  $\Psi \sim 1$ . En [32] y [33] trabajan con  $\Psi \sim 10$  debido a que sólo consideran procesos a nivel de árbol. En el capítulo 4 mostramos los resultados numéricos, en gran parte basados en la Ec. (3.73).



# Capítulo 4

## Fenomenología del Modelo BLH

### 4.1 Espacio de parámetros

Para este modelo como para todos los del tipo LH se requiere dar valores convenientes a los parámetros libres de acuerdo a los datos experimentales más actualizados, como en el caso de los bosones exóticos pesados [38][39]. También es necesario considerar las contribuciones que pueden aumentar el ajuste fino,  $\Psi \sim 1$ , en todos los sectores, sobre todo en el top a partir de la Ec. (3.73) donde los acoplamientos de Yukawa ( $y_1, y_2, y_3$ ) también deben satisfacer la Ec. (3.47) con los valores  $0 < y_i < 1$ . Por lo tanto, debemos encontrar una solución simultánea a las ecuaciones (3.28) y (3.29) para que  $\lambda_0, M_{H'}, M_{A^0}$  y  $\beta$  satisfagan las restricciones  $M_{H^0} = 125.1$  GeV,  $\lambda_0 < 4\pi$ ,  $\tan \beta \gtrsim 1$ , y

$$(\tan \beta)^2 < \frac{2 + \left(1 - \frac{M_{H^0}^2}{M_{A^0}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{M_{H^0}^2}{4\pi v^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{\frac{M_{H^0}^2}{M_{A^0}^2} \left(1 + \frac{M_{A^0}^2 - M_{H^0}^2}{4\pi v^2}\right)} - 1, \quad (4.1)$$

[34]. Los resultados de dicha búsqueda se muestran en la Tabla 4.1 donde se utilizaron  $y_2 = 0.7$  y  $y_3 = 0.9$ . Para calcular las masas de los campos escalares ( $\phi, \eta$ ) a partir de la Ec.

(3.28) y  $m_2 = m_1 \tan \beta$ , tenemos la relación

$$M_{A^0} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2} = \sqrt{m_1^2(1 + \tan^2 \beta)} = m_1 \sec \beta. \quad (4.2)$$

Utilizando el intervalo de valores para  $M_{A^0}$  encontramos el rango de valores para  $m_1$  y  $m_2$  Tabla 4.2. Ya que  $m_4$  es un parámetro libre, su masa se fija en 30 GeV [11][34] y esto nos

Tabla 4.1 Parámetros del Modelo BLH (1).

Parámetro		Unidad
1.35	$\leq \beta \leq$	1.49 rad
1	$\leq \lambda_0 <$	$4\pi$ -
0.3374	$\leq y_3 \leq$	0.3287 -
1	$\leq \Psi \leq$	3 -
307.25	$\leq M_{A^0} \leq$	1693.04 GeV
916.1	$\leq M_{H'} \leq$	1900.33 GeV

conduce a  $M_{\eta^0} = 30$  GeV gracias a la Ec. (3.17), sin embargo no podemos hacer lo mismo con  $M_{\phi^0}$  debido a que  $\phi^0$  sí recibe correcciones radiativas por arriba de la escala electrodébil que no pueden despreciarse [32]. Por otro lado, las ecuaciones (3.18) y (3.19) nos permiten calcular los rangos de valores para  $m_5$  y  $m_6$ , Tabla 4.2, a partir de éstos ya no podemos despreciar sus contribuciones a la masa de  $\sigma$ , Ec. (3.16).

Las masas de los campos escalares siguientes contienen las correcciones radiativas a 1 lazo en términos de las escalas de rompimiento  $f$  y  $F$ , [33],

$$M_{\phi^0}^2 = \frac{16}{3} F^2 \frac{3g_A^2 g_B^2}{32\pi^2} \text{Log} \left( \frac{\Lambda^2}{M_{W'}^2} \right) + m_4^2 \frac{f^4 + F^4}{F^2(f^2 + F^2)}, \quad (4.3)$$

$$M_{\phi^\pm}^2 = \frac{16}{3} F^2 \frac{3g_A^2 g_B^2}{32\pi^2} \text{Log} \left( \frac{\Lambda^2}{M_{W'}^2} \right) + m_4^2 \frac{f^4 + f^2 F^2 + F^4}{F^2(f^2 + F^2)}, \quad (4.4)$$

$$M_{\eta^\pm}^2 = m_4^2 + \frac{3f^2 g'^2 \Lambda^2}{64\pi^2 F^2}. \quad (4.5)$$

donde  $\Lambda = 4\pi f$ ,  $g$  es la constante de estructura de  $SU(2)$  y las  $(g_A, g_B)$  están asociadas con  $SU(2)_A \times SU(2)_B$ . A partir de la Ec. (3.38) con la constante de estructura  $g = 0.6528$  y haciendo  $g_A = g_B$ , obtenemos  $g_A = g_B \simeq 0.9231$  en el límite de la paridad T cuando los bosones exóticos se desacoplan de los higgses [11]. De esta manera, se puede definir el ángulo de mezcla  $\theta_g$

$$\tan \theta_g = \frac{g_A}{g_B} = 1 \quad \Rightarrow \quad \theta_g = \frac{\pi}{4}. \quad (4.6)$$

Otro parámetro dentro del modelo BLH es el ángulo de mezcla  $\alpha$  [11] entre el  $H^0$  y el  $H'$  definido como, Tabla 4.2,

$$\tan \alpha = \frac{1}{B_\mu - \lambda_0 v^2 \text{sen} 2\beta} \left( B_\mu \cot 2\beta + \sqrt{\frac{B_\mu^2}{\text{sen}^2 2\beta} - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \text{sen} 2\beta + \lambda_0^2 v^4 \text{sen}^2 2\beta} \right). \quad (4.7)$$

Tabla 4.2 Parámetros del Modelo BLH (2).

	Parámetro	Unidad
67.29	$\leq m_1 \leq$	136.64 GeV
299.79	$\leq m_2 <$	1687.52 GeV
90.31	$\leq m_5 \leq$	190.89 GeV
422.91	$\leq m_6 \leq$	2386.33 GeV
-0.1783	$\leq \alpha \leq$	0.04722 rad
182677	$\leq B_\mu \leq$	291763 -
	$M_{\eta^0}$	30 GeV

Finalmente, dentro de los parámetros del modelo necesitamos la masa del singlete  $\sigma$  a partir de la Ec. (3.9) y el último término del potencial de la Ec. (3.13),

$$M_\sigma^2 = (\lambda_{56} + \lambda_{65})f^2 + \frac{1}{4}(m_5^2 + m_6^2). \quad (4.8)$$

En la Ec. (4.8) debemos señalar un límite para el primer término de la derecha, considerando que  $\lambda_0 < 4\pi$  [34], tenemos

$$\begin{aligned} \lambda_0 &< \lambda_{56} + \lambda_{65} < 8\pi < 16\pi^2, \\ 1 &< \frac{\lambda_{56} + \lambda_{65}}{\lambda_0} < \frac{16\pi^2}{\lambda_0}, \\ 1 &< \frac{\lambda_{56} + \lambda_{65}}{2\lambda_0} < \frac{16\pi^2}{\lambda_0(8\pi - \lambda_0)}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

de la última desigualdad de la Ec. (4.9) y la Ec. (3.28) podemos escribir la Ec. (4.8) como

$$M_\sigma^2 = 2R_\sigma \lambda_0 f^2 + \frac{1}{2}(M_{A^0}^2 - M_{\eta^0}^2), \quad (4.10)$$

donde

$$1 < R_\sigma < \frac{16\pi^2}{\lambda_0(8\pi - \lambda_0)}. \quad (4.11)$$

En nuestro caso, ya que  $\lambda_0 \simeq 4\pi$ , tenemos que  $R_\sigma \sim 1$ . Cabe mencionar que los valores  $y_1 = 0.7$  y  $y_2 = 0.9$  en la ecuación (3.73) nos proporcionan el rango para  $y_3$  de la Tabla 4.2 y el rango de valores para el acoplamiento de Yukawa

$$0.70457 \leq y_t \leq 0.71975. \quad (4.12)$$

## 4.2 Diagramas y Amplitudes del CDM

Desde que Julian Schwinger<sup>1</sup> calculó la contribución a 1 lazo para el momento anómalo magnético del electrón en 1948 [40] se ha diversificado tanto el cálculo como la medición experimental a diferentes partículas del ME como el neutrón [41], o el quark  $b$  [42]. También para partículas en modelos extendidos como en el mínimo supersimétrico para el muón [43], o el bottom en seis dimensiones [44].

En este estudio usamos el modelo BLH para obtener el cromodipolo magnético del quark top, de esta manera calculamos todas las contribuciones válidas a 1 lazo con los quarks y bosones exóticos, Tabla 4.3.

Tabla 4.3 Fermiones y bosones.

Quarks			Bosones		
		Carga			Carga
$t$	$T$	$+2/3$	$H^0$	$Z^0$	0
$b$	$B$	$-1/3$	$W^\pm$	$H^\pm$	$\pm 1$
$T^5$	$T^6$	$+2/3$	$H'$	$Z'$	0
	$T^{23}$	$+2/3$	$A^0$	$\phi^0$	0
	$T^{53}$	$+5/3$	$\phi^\pm$	$\eta^\pm$	$\pm 1$
				$\eta^0$	0

Los diagramas que se utilizaron en los cromodipolos se muestran en la Figura 4.1, donde no aparece  $\eta^\pm$  ya que su aportación es cero a 1 lazo. En [33] y [32] parametrizan los acoplamientos de Yukawa,  $(y_1, y_2, y_3)$ , mediante dos ángulos para encontrar curvas de nivel de la Ec. (3.73) cuyas superficies funcionan como espacios de parámetros válidos. Sus cálculos a nivel de árbol no contemplaban correcciones radiativas y manejaban el valor  $\Psi \sim 10$  lo que les daba resultados aceptables. En [11], el autor menciona que una cantidad de  $\Psi \sim 2$  contribuye con el 50% sobre el ajuste fino por lo que en nuestro cálculo hemos restringido el espacio de parámetros de tal forma que  $1 < \Psi < 3$ , ver la sección 4.1.

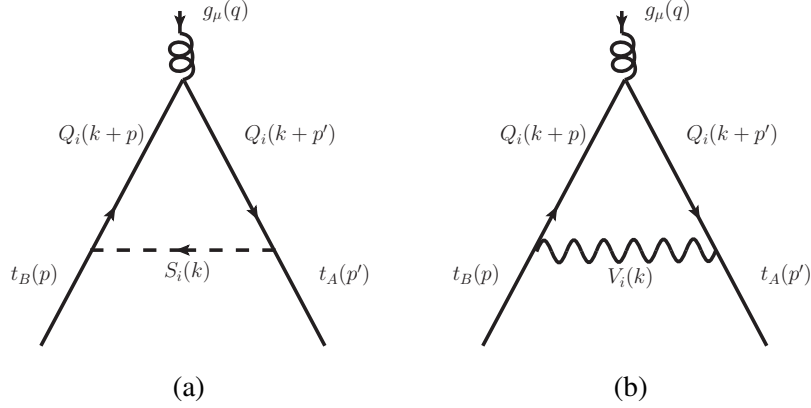
Las contribuciones al cromodipolo magnético del quark top en el modelo extendido se han cuantificado de la siguiente manera

$$\hat{\mu}_t = \sum_i \hat{\mu}_t(S_i) + \sum_i \hat{\mu}_t(V_i). \quad (4.13)$$

A partir de los diagramas 4.1 podemos construir las amplitudes correspondientes a las contribuciones escalares y de norma, Ecs. (4.14) y (4.15), utilizando las reglas de Feynman del Apéndice C.

<sup>1</sup> $a_e = 0.0011614$




 Fig. 4.1 (a) Contribuciones escalares,  $S_i$ . (b) Contribuciones de norma,  $V_i$ .

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_i^\mu(S_i) &= \sum_j \mu^{2\varepsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \bar{u}(p') \left( f_{S_i}^* + f_{P_i}^* \gamma^5 \right) \delta_{A\alpha_1} \left[ i \frac{\not{k} + \not{p}' + m_{Q_j}}{(k+p')^2 - m_{Q_j}^2} \delta_{\alpha_1 \alpha_3} \right] \\
 &\times (-ig_s \gamma^\mu T_{\alpha_2 \alpha_3}^a) \left[ i \frac{\not{k} + \not{p} + m_{Q_j}}{(k+p)^2 - m_{Q_j}^2} \delta_{\alpha_3 \alpha_4} \right] \left( f_{S_i} + f_{P_i} \gamma^5 \right) \\
 &\times \delta_{\alpha_4 B} u(p) \left( \frac{i}{k^2 - m_{S_i}^2} \right). \tag{4.14}
 \end{aligned}$$

En la amplitud (4.14),  $f_S$  y  $f_P$  hacen referencia a los acoplamientos escalares y pseudoescalares de los vértices, respectivamente.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_i^\mu(V_i) &= \sum_j \mu^{2\varepsilon} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \bar{u}(p') \gamma^{\alpha_1} \left( f_{V_i}^* + f_{A_i}^* \gamma^5 \right) \delta_{A\alpha_1} \left[ i \frac{\not{k} + \not{p}' + m_{Q_j}}{(k+p')^2 - m_{Q_j}^2} \delta_{\alpha_1 \alpha_3} \right] \\
 &\times (-ig_s \gamma^\mu T_{\alpha_2 \alpha_3}^a) \left[ i \frac{\not{k} + \not{p} + m_{Q_j}}{(k+p)^2 - m_{Q_j}^2} \delta_{\alpha_3 \alpha_4} \right] \gamma^{\alpha_2} \left( f_{V_i} + f_{A_i} \gamma^5 \right) \\
 &\times \delta_{\alpha_4 B} u(p) \left[ \frac{i}{k^2 - m_{V_i}^2} \left( -g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k_{\alpha_1} k_{\alpha_2}}{m_{V_i}^2} \right) \right]. \tag{4.15}
 \end{aligned}$$

En la amplitud (4.15),  $f_V$  y  $f_A$  tienen el mismo propósito de representar los acoplamientos vectoriales y axiales, respectivamente. En el caso del fotón no se tiene parte longitudinal en el propagador.

## Fenomenología del Modelo BLH

El cálculo de las amplitudes se hizo con los paquetes *FeynCalc 9.0* [45] y *Package-X* [46] para *Mathematica 11*.

El lagrangiano del CDM está definido como [47][48][49]

$$\mathcal{L}_{ef} = -\frac{1}{2}\bar{q}_A\sigma^{\mu\nu}\left(\mu_q + id_q\gamma^5\right)q_B G_{\mu\nu}^a T_{AB}^a, \quad (4.16)$$

donde  $T_{AB}^a$  representa el color de los generadores de  $SU(3)_C$ ,  $A$  y  $B$  simbolizan los índices de color,  $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ ,  $\mu_q$  es el factor de forma cromomagnético que conserva **CP**,  $d_q$  es el factor de forma cromoeléctrico que viola **CP**, y  $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu g_\nu^a - \partial_\nu g_\mu^a - g_s f_{abc} g_\mu^b g_\nu^c$  es el campo del gluón. En el contexto del ME, el CDM se induce a 1 lazo [50], mientras que el CDE surge a tres lazos [51]. Además, es habitual en la literatura definir dipolos adimensionales para los quarks [52][47][48][49], de la forma

$$\hat{\mu}_q \equiv \frac{m_q}{g_s}\mu_q, \quad \hat{d}_q \equiv \frac{m_q}{g_s}d_q, \quad (4.17)$$

donde  $m_q$  es la masa del quark,  $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$  es la constante asociada con  $SU(3)$ ,  $\alpha_s$  representa la constante de acoplamiento fuerte.

Es particularmente de interés el hecho de que en el BLH las contribuciones a 1 lazo para el cromodipolo eléctrico (CDE) son idénticamente cero tanto para la parte escalar en la Ec. (4.14)

$$\begin{aligned} \hat{d}_t(S_i) &= \kappa_i(f'_{iP}f_{iS} + f_{iP}f'_{iS}), \\ &= 0, \end{aligned} \quad (4.18)$$

como para la parte vectorial en la Ec. (4.15)

$$\begin{aligned} \hat{d}_t(V_i) &= \kappa'_i(f'_{iV}f_{iA} - f'_{iA}f_{iV}) \\ &= 0, \end{aligned} \quad (4.19)$$

donde  $\kappa, \kappa' \in \mathbb{C}$  son factores globales y los factores de forma  $f_{iP,iP'}$  y  $f_{iS,iS'}$  siempre dependen de la escala  $f \in [1, 4.5]$  TeV. Esto nos confirma que debido a las simetrías del modelo BLH no existe violación **CP** a 1 lazo.

En el caso del cromodipolo magnético (CDM) se obtienen estructuras similares pero diferentes de cero. La contribución de los campos escalares a partir de la Ec. (4.14) está dada por

$$\hat{\mu}_t(S_i) = \zeta_i(f'_{iP}f_{iS} - f_{iP}f'_{iS}), \quad (4.20)$$

y la contribución de los campos de norma a partir de la Ec. (4.15) tiene la forma

$$\hat{\mu}_t(V_i) = \zeta'_i (f'_{iV} f_{iA} - f'_{iA} f_{iV}), \quad (4.21)$$

donde  $\zeta, \zeta' \in \mathbb{C}$ .

### 4.3 Contribuciones escalares al CDM

El cálculo de las amplitudes arroja las correcciones a 1 lazo para cada diagrama donde participan los campos exóticos con los campos del ME. La información en las gráficas siguientes muestra la contribución de cada quark pesado con los campos escalares y de norma tanto del BLH como del ME cuando  $\beta = 1.35$  rads y  $\beta = 1.49$  rads. En el primer caso, la escala de energía  $f$  puede crecer hasta 4.5 TeV alcanzando  $\Psi = 2$  lo cual no representa un problema en el ajuste fino [11] pero la masa de  $A^0$  apenas sobrepasa los 300 GeV lo que experimentalmente está sobrepasado. En el segundo caso, la escala  $f$  puede crecer hasta 2750 GeV y  $\Psi = 2$  pero en este caso la masa del  $A^0$  alcanza los 1693 GeV, lo que sobrepasa los datos experimentales más actualizados que la sitúan hipotéticamente alrededor de 1000 GeV. Estos rangos se presentan en la Tabla 4.1.

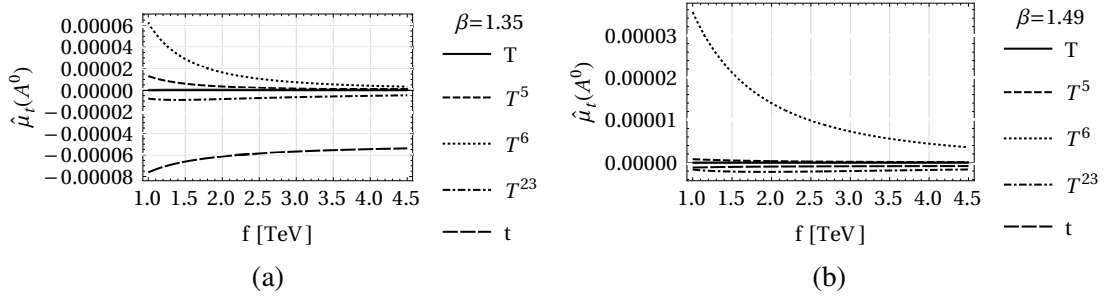
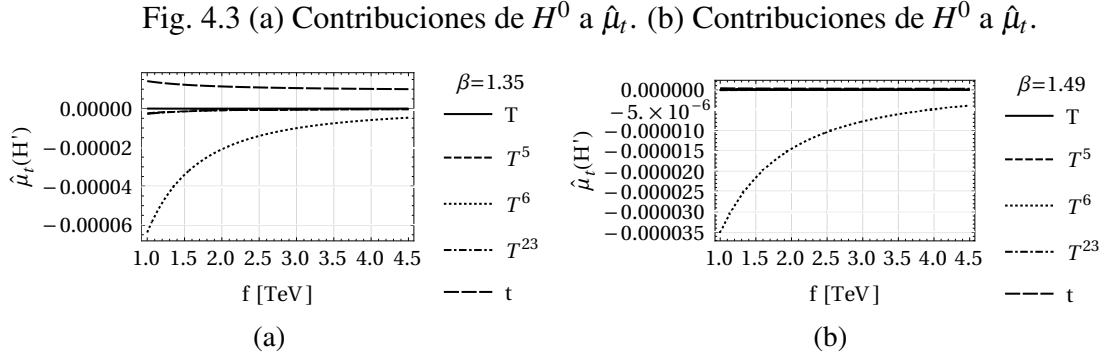
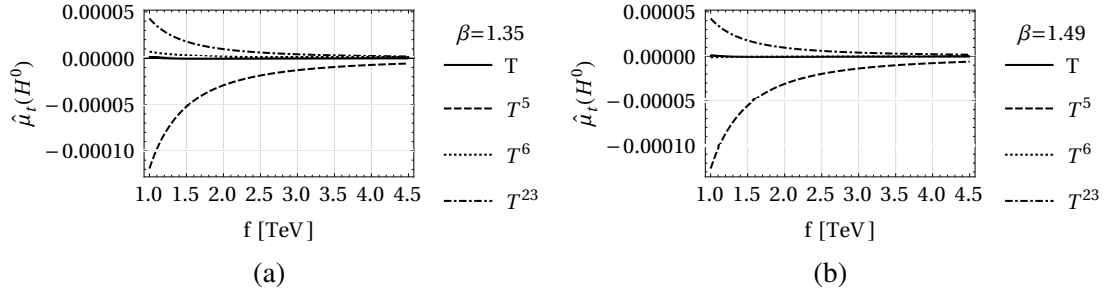


Fig. 4.2 (a) Contribuciones de  $A^0$  a  $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de  $A^0$  a  $\hat{\mu}_t$

En la gráfica (4.2) es evidente el efecto de desacoplo a un ángulo  $\beta$  mayor donde  $T^6$  se mantiene casi sin cambios con la aportación positiva más grande. En el caso de la gráfica (4.2a) la aportación negativa del top es la más destacada y se vuelve casi cero con  $\beta = 1.49$ .

En la gráfica (4.3) el cambio es muy pequeño entre los dos ángulos, manteniéndose  $T^5$  y  $T^{23}$  con las mayores aportaciones negativa y positiva respectivamente.



En la gráfica (4.4) también es evidente el desacoplo para una  $\beta$  mayor donde  $T^6$  aumenta su contribución negativa y los demás quarks pesados, incluido el top, tienden a cero.

La gráfica (4.5) muestra una señal más intensa en  $\beta = 1.35$  del quark pesado  $T^{53}$  que es el único que acopla con  $H^\pm$ .

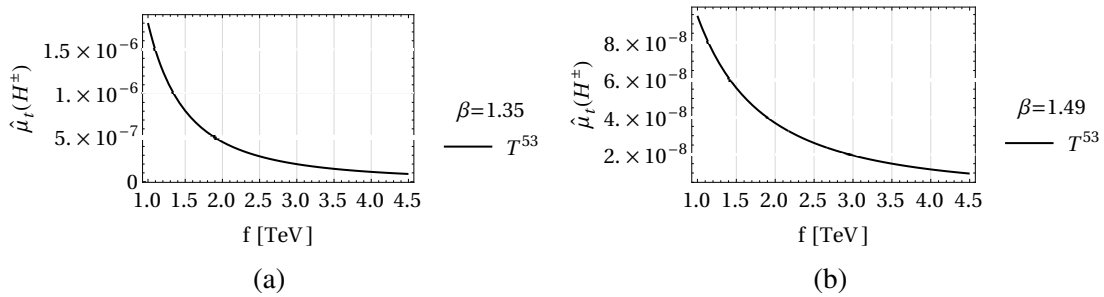


Fig. 4.5 (a) Contributions of  $H^\pm$  to  $\hat{\mu}_t$ . (b) Contributions of  $H^\pm$  to  $\hat{\mu}_t$ .

### 4.3 Contribuciones escalares al CDM

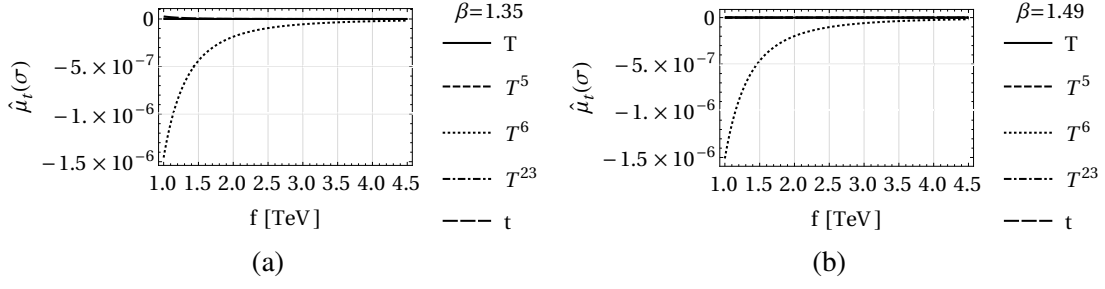


Fig. 4.6 (a) Contribuciones de  $\sigma$  a  $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de  $\sigma$  a  $\hat{\mu}_t$ .

El campo escalar  $\sigma$  es de especial interés pues es la partícula más pesada en el modelo BLH, además de que no contribuye con términos cuadráticos divergentes [11]. Como podemos ver en la gráfica (4.6) todos los compañeros del top acoplan con él, exceptuando  $T^{53}$ ,  $b$  y  $B$ . En este caso el acoplamiento más fuerte es con el quark exótico  $T^6$  con una mínima diferencia entre los dos ángulos.

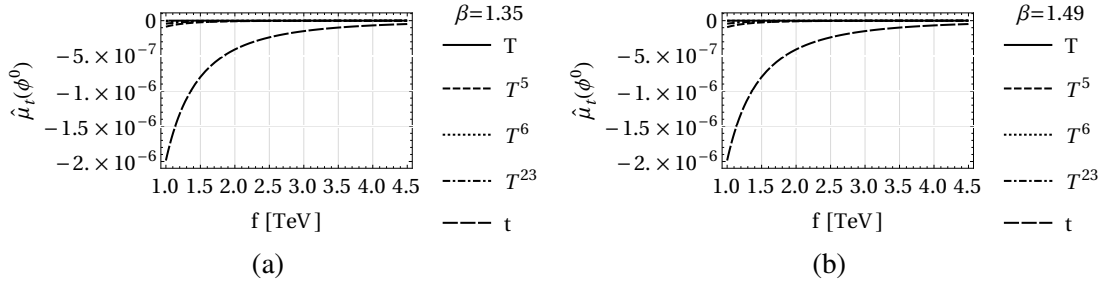
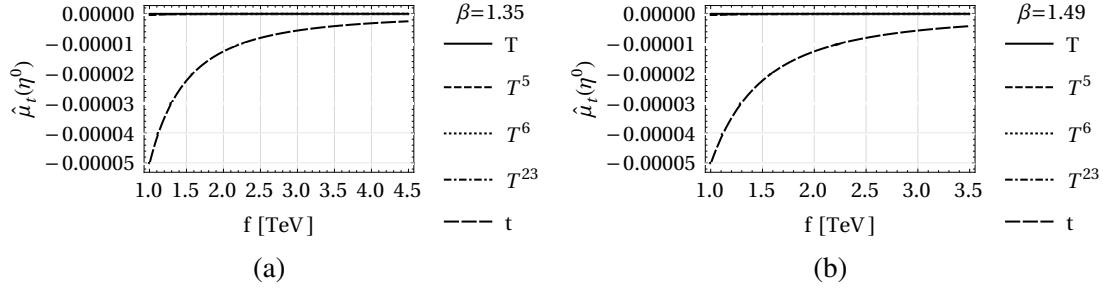
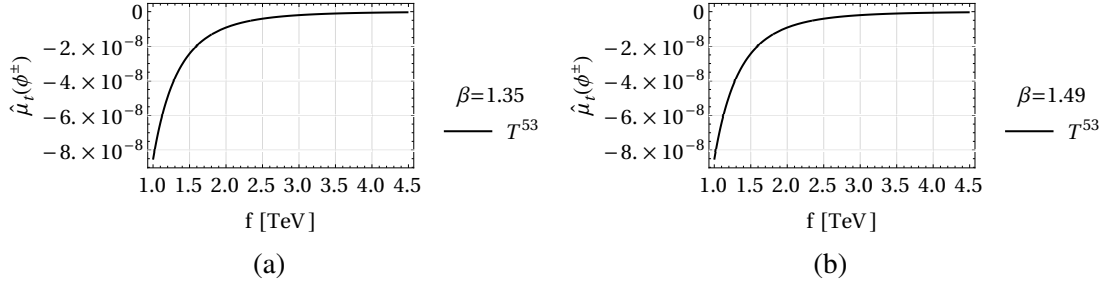


Fig. 4.7 (a) Contribuciones de  $\phi^0$  a  $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de  $\phi^0$  a  $\hat{\mu}_t$ .

El campo  $\phi^0$  muestra cinco acoplamientos en la gráfica (4.7). En este caso, las aportaciones de los cuatro quarks exóticos y el top del ME son exactamente las mismas en  $\beta = 1.35$  y  $\beta = 1.49$ .

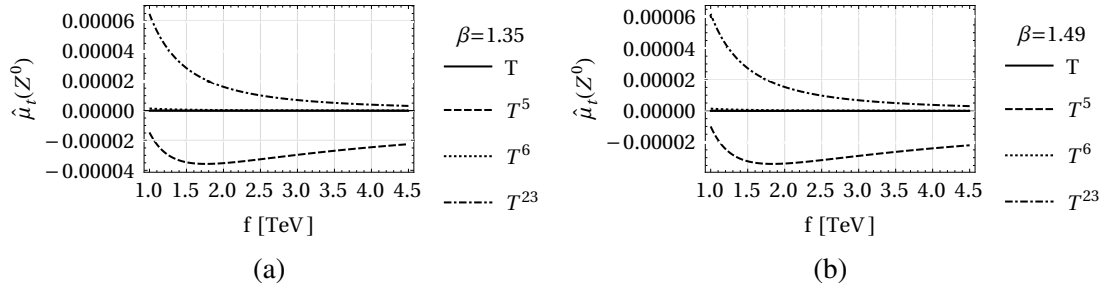
El único acoplamiento del quark pesado  $T^{53}$  con el campo  $\phi^\pm$  tiene la misma intensidad para los ángulos  $\beta$  en la gráfica (4.8).

El campo  $\eta^0$ , Fig. (4.9), tiene los mismos acoplamientos y casi con las mismas intensidades que  $\phi^0$  y  $\sigma$ . Igualmente, el cambio de ángulo no afectó las señales de los quarks exóticos ni del quark top sobre  $\eta^0$ .



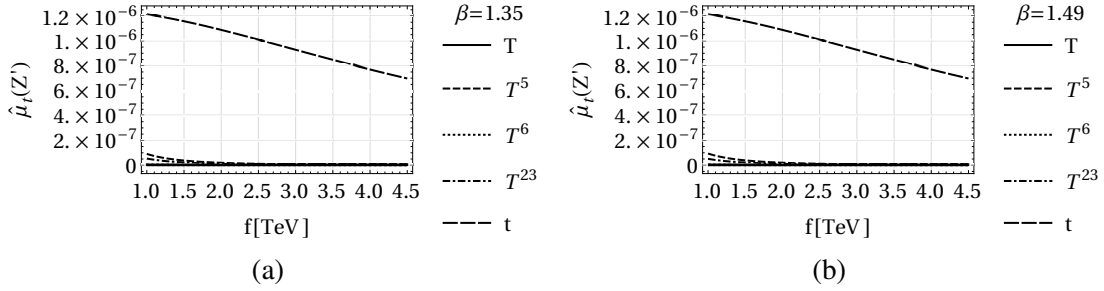
#### 4.4 Contribuciones vectoriales al CDM

A continuación se muestran los resultados para los bosones de norma y sus aportaciones al cromodipolo magnético del quark top. De la misma forma que en la Sección 4.3, mostramos las gráficas para  $\beta = 1.35$  y  $\beta = 1.49$  radianes debido a las características de  $\Psi$  y  $M_{A^0}$  en cada rango, Tabla 4.1. En general, todas las masas crecen y presentan rangos más acordes a los datos experimentales actuales.



#### 4.4 Contribuciones vectoriales al CDM

En la gráfica (4.10) tenemos la contribución de cuatro quarks exóticos sin la participación de  $B$  y  $T^{53}$ . Las intensidades de las cuatro señales son casi las mismas para ambos ángulos  $\beta$  destacando la aportación positiva de  $T^{23}$  y la negativa de  $T^5$ .



En la gráfica (4.11), los acoplamientos del  $Z'$  tienen contribuciones muy pequeñas a excepción del quark pesado  $T^5$ . Por otro lado, es evidente que las señales permanecen iguales bajo el cambio del ángulo  $\beta$  y los incrementos que esto conlleva para las masas de todas las partículas.

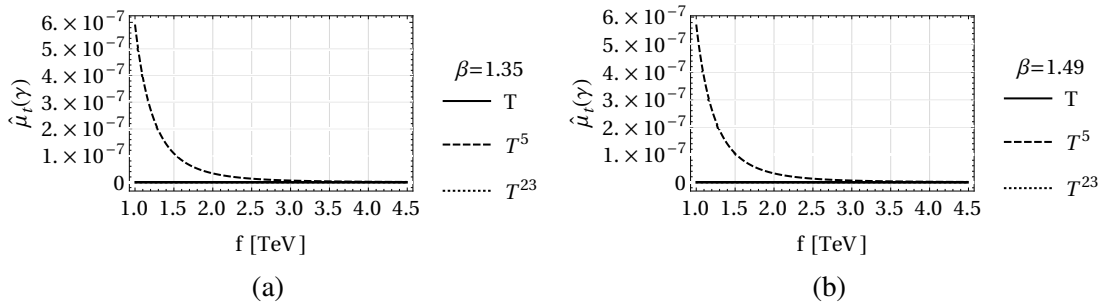


Fig. 4.12 (a) Contribuciones de  $\gamma$  a  $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de  $\gamma$  a  $\hat{\mu}_t$ .

En las gráficas (4.12) sólo tenemos las contribuciones de los quarks exóticos  $T$ ,  $T^5$  y  $T^{23}$ , de los cuales destaca la intensidad del  $T^5$  que se mantiene igual para ambos ángulos  $\beta$ .

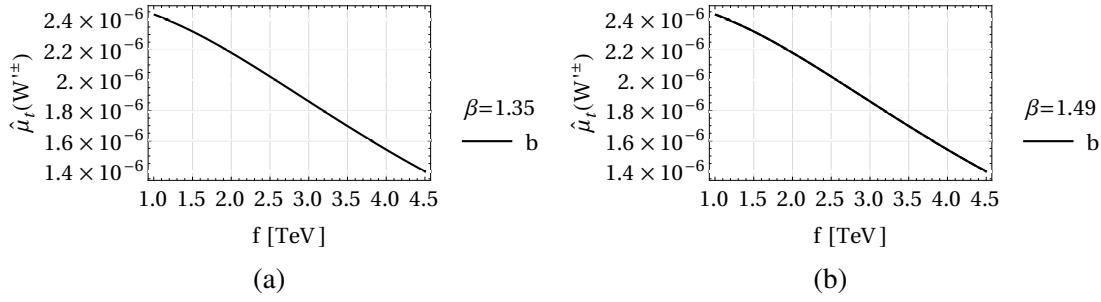


Fig. 4.13 (a) Contribuciones de  $b$  a  $\hat{\mu}_t$ . (b) Contribuciones de  $b$  a  $\hat{\mu}_t$ .

En la gráfica (4.13) tenemos al  $W^{\pm}$  con la única contribución positiva al CDM dada por el quark  $b$ . Los demás quarks exóticos no participan ya que sus vértices son cero o están muy suprimidos a órdenes por arriba de  $1/f^3$ . Debemos mencionar que de manera análoga, el  $W^{\pm}$  del ME, tampoco tiene acoplamientos con los quarks pesados dado que ni la masa del top ni la del bottom tienen dependencia en órdenes de  $1/f$ . En [34] se muestran contribuciones a la masa del  $W$  a  $\mathcal{O}(1/f^2)$  en el modelo BLH, sin embargo su contribución es indistinguible a 1 lazo.

## 4.5 Contribuciones totales

En la gráfica (4.14) mostramos la suma de todas las contribuciones escalares al  $\hat{\mu}_t$  para  $\beta = 1.35$  y  $\beta = 1.49$ , según la Ec. (4.13). Debemos remarcar el hecho de que en esta parte escalar no figuraron los quarks  $b$  y  $B$ , ni siquiera en los campos que permitían el cambio de sabor como  $H^{\pm}$  o  $\phi^{\pm}$  ya que los vértices que los incluyen aparecen también en función de otros campos de cuatro o más interacciones. En otros casos aparecen en términos más allá del  $\mathcal{O}(1/f^2)$  cuyas aportaciones al CDM están por abajo de  $10^{-25}$ .

Entre las dos curvas en la gráfica (4.14) se encuentra toda una sucesión de curvas en el rango  $1.35 \leq \beta \leq 1.49$ . Este comportamiento demuestra la coherencia del espacio de parámetros, Sección 4.1, y la importancia del ángulo  $\beta$  como el parámetro con el rango más sencillo sobre el cual modificar el resto de valores del BLH.

La suma de todas las aportaciones vectoriales para los dos ángulos  $\beta$  se muestran en la gráfica (4.15).

En las aportaciones vectoriales a cada bosón de norma, Sección 4.4, observamos que todas tenían casi el mismo comportamiento en  $\beta = 1.35$  y en  $\beta = 1.49$ , esto es más evidente en la gráfica (4.15) donde sólo se muestra una diferencia casi nula entre ambas curvas, situación que también muestra la coherencia del espacio de parámetros en este caso. La señal



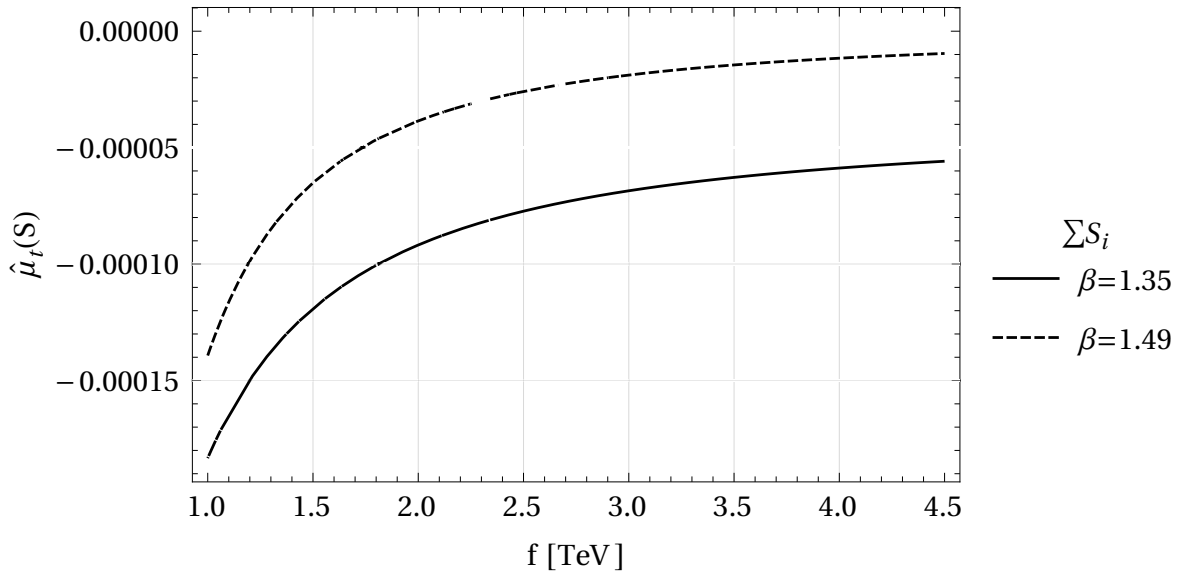


Fig. 4.14 Suma de todas las contribuciones escalares a  $\hat{\mu}_t$ .

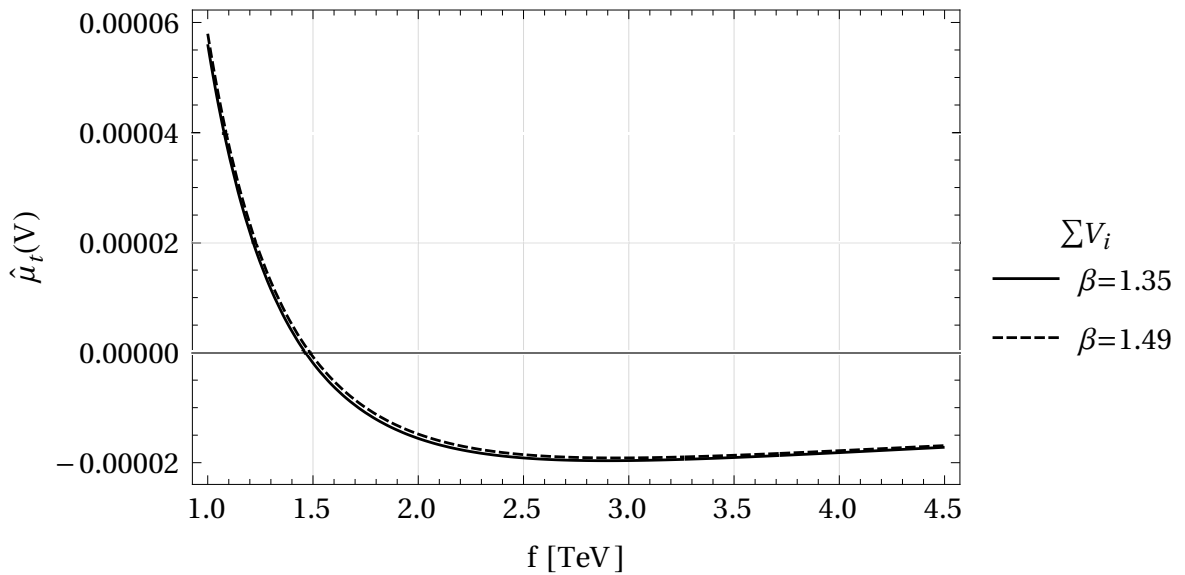


Fig. 4.15 Suma de todas las contribuciones vectoriales.

## Fenomenología del Modelo BLH

de ambas curvas cambia de positiva a negativa alrededor de  $f = 1.5$  TeV manteniéndose con pocos cambios hasta  $f = 4.5$  TeV.

Numéricamente, en la Tabla 4.4 se muestran las contribuciones escalares y vectoriales al CDM.

Tabla 4.4 Valores numéricos de  $\hat{\mu}_t(S)$  y  $\hat{\mu}_t(V)$

$f$ (GeV)	$\hat{\mu}_t(S)$		$\hat{\mu}_t(V)$	
	$\beta = 1.35$	$\beta = 1.49$	$\beta = 1.35$	$\beta = 1.49$
1.0	$-1.833 \times 10^{-4}$	$-1.392 \times 10^{-3}$	$5.6 \times 10^{-5}$	$5.79 \times 10^{-5}$
1.5	$-1.191 \times 10^{-4}$	$-6.512 \times 10^{-5}$	$-1.88 \times 10^{-6}$	$-7.55 \times 10^{-7}$
2.0	$-9.179 \times 10^{-5}$	$-3.851 \times 10^{-5}$	$-1.55 \times 10^{-5}$	$-1.47 \times 10^{-5}$
2.5	$-7.727 \times 10^{-5}$	$-2.587 \times 10^{-5}$	$-1.91 \times 10^{-5}$	$-1.85 \times 10^{-5}$
3.0	$-6.852 \times 10^{-5}$	$-1.883 \times 10^{-5}$	$-1.96 \times 10^{-5}$	$-1.91 \times 10^{-5}$
3.5	$-6.277 \times 10^{-5}$	$-1.448 \times 10^{-5}$	$-1.9 \times 10^{-5}$	$-1.86 \times 10^{-5}$
4.0	$-5.876 \times 10^{-5}$	$-1.159 \times 10^{-5}$	$-1.81 \times 10^{-5}$	$-1.78 \times 10^{-5}$
4.5	$-5.583 \times 10^{-5}$	$-9.565 \times 10^{-6}$	$-1.72 \times 10^{-5}$	$-1.69 \times 10^{-5}$

La suma de  $\hat{\mu}_t(S)$  y  $\hat{\mu}_t(V)$  se encuentra en la gráfica (4.16). Nuevamente, la forma casi idéntica de las curvas de  $\hat{\mu}_t$  para  $\beta = 1.35$  y  $\beta = 1.49$  muestra la continuidad del espacio de parámetros del BLH. Como era de esperar, cuando el ángulo  $\beta$  es mayor, la curva tiende a cero conforme crece  $f$ .

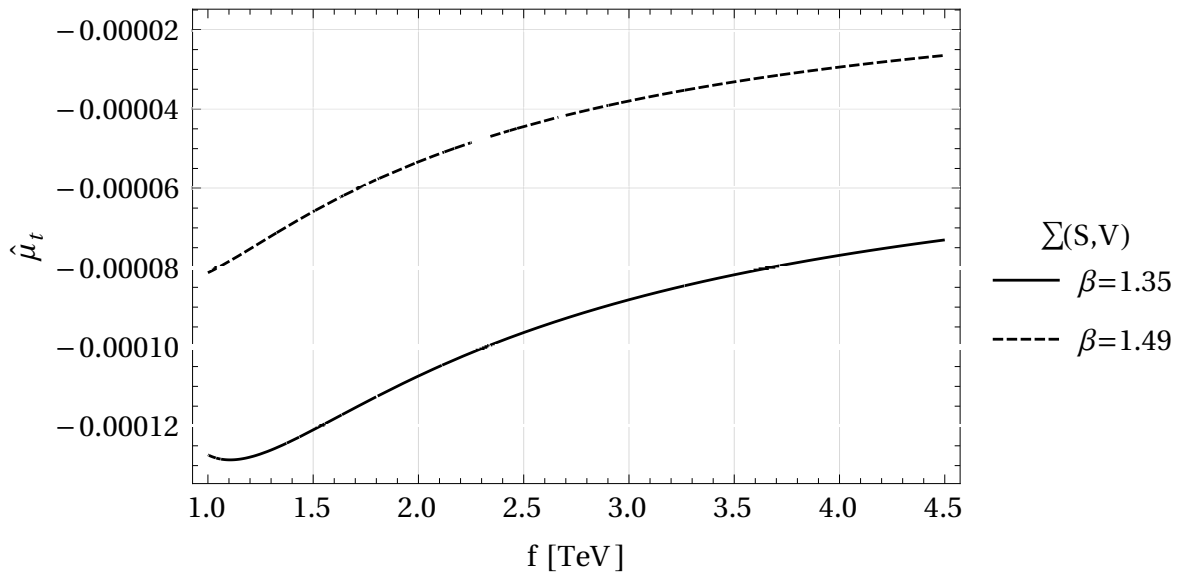


Fig. 4.16 Suma de todas las contribuciones escalares y vectoriales al  $\hat{\mu}_t$  en el modelo BLH.

En la Tabla 4.5 se encuentran parte de los valores entre 1.0 y 4.5 TeV para el  $\hat{\mu}_t$  total en el BLH. El valor a un TeV es aproximado comparado con el valor del CDM actual para el ME de  $-0.024$  reportado en [53]. De esta manera, la fenomenología del cromodipolo magnético nos muestra una variedad grande de posibilidades para las posibles masas de las partículas exóticas y también para los bosones del modelo.

Aparte de los resultados principales también se encontró en esta sección que el cromodipolo eléctrico es cero en este modelo y se actualizaron los valores que constituyen el espacio de parámetros de acuerdo a los nuevos rangos y restricciones experimentales. De suma importancia ha sido el cuadrar todas las variables del modelo para obtener resultados que no contribuyan en el ajuste fino,  $\Psi \sim 1$ , y mantengan la esencia de este modelo para explicar y fundamentar con nueva física el problema de la jerarquía de masas.

Tabla 4.5 Valores numéricos del  $\hat{\mu}_t$  en el modelo BLH.

$f$ (GeV)	$\hat{\mu}_t$	
	$\beta = 1.35$	$\beta = 1.49$
1.0	$-1.272 \times 10^{-4}$	$-8.131 \times 10^{-5}$
1.5	$-1.209 \times 10^{-4}$	$-6.588 \times 10^{-5}$
2.0	$-1.073 \times 10^{-4}$	$-5.331 \times 10^{-5}$
2.5	$-9.641 \times 10^{-5}$	$-4.441 \times 10^{-5}$
3.0	$-8.813 \times 10^{-5}$	$-3.796 \times 10^{-5}$
3.5	$-8.183 \times 10^{-5}$	$-3.313 \times 10^{-5}$
4.0	$-7.694 \times 10^{-5}$	$-2.942 \times 10^{-5}$
4.5	$-7.305 \times 10^{-5}$	$-2.647 \times 10^{-5}$

Como observamos en la Tabla 4.5, el  $\hat{\mu}_t$  va del orden  $-10^{-4}$  a 1 TeV hasta  $-10^{-5}$  a 4.5 TeV en el rango  $1.39 \leq \beta \leq 1.45$ .

### 4.5.1 Espacio de parámetros extendidos

Otro espacio de parámetros donde se busco solución a este problema [54], considera el intervalo  $f \in [2, 4]$  TeV. Dando de esta manera una variabilidad diferente pero encontrando resultados muy parecidos, lo que fortalece la autoconsistencia del modelo y su aplicabilidad.

En la gráfica (4.17) las señales más intensas de signo negativo corresponde al bosón de Higgs y en la gráfica (4.18) la contribución más fuerte es la del  $Z^0$ , este es el mismo comportamiento del espacio de parámetros de esta tesis. En la gráfica (4.19) observamos la suma de todas las aportaciones al CDM del quark top entre  $-1.8 \times 10^{-5}$  y  $-6 \times 10^{-6}$ , un orden de magnitud más abajo que en nuestros parámetros.

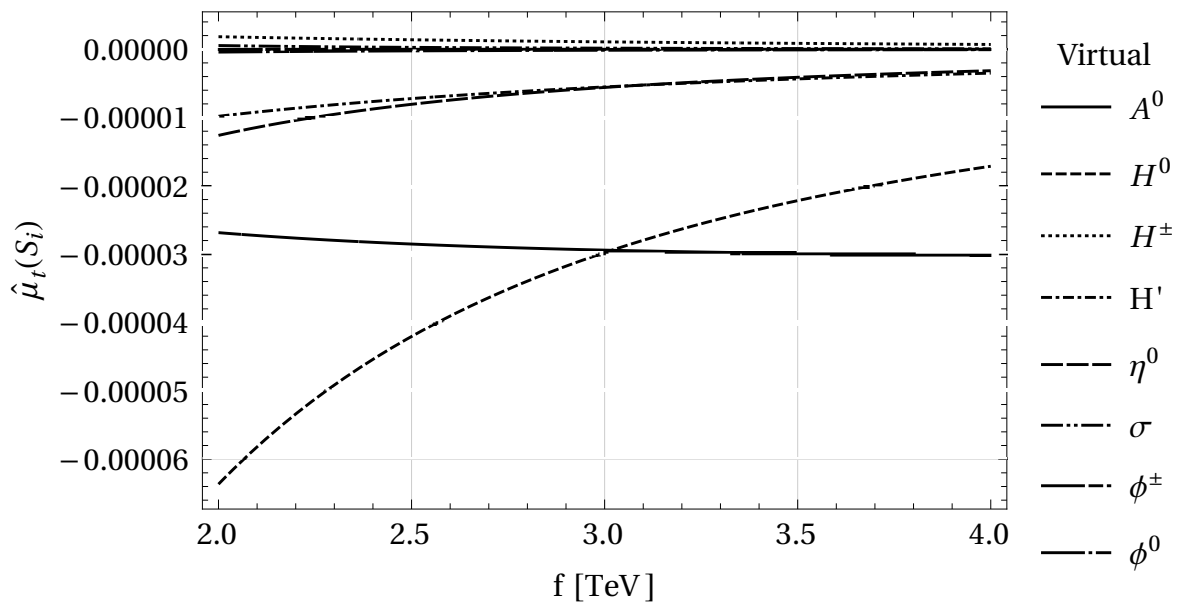


Fig. 4.17 Contribuciones escalares a  $\hat{\mu}_t$  en  $f \in [2, 4]$  TeV.

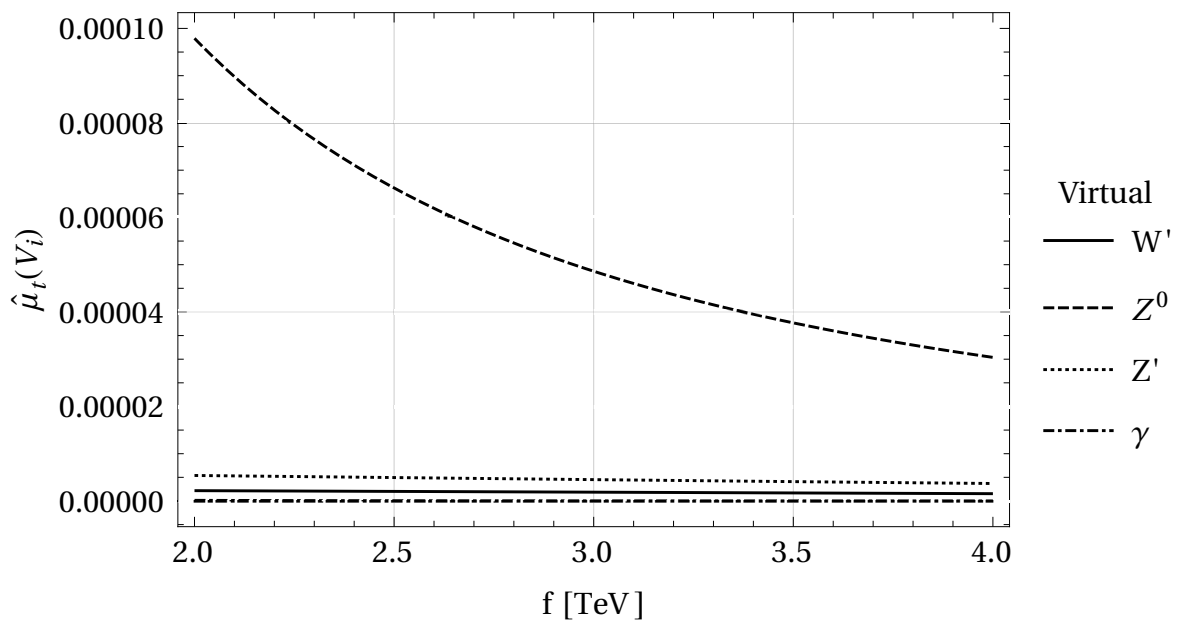


Fig. 4.18 Contribuciones vectoriales a  $\hat{\mu}_t$  en  $f \in [2, 4]$  TeV.

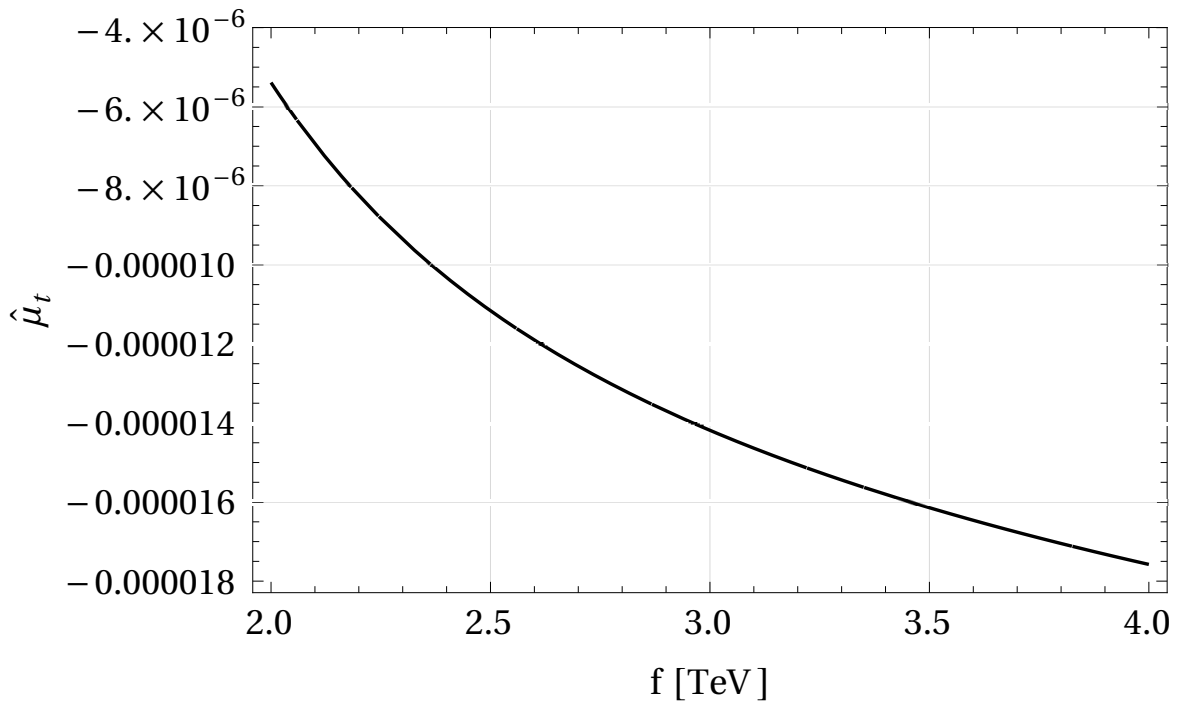


Fig. 4.19 Contribución total a  $\hat{\mu}_t$  en  $f \in [2, 4]$  TeV.

De esta forma hemos llegado a la parte final de este estudio donde el objetivo principal era obtener un valor para el cromodipolo magnético del quark top en un modelo extendido del tipo Little Higgs.



# Capítulo 5

## Conclusiones

El mayor paso en el desarrollo teórico del modelo BLH, a partir de los lagrangianos y los avances encontrados en la literatura, consistió en generar computacionalmente los vértices de Feynman para las interacciones escalares y de norma con los quarks y bosones del ME, y los quarks y bosones exóticos del BLH. El encontrar una expresión para los vértices en series de potencias de las escalas de rompimiento  $f$  y  $F$ , también implicó discernir correctamente la mejor manera de acotar esas expresiones.

En la parte numérica, el reto se presentó al construir un espacio de parámetros coherente y acotado por los resultados experimentales. Este modelo resultó altamente restrictivo en casi todos sus parámetros debido a la interdependencia entre ellos. Por otro lado, la programación de los algoritmos para calcular cientos de veces los diagramas a 1 lazo para el cromodipolo magnético del quark top requirió bastante trabajo humano y tiempo de cómputo.

Hemos confirmado del cálculo a 1 lazo que el cromodipolo eléctrico en este modelo es cero debido a la estructura que presentan los factores de forma  $f_S, f_P, f_V, f_A$ . Este resultado nos señala dos puntos importantes:

1. No se tiene violación **CP** a 1 lazo en el modelo BLH, y
2. Las simetrías del modelo extienden esta característica del ME hacia el BLH fortaleciendo su poder predictivo.

De las contribuciones parciales al  $\hat{\mu}_t$  por parte de los campos vectoriales tenemos resultados tanto de signo positivo como de signo negativo y de magnitud muy parecida a sus análogos escalares con el mismo tipo de contribuciones numéricas. Es importante señalar que las señales vectoriales se mantuvieron prácticamente iguales para  $\beta = 1.35$  que para  $\beta = 1.49$ , mientras en las señales escalares este comportamiento lo mostraron solamente  $\eta^0, \phi^0, \phi^\pm$  y  $\sigma$ .

## Conclusiones

---

En la gráfica (4.16) de las contribuciones totales al CDM domina la forma de las contribuciones escalares como se puede verificar de la Fig. (4.14), esto muestra la importancia de las correcciones escalares.

En los resultados escalares no hubo participación del quark  $b$  ni de su compañero extendido  $B$ , en la parte vectorial sólo participa el  $b$  con el  $W'$ . Es necesario mencionar que el  $W^\pm$  no tuvo contribuciones al CDM debido a la ausencia de la escala  $f$  en las masas del  $t$  y del  $b$ .

Podemos resumir los aspectos más importantes sobre el cromodipolo magnético en este estudio de la siguiente manera:

1. Las contribuciones vectoriales se mantienen en el orden  $10^{-5}$  para la escala  $f \in [1, 4.5]$  GeV,
2. La escala  $F$  siempre se mantuvo en 5 TeV,
3. Las contribuciones escalares van del orden de  $10^{-4}$  hasta  $10^{-5}$ ,
4. Todos los compañeros extendidos del quark  $t$  contribuyen, siendo el  $T^5$  y el mismo  $t$  los más dominantes en todas las correcciones,
5. El quark exótico  $B$  no tiene aportaciones al  $\hat{\mu}_t$ , solamente el  $b$ ,
6. La señal más fuerte corresponde al  $T^5$  con el Higgs de  $-10^{-4}$ .

El valor experimental más reciente para el cromodipolo magnético es de  $-0.024$  [53]. Este resultado debe ser parte del obtenido en el BLH al ser éste una extensión del ME. Podemos enfatizar la correspondencia que existe con nuestros resultados de signo negativo para el  $\hat{\mu}_t$  y una diferencia de dos órdenes a tan sólo 1 TeV para  $f$ .



# Referencias

- [1] S. C. et al, “Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc,” *Physics Letters B*, vol. 716, no. 1, pp. 30–61, 2012. [1]
- [2] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, Oct 1964. [1, 7]
- [3] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2020. [1]
- [4] C. Csáki, C. Grojean, H. Murayama, L. Pilo, and J. Terning, “Gauge theories on an interval: Unitarity without a higgs boson,” *Phys. Rev. D*, vol. 69, p. 055006, Mar 2004. [1]
- [5] L. Randall and R. Sundrum, “Large mass hierarchy from a small extra dimension,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 3370–3373, Oct 1999. [1]
- [6] M. Carena and H. Haber, “Higgs boson theory and phenomenology,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 50, no. 1, pp. 63–152, 2003. [1]
- [7] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi, and R. Petronzio, “Bounds on the fermions and higgs boson masses in grand unified theories,” *Nuclear Physics B*, vol. 158, no. 2, pp. 295–305, 1979. [1]
- [8] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter,” *Physics Letters B*, vol. 429, no. 3, pp. 263–272, 1998. [1]
- [9] M. Schmaltz and D. Tucker-Smith, “Little higgs theories,” *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 55, pp. 229–270, 2005. [2, 15]
- [10] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, and A. E. Nelson, “The littlest higgs,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2002, no. 07, p. 034, 2002. [2, 15]
- [11] M. Schmaltz, D. Stolarski, and J. Thaler, “The bestest little higgs,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2010, no. 9, p. 18, 2010. [2, 14, 15, 17, 19, 20, 21, 22, 23, 25, 26, 29, 30, 32, 35, 37, 53]
- [12] A. M. Sirunyan *et al.*, “A measurement of the Higgs boson mass in the diphoton decay channel,” *Phys. Lett. B*, vol. 805, p. 135425, 2020. [2]
- [13] F. Feruglio, “Pieces of the flavour puzzle,” *The European Physical Journal C*, vol. 75, no. 8, pp. 1–18, 2015. [2]
- [14] A. Buras, *Gauge theories of weak decays*. Cambridge University Press, 2020. [2]

## Referencias

---

- [15] G. F. Giudice, “Naturally speaking: the naturalness criterion and physics at the lhc,” *Perspectives on LHC physics*, pp. 155–178, 2008. [3]
- [16] B. Belfatto, R. Beradze, and Z. Berezhiani, “The ckm unitarity problem: A trace of new physics at the tev scale?,” *The European Physical Journal C*, vol. 80, no. 2, pp. 1–12, 2020. [3]
- [17] P. Zyla *et al.*, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2020, no. 8, p. 083C01, 2020. [3]
- [18] A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, T. Bergauer, M. Dragicevic, A. E. Del Valle, R. Fruehwirth, M. Jeitler, N. Krammer, L. Lechner, *et al.*, “Search for supersymmetry in final states with two oppositely charged same-flavor leptons and missing transverse momentum in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  tev,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2021, no. 4, pp. 1–62, 2021. [4]
- [19] G. Hooft, “Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking,” *Recent developments in gauge theories*, pp. 135–157, 1980. [4]
- [20] B. Yang, G. Mi, and N. Liu, “Higgs couplings and naturalness in the littlest higgs model with t-parity at the lhc and tlep,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2014, no. 10, pp. 1–15, 2014. [4]
- [21] S. Weinberg, “A model of leptons,” *Phys. Rev. Lett*, vol. 19, p. 1264, 1967. [7]
- [22] A. Salam and J. Strathdee, “Reggeization of internal symmetries,” *Physical Review Letters*, vol. 19, no. 6, p. 339, 1967. [7]
- [23] M. Gell-Mann, “Isotopic spin and new unstable particles,” *Physical Review*, vol. 92, no. 3, p. 833, 1953. [7]
- [24] T.-D. Lee and C.-N. Yang, “Question of parity conservation in weak interactions,” *Physical Review*, vol. 104, no. 1, p. 254, 1956. [7]
- [25] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, “Evidence for the  $2\pi$  decay of the  $K^0$  meson,” *Physical Review Letters*, vol. 13, no. 4, p. 138, 1964. [7]
- [26] S. Weinberg, “The making of the standard model,” *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, vol. 34, no. 1, pp. 5–13, 2004. [7]
- [27] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, “Broken symmetries,” *Phys. Rev.*, vol. 127, pp. 965–970, Aug 1962. [7]
- [28] M. Robinson, *Symmetry and the standard model*. Springer, 2011. [8]
- [29] S. Dawson, “Electroweak symmetry breaking circa 2005,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 21, no. 08n09, pp. 1629–1641, 2006. [14]
- [30] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, and H. Georgi, “Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction,” *Physics Letters B*, vol. 513, no. 1-2, pp. 232–240, 2001. [15]

- [31] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire, and J. G. Wacker, “The minimal moose for a little higgs,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2002, no. 08, p. 021, 2002. [15]
- [32] K. P. Moats, *Phenomenology of Little Higgs models at the Large Hadron Collider*. PhD thesis, Carleton U., 2012. [17, 18, 20, 21, 23, 24, 27, 30, 32, 55]
- [33] T. A. W. Martin, *Examining extra neutral gauge bosons in non-universal models and exploring the phenomenology of the Bestest Little Higgs model at the LHC*. PhD thesis, Carleton U., 2012. [21, 27, 30, 32]
- [34] P. Kalyniak, T. Martin, and K. Moats, “Constraining the Little Higgs model of Schmaltz, Stolarski, and Thaler with recent results from the LHC,” *Phys. Rev. D*, vol. 91, no. 1, p. 013010, 2015. [21, 29, 31, 40]
- [35] S. Godfrey, T. Gregoire, P. Kalyniak, T. A. W. Martin, and K. Moats, “Exploring the heavy quark sector of the Bestest Little Higgs model at the LHC,” *JHEP*, vol. 04, p. 032, 2012. [21]
- [36] S. Coleman and E. Weinberg, “Radiative corrections as the origin of spontaneous symmetry breaking,” *Physical Review D*, vol. 7, no. 6, p. 1888, 1973. [25]
- [37] S. P. Martin, “A supersymmetry primer,” in *Perspectives on supersymmetry*, pp. 1–98, World Scientific, 1998. [25]
- [38] S. Rappoccio, “The experimental status of direct searches for exotic physics beyond the standard model at the large hadron collider,” *Reviews in Physics*, vol. 4, p. 100027, 2019. [29]
- [39] M. Aaboud *et al.*, “Search for charged Higgs bosons decaying via  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$  in the  $\tau$ +jets and  $\tau$ +lepton final states with  $36 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS experiment,” *JHEP*, vol. 09, p. 139, 2018. [29]
- [40] J. Schwinger, “On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron,” *Phys. Rev.*, vol. 73, pp. 416–417, Feb 1948. [32]
- [41] C. Abel, S. Afach, N. J. Ayres, C. A. Baker, G. Ban, G. Bison, K. Bodek, V. Bondar, M. Burghoff, E. Chanel, *et al.*, “Measurement of the permanent electric dipole moment of the neutron,” *Physical review letters*, vol. 124, no. 8, p. 081803, 2020. [32]
- [42] U. Haisch and G. Koole, “Beautiful and charming chromodipole moments,” *arXiv preprint arXiv:2106.01289*, 2021. [32]
- [43] T. Moroi, “Muon anomalous magnetic dipole moment in the minimal supersymmetric standard model,” *Physical Review D*, vol. 53, no. 11, p. 6565, 1996. [32]
- [44] R. Gauld, B. D. Pecjak, and D. J. Scott, “Qcd radiative corrections for  $h \text{ bb}$  in the standard model dimension-6 effective field theory,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 074045, Oct 2016. [32]
- [45] V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana, “New developments in feyncalc 9.0,” *Computer Physics Communications*, vol. 207, pp. 432–444, 2016. [34]

## Referencias

---

- [46] H. H. Patel, “Package-x: A mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals,” *Computer Physics Communications*, vol. 197, pp. 276–290, 2015. [34]
- [47] P. Haberl, O. Nachtmann, and A. Wilch, “Top-quark production in hadron-hadron collisions and anomalous top-quark–gluon couplings,” *Phys. Rev. D*, vol. 53, pp. 4875–4885, May 1996. [34]
- [48] V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, and Tumasyan, “Measurements of t spin correlations and top quark polarization using dilepton final states,” *Phys. Rev. D*, vol. 93, p. 052007, Mar 2016. [34]
- [49] W. Bernreuther and Z.-G. Si, “Top quark spin correlations and polarization at the lhc: Standard model predictions and effects of anomalous top chromo moments,” *Physics Letters B*, vol. 725, no. 1, pp. 115–122, 2013. [34]
- [50] I. D. Choudhury and A. Lahiri, “Anomalous chromomagnetic moment of quarks,” *Modern Physics Letters A*, vol. 30, no. 23, p. 1550113, 2015. [34]
- [51] A. Czarnecki and B. Krause, “Neutron electric dipole moment in the standard model: Complete three-loop calculation of the valence quark contributions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 4339–4342, Jun 1997. [34]
- [52] Aranda, J. I., Cisneros-Pérez, T., Montaña, J., Quezadas-Vivian, B., Ramírez-Zavaleta, F., and Tututi, E. S., “Revisiting the top quark chromomagnetic dipole moment in the sm,” *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 136, no. 2, p. 164, 2021. [34]
- [53] A. M. Sirunyan *et al.*, “Measurement of the top quark forward-backward production asymmetry and the anomalous chromoelectric and chromomagnetic moments in pp collisions at  $s = 13$  tev,” *JHEP*, vol. 06, p. 146, 2020. [43, 48]
- [54] Aranda, J. I., Cisneros-Pérez, T., Montaña, J., E. Cruz-Albaro, and Ramírez-Zavaleta, F., “Chromomagnetic dipole moment of the top quark in the bestest little higgs model,” *Por publicarse en Physical Review D*, 2022. [43]

# Apéndice A

## Generadores de grupo

### A.1 Generadores de SU(2)

El grupo  $SO(4)$  se puede representar como el producto  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , de esta manera, los generadores de  $SU(2)$  en términos de  $SO(4)$  están dados por [11]

$$T_L^1 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_R^1 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$T_L^2 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_R^2 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$T_L^3 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_R^3 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

### A.2 Generadores de SO(6)

Generadores de  $SO(6)$  para  $a = 1, 2, 3$  [11]

$$T^a = \begin{pmatrix} T_L^a & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix}, \quad T'^a = \begin{pmatrix} T_R^a & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$



# Apéndice B

## Eigenestados

### B.1 Campos $A_\mu$ y $B_\mu$

Se presentan los campos de los eigenestados de los bosones de norma del BLH, éstos se tomaron del apéndice en [32].

$$A_1^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( c_g - s_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W^+ + W^-) + \left( s_g - c_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W'^+ + W'^-) \right], \quad (\text{B.1})$$

$$A_2^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( s_g - c_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W^+ + W^-) - \left( c_g - s_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W'^+ + W'^-) \right], \quad (\text{B.2})$$

$$A_1^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( c_g - s_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W^+ - W^-) + \left( s_g + c_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W'^+ - W'^-) \right], \quad (\text{B.3})$$

$$A_2^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( s_g + c_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W^+ - W^-) - \left( c_g + s_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) (W'^+ - W'^-) \right], \quad (\text{B.4})$$

## Eigenestados

---

$$A_1^3 = c_g s_W \gamma + \left( c_g c_W - s_g x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) Z + \left( s_g + c_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) Z', \quad (\text{B.5})$$

$$A_2^3 = s_g s_W \gamma + \left( s_g c_W - c_g x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) Z + \left( -c_g + s_g c_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} \right) Z', \quad (\text{B.6})$$

$$B^3 = c_W \gamma - s_W Z - s_W x_W \frac{v^2}{f^2 + F^2} Z'. \quad (\text{B.7})$$

donde  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg

$$s_W = \text{sen} \theta_W = \frac{g'}{g^2 + g'^2}, \quad c_W = \text{cos} \theta_W = \frac{g}{g^2 + g'^2}, \quad x_W = \frac{1}{2c_W} s_g c_g (s_g^2 - c_g^2). \quad (\text{B.8})$$



# Apéndice C

## Reglas de Feynman

Las reglas de Feynman utilizadas en los cálculos de esta tesis se muestran a continuación. Debido a la extensión de dichas reglas hemos sustituido ciertos grupos de variables como las diferentes  $y$ 's por  $Y$ 's mayúsculas y poder mostrar el contenido. También se usan  $P_L$  y  $P_R$  para representar los proyectores izquierdo y derecho, respectivamente.

$$Y_1 = \sqrt{y_1^2 + y_2^2}, \quad Y_2 = \sqrt{y_1^2 + y_3^2}, \quad Y_3 = 2y_1^2 - y_3^2, \quad Y_4 = y_1^2 + y_3^2, \quad Y_5 = y_2^2 + 3y_3^2, \\ Y_6 = \sqrt{f^2 + F^2}, \quad P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5), \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$$

Tabla C.1 Vértices con el escalar  $A^0$

Vértices	$A^0$
$A^0 t \bar{t}$	$\frac{-ic_\beta(P_L+P_R)y_2y_3(4M_Ws_\beta Y_3Y_2+3fgy_1Y_4)}{2fgY_1Y_4^{3/2}}$
$A^0 t \bar{t}$	$\frac{-ic_\beta}{fg(y_1^2+y_2^2)^{3/2}Y_4^{3/2}} \left( 2fgP_R(2y_1^4+y_1^2y_2^2-y_2^4)y_3Y_4+2M_Ws_\beta y_1Y_2 \left( -2P_Ry_3(-y_1^4+y_2^4+y_1^2y_3^2+y_2^2y_3^2)-P_Ly_2(2y_1^4+2y_2^2y_3^2+y_1^2(2y_2^2+11y_3^2)) \right) \right)$
$A^0 t \bar{t}^5$	$\frac{ic_\beta}{2fgY_1Y_4^{3/2}(-y_2^2+y_3^2)} \left( fgP_Ly_2(y_2^2-y_3^2)(2y_1^4+y_1^2y_3^2-y_3^4) +M_WP_Rs_\beta y_1Y_1y_3 \left( 2y_2^2y_3^2+4y_3^4-y_2^8y_3^4Y_2+y_2^6y_3^6Y_2+2y_1^{10}(y_2^2-y_3^2)Y_2 +y_1^8Y_2(3y_2^4+y_2^2y_3^2-4y_3^4)-2y_1^6y_3^2Y_2(-3y_2^4+2y_2^2y_3^2+y_3^4)(-y_2^6 +y_1^4y_2^2Y_2+y_2^4y_3^2+3y_2^2y_3^4-3y_3^6)-2y_1^2(8y_2^2-2y_3^2+y_2^8y_3^2Y_2-y_2^6y_3^4Y_2) \right) \right)$
$A^0 t \bar{t}^6$	$\frac{iy_1}{2fg} \left( \frac{2fgP_Ls_\beta y_2}{Y_1} +M_WP_Ry_3 \left( \frac{8c_\beta^2}{Y_2} +s_\beta^2(2y_1^8-y_1^2y_2^6+3y_1^4y_2^2y_3^2 -y_2^6y_3^2-\frac{4}{Y_2}+y_1^6(3y_2^2+2y_3^2)) \right) \right)$
$A^0 t \bar{t}^{23}$	$\frac{ic_\beta}{fgY_1Y_4^{3/2}} \left( fgP_Ry_1Y_1y_3Y_4+M_Ws_\beta Y_2 \left( 2P_RY_1y_3(y_1^2-y_3^2) +P_L(-4y_1^3y_2+5y_1y_2y_3^2) \right) \right)$

Tabla C.2 Vértices con el escalar  $H'$

Vértices	$H'$
$H't\bar{t}$	$\frac{(P_L+P_R)s_\alpha y_2 y_3 (4M_W s_\beta Y_3 Y_2 + 3fg y_1 Y_4)}{2fg Y_1 Y_4^{3/2}}$
$H't\bar{T}$	$\frac{s_\alpha}{2fg(y_1^2+y_2^2)^{3/2}Y_4^{3/2}} \left( fgP_R(2y_1^4 + y_1^2 y_2^2 - y_2^4) y_3 Y_4 \right. \\ \left. + 2M_W s_\beta y_1 Y_2 \left( -2P_R y_3 (-y_1^4 + y_2^4 + y_1^2 y_3^2 + y_2^2 y_3^2) \right. \right. \\ \left. \left. - P_L y_2 (2y_1^4 - 4y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (2y_2^2 + 5y_3^2)) \right) \right)$
$H't\bar{T}^5$	$\frac{s_\alpha}{2fg Y_1 Y_4^{3/2} (-y_2^2 + y_3^2)} \left( fgP_L y_2 (y_2^2 - y_3^2) (-2y_1^4 - y_1^2 y_3^2 + y_3^4) \right. \\ \left. + M_W P_R s_\beta y_1 Y_1 y_3 \left( -10y_2^2 y_3^2 + 4y_3^4 - y_2^8 y_3^4 Y_2 + y_2^6 y_3^6 Y_2 + 2y_1^{10} (y_2^2 - y_3^2) Y_2 (3y_2^4 \right. \right. \\ \left. \left. + y_1^8 Y_2 + y_2^2 y_3^2 - 4y_3^4) - 2y_1^6 y_3^2 Y_2 (-3y_2^4 + 2y_2^2 y_3^2 + y_3^4) + y_1^4 y_2^2 Y_2 (-y_2^6 \right. \right. \\ \left. \left. + y_2^4 y_3^2 + 3y_2^2 y_3^4 - 3y_3^6) + y_1^2 (8y_2^2 + 4y_3^2 - 2y_2^8 y_3^2 Y_2 + 2y_2^6 y_3^4 Y_2) \right) \right)$
$H't\bar{T}^6$	$-\frac{y_1}{fg} \left( \frac{8c_\beta M_W P_R s_\alpha y_3}{Y_2} + c_\alpha \left( \frac{2fgP_L y_2}{Y_1} + M_W P_R s_\beta y_3 \left( -2y_1^8 \right. \right. \right. \\ \left. \left. + y_1^2 y_2^6 - 3y_1^4 y_2^2 y_3^2 + y_2^6 y_3^2 - \frac{4}{Y_2} - y_1^6 (3y_2^2 + 2y_3^2) \right) \right) \right)$
$H't\bar{T}^{23}$	$\frac{1}{fg Y_1 Y_4^{3/2}} \left( fgP_R s_\alpha y_1 Y_1 y_3 Y_4 + M_W Y_2 \left( 2c_\alpha c_\beta P_L y_1 y_2 Y_4 \right. \right. \\ \left. \left. + s_\alpha s_\beta (P_L y_1 y_2 (2y_1^2 - 7y_3^2) + 2P_R Y_1 y_3 (y_1^2 - y_3^2)) \right) \right)$

Tabla C.3 Vértices con el escalar  $H^0$

Vértices	$H^0$
$H^0 t \bar{T}$	$\frac{c_\alpha}{2fgY_1^{3/2}Y_4^{3/2}} \left( - (fgP_R(2y_1^4 + y_1^2y_2^2 - y_2^4)y_3Y_4) \right. \\ \left. + 2M_W s_{\beta} y_1 Y_2 \left( 2P_R y_3 (-y_1^4 + y_2^4 + y_1^2y_3^2 + y_2^2y_3^2) \right. \right. \\ \left. \left. + P_L y_2 (2y_1^4 - 4y_2^2y_3^2 + y_1^2(2y_2^2 + 5y_3^2)) \right) \right)$
$H^0 t \bar{T}^5$	$\frac{c_\alpha}{2fgY_1Y_4^{3/2}(-y_2^2+y_3^2)} \left( fgP_L y_2 (y_2^2 - y_3^2) (2y_1^4 + y_1^2y_3^2 - y_3^4) \right. \\ - M_W P_R s_{\beta} y_1 Y_1 y_3 \left( - 10y_2^2y_3^2 + 4y_3^4 - y_2^8y_3^4Y_2 + y_2^6y_3^6Y_2 \right. \\ + 2y_1^{10}(y_2^2 - y_3^2)Y_2 + y_1^8Y_2(3y_2^4 + y_2^2y_3^2 - 4y_3^4) \\ - 2y_1^6y_3^2Y_2(-3y_2^4 + 2y_2^2y_3^2 + y_3^4) + y_1^4y_2^2Y_2(-y_2^6 + y_2^4y_3^2 \\ + 3y_2^2y_3^4 - 3y_3^6) + y_1^2(8y_2^2 + 4y_3^2 - 2y_2^8y_3^2Y_2 + 2y_2^6y_3^4Y_2) \left. \right)$
$H^0 t \bar{T}^6$	$\frac{s_\alpha}{2fgY_1Y_4^{3/2}(-y_2^2+y_3^2)} \left( fgP_L y_2 (y_2^2 - y_3^2) (-2y_1^4 - y_1^2y_3^2 + y_3^4) \right. \\ + M_W P_R s_{\beta} y_1 Y_1 y_3 \left( - 10y_2^2y_3^2 + 4y_3^4 - y_2^8y_3^4Y_2 + y_2^6y_3^6Y_2 + 2y_1^{10}(y_2^2 - y_3^2)Y_2(3y_2^4 \right. \\ + y_1^8Y_2 + y_2^2y_3^2 - 4y_3^4) - 2y_1^6y_3^2Y_2(-3y_2^4 + 2y_2^2y_3^2 + y_3^4) + y_1^4y_2^2Y_2(-y_2^6 \\ + y_2^4y_3^2 + 3y_2^2y_3^4 - 3y_3^6) + y_1^2(8y_2^2 + 4y_3^2 - 2y_2^8y_3^2Y_2 + 2y_2^6y_3^4Y_2) \left. \right)$
$H^0 t \bar{T}^{23}$	$\frac{1}{fgY_1Y_4^{3/2}} \left( 2c_\beta M_W P_L s_\alpha y_1 y_2 Y_4^{3/2} - c_\alpha \left( fgP_R y_1 Y_1 y_3 Y_4 \right. \right. \\ \left. \left. + M_W s_\beta Y_2 (P_L y_1 y_2 (2y_1^2 - 7y_3^2) + 2P_R Y_1 y_3 (y_1^2 - y_3^2)) \right) \right)$

Tabla C.4 Vértices con el escalar  $H'$

Vértices	$H'$
$H't\bar{t}$	$\frac{(P_L+P_R)s_\alpha y_2 y_3 (4M_W s_\beta Y_3 Y_2 + 3fg y_1 Y_4)}{2fg Y_1 Y_4^{3/2}}$
$H't\bar{T}$	$\frac{s_\alpha}{2fg(y_1^2+y_2^2)^{3/2}Y_4^{3/2}} \left( fgP_R(2y_1^4 + y_1^2 y_2^2 - y_2^4)y_3 Y_4 \right. \\ \left. + 2M_W s_\beta y_1 Y_2 \left( -2P_R y_3 (-y_1^4 + y_2^4 + y_1^2 y_3^2 + y_2^2 y_3^2) \right. \right. \\ \left. \left. - P_L y_2 (2y_1^4 - 4y_2^2 y_3^2 + y_1^2 (2y_2^2 + 5y_3^2)) \right) \right)$
$H't\bar{T}^5$	$\frac{s_\alpha}{2fg Y_1 Y_4^{3/2} (-y_2^2 + y_3^2)} \left( fgP_L y_2 (y_2^2 - y_3^2) (-2y_1^4 - y_1^2 y_3^2 + y_3^4) \right. \\ \left. + M_W P_R s_\beta y_1 Y_1 y_3 \left( -10y_2^2 y_3^2 + 4y_3^4 - y_2^8 y_3^4 Y_2 + y_2^6 y_3^6 Y_2 + 2y_1^{10} (y_2^2 - y_3^2) Y_2 (3y_2^4 \right. \right. \\ \left. \left. + y_1^8 Y_2 + y_2^2 y_3^2 - 4y_3^4) - 2y_1^6 y_3^2 Y_2 (-3y_2^4 + 2y_2^2 y_3^2 + y_3^4) + y_1^4 y_2^2 Y_2 (-y_2^6 \right. \right. \\ \left. \left. + y_2^4 y_3^2 + 3y_2^2 y_3^4 - 3y_3^6) + y_1^2 (8y_2^2 + 4y_3^2 - 2y_2^8 y_3^2 Y_2 + 2y_2^6 y_3^4 Y_2) \right) \right)$
$H't\bar{T}^6$	$-\frac{y_1}{fg} \left( \frac{8c_\beta M_W P_R s_\alpha y_3}{Y_2} + c_\alpha \left( \frac{2fgP_L y_2}{Y_1} + M_W P_R s_\beta y_3 (-2y_1^8 \right. \right. \\ \left. \left. + y_1^2 y_2^6 - 3y_1^4 y_2^2 y_3^2 + y_2^6 y_3^2 - \frac{4}{Y_2} - y_1^6 (3y_2^2 + 2y_3^2)) \right) \right)$
$H't\bar{T}^{23}$	$\frac{1}{fg Y_1 Y_4^{3/2}} \left( fgP_R s_\alpha y_1 Y_1 y_3 Y_4 + M_W Y_2 \left( 2c_\alpha c_\beta P_L y_1 y_2 Y_4 \right. \right. \\ \left. \left. + s_\alpha s_\beta (P_L y_1 y_2 (2y_1^2 - 7y_3^2) + 2P_R Y_1 y_3 (y_1^2 - y_3^2)) \right) \right)$

Tabla C.5 Vértices con el escalar  $\sigma$

Vértices	$\sigma$
$\sigma t\bar{t}$	$-\frac{3c_\beta M_W (P_L+P_R) y_1 y_2 y_3}{\sqrt{2}fg Y_1 Y_2}$
$\sigma t\bar{T}$	$-\frac{c_\beta M_W P_R (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{\sqrt{2}fg Y_1 Y_2}$
$\sigma t\bar{T}^5$	$\frac{c_\beta M_W P_L y_2 (2y_1^2 + 5y_3^2)}{\sqrt{2}fg Y_1 Y_2}$
$\sigma t\bar{T}^6$	$\frac{\sqrt{2}M_W s_\beta \left( - (P_L y_1 y_2 (y_1^2 - 2y_3^2)) + 2P_R Y_1 y_3 Y_4 \right)}{fg Y_1 Y_4}$
$\sigma t\bar{T}^{23}$	$-\frac{\sqrt{2}c_\beta M_W P_R y_1 y_3}{fg Y_2}$

Tabla C.6 Vértices con el escalar  $\phi^0$

Vértices	$\phi^0$
$\phi^0 t \bar{t}$	$\frac{3iF M_W (P_L + P_R) s_\beta y_1 y_2 y_3}{2f Y_6 g Y_1 Y_2}$
$\phi^0 t \bar{T}$	$\frac{-iF M_W P_R s_\beta (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{2f Y_6 g Y_1 Y_2} \left( -1 + y_1^8 Y_2 + y_2^6 y_3^2 Y_2 + 3y_1^4 y_2^2 Y_2 (y_2^2 + y_3^2) + y_1^6 Y_2 (3y_2^2 + y_3^2) + y_1^2 y_2^4 Y_2 Y_5 \right)$
$\phi^0 t \bar{T}^5$	$\frac{iF M_W P_L s_\beta y_2 Y_3}{2f Y_6 g Y_1 Y_2}$
$\phi^0 t \bar{T}^6$	$\frac{ic_\beta F M_W P_L y_1 y_2}{f Y_6 g Y_1}$
$\phi^0 t \bar{T}^{23}$	$\frac{iF M_W P_R s_\beta y_1 y_3}{f Y_6 g Y_2}$

Tabla C.7 Vértices con el escalar  $\eta^0$

Vértices	$\eta^0$
$\eta^0 t \bar{t}$	$\frac{-3iM_W (P_L + P_R) s_\beta y_1 y_2 y_3}{2fg Y_1 Y_2}$
$\eta^0 t \bar{T}$	$\frac{iM_W P_R s_\beta (2y_1^2 - y_2^2) y_3}{2fg Y_1 Y_2} \left( -1 + y_1^8 Y_2 + y_2^6 y_3^2 Y_2 + 3y_1^4 y_2^2 Y_2 (y_2^2 + y_3^2) + y_1^6 Y_2 (3y_2^2 + y_3^2) + y_1^2 y_2^4 Y_2 Y_5 \right)$
$\eta^0 t \bar{T}^5$	$\frac{-iM_W P_L s_\beta y_2 Y_3}{2fg Y_1 Y_2}$
$\eta^0 t \bar{T}^6$	$\frac{-ic_\beta M_W P_L y_1 y_2}{fg Y_1}$
$\eta^0 t \bar{T}^{23}$	$\frac{-iM_W P_R s_\beta y_1 y_3}{fg Y_2}$

Tabla C.8 Vértices con  $Z^0$

Vértices	$Z^0$
$Zt\bar{T}$	$\frac{ic_p(-1+\gamma^5)\gamma_\mu s_\beta s_W v(2y_1^2-y_2^2)y_3}{24fg'(y_1^2+y_2^2)Y_2} \left( -3g^2(y_1^2+y_2^2)^3Y_4^{3/2} \right.$ $+g'^2 \left( -8+y_1^8Y_2+y_2^6y_3^2Y_2+3y_1^4y_2^2Y_2(y_2^2+y_3^2) \right.$ $\left. \left. +y_1^6Y_2(3y_2^2+y_3^2)+y_1^2y_2^4Y_2Y_5 \right) \right)$
$Zt\bar{T}^5$	$\frac{ic_p\gamma_\mu s_\beta s_W v}{12fg'Y_1Y_4^{3/2}} \left( -3g^2(1+\gamma^5)y_2Y_3Y_2+g'^2 \left( -2y_1^2(-4(-1+\gamma^5)Y_1y_3 \right. \right.$ $\left. \left. +3(1+\gamma^5)y_2Y_2)+y_3^2(8(-1+\gamma^5)Y_1y_3+3(1+\gamma^5)y_2Y_2) \right) \right)$
$Zt\bar{T}^6$	$\frac{-ic_\beta c_p(1+\gamma^5)(g^2+g'^2)\gamma_\mu s_W v y_2}{2fg'Y_1}$
$Zt\bar{T}^{23}$	$\frac{ic_p(-1+\gamma^5)(g^2+g'^2)\gamma_\mu s_\beta s_W v y_3}{2fg'Y_2}$

Tabla C.9 Vértices con  $Z'$

Vértices	$Z'$
$Z't\bar{t}$	$\frac{ic_p g(1+\gamma^5)g_A \gamma_\mu}{4g_B}$
$Z't\bar{T}$	$\frac{ic_p g(-1+\gamma^5)g_B \gamma_\mu s_\beta v(2y_1^2-y_2^2)(y_1^2+y_2^2)^2 y_3 Y_4}{8fg_A}$
$Z't\bar{T}^5$	$\frac{-ic_p g(1+\gamma^5)g_A \gamma_\mu s_\beta v y_2 Y_3}{4fg_B Y_1 Y_4}$
$Z't\bar{T}^6$	$\frac{-ic_\beta c_p g(1+\gamma^5)g_A \gamma_\mu v y_2}{2fg_B Y_1}$
$Z't\bar{T}^{23}$	$\frac{-ic_p g(-1+\gamma^5)g_B \gamma_\mu s_\beta v y_3}{2fg_A Y_2}$

Tabla C.10 Vértices con  $\gamma$

Vértices	$\gamma$
$\gamma\bar{T}$	$\frac{-ig}{6f(y_1^2+y_2^2)Y_2} \left( (-1+\gamma^5)\gamma_\mu s_\beta s_W v(2y_1^2-y_2^2)y_3 \left( -2+y_1^8Y_2+y_2^6y_3^2Y_2+ \right. \right.$ $\left. \left. 3y_1^4y_2^2Y_2(y_2^2+y_3^2)+y_1^6Y_2(3y_2^2+y_3^2)+y_1^2y_2^4Y_2Y_5 \right) \right)$
$\gamma\bar{T}^5$	$\frac{-2ig(-1+\gamma^5)\gamma_\mu s_\beta s_W v y_3}{3fY_2}$

Tabla C.11 Vértices con  $H^\pm$ ,  $\phi^\pm$  y  $W'^\pm$

Vértices	
$H^\pm t \bar{t}^{53}$	$\frac{3\sqrt{2}c_\beta M_W P_L s_\beta y_1 y_2 y_3^2}{Y_1 (f g y_1^2 + f g y_3^2)}$
$\phi^\pm t \bar{t}^{53}$	$\frac{-i\sqrt{2}F M_W P_R s_\beta y_1 y_3}{f Y_6 g Y_2}$
$W'^\pm t \bar{b}$	$\frac{ig}{\sqrt{2}} P_R \gamma^\mu$



# Índice analítico

- Abdus Salam, 7
- Acoplamiento ED, BLH, 21
- Acoplamiento Yukawa, top BLH, 23
- Acoplamientos de Yukawa, ME, 12
- Ajuste fino, 3
- Amplitud escalar, 33
- Amplitud vectorial, 33
- Angulo de mezcla débil, ME, 10
- Angulo de mezcla, BLH, 21
  
- Bosón de Higgs, 13
- Bosón de Nambu-Goldstone, 15
  
- Campos de norma  $W^\pm, Z$ , 11
- Campos sigma no-lineales, 15
- Constantes acoplamiento, ME, 9
- Correcciones  $\sigma$ , BLH, 25
- Correcciones al Higgs, 13
- Correcciones de norma, BLH, 25
- Correcciones fermiones, BLH, 26
- Correcciones hipercarga, BLH, 26
- Correcciones radiativas, BLH, 25
- Cromodipolo eléctrico, CDE, 34
- Cromodipolo magnético, 34
  
- Definición carga  $Q$ , 13
- Definición masas  $(u, d)$ , 13
- Definición masas  $W^\pm, Z$ , 11
- Definición masas tops, BLH, 23
- Derivada covariante, ED, 9
  
- Derivadas covariantes CDC, 12
- Diagramas escalar y vectorial, 32
- dimensiones compactificadas, 1
- Dimensiones extras, 1
- Dipolos adimensionales, 34
- Divergencia cuadrática, Higgs, 13
  
- Escala  $\Lambda$ , 2
- Escala  $\Lambda$ , valor, 3
- Escala  $M_\nu$ , 2
- Escala de GU, 2
- Escala de Planck, 2
- Espacio de parámetros, BLH, 29
- Existencia del Higgs, 1
  
- Fermiones y bosones BLH, 32
  
- Generación acoplamiento cuártico, 16
- Generador de  $U(1)_Y$ , 9
- Generadores  $T_L, T_R$  del BLH, 16
- Generadores de  $SU(2)_L$ , 8
- Generadores de  $SU(3)_C$ , 12
- Gluones, 12
- Grupo de simetría del ME, 8
  
- Hipercarga, ME, 8
  
- Jerarquía de masas, 2
- Jerarquía y modelos LH, 15
  
- Kaluza-Klein, 1

## Índice analítico

---

- Lagrangiano cromodipolo, [34](#)
- Lagrangiano sector de norma, BLH, [20](#)
- Masa del Higgs, [3](#)
- Masa del singlete  $\sigma$ , [30](#)
- Masa desnuda del Higgs, [14](#)
- Masas  $H^0, A^0, H^\pm, H'$ , [19](#)
- Masas bosones de norma, BLH, [21](#)
- Matrices  $P_i$  y  $P_{i_h}$ , [16](#)
- Matrices de Pauli, [8](#)
- Mecanismo de Higgs, [7](#)
- Medida del ajuste fino, BLH, [27](#)
- Modelos del pequeño Higgs, [2](#)
- Modelos LH y BLH, [4](#)
- MSME, [1](#)
- Multipletes  $h_i$ , [16](#)
- métrica cosmológica, [1](#)
- Mínimo de  $V$ , ME, [9](#)
- Números cuánticos, BLH, [24](#)
- Números cuánticos, ME, [8](#)
- Operador hipercarga, BLH, [24](#)
- Origen teórico del Higgs, [1](#)
- Parámetros del BLH, parte 1, [29](#)
- Parámetros del BLH, parte 2, [30](#)
- Parámetros del ME, [3](#)
- PBNG's parametrizados, [16](#)
- Potencial  $V$ , ME, [9](#)
- Potencial  $V_B$ , [18](#)
- Potencial Coleman-Weinberg, [25](#)
- Potencial cuártico, BLH, [17](#)
- Potencial de Higgs, BLH, [19](#)
- Potencial del BLH, [19](#)
- Problema de la jerarquía, [2](#)
- Problema del sabor, [2](#)
- Quarks, [12](#)
- Quarks de  $SO(6)_A$ , [21](#)
- Quarks de  $SO(6)_B$ , [22](#)
- Resultados escalares, [35](#)
- Resultados vectoriales, [38](#)
- s-partículas, [4](#)
- Schwinger, Julian, [32](#)
- Sector de corriente, BLH, [23](#)
- Sector fermión, BLH, [21](#)
- Simetría aproximada, [7](#)
- Simetría de custodia, Higgs, [3](#)
- Simetría de norma, [2](#)
- Simetría exacta, [7](#)
- Simetría quirial, [2](#)
- Singlete  $\sigma$ , [16](#)
- Steven Weinberg, [7](#)
- Súpersimetría, [3](#)
- Teorema de Goldstone, [7](#)
- Teoría de GU, [1](#)
- Teoría Electrodébil, [8](#)
- Terminos cinéticos  $W^\pm, Z$ , [11](#)
- Término  $\lambda_0$ , [19](#)
- Valores numéricos CDM, [43](#)
- Versión MSME, [3](#)
- VEV de  $\Sigma$ , [15](#)
- VEV's para el BLH, [19](#)
- Violación de simetrías, [7](#)